



HAL
open science

Etudes théoriques et expérimentales de caloducs et de thermosiphons soumis à de fortes accélérations

Cyril Romestant

► **To cite this version:**

Cyril Romestant. Etudes théoriques et expérimentales de caloducs et de thermosiphons soumis à de fortes accélérations. Autre. Université de Poitiers, 2000. Français. NNT : . tel-00130174

HAL Id: tel-00130174

<https://theses.hal.science/tel-00130174>

Submitted on 9 Feb 2007

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THESE

Pour l'obtention du grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE POITIERS
(Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique et
Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées)

(diplôme national : arrêté du 30 Mars 1992)

Secteur de Recherche : Energie, Thermique, Combustion

Option : **THERMIQUE**

Présentée par :

Cyril ROMESTANT

**Etudes théoriques et expérimentales de caloducs
et de thermosiphons soumis à de fortes accélérations**

Directeurs de thèse :

Alain ALEXANDRE & Jean Bernard SAULNIER

Soutenue le 24 novembre 2000

-JURY-

Mme	Monique LALLEMAND	Professeur à l'INSA de Lyon, <i>rapporteur</i>
M	Manfred GROLL	Professeur à l'IKE à Stuttgart, <i>rapporteur</i>
	Wolfgang SUPPER	Ingénieur à l'ESTEC Nordwijk
	Jean Bernard SAULNIER	Professeur à l'ENSMA à Poitiers
	Alain ALEXANDRE	Maître de conférence à l'ENSMA à Poitiers

Remerciements :

Tout d'abord, je remercie le professeur Jean Bernard Saulnier de m'avoir accueilli au sein du laboratoire d'études Thermiques en tant que directeur. Je le remercie également d'avoir participé à l'encadrement de ma thèse et à la mise en forme finale du manuscrit.

Je remercie vivement le professeur Monique Lallemand et le professeur Manfred Groll d'avoir accepté la lourde charge d'être rapporteur de ce volumineux mémoire. Qu'ils veuillent bien recevoir ici toute ma reconnaissance pour leur lecture attentive.

Je remercie également Wolfgang Supper d'avoir participé à mon jury de thèse en apportant une vision industrielle des applications envisageables.

J'adresse une sincère gratitude à Alain Alexandre pour m'avoir suivi tout au long de ce travail de thèse et en particulier de m'avoir donné les moyens de mener à bien mes travaux expérimentaux. Qu'il soit pareillement remercié pour la confiance qu'il m'a accordée aussi bien dans les nombreux contacts industriels que dans la présentation scientifique de mes travaux lors de nombreux congrès internationaux.

Il me vient de très amicales pensées accompagnées d'un soupçon de nostalgie lorsque j'évoque avec bonheur le souvenir de Jean Claude Prêt au sein des services techniques du laboratoire. Sa passion pour son métier et ses facultés pour concevoir et réaliser des "moutons à cinq pattes" en un temps records ont été d'un grand soutien dans la réalisation du montage expérimental.

Je remercie par ailleurs l'ensemble du personnel technique, d'une part pour leur aide mais aussi et surtout pour m'avoir supporté au quotidien lors des tribulations accompagnant souvent mes réflexions.

Bien sûr, je ne saurais conclure sans souligner le rôle fondamental du soutien constant de l'ensemble des membres de ma famille et de mes amis.

Sommaire	i
Index des Figures	xi
Index des Tableaux	xvii
Nomenclature	xix
Préliminaire	1
I Introduction à la notion de caloduc	3
I.1 Bref historique	3
I.2 Principe de fonctionnement	3
I.3 Exemples d'utilisation des caloducs	5
3.1 Les applications spatiales	5
3.2 Les applications terrestres	6
3.2.1 L'électronique de puissance	7
3.2.2 La microélectronique	7
3.2.3 Autres applications	8
I.4 Classifications des caloducs	9
4.1 Type d'écoulement du fluide	9
4.1.1 Les Boucles diphasiques	10
4.1.2 Les Caloducs	11
4.1.3 Les caloducs à artères	11
4.2 Dimensions de la section de passage du fluide	12
4.2.1 Les caloducs de tailles macroscopiques	13
4.2.2 Les caloducs miniatures	13
4.2.3 Les Micro caloducs	14
4.3 Forces motrices dans la phase liquide	16
4.3.1 Pompage capillaire et structures capillaires	16
4.3.1.1 Principe élémentaire du pompage capillaire	16
4.3.1.2 Les structures capillaires	17
4.3.2 Forces de volumes	19
4.3.2.1 Le champ de gravitation terrestre	19
4.3.2.2 champ d'accélération	21
4.4 Autres types de caloduc	24
I.5 Synthèse	26

II Approches qualitatives de la physique des caloducs	27
II.1 La physique des interfaces liquide/vapeur	27
1.1 Description de l'interface liquide/vapeur	27
1.2 Equation de Young Laplace	28
1.3 Les phénomènes de mouillage d'une paroi par un liquide	29
1.4 Les structures capillaires	31
II.2 La thermodynamique	32
2.1 Cycle thermodynamique en position thermosiphon	33
2.2 Cycle thermodynamique en pompage capillaire	34
2.3 Gradient de température minimum dans la phase vapeur	36
2.4 Les conséquences de l'analyse thermodynamique	36
II.3 L'écoulement fluide	37
3.1 Phase vapeur	38
3.1.1 Cas des forces de volume	39
3.1.2 Allure générale de la variation de la pression vapeur	39
3.1.3 Exemples de profils et modèles 2D	40
3.2 Phase liquide	42
3.2.1 Caloducs à pompage capillaire	42
3.2.2 Thermosiphons	42
3.3 Evolution des pressions dans un caloduc	43
3.3.1 Caloducs à pompage capillaire	43
3.3.2 Thermosiphons	44
II.4 Les transferts thermiques	45
4.1 Introduction à l'analyse thermique a l'aide d'un modèle nodal	45
4.1.1 Description du modèle	45
4.1.2 Exemple d'application	47
4.2 Physique des échanges thermiques au sein du caloduc	48
4.2.1 La conduction	49
4.2.2 La convection	49
4.2.3 Le rayonnement	49
4.2.4 Le changement de phase	50
II.5 Synthèse	51
III Les limites de fonctionnement des caloducs	53
III.1 Plage de températures et domaine de fonctionnement	53

1.1 Plage de températures	54
1.2 Domaine de fonctionnement	55
III.2 Limites liées à l'écoulement de la phase vapeur	56
2.1 Ecoulement en gaz raréfié	56
2.2 Limites hydrodynamiques en phase vapeur	58
2.2.1 Limite visqueuse	59
2.2.2 Limite sonique	63
2.2.2.1 Evolution de la phase vapeur le long de l'écoulement	63
2.2.2.2 Modèle monodimensionnel proposé de limite sonique	68
2.2.2.3 Limite sonique dans l'hypothèse d'un écoulement bidimensionnel	70
2.2.2.4 Prise en compte des pertes visqueuses dans la limite sonique	71
2.2.3 Remarques sur le calcul des rayons vapeurs	72
2.2.3.1 Application à la limite visqueuse	72
2.2.3.2 Application à la limite sonique	75
2.3 Synthèses sur les limites liées à la phase vapeur	75
III.3 Limite d'entraînement	76
3.1 Calculs basés sur le nombre de Weber	76
3.2 Corrélations et modèles courants	77
3.3 Discussions sur la physique de la limite d'entraînement	78
3.4 Modèle de limite d'entraînement avec cisaillement dynamique	79
3.4.1 Présentation du modèle de El-Genk & Saber [90]	80
3.4.1.1 Hypothèses préliminaires	81
3.4.1.2 Modèle d'écoulement liquide laminaire	81
3.4.1.3 Modèle d'écoulement liquide turbulent	83
3.4.2 Conclusions et remarques sur ce modèle	85
3.5 Conclusions sur la limite d'entraînement	86
III.4 Limite capillaire	86
4.1 Discussions préliminaires sur les phénomènes d'interfaces	87
4.2 Limite capillaire dans les caloducs de grandes dimensions	88
4.2.1 Modèle à densité de flux uniforme	88
4.2.1.1 La pression motrice capillaire	88
4.2.1.2 Les pertes de charge dans la phase vapeur	90
4.2.1.3 Les pertes de charge dans la phase liquide	91
4.2.1.4 Equation de fonctionnement et limite capillaire	92
4.2.2 Modèle avec densité de flux non-uniforme	93

4.3 Limite capillaire dans les micro caloducs	95
4.4 Conclusion sur les limites capillaires	97
III.5 Limites liées aux transferts de flux radiaux	97
5.1 Limite de transfert au condenseur	97
5.2 Limite d'ébullition	98
5.2.1 Caloduc à pompage capillaire	98
5.2.1.1 Expression courante de la limite d'ébullition	99
5.2.1.2 Discussions sur le rayon de bulle	100
5.2.1.3 Effet des forces de volume	101
5.2.2 Cas des thermosiphons	102
III.6 Remarques d'ordre général	102
6.1 Le choix de la température de référence	102
6.2 Limites en régime transitoire	103
6.2.1 Effets d'un échelon de flux	104
6.2.2 Effet geyser	104
III.7 Conclusion	106
<u>IV Les coefficients d'échanges thermiques</u>	<u>107</u>
IV.1 Coefficient de changement de phase	108
1.1 Description du modèle adopté	108
1.2 Corrections appliquées au flux massique	109
1.2.1 Cas d'une vitesse moyenne non nulle du gaz	110
1.2.2 Coefficient d'accommodation	110
1.2.3 Bilan global	111
1.3 Expression du coefficient d'échange par changement de phase	111
IV.2 Les échanges thermiques au sein des caloducs à pompage capillaire	113
2.1 Considérations sur les problèmes de remplissage	114
2.2 Modèles élémentaires	115
2.2.1 Modèle parallèle et modèle série	116
2.2.2 Application pour les caloducs à métaux liquides	117
2.3 Caloducs à milieux poreux	118
2.4 Caloducs à rainures	120
2.4.1 Zone condenseur d'un caloduc à rainures	120
2.4.1.1 Approche macroscopique	121

2.4.1.2 <i>Analyse fine d'une rainure</i>	122
2.4.2 Zone évaporateur d'un caloduc à rainures	123
2.4.2.1 <i>Approche macroscopique</i>	124
2.4.2.2 <i>Analyse macroscopique d'une rainure en conduction pure</i>	124
2.5 Insuffisances du modèle conductif	127
IV.3 Modélisation de la zone d'accrochage d'un ménisque	129
3.1 La pression de disjonction	129
3.2 Synthèse bibliographique des modèles d'évaporation en film mince	131
3.3 Modèle physique retenu de l'évaporation en film mince	134
3.3.1 Modélisation de l'écoulement liquide	134
3.3.2 Expression retenue de la pression motrice capillaire	135
3.3.3 Expression de la température d'interface	136
3.3.4 Influence du coefficient d'évaporation	137
3.3.5 Expression de l'équation différentielle gouvernant l'épaisseur du film	138
3.3.6 Epaisseur du film adsorbé et conditions initiales	139
3.4 Résolution numérique de l'équation (IV-45)	139
3.4.1 Système d'équations adimensionnées	139
3.4.2 Conditions aux limites	140
3.4.3 Résultats types obtenus	141
3.4.4 Etude de la sensibilité aux conditions initiales	146
3.4.4.1 <i>Influence de ε_1</i>	146
3.4.4.2 <i>Influence de ε_2</i>	148
3.4.5 Sensibilité du modèle à la constante de Hamaker	148
3.4.6 Influence de la température de paroi	150
3.5 Discussions sur le modèle et ses applications	151
3.5.1 Modèle avec surface rugueuse	152
3.5.2 Hypothèse de milieu continu	153
3.6 Synthèse et apports du modèle	155
IV.4 Coefficients d'échanges thermiques dans les thermosiphons	157
4.1 Coefficient d'échange à l'évaporateur	158
4.1.1 Description des phénomènes d'ébullition à la surface d'une paroi noyée	158
4.1.1.1 <i>Courbe d'ébullition dans le cas d'une température imposée</i>	159
4.1.1.2 <i>Courbe d'ébullition dans le cas d'un flux imposé</i>	160
4.1.1.3 <i>Remarques générales sur les courbes d'ébullition</i>	161

4.1.2	Corrélation de El-Genk & Saber pour les coefficients d'échanges thermiques à l'évaporateur dans les thermosiphons	162
4.1.2.1	<i>Présentation globale de l'approche</i>	162
4.1.2.2	<i>Coefficient d'échange dans la zone de ruissellement du film</i>	163
4.1.2.3	<i>Coefficient d'échange dans la zone noyée</i>	167
4.1.2.4	<i>Calcul de la hauteur de la zone noyée</i>	169
4.1.2.5	<i>Exemples d'applications numériques</i>	172
4.1.3	Discussion sur le modèle de El-Genk & Saber	174
4.2	Coefficient d'échange au condenseur	175
4.2.1	Condensation en film de Nusselt	176
4.2.1.1	<i>Hypothèses et formulation du modèle de condensation de Nusselt</i>	177
4.2.1.2	<i>Discussion sur certaines des hypothèses du modèle</i>	177
4.2.2	Corrélations usuelles	179
4.3	Caloducs soumis à des champs de forces importants	183
4.3.1	Caloducs tournants	184
4.3.2	Caloducs de révolution	186
4.3.3	Caloducs soumis à un champ de forces essentiellement longitudinales	188
4.4	Bilan sur les coefficients d'échanges dans les thermosiphons	190
IV.5	Conclusions et perspectives	191
V	Présentation détaillée du montage expérimental	193
V.1	Le champ d'accélération artificielle	193
1.1	Option choisie par Yerkes & Al	194
1.2	Principe de notre montage	195
1.3	Comparaison synthétique des deux options	196
V.2	Partie mécanique	197
2.1	Cahier des charges	197
2.2	Rotation principale	197
2.3	Inclinaison	198
V.3	Instrumentation des caloducs	199
3.1	Condenseur	199
3.1.1	Choix technologiques	200
3.1.1.1	<i>Considérations préliminaires</i>	200
3.1.1.2	<i>Modélisation du système de refroidissement</i>	201
3.1.2	Réalisation pratique	203

3.1.3 Régulation de la température adiabatique	204
3.2 Evaporateur	204
3.2.1 Choix technologiques	204
3.2.2 Dimensionnement	206
3.2.3 Isolation thermique	206
3.2.3.1 Dimensionnement	206
3.2.3.2 Etalonnage expérimental	207
3.3 Les capteurs de température	208
V.4 Partie commande et acquisition	209
4.1 Pilotage sous Labview	209
4.2 Mesure des températures	210
4.3 Mesure et pilotage de puissance	212
4.4 Mesure et pilotage de l'accélération	213
4.4.1 Vitesse de rotation	213
4.4.2 Positionnement angulaire	214
V.5 Synthèse et perspectives de développement	215
5.1 Synthèse des caractéristiques du montage	215
5.2 Perspectives de développement	217
<u>VI Résultats expérimentaux et analyse</u>	<u>219</u>
VI.1 Essais préliminaires et dimensionnement des caloducs	219
1.1 Essais Dassault	219
1.1.1 Conséquence du remplissage sur la température de saturation	220
1.1.2 Comportement d'une structure poreuse	221
1.1.3 Remouillage d'une paroi surchauffée	221
1.1.4 Commentaires sur les résultats obtenus	222
1.2 choix des caloducs et détermination du volume de remplissage	222
1.2.1 Choix des caloducs	222
1.2.2 Détermination du remplissage des caloducs	223
VI.2 Dépouillement et grandeurs de références	225
2.1 Procédures de mesure d'un point de fonctionnement	226
2.2 Définition des grandeurs de mesures retenues	226
2.3 Les incertitudes de mesures	227
2.4 Nomenclature des températures	228
VI.3 Les caloducs à eau	229

3.1 Premiers résultats	229
3.1.1 Mise en évidence du bouchon de gaz	229
3.1.2 Evolution globale des conductances d'évaporation	232
3.2 Dégradation progressive des performances	236
3.2.1 Création progressive d'un bouchon de gaz	237
3.2.2 Evolution du mouillage des parois à l'évaporateur	238
3.2.3 Discussion	241
3.3 Orientation de la campagne de mesures	241
VI.4 Position thermosiphon	242
4.1 Conductances moyennes au condenseur	244
4.1.1 Comparaison des résultats aux différents modèles	244
4.1.1.1 Correction des conductances mesurées	246
4.1.1.2 Comparaison à la condensation en film de Nusselt	246
4.1.1.3 Comparaison à la corrélation de Gross	247
4.1.2 Influence croisée de la puissance et de la température de fonctionnement	248
4.1.3 Influence du diamètre interne	250
4.1.4 Influence des rainures	252
4.1.5 Influence d'une accélération transversale	256
4.2 Conductances moyennes à l'évaporateur	259
4.2.1 Comparaison des résultats au modèle de El-Genk & Saber	259
4.2.2 Influence croisée de la puissance et de la température de fonctionnement	261
4.2.3 Influence du diamètre interne	261
4.2.4 Influence des rainures	262
4.2.5 Influence d'une accélération transverse	263
4.3 Conductances globales moyennes	264
4.3.1 Evaluation de la conductance globale en mode thermosiphon pur	264
4.3.2 Influence de l'accélération transverse	266
4.4 Fonctionnement oscillant	267
4.4.1 Description des différents modes oscillatoires	267
4.4.2 Conditions de température et de puissance transférée	269
4.4.3 Comparaison entre les trois caloducs à méthanol	270
4.4.4 Effets de l'accélération transversale	271
4.4.5 Discussion sur les schémas physiques du mode oscillatoire	272
4.5 Synthèse sur la position thermosiphon	273
VI.5 Essais sous fortes accélérations longitudinales	275

5.1 Comparaison entre les positions thermosiphon et horizontale	275
5.2 Conductances moyennes au condenseur	278
5.2.1 Influence de la température adiabatique	279
5.2.2 Influence du niveau d'accélération	281
5.2.3 Comportement du caloduc rainuré	283
5.3 Conductances moyennes à l'évaporateur	285
5.3.1 Les caloducs à tube lisse	285
5.3.2 Le caloduc à tube rainuré	289
5.4 Conductances globales moyennes	293
5.5 Synthèse sur les essais sous fortes accélérations	296
VI.6 Conclusions et perspectives	298
6.1 Synthèse des résultats obtenus	299
6.2 Orientation des recherches expérimentales	300
<u>Conclusion générale</u>	<u>303</u>
<u>Références bibliographiques</u>	<u>307</u>

Index des Figures

<i>Figure I-1 : principe de fonctionnement du caloduc à pompage capillaire</i>	4
<i>Figure I-2 : produits réalisés par la société NOREN depuis 30 ans []</i>	6
<i>Figure I-3 : schéma de principe d'une boucle diphasique à pompage capillaire</i>	10
<i>Figure I-4 : schémas d'un caloduc à tube lisse</i>	11
<i>Figure I-5 : exemples de caloduc à artère</i>	12
<i>Figure I-6 : photo au microscope électronique d'une section transversale d'un mini caloduc</i>	13
<i>Figure I-7 : répartition liquide-vapeur dans un caloduc pulsé</i>	14
<i>Figure I-8 : Microcaloduc réalisé par le laboratoire ITOH R&D (Japon)</i>	15
<i>Figure I-9 : section du caloduc : répartition typique du fluide</i>	15
<i>Figure I-10 : caloduc tournant à section tronconique</i>	21
<i>Figure I-11 : caloducs tournants plats</i>	22
<i>Figure I-12 : section d'un caloduc de révolution : répartition typique du liquide</i>	22
<i>Figure I-13 : schéma synoptique du montage utilisé par Gourdache [49]</i>	23
<i>Figure I-14 : principe du caloduc à conductances variables</i>	25
<i>Figure II-1 : évolution de la densité à l'interface liquide/vapeur</i>	28
<i>Figure II-2 : géométrie de l'interface liquide vapeur (Carey [L4] p.34)</i>	28
<i>Figure II-3 : angle de contact apparent</i>	29
<i>Figure II-4 : capillarité dans un tube</i>	30
<i>Figure II-5 : Principe du pompage capillaire -physique de l'interface-</i>	31
<i>Figure II-6 : variation du rayon de courbure dans une rainure</i>	32
<i>Figure II-7 : cycle thermodynamique d'un thermosiphon (diagramme T-S)</i>	33
<i>Figure II-8 : cycle thermodynamique d'un caloduc à pompage capillaire (diagramme T-S)</i>	35
<i>Figure II-9 : allure des composantes de la pression vapeur</i>	38
<i>Figure II-10 : variations longitudinales de pression vapeur</i>	40
<i>Figure II-11 : évolution de la pression vapeur pour un caloduc à pompage capillaire</i>	41
<i>Figure II-12 : pressions dans un caloduc à pompage capillaire</i>	44
<i>Figure II-13 : pression dans un thermosiphon</i>	44
<i>Figure II-14 : modèle nodal élémentaire d'un caloduc</i>	46
<i>Figure II-15 : réponse du modèle élémentaire et comportement thermique d'un caloduc</i>	48
<i>Figure III-1 : diagramme des phases d'un corps pur</i>	54
<i>Figure III-2 : exemple de domaine de fonctionnement pour un caloduc à pompage capillaire</i>	55
<i>Figure III-3 : définition des régimes d'écoulement en gaz raréfié</i>	57
<i>Figure III-4 : évolution de la pression vapeur en fonction de l'abscisse z</i>	60
<i>Figure III-5 : écoulement vapeur compressible</i>	64
<i>Figure III-6 : positionnement relatif des points de référence de la limite sonique</i>	67
<i>Figure III-7 : exemple de limite sonique pour un caloduc à sodium</i>	70
<i>Figure III-8 : modélisation du film de condensation d'un thermosiphon lisse</i>	73

Index des Figures

<i>Figure III-9 : modélisation de l'écoulement du film liquide laminaire</i>	<i>81</i>
<i>Figure III-10 : mouillabilité d'une surface par un liquide</i>	<i>88</i>
<i>Figure III-11 : coupe transversale d'un caloduc à rainures ayant des ailettes de collecte du flux</i>	<i>93</i>
<i>Figure III-12 : flux évacué fonction de la rainure considérée pour différents angles de contact</i>	<i>94</i>
<i>Figure III-13 : ébullition dans une rainure</i>	<i>99</i>
<i>Figure III-14 : ébullition dans une mèche en toile métallique (Faghri [L2] chap 4)</i>	<i>99</i>
<i>Figure IV-1 : modèle de conductance de changement de phase</i>	<i>109</i>
<i>Figure IV-2 : exemple de transfert radial de flux au condenseur dans un caloduc à milieu poreux</i>	<i>114</i>
<i>Figure IV-3 : exemple de zone d'excès de liquide pour des caloducs soumis à des forces de volumes</i>	<i>115</i>
<i>Figure IV-4 : conduction dans une structure capillaire : modèle série et modèle parallèle</i>	<i>116</i>
<i>Figure IV-5 : évolution du rapport des conductivités entre le modèle parallèle et le modèle série</i>	<i>117</i>
<i>Figure IV-6 : application de la conductivité relative aux caloducs à métaux liquides</i>	<i>118</i>
<i>Figure IV-7 : distribution liquide au condenseur d'un caloduc à rainures longitudinales rectangulaires</i>	<i>121</i>
<i>Figure IV-8 : condensation en film de Nusselt</i>	<i>121</i>
<i>Figure IV-9 : distribution liquide à l'évaporateur d'un caloduc à rainures longitudinales</i>	<i>123</i>
<i>Figure IV-10 : zone d'étude d'une structure rainurée dans le cadre d'une modélisation fine</i>	<i>125</i>
<i>Figure IV-11 : paramètres de la conductivité effective de Shekrlidze [109]</i>	<i>126</i>
<i>Figure IV-12 : configuration de l'étude de Bressler & Wyatt [110]</i>	<i>127</i>
<i>Figure IV-13 : Les différentes parties d'une zone d'accrochage d'un film liquide sur une paroi</i>	<i>131</i>
<i>Figure IV-14 : schéma du ménisque liquide</i>	<i>134</i>
<i>Figure IV-15 : évolution de l'épaisseur du film liquide et de la courbure de l'interface (Cas1)</i>	<i>144</i>
<i>Figure IV-16 : évolution de la densité de flux et de la température d'interface (Cas1)</i>	<i>144</i>
<i>Figure IV-17 : évolution de la pression capillaire et du flux linéique (Cas1)</i>	<i>145</i>
<i>Figure IV-18 : évolution de la dérivé en x de l'épaisseur du film liquide et du rayon de courbure de l'interface (Cas1)</i>	<i>145</i>
<i>Figure IV-19 : influence des conditions initiales sur le rayon de courbure (Cas1)</i>	<i>147</i>
<i>Figure IV-20 : influence de la constante de Hamaker sur le flux dissipé dans la micro région</i>	<i>149</i>
<i>Figure IV-21 : influence de la température de paroi sur le flux dissipé dans la micro région</i>	<i>150</i>
<i>Figure IV-22 : évolution de la vitesse débitante liquide dans le film mince</i>	<i>152</i>
<i>Figure IV-23 : potentiel de Lennard Jones</i>	<i>154</i>
<i>Figure IV-24 : courbe d'ébullition en température imposée</i>	<i>159</i>
<i>Figure IV-25 : courbe d'ébullition en flux imposé</i>	<i>161</i>
<i>Figure IV-26 : Zones et régimes d'échanges thermiques au sein d'un évaporateur de thermosiphon</i>	<i>163</i>
<i>Figure IV-27 : évolution du nombre de Nusselt ou du coefficient d'échange et de K_{film} en fonction de la densité de flux ou du flux transféré pour un échange en film</i>	<i>173</i>
<i>Figure IV-28 : évolution du nombre de Nusselt ou du coefficient d'échange et de K_{film} en fonction de la densité de flux ou du flux transféré pour un échange en zone noyée</i>	<i>174</i>
<i>Figure IV-29 : condensation en film de Nusselt</i>	<i>176</i>

Index des Figures

<i>Figure IV-30 : film liquide à l'extrémité du condenseur d'un thermosiphon</i>	<i>178</i>
<i>Figure IV-31 : influence de l'inclinaison sur le film de condensation</i>	<i>180</i>
<i>Figure IV-32 : caloduc tournant étagé (Marto [144])</i>	<i>184</i>
<i>Figure IV-33 : photo de la répartition du liquide dans un caloduc de révolution (Gi & Maezawa [45] - 350 tr mn⁻¹)</i>	<i>187</i>
<i>Figure IV-34 évolution typique de la conductance en fonction de l'accélération radiale (Gi & Maezawa [45] -350 tr mn⁻¹)</i>	<i>187</i>
<i>Figure IV-35 : drainage du film de condensation dans un caloduc de révolution</i>	<i>188</i>
<i>Figure V-1 : Schéma de principe du montage utilisé par Yerkes & al [142]</i>	<i>194</i>
<i>Figure V-2 : forces générées par le montage de Yerkes & al [143].....</i>	<i>195</i>
<i>Figure V-3 : schéma de principe du montage expérimental développé au LET</i>	<i>195</i>
<i>Figure V-4 : vue de l'implantation mécanique de la rotation principale.....</i>	<i>198</i>
<i>Figure V-5 : vue de l'implantation mécanique du positionnement angulaire.....</i>	<i>199</i>
<i>Figure V-6 : schéma de principe du condenseur</i>	<i>201</i>
<i>Figure V-7 : gradient total de température au condenseur.....</i>	<i>202</i>
<i>Figure V-8 : photos du bobinage des tuyaux de cuivre du condenseur.....</i>	<i>203</i>
<i>Figure V-9 : schémas de principe du bloc évaporateur</i>	<i>205</i>
<i>Figure V-10 : mise en œuvre de l'isolation thermique</i>	<i>207</i>
<i>Figure V-11 : écran de pilotage sous Labview</i>	<i>210</i>
<i>Figure V-12 : chaîne de mesure des températures</i>	<i>211</i>
<i>Figure V-13 : photo de l'implantation des composants de la chaîne de mesure des températures</i>	<i>212</i>
<i>Figure V-14 : schéma synoptique de la chaîne de commande et de mesure de la puissance</i>	<i>213</i>
<i>Figure V-15 : implantation du capteur de la vitesse de rotation.....</i>	<i>214</i>
<i>Figure V-16 : vue d'ensemble du montage expérimental opérationnel.....</i>	<i>216</i>
<i>Figure VI-1 : influence de l'accélération sur la pression de saturation en bout d'évaporateur</i>	<i>220</i>
<i>Figure VI-2 : évolution du remplissage théorique en fonction de l'accélération et de la puissance</i>	<i>225</i>
<i>Figure VI-3 : nomenclature des points de mesures de températures</i>	<i>228</i>
<i>Figure VI-4 : évolution du gradient de température longitudinal au condenseur.....</i>	<i>230</i>
<i>Figure VI-5 : exemple de fonctionnement oscillatoire en position thermosiphon sans accélération (E16L2).....</i>	<i>231</i>
<i>Figure VI-6 : conductance d'évaporation en fonction de la puissance pour différentes températures adiabatique (E16L2).....</i>	<i>233</i>
<i>Figure VI-7 : influence de l'accélération radiale sur la conductance d'évaporation (E16L2).....</i>	<i>234</i>
<i>Figure VI-8 : comportement du liquide à l'évaporateur sous accélération radiale.....</i>	<i>234</i>
<i>Figure VI-9 : Comparaison de la position thermosiphon et de la position horizontale favorable pour une accélération moyenne de 10 m s⁻² (E16L2).....</i>	<i>235</i>
<i>Figure VI-10 : influence de l'accélération longitudinale sur la conductance d'évaporation pour une température adiabatique de 70°C (E16L2).....</i>	<i>236</i>

Index des Figures

<i>Figure VI-11 : Evolution des conductances au condenseur pour différentes températures adiabatiques (E16R1 en position thermosiphon).....</i>	<i>237</i>
<i>Figure VI-12 : Evolution des conductances à l'évaporateur pour différentes températures adiabatiques (E16R1 en position thermosiphon).....</i>	<i>239</i>
<i>Figure VI-13 : exemple d'oscillations des températures du caloduc E16R1 en position thermosiphon pour une température adiabatique de 70°C</i>	<i>240</i>
<i>Figure VI-14 : exemple de courbe de fonctionnement (Caloduc M16L1 en position thermosiphon)</i>	<i>243</i>
<i>Figure VI-15 : Comparaison des conductances de condensation avec les modèles théoriques et la corrélation de Gross (M16L1-Tadia=20°C)</i>	<i>245</i>
<i>Figure VI-16 : Comparaison des conductances de condensation avec les modèles théoriques et la corrélation de Gross (M16L1-Tadia=80°C)</i>	<i>245</i>
<i>Figure VI-17 : évolution des conductances au condenseur en position thermosiphon en fonction de la puissance transférée pour différentes températures (M16L1).....</i>	<i>249</i>
<i>Figure VI-18 : évolution des conductances au condenseur en position thermosiphon en fonction de la puissance transférée pour différentes températures (M12L1).....</i>	<i>249</i>
<i>Figure VI-19 : évolution des conductances au condenseur en position thermosiphon en fonction de la température pour différentes puissances transférées (M16L1)</i>	<i>250</i>
<i>Figure VI-20 : influence du diamètre interne sur la conductance de condensation (Tadia=0, 20, 40°C)</i>	<i>251</i>
<i>Figure VI-21 : influence du diamètre interne sur la conductance de condensation (Tadia=60, 80, 100°C).....</i>	<i>251</i>
<i>Figure VI-22 : évolution des conductances au condenseur en position thermosiphon (M12R1).....</i>	<i>252</i>
<i>Figure VI-23 : influence des rainures sur la conductance de condensation (0, 20, 40°C).....</i>	<i>253</i>
<i>Figure VI-24 : influence des rainures sur la conductance de condensation (60, 80, 100°C).....</i>	<i>253</i>
<i>Figure VI-25 : comportement du film de condensation à très faible puissance pour le caloduc M12R1</i>	<i>255</i>
<i>Figure VI-26 : comportement du film de condensation à puissance moyenne pour le caloduc M12R1</i>	<i>256</i>
<i>Figure VI-27 : Influence de l'accélération transversale sur la conductance de condensation à Tadia=80°C (M16L1).....</i>	<i>257</i>
<i>Figure VI-28 : Influence de l'accélération transversale sur la conductance de condensation à Tadia=80°C (M12R1)</i>	<i>257</i>
<i>Figure VI-29 : influence de l'accélération transversale sur le liquide contenu dans une rainure (cas du caloduc M12R1).....</i>	<i>258</i>
<i>Figure VI-30 : Conductances à l'évaporateur calculées par les corrélations de El-Genk & Saber pour un écoulement en film (M16L1)</i>	<i>259</i>
<i>Figure VI-31 : Conductances moyennes expérimentales à l'évaporateur (M16L1)</i>	<i>260</i>
<i>Figure VI-32 : Conductances moyennes expérimentales à l'évaporateur (M12R1)</i>	<i>262</i>
<i>Figure VI-33 : évolution de la conductance globale en mode thermosiphon pur (M12L1).....</i>	<i>264</i>
<i>Figure VI-34 : évolution de la conductance globale en mode thermosiphon pur (M12R1)</i>	<i>265</i>
<i>Figure VI-35 : influence de l'accélération transversale sur la conductance globale : Tadia=80°C (M12L1)....</i>	<i>266</i>
<i>Figure VI-36 : exemple d'oscillations pseudo périodiques en mode thermosiphon pur (M12L1)</i>	<i>268</i>

Index des Figures

<i>Figure VI-37 : exemple d'oscillations aléatoires en mode thermosiphon (M12L1).....</i>	268
<i>Figure VI-38 : exemple d'oscillations périodiques en mode thermosiphon (M12R1).....</i>	269
<i>Figure VI-39 : évolution de l'amplitude et de la période des oscillations P= 20 W (M12R1).....</i>	270
<i>Figure VI-40 : exemple d'oscillations en position thermosiphon sous accélération transversale (M12L1).....</i>	271
<i>Figure VI-41 comparaison des champs d'accélération entre la position thermosiphon et la position horizontale avec une accélération moyenne de 10 m s^{-2}.....</i>	276
<i>Figure VI-42 : comparaison des valeurs des conductances entre les positions horizontale et verticale Tadia=80°C (M16L1).....</i>	276
<i>Figure VI-43 : comparaison des valeurs des conductances entre les positions horizontale et verticale Tadia=20°C (M12L1).....</i>	277
<i>Figure VI-44 : comparaison des valeurs des conductances entre les positions horizontale et verticale Tadia=20°C (M12R1).....</i>	278
<i>Figure VI-45 : influence de la température adiabatique sur les conductances au condenseur pour une accélération de 10 m s^{-2} en position horizontale (M12L1).....</i>	280
<i>Figure VI-46 : influence de la température adiabatique sur les conductances au condenseur pour une accélération de 90 m s^{-2} en position horizontale (M12L1).....</i>	280
<i>Figure VI-47 : influence de l'accélération longitudinale en position horizontale sur les conductances au condenseur, Tadia=0°C (M12L1).....</i>	281
<i>Figure VI-48 : influence de l'accélération longitudinale en position horizontale sur les conductances au condenseur, Tadia=40°C (M12L1).....</i>	282
<i>Figure VI-49 : influence de l'accélération longitudinale en position horizontale sur les conductances au condenseur, Tadia=80°C (M12L1).....</i>	282
<i>Figure VI-50 : influence de l'accélération longitudinale en position horizontale sur les conductances au condenseur, Tadia=60°C (M12R1).....</i>	284
<i>Figure VI-51 : influence de la température adiabatique sur les conductances au condenseur pour une accélération de 90 m s^{-2} en position horizontale (M12R1).....</i>	284
<i>Figure VI-52 : influence de la température adiabatique sur les conductances à l'évaporateur pour une accélération de 60 m s^{-2} en position horizontale (M16L1).....</i>	286
<i>Figure VI-53 : influence de la température adiabatique sur les conductances à l'évaporateur pour une accélération de 10 m s^{-2} en position horizontale (M12L1).....</i>	286
<i>Figure VI-54 : influence de la température adiabatique sur les conductances à l'évaporateur pour une accélération de 90 m s^{-2} en position horizontale (M12L1).....</i>	287
<i>Figure VI-55 : influence de l'accélération longitudinale en position horizontale sur les conductances à l'évaporateur, Tadia=20°C (M16L1).....</i>	287
<i>Figure VI-56 : influence de l'accélération longitudinale en position horizontale sur les conductances à l'évaporateur, Tadia=40°C (M12L1).....</i>	288
<i>Figure VI-57 : influence de l'accélération longitudinale en position horizontale sur les conductances à l'évaporateur, Tadia=100°C (M12L1).....</i>	288

Index des Figures

<i>Figure VI-58 : influence de l'accélération longitudinale en position horizontale sur les conductances à l'évaporateur, Tadia=20°C (M12R1)</i>	<i>290</i>
<i>Figure VI-59 : influence de l'accélération longitudinale en position horizontale sur les conductances à l'évaporateur, Tadia=80°C (M12R1)</i>	<i>291</i>
<i>Figure VI-60 : influence de la température adiabatique sur les conductances à l'évaporateur pour une accélération de 30 m s⁻² en position horizontale (M12R1)</i>	<i>291</i>
<i>Figure VI-61 : influence de la température adiabatique sur les conductances à l'évaporateur pour une accélération de 90 m s⁻² en position horizontale (M12R1)</i>	<i>292</i>
<i>Figure VI-62 : influence de la température adiabatique sur la conductance globale pour une accélération de 60 m s⁻² en position horizontale (M12L1)</i>	<i>294</i>
<i>Figure VI-63 : influence de l'accélération longitudinale en position horizontale sur la conductance globale, Tadia=80°C (M12L1)</i>	<i>294</i>
<i>Figure VI-64 : influence de la température adiabatique sur la conductance globale pour une accélération de 30 m s⁻² en position horizontale (M12R1).....</i>	<i>295</i>
<i>Figure VI-65 : influence de l'accélération longitudinale en position horizontale sur la conductance globale, Tadia=20°C (M12R1)</i>	<i>295</i>

Index des Tableaux

<i>Tableau I-1 : classification des structures capillaires.....</i>	<i>18</i>
<i>Tableau I-2 : hauteur de liquide équivalente</i>	<i>20</i>
<i>Tableau II-1 : valeurs numériques des constantes de l'exemple du modèle élémentaire</i>	<i>47</i>
<i>Tableau III-1 : classification des fluides caloporteurs.....</i>	<i>54</i>
<i>Tableau III-2 : variation de la dérivé de la courbe de saturation pour quatre fluides</i>	<i>59</i>
<i>Tableau III-3 : exemples numériques d'évolutions de la phase vapeur</i>	<i>66</i>
<i>Tableau III-4 : exemples de limites d'entraînement</i>	<i>85</i>
<i>Tableau III-5 : rayon effectif des structures capillaires.....</i>	<i>89</i>
<i>Tableau IV-1 : conductivité thermique effective de différentes structures capillaires</i>	<i>119</i>
<i>Tableau IV-2 : propriétés thermophysiques utilisées dans les calculs (ammoniac).....</i>	<i>142</i>
<i>Tableau IV-3 : influence de la constante de Hamaker</i>	<i>149</i>
<i>Tableau IV-4 : classification des points de mesures de la zone d'écoulement en film.....</i>	<i>164</i>
<i>Tableau IV-5 : les régimes d'échanges thermiques dans les écoulements en film</i>	<i>167</i>
<i>Tableau IV-6 : classification des points de mesures en zone noyée</i>	<i>167</i>
<i>Tableau IV-7 : les régimes d'échanges thermiques dans la zone noyée.....</i>	<i>169</i>
<i>Tableau IV-8 : influence de la géométrie et de la phase vapeur sur le volume liquide</i>	<i>170</i>
<i>Tableau IV-9 : exemple de transition de régime d'échange en film</i>	<i>172</i>
<i>Tableau IV-10 : exemple de transition de régime d'échange en film</i>	<i>173</i>
<i>Tableau IV-11 : corrélation du coefficient de condensation dans les thermosiphons.....</i>	<i>182</i>
<i>Tableau IV-12 : précision de la corrélation de Gross pour le coefficient d'échange par condensation</i>	<i>182</i>
<i>Tableau V-1 : Comparaison des conséquences des principes de montage</i>	<i>196</i>
<i>Tableau V-2 : cahier des charges mécanique</i>	<i>197</i>
<i>Tableau V-3 : puissance frigorifique maximale</i>	<i>200</i>
<i>Tableau V-4 : caractéristiques principales du montage.....</i>	<i>215</i>
<i>Tableau VI-1 : exemples d'augmentation de température de saturation en bout d'évaporateur</i>	<i>221</i>
<i>Tableau VI-2 : récapitulatif des points de mesures marqués par un fonctionnement oscillatoire</i>	<i>269</i>
<i>Tableau VI-3 : Récapitulatif des essais en mode thermosiphon</i>	<i>274</i>
<i>Tableau VI-4 : Récapitulatif des essais en position horizontale.....</i>	<i>297</i>

Nomenclature

Notation latines

A	Chap IV : profondeur de rainure	m
	Chap IV : constante de Hamaker	J
A_w	Section d'une structure capillaire	m^2
a_g	Nombre adimensionnel caractérisant le rapport de la vitesse W_0 sur la vitesse moyenne d'agitation thermique du gaz	
BN	Chap II : température imposée au nœud modélisant l'ambiante	K (ou °C)
Bo	Nombre de Bond définissant le rapport des forces volumiques aux forces capillaires	
C	Chap II : capacité thermique	$J K^{-1}$
C_{ev}	Chap II : capacité thermique de la zone évaporateur	$J K^{-1}$
C_f	Chap II : capacité thermique du fluide et de la zone adiabatique (paroi)	$J K^{-1}$
C_{cd}	Chap II : capacité thermique de la zone condenseur	$J K^{-1}$
c_p	Capacité calorifique massique à pression constante	$J kg^{-1} K^{-1}$
c_v	Capacité calorifique massique à volume constant	$J kg^{-1} K^{-1}$
Const	Constante	
D	Chap I : dimension caractéristique du pompage capillaire	m
D_v	Diamètre du canal vapeur	m
D_{int}	Diamètre intérieur du caloduc (section fluide)	m
D_{min}	Chap III : dimension minimale du canal vapeur	m
d	Chap II : diamètre intérieur d'un tube capillaire	m
\tilde{d}	Dimension moléculaire caractéristique	m
E	Chap IV : largeur d'ailette entre deux rainures	m
E_t	Chap IV : hauteur d'ailette entre deux rainures	m
e	Chap II : distance entre deux plaques parallèles	m
e_{cap}	Epaisseur de la structure capillaire	m
f_φ	Facteur correctif du nombre de Reynolds pour un film de condensation dans un thermosiphon à tube lisse incliné	
f_p	Facteur de pression	
G	Conductance thermique	$W K^{-1}$

Nomenclature

G_{ev}	Chap II : conductance thermique globale à l'évaporateur entre la phase vapeur et la paroi	$W K^{-1}$
G_{cd}	Chap II : conductance thermique globale au condenseur entre la phase vapeur et la paroi	$W K^{-1}$
G_v	Chap II : conductance thermique globale dans la phase vapeur	$W K^{-1}$
G_{cond}	Chap II : conductance thermique globale de conduction au sein de la paroi entre la zone évaporateur et la zone condenseur	$W K^{-1}$
G_{conv}	Chap II : conductance thermique globale de convection entre la paroi du condenseur et l'ambiante	$W K^{-1}$
Gr	Nombre de Grashof définissant le rapport des forces d'Archimède aux forces de viscosité	
g	Gravitation terrestre $g=9,81$	$m s^{-2}$
H	Chap V : hauteur des canaux	m
$H_{\text{équi}}$	Hauteur de fluide équivalente au pompage capillaire	m
h	Chap II : hauteur de liquide dans un tube capillaire	m
	Chap IV : coefficient d'échange	$W m^{-2} K^{-1}$
h_{lv}	Chaleur latente de changement de phase liquide/vapeur	$kJ kg^{-1}$
h_i	Chap II : coefficient d'échange de changement de phase (basé sur la théorie cinétique des gaz)	$W m^{-2} K^{-1}$
K	Courbure de l'interface liquide/vapeur	m^{-1}
	Perméabilité d'une structure capillaire	m
K_{film}	Paramètre de film (définit les zones de transition du type d'écoulement)	
K_{zn}	Paramètre de zone noyée (définit les zones de transition du type d'écoulement)	
K_p	Paramètre de pression $K_p = \frac{P_{\text{sat}} \ell_b}{\sigma}$	
k_B	Constante de Boltzmann $k_B=1,381 \cdot 10^{-23}$	$J K^{-1}$
Kn	Nombre de Knudsen définissant le rapport du libre parcours moyen à la dimension minimale d'un canal vapeur	
L_E ou L_e	Longueur de la zone d'évaporation	m
L_A	Longueur de la zone adiabatique	m
L_C	Longueur de la zone de condensation	m
L_f	Longueur de la zone de film $L_e=L_f+L_p$	m
L_p	Longueur de la zone noyée $L_e=L_f+L_p$	m
L_{ft}	Longueur de film théorique	m

Nomenclature

L_{eff}	Longueur effective définie par l'équation III-13	m
L'_{eff}	Longueur effective corrigée définie par l'équation III-16	m
$L_{\text{réf}}$	Longueur caractéristique	m
ℓ	Libre parcours moyen d'une molécule de gaz entre deux chocs	m
ℓ_b	Longueur de bulle $\ell_b = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}}$	m
ℓ_f	Longueur de film $\ell_b = \left(\frac{\mu_l^2}{g \rho_l (\rho_l - \rho_v)} \right)^{1/3}$	m
M_a	Nombre de Mach définissant le rapport entre la vitesse d'un écoulement et la vitesse sonique dans les mêmes conditions de température et de pression	
M	Masse molaire d'un gaz	kg mol ⁻¹
m	Masse	kg
m_f	Masse de fluide	kg
\dot{m}	Débit de masse du fluide	kg s ⁻¹
$\dot{\tilde{m}}_l$	Débit de masse linéique de liquide	kg m ⁻¹ s ⁻¹
$\dot{\tilde{m}}_e$	Débit de masse surfacique d'évaporation	kg m ⁻² s ⁻¹
\dot{m}_n^*	Débit de masse surfacique de gaz traversant une surface plane fictive et provenant d'un demi espace	kg m ⁻² s ⁻¹
\dot{m}'_l	Débit de masse surfacique de gaz traversant une surface plane fictive infiniment proche de la surface liquide et provenant de l'interface liquide/vapeur (Figure IV-1)	kg m ⁻² s ⁻¹
\dot{m}'_v	Débit de masse surfacique de gaz traversant une surface plane fictive infiniment proche de la surface liquide et provenant de la zone vapeur (Figure IV-1)	kg m ⁻² s ⁻¹
N_A	Nombre d'Avogadro $N_A = 6,02 \cdot 10^{26}$	Kg ⁻¹ mol ⁻¹
Nu_f	Nombre de Nusselt du film à l'évaporateur défini par : $Nu_f = \frac{h \ell_f}{\lambda_l}$	
Nu_p	Nombre de Nusselt de la zone noyée à l'évaporateur défini par : $Nu_p = \frac{h D_{\text{int}}}{\lambda_l}$	
$Nu_{f,x}$	Nombre de Nusselt local en film pour un écoulement laminaire	
$Nu_{f,cn}$	Nombre de Nusselt moyen en film pour un écoulement laminaire	
$Nu_{f,eb}$	Nombre de Nusselt en film pour un écoulement avec ébullition	

Nomenclature

	nucléée	
$Nu_{f,tr}$	Nombre de Nusselt en film pour un écoulement de transition	
Nu_{Ku}	Nombre de Nusselt calculé à partir de la corrélation de Kutateladze	
$Nu_{p,cn}$	Nombre de Nusselt de la zone noyée en régime de convection naturelle	
$Nu_{p,tr}$	Nombre de Nusselt de la zone noyée en régime de transition	
$Nu_{p,eb}$	Nombre de Nusselt de la zone noyée en régime d'ébullition nucléée	
Nu_x	Nombre de Nusselt local pour un film de condensation laminaire	
\overline{Nu}_{Lf}	Nombre de Nusselt moyen pour un film de condensation laminaire sur une longueur de film L_f	
Nu_c	Nombre de Nusselt en condensation $Nu_c = \frac{h \ell_f}{\lambda_1}$	
Nu_{lam}	Nombre de Nusselt moyen pour un film de condensation laminaire	
Nu_{turb}	Nombre de Nusselt moyen pour un film de condensation turbulent	
$N_{\mu f}$	Nombre de viscosité du film $N_{\mu f} = \left(\frac{\ell_f}{\ell_b} \right)^{1,5}$	
n	Chap I : nombre de molécules	
P	Pression	Pa
P_r	Pression statique engendrée par une accélération Γ	Pa
P_d	Pression de disjonction	Pa
P_c	Pression capillaire	Pa
$P_{c,0}$	Pression capillaire dans le film adsorbé	Pa
P_I, P_{II}	Pression de la phase I ou de la phase II	Pa
$P_{v,e}$	Pression de la phase vapeur à l'évaporateur	Pa
$P_{v,c}$	Pression de la phase vapeur au condenseur	Pa
$P_{réf}$	Pression de référence	Pa
Pr	Nombre de Prandlt définissant le rapport de la viscosité cinématique sur la diffusivité thermique $Pr = \frac{\mu c_p}{\lambda}$	
Q	Chap I : puissance transférée	W
QS	Chap II : flux injecté sur le nœud de paroi à l'évaporateur	W
$Q(z)$	Chap III : puissance transférée dans une section d'abscisse z par la phase vapeur (équation III-6)	W

Nomenclature

Q_m	Chap III : Flux transférable par le caloduc en fonction des conditions en $z=1$ (pression et température) pour une température adiabatique donnée	W
Q_{vis}	Chap III : flux maximal transférable en limite visqueuse	W
Q_{son}	Chap III : flux maximal transférable en limite sonique	W
Q_{sat}	Chap III : flux maximal transférable en limite sonique avec une vapeur en condition de saturation en tout points	W
Q_{isen}	Chap III : flux maximal transférable en limite sonique dans les conditions d'un écoulement isentropique	W
Q_{isot}	Chap III : flux maximal transférable en limite sonique dans les conditions d'un écoulement isotherme	W
Q_{ent}	Chap III : flux maximal transférable en limite d'entraînement	W
Q_{cap}	Chap III : flux maximal transférable en limite capillaire	W
$Q_{ébu}$	Chap III : flux maximal transférable en limite d'ébullition	W
Q_{mic}	Chap IV : flux total linéique (voir équation IV-49)	$W m^{-1}$
q	Densité de flux	$W m^{-2}$
q_e	Densité de flux d'évaporation	$W m^{-2}$
R	Constante des gaz parfaits $R=8,3143$	$J mol^{-1} K^{-1}$
Ra	Nombre de Rayleigh $Ra=Gr Pr$	
Re	Nombre de Reynolds définissant le rapport des forces inertielle sur les forces visqueuses	
Re_c	Nombre de Reynolds de condensation en film	
$Re_{c,\varphi}$	Nombre de Reynolds de condensation en film modifié $Re_{c,\varphi} = Re_c f_\varphi$	
Re_g	Nombre de Reynolds du gaz (phase vapeur) au sein de la phase liquide $Re_g = \frac{q_e \ell_b}{\rho_v h_{lv} v_l}$	
Re_x	Nombre de Reynolds local pour un écoulement en film laminaire	
Re_r	Nombre de Reynolds radial dans la phase vapeur (équation II-7)	
$Re_{r,e}$	Nombre de Reynolds radial dans la phase vapeur à l'évaporateur	
R_{men}	Rayon de ménisque (dans une structure capillaire)	m
R_v	Rayon du canal vapeur	m
r	Chap IV : distance intermoléculaire	m
r_g	Constante du gaz $r_g = \frac{R}{M}$ ou $r_g = c_p - c_v$ pour un gaz parfait	$J kg^{-1} K^{-1}$
r_v	Rayon du canal vapeur	m
r_{eff}	Rayon effectif de pore	m

Nomenclature

S	Chap II : entropie du fluide	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
	Chap III : section de passage	m^2
r_1, r_2	Chap II : rayons de courbure principaux	m^{-1}
T	Température	K (ou °C)
$T_{p,e}$	Chap II : température moyenne de paroi à l'évaporateur	K (ou °C)
$T_{v,e}$	Chap II : température moyenne de la phase vapeur à l'évaporateur	K (ou °C)
$T_{p,c}$	Chap II : température moyenne de paroi au condenseur	K (ou °C)
$T_{v,c}$	Chap II : température moyenne de la phase vapeur au condenseur	K (ou °C)
T_{amb}	Chap II : température ambiante	K (ou °C)
T_{tr}	Chap III : Température de transition pour un caloduc donné définissant la limite de validité des hypothèses de milieu continu	K
T_{iv}	Chap IV : température de l'interface liquide/vapeur	K
T_{ev}	Chap V : température moyenne à l'évaporateur	°C
T_{cd}	Chap V : température moyenne au condenseur	°C
T_{ad}	Chap V : température moyenne dans la zone adiabatique	°C
U	Vitesse	m s^{-2}
U_r	Vitesse de condensation ou d'évaporation (équation II-8)	m s^{-2}
u, v, w	Vitesse	m s^{-2}
V	Volume	m^3
V_t	volume total interne	m^3
W	Débit de masse linéique	$\text{kg s}^{-1} \text{m}^{-1}$
	Largeur de rainures	m
W_e	Nombre de weber définissant le rapport des forces inertielle sur la tension de surface	
W_0	Vitesse moyenne du gaz perpendiculairement à l'interface de changement de phase	m s^{-1}

Notation grecques

α	angle	rad
	diffusivité thermique $\alpha = \frac{\lambda}{\rho c_p}$	
β	coefficient de dilatation thermique volumique	K^{-1}
γ	coefficient isentropique $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$	
Δ	variation non infinitésimale d'une grandeur	
$\Delta P_{c,max}$	Pression motrice capillaire maximale	Pa
ΔT_{eb}	Ecart de température minimal avant ébullition	$^{\circ}C$
δ	Epaisseur de film liquide	m
δ_0	Epaisseur de film liquide adsorbé (équation IV-48)	m
ε	Fraction volumique liquide dans une structure poreuse	
ε_1	Valeur initiale de $\hat{\delta}'$	
ε_2	Valeur initiale de \hat{Q}_{mic}	
Γ	Accélération	$m s^{-2}$
$\Gamma(x)$	Projection de l'accélération sur l'axe longitudinal du caloduc	$m s^{-2}$
Γ_r	Accélération radiale (orthogonale à l'axe du caloduc)	$m s^{-2}$
Γ_t	Accélération tangentielle (projection de l'accélération radiale sur la paroi interne du caloduc)	$m s^{-2}$
ϑ	Volume massique	$m^3 kg^{-1}$
ϑ_{vl}	Volume massique de changement de phase $\vartheta_{vl} = \vartheta_v - \vartheta_l$	$m^3 kg^{-1}$
λ	Conductivité thermique	$W m^{-1} K^{-1}$
λ_{eff}	Conductivité thermique effective (ou équivalente)	$W m^{-1} K^{-1}$
$\lambda_{série}$	Conductivité thermique suivant un modèle série (Figure IV-4)	$W m^{-1} K^{-1}$
$\lambda_{parallèle}$	Conductivité thermique suivant un modèle parallèle (Figure IV-4)	$W m^{-1} K^{-1}$
λ_r	Conductivité thermique relative $\lambda_r = \frac{\lambda_{parallèle}}{\lambda_{série}}$	
λ_{sl}	Rapport des conductivités thermiques solide/liquide $\lambda_{sl} = \frac{\lambda_s}{\lambda_l}$	
μ	Viscosité dynamique	$kg m^{-1} s^{-1}$
ν	viscosité cinématique $\nu = \mu/\rho$	$m^2 s^{-1}$
ρ	Masse volumique	$kg m^{-3}$
σ	Tension de surface liquide/vapeur	$N m^{-1}$

Nomenclature

$\hat{\sigma}$	Coefficient d'accommodation	
σ_c	Section efficace de collision entre deux molécules	m^2
τ_i	Contrainte de cisaillement à l'interface liquide/vapeur	Pa
τ_{ia}	Contrainte de cisaillement à l'interface liquide/vapeur en zone adiabatique (écoulement laminaire)	Pa
τ_{id}	Contrainte de cisaillement à l'interface liquide/vapeur en zone de changement de phase : contrainte dynamique (écoulement laminaire)	Pa
τ_{it}	Contrainte de cisaillement à l'interface liquide/vapeur pour un film turbulent	Pa
τ_{wt}	Contrainte de cisaillement à l'interface liquide/solide pour un film turbulent	Pa
$\tilde{\phi}$	potentiel d'interaction moléculaire	J
φ	angle d'inclinaison par rapport à la verticale	rad
χ	abscisse adimensionnée	
Ψ	coefficient de mélange	
$\Psi(a_g)$	Fonction de correction appliqué à \dot{m}_n^* pour le cas d'une vitesse moyenne d'ensemble du gaz non nulle (correction à la théorie cinétique des gaz)	
ω	Vitesse de rotation	rad s^{-1}

indices

l	phase liquide
v	phase vapeur
w	paroi
s	solide
f	film
i	interface liquide vapeur
.0	condition génératrice de l'écoulement vapeur en $z=0$
.1	condition en $z=1$
.z1	conditions en $z=z1=(L_E+L_A/2)$
.a	conditions en milieu de zone adiabatique
.l	conditions en sortie de zone évaporateur pour un écoulement sans frottement
.s	conditions d'un écoulement sonique
.sat	condition de saturation
.ssl	condition de sursaturation vapeur maximale à température constante
PT	conditions au point triple du fluide
.vis	lié à des forces de dissipation visqueuses
.iner	lié à des forces inertielle
.fvol	lié à des forces de volume
b	bulle vapeur
r	radial

notations diverses

—	valeur moyenne (espace et/ou temps)
$\frac{d}{d}$	Notation générale de la dérivé totale
$\frac{\partial}{\partial}$	Notation générale de la dérivé partielle
'	Chap IV : dérivé première par rapport à l'abscisse x
"	Chap IV : dérivé deuxième par rapport à l'abscisse x
^	Grandeurs adimensionnées (voir équation IV-50)

Préliminaire

Le thème du transport d'énergie est très vaste puisqu'il concerne plus ou moins tous les processus physiques. Or, la croissance continue des performances volumiques d'une grande partie des technologies utilisées au quotidien conduit souvent à de grandes difficultés pour évacuer, sous un gradient de température acceptable, la chaleur produite.

De nombreuses solutions sont constamment développées pour améliorer le transfert, d'un point à un autre, de l'énergie sous forme thermique. Parmi l'ensemble de ces solutions nous avons orienté notre étude vers les systèmes exploitant les propriétés thermophysiques d'un fluide lors du changement d'état entre la phase liquide et la phase vapeur. En effet, si l'on compare l'énergie nécessaire pour chauffer un gramme d'eau de 0°C à 100°C, soit environ 418 Joules, avec l'énergie nécessaire pour évaporer à 100°C ce même gramme d'eau, soit environ 2400 Joules, on entrevoit tout l'intérêt que peut présenter un phénomène de changement de phase pour transporter de l'énergie sous forme thermique. Il suffit en effet d'évaporer un liquide dans la zone où l'on désire prélever de l'énergie, de transporter cette énergie de façon quasi isotherme par écoulement de la phase vapeur et enfin, de condenser celle-ci dans la zone de restitution de l'énergie. Il reste toutefois à assurer l'écoulement de la phase vapeur et le retour de la phase liquide pour obtenir un système en boucle fermée.

Au cours de ce mémoire, nous allons présenter les caloducs qui correspondent à des systèmes basés sur le principe décrit ci-dessus et qui ne comportent pas d'éléments mécaniques mobiles permettant la circulation en boucle fermée du fluide. Cette dernière n'est alors assurée que par des phénomènes capillaires ou des forces de volume externes (typiquement la gravité terrestre).

L'étude des caloducs est une discipline très vaste que nous introduirons au **chapitre I** de ce mémoire au travers de leurs principes de fonctionnement détaillé et d'exemples très variés d'applications. Nous introduirons alors une classification précise des différents caloducs en fonction de trois paramètres essentiels que sont le type d'écoulement du fluide, la dimension de la section de passage du fluide et enfin la nature des forces motrices de l'écoulement liquide. Cette première approche, originale de par sa vision générale, nous permettra de restreindre notre domaine principal d'analyse aux caloducs constitués d'un tube circulaire avec ou sans structure capillaire soumis ou non à des forces de volume.

Nous aborderons alors, dans le **chapitre II**, des approches qualitatives de la physique des caloducs. L'apparente simplicité du principe de fonctionnement cache une très grande complexité que l'on doit aborder au travers de grands principes simples si l'on veut éviter l'écueil d'une approche trop réductionniste conduisant à oublier des phénomènes essentiels. Nous montrerons ainsi, de façon originale, au travers d'une approche thermodynamique que certains types de caloducs ne pourront jamais tenir les espoirs mis en eux en raison même de leur conception.

Les deux premiers chapitres auront conduit le lecteur à soupçonner l'existence de limites dans les capacités d'un caloduc à transporter une puissance thermique malgré leur potentiel évoqué au départ. En nous basant sur une sélection des très nombreuses données bibliographiques disponibles, nous détaillerons, dans le **chapitre III**, l'ensemble des limites de fonctionnement d'un caloduc en appuyant notre présentation sur les principes physiques mis en jeu pour chaque type de limite. Nous montrerons ainsi que les expressions communément admises, pour la limite correspondant à une vitesse sonique de la phase vapeur, ne sont pas acceptables physiquement et nous proposerons une nouvelle expression plus satisfaisante sur le plan physique. Les propriétés thermophysiques du fluide étant fortement dépendantes de la température de celui-ci, nous soulignerons également l'importance du choix de la température de référence et de sa définition.

Suite à l'étude des capacités de transport des caloducs en terme de puissance, nous nous attarderons, au cours du **chapitre IV** sur l'étude des gradients de température nécessaires au transfert d'une puissance donnée qui devra bien sur être inférieure aux limites précédemment définies. Cette étude nous conduira, sur le plan fondamental, de la statistique des gaz de Maxwell Boltzmann à l'interface liquide vapeur à l'étude des transferts thermiques dans un film mince correspondant à la zone d'accrochage d'un ménisque liquide sur une paroi solide. Cette dernière étude essentiellement numérique et basée sur un modèle analytique classique nous permettra, entre autre, de proposer une interprétation nouvelle des transferts thermiques au sein de structures rainurées. Dans une approche plus macroscopique, nous présenterons également les phénomènes conductifs au sein des structures capillaires ainsi qu'une étude bibliographique des corrélations permettant de fournir des coefficients moyens de transfert. Nous constaterons au cours de ce chapitre que de très nombreuses inconnues limitent fortement les possibilités actuelles de dimensionnement théorique d'un caloduc notamment pour les caloducs soumis à des forces de volume externes.

Afin de mieux cerner les différents points de blocage permettant d'améliorer la prédictibilité des modèles et des corrélations, nous avons réalisé un montage expérimental original permettant de tester les performances de caloducs sous un champ d'accélération artificielle allant jusqu'à 9 g. Le montage est décrit dans le **chapitre V** en détaillant le principe mécanique et sa réalisation mais aussi l'ensemble de l'attention portée à l'instrumentation, à l'interface des appareils et la précision des mesures.

Puis, au travers de la très vaste campagne de mesures que nous avons réalisée, nous montrerons, dans le **chapitre VI**, que si quelques prédictions de performances sont possibles, de nombreux comportements restent très surprenants et conduisent à des évolutions allant à l'encontre de l'intuition.

Enfin, nous concluons et apporterons quelques idées pour la poursuite de la compréhension des phénomènes détectés.

I Introduction à la notion de caloduc

L'utilisation du terme « caloduc » tend à devenir de plus en plus courante au sein de l'industrie au fur et à mesure de la diffusion de solutions technologiques utilisant le principe de fonctionnement du caloduc. Notons que, si la première finalisation de ce principe date des années 40, l'utilisation des caloducs a démarré avec l'avènement de la conquête spatiale et aujourd'hui, les applications terrestres se multiplient.

Après un bref historique, nous présenterons le principe de fonctionnement du caloduc en nous appuyant sur le cas d'un caloduc classique.

Toutefois, sous une apparente simplicité de fonctionnement se cache une grande complexité des phénomènes physiques mis en jeu. La classification des caloducs selon leur taille, selon la nature de la circulation du fluide ou des forces motrices du fluide permet de les différencier en fonction de la physique mise en jeu.

I.1 Bref historique

Le premier brevet porte sur des systèmes diphasiques basés sur la circulation en boucle fermée d'eau à l'état de saturation. Il est l'œuvre de Jacob Perkins et date de 1836. En 1944, Gaugler en collaboration avec General-Motors dépose le premier brevet de caloduc à pompage capillaire, mais aucune suite n'est donnée à ce projet.

Le vrai départ des caloducs date des premiers programmes spatiaux. En 1963 Grover dépose un brevet d'application au Los Alamos Laboratory (Nouveau Mexique USA). Dans ce cadre, de nombreux prototypes (caloduc à eau ou à sodium liquide) sont fabriqués et testés.

En 1965, Cotter publie, dans un rapport du Los Alamos Laboratory, les premiers travaux théoriques et développe les premiers outils d'aide au dimensionnement. En France, de nombreux travaux ont également été réalisés notamment sous l'impulsion de Martinet [19] à partir de la fin des années 60.

A partir des années 80, un foisonnement de réalisations font exploser les domaines de recherche portant sur les caloducs (micro caloducs cf. § 4.2.3, boucles diphasiques cf. §4.1.1, caloducs à pompage capillaire cf. §4.3.1, caloducs pulsés cf Figure I-7, ...).

Pour illustrer l'importance grandissante des caloducs, on peut rappeler que depuis 1973 (date de la première conférence internationale à Stuttgart) des conférences spécifiques aux caloducs ont lieu régulièrement tous les deux ou trois ans dans de nombreux pays.

I.2 Principe de fonctionnement

Le but de l'utilisation d'un caloduc est de transférer de la chaleur entre deux sources. Le principe de fonctionnement repose sur la circulation en boucle fermée d'un fluide caloporteur

en état de saturation liquide/vapeur. La chaleur est prélevée à une source chaude par évaporation du liquide et restituée à une source froide par condensation de la vapeur.

Un caractère essentiel d'un caloduc est l'absence de systèmes mécaniques de pompage du fluide aussi bien à l'état vapeur que liquide.

Pour illustrer plus précisément le principe de fonctionnement, considérons le cas d'un caloduc circulaire à pompage capillaire (Figure I-1).

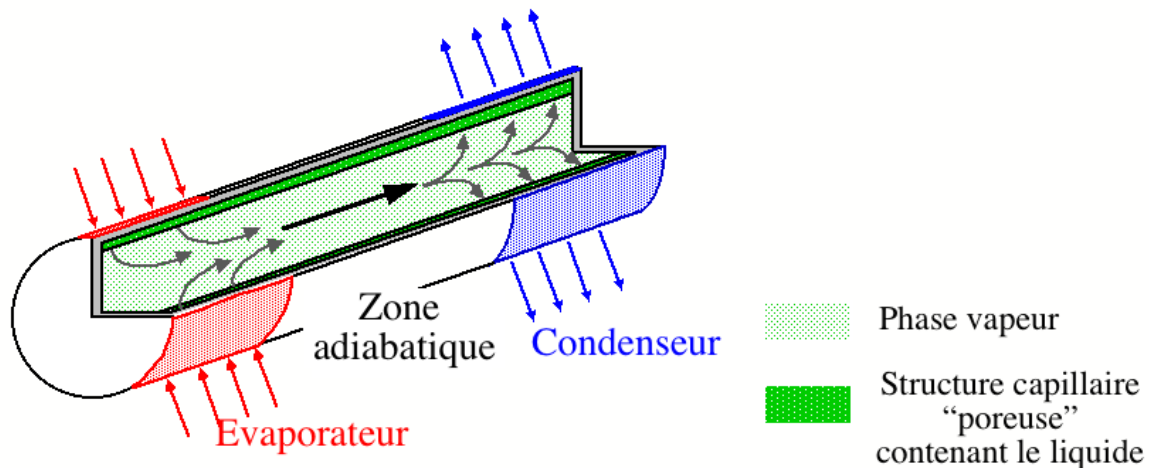


Figure I-1 : principe de fonctionnement du caloduc à pompage capillaire

Le caloduc transfère de l'énergie entre la zone évaporateur et la zone condenseur en exploitant la chaleur latente de changement de phase d'un fluide en suivant le cycle suivant :

- le fluide étant à l'état de saturation liquide vapeur, le liquide présent dans la structure capillaire s'évapore lorsque de l'énergie est fournie (évaporateur).
- Cette évaporation provoque une augmentation de la pression dans la phase vapeur, ce qui entraîne un écoulement du gaz vers la zone condenseur où la pression est plus faible.
- La vapeur se condense dans la partie refroidie en y restituant la chaleur latente de changement de phase.
- Dans un caloduc à pompage capillaire, le retour du liquide entre la zone de condensation et la zone d'évaporation est assuré par "pompage" capillaire au sein d'un milieu poreux dont les caractéristiques seront détaillées pour différents cas au chapitre IV.

La température de la phase vapeur est liée à la pression puisque le fluide est à l'état de saturation. La différence de pression dans la phase vapeur étant en général très faible (de l'ordre du Pascal) on obtient un transport d'énergie quasi-isotherme au niveau de la vapeur. C'est cette isothermicité de la phase vapeur qui confère aux caloducs leurs très bonnes performances dans le transport de l'énergie entre deux sources éloignées.

Cet exemple permet de visualiser les trois domaines physiques fondamentaux qui doivent être pris en compte pour avoir une bonne compréhension des caloducs : la thermodynamique des changements de phase du fluide, la mécanique des fluides associée aux phénomènes capillaires et les transferts thermiques dans les zones évaporateur et condenseur. Toutefois, chaque domaine doit être défini plus précisément en fonction du type de caloduc et de l'utilisation qui en est faite (voir chap. II).

I.3 Exemples d'utilisation des caloducs

Le domaine d'application des caloducs est très vaste. Toutefois, si les premières études remontent au milieu du XIX^{ième} siècle, la première utilisation importante est récente puisqu'elle provient du domaine spatial. Actuellement, les applications terrestres tendent à se généraliser aussi bien dans le domaine industriel que scientifique.

3.1 Les applications spatiales

L'intérêt porté par l'industrie spatiale aux caloducs repose principalement sur les performances et la fiabilité de ce type de refroidisseur. Le fonctionnement autonome sans organe mécanique en mouvement permet d'atteindre facilement les spécifications de fiabilité exigées. Les très nombreuses applications dans les satellites sont liées à la régulation thermique des éléments tels que les batteries (Alexandre & al [1]) et au transport des flux thermiques vers les panneaux radiants dissipant vers le fond de l'espace à 3 Kelvin.

Schlitt [2], dans une présentation au « Xth International Heat Pipes Conference » a divisé les trente ans de développement en trois décades principales : les années 70 ont été celles de la créativité, les années 80 celles de la mise en pratique, et les années 90 ont vu se développer la recherche sur les boucles diphasiques (voir 4.1.1). A cette analyse, on peut rajouter pour la dernière décennie un important développement des caloducs à artères (Pietsch & Hauser [3], Dubois & al [4]).

Pour les applications spatiales, le retour du liquide du condenseur vers l'évaporateur se fait par pompage capillaire. De nombreux types de structures capillaires ont été testés, avec plus ou moins de réussite (Pietsch & Hauser [3], Grenouilleau P. [5]). Toutefois, pour des raisons de robustesse aux surpuissances temporaires, tous les caloducs ayant subi les tests de qualification ont une structure capillaire simple. Elle est composée de rainures longitudinales dont les dimensions sont de l'ordre du millimètre et dont la configuration optimale est fonction du type de caloduc. La géométrie des rainures étant un compromis entre performance et robustesse, les études débutées au début des années 80 sont toujours d'actualité (Moschetti & Voyer [6], Romestant & Alexandre [7]).

En outre, si la diversité des caloducs utilisés dans les satellites peut paraître faible en regard des multiples idées développées dans les années 70 et 80, il faut garder à l'esprit que

les tests de qualification et les possibilités d'implantations sont soumis à des contraintes extrêmes de fiabilité (Patacia & al [8]).

Les études sur les caloducs à pompage capillaire ont permis de cerner les possibilités de transfert de puissance, mais tous les aspects du caloduc ne sont pas totalement maîtrisés. En effet, si le calcul des puissances thermiques maximales transférables peut être prédit correctement ($\approx \pm 10\%$) lorsque le pompage capillaire est assuré par des rainures longitudinales, il n'en va pas de même pour le calcul des coefficients d'échange thermique à l'évaporateur et au condenseur (Romestant [9]). Cela s'explique, comme nous le verrons par la suite (Chap. IV), par le caractère macroscopique des lois régissant le pompage capillaire alors que les phénomènes d'évaporation sont dominés par des échanges se produisant dans des films dont l'épaisseur est inférieure ou de l'ordre du micromètre.

3.2 Les applications terrestres

La différence principale entre les applications spatiales et les utilisations terrestres réside dans l'influence des forces de gravité sur l'écoulement du fluide et plus particulièrement sur l'écoulement de la phase liquide. Le positionnement du caloduc dans le champ de gravité revêt ainsi une importance capitale. Les forces capillaires utilisées dans les applications spatiales sont en général faibles et surtout non fonction de la longueur du caloduc, alors que les forces de gravité sont volumiques et donc dépendantes de la "hauteur" de liquide. Ainsi, les caloducs seront en général positionnés de telle sorte que la gravité favorise le retour du liquide du condenseur vers l'évaporateur.

Dans de nombreux domaines d'activité, les caloducs ont prouvé leurs intérêts comme le montre la diversité des produits réalisés par la société NOREN (Figure I-2).

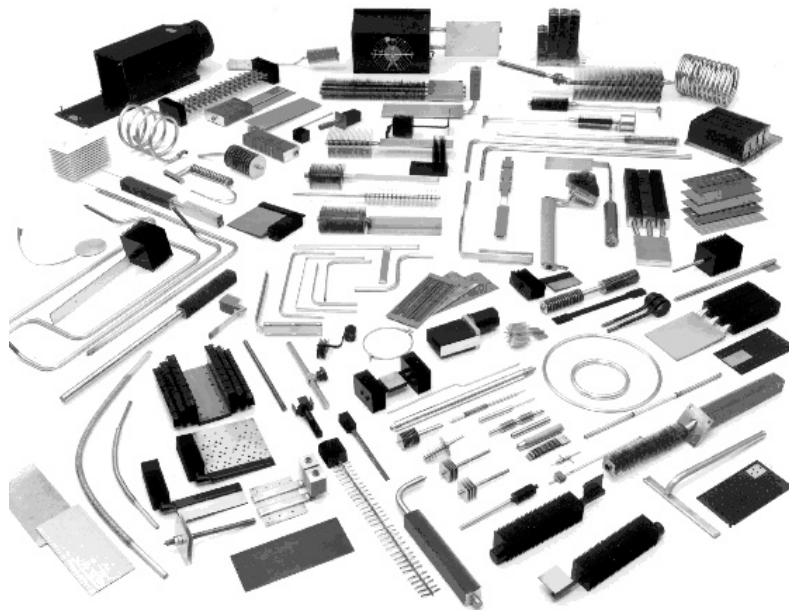


Figure I-2 : produits réalisés par la société NOREN depuis 30 ans [10]

L'utilisation des caloducs dans le domaine de l'électronique a aussi fait l'objet de nombreuses recherches mettant en avant des solutions très diverses (Polasek [11], Groll & al [12], Peterson [13]). Nous allons mettre en avant deux applications principales qui sont industrialisées. La première concerne le refroidissement de l'électronique de puissance utilisée dans la traction ferroviaire et la deuxième répond aux besoins de la microélectronique portable.

En outre, nous citerons quelques exemples représentatifs du potentiel de développement du caloduc dans de multiples domaines.

3.2.1 L'électronique de puissance

La traction ferroviaire fait appel à de nombreux composants d'électronique de puissance tels que diode, thyristor, IGBT, ... Ces composants dissipent des puissances importantes qu'il faut évacuer dans l'environnement. Dans ce cas, le caloduc est utilisé pour transférer l'énergie d'une zone à forte densité de puissance (sur les surfaces des composants) vers une zone de plus faible densité (échangeur à air).

Par rapport aux applications spatiales, la fiabilité est un critère moins restrictif. Toutefois, le niveau quasi-nul de maintenance du système à caloduc est un élément important qui a conduit à une utilisation très répandue de ce type de produit, aussi bien dans les rames de métro que dans les TGV.

Pour illustrer cette application, citons le groupe FERRAZ DATE Industrie [14] qui produit industriellement des refroidisseurs à caloducs. Un travail récent de modélisation effectué en collaboration avec cette société nous a permis de mettre en évidence les différents éléments de la chaîne thermique (Romestant & al [15]). L'isolation électrique requise impose l'utilisation d'un fluide caloporteur ayant de faibles performances thermiques. Cependant, on a montré que la principale résistance thermique provient de l'échangeur à air, illustrant par là même les performances des caloducs.

Les électroniciens pensent pouvoir industrialiser des composants de puissance dissipant des densités de flux de l'ordre de 100 W cm^{-2} (soit 1 MW m^{-2}) à court terme.

3.2.2 La microélectronique

Les ordinateurs portables représentent un autre défi pour les thermiciens. L'augmentation de la puissance des processeurs, la diminution du volume et du poids et l'intégration d'un nombre croissant de périphériques (CD ROM, multimédia, ...) conduisent à des confinements de matériels dissipant des puissances relativement faibles (50 W maximum pour un processeur) mais avec une densité de flux très importante. Le refroidissement par circulation d'air pose donc des difficultés qui tendent à devenir insurmontables en raison du faible coefficient d'échange et des faibles surfaces d'échanges auxquelles on est confronté ou des différences de température entre le composant et l'air qui sont en général imposées.

Notons de plus que pour des raisons de bruit, la vitesse de circulation de l'air doit être limitée à des valeurs inférieures à 1 m s^{-1} .

L'utilisation de caloducs a été envisagée depuis quelques années (Polasek [11], Peterson & Ortega [16]) car ils permettent d'extraire de fortes densités de puissance au contact des zones générant l'énergie et de la transporter vers des zones plus appropriées à la dissipation dans l'air ambiant en facilitant notamment une très forte augmentation de la surface d'échange. En d'autres termes le caloduc permet une transformation importante (jusqu'à plusieurs ordre de grandeurs) de la densité de flux thermique.

Les deux principales sociétés proposant des caloducs de petites dimensions pour le refroidissement de la microélectronique sont Thermacore [17] et Noren [10]. La société Thermacore produit des caloducs en grande série pour les portables et prévoit l'utilisation de certaines solutions dans des ordinateurs de bureau.

Le prix de vente d'un caloduc de ce type est de l'ordre de 2 à 5 dollars pièce pour de grandes quantités ce qui permet de rendre très concurrentielle l'utilisation de caloducs dans le refroidissement de systèmes électroniques.

3.2.3 Autres applications

Si les applications liées au refroidissement de l'électronique jouent actuellement un rôle moteur, d'autres utilisations présentant un intérêt économique ou technique ont été réalisées et testées sur de longues périodes (Basilius [18]).

En effet, les performances très élevées des caloducs et leur fonctionnement autonome et sans maintenance en font de bons candidats dans l'exploitation des énergies renouvelables. Martinet [19] présente des applications réalisées à la fin des années 70, comme le **maintien du gel dans le sol** sous les pylônes des oléoducs sibériens et le dégivrage de bouées maritimes de signalisation. Plus récemment et pour des utilisations similaires, des **systèmes de déneigement** de routes ont été réalisés au Japon sur des surfaces de $6\,000 \text{ m}^2$ (Adachi & al [20]). Les condenseurs des caloducs positionnés sous les chaussées maintiennent une température supérieure à 0°C . L'énergie fournie est prélevée soit sur une source hydrothermale soit dans la terre profonde (10 m), permettant ainsi un coût d'exploitation très faible.

Les **systèmes de climatisation** sont maintenant performants et fiables dans la majorité des cas. Toutefois, lorsque l'air ambiant est chaud et humide, les systèmes sont mal adaptés. En effet, il faut dans ce cas sous refroidir l'air pour pouvoir le déshumidifier, ce qui nécessite de le réchauffer par la suite. Le caloduc sert dans ce cas à refroidir l'air chaud avant la batterie froide et à réchauffer l'air en sortie de batterie. Des études réalisées à l'université de Floride (Johannesen & West [21], Khattar [22]) ont montré l'efficacité de l'intégration des caloducs dans des systèmes de climatisation en ambiance humide.

Les caloducs sont aussi utilisés dans des **échangeurs air/air** de chaleur de grandes dimensions (typiquement entre 1 et 10 kW par caloduc) car ils permettent d'avoir de grandes surfaces d'échanges en gardant une bonne efficacité d'ailette pour le fluide chaud et le fluide froid. Chaudourne [23] a présenté les avantages de ce type de solution pour les échangeurs industriels de fortes puissances.

Le caloduc peut aussi être un instrument très efficace lorsque l'isothermicité de la phase vapeur est exploitée comme l'ont montré Renaot et al [24] en utilisant des caloducs régulés en pression en tant que **fours d'étalonnage** de sondes de température. Ces essais, réalisés au sein du Laboratoire National d'Essais, mettent en avant l'intérêt du caloduc pour la réalisation d'enceintes isothermes nécessaires à la métrologie de précision (de 1 à 10 mK). Dans ce même cadre, les caloducs sont aussi utilisés, au sein du LNE, pour réaliser des **corps noirs** permettant un étalonnage des instruments de mesure optique.

Il serait possible de multiplier les exemples d'utilisations fructueuses des caloducs dans de multiples domaines allant de la **médecine** à l'**industrie métallurgique**. Toutefois, derrière l'appellation commune de caloduc se cache une physique qui dépend de nombreux paramètres. Nous allons maintenant aborder les classifications des caloducs en grandes familles afin d'apporter un premier éclaircissement sur la prise en compte de ces paramètres en fonction du type de caloduc et de son utilisation.

I.4 Classifications des caloducs

Etant donnée la complexité des phénomènes physiques mis en jeu dans un caloduc, il n'existe pas de classification absolue. Nous allons distinguer ici trois types de classement. Le premier s'attache à l'écoulement du fluide et différencie les boucles diphasiques des caloducs ayant une interface liquide/vapeur dans la zone adiabatique. Le deuxième classement concerne la taille de la section d'écoulement car elle influence fortement les interactions entre les écoulements fluides et les phénomènes de changement de phase. Enfin, la présence ou l'absence de forces de volume est aussi un élément fondamental et permet d'effectuer une troisième différenciation.

La désignation d'un groupe de caloduc ayant des fonctionnements similaires doit faire appel à au moins une caractéristique de chacun de ces trois groupes. Toutefois, certains groupes particuliers de caloduc doivent être définis avec plus de caractéristiques comme par exemple les caloducs à conductance variable que nous évoquerons à titre d'exemple.

4.1 Type d'écoulement du fluide

La première différenciation au sein des caloducs est réalisée en fonction de l'écoulement de la phase vapeur et de la phase liquide. Une première grande famille comprend les boucles diphasiques dont les écoulements vapeurs et liquides sont totalement

séparés entre les zones d'échanges thermiques. La seconde famille regroupe l'ensemble des caloducs "à proprement parler" ayant une interface liquide/vapeur entre les deux écoulements à contre courant.

4.1.1 Les Boucles diphasiques

Des travaux originaux, basés sur une boucle expérimentale permettant des visualisations et réalisés au sein du laboratoire par Lefriec [25], ont permis d'identifier les modes de fonctionnement des boucles diphasiques à pompage capillaire.

L'idée principale des boucles diphasiques (Figure I-3) consiste à séparer les écoulements de la phase liquide et de la phase vapeur. Cette technique présente l'avantage de réduire les pertes de charge dans l'écoulement liquide et de supprimer les problèmes liés à l'écoulement à contre courant des phases liquide et vapeur. La circulation du fluide est assurée par pompage capillaire à l'évaporateur.

Un autre avantage des boucles diphasiques réside dans la présence d'un réservoir contrôlé en température. Celui-ci permet de fixer la pression et donc de réguler la température d'évaporation, l'adaptation du condenseur se faisant naturellement par variation de la longueur de condensation.

Cette configuration d'écoulement dans des conduites séparées conduit à des performances maximales supérieures aux caloducs usuels en termes de distance entre la source froide et la source chaude. Par exemple, dans le cas de système à pompage capillaire (voir Chap.II), l'ordre de grandeur du produit de la puissance transférable par la distance est de 1500 W m pour un caloduc alors que des valeurs de 50 000 W m sont tout à fait courantes pour des boucles diphasiques. Toutefois, le fonctionnement des boucles diphasiques peut être très instable et paradoxalement, il est parfois très difficile de faire fonctionner une telle boucle à faible puissance.

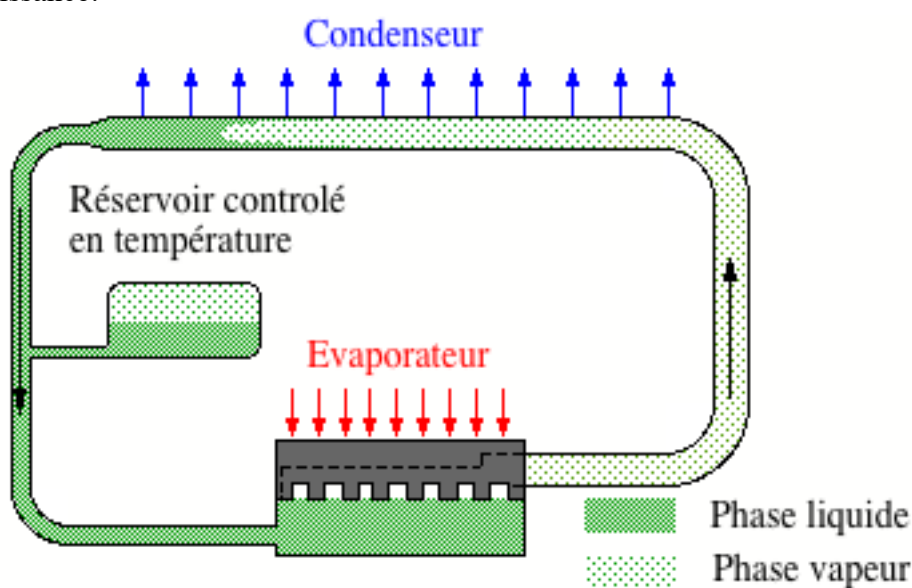


Figure I-3 : schéma de principe d'une boucle diphasique à pompage capillaire

De multiples configurations de boucles sont actuellement développées pour des applications spatiales ou terrestres. L'élément le plus difficile à optimiser est l'évaporateur qui doit être un compromis entre les coefficients d'échange, le pompage capillaire et la circulation du fluide.

Notre étude ne traite pas des boucles diphasiques et l'appellation caloduc que nous utiliserons par la suite exclut les boucles de l'analyse.

4.1.2 Les Caloducs

Le terme caloduc regroupe donc tous les systèmes présentant un écoulement liquide vapeur à contre courant. Cette configuration présente souvent l'avantage d'une réalisation simple. L'exemple le plus évident est le tube lisse fonctionnant en utilisant la gravité (Figure I-4) dont nous détaillerons le fonctionnement par la suite.

Cependant, pour améliorer les coefficients d'échanges ou pour assurer un pompage capillaire, les parois internes sont le plus souvent recouvertes par une structure poreuse plus ou moins complexe comme des rainures, un milieu poreux fritté (voir Figure I-6), des toiles, ...

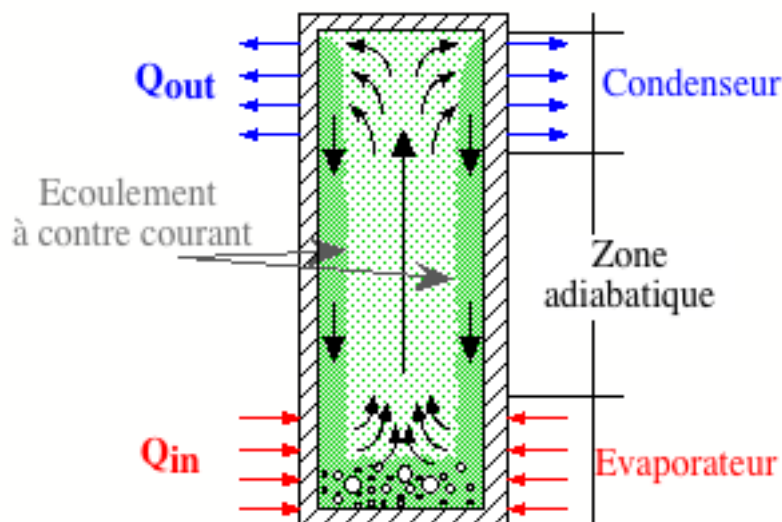


Figure I-4 : schémas d'un caloduc à tube lisse

Les caloducs de section circulaire sont les plus courants et les plus simples à réaliser. Ils seront l'objet de notre étude à l'exclusion des structures complexes qui nécessitent une étude spécifique dans la plupart des cas.

4.1.3 Les caloducs à artères

A la frontière entre les caloducs courants et les boucles diphasiques se trouvent les caloducs à artère(s). Dans ce concept, la phase liquide s'écoule dans des artères afin de limiter les frottements dans l'écoulement (de même que dans les boucles diphasiques). Les sections

évaporateur et condenseur restent cependant proches d'un caloduc usuel même si la séparation du liquide et de la vapeur peut faire penser aux boucles diphasiques (Figure I-5).

Les caloducs à artère(s) sont essentiellement développés pour des applications spatiales (Alario & al [26], Pietsch & Hauser [27]) et les structures capillaires peuvent être très complexes (Ponnappan & Mahefkey [28]). Ils reprennent partiellement les avantages des boucles diphasiques en termes de capacité de transport, mais ils sont aussi confrontés aux instabilités de fonctionnement dans certaines conditions. Des essais expérimentaux, menés au sein du LET par Grenouilleau [5] sur un caloduc à artère réalisé par la société LAVOCHKIN (Figure I-5), ont montré clairement les problèmes de désamorçage liés à l'apparition de bulles vapeurs dans le canal liquide.

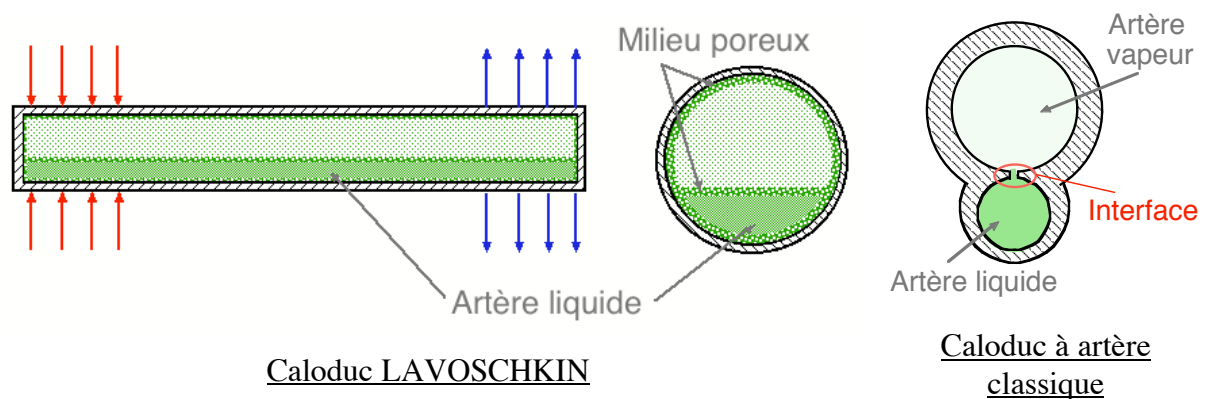


Figure I-5 : exemples de caloduc à artère

Nous ne traiterons pas par la suite des problèmes spécifiques à ces caloducs car leur utilisation est essentiellement envisagée que dans le cadre de la microgravité.

4.2 Dimensions de la section de passage du fluide

Après avoir classé les caloducs en fonction de l'interaction entre les écoulements liquide et vapeur, nous allons détailler un classement original basé sur la section de passage du fluide. Les caloducs seront différenciés en trois catégories qui sont : les macro caloducs, les mini caloducs et les micro caloducs. En effet, selon la dimension caractéristique de la section, les phénomènes capillaires liés aux interactions entre les interfaces ont des conséquences qui peuvent être découplées ou qui doivent être traitées globalement.

Les caloducs de taille macroscopique sont historiquement les premiers à avoir été étudiés. Cotter [29] a défini les micro caloducs en 1984. Toutefois, le développement de ces derniers étant complexe sur le plan technologique en raison de leurs tailles (≤ 1 mm), les premières miniaturisations de caloduc ont conduit à ce que nous appellerons les caloducs miniatures.

Cette classification a été sommairement abordée par Peterson en 1987 [30] en considérant des critères d'utilisations mécaniques et non pas des critères d'écoulements de fluides.

4.2.1 Les caloducs de tailles macroscopiques

Couramment, les caloducs ont des diamètres de l'ordre du centimètre au décimètre pour des longueurs allant de quelques centimètres à plusieurs mètres. Ce type de caloduc peut comporter des structures capillaires qui assurent la circulation du fluide pour les applications spatiales (Figure I-1) ou qui sont uniquement présentes pour améliorer les coefficients de transfert. Cependant, pour des raisons économiques, ces caloducs peuvent être des tubes lisses fonctionnant sous gravité (Figure I-4).

Ces caloducs ont des surfaces d'échanges internes dont les dimensions sont très grandes par rapport aux épaisseurs caractéristiques du transfert thermique. Cet élément est fondamental dans l'analyse des caloducs de grandes dimensions puisqu'il permet de découpler l'étude de la physique des écoulements fluides de l'analyse de la physique des transferts thermiques à l'évaporateur et au condenseur.

La détermination des performances d'un caloduc peut ainsi être menée par des étapes distinctes qui ont peu d'influence l'une sur l'autre. Il en résulte une approche plus simple du caloduc. En général, c'est ce type de caloduc dont nous traiterons dans ce mémoire.

4.2.2 Les caloducs miniatures

Les caloducs miniatures ont typiquement été développés pour les applications liées à la microélectronique. Leur section est de l'ordre du millimètre avec des longueurs inférieures à 30 centimètres.

Pour des raisons liées à la physique des interfaces (tension de surface, taille critique des bulles, ...), ce type de caloduc nécessite une structure capillaire pour présenter des performances intéressantes. La dimension caractéristique du canal vapeur se rapproche de celle de la structure capillaire comme on peut le voir sur la Figure I-6.

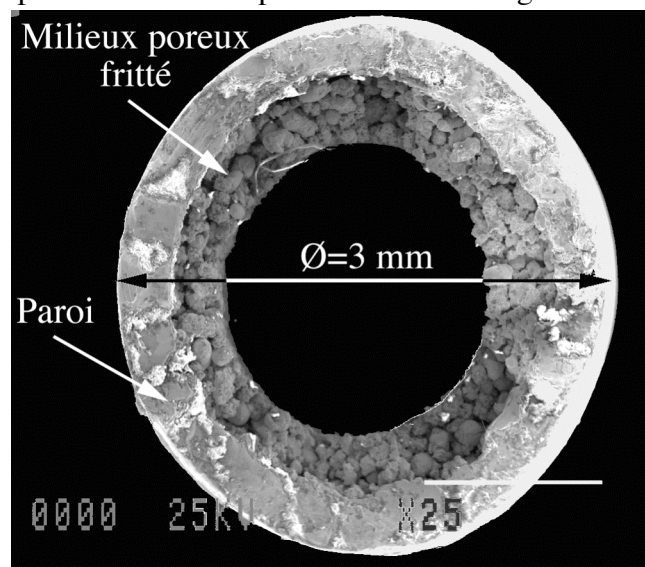


Figure I-6 : photo au microscope électronique d'une section transversale d'un mini caloduc

Cette photo prise au microscope électronique montre la section d'un caloduc circulaire en cuivre fonctionnant avec de l'eau. Elle a été réalisée suite à la rupture sous contraintes mécaniques d'un caloduc en test au LET.

Cette photo permet de se rendre compte de l'épaisseur de cuivre fritté par rapport au diamètre du canal vapeur. Ces dimensions étant proches, le comportement de l'écoulement du fluide devient non négligeable et il devient difficile de découpler totalement les phénomènes de transfert thermique de ceux de l'écoulement fluide lors de l'étude des caloducs miniatures.

Remarque : pour des tubes lisses de diamètre interne de l'ordre du millimètre, si on le remplit d'un fluide à l'état de saturation, le liquide se répartit entre des bulles de vapeur occupant toute la section. Lorsque l'on relie, avec plusieurs allers retours continus (Figure I-7), une source froide et une source chaude, les bulles de gaz diminuent en volume et augmentent en nombre et l'ensemble oscille en transmettant de l'énergie avec une grande efficacité (Akachi & Polasek [31]).

Ce type d'échangeur, appelé caloduc pulsé (Pulsating Heat pipe) est développé par la société japonaise Actronic qui a déposé de nombreux brevets (Akachi [32]). Toutefois bien que des développements existent dans le domaine de la théorie du chaos en recherchant des structures fractales (Maewawa [33]), dans le domaine de l'analyse dimensionnelle (Delil [34]) ou dans la visualisation et l'étude des phénomènes capillaires et hydrodynamiques (Schneider & al [35]), aucune explication physique complète du phénomène n'est actuellement unanimement reconnue.

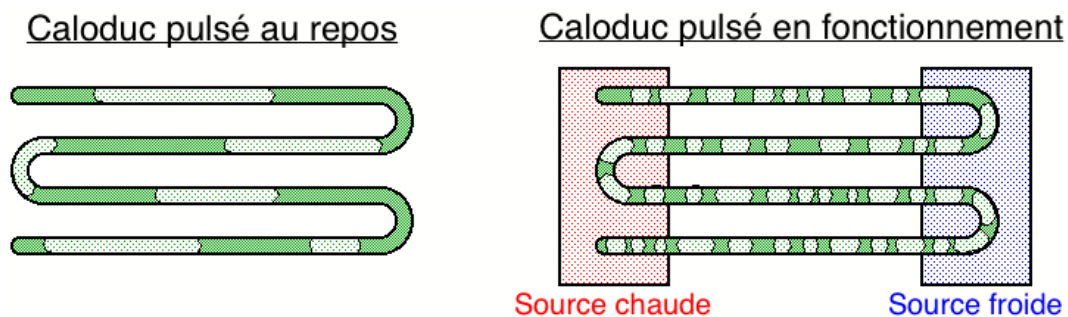


Figure I-7 : répartition liquide-vapeur dans un caloduc pulsé

4.2.3 Les Micro caloducs

Si la définition des microcaloducs a été initialement donnée par Cotter [29], la plupart des travaux ont été réalisés par l'équipe de Peterson aux USA. Signalons, qu'il existe aussi un projet européen dont les laboratoires de recherche associés sont le CETHIL (Lyon, France) et l'IKE (Stuttgart, Allemagne)[12].

La taille caractéristique d'une section d'un microcaloduc est de l'ordre de 10 à 1000 μm . Un microcaloduc fonctionne par capillarité mais de manière tout à fait originale puisque c'est la forme même de la section de passage du fluide qui assure le retour du liquide par pompage capillaire. La section d'un microcaloduc comporte donc des arrêtes aiguës contenant

le liquide, comme illustré sur Figure I-9.

Cotter a défini le microcaloduc comme ayant une section de passage du fluide suffisamment petite pour que le diamètre hydraulique de la section soit du même ordre de grandeur que le rayon de courbure moyen de l'interface liquide vapeur. C'est ce rayon de courbure qui détermine le gradient de pression permettant le pompage capillaire. Ceci met en évidence la complexité de la physique des microcaloducs et la particularité de sa mise en équation.

Dans un article de synthèse, Peterson [36] a résumé les modèles simplifiés proposés et les premières mesures expérimentales réalisées. Les modèles sont basés sur ceux développés pour les caloducs à rainures de plus grande dimension en adaptant les géométries. Les modèles donnent des résultats en accord avec les mesures réalisées sur le caloduc développé par le laboratoire ITOH (Figure I-8). Cependant, il reste des paramètres très influents sur les modèles qui ne peuvent pas être estimés avec précision, dont en particulier l'angle de contact entre l'interface liquide vapeur et la paroi solide.

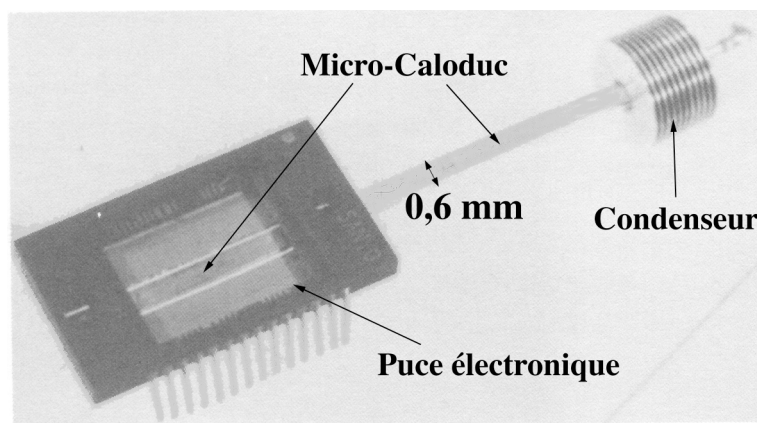


Figure I-8 : Microcaloduc réalisé par le laboratoire ITOH R&D (Japon)

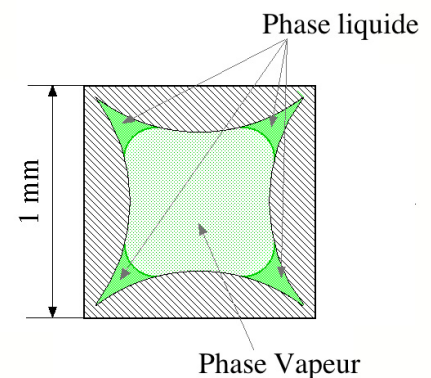


Figure I-9 : section du caloduc : répartition typique du fluide

Un axe important de développement porte sur la réalisation de plaques de silicium avec des microcaloducs incorporés. Peterson et al [37] décrivent la fabrication de plaques (20 x 20 mm) comportant 39 micro caloducs parallèles dont les sections sont soit rectangulaires ($45 \mu\text{m} \times 80 \mu\text{m}$) soit triangulaires (base de $120 \mu\text{m}$ suivant le plan cristallographique (110)). Les premiers résultats en régime stationnaire montrent une augmentation de 30 à 80% de la conductivité longitudinale apparente de la plaque de silicium. Les études en transitoire (Peterson & Mallik [38]) permettent de confirmer cette amélioration et d'établir des constantes de temps légèrement inférieures pour les plaques comportant des microcaloducs.

Des études récentes (Sartre & Lallemand [39], Zaghoudi & al [40]) font la synthèse des différentes approches de modélisation des microcaloducs en comparant les différentes formes de sections envisagées dans la littérature.

L'utilisation des microcaloducs dans le domaine du refroidissement des composants électroniques permet d'envisager de fortes densités de puissance, mais permet également de fortement limiter les gradients de température au sein des composants. Ces deux facteurs sont essentiels pour accroître les capacités des composants et maîtriser la fiabilité.

4.3 Forces motrices dans la phase liquide

L'approche des caloducs en fonction de leurs applications ou de leurs tailles a mis en évidence l'importance des conditions d'utilisation dans la compréhension des caloducs. Si les applications spatiales utilisent exclusivement les pressions capillaires pour assurer la circulation du fluide, les forces de volume constituent un élément essentiel pour les applications terrestres. En effet, elles agissent directement sur le fluide et notamment sur la phase liquide qui a une densité élevée.

Le principe de fonctionnement du pompage capillaire repose sur la physique des interfaces (voir Chap. II) et permet de comprendre les différentes structures possibles et les compromis nécessaires en fonction de l'application. La présence de forces de volume influence fortement le comportement du caloduc et peut aller de l'amélioration sensible du fonctionnement au blocage complet. Le champ de gravitation terrestre est la cause la plus courante des forces de volume, mais des caloducs soumis à des accélérations subissent aussi les effets des forces de volume résultantes dans le repère lié au caloduc. Nous traiterons en particulier des caloducs en rotation suivant différents axes coplanaires : confondus ou parallèles à l'axe longitudinal, perpendiculaires ou inclinés d'un angle quelconque.

4.3.1 Pompage capillaire et structures capillaires

L'utilisation du pompage capillaire pour assurer le retour du liquide du condenseur vers l'évaporateur permet de réaliser une circulation en boucle fermée du fluide sans apport d'énergie mécanique au caloduc.

Nous allons exposer brièvement le principe du pompage capillaire qui peut être généré au sein de différentes structures dont nous détaillerons les caractéristiques essentielles.

4.3.1.1 Principe élémentaire du pompage capillaire

Les principes physiques mis en œuvre par les phénomènes de pompage capillaire seront détaillés dans le chapitre II pour ce qui est du domaine macroscopique et dans le chapitre IV pour le domaine sub-microscopique (§IV.3). Néanmoins, nous pouvons dans un premier temps considéré une approche sommaire des phénomènes de pompage capillaire qui se produisent usuellement au sein de structures poreuses diverses (café remontant dans le sucre, humidité dans les murs de maison, ...). Ce phénomène d'écoulement d'un liquide dans une structure poreuse provient d'une dépression générée par la courbure de l'interface liquide/vapeur (voir chapitre II). La pression motrice capillaire maximale ($\Delta P_{c,max}$) que peut engendrer l'écoulement de la phase liquide du condenseur vers l'évaporateur, s'exprime par :

$$\Delta P_{c,max} = \frac{2\sigma}{D} \quad (I-1)$$

Avec : σ : tension de surface du liquide (Nm)

D : dimension caractéristique du pompage capillaire (m)

A titre d'exemple, la dimension caractéristique d'un milieu poreux est le diamètre moyen de pore. Le calcul de la dimension caractéristique du pompage capillaire sera abordé en détails dans le chapitre III.

Ce saut de pression dû au phénomène capillaire compense les pertes de charges dynamiques et statiques dans les deux phases. Il est l'élément moteur de l'écoulement et donc du fonctionnement du caloduc. Il est couramment appelé pression motrice capillaire.

4.3.1.2 Les structures capillaires

La structure capillaire doit générer un écoulement en son sein au moyen de la pression motrice capillaire, cette dernière a une valeur maximale qui est exprimée par l'équation (I-1). Or, cette même structure entraîne des pertes de charge dans l'écoulement, ce qui limite le débit.

En résumé, une structure capillaire doit générer un gradient de pression maximum tout en limitant les pertes de pression dues à l'écoulement du liquide. Ceci afin d'assurer un débit de fluide maximum puisque la puissance transférable est directement proportionnelle au débit d'évaporation (ou de condensation). En effet, la puissance transférée Q est reliée au débit de fluide \dot{m} par la chaleur latente de changement de phase h_{lv} selon :

$$Q = \dot{m} h_{lv} \quad (I-2)$$

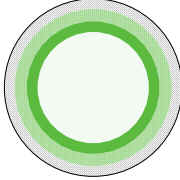
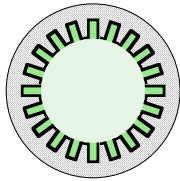
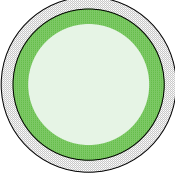
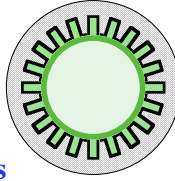
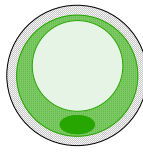
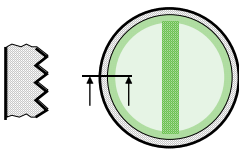
Pour des structures capillaires simples du type rainures simples ou milieu poreux (Figure I-6) les deux critères ci-dessus sont antagonistes. En effet, pour obtenir une différence de pression élevée il faut de très faibles rayons de courbures (voir équation (I-1)), mais la section de passage liquide est alors très faible et entraîne des pertes de charge importantes.

D'autre part, la structure capillaire doit assurer un bon transfert thermique radial de la paroi externe vers l'interface liquide vapeur où se produit l'évaporation (ou la condensation) comme nous le verrons en détails dans le chapitre IV. Ceci constitue aussi un point important dans le choix d'un type de structure.

Faghri ([L2] chap. 1) décrit les structures capillaires et définit trois critères permettant de comparer les structures entre elles : le **pompage capillaire** (ou pression motrice), la **perméabilité** qui caractérise les pertes de charge et le **coefficient d'échange thermique**.

Le Tableau I-1 reprend les structures courantes et permet d'avoir un aperçu des qualités intrinsèques de chaque type.

Tableau I-1 : classification des structures capillaires

TYPE	Pompage capillaire	Coefficient d'échange thermique	Perméabilité	Remarques
 <p><u>Mèches tissées</u></p>	Elevé	Faible	Faible à moyenne	Le diamètre moyen des pores de la trame peut être ajusté. Fabrication très facile Mauvaise reproductibilité
 <p><u>Rainures longitudinales</u></p>	Faible	Très élevé	Moyenne à élevée	Il existe de nombreux profils de rainures : -rectangulaire, -triangulaire, -circulaire, -trapézoïdale, -ré-entrant Fabrication de série facile et bon marché.
 <p><u>Métal frité</u></p>	Très élevé	Moyen	Faible à moyenne	Le diamètre moyen des pores peut être ajusté. Fabrication assez délicate mais coût pouvant être faible.
 <p><u>Rainures longitudinales et mèches</u></p>	Elevé à Très élevé	Elevé	Moyenne à élevée	Fabrication délicate (positionnement de la mèche). Risques importants de création de bulles de vapeur ou de gaz dans les rainures
 <p><u>Métal frité avec artère liquide intégrée</u></p>	Elevé à Très élevé	Moyen	Moyenne à élevée	Le diamètre moyen des pores peut être ajusté ainsi que la section du canal liquide. Fabrication délicate .
 <p><u>Rainures radiales et milieu poreux central</u></p>	Elevé à Très élevé	Elevé à Très élevé	Moyenne à élevée	Difficulté importante pour la réalisation de rainures radiales sur de grandes longueurs Difficulté de maintien de l'élément central.

Un élément supplémentaire à considérer est la stabilité de comportement de la structure lors de la présence de gaz en son sein. En effet, l'apparition de bulle de vapeur dans la structure peut conduire à une rupture locale du pompage capillaire lors de l'évacuation de la bulle. Les structures complexes présentent souvent l'inconvénient de ne pas se réamorcer sans une diminution notable de la puissance injectée (Romestant & al [41], Thomas & Yerkes [50]).

Notons de plus que la tenue mécanique de la structure poreuse peut devenir importante dans certaines applications où le caloduc est soumis à de fortes contraintes.

4.3.2 Forces de volumes

Lorsque les forces de volume sont très largement supérieures aux forces engendrées par les phénomènes capillaires, les phénomènes physiques mis en jeu sont très différents. On considère alors que l'écoulement de la phase liquide est engendré par les forces de volume et les pressions capillaires sont négligées.

On peut envisager tous types de forces volumiques provenant par exemple de champs électromagnétiques. Cependant, les fluides non neutres électriquement ne sont pas utilisés dans les applications de type caloduc. Nous ne considérerons donc que les forces gravitationnelles ou inertielles.

Notons tout d'abord que si les forces de volume agissent sur le fluide et créent des gradients de pression dans la phase liquide et dans la phase vapeur, pour la plupart des fluides, le rapport entre la masse volumique du liquide et de la vapeur est très grand si l'on ne s'approche pas du point critique. Or les gradients de pression sont directement proportionnels à la masse volumique ce qui permet de négliger les effets des forces de volume sur la phase vapeur dans la plupart des cas.

La force volumique la plus courante est bien entendu la gravité terrestre, mais le positionnement de caloducs dans des systèmes en rotation entraîne des forces volumiques résultantes dans les repères liés aux caloducs. Dans cette partie, seuls les principes généraux sont abordés. La quantification des influences sera abordée tout au long de ce mémoire en fonction du domaine considéré.

Par soucis de simplification, nous adopterons les appellations suivantes :

- lorsque la résultante des forces de volume parallèle à la direction de l'écoulement du fluide favorise le retour du liquide du condenseur vers l'évaporateur, le caloduc est en position favorable.
- Dans le cas contraire, la position du caloduc est défavorable.

4.3.2.1 Le champ de gravitation terrestre

Pour comprendre l'importance du champ de gravitation terrestre nous allons donner quelques applications numériques permettant de comparer les gradients de pression générés

par des milieux capillaires typiques associés à des fluides courants et les gradients dus à la gravité. Pour cela nous donnons dans le Tableau I-2 les différences de pression motrices capillaires maximales et les hauteurs de liquide correspondantes pour quatre cas typiques. En d'autres termes on calcule $H_{\text{équi}}$ par :

$$\rho_l g H_{\text{équi}} = \Delta P_{c,\text{max}} = \frac{2\sigma}{D} \quad (\text{I-3})$$

Remarque : Les hauteurs équivalentes sont calculées en considérant un angle d'accrochage nul (voir chapitre II) et un débit de liquide dans la structure nul (pas de transfert de puissance). On utilise donc la relation (I-2) pour exprimer la pression motrice capillaire maximale

Tableau I-2 : hauteur de liquide équivalente

Cas	Fluide	T (°C)	σ (N m ⁻¹)	ρ_l (Kg m ⁻³)	structure capillaire	D (m)	$\Delta P_{c,\text{max}}$ (Pa)	$H_{\text{équi}}$ (m)
1	Ammoniac	20	2,13 10 ⁻²	610,3	Rainures	0,4 10 ⁻³	107	0,018
2	Eau	60	6,62 10 ⁻²	983,0	Poreux	25 10 ⁻⁶	13240	0,55
3	Méthanol	10	2,36 10 ⁻²	800,5	Rainures	0,7 10 ⁻³	67	0,008
4	Sodium	800	12,3 10 ⁻²	757,3	Toiles	0,15 10 ⁻³	1640	0,22

Les hauteurs correspondent à la longueur maximale d'un caloduc dont la structure capillaire doit assurer le retour liquide du condenseur vers l'évaporateur en s'opposant à la gravité.

Dans les cas 1 et 3, les hauteurs sont très faibles. Le positionnement du caloduc par rapport aux champs de gravitation sera donc un paramètre fondamental. Par exemple, pour le cas 3, si l'évaporateur est situé au dessus du condenseur (avec une différence supérieure à 8 mm) le caloduc ne pourra pas fonctionner.

Les cas 2 et 4 permettent plus de possibilités. Toutefois, le type de structure capillaire utilisé a une faible porosité. Le moindre débit de liquide dans la structure entraînera alors de fortes pertes de charge qui limiteront la hauteur équivalente.

Il apparaît ainsi que l'influence des forces de volume est, dans la plupart des cas, fondamentale pour le dimensionnement d'un caloduc.

Notations :

Lorsque le caloduc est positionné avec la zone évaporateur à une altitude inférieure à la zone condenseur (forces de volume favorables), la position est nommée **thermosiphon** (Figure I-4) et par abus de langage, on parlera de thermosiphon pour désigner le caloduc. Pour un thermosiphon, la présence de structure capillaire n'est pas obligatoire puisque les forces de volume assurent le retour du liquide.

L'utilisation des thermosiphons est très développée et une importante littérature, que nous développerons par la suite, existe. Faghri ([L2] chap. 6) propose une étude complète dans laquelle il détaille entre autres des modes de calcul des coefficients d'échanges au

condenseur et à l'évaporateur ainsi que les limites et les instabilités de fonctionnement. Citons pour finir d'une manière générale les travaux de El-Genk que nous développerons dans l'ensemble du manuscrit et qui vont de la détermination de limites de fonctionnement au calcul de coefficients d'échange en passant par des enveloppes limites du remplissage en liquide [42].

4.3.2.2 champ d'accélération

Les caloducs soumis à des champs d'accélération sont classés en trois types en fonction des accélérations longitudinales et transversales subies. Le premier type défini est le caloduc tournant, dont l'axe de rotation correspond à l'axe longitudinal. Lorsque l'axe de rotation n'est pas confondu avec l'axe du caloduc mais qu'il reste parallèle (ou forme un angle faible en restant coplanaire), on parle de caloduc de révolution. Lorsque le caloduc est soumis à des accélérations parallèles à son axe longitudinal, le comportement se rapproche des thermosiphons. Bien entendu, dans certain cas particulier, comme pour des profils non rectilignes, les types peuvent être combinés.

a) Les caloducs tournants

Les caloducs tournants sont soumis à des forces d'accélérations radiales importantes, il est donc possible d'utiliser une partie de ces forces pour assurer le retour du liquide du condenseur vers l'évaporateur. Pour cela, la section de passage du fluide n'est pas constante mais augmente du condenseur vers l'évaporateur comme sur l'exemple de la Figure I-10. On obtient ainsi une accélération motrice (Γ_t) pour le liquide qui s'exprime par :

$$\Gamma_t = r \omega^2 \sin(\alpha) \quad (\text{I-4})$$

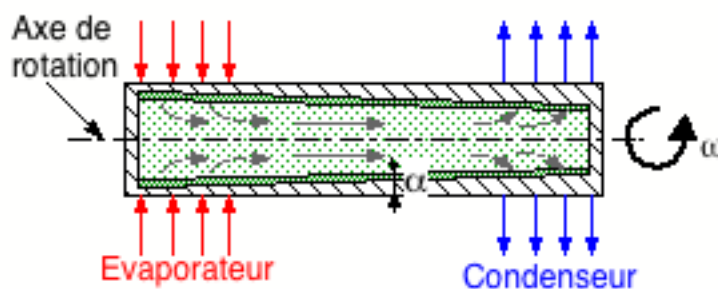


Figure I-10 : caloduc tournant à section tronconique

L'étude des caloducs tournants date du début des années 70. Les premières études expérimentales ont été réalisées par Daniels & Al-Jumaily [43] pour des vitesses de rotation de 600 à 1000 tr mn⁻¹ (correspondant à des accélérations centrifuges de 7 à 28 g). Les résultats obtenus ont montré la validité du concept. Toutefois, le modèle simplifié utilisé ne donne pas toujours de bons résultats. Une étude numérique récente développée par Harley & Faghri [44] a mis en évidence la complexité des effets sur la phase vapeur et la nécessité d'une prise en

compte d'un écoulement compressible dans la phase vapeur. On peut, entre autres, noter que la vitesse angulaire de la vapeur n'est pas constante et qu'il existe au centre un écoulement vapeur du condenseur vers l'évaporateur. Cette mise en évidence de l'influence de la phase vapeur peut être rapprochée des résultats expérimentaux obtenus par Ponnappan & al [45]. Leur étude porte sur des caloducs tournants avec des vitesses de rotation très élevées (entre 5 000 et 30 000 tr mn^{-1}) correspondant à des accélérations radiales de 1 000 à 9 000 g. Les résultats obtenus montrent que les performances sont plus de dix fois inférieures aux prédictions des modèles simples.

D'autres profils ont été envisagés pour améliorer les performances des caloducs tournants (Faghri [L2] chap. 7). En outre, on peut citer le concept illustré par la Figure I-11 et utilisé par Watel & al [46] pour le refroidissement de disques de frein de TGV.

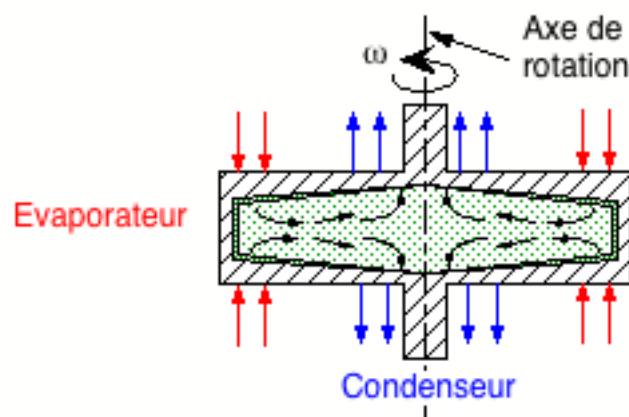


Figure I-11 : caloducs tournants plats

b) Les caloducs de révolution

La différence essentielle entre les caloducs tournants et les caloducs de révolution provient de la disparition de la symétrie angulaire pour ces derniers. En effet, le champ d'accélération est alors perpendiculaire à la section du caloduc comme illustré sur la Figure I-12.

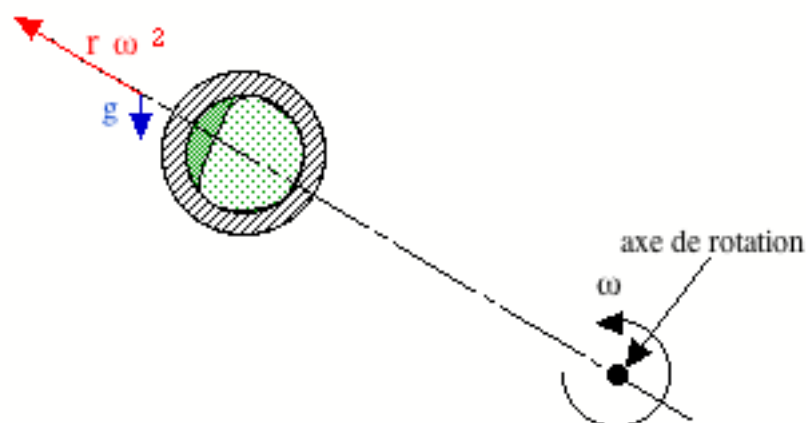


Figure I-12 : section d'un caloduc de révolution : répartition typique du liquide

Peu d'études ont été réalisées pour ce type de caloduc en raison de la complexité de l'écoulement. Toutefois, Gi & Maezawa [47] ont mené une étude expérimentale en faisant varier la quantité de fluide et la vitesse de rotation. Ils ont montré qu'un modèle simple de condensation peut conduire à de bonnes prédictions lorsque la vitesse de rotation est suffisante pour négliger les effets de la gravité terrestre. Jian & al [48] ont réalisé une étude sur des caloducs de révolution de trois types différents, dont notamment un cas pour lequel un angle de 6° existe entre l'axe du caloduc et l'axe de rotation. L'essentiel de leur étude a porté sur le comportement de la zone évaporateur. Leurs résultats montrent une amélioration importante des performances pour le cas où l'inclinaison facilite le retour du liquide.

c) Caloducs soumis à des accélérations longitudinales

La bibliographie sur les caloducs soumis à des accélérations longitudinales élevées est très restreinte. Les premières études ont été réalisées au Laboratoire d'Etudes Thermiques par Gourdache [49] dans le cadre d'études amonts sur les systèmes de refroidissement des composants de navigation de navettes spatiales lors des phases de rentrée dans l'atmosphère. Ce travail a notamment porté sur une étude théorique de l'influence de l'accélération sur la limite d'ébullition et sur une étude expérimentale des performances de caloducs de faible longueur (15 cm) soumis à des accélérations allant jusqu'à 6 g. Le montage expérimental utilisé est basé sur la création d'un champ d'accélération artificiel par centrifugation (Figure I-13). Les résultats obtenus ont permis de montrer que l'action des forces de volume peut entraîner une dégradation des coefficients d'échanges de caloducs à rainures longitudinales même dans des cas favorables au retour du liquide vers l'évaporateur.

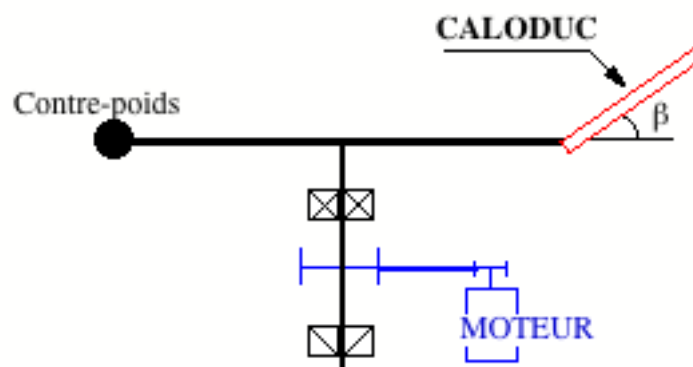


Figure I-13 : schéma synoptique du montage utilisé par Gourdache [49]

Par ailleurs, des travaux importants ont été menés par Thomas & Yerkes [50] sur un caloduc flexible soumis à des cycles d'accélérations favorables et défavorables en vue d'une intégration dans des avions de chasse. Toutefois, la méthode utilisée est très différente puisqu'ils utilisent un caloduc flexible positionné sur une portion de cercle. C'est la variation de la vitesse angulaire qui permet dans ce cas d'obtenir des cycles d'accélérations longitudinales.

Nous avons mené une étude préliminaire en collaboration avec la société Dassault sur le comportement de caloducs à structures capillaires soumis à de fortes accélérations longitudinales avec la même optique d'intégration de caloduc dans des avions de chasse [41]. Nous détaillerons les résultats obtenus par la suite. Notons enfin que Sophy [51] a réalisé une étude basée sur le principe du montage de la Figure I-13 qui a permis de tester le comportement d'un caloduc à eau soumis à des cycles d'accélérations simulant la fonction de suivi de terrain d'un avion de chasse.

4.4 Autres types de caloduc

De nombreux autres types de caloducs ont été envisagés. Toutefois, les seuls ayant donné lieu à une application importante sont les caloducs à conductances variables. Leur principe de fonctionnement est basé sur la régulation des surfaces d'échange au condenseur par la présence d'un bouchon de gaz incondensable.

Un gaz est dit incondensable lorsque les températures de fonctionnement du caloduc sont supérieures à la température critique de ce gaz. Il n'existe alors pas de changement de phase pour ce gaz quelle que soit la pression.

Lorsque l'on injecte un flux à une extrémité du caloduc, un écoulement vapeur est amorcé. La phase vapeur du fluide caloporteur entraîne alors le gaz incondensable qui s'accumule ainsi en bout de condenseur. Les phénomènes de diffusion de la vapeur dans le gaz étant faibles, on peut en première approximation considérer que la zone occupée par le gaz incondensable n'évacue pas de flux.

Or, le nombre de molécules de gaz étant fixé puisque le système est fermé, le volume occupé par le gaz est régi, en première approximation, par l'équation d'état des gaz parfaits :

$$P V = n R T \quad (I-5)$$

La pression dans l'enceinte est gouvernée par la courbe de saturation du fluide caloporteur. En conséquence, la pression est fixée et la régulation de la température de l'extrémité du condenseur contenant le gaz permet de faire varier le volume de la zone ne participant pas aux transferts (Figure I-14).

Des études (Rohani & Tien [52], Hijikata & al [53]) sur l'influence d'un bouchon de gaz incondensable ont montré que la prise en compte de la diffusion moléculaire de la phase vapeur dans le gaz doit être prise en compte dans de nombreux cas pour avoir une estimation fine de la zone de condensation active. Une prise en compte d'une géométrie 2D est par ailleurs nécessaire lorsque le diamètre du caloduc n'est pas petit devant la longueur de condensation.

Faghri ([L2] chap. 8) donne de nombreux exemples de principes de régulation et il détaille de nombreux modèles allant d'une géométrie 1D stationnaire à une géométrie 2D transitoire avec diffusion.

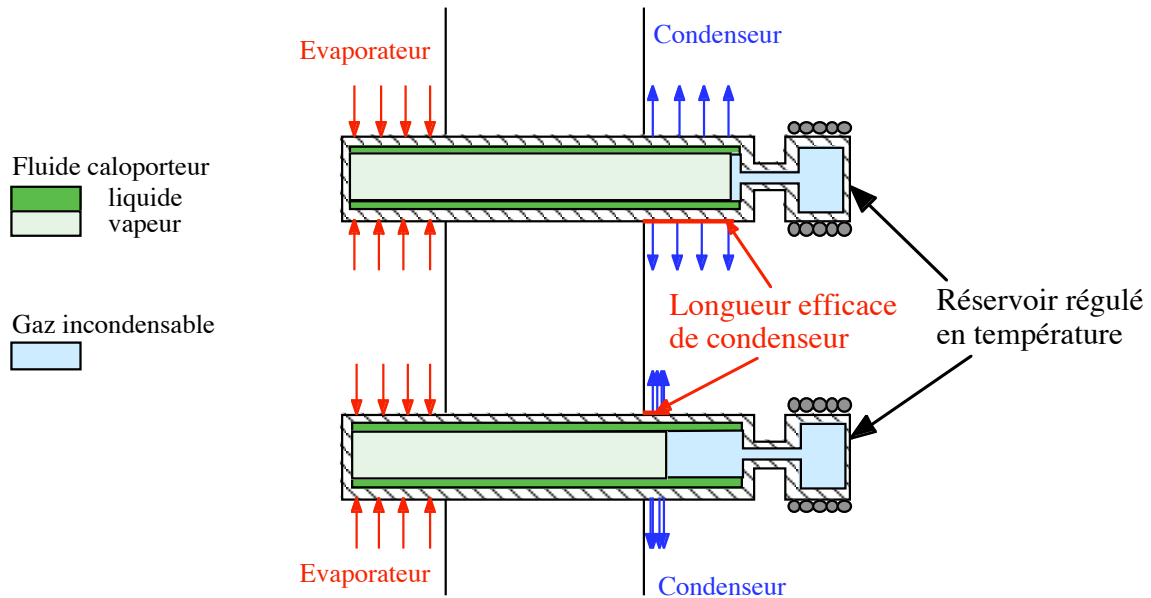


Figure I-14 : principe du caloduc à conductances variables

Parmi les applications possibles, les travaux récents de Kawabata & al [54] mettent en évidence la flexibilité de l'utilisation de ce type de caloduc. Ils ont réalisé une diode thermique passive à l'aide d'un caloduc à conductance variable sans régulation active de la température du réservoir. Les caractéristiques obtenues sont très intéressantes car le rapport de puissance entre un mode passant et un mode bloqué est de 12,4 sur une plage de variation de température de l'évaporateur de seulement 19°C.

I.5 Synthèse

Le principe du caloduc est simple. Il repose sur l'exploitation des propriétés du changement de phase liquide/vapeur et tire partie des valeurs très grandes de la chaleur latente de changement de phase et de l'écoulement quasi-isotherme de la phase vapeur.

Depuis le début des années 70, de très nombreuses applications existent et se sont développées aussi bien dans le domaine spatial pour le contrôle thermique des satellites que terrestre pour le refroidissement de l'électronique de puissance ou de la microélectronique. Les différentes spécificités des caloducs permettent également des applications très variées dans de nombreux domaines comme l'étalonnage, la biothermie,...

Toutefois, le domaine des caloducs est vaste et plusieurs classifications sont possibles et nécessaires pour décrire les types de caloduc et les technologies associées. Trois grandes classifications sont couramment admises. La première est basée sur le type de circulation du fluide et différencie les boucles diphasiques des caloducs à proprement parlé. Le classement des caloducs en fonction de leurs dimensions caractéristiques en caloducs de taille macroscopique, caloducs miniatures et micro caloducs repose sur l'ordre de grandeur des différents phénomènes physiques et leurs interactions. Enfin, le type de forces motrices dans la phase liquide permet de séparer les caloducs à pompage capillaire des caloducs soumis à des forces de volume.

Après avoir donné une approche extérieure des caloducs, nous aborderons en détails dans le chapitre II les principes physiques régissant le bon fonctionnement des caloducs que ce soit au niveau des phénomènes capillaires, du cycle thermodynamique, des écoulements fluides ou des transferts thermiques.

II Approches qualitatives de la physique des caloducs

Dans le chapitre I nous avons tenté de classifier les caloducs en cernant les grands principes du fonctionnement. Dans ce chapitre nous allons entrer plus en détails de la physique gouvernant le fonctionnement d'un caloduc afin de mettre en relief la complexité du caloduc et les différents aspects que peut prendre l'explication du fonctionnement selon le point de vue adopté.

Tout d'abord, nous donnerons une approche de la physique des interfaces liquide/vapeur car celle-ci revêt une grande importance puisque d'une part l'interface est le lieu du changement de phase et d'autre part la courbure de cette interface est l'élément moteur du pompage capillaire.

Nous aborderons ensuite le caloduc sous un aspect moins répandu concernant le cycle thermodynamique. Celui-ci permet toutefois de comprendre certains phénomènes essentiels comme le mauvais fonctionnement de certains caloducs à artère.

Puis, nous décrirons les évolutions des pressions dans un caloduc à pompage capillaire et dans un thermosiphon afin de cerner les différents aspects des écoulements du liquide et de la vapeur

Enfin, nous aborderons l'aspect transfert thermique au sein des caloducs à l'aide d'un modèle numérique élémentaire permettant de cerner le comportement macroscopique d'un caloduc en fonction du comportement des sources chaudes et des sources froides. Nous terminerons ce tour d'horizon de la physique des caloducs par une revue des différents modes de transfert thermique entourant le caloduc.

II.1 La physique des interfaces liquide/vapeur

Tout d'abord, nous décrirons sommairement ce qu'est une interface liquide vapeur et son étendue. Puis, nous examinerons l'équation de Young Laplace décrivant macroscopiquement la différence de pression entre la phase liquide et la phase vapeur en fonction de la courbure de l'interface. Ceci nous conduira à l'approche macroscopique du mouillage d'un liquide sur une paroi et au fonctionnement du pompage capillaire dans un caloduc.

1.1 Description de l'interface liquide/vapeur

A l'échelle moléculaire, la zone de transition entre la phase liquide et la phase vapeur d'un fluide en état de saturation n'est pas franche. En effet, la densité des phases varie continûment comme illustré sur la Figure II-1. Carey ([L1] chap. II) décrit cette évolution et montre que l'étendue de la variation de densité reste néanmoins très faible et que la vision macroscopique d'une interface assimilée à une surface est appropriée dans la plupart des cas.

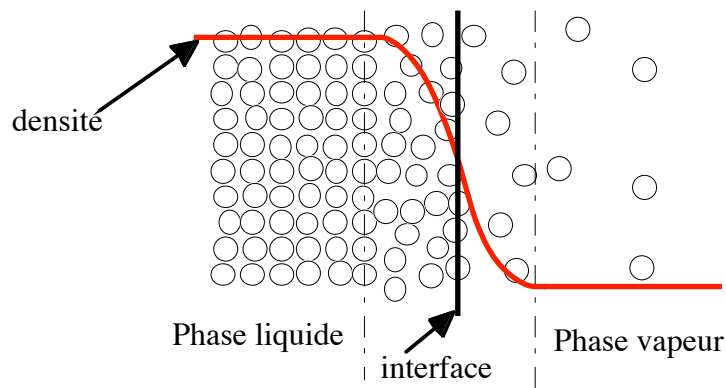


Figure II-1 : évolution de la densité à l'interface liquide/vapeur

Les travaux réalisés par Guo & al [55] permettent d'illustrer l'ordre de grandeur de l'épaisseur de l'interface. Elle est en général de quelques nanomètres et croît très lentement avec la température lorsque l'on se situe assez loin du point critique. En revanche, pour des températures proches du point critique, l'épaisseur de l'interface peut devenir très importante. En effet, ils ont mesuré expérimentalement une interface étendue sur 3,6 mm pour du R-13 à 27,4°C alors que la température critique est de 28,78°C.

Notons que l'amorçage d'un caloduc cryogénique à partir de températures ambiantes nécessite le passage par le point triple et qu'il peut être important dans ces cas extrêmes de tenir compte de ce phénomène d'épaisseur de l'interface lors des phases d'amorçage.

Cependant, dans le cadre de l'étude des caloducs menée dans ce mémoire, on se situe en général loin du point critique en raison de la forte diminution de la chaleur latente de changement de phase pour ces températures, ce qui justifie l'assimilation de l'interface à une surface.

1.2 Equation de Young Laplace

Soit une interface quelconque non plane ayant deux rayons de courbure principaux r_1 et r_2 (orthogonaux par définition). Une augmentation de la surface (voir Figure II-2) de cette interface entraîne une augmentation d'énergie interne du système (Carey [L4] chap. II). L'interface tendra donc toujours vers un état d'énergie minimale correspondant à une interface plane (surface minimale).

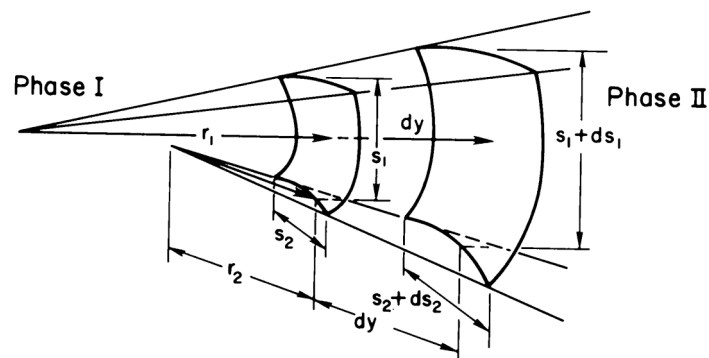


Figure II-2 : géométrie de l'interface liquide vapeur (Carey [L4] p.34)

En d'autres termes, pour maintenir une interface courbe entre une phase vapeur et une phase liquide, il faut des forces externes. Une différence de pression entre les phases peut générer ces forces.

Une étude thermodynamique basée sur un bilan énergétique permet de montrer la loi de Young Laplace régissant la différence de pression entre les phases en fonction de la courbure de l'interface :

$$P_I - P_{II} = \sigma \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) = \sigma K \quad (\text{II-1})$$

Avec : σ tension de surface K courbure de l'interface
 P_i pression de la phase i r_1, r_2 rayons principaux de courbure

1.3 Les phénomènes de mouillage d'une paroi par un liquide

Les problèmes de mouillage représentent un domaine à part entière de la physique et leur étude est complexe. Une approche macroscopique courante consiste à faire intervenir un angle de contact apparent (Figure II-3).

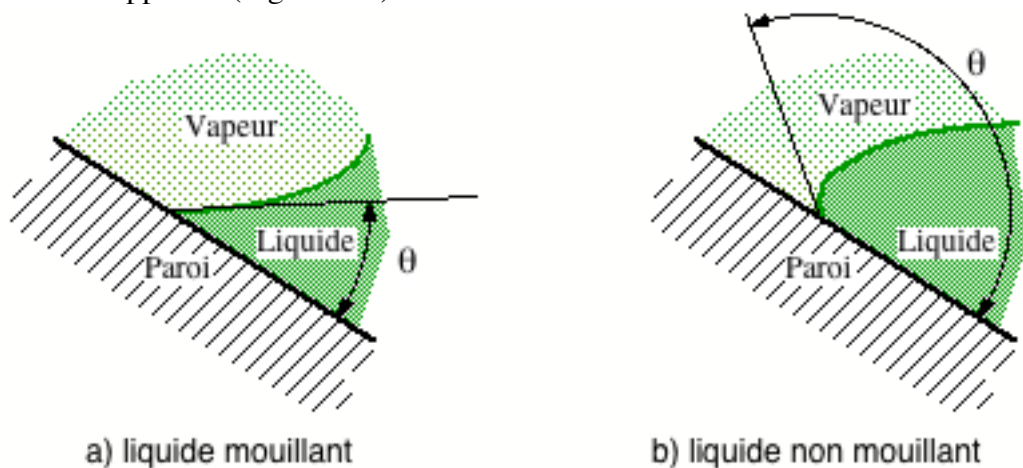


Figure II-3 : angle de contact apparent

A l'équilibre thermodynamique, cet angle de contact dépend du solide, du fluide et de la température. Le liquide est considéré comme mouillant (Figure II-3a) lorsque l'angle est inférieur à 90° et non mouillant (Figure II-3b) lorsque l'angle est supérieur à 90° (Brochar-Wyart [L5] Chap. I). On considère aussi le cas particulier d'un angle nul, le liquide est alors totalement mouillant.

L'angle de contact est en fait le résultat de l'équilibre des forces en présence à l'interface. En dehors de l'équilibre (évaporation ou condensation, écoulement,...), la modification des forces en présence influence la valeur de cet angle (température pression,...). Une étude du comportement de la zone de contact sera abordée dans le chapitre IV.

La classification des structures capillaires est en général abordée en supposant que cet angle peut être nul car le choix du couple fluide paroi possible tient compte de ce phénomène et permet de considérer que le fluide est totalement mouillant en première approximation (voir chapitre IV §3 pour plus de détails sur les conditions d'accrochage d'une interface liquide/vapeur sur une paroi solide) .

Exemples :

Pour illustrer le comportement d'un liquide dans une structure solide de petite dimension, considérons le cas d'un tube creux (ouvert aux deux extrémités) de diamètre intérieur d , de faible dimension, plongé dans un liquide (Figure II-4). Si le liquide est mouillant, le liquide va monter dans le tube afin d'équilibrer les pressions (II-1) en respectant l'angle de contact (si le liquide est non mouillant le liquide va descendre dans le tube).

Pour un diamètre du tube faible permettant de négliger les effets de la gravité sur la forme de l'interface et pour un angle de contact donné, la forme de l'interface sera une calotte sphérique car c'est la forme d'énergie minimale respectant l'angle θ .

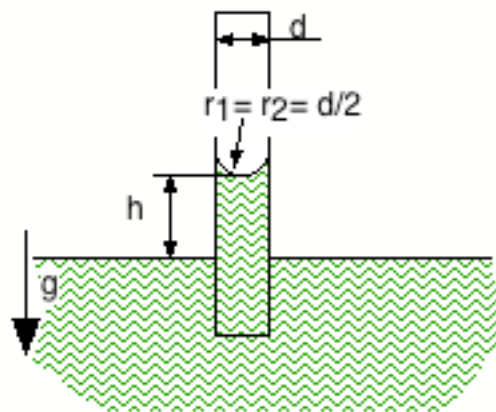


Figure II-4 : capillarité dans un tube

Ce type de tube est appelé **tube capillaire** car il engendre des effets capillaires non négligeables par rapport à la gravité. Pour un angle de contact nul, les rayons de courbure principaux sont identiques et égaux au demi diamètre (voir équation (II-1)). Il vient donc l'expression de la hauteur (voir l'équation (I-3)) :

$$h = \frac{4\sigma}{d(\rho_l - \rho_v)g} \quad (\text{II-2})$$

De la même manière, pour deux plans parallèles distants de e il vient :

$$h = \frac{2\sigma}{e(\rho_l - \rho_v)g} \quad (\text{II-3})$$

Car un des rayons de courbure est infini et l'autre est égal à $\frac{e}{2}$.

Remarques :

Physiquement, l'interface liquide/vapeur se courbe dans la zone de contact entre la vapeur, le liquide et le solide car les discontinuités de la matière aux interfaces engendrent des champs de force non nul en moyenne (en général d'origine électrostatique puisque l'on se situe à l'échelle atomique). Le système se positionne alors en minimisant l'énergie interne globale. Cette minimisation a pour conséquence une courbure de l'interface liquide vapeur ce qui entraîne une diminution de la pression liquide sous l'interface (pour une pression vapeur constante) et provoque ainsi la montée du liquide dans le capillaire afin d'équilibrer la pression statique dans le liquide.

1.4 Les structures capillaires

Le fonctionnement du pompage capillaire repose donc sur la présence d'une courbure de l'interface liquide vapeur telle que la pression dans la phase liquide soit inférieure à la pression dans la phase vapeur.

Rappelons que nous considérons ici le cas d'un liquide totalement mouillant sur la paroi considérée.

En première approximation, en supposant la phase vapeur à pression constante le long du caloduc, une augmentation de la courbure de l'interface entre la zone condenseur et la zone évaporateur entraîne un gradient de pression dans la phase liquide comme schématisé sur la Figure II-5. **La variation de courbure est initiée par les phénomènes de changement de phase et gouvernée par les variations de pression dans les écoulements.**

Remarque :

La concavité des courbes dépend fortement de la structure capillaire. Toutefois, la croissance de la pression et la décroissance de la courbure se font de manière monotone pour un caloduc non soumis à des forces de volume.

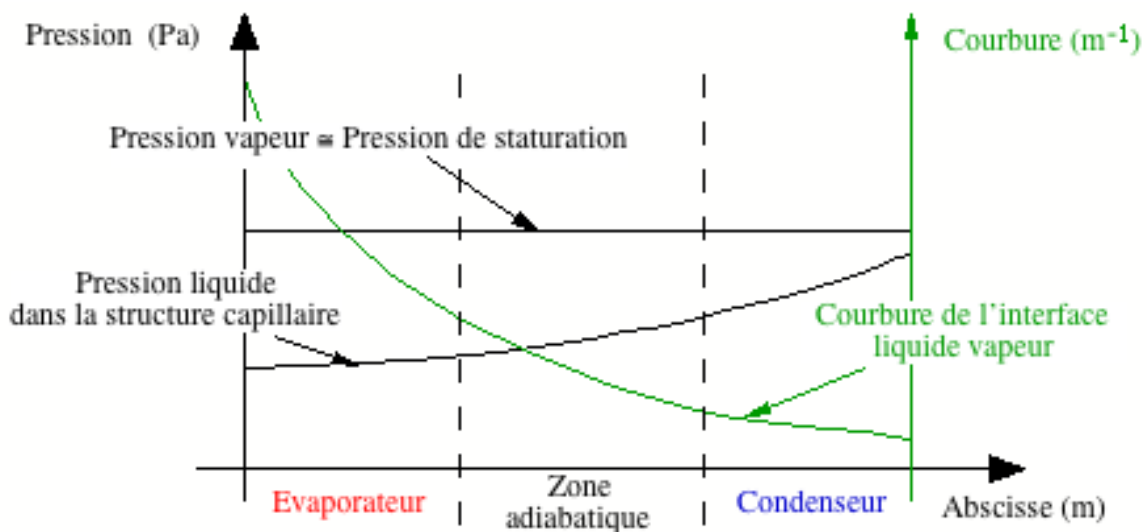


Figure II-5 : Principe du pompage capillaire -physique de l'interface-

Exemple : la rainure longitudinale

Pour illustrer la variation du rayon de courbure de l'interface, considérons le cas d'une rainure rectangulaire (Figure II-6). Lorsqu'un flux est injecté à la base de la rainure, du liquide s'évapore. La section occupée par le liquide doit donc diminuer. Or, pour des raisons liées à la physique des interfaces (voir chapitre IV), la zone de contact entre l'interface liquide/vapeur (encore appelée ménisque) et le solide reste immobile en première approximation. Donc si la rainure est remplie avant l'injection d'un flux, le ménisque reste accroché en haut des rainures. La seule possibilité pour diminuer la section est alors le creusement du ménisque. Or, si l'on garde à l'esprit l'hypothèse d'une pression vapeur constante, le respect de la loi de Young Laplace impose une diminution de la pression dans la phase liquide pour la section considérée. Un gradient longitudinal de pression est ainsi généré dans le liquide et le ménisque se courbe jusqu'à ce que le débit de liquide compense exactement l'évaporation.

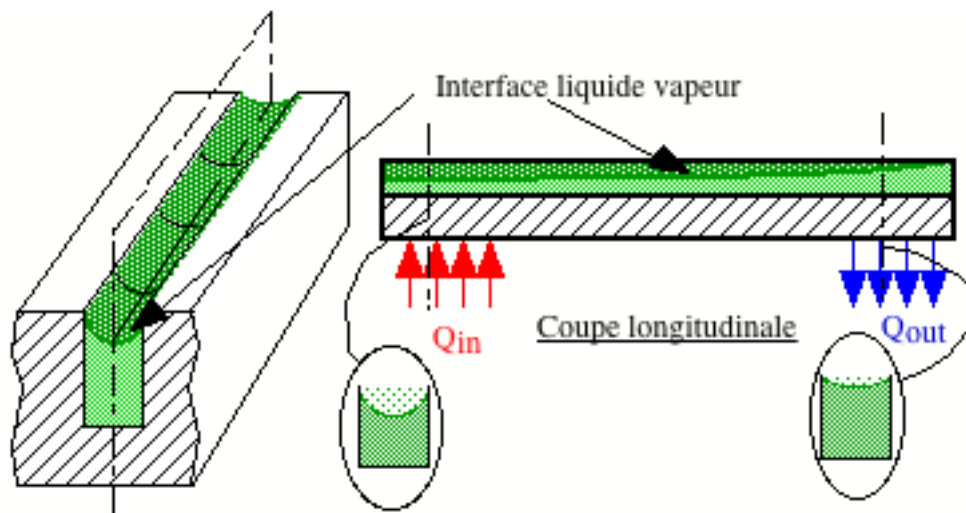


Figure II-6 : variation du rayon de courbure dans une rainure

II.2 La thermodynamique

Le fonctionnement d'un caloduc repose sur une circulation en boucle fermée d'un fluide caloporteur transférant de l'énergie par changement de phase. Cette vision suffit à évoquer le cycle d'une machine thermique. Toutefois, dans le cas d'un caloduc, le travail fourni est faible puisque la source chaude et la source froide ont des températures proches. Ce travail est utilisé pour la circulation du fluide.

Cependant, l'étude du cycle thermodynamique d'un caloduc permet de mettre en évidence des éléments essentiels de son fonctionnement. En effet, si les thermosiphons présentent un cycle relativement simple, les caloducs à pompage capillaire mettent en œuvre un cycle plus subtil qui peut influencer le dimensionnement des structures capillaires.

De plus, l'aspect thermodynamique du caloduc permet de définir un critère de gradient minimum de température qui peut devenir essentiel dans certaines situations critiques (voir §2.4).

L'analyse de la thermodynamique des caloducs est très peu présente dans la littérature. Richter & Gottschilch [56] ont présenté une première étude thermodynamique complète des caloducs à pompe capillaire avec toutefois des imperfections dans la description du cycle. Zuo & Gunnerson [57] ont quant à eux décrit le cycle d'un thermosiphon en discutant sur les performances suivant la température moyenne de vapeur. Enfin, on peut citer les travaux de Zuo & Faghri [58] qui ont pour la première fois décrit le cycle complexe des caloducs à pompe capillaire.

2.1 Cycle thermodynamique en position thermosiphon

Le cycle thermodynamique d'un thermosiphon est décrit sur la Figure II-7. Le diagramme entropique permet de visualiser les pertes par frottement dans les écoulements qui sont matérialisées par une augmentation d'entropie. Le transfert est réalisé de la source chaude à la température T_2 (température d'évaporation) vers la source froide à la température T_1 (température de condensation).

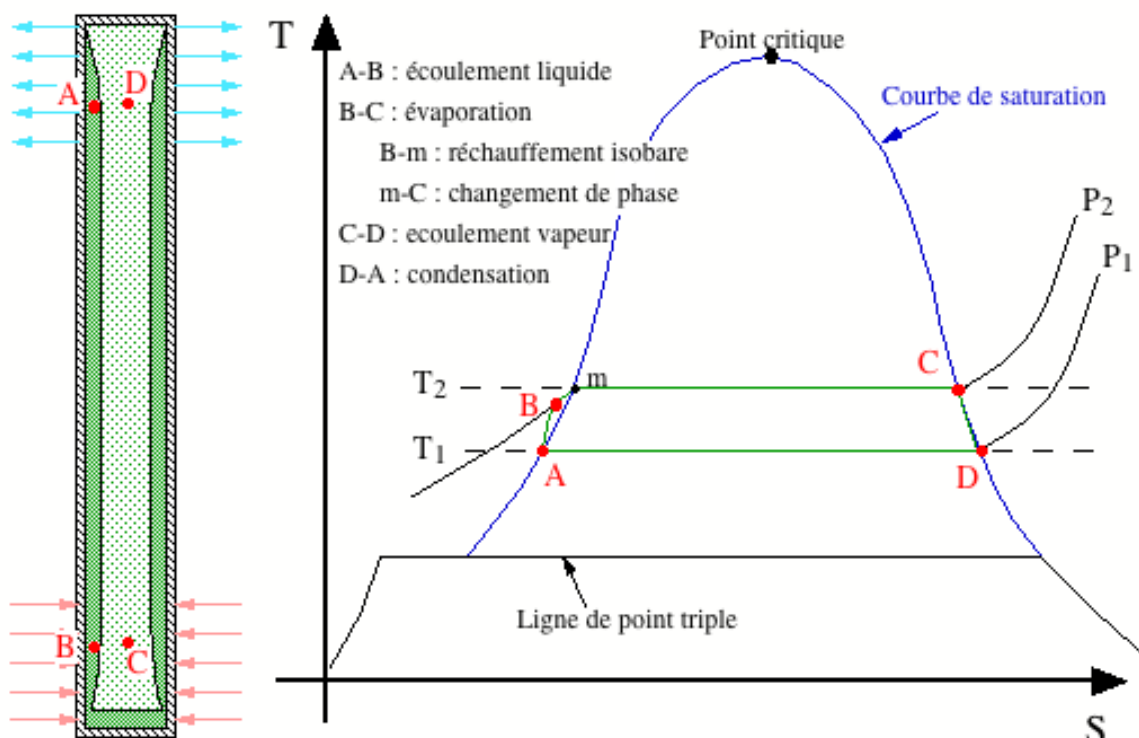


Figure II-7 : cycle thermodynamique d'un thermosiphon (diagramme T-S)

Le cycle peut être décrit selon quatre phases principales.

- Evolution A-B : écoulement dans la phase liquide sous l'effet de la gravité. La pression augmente le long de l'écoulement. On peut noter que les forces de volume servent à compenser les pertes de charge par frottement et dissipations visqueuses dans le liquide. Ces pertes se traduisent par une augmentation de l'entropie entre A et B. On peut remarquer que le liquide est sous-refroidi en B.
- Evolution B-C : cette transformation se produit en deux étapes. La première, entre B et m correspond à un échauffement isobare du liquide sous-refroidi. Puis, entre m et C le liquide passe à l'état de vapeur.
- Evolution C-D : écoulement de la phase vapeur. Cet écoulement nécessite une différence de pression qui est à l'origine de la différence de température entre la condensation et l'évaporation. Cet écoulement génère également des pertes visqueuses se matérialisant par une augmentation d'entropie (l'effet de la gravité est négligeable). De part la présence simultanée de la phase vapeur et de la phase liquide, on considère que la transformation suit la courbe de saturation.
- Evolution D-A : condensation de la phase vapeur. Le liquide au point A peut être sous-refroidi selon la configuration du condenseur.

Ainsi, l'écoulement vapeur génère une différence de température entre l'évaporation et la condensation sous l'effet du gradient de pression nécessaire.

Cependant, la pression statique est identique dans le liquide et dans la vapeur pour un thermosiphon sans structure capillaire. En réalité, l'épaisseur du film liquide s'adapte pour générer des pertes de charge compensant exactement la pression engendrée par la gravité.

2.2 Cycle thermodynamique en pompage capillaire

Pour les caloducs à pompage capillaire, le cycle est un peu différent car, en l'absence de forces de volume, l'écoulement liquide ne peut se produire que sous l'effet d'une diminution de la pression statique. On obtient ainsi le cycle de la Figure II-8.

Le cycle peut également être décrit selon quatre phases principales.

- Evolution A-B : écoulement dans la phase liquide sous l'effet du pompage capillaire. L'écoulement générant des pertes de charge par frottement et dissipations visqueuses dans le liquide, la pression liquide dans l'évaporateur doit être inférieure à la pression liquide dans le condenseur (en l'absence de forces de volume). Ces pertes se traduisent également par une augmentation de l'entropie entre A et B. Une conséquence importante de cette évolution (pression, température) est la nécessité d'avoir un liquide sous refroidi en sortie de condenseur (Point A).

- Evolution B-C : cette transformation se produit en trois étapes. La première, entre B et n correspond à un échauffement isobare (à la pression P_3) du liquide sous-refroidi. Puis, entre n et m la pression augmente au passage de l'interface courbe liquide vapeur. Enfin, le liquide passe à l'état de vapeur entre m et C. *Le point m n'est pas forcément clairement défini, car le saut de pression et la vaporisation sont plus ou moins simultanés* (voir 1.1).
- Evolution C-D : écoulement de la phase vapeur. Les caractéristiques sont très proches du cas thermosiphon.
- Evolution D-A : condensation de la phase vapeur. Le liquide au point A doit être sous-refroidi pour assurer un écoulement liquide sans vaporisation.

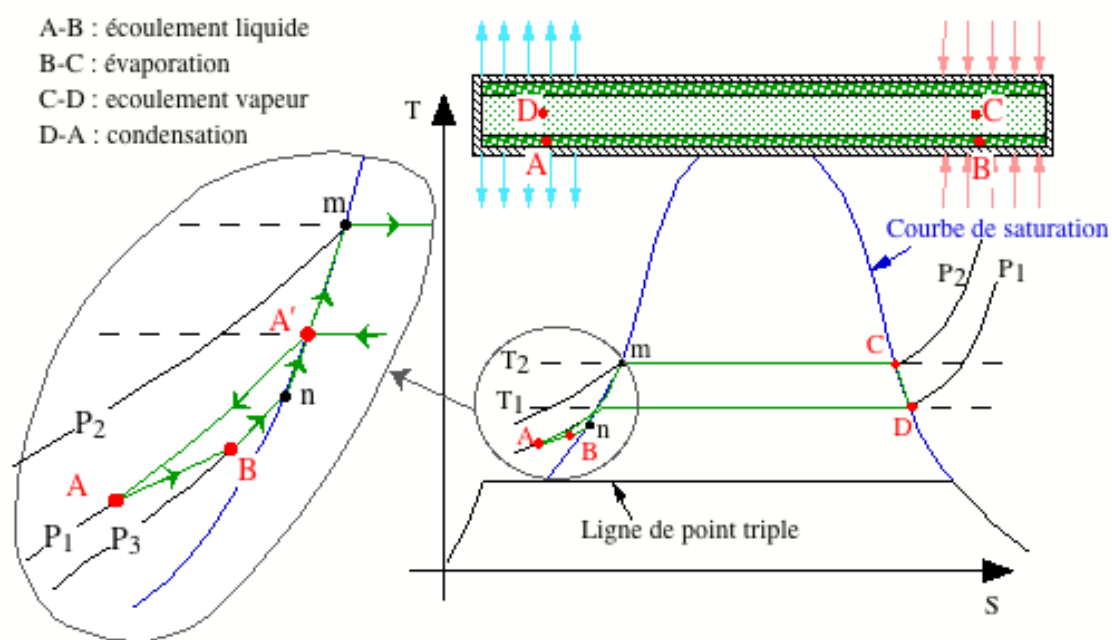


Figure II-8 : cycle thermodynamique d'un caloduc à pompage capillaire (diagramme T-S)

Le sous-refroidissement de la phase liquide est donc un élément essentiel du fonctionnement des caloducs à pompage capillaire. En effet, si le liquide est sur la courbe de saturation en sortie de condenseur (point A' Figure II-8), la diminution de la pression avec augmentation de l'entropie ne peut avoir lieu que s'il y a création de vapeur. Or la présence de bulles de vapeur dans la structure capillaire en bloque le fonctionnement très rapidement par diminution de la section de passage liquide jusqu'à rupture de la continuité liquide dans l'artère. Il faut donc que l'évaporation soit possible dans la zone adiabatique.

Notons de plus que la pression est différente entre la phase liquide et la phase vapeur dans une section du caloduc. Ceci est possible car l'interface liquide vapeur est présente tout au long du caloduc et la courbure est donc fonction de cette différence de pression.

2.3 Gradient de température minimum dans la phase vapeur

L'analyse des cycles thermodynamiques a montré que la différence de température vapeur entre l'évaporateur et le condenseur est régie par les pertes de charge dans l'écoulement. Toutefois, dans l'hypothèse d'une vapeur suivant la loi des *gaz parfaits* et en négligeant le volume massique du liquide par rapport au volume massique de la vapeur, la *relation de Clausius Clapeyron* permet de relier directement la température et la pression sur la courbe de saturation sous la forme :

$$\frac{dP}{dT} = \frac{h_{lv} M}{R T^2} P \quad (\text{II-4})$$

Soit pour des variations sur une plage quasi-linéaire de la courbe de saturation et en considérant une valeur constante de la chaleur latente de changement de phase :

$$\Delta T = \frac{h_{lv} M}{R T^2} \frac{\Delta P}{P} \quad (\text{II-5})$$

On obtient ainsi un gradient de température minimum nécessaire au fonctionnement du caloduc. La variation de pression correspond à la perte de charge dans la phase vapeur et nous verrons dans le chapitre III (voir §2.2.1) que ces pertes de charge peuvent être reliées au flux transféré. Il est ainsi possible de déterminer un gradient minimal en fonction du flux transféré.

2.4 Les conséquences de l'analyse thermodynamique

L'approche thermodynamique des caloducs est très peu utilisée. Cependant, si elle reste très insuffisante pour comprendre et dimensionner un caloduc, elle permet néanmoins d'avoir une approche fonctionnelle globale. Richter & Gottschilch [56] ont montré que cette approche permet d'expliquer des disfonctionnements à basse température notamment pour les caloducs à pompage capillaire et les caloducs à mercure.

L'exemple des caloducs à artère centrale (voir Chap. I tableau I.1) est très représentatif de l'apport de la vision thermodynamique du caloduc. Le sous-refroidissement liquide des caloducs à pompage capillaire (voir Figure II-8) est un élément clef de leur fonctionnement même s'il reste faible. Or une artère centrale ou en forte interaction avec la vapeur (voir figure I-5a) dans un caloduc est donc thermiquement liée à la vapeur à une température supérieure, le sous-refroidissement est donc difficile à maintenir. L'énergie générée par les frottements et les dissipations visqueuses dans le liquide (notamment au sein de la structure poreuse) et les échanges thermiques avec la vapeur conduisent à un apport d'énergie au liquide. Cette énergie ne peut être évacuée que par changement de phase. La vapeur correspondante doit être évacuée dans la section vapeur sous peine de réduire le passage du liquide. Or, la conception de ces artères n'étant pas optimisée pour cela, de la vapeur est souvent générée dans la structure lorsque le débit devient important. Une rupture du pompage capillaire est alors inévitable. Expérimentalement, il semble que ces types de caloducs aient souvent des

performances très inférieures à celles escomptées comme tant à le montrer la multitude de designs de caloduc à artère centrale que l'on trouve dans la littérature (voir Faghri [L1], Dunn & Reay [L2], Peterson [L3]) qui n'ont jamais été éprouvés expérimentalement (pas de référence de travaux expérimentaux disponible à notre connaissance).

Toutefois, lorsque le fluide caloporteur est utilisé assez loin de la température du point triple, la pression de vapeur saturante devient importante (croissance de plusieurs ordres de grandeur) et la différence de températures entre les deux sources est donc totalement négligeable (voir équation (II-5)).

D'autre part, pour les caloducs à pompage capillaire, le sous-refroidissement nécessaire est en général très faible. De plus, la zone adiabatique n'est jamais parfaitement isolée de l'ambiance, en général plus froide, permettant ainsi de masquer le problème. Cependant, lors de tests à des températures de fonctionnement inférieures à l'ambiante, le phénomène peut devenir non négligeable.

II.3 L'écoulement fluide

Le principe du caloduc étant basé sur la circulation en boucle d'un fluide, les caractéristiques des écoulements de la phase vapeur et de la phase liquide sont des éléments essentiels pour comprendre le comportement des caloducs en fonction des conditions extérieures.

Des études détaillées ont été menées pour essayer de définir les paramètres clefs régissant les écoulements. Ces derniers sont complexes et leurs déterminations nécessitent en toute rigueur la résolution des équations de Navier Stokes non seulement pour la vapeur mais aussi pour le liquide dans le milieu poreux. A cela s'ajoute les équations de conservation de l'énergie avec le changement de phase. Bien entendu, cette résolution n'a pas de solution analytique et reste numériquement hors de portée même pour la puissance actuelle des ordinateurs.

En conséquence, le principe consiste à simplifier au maximum les équations en considérant des cas d'école pouvant approcher au mieux les conditions réelles de fonctionnement. Le problème dans son ensemble n'est abordé qu'en découplant les écoulements vapeur et liquide (Tien [59], Gidas [60], Faghri [L2] chap. 3).

Les validations expérimentales sont très difficiles car les mesures dans les caloducs sont extrêmement complexes. Toutefois, Gidas [60] a réalisé des mesures de profils de températures et de vitesses dans la phase vapeur pour des points de fonctionnement entraînant des écoulements simples.

L'essentiel des études effectuées sont numériques et se situent dans des conditions particulières. Les études sur la phase vapeur sont nombreuses et permettent de mettre en avant des évolutions typiques en résolvant les équations de Navier Stokes alors que les études sur

la phase liquide sont en général basées sur une vision macroscopique du milieu capillaire. Enfin, nous montrerons les conséquences du couplage entre les écoulements dans différents cas typiques.

3.1 Phase vapeur

L'écoulement dans la phase vapeur peut être séparé en trois zones distinctes correspondant à l'évaporateur, à la zone adiabatique et au condenseur. A l'évaporateur, le débit masse de vapeur augmente le long de l'axe du caloduc du fait de l'injection de vapeur résultant de l'évaporation. Le phénomène inverse se produit au condenseur alors que la zone adiabatique n'est que le siège de pertes de charge dues à l'écoulement.

Les variations de pression vapeur sont le résultat de trois phénomènes distincts. En premier lieu, les dissipations visqueuses sont à l'origine de pertes de charge dans tout écoulement. De plus, dans la zone d'évaporation à l'interface, la vapeur a une vitesse moyenne orthogonale à l'écoulement axial. La mise en mouvement longitudinale du fluide doit donc être réalisée par une variation de pression. Cette pression est couramment connue sous le terme de pression inertielle car elle correspond aux forces nécessaires pour accélérer la vapeur dont la vitesse initiale longitudinale est nulle en moyenne. Dans la zone de condensation cette énergie est partiellement restituée sous forme d'une augmentation de pression. Enfin, les forces de volume engendrent également un gradient de pression. L'allure de ces gradients longitudinaux de pression, dans l'hypothèse d'une pression uniforme dans une section de caloduc, est représenté sur la Figure II-9.

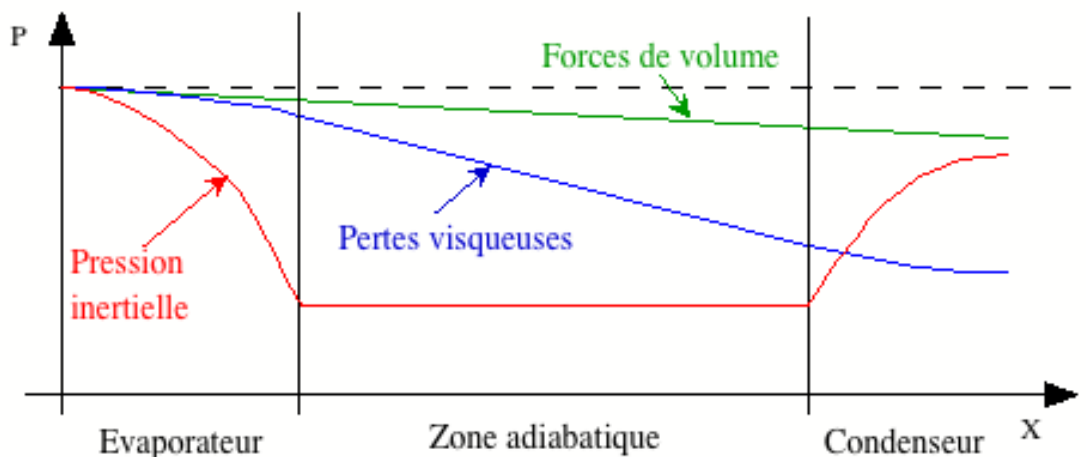


Figure II-9 : allure des composantes de la pression vapeur

La position relative entre les différentes courbes est fonction du caloduc considéré (section, longueur, fluide caloporteur,...) mais aussi des conditions de fonctionnement (température vapeur, puissance transférée, densité de puissance,...).

3.1.1 Cas des forces de volume

L'effet des forces de volume sur la phase vapeur est presque toujours négligeable en raison de la faible valeur de la masse volumique. Toutefois, pour les caloducs soumis à de très fort champs d'accélération et utilisant un fluide caloporteur ayant une phase vapeur de forte densité, ce terme doit être pris en compte.

Pour illustrer ce propos, considérons un cas extrême s'appuyant sur des ordres de grandeurs rencontrés dans la littérature. Soit un caloduc de révolution (figure I-12) de longueur $l=1$ m soumis à des accélérations radiales Γ de $150 g$ (Gi & Maezawa [45]). Son axe est incliné d'un angle θ de 6° par rapport à l'axe de révolution (Jian & al [46]) afin de favoriser le retour du liquide vers l'évaporateur. Le fluide caloporteur considéré est du FC-72 (Romestant & al [15]) et la température adiabatique moyenne de la vapeur est de 20°C . La projection des forces de volume sur l'axe longitudinal du caloduc est contraire à l'écoulement de la vapeur. On obtient donc une différence de pression entre les extrémités de :

$$P_{v,e} - P_{v,c} = -\rho_v \Gamma l \sin(\theta) \quad (\text{II-6})$$

Soit : $\Delta P = - 3,5 * 150 * 9,81 * 1 * \sin(6) = -538 \text{ Pa}$

Cette valeur est à comparer à la pression de saturation à 20°C du FC-72 qui est de $23\,200 \text{ Pa}$. Le gradient de pression engendré par les forces de volume reste faible même dans ce cas extrême, mais il n'est plus totalement négligeable.

On remarquera par ailleurs que son allure est très similaire aux pertes de charge dues à la dissipation visqueuse (Figure II-9). La prise en compte de l'influence des forces de volume sur la phase vapeur est donc en général inutile. Ainsi, pour la suite de ce chapitre, nous ne tiendrons pas compte de ce terme.

3.1.2 Allure générale de la variation de la pression vapeur

Dans la plupart des cas, les écoulements dans la phase vapeur sont laminaires. En effet, le transport de chaleur par enthalpie de changement de phase est si efficace que les débits sont en général faibles. Toutefois, certains cas particuliers peuvent conduire à des écoulements turbulents, mais il n'existe pas, à notre connaissance, d'études sur les pertes de charge en régime turbulent dans la phase vapeur d'un caloduc. Nous considérerons donc le cas courant d'un écoulement laminaire de la phase vapeur.

Dans un écoulement laminaire, les pertes visqueuses sont proportionnelles au flux injecté, alors que la pression inertielle est proportionnelle au carré de ce flux (Gourdache [47] pp 41–44). La somme des pertes de charge visqueuses et de la variation de pression inertielle peut ainsi aboutir à trois types de profils de pression comme l'illustre la Figure II-10.

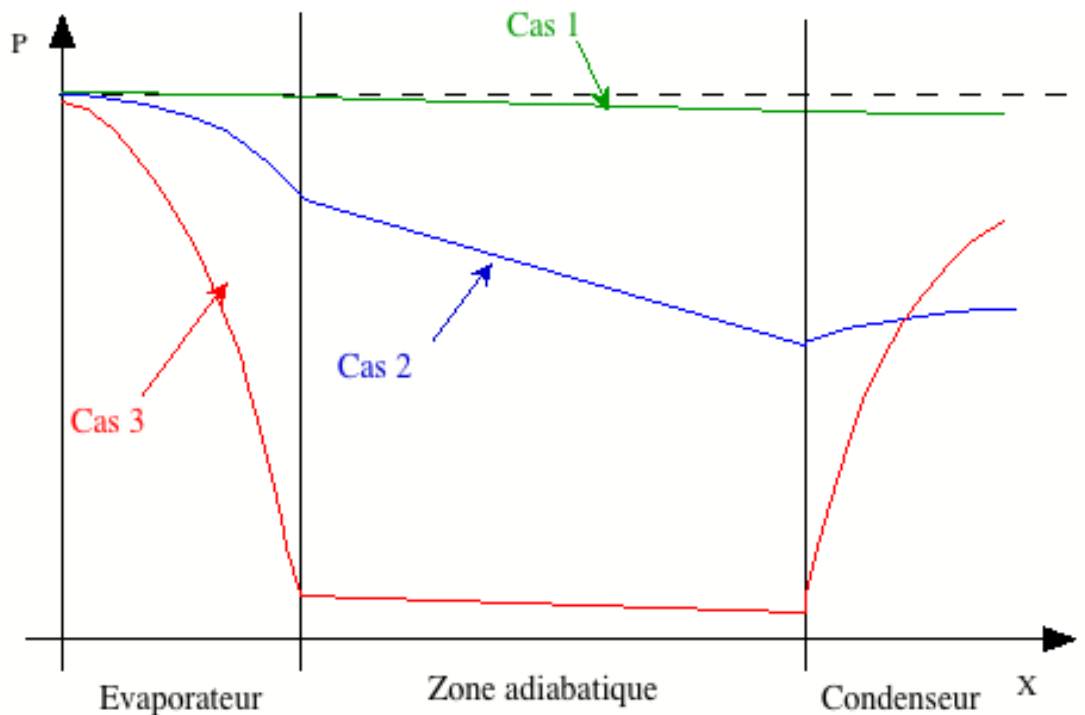


Figure II-10 : variations longitudinales de pression vapeur

Cas 1 : lorsque le flux est faible, les variations de pression inertielles sont négligeables, et la pression dans la phase vapeur décroît continûment.

Cas 2 : le flux augmentant, la variation de pression inertielle conduit à une décroissance de la pression jusqu'à l'entrée du condenseur où l'opposition entre l'augmentation de pression inertielle et les pertes de charge visqueuses conduit à un profil de pression plus ou moins plat.

Cas 3 : pour des fluides ayant une viscosité faible, les pertes inertielles peuvent être prépondérantes et conduire à une forte augmentation de pression dans la zone de condensation.

3.1.3 Exemples de profils et modèles 2D

Dans l'ensemble des études portant sur l'écoulement de la phase vapeur, on définit un nombre de Reynolds radial se rapportant aux conditions d'évaporation ou de condensation :

$$\text{Re}_r = \frac{\rho_v R_v U_r}{\mu_v} \quad (\text{II-7})$$

U_r est la vitesse d'évaporation ou de condensation définie par :

$$U_r = \frac{Q}{\rho_v 2\pi R_v L_{e(c)} h_{lv}} \quad (\text{II-8})$$

Avec : $L_{e(c)}$ longueur de l'évaporateur ou du condenseur

Le cas des caloducs à pompage capillaire est particulier, puisque les puissances transférées sont assez faibles. L'écoulement est donc en général un écoulement de type

laminaire avec un profil de vitesse parabolique de Hagen-Poiseuille. Gourdache ([47] chap 3) a effectué des études numériques en utilisant la méthode des volumes finis et le logiciel FLUENT. Les résultats obtenus pour un modèle 2D sont repris sur la Figure II-11. Ils concernent la variation de pression au niveau de l'axe du caloduc.

On constate l'importance relative de la pression inertielle lorsque le nombre de Reynolds radial à l'évaporateur augmente. Toutefois, les valeurs très faibles des variations de pression confirment le caractère négligeable des pertes de pression dans la phase vapeur pour des conditions de fonctionnement usuelles.

Les études numériques sur l'écoulement de la phase vapeur d'un caloduc sont nombreuses et comprennent différentes hypothèses ou méthodes de résolution. Bankston & Smith [61] [62] et Tien & Rohani [63] ont utilisé des méthodes semi-analytiques ou de volumes finis pour étudier les écoulements laminaires, stationnaires et incompressibles et ont montré que le modèle de Poiseuille permet une approche correcte au premier ordre des pertes de charge. Toutefois, le caractère bidimensionnel de la répartition des pressions apparaît dès que le nombre de Reynolds radial est supérieur à 1. Une inversion de l'écoulement au condenseur pour des Reynolds supérieurs à 2 a été constatée numériquement. Cependant, l'influence de ces écoulements reste faible sur le champ de pression à l'axe, et ce même pour des valeurs très élevées du nombre de Reynolds radial (jusqu'à 1000 au moins).

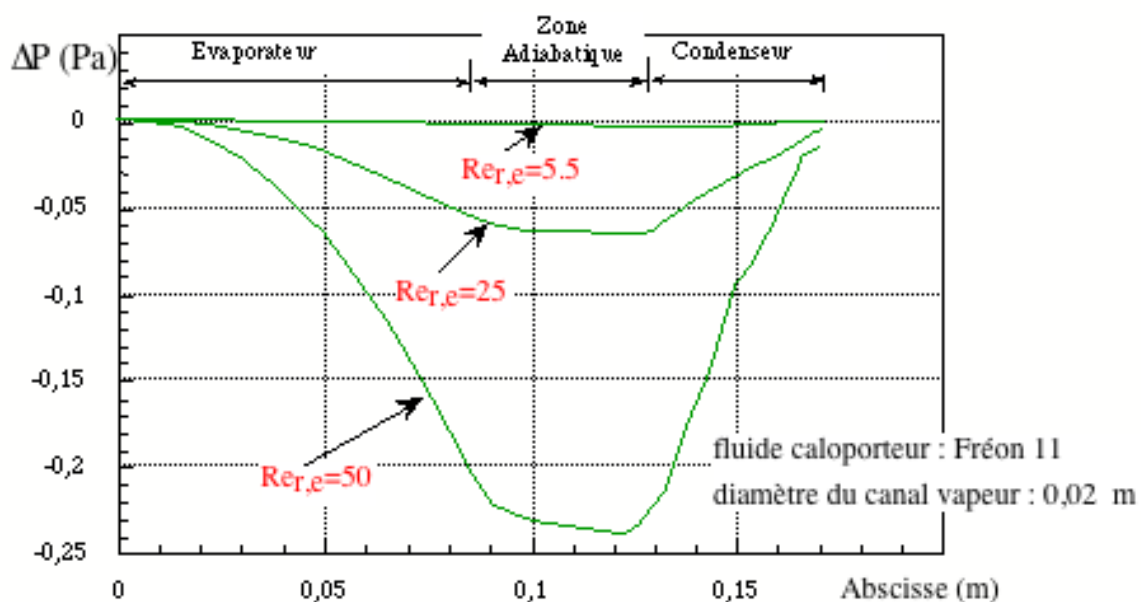


Figure II-11 : évolution de la pression vapeur pour un caloduc à pompage capillaire

Chen & Faghri [64] ont étudié le cas d'un écoulement compressible de la vapeur. Ce cas peut se rencontrer lorsque la densité de la phase vapeur est très faible comme dans le cas des caloducs à métaux liquides. Leur étude basée sur une analyse bibliographique importante et un modèle détaillé confirme l'importance de la prise en compte de la compressibilité de la vapeur pour des nombres de Mach supérieurs à 0,3.

Notons enfin l'étude de Harley & Faghri [65] qui traite du cas des caloducs en rotation et montre que la vitesse angulaire de la vapeur n'est pas constante. Une inversion de l'écoulement vapeur est constatée numériquement au centre du caloduc dans la zone de condensation.

3.2 Phase liquide

Si en théorie, l'écoulement dans la phase liquide est soumis aux mêmes contraintes que la phase vapeur, les conséquences sont très différentes. Le rapport important entre la masse volumique du liquide et de la vapeur entraîne en effet une inversion de l'importance relative des variations de pression inertielle et de l'effet des forces de volume. En effet, la vitesse d'écoulement du liquide étant très faible les variations inertielles de pression sont totalement négligeables alors que l'effet des forces de volume devient prépondérant. Les dissipations visqueuses jouent un rôle important notamment pour les caloducs à pompage capillaire.

3.2.1 Caloducs à pompage capillaire

Les structures capillaires peuvent être très variées. Cependant, pour les calculs, on distingue les structures poreuses (milieu fritté, toiles,...) des structures comportant des canaux d'écoulements géométriquement bien définis (Chap. I Tableau I.1). En effet, dans le cas des structures poreuses, la complexité de l'écoulement implique une approche macroscopique de l'écoulement fondée sur la proportionnalité des pertes de charge et du débit (loi de Darcy) alors qu'une approche plus détaillée est envisageable pour des structures capillaires ayant une géométrie bien définie.


Dans le cas des caloducs à pompage capillaire dont l'écoulement de la phase liquide n'est pas soumis aux forces de volume (gravité terrestre perpendiculaire à l'écoulement, microgravité spatiale,...), on obtient une décroissance de la pression du condenseur vers l'évaporateur. La pente est plus ou moins prononcée en fonction de la structure capillaire.

L'ordre de grandeur des pertes de charge est celui du pompage capillaire soit 100 à 1000 Pa environ pour les structures courantes utilisées dans le domaine spatial.

De plus, une différence de pression entre la phase liquide et la phase vapeur est possible grâce à une variation de la courbure du ménisque permise par la structure capillaire.

3.2.2 Thermosiphons

Dans le cas des thermosiphons, les forces de volume ont un rôle majeur. L'évolution de la pression générée par ces forces entre le condenseur et l'évaporateur est donnée par :



$$\frac{dP_{\Gamma}}{dx} = \rho_l \Gamma(x) \quad (\text{II-9})$$

$\Gamma(x)$ étant la projection de l'accélération suivant l'écoulement.

Si on considère un thermosiphon sans structure capillaire, l'écoulement du liquide se produit le long de la paroi. On obtient un écoulement en film dont l'épaisseur est fonction des forces de volume et du débit fixé par la puissance transférée.

En l'absence de structure capillaire, il ne peut pas exister de différence de pression notable entre la phase liquide et la phase vapeur. Cet équilibre régit l'épaisseur du film liquide et module donc les pertes de charge visqueuses dans l'écoulement.

3.3 Evolution des pressions dans un caloduc

Le couplage entre les cycles de pression vapeur et liquide dépend comme nous venons de le voir de la présence d'une structure capillaire. Bien que des caloducs à structure capillaire puissent être utilisés en présence de forces de volume, nous ne considérerons pas ce cas qui est une superposition du cas du caloduc à pompage capillaire sans force de volume et du cas du thermosiphon à tube lisse. Toutefois, Busse & Kemme [66] ont réalisé une étude détaillée du comportement de caloducs à structure capillaire soumis à des forces de volume faibles ($< 1g$). Ils ont mis en évidence des assèchements locaux possibles alors que le caloduc est globalement opérationnel.

3.3.1 Caloducs à pompage capillaire

Dans les caloducs à pompage capillaire, la pression dans le liquide doit décroître du condenseur à l'évaporateur pour assurer l'écoulement. La pression dans la phase vapeur ayant une évolution globalement inverse, le saut de pression capillaire décroît de l'évaporateur vers le condenseur comme l'illustre la Figure II-12.

Notons toutefois, que dans la plupart des cas, les pertes de charges dans la phase vapeur sont très faibles. Typiquement, pour des configurations courantes, les pertes de charge vapeur sont de l'ordre du Pascal (Figure II-11) alors que les pertes de charge liquide sont de quelques centaines de Pascal. Cependant, dans des caloducs à artère de grandes longueurs la prise en compte de la phase vapeur peut devenir importante.

Pour les micro caloducs, l'évolution de la pression liquide peut être d'allure un peu différente puisque comme l'ont montré Zaghoudi & al [67] pour différents profils de section fluide, la variation de la pression capillaire est fortement liée à la section de passage du fluide. Une augmentation de la pression capillaire se traduit par une diminution de la section de passage du fluide et entraîne donc un accroissement important des pertes de charge visqueuses.

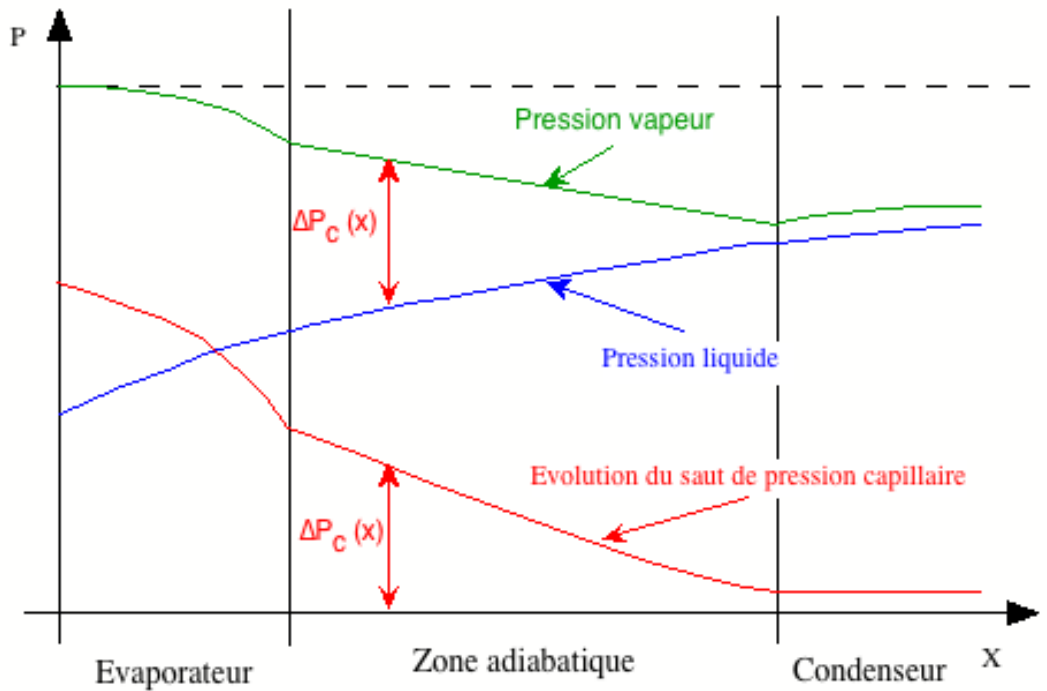


Figure II-12 : pressions dans un caloduc à pompage capillaire

3.3.2 Thermosiphons

Pour un thermosiphon sans structure capillaire, la pression vapeur et la pression liquide doivent être identiques. Or, l'effet des forces de volume génère un gradient de pression qui est très important. Les frottements pariétaux et les dissipations visqueuses doivent donc principalement équilibrer ce gradient. Ceci est obtenu par adaptation de l'épaisseur du film liquide. Les pertes de charge augmentent donc continûment de l'évaporateur au condenseur. Cette évolution est schématisée sur la Figure II-13.

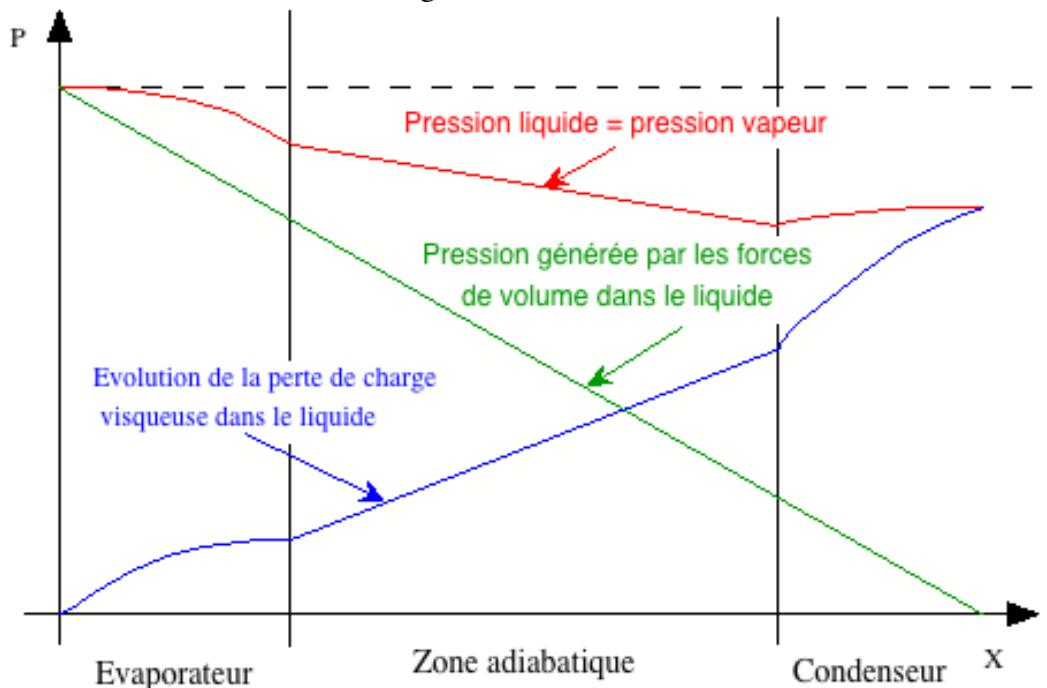


Figure II-13 : pression dans un thermosiphon

Les pertes visqueuses dans le liquide peuvent devenir très importantes. En effet, un caloduc à eau de 1m de long positionné verticalement dans le champ de gravité terrestre subit une différence de pression générée par les forces de volume de 10 000 Pa environ alors que les pertes de charge dans la vapeur sont de l'ordre de quelques pascals.

Il apparaît ainsi que le fonctionnement d'un thermosiphon ne sera pas bloqué par un problème de pression limitant le retour du liquide. Ceci représente un avantage fondamental des thermosiphons par rapport aux caloducs à pompage capillaire.

II.4 Les transferts thermiques

Le fonctionnement thermique d'un caloduc peut être représenté en première approximation par un modèle élémentaire utilisant la méthode nodale. Il est ainsi possible de prévoir le type de réaction en fonction des conditions aux limites thermiques imposées. Toutefois, une approche plus fine du caloduc nécessite une prise en compte dans le modèle de tous les processus d'échange de chaleur et notamment les effets 2D et 3D dans les processus conductifs (Gourdache [47], Suleiman [68] Chap.VII).

4.1 Introduction à l'analyse thermique a l'aide d'un modèle nodal

Le modèle thermique élémentaire est basé sur la méthode nodale et l'analogie thermique – électrique. L'annexe A II reprend les éléments essentiels de l'analogie et du logiciel solveur de réseaux « ESACAP » que nous utiliserons par la suite. Cette analogie permet de décrire un système thermique en terme de réseau électrique ayant des composants discrets. Le courant circulant dans les branches est assimilé à un flux thermique et une différence de potentiel est analogue à une différence de température.

L'approche du caloduc par un modèle nodal élémentaire, bien que peut courante dans la littérature (Zuo & Faghri [58], Gourdache & Alexandre [69]) permet une vision globale du comportement thermique élémentaire des caloducs.

4.1.1 Description du modèle

Le modèle le plus simple restant proche de la physique du caloduc est un réseau de quatre nœuds illustré par la Figure II-14.

Le schéma représente un caloduc soumis aux conditions aux limites les plus courantes, à savoir un flux imposé à l'évaporateur et une condition de convection au condenseur. Les éléments annexes au caloduc (bloc de chauffe, circulation d'eau,...) nécessaires pour imposer les conditions aux limites ne sont pas intégrés au modèle afin de mettre en évidence les caractéristiques propres au caloduc.

a) Zone vapeur

Les deux températures vapeurs représentent les deux températures des cycles thermodynamiques. Or, dans les situations les plus courantes, la température de la phase vapeur varie peu. On peut ainsi négliger la conductance vapeur G_v et ne considérer qu'un nœud vapeur.

Il est toutefois important de garder à l'esprit l'existence de cette conductance qui peut devenir faible dans les cas extrêmes d'utilisation.

D'autre part, la capacité thermique associée au nœud vapeur, qui comprend la masse de fluide mais aussi la masse de la paroi dans la zone adiabatique, n'est pas toujours faible par rapport aux autres capacités, notamment lorsque la zone adiabatique est grande.

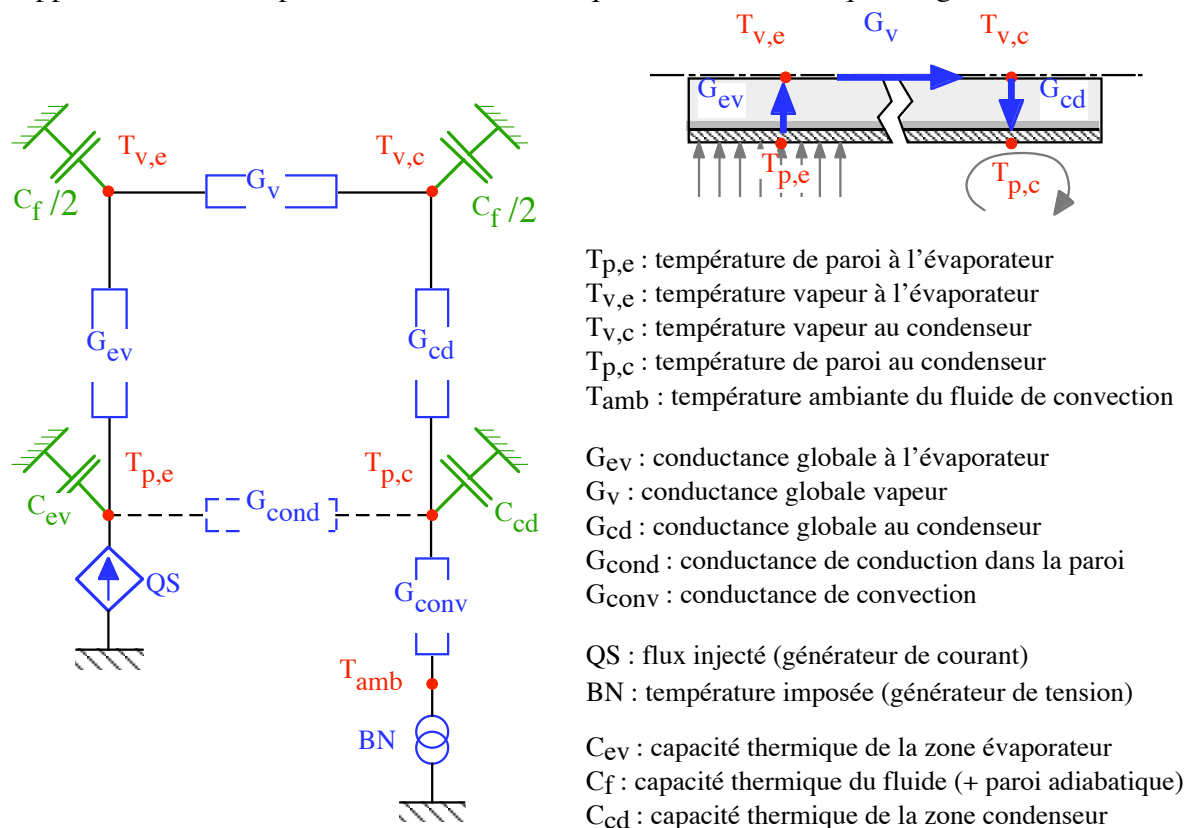


Figure II-14 : modèle nodal élémentaire d'un caloduc

b) Zone condenseur

La conductance globale de condensation G_{cd} prend en compte l'ensemble des transferts thermiques. Cette conductance est fortement non linéaire dans les zones de faibles et de fortes puissances. Toutefois, nous considérerons à ce stade du mémoire une conductance moyenne constante. La capacité thermique associée correspond essentiellement aux parois, elle est donc en général assez faible (faible épaisseur).

Le refroidissement du caloduc est généralement réalisé par une circulation de fluide (sauf pour les cas de limites radiatives utilisées dans les applications spatiales ou pour les

caloducs à hautes températures). Cette condition est reproduite par une conductance de convection entre un nœud à une température imposée T_{amb} et le nœud de paroi $T_{p,c}$.

c) Zone évaporateur

De manière analogue, la conductance globale d'évaporation G_{ev} prend en compte l'ensemble des transferts thermiques et nous la considérons ici également comme constante. La capacité thermique est également assez faible en raison de la faible épaisseur des parois.

Le flux thermique imposé à la paroi est en général connu, sauf pour des conditions de convection où le flux imposé est remplacé par une conductance de convection associée à une température imposée comme dans le cas du condenseur.

d) Remarque

La conductance de conduction G_{cond} entre l'évaporateur et le condenseur est optionnelle car son importance est fonction de nombreux paramètres tels que la longueur de la zone adiabatique, l'épaisseur des parois,... Cette conductance est cependant thermiquement négligeable dans la plupart des cas courants et elle ne sera pas prise en compte dans la suite de ce chapitre.

4.1.2 Exemple d'application

Afin de détailler les réactions d'un caloduc à des sollicitations thermiques, nous allons utiliser le modèle élémentaire décrit en 4.1.1. Les valeurs numériques des conductances et des capacités (Tableau II-1) sont prises constantes et correspondent à une situation réaliste pour un thermosiphon en cuivre de diamètre 12 mm et de longueur 1m utilisant du méthanol comme fluide caloporteur.

Le modèle élémentaire de caloduc ainsi défini est soumis à des créneaux de flux et à des variations de température ambiante en exponentielle décroissante simulant un processus de régulation.

Tableau II-1 : valeurs numériques des constantes de l'exemple du modèle élémentaire

C_f	100 J K ⁻¹	G_{ev}	30 W K ⁻¹	G_v	infini
C_{ev}	30 J K ⁻¹	G_{cd}	40 W K ⁻¹	G_{cond}	0 W K ⁻¹
C_{cd}	30 J K ⁻¹	G_{conv}	7.5 W K ⁻¹		

La Figure II-15 permet de visualiser les différentes réactions de notre modèle de caloduc. Un échelon de flux de 50 W entraîne la montée en température de tout le caloduc (entre 50 et 150 s). Il faut donc diminuer la température ambiante pour faire redescendre la température vapeur à sa valeur d'origine (40°C). Il est aussi possible de faire varier la température ambiante dès le début du créneau de flux (à 500 s). Cependant, on peut constater

que l'on obtient une oscillation amortie car la constante de temps du caloduc est souvent bien inférieure à celle de la régulation de la température ambiante.

Bien entendu, les rapports relatifs des différentes grandeurs peuvent varier fortement selon le type de caloduc et les conditions aux limites. De plus, si les capacités thermiques varient peu en fonction de la puissance transférée et de la température, il en va tout autrement des conductances globales d'évaporation et de condensation.

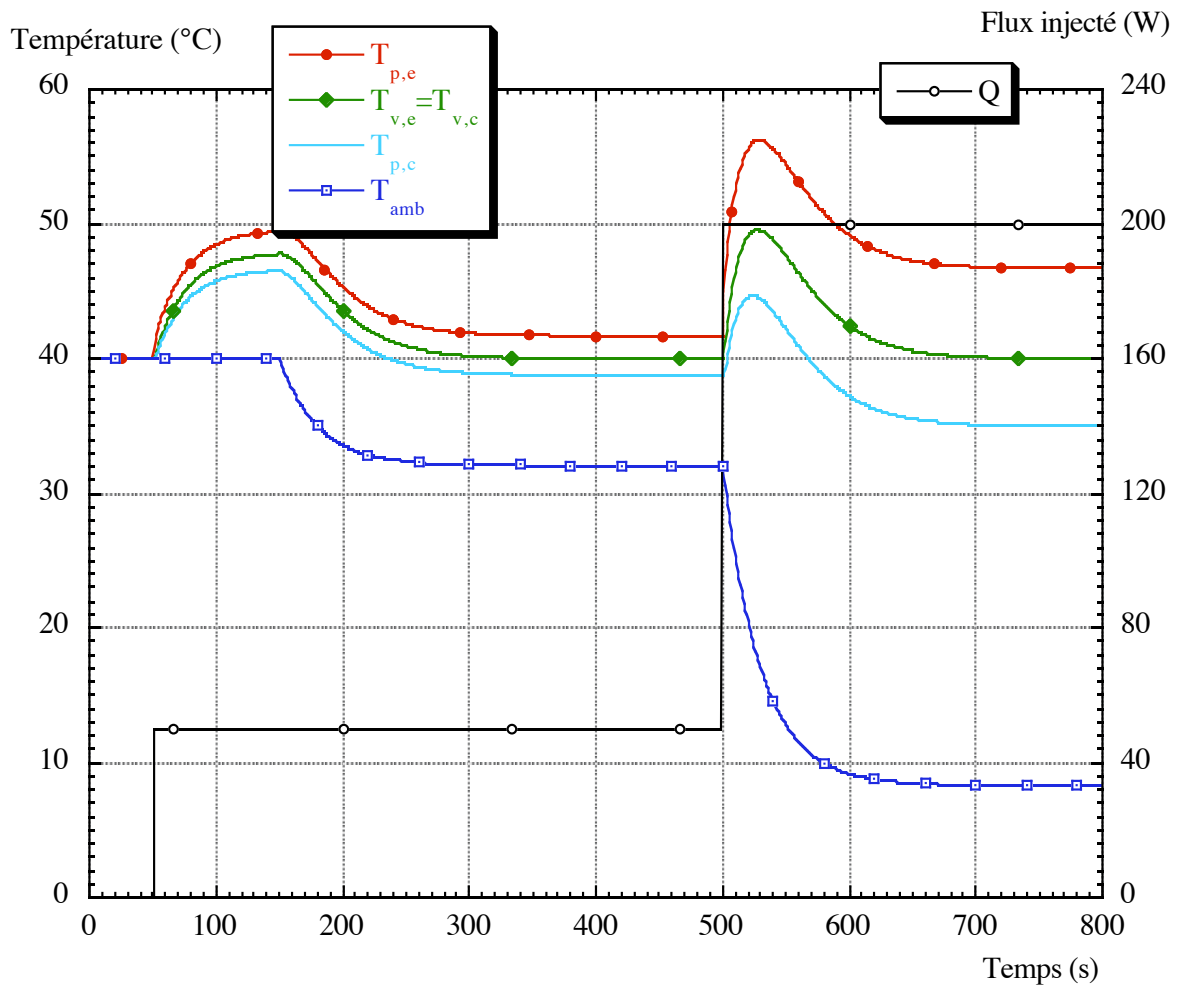


Figure II-15 : réponse du modèle élémentaire et comportement thermique d'un caloduc

Nous allons maintenant nous intéresser aux phénomènes régissant les transferts thermiques au sein d'un caloduc

4.2 Physique des échanges thermiques au sein du caloduc

Dans un caloduc, aux trois modes fondamentaux de transfert de chaleur (conduction, convection et rayonnement) viennent se rajouter les modes dominants du changement de

phase et du transfert fluïdique. L'analyse détaillée de la présence et de l'importance de chaque mode est essentielle dans la compréhension du comportement thermique.

4.2.1 La conduction

La conduction est paradoxalement un mode dominant dans la thermique des caloducs. En effet, comme nous le verrons par la suite, la conductance thermique entre la paroi extérieure du caloduc et la surface d'évaporation ou de condensation est très inférieure à la conductance pure de changement de phase. Ainsi, les conductances globales d'évaporation et de condensation entre les parois et la phase vapeur sont fortement conditionnées par les phénomènes conductifs.

A l'opposé, le transfert de chaleur entre la zone de condensation et la zone d'évaporation est fortement dominé par le transfert fluïdique (transport d'énergie par mouvement de fluïde). La conduction dans la paroi du caloduc représente une part très faible du transfert longitudinal.

4.2.2 La convection

Au sein du caloduc, les phénomènes convectifs sont en général très faibles puisque les gradients de température entre la vapeur et la surface des parois ou du liquide sont très faibles. De plus, les coefficients d'échanges pour un gaz sont faibles en regard des conductances de changement de phase. Les échanges convectifs entre la phase liquide et la paroi sont également faibles car les vitesses de la phase liquide sont faibles.

Toutefois, lorsqu'une partie de l'évaporateur est asséchée, la vapeur est directement en contact avec une paroi surchauffée. Il existe donc un gradient de température assez important pour que des échanges non totalement négligeables existent.

Les phénomènes convectifs jouent un rôle important dans les échanges au niveau de la paroi externe du condenseur puisque le flux transféré est en général cédé à un fluïde.

4.2.3 Le rayonnement

Les échanges par rayonnement au sein du caloduc sont négligeables en raison des différences de températures relativement faibles dans un caloduc. De plus, les parois internes sont très peu émissives puisqu'elles sont métalliques. Même une surchauffe locale importante (20 à 30 °C) n'entraîne pas d'échange thermique par rayonnement notable par rapport au changement de phase.

Le seul cas où les échanges radiatifs sont importants concerne l'évacuation externe de la chaleur au condenseur. Dans certains cas, le refroidissement convectif n'est pas possible et le flux transféré doit être évacué par rayonnement. On retrouve ce cas dans les applications spatiales ou pour des caloducs particuliers fonctionnant à hautes températures.

4.2.4 Le changement de phase

De par le principe de fonctionnement du caloduc, le changement de phase est un élément essentiel dans le transfert thermique. Comme nous le verrons par la suite, le processus de changement de phase est très efficace en terme de transfert d'énergie et représente une part très faible dans les conductances globales. Pour déterminer la conductance de changement de phase, Carey ([L4] chap. 4), en se basant sur la théorie cinétique des gaz obtient un coefficient d'échange de (voir chapitre III § 1) :

$$h_i = \left[\frac{2\hat{\sigma}}{2 - \hat{\sigma}} \right] \left(\frac{\rho_v h_{lv}^2}{T_{sat}} \right) \left(\frac{1}{2\pi r_g T_{sat}} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{P_{sat}}{2\rho_v h_{lv}} \right) \quad (\text{II-10})$$

Avec : $\hat{\sigma}$ coefficient d'accommodation

Le coefficient d'accommodation correspond à la proportion de molécules provenant du processus d'évaporation dans le nombre de molécules quittant l'interface liquide vapeur, les autres molécules provenant de la réflexion à l'interface.

Cette expression est un développement à l'ordre un et n'est valable que pour des faibles gradients de température et de pression entre le liquide et la vapeur. Elle correspond donc parfaitement aux cas rencontrés pour un caloduc.

En comparant cette expression pour de l'eau à pression atmosphérique avec de la conduction dans un film liquide de 0,1 mm d'épaisseur, Carey trouve des valeurs de :

$$h_i = 230 \cdot 10^3 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$$

$$h_{cond} = 6,8 \cdot 10^3 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}.$$

il apparaît ainsi clairement que le rôle joué par la conductance de changement de phase est faible.

II.5 Synthèse

Dans ce chapitre nous avons tout d'abord examiné les bases de la physique des interfaces, ce qui nous a permis de décrire le principe du pompage capillaire permettant par la suite de clairement différencier le fonctionnement des caloducs à pompage capillaire de celui des thermosiphons dans l'analyse thermodynamique et dans l'étude des écoulement fluides.

Le caloduc fonctionne suivant un cycle thermodynamique qui impose des contraintes et notamment définit un gradient minimum de température entre la source chaude et la source froide. Toutefois, le cycle thermodynamique n'est que rarement un élément clef dans la caractérisation des performances globales.

En revanche, la circulation du fluide au sein du caloduc est un élément clef. Les écoulements de la phase vapeur et de la phase liquide sont très liés à la présence des forces de volume. Pour les caloducs à pompage capillaire, la courbure importante de l'interface liquide vapeur assure un saut de pression entre la phase vapeur et la phase liquide. Les écoulements sont donc générés dans chaque phase par un gradient de pression. Dans le cas de caloducs sans structure capillaire et soumis à des forces de volume favorables importantes, la pression liquide et la pression vapeur sont égales. La circulation de la phase vapeur est engendrée par un gradient de pression alors que la circulation de la phase liquide est générée par les forces de volume.

Bien que les autres modes de transfert de chaleur puissent avoir une importance non négligeable, les transferts thermiques au sein d'un caloduc sont fortement gouvernés par les phénomènes conductifs au niveau des parois et du liquide. Par ailleurs, il est en général possible de considérer la vapeur comme isotherme. Cette température vapeur représente une référence importante que nous utiliserons souvent par la suite.

Après avoir examiné les différentes approches d'un caloduc et mis en avant les éléments clef qui conditionnent son bon fonctionnement, nous allons dans le chapitre suivant détailler les limites de fonctionnement associées aux conditions de flux, de température et de forces de volume. En effet, en fonction des conditions imposées au caloduc, la circulation du fluide devient impossible ou partielle et les performances du caloduc se dégradent fortement. Il est donc fondamental de définir précisément les limites d'utilisation.

III Les limites de fonctionnement des caloducs

Dans le premier chapitre, nous avons mis en avant différents aspects technologiques du “caloduc” tant sur le plan de l’utilisation en milieu industriel que sur les trois classements principaux usuellement adoptés. Cette première approche nous a permis de restreindre notre domaine d’étude au cas des caloducs ou thermosiphons de dimensions macroscopiques et ayant une section circulaire.

Puis, dans le chapitre II, nous avons mis en avant les principes physiques de base que l’on rencontre dans un caloduc en détaillant les implications de chaque élément. Cette approche qualitative est essentielle pour avoir une vue d’ensemble des phénomènes physiques qui sont mis en œuvre au sein d’un caloduc.

Nous allons maintenant étudier le fonctionnement d’un caloduc en abordant dans un premier temps les conditions nécessaires au bon fonctionnement d’un caloduc. En effet, les processus physiques décrits au chapitre précédent existent dans des conditions bien précises, ce qui entraîne des limitations des capacités de transfert entre deux sources de chaleur même si l’on considère que celles-ci peuvent avoir des températures aussi éloignées que voulu. Nous en viendrons ainsi à préciser le domaine de fonctionnement des caloducs

Nous examinerons alors les différentes limites de fonctionnement définissant le domaine de fonctionnement en termes de puissance maximale transférable en s’appuyant sur les phénomènes physiques tels que l’évolution des pressions au sein de la phase vapeur, les phénomènes de cisaillement à l’interface entre le liquide et la vapeur s’écoulant à contre courant, les limites du pompage capillaire et les phénomènes de transfert de flux à l’évaporateur et au condenseur.

III.1 Plage de températures et domaine de fonctionnement

Le premier élément de dimensionnement d’un caloduc a trait au flux maximal transférable et se traduit dans un plan approprié par la courbe de limite de fonctionnement définissant ce flux maximal transférable. Pour un caloduc donné dans des conditions fixes (longueur évaporateur et condenseur, forces de volume,...), cette courbe est essentiellement fonction de la température de fonctionnement. Usuellement, la température dite de fonctionnement est définie comme la température moyenne de la vapeur dans la zone adiabatique. Selon le type de caloduc, cette température est plus ou moins facile à mesurer ou même à définir. Par exemple, lorsque le caloduc ne comporte pas de zone adiabatique, la température de fonctionnement est usuellement prise dans la section séparant l’évaporateur du condenseur.

Nous traiterons dans ce chapitre du cas général des caloducs ayant une zone adiabatique. Lorsque le caloduc fonctionne dans des conditions telles que le gradient de

température dans la phase vapeur n'est pas négligeable, la température de référence sera considérée au milieu de la zone adiabatique (voir III-6.1).

1.1 Plage de températures

Les premières températures contribuant à définir les limites de fonctionnement d'un caloduc donné, sont évidemment les températures de point triple et de point critique comme illustré sur la Figure III-1. En effet, en dessous de la température du point triple la vapeur se condense en une phase solide, et au-dessus du point critique il n'existe plus qu'une seule phase dont la densité élevée varie continûment en fonction de la pression et de la température.

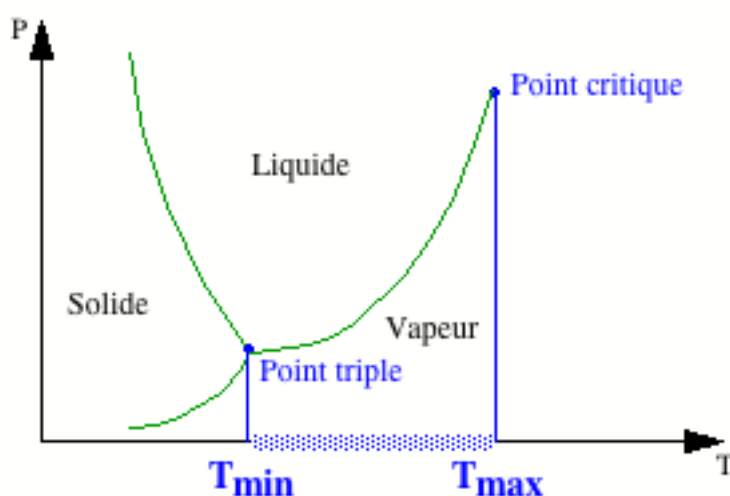


Figure III-1 : diagramme des phases d'un corps pur

En raison de cette plage de température utilisable, les fluides caloporteurs sont couramment classés en quatre grandes catégories définissant des plages de température (Tableau III-1). Une liste détaillée de fluides caloporteurs avec leurs plages de températures préconisées est reprise en annexe A3.

Tableau III-1 : classification des fluides caloporteurs

	Plage de températures	Fluides typiques
Températures cryogéniques	0 à 200K	Hydrogène, azote
Basses températures	200 à 550 K	Ammoniac, méthanol, eau
Températures intermédiaires	550 à 750 K	Mercure
Hautes températures	750 à 2600 K	Sodium, argent

1.2 Domaine de fonctionnement

Considérons à présent la courbe de puissance maximale qui est en fait la résultante d'une combinaison de différentes fonctions dont on retient la valeur la plus faible pour une température donnée, comme illustré sur la Figure III-2. La définition de chacune des limites sera précisée tout au long de ce chapitre.

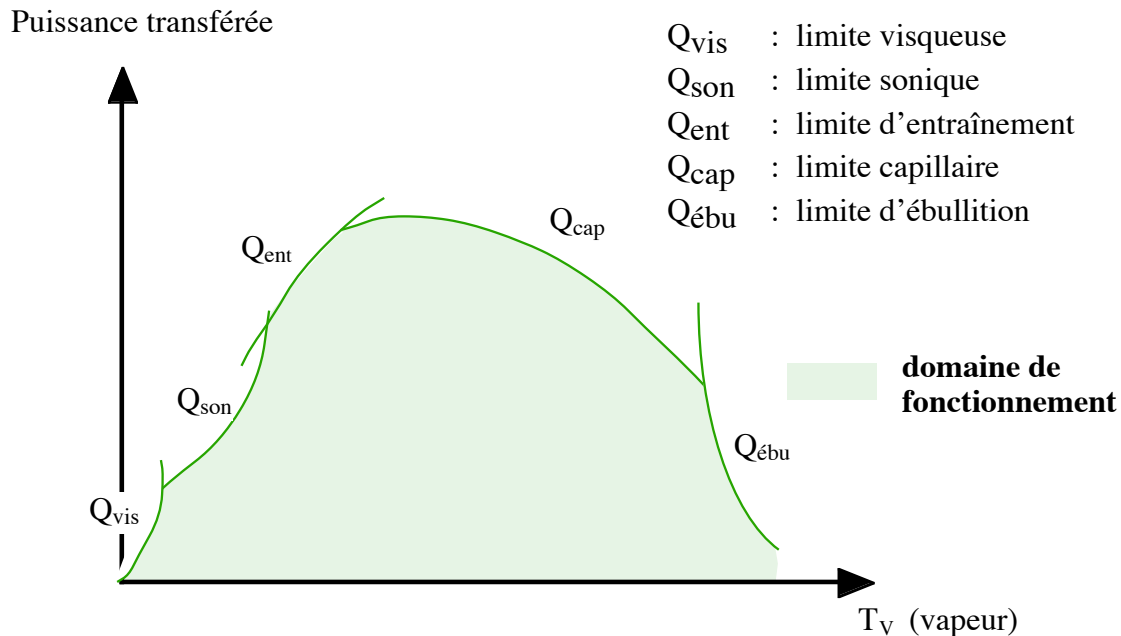


Figure III-2 : exemple de domaine de fonctionnement pour un caloduc à pompage capillaire

Les limites de fonctionnement sont très étroitement liées aux propriétés thermophysiques du fluide caloporteur, il apparaît ainsi que pour des températures proches des points extrêmes (point triple et point critique) les performances sont très mauvaises en raison des dégradations des propriétés du fluide.

Aux faibles températures, la pression de vapeur saturante et la masse volumique vapeur sont faibles ce qui entraîne une vitesse élevée de la vapeur pour un flux donné. Ainsi, des limites liées exclusivement à l'écoulement de la phase vapeur peuvent être définies comme par exemple les limites visqueuses et soniques (Figure III-2).

Pour des températures plus importantes, les écoulements à contre courant du liquide et de la vapeur sont à l'origine de la limite d'entraînement. Selon le type de caloduc, l'importance de cette limite varie fortement. Elle est souvent prépondérante dans les thermosiphons et négligeable pour les caloducs à pompage capillaire. Ces derniers sont essentiellement gouvernés par la limite capillaire liée aux capacités de pompage de la structure capillaire. Enfin, pour des températures élevées, les caloducs sont sujets à des limitations dues aux transferts de flux radiaux définissant notamment la limite d'ébullition.

Le paramètre principal de ces courbes est en règle générale la température vapeur. Il est possible, cependant, de définir ces mêmes courbes par rapport à la pression de vapeur saturante en se référant à la courbe de saturation. De plus, la plupart des limites de fonctionnement d'un caloduc sont basées sur un principe physique que l'on peut ramener à une expression simple en première approximation. Furukawa [70] s'appuie sur des formulations élémentaires pour définir des expressions de puissances maximales transférables fonctions de paramètres géométriques simples, de la pression de vapeur saturante élevée à une puissance n et d'une constante C . Les paramètres C et n sont liés aux paramètres thermophysiques du fluide caloporteur. Cependant, malgré l'intérêt de ces expressions simplifiées, elles ne permettent pas d'obtenir des valeurs totalement fiables. On limitera leur utilisation à la détermination rapide d'ordres de grandeurs. Pour une étude plus précise des limites de fonctionnement, on utilisera les expressions fournies dans la suite de ce mémoire afin de définir l'enveloppe de la courbe de fonctionnement pour le caloduc considéré.

III.2 Limites liées à l'écoulement de la phase vapeur

Ces limites se rencontrent lorsque la densité de la phase vapeur est très faible, c'est à dire pour des températures proches du point triple. Ce cas est fréquent pour les caloducs à températures de fonctionnement intermédiaires ou hautes (voir tableau II-1) lors des phases de démarrage.

Il existe trois principes physiques prépondérants qui gouvernent l'écoulement en phase vapeur. Le premier concerne les micro caloducs qui sont soumis à une condition particulière liée à la dimension de la section vapeur. Dans certaines conditions, la phase vapeur peut ne plus suivre l'hypothèse d'un milieu continu mais doit être considérée à l'état de **gaz raréfié**.

La première limite se rencontre quand la température de fonctionnement est proche de la température du point triple. Le gradient de pression disponible pour l'écoulement de la vapeur est alors limité du fait de la faible valeur de la pression de saturation au point triple. On définit ainsi le domaine de la **limite visqueuse**. D'autre part, lorsque la vitesse dans la phase vapeur atteint la vitesse du son, une onde de choc se développe et limite le débit. On atteint dans ce cas la **limite sonique**.

Les expressions de ces trois limites sont assez simples si l'on se contente d'une approximation mais deviennent complexes et demandent des méthodes numériques appropriées si l'on cherche une bonne prédiction.

2.1 Ecoulement en gaz raréfié

Les calculs d'écoulement dans la phase vapeur supposent que l'on peut assimiler la vapeur à une phase continue de faible densité. Cependant lorsque la fréquence des chocs d'une molécule contre les parois devient comparable à la fréquence des chocs

intermoléculaires, l'hypothèse d'un milieu continu n'est plus acceptable. Cette situation se rencontre pour les phases vapeur peu denses, donc pour des températures proches du point triple, mais aussi et surtout pour des caloducs ayant une section vapeur faible tels que les microcaloducs.

Pour caractériser la limite d'écoulement en gaz raréfié, le nombre adimensionnel de Knudsen est défini comme le rapport entre le libre parcours moyen (ℓ) des molécules de gaz et la plus petite dimension du canal vapeur (D_{\min}) :

$$\text{Kn} = \frac{\ell}{D_{\min}} \quad (\text{III-1})$$

El-Genk & Tournier [71] définissent les trois régimes d'écoulement illustrés sur la Figure III-3. Le régime de gaz raréfié correspond à un nombre de Knudsen supérieur à 1. Dans ce cas, les molécules ont une probabilité forte de rebondir de paroi en paroi sans que les chocs intermoléculaires n'interviennent dans les bilans. Le profil de vitesse moyenne est donc quasiment plat puisque les effets visqueux sont négligeables. Au contraire, pour un écoulement visqueux caractérisé par un nombre de Knudsen inférieur à 10^{-2} , on obtient un écoulement de Poiseuille classique. Entre les deux, l'écoulement est dit mixte.

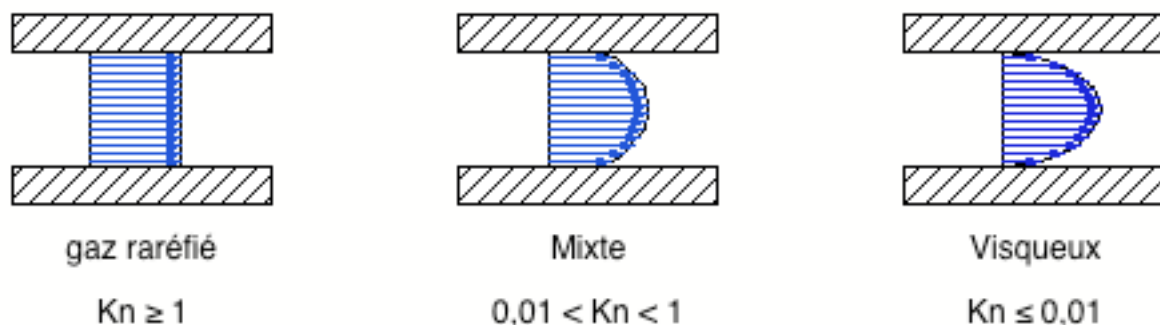


Figure III-3 : définition des régimes d'écoulement en gaz raréfié

La transition en écoulement de gaz raréfié est appelée à tort limite de fonctionnement, car comme le montrent El-Genk & Tournier en se basant sur des résultats expérimentaux, le coefficient de viscosité cinématique obtenu est très supérieur à celui calculé en gardant l'hypothèse de continuité, ce qui conduit à fortement sous estimer le débit masse dans la phase vapeur pour un gradient de pression donné. Par exemple pour un nombre de Knudsen de 1, la viscosité cinématique mesurée pour du CO_2 à 25°C est de $0,008 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ alors que le coefficient calculé en supposant un écoulement de Poiseuille est de $0,001 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$.

Néanmoins, il est important de définir la limite d'utilisation des hypothèses d'un milieu continu afin de ne pas appliquer abusivement des expressions de "limites".

Le fonctionnement de caloducs ayant une phase vapeur en gaz raréfié sortant du cadre de cette étude nous ne l'aborderons pas. Nous limiterons notre étude à la détermination du diamètre minimal du caloduc permettant de respecter les hypothèses d'écoulement visqueux.

En se basant sur la théorie cinétique des gaz, Cao & al [72] définissent le libre parcours moyen à la température T et à la pression P par :

$$\ell = \frac{1,051 \, k_B T}{\sqrt{2} \pi \sigma_c^2 P} \quad (\text{III-2})$$

Avec : k_B constante de Boltzmann ($1,381 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$)

σ_c diamètre efficace de collision des molécules de gaz (m)

Or dans un caloduc circulaire, si on suppose que la vapeur est à l'état de saturation, on obtient la relation reliant le diamètre du canal vapeur (D_v) à la température de transition définie pour un nombre de Knudsen égal à 10^{-2} :

$$D_v = \frac{1,051 \cdot 10^{-2} \, k_B}{\sqrt{2} \pi \sigma_c^2} \left[\frac{T_{tr}}{P_{sat}(T_{tr})} \right] \quad (\text{III-3})$$

Les courbes tracées par El-Genk & Tournier montrent que pour un fluide à basse température tel que l'eau, la température de transition (définie pour $Kn=10^{-2}$) n'existe que pour des caloducs dont le diamètre vapeur est inférieur à 1,1 mm. Il faut par ailleurs noter que l'eau est un fluide caloporteur à basse température ayant une très faible pression de vapeur saturante et un diamètre efficace de collision faible de par les faibles dimensions de la molécule. Le calcul du diamètre vapeur de transition pour l'eau représente donc une borne inférieure pour les fluides à basses températures tels que le méthanol ou l'ammoniac.

En revanche, l'écoulement en gaz raréfié est rencontré pour tous les caloducs à métaux liquides tels que le sodium, le potassium ou le lithium lors des phases de démarrage de l'état gelé.

2.2 Limites hydrodynamiques en phase vapeur

Dans les macrocaloducs, l'écoulement de la phase vapeur est très peu lié au comportement de la phase liquide comme nous l'avons explicité au chapitre précédent. En effet, les variations de l'épaisseur du film liquide ont une influence négligeable voire nulle (cas des caloducs à milieu poreux) sur la section de la phase vapeur. Ainsi, il est possible de déterminer une borne supérieure aux capacités maximales de transfert d'un caloduc en ne prenant en compte que la phase vapeur.

En fait il existe alors deux types de limites que nous allons présenter. La limite visqueuse concerne les écoulements visqueux dont la température est proche du point triple et la limite sonique se rapporte aux écoulements ayant atteint la vitesse du son.

2.2.1 Limite visqueuse

Lorsque la température de fonctionnement est très proche du point triple, le gradient de pression maximal entre l'évaporateur et le condenseur peut être très faible en raison de la relation liant la pression de saturation et la température de saturation. En effet, si l'on suppose que la vapeur est à l'état de saturation tout au long de l'écoulement, l'équation (II-7) et la relation des gaz parfaits permettent de relier les variations de pression et de température par :

$$dP_v = \frac{\rho_v h_{lv}}{T_v} dT_v \quad (\text{III-4})$$

Ainsi, lorsque la masse volumique vapeur est très faible (par exemple $<10^{-2} \text{ kg m}^{-3}$), un gradient de température donné n'engendre qu'un très faible gradient de pression. Le Tableau III-2 donne les valeurs numériques, pour quatre températures, des dérivées de la courbe de saturation de quatre fluides caloporteurs typiques. On constate que ces valeurs sont très faibles pour les caloducs à métaux liquides et on peut s'attendre à ce que leurs capacités de transfert soient extrêmement faibles à "basse" température.

Tableau III-2 : variation de la dérivé de la courbe de saturation pour quatre fluides

Fluide	Température (K)	$\frac{\rho_v h_{lv}}{T_v}$ (PaK ⁻¹)	Fluide	Température (K)	$\frac{\rho_v h_{lv}}{T_v}$ (PaK ⁻¹)
Eau [L7]	273,16	44,4	Sodium [L2]	600	0,16
Eau	278,15	60,8	Sodium	700	2,45
Eau	283,15	82,2	Sodium	800	17,3
Eau	293,15	144,7	Sodium	900	75,7
Mercure [L7]	273,15	2,7 10⁻³	Lithium [L7]	500	0,81 10⁻⁹
Mercure	283,15	6,55 10⁻³	Lithium	600	0,27 10⁻⁶
Mercure	313,15	0,065	Lithium	700	1,58 10⁻³
Mercure	373,15	1,96	Lithium	800	0,032
Point triple : Eau 273,16 K, Sodium 371 K, Mercure 234,3K, Lithium 453,7 K					

Remarque : la masse volumique de l'eau à des températures proches du point triple est certes faible, mais elle garde une valeur suffisante pour permettre l'établissement d'un gradient de pression significatif. Le cas de l'eau montre bien que les caloducs à métaux liquides sont plus fortement concernés par la limite visqueuse.

En toute rigueur, le traitement complet des équations de Navier Stokes est nécessaire pour calculer toutes les variables et déterminer les capacités maximales de transport puisque l'écoulement est a priori au moins à deux dimensions en raison de l'injection pariétale de masse. Ce calcul étant assez lourd, il est intéressant de développer une expression approchée de la limite visqueuse basée sur des hypothèses simplificatrices représentant néanmoins correctement la physique mise en jeu.

a) Solution approchée numérique

Tout d'abord, considérons le cas le plus courant d'un caloduc à section circulaire constante dont les longueurs des zones évaporateur, adiabatique et condenseur sont grandes devant le diamètre vapeur et dont les conditions aux limites sont à symétrie cylindrique.

On peut donc considérer en première approximation que la pression est une fonction essentiellement de l'abscisse z en négligeant les gradient radiaux (Figure III-4). De plus, la limite visqueuse étant définie par rapport à un gradient maximal de pression qui est relativement faible à priori, l'hypothèse d'un écoulement laminaire incompressible de type Poiseuille est formulée.

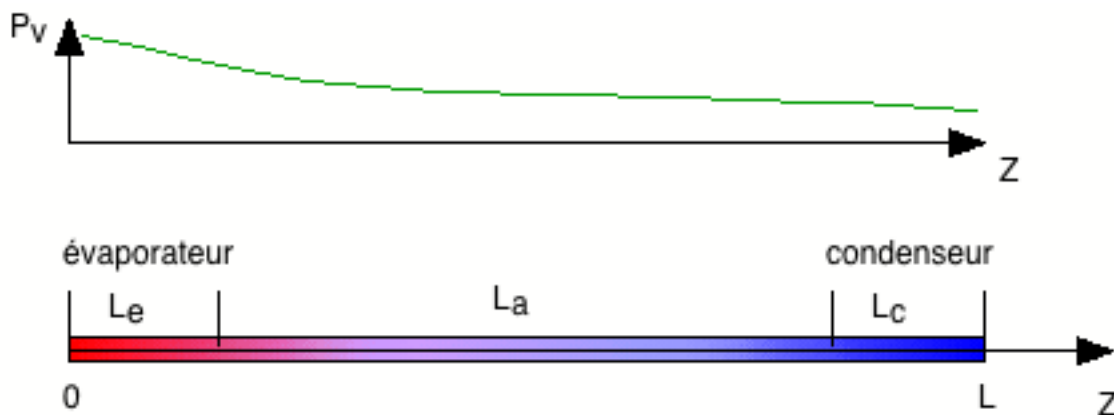


Figure III-4 : évolution de la pression vapeur en fonction de l'abscisse z

Les pertes de pression s'expriment alors simplement à partir de la vitesse débitante par :

$$\frac{dP_v}{dz} = - \frac{32\mu_v(z)}{D_v^2} \bar{U}_v(z) \quad (\text{III-5})$$

Notons que la viscosité cinématique étant une fonction de la pression et de la température, elle est constante dans une section mais fortement variable le long de l'écoulement.

Par ailleurs, le flux thermique transporté par la vapeur à travers une section s'exprime simplement par :

$$Q(z) = \dot{m}(z) h_{lv} \quad (\text{III-6})$$

La chaleur latente de changement de phase est considérée comme uniforme car elle varie peu pour des températures proches du point triple.

Le débit masse dans une section est égal à :

$$\dot{m}(z) = \rho_v \bar{U}_v(z) S_v \quad (\text{III-7})$$

Or, d'après les hypothèses faites, la masse volumique est uniforme dans une section droite et égale à la masse volumique vapeur à l'état de saturation définie par la pression dans la section considérée. On peut donc exprimer la vitesse moyenne dans une section par :

$$\bar{U}_v(z) = \frac{Q(z)}{h_{lv} S_v \rho_v(z)} \quad (\text{III-8})$$

Soit en définitive pour l'expression des pertes de charge :

$$\boxed{\frac{dP_v}{dz} = - \frac{8}{\pi r_v^4 h_{lv}} \frac{\mu_v(z) Q(z)}{\rho_v(z)}} \quad (\text{III-9})$$

$Q(z)$ est calculé simplement en intégrant la densité de flux pariétal injecté au caloduc et en considérant par convention un flux positif à l'évaporateur et un flux négatif au condenseur. Si l'on considère que la vapeur est à l'état de saturation en tout point, la viscosité dynamique et la masse volumique peuvent s'exprimer en fonction de la pression pour un fluide donné. Or la pression étant une fonction de z , il est possible d'intégrer numériquement cette équation différentielle du premier ordre (équation (III-9)) afin d'obtenir le profil de pression.

La limite visqueuse Q_{vis} est définie comme étant le flux maximal transférable au sein de la phase vapeur pour une température donnée en milieu de zone adiabatique (température de fonctionnement de référence). La condition aux limites utilisée est alors la pression de saturation au point triple en bout de condenseur ($z=L$), ce qui correspond au gradient de pression maximal entre la zone adiabatique et l'extrémité du condenseur.

Pour un profil de densité de flux pariétal au condenseur donné, on peut calculer le profil de pression, et ainsi obtenir la pression de la phase vapeur en milieu de zone adiabatique. La température de saturation correspondant à cette pression est utilisée pour définir un point de la limite visqueuse. En faisant varier le flux de condensation, on obtient ainsi la courbe définissant la limite visqueuse

Remarques :

Cette courbe de puissance maximale transférable en fonction de la température adiabatique est appelée limite visqueuse car elle correspond à une limitation de la puissance transférée en raison des pertes de charge visqueuses au sein de l'écoulement vapeur (frottements à la paroi).

En toute rigueur, il existe une infinité de limites visqueuses qui correspondent chacune à un profil de densité de flux pariétal de condensation donné. Toutefois, en pratique un profil uniforme permet une bonne approche de la limite visqueuse.

b) Solution approchée analytique courante

Afin de donner une expression analytique, Busse [73] (repris par Faghri [L2] chap 4) fait l'hypothèse d'un écoulement isotherme. Cette hypothèse est très discutable au regard de l'évolution de la courbe de saturation (Tableau III-2). Cependant si on l'accepte en première approximation, la loi des gaz parfaits nous donne :

$$\frac{p_v}{\rho_v} = \frac{P_{v,0}}{\rho_{v,0}} = r_g T_{v,0} \quad (\text{III-10})$$

Et si on néglige les variations de viscosité dynamique, en utilisant les équations (III-5), (III-8) et (III-10) on obtient l'équation différentielle à variables séparées :

$$P_v(z) \frac{dP_v}{dz} = - \frac{8\mu_v}{\pi r_v^4 h_{lv}} \frac{P_{v,0}}{\rho_{v,0}} Q(z) \quad (\text{III-11})$$

Soit en intégrant entre $z=0$ et $z=L$

$$P_{v,0}^2 - P_{v,L}^2 = \frac{16\mu_v}{\pi r_v^4 h_{lv}} \frac{P_{v,0}}{\rho_{v,0}} \int_0^L Q(z) dz \quad (\text{III-12})$$

En posant Q_m comme étant la valeur maximale de $Q(z)$ et donc du flux transféré, et en définissant la longueur effective d'un caloduc par :

$$L_{\text{eff}} = \frac{1}{Q_m} \int_0^L Q(z) dz \quad (\text{III-13})$$

On obtient (Busse [73]) :

$$Q_m = \frac{\pi r_v^4 h_{lv}}{16\mu_v L_{\text{eff}}} \left(1 - \frac{P_{v,L}^2}{P_{v,0}^2} \right) \rho_{v,0} P_{v,0} \quad (\text{III-14})$$

Cette expression du flux maximal transférable ne se réfère pas à la température (ou pression) adiabatique mais aux conditions aux deux bouts du caloduc ($z=0$ et $z=L$). Si l'on veut garder une cohérence avec l'ensemble des limites que nous définirons, on peut obtenir une expression équivalente en intégrant l'équation (III-11) entre le milieu de la zone adiabatique ($z_1=L_e+L_a/2$) et le bout du condenseur ($z=L$). En effet, l'écoulement amont ne nous intéresse pas puisque la température de référence est la température adiabatique. On obtient alors :

$$Q_m = \frac{\pi r_v^4 h_{lv}}{16\mu_v L'_{\text{eff}}} \left(1 - \frac{P_{v,L}^2}{P_{v,z_1}^2} \right) \rho_{v,z_1} P_{v,z_1} \quad (\text{III-15})$$

Avec :

$$L'_{\text{eff}} = \frac{1}{Q_m} \int_{z_1}^L Q(z) dz \quad \text{et} \quad L' = L_e + \frac{L_a}{2} \quad (\text{III-16})$$

On peut exprimer l'équation (III-15) en fonction des caractéristiques dans la section de référence et au point triple T_{PT} . D'autre part, la viscosité dynamique et la chaleur latente de changement de phase étant décroissantes lorsque la température augmente, nous adopterons une attitude conservatrice minorant le flux. Soit en définitive :

$$Q_{\text{vis}} = \frac{\pi r_v^4 h_{lv,a}}{16 \mu_{v,PT} L'_{\text{eff}}} \left(1 - \left(\frac{P_{PT}}{P_{v,a}} \right)^2 \right) \rho_{v,a} P_{v,a} \quad (\text{III-17})$$

Remarques :

Cette formulation donne un ordre de grandeur de la limite visqueuse et doit être prise en compte avec beaucoup de précautions étant donnée l'approximation d'un écoulement vapeur isotherme utilisée (différence variant de 1 à 50% environ selon les cas).

2.2.2 Limite sonique

Sur la courbe définissant l'enveloppe de fonctionnement (Figure III-2), la limite sonique apparaît après la limite visqueuse lorsque le gradient de pression devient suffisant pour avoir une vitesse importante de la vapeur. L'écoulement peut devenir compressible et les pertes de charge dues à la mise en mouvement des molécules doivent être prises en compte.

Nous allons détailler les comportements possibles de la phase vapeur en nous basant sur des hypothèses physiques élémentaires. Du modèle d'écoulement en phase vapeur adopté, nous exprimerons une relation simple définissant la limite sonique. Nous présenterons également les différentes corrections qui peuvent être apportées pour améliorer ce modèle en prenant en compte un écoulement bidimensionnel et surtout en intégrant les pertes de charge visqueuses.

2.2.2.1 Evolution de la phase vapeur le long de l'écoulement**a) Equivalence avec un écoulement dans un convergent**

Afin de cerner le comportement de l'écoulement de la phase vapeur, considérons un écoulement *monodimensionnel compressible*. Le débit masse dans une section s'exprime par :

$$\dot{m}_v = \rho_v U_v S_v \quad (\text{III-18})$$

Soit sous sa forme différentielle :

$$\frac{d\dot{m}_v}{\dot{m}_v} = \frac{d\rho_v}{\rho_v} + \frac{dU_v}{U_v} + \frac{dS_v}{S_v} \quad (\text{III-19})$$

De plus, la masse volumique et la vitesse sont liées (voir par exemple l'équation (III-23) dans le cas d'un écoulement isentropique) par une relation thermodynamique d'état. On obtient ainsi une évolution du couple de variable (ρ_v, U_v) fonction de la variation de section ou de débit.

Une augmentation du débit masse relatif est donc équivalente à une diminution identique de la section relative (Figure III-5) du point de vue des possibilités d'évolution des paramètres de l'écoulement compressible que sont la vitesse et la masse volumique. Un écoulement à section constante ($dS_v=0$) avec injection de matière ($d\dot{m}_v>0$) a un

comportement identique à un écoulement à débit constant ($d\dot{m}_v=0$) dans un convergent ($dS_v<0$). De la même manière un écoulement avec succion de matière et section constante (ou condensation) est comparable à un écoulement subsonique à débit masse constant avec augmentation de section (Deverall & al [74]).

Or, pour un écoulement de gaz parfait isentropique, lorsque la vitesse du son est atteinte à un col, on peut montrer que la vitesse et donc le débit masse de l'écoulement atteignent une valeur maximale (Candel [L8] chap X). Dans le divergent, une augmentation de la vitesse se produit mais la masse volumique diminue afin de conserver le débit masse.

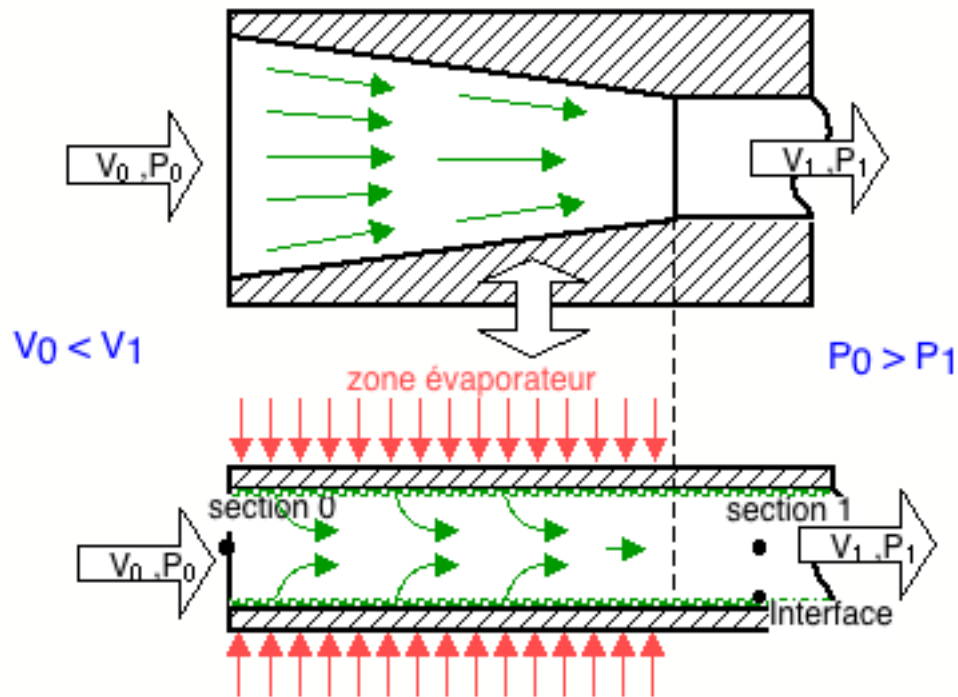


Figure III-5 : écoulement vapeur compressible

Par analogie avec les écoulements dans les tuyères, on appelle limite sonique la puissance transférée lorsque le débit maximal est obtenu c'est-à-dire lorsque la v vapeur atteint la vitesse du son.

b) Hypothèses sur le comportement de la phase vapeur

Dans la plupart des études sur les caloducs, le comportement de la phase vapeur est supposé suivre celui d'un gaz parfait. Ainsi, pour un écoulement adiabatique réversible, il paraît naturel en fonction du paragraphe précédent de considérer que la phase vapeur à l'évaporateur suit le comportement d'un gaz parfait dans un convergent. Cette approche est couramment admise par de nombreux auteurs (Faghri [L2] chap 4, Peterson [L3], Deverall & All [74], ...). Dans l'hypothèse d'un écoulement monodimensionnel, un bilan de quantité de mouvement sur un volume de contrôle comprenant l'ensemble de l'évaporateur (de section constante) permet d'obtenir la relation :

$$P_{v,0} = P_{v,1} + \rho_{v,1} V_{v,1}^2 \quad (\text{III-20})$$

En exprimant la vitesse de la vapeur par rapport à la vitesse du son et en utilisant la relation d'état des gaz parfaits, il vient :

$$\frac{P_{v,0}}{P_{v,1}} = 1 + \gamma \text{Ma}_1^2 \quad (\text{III-21})$$

De manière analogue, un bilan d'énergie donne :

$$\frac{T_{v,0}}{T_{v,1}} = 1 + \frac{\gamma - 1}{2} \text{Ma}_1^2 \quad (\text{III-22})$$

Soit en utilisant la relation des gaz parfaits, et les deux équations précédentes :

$$\frac{\rho_{v,0}}{\rho_{v,1}} = \frac{1 + \gamma \text{Ma}_1^2}{1 + \frac{\gamma - 1}{2} \text{Ma}_1^2} \quad (\text{III-23})$$

L'indice 0 correspond aux conditions génératrices de l'écoulement (vitesse nulle), dans le caloduc elles sont assimilées aux conditions en $z=0$. La vapeur est alors à l'état de saturation et la pression est constante dans la section. L'indice 1 représente une section quelconque du convergent ou du col (zone adiabatique).

En considérant la vapeur à l'état de saturation en tout point et en intégrant l'équation de Clausius-Clapeyron (équation (II-4)), il vient :

$$P_{v,\text{sat}} = P_{\text{réf}} e^{\text{Const} - \frac{h_{lv}}{r_g T_{v,\text{sat}}}} \quad (\text{III-24})$$

Soit pour les deux sections précédentes :

$$\frac{P_{v,0}}{P_{v,1}} = e^{\frac{h_{lv}}{r_g} \left(\frac{1}{T_{v,1}} - \frac{1}{T_{v,0}} \right)} \quad (\text{III-25})$$

Les équations (III-21),(III-22)et(III-25) ne sont évidemment pas compatibles car un écoulement ne peut pas être adiabatique réversible, régi par la loi des gaz parfaits et avoir une phase vapeur à l'état de saturation en tous points. Si l'on garde l'hypothèse d'un écoulement de gaz parfait dans un convergent, la vapeur n'est alors plus à l'état de saturation. De plus, sur les diagrammes de phases des fluides caloporteurs, une évolution isentropique à partir d'un point de la courbe de saturation conduit à un point se situant dans la phase liquide (Figure III-6). Toutefois, il est possible d'envisager une phase vapeur en état de sursaturation si l'on prend en compte l'absence de site de nucléation au sein de l'écoulement et malgré la présence de liquide aux parois si l'on émet l'hypothèse d'une couche limite non sursaturée limitant le rôle de site de nucléation de la phase liquide .

D'après Carey ([L4] chap. 5), l'état de sursaturation de la vapeur est possible mais une limite existe au delà de laquelle, une condensation spontanée en gouttelette apparaît. En se

basant sur une analyse cinétique de la possibilité de croissance des gouttes de liquide dans la phase vapeur et en comparant la théorie avec des résultats expérimentaux, Carey obtient les relations suivantes :

$$\frac{P_{v,ssl}(T_v)}{P_{sat}(T_v)} = e^{\left(\frac{E^* \sqrt{-\ln J^*}}{2\sqrt{E^*} + (-\ln J^*)^{3/2}} \right)} \quad \text{(III-26)}$$

avec :

$$E^* = \frac{16\pi\sigma^3}{3k_B \rho_l r_g^2 T_v^3}$$

et :

$$J^* = J \frac{M \rho_l}{N_A} \sqrt{\frac{\pi M}{2\sigma N_A}} \left(\frac{r_g T_v}{P_{sat}(T_v)} \right)$$

$J = 10^6 \text{ m}^{-3}\text{s}^{-1}$: flux du nombre de gouttelettes par unité de volume

L'équation (III-26) permet de calculer la surpression maximale de sursaturation admissible dans la phase vapeur pour une température donnée T_v . Toutes les propriétés thermophysiques sont considérées à la température T_v et le coefficient J est obtenu par lissage de résultats expérimentaux.

Le Tableau III-3 donne des applications numériques permettant de situer les différents points de référence de l'évolution de la phase vapeur à l'évaporateur lorsque le nombre de Mach en fin d'évaporateur est égal à 1. On a ainsi une vitesse sonique au col.

Tableau III-3 : exemples numériques d'évolutions de la phase vapeur

fluide	Point initial		"Col sonique"		Saturation		Sursaturation (III-26)		
	T_0	P_0	$T_1(\text{III-22})$	$P_1(\text{III-21})$	$T_{sat}(P_1)$	$P_{sat}(T_1)$	$-\ln(J^*)$	E^*	$P_{v,ssl}(T_1)$
Eau	40	7370	-12	3100	23	na	na	na	na
Eau	60	19920	4,5	8300	42	840	55,8	103	3150
Méthanol	0	4050	-45,5	1690	-13	127	52,4	30,7	270
Sodium	427	95,1	310	40	377	4	42,0	3,05	5
températures en °C — pressions en Pa — J et E sont sans dimension — na : non applicable									

De manière plus visuelle, on peut schématiser le positionnement relatif des différents points comme sur la Figure III-6. On constate que dans tous les cas, la pression au col est très largement supérieure à la pression maximale de sursaturation. L'apparition de gouttes de liquide dans la phase vapeur est donc inévitable lorsque la vitesse en sortie d'évaporateur est sonique.

Cette impossibilité de rester dans un état sursaturé pour la vapeur est renforcé par la présence de liquide à l'interface. Le liquide agissant comme un site de condensation, l'interface est obligatoirement très proche de l'état de saturation.

En corollaire des calculs précédents, il devient impossible de considérer la vapeur comme suivant parfaitement la loi des gaz parfaits. Il faut changer les hypothèses sur le comportement de la phase vapeur et bâtir un modèle approprié.

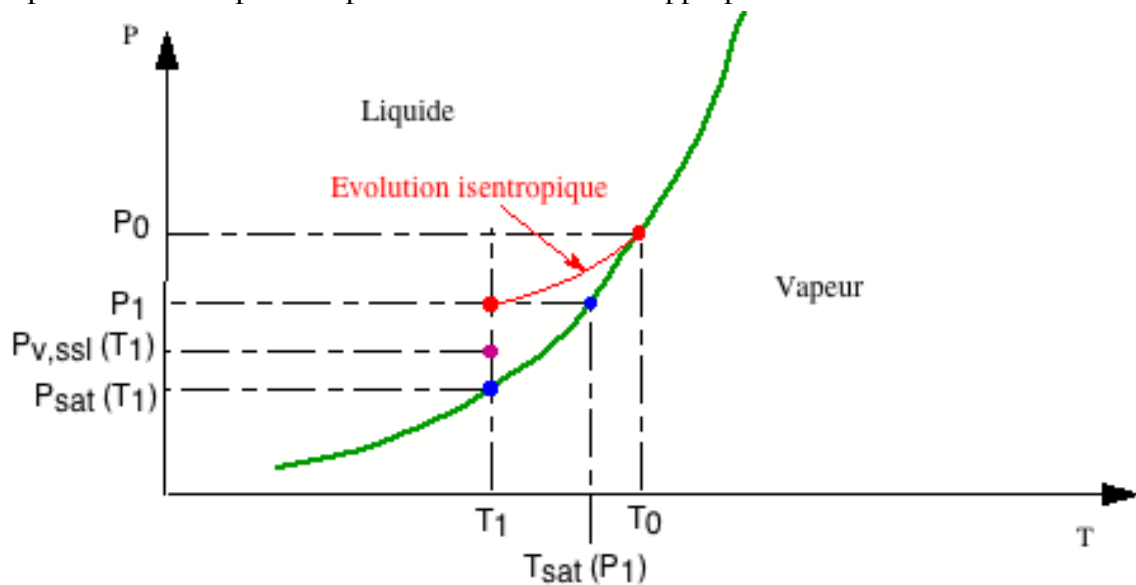


Figure III-6 : positionnement relatif des points de référence de la limite sonore

Dans un premier temps, si l'on considère que le flux d'injection de vapeur est uniforme et se produit à la température locale de vapeur, on obtient alors un écoulement diphasique de vapeur contenant un brouillard de gouttelettes liquides. Ce cas a été étudié indirectement par Busse[73] afin de comparer l'évolution de la masse volumique du mélange par rapport au cas isotherme. Dans les applications numériques qu'il a traitées, les écarts de masses volumiques sont de l'ordre de 4 à 6%. Levy [75] a réalisé une étude détaillée de cette situation en se basant sur un modèle monodimensionnel d'écoulement vapeur avec une injection constante de matière. Il obtient un système de 4 équations différentielles dont les variables sont la pression, la vitesse, la température (reliée à la pression par la relation de Clausius Clapeyron (II-7)) et le titre vapeur. Les résultats obtenus sur un cas test donnent des résultats légèrement inférieur à ceux du modèle d'écoulement isentropique avec une phase vapeur suivant la loi des gaz parfaits. Ainsi, malgré l'impossibilité physique d'obtention des hypothèses usuelles, l'erreur commise semble assez faible.

Cependant, l'interface liquide vapeur étant une zone privilégiée de condensation, et l'existence de gouttelettes liquides étant imposée dans les modèles de Busse ou de Levy par une densité uniforme d'injection de matière, la réalité physique de la présence de gouttelettes liquides dans la phase vapeur n'est pas évidente. Or cette hypothèse conduisant à des modèles assez complexes, et ne donnant au final que peu de différences avec les hypothèses usuelles, nous ne retiendrons pas cette approche.

Cependant afin de fournir un modèle physiquement acceptable, nous prendrons l'hypothèse originale d'un écoulement vapeur régi par la courbe de saturation. En d'autres termes, on considèrera une **vapeur saturée sèche en tous points de l'écoulement**.

A partir de cette hypothèse originale nous allons expliciter une nouvelle expression de la limite sonique basée sur un modèle monodimensionnel sans perte de charges visqueuses. Puis nous appliquerons un facteur correctif usuel afin de tenir compte partiellement des effets 2D et nous discuterons de l'effet éventuel des pertes de charges visqueuses dans notre approche.

Remarques : la relation entre les grandeurs thermodynamiques (P,T, ρ) de la phase vapeur sur la courbe de saturation ne suit pas la loi des gaz parfaits. L'annexe A4 donne une illustration de la variation du rapport :

$$r_g(T_{\text{sat}}) = \frac{P(T_{\text{Sat}})}{\rho(T_{\text{Sat}}) T_{\text{Sat}}} \quad (\text{III-27})$$

Toutefois, ce rapport varie peu pour des températures proches du point triple, et l'on peut considérer en première approximation qu'il est égal à la constante du gaz r_g . Il faut cependant garder à l'esprit que le comportement de la phase vapeur s'éloigne fortement du modèle des gaz parfaits lorsque la température augmente en suivant la courbe de saturation en raison de l'augmentation de la pression et des phénomènes irréversibles liés aux chocs moléculaires.

2.2.2.2 Modèle monodimensionnel proposé de limite sonique

En considérant un écoulement monodimensionnel, le flux maximal transférable s'exprime en fonction de la vitesse sonique U_s par :

$$Q_s = \rho_v U_s S_v h_{lv} \quad (\text{III-28})$$

Or la vitesse sonique est une fonction de la température et s'exprime par :

$$U_s = \sqrt{\gamma r_g T_v} \quad (\text{III-29})$$

En considérant le modèle d'écoulement vapeur adopté dans le paragraphe précédent, on obtient en première approximation une expression de la limite sonique puisque la température adiabatique est constante et égale à la température en sortie d'évaporateur si l'on néglige les pertes de charge visqueuses :

$$Q_{\text{son}} = \frac{\pi}{4} D_v^2 h_{lv,a} \rho_{v,a} \sqrt{\gamma r_g T_{v,a}} \quad (\text{III-30})$$

Remarques :

Le modèle adopté suppose que des échanges thermiques existent et permettent à la phase vapeur de rester à la température de saturation sans apparition de gouttelettes.

Dans tous les cas pour un écoulement sans frottements visqueux, le rapport entre la pression statique sonique au col et la pression génératrice reste le même et vaut $\gamma+1$. En effet, le rapport des pressions est obtenu en effectuant un bilan de quantité de mouvement entre l'entrée et la sortie de l'évaporateur sans aucune supposition sur le comportement de la

température du gaz (Deverall & al [74]). On considère comme point de comparaison la température adiabatique de référence indépendamment des pressions résultant des hypothèses faites.

En utilisant les relations (III-21),(III-22)et(III-24) on peut exprimer le rapport des limites soniques dans l'hypothèse d'un écoulement isentropique(Q_{isen}) et dans notre hypothèse de vapeur saturante (Q_{sat}) :

$$\frac{Q_{sat}}{Q_{isen}} = \sqrt{\frac{2}{(\gamma + 1) \left(1 - \frac{r_g T_{v,a,sat}}{h_{lv}} \ln(1 + \gamma) \right)}} \quad (III-31)$$

Ce rapport est proche de 1 puisqu'il se situe en général dans **l'intervalle [0,9 ;1]** pour un gaz diatomique ($\gamma=1,4$).

De la même manière on peut comparer notre limite sonique à la limite sonique (Q_{isot}) obtenue en considérant la vapeur comme isotherme (Busse [73]) :

$$\frac{Q_{sat}}{Q_{isot}} = \left(1 - \frac{r_g T_{v,a,sat}}{h_{lv}} \ln(1 + \gamma) \right)^{-1/2} \quad (III-32)$$

Ce rapport varie typiquement **entre 1 et 1,04**. Notre modèle est donc compris entre le modèle isentropique (Deverall & al [74] , Faghri [L2] chap 4 ou Peterson [L3]) et le modèle isotherme (Busse [73]).

D'autre part, suite à des travaux expérimentaux effectués au laboratoire, les résultats obtenus par Gagneux [76] sur un caloduc à sodium (Figure III-7) montrent un accord satisfaisant avec le modèle de Busse. Cependant, la précision des mesures ne permet pas de différencier les trois modèles.

La température de référence doit être signifiée avec soin lorsque l'on définit une courbe de limite de fonctionnement de type visqueuse ou sonique. En effet, une confusion entre la température de la zone adiabatique T_A et la température génératrice en bout d'évaporateur T_0 peut entraîner une différence importante comme l'illustre la Figure III-7 qui représente sur un même graphique la même série de mesure expérimentale mais pour des températures de référence différentes.

Le modèle d'écoulement diphasique (phase vapeur comprenant des gouttelettes liquides) de Levy [75] donnant des résultats proches de ceux de Busse, il apparaît inutile d'utiliser ce modèle plus complexe dans la mesure où les résultats expérimentaux disponibles sont très peu nombreux et pas assez détaillés quant à l'incertitude associée à la mesure des températures.

Il n'existe à notre connaissance aucune étude expérimentale récente permettant de valider précisément notre modèle. Toutefois, le modèle isotherme et le modèle isentropique n'étant pas acceptables physiquement bien que leurs prédictions ne soient

pas trop éloignées des valeurs expérimentales connues, nous adopterons notre modèle intermédiaire faisant l'hypothèse d'une phase vapeur à l'état de saturation.

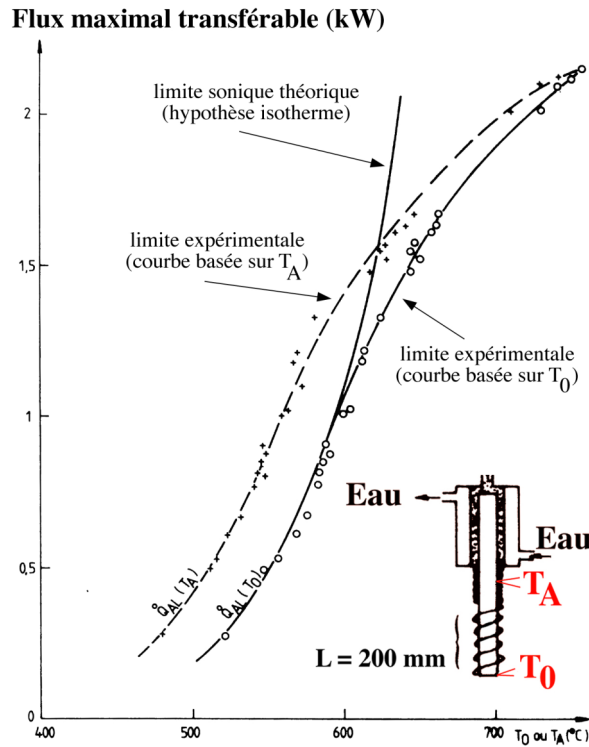


Figure III-7 : exemple de limite sonique pour un caloduc à sodium

2.2.2.3 Limite sonique dans l'hypothèse d'un écoulement bidimensionnel

Busse [73] a traité le cas d'un écoulement bidimensionnel, laminaire et isotherme. L'hypothèse d'isothermicité est toujours assez discutable, mais elle est plus réaliste dans le cadre de la limite sonique que pour la limite visqueuse puisque elle apparaît après la limite visqueuse lorsque la dérivée de la courbe de saturation augmente.

Afin de négliger le gradient de pression radial, Busse fait l'hypothèse courante d'une injection de flux à symétrie cylindrique et d'une longueur d'évaporateur grande devant le diamètre vapeur. De plus, les pertes visqueuses sont également négligées.

Un bilan de quantité de mouvement sur un volume de contrôle comprenant l'ensemble de l'évaporateur donne :

$$\bar{P}_{v,0} - \bar{P}_{v,1} = \overline{\rho_{v,1} V_{v,1}^2} \quad (\text{III-33})$$

Or la moyenne de la vitesse au carré n'est pas accessible directement puisque seule la vitesse moyenne peut être calculée directement en fonction du débit masse. L'apport des calculs effectués par Busse consistent donc à déterminer le rapport :

$$A_s = \frac{\overline{V_{v,1}^2}}{\overline{V_{v,1}}^2} \quad (\text{III-34})$$

En considérant un profil de vitesse en cosinus, pour une vitesse maximale sur l'axe sonique en sortie d'évaporateur et pour les hypothèses énumérées ci-dessus, Busse trouve : $A_s = 1,11$.

En définitive, si on considère que la phase vapeur suit la courbe de saturation et que l'on prend en compte les résultats de Busse sur le profil de vitesse on obtient :

$$Q_{\text{son}} = \frac{\pi}{4\sqrt{1,11}} D_v^2 h_{lv,a} \rho_{v,a} \sqrt{\gamma r_g T_{v,a}} \quad (\text{III-35})$$

Soit :

$$Q_{\text{son}} = 0,745 D_v^2 h_{lv,a} \rho_{v,a} \sqrt{\gamma r_g T_{v,a}} \quad (\text{III-36})$$

L'équation (III-36) donne des valeurs de la limite sonique inférieures de 5 % à celles de l'équation (III-30) considérant un écoulement monodimensionnel, ce qui reste faible mais non négligeable.

Remarques :

- la prise en compte du résultat de Busse sous-entend que l'on considère la limite sonique dès qu'une partie de la phase vapeur atteint la vitesse sonique locale.

- DeMichele & Davis [77] ont effectué des calculs numériques pour un modèle bidimensionnel compressible laminaire en considérant un gaz parfait en écoulement isentropique sans frottement visqueux ni échange thermique. Ils fournissent des tableaux de densités limites de flux (rapportées à la section vapeur) pour de très nombreux métaux liquides. Ils obtiennent des résultats très proches du modèle 1D avec des valeurs supérieures d'environ 10% aux résultats expérimentaux, confortant ainsi notre modèle puisqu'il donne des valeurs inférieures de 5 à 6% au modèle isentropique.

2.2.2.4 Prise en compte des pertes visqueuses dans la limite sonique

Les modèles de limite sonique que nous avons établis jusqu'à présent ne tiennent pas compte des pertes de charge visqueuses car elle sont en général assez faibles dans la zone d'évaporation où la moyenne spatiale de la vitesse est faible. Toutefois, dans un caloduc ayant une zone adiabatique de grande longueur, les pertes de charge dans la phase vapeur deviennent importantes du fait de la vitesse très élevée de la vapeur (proche de la vitesse du son par hypothèse). La limite sonique est donc définie comme étant la capacité maximale de transfert pour une vitesse sonique en fin de zone adiabatique, là où la pression est la plus faible. En effet, lorsque la vitesse vapeur est importante, il existe un recouvrement partiel de pression inertielle (§ I-5.1) qui permet une augmentation de la pression vapeur dans la zone de condensation.

Toutefois, lorsque la limite sonique est calculée par rapport à la température en milieu de zone adiabatique, le comportement de la vapeur en amont n'influence pas la limite

sonique. Seules les pertes de charge entre le milieu de la zone adiabatique et l'entrée du condenseur sont susceptibles de diminuer la limite sonique. Notre modèle qui prend en compte le calcul de la limite sonique par rapport à la température adiabatique est donc moins sensible aux pertes de charge visqueuses.

Dobran [78] a mené une étude de la limite sonique basée sur un écoulement 1D laminaire d'un gaz parfait en prenant en compte les pertes de charge visqueuse dans la zone adiabatique mais aussi dans la zone d'évaporation. Ce modèle met en avant l'apparition de la vitesse sonique au col et souligne l'influence des pertes de charge visqueuses sur la limite sonique. On peut citer l'exemple numérique extrême d'un caloduc au sodium de diamètre 10,4 mm ($L_{ev}=400$ mm, $L_{adia}=100$ mm) dont la limite calculée à 550 K est de 500 W sans pertes visqueuses alors qu'elle est de 300 W avec pertes visqueuses. Toutefois, Dobran [78] calcule la limite sonique en se référant à la température en début d'évaporateur ($Z=0$) ce qui a pour conséquence d'augmenter les erreurs générées par la non prise en compte des pertes de charge visqueuses.

Cette remarque est un argument supplémentaire pour le choix de la détermination de la limite sonique à partir de la température adiabatique.

2.2.3 Remarques sur le calcul des rayons vapeurs

La détermination des limites visqueuses et soniques demande la connaissance de la section de passage vapeur. Pour les caloducs à structure capillaire on peut en général considérer que le liquide est totalement dans la structure, et que la section vapeur correspond à la zone interne hors structure. Cependant, dans le cas des tubes lisses, l'épaisseur du film liquide à la paroi diminue la section de passage vapeur. Cette influence sur les pertes de charge dans la phase vapeur est d'autant plus importante que le diamètre du caloduc est faible. En effet, le passage vapeur est proportionnel au carré du diamètre, alors que l'épaisseur de film est proportionnelle au périmètre (soit au diamètre).

2.2.3.1 Application à la limite visqueuse

Le calcul de l'épaisseur du film est complexe dans un cas quelconque d'orientation. Toutefois, lorsque les forces de volume sont parallèles à l'axe du caloduc (position thermosiphon), la symétrie du problème permet un calcul bidimensionnel de l'épaisseur du film (Figure III-8). Rappelons que le calcul de l'écoulement de la phase vapeur est fait dans le cadre d'une approximation monodimensionnelle justifiée par de nombreuses études numériques que nous avons détaillées au chapitre II.

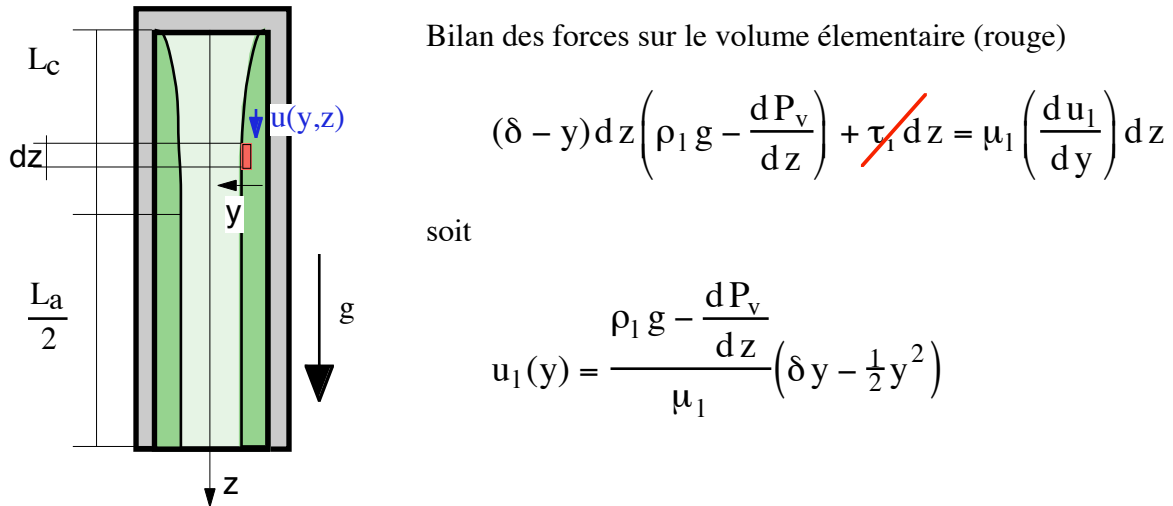


Figure III-8 : modélisation du film de condensation d'un thermosiphon lisse

Dans le cadre de la limite visqueuse il est possible d'émettre des hypothèses simplificatrices. Tout d'abord, la vitesse vapeur est en général faible permettant ainsi de négliger l'augmentation de pression due au recouvrement des pertes inertielles au condenseur. De plus, nous négligerons le cisaillement à l'interface (τ_i) pour les mêmes raisons.

Un bilan des forces appliquées au film liquide permet de définir une vitesse débitante du film liquide pour une abscisse Z donnée (Figure III-8). Rappelons par ailleurs que le gradient de pression statique dans la phase vapeur se répercute dans la phase liquide comme montré au chapitre I. Ce gradient de pression s'oppose directement au forces de volume motrices pour la phase liquide.

On obtient alors l'expression de la vitesse moyenne :

$$\bar{U}(\delta) = \frac{\left(\rho_l g - \frac{dP_v}{dz} \right) \delta^2}{\mu_l \cdot 3} \quad (\text{III-37})$$

Soit un débit masse du liquide de :

$$\dot{m}_l(\delta) = \pi D_{\text{int}} \frac{\rho_l \left(\rho_l g - \frac{dP_v}{dz} \right) \delta^3}{\mu_l \cdot 3} \quad (\text{III-38})$$

Or la variation de débit masse en z s'exprime à partir du débit de condensation et donc de la densité de flux échangée $q(z)$ par :

$$\frac{d\dot{m}_l(\delta)}{dz} = \pi D_{\text{int}} \frac{q(z)}{h_{lv}} \quad (\text{III-39})$$

Soit en dérivant l'équation (III-38) par rapport à z en négligeant le terme en dérivé seconde de la pression vapeur (terme du deuxième ordre dans la plupart des cas) et en égalisant avec l'équation (III-39) :

$$\delta^2 \frac{d\delta}{dz} = - \frac{\mu_1 q(z)}{\rho_l \left(\rho_l g - \frac{dP_v}{dz} \right) h_{lv}} \quad (\text{III-40})$$

Cette équation est valable pour toute la zone de condensation et admet une valeur nulle de δ pour $z=0$ si l'on néglige les effets de bord en bout de condenseur (création d'un ménisque dans l'angle). Dans la zone adiabatique, l'épaisseur du film liquide reste constante puisque le flux est nul si l'on néglige les effets de cisaillement à l'interface.

Si on associe les équations (III-9) et (III-40) en considérant le rayon vapeur comme étant égal au rayon interne moins l'épaisseur de film liquide on obtient un système de deux équations à deux inconnues permettant un calcul plus fin de la limite visqueuse pour les thermosiphons à tube lisse positionnés verticalement.

Dans le cadre de l'utilisation de l'équation analytique (III-17) on considèrera une approche conservatrice, consistant à prendre une épaisseur constante pour le film liquide, calculée à partir de l'intégration de l'équation (III-40) pour une température de saturation constante avec un gradient moyen de pression vapeur calculé à partir de la différence entre la pression adiabatique et la pression du point triple.

Remarque :

- 1) l'équation (III-40) ne présuppose aucune évolution de la densité de flux échangée. On peut considérer un flux constant ou ayant une évolution quelconque. Par exemple le cas d'une température imposée se traite en posant :

$$q(z) = \frac{\lambda_1 (T_{\text{sat}} - T_w)}{\delta} \quad (\text{III-41})$$

- 2) l'équation (III-40) n'est valable que lorsque l'écoulement du film liquide est possible, ce qui revient à vérifier l'inéquation suivante :

$$\rho_l g - \frac{dP_v}{dz} \geq 0 \quad (\text{III-42})$$

Dans le cas contraire, l'écoulement du film liquide est impossible. Physiquement, cela correspond à un gradient longitudinal de pression dans la phase vapeur et donc dans la phase liquide plus important que les forces de volume.

L'inéquation (III-42) implique une limitation originale dans le fonctionnement d'un thermosiphon à basse température. Il apparaît que l'utilisation de thermosiphon dans des situations particulières (faible champ d'accélération, basse température,...) peut conduire à

une situation paradoxale où le gradient des pertes de charge dans la phase vapeur conduit à limiter la puissance transférable.

Cette limite n'a qu'un caractère transitoire puisque, en bloquant l'écoulement du film liquide, l'assèchement résultant à l'évaporateur conduit à une diminution du débit vapeur et donc à une reprise de l'écoulement liquide. Cependant, comme nous le verrons lors de nos tests expérimentaux, une surchauffe importante à l'évaporateur peut conduire au blocage irrémédiable du caloduc. Une étude transitoire du caloduc à partir d'un modèle global est donc nécessaire pour déterminer plus précisément son comportement (blocage ou fonctionnement pulsé). La prise en compte de la vitesse de la phase vapeur (recouvrement inertiel, cisaillement,...) peut permettre d'affiner encore le modèle.

Dans le cadre de l'étude les limites de fonctionnement des caloducs, et dans la littérature, le traitement de l'évolution du film liquide n'est pris en compte que pour la limite d'entraînement que nous évoquerons par la suite.

2.2.3.2 Application à la limite sonique

Dans le cas de la limite sonique, la partie condenseur n'intervient pas et l'épaisseur de film liquide est donc considérée comme constante sur toute la longueur adiabatique.

Par ailleurs la non prise en compte des forces de cisaillement à l'interface n'entraîne qu'une erreur faible. En effet lorsque ces forces sont prépondérantes, on sort du cadre de la limite sonique pour entrer dans la limite d'entraînement que nous allons détailler par la suite.

2.3 Synthèses sur les limites liées à la phase vapeur

Dans une première approche, nous avons donné la limite de l'utilisation des hypothèses de milieux continus qui se caractérise par un **nombre de Knudsen inférieur à 0,01**. Lorsque les conditions de la phase vapeur conduisent à un écoulement en gaz raréfié, l'utilisation abusive des hypothèses de milieu continu conduit à une sous-estimation importante des capacités de transfert du caloduc.

Par ailleurs nous avons détaillé deux types de limites liées à l'écoulement vapeur. La première est appelée limite visqueuse et se calcule à partir d'hypothèse d'écoulement laminaire au sein de la phase vapeur. Une approche analytique classique peut être formulée (équation (III-17)) mais nous avons montré qu'une intégration numérique simple est préférable afin d'améliorer la précision du calcul (**équation (III-9)**).

Enfin, nous avons défini de la limite sonique en montrant que les approches courantes comporte des hypothèses physiquement inacceptables même si elles conduisent à des expressions de la limite donnant des résultats paradoxalement pas trop éloignés des valeurs expérimentales. Nous avons proposé une approche originale s'appuyant sur une hypothèse plus réaliste et permettant un calcul aussi simple de la limite sonique (**équation (III-36)**).

Pour finir, notons que la transition entre ces deux limites reste un domaine à étudier plus précisément car il paraît évident au vue de l'hypothèse d'un écoulement purement visqueux (en négligeant les termes inertiels) dans un cas et de l'hypothèse d'un écoulement purement inertiel et sans perte visqueuse dans l'autre cas. Une zone de transition où aucun des termes n'est négligeable est prévisible. Néanmoins, un traitement numérique complet est alors nécessaire. Cependant, ce traitement n'est adapté qu'à un caloduc donné, ce qui sort du cadre assez généraliste de ce chapitre.

III.3 Limite d'entraînement

La simplicité d'un caloduc repose sur l'utilisation d'une enceinte fermée dans laquelle circulent la phase vapeur et la phase liquide à contre courant avec une interface "libre" les séparant. Ceci est vrai dans tous les cas de figures, hormis les boucles diphasiques qui sortent du cadre de notre travail. Les caloducs ayant une structure capillaire dans laquelle circule le liquide n'échappent pas à l'existence de cette surface libre soumise aux forces de cisaillements dues à l'écoulement à contre courant des deux phases du fluide.

Lorsque ces forces sont importantes, il peut se produire des fluctuations spatiales et temporelles de l'interface conduisant à un entraînement de la phase liquide par la phase vapeur. Il se produit donc une recirculation de la phase liquide sans évaporation qui provoque une limitation des capacités de transfert du caloduc. Cette limite d'entraînement est très difficile à évaluer et de nombreuses approches existent dans la littérature. La première approche que nous aborderons est basée sur une comparaison des forces visqueuses et de tension de surface. Nous évoquerons d'autres études qui sont basées sur des corrélations issues de travaux sur les écoulements à contre courant effectués pour des applications différentes. Enfin nous détaillerons le modèle récent développé par El-Genk & Saber qui est beaucoup plus complexe mais semble donner des résultats plus satisfaisants.

3.1 Calculs basés sur le nombre de Weber

Une approche élémentaire de la limite d'entraînement consiste à comparer les forces de cisaillement à l'interface avec les forces de stabilisation de cette interface. Le cisaillement est proportionnel à l'énergie cinétique de la vapeur alors que les forces de tension de surface s'opposent à toute augmentation de la surface de l'interface. Afin de quantifier ces forces, de nombreux auteurs (Silverstein [L6] chap.5, Dunn & Ray [L1] chap 2, Gourdache [49], Suleiman [79], Prenger & Kemme [80]) ont utilisé le nombre de **Weber** défini par :

$$W_e = \frac{\text{Force inertielle}}{\text{Tension superficielle}} = \frac{\rho_v \bar{U}_v^2}{\sigma/L_{\text{réf}}} \quad (\text{III-43})$$

Dans cette expression, $L_{\text{réf}}$ représente une longueur caractéristique associée à la tension de surface. Pour les caloducs comportant une structure capillaire, il est possible de relier cette

longueur à des dimensions caractéristiques du milieu capillaire. De plus on assimile la vitesse de la vapeur à la vitesse moyenne débitante pour une puissance transférée donnée, soit :

$$\bar{U}_v = \frac{Q}{\rho_v S_v h_{lv}} \quad (\text{III-44})$$

A partir de de l'hypothèse d'un nombre de Weber supposé égal à 1 à la limite d'entraînement, Prenger & Kemme [80] ont déterminé une relation expérimentale définie par :

$$Q_{\text{ent}} = \sqrt{\frac{2\pi}{K_\alpha}} \sqrt{\frac{\sigma \rho_v}{L_{\text{réf}}} \frac{L_{\text{réf}}}{L_{\text{réf}}^*}} S_v h_{lv} \quad (\text{III-45})$$

Avec :

$$\begin{aligned} L_{\text{réf}}^* &= 6,710^{-4} \text{ m} \\ K_\alpha &= 1,234 \text{ pour un écoulement laminaire de la phase vapeur} \end{aligned} \quad (\text{III-46})$$

$L_{\text{réf}}^*$ représente la longueur caractéristique maximale de validité de l'équation (III-45). Les auteurs supposent que pour une structure capillaire ayant une dimension caractéristique ($L_{\text{réf}}$) plus importante, l'effet des forces de tension de surface est négligeable. Le choix de la dimension caractéristique dépend fortement de la structure capillaire et l'on se reportera aux exemples fournis par les auteurs pour plus de détails. K_α est un facteur de correction représentant le profil de vitesse de la phase vapeur, il n'est défini par les auteurs que pour un écoulement laminaire. Cette corrélation n'est valable que pour les caloducs comportant une structure capillaire. De plus, dans des cas extrêmes parmi les données expérimentales fournies par les auteurs, **les mesures s'éloignent de $\pm 50\%$** de la corrélation (III-45) qui doit donc être utilisée avec prudence et ne peut servir qu'à la détermination d'un ordre de grandeur de la limite d'entraînement.

L'utilisation du nombre de Weber pour déterminer une corrélation de la limite d'entraînement ne donne pas des résultats satisfaisants dans de nombreux cas (tube lisse, ...) et reste délicate compte tenu de la détermination assez subjective de la longueur caractéristique associée au milieu capillaire.

3.2 Corrélations et modèles courants

En raison des imprécisions précédentes de prédiction de la limite d'entraînement de nombreuses études ont été menées. L'essentiel de ces études est orienté vers l'amélioration de la représentation voir l'identification des phénomènes physiques impliqués.

Une des bases de travail les plus utilisées consiste à adapter les corrélations usuelles gouvernant la limite d'entraînement dans les écoulements à contre courant d'un liquide et d'un gaz. Tien & Chung [81] ont ainsi exploité la corrélation usuelle de Wallis basée sur

l'équilibre des pressions dynamiques et statiques. Ils ont formulé des expressions de la limite d'entraînement pour de très nombreux types de caloducs : thermosiphons à tubes lisses ou à milieux capillaires, caloducs horizontaux à pompage capillaire et caloducs tournants. On peut également citer les travaux de Nguyen-chi & Groll [82] qui ont permis de quantifier l'influence de l'angle d'inclinaison du thermosiphon sur les performances maximales mesurées. Ils ont ainsi déterminé un angle optimal de 40 à 60° par rapport à l'horizontale.

Imura & al [83] ont proposé une revue détaillée des résultats de 8 études différentes et ont montré que les corrélations établies ont des domaines d'utilisations très restreints. Ils proposent une amélioration des corrélations permettant de limiter l'incertitude de prédiction de la limite d'entraînement à **30% sur l'ensemble des résultats expérimentaux retenus**.

Faghri ([L2] chap. 6) propose une combinaison des deux études précédentes conduisant à l'expression suivante de la limite d'entraînement :

$$Q_{\text{ent}} = K_e h_{lv} S_v \left[g \sigma (\rho_l - \rho_v) \right] \left[\rho_v^{-1/4} + \rho_l^{-1/4} \right]^{-2} \quad (\text{III-47})$$

avec

$$K_e = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^{0,14} \tanh^2 \left(\text{Bo}^{1/4} \right) \quad (\text{III-48})$$

Et Bo étant le nombre de Bond défini par :

$$\text{Bo} = D_{\text{int}} \left[\frac{g (\rho_l - \rho_v)}{\sigma} \right]^{1/2} \quad (\text{III-49})$$

3.3 Discussions sur la physique de la limite d'entraînement

Toutes les corrélations présentées doivent être utilisées avec la plus grande prudence car comme l'ont montré Peterson & Bage [84] la divergence entre les modèles peut atteindre un **facteur 5 sur les thermosiphons** et un **facteur 27 sur les caloducs à pompage capillaire**. Dans le but de réduire cette incertitude dans le cas des caloducs à pompage capillaire, Kim & Peterson [85] ont mené une étude originale basée sur des modèles de perturbation des équations de Navier-Stokes permettant une approche plus physique mais qui reste assez qualitative.

La difficulté de modélisation de la limite d'entraînement s'explique par la complexité de la physique à résoudre. Selon les conditions de l'écoulement à contre courant, les phénomènes de cisaillement conduisent à des types d'écoulement très différents comme l'ont montré les visualisations réalisées par Shiraishi & al [86], Roesler & Groll [87] et Dobson [88].

Les premières visualisations effectuées par Shiraishi sur des thermosiphons ont montré que les phénomènes d'entraînement du liquide par la phase vapeur peuvent conduire à un mélange des phases. Ceci apparaît rapidement pour des volumes de remplissage de liquide

supérieur à environ 25% en volume de la zone évaporateur. Toutefois ces études ne sont que qualitatives en raison de l'utilisation d'une paroi en verre sur laquelle est appliquée le flux. La mouillabilité du fluide (fréon 113) sur la paroi est donc très différente du cas des parois métalliques. Afin d'éviter ces difficultés expérimentales, Dobson utilise un thermosiphon ouvert à son extrémité supérieure et il injecte de l'air à la base de l'évaporateur. De plus l'inclinaison de son dispositif expérimental lui a permis de mettre en évidence six types différents d'écoulement. Toutefois, ce dispositif semble trop éloigné du fonctionnement d'un caloduc pour appliquer directement les résultats expérimentaux obtenus.

Roesler & Groll ont utilisé une autre démarche pour éviter les problèmes de mouillabilité. Ils ont utilisé un thermosiphon annulaire ayant un cylindre intérieur en métal sur lequel le flux est appliqué, et un cylindre extérieur en verre permettant une bonne visualisation de l'écoulement. Ils ont identifié quatre types majeurs d'écoulements :

- écoulement en film mince à basse puissance
- écoulement en film avec présence de vagues 2D
- écoulement en doigt
- agitation et ébullition dans la zone immergée

Le type d'écoulement dépend de nombreux paramètres. Pour un caloduc donné, les deux principaux étant la position sur le caloduc et la puissance transférée. Cette étude originale a permis de mettre en évidence ces différents écoulements dans des conditions à priori plus réaliste de mouillabilité, cependant aucun détail sur les procédures de remplissage n'est donné ce qui ne permet pas de juger de la qualité de la mouillabilité du liquide sur la surface (voir l'étude de Marto [144] sur la définition des procédures de remplissage).

3.4 Modèle de limite d'entraînement avec cisaillement dynamique

Dans le paragraphe précédent, nous avons mis en avant la forte divergence des différentes corrélations qui provient des différents types d'écoulements rencontrés résultant de la forte variabilité de la mouillabilité du fluide sur la paroi selon les expériences considérées. Dans cette partie, nous considérerons le cas idéal mais néanmoins réaliste d'un mouillage parfait entre le liquide et la paroi. Nous verrons dans la suite de ce mémoire qu'un mouillage quasi parfait du liquide sur la paroi en toutes circonstances est un critère essentiel déterminant les performances du caloduc. En d'autres termes, l'étude que nous allons détaillée est basée sur l'hypothèse d'un écoulement en film du liquide sur la paroi.

Roesler & Groll proposent une détermination de la limite d'entraînement basée sur un modèle analytique du cisaillement à l'interface liquide vapeur. Ce modèle permet d'obtenir un accord à **±30% avec les mesures réalisées** et constitue une bonne approche de la limite d'entraînement mais il ne tient pas compte des effets liés au *cisaillement dynamique engendré par les phénomènes d'évaporation et de condensation* et est limité à un film liquide laminaire.

Dobran [89] a réalisé une étude de la limite d'entraînement à l'aide de modèle de cisaillement à l'interface liquide vapeur *sans tenir compte du changement de phase* et en s'appuyant sur des hypothèses simplificatrices. Son modèle semble prédire des valeurs trop grandes de **15 à 40%** pour la limite d'entraînement par rapport aux mesures faites par Nguyen-chi & Groll [82].

En revanche, El-Genk & Saber [90] ont réalisé une étude *prenant en compte le cisaillement dynamique* et le régime du film liquide. Le cisaillement dynamique correspond physiquement à l'effet du changement de phase à l'interface, qui induit à une diminution (resp. augmentation) de la contrainte de cisaillement à l'évaporateur (resp. au condenseur).

Nous allons détailler ce modèle complexe dans son expression mais qui semble donner des résultats très intéressants. Le modèle fournit en effet des valeurs de limites d'entraînement en accord avec les mesures de Nguyen-Chi & Groll [82], Prenger & Kemme [80] et Reed & Tien [91] avec une **incertitude de l'ordre de ±10%**.

Lee & Bankoff [92] ont *mis en évidence expérimentalement* l'influence du changement de phase dans l'apparition des phénomènes d'entraînement dans un écoulement à contre courant d'un liquide et de sa phase vapeur.

La seule étude transitoire a été réalisée par Reed & Tien et ne permet qu'une approche qualitative. Cependant, ils ont mis en évidence la possibilité d'avoir un assèchement de la zone d'évaporation en *transitoire* pour des créneaux de flux importants, et ce pour des puissances inférieures aux limites d'entraînement. Il faut donc garder à l'esprit que les limites d'entraînement calculées sont valables pour une incrémentation lente du flux injecté et doivent être minorées pour des variations brusques de flux (voir § III-6.2).

3.4.1 Présentation du modèle de El-Genk & Saber [90]

Le modèle est divisé en deux parties distinctes fonctions du régime d'écoulement du film liquide. Pour différencier les régimes d'écoulement, ils utilisent un nombre de Reynolds du film défini par :

$$\text{Re}_f = \frac{4 W_l}{\mu_l} = \frac{2 Q}{\pi D_{\text{int}} h_{\text{lv}} \mu_l} \quad (\text{III-50})$$

W_l étant le débit masse par unité de périmètre.

La transition entre l'écoulement laminaire et l'écoulement turbulent est réalisée par interpolation entre les deux modèles en fonction du nombre de Reynolds selon la classification suivante :

$$\begin{aligned} \text{Re}_f \leq 1200 & : \text{écoulement laminaire} \\ 1200 < \text{Re}_f < 3500 & : \text{transition} \\ 3500 \leq \text{Re}_f & : \text{écoulement turbulent} \end{aligned} \quad (\text{III-51})$$

3.4.1.1 Hypothèses préliminaires

La phase vapeur est supposée isotherme et à l'état de saturation dans toute la zone adiabatique et la vitesse moyenne de la phase vapeur est supposée uniforme et égale à la vitesse débitante en toutes sections. En corollaire, la phase vapeur doit être isobare et l'influence du gradient de pression longitudinal dans la phase vapeur est négligé.

El-Genk & Saber considèrent une condition de non glissement pour le liquide à l'interface avec la vapeur et à la paroi. En d'autres termes, ils supposent que les forces de volumes (gravité) sont compensées par les forces visqueuses dues au cisaillement radial dans le liquide.

Les effets convectifs sont négligés en raison de la très faible épaisseur du film. Pour finir, l'entraînement de liquide dans la phase vapeur n'est pas pris en compte puisque l'on recherche la limite avant l'apparition de ce phénomène.

3.4.1.2 Modèle d'écoulement liquide laminaire

Dans le cas d'un écoulement liquide laminaire et quelle que soit la zone considérée, un bilan des forces s'exerçant sur un élément de volume liquide (Figure III-9) conduit à l'expression de la vitesse en fonction de l'épaisseur de film δ et du cisaillement τ_i à l'interface liquide vapeur :

$$U_1(y) = \left(\frac{(\rho_l - \rho_v)g\delta - \tau_i}{\mu_l} \right) y - \left(\frac{(\rho_l - \rho_v)g}{2\mu_l} \right) y^2 \quad (\text{III-52})$$

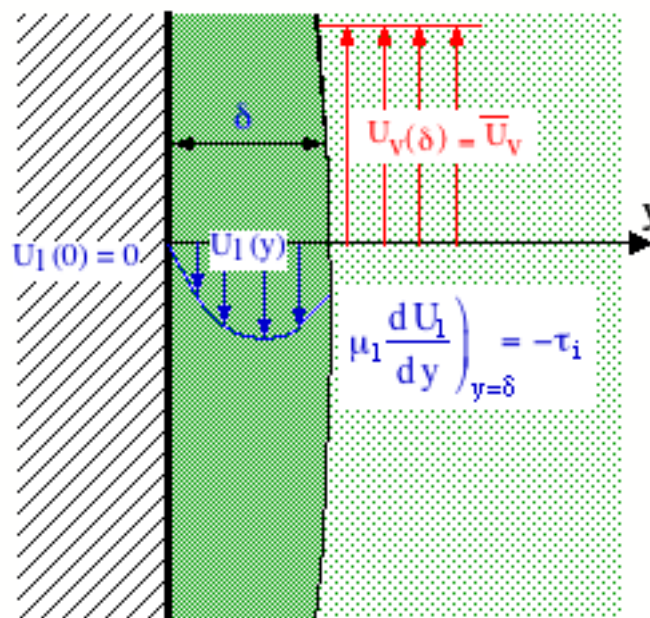


Figure III-9 : modélisation de l'écoulement du film liquide laminaire

On peut remarquer dans l'équation (III-52) que le gradient de pression statique dans la phase vapeur dû aux forces de volume est pris en compte (terme en $-\rho_v g\delta$).

En intégrant suivant y de 0 à δ , la vitesse moyenne de l'écoulement s'exprime par :

$$\bar{U}_1 = \left(\frac{(\rho_l - \rho_v)g}{3\mu_l} \right) \delta^2 - \left(\frac{\tau_i}{2\mu_l} \right) \delta \quad (\text{III-53})$$

D'autre part, on peut exprimer la vitesse moyenne dans la zone adiabatique par un bilan de conservation de masse :

$$\bar{U}_1 = \frac{Q(z)}{\pi(D_{\text{int}} - \delta)\delta\rho_l h_{lv}} \quad (\text{III-54})$$

En égalant les deux expressions ci-dessus, on obtient une équation implicite reliant le flux transféré et l'épaisseur du film liquide. Néanmoins, l'expression de la contrainte de cisaillement à l'interface liquide vapeur reste à déterminer. El-Genk & Saber utilisent une combinaison de la contrainte adiabatique (sans changement de phase) et du cisaillement dynamique (du au changement de phase) exprimé par :

$$\tau_i = \tau_{ia} \pm \tau_{id} = \tau_{ia} \pm (U_{ia} + U_v) \frac{dW_v}{dz} \quad (\text{III-55})$$

Le signe + correspond à la phase de condensation, alors que le signe - est utilisé pour la zone d'évaporation. El-Genk & Saber déterminent la limite d'entraînement dans la zone d'évaporation car c'est la zone sensible d'un thermosiphon. En effet, tout assèchement de la paroi peut conduire à une surchauffe bloquant le remouillage des parois.

En exprimant le débit de condensation par unité de périmètre en fonction du flux injecté (pour une densité de flux constante) et en utilisant l'équation (III-52) pour déterminer la vitesse de l'interface, El-Genk & Saber obtiennent l'équation suivante pour le cisaillement à l'interface.

$$\tau_i(1 + G_4) = \tau_{ia} + G_1(G_2 + G_3) \quad (\text{III-56})$$

Avec :

$$\begin{aligned} G_1 &= \frac{Q}{\pi D_{\text{int}} L_e h_{lv}} & G_3 &= \frac{4Q}{\pi(D_{\text{int}} - 2\delta)^2 \rho_v h_{lv}} \\ G_2 &= \frac{(\rho_l - \rho_v)g\delta^2}{2\mu_l} & G_4 &= \frac{Q\delta}{\pi D_{\text{int}} L_e \mu_l h_{lv}} \end{aligned} \quad (\text{III-57})$$

Le cisaillement adiabatique s'exprime en fonction du coefficient de frottement par :

$$\tau_{ia} = 0,5 f_{ia} \rho_v (U_v + U_{ia})^2, \quad (\text{III-58})$$

avec :

$$\begin{aligned}
f_{ia} &= 0,005 + A Bo_{\delta}^b \\
\text{Log}_{10} A &= -0,56 + \frac{9,07}{Bo} \quad b = 1,63 + \frac{4,74}{Bo} \\
Bo_{\delta} &= \delta \sqrt{\frac{(\rho_l - \rho_v)g}{\sigma}} \quad Bo = D_{int} \sqrt{\frac{(\rho_l - \rho_v)g}{\sigma}}
\end{aligned} \tag{III-59}$$

Soit en définitive après réarrangement :

$$\tau_{ia} = C_1 \left(2 + C_2 (G_2 + G_3) + 2 \sqrt{1 + C_2 (G_2 + G_3)} \right) \tag{III-60}$$

et :

$$C_1 = \frac{\mu_1^2}{2 f_{ia} \rho_v \delta^2} \quad C_2 = \frac{\mu_1}{\delta C_1} \tag{III-61}$$

Les équations (III-53) à (III-61) constituent un système qui peut être résolu de façon itérative en δ . En d'autres termes, on trace la courbe donnant le flux transféré en fonction de l'épaisseur du film. Cette courbe passe par un maximum qui correspond physiquement à la limite d'entraînement. En effet, expérimentalement lorsque l'on augmente la puissance, le film ne peut plus croître car les forces de cisaillement deviennent trop fortes et la surface du film est entraînée par la phase vapeur. Nous discuterons des limites de ce concept dans le paragraphe suivant.

L'apport du cisaillement dynamique est important dans de nombreuses situations de fonctionnement. Par exemple, pour un caloduc à méthanol ayant un diamètre interne de 15 mm et une longueur évaporateur de 1 m et fonctionnant à une température vapeur de 40°C, la limite d'entraînement calculée par le modèle de El-Genk & Saber donne une limite de 1140 W alors que le modèle de Roesler & Groll [87] donne une valeur inférieure de 37% soit 720 W.

3.4.1.3 Modèle d'écoulement liquide turbulent

Pour le cas d'un écoulement turbulent dans le film liquide, le bilan des forces s'effectue sur l'épaisseur du film. A l'état stationnaire, on a donc équilibre entre les forces de volume et les frottements visqueux aux interfaces solide-liquide et liquide-vapeur, soit :

$$\tau_{wt} + \tau_{it} = (\rho_l - \rho_v) g \delta \tag{III-62}$$

La contrainte pariétale s'exprime par :

$$\tau_{wt} = \left(\frac{f_{wt}}{f_{wl}} \right) \frac{2 \mu_l W_l}{\rho_l \delta^2} \tag{III-63}$$

Avec les coefficients de frottement laminaire et turbulent définis par :

$$f_{wl} = \frac{16}{Re_1} \quad f_{wt} = \frac{0,079}{Re_1^{0,25}} \quad (III-64)$$

El-Genk & Saber expriment la contrainte à l'interface liquide vapeur par :

$$\tau_{it} = \beta_1 \tau_{ia} \pm \beta_2 \tau_{id} \quad (III-65)$$

avec

$$\begin{aligned} \beta_1 &= \beta_2^2 & \beta_2 &= \frac{2A_3 + A_4 - A_1/2Q}{A_3 + A_4} \\ A_1 &= \frac{(\rho_l - \rho_v) g \delta^2}{3 \mu_l} & (III-66) \\ A_3 &= \frac{1}{\pi (D_{int} - \delta) \delta h_{lv} \rho_l} & A_4 &= \frac{4}{\pi (D_{int} - \delta)^2 h_{lv} \rho_v} \end{aligned}$$

Soit en définitive sous forme condensée :

$$A_5 Q^{7/4} + (A_7 \pm A_6) Q^2 = (\rho_l - \rho_v) g \delta \quad (III-67)$$

Avec :

$$\begin{aligned} A_5 &= 0,02793 \frac{D_{int} - \delta}{D_{int}} A_3^2 \rho_l (\pi D_{int} h_{lv} \mu_l)^{0,25} \\ A_6 &= \frac{(A_3 + A_4) \beta_2}{\pi D_{int} h_{lv} L_e} & A_7 &= \frac{f_{ia} \rho_v}{2} (A_3 + A_4)^2 \beta_2^2 \end{aligned} \quad (III-68)$$

L'équation implicite (III-67) permet de relier le flux transféré et l'épaisseur du film de façon similaire au modèle laminaire. La résolution itérative en δ de cette équation permet de trouver une valeur maximale de Q qui correspond à la limite d'entraînement pour un film liquide turbulent.

L'apparition d'un film turbulent est fortement lié à la température pour un thermosiphon donné. En général, le film devient turbulent pour des températures élevées : par exemple, pour un caloduc à tube lisse de 28 mm de diamètre ayant un évaporateur de 1m la température de fonctionnement minimale fournissant un film turbulent en limite d'entraînement est de 165°C pour l'eau et de 123°C pour le méthanol. En revanche, la zone de début de transition apparaît pour des températures plus courantes à savoir 108°C pour l'eau et 77°C pour le méthanol.

Or El-Genk & Saber préconisent une interpolation entre les résultats du modèle laminaire ($Re_l=1200$) et les résultats du modèle turbulent ($Re_l=3500$) pour la zone de transition, le modèle de film turbulent est donc incontournable dans de nombreux cas.

3.4.2 Conclusions et remarques sur ce modèle

L'utilisation du modèle de limite d'entraînement développé par El-Genk & Saber repose sur la résolution d'équations implicites reliant l'épaisseur du film liquide à la puissance transférée. La solution des équations est numérique mais nécessite une bonne connaissance des propriétés thermophysiques du fluide.

A titre d'exemple, le Tableau III-4 compare des résultats du modèle complet de El-Genk & Saber à ceux du modèle de Roesler & Groll [87] pour un caloduc de diamètre intérieur 15 mm, ayant un évaporateur de 1 m de long pour trois températures différentes avec de l'eau ou du méthanol comme fluide caloporteur.

Tableau III-4 : exemples de limites d'entraînement

Fluide	Température	Modèle de Roesler & Groll [87]	Modèle de El-Genk et Saber
Eau	30°C	620 W	840 W
	60°C	1080 W	1450 W
	90°C	1590 W	2100 W
Méthanol	10°C	390 W	610 W
	30°C	450 W	720 W
	40°C	730 W	1140 W

a) Validations et limites prévisibles du modèle

La validation expérimentale de ce modèle récent n'est pas totalement fiable car les paramètres sont nombreux et n'ont pas tous été considérés dans la validation proposée par les auteurs. En effet, malgré les très bon résultats ($\pm 10\%$) obtenus en comparant leur modèle aux valeurs expérimentales de Ngyen-Chi & Groll [82], Prenger & Kemme [80] et Reed & Tien [91], seul deux fluides (eau méthanol) ont été validés pour des conditions courantes (diamètre du caloduc : 7->10 mm, L_e : 0,5->1m, T_{sat} : 20->150°C,...) représentant un total inférieur à 80 points de mesures.

Enfin il est important de noter qu'il s'agit d'une limite calculée à partir de forces de cisaillement appliquées à un film liquide stable que l'on freine peu à peu en augmentant la vitesse vapeur. Il peut donc exister d'autres phénomènes déclenchant des instabilités dans le film conduisant à une limite plus faible de la capacité de transfert du caloduc. Cette approche permet toutefois un calcul assez fiable des valeurs extrêmes de la limite d'entraînement.

Enfin, notons que l'hypothèse d'un gradient de pression vapeur négligeable peut devenir discutable dans certains cas car il s'oppose à l'écoulement du film et provoque donc une augmentation néfaste de l'épaisseur du film liquide.

b) Conséquences sur le calcul des épaisseurs de film pour les autres limites

Le modèle développé par El-Genk & Saber montre que le cisaillement dynamique peut jouer un rôle important et on peut légitimement s'interroger sur la nécessité de prendre en compte ce phénomène pour les limites liées à l'écoulement en phase vapeur dans le calcul de l'épaisseur du film liquide.

Néanmoins, pour les limites hydrodynamiques en phase vapeur (visqueuses et soniques), l'épaisseur du film sert à corriger de quelques pour cent (au plus) la valeur de la section de passage vapeur. En conséquence, une erreur de 10 à 20% de cette épaisseur de film n'entraîne qu'une faible incertitude sur la détermination de la limite. Notons par ailleurs, que la connaissance des propriétés thermophysiques du fluide n'est pas toujours très précise et que les modèles sont déterminés avec des hypothèses simplificatrices. Etant donnée la complexité du modèle développé par El-Genk & Saber et des remarques précédentes, il n'apparaît donc pas nécessaire de tenir compte de l'influence du cisaillement dynamique sur les limites hydrodynamiques en phase vapeur.

3.5 Conclusions sur la limite d'entraînement

La limite d'entraînement reste très délicate à déterminer si le type d'écoulement au sein du caloduc n'est pas maîtrisé comme le montre la dispersion des valeurs fournies par les corrélations disponibles dans la littérature. Les relations (III-45) et (III-47) présentent l'intérêt de pouvoir déterminer rapidement un ordre de grandeur de la limite mais ne doivent pas être considérées comme suffisantes dans la plupart des cas.

Cependant, sous réserve d'une validation plus large, le modèle de El-Genk & Saber qui prend en compte le cisaillement dynamique à l'interface liquide vapeur dans les zones de changement de phase, semble apte à déterminer la limite d'entraînement avec une bonne précision (de l'ordre de $\pm 10\%$) pour le cas d'un écoulement en film du liquide.

Néanmoins, la détermination de la limite d'entraînement reste un problème non résolu dans de nombreux cas.

III.4 Limite capillaire

Le cycle de fonctionnement d'un caloduc à pompage capillaire comprend une phase essentielle qui est le retour du liquide de la zone de condensation vers la zone d'évaporation sous l'effet du pompage capillaire. Ces forces doivent compenser les pertes de charge dynamiques générées par l'écoulement du fluide et les pertes de charge statiques provenant des forces de volume.

Les forces capillaires ayant une valeur maximale fonction de la structure, et les pertes de charge dynamiques étant une fonction croissante du débit massique du fluide, il existe donc une limite des possibilités de transfert, appelée limite capillaire. Cette limite est en fait

prépondérante pour la plupart des caloducs à pompage capillaire. Cependant, il faut différencier le cas des macro caloducs et des micro caloducs.

Etant donnée la taille des macro caloducs, les écoulements en phase vapeur et en phase liquide peuvent être dissociés. L'interaction entre les phases est relativement faible et permet une approche découplée non seulement des écoulements mais aussi des transferts thermiques.

En revanche, la taille et la conception des micro caloducs rendent nécessaire une prise en compte globale du système en considérant tous les paramètres dans un système d'équations couplées.

4.1 Discussions préliminaires sur les phénomènes d'interfaces

L'introduction au pompage capillaire menée dans le chapitre II montre que le comportement d'une interface liquide vapeur dans un milieu poreux est très complexe de manière générale. La physique des interfaces est un domaine à part entière et l'étude à l'échelle atomique de la mouillabilité des surfaces sort du cadre de cette étude. Toutefois, nous pouvons caractériser le comportement de l'interface par des notions générales permettant d'appréhender le fonctionnement du pompage capillaire.

Considérons un système isotherme non soumis à des forces de volume, tel une goutte de liquide posée sur une surface solide dans une atmosphère vapeur à la pression de saturation comme illustré sur la Figure III-10. A partir d'un état instantané, la goutte de liquide peut soit s'étaler, soit se contracter. Le comportement est fonction du bilan énergétique des trois interfaces liquide vapeur, liquide solide et solide vapeur. Le système tend à évoluer vers un état d'énergie minimale. Dans le cas d'un liquide mouillant (goutte s'étalant), on a la relation :

$$-E_{s-v} dA + E_{s-l} dA + E_{l-v} dA' \leq 0 \quad (\text{III-69})$$

$E_{i,j}$ étant les énergies de surface, dA la variation de surface solide mouillée et dA' la variation d'interface liquide-vapeur.

En d'autres termes, l'énergie de surface étant plus faible lorsque la paroi solide est mouillée, la goutte s'étale jusqu'à ce que cette diminution soit compensée par l'augmentation de l'interface liquide vapeur. Notons de plus que l'énergie de surface solide liquide est fonction de l'épaisseur de la goutte lorsqu'elle devient très faible, mais aussi et surtout de l'angle formé par la paroi solide et l'interface liquide vapeur. Toutefois, en première approche on peut considérer que cette énergie de surface augmente lorsque l'angle θ diminue, ce qui impose en général une limite à l'étalement de la goutte.

Par la suite, nous considèrerons que les fluides utilisés sont totalement mouillants par rapport aux parois, c'est-à-dire que le liquide tend à s'étaler quel que soit l'angle θ .

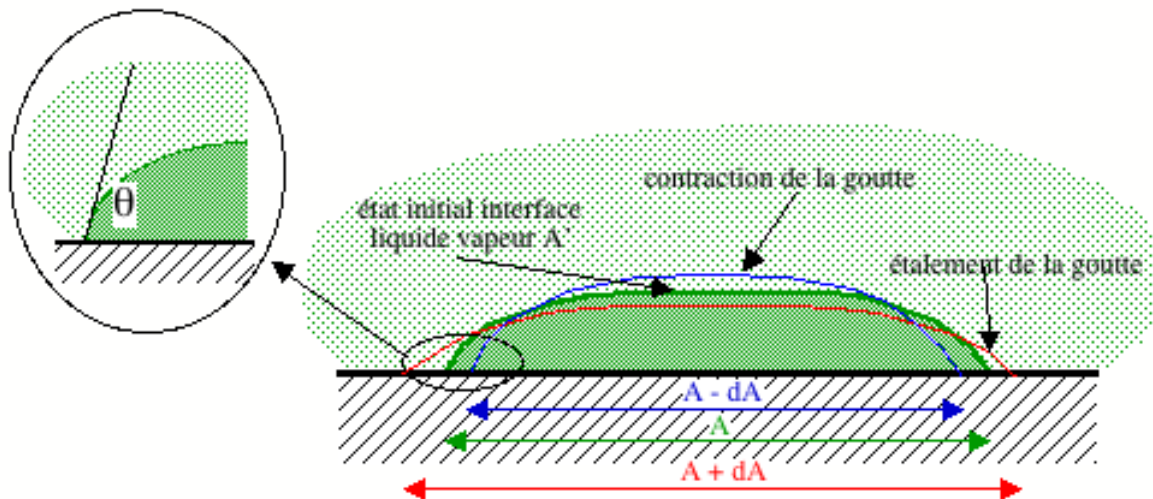


Figure III-10 : mouillabilité d'une surface par un liquide

Les modèles que nous allons présenter et qui s'appuient sur cette hypothèse donnent des résultats qui ont été validés expérimentalement par de nombreuses études. Il paraît donc raisonnable de faire cette hypothèse au moins en première approximation.

4.2 Limite capillaire dans les caloducs de grandes dimensions

Afin de présenter clairement le processus du calcul de la limite capillaire, nous traiterons de façon détaillée du cas courant des caloducs circulaires ayant des densités de flux quasiment uniformes à l'évaporateur et au condenseur. Puis nous montrerons que de nombreux cas particuliers peuvent exister et demandent un modèle adapté lorsque le flux n'est plus uniforme.

4.2.1 Modèle à densité de flux uniforme

L'expression de la limite capillaire se calcule en tenant compte de l'inéquation régissant l'écoulement du fluide :

$$\Delta P_{c,max} \geq \Delta P_l + \Delta P_v \quad (\text{III-70})$$

Ce qui revient à dire que la pression motrice capillaire maximale doit être supérieure aux pertes de charge dans la phase liquide et dans la phase vapeur. Nous allons donc détailler chacun de ces éléments afin d'établir une équation de fonctionnement permettant de calculer la limite capillaire.

4.2.1.1 La pression motrice capillaire


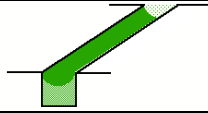
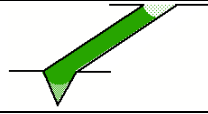
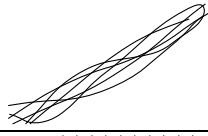
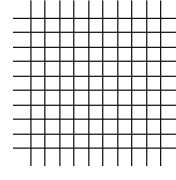
La pression motrice capillaire correspond à la différence de pression capillaire à l'évaporateur et au condenseur (cf. figure I-26). Elle représente le gain de pression engendré par les effets capillaires pouvant être utilisé pour compenser les pertes de charge dans les écoulements.

En général, du fait du processus de condensation, le saut capillaire entre la phase liquide et la phase vapeur est très faible au condenseur. Ce qui revient à dire que la courbure de l'interface peut être considérée comme nulle. En conséquence, la pression motrice capillaire maximale est calculée en évaluant la courbure maximale que peut prendre l'interface liquide vapeur dans la zone d'évaporation. Son expression est fonction du type de structure capillaire. Toutefois, il est possible de l'exprimer simplement en se référant à l'équation (I-1) et en considérant un "rayon de pore effectif" :

$$\Delta P_{c,\max} = \frac{2\sigma}{r_{\text{eff}}} \quad (\text{III-71})$$

L'intérêt de cette approche réside dans l'unification de la notation permettant ainsi de comparer simplement la pression motrice capillaire de différentes structures. Le Tableau III-5 reprend les expressions du rayon de pore effectif pour les structures courantes établies par Peterson ([L3] chap. 3) d'après la compilation de nombreuses études disponibles dans la littérature

Tableau III-5 : rayon effectif des structures capillaires

Type de structure capillaire	Rayon effectif	Nomenclature
Tube cylindrique 	r	r : diamètre du tube
Rainure rectangulaire 	b pour b < 2a	a : hauteur de la rainure b : ouverture de la rainure
Rainure : triangle isocèle 	b / cos (β)	b : ouverture de la rainure β : angle au sommet
Fibres parallèles 	w	w : espacement des fibres
Fibres tissées 	$(w+d)/2 = 1/2N$	w : espacement des fibres d : diamètre des fibres N : nombre de maille de la mèche tissée (Screen mesh number)
Sphère empilée : densité maximale	0,41 r _s	r _s : rayon des sphères

Remarque : pour les milieux poreux réalisés à partir de métal fritté, le rayon effectif de pore est délicat à déterminer car il dépend du diamètre moyen mais aussi de la répartition des dimensions et des dimensions générales de la structure. Il faut en effet considérer les probabilités de percolation de chaque dimension de pore.

4.2.1.2 Les pertes de charge dans la phase vapeur

Les structures capillaires ne peuvent engendrer qu'un débit de liquide relativement faible dans la plupart des cas. Le débit est limité soit par la faible pression motrice capillaire dans les structures de forte porosité (rainures longitudinales) soit par les pertes de charge liquide dans les structures de faible porosité (milieu poreux). En conséquence, dans le cas des caloducs à pompage capillaire de grandes dimensions, on peut supposer que l'écoulement dans la phase vapeur est presque toujours laminaire si l'on garde à l'esprit le rapport généralement grand des sections de passage entre la phase vapeur et la phase liquide.

Dans le chapitre II nous avons montré que les pertes de charge dans la phase vapeur peuvent être décomposées en trois. Les pertes visqueuses (dissipations irréversibles), les pertes inertielles (mise en mouvement du fluide) et les pertes dues aux forces volumiques.

Tout d'abord, nous pouvons négliger les pertes engendrées par les forces volumiques sur la phase vapeur en regard de celles qui seront à prendre en compte dans la phase liquide si l'on tient compte du rapport des masses volumiques des deux phases.

Les pertes par frottements visqueux sont calculées en considérant un écoulement monodimensionnel de type Poiseuille. Ceci est justifié pour les caloducs à pompage capillaire en raison du faible débit de fluide. En conséquence, les équations (III-10), (III-11) fournissent une très bonne approximation des pertes de charge dans ce cas. Et l'on obtient en intégrant entre les deux extrémités du caloduc :

$$\Delta P_{v,vis} = \frac{8 \mu_v Q L_{eff}}{\pi \rho_v R_v^4 h_{lv}} \quad (III-72)$$

L_{eff} étant défini par l'équation (III-13).

La prise en compte des pertes de charge inertielles est très complexe car sur l'ensemble de l'écoulement, l'énergie fournie à la vapeur pour s'accélérer dans la zone d'évaporation devrait être restituée dans la zone de condensation. Or de nombreuses études ont montré que le taux de recouvrement inertiel est plutôt de l'ordre de 50% environ. Il n'existe à notre connaissance pas d'étude détaillée complète permettant de trancher le problème. Toutefois, nous adopterons le résultat de Gourdache [49] qui à partir d'une étude bibliographique comportant des données expérimentales et d'une comparaison numérique des termes de pertes de pression inertielles et visqueuses considère un taux de recouvrement inertiel de $4/\pi^2$ adopté également par Faghri [L2].

Les pertes de charge inertielles s'expriment donc par (Gourdache [49]) :

$$\Delta P_{v,iner} = \left[1 - \frac{4}{\pi^2} \right] \frac{Q^2}{8 \rho_v R_v^4 h_{lv}^2} \quad (III-73)$$

Notons pour information l'approche de Peterson [L3] qui considère une expression plus complexe mais dont la validité n'est pas démontrée et celle de Dunn & Reay [L1] qui

considèrent quant à eux qu'il ne faut pas prendre en compte de recouvrement inertiel afin de fournir un résultat plutôt trop faible de la limite capillaire.

En définitive, les pertes de charge dans la phase vapeur s'expriment par :

$$\Delta P_v = \Delta P_{v,vis} + \Delta P_{v,iner} = \frac{8\mu_v Q L_{eff}}{\pi\rho_v R_v^4 h_{lv}} + \left[1 - \frac{4}{\pi^2}\right] \frac{Q^2}{8\rho_v R_v^4 h_{lv}^2} \quad (\text{III-74})$$

4.2.1.3 Les pertes de charge dans la phase liquide

L'écoulement de la phase liquide dans le milieu poreux engendre lui aussi des pertes de charge pouvant être séparées en trois types principaux, les pertes de charge visqueuses, les pertes de charge inertielles et les pertes de charge dues aux forces de volume.

Dans la phase liquide les vitesses sont très faibles étant donné la masse volumique élevée. *Les pertes de charge inertielles sont donc tout à fait négligeables.*

Lorsqu'elles existent, Les pertes de pression engendrées par les forces de volume sont prépondérantes dans la phase liquide. Afin de regrouper tous les cas des forces d'accélération volumique, nous considérerons la résultante longitudinale orientée de l'évaporateur vers le condenseur. Cette force s'opposant directement à l'écoulement liquide, nous obtenons en intégrant l'équation (I-12) pour une accélération longitudinale constante, l'expression des pertes de pression dues aux forces de volume dans la phase liquide :

$$\Delta P_{l,fvol} = \rho_l \Gamma_z L \quad (\text{III-75})$$

Dans la plupart des cas, les dissipations visqueuses dues à l'écoulement liquide dans la structure capillaire peuvent se calculer en utilisant un modèle de type loi de Darcy :

$$\frac{dP_{l,vis}}{dz} = -\frac{\mu_l}{\rho_l A_w K} \dot{m}_l = -\frac{\mu_l Q}{\rho_l A_w K h_{lv}} \quad (\text{III-76})$$

Avec :

A_w : section de la structure capillaire

K : perméabilité de la structure

Remarques : la perméabilité de la structure capillaire peut varier le long de l'écoulement suivant le type de structure considéré. Gourdache [49] a montré, dans le cas de caloducs à rainures longitudinales, l'importance de la prise en compte de la diminution de la section d'écoulement liquide dans les rainures en raison du creusement progressif du ménisque liquide du condenseur à l'évaporateur.

Ce modèle est basé sur la proportionnalité des pertes de charge et du débit de liquide. Cette hypothèse est justifiée tant que les effets inertiels sont négligeables puisque ceux-ci sont proportionnels au carré du débit (cf équation (III-73)). La difficulté principale se retrouve alors dans le calcul de la perméabilité de la structure capillaire. Faghri [L2] chap.3 propose

des expressions analytiques permettant le calcul de la perméabilité pour la plupart des structures.

En définitive, les pertes de charge dans l'écoulement liquide s'expriment par :

$$\Delta P_l = \frac{\mu_l Q L_{\text{eff}}}{\rho_l A_w K h_{lv}} + \rho_l \Gamma_z L \quad (\text{III-77})$$

4.2.1.4 Equation de fonctionnement et limite capillaire

A partir des équations (III-70) à (III-77) on peut établir une inéquation de fonctionnement dont la seule inconnue est la puissance transférée Q .

Suleimann [79] a montré que cette inéquation du second degré en Q peut être résolue analytiquement. Toutefois, si l'on néglige le terme en Q^2 (cf équation (III-74)) correspondant aux pertes de charge inertielles dans la phase vapeur, on obtient l'expression classique du flux maximal transférable correspondant à la limite capillaire :

$$Q_c = \frac{\frac{2\sigma}{r_{\text{eff}}} + \rho_l \Gamma_z L}{\frac{\mu_l Q L_{\text{eff}}}{\rho_l A_w K h_{lv}} + \frac{8\mu_v Q L_{\text{eff}}}{\pi \rho_v R_v^4 h_{lv}}} \quad (\text{III-78})$$

Remarques :

① La limite capillaire fait appel à de nombreuses **propriétés thermophysiques du fluide qui seront évaluées à la température adiabatique définie comme étant la température vapeur au milieu de la zone adiabatique**. En réalité, le fluide évolue entre une température évaporateur plus importante et une température condenseur plus faible. La température adiabatique est toutefois représentative de la température moyenne.

② En toute rigueur, il faudrait intégrer les équations différentielles régissant les écoulements en fonction du profil de température. Toutefois, cela implique de coupler les phénomènes thermiques aux calculs des limites capillaires et complique fortement les calculs. En outre, de nombreuses études ont montré que le calcul des limites capillaires en considérant les propriétés thermophysiques constante donne de très bons résultats en première approximation (Romestant [9], Schlitt & al [93], Pietsch & Hauser [3], Dubois & al [4], Moschetti & Voyer [6],...).

③ Très récemment, Zhu & Vafai [94] ont établi un modèle analytique original de limite capillaire en prenant en compte un profil de vitesse parabolique dans la phase vapeur, un profil de vitesse moyenne dans la phase liquide de type exponentiel afin de tenir compte des effets de bords et en couplant les deux écoulements avec une vitesse d'interface liquide vapeur non nulle. De plus leur modèle prend en compte les effets inertiels dans la phase vapeur mais aussi dans la phase liquide. Ils ont ainsi montré que l'influence de la vitesse de l'interface est faible en règle générale (diminution de l'ordre de 1% de la limite capillaire)

alors que l'influence du profil de vitesse et des pertes de pression inertielles dans la phase liquide peuvent conduire à une surestimation de 25% de la limite capillaire notamment à température élevée. Leur modèle suppose notamment des écoulements isothermes et la validation expérimentale de leur modèle étant très insuffisante, il est encore difficile de préconiser son utilisation.

4.2.2 Modèle avec densité de flux non-uniforme

Lorsque la densité de flux n'est pas uniforme mais évolue uniquement selon l'axe du caloduc ($q(z)$ uniquement), les équations précédentes peuvent être utilisées. Il suffit pour cela de reprendre le calcul de la longueur effective en utilisant l'équation (III-13).

En revanche, si la symétrie cylindrique n'est plus respectée au niveau de l'injection du flux, il devient difficile de calculer simplement la limite capillaire. En effet, la courbure locale de l'interface liquide vapeur est fonction du débit et donc du flux injecté localement. De plus comme nous le verrons par la suite, la courbure locale du ménisque influence également les transferts thermiques.

Il convient de différencier encore deux cas. Le premier cas concerne les caloducs ayant une structure capillaire composée de canaux longitudinaux non connectés entre eux. Le deuxième regroupe toutes les structures capillaires ayant un fonctionnement foncièrement tridimensionnel.

Dans le premier cas, composé essentiellement des caloducs à rainures, l'étude précédente peut être reprise. Il est en effet tout à fait possible de considérer que les équations doivent être résolues pour chaque rainure et couplées en fonction d'un modèle thermique donnant le profil longitudinal de flux pour chaque rainure. Pour illustrer ce propos, considérons le cas étudié par Romestant [9] d'un caloduc à rainures longitudinales ayant des ailettes de collecte du flux (Figure III-11).

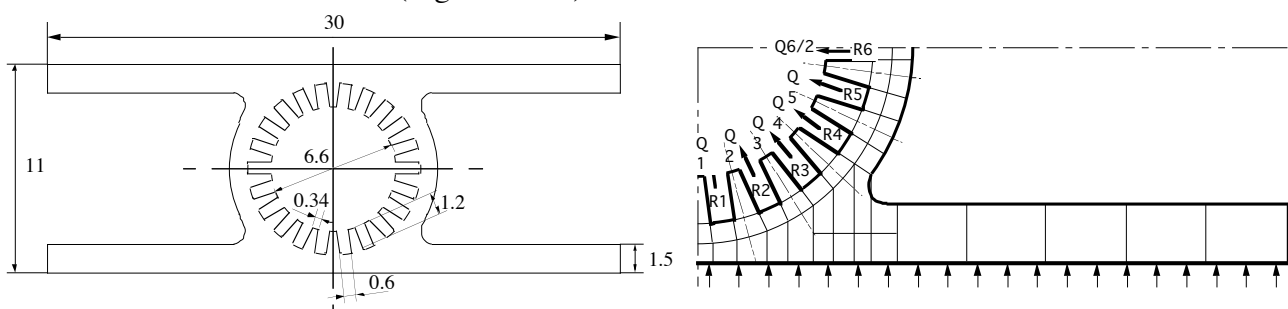


Figure III-11 : coupe transversale d'un caloduc à rainures ayant des ailettes de collecte du flux

En considérant un flux uniforme sur les ailettes de collecte du flux, il est possible de limiter la modélisation à un quart de caloduc (Figure III-11). En supposant que l'interface liquide vapeur a la même courbure pour chaque rainures (ce qui revient à fixer un angle de contact) le modèle donne un flux évacué par rainure très différent (Figure III-12).

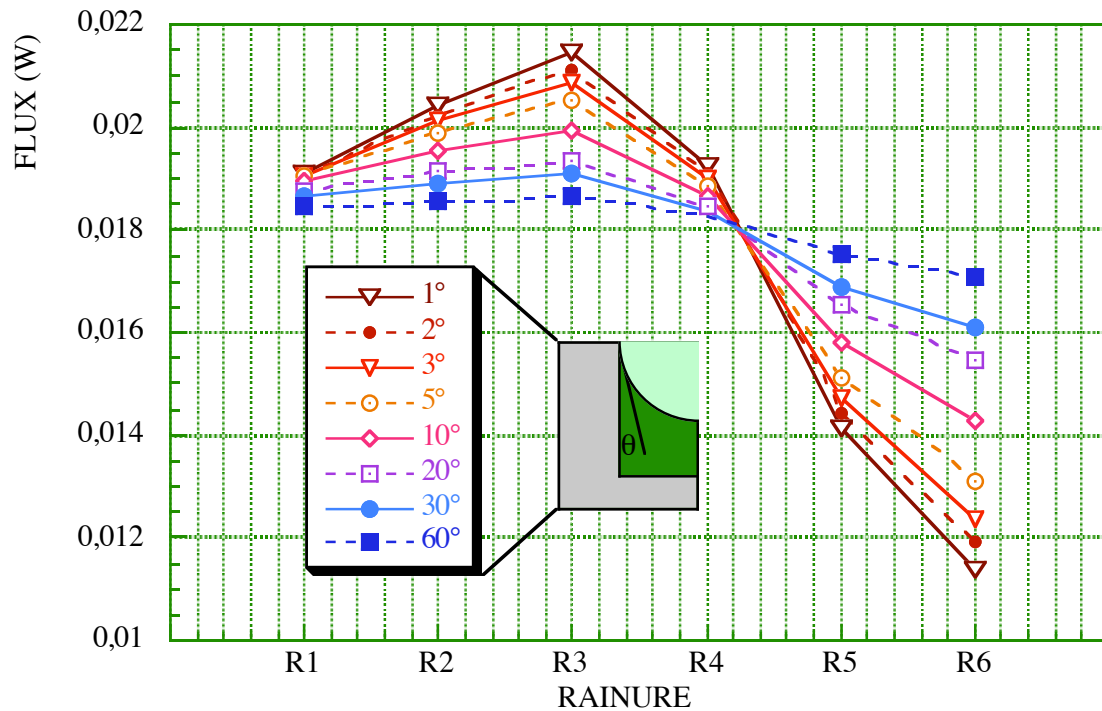


Figure III-12 : flux évacué fonction de la rainure considérée pour différents angles de contact

Or la courbure de l'interface (et donc l'angle géométrique de contact apparent) n'est pas fixée mais croît du condenseur à l'évaporateur en fonction du flux évacué. Ainsi l'hypothèse d'une courbure uniforme dans une section donnée n'est plus admissible. Il convient donc, dans ce cas, d'étudier le comportement de chaque rainure en couplant le tout avec un modèle thermique. Rappelons toutefois que cette approche purement conductive n'est pas complètement représentative de la physique au point d'accrochage (cf chapitre IV) mais que le phénomène décrit de l'interdépendance du modèle thermique et du modèle hydrodynamique reste très important.

Pour le cas des structures capillaires ayant un comportement 3D, il existe très peu d'études pouvant servir de référence. On peut citer les travaux de Faghri [L2] chap.3 qui a réalisé une étude expérimentale et numérique d'un caloduc à mèche tissée. Il a en outre montré qu'un modèle complet tridimensionnel donne de bons résultats même si des approximations importantes ont été faites. Néanmoins, la validation du modèle est basée sur la confrontation de profils de températures pour des points de fonctionnement éloignés de la limite capillaire, ce qui peut apparaître très insuffisant pour accorder une bonne confiance au modèle.

Concernant le comportement d'une interface liquide vapeur au sein d'un milieu poreux, les travaux de Lefric [25] et de Figus & al [95] apportent une première approche de la complexité du problème qui dépasse le cadre de cette étude.

Les problèmes de couplage entre les écoulements fluides longitudinaux et les transferts thermiques radiaux pour des densités de flux non uniformes sont très complexes et

n'admettent pas de solution analytique. On peut toutefois noter les travaux récents de Ha & Peterson [96] qui permettent de déterminer analytiquement le point d'assèchement d'une plaque rainurée soumise à un flux uniforme. Toutefois, la méthode des perturbations utilisée ne donne des résultats satisfaisants que pour des cas particuliers et une application aux caloducs à pompage capillaire n'est pas envisageable en l'état actuel des travaux.

4.3 Limite capillaire dans les micro caloducs

Les microcaloducs sont définis comme ayant des sections de passage liquide et vapeur du même ordre de grandeur que le rayon de courbure minimal de l'interface liquide vapeur (Cotter [29], Longtin & al [97]). En d'autres termes, un micro caloduc possède une section de passage du fluide comportant des angles aigus servant de structure capillaire comme par exemple sur la Figure I-9.

En conséquence, les évolutions des sections de passage liquide et vapeur ainsi que le rayon de courbure sont fortement liées dans les microcaloducs, ce qui est peu ou pas marqué dans les macrocaloducs. Ainsi comme nous allons le voir, on ne peut aborder précisément la limite capillaire des microcaloducs qu'en couplant les modèles hydrodynamiques et thermiques, ce qui représente une forte particularité des micro caloducs. La modélisation est alors complexe et doit tenir compte de nombreux paramètres interdépendants.

Nous limiterons notre approche à un historique des principaux travaux disponibles dans la littérature afin d'obtenir une vision globale du secteur dynamique d'étude des micro caloducs.

Le premier modèle de limite capillaire pour les micro caloducs réalisé par Cotter [29] comporte de nombreuses simplifications permettant d'aboutir à une expression analytique. Toutefois, même si ce modèle fournit un premier ordre de grandeur, il comporte des paramètres difficiles à définir le rendant très délicat à utiliser.

Les études expérimentales menées par Peterson (Peterson & Wu [98], Peterson & al [36]-[37]), ont montré que les modèles simples, prenant en compte un écoulement laminaire des deux phases dont les pertes de charge sont calculées en considérant un diamètre hydraulique équivalent, ne permettent qu'une estimation approchée de la limite capillaire.

Longtin & al [97] ont construit un modèle monodimensionnel de limite capillaire comportant comme seule constante empirique l'angle d'accrochage du ménisque sur la paroi dans la zone évaporateur et adiabatique. Néanmoins, le modèle ne prend pas en compte la partie condenseur et il est limité à une section de passage fluide formant un triangle équilatéral. Les résultats obtenus montrent que la puissance transférée est inversement proportionnelle à la longueur et proportionnelle au cube du côté du triangle. En d'autres termes, pour un volume donné, une multitude de micro caloducs est pénalisante par rapport à un seul micro caloduc plus important. Zaghdoudi & al [40] ont étendu ce modèle à d'autres

sections de passage en comparant les performances obtenues et ils ont établi que la section présentée sur la figure I-9 est plus performante que la section triangulaire étudiée par Longtin.

Notons que ce modèle ne fait appel qu'à des considérations hydrodynamiques classiques. Or, Cao & al [72] ont montré que les effets des *forces à courte portée de type Van Der Waals* ne sont plus négligeables pour les micro caloducs. Nous verrons plus en détails dans le chapitre IV la modélisation de ces forces et leurs conséquences sur le plan thermique et hydrodynamique.

Le principal reproche que l'on peut faire à ces modèles est de négliger totalement l'aspect transfert thermique. Or l'influence, des échanges sur l'évolution du rayon de courbure est très grand. Les travaux récents de Sartre & al [99] reprennent le modèle d'écoulement de Longtin en prenant en compte la partie condenseur et intègrent les phénomènes thermiques au échelles microscopique et macroscopique. L'angle d'accrochage n'est alors plus un paramètre mais il est calculé au travers d'un modèle microscopique basé sur la différence de température entre la paroi et l'interface liquide vapeur. Cette différence est elle même calculée à partir du modèle macroscopique en tenant compte du coefficient d'échange calculé par le modèle microscopique. Le calcul global se fait par itération entre les deux modèles jusqu'à obtenir une convergence satisfaisante.

Notons également qu'un modèle réaliste de limite capillaire pour les micro caloducs doit prendre en compte le remplissage. En effet, en raison de la très faible taille de la section de passage, les problèmes de dilatation du fluide entraînent des bouchons liquides au condenseur à haute température alors qu'un manque de liquide peut apparaître à basse température.

Malgré les travaux récents, la limite capillaire est difficile à modéliser pour les micro caloducs et des investigations poussées restent nécessaires, notamment au niveau expérimental malgré les difficultés d'instrumentations liées à l'échelle des micro caloducs.

Cette étude bibliographique montre la nécessité du couplage hydrodynamique thermique dans le cas des micro caloducs et la complexité des modèles obtenus sans pour autant aboutir à des résultats totalement satisfaisants. Ainsi, un modèle de caloduc complet reste pour l'instant illusoire au vu des résultats sur les micro caloducs, d'autant plus que de nombreux paramètres hydrauliques ou thermiques restent absents de ces modèles.

Ceci étaye fortement le choix des approches que nous avons faites en compartimentant l'étude en fonction du type de caloduc et des conditions de fonctionnement aussi bien au niveau des limites de fonctionnement décrites dans ce chapitre qu'au niveau de l'approche thermique que nous aborderons dans le chapitre suivant.

4.4 Conclusion sur les limites capillaires

Le calcul de la limite capillaire en s'appuyant sur l'équation (III-78) donne en général de bons résultats lorsque le flux injecté est uniforme dans une section donnée du caloduc. En d'autres termes lorsque le comportement hydraulique du milieu poreux peut être lié au flux thermique de manière analytique simple. L'utilisation massive de caloducs rainurés dans le domaine spatial a notamment permis de valider cette approche pour des caloducs rainurés de différentes formes.

Lorsque le comportement hydraulique est couplé au transfert thermique les valeurs fournies par le modèle analytique précédent sont trop importantes. Il devient alors difficile de déterminer précisément la limite capillaire sans faire appel à un modèle complet. Toutefois, l'équation (III-78) donne un premier ordre de grandeur dans le cadre des macro caloducs si les gradients relatifs de densité de flux ne sont pas trop importants (variations inférieures à 30 à 50% environ).

A l'opposé, on peut citer le cas des micro caloducs pour lesquels, il n'existe pas de modèle simple pouvant prédire la limite capillaire avec une précision acceptable. L'étude bibliographique a montré que même l'ordre de grandeur est difficilement prévisible. Un modèle thermique et un modèle hydraulique couplés sont alors nécessaires pour évaluer la limite capillaire. Notons de plus que ces modèles doivent prendre en compte une modélisation des forces à courte portée de type Van Der Waals (voir chapitre IV).

III.5 Limites liées aux transferts de flux radiaux

Nous avons jusqu'à présent exprimé les capacités maximales de transfert de chaleur en fonction des différents phénomènes mécaniques et physiques pouvant bloquer ou limiter les écoulements liquide et vapeur, sans tenir compte des transferts de chaleur entre la paroi du caloduc et les zones de changement de phase. Mais, si pour de faibles densités de flux le transfert radial de chaleur peut être négligé dans le calcul des limites, il n'en va pas de même pour les fortes densités de flux.

Tout d'abord comme nous allons le voir, les conditions de fonctionnement au condenseur ne permettent pas toujours d'exploiter pleinement les possibilités des caloducs. De plus, les densités de flux imposée à l'évaporateur peuvent conduire à des phénomènes **d'ébullition** (nucléée, mono bulle, en film,...) dont les conséquences sont très différentes dans le cas des caloducs à pompage capillaire et dans le cas des thermosiphons.

5.1 Limite de transfert au condenseur

La limite de transfert au condenseur n'est pas intrinsèque au caloduc puisqu'il s'agit plutôt, dans la zone condenseur, de déterminer le flux maximal échangé entre la paroi externe et le milieu ambiant. Comme le souligne Faghri [L2] chap. 4 cette limite peut devenir

prépondérante dans de nombreux cas. Citons les caloducs à sodium refroidis par échanges radiatifs pour des raisons de sécurité (réaction violente de l'eau sur le sodium), mais aussi les caloducs à basse température soumis à de la convection avec un gradient de température faible.

Cette limite s'exprime en général en fonction de la température de surface du condenseur. Elle ne peut pas être incluse directement dans l'enveloppe du domaine de fonctionnement schématisé sur la Figure III-2 du fait du décalage entre la température adiabatique et la température de surface du condenseur. Le calcul de la conductance thermique reliant ces deux températures requiert une approche thermique et sera abordée dans le chapitre suivant.

Il est cependant important de vérifier l'adéquation entre les possibilités du caloduc et les limites de transfert de la zone condenseur afin de ne pas surdimensionner ou sous dimensionner le caloduc par rapport à son environnement.

5.2 Limite d'ébullition

La limite d'ébullition est quant à elle totalement liée au caloduc en lui-même et indépendante des conditions extérieures. En effet, lorsqu'un liquide est chauffé à la surface d'une paroi, une vaporisation apparaît au contact de celle-ci pour une certaine surchauffe de la paroi par rapport à la température de saturation déterminée par la pression du liquide. Cette ébullition est très favorable au transfert de chaleur radial en évitant le gradient de température nécessaire pour transférer le flux à travers le liquide. Toutefois, les conséquences sont rapidement désastreuses pour les caloducs à pompage capillaire alors que les performances des thermosiphons sont améliorées jusqu'à l'apparition d'une ébullition en film.

5.2.1 Caloduc à pompage capillaire

Les caloducs à pompage capillaire comportent une structure contenant le liquide à travers laquelle le flux de chaleur doit être transféré jusqu'à l'interface d'évaporation. Selon le type de structure (milieu poreux, rainures, toiles, ...) il existe donc un gradient de température entre la partie en contact avec la paroi pleine et l'interface d'évaporation. Ainsi la zone la plus chaude est située contre la paroi pleine et l'ébullition apparaît donc préférentiellement dans cette zone comme illustré sur la Figure III-13 et la Figure III-14.

La naissance d'une bulle sur la paroi solide permet d'augmenter localement le coefficient d'échange thermique ce qui peut paraître favorable mais, si la bulle grossit sans se détacher ou si elle explose contre l'interface, le gradient de pression au sein de la phase liquide peut être fortement perturbé entraînant alors une diminution importante du pompage capillaire pouvant conduire rapidement au blocage du caloduc à pompage capillaire.

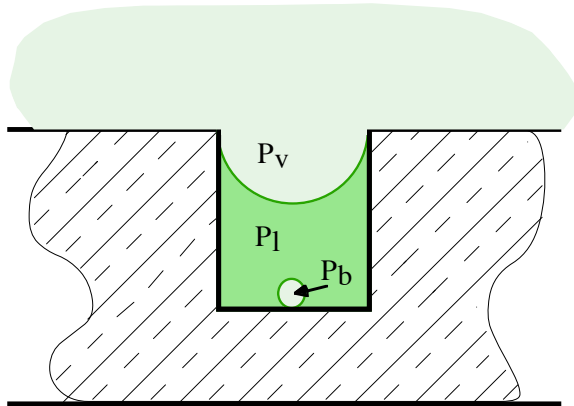


Figure III-13 : ébullition dans une rainure

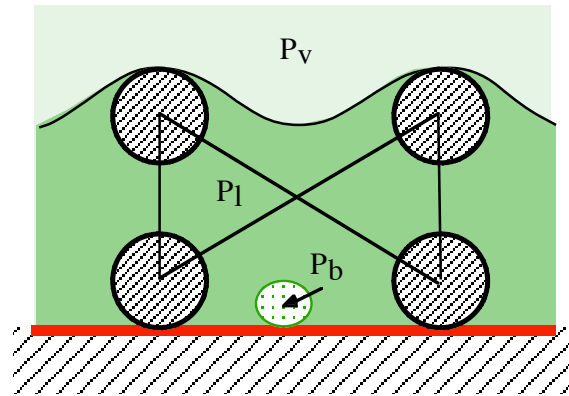


Figure III-14 : ébullition dans une mèche en toile métallique (Faghri [L2] chap 4)

L'ébullition est donc un processus d'échange thermique très "risqué" pour les caloducs à pompage capillaire, ce qui conduit à définir la limite capillaire comme étant le flux maximal transférable radialement sans apparition de bulle de vapeur dans la structure capillaire.

5.2.1.1 Expression courante de la limite d'ébullition

La limite d'ébullition peut s'exprimer en faisant un bilan des pressions dans la phase vapeur, dans la phase liquide et dans la bulle (phase vapeur) accrochée à la paroi. En se reportant à la relation de Young Laplace (équation I-1) on obtient d'une part :

$$P_b - P_l = \frac{2\sigma}{R_b} \quad (\text{III-79})$$

Et d'autre part :

$$P_v - P_l = \frac{2\sigma}{R_{\text{men}}} \quad (\text{III-80})$$

Soit en définitive :

$$P_b - P_v = 2\sigma \left(\frac{1}{R_b} - \frac{1}{R_{\text{men}}} \right) \quad (\text{III-81})$$

De plus en utilisant la relation de Clausius Clapeyron (équation I-7) reliant les variations de pression et de température dans la phase vapeur assimilée à un gaz parfait, on obtient directement la différence de température entre la bulle de vapeur accrochée à la paroi et le canal vapeur :

$$T_b - T_v = \frac{2\sigma T_v}{\rho_v h_{lv}} \left(\frac{1}{R_b} - \frac{1}{R_{\text{men}}} \right) \quad (\text{III-82})$$

De plus la température du canal vapeur étant très proche de la température de saturation, si en première approximation on fait l'hypothèse d'une température vapeur de la bulle très peu différente de la température de paroi on obtient une surchauffe d'ébullition définie par :

$$\Delta T_{eb} = T_w - T_{sat} = \frac{2\sigma T_{sat}}{\rho_v h_{lv}} \left(\frac{1}{R_b} - \frac{1}{R_{men}} \right) \quad (III-83)$$

On obtient ainsi une expression donnant le gradient moyen de température dans la structure capillaire lors de l'apparition d'une bulle de rayon r_b . On peut donc définir la limite d'ébullition en fonction de la conductivité effective de la structure capillaire et du plus grand rayon de bulle pouvant apparaître sur la paroi (voir paragraphe suivant pour le choix de ce rayon de bulle). On obtient ainsi dans le cas d'un caloduc circulaire :

$$Q_{eb} = G_{eff} \Delta T_{eb} = \frac{\lambda_{eff} 2\pi L_e}{\ln\left(\frac{D_{int} + 2e_{cap}}{D_{int}}\right)} \frac{2\sigma T_{sat}}{\rho_v h_{lv}} \left(\frac{1}{R_b} - \frac{1}{R_{men}} \right) \quad (III-84)$$

La conductivité effective de la structure capillaire λ_{eff} correspond à la conductivité que devrait avoir un matériau homogène pour transférer le même flux sous un gradient de température donné. L'expression de la conductivité effective dépend du type de structure capillaire et sera développée dans le chapitre IV.

Toutes les propriétés thermophysiques sont considérées à la température de saturation pour des calculs directs. Lorsque l'on peut faire numériquement des calculs itératifs, on utilise alors une température moyenne définie par :

$$\bar{T} = T_{sat} + \frac{\Delta T_{eb}}{2} \quad (III-85)$$

De plus, la limite d'ébullition apparaissant pour les températures élevées, on peut tout à fait assimiler la température de saturation à l'évaporateur avec la température adiabatique puisque la densité de la phase vapeur est alors importante et les pertes de charge faibles. Le gradient de température dans la phase vapeur est donc faible, permettant ainsi de positionner simplement la courbe de limite d'ébullition sur la Figure III-2 donnant la limite de fonctionnement d'un caloduc en fonction de la température adiabatique.

Il reste cependant un paramètre essentiel à définir, à savoir le rayon de bulle maximal, qui permet d'évaluer la limite d'ébullition.

5.2.1.2 Discussions sur le rayon de bulle

Le rayon de ménisque est fonction du flux transféré, mais pour évaluer la limite d'ébullition on considère le cas le plus défavorable correspondant au rayon de ménisque minimal pour la structure capillaire considérée. Ainsi, il apparaît clairement d'après l'équation

(III-83) que le rayon de bulle doit être inférieur au rayon équivalent de ménisque pour avoir une limite d'ébullition positive.

Faghri ([L2] chap 4) a commenté de nombreuses études qui ont été menées afin de quantifier le rayon de bulle appelé aussi rayon de nucléation. Elles fournissent en général une plage de variation du rayon de nucléation entre 10^{-5} et 10^{-7} m. Les paramètres influents sont très nombreux et on peut citer les propriétés thermophysiques, l'état de surface, la température, la présence d'impuretés ou de gaz incondensable dans la structure (Silverstein [L6] chap. 5),... Il ressort de ces études que seule la détermination expérimentale du rayon de nucléation permet d'obtenir des résultats précis.

Rohsenow [L9 Chap 13] donne un modèle élémentaire permettant de calculer directement un rayon de nucléation. Ce modèle utilise l'équation de Young Laplace (équation I-1) la relation de Clausius Clapeyron (équation I-7) et suppose que la densité de flux à la paroi est transférée en moyenne par conduction dans le liquide sur une distance R_b . Cette relation bien que très approximative ne fait apparaître que les propriétés thermophysiques du fluide et la densité de flux à l'interface ce qui permet une évaluation du rayon de bulle sans connaissance précise de l'état de surface de la paroi. On obtient alors simplement :

$$R_b = \sqrt{\frac{2 \sigma T_{\text{sat}} \lambda_l (\vartheta_v - \vartheta_l)}{h_{lv} q}} \quad (\text{III-86})$$

Cette équation donne des valeurs assez élevées du rayon de nucléation et peut donc être considérée comme conservative et donne une première évaluation de la limite minimale d'ébullition.

Notons par ailleurs, que le rayon de nucléation croît en général avec la température de fonctionnement entraînant ainsi une diminution de la limite d'ébullition avec la température (Silverstein [L6] chap. 5)

5.2.1.3 Effet des forces de volume

Gourdache [49] a montré que pour un caloduc soumis à des forces de volume importantes, la projection orthogonale à l'axe du caloduc de la résultante des forces peut être prise en compte dans le calcul de la limite d'ébullition car elle provoque un gradient de pression entre la surface du ménisque et la paroi solide du caloduc.

Soit dans le cas d'un champ d'accélération, si on note $\vec{\Gamma}_r$ le vecteur d'accélération radiale et \vec{n} la normale à la surface du milieu capillaire orientée vers l'intérieur du caloduc, on obtient la relation :

$$Q_{\text{eb}} = \frac{\lambda_{\text{eff}} 2\pi L_e}{\ln\left(\frac{D_{\text{int}} + 2e_{\text{cap}}}{D_{\text{int}}}\right)} \frac{T_{\text{sat}}}{\rho_v h_{lv}} \left[2\sigma \left(\frac{1}{R_b} - \frac{1}{R_{\text{men}}} \right) - \rho_l e_{\text{cap}} \vec{n} \cdot \vec{\Gamma}_r \right] \quad (\text{III-87})$$

Dans le cas d'un caloduc tournant sur son axe, l'accélération radiale tend à augmenter la limite d'ébullition car le produit vectoriel est toujours négatif. En revanche, si le champ d'accélération est perpendiculaire au caloduc, le produit vectoriel évolue selon la zone considérée et passe d'une valeur positive à une valeur négative. Il convient donc de prendre le cas le plus défavorable, à savoir un produit vectoriel positif conduisant à une diminution de la limite d'ébullition.

5.2.2 Cas des thermosiphons

Pour les thermosiphons, la situation est très différente puisque la rupture du ménisque n'entraîne pas d'effet négatif sur la circulation du liquide qui est assurée par les forces extérieures de volume et non pas par le pompage capillaire.

L'apparition de l'ébullition est donc plutôt intéressante ici car elle favorise le transfert thermique sans trop gêner l'écoulement. Par contre, lorsque l'ébullition devient trop importante, elle peut finir par aboutir à une ébullition en film. Dans ce cas, la paroi n'est plus mouillée par le liquide et un film de vapeur s'interpose entre la paroi et le liquide. Le transfert thermique ne peut donc s'effectuer que par conduction à travers le film vapeur et par rayonnement. Ce transfert étant très pénalisant en terme de gradient de température, on considère alors que le caloduc est bloqué.

Il n'existe quasiment pas d'étude de la limite d'ébullition en film pour les thermosiphons en raison des densités très élevées nécessaires pour obtenir cette situation. On peut toutefois se reporter aux études classiques portant sur les phénomènes d'ébullition en prenant garde de bien se situer par rapport au niveau de pression (Carey [L4] chap. 6 à 8).

III.6 Remarques d'ordre général

Les limites décrites dans ce chapitre sont référencées par rapport à la température vapeur en milieu de zone adiabatique. Nous allons mettre en évidence le fait que ce choix permet de définir rigoureusement une enveloppe de fonctionnement pour les caloducs en fonction d'une température précise. Nous évoquerons ensuite les problèmes liés aux phénomènes transitoires qui peuvent entraîner des contraintes supplémentaires sur les conditions d'utilisation des caloducs.

6.1 Le choix de la température de référence

L'étude des différentes limites a mis en évidence la forte dépendance des capacités de transfert des caloducs vis à vis du niveau de température. Or, bien que l'on considère souvent qu'un caloduc possède une phase vapeur isotherme cette approximation peut s'avérer totalement injustifiée notamment pour les basses températures.

Le choix d'une température de référence permettant de définir l'enveloppe de la courbe de fonctionnement d'un caloduc en fonction de la température et par conséquent de comparer entre elles les valeurs des différentes limites de fonctionnement est donc indispensable.

Pour des raisons pratiques, au niveau expérimental la température de référence doit être facile à mesurer. Pour cela l'implantation du capteur de température doit être simple mais également entraîner le moins d'erreurs de mesure possibles. Ces considérations conduisent à envisager une zone de mesure dans laquelle le gradient de température est très faible. Il est donc peu recommandé de prendre une température de surface dans les zones évaporateur ou condenseur même si cette dernière représente une des conditions aux limites fixées de l'utilisation du caloduc.

Par ailleurs, la plupart des limites de fonctionnement sont peu liées à des calculs de transferts thermiques, car elles ne concernent que les limitations dues à l'écoulement du fluide. Or la température du fluide est en général proche de la température moyenne de la vapeur. Le choix d'une température vapeur comme référence s'impose donc de lui même.

De plus, la mesure précise d'une température vapeur par introduction d'une sonde dans le canal vapeur est extrêmement délicate et demande une conception particulière de caloduc. En revanche, dans la zone adiabatique, les gradients radiaux de température sont très faibles puisqu'aucun flux n'est échangé en théorie.

La mesure de la température de paroi au milieu de la zone adiabatique est donc très représentative de la température vapeur, et ce d'autant plus que la zone adiabatique est longue.

Nous avons donc adopté cette température comme référence dans toutes nos limites afin d'obtenir des résultats homogènes même si cela complique l'expression ou le calcul des limites liées à l'écoulement de la phase vapeur. Notons de plus que cette température représente en général bien la température moyenne du fluide dans le caloduc et permet donc une bonne approximation des propriétés thermophysiques lorsque l'on considère des équations comportant des valeurs moyennes comme pour la limite d'entraînement ou la limite capillaire.

6.2 Limites en régime transitoire

Les expressions des limites que nous avons abordées ne tiennent pas compte des phases transitoires et l'état stationnaire final est considéré comme étant atteint par une succession d'états stationnaires. L'application d'un créneau de flux trop important peut cependant conduire à des blocages uniquement liés à des phénomènes transitoires. Il peut aussi apparaître des phénomènes instationnaires pour des densités de flux faibles. Ce ne sont pas à proprement parler des limites de transfert mais plutôt des conditions d'utilisation provoquant

des fonctionnements oscillatoires dont l'amplitude importante ($>10^{\circ}\text{C}$) peut être un facteur limitant l'utilisation.

Dans la pratique, l'utilisation des caloducs est pratiquement toujours liée à des systèmes non stationnaires. Cependant, l'état stationnaire étant encore très difficile à modéliser nous n'évoquerons les limitations dues aux phénomènes transitoires que par les deux exemples typiques que sont les échelons de flux et l'effet geysier.

En d'autres termes, même si nous n'aborderons pas en détails ces limitations, ceci constitue un domaine de recherche futur très important et essentiel pour garantir une diffusion encore plus large des caloducs en tant que solution technologique à divers problèmes industriels.

6.2.1 Effets d'un échelon de flux

Lorsqu'un échelon de flux proche de la limite théorique mais inférieur à celle-ci est appliqué, on peut cependant aboutir à un blocage du caloduc pour de nombreuses raisons. Les études transitoires des limites de fonctionnement des caloducs sortent du cadre de cette étude. En guise d'illustration, citons trois situations typiques entraînant un dysfonctionnement.

La première concerne le cas d'un thermosiphon de grande longueur ayant un remplissage relativement faible. Dans ce cas, lorsqu'un flux important est appliqué, la surface de l'évaporateur qui n'est pas initialement en contact avec le liquide monte en température et peut atteindre un point critique tel que, lorsque le liquide provenant du condenseur arrive, la surchauffe soit suffisante pour bloquer le remouillage de la paroi.

Deverall & al [74] ont traité du comportement transitoire des caloducs à métaux liquides lors de la phase de démarrage. Ils ont expérimentalement mis en évidence la possibilité d'atteindre la limite sonique en phase transitoire et donc de bloquer le caloduc alors que les mêmes conditions extérieures (puissance et température condenseur) engendrent un fonctionnement normal pour une *augmentation progressive* de la puissance.

Enfin, Reed & Tien [91] ont montré numériquement que l'inertie de l'écoulement liquide dans une structure capillaire peut conduire à un assèchement lors de l'application d'un créneau de flux important.

6.2.2 Effet geysier

Dans les thermosiphons ayant un fort remplissage, lorsque la température est basse et donc que la pression est faible, il peut apparaître un fonctionnement transitoire oscillatoire pour un faible flux injecté à l'évaporateur. Ce phénomène décrit expérimentalement par Casarosa & al [100] est provoqué par un phénomène particulier d'ébullition. En fait, lorsque le flux est faible, mais trop important pour être évacué par convection naturelle au sein de la zone noyée, la température de la zone évaporateur contenant le liquide monte lentement en température. Pour une surchauffe donnée, la première bulle apparaît en un point. Cette bulle croît ensuite très rapidement et absorbe un flux important qui provoque une chute rapide des

températures empêchant l'apparition d'autres bulles. Lorsque la bulle atteint une taille comparable au diamètre interne, elle se détache et explose en propulsant du liquide chaud au condenseur.

A l'évaporateur, on obtient des montées en température relativement lentes suivies de chutes brusques lorsque apparaît la bulle. Au condenseur, on obtient le phénomène inverse, à savoir une montée en température brusque lorsque le liquide chaud est projeté par la bulle jusqu'à la zone de condensation puis une descente progressive des températures puisque le flux transféré est alors faible.

Lin & al [101] ont récemment mené une étude détaillée afin de tenter de quantifier les plages de paramètres conduisant à un effet geyser dans un thermosiphon. Ils ont ainsi montré que le phénomène dépend fortement du fluide à travers la pression de saturation. Par ailleurs, la fréquence et l'amplitude des oscillations dépendent fortement de la densité de flux mais sont également influencées par le remplissage et la longueur de l'évaporateur.

L'effet geyser bien qu'ayant une existence expérimentale réelle reste néanmoins un phénomène difficile à prévoir et à modéliser.

III.7 Conclusion

De par le type même de fonctionnement du caloduc, de nombreux phénomènes limitant les capacités de transport de chaleur peuvent apparaître. Tout d'abord, le changement de phase liquide vapeur d'un fluide donné n'existe que pour des températures comprises entre le point triple et le point critique (§1.1).

En outre, pour des températures proches du point triple, la très faible valeur de la masse volumique vapeur conduit aux limites liées à l'écoulement vapeur. Nous avons montré de façon originale que les expressions usuellement admises pour les limites visqueuses et soniques ne donnent que des valeurs très approximatives dans de nombreux cas. En nous appuyant sur les études réalisées nous avons donné des méthodes de calcul améliorant fortement la prédictibilité des limites (§2.2).

D'autre part, l'écoulement à contre-courant de la phase liquide et de la phase vapeur conduit à des interactions importantes dont une des manifestations est la limite d'entraînement. Elle correspond à l'arrachement de gouttelettes par la phase vapeur circulant à vitesse importante. Une étude détaillée des modèles disponibles dans la littérature a montré que de très grandes disparités existent dans les valeurs prédites de la limite d'entraînement. Toutefois, le modèle très complet de El-Genk & Saber intègre de nombreux phénomènes physiques dont le cisaillement dynamique et fournit une estimation beaucoup plus fiable de la limite d'entraînement (§3.4).

Le cas des caloducs à pompage capillaire est particulier car bien souvent ils sont soumis essentiellement aux limitations de la structure capillaire. En effet, celle-ci ne peut pas fournir un gradient de pression très important, or il doit compenser les pertes de charge dans les écoulements vapeur et liquide qui sont fonctions du débit de fluide. La pression motrice capillaire maximale correspond donc à une perte de charge maximale provoquée par un débit maximal et donc une puissance maximale de transfert appelée limite capillaire. Si le calcul de la limite capillaire est assez bien défini pour des caloducs de grande dimension et pour des conditions de densité de flux uniforme, nous avons ici mis en évidence les difficultés des calculs pour un flux non uniforme (§4.2). De plus, rappelons que le calcul de la limite capillaire dans un micro caloduc est très complexe et demande des études complémentaires.

Pour finir, nous avons exposé les problèmes liés aux transferts thermiques radiaux et en particulier la limite d'ébullition pour les caloducs à pompage capillaire en rappelant les expressions courantes (§5.2). Les phénomènes d'ébullition sont gouvernés par le rayon de nucléation qui ne peut être déterminé précisément qu'expérimentalement.

Dans ce chapitre, il apparaît que la limitation des capacités de transfert d'un caloduc est très liée aux phénomènes hydrodynamiques. Nous allons maintenant étudier les transferts de chaleur entre le fluide et les parois du caloduc.

IV Les coefficients d'échanges thermiques

Dans le chapitre précédent, nous avons exprimé les **limites de fonctionnement** des caloducs. Ces limites définissent la puissance maximale transférable par un caloduc donné pour une température adiabatique fixée. Cependant, cette notion de puissance limite de transfert suppose que le gradient de température disponible entre la source chaude et la source froide n'est pas fixé mais au contraire s'adapte au flux transféré. En d'autres termes, dans le chapitre III, il est fait abstraction des notions de conductances thermiques.

Bien évidemment, la connaissance des **coefficients de transfert** au sein du caloduc est essentielle pour déterminer le flux transféré par un caloduc sous une différence de température donnée. L'objet de ce chapitre va consister à faire le point sur les connaissances disponibles qu'elles soient complètes ou partielles. Notons que nous considérerons uniquement les cas simples aussi bien pour les structures capillaires que pour les thermosiphons. En effet, chaque structure particulière de caloduc demande une étude spécifique. De plus, en dehors du paragraphe IV2.2.2, nous limiterons notre étude aux cas les plus courants des caloducs à basse température ($[-73^{\circ}\text{C}, 277^{\circ}\text{C}]$ voir tableau III-1) qui ont la particularité d'utiliser des fluides dont la conductivité thermique de la phase liquide est très inférieure à la conductivité thermique des matériaux composant la structure capillaire. Les travaux développés dans ce chapitre peuvent néanmoins servir de référence dans de nombreux cas.

La détermination des coefficients d'évaporation ou de condensation au sein du caloduc suppose une bonne connaissance des processus physiques. Or il apparaîtra au cours de ce chapitre que de nombreux points restent obscurs dans les phénomènes de changement de phase. Néanmoins, des hypothèses de travail permettent d'avoir une bonne approche des phénomènes dans certains cas.

Tout d'abord, nous définirons une conductance de changement de phase, à l'interface liquide/vapeur, basée sur la théorie cinétique des gaz. La valeur de cette conductance est très élevée, mais elle définit une limite supérieure des coefficients de changement de phase pouvant jouer un rôle non négligeable pour des densités de flux élevés.

Puis, dans l'analyse du transfert thermique entre la paroi externe du caloduc et l'interface liquide/vapeur, nous séparerons l'étude des caloducs à pompage capillaire de celle des thermosiphons. Rappelons que l'appellation thermosiphon regroupe tous les caloducs ayant comme forces motrices de l'écoulement des forces de volume, ainsi la paroi interne d'un thermosiphon peut comporter une structure de type capillaire utilisée afin d'améliorer les coefficients d'échange mais ne servant pas directement à l'écoulement du liquide.

Dans le cas des caloducs à pompage capillaire, si le calcul des limites capillaires pour les macrocaloducs donne souvent de bons résultats ($\approx 10\%$), il en va tout autrement du calcul des coefficients de transfert. Nous verrons que cette difficulté provient de la difficulté de modélisation de l'écoulement des films liquides à la surface des milieux poreux au

condenseur et de phénomènes d'évaporation en film mince ayant une échelle submicrométrique à l'évaporateur.

Nous développerons une modélisation de cette zone d'évaporation en film mince en conservant des grandeurs macroscopiques mais en introduisant des termes basés sur des interactions à courtes portées de type Van Der Waals. Cette modélisation, couramment rencontrée dans la littérature, nous permet à partir d'une étude poussée et d'une interprétation originale de mieux comprendre les phénomènes de couplage entre les écoulements liquides et les coefficients de transfert dans les zones d'évaporation.

Dans le cas des thermosiphons, nous adopterons une approche macroscopique qui permet de définir des coefficients moyens de transfert avec une incertitude acceptable dans certain cas. En effet, malgré les limitations de cette approche, il n'existe pas d'autre approche convaincante en raison des nombreux phénomènes physiques pouvant être prépondérants selon les conditions de fonctionnement.

IV.1 Coefficient de changement de phase

Lorsqu'un fluide est en **équilibre liquide/vapeur**, cela ne signifie pas qu'il n'y a pas de processus de changement de phase mais au contraire que le nombre de molécules se condensant à la surface liquide est strictement égal au nombre de molécules s'évaporant. De plus, d'après la statistique des gaz de Maxwell Boltzmann, la répartition de vitesse des molécules de gaz est parfaitement connue à l'équilibre. Ainsi, pour un gaz ayant une masse molaire M , le nombre relatif de molécules ayant une vitesse dont les composantes cartésiennes sont comprises dans les intervalles $[u, u+du]$, $[v, v+dv]$ et $[w, w+dw]$ s'exprime par :

$$\frac{dn_{uvw}}{n} = \left(\frac{M}{2\pi RT} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{M}{2RT} (u^2 + v^2 + w^2) \right] du dv dw \quad (IV-1)$$

Carey ([L4] chap.4) décrit de façon complète le modèle conduisant à la conductance de changement de phase à partir de la théorie cinétique des gaz (voir aussi Nabavian & Bromley [102]). Nous allons en présenter les éléments essentiels permettant de garder à l'esprit les hypothèses conduisant aux conditions d'utilisation de cette conductance.

1.1 Description du modèle adopté

Dans le but d'utiliser la théorie cinétique des gaz parfaits, on considère une surface d'analyse située dans la zone vapeur mais à une distance très faible de l'interface liquide/vapeur comme illustré sur la Figure IV-1.

Le modèle consiste à effectuer un bilan des flux de masse traversant cette surface d'analyse. Ainsi, si le liquide et la vapeur sont à des pressions et des températures différentes (**non équilibre**), le bilan ne sera pas nul et correspondra au flux net de condensation, dans le

cas d'une phase vapeur plus chaude, ou au flux net d'évaporation, dans le cas d'une phase vapeur plus froide.

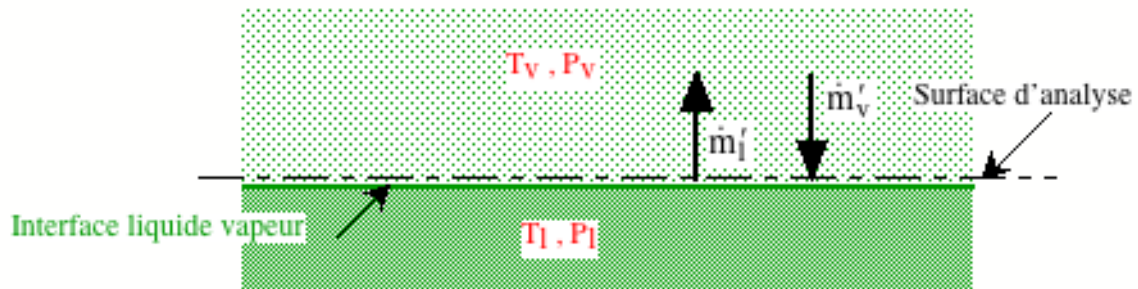


Figure IV-1 : modèle de conductance de changement de phase

\dot{m}'_l et \dot{m}'_v représentent le flux de masse traversant la surface d'analyse et provenant respectivement du demi espace inférieur et du demi espace supérieur.

De l'équation (II-1) et lorsque le gaz est à l'équilibre thermodynamique, Carey obtient le flux massique traversant une surface élémentaire et provenant d'un des deux demi-espaces séparés par la surface d'analyse, soit :

$$\dot{m}_n^* = \left(\frac{M}{2\pi R} \right)^{1/2} \frac{P}{\sqrt{T}} \quad (\text{IV-2})$$

Par ailleurs, étant donné que la surface d'analyse est très proche de l'interface liquide/vapeur, on peut considérer que la phase vapeur provenant de l'interface est à la température du liquide et à la pression de saturation correspondante. De plus, les conditions de la phase vapeur étant connues, il peut apparaître naturel d'effectuer un bilan en utilisant l'équation précédente. Le débit masse net de changement de phase s'écrit alors simplement comme la différence entre les débits provenant des deux demi-espaces. Cette approche doit cependant être corrigée afin de prendre en compte l'état de non équilibre engendré par un bilan net non nul.

1.2 Corrections appliquées au flux massique

Il n'est pas possible d'utiliser directement l'équation (IV-2) pour établir le bilan de masse en considérant des températures et pressions différentes pour la phase liquide et la phase vapeur pour deux raisons. Premièrement, s'il existe un flux de condensation ou d'évaporation, le gaz n'a plus une vitesse moyenne nulle. Il faut alors appliquer une correction à la distribution des vitesses. Secondement, toutes les molécules arrivant sur l'interface ne se condensent pas et une partie d'entre elles se réfléchit.

1.2.1 Cas d'une vitesse moyenne non nulle du gaz

Pour un gaz animé d'une vitesse moyenne non nulle, Carey ([L4] chap.4) reprend les calculs de Schrage qui utilise une fonction de correction pour déterminer le flux massique traversant la surface d'analyse.

Un nombre adimensionnel a_g caractérisant le rapport entre la vitesse moyenne du gaz W_0 et une vitesse d'agitation thermique est défini :

$$a_g = \frac{W_0}{\sqrt{\frac{2RT}{M}}} \quad (\text{IV-3})$$

Avec : $W_0 > 0$ correspondant à de la condensation

$W_0 < 0$ correspondant à de l'évaporation

La correction à apporter à l'équation (IV-2) est issue de la théorie cinétique des gaz s'exprime alors à partir de ce nombre adimensionnel a_g par :

$$\Psi(a_g) = \exp(a_g^2) + a_g \sqrt{\pi} (1 + \text{erf}(a_g)) \quad (\text{IV-4})$$

où $\text{erf}(a)$ représente la fonction d'erreur définie par : $\text{erf}(a) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^a e^{-\xi^2} d\xi$

Soit en définitive l'expression du flux de masse moyen :

$$\dot{m}_n = \Psi(a_g) \dot{m}_n^* = \Psi(a_g) \left(\frac{M}{2\pi R} \right)^{1/2} \frac{P}{\sqrt{T}} \quad (\text{IV-5})$$

Notons par ailleurs que la vitesse moyenne peut être calculée à partir de la densité surfacique de flux thermique évacuée par changement de phase soit :

$$W_0 = \frac{q}{\rho_v h_{lv}} \quad (\text{IV-6})$$

De plus, si l'on suppose que la surface d'analyse est infiniment proche de l'interface liquide/vapeur, on peut considérer que le gaz quittant l'interface est animé d'une vitesse moyenne nulle.

En conclusion, l'évaluation de \dot{m}'_l est basée sur l'équation (IV-2) et l'évaluation de \dot{m}'_v sur l'équation (IV-5). Il reste cependant à prendre en compte le phénomène de réflexions des molécules vapeur percutant l'interface liquide/vapeur

1.2.2 Coefficient d'accommodation

Les phénomènes physiques régissant l'adhérence de molécules vapeur à une interface liquide sont très complexes et leur analyse sort du cadre de ce travail. Nous reprendrons donc la caractérisation macroscopique communément utilisée faisant intervenir le coefficient d'accommodation $\hat{\sigma}$. On définit couramment deux coefficients d'accommodation :

- $\hat{\sigma}_e$ définit la proportion de molécules évaporées par rapport à la totalité des molécules traversant la surface d'analyse vers la phase vapeur.

- $\hat{\sigma}_c$ définit la proportion de molécules condensées et donc non réfléchies.

Les coefficients d'accommodations sont donc des propriétés macroscopiques intrinsèques qui dépendent de nombreux paramètres plus ou moins bien quantifiés.

Cependant, à l'état d'équilibre, le flux net de molécules est nul et d'après la définition des coefficients ci-dessus on a :

$$\dot{m}_l^* = (1 - \hat{\sigma}_c) \dot{m}_v^* + \hat{\sigma}_e \dot{m}_l^* \quad (\text{IV-7})$$

Soit en définitive : $\hat{\sigma}_e = \hat{\sigma}_c = \hat{\sigma}$.

Pratiquement, en raison du manque de données expérimentales ou théoriques, l'hypothèse discutable de l'égalité des coefficients d'accommodation d'évaporation et de condensation hors équilibre est presque toujours formulée (Carey [L4] chap.4).

1.2.3 Bilan global

En utilisant les considérations ci-dessus, un bilan du flux de masse net traversant la surface d'analyse donne :

$$\dot{m}_{\text{net}} = \dot{m}'_v - \dot{m}'_l = \left(\frac{M}{2\pi R} \right)^{1/2} \left(\hat{\sigma} \frac{\Psi(a_g) P_v}{\sqrt{T_v}} - \hat{\sigma} \frac{P_l}{\sqrt{T_l}} \right) \quad (\text{IV-8})$$

Ainsi, en supposant que le liquide et la vapeur sont à la pression de saturation correspondant à leur température, la densité de flux de changement de phase peut s'écrire :

$$q = \hat{\sigma} h_{lv} \left(\frac{M}{2\pi R} \right)^{1/2} \left(\frac{\Psi(a_g) P_{\text{sat}}(T_v)}{\sqrt{T_v}} - \frac{P_{\text{sat}}(T_l)}{\sqrt{T_l}} \right) \quad (\text{IV-9})$$

Cette expression de la densité de flux est implicite puisque $\Psi(a)$ est une fonction de φ .

1.3 Expression du coefficient d'échange par changement de phase

L'expression générale donnée par l'équation (IV-9) peut être réécrite si l'on considère certaines hypothèses simplificatrices qui sont toutefois en général peut contraignantes.

Tout d'abord, le facteur correctif dû à l'écoulement de la phase vapeur peut se réduire à l'expression suivante pour de faibles valeurs du nombre a_g :

$$\Psi(a_g) = 1 + a_g \sqrt{\pi} \quad (\text{IV-10})$$

Une attention particulière devra être portée pour les fluides à basse température car cette hypothèse n'est valable que pour $a_g < 5 \cdot 10^{-2}$ environ.

De plus, si l'on considère la vapeur comme un gaz parfait, ce qui est en général une très bonne approximation pour de faibles variations de température, en combinant les équations (IV-3), (IV-6), (IV-9) et (IV-10) il vient (Carey [L4] chap.4) :

$$q = \left(\frac{2\hat{\sigma}}{2 - \hat{\sigma}} \right) \left(\frac{M}{2\pi R} \right)^{1/2} \left(\frac{P_{\text{sat}}(T_v)}{\sqrt{T_v}} - \frac{P_{\text{sat}}(T_l)}{\sqrt{T_l}} \right) h_{lv} \quad (\text{IV-11})$$

On obtient ainsi une équation explicite plus simple à mettre en œuvre.

Pour un faible gradient de température, les densités de flux obtenues sont très importantes comme l'illustre l'exemple typique de la condensation de vapeur d'eau pure pour des températures vapeur de 41°C et une température liquide de 40°C. En admettant un mauvais coefficient d'accommodation de l'ordre de 0,1 on obtient :

$$q = \left(\frac{2 \cdot 0,1}{2 - 0,1} \right) \left(\frac{18 \cdot 10^{-3}}{2\pi \cdot 8,32} \right)^{1/2} \left(\frac{7777}{\sqrt{314}} - \frac{7375}{\sqrt{313}} \right) 2402 \cdot 10^3 = 103 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$$

Pour $\hat{\sigma} = 1$ on obtient $q = 1960 \text{ kW} \cdot \text{m}^{-2}$.

Cette application numérique permet de ce rendre compte de la limite de densité de flux pouvant être atteinte dans des systèmes à changement de phase et de justifier les hypothèses de base faites par Carey ([L4] chap.4), dans l'établissement d'une expression plus directe du flux échangé en fonction d'une différence de température :

$$\frac{P_{\text{sat}}(T_v) - P_{\text{sat}}(T_l)}{P_{\text{sat}}(T)} \lll 1 \quad (\text{IV-12})$$

$$\frac{T_v - T_l}{\bar{T}} \lll 1$$

De plus, en utilisant la relation de Clausius Clapeyron (équations (I-7) et (I-8)) il vient directement :

$$q = \left(\frac{2\hat{\sigma}}{2 - \hat{\sigma}} \right) \left(\frac{h_{lv}^2}{\vartheta_{vl} T_v} \right) \left(\frac{M}{2\pi R T_v} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{P_{\text{sat}}(T_v) \vartheta_{vl}}{2 h_{lv}} \right) \Delta T_{vl} \quad (\text{IV-13})$$

Le résultat obtenu permet de définir un coefficient de changement de phase permettant de calculer le gradient de température nécessaire entre la phase vapeur et la phase liquide pour échanger une densité de flux donnée par évaporation ou condensation si l'on se place d'un point de vue échange moléculaire dans la phase vapeur.

En conclusion de ce paragraphe, on retiendra l'expression du coefficient d'échange $h_{\text{int}} = q / \Delta T_{vl}$ à l'interface liquide/vapeur :

$$h_{\text{int}} = \left(\frac{2\hat{\sigma}}{2 - \hat{\sigma}} \right) \left(\frac{h_{lv}^2}{\vartheta_{vl} T_v} \right) \left(\frac{M}{2\pi R T_v} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{P_{\text{sat}}(T_v) \vartheta_{vl}}{2 h_{lv}} \right) \quad (\text{IV-14})$$

avec les hypothèses suivantes :

- $\hat{\sigma}_e = \hat{\sigma}_c = \hat{\sigma}$
- équation (IV-10) $\Rightarrow a_g < 5 \cdot 10^{-2}$
- équation (IV-12)

Remarque : si l'on se réfère à Carey ([L4] chap.4), il semble que pour des corps parfaitement purs, le coefficient d'accommodation soit très proche de 1. Notons dans ce sens, les résultats expérimentaux obtenus par Nabavian & Bromley [102] qui encadrent les valeurs possibles du coefficient d'accommodation en condensation de l'eau pure entre 0,35 et 1 avec une limite inférieure due essentiellement à des incertitudes expérimentales.

Ainsi, à défaut de données plus fiables, nous utiliserons par la suite une valeur de 1 pour le coefficient d'accommodation puisque dans le cas des caloducs le fluide utilisé est en général très pur.

Remarque :

Notons que si la valeur de 1960 kW m^{-2} obtenue pour un coefficient d'accommodation de 1 et un écart de température de 1°C semble très importante, elle correspond toutefois aux densités de flux actuellement obtenues à la surface de composants électroniques (10 à 400 W cm^{-2}). Ceci montre en particulier le domaine du refroidissement des composants électroniques par changement de phase ne peut plus être systématiquement considéré comme relevant d'une situation d'équilibre liquide/vapeur à l'interface.

IV.2 Les échanges thermiques au sein des caloducs à pompage capillaire

Dans le paragraphe précédent, nous avons évalué le coefficient d'échange lié exclusivement au phénomène de changement de phase. Il reste à calculer le gradient de température engendré par le transfert du flux entre la paroi externe et le liquide près de l'interface liquide/vapeur.

Afin de simplifier l'approche de ces transferts, nous considérerons par la suite le cas d'un caloduc circulaire ayant une épaisseur de paroi donnée et constante.

Le fonctionnement théorique d'un caloduc à pompage capillaire implique une présence exclusive du liquide dans la structure capillaire. De plus, le flux thermique est appliqué sur les parois externes, alors que l'interface liquide/vapeur correspondant à la zone de changement de phase se situe à l'interface entre le milieu poreux et le canal vapeur (Figure IV-2). Si la conduction à travers la paroi est simple à modéliser, il en va tout autrement de l'échange thermique à travers la structure poreuse.

Rappelons que d'après l'analyse des limites de fonctionnement détaillées dans le chapitre III, il apparaît deux points essentiels. Tout d'abord, un changement de phase par ébullition ne peut s'effectuer dans la structure capillaire sans entraîner des risques importants de blocage du caloduc. D'autre part, la dimension caractéristique de la section locale de d'écoulement liquide doit être submillimétrique pour assurer un bon pompage capillaire, ce qui bloque l'apparition de phénomènes convectifs marquants. Ainsi, le seul mode de transfert de chaleur acceptable est la conduction à travers la structure capillaire dont nous allons aborder les différents aspects .

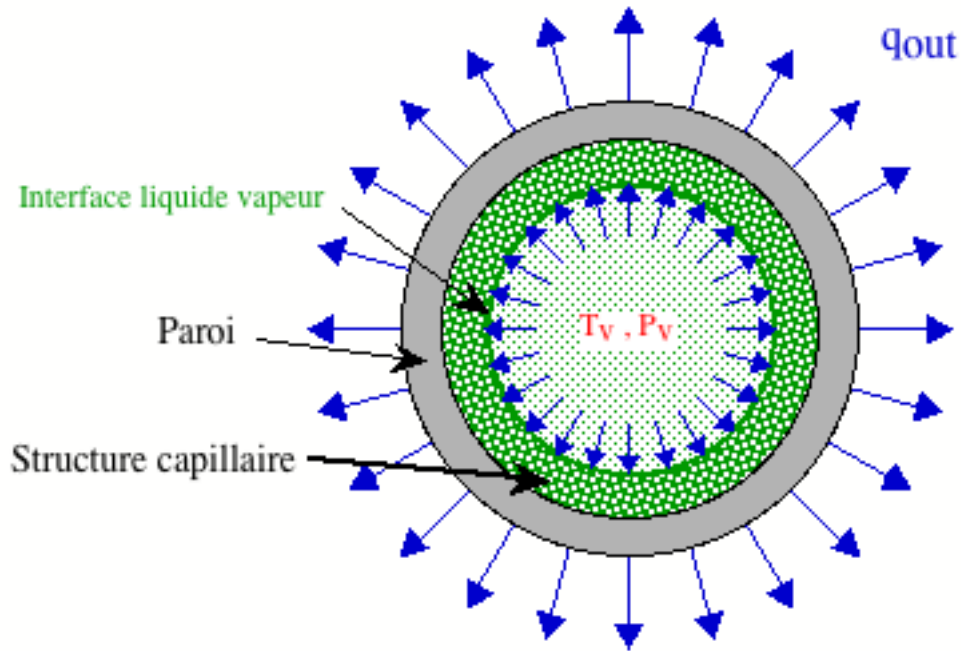


Figure IV-2 : exemple de transfert radial de flux au condenseur dans un caloduc à milieu poreux

Après des remarques élémentaires sur le remplissage des caloducs, nous aborderons les possibilités d'utilisations de modèles élémentaires dans le cadre de couple fluide paroi ayant une conductivité thermique proche. Nous présenterons ensuite les corrélations usuelles permettant d'évaluer la conductances de conduction au sein de structures capillaires à milieux poreux. Enfin nous aborderons plus en détails le cas des caloducs à rainures à travers des études de modélisation de la conduction au sein de rainures. En effet, ce type de structure capillaire est plus simple à modéliser a priori en raison de sa géométrie bien définie. Nous montrerons toutefois les insuffisances d'une modélisation purement conductive en raison de l'existence de zone de film mince prépondérantes au niveau du transfert thermique. Or, la modélisation de ce type de film nécessite la prise en compte de l'écoulement liquide, du coefficient de changement de phase définie au §IV.1 et l'introduction de phénomènes physiques tel que la pression de disjonction. La modélisation des échanges au sein de ce film fera l'objet du paragraphe suivant (§IV.3).

2.1 Considérations sur les problèmes de remplissage

Dans le cas des caloducs à pompage capillaire, le liquide est censé être contenu dans la structure capillaire. Mais, le volume du liquide varie en fonction de la température moyenne de fonctionnement. Une structure capillaire saturée de liquide, sans qu'il y ait de liquide en dehors de celle-ci, n'est donc pas possible pour toutes les puissances transférables avec une température de fonctionnement donnée.

Les conséquences sont diverses en fonction des conditions de fonctionnement. Pour un caloduc fonctionnant en apesanteur, il est possible de prévoir un remplissage optimal pour la plus faible température de fonctionnement envisagée. En effet, lorsque la température va augmenter, le fluide se dilate et un excès de liquide apparaît en bout de condenseur. Cet excès ne peut apparaître qu'au condenseur puisque le milieu poreux est le seul élément entraînant le liquide en dehors de la zone de condensation. Ainsi la seule conséquence est un léger bouchon de liquide en bout de condenseur n'entraînant qu'une très faible diminution des performances, compensable simplement par un très faible surdimensionnement de la longueur du condenseur.

Lorsque le caloduc est soumis à des forces de volume, la zone d'accumulation de l'excès de liquide est fonction de ces forces de volume comme schématisé sur la Figure IV-3. Nous ne traiterons aucun de ces cas en raisons de leurs multiples spécificités.

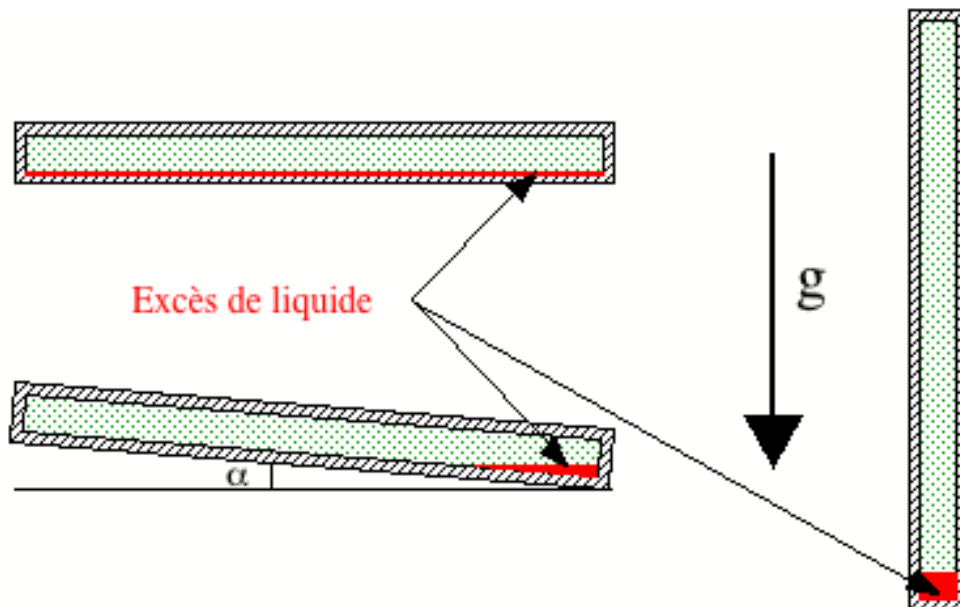


Figure IV-3 : exemple de zone d'excès de liquide pour des caloducs soumis à des forces de volumes

On peut toutefois signaler que les effets sont faibles si, pour le caloduc considéré, les forces de pompage capillaire sont supérieures aux forces volumiques. En effet, dans ce cas les différences locales de remplissage liquide de la structure capillaire sont faibles.

Les forces de volume peuvent aussi entraîner une dissymétrie angulaire dans les coefficients d'échange lorsqu'une composante radiale existe et qu'elle n'est pas largement compensée par les forces capillaires. De ce fait, les tests en environnement terrestre de caloducs à vocation spatiale doivent être analysés avec beaucoup de précautions.

2.2 Modèles élémentaires

La conduction de la chaleur dans le milieu capillaire est en général complexe car les conductivités du solide et de la phase liquide sont souvent très différentes, entraînant des

chemins thermiques géométriquement non triviaux. Toutefois, la conductivité apparente macroscopique de la structure capillaire est comprise entre le modèle série et le modèle parallèle illustré par la Figure IV-4. D'une manière générale, la structure capillaire est constituée d'une partie solide de conductivité λ_s et contient le liquide de conductivité λ_l .

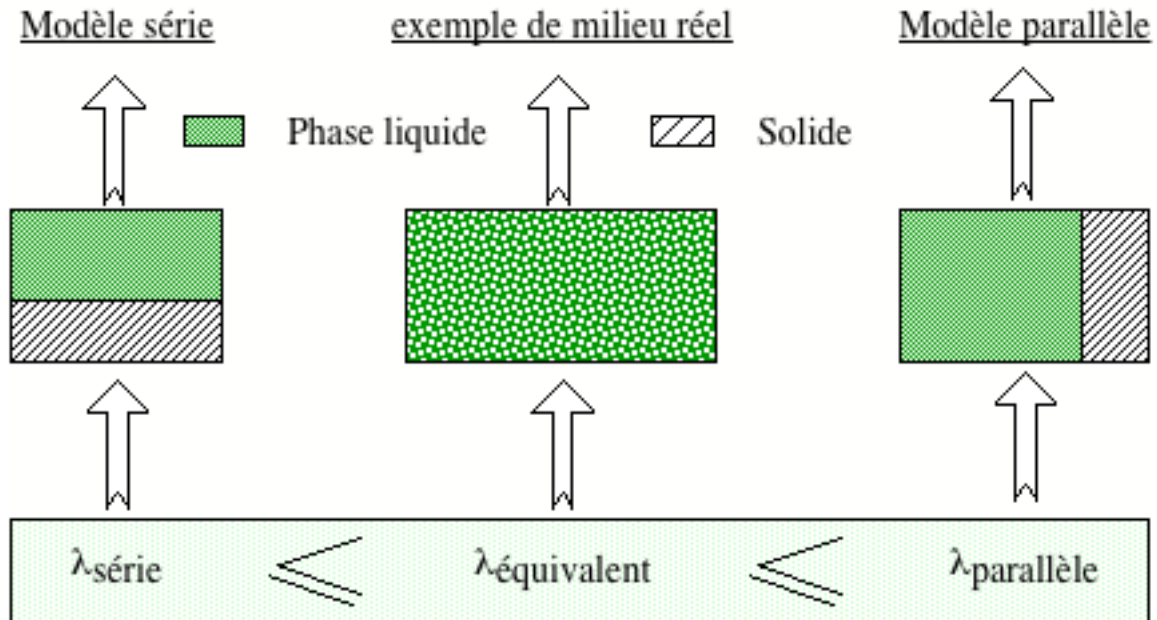


Figure IV-4 : conduction dans une structure capillaire :
modèle série et modèle parallèle

2.2.1 Modèle parallèle et modèle série

Dans le cadre du modèle série, on considère que le flux doit traverser d'abord un milieu homogène composé de la fraction volumique solide $(1-\varepsilon)$ puis la fraction volumique liquide ε . Il vient ainsi en utilisant la méthode nodale :

$$\lambda_{\text{série}} = \frac{\lambda_s \lambda_l}{\varepsilon \lambda_s + (1 - \varepsilon) \lambda_l} \quad (\text{IV-15})$$

Dans le cadre du modèle parallèle, on considère au contraire que le flux peut être conduit de la surface extérieure vers l'interface liquide/vapeur, soit par la phase liquide, soit par la fraction solide. Il vient donc de même :

$$\lambda_{\text{Parallèle}} = \varepsilon \lambda_l + (1 - \varepsilon) \lambda_s \quad (\text{IV-16})$$

Remarques :

- Il est important de noter que les conductivités équivalentes sont basées sur un modèle monodimensionnel et une approche macroscopique supposant les deux températures d'interface égales à leurs températures moyennes respectives.
- La conductivité équivalente d'une structure réelle est bien évidemment toujours encadrée par ces deux valeurs extrêmes qui sont d'autant plus proches que la conductivité de la phase liquide et du solide sont proches.

2.2.2 Application pour les caloducs à métaux liquides

Pour les caloducs à métaux liquides, les conductivités thermiques du liquide et de la paroi solide sont en général du même ordre de grandeur permettant une évaluation simple de la *conductivité équivalente* de la structure capillaire. Le rapport entre la conductivité équivalente du modèle parallèle et du modèle série s'exprime par (Silverstein [L6] chap.6) :

$$\lambda_r = \frac{\lambda_{\text{parallèle}}}{\lambda_{\text{série}}} = \frac{[\varepsilon + (1 - \varepsilon) \lambda_{sl}] \cdot [1 - \varepsilon(1 - \lambda_{sl})]}{\lambda_{sl}} \quad (\text{IV-17})$$

Avec λ_{sl} défini comme étant le rapport des conductivités solide et liquide λ_s/λ_l .

Une étude paramétrique de la fonction λ_r est représentée sur la Figure IV-5. Il apparaît que l'étendue des valeurs possibles de la conductivité relative d'une structure capillaire est fortement fonction du rapport des conductivités λ_{sl} et plus faiblement liée à la porosité.

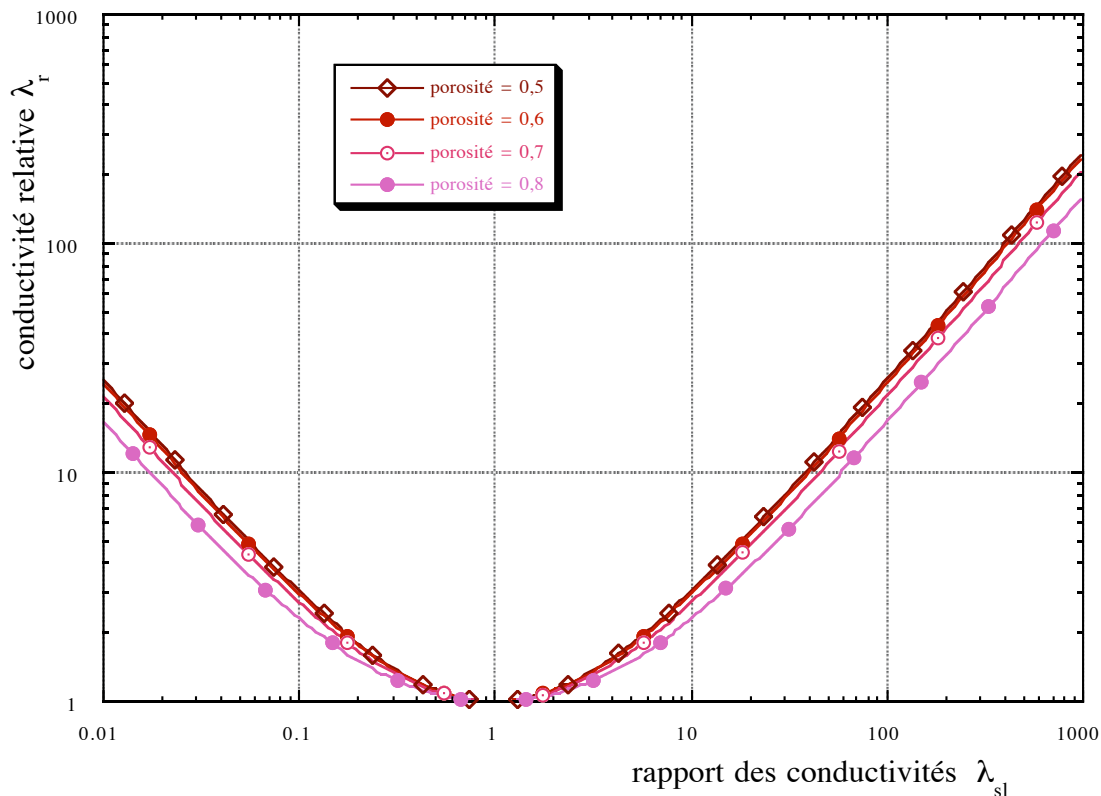


Figure IV-5 : évolution du rapport des conductivités entre le modèle parallèle et le modèle série

Remarque : la fonction λ_r étant symétrique par rapport à la valeur 0,5 pour la porosité l'étude est limitée à l'intervalle $[0,5 ; 1[$ pour les valeurs de ε .

Ainsi pour un caloduc utilisant un couple fluide paroi ayant un rapport de conductivité de l'ordre de 100, la conductivité relative vaut environ 20. Il est donc impossible d'utiliser directement ces deux modèles pour estimer la conductivité effective de la structure. En revanche, pour les caloducs à métaux liquides ayant un rapport de conductivité λ_{sl} de l'ordre

de l'unité, la valeur de la conductivité relative est proche de 1 comme le montre la Figure IV-6.

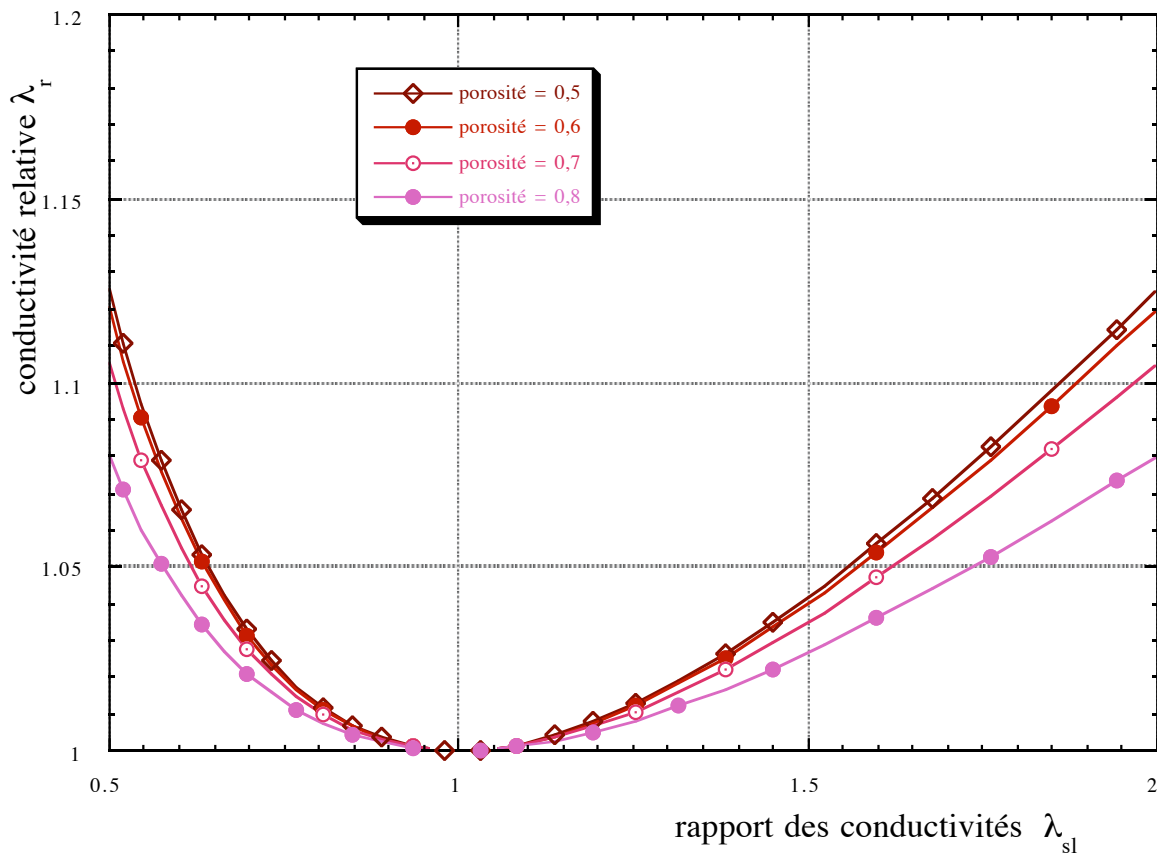


Figure IV-6 : application de la conductivité relative aux caloducs à métaux liquides

En conclusion on peut dire que pour un rapport de conductivité compris entre 0,5 et 2, la conductivité relative est inférieure à 1,125 dans tous les cas. On peut donc évaluer la conductivité effective de la structure capillaire en prenant la moyenne des conductivités du modèle parallèle et du modèle série avec une erreur inférieure à 6,25%.

Cette méthode est donc simple et performante pour certains caloducs. Les cas les plus fréquents d'application de cette méthode sont ceux des caloducs à métaux liquides comme par exemple les couples sodium/nickel ou potassium/inox.

2.3 Caloducs à milieux poreux

Par caloduc à milieux poreux, nous regroupons ici tous les caloducs ayant une structure capillaire simple et homogène d'un point de vue macroscopique en excluant les caloducs à rainures car ceux-ci sont particuliers, comme nous allons le voir dans le paragraphe suivant.

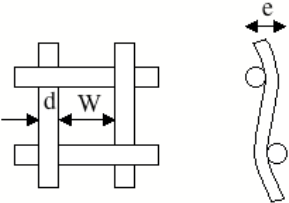
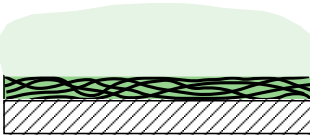
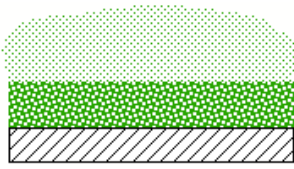
Les calculs thermiques dans une structure capillaire à milieux poreux sont en général abordés sous une approche macroscopique considérant le milieu comme homogène, d'épaisseur e et ayant une conductivité moyenne définie par :

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{q}{e \cdot \Delta T} \quad (\text{IV-18})$$

Cette conductivité effective peut être mesurée expérimentalement, mais il existe des approches analytiques permettant de fournir un bon ordre de grandeur pour les structures simples et usuelles.

Faghri [L2] chap. 3 donne une compilation des différentes expressions fournies par la littérature en fonction du type de structure. Le Tableau IV-1 reprend les cas les plus courants de structures capillaires. Il apparaît que tous les modèles s'inspirent des deux modèles de base (série et parallèle) en les combinant pour lisser des données expérimentales en définissant une porosité pour chaque type de structure, même si cela n'est a priori pas une notion naturelle de la structure.

Tableau IV-1 : conductivité thermique effective de différentes structures capillaires

Type de structure	Conductivité effective	Remarques
Toile métallique 	$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\lambda_1((\lambda_1 + \lambda_s) - (1 - \varphi)(\lambda_1 - \lambda_s))}{(\lambda_1 + \lambda_s) + (1 - \varphi)(\lambda_1 - \lambda_s)}$ $\varphi = 1 - \frac{\pi A B}{2(1 + A)} \sqrt{1 + \left(\frac{A}{1 + A}\right)^2}$	φ étant la porosité et : $B = d/e$, $A = d/W$. D'autres expressions de la porosité existent
Fibres métalliques frittées 	$\lambda_{\text{eff}} = \lambda_s \left[c^2 + v(1 - c)^2 + \frac{2vc(1 - c)}{vc + (1 - c)} \right]$ avec $v = \frac{\lambda_1}{\lambda_s} \quad \text{et} \quad c = 0,5 + A \cos(\phi / 3)$	Pour : $0 < \varphi < 0,5$ $A = -1$ et $\phi = \cos^{-1}(1 - 2\varphi)$ et pour : $0,5 < \varphi < 1$ $A = 1$ et $\phi = \cos^{-1}(2\varphi - 1)$
Métal fritté 	$\lambda_{\text{eff}} = \frac{\lambda_1 \left(\left(2 + \frac{\lambda_1}{\lambda_s} \right) - 2\varphi \left(1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_s} \right) \right)}{\left(2 + \frac{\lambda_1}{\lambda_s} \right) + \varphi \left(1 - \frac{\lambda_1}{\lambda_s} \right)}$	Réalisé à partir de sphères liées aléatoirement durant le frittage.

Pour une structure capillaire autre, à défaut de donnée bibliographique disponible, il faut réaliser des expériences de mesures de la conductivité équivalente de la structure saturée en fluide pour obtenir une bonne approximation. Il n'est en général possible d'envisager une

modélisation complète de la structure fine du milieu poreux que si la structure comporte un ordre représentatif de la globalité du milieu permettant de limiter la complexité du modèle.

Ferrell & Johnson [103] ont réalisé une caractérisation complète typique d'un milieu poreux permettant ainsi de déterminer la porosité et la conductivité effective d'une structure capillaire. Ils ont étudié expérimentalement des empilements de sphères dures de différents matériaux avec de l'eau comme fluide. Le résultat clef de cette étude concerne la mise en évidence du caractère purement conductif du transfert au sein de cette structure poreuse et de l'extension de ces résultats à des structures comparables en dimensions caractéristiques.

2.4 Caloducs à rainures

Les caloducs à rainures longitudinales sont en général constitués par une paroi solide dans laquelle des rainures sont usinées. Il existe donc une paroi solide continue pouvant conduire efficacement le flux thermique vers les zones de changement de phase. Toutefois, l'étendue et la localisation des zones de changement de phase sont très différentes selon que l'on se situe dans le condenseur ou à l'évaporateur. Il en résulte une approche différente de l'estimation de la conductivité équivalente de la structure capillaire dans le cadre d'une approche macroscopique simplificatrice.

Les caloducs à rainures ont la particularité de comporter une structure simple et périodique permettant a priori une modélisation fine des phénomènes conductifs au sein du solide et du liquide. Nous verrons cependant qu'en raison d'une connaissance incomplète du comportement du liquide, cette approche, basée uniquement sur un modèle conductif, est insuffisante pour la modélisation précise des coefficients d'échanges dans les caloducs à rainures.

2.4.1 Zone condenseur d'un caloduc à rainures

Etant donné que l'on considère le cas des caloducs à basse température ayant une conductivité liquide faible au regard de la conductivité des parois, la condensation de la phase vapeur s'effectue sur tous les points froids entraînant la présence d'un film liquide sur toute la surface métallique comme illustré sur la Figure IV-7.

Le liquide est drainé dans les rainures par l'écoulement longitudinal et les forces capillaires engendrées par les variations de courbures de l'interface. La zone de condensation préférentielle est donc située sur le sommet des ailettes là où le film de liquide est le plus mince. Nous allons mettre en évidence que ce phénomène permet d'évaluer simplement une conductivité effective macroscopique mais rend très complexe un calcul précis des transferts au sein de la structure capillaire.

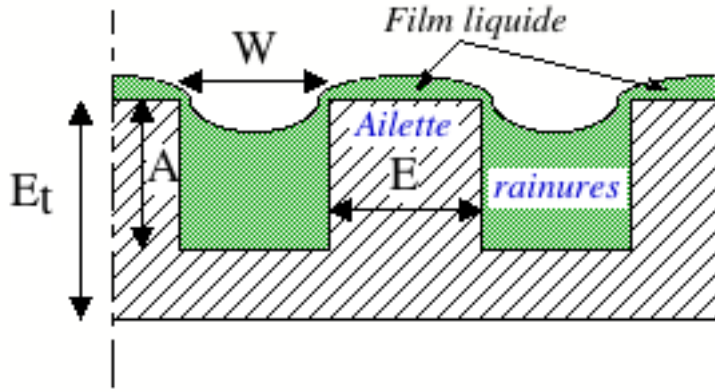


Figure IV-7 : distribution liquide au condenseur d'un caloduc à rainures longitudinales rectangulaires

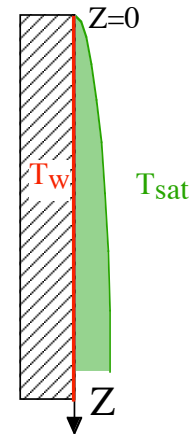


Figure IV-8 : condensation en film de Nusselt

2.4.1.1 Approche macroscopique

Une première approche consiste à majorer la valeur de la conductivité effective **en négligeant l'épaisseur du film liquide** sur le haut des ailettes. On obtient ainsi un modèle parallèle simple conduisant à une conductivité équivalente définie par (en adoptant les notations de la Figure IV-7) :

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{W\lambda_l + E\lambda_s}{W + E} \approx \frac{E\lambda_s}{W + E} \quad (\text{IV-19})$$

Cette approche ne peut être utilisée qu'avec beaucoup de précautions car si elle peut donner un bon ordre de grandeur dans certains cas, elle conduit à des valeurs beaucoup trop importantes dans de nombreuses configurations comme le montre les deux exemples suivants :

Cas 1 : pour un caloduc à eau ($\lambda_l = 0,65 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$) ayant une enveloppe en inox ($\lambda_s = 15 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$) dont l'épaisseur totale E_t est de 2 mm (hauteur des rainures comprise : $A = 1 \text{ mm}$), la conductivité effective à 40 °C est de $\lambda_{\text{eff}} = 7,5 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ avec une structure rainurée telle que $W = E$. On obtient donc une conductance surfacique pour l'ensemble de la structure de :

$$G_1 = \left(\frac{A(W + E)}{W\lambda_l + E\lambda_s} + \frac{E_t - A}{\lambda_s} \right)^{-1} = 5140 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$$

Afin d'évaluer un ordre de grandeur de l'épaisseur du film, considérons une condensation en film de Nusselt (Carey[L4] chap.9) sur une paroi plane verticale avec une densité de flux constante à la paroi. L'épaisseur du film δ en fonction de la hauteur de condensation z (avec $\delta = 0$ en $z = 0$) s'exprime par (Figure IV-8) :

$$\delta(z) = 3 \sqrt[3]{\frac{\mu_l q z}{\rho_l (\rho_l - \rho_v) g h_{lv}}} \quad (\text{IV-20})$$

Soit dans notre cas, avec par exemple $z=1$ cm et $q=10$ W cm⁻², une épaisseur $\delta=0,04$ mm. Cela correspond en définitive, en prenant une épaisseur de film constante de 0,04 mm, à une conductance supplémentaire G_2 à la surface des ailettes de 16250 W m⁻² K⁻¹.

La prise en compte de la conductance dans le film (conductance en série avec la conductance dans les ailettes) conduit à une conductance surfacique globale de 3900 W m⁻² K⁻¹ en regard des 5140 W m⁻² K⁻¹ trouvé en utilisant l'équation (IV-19). Ainsi l'erreur peut être grossièrement estimée ici à 20%.

Cas 2 : pour un caloduc à méthanol ($\lambda_f=0,20$ W m⁻¹ K⁻¹) ayant une enveloppe en cuivre ($\lambda_s=380$ W m⁻¹ K⁻¹) les valeurs des conductances G_1 et G_2 sont respectivement de 130 000 et 1430 W m⁻¹ K⁻¹ dans des conditions identiques au cas précédent. La conductance est donc surestimée par l'expression (IV-19) d'un facteur 100 environ.

En conclusion, cette approche macroscopique peut apparaître très insuffisante, même en première approximation et doit être utilisé avec beaucoup de précautions lorsque son utilisation est nécessaire. Par ailleurs, cette approche considère une conduction radiale monodimensionnelle et néglige les effets de constriction de flux au niveau de la base des ailettes et la conduction longitudinale.

2.4.1.2 Analyse fine d'une rainure

Pour améliorer les résultats fournis par l'équation (IV-19), il faut tenir compte de la présence d'un film liquide (au sommet des ailettes) dont l'épaisseur n'est pas constante a priori. Le calcul de l'épaisseur du film liquide est complexe. Kamotani [104] a réalisé une étude numérique détaillée en considérant le cas d'un caloduc à rainures axiales rectangulaires dont les angles supérieurs des parties solides sont arrondis. Les validations présentées utilisent des résultats expérimentaux pour trois fluides de basse conductivité thermique mais ne concernent que des cas présentant un faible gradient thermique (typiquement de l'ordre de 0,5 à 1K). Cette étude est qualitative, bien qu'étant très détaillée, car elle s'appuie sur de nombreuses hypothèses simplificatrices. La démarche utilisée peut toutefois servir de base de travail pour l'étude fine de l'écoulement liquide et du transfert thermique. *Notons de plus que les épaisseurs de film trouvées par Kamotani sur le sommet des ailettes sont de l'ordre de plusieurs millimètres. Ces résultats sont surprenants au regard des épaisseurs fournies par une condensation en film de Nusselt.*

Faghri ([L2] chap.2) utilise une méthode similaire pour obtenir le coefficient d'échange moyen d'une structure rainurée. L'étude est envisagée pour le cas d'angles non arrondis, mais permet l'analyse de rainures trapézoïdales en tenant compte de la géométrie des ailettes solides séparant les rainures. Le modèle obtenu est assez complexe, comporte également de nombreuses hypothèses simplificatrices et nécessite une résolution numérique d'une équation intégro-différentielle, et aucune validation expérimentale n'est présentée. *Il obtient une épaisseur de film liquide sur le haut des rainures inférieures à 10 μm, ce qui est de deux*

ordres de grandeurs inférieurs aux résultats de Kamotani. Ceci peut s'expliquer par la forme de l'angle qui influe fortement sur la courbure minimale de l'interface dans cette zone. Or cette courbure entraîne un gradient de pression qui est l'élément moteur de l'écoulement sur le haut des rainures.

Ces résultats tendent donc à montrer qu'une étude fine de l'écoulement est fondamentale (voir §2.4.1.1) et qu'une bonne connaissance de la géométrie des rainures est essentielle.

La difficulté principale de ce type d'étude réside dans la modélisation des phénomènes hydrodynamiques entraînant le drainage dans les rainures du liquide condensé sur la surface supérieure. Un travail fondamental très important reste à réaliser car les données bibliographiques concernant la zone de condensation des caloducs sont très peu nombreuses. Or, en phase de condensation, au regard du rapport de conductivité entre le solide et le liquide dans les caloducs à basse température, la connaissance précise de la géométrie complète du film liquide est fondamentale pour calculer précisément la conductance thermique globale d'une structure capillaire à rainures en fonction de la densité de flux et de la température adiabatique.

2.4.2 Zone évaporateur d'un caloduc à rainures

Dans la zone évaporateur, la répartition du liquide est très différente de celle rencontrée au condenseur. Le liquide est contenu dans les rainures et ne mouille pas toute la surface solide comme illustré sur la Figure IV-9.

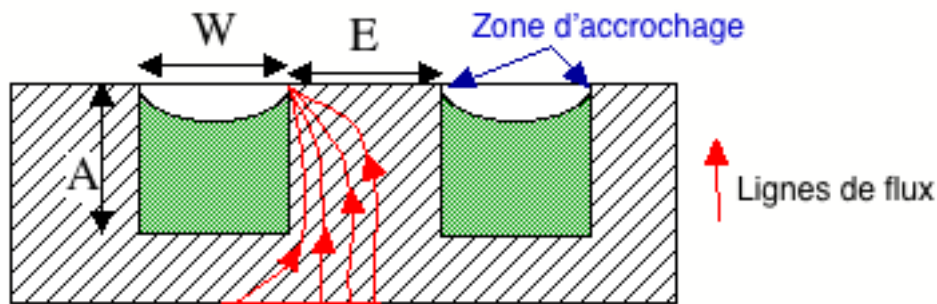


Figure IV-9 : distribution liquide à l'évaporateur d'un caloduc à rainures longitudinales

Ce phénomène s'explique par l'absence de force capillaire permettant un mouillage de la surface solide supérieure et a été validé expérimentalement par de très nombreux auteurs. On peut notamment citer l'étude expérimentale réalisée par Gourdache [49] concernant trois types très différents de rainures : rectangulaire, triangulaire et circulaire.

Dans le cadre des caloducs à basse température, la conductivité du liquide étant faible, le flux sera préférentiellement évacué dans les zones ayant une épaisseur liquide faible comme illustré sur la Figure IV-9. Ainsi l'évaluation de la conductivité macroscopique est fortement dépendant de la zone d'épaisseur minimale du film liquide.

2.4.2.1 Approche macroscopique

Faghri ([L2] chap.3) décrit le modèle initialement établi par Chi et couramment utilisé permettant de définir un ordre de grandeur de la conductivité équivalente d'une structure à rainure rectangulaire.

Il est basé sur une combinaison de modèle parallèle et série. Deux chemins distincts parallèles sont considérés le premier est une conduction à travers le liquide dans la rainure et le second est constitué de la conduction dans l'ailette solide en série avec un coefficient d'échange due à la conduction dans un film mince évalué par Chi à $0,185 \cdot E / \lambda_1$. Soit une conductivité globale équivalente de :

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{(\lambda_1 \lambda_s A E) + W \lambda_1 (0,185 E \lambda_s + A \lambda_1)}{(W + E)(0,185 E \lambda_s + A \lambda_1)} \quad (\text{IV-21})$$

Les paramètres A, E et W étant définis sur la Figure IV-9.

2.4.2.2 Analyse macroscopique d'une rainure en conduction pure

Dans le chapitre I, nous avons vu que l'interface liquide/vapeur prend la forme d'un arc de cercle en fonction de la différence de pression entre la phase liquide et la phase vapeur. L'étude de la limite capillaire dans le chapitre II nous a permis de mettre en évidence la dépendance de la courbure de l'interface avec les conditions de fonctionnement. Gourdache [49] a modélisé de façon détaillée l'évolution axiale du rayon de courbure du ménisque liquide dans une rainure. Il obtient une équation différentielle pouvant être résolue directement par des méthodes numériques simples.

Usuellement on fait l'hypothèse d'un accrochage du ménisque liquide à l'extrémité supérieure de la rainure. Des études expérimentales visuelles du type de celles réalisées par Gourdache ont validé cette hypothèse. Notons de plus que tout comportement très différent devrait se ressentir dans le calcul des limites capillaires en détériorant fortement la précision de ces modèles. De plus si l'on se place dans le cas de conditions aux limites uniformes, on peut considérer des conditions de symétrie sur les rainures permettant de limiter la zone d'étude à une demi rainure comme schématisé sur la Figure IV-10.

Remarque : on considère ici une structure non cylindrique afin de simplifier la modélisation. L'écart avec une structure cylindrique est faible dans la majorité des cas en raison de la faible épaisseur de la paroi et de la structure capillaire par rapport au diamètre du caloduc.

La présence d'une **très forte densité de flux dans la zone d'accrochage du ménisque** a été mise en évidence expérimentalement par Wayner & Coccio [105], confirmant ainsi la présence d'une forte constriction des lignes de flux comme illustrée sur la Figure IV-9.

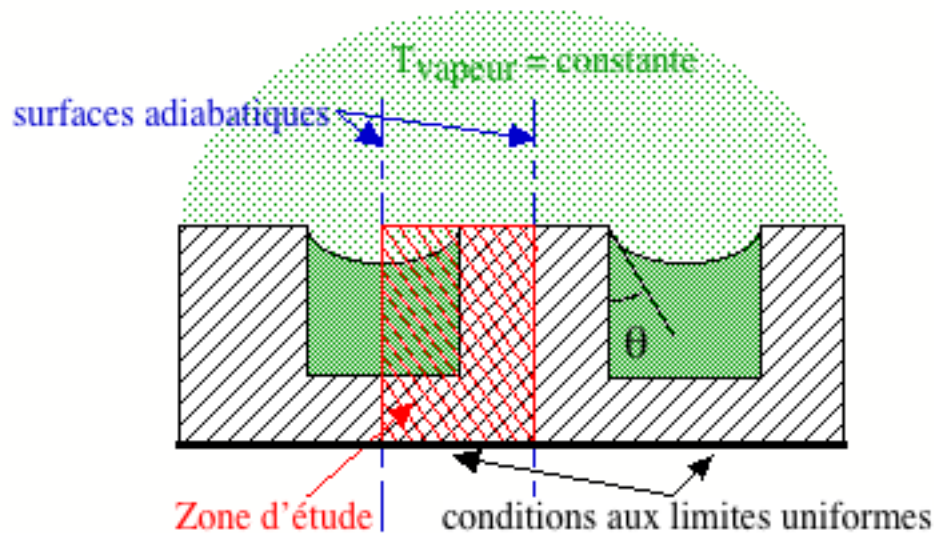


Figure IV-10 : zone d'étude d'une structure rainurée dans le cadre d'une modélisation fine

De nombreux modèles ont été réalisés pour calculer la répartition du flux thermique dans la zone d'étude. Nous allons détailler des études caractéristiques afin de mettre en évidence les apports et les limites de ces modèles pour la détermination d'une conductivité effective d'une structure rainurée.

En remarque préliminaire soulignons le caractère essentiel de la valeur du rayon de courbure du ménisque par rapport à la largeur de la rainure. En effet, plus le rayon du ménisque sera proche de demi largeur d'une rainure, plus l'épaisseur du film liquide sera faible. Toutes les études devront donc être paramétrées en fonction de l'angle d'accrochage θ défini sur la Figure IV-10.

Berger & Feldman [106] ont réalisé une étude concernant un évaporateur ayant des rainures non pas axiales mais sur la circonférence interne. Etant donné que ces rainures servent à pomper le liquide à partir d'une artère, leur étude est donc tout à fait représentative du cas d'un caloduc à rainures longitudinales. Néanmoins, leur modèle est trop peu détaillé pour donner des résultats satisfaisants dans tous les cas, mais il montre bien les phénomènes de constriction de flux et il met en évidence une très forte influence de l'angle d'accrochage notamment pour les faibles valeurs.

Kamotani [107] a utilisé la méthode développée par Berger & Feldman pour réaliser un modèle complet de caloduc à rainures longitudinales rectangulaires en utilisant une **conductivité effective** de la structure capillaire à l'évaporateur **fonction de l'angle d'accrochage** et du rapport de conductivité entre la paroi et le liquide. Il a développé un modèle analytique capable de fournir une conductivité effective pour des angles d'accrochage supérieurs à 30° . Pour des angles faibles, les hypothèses du modèle analytique ne sont plus vérifiées et il utilise une méthode de type nodale pour résoudre numériquement le problème. Les résultats obtenus confirment les données obtenues par Berger & Feldman sur

l'importance de la zone d'accrochage et sur l'influence très importante de l'angle d'accrochage. Pour le cas considéré par Kamotani, la conductivité effective augmente de 30% entre un angle de 60° et un angle de 30° mais **elle est multipliée par 7,5 entre 30° et 6,7°**.

Schneider & al [108] ont étendu l'étude en utilisant une méthode numérique différente et en paramétrant leur modèle pour pouvoir considérer différents types de rainures. Leur maillage permet de considérer des rainures trapézoïdales avec une grande base ouverte sur le canal vapeur. Les rainures rectangulaires ou triangulaires peuvent être considérées en tant que cas limite. Ils utilisent une méthode d'éléments finis permettant une bonne prise en compte de la zone d'accrochage par des mailles triangulaires. Ils fournissent une corrélation de la conductivité effective à partir d'une étude paramétrique importante. Toutefois cette corrélation engendre une incertitude par rapport aux calculs numériques de 7%. De plus, la convergence de leur modèle numérique en fonction du maillage n'est pas assurée totalement et une convergence très lente semble possible.

Shekriladze [109] a développé un modèle analytique de conduction pure en se basant sur des hypothèses simplificatrices. Il a en outre mesuré expérimentalement le coefficient d'échange de structures rainurées triangulaires pour trois fluides (azote, éthanol et eau) et trois parois (cuivre, inox et acier au carbone). Il obtient une incertitude maximale d'environ 30% entre le modèle et les valeurs expérimentales. La conductivité s'exprime par :

$$\lambda_{\text{eff}} = \sqrt{\frac{\lambda_1 \lambda_s}{\sin(\theta)} \frac{A}{W + E1 + E}} \quad (\text{IV-22})$$

Avec θ , A , W , $E1$, E définis sur la Figure IV-11.

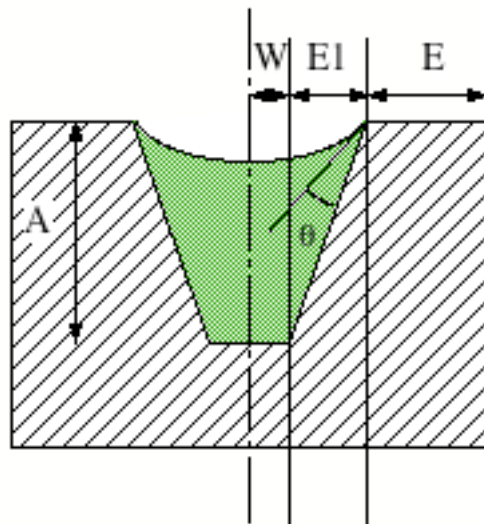


Figure IV-11 : paramètres de la conductivité effective de Shekriladze [109]

Il faut toutefois prendre des précautions dans l'utilisation de l'équation (IV-22) pour des angles d'accrochage faibles en raison des approximations faites pour obtenir cette expression analytique.

De plus, une comparaison des résultats des modèles de Chi (équation (IV-21)) et de Shekriladze (équation (IV-22)) montre une forte dispersion. Les valeurs fournies par Chi sont entre 2 et 20 fois plus faibles pour de grands angles d'accrochage et l'écart croit fortement pour de petits angles d'accrochage. De plus, le modèle de Chi est beaucoup moins sensible à l'influence de la conductivité thermique du solide en raison de la valeur très faible du coefficient d'échange à travers le film. Cette divergence s'explique par les approches utilisées.

Le modèle de Chi est très conservatif et donne souvent des coefficients inférieurs à la réalité, ce qui permet une utilisation en toutes confiances dans les phases de dimensionnement. Cependant, lorsque la taille du caloduc est un élément critique, cette approche trop conservatrice est fortement pénalisante et l'utilisation du modèle de Shekriladze semble préférable si un prototype expérimental peut permettre de valider ou de corriger la valeur moyenne du coefficient d'échange.

2.5 Insuffisances du modèle conductif

Bressler & Wyatt [110] ont mené une étude détaillée du mouillage d'une rainure soumise à un flux thermique comme illustré sur la Figure IV-12.

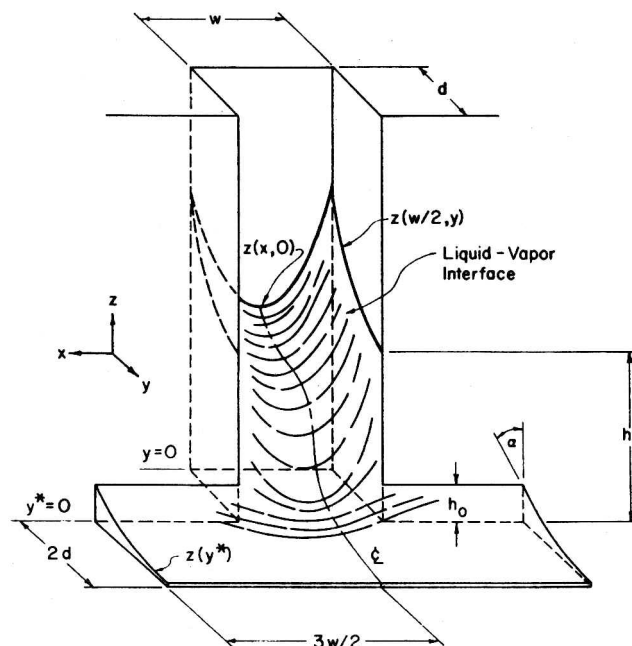


Figure IV-12 : configuration de l'étude de Bressler & Wyatt [110]

Leur modèle, basé uniquement sur les phénomènes conductifs et la pression capillaire en tant que force motrice, ne permet pas de fournir une estimation de la hauteur du liquide dans la rainure avec une incertitude inférieure à 40% environ. Les rainures étudiées expérimentalement sont de faibles dimensions et il semble que ce type de modèle soit insuffisant pour évaluer le comportement du film liquide dans la zone d'accrochage. d'autre

phénomènes physiques doivent être pris en compte si l'on veut prédire la hauteur du liquide dans les rainures.

Stroes & al [111] ont réalisé des expériences similaires pour trois fluides différents et deux types proches de rainures. Ils ont globalement retrouvé les mêmes résultats mais en faisant varier l'inclinaison d'une plaque rainurée, ils ont noté la présence de fluide sur le dessus des rainures. Ils expliquent ce phénomène par la courbure des arêtes supérieures des ailettes qui permet ainsi le pompage du fluide par des phénomènes autres que la tension superficielle et la conduction pure dans le film.

Romestant [9] et Gourdache [49] ont effectués des calculs numériques de la thermique dans des rainures de caloducs en utilisant un maillage très fin de la zone d'accrochage. Ils ont retrouvé les résultats de Berger & Feldman [106] et de Kamotani [107] en améliorant la précision des résultats pour des angles d'accrochage petits en augmentant la finesse du maillage. Ils ont aussi montré que la taille de la maille au point d'accrochage est un élément important car la conductance d'une zone microscopique de taille fixée (1 μm par exemple) croît avec l'augmentation du nombre de mailles. La convergence ne devient lente que pour des mailles de dimensions caractéristiques de l'ordre de quelques nanomètres sans toutefois montrer une limite indiscutable. Or l'application de modèle conductif basé sur la continuité du solide et du liquide est fortement discutable pour des mailles de l'ordre des dimensions atomiques ou moléculaires (exemple : 0,36 nm de diamètre environ pour une molécule d'ammoniac - voir §3.5.1). On considère donc que ce type de modèle ne converge pas d'un point de vue physique.

De plus, les valeurs de conductivité équivalente calculées, bien que donnant dans certains cas des résultats du même ordre de grandeur que les valeurs mesurées expérimentalement, remettent en question le bien fondé des hypothèses sur le comportement physique du ménisque liquide dans la zone d'accrochage. La dimension des plus petites mailles dans la zone d'accrochage ne permet plus de négliger les interactions à courte portée qui existent entre la paroi solide et le ménisque liquide. De plus, si la densité de flux est importante dans une zone très peu étendue, le débit d'évaporation est élevé et entraîne un écoulement liquide pouvant perturber la forme du ménisque et la conductance de changement de phase n'est plus négligeable. Il faut donc modifier le modèle en faisant intervenir les interactions entre surfaces et l'écoulement liquide.

L'analyse du comportement thermique des rainures conduit ainsi à l'étude de la zone d'accrochage du ménisque liquide sur la paroi à des échelles submicrométriques. Cette étude est complexe mais étant donné les dimensions pressenties, cette zone doit jouer un rôle essentiel dans tous les processus d'évaporation que ce soit dans les rainures, dans un milieu poreux ou lors de l'ébullition d'un liquide sur une paroi surchauffée.

IV.3 Modélisation de la zone d'accrochage d'un ménisque

Le paragraphe précédent montre que la zone d'accrochage d'un ménisque liquide est un élément fondamental dans la détermination de la conductivité effective d'une structure capillaire en phase d'évaporation. En effet, l'épaisseur du film liquide devient très faible et la densité de flux d'évaporation augmente fortement. Il est donc essentiel de comprendre les phénomènes physiques conduisant à l'accrochage du ménisque liquide sur la surface solide d'une part et de déterminer l'évolution de l'épaisseur du film liquide d'autre part. Ce domaine est l'objet de nombreuses recherches expérimentales et théoriques de par son implication dans tous les processus de changement de phase liquide/vapeur (Tso & Mahulikar [112]).

Nous exposerons tout d'abord une notion importante d'interaction entre les énergies d'interfaces (solide/liquide, solide/vapeur, liquide/vapeur) en utilisant une approche macroscopique de l'interaction moléculaire. Ceci nous conduira à définir la pression de disjonction. Un modèle utilisant cette pression de disjonction et le coefficient de transfert par changement de phase sera ensuite exposé en détail. La délicate résolution numérique de ce modèle permet de calculer l'évolution de l'épaisseur du film liquide et donc d'en déduire la densité de flux d'évaporation.

Pour finir nous discuterons de la validité des hypothèses du modèle et nous donnerons des ouvertures vers d'autres domaines de la physique pouvant améliorer ou valider le modèle.

3.1 La pression de disjonction

Nous avons vu dans le paragraphe 4.1 du chapitre III qu'un caloduc est toujours constitué d'un couple solide/fluide dont la phase liquide du fluide est mouillante par rapport au solide. La mouillabilité d'une surface est une notion macroscopique définie à partir de notions d'énergie de surface. Nous allons étudier ici le comportement de la **zone de film liquide mince** pour laquelle les interactions entre les surfaces deviennent prépondérantes.

Nous n'aborderons pas les problèmes physiques d'énergie de surface qui constituent un pan entier de la physique et non des moindres. Toutefois, pour schématiser le comportement du fluide, on considère que les forces d'interactions s'exerçant entre les molécules (et/ou les atomes) et maintenant la cohésion du solide ou du liquide ont une portée faible mais largement supérieure aux dimensions moléculaires et atomiques caractéristiques. Ainsi, lorsque le film liquide devient très mince, une vision simplificatrice consiste à penser que la paroi n'est plus que partiellement mouillée ce qui conduit à une augmentation de l'énergie de surface dans le cas d'un liquide mouillant. En d'autres termes, la phase liquide n'est plus suffisamment épaisse pour faire écran entre la phase vapeur et la paroi solide, ainsi la paroi "voit" la vapeur. Or, dans le cadre d'un liquide mouillant, l'énergie de la surface solide est plus importante en présence de la phase vapeur qu'en présence de la phase liquide.

Des forces s'opposant à la diminution de cette épaisseur de film existent donc afin de limiter l'augmentation de l'énergie surfacique. Ces forces deviennent très importantes lorsque l'épaisseur du film approche les dimensions moléculaires.

Ainsi, schématiquement, une force importante s'exerce sur l'interface liquide/vapeur. On suppose alors que cette force est compensée par une pression de la phase liquide inférieure à la pression de la phase vapeur par analogie avec l'équation de Young Laplace.

L'ensemble de ce phénomène est modélisé par la notion de pression de disjonction définissant un saut de pression entre la phase liquide et la phase vapeur qui est fonction de l'épaisseur du film.

Derjaguin & al [113] proposent le modèle général suivant en fonction de l'épaisseur δ d'un film plat :

$$P_d = P_v - P_l = \frac{A_1}{\delta^2} + \frac{A_2}{\delta^3} \quad (\text{IV-23})$$

Les deux coefficients A_1 et A_2 sont fonctions du couple solide fluide considéré. Le deuxième terme du membre de droite est issu des forces intermoléculaires de type Van der Waals et correspond à l'expression courante de la pression de disjonction. Le premier terme correspond à des forces issues d'un potentiel engendré par une surface solide et une phase vapeur ayant une charge électrostatique différente ce qui confère une portée beaucoup plus grande à ce type de force (terme en δ^{-2} face au terme en δ^{-3} pour les forces de Van Der Waals).

Remarque : pour l'eau qui a la particularité de posséder un moment dipolaire élevé, Faghri ([L2] chap. 2), en se basant sur les recommandations de Holm & Goplen [114], préconise l'utilisation de l'expression suivante de la pression de disjonction :

$$P_d = \rho_l r_g T_{iv} \ln \left[1,5336 \left(\frac{\delta}{3,3} \right)^{0,0243} \right] \quad (\text{IV-24})$$

Dans la suite de ce chapitre, nous conserverons néanmoins une expression simple de la pression de disjonction, c'est-à-dire pour un liquide non polaire et électriquement neutre :

$$P_d = P_v - P_l = \frac{A}{\delta^3} \quad (\text{IV-25})$$

Avec : A constante de Hamaker

Cette expression est couramment adoptée par de nombreux auteurs car elle correspond à la dispersion des forces de Van der Waals suivant la loi de London (Potash & Wayner [115]).

3.2 Synthèse bibliographique des modèles d'évaporation en film mince

De très nombreux auteurs ont traité des phénomènes d'évaporation en film mince et plus particulièrement en considérant la zone d'accrochage d'un ménisque liquide sur une paroi surchauffée. Nous allons donner un aperçu des différentes études réalisées.

En se basant sur la notion de pression de disjonction et à partir de mesures expérimentales, **Potash & Wayner** [115] ont calculé l'évolution d'un film liquide de tétrachlorocarbène sur une plaque verticale en verre chauffée et immergée en considérant uniquement le cas de molécules non polaires. Leur modèle est basé sur une expression de la pression de disjonction en :

$$P_d = P_v - P_l = A \delta^{-B} \quad (\text{IV-26})$$

Ils utilisent des mesures de la pression de disjonction en fonction de l'épaisseur du film pour calculer deux couples de valeurs pour A et B permettant de lisser la courbe expérimentale :

$$\begin{aligned} \delta < 7,28 \cdot 10^{-9} \text{ m} & \quad A = 1,7 \text{ Pa m}^B & \quad B = 0,61 \\ \delta > 7,28 \cdot 10^{-9} \text{ m} & \quad A = 6,1 \cdot 10^{-20} \text{ Pa m}^B & \quad B = 3 \end{aligned}$$

Leur modèle divise la zone d'accrochage du ménisque en deux parties distinctes. Ils considèrent tout d'abord une zone dans laquelle la pression de disjonction est négligeable devant la force motrice capillaire engendrée par la variation de courbure du ménisque liquide ; cette partie est appelée ménisque intrinsèque. Puis ils inversent le problème en considérant une pression motrice capillaire négligeable devant la pression de disjonction ; cette deuxième partie étant appelée film mince.

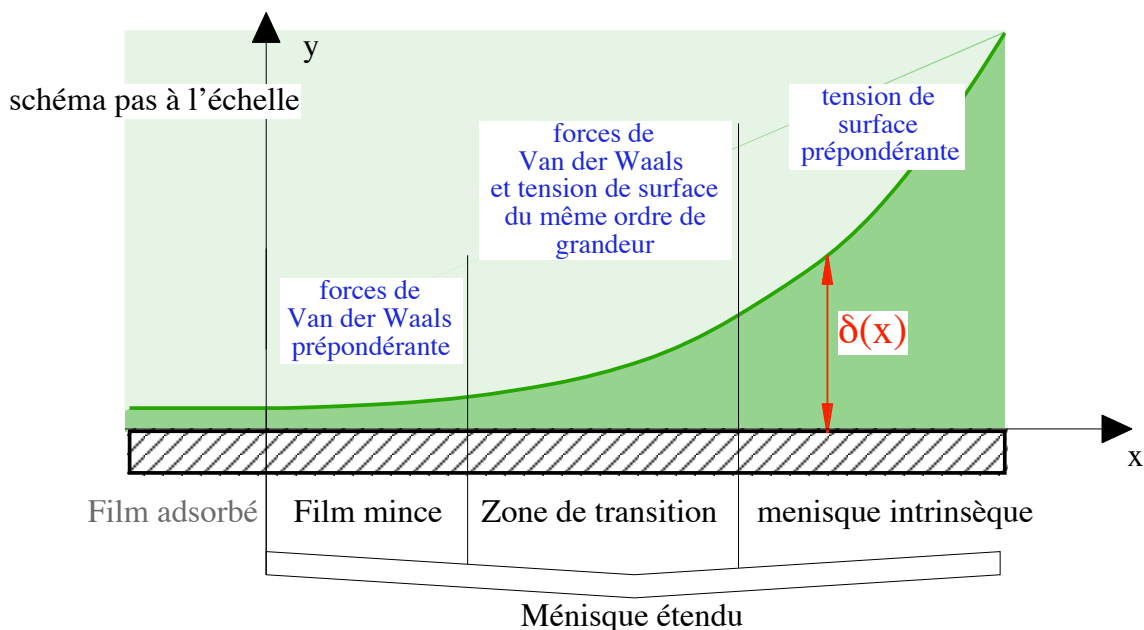


Figure IV-13 : Les différentes parties d'une zone d'accrochage d'un film liquide sur une paroi

Les deux modèles sont raccordés par les conditions aux limites et forment le ménisque étendu. Ils définissent en outre un **film adsorbé** au-delà du ménisque étendu dans lequel il n'y a pas de changement de phase. En d'autres termes, on considère que le film adsorbé est à la température de la paroi. *Ce premier modèle considère deux parties distinctes du ménisque étendu et conduit à des approximations importantes dans la zone de transition entre le ménisque intrinsèque et le film mince.* Il présente toutefois l'intérêt majeur de mettre en évidence l'augmentation importante de la densité de flux dans le film mince.

Wayner & al [116] ont concentré leur étude sur la *zone de film mince* en utilisant une pression de disjonction du type de l'équation (IV-25), en tenant compte du coefficient de changement de phase (défini au § IV.1) et en négligeant les effets de tension de surface comme dans le modèle de Potash & Wayner [115]. Leur approche synthétique du modèle fournit une équation différentielle adimensionnée (à l'égard de la variation de l'épaisseur du film $\delta(x)$) et quelques applications numériques sur l'étendue de la zone de film mince permettant de fournir une évaluation de l'importance de cette région de film mince. Par exemple, une épaisseur de film de 3,8 nm correspond à une longueur de film de 0,3 μm (à partir de la fin de zone adsorbée, Figure IV-13) dans le cas de tétrachlorocarbène à 293 K s'évaporant sur du verre avec une surchauffe de 0,272 K. Une discussion sur les limites de leur modèle permet de se rendre compte que les effets de tension de surface deviennent très rapidement non négligeables et qu'un modèle complet doit prendre en compte ces effets.

Kamotani [117] utilise le modèle de Wayner & al [116] pour développer un modèle en vue d'une application aux cas des caloducs. *Il suppose pour cela que les effets de la pression de disjonction et de capillarité sont additifs* et considère le cas très courant d'un caloduc à ammoniac ayant une enveloppe en aluminium. En couplant ce modèle avec celui du maillage global d'une rainure en conduction (Kamotani [107]), il obtient une conductivité effective dépendant de l'angle d'accrochage apparent mais avec un flux constant évacué dans une micro région (définie tel que $x \leq 1 \mu\text{m}$). Notons pour finir qu'il évoque le problème de la rugosité de la surface solide en regard de l'épaisseur du film liquide.

Holm & Goplen [114] ont traité le problème complet d'une rainure trapézoïdale contenant de l'eau dont la température à la base de la rainure est fixée. Ils utilisent un modèle identique à celui de Kamotani [117] en ajoutant un coefficient de convection fixe entre la surface solide et le liquide pour la partie de la rainure comprise dans le ménisque intrinsèque (en ne tenant alors pas compte de la conduction dans le liquide). Ils ont ainsi montré que la part convective reste inférieure à 10 % dans la plupart des cas si l'épaisseur des ailettes solides séparant les rainures est suffisamment grande. Rappelons que si l'on considère une conduction pure dans le liquide, la proportion du flux transitant par le volume liquide dans le ménisque intrinsèque est approximativement la même que celle trouvée par Holm & Goplen, soit environ 10% (Romestant [9], Gourdache [49]). *Ces travaux permettent de valider l'hypothèse faite sur le caractère négligeable de la convection du liquide dans les rainures.*

En se basant sur la théorie de la dispersion des forces de Van der Waals, **Wayner** [118] utilise un modèle équivalent à celui de Kamotani [117] pour traiter du cas *des liquides mouillants mais non totalement mouillant* (Brochar-Wyart [L5]chap.I et Chap III §4.1). Il montre que seules les conditions aux limites entre le film adsorbé (ne participant pas à l'échange thermique) et le film mince sont différentes. Ainsi, l'utilisation des hypothèses d'un liquide totalement mouillant permet une bonne approximation des liquides non totalement mouillant au moins au niveau qualitatif.

Dans un article très complet **Dasgupta & al** [119] ont traité du comportement d'un ménisque liquide en contact avec une surface lisse surchauffée. Ils ont réalisé une *étude expérimentale détaillée* leur permettant de mesurer l'épaisseur d'un film liquide. Afin de limiter les effets de bord, ils utilisent un montage à symétrie cylindrique de grand diamètre par rapport à la dimension du ménisque étendu. Pour pouvoir obtenir une surface parfaitement lisse, la surface solide d'étude est constituée d'un disque de silicone. Le fluide utilisé est de l'heptane afin d'obtenir une bonne mouillabilité. La mesure de l'épaisseur du film liquide est réalisée par interférométrie pour des épaisseurs supérieures à $0,1 \mu\text{m}$ avec une incertitude de l'ordre de $0,01 \mu\text{m}$ au maximum. Pour la zone de transition et le film mince ayant une épaisseur inférieure à $0,1 \mu\text{m}$ ils utilisent une méthode d'ellipsométrie leur permettant de mesurer des épaisseurs de film très faibles avec une incertitude de l'ordre de $0,4 \text{ nm}$. Ils utilisent un modèle très proche de celui de Kamotani [117] en considérant que les sauts de pression entre le liquide et la vapeur engendrés par les forces capillaires et la pression de disjonction sont additifs. Ils définissent un modèle adimensionné leur permettant de formuler une solution approchée en développement en série de Taylor pour la zone de film mince. Ce développement contient des constantes déterminées par minimisation des écarts entre le modèle et les mesures expérimentales. Cette démarche leur permet de calculer la valeur de la constante de Hamaker (voir l'équation (IV-25)) en fonction de la mesure de l'épaisseur du film adsorbé et des constantes précédemment calculées. En conclusion de ces travaux, il apparaît que la constante de Hamaker est fonction de l'épaisseur du film adsorbé si l'on adopte la forme définie par l'équation (IV-25) pour la pression de disjonction. Toutefois, la correspondance entre le modèle et les mesures expérimentale est excellente en considérant une valeur adéquate de la constante de Hamaker. En d'autres termes, la variation de P_d en fonction de δ^{-3} est mise en évidence pour une condition expérimentale donnée (surchauffe paroi, température vapeur,...).

En conclusion de ces travaux, une étude de la sensibilité du modèle à la constante de Hamaker doit permettre de mieux cerner la validité du modèle. Nous allons par la suite présenter un modèle complet et sa résolution afin de discuter des conséquences de l'évaporation en film mince sur les calculs de conductivité effective en phase d'évaporation de structure capillaire rainurées en vue d'une application aux caloducs.

3.3 Modèle physique retenu de l'évaporation en film mince

Le modèle que nous allons présenter est celui développé par Stephan & Busse [120] [121]. Leur modèle est très proche de celui développé par Kamotani [117] et considère le cas d'un caloduc à ammoniac ayant une enveloppe en aluminium. Nous allons détailler les différents éléments du modèle conduisant à l'expression de l'équation différentielle du quatrième ordre régissant l'évolution du rayon de courbure du ménisque. L'évolution du ménisque liquide est schématisée sur la Figure IV-14 :

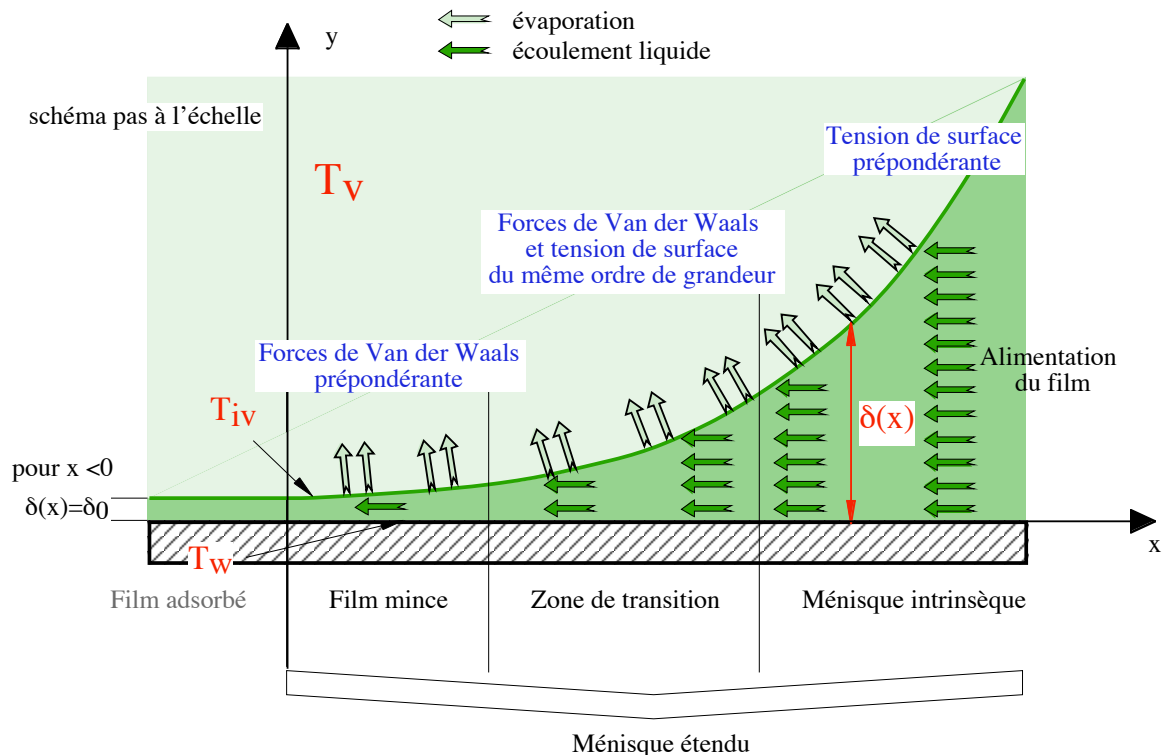


Figure IV-14 : schéma du ménisque liquide

La connaissance de l'évolution de l'épaisseur du film liquide permet de remonter au flux linéique, ce qui est notre but ultime. En effet, l'intégration de ce flux sur une longueur donnée correspondant à la taille de la maille d'un modèle macroscopique du type de ceux définis dans le §2.4.2 permet de fixer une condition aux limites en flux imposé dans cette région de dimension microscopique appelée couramment micro région

3.3.1 Modélisation de l'écoulement liquide

En fonction de l'écoulement étudié, les hypothèses suivantes sont faites :

- L'écoulement est bidimensionnel.
- La vitesse moyenne de l'écoulement liquide dans le ménisque est faible (Gourdache [49]) et conduit donc à un écoulement laminaire incompressible.
- L'influence de la gravité est négligée en regard des épaisseurs de film.
- L'écoulement est supposé parallèle ($v=0$).

- v. Conditions de non glissement à l'interface solide.
- vi. Condition de contrainte nulle à l'interface vapeur.
- vii. Pression vapeur uniforme.

En suivant ces hypothèses, l'équation de conservation de la masse donne :

$$\frac{\partial u_1}{\partial x} = 0 \quad (\text{IV-27})$$

A partir de l'équation de conservation de la quantité de mouvement on obtient :

$$\frac{\partial P_1}{\partial x} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (\text{IV-28})$$

Et

$$\frac{\partial P_1}{\partial y} = 0 \quad (\text{IV-29})$$

En définitive après intégration de l'équation (IV-28) on obtient le profil de vitesse :

$$u(y) = \frac{1}{\mu} \left(\frac{d P_1}{d x} \right) \left(\frac{y^2}{2} - \delta(x)y \right) \quad (\text{IV-30})$$

En intégrant ce profil entre $y=0$ et $y=\delta$ on obtient directement le débit de masse linéique dans une section en fonction de l'épaisseur du film :

$$\dot{m}_1(x) = -\frac{\delta^3}{3 \nu_1} \left(\frac{d P_1}{d x} \right) \quad (\text{IV-31})$$

3.3.2 Expression retenue de la pression motrice capillaire

Nous adopterons le modèle additif du saut de pression, validé par les résultats expérimentaux de Dasgupta & al [119]. On obtient ainsi en combinant les relations (I-1) et (IV-25) :

$$P_c = P_v - P_l = \frac{A}{\delta^3} + \sigma K \quad (\text{IV-32})$$

Rappelons que cette expression n'est valable que pour les molécules n'ayant pas de moment dipolaire, ce qui exclut par exemple l'eau. Cependant, on pourra se reporter à l'étude de Holm & Goplen [114] pour plus de détails sur le traitement du cas de l'eau.

La pression dans le liquide étant fonction seulement de l'abscisse x (équation (IV-29)) et la pression dans la vapeur étant constante, le gradient de pression capillaire s'exprime par :

$$\frac{d P_c}{d x} = -\frac{d P_l}{d x} = -\frac{A \delta'}{3 \delta^4} + \sigma \frac{d K}{d x} + \frac{1}{\delta^3} \frac{d A}{d x} + K \frac{d \sigma}{d T_{iv}} \frac{d T_{iv}}{d x} \quad (\text{IV-33})$$

La variation de la constante de Hamaker en fonction de x est a priori négligeable puisque l'approche macroscopique du modèle de pression de disjonction suppose une valeur constante de A (définie comme la constante de Hamaker). De plus, cette hypothèse semble justifiée expérimentalement si l'on se réfère aux travaux expérimentaux de Dasgupta & al [119] qui obtiennent, pour la zone de film mince, une très bonne correspondance de leur modèle pour une valeur fixe de la constante de Hamaker.

De plus, l'hypothèse suivante est faite sur le comportement de la température d'interface :

- viii. La variation de la température d'interface est supposée suffisamment faible pour négliger son influence sur l'évolution de la pression capillaire.

Cette hypothèse se vérifie sur les résultats obtenus (voir l'ordre de grandeur des variables de la Figure IV-15 à la Figure IV-18). En fait le phénomène suivant apparaît : le gradient de la température d'interface est négligeable devant le gradient de pression de disjonction pour la zone de film mince et devient quasiment nul pour la zone de transition et le ménisque intrinsèque.

En conclusion, l'équation (IV-33) peut se simplifier selon :

$$\frac{dP_c}{dx} = -\frac{dP_l}{dx} = -\frac{A\delta'}{3\delta^4} + \sigma \frac{dK}{dx} \quad (IV-34)$$

3.3.3 Expression de la température d'interface

Afin de simplifier le problème thermique, les hypothèses suivantes sont retenues :

- ix. La phase vapeur est isotherme et à l'état de saturation en tous points
- x. La phase vapeur est supposée se comporter comme un gaz parfait
- xi. La phase vapeur et la phase liquide près de l'interface sont à l'équilibre thermodynamique local

La phase liquide et la phase vapeur étant supposées à l'équilibre, elles ont le même potentiel chimique. On en déduit donc que pour de faibles écarts de température entre la phase vapeur et l'interface, le saut de pression capillaire s'exprime par (Wayner [118]) :

$$P_{\text{sat}}(T_v) - P_{\text{sat}}(T_{iv}) = \rho_l h_{lv} \frac{T_{iv} - T_v}{T_v} \quad (IV-35)$$

La pression de la vapeur étant uniforme et la pression du liquide n'étant pas une fonction de y ($P_l(x) = P_{\text{sat}}(T_{iv})$), la pression capillaire s'exprime simplement par $P_c = P_{\text{sat}}(T_v) - P_{\text{sat}}(T_{iv})$.

La température d'interface est ainsi reliée à la température de la phase vapeur à l'état de saturation par :

$$T_{iv} = T_v \left(1 + \frac{P_c}{\rho_l h_{lv}} \right) \quad (IV-36)$$

Une augmentation de la pression capillaire entraîne donc une augmentation de la température d'interface. La température d'interface ne pourra cependant pas excéder la température de la paroi solide. Cette relation limite donc la pression capillaire.

3.3.4 Influence du coefficient d'évaporation

Le coefficient d'évaporation (équation (IV-14)) calculé en considérant une interface plane et les effets sur la température d'interface de la pression capillaire (équation (IV-36)) sont calculés indépendamment. Si on considère les hypothèses suivantes :

- xii. Le coefficient d'évaporation est indépendant de la courbure de l'interface
- xiii. Le coefficient d'évaporation est défini dans le cas d'une courbure de l'interface entre une température liquide avant changement de phase et la température d'interface définie par l'équation (IV-36)

Le flux d'évaporation peut alors s'exprimer par :

$$q_e = h_{\text{int}}(T_{\text{iv,liq}} - T_{\text{iv}}) \quad (\text{IV-37})$$

L'épaisseur du film liquide étant très faible, l'hypothèse sur la conduction dans le liquide est la suivante :

- xiv. Conduction monodimensionnelle suivant l'axe y.

Le flux d'évaporation peut alors également s'exprimer simplement par :

$$q_e = \frac{\lambda_l}{\delta}(T_w - T_{\text{iv,liq}}) \quad (\text{IV-38})$$

D'autre part, pour des températures éloignées du point critique, la différence de volume massique entre la phase vapeur et la phase liquide est peu différente de la masse volumique vapeur soit :

$$\vartheta_{\text{vl}} = \vartheta_{\text{v}} - \vartheta_{\text{l}} \cong \frac{1}{\rho_{\text{v}}} \quad (\text{IV-39})$$

De plus, pour tous les fluides usuels, un examen des ordres de grandeurs des propriétés thermophysiques à des températures éloignées du point critique ($P_{\text{sat}} \approx 10^6$ au maximum, $\rho_{\text{v}} \approx 10^{-3}$ et $h_{\text{iv}} \approx 10^6$) montre que l'on a :

$$\frac{P_{\text{sat}}(T_{\text{v}})\vartheta_{\text{vl}}}{2h_{\text{iv}}} \ll 1 \quad (\text{IV-40})$$

L'équation (IV-14) peut alors s'exprimer simplement par ($\hat{\sigma}$ représente le coefficient d'accommodation) :

$$h_{\text{int}} = \left(\frac{2\hat{\sigma}}{2 - \hat{\sigma}} \right) \left(\frac{\rho_{\text{v}} h_{\text{iv}}^2}{T_{\text{v}}} \right) \sqrt{\frac{1}{2\pi r_{\text{g}} T_{\text{v}}}} \quad (\text{IV-41})$$

En combinant les équations (IV-37), (IV-38) et (IV-41) on obtient :

$$q_e = \frac{(T_w - T_{iv})}{\frac{\delta}{\lambda_1} + \left(\frac{2 - \hat{\sigma}}{2\hat{\sigma}}\right) \frac{\sqrt{2\pi r_g T_v}}{\rho_v h_{lv}^2} T_v} \quad (IV-42)$$

L'expression de q_e souligne la mise en série de la conductance d'évaporation et de la conduction dans le film. Or nous verrons par la suite que l'épaisseur du film liquide peut devenir très faible (de l'ordre de 10^{-9} m) ce qui conduit à un coefficient de transfert au sein du liquide de $10^7 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$, ce qui est du même ordre de grandeur que le coefficient à l'interface liquide/vapeur h_{int} (voir §1.3) qui ne peut donc plus être négligé.

3.3.5 Expression de l'équation différentielle gouvernant l'épaisseur du film

Le débit masse surfacique d'évaporation est relié à la densité de flux par la chaleur latente de changement de phase de la manière suivante :

$$q_e = \dot{\tilde{m}}_e h_{lv} \quad (IV-43)$$

D'autre part, ce débit masse surfacique d'évaporation est égal à la variation du débit masse linéique liquide suivant l'abscisse x , soit :

$$\dot{\tilde{m}}_e = \frac{d\dot{\tilde{m}}_l}{dx} \quad (IV-44)$$

En combinant les équations (IV-31) et (IV-42) à (IV-44) on obtient l'équation différentielle suivante par rapport aux variables δ , T_{iv} et P_c :

$$\frac{(T_w - T_{iv}(x))}{\frac{\delta}{\lambda_1} + \left(\frac{2 - \hat{\sigma}}{2\hat{\sigma}}\right) \frac{\sqrt{2\pi r_g T_v}}{\rho_v h_{lv}^2} T_v} = -\frac{\rho_l h_{lv}}{3\mu_l} \frac{d}{dx} \left(\delta^3 \frac{dP_c}{dx} \right) \quad (IV-45)$$

La courbure de l'interface peut s'exprimer en fonction de l'épaisseur par :

$$K = \frac{\delta''}{\left(1 + (\delta')^2\right)^{3/2}} \quad (IV-46)$$

$$\text{Avec : } \delta' = \frac{d\delta}{dx} \quad \text{et} \quad \delta'' = \frac{d^2\delta}{dx^2}$$

Or P_c étant une fonction de K et de δ (équation (IV-34)) et T_{iv} étant une fonction de P_c (équation (IV-36)) l'équation (IV-45) peut se ramener à une équation différentielle par rapport à l'abscisse x d'ordre 4, en δ . La résolution de cette équation permet de déterminer l'évolution de l'épaisseur du film liquide et donc de déterminer par intégration le flux transféré sur une longueur donnée. Il reste cependant à définir les conditions initiales du problème et à résoudre numériquement cette équation.

3.3.6 Epaisseur du film adsorbé et conditions initiales

Une des conditions initiales fondamentales de l'équation (IV-34) est la valeur de l'épaisseur δ en $x=0$. Or, par définition, le film adsorbé ($x \leq 0$) correspond à une zone dans laquelle il n'y a pas d'évaporation. L'équation (IV-42) n'est satisfaite que si la température d'interface est égale à la température de paroi. De plus si l'on considère que le film adsorbé a une épaisseur constante, ce qui s'exprime par :

$$K(x) \Big|_{x=0} = 0 \quad (\text{IV-47})$$

Remarquons, que l'équation (IV-47) constitue également une condition initiale pour la valeur de δ' en $x=0$ (voir équation (IV-46)).

On obtient une expression de l'épaisseur du film adsorbé δ_0 en utilisant les équations (IV-32) et (IV-36) :

$$\delta_0 = \sqrt[3]{\frac{A}{\rho_l h_{lv}} \frac{T_v}{T_w - T_v}} \quad (\text{IV-48})$$

Remarque : cette équation peut être utilisée pour calculer la constante de Hamaker A lorsque l'on mesure l'épaisseur du film adsorbé (Dasgupta & al [119]). Les épaisseurs de film adsorbé peuvent être de l'ordre du nanomètre (voir équation (IV-55)) ce qui est très faible et pose le problème de la représentativité des équations de continuité à cette échelle. Nous discuterons de ce problème délicat dans le §3.5.1.

Les autres conditions initiales seront définies par rapport au mode de résolution adopté pour l'équation différentielle.

3.4 Résolution numérique de l'équation (IV-45)

Rappelons qu'une observation attentive de l'équation (IV-45) montre qu'il s'agit d'une équation différentielle d'ordre 4 en δ . La résolution de cette équation ne pouvant être traitée que numériquement, nous l'avons transformée en quatre équations d'ordre 1 en utilisant des variables intermédiaires représentatives de la physique du problème. Le choix de chaque variable est conditionné par la nécessité de réduire l'ordre et d'obtenir un système aussi simple explicite que possible par rapport aux variables représentatives du modèle adopté.

Toutefois, ce système reste très sensible aux conditions aux limites et doit être adimensionné en raison de la forte disparité des valeurs numériques des variables. Un cas d'étude typique sera détaillé par la suite en montrant les évolutions des paramètres physiques

3.4.1 Système d'équations adimensionnées

Les trois premières variables choisies sont l'épaisseur de film δ , sa dérivée δ' et la pression capillaire P_c . La courbure de l'interface est relié à la pression capillaire et à l'épaisseur de film et se calcule donc très simplement (équation (IV-32)). La température de l'interface se calcule directement à partir de l'équation (IV-36).

La quatrième variable est le *flux total par unité de longueur de rainure* qui se calcule simplement à partir de l'intégrale par rapport à x de la densité de flux q_e , soit :

$$Q_{mic} = \int_0^x q_e dx \quad (IV-49)$$

Les ordres de grandeur de l'épaisseur du film (10^{-9} à 10^{-7} m) et de la pression capillaire (10^3 à 10^7 Pa) étant très éloignés il convient de résoudre numériquement un système adimensionné avec les variables retenues suivantes :

$$\begin{aligned} \chi &= \frac{x}{\delta_0} \quad \text{et} \quad \hat{\delta} = \frac{\delta}{\delta_0} & \hat{P}_c &= \frac{P_c}{P_{c,o}} \quad \text{avec} \quad P_{c,o} = \frac{A}{\delta_0^3} \\ \hat{\delta}' &= \delta' = \frac{d\delta}{dx} = \frac{d\hat{\delta}}{d\chi} & \hat{Q}_{mic} &= \frac{Q_{mic}}{\lambda_1(T_w - T_v)} \end{aligned} \quad (IV-50)$$

Soit en définitive le système de quatre équations différentielles d'ordre 1 suivant :

$$\begin{aligned} \frac{d\hat{\delta}}{d\chi} &= \hat{\delta}' \\ \frac{d\hat{\delta}'}{d\chi} &= \frac{\delta_0 P_{c,o}}{\sigma} (1 + \hat{\delta}'^2)^{3/2} \left(\hat{P}_c - \frac{1}{\hat{\delta}^3} \right) \\ \frac{d\hat{P}_c}{d\chi} &= \left(-\frac{3\mu_1}{\rho_1 h_{lv}} \frac{\lambda_1(T_w - T_v)}{\delta_0^2 P_{c,o}} \right) \frac{\hat{Q}_{mic}}{\hat{\delta}^3} \\ \frac{d\hat{Q}_{mic}}{d\chi} &= \frac{1 - \hat{P}_c}{\hat{\delta} + \frac{\lambda_1}{\delta_0} \left(\frac{2 - \hat{\sigma}}{2\hat{\sigma}} \right) \frac{\sqrt{2\pi r_g T_v}}{\rho_v h_{lv}^2} T_v} \end{aligned} \quad (IV-51)$$

3.4.2 Conditions aux limites

En fonction des hypothèses émises, le système admet les conditions aux limites suivantes en $\chi=0$:

$$\begin{aligned} \hat{\delta} &= 1 & \hat{P}_c &= 1 \\ \hat{\delta}' &= 0 & \hat{Q}_{mic} &= 0 \end{aligned} \quad (IV-52)$$

En utilisant ces conditions aux limites, le système admet en principe une solution unique donnant une épaisseur constante pour le film liquide. En d'autres termes, si la condition génératrice du système est un film adsorbé d'épaisseur constante, il est impossible de faire croître ce film. En réalité, l'hypothèse d'une épaisseur de film adsorbé parfaitement constante est purement spéculative en regard de la rugosité d'une paroi. Il convient donc de modifier les conditions aux limites afin d'obtenir des solutions physiquement intéressantes.

En fait nous avons négligé une condition au limite importante dans la zone de ménisque intrinsèque. En effet, la pression de disjonction est négligeable dans cette zone et le ménisque liquide a donc une forme circulaire correspondant à une courbure constante de l'interface. Or si la condition limite est une courbure donnée pour χ grand (courbure constante du ménisque macroscopique), une des conditions initiales en $\chi=0$ doit être supprimée. En d'autres termes, nous avons un système d'équations admettant une condition finale et non pas initiale. La résolution numérique de ce système passe par une perturbation des conditions initiales du système en $\chi=0$ afin d'obtenir la courbure voulue pour χ grand, soit :

$$\begin{aligned} \hat{\delta} &= 1 & \hat{P}_c &= 1 \\ \hat{\delta}' &= \varepsilon_1 & \hat{Q}_{mic} &= \varepsilon_2 \end{aligned} \quad (IV-53)$$

Avec : $\varepsilon_1 \varepsilon_2$ valeurs numériques positives $\ll 1$.

Le choix de perturber deux conditions initiales provient de la définition des variables, mais les valeurs de ε_1 et ε_2 sont liés (voir §3.4.4) puisque une seule condition finale existe.

Ainsi, la courbure du film liquide est initialisée à une valeur non nulle. Il est apparu que la sensibilité du système d'équations (IV-51) aux conditions initiales (IV-53) est très grande et entraîne de nombreuses difficultés de calcul.

La résolution du système d'équations est réalisée à partir du logiciel ESACAP (Annexe II) qui utilise des méthodes numériques performantes (à l'égard en particulier des problèmes de stabilité) à ordre et pas variables (algorithme de type GEAR).

3.4.3 Résultats types obtenus

Le but du modèle décrit est de mieux comprendre le comportement du fluide dans la zone d'accrochage du ménisque sur la paroi. Nous allons donc étudier en détails nos résultats issus d'un cas particulier correspondant à l'étude de Stephan & Busse [121]. Rappelons que cette étude concerne le cas d'un caloduc à ammoniac ayant une phase vapeur à 300 K et utilisant un alliage d'aluminium comme paroi. Nous bornerons l'étude à la zone d'accrochage en elle même sans tenir compte directement de la conduction dans la paroi ni la conduction bidimensionnelle dans le liquide au delà du ménisque étendu dont nous définirons les limites.

Etant donné les difficultés numériques rencontrées, nous allons présenter un cas d'intégration ayant convergé et nous discuterons des implications de la sensibilité aux conditions initiales dans le paragraphe suivant. Les propriétés thermophysiques utilisées sont reprises dans le Tableau IV-2.

Les calculs sont effectués en utilisant la précision maximale du logiciel (travail en double précision), à savoir une différence entre deux itérations successives inférieure à 10^{-16} pour chaque pas d'intégration en x . Cette précision est très importante et pénalisante en temps de calcul mais elle est nécessaire dans un premier temps pour comprendre le comportement du système d'équations vis-à-vis des conditions initiales.

Tableau IV-2 : propriétés thermophysiques utilisées dans les calculs (ammoniac)

Propriété thermophysique	Valeur numérique	unité
Constante de la phase vapeur : r_g	488	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
Masse volumique vapeur : ρ_v	9	Kg m^{-3}
Coefficient d'accommodation : $\hat{\sigma}$	1	
Enthalpie de changement de phase : h_{lv}	$1180 \cdot 10^3$	J kg^{-1}
Tension de surface : σ	0,02	N m^{-1}
Masse volumique liquide : ρ_l	600	Kg m^{-3}
Conductivité liquide : λ_l	0,48	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
Viscosité dynamique liquide : μ_l	$1,3 \cdot 10^{-4}$	Pa s
Constante de Hamaker de référence : A	$2 \cdot 10^{-21}$	J

L'exemple que nous allons présenter (Cas1) est obtenu en utilisant les valeurs de l'équation (IV-54) pour les conditions initiales en $\chi=0$. Nous discuterons par la suite du choix de ces conditions initiales.

$$\varepsilon_1 = 4,45604056 \cdot 10^{-3} \qquad \varepsilon_2 = 0,1 \qquad (\text{IV-54})$$

La Figure IV-15 représente l'évolution de l'épaisseur du film liquide et de la courbure de l'interface. Le film liquide a une valeur égale à δ_0 en $x=0$ puis croît rapidement sur un intervalle très court et semble enfin croître régulièrement par la suite. Cette évolution se déduit de l'allure de la courbure de l'interface qui croît très rapidement, passe par un maximum et décroît ensuite jusqu'à des valeurs très faibles. Notons également que la valeur de l'épaisseur du film adsorbé est très faible (voir analyse §3.5.1 sur la signification physique) puisque l'on a :

$$\delta_0 = 9,46 \cdot 10^{-10} \text{ m} = 0,95 \text{ nm} \qquad (\text{IV-55})$$

L'équation (IV-36) montre que l'augmentation de la pression capillaire entraîne une augmentation de la température d'interface. En d'autres termes, il n'y a pas d'échange thermique dans la zone de film adsorbé car la température d'interface T_{iv} est alors égale à la température de paroi T_w . La Figure IV-16 montre l'évolution rapide de la température d'interface qui passe de la température de paroi à la température vapeur en 86 nm (99 % de 301 à 300 K), soit environ une centaine d'épaisseur de film adsorbé. Les conséquences sur la densité de flux sont directement visibles sur la Figure IV-16 qui montre une croissance rapide de la densité de flux tant que le gradient de température compense l'augmentation de l'épaisseur du film, puis la densité de flux décroît régulièrement avec l'augmentation de l'épaisseur du film. Notons enfin la valeur maximale très élevée de la densité de flux, 527 W cm^{-2} correspondant alors à une épaisseur de film de 2,32 nm.

La Figure IV-17 présente l'évolution de la pression capillaire et du flux transféré entre la paroi et la phase vapeur entre 0 et x (équation (IV-49)). La pression capillaire diminue fortement dès que l'épaisseur du film augmente en raison de la dépendance de la pression capillaire avec δ^{-3} . C'est cette évolution qui engendre la courbe de la température d'interface (Figure IV-16). Il faut noter ici que la valeur de la pression capillaire est très élevée dans la zone de film adsorbé. On obtient en effet une valeur de $23,6 \cdot 10^5$ Pa, alors que la pression de vapeur saturante est de $10,6 \cdot 10^5$ Pa. Si l'on se réfère à l'équation (IV-32), il apparaît que la pression absolue dans le liquide est négative et égale à $-13 \cdot 10^5$ Pa. Ce résultat paradoxal peut être vu en considérant que les forces intermoléculaires dans le liquide n'ont plus une action répulsive mais une action attractive, en d'autres termes, en éloignant les molécules les unes des autres, les forces de répulsion à très courte portée agissent moins en moyenne, permettant ainsi d'obtenir un potentiel attractif. La pression n'est plus définie comme une grandeur thermodynamique mais plutôt comme une force par unité de surface.

De plus, les forces de liaison à l'interface liquide solide doivent être suffisantes pour ne pas provoquer le décollement du film liquide. Nous ne discuterons pas des limites de pression négative pouvant être atteintes avant apparition spontanée d'une phase vapeur car cela sort du cadre de ce travail. Notons toutefois, que des pressions négatives très importantes allant jusqu'à -277 bar à 10 °C ont été mesurées expérimentalement (Apfel 122). D'autre part, la pression limite dépend bien évidemment du liquide mais aussi fortement de la température en raison de l'énergie d'agitation thermique moléculaire.

Sur une étendue de $0,5 \mu\text{m}$, il apparaît sur la Figure IV-18 que le rayon de courbure varie fortement et ne tend pas vers une valeur constante. En revanche, la dérivée par rapport à x de la courbe donnant l'épaisseur du film liquide tend rapidement vers une valeur quasi constante qui représente la valeur de la tangente de la courbe. Cette valeur quasi constante représente en fait l'angle apparent de contact θ que l'on voit également sur l'évolution de l'épaisseur du film de la Figure IV-15.

Cette approche du film liquide à l'échelle du nanomètre ne doit pas nous faire oublier les observations macroscopiques de l'évolution du rayon de courbure macroscopique de l'interface. En effet, le rayon de courbure macroscopique au sein d'une rainure évolue le long du caloduc. Il est maximal en bout de condenseur et diminue jusqu'à sa valeur minimale en bout d'évaporateur. Cette évolution étant fonction des pertes de charge dans les écoulements longitudinaux liquide et vapeur, elle est indépendante du comportement de la micro région modélisée dans ce paragraphe. En d'autres termes, la liaison entre la micro région et le ménisque de rayon constant reste à définir. Nous allons pour cela étudier l'influence des conditions initiales définies par l'équation (IV-53).

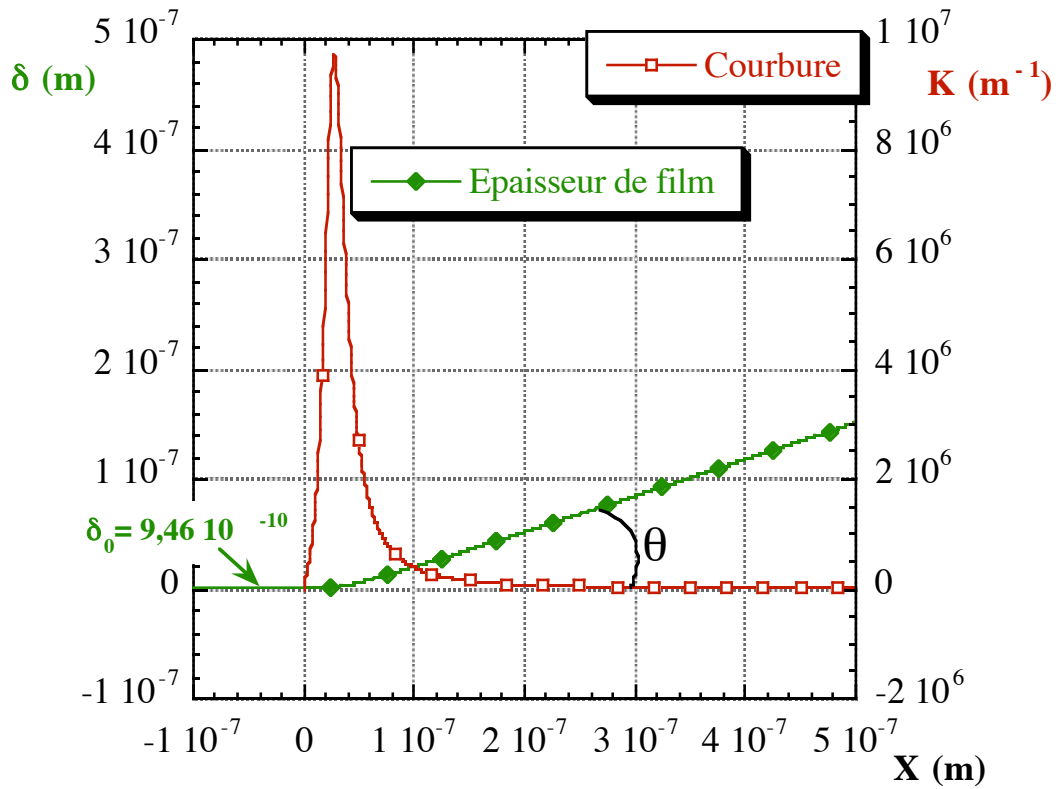


Figure IV-15 : évolution de l'épaisseur du film liquide et de la courbure de l'interface (Cas1)

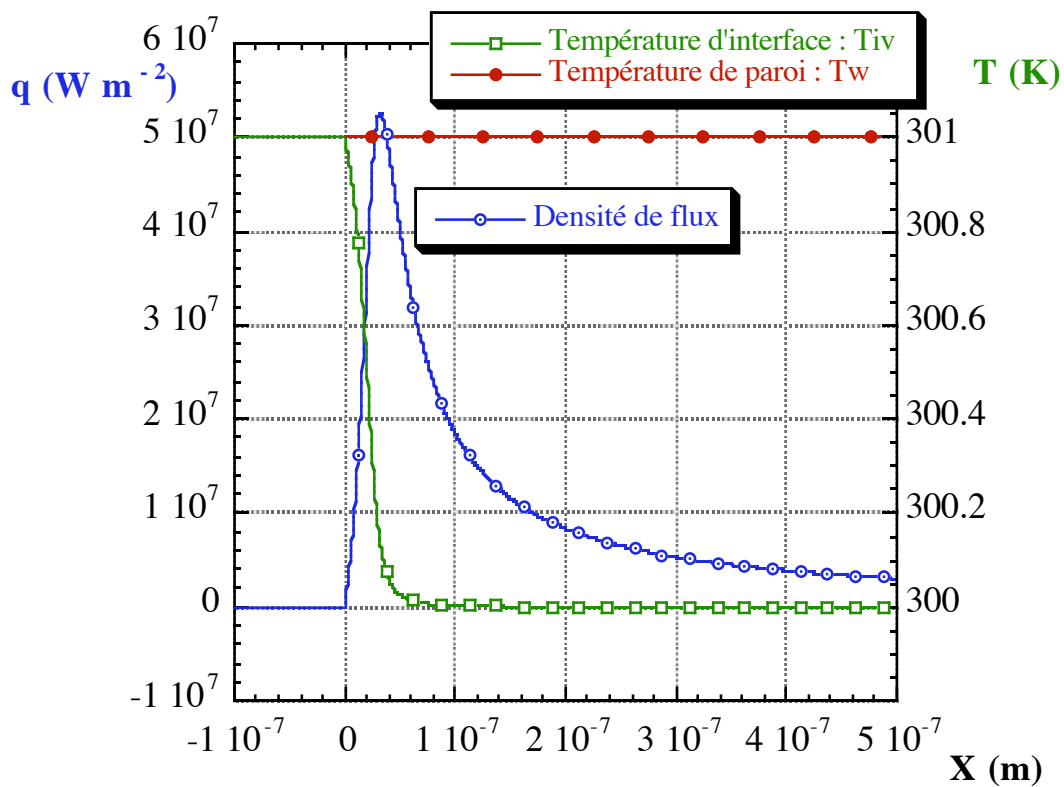


Figure IV-16 : évolution de la densité de flux et de la température d'interface (Cas1)

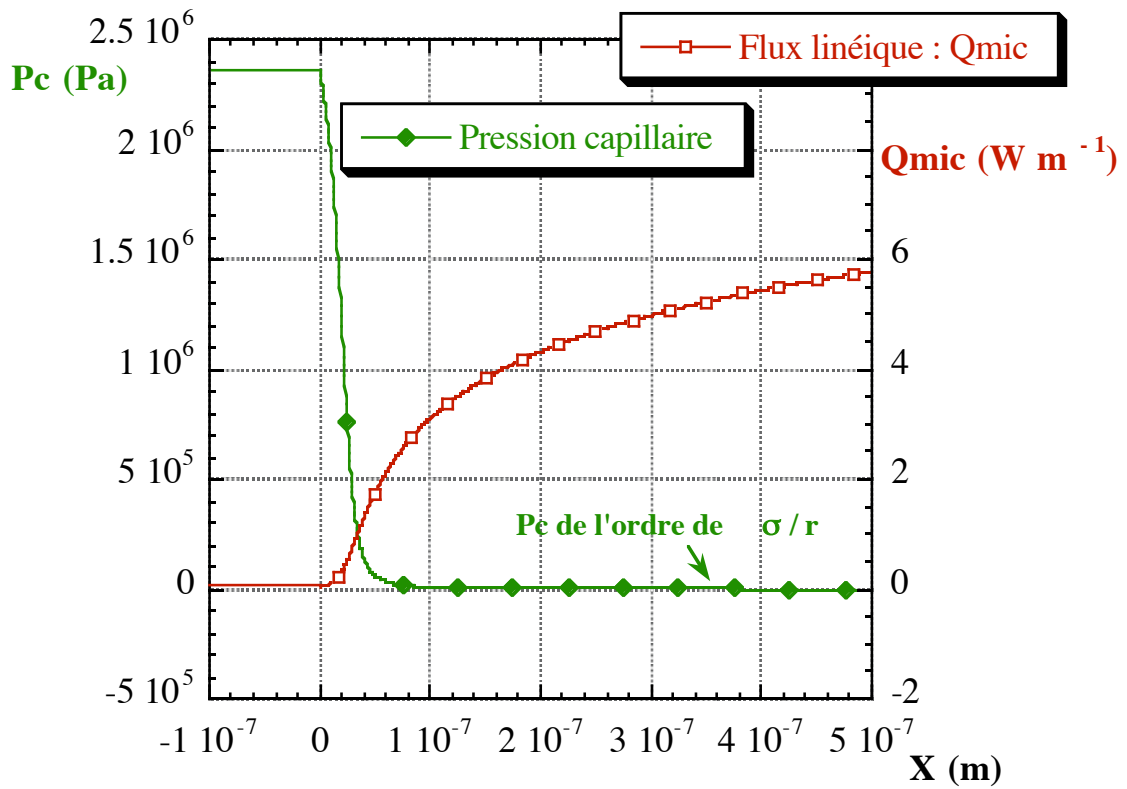


Figure IV-17 : évolution de la pression capillaire et du flux linéique (Cas1)

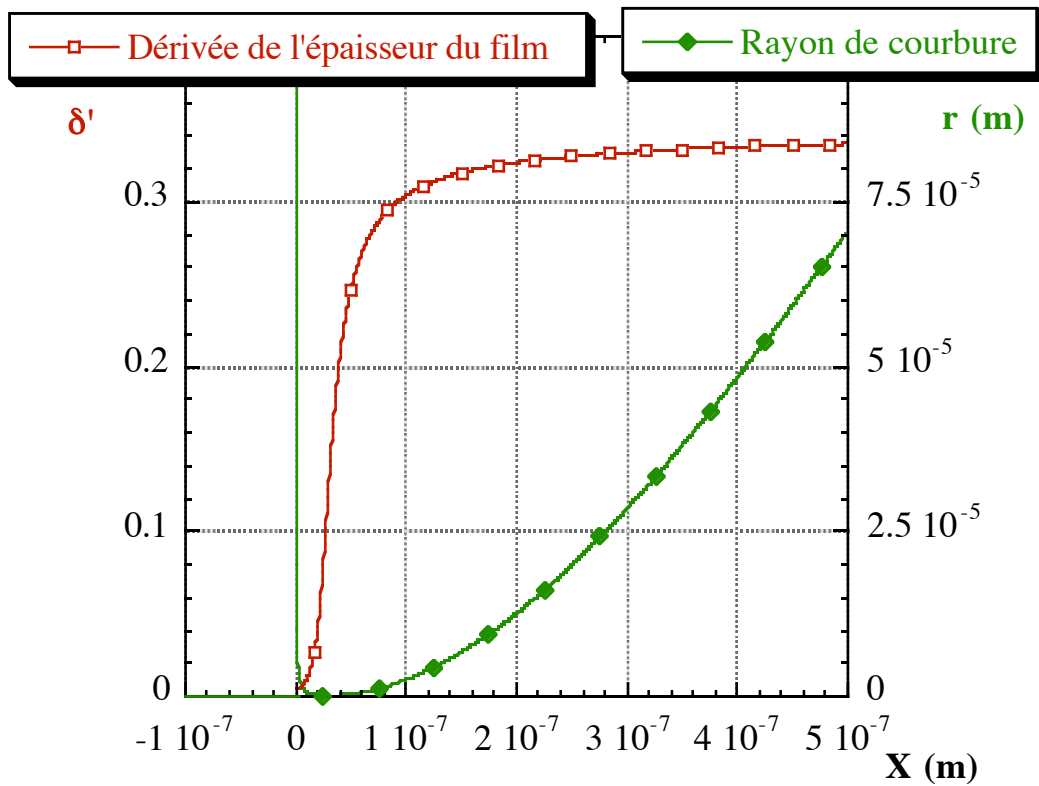


Figure IV-18 : évolution de la dérivée en x de l'épaisseur du film liquide et du rayon de courbure de l'interface (Cas1)

3.4.4 Etude de la sensibilité aux conditions initiales

Nous allons discuter, dans ce paragraphe, du choix et de la sensibilité du modèle aux conditions initiales. Bien que les choix de ε_1 et ε_2 soient fortement liés, nous allons d'abord étudier l'influence de ε_1 pour un ε_2 donné. Nous commenterons ensuite les choix possibles de ε_2 en fonction de l'influence sur la précision et la stabilité des calculs.

3.4.4.1 Influence de ε_1

Considérons tout d'abord le cas du choix de ε_1 pour un ε_2 fixé. Le choix de ε_2 fixe un flux initial alors que le choix de ε_1 fixe la pente initiale de l'évolution de l'interface. Toutefois, ces deux grandeurs sont liées par le système d'équations (IV-51) ce qui impose une forte dépendance entre ε_1 et ε_2 . Concrètement, si la pente à l'origine de l'évolution de l'interface est trop forte par rapport au flux de masse entraînant les pertes de charge, le ménisque croît très rapidement et tend vers un ménisque ayant un rayon de courbure très faible (quelques dizaines de fois l'épaisseur du film adsorbé). A l'opposé, si la pente est trop faible, le modèle provoque une inversion de la courbure du ménisque qui devient négative avec en conséquence une diminution de l'épaisseur du film qui peut devenir "négative" très rapidement, ce qui est bien sûr un non sens physique. Ce phénomène est très marqué dans le sens où l'obtention d'un rayon de ménisque de l'ordre du millimètre et plus (valeur réaliste pour un ménisque dans une rainure de caloduc) nécessite au moins 9 à 10 chiffres significatifs sur la valeur de ε_1 .

Afin de comprendre l'influence de ε_1 sur les résultats, nous avons étudié le comportement du modèle lorsque l'on poursuit l'intégration sur une distance plus importante.

La Figure IV-19 montre l'évolution de l'interface et du rayon de courbure pour trois valeurs différentes de ε_1 sur une distance de 10^6 fois δ_0 soit environ 0,1 mm. La première remarque que l'on peut faire est l'extrême sensibilité du rayon de courbure à la valeur de ε_1 . Cependant, les résultats sont très cohérents puisque l'on obtient un rayon de courbure constant dans tous les cas lorsque la distance d'intégration est suffisante (plus le rayon de courbure final est grand plus la zone d'intégration avant stabilisation doit être grande). Néanmoins, quel que soit le rayon de courbure final, la pression de disjonction et la résistance d'évaporation sont totalement négligeables pour une abscisse de $0,5 \mu\text{m}$ comme le montre l'analyse des courbes de la Figure IV-15 à la Figure IV-19 ($P_d / P_c < 0,2\%$ et $(T_{iv} - T_{sat}) / (T_w - T_{sat}) \ll 0,01\%$). Les échanges au sein du liquide sont donc rapidement gouvernés par des phénomènes conductifs purs entre la température de paroi et la température d'interface quasiment égale à la température vapeur.

De plus, notons que le modèle mis en place pour l'écoulement du fluide n'est pas forcément valable lorsque l'on s'éloigne des conditions de film mince. Or, l'évolution de la courbure de l'interface en dehors de la micro région est totalement liée au modèle d'écoulement choisi. Ainsi si les courbes de la Figure IV-19 permettent d'avoir une bonne

confiance dans la stabilité numérique du modèle, elles ne sont pas forcément représentatives des conditions réelles de l'évolution du rayon de courbure et donc de l'interface.

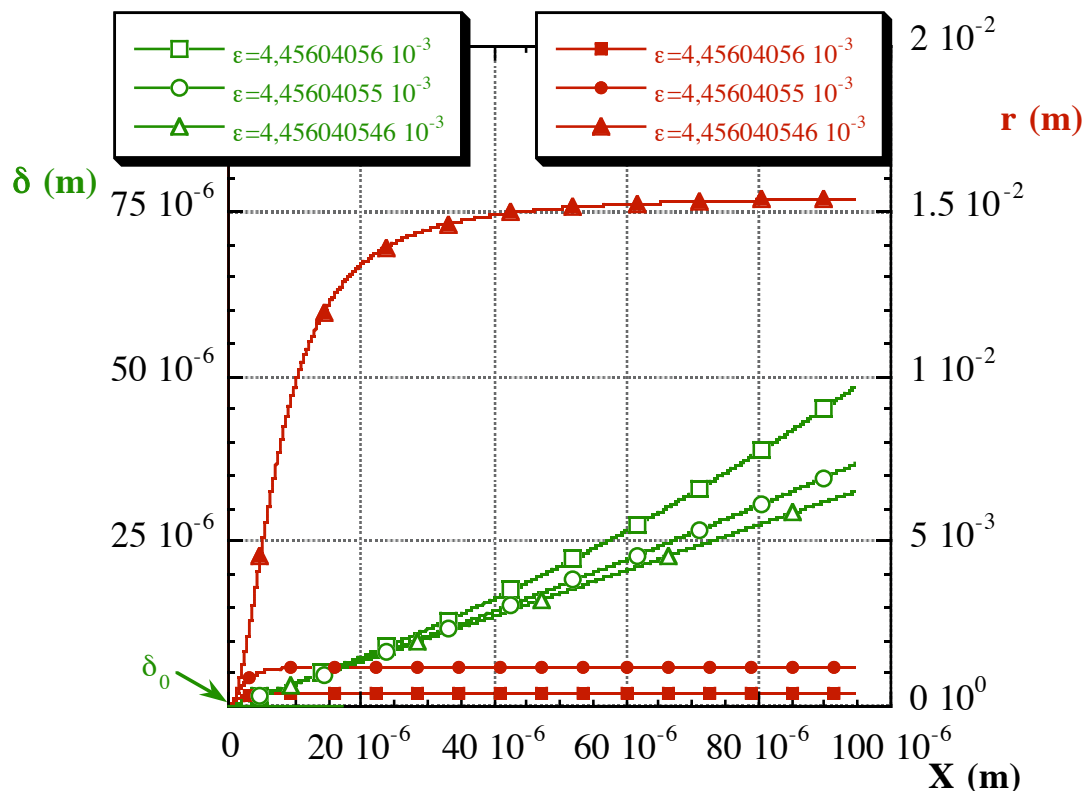


Figure IV-19 : influence des conditions initiales sur le rayon de courbure (Cas1)

Pour les trois valeurs de ϵ_1 représentées sur la Figure IV-19, le flux évacué dans la micro région ($0 \leq x \leq 1 \mu\text{m}$) est de :

- $6,821 \text{ W m}^{-1}$ pour un rayon de courbure final de 0,369 mm,
- $6,824 \text{ W m}^{-1}$ pour un rayon de courbure final de 1,22 mm,
- $6,826 \text{ W m}^{-1}$ pour un rayon de courbure final de 15,4 mm,

La sensibilité du flux par rapport à ϵ_1 est donc très faible. Or, le but de cette étude étant la détermination du transfert thermique dans la zone d'accrochage, en synthèse de l'étude de l'influence de ϵ_1 sur les résultats du modèle, nous pouvons émettre la proposition suivant :

Le flux évacué dans la micro région d'accrochage d'un ménisque liquide sur une paroi solide est indépendant de la courbure macroscopique de ce ménisque.

En corollaire, l'angle d'accrochage qui est mesuré expérimentalement par la tangente à l'interface liquide/vapeur est indépendant lui aussi de la courbure macroscopique de cette interface. En fait, l'angle d'accrochage est une conséquence du comportement du film mince alors que la courbure macroscopique est une conséquence de la différence de pression entre la phase vapeur et la phase liquide dans le ménisque intrinsèque.

3.4.4.2 Influence de ε_2

Le choix de la valeur de ε_2 fixe une valeur initiale pour le flux évacué. Cependant, par rapport aux hypothèses du film adsorbé, le flux devrait être nul en $x=0$. On introduit donc artificiellement un flux supplémentaire en $x=0$. Pour $\varepsilon_2=0,1$ et dans les conditions du cas 1, le flux en $x=0$ est de $4,8 \cdot 10^{-2} \text{ W m}^{-1}$. Ce flux initial représente 0,7% du flux total de la micro région ($6,82 \text{ W m}^{-1}$). En regard des hypothèses simplificatrices utilisées dans le modèle, cette perturbation semble tout à fait acceptable.

Nous avons cependant vérifié la stabilité des résultats pour $\varepsilon_2=0,01$. Le processus de détermination de ε_1 par dichotomie semble légèrement plus délicat en raison d'une plus grande réactivité du modèle. Toutefois, pour $\varepsilon_1=4,415964129 \cdot 10^{-4}$, on obtient un flux en $x=1 \mu\text{m}$ de $6,796 \text{ W m}^{-1}$ pour un rayon de courbure de 0,3 mm.

Entre le cas $\varepsilon_2=0,1$ et le cas $\varepsilon_2=0,01$ la différence de flux évacué dans la micro région est de $2,5 \cdot 10^{-2} \text{ W m}^{-1}$. La différence entre les deux cas étant inférieure au flux en $x=0$ pour $\varepsilon_2=0,1$ le système semble relativement stable par rapport au processus de résolution numérique. La convergence des résultats numériques peut donc conduire à majorer l'erreur sur le flux dans la micro région par le flux en $X=0$.

Il reste cependant deux paramètres fondamentaux gouvernant le comportement de la micro région, à savoir la température de paroi que nous étudierons par la suite et la constante de Hamaker dont nous allons détailler l'influence dans le paragraphe suivant.

Remarque : Il n'a pas été possible d'obtenir des résultats pour $\varepsilon_2=0,001$ car les 16 chiffres significatifs utilisables ne sont pas suffisants pour permettre une convergence du modèle sur une distance largement supérieure à $1 \mu\text{m}$. Ceci illustre parfaitement la sensibilité du modèle aux conditions initiales.

3.4.5 Sensibilité du modèle à la constante de Hamaker

La valeur de la constante de Hamaker est en général très mal connue pour un couple paroi/fluide donné. De plus, elle semble varier en fonction de certains paramètres comme l'ont montré expérimentalement Dasgupta & al [119]. Nous allons donc étudier la réponse du modèle à de fortes variations de cette constante afin d'évaluer la possibilité d'utiliser ce modèle pour analyser l'influence des conditions aux limites sur le comportement du ménisque liquide, lorsque la constante de Hamaker est mal définie.

Nous avons montré dans le paragraphe précédent que la pression de disjonction est totalement négligeable pour une abscisse supérieure à $0,5 \mu\text{m}$ et que l'influence du rayon de courbure final sur le flux évacué dans la micro région ($0 \leq x \leq 1 \mu\text{m}$) est très faible. En conséquence, nous avons évalué l'influence de la constante de Hamaker sur le flux évacué dans la micro région. Les résultats obtenus sont repris sur la Figure IV-20 et le Tableau IV-3.

Les valeurs des constantes thermophysiques sont celle définies dans le Tableau IV-2 avec une valeur de ε_2 égale à 0,1.

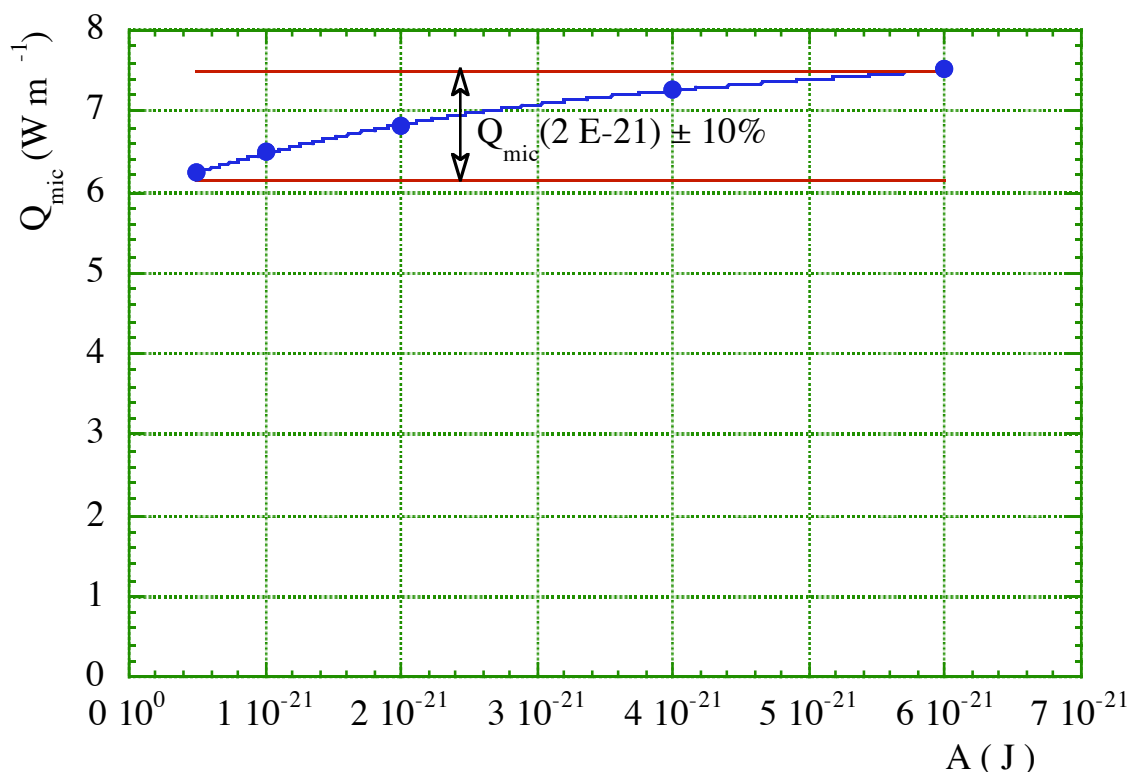


Figure IV-20 : influence de la constante de Hamaker sur le flux dissipé dans la micro région

La sensibilité du modèle à la constante de Hamaker est assez faible comme le montre la Figure IV-20 puisque le flux évacué dans la micro région varie de $\pm 10\%$ au maximum par rapport à sa valeur de référence ($A=2 \cdot 10^{-21}$) lorsque A varie de -75% à $+300\%$.

Le modèle semble donc tout à fait pertinent si l'on se réfère aux mesures expérimentales de Dasgupta & al [119] qui ont mesuré une variation de $\pm 20\%$ de la constante de Hamaker autour de la valeur $1,07 \cdot 10^{-22}$ J pour un film d'Heptane s'évaporant sur un substrat de silicone (seule valeur mesurée trouvée dans notre bibliographie).

D'autre part, le flux évacué dans la micro région représentant environ 50% du flux total, la sensibilité d'un modèle complet aux conditions de la zone d'accrochage, vis à vis de la constante de Hamaker, reste faible. Ces résultats sont en accord avec ceux de Stephan & Busse [121] qui obtiennent une variation du flux transféré inférieure à 3% pour une valeur de la constante de Hamaker variant de $2 \cdot 10^{-21}$ à $1 \cdot 10^{-21}$.

Tableau IV-3 : influence de la constante de Hamaker

A (J)	$5 \cdot 10^{-22}$	$1 \cdot 10^{-21}$	$2 \cdot 10^{-21}$	$4 \cdot 10^{-21}$	$6 \cdot 10^{-21}$
$\epsilon_1 \cdot 10^3$	13,106992	7,4493942	4,45604056	2,7305016049	2,0623852020969
Q _{mic} (W m ⁻¹)	6,23	6,49	6,82	7,26	7,51
δ_0 (m)	$5,96 \cdot 10^{-10}$	$7,51 \cdot 10^{-10}$	$9,4610^{-10}$	$1,19 \cdot 10^{-9}$	$1,36 \cdot 10^{-9}$

Remarques :

1) les calculs sont effectués pour une valeur du rayon de courbure final d'environ $0,3 \pm 0,1$ mm. Les valeurs de ε_1 nécessaires sont reprises dans le tableau afin de souligner l'évolution de la sensibilité du modèle pour des valeurs élevées de la constante de Hamaker. Il n'a pas été possible de faire converger le modèle pour des valeurs de A supérieures à $6 \cdot 10^{-21}$ J.

2) Les valeurs de δ_0 obtenues restent dans une plage de valeurs physiquement acceptables représentant un film adsorbé formé par quelques couches moléculaires.

3.4.6 Influence de la température de paroi

Nous avons jusqu'à présent montré que le modèle est très stable sur le plan du calcul du flux évacué bien qu'étant très sensible aux conditions initiales sur le plan de la convergence. Nous allons ici étudier les conséquences sur le flux évacué d'une augmentation de la température de paroi. En effet, une augmentation de l'écart de température entre la paroi et la phase vapeur a pour conséquence d'augmenter le flux et donc le débit de liquide. Le modèle n'est donc a priori pas linéaire par rapport au gradient de température entre la paroi et la vapeur.

Afin de pouvoir étudier une large plage de différence de température (ΔT de 0 à 10°C) sans rencontrer de problème de convergence, nous avons pris une valeur faible de la constante de Hamaker ; $A=10^{-21}$. Il faut également noter que les problèmes éventuels d'ébullition à la paroi ne sont pas considérés ici. Les résultats obtenus sont repris sur la Figure IV-21.

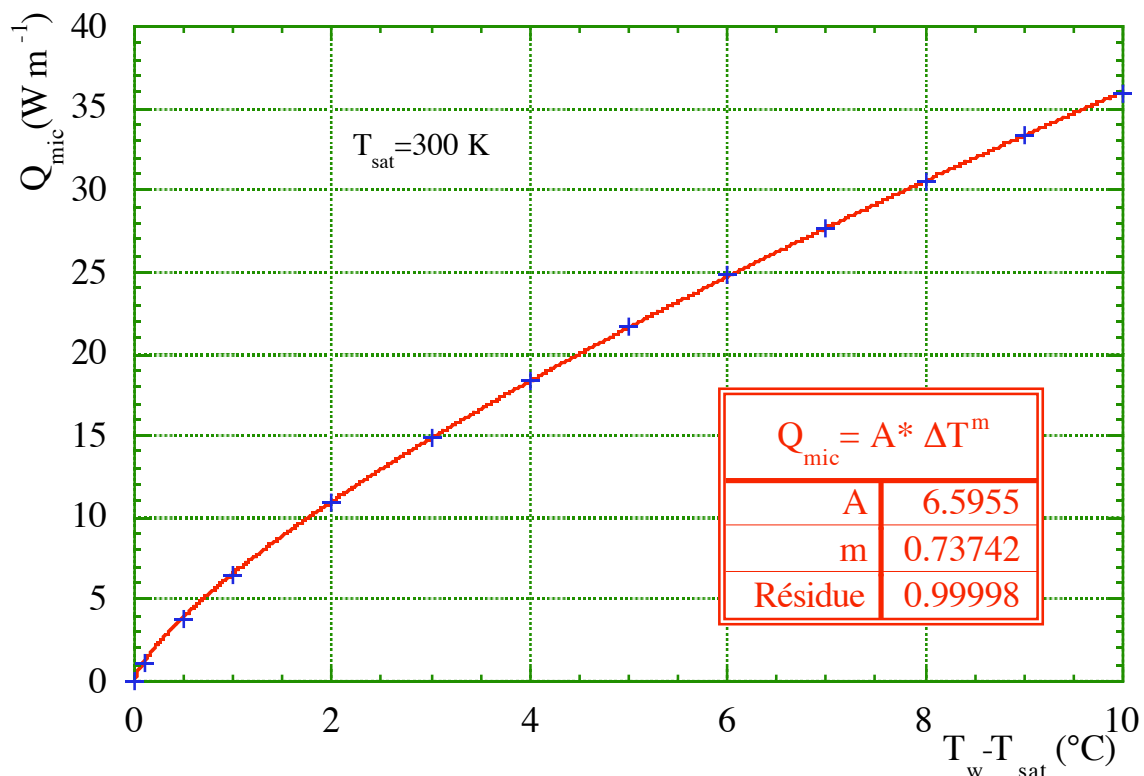


Figure IV-21 : influence de la température de paroi sur le flux dissipé dans la micro région

Un lissage des valeurs numériques obtenues donne une dépendance du flux évacué dans la micro région avec la différence de température à la puissance 0,74 environ. La conductance thermique de la micro région diminue donc avec le flux transféré dans cette région.

Le flux évacué est fortement dépendant de l'écart de température entre la paroi et la phase vapeur, ce qui implique une bonne connaissance des conditions aux limites en température de la paroi pour une application de cette méthode en temps que condition aux limites dans un modèle macroscopique. Il peut par exemple être nécessaire de tenir compte d'éventuels gradients de température à la paroi si ceux-ci ne sont pas négligeables par rapport à la différence entre la température moyenne de paroi et la température vapeur.

3.5 Discussions sur le modèle et ses applications

Le modèle mis en place permet de prendre en compte les effets des forces de Van Der Waals et la résistance de changement de phase sur l'évaporation d'un film mince. Toutefois, il comporte des approximations permettant d'obtenir des résultats numériques. Nous allons discuter les différentes hypothèses afin de clairement définir les limites du modèle.

Tout d'abord, il apparaît que le modèle mathématique de la pression de disjonction n'est valable que pour certains fluides et que la détermination des constantes thermophysiques associées est très délicate. Notons cependant que la sensibilité du modèle à ces constantes est très faible.

L'hypothèse d'un écoulement liquide parallèle à la paroi lisse est nécessaire à la résolution simple du modèle. La Figure IV-15 permet de visualiser la forme générale du ménisque obtenu pour la micro région. Au vu de cette allure, l'hypothèse peut paraître discutable et une étude plus approfondie semble nécessaire à la généralisation de ce modèle. Potash & Wayner [115] ont considéré un écoulement bidimensionnel en coin dans leur modèle. En fait, ils utilisent la relation entre le gradient de pression et les pertes de charges dans un écoulement en coin à la place du modèle d'écoulement que nous avons adopté et qui conduit à la relation (IV-31). Leurs résultats donnent des ordres de grandeur comparables à nos valeurs, même si les résultats ne sont pas directement comparables aux nôtres en raison d'un manque de données sur les entrées du modèle.

Notons cependant que l'utilisation d'un modèle d'écoulement laminaire se justifie a posteriori par la courbe de la vitesse débitante du liquide (calculé à partir du débit et de l'épaisseur du film) illustrée par la Figure IV-22. Si cette vitesse peut paraître élevée (jusqu'à $0,55 \text{ m s}^{-1}$), le nombre de Reynolds associé est lui très faible (de l'ordre de $2,5 \cdot 10^{-2}$) en raison de la dimension caractéristique de l'épaisseur du film. Si l'on admet la validité du nombre de Reynolds comme critère même à ces échelles, l'écoulement peut donc être considéré comme totalement laminaire.

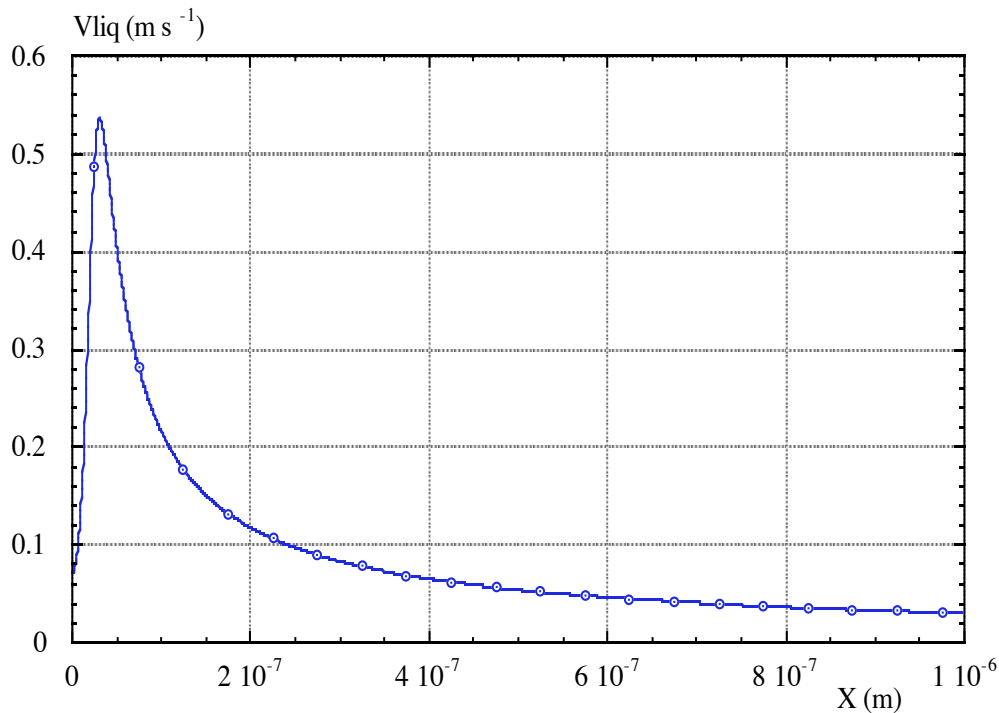


Figure IV-22 : évolution de la vitesse débitante liquide dans le film mince

De plus, une étude expérimentale récente menée par Pratt & al [123] a montré que la zone d'accrochage peut être le siège d'instabilités thermocapillaires lorsque le gradient de température en surface de la paroi solide passe une valeur critique qui varie expérimentalement de 20 et 160 K cm⁻¹ en fonction de différents paramètres géométriques et thermophysiques pour du N-pentane sur une paroi en verre. En effet, il faut rappeler que dans notre modèle la dérivée de la tension superficielle par rapport à la température est supposée négligeable (voir hypothèse viii page 136). Or cet effet doit être pris en compte si la température de paroi n'est pas constante en intégrant l'effet Marangoni comme l'ont montré les travaux de Gourdache ([49] chap. IV).

Notons que ce modèle suppose de façon implicite une surface parfaitement lisse. Or les épaisseurs de film mince étant de l'ordre du nanomètre, nous explorerons sommairement la prise en compte du profil géométrique de la paroi.

A ce stade d'élaboration du modèle, nous allons exposer des voies nouvelles d'études permettant de valider le modèle présenté. Elles sont orientées vers des méthodes numériques traitant le problème à l'échelle atomique et se libèrent ainsi de l'hypothèse parfois très discutable de milieu continu.

3.5.1 Modèle avec surface rugueuse

Dans le cadre des hypothèses de milieux continus et afin d'étudier l'influence de la rugosité de la paroi solide, Khrustalev & Faghri [124] ont développé un modèle basé sur celui présenté dans ce chapitre mais en incluant une courbure de la paroi venant s'ajouter à la

courbure due à la variation de l'épaisseur du film. La courbure de l'interface liquide décrite par l'équation (IV-46) pour une surface lisse s'exprime alors par :

$$K = K_p + \frac{\delta''}{(1 + (\delta')^2)^{3/2}} \quad (\text{IV-56})$$

K_p représente la fonction décrivant la courbure de la paroi solide.

Khrustalev & Faghri traitent le cas d'une rugosité cylindrique ayant une extension infinie dans le sens axial donnant ainsi une valeur constante pour la courbure de la paroi. Ils justifient cette approche par le processus d'usinage longitudinal des rainures. Ainsi la courbure est prise égale à l'inverse de la rugosité de la paroi.

Néanmoins, leur modèle numérique semble très discutable puisqu'ils lient la valeur de la rugosité à la différence de température entre la paroi et la vapeur. En fait, K_p et $(T_w - T_{\text{vap}})$ servent de perturbation au système d'équations et jouent le rôle de ε_1 et ε_2 .

En dépit de leur traitement numérique, l'idée de la courbure de la paroi peut être exploitée en se basant sur nos résultats, si le travail de validation du modèle par des méthodes de dynamique moléculaire est positif. Un balayage statistique de différentes fonctions de la courbure en fonction de l'abscisse curviligne le long de la paroi peut permettre d'obtenir une valeur moyenne du coefficient d'échange dans la micro région pour une répartition donnée de la rugosité de la paroi.

3.5.2 Hypothèse de milieu continu

En dehors des conditions aux limites et des hypothèses simplificatrices, le modèle développé dans cette partie est basé sur une hypothèse implicite considérant la paroi, le liquide et la vapeur comme des milieux continus.

La zone d'accrochage dans laquelle la densité de flux est très importante a une dimension caractéristique inférieure à 100 nm en étendue mais l'épaisseur du film adsorbé est de l'ordre du nanomètre. De plus, en première approximation on peut évaluer la dimension caractéristique d'une molécule de fluide en considérant que la phase liquide est dense, en d'autres termes tout l'espace est « occupé » par les molécules. Il vient ainsi en utilisant la masse molaire, le nombre d'Avogadro et la densité liquide :

$$\tilde{d} = \sqrt[3]{\frac{M}{\rho_l N_a}} \quad (\text{IV-57})$$

Soit dans le cas de l'ammoniac, une dimension caractéristique de l'ordre de 0,36 nm.

Si l'on se réfère au Tableau IV-3, les épaisseurs calculées du film adsorbé vont de 1 fois à 4 fois la dimension caractéristique de la molécule. Rappelons de plus que l'augmentation de la température de paroi diminue la valeur calculée de l'épaisseur du film adsorbé (équation (IV-48)). Même si la croissance du film liquide est rapide, l'épaisseur du film

adsorbé reste une condition aux limites ayant une importance a priori non négligeable. Une étude à l'échelle atomique de cette région semble donc nécessaire pour confirmer la validité du modèle.

Les travaux de Muruyama & Kimura [125], [126], [127] utilisent la méthode de la dynamique moléculaire pour simuler le comportement d'un fluide aux environs d'une paroi. Ils obtiennent des résultats qualitatifs très intéressants car décrivant des comportements macroscopiques en utilisant une modélisation élémentaire de l'interaction moléculaire. Ils utilisent un potentiel d'interaction entre les molécules de type Lennard Jones (12-6) :

$$\tilde{\phi}(r) = 4\tilde{\epsilon} \left(\left(\frac{r_0}{r} \right)^{12} - \left(\frac{r_0}{r} \right)^6 \right) \quad (\text{IV-58})$$

$\tilde{\epsilon}$ et r_0 étant deux constantes caractéristiques de l'interaction moléculaire. Elles diffèrent en fonction des interactions considérées (fluide fluide ou paroi fluide). Notons par ailleurs que l'ordre de grandeur de $\tilde{\epsilon}$ est de 10^{-21} J et celui de r_0 est du nm.

La Figure IV-23 visualise l'évolution de ce potentiel d'interaction entre deux molécules en fonction de la distance les séparant. Les forces d'interaction sont calculées à partir de la dérivée de cette courbe. Le potentiel est donc répulsif pour la partie décroissante de la courbe et attractif pour la partie croissante.

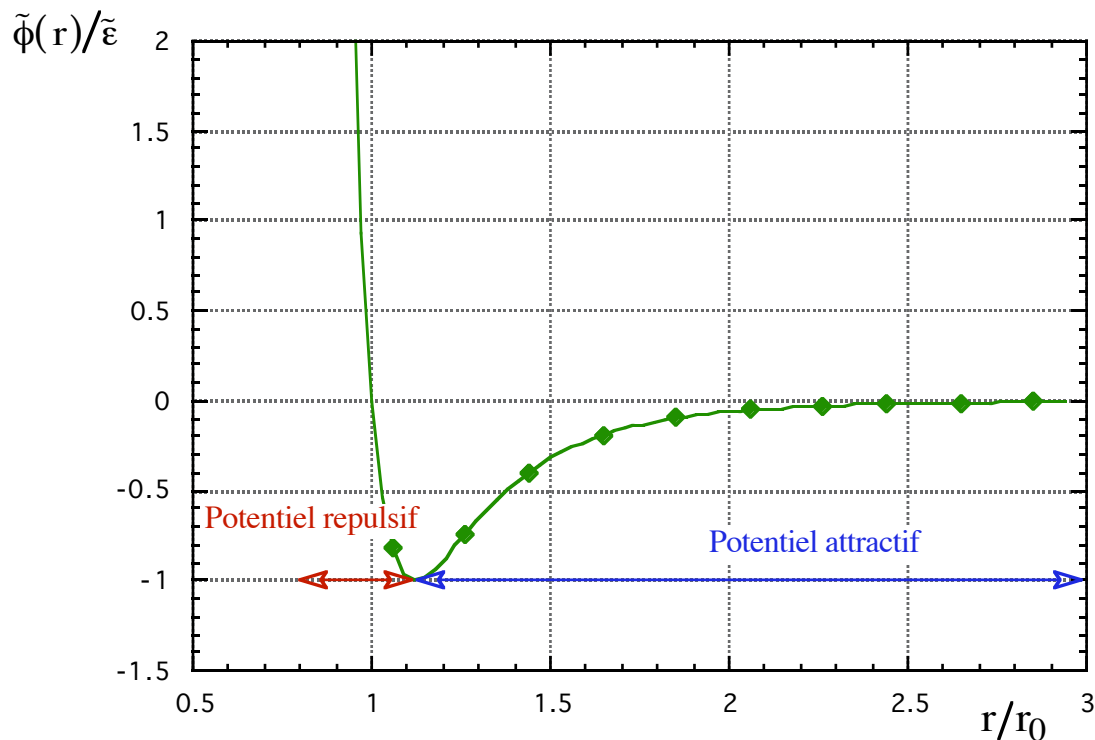


Figure IV-23 : potentiel de Lennard Jones

Il n'existe pas actuellement d'application directe de la dynamique moléculaire dans le cadre de caloduc ou de film mince d'évaporation. Toutefois, trois études récentes permettent d'être optimiste quant à l'utilisation de cette technique pour modéliser les changements de phase à l'échelle sub-micrométrique.

Muruyama & Kimura [125], [126], ont étudié la formation d'une bulle au sein d'une phase liquide. Le système considéré est une phase liquide comprise entre deux parois solides dont la température est contrôlée par la technique des molécules fantômes (thermostat) permettant d'imposer la vitesse d'agitation des molécules constituant la paroi. L'apparition d'une bulle est provoquée par la diminution de la pression entraînée par une augmentation du volume d'étude en gardant un nombre constant de molécule de fluide. Le fait remarquable de cette étude est l'apparition systématique de la bulle sur la paroi. Les zones de transition entre les phases ne sont pas parfaitement définies à chaque instant puisque les positions des molécules ne sont pas figées. Toutefois les fluctuations se produisent à l'échelle de la femtoseconde et une valeur moyenne statistique peut être définie pour le rayon de la bulle mais aussi pour l'angle de contact de la bulle avec la paroi.

D'autre part, une autre étude réalisée par Muruyama & Kimura [127] montre que cette même technique permet de traiter des situations en dehors de l'équilibre thermique. Ils considèrent dans ce cas un volume de contrôle tel qu'une phase liquide et une phase vapeur coexistent. La phase liquide est spontanément liée aux surfaces solides en raison du choix du potentiel d'interaction des molécules fluides avec la paroi. Une augmentation de la température d'une paroi entraîne alors la diminution du nombre de molécules en phase liquide dans la zone proche de cette paroi. A l'opposé, le nombre de molécules à l'état liquide en contact avec la paroi froide augmente. Notons de plus que cette étude fait apparaître un saut de température important à l'interface liquide solide qui est du même ordre de grandeur que le saut de température dans la phase liquide (pour une épaisseur de film liquide de l'ordre de quelques distances moléculaires). Ce saut de température peut être vu comme une résistance thermique, or le modèle que nous avons étudié précédemment ne prend pas en compte ce phénomène. Cet élément nouveau devra être étudié avec soin dans des études futures afin de déterminer sa validité réelle.

En conclusion il semble tout a fait possible de modéliser à l'échelle atomique le comportement d'un fluide en contact avec une paroi solide et soumis à des conditions externes de température en utilisant un potentiel d'interaction entre les molécules. Toutefois, la limitation du nombre de molécules pouvant être prise en compte dans un modèle de dynamique moléculaire ne permet pas d'envisager à court ou moyen terme de modéliser une zone très étendue. Cette approche doit donc servir uniquement de critère de validation de certaines conditions aux limites des modèles supposant un milieu continu.

3.6 Synthèse et apports du modèle

Dans ce paragraphe, nous avons montré la complexité de la zone d'accrochage d'un ménisque sur une paroi solide. Le modèle utilisé prend en compte la résistance d'évaporation, la pression de disjonction la variation de la température d'interface et l'écoulement du fluide. On obtient ainsi une équation différentielle du quatrième ordre dont la résolution numérique

est délicate mais donne une première approche très intéressante du comportement de la micro région d'accrochage du ménisque liquide.

Ce modèle fournit une explication de l'absence de relation directe entre l'angle d'accrochage et le rayon de courbure du ménisque. En d'autres termes, un rayon de courbure macroscopique donné ne définit pas un angle d'accrochage, car la déformation du ménisque dans la micro région conduit à un découplage de la valeur de l'angle d'accrochage et de la valeur du rayon de courbure macroscopique. En effet, l'angle d'accrochage défini par la tangente à l'épaisseur du film liquide dans la zone d'accrochage est une conséquence des forces agissant dans la micro région, alors que la courbure macroscopique du ménisque (zone intrinsèque) est fortement influencée par la différence de pression entre la phase vapeur et la phase liquide. De plus ce modèle permet d'expliquer l'accrochage du ménisque liquide en haut des rainures comme cela est constaté expérimentalement. En effet, l'énergie de surface de la zone mouillée par le film mince est beaucoup plus importante que la zone totalement mouillée (effet "répulsif" de la pression de disjonction), ce qui favorise un maintien de la zone d'accrochage en haut du ménisque.

De plus, si ce modèle était validé par des études menées à l'aide de la dynamique moléculaire, il serait possible d'obtenir assez facilement la densité de flux dans la micro région en fonction du gradient de température. En effet, ce flux n'est pas sensible au rayon de courbure final du ménisque, ce qui simplifie fortement la résolution du modèle. Ainsi, son utilisation en tant que condition pour la dernière maille d'un modèle thermique complet de rainure est donc tout à fait envisageable comme l'ont montré Stephan & Busse [120] sur un cas particulier. En d'autres termes, ce modèle permet de résoudre, par une approche physique, les problèmes de convergence rencontrés lors du calcul des coefficients de transfert dans la zone d'accrochage des ménisques liquides (voir §2.4.2 et §2.5).

Au condenseur, l'ensemble des problèmes liés aux films minces n'apparaît pas car l'épaisseur des films liquides est partout beaucoup plus importante. Néanmoins, dans le cas des très faibles puissances, le film de condensation est très mince et une étude peut être envisageable si l'on souhaite déterminer avec précision le coefficient d'échange dans cette situation.

D'autre part, ce modèle a été utilisé par Stephan & Hammer [128] pour simuler une ébullition nucléée sur une paroi. Cette approche peut donc aider à comprendre les mécanismes de transfert au sein de la zone noyée d'un évaporateur de thermosiphon et à améliorer la précision des modèles semi-empiriques de transfert thermique au sein des thermosiphons. En effet, comme nous allons le détailler dans la suite de ce chapitre, le calcul des conductances de changement de phase au sein des thermosiphons reste un problème très ouvert pouvant trouver de nombreuses applications directes au regard de l'étendue des applications industrielles dont nous avons donné un aperçu dans le premier chapitre.

IV.4 Coefficients d'échanges thermiques dans les thermosiphons

L'écoulement de la phase liquide dans un thermosiphon est très différent du cas des caloducs à pompage capillaire en raison des forces de gravité qui sont couramment très supérieures aux forces capillaires. Ainsi, même si le caloduc comporte une structure capillaire, l'écoulement du liquide au sein de cette structure est très différent des cas étudiés précédemment (voir §IV.2). Il devient alors presque impossible de définir un modèle physique permettant de prévoir la valeur des coefficients d'échanges thermiques au sein du caloduc.

Une des raisons principales est l'apparition de phénomènes d'ébullition à l'évaporateur. En effet, la présence des forces de volume conduit à l'existence d'un film liquide épais sur l'ensemble de la paroi, ce qui limite fortement le flux transférable par conduction à travers le liquide et conduit à une surchauffe de la paroi permettant l'apparition de l'ébullition.

On peut également citer les interactions dues à l'écoulement à contre courant entre le liquide et la vapeur. Dans le chapitre précédent [II.3.3.1], nous avons présenté le modèle développé par El-Genk & Saber [90] permettant de prédire la limite d'entraînement d'un thermosiphon. Cette approche montre que l'épaisseur du film liquide est affectée par les forces de cisaillement à l'interface liquide/vapeur, ce qui peut avoir une influence directe sur les coefficients de transfert lorsque la puissance transférée est importante.

Les difficultés de modélisation des thermosiphons sont résumées dans les travaux récents de Lee & Rhi [129] qui ont établi qu'en l'état actuel des connaissances sur les phénomènes de changement de phase au sein des thermosiphons, toutes les modélisations doivent être accompagnées d'études expérimentales permettant de valider les corrélations utilisées pour les coefficients d'échange au sein du caloduc considéré. Les paramètres influençant les coefficients d'échanges sont très nombreux et ils ne sont pas tous pris en compte dans les corrélations. Il convient donc de valider expérimentalement les corrélations en introduisant si nécessaire des facteurs correctifs correspondant aux cas étudiés.

Dans ce paragraphe, nous allons présenter les corrélations les plus utilisées en décrivant leurs limites de validité. En effet, elles peuvent s'avérer utiles dans de nombreux cas en fournissant une base de travail permettant de définir les paramètres influants.

D'autre part, nous limiterons notre étude au cas des caloducs à parois internes lisses car ils représentent la très grande majorité des utilisations de thermosiphons en raison de leur faible coût de fabrication.

Les études de l'évaporateur et du condenseur seront abordées séparément car elles mettent en jeu des processus physiques très différents. Pour finir, le cas des caloducs soumis à des champs de forces importants nous ouvrira la voie vers des axes nouveaux d'études grâce à l'introduction de la variable supplémentaire d'étude qu'est l'accélération

4.1 Coefficient d'échange à l'évaporateur

Dans un thermosiphon à tube lisse, l'absence de structure capillaire impose un transfert du flux thermique par conduction dans le liquide entre la paroi et l'interface de changement de phase. Or, la plupart des fluides courants ont une conductivité thermique très faible. Le transfert d'un flux important conduit donc à une surchauffe de la paroi. Cette surchauffe est limitée par l'apparition des phénomènes d'ébullition. En d'autres termes, sauf pour les cas de faible densité de flux que nous étudierons par la suite, le changement de phase à l'évaporateur se produit préférentiellement sous un régime d'ébullition.

Nous présenterons dans un premier temps les différents stades bien connus de l'ébullition en se reportant aux descriptions de Carey ([L4] Chap. 7). Néanmoins, ces évolutions et les corrélations associées ne sont pas directement applicables au cas des thermosiphons en raison de la situation de confinement en général engendrée par le diamètre faible du thermosiphon en regard de sa longueur. Cette différenciation apparaît clairement dans les travaux récents effectués par Aburghaia & al [130].

Dans un deuxième temps, nous détaillerons les corrélations très complètes proposées par El-Genk & Saber [131] permettant de tenir compte des échanges en film ou dans la zone noyée de l'évaporateur mais prenant également en compte le type d'échange (convection naturelle, ébullition et transition entre les deux) et les dimensions caractéristiques du caloduc.

Pour finir, nous exposerons les limites de ce type de corrélation en nous référant aux résultats classiques décrits dans la première partie et aux conséquences des études sur les zones d'accrochage des ménisques détaillées aux paragraphes IV.3.

4.1.1 Description des phénomènes d'ébullition à la surface d'une paroi noyée

Dans ce paragraphe nous allons décrire les différents processus d'ébullition en caractérisant de façon qualitative l'évolution de la densité de flux échangée entre un fluide et une paroi en fonction de la différence de température entre la paroi et la température de saturation correspondant à la pression au sein du liquide. Pour plus de clarté, cette fonction sera nommée courbe d'ébullition par la suite.

Cette description est basée sur de nombreux travaux repris et synthétisés par Carey ([L4] Chap.7) et se rapporte au cas de l'ébullition à la surface d'une paroi noyée sans confinement. En d'autres termes, les dimensions caractéristiques de la surface et de la hauteur de liquide sont grandes devant l'échelle de longueur capillaire (ou longueur de bulle) définie par :

$$\ell_b = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (\text{IV-59})$$

L'ordre de grandeur de la longueur de bulle est le millimètre. Par exemple, dans les conditions de saturation, on obtient une longueur de bulle de 1,7 mm pour le méthanol à 10°C et de 2,7 mm pour l'eau à 40°C. Ainsi, pour des caloducs ayant un diamètre intérieur de

l'ordre de 10 mm, une situation de confinement au moins partiel existe. Cette étude va nous permettre de mieux cerner les différents processus de base liés à l'ébullition à la surface d'une paroi.

La courbe d'ébullition est fortement dépendante des conditions aux limites imposées à la paroi. Nous allons étudier les deux cas extrêmes, à savoir une température imposée à la paroi constante et ou une densité de flux constante à la paroi.

4.1.1.1 Courbe d'ébullition dans le cas d'une température imposée

La courbe d'ébullition dans le cas d'une température de paroi imposée est classiquement représentée comme sur la Figure IV-24. Cette courbe peut être décomposée en trois zones stables reliées par deux zones de transition. Les trois zones stables caractérisent des processus d'échange bien définis qui sont la convection naturelle, l'ébullition nucléée et l'ébullition en film. Les transitions entre ces régimes sont beaucoup plus difficiles à caractériser et comportent en général une forte hystérésis selon le sens de parcours de la courbe

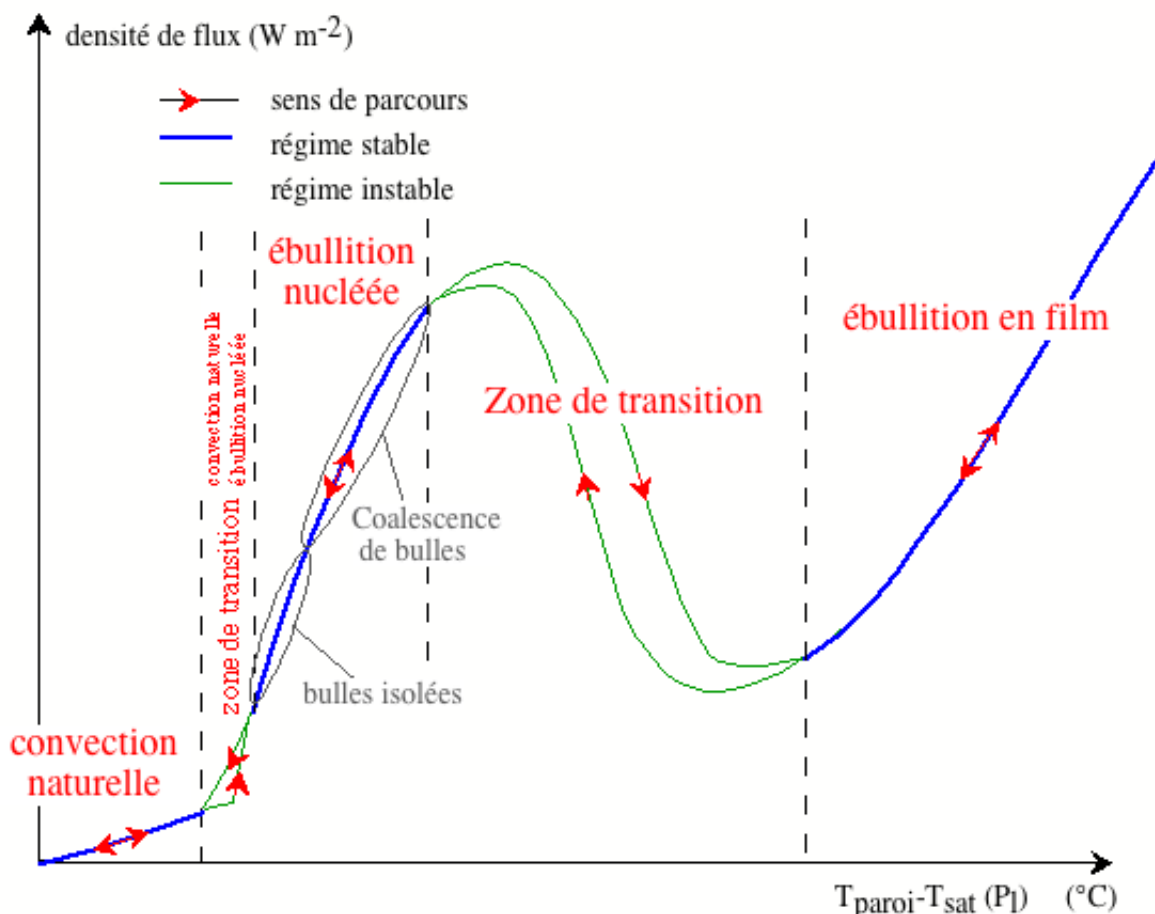


Figure IV-24 : courbe d'ébullition en température imposée

Ces hystérésis sont liées aux phénomènes de mouillage des parois par le liquide. En effet, tant que la première bulle de vapeur n'est pas apparue, une forte convection naturelle peut exister à la surface. Mais si l'ébullition est amorcée, des poches de gaz sont prisonnières des micro aspérités de la paroi et servent de site de nucléation, permettant ainsi de maintenir l'ébullition nucléée pour des niveaux de température de paroi plus faibles.

Puis, la densité moyenne de flux augmente fortement avec l'écart de température. Ceci est dû aux forts coefficients d'échanges dans les zones de film mince autour des bulles accrochées à la paroi (§ IV.3 et Stephan & Hammer [128]). Lorsque l'on continue d'augmenter la température de surface, les bulles grossissent, coalescent et finissent par gêner le remouillage de la paroi, ce qui entraîne de fortes instabilités. Le régime de transition entre l'ébullition nucléée et l'ébullition en film est alors atteint. Une nouvelle augmentation de la température de surface provoque l'apparition locale de films de vapeur qui gênent le remouillage de la paroi entraînant ainsi une diminution du flux transféré. Enfin, lorsque la température de paroi est suffisamment élevée la paroi n'est plus remouillée. La conduction et le rayonnement à travers ce film permettent à la densité de flux de croître à nouveau lorsque l'on augmente encore la température de surface.

Cependant, lorsque l'on diminue la température de surface à partir d'un régime d'ébullition en film, le remouillage partiel de la surface ne se produit en général que pour des températures inférieures à la température d'apparition du film en raison de la présence du film vapeur totalement établi qu'il faut déstabiliser.

4.1.1.2 Courbe d'ébullition dans le cas d'un flux imposé

L'évolution de la courbe d'ébullition dans le cas d'un flux imposé est représentée sur la Figure IV-25. Le découpage de la courbe est le même que précédemment, mais ici les zones de transitions sont très étendues.

Notons que dans cette situation, puisque l'on contrôle la densité de flux et non pas l'écart de température, pour un sens donné de parcours, la courbe d'ébullition n'est plus une fonction bijective (la fonction inverse est quant à elle bien sur bijective).

L'originalité majeure de cette courbe réside dans la présence d'une très forte hystérésis dans le passage du régime d'ébullition nucléée au régime d'ébullition en film. Lorsqu'elle est recherchée, cette hystérésis se retrouve souvent dans l'étude expérimentale des caloducs. Le blocage d'un caloduc est défini par une forte augmentation de la température de paroi pour un flux donné et on se situe alors dans le cadre d'une ébullition en film. Or expérimentalement, le caloduc ne se réamorçe que pour une diminution très importante de la densité de flux (Romestant & Alexandre [132]), ce qui correspond à l'évolution schématisée sur la Figure IV-25.

L'hystérésis de transition entre la convection naturelle et l'ébullition nucléée est également un peu différente puisque l'amplitude de l'hystérésis sur le flux est plus faible alors que l'amplitude de l'hystérésis sur la température est plus importante.

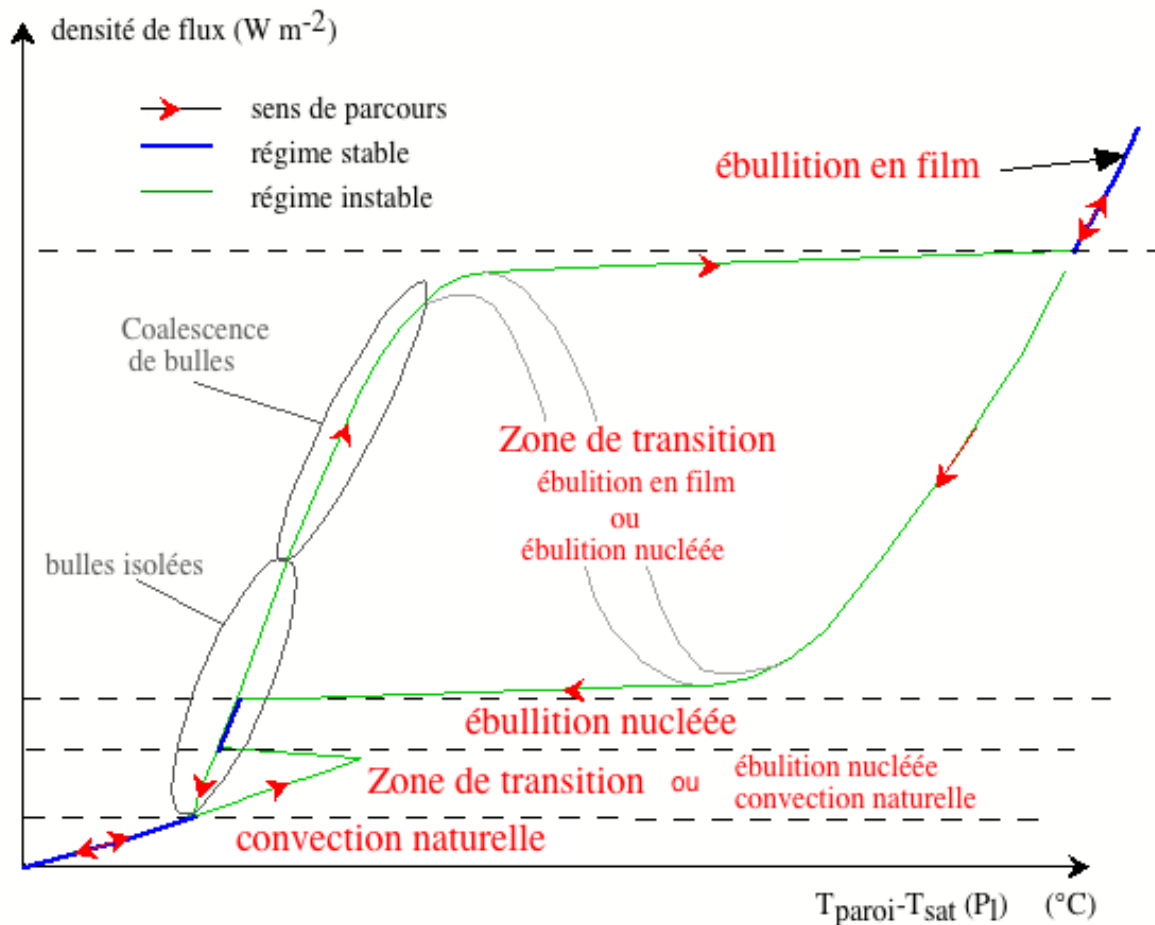


Figure IV-25 : courbe d'ébullition en flux imposé

4.1.1.3 Remarques générales sur les courbes d'ébullition

Les courbes d'ébullition pour les deux conditions aux limites extrêmes montrent la complexité des phénomènes d'échanges thermiques par changement de phase et en particulier ces courbes soulignent l'importance des hystérésis de fonctionnement.

Notons de plus que ces courbes sont également fonction de très nombreux paramètres qui influencent leurs allures générales. On peut citer la température et la pression, la mouillabilité de la paroi par le liquide (voir IV.3), l'état de surface, ...

De plus dans un thermosiphon, le rapport de la longueur de l'évaporateur sur le diamètre est souvent de l'ordre ou inférieur à un, ce qui crée une situation de confinement. Pour finir, notons que dans la plupart des cas, les conditions aux limites à l'évaporateur sont intermédiaires entre le flux imposé et la température imposée.

Les courbes présentées constituent donc une approche purement qualitative mais pourront apporter un support essentiel pour la compréhension et l'explication du comportement des thermosiphons dans de nombreuses situations critiques.

4.1.2 Corrélation de El-Genk & Saber pour les coefficients d'échanges thermiques à l'évaporateur dans les thermosiphons

En fonction des discussions précédentes, il apparaît plus facile de comprendre les différences de résultats entre les corrélations existantes pour les coefficients d'échanges à l'évaporateur. De plus, le taux de remplissage d'un thermosiphon (rapport du volume de liquide sur le volume intérieur de l'évaporateur ou du thermosiphon) est un élément essentiel puisqu'il influence directement la proportion de la hauteur de l'évaporateur soumise au ruissellement du film liquide provenant du condenseur par rapport à la hauteur de la zone noyée.

Dans la littérature, il existe en fait assez peu de données expérimentales pouvant être exploitées pour valider des corrélations. La plupart des références sont incomplètes et ne permettent pas une exploitation fiable. Néanmoins, on peut citer les travaux très complets de El-Genk & Saber [131] qui ont repris **l'essentiel des données existantes** pour obtenir 731 points correspondant à un échange en zone noyée et 305 points correspondant à un échange avec ruissellement d'un film liquide sur la paroi interne. Notons ici que cette étude s'appuie sur des données pour une condition de **flux imposée** à l'évaporateur.

Nous allons détailler cette approche qui correspond à notre avis à l'étude la plus complète existant dans la littérature à ce jour.

4.1.2.1 Présentation globale de l'approche

El-Genk & Saber [131] ont adopté une démarche de discrétisation en deux régions physiques et en deux régimes principaux d'échanges du problème général du calcul des coefficients d'échange à l'évaporateur d'un thermosiphon. Les deux régions sont *la zone de ruissellement du film liquide* provenant du condenseur et *la zone noyée en bout d'évaporateur*. Les deux régimes d'échanges sont la convection naturelle et l'ébullition nucléée, de plus ils définissent un régime intermédiaire mixte d'échange dont les caractéristiques sont calculées par une interpolation en loi puissance des deux autres régimes. Les données expérimentales utilisées pour valider leur corrélations proviennent de différentes études dont les conditions aux limites sont proches de condition de flux imposé.

La discrétisation adoptée par El-Genk & Saber se divise en deux types d'échanges (en film et en zone noyée) et en trois régimes d'échange (convection naturelle, ébullition nucléée et convection combinée ou régime de transition). Cette discrétisation est schématisée sur la Figure IV-26.

Il faut noter que les points expérimentaux retenus correspondent à des situations où l'évaporateur est totalement en film ou totalement en zone noyée. De plus El-Genk & Saber

considèrent une densité de flux moyenne dans toutes leurs corrélations (sauf pour le cas de l'évaporation en film laminaire).

Cependant, les transitions entre les régimes pour les deux zones ne sont pas liées, ce qui peut entraîner des régimes différents entre les deux zones. D'autre part, il est tout à fait envisageable d'avoir des situations extrêmes avec par exemple une ébullition dans le film et de la convection naturelle au sein de la zone noyée si la densité de puissance est très différente entre les deux zones.

Il est important de noter que cette approche suppose un fluide mouillant et une continuité du film liquide et ne considère pas les conditions extrêmes de fonctionnement.

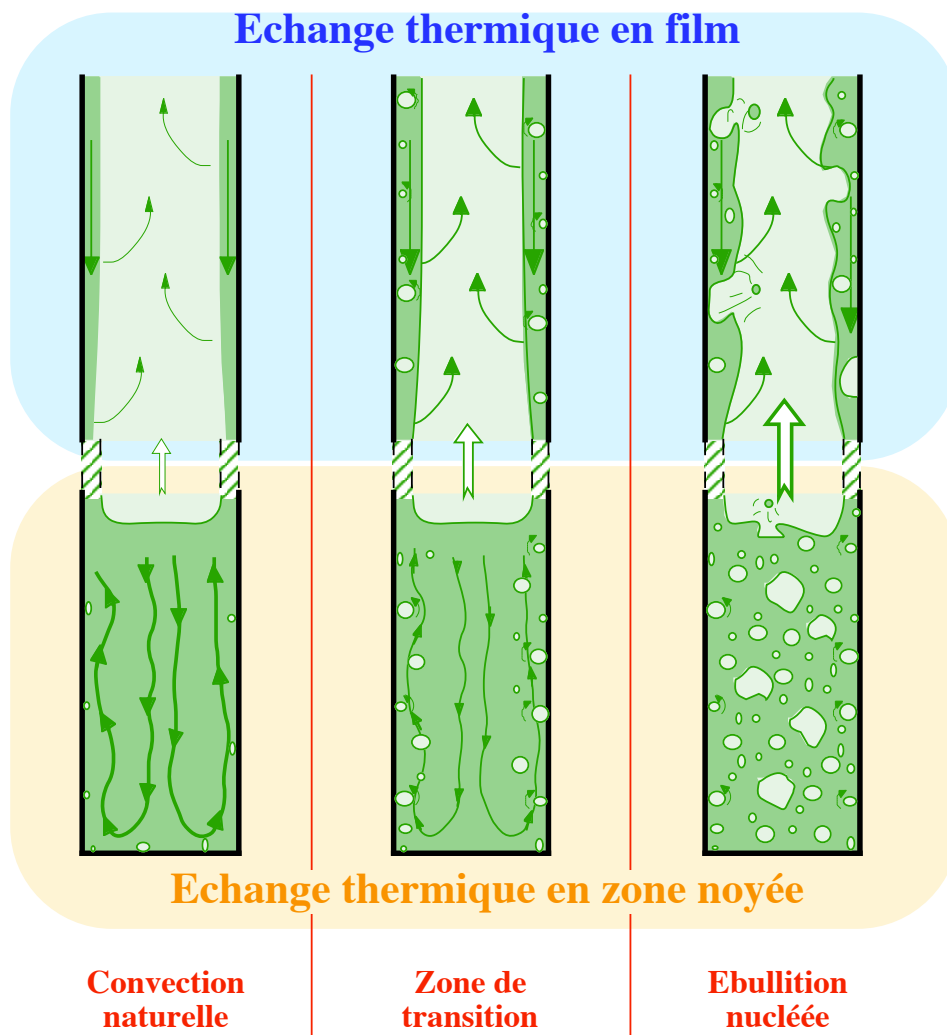


Figure IV-26 : Zones et régimes d'échanges thermiques au sein d'un évaporateur de thermosiphon

4.1.2.2 Coefficient d'échange dans la zone de ruissellement du film

L'étude de la zone d'échange en film est basée sur une analyse de 305 points de mesure provenant de quatre études différentes. Les données expérimentales étant obtenues sans

visualisation de l'écoulement, la classification des points de mesure dans les trois régimes d'échange est faite en se basant sur l'évolution du coefficient d'échange. Pour cela El-Genk & Saber se sont basés sur les résultats classiques de la littérature définissant le type d'échange en fonction des paramètres clefs que sont l'abscisse x pour l'écoulement laminaire et la densité de puissance pour les régimes de transition et d'ébullition nucléée (Tableau IV-4).

Tableau IV-4 : classification des points de mesures de la zone d'écoulement en film

Régime d'échange	dépendance du coefficient d'échange
Écoulement laminaire	avec l'abscisse x en $Re_x^{-1/3}$
transition	Autres cas
ébullition nucléée	Densité de puissance à la puissance 0,67-0,7

a) Régime laminaire dans le film

Dans le cas d'un régime purement laminaire, le transfert de chaleur à travers le film s'effectue par conduction pure. Le coefficient d'échange dépend donc de l'épaisseur du film liquide en fin de zone adiabatique. En d'autres termes, le coefficient d'échange convectif dans le film est fonction du flux évacué dans la zone noyée et du cisaillement à l'interface liquide/vapeur dans la zone adiabatique puisque ces deux paramètres influencent très directement l'épaisseur du film liquide à l'entrée de l'évaporateur. Toutefois, si l'on considère un échange laminaire, on peut supposer que dans la majorité des cas, le flux transféré est relativement faible, ce qui entraîne une vitesse vapeur faible et permet de négliger le cisaillement à l'interface liquide/vapeur.

El-Genk & Saber supposent implicitement que la densité de flux évacuée dans la zone noyée est identique à celle de la zone de film. Cette hypothèse permet par analogie avec un film de condensation de Nusselt, d'obtenir une expression simple du nombre de Nusselt basé sur la longueur de film ℓ_f définie par :

$$\ell_f = \left(\frac{\mu_1^2}{g \rho_1 (\rho_1 - \rho_v)} \right)^{1/3} \quad (IV-60)$$

Soit l'expression du nombre de Nusselt :

$$Nu_{f,x} = \left(\frac{4}{3} \right)^{1/3} (Re_x)^{-1/3} \quad (IV-61)$$

Avec un nombre de Nusselt et un nombre de Reynolds définis par :

$$Nu_{f,x} = \frac{h \ell_f}{\lambda_1} \quad \text{et} \quad Re_x = \frac{4q_e(L_e - x)}{\mu_1 h_{1v}} \quad (IV-62)$$

L'abscisse x est définie suivant l'écoulement du film avec $x=0$ en début d'évaporateur.

Cette approche est critiquable a priori puisqu'elle fait des hypothèses sur la zone noyée. Toutefois nous verrons dans le chapitre VI que le coefficient dans la zone de film est plus important que dans la zone noyée. L'hypothèse conduit donc à considérer un film trop épais et constitue une approche conservatrice par rapport à cet élément d'analyse.

De plus, dans la plupart des cas, une approche considérant une valeur moyenne du coefficient d'échange est tout à fait suffisante en regard des différentes approximations faites dans la modélisation d'un thermosiphon. On obtient ainsi par intégration de l'équation (IV-61) sur la longueur d'échange en film L_f :

$$\text{Nu}_{f,\text{cn}} = \left(\frac{4}{3}\right)^{1/3} \frac{3}{2} \left(\frac{4q_e}{\mu_1 h_{lv}}\right)^{-1/3} \frac{(L_e^{2/3} - L_p^{2/3})}{(L_e - L_p)} \quad (\text{IV-63})$$

Avec la longueur de zone noyée L_p définie simplement par :

$$L_e = L_f + L_p \quad (\text{IV-64})$$

Remarques :

1) étant donnée la définition du nombre de Nusselt par rapport à des grandeurs constantes (λ_1 et ℓ_f), il est possible de calculer un coefficient d'échange moyen au travers de l'intégration du nombre de Nusselt dans ce cas particulier.

2) Afin de s'affranchir de l'hypothèse d'une densité de flux identique dans la zone noyée et dans le film, on peut adopter l'approche proposée par Faghri [L2 chap.6] qui consiste à calculer une longueur de film théorique à partir du flux total transféré Q par le caloduc et de la température de la paroi supposée uniforme dans la zone de film ($T_{p,f}$). Cette longueur de film théorique s'exprime par :

$$L_{ft} = \left(\frac{3Q}{\pi D_{int}}\right)^{4/3} \left(\frac{\mu_1}{\rho_1(\rho_1 - \rho_v)g h_{lv}}\right)^{1/3} \left(\frac{1}{4\lambda_1(T_{p,f} - T_{sat})}\right) \quad (\text{IV-65})$$

L'équation (IV-61) reste valide mais l'on utilise alors un nombre de Reynolds modifié :

$$\text{Re}_x = \frac{4q_e(L_{ft} - x)}{\mu_1 h_{lv}} \quad (\text{IV-66})$$

L'inconvénient majeur de cette approche est qu'elle nécessite une résolution itérative afin de converger vers un couple ($Q, T_{p,f}$) compatible avec l'évolution du film de Nusselt inversé. D'autre part, on se positionne alors dans une hypothèse de température imposée et non plus de flux imposé, ce qui est souvent discutable à l'évaporateur dans la majorité des cas.

b) Régime d'ébullition nucléée dans le film

El-Genk & Saber ont corrélé 177 points expérimentaux correspondant à 4 fluides différents (R-11, R-113, acétone, éthanol) par :

$$Nu_{f,eb} = 1,155 \cdot 10^{-3} N_{\mu f}^{0,33} Pr_1^{0,35} K_p^{0,7} Re_g^{0,7} \quad (IV-67)$$

Le nombre de Nusselt est ici aussi basé sur la longueur de film ℓ_f (équation (IV-60)). D'autre part, le nombre de viscosité est défini à partir de la longueur de film et de la longueur de bulle (équation (IV-59)) par :

$$N_{\mu f} = \left(\frac{\ell_f}{\ell_b} \right)^{1,5} = \frac{\mu_l}{\sqrt{\sigma g} \sqrt{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (IV-68)$$

Enfin, le paramètre de pression et le nombre de Reynolds de la phase gazeuse sont définis par :

$$K_p = \frac{P_{sat}(T_{adia}) \ell_b}{\sigma} \quad \text{et} \quad Re_g = \frac{q_e \ell_b}{\rho_v h_{1V} \nu_l} \quad (IV-69)$$

Afin de se rendre compte de l'efficacité de l'échange engendré par l'ébullition en film, on compare l'équation (IV-67) avec la corrélation classique de Kutateladze définissant, pour une ébullition en zone noyée non confinée, le nombre de Nusselt basé sur la longueur de bulle par :

$$Nu_{Ku} = 6,95 \cdot 10^{-4} Pr_1^{0,35} K_p^{0,7} Re_g^{0,7} \quad (IV-70)$$

El-Genk & Saber ont trouvé un rapport entre les équations (IV-67) et (IV-70) variant de 13,9 à 9,5 selon le nombre de viscosité pour les points expérimentaux considérés. Ce rapport est donc en général très supérieur à 1 et traduit l'efficacité de l'échange par ébullition dans le film.

c) Régime de transition et détermination du régime d'échange

Pour assurer une transition continue entre le régime de convection et le régime d'ébullition nucléée, El-Genk & Saber ont lissé les données expérimentales par une loi puissance combinant les corrélations des deux autres régimes :

$$Nu_{f,tr} = \left(Nu_{f,x(oucn)}^3 + Nu_{f,eb}^3 \right)^{1/3} \quad (IV-71)$$

Le nombre de Nusselt est bien sûr défini par rapport à la longueur de film et la détermination du régime d'échange est faite à partir du paramètre adimensionné de film K_{film} :

$$K_{film} = \frac{Re_g^2 K_p^2 Re_x}{Pr_1} \quad (IV-72)$$

Le Tableau IV-5 résume le classement du régime d'échange en fonction du paramètre de film.

Tableau IV-5 : les régimes d'échanges thermiques dans les écoulements en film

régime	équation	K_{film}	réf
Convection naturelle	$Nu_{f,x} = \left(\frac{4}{3}\right)^{1/3} (Re_x)^{-1/3}$	$\leq 10^9$	(IV-61)
Transition	$Nu_{f,tr} = \left(Nu_{f,x}^3 (\text{ou } cn) + Nu_{f,eb}^3\right)^{1/3}$	$10^9 < K_{\text{film}} < 2,7 \cdot 10^{10}$	(IV-71)
Ebullition nucléée	$Nu_{f,eb} = 1,155 \cdot 10^{-3} N_{\mu f}^{0,33} Pr_1^{0,35} K_p^{0,7} Re_g^{0,7}$	$2,7 \cdot 10^{10} \leq$	(IV-67)

Remarques :

1) Le paramètre de film étant directement proportionnel à Re_x , ce paramètre évolue entre l'entrée de l'évaporateur et la fin de la zone en film. Cependant, Re_x décroît de façon monotone avec l'augmentation de x . Ainsi, il est possible de prévoir les régimes existant au sein du film en calculant les valeurs du paramètre de film en début et en fin de film.

2) Paradoxalement, si le calcul d'un nombre de Nusselt moyen pour le film est complexe, la prise en compte de l'évolution du coefficient d'échange dans un modèle numérique est assez simple car il suffit de passer la valeur de l'abscisse dans le film en paramètre de la fonction calculant le coefficient d'échange. Une discrétisation suffisamment fine de la zone de film conduira alors à une bonne approximation de l'évolution du coefficient d'échange.

4.1.2.3 Coefficient d'échange dans la zone noyée

L'étude des coefficients d'échanges dans la zone noyée est basée sur l'analyse de 731 points de mesures provenant de 11 études différentes. Pour la zone noyée, le choix du régime d'échange thermique est fait en fonction de la densité de puissance à la paroi comme résumé dans le Tableau IV-6

Tableau IV-6 : classification des points de mesures en zone noyée

Régime d'échange	dépendance du coefficient d'échange
Convection naturelle	Densité de puissance à la puissance 0,25-0,35
Transition	Densité de puissance à la puissance 0,35-0,67
Ebullition nucléée	Densité de puissance à la puissance 0,67-0,7

a) Régime de convection naturelle

Dans le cas d'échanges dominés par la convection naturelle, El-Genk & Saber font l'hypothèse d'une présence limitée de sites de nucléation. Ils ont donc utilisé la longueur de bulle dans la corrélation du nombre de Nusselt. En se basant aussi sur le nombre de Rayleigh,

ils obtiennent une corrélation, de 208 points de mesures expérimentaux provenant de 9 études sur 5 fluides différents, définie par :

$$Nu_{p,cn} = 0,475 Ra_1^{0,35} \left(\frac{\ell_b}{D_{int}} \right)^{0,58} \quad (IV-73)$$

Le nombre de Nusselt est ici basé sur le diamètre intérieur du thermosiphon soit :

$$Nu_p = \frac{h D_{int}}{\lambda_1} \quad (IV-74)$$

Et le nombre de Rayleigh s'exprime en fonction de la densité de flux par :

$$Ra_1 = \frac{\beta_1 g D_{int}^4 q_e}{\lambda_1 \alpha_1 \nu_1} \quad (IV-75)$$

b) Régime d'ébullition nucléée

L'étude du régime d'ébullition nucléée dans la zone noyée d'un thermosiphon est basée sur les données expérimentales les plus complètes, à savoir 327 points de mesures répartis en 8 études sur 6 fluides différents.

L'étude s'appuie sur les résultats de Kutateladze (équation (IV-70)) auxquels ils appliquent un coefficient correctif afin de prendre en compte des spécificités du thermosiphon (confinement, fortes variations de la pression,...), soit :

$$Nu_{p,eb} = \frac{D_{int}}{\ell_b} (1 + 4,95 \Psi) Nu_{Ku} \quad (IV-76)$$

Le coefficient de mélange ψ s'exprime par :

$$\Psi = \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right)^{0,4} \left(\left(\frac{P \nu_l}{\sigma} \right) \left(\frac{\rho_l^2}{\sigma g (\rho_l - \rho_v)} \right)^{0,25} \right)^{0,25} \quad (IV-77)$$

Le coefficient de mélange représente l'influence de l'écoulement des bulles. L'agitation créée par la remontée des bulles le long de la paroi contribue à augmenter la turbulence et favorise ainsi les échanges thermiques.

Le nombre de Nusselt est calculé à partir du diamètre intérieur du thermosiphon afin de garder une cohérence avec le nombre de Nusselt en convection naturelle.

c) Régime de transition et détermination du régime d'échange dans la zone noyée

De façons similaire à la zone de film, le coefficient d'échange dans la zone de transition est calculé à partir des coefficients dans les deux autres régimes d'échanges suivant une loi

asymptotique. El-Genk & Saber obtiennent l'expression suivante du nombre de Nusselt basé sur le diamètre intérieur :

$$Nu_{p,tr} = \left(Nu_{p,cn}^4 + Nu_{p,eb}^4 \right)^{1/4} \quad (IV-78)$$

Le choix du régime d'échange thermique se fait à partir du paramètre sans dimension K_{zn} défini par :

$$K_{zn} = \Psi Ra_1^{0,35} Pr_1^{0,35} K_p^{0,7} Re_g^{0,7} \quad (IV-79)$$

Le choix de la corrélation à utiliser se fait en fonction de la valeur du paramètre de zone noyée selon les valeurs reprises dans le Tableau IV-7.

On peut remarquer que le coefficient d'échange en régime d'ébullition nucléée au sein de la zone noyée ne dépend pas du diamètre intérieur du thermosiphon. En d'autres termes, dans les mesures expérimentales considérées par El-Genk & Saber la longueur de bulle est donc vraisemblablement toujours inférieure au rayon du caloduc. Ceci est corroboré par les données numériques disponibles, puisque le plus petit diamètre est de 6mm alors que la plus grande longueur de bulle pour les fluides considérés est inférieure à 3 mm. Il convient donc d'être très prudent dans l'utilisation de l'équation (IV-76) lorsque la longueur de bulle devient supérieure au rayon du thermosiphon car des phénomènes de confinement peuvent amener une dégradation du coefficient d'échange ou un fonctionnement instable en raison de la possibilité de coalescence des bulles.

Tableau IV-7: les régimes d'échanges thermiques dans la zone noyée

régime	équation	K_{zn}	réf
Convection naturelle	$Nu_{p,cn} = 0,475 Ra_1^{0,35} \left(\frac{\ell_b}{D_{int}} \right)^{0,58}$	$\leq 10^6$	(IV-73)
Transition	$Nu_{p,tr} = \left(Nu_{p,cn}^4 + Nu_{p,eb}^4 \right)^{1/4}$	$10^6 < K_{zn} < 2,1 \cdot 10^7$	(IV-78)
Ebullition nucléée	$Nu_{p,eb} = \frac{D_{int}}{\ell_b} (1 + 4,95\Psi) Nu_{Ku}$	$2,1 \cdot 10^7 \leq$	(IV-76)

4.1.2.4 Calcul de la hauteur de la zone noyée

Dans la plupart des cas, la zone évaporateur est constituée par une partie en zone noyée et une partie soumise au ruissellement du film liquide. Il convient donc de pouvoir estimer la hauteur de la zone noyée en fonction du volume de remplissage initial et des conditions de fonctionnement pour un thermosiphon donné. Il existe très peu de données dans la littérature permettant de calculer la hauteur de la zone noyée. Ceci n'est pas surprenant en regard du peu de données sur les coefficients d'échange et de la grande difficulté de mesurer un niveau de fluide dans un thermosiphon sans perturber les conditions expérimentales.

Afin de tenir compte au maximum de la diversité des géométries des thermosiphons et des fluides utilisés, il paraît indispensable de prendre en compte toutes les dimensions et la masse de fluide en phase vapeur. Nous obtenons ainsi le système suivant :

$$\begin{aligned} m_f &= m_l + m_v \\ V_t &= V_l + V_v \\ m_l &= \rho_l V_l \\ m_v &= \rho_v V_v \end{aligned} \quad (\text{IV-80})$$

Or, le volume total interne et la masse de fluide étant connues, ce système conduit à l'expression du volume de liquide :

$$V_l = \frac{m_f - \rho_v V_t}{\rho_l - \rho_v} \quad (\text{IV-81})$$

Cette première équation permet d'étudier l'influence de la densité vapeur et du volume du thermosiphon sur le volume de la phase vapeur. Des exemples de valeurs numériques sont repris dans le Tableau IV-8. En revanche ces erreurs sont faibles pour un fluide ayant une phase vapeur peu dense (eau ou méthanol à des températures inférieures à 100°C ou 80°C respectivement par exemple).

Ces valeurs correspondent aux cas un peu extrêmes d'un caloduc de 1 m de long ayant un diamètre intérieur de 16 mm dont la zone évaporateur est limitée à 10 cm et le taux de remplissage initial est d'environ les 2/3 de la longueur de l'évaporateur.

Ainsi, si la masse de vapeur est négligée, des erreurs importantes peuvent être commises lorsque l'on utilise des fluides frigorigènes ayant un densité vapeur importante (FC 72) ou lorsque le fluide est à une température élevée (méthanol à 110 °C).

En revanche ces erreurs sont faibles pour un fluide ayant une phase vapeur peu dense (eau ou méthanol à 70 °C).

Tableau IV-8 : influence de la géométrie et de la phase vapeur sur le volume liquide

Fluide	Température °C	Masse à 20°C (kg)	$\tilde{V}_l = \frac{m_f}{\rho_l} \text{ (m}^3\text{)}$	$V_l = \frac{m_f - \rho_v V_t}{\rho_l - \rho_v}$	Variation en %
Eau	100	$13,3 \cdot 10^{-3}$	$1,39 \cdot 10^{-5}$	$1,38 \cdot 10^{-5}$	- 0,7%
Méthanol	80	$10,5 \cdot 10^{-3}$	$1,41 \cdot 10^{-5}$	$1,37 \cdot 10^{-5}$	- 2,8 %
Méthanol	110	$10,5 \cdot 10^{-3}$	$1,49 \cdot 10^{-5}$	$1,34 \cdot 10^{-5}$	- 10,1 %
FC 72	80	$22,0 \cdot 10^{-3}$	$1,41 \cdot 10^{-5}$	$1,08 \cdot 10^{-5}$	- 23,4 %

De plus, la phase liquide se subdivise en une partie dans la zone noyée et une partie en circulation dans le thermosiphon. Cette dernière correspond au film liquide s'écoulant au condenseur, dans la zone adiabatique et dans la partie supérieure de l'évaporateur.

L'évaluation du volume de liquide en circulation dans le thermosiphon est très délicate car elle est fonction de l'épaisseur du film liquide. Néanmoins, en se basant sur l'analyse simplifiée de Faghri ([L2] chap. 6) il est possible d'obtenir en première approximation une évaluation du volume de liquide en circulation.

Cette analyse suppose un film laminaire sur tout le caloduc et de plus considère que le film d'évaporation se termine exactement en bout d'évaporateur. En d'autres termes, cette analyse donne le remplissage optimal d'un thermosiphon sans zone noyée fonctionnant avec des températures imposées constantes et uniformes au condenseur et à l'évaporateur :

$$\tilde{V}_{l,cir} = \left(\frac{4}{5}(L_e + L_c) + L_a \right) \left(\frac{3Q\mu_1(\pi D_{int})^2}{\rho_l^2 g h_{lv}} \right)^{1/3} \quad (IV-82)$$

Dans cette expression, Q représente le flux transféré et le rapport $4/5$ correspond à la diminution de volume dans les zones de changement de phase due à l'évolution de l'épaisseur du film liquide. Or, si l'on considère un thermosiphon ayant une zone noyée, le film pénètre dans cette zone en ayant moins diminué que dans le cas idéal. En d'autres termes, si l'on considère l'équation (IV-82) en substituant la longueur du film à la longueur de l'évaporateur et en appliquant un coefficient $9/10$ (moyenne de $4/5$ et 1), on obtient une approximation acceptable correspondant à une erreur maximale de 10% sur le volume de liquide dans la zone de film. De plus, dans la plupart des cas, ce volume ne représente qu'une faible partie du volume liquide total, ce qui justifie cette approximation :

$$V_{l,cir} = \left(\frac{4}{5}L_c + L_a + \frac{9}{10}L_f \right) \left(\frac{3Q\mu_1(\pi D_{int})^2}{\rho_l^2 g h_{lv}} \right)^{1/3} \quad (IV-83)$$

De plus, on a bien sur :

$$V_l = V_{l,cir} + V_{l,zn} \quad (IV-84)$$

Ce qui constitue avec les équations (IV-64), (IV-81) et (IV-83) et la connaissance du diamètre intérieur du thermosiphon un système complet pouvant être résolu analytiquement sans difficulté pour obtenir la longueur de film ou la longueur de la zone noyée.

Remarque :

La relation entre le volume de liquide dans la zone noyée et la longueur de la zone noyée peut s'exprimer en première approximation par :

$$V_{l,zn} = L_p \frac{\pi}{4} D_{int}^2 \quad (IV-85)$$

Toutefois, cette expression n'est pas rigoureuse car elle ne tient pas compte du volume des bulles de vapeur présentes dans la zone noyée. Ce volume est très difficile à évaluer car il

dépend fortement de la vitesse moyenne de ces bulles dans la phase liquide. Il n'existe pas à notre connaissance d'étude fiable à ce sujet et ce domaine d'étude reste ouvert.

4.1.2.5 Exemples d'applications numériques

Afin de fixer un ordre de grandeur pour ces différents coefficients, considérons le cas d'un thermosiphon à méthanol fonctionnant à 40°C. La longueur de la zone d'évaporation est de 20 cm et le diamètre intérieur de 14 mm. Nous supposons ici que le remplissage conduit à une zone noyée de 10 cm

a) Echange en film

Dans la zone de film, le classement du régime d'échange s'effectue suivant la valeur du paramètre de film et correspond à des densité de flux à la paroi q_e ou à des flux transférés Q selon le tableau suivant :

Tableau IV-9 : exemple de transition de régime d'échange en film

K_{film} (IV-72)	q_e (kW m ⁻²)	Q (W)	Régime
$\leq 10^9$	$\leq 2,46$	$\leq 21,6$	Convection naturelle
$10^9 < K_{\text{film}} < 2,7 \cdot 10^{10}$	$2,46 < q_e < 7,38$	$21,6 < Q < 64,9$	Transition
$2,7 \cdot 10^{10} \leq$	$7,38 \leq$	$64,9 \leq$	Ebullition nucléée

Les zones de transition de régime apparaissent pour des flux très faibles (22W et 65 W). Le régime privilégié de l'échange en film est donc le régime d'ébullition nucléée dans ce cas. Les dimensions de ce thermosiphon étant usuelles, cela laisse à supposer que le régime d'ébullition est le régime courant d'échange en film pour des thermosiphons utilisant des fluides caloporteurs à basse température.

La Figure IV-27 permet de visualiser les ordres de grandeur des nombres de Nusselt et des coefficients d'échange en fonction de la densité de flux imposée à l'évaporateur ou en fonction du flux transféré. Sur cette figure, nous avons prolongé chacune des courbes en dehors de leur domaine d'utilisation afin de comparer les ordres de grandeurs respectifs des coefficient d'échange entre les corrélations.

Notons par ailleurs, qu'une augmentation de l'étendue de la zone de transition pourrait permettre dans notre cas d'améliorer la continuité entre les trois courbes. Toutefois, la discontinuité entre les courbes reste inférieure à l'incertitude de 15% donnée par les auteurs.

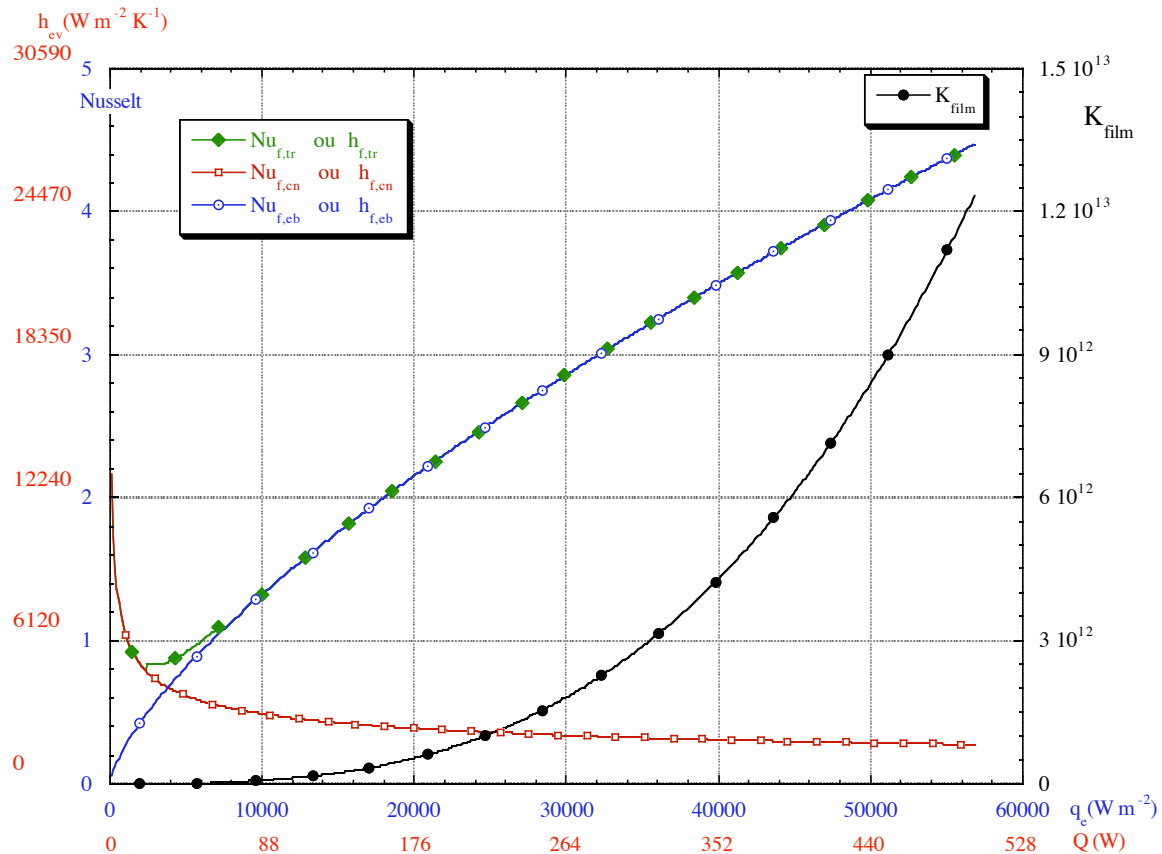


Figure IV-27 : évolution du nombre de Nusselt ou du coefficient d'échange et de K_{film} en fonction de la densité de flux ou du flux transféré pour un échange en film

b) Echange en zone noyée

De même que précédemment, dans la zone noyée, le classement du régime d'échange s'effectue suivant le paramètre de zone noyée :

Tableau IV-10 : exemple de transition de régime d'échange en film

K_{ZN} (IV-79)	q_e (kW m^{-2})	Q (W)	Régime
$\leq 10^6$	$\leq 14,1$	≤ 124	Convection naturelle
$10^6 < K_{film} < 2,1 \cdot 10^7$	$14,1 < q_e < 256,2$	$124 < Q < 2250$	Transition
$2,1 \cdot 10^7 \leq$	$256,2 \leq$	$2250 \leq$	Ebullition nucléée

La Figure IV-28 permet de visualiser les ordres de grandeur des nombres de Nusselt et des coefficients d'échange associés en fonction de la densité de flux imposée à l'évaporateur ou en fonction du flux transféré.

Pour les échanges en zone noyée, la zone de transition est très étendue mais la zone de convection naturelle n'est pas significativement plus importante que dans le cas de l'échange en film. Ainsi, au regard des puissances transférées, la zone de transition correspond a priori aux cas courants pour les thermosiphons à basse température.

Notons enfin que les discontinuités entre les courbes au changement de régime restent inférieures à l'incertitude de 15% des corrélations.

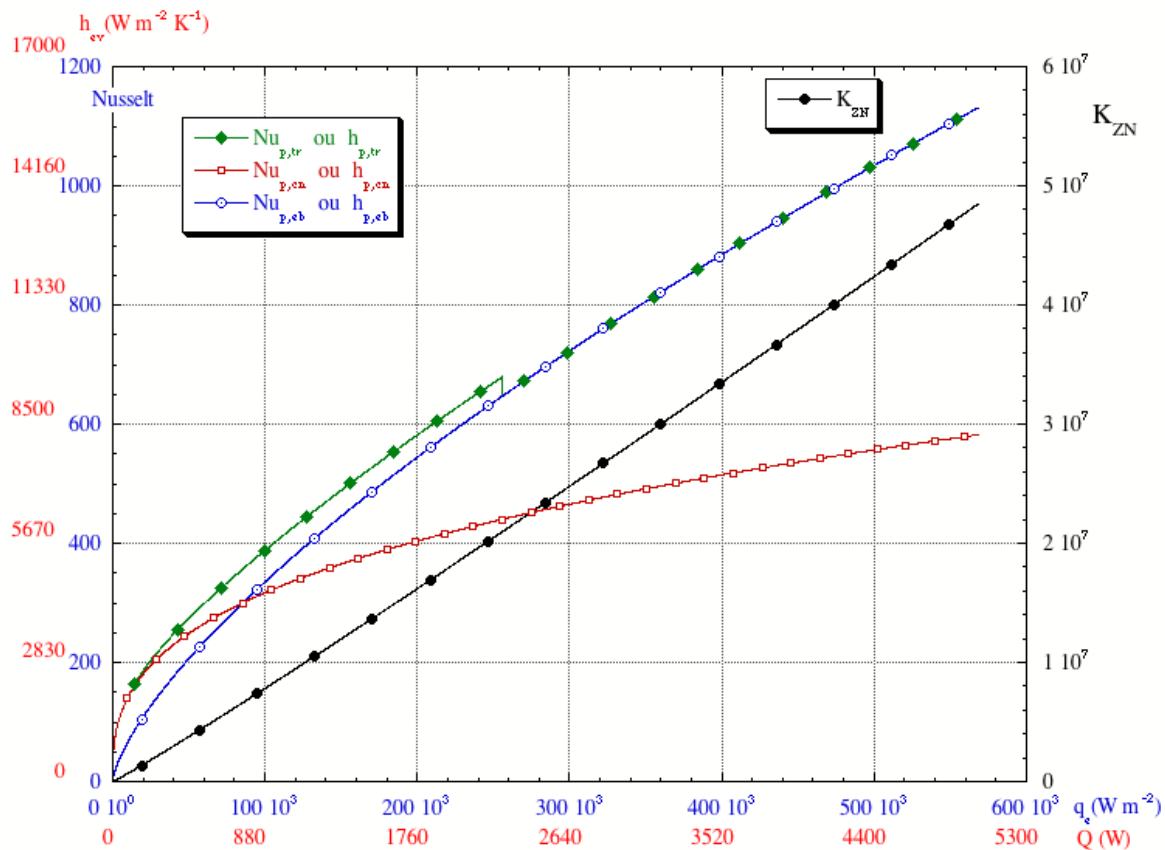


Figure IV-28 : évolution du nombre de Nusselt ou du coefficient d'échange et de K_{film} en fonction de la densité de flux ou du flux transféré pour un échange en zone noyée

4.1.3 Discussion sur le modèle de El-Genk & Saber

Le modèle de El-Genk & Saber présenté au paragraphe précédent permet de prendre en compte beaucoup de paramètres essentiels dans le calcul des coefficients d'échanges thermiques à l'évaporateur d'un thermosiphon à tube lisse. Ce modèle fournit des valeurs en accord avec de nombreuses études expérimentales avec une incertitude de l'ordre de 15%, ce qui constitue une très bonne corrélation. Toutefois, il reste des paramètres qui ne sont pas pris en compte dans cette corrélation.

En premier lieu, ces corrélations ne font pas intervenir un éventuel angle d'inclinaison du caloduc. Or, une inclinaison du caloduc entraîne une dissymétrie dans l'écoulement du film liquide, ce qui peut influencer les coefficients d'échanges. Dobson & Kroger [133] ont ainsi mesuré des performances maximales pour des angles d'inclinaisons compris entre 45° et 60° par rapport à l'horizontale. Ils montrent de plus dans cette étude que la présence de rainures dans la paroi augmente significativement les performances d'un thermosiphon (coefficients d'échanges et flux maximal transférable) en raison notamment de l'augmentation des surfaces d'échanges. Toutefois, il ne donnent pas de corrélations permettant de lier la géométrie des rainures aux coefficients d'échange.

Il semble de plus que le fonctionnement d'un caloduc en condition de température imposée à l'évaporateur conduise à des coefficients largement inférieurs à ceux calculés par

les corrélations de El-Genk & Saber. Ainsi dans une étude expérimentale récente, Dobson & Kroger [134] ont mesuré les coefficients d'échange pour un thermosiphon ayant des températures imposées à l'évaporateur et au condenseur. Leurs mesures sont inférieures de 55% ($\pm 15\%$) aux valeurs fournies par les corrélations de El-Genk & Saber. Même en se basant sur les courbes d'ébullition définies au §4.1.1, il n'existe actuellement pas d'explication à ces écarts importants et la vérification expérimentale rigoureuse de l'influence des conditions aux limites reste un domaine d'étude ouvert.

De plus, il faut noter l'absence des propriétés de la paroi dans ces corrélations. Or nous avons montré dans le §IV.3 que l'interaction entre le liquide et la paroi est un élément important dans les phénomènes d'ébullition. Cette restriction est appuyée par les travaux de Negishi & Sawada [135] qui ont visualisé des comportements différents de l'eau et du méthanol à la surface d'une paroi de cuivre d'un thermosiphon. A l'évaporateur, le film liquide est beaucoup plus instable dans le cas de l'eau : l'apparition d'un écoulement en doigt est fréquent et traduit une mouillabilité non totale de l'eau sur leur paroi en cuivre. A l'opposé, ils obtiennent des films liquides très stable et homogènes avec du méthanol.

Enfin, remarquons que la zone de connexion entre le film et la zone noyée est particulière. En effet, bien que cela ne soit pas mentionné dans la littérature à notre connaissance, cette zone est soumise à l'écoulement descendant du film et à l'écoulement ascendant provenant de la convection dans la zone noyée. L'existence d'une zone d'échange perturbée est donc a priori possible et demande aussi à être exploré expérimentalement.

Pour conclure, et malgré les réserves émises, ces corrélations semblent les plus fiables. En utilisant le calcul de la hauteur de la zone noyée que nous avons formulé, il est ainsi possible d'utiliser ces corrélations au sein d'un modèle numérique décrivant le comportement d'un thermosiphon.

Rappelons cependant que ces corrélations sont considérées pour des densités de flux moyennes sur chacune des zones de l'évaporateur et qu'il ne faut pas a priori les utiliser pour définir des coefficients locaux dans des modèles numériques ayant une discrétisation fine de la zone évaporateur.

4.2 Coefficient d'échange au condenseur

Les processus de condensation au sein des thermosiphons sont moins complexes que les phénomènes d'évaporation en raison de la stabilité intrinsèque des phénomènes de condensation pour un fluide mouillant sur une paroi froide. En effet, plus le film est mince, plus le flux de chaleur (pour un même écart de température entre la paroi et la phase vapeur) est important et donc plus le débit de condensation est fort. En d'autres termes, les zones où le film est plus minces ont tendance à absorber un flux plus important et donc à épaissir le film de condensât plus rapidement. Le processus de condensation tend donc vers une épaisseur de film uniforme.

Ainsi contrairement à la zone d'évaporation où l'apparition des phénomènes d'ébullition entraîne un bouleversement des phénomènes de transport, la zone de condensation est beaucoup plus stable. En effet, seuls les phénomènes de conduction et de convection (selon les régimes d'écoulement du film liquide) permettent le transfert du flux entre la phase vapeur et la phase liquide. Les phénomènes d'interaction entre la surface solide et le liquide ne sont donc pas a priori des paramètres prépondérants dans les phases usuelles de condensation au sein des caloducs.

Ainsi, de nombreuses corrélations sont basées sur la théorie classique de condensation en film de Nusselt pour des écoulements de films laminaires. Cette approche permet de définir correctement l'ordre de grandeur des échanges dans de nombreux cas. Toutefois, lorsque l'écoulement du film devient turbulent ou lorsque la pression du fluide s'approche de la pression critique, l'utilisation de corrélations semi-empiriques fournit de meilleurs résultats.

4.2.1 Condensation en film de Nusselt

Les hypothèses de la condensation en film de Nusselt permettent une simplification des équations conduisant à une résolution analytique du problème. Cette approche simple est intéressante car elle fournit des valeurs correctes dans certaines situations.

Ce modèle est basé sur la condensation d'un fluide en phase vapeur saturée sur une paroi verticale lisse comme représenté sur la Figure IV-29.

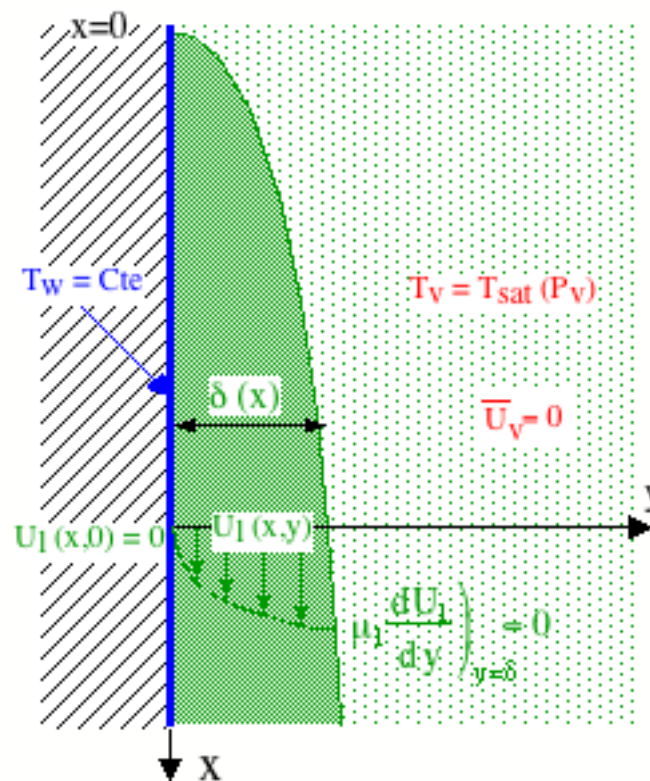


Figure IV-29 : condensation en film de Nusselt

4.2.1.1 Hypothèses et formulation du modèle de condensation de Nusselt

Les détails de ce modèle classique peuvent être trouvés dans de nombreuses références bibliographiques et notamment dans l'ouvrage de Carey [L4] au chapitre 9.

Les hypothèses de base sont les suivantes :

- i) écoulement laminaire dans le film,
- ii) propriétés thermophysiques constantes du fluide,
- iii) influence négligeable du sous refroidissement du liquide,
- iv) effets inertiels négligeables dans l'équation de la quantité de mouvement,
- v) phase vapeur ayant une vitesse moyenne nulle à l'interface,
- vi) interface liquide/vapeur variant "régulièrement" (pas de vague),
- vii) transfert de chaleur uniquement par conduction mono dimensionnelle suivant l'axe y dans le liquide (convection négligeable),
- viii) résistance de changement de phase négligeable,
- ix) température de paroi constante,
- x) film d'épaisseur nulle en $x=0$.

Ainsi à partir de ces hypothèses et d'un bilan de forces, on obtient le profil de vitesse en y en fonction de l'épaisseur du film $\delta(x)$. Or la variation de l'épaisseur du film est fonction du taux de condensation lui-même relié au flux de conduction mono dimensionnel. Soit en définitive :

$$\text{Nu}_x = \frac{h_x x}{\lambda_1} = \left(\frac{\rho_l (\rho_l - \rho_v) g h_{lv} x^3}{4 \lambda_1 \mu_l (T_{\text{sat}} - T_w)} \right)^{1/4} \quad (\text{IV-86})$$

Soit en valeur moyenne pour une longueur de film L_f :

$$\overline{\text{Nu}}_{L_f} = \frac{\bar{h} L_f}{\lambda_1} = 0,943 \left(\frac{\rho_l (\rho_l - \rho_v) g h_{lv} L_f^3}{\lambda_1 \mu_l (T_{\text{sat}} - T_w)} \right)^{1/4} \quad (\text{IV-87})$$

4.2.1.2 Discussion sur certaines des hypothèses du modèle

L'utilisation du modèle de condensation en film de Nusselt pour les thermosiphons nécessite d'examiner les restrictions engendrées par les hypothèses du modèle. Tout d'abord, l'hypothèse d'un écoulement laminaire dépend directement du nombre de Reynolds en sortie de condenseur. En d'autre termes il faut avoir :

$$\text{Re}_x = \frac{4q_c x}{\mu_l h_{lv}} \leq 1600 \quad (\text{IV-88})$$

Dans le cas contraire, il faut utiliser des corrélations définies pour des écoulements en films turbulents que nous aborderons par la suite.

L'hypothèse d'une interface liquide/vapeur ne présentant pas de vagues est à relier à la vitesse nulle de la phase vapeur à l'interface et à l'influence négligeable des phénomènes inertiels dans le liquide. Toutes ces hypothèses participent au caractère "calme" de l'écoulement. Il découle de ces hypothèses que l'utilisation de ce modèle au sein des thermosiphons devra être limitée au cas où la puissance transférée est éloignée de la limite d'entraînement étudiée au chapitre II.

La température de la paroi étant inférieure à la température de saturation, il existe un flux transféré par chaleur sensible non pris en compte dans les précédents développements. Carey exprime la prise en compte du sous refroidissement par un coefficient multiplicateur de la chaleur latente de changement de phase en considérant l'hypothèse d'un échange purement conductif conduisant à un profil linéaire de température :

$$h'_{lv} = h_{lv} \left(1 + \frac{3 c_{p_l} (T_{sat} - T_w)}{8 h_{lv}} \right) \quad (IV-89)$$

Si l'on considère le cas de l'eau à 80°C par exemple, cela nous donne un rapport h_{lv}/h'_{lv} égal à 1,02 pour un écart de température important de 30°C, soit une augmentation de 2%. Il paraît donc tout à fait raisonnable de négliger ce sous refroidissement.

L'hypothèse d'une épaisseur de film nulle en $x=0$ n'est pas compatible avec le cas de thermosiphons car un film liquide existe en général sur la partie supérieure du caloduc du fait de la conduction dans la paroi comme illustré sur la Figure IV-30. Le coefficient d'échange est donc limité dans la partie supérieure et ne tend pas vers l'infini en $x=0$.

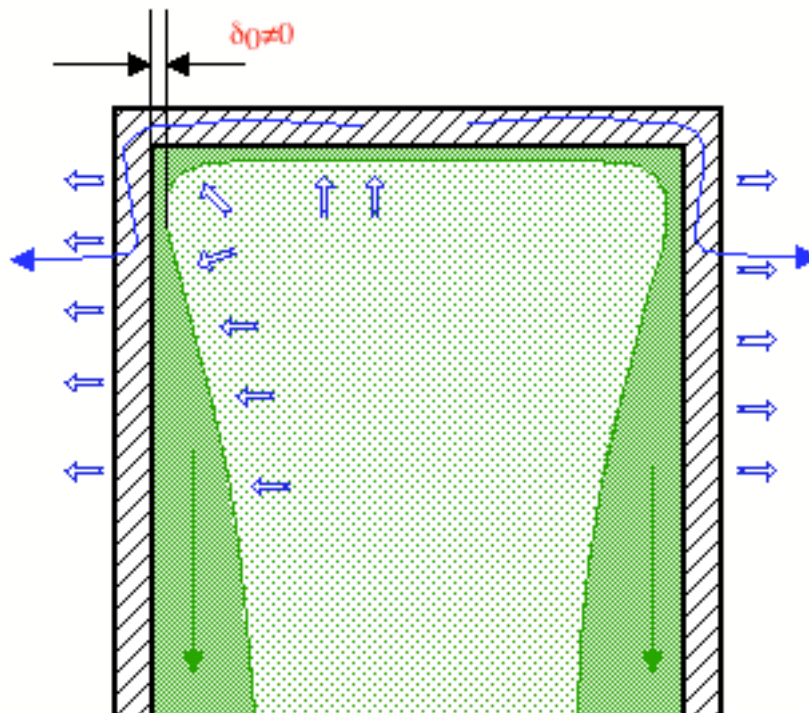


Figure IV-30 : film liquide à l'extrémité du condenseur d'un thermosiphon

En corollaire, et en regard des résultats du paragraphe IV.3 concernant les films minces, il apparaît tout à fait possible de négliger la résistance d'évaporation devant la résistance due à la conduction dans le film (ou dans la paroi) même pour la partie supérieure du condenseur. Dans l'application du film de Nusselt dans un modèle numérique de thermosiphon, il convient donc de ne pas mailler trop finement la partie supérieure du condenseur afin de ne pas appliquer des coefficients d'échanges en fonction de x trop importants. Typiquement il convient de choisir une maille suffisamment large et d'utiliser l'abscisse du centre de la maille comme valeur de x dans le calcul du coefficient d'échange. Deux études récentes menées par Kaminaga & al [136] [137] ont montré au travers notamment des profils de température à la surface externe de la paroi que les coefficients d'échange sont assez faibles en bout de condenseur sans que l'on puisse toujours attribuer cet effet à la présence d'un bouchon de gaz.

De nombreuses études expérimentales ont permis de visualiser le processus de condensation dans les thermosiphons. On peut notamment citer les travaux récents de Dobson & Kroger [133] qui ont visualisé l'écoulement à travers une paroi de verre. Leurs observations décrivent un écoulement en film tant que la puissance transférée et donc la vitesse vapeur ne provoque pas de perturbation de la surface libre du liquide. Les possibilités d'utilisation de ce modèle analytique sont donc assez restreintes et l'emploi de corrélations est souvent nécessaire pour couvrir les cas expérimentaux.

4.2.2 Corrélations usuelles

Les données expérimentales et les corrélations disponibles dans la littérature fournissent un panel similaire aux données disponibles pour la zone d'évaporation des thermosiphons. En d'autres termes, de très nombreuses références existent mais peu sont exploitables en raison de l'omission de paramètres essentiels. D'autre part, les corrélations sont souvent très limitées et ne peuvent pas être utilisées en dehors de plages restreintes de paramètres. De plus, la prise en compte des paramètres essentiels n'est pas toujours suffisante et peut conduire à des évaluations des coefficients d'échanges très éloignées des mesures expérimentales.

On peut cependant citer les travaux de Gross qui sont les plus précis que nous ayons trouvés dans la littérature.

Dans une première étude, Gross & Hahne [138] ont réalisé une étude sur de nombreuses données expérimentales afin d'évaluer une corrélation pour le nombre de Nusselt de condensation au sein des thermosiphons à tube lisse.

Le nombre de Nusselt est ici basé sur la longueur caractéristique de film définie par l'équation (IV-60) :

$$\text{Nu}_c = \frac{h_c \ell_f}{\lambda_1} = \frac{h_c}{\lambda_1} \left(\frac{\mu_1^2}{g \rho_1 (\rho_1 - \rho_v)} \right)^{1/3} \quad (\text{IV-90})$$

D'autre part, afin de considérer un maximum de points de mesure, les résultats obtenus pour des thermosiphons en positions inclinées sont ramenés au cas des thermosiphons verticaux en considérant un facteur correctif f_φ sur le nombre de Reynolds du film :

$$\text{Re}_{c,\varphi} = \text{Re}_c \cdot f_\varphi \quad (\text{IV-91})$$

Avec le nombre de Reynolds défini par rapport au diamètre intérieur :

$$\text{Re}_c = \frac{Q}{\pi D_{\text{int}} \mu_l h_{lv}} \quad (\text{IV-92})$$

Et f_φ défini en fonction de l'angle d'inclinaison φ du thermosiphon avec la verticale :

$$\begin{aligned} f_\varphi &= 1 && \text{pour } \varphi = 0^\circ \\ f_\varphi &= 2,87 \frac{D_{\text{int}}}{L_c \sin \varphi} && \text{pour } \varphi \geq 10^\circ \end{aligned} \quad (\text{IV-93})$$

Pour des angles compris entre 0° et 10° l'utilisation d'une interpolation linéaire permet une transition progressive. Par exemple, pour un thermosiphon ayant un rapport égal à 5 (ce qui est faible) entre le diamètre interne et la longueur du condenseur le coefficient correctif pour un angle de 10° est de 3,3. Cette valeur peut paraître très élevée, mais elle traduit l'augmentation du coefficient de condensation due à la dissymétrie azimutale de l'épaisseur du film liquide comme schématisé sur la Figure IV-31.

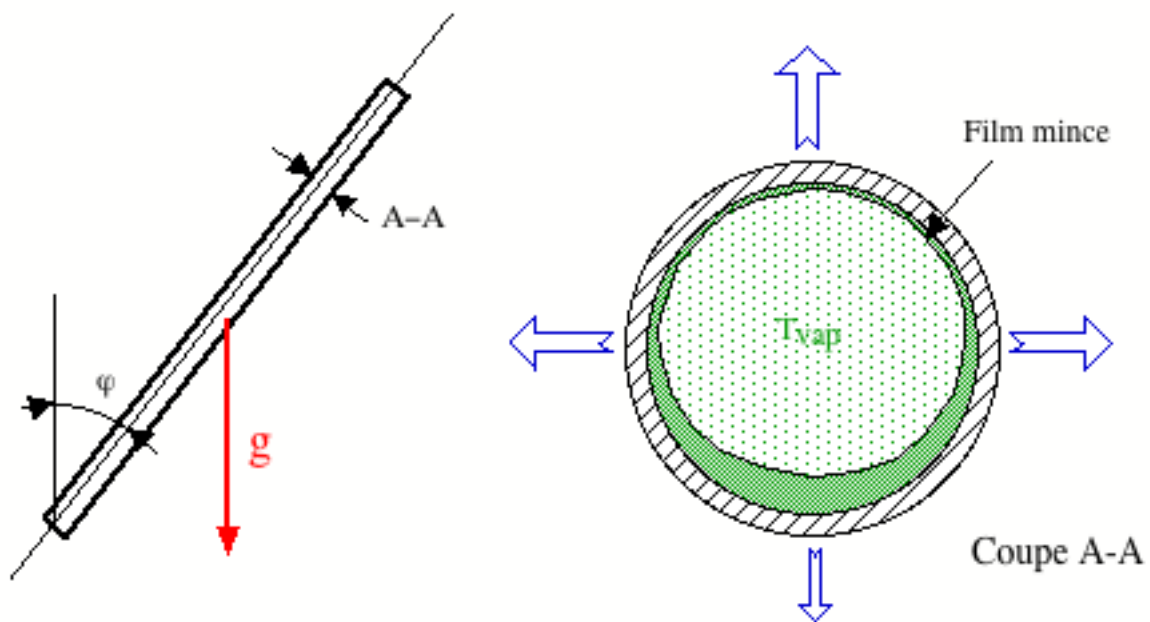


Figure IV-31 : influence de l'inclinaison sur le film de condensation

Le drainage du liquide, par la composante orthogonale de la pesanteur, vers une partie basse permet de diminuer les forces globales de frottement (pour un écoulement laminaire) s'opposant à l'écoulement longitudinal du liquide. D'autre part, le drainage azimutal permet

de maintenir un film mince sur la partie supérieure du tube et cela sur l'ensemble de la longueur du condenseur. La surface de film mince très favorable aux échanges thermiques est ainsi augmentée par l'inclinaison du thermosiphon.

Dans cette première étude, Gross & Hahne[138] ont corrélé les points de mesures retenus provenant de 15 études différentes portant sur 10 fluides. La corrélation retenue est une composition en loi puissance d'une corrélation pour un écoulement laminaire et d'une corrélation pour un écoulement turbulent.

Le nombre de Nusselt pour un écoulement laminaire est basé sur l'équation (IV-87) en exprimant le coefficient d'échange en fonction du flux moyen transféré soit :

$$T_{\text{sat}} - T_w = \frac{\bar{Q}}{\bar{h}_c \pi D_{\text{int}} L_c} \quad (\text{IV-94})$$

En réarrangeant l'équation (IV-87) en fonction du coefficient d'échange moyen on obtient une expression simple du nombre de Nusselt pour un écoulement laminaire :

$$\text{Nu}_{\text{lam}} = 0,925 \cdot \text{Re}_{c,\varphi}^{-1/3} \quad (\text{IV-95})$$

En définitive Gross & Hahne[138] obtiennent :

$$\text{Nu}_c = \sqrt{\left(f_p \text{Nu}_{\text{lam}}\right)^2 + \left(\text{Nu}_{\text{turb}}\right)^2} \quad (\text{IV-96})$$

Le coefficient f_p correspond à l'influence de la pression de saturation sur la stabilité du film liquide, il est corrélé expérimentalement. Ce coefficient permet de mieux prendre en compte les effets de l'apparition de vagues à l'interface liquide/vapeur. En effet, lorsque la pression ou la température de saturation augmente, la viscosité du liquide et la tension de surface diminuent, ce qui augmente les phénomènes d'instabilité de l'interface et améliore le transfert thermique vers la paroi. Cette influence de la pression est confirmée par l'étude récente menée par Kaminaga & al [137] qui ont trouvé expérimentalement une augmentation très nette du coefficient de transfert avec la pression de saturation pour trois fluides (eau, éthanol et R-113).

En se basant sur ces résultats mais en élargissant la base de données expérimentales à 18 études portant toujours sur 10 fluides, Gross [139] obtient les corrélations suivantes pour le coefficient f_p et pour le nombre de Nusselt d'un écoulement en film turbulent :

$$f_p = \left(1 - 0,63 \cdot \left(\frac{P_{\text{sat}}}{P_{\text{crit}}}\right)^{3,3}\right)^{-1} \quad (\text{IV-97})$$

Et :

$$\text{Nu}_{\text{turb}} = 0,044 \text{Pr}_l^{2/5} \text{Re}_{c,\varphi}^{1/6} \quad (\text{IV-98})$$

En définitive, Gross [139] préconise l'utilisation de la corrélation utilisant les expressions résumées dans le Tableau IV-11. Cette corrélation est basée sur l'analyse de nombreuses études provenant de différents auteurs et porte sur une vaste gamme de caloducs. Cependant, elle doit être utilisée avec précautions en fonction des conditions expérimentales considérées, en gardant à l'esprit les problèmes de mouillabilité de la surface par le liquide qui peuvent entraîner de fortes variations du coefficient d'échange.

Tableau IV-11 : corrélation du coefficient de condensation dans les thermosiphons

$Nu_c = \sqrt{(f_p Nu_{lam})^2 + (Nu_{turb})^2}$	$f_p = \left(1 - 0,63 \cdot \left(\frac{P_{sat}}{P_{crit}} \right)^{3,3} \right)^{-1}$
$Nu_{lam} = 0,925 \cdot Re_{c,\varphi}^{-1/3}$	$Re_{c,\varphi} = Re_c \cdot f\varphi = \frac{Q}{\pi D_{int} \mu_l h_{lv}} f\varphi$
$Nu_{turb} = 0,044 Pr_l^{2/5} Re_{c,\varphi}^{1/6}$	$f\varphi = 1 \quad \text{pour } \varphi = 0^\circ$ $f\varphi = 2,87 \frac{D_{int}}{L_c \sin \varphi} \quad \text{pour } \varphi \geq 10^\circ$

La précision des prédictions de l'équation (IV-96) par rapport aux résultats expérimentaux est fournie par Gross selon la répartition suivante :

Tableau IV-12 : précision de la corrélation de Gross pour le coefficient d'échange par condensation

$\frac{h_{c,exp} - h_{c,pred}}{h_{c,pred}}$	Pourcentage cumulé des points de mesure	$\frac{h_{c,exp} - h_{c,pred}}{h_{c,pred}}$	Pourcentage des points de mesure
$\pm 10\%$	46,4	$< -50\%$	3,8
$\pm 20\%$	74,9	$> +50\%$	1,4
$\pm 30\%$	87,1		

Remarques :

Les résultats de Gross [139] ne prennent pas explicitement en compte les effets de cisaillement à l'interface liquide/vapeur. Ceci se justifie notamment en s'appuyant sur les travaux de Chen & al [140] qui ont montré par la théorie et par l'expérience que ce phénomène peut être négligé dans l'évaluation des coefficients d'échange au condenseur. Physiquement on peut expliquer le faible effet des forces de cisaillement par l'influence opposée de deux conséquences de ces forces. D'une part, elles provoquent une augmentation de l'épaisseur moyenne du film liquide, d'autre part, elle entraînent souvent l'apparition d'oscillations de l'interface, or ces deux éléments ont un effet contraire sur la conductance globale de condensation.

L'influence de la courbure de l'interface dans la direction orthogonale à l'écoulement est un paramètre qui n'est pas pris en compte dans les corrélations. Cependant, les travaux expérimentaux menés par Faghri & al [141] sur un thermosiphon annulaire ont montré que les coefficients d'échange sont légèrement différents entre la paroi interne ayant une courbure

négative et la paroi externe ayant une courbure positive. L'influence de la courbure de l'interface liquide/vapeur sur la stabilité du film liquide nécessite une étude approfondie sortant du cadre de cette étude.

4.3 Caloducs soumis à des champs de forces importants

L'étude des caloducs soumis à des champs de forces importants autres que la gravité représente un champ d'étude très peu exploré en raison de la complexité des dispositifs expérimentaux nécessaires. En effet, la création d'un champ d'accélération artificiel constant nécessite un système tournant rendant complexe l'acquisition de données. Cependant, les tests de caloducs sous accélération permettent une étude des paramètres importants avec une approche différente. Pour illustrer ce propos, citons l'étude réalisée par Kiseev & al [142] sur une boucle diphasique soumise à des accélérations défavorables de 1g à 10g. Ils utilisent comme référence le nombre de Bond défini par :

$$Bo = \frac{\rho_l (\rho_l - \rho_v) \Gamma L_B r_{cap}}{\sigma} \quad (IV-99)$$

Où, L_B représente la longueur caractéristique du phénomène des forces de volume (ici la différence de hauteur entre l'évaporateur et le condenseur) et r_{cap} le rayon capillaire équivalent du phénomène capillaire (ici le diamètre moyen de pore).

Ce nombre de Bond représente directement le rapport entre les forces de volume et les forces capillaires. Ainsi, ils ont vérifié expérimentalement que la boucle fonctionne pour un nombre de Bond tendant vers 1 (par valeurs inférieures) lorsque les pertes de pression visqueuses sont négligeables (i.e. : lorsque les forces capillaires compensent les forces de volumes défavorables). De plus, ils ont montré expérimentalement que l'influence de l'accélération est très faible sur le coefficient d'échange à l'évaporateur dans leur configuration (ce qui n'était pas totalement évident). Cependant, le gradient de pression dans le liquide dû aux forces volumiques existe aussi dans la phase vapeur. Il conduit à un gradient important de la température de saturation provoquant une forte diminution du coefficient global de transfert.

L'étude théorique de Lin & Faghri [143] sur des mini caloducs tournants montre également que l'influence des forces de volume sur les échanges thermiques dans la micro région d'évaporation (§IV.3) est négligeable en raison de sa dimension sub-micronique.

Cependant, si l'ensemble de la zone d'échange est considéré, l'influence des forces de volume devient très importante et conditionne le fonctionnement du caloduc à l'échelle macroscopique.

Dans ce paragraphe nous aborderons les différents types de caloducs soumis à des forces de volume en adoptant la nomenclature du § 4.3 du chapitre I. Ainsi, les caloducs tournants, les caloducs de révolution et les caloducs soumis à un champ de forces

essentiellement longitudinal sont différenciés afin de clarifier les différents processus physiques et d'étudier leurs influences.

Rappelons que l'appellation **thermosiphon** regroupe les caloducs utilisant les forces de volume (dont la gravité qui est la plus courante) comme élément moteur de la circulation interne du fluide caloporteur par opposition aux caloducs à pompage capillaire.

4.3.1 Caloducs tournants

En raison des nombreuses applications possibles, les caloducs tournants représentent la catégorie la plus étudiée des caloducs soumis à des forces de volume autres que la gravité. Le refroidissement des rotors de machines tournantes diverses correspond au cas les plus courants mais on peut également citer les applications de refroidissement de disque de frein (Watel & al [46]). Notons que dans ce paragraphe, les forces de gravité sont négligées devant les forces centrifuges générées par les vitesses de rotation élevées.

La modélisation des coefficients de transfert au sein des caloducs tournants est très complexe en général. Toutefois, Watel & al [46] ont montré qu'une approche très simple de transfert par conduction mono dimensionnelle à travers un film visqueux de ruissellement permet dans certains cas d'obtenir une modélisation donnant un bon ordre de grandeur des températures caractéristiques.

La détermination précise des coefficients d'échanges est complexe comme l'ont montré les travaux de Marto [144]. Son étude est basée essentiellement sur l'analyse des transferts au condenseur dans un caloduc étagé (Figure IV-32).

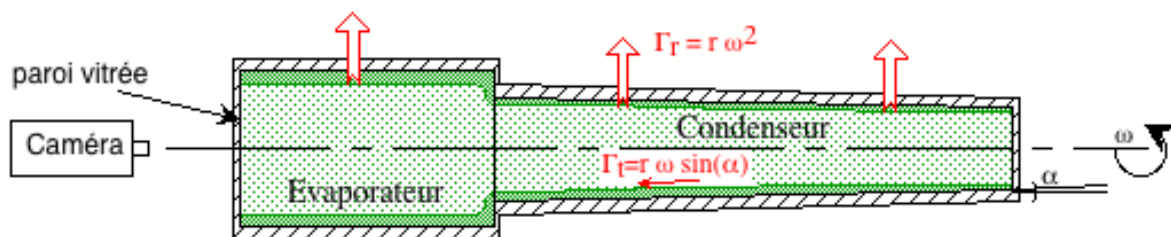


Figure IV-32 : caloduc tournant étagé (Marto [144])

Cette étude montre expérimentalement que le comportement de l'évaporateur est similaire à une ébullition en zone noyée si l'on tient compte de la pression à l'interface liquide paroi engendrée par la force centrifuge (jusqu'à 1800 g avec $r=4$ cm et $\omega=2800$ tr min^{-1}). D'autre part, le positionnement d'une caméra en bout de zone évaporateur permet de visualiser le film liquide dans la zone condenseur (Figure IV-32). De plus, une étude numérique du film liquide de condensation permet de mettre en évidence l'existence d'un transfert non négligeable même pour un angle α nul. Dans ce cas, et pour les angles très faibles (typiquement $\alpha < 0,5^\circ$) l'épaisseur du film liquide en bout de condenseur n'est pas nulle et la variation de l'épaisseur de ce film peut sembler paradoxale puisque l'épaisseur du film liquide décroît du bout extrême du condenseur vers l'évaporateur. Ce comportement

s'explique par la force centrifuge qui ne peut générer un écoulement du condenseur vers l'évaporateur que si il existe une différence de hauteur du film liquide entraînant une différence de pression statique. Ce gradient de pression est alors le moteur de l'écoulement. Cependant, le montage expérimental permet seulement une mesure du flux transféré mais ne permet pas de valider le modèle des coefficients d'échanges. Enfin, Marto [144] a mis en évidence expérimentalement des problèmes importants de mouillabilité. Ainsi, une procédure complexe de nettoyage de la paroi est nécessaire pour obtenir une condensation avec un film continu et stable en toutes circonstances. Dans le cas contraire, un écoulement en doigt et instable s'établi dans de très nombreux cas.

Une étude similaire menée par Daniels & Al-Jumailly [43] sur un caloduc tournant à section conique arrive à des résultats comparables. Cette étude est basée sur un modèle incluant les frottements à l'interface liquide/vapeur. Une étude paramétrique montre cependant que l'influence des frottements reste assez faible. Le modèle permet une bonne prédiction du comportement d'un caloduc à R-113 pour des puissances conduisant à une film épais mais donne de mauvais résultats lorsque le fluide utilisé est l'eau où lorsque la puissance transférée est faible (épaisseur de film faible). Ceci peut s'interpréter en regard des observations de Marto [144], par des problèmes de mouillabilité dans le cas de l'eau et d'influence de la rugosité des parois dans le cas de film très mince de R-113. Néanmoins, leurs résultats expérimentaux sont difficilement exploitables car la température adiabatique n'est pas indiquée (ni régulée) rendant ainsi impossible des comparaisons avec d'autres mesures ou modèles et aucune valeur numérique n'est donnée sur l'épaisseur moyenne théorique du film liquide.

Plus récemment, Vasiliev & Khrolenok [145] ont mené une étude portant sur des caloducs tournants étagés ayant des sections constantes à l'évaporateur, dans la zone adiabatique et au condenseur. En outre, ils ont utilisé leur modèle pour évaluer le coefficient d'échange au condenseur pour des caloducs tournants comportant des rainures longitudinales. Ils supposent pour cela que l'écoulement longitudinal du liquide se produit uniquement dans les rainures qui sont alimentées par la condensation sur les zones entre les rainures. La validation expérimentale de leur modèle est réalisée sur 7 fluides différents et 4 types de condenseurs (8 caloducs testés). L'accord semble bon ($\pm 20\%$ annoncé) mais les données fournies sont insuffisantes pour mener une analyse détaillée. La zone évaporateur est traitée en établissant des corrélations différentes pour chaque fluide et chaque type d'échange supposé, ce qui limite fortement les possibilités d'utilisation directe des résultats obtenus.

Très récemment, Harley & Faghri [44] ont mené une étude numérique détaillée du comportement transitoire et stationnaire de la phase vapeur dans les caloducs tournants en utilisant les équations de Navier Stokes en coordonnées cylindriques pour un écoulement 2D (symétrie de révolution). Ils ont mis en évidence l'existence d'une zone de recirculation de la phase vapeur en bout de condenseur qui est susceptible d'augmenter le gradient de

température au sein de la phase vapeur, ce qui affecte la conductance global du caloduc. Leur étude est limitée à une application numérique qui ne permet pas d'avoir une vision globale de l'influence de l'écoulement de la phase vapeur de façon générale. Toutefois, cette influence semble assez faible pour être négligée en première approximation.

En revanche, pour les caloducs tournants soumis à des vitesses de rotation très élevées (typiquement $3 \text{ à } 6 \cdot 10^4 \text{ tr min}^{-1}$), Ponnapan & al [45] ont obtenu expérimentalement des résultats paradoxaux au niveau des profils de température sur la paroi externe : les températures au condenseur sont nettement plus élevées que les températures de la zone adiabatique tout en restant bien évidemment inférieures aux températures de l'évaporateur. Dans ces cas extrêmes, le comportement des caloducs soumis à des accélérations radiales très importantes (1000 à 9000 g) peut a priori être fortement dépendant des écoulements de la phase vapeur. En effet, si leurs résultats ne sont pas imputables à des erreurs de mesure trop importantes (en raisons des difficultés extrêmes de mesures), il convient de considérer que la mesure de la température de surface dans la zone adiabatique n'est pas représentative de la température vapeur moyenne ou éventuellement que des phénomènes importants de détente peuvent conduire à une diminution de la température vapeur dans la zone adiabatique avant recompression dans le processus de condensation. Ces résultats très surprenants demandent confirmation sur le plan expérimental et théorique.

Les études menées sur les caloducs tournants depuis plus de 20 ans ont permis de mettre en évidence les phénomènes fondamentaux régissant leurs performances. Cependant, seule une approche macroscopique évaluant grossièrement les coefficients d'échanges est accessible actuellement. En d'autres termes, le champ d'études de ce type de caloduc reste vaste aussi bien au niveau théorique qu'expérimental.

4.3.2 Caloducs de révolution

Le cas des caloducs de révolution se rapproche des caloducs tournants en introduisant une difficulté supplémentaire : la symétrie de révolution disparaît totalement. En effet, le champ d'accélération n'est plus dirigé radialement mais devient orthogonal à la section du caloduc interceptée par le plan de rotation. Le liquide est ainsi accumulé dans la partie extérieure comme illustré sur la Figure IV-33.

Il existe assez peu de données disponibles dans la littérature. Néanmoins on peut citer les travaux expérimentaux de Jian & al [48] et l'étude plus complète de Gi & Maezawa [47].

Afin de distinguer les phénomènes thermiques des phénomènes hydrodynamiques et donc de permettre une bonne interprétation des résultats, Gi & Maezawa [47] ont visualisé le comportement du liquide dans un caloduc en verre soumis à une révolution suivant un axe horizontal parallèle à l'axe du caloduc (Figure IV-33). Cette approche leur permet de définir une vitesse de rotation minimale à partir de laquelle les effets de la gravité peuvent être négligés.

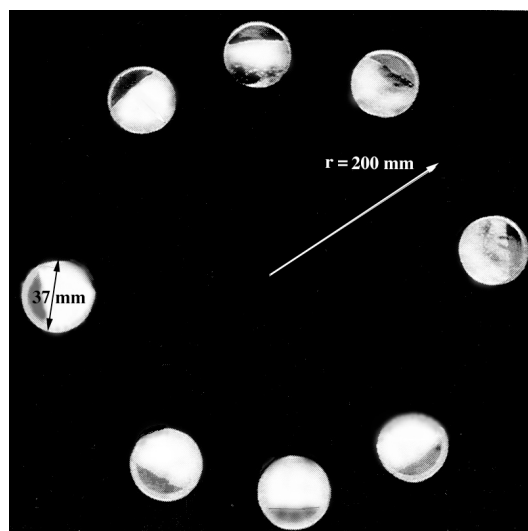


Figure IV-33 : photo de la répartition du liquide dans un caloduc de révolution
(Gi & Maezawa [47] - 350 tr mn⁻¹)

Pour des vitesses de rotation faibles correspondant à des accélérations dues à la force centrifuge de 0 à 5g la conductance globale croît tout d'abord entre 0 et 1g d'un facteur 2 environ puis décroît ensuite nettement comme illustré sur la Figure IV-34. Ce résultat, pour une accélération radiale proche de 1g, est due à l'effet de la composition de la gravité et de l'accélération centrifuge sur la flaque de liquide entraînant par là même une oscillation entre 0 et 2g de l'accélération résultante et donc une agitation importante favorable aux échanges.

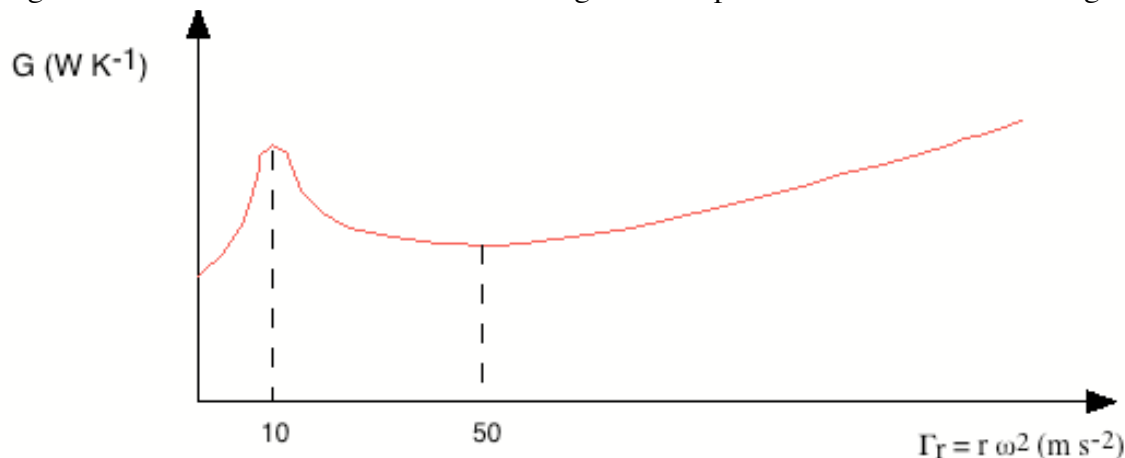


Figure IV-34 évolution typique de la conductance en fonction de
l'accélération radiale (Gi & Maezawa [47] - 350 tr mn⁻¹)

Lorsque l'on peut négliger la composante gravitaire des forces de volume (accélération radiale supérieure à 5 g environ), la conductance globale augmente très légèrement avec les forces de volume. Ceci cache toutefois un comportement très différent dans la zone d'évaporation et dans la zone de condensation.

L'augmentation de l'accélération conduit ainsi à augmenter le drainage du film liquide dans la *zone de condensation* comme schématisé sur la Figure IV-35, ce qui diminue l'épaisseur du film liquide et est favorable au coefficient d'échange par condensation.

Gi & Maezawa [47] utilise un modèle simple permettant de calculer l'épaisseur du film de condensation en considérant la composante tangentielle de l'accélération le long de la paroi interne du caloduc. Leur modèle donne des résultats satisfaisants au premier ordre par rapport aux mesures effectuées en utilisant du R-113 comme fluide caloporteur.

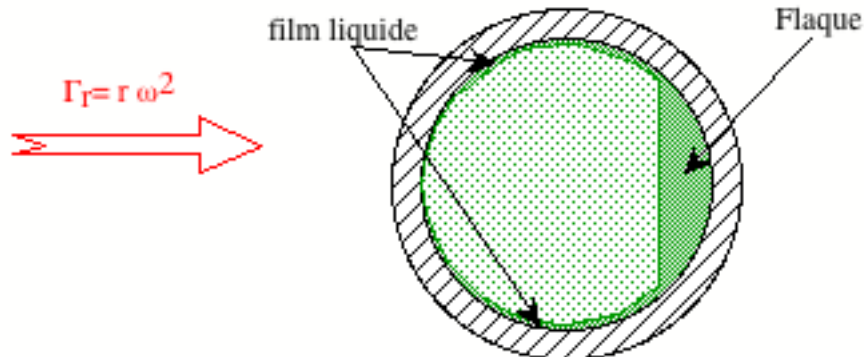


Figure IV-35 : drainage du film de condensation dans un caloduc de révolution

A l'inverse, à l'évaporateur, l'augmentation de l'accélération tend à diminuer le coefficient d'échange en limitant le remouillage de la zone opposée à la flaque. En effet, cette zone n'est pas alimentée en liquide directement mais uniquement par projection de liquide lors de l'explosion de bulles à l'interface liquide/vapeur. Or, lorsque les forces de volume sont importantes, elles s'opposent à la projection de ces gouttes et limitent donc les échanges par évaporation. Ces résultats confortent l'étude expérimentale menée par Jian & al [48] sur la zone d'évaporation. Leur instrumentation plus poussée de la zone d'évaporation montre clairement l'évolution angulaire de la température à la surface de l'évaporateur qui est maximale dans la zone opposée à la flaque et minimale dans la zone de la flaque.

L'étude des caloducs de révolution reste un domaine peu exploré en raison de son caractère complexe. Toutefois, des approches simplificatrices permettent une première évaluation des échanges au sein de ce type de caloduc.

4.3.3 Caloducs soumis à un champ de forces essentiellement longitudinales

Les caloducs soumis à un champ de forces essentiellement longitudinales ont un comportement proche des thermosiphons puisque la force motrice de l'écoulement est directement la composante longitudinale de l'accélération. Les applications possibles de ce type de caloducs ou plus exactement de ce type d'environnement pour un thermosiphon sont moins nombreuses et concernent essentiellement des applications spatiales ou aéronautiques. Il s'agit par exemple de satellites ayant un mouvement de spin orbital important, de problèmes de réentrée de navette spatiale dans l'atmosphère, ou d'application de caloducs à bord d'avion de chasse.

Les études sur des thermosiphons soumis à un champ d'accélération variable sont très peu nombreuses dans la littérature. La première étude théorique dont nous ayons connaissance a été réalisée par Chato [146] et concerne uniquement la zone de condensation d'un

thermosiphon. Son étude repose sur la résolution semi-analytique des équations de Navier-Stokes en adoptant les simplifications usuelles d'un film de condensation mais en considérant une évolution linéaire de l'accélération le long du condenseur. Il montre ainsi que le profil de température dans le film reste quasi linéaire, ce qui permet de valider le modèle monodimensionnel de conduction dans le film liquide même dans ce cas particulier.

En dehors de cette étude théorique, les seules données disponibles concernent les études menées par Yerkes (Yerkes & Beam [147], Thomas & Yerkes [50], Thomas & Klasing & Yerkes [148]) et celles que nous avons menées au sein du laboratoire et que nous allons détailler dans la suite du mémoire.

Le but recherché dans les deux séries d'études est l'analyse du comportement de caloducs soumis à des champs d'accélération variables en vue d'une intégration dans des avions de chasse de type F15 ou Rafale. Toutefois les solutions technologiques retenues sont différentes (se reporter au chapitre V pour plus de détails). Dans leurs études, Yerkes & al ont testé des caloducs à pompage capillaire en étudiant notamment l'influence des accélérations transversales et longitudinales sur les températures de surface et donc sur les coefficients d'échange.

Thomas & al [148] ont montré que l'influence de l'accélération transversale seule sur les coefficients d'échange pour un caloduc à rainures hélicoïdales à très grand pas est relativement faible d'une manière générale. Toutefois, une dissymétrie angulaire apparaît expérimentalement et provoque un assèchement partiel de la zone d'évaporation située vers l'axe de rotation.

Yerkes & Beam [147] et Thomas & Yerkes [50] ont quant à eux montré que le fonctionnement de leurs caloducs à pompage capillaire est possible lorsqu'ils sont soumis à des accélérations longitudinales variant de façon pseudo cyclique de $-0,05$ à $+0,05g$. En se reportant aux courbes de températures publiées, les coefficients de transfert semblent peu influencés bien que les capacités de transfert soient significativement réduites.

Les premières études réalisées au Laboratoire d'Etudes Thermiques par Gourdache [49] ont permis de mettre en évidence expérimentalement l'existence d'influences importantes des accélérations longitudinales et transversales sur les répartitions de températures dans un caloduc de faible longueur (16 cm). Toutefois, ces premières expériences se limitent à quelques cas de mesure et constituent une première approche.

Romestant & al [51] ont mené une étude expérimentale sur des caloducs de grandes longueurs (1m) afin de comparer les comportements de caloducs à pompage capillaire lors des phases de désamorçage et de réamorçage. Cette étude montre clairement les différences existant entre un milieu poreux et des rainures dans les phases transitoires (voir annexe A5). Plus récemment, nous avons également étudié la réponse d'un thermosiphon lisse à une composante cyclique de l'accélération variant entre $+1g$ et $-1g$ avec une fréquence de $0,1Hz$ environ (Sophy [51], Romestant & al [149]). Les résultats obtenus montrent clairement que

malgré un blocage du fonctionnement pendant environ la moitié du cycle, la conductance globale n'est que peu dégradée. En revanche, la puissance maximale transférable est très nettement diminuée.

4.4 Bilan sur les coefficients d'échanges dans les thermosiphons

En présence de gravité naturelle exclusivement, le calcul des coefficients d'échanges thermiques dans les thermosiphons à tubes lisses est en général assez délicat en raison du caractère instable de l'écoulement du fluide par rapport aux caloducs à pompage capillaire. Nous avons cependant retenu les corrélations de El-Genk & Saber [131] pour la zone évaporateur et les celles de Gross [139] pour la zone condenseur. Toutefois, ces corrélations doivent toujours être considérées avec beaucoup de précautions en raison de problèmes de mouillabilité pouvant fortement affecter les échanges. Paradoxalement, une mauvaise mouillabilité entraîne une diminution du coefficient d'échange à l'évaporateur en réduisant la capacité du fluide à mouiller les parois mais peut augmenter le coefficient d'échange au condenseur en favorisant une condensation en gouttes.

Le problème du calcul des coefficients d'échanges thermiques dans les thermosiphons est non résolu dans de très nombreux cas et en particulier dans le cas de thermosiphons soumis à des champs d'accélération autres que la gravité naturelle. Cette méconnaissance provient de nombreuses difficultés tant sur le plan théorique qu'expérimental. En effet les problèmes de modélisation restent les mêmes que ceux rencontrés pour le calcul des limites de fonctionnement auxquels il faut rajouter les processus thermiques. De plus dans le cas des caloducs soumis à des forces de volume, les difficultés technologiques ont jusqu'à présent fortement limité les possibilités d'études expérimentales. Ce paragraphe souligne la nécessité d'études expérimentales détaillées dans toutes études sur les coefficients de transferts thermiques au sein de thermosiphons.

IV.5 Conclusions et perspectives

Au chapitre précédent, nous avons défini la puissance maximale transférable en fonction de la température adiabatique ou température moyenne de la phase vapeur. Le calcul du gradient de température nécessaire pour transférer un flux inférieur à la puissance maximale est très complexe car il met en jeu l'ensemble des phénomènes physiques liés au fonctionnement du caloduc. Néanmoins, la connaissance des coefficients moyens (ou locaux) de transfert entre les parois externes du caloduc à l'évaporateur et au condenseur constitue un élément clef de l'exploitation industrielle de ce système autonome de transfert de chaleur.

L'étude du coefficient de changement de phase à l'interface liquide/vapeur basée sur la théorie cinétique des gaz conduit à des valeurs très importantes qui ne sont pas dimensionnantes dans la plupart des cas mais qui représentent une valeur maximale des coefficients d'échanges.

Etant donné les différences fondamentales dans la dynamique de l'écoulement du fluide existant entre les caloducs à pompage capillaire et les thermosiphons, nous avons séparé ces deux types de caloducs dans notre approche. En effet, pour les **caloducs à pompage capillaire** et dans de bonnes conditions de remplissage, la phase liquide est contenue dans la structure capillaire et le chemin thermique principal est en général assez bien identifié. Ceci permet de calculer des coefficients d'échanges donnant souvent de bons résultats en première approximation aussi bien à l'évaporateur qu'au condenseur.

Cependant, l'amélioration de la précision des résultats obtenus nécessite l'étude à **l'échelle submicrométrique** du comportement de la zone de contact entre l'interface liquide solide et la paroi du caloduc. A l'évaporateur, une approche classique respectant les hypothèses de milieu continu conduit à la mise en évidence d'une zone submicrométrique associée à de très forts coefficients d'échange. Or, la dimension caractéristique de l'épaisseur du film est alors de quelques épaisseurs moléculaires. La physique des milieux continus est prise en défaut et des développements ultérieurs sont nécessaires en considérant d'autres approches dont notamment la dynamique moléculaire qui a déjà fourni une première ébauche de résultats très prometteurs. Cette approche qui sort du cadre de cette étude, doit permettre de comprendre l'ensemble des phénomènes physiques à considérer pour bâtir un modèle macroscopique de caloduc.

L'analyse détaillée des données disponibles pour le calcul des coefficients d'échanges au sein des **thermosiphons** met en évidence la situation délicate de l'approche pour ce type de caloduc. En effet, le transfert thermique influence très fortement l'écoulement non canalisé du fluide dans les thermosiphons à tube lisses. Il en résulte l'existence de nombreuses corrélations donnant au mieux des résultats approximatifs et au pire un mauvais ordre de grandeur. Toutefois, deux corrélations basées sur un très grand nombre d'études expérimentales permettent une première évaluation des coefficients d'échanges à

l'évaporateur (El-Genk & Saber [131]) et au condenseur (Gross [139]). Si les divergences importantes, rapportées par certains auteurs entre leurs mesures et ces corrélations, sont prises en compte, une validation expérimentale (intégrant notamment le processus de remplissage) est nécessaire avant toutes utilisations de ces corrélations dans des modèles de type système.

Si l'étude de l'influence des transferts à l'interface solide liquide doit être abordée au sein d'une ou plusieurs études fondamentales comme mentionné plus haut, l'analyse de l'influence du transfert thermique sur l'écoulement global reste un sujet essentiel d'étude. Un des moyens possibles et quasiment inexploré est l'étude des performances (puissance maximale transférable et coefficients d'échanges) d'un thermosiphon en présence d'un champ variable d'accélération. L'influence des forces de volume sur l'écoulement du fluide permet d'augmenter l'intensité des forces hydrodynamiques par rapport aux forces engendrées par les transferts thermiques. L'introduction de ce paramètre supplémentaire dans l'étude des performances d'un thermosiphon doit ainsi améliorer la compréhension et l'analyse des échanges thermiques.

D'autre part, l'utilisation de thermosiphons dans des appareils soumis à des champs de forces importants est clairement envisagée dans le milieu industriel que ce soit pour le refroidissement de systèmes à bord d'avions de chasse ou de véhicules orbitaux, le refroidissement de systèmes de freinage, de moteurs électriques, de turbines à haute vitesse,... Or il n'existe pratiquement pas de données expérimentales concernant les thermosiphons soumis à de fortes accélérations longitudinales. De plus, aucun élément théorique ne peut actuellement garantir la validité d'un dimensionnement de caloduc soumis à des forces de volumes importantes.

Nous nous proposons donc de mettre en œuvre une campagne expérimentale de grande envergure permettant de fournir une première base de données détaillée permettant de tester les modèles à mettre en œuvre. Dans le chapitre suivant le montage expérimental mis au point entièrement au sein du laboratoire sera détaillé en justifiant les choix technologiques retenus.

V Présentation détaillée du montage expérimental

Dans les quatre premiers chapitres, nous avons étudié les caloducs à partir de données bibliographiques et théoriques. Le premier chapitre nous a permis de classer les différents caloducs en fonction de nombreux paramètres puis, dans le deuxième chapitre nous avons mis en avant une approche qualitative de la physique des caloducs alors que le chapitre trois nous a conduit à une première approche quantitative au travers de l'étude de la puissance maximale transférable par un caloduc donné.

Enfin, dans le quatrième chapitre, nous avons montré que la détermination des caractéristiques thermiques des points de fonctionnement d'un caloduc est un domaine très vaste et que de très nombreuses incertitudes demeurent. Nous avons notamment mis en évidence le peu d'études menées sur les caloducs soumis à des forces de volume externes. Or, en plus de l'intérêt direct d'une étude de ces caloducs pour des applications technologiques et industrielles, il apparaît que l'introduction d'une accélération en tant que paramètre variable peut apporter beaucoup dans la compréhension des processus complexes d'échange thermique au sein des thermosiphons voire des caloducs à pompage capillaire.

A partir de ces études, nous avons pris le parti de mettre en place un montage expérimental original afin de mener une vaste campagne d'expériences portant sur la mesure des performances de caloducs soumis à des forces de volume importantes.

Dans ce chapitre, nous allons détailler les choix technologiques adoptés permettant de générer le champ d'accélération artificielle en le comparant aux options choisies par l'équipe de Yerkes (chapitre IV §4.3.3) dont les publications constituent à notre connaissance les seules références bibliographiques proches de notre étude. Puis nous fournirons les spécifications mécaniques du montage et leurs conséquences sur les mesures réalisables. Par ailleurs, nous détaillerons les problèmes d'instrumentation liés directement aux caloducs en justifiant les options choisies et nous évoquerons les systèmes de commande et d'acquisition actuellement en place. Enfin, des perspectives de développement de ce montage seront évoquées en vue de simplifier les procédures de test des caloducs.

V.1 Le champ d'accélération artificielle

La seule possibilité pour générer un champ d'accélération artificielle en dehors de l'accélération linéaire constante consiste en un système tournant centrifuge. Cette approche a bien sur été adoptée par Yerkes et par Gourdache mais en choisissant toutefois des options assez différentes en raison du matériel disponible et de la dimension des caloducs à tester.

Dans cette partie, nous allons rapidement commenter les choix fait par Yerkes ainsi que ceux retenus au sein de notre laboratoire et nous comparerons les avantages et les inconvénients des deux approches. Ceci conduira à la définition d'un cahier des charges précis pour la partie mécanique et définira une première approche des contraintes thermiques.

1.1 Option choisie par Yerkes & Al

Le choix effectué par Yerkes et son équipe pour l'étude de caloducs sous accélération découle directement du matériel disponible dans leur laboratoire, à savoir une table de centrifugation horizontale de grand diamètre (2,4m) servant pour la validation de composants aéronautiques militaires sous accélérations variables. Cette table est équipée d'un moteur électrique puissant, couplé à une boîte de vitesse à engrenage, permettant de générer des variations de vitesse de rotation suivant une courbe prédéfinie (Figure V-1).

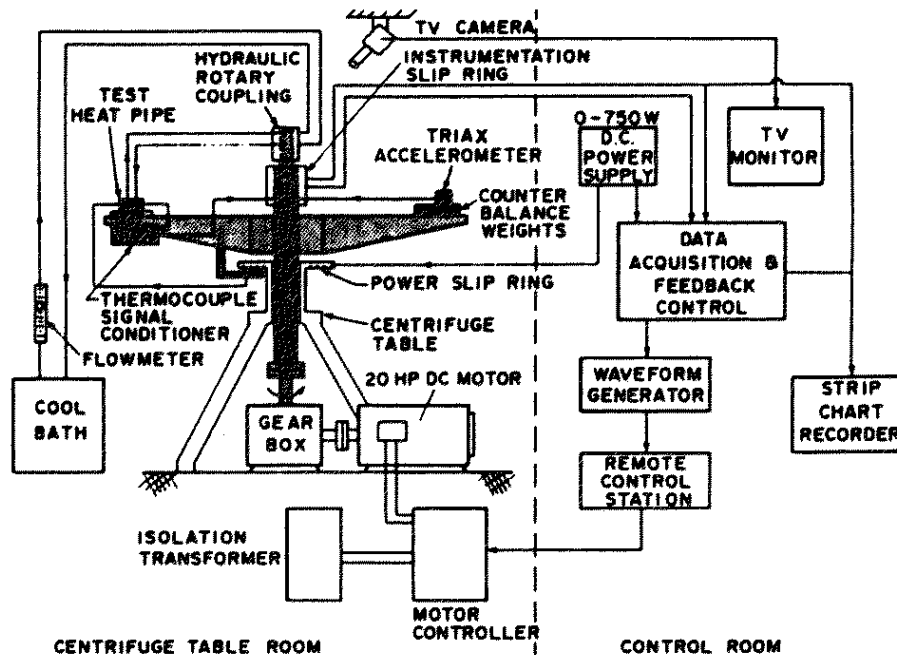


Figure V-1 : Schéma de principe du montage utilisé par Yerkes & al [147]

Ils exploitent ainsi l'accélération tangentielle générée dans le plan de rotation par la variation de vitesse de rotation pour étudier l'effet des forces de volume longitudinales. Ils utilisent pour cela un caloduc courbé ayant un grand rayon de courbure constant et correspondant au rayon de la table. Notons néanmoins la présence d'un champ d'accélération centrifuge orthogonal à la génératrice du caloduc courbé. Cette génératrice est assimilable à l'axe longitudinal des caloducs droits. En incluant la gravité, nous obtenons le système de forces appliquées au caloduc schématisé sur la Figure V-2.

Le champ de force radial $a_r(t)$ et le champ de force tangentiel $a_t(t)$ sont des fonctions du temps en raison de la variation de $\omega(t)$ et il n'est pas possible de maintenir une accélération tangentielle constante. Toutefois, en considérant la composante longitudinale de l'accélération, ils ont testé le comportement de caloducs pour un champ d'accélération pseudo sinusoïdal permettant de modéliser le comportement d'un avion de chasse en suivi de terrain (Yerkes & Beam [147], Romestant & Al [149]).

Ces études ont montré que l'influence globale de l'accélération radiale reste faible, même dans le cas de forte accélération (9g) pour un caloduc à pompage capillaire.

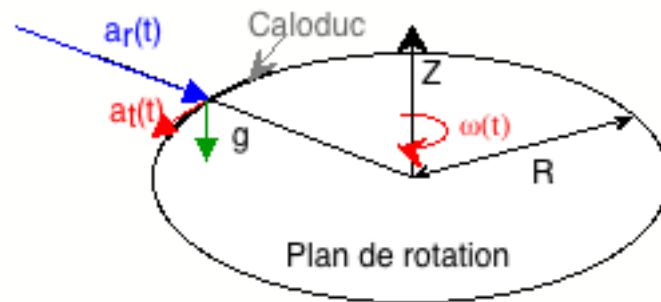


Figure V-2 : forces générées par le montage de Yerkes & al [148]

Les accélérations tangentielles générées dans les expériences faites par Yerkes et son équipe restent assez faibles et ne dépassent pas une limite de l'ordre de $0,5 \text{ m s}^{-2}$ pendant quelques dizaines de secondes au maximum. Cette limite correspondant approximativement à la limite du pompage capillaire du caloduc testé lorsque l'accélération est défavorable.

1.2 Principe de notre montage

Le principe du montage adopté au Laboratoire d'Etudes Thermiques consiste en une approche différente puisque le but est de tester des caloducs soumis à une accélération longitudinale très importante pouvant aller jusqu'à au moins 9 g . Le caloduc n'est donc pas positionné tangentiellement mais radialement comme schématisé sur la Figure V-3.

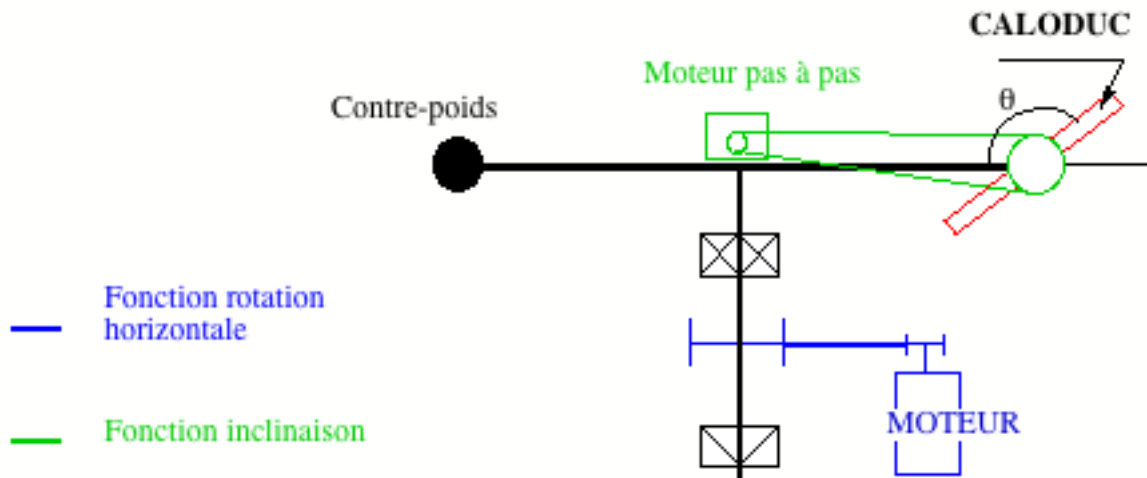


Figure V-3 : schéma de principe du montage expérimental développé au LET

La variation de l'accélération longitudinale est obtenue par inclinaison de l'axe du caloduc par rapport au plan de rotation. Cette inclinaison n'est plus fixe comme dans les travaux de Gourdache mais elle est commandée par un moteur pas à pas afin de pouvoir obtenir des variations d'accélération de grandes amplitudes (9 g) sur des temps courts (quelques dizaines de secondes au maximum) tout en conservant un moteur principal ayant une puissance raisonnable.

La position du caloduc implique une variation de l'accélération longitudinale en fonction de la position radiale le long du caloduc. Cette variation est importante pour des caloducs de grande longueur (de $0,5 \bar{\Gamma}$ à $1,5 \bar{\Gamma}$ pour un caloduc de 1 m) mais reste faible pour des caloducs courts (de $0,93 \bar{\Gamma}$ à $1,07 \bar{\Gamma}$ pour un caloduc de 20 cm).

1.3 Comparaison synthétique des deux options

Les deux approches comportent des points forts et des points faibles. Cependant au vue des éléments repris dans le Tableau V-1, notre approche semble préférable pour une étude non pas de faisabilité préliminaire mais pour une analyse détaillée de l'influence des forces de volume sur les performances d'un caloduc.

Tableau V-1 : Comparaison des conséquences des principes de montage

	Positionnement tangentiel Yerkes & al	Positionnement radial LET
L_{\max} du caloduc	$2 \pi R$ (7 à 8m)	$< R$ (1 m)
Accélération longitudinale Maximale	Très faible uniforme	Très importante Non uniforme
Accélération transversale (orthogonale à l'axe du caloduc)	Très importante Non constante si $a_r \neq 0$ Uniforme	Nulle à très importante selon l'inclinaison verticale
Mode thermosiphon pur	non	oui
Moteur principal	Forte puissance	Faible puissance
Moteur d'inclinaison		Fort couple

Remarque : Pour la position tangentielle, lorsque la vitesse de rotation est constante le comportement est équivalent à celui d'un caloduc de révolution (voir chapitre I §4.3.2.2) avec toutefois un comportement stable même pour de faibles vitesses de rotation puisque la composante transversale est constante. Cette position est donc idéale pour simuler le fonctionnement de caloducs à pompage capillaire embarqués à bord de satellites soumis à un mouvement de spin produisant une accélération orthogonale au caloduc de l'ordre de $1g$.

Si le caractère non constant de l'accélération longitudinale du montage développé au LET limite certaines applications, la possibilité d'atteindre des valeurs importantes pour l'accélération longitudinale est un élément décisif permettant des conditions de test uniques au monde.

D'autre part, Yerkes & Beam [147] ont rencontré des problèmes de vibrations engendrés par la boîte de vitesse et les engrenages. Ceci est accentué par le passage par un point mort où le moteur passe d'une action motrice à une action de freinage (ou inversement).

Le choix du principe mécanique représenté sur la Figure V-3 constitue donc un premier cahier des charges permettant d'orienter le choix vers un système ayant un rayon de rotation

aussi grand que possible. Le reste du cahier des charges mécanique est défini par la taille et l'équipement des caloducs à tester.

V.2 Partie mécanique

Le principe de fonctionnement choisi pour des raisons scientifiques entraîne des contraintes mécaniques fortes sur les différentes composantes du montage.

Un cahier des charges sommaire des expériences envisagées nous permettra de dimensionner les deux fonctions mécaniques essentielles que sont la rotation principale et l'inclinaison du caloduc par rapport à ce plan de rotation.

2.1 Cahier des charges

Le cahier des charges est défini essentiellement par le type de caloduc que l'on désire tester et des conditions expérimentales. Au vu des premiers chapitres et des conditions propres aux salles d'expériences et aux moyens pouvant être mis en place, le cahier des charges résumé sur le Tableau V-2 a été retenu.

Tableau V-2 : cahier des charges mécanique

Caloduc :	Basse température
Longueur maximale	1 m
Diamètre	Autour de 10 mm (1 à 30 mm)
Accélération :	
constante	Jusqu'à $\pm 10g$ longitudinal Jusqu'à 10g transversal
Cyclique	Typique : $\pm 1g$ sous 0,1Hz

D'autre part, en vue de limiter les investissements nécessaires, nous conserverons tous les éléments du montage de Gourdache mécaniquement compatibles avec notre étude. Rappelons toutefois que son étude a été dimensionnée pour un caloduc de 17 cm de long avec une inclinaison fixe.

2.2 Rotation principale

Une évaluation rapide de la masse du caloduc équipé du bloc évaporateur et du bloc condenseur donne une valeur d'environ 15 à 20 kg au maximum.

Nous avons vérifié que l'axe principal du montage initial pouvait être réutilisé dans notre cas. (Voir détail des calculs dans l'annexe A8). En raison de la taille très différente du montage au niveau du caloduc, les forces de frottements au niveau de l'air sont cependant beaucoup plus importantes, ce qui nous a conduit à modifier l'implantation du moteur principal afin d'installer une démultiplication de la transmission de puissance entre le moteur et l'arbre (Figure V-4).

Le moteur utilisé est de type asynchrone et développe une puissance nominale de 550 W. Afin de piloter la vitesse de rotation le moteur est alimenté par un variateur de vitesse.

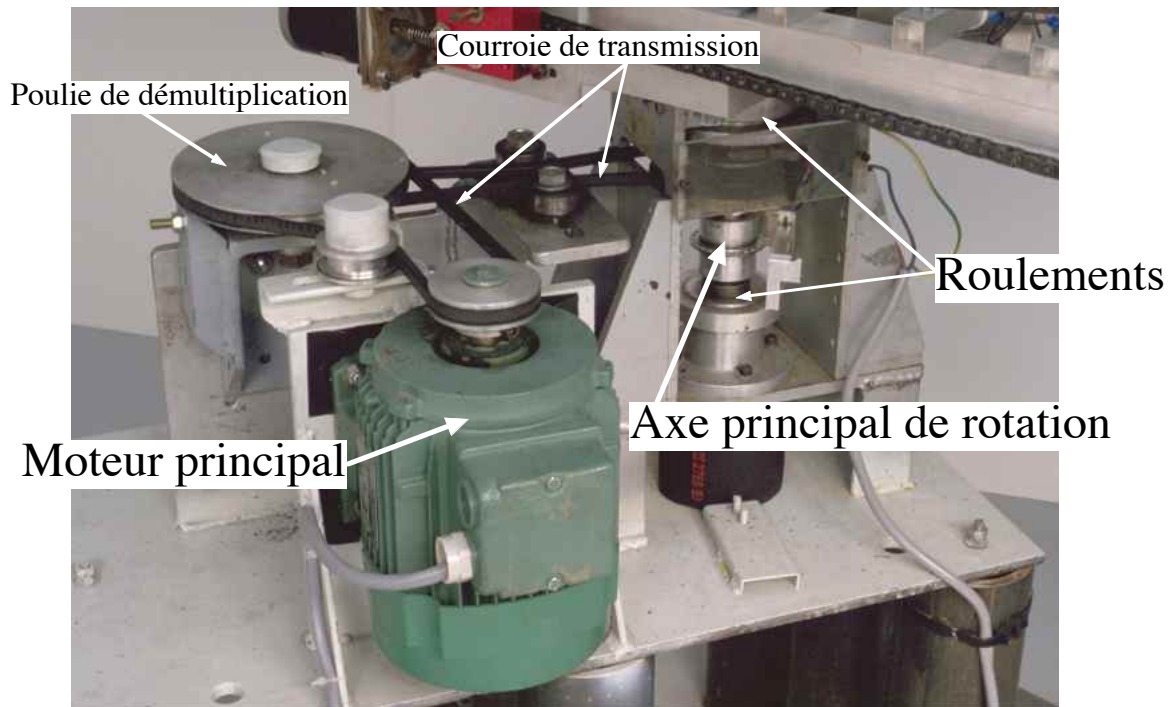


Figure V-4 : vue de l'implantation mécanique de la rotation principale

Remarque :

Le plan de rotation est constitué de deux longerons servant à maintenir l'axe secondaire d'inclinaison du caloduc et tout l'équipement embarqué que nous allons détailler dans la suite de ce chapitre. Le dimensionnement de ces longerons est repris dans l'annexe A8.

2.3 Inclinaison

En vue de limiter le couple nécessaire à l'inclinaison du caloduc, la rotation du caloduc s'effectue autour d'un axe secondaire situé approximativement entre les deux extrémités du caloduc (voir Figure V-3). Malgré cette approche et en fonction des masses approximatives définies dans le paragraphe précédents, le positionnement du caloduc suivant un angle quelconque conduit à un couple à fournir sur cet axe pouvant atteindre les valeurs extrêmes d'environ 60 à 120 N m (voir Annexe A8). D'autre part, pour pouvoir bloquer le caloduc dans un position quelconque, nous avons choisi d'utiliser un moteur pas à pas embarqué dans le plan de rotation principal.

Afin d'optimiser la sensibilité du positionnement angulaire, les masses embarquées et le prix du module de commande du moteur, nous avons choisi un moteur pas à pas de type 400 pas par tour développant un couple d'environ 1,4 N m avec le module de commande associé. De plus pour tenir compte des pertes mécaniques par frottement, nous avons choisi une démultiplication offrant un rapport 100 par la combinaison d'un réducteur à vis sans fin de

rapport 20 et d'une réduction sur la transmission par chaîne de rapport 5 (voir Figure V-5), ce qui correspond à un incrément angulaire minimal d'inclinaison de $0,009^\circ$.

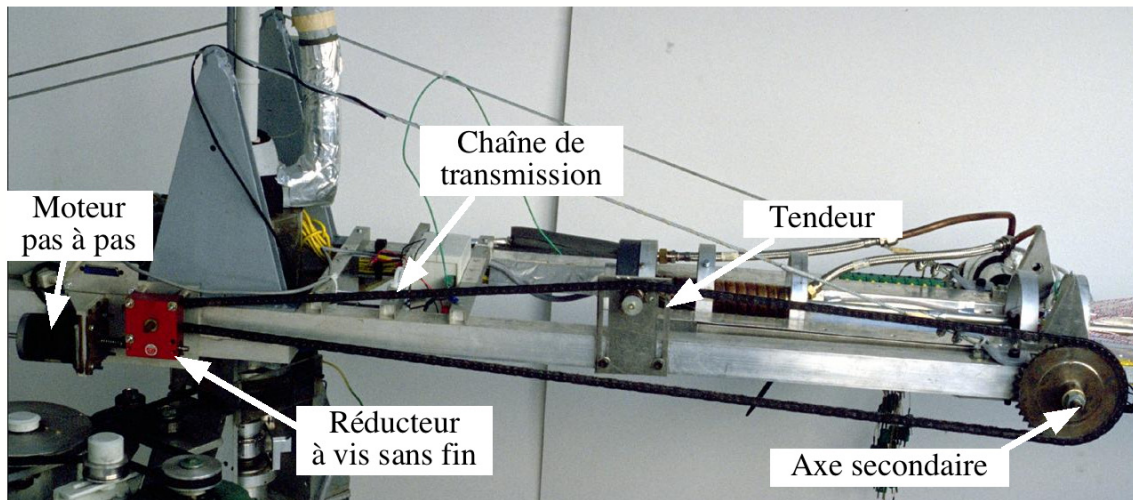


Figure V-5 : vue de l'implantation mécanique du positionnement angulaire

Remarque : Le dimensionnement mécanique du système de soutien du caloduc est détaillé dans l'annexe A8.

V.3 Instrumentation des caloducs

Nous avons vu, au cours des chapitres précédents, que la performance d'un caloduc dépend plus ou moins fortement des longueurs respectives des zones d'évaporation, de condensation et adiabatique. Cependant nous avons choisi de ne pas étudier l'influence de ces longueurs dans le cadre de cette étude mais de fixer la longueur de l'évaporateur et du condenseur à environ 20 cm chacun pour une longueur totale du thermosiphon de 1m. Ceci est nécessaire si l'on veut garder un nombre de points de mesures réaliste.

Nous allons présenter brièvement les choix technologiques adoptés pour la réalisation de la partie condenseur et de la partie évaporateur. Puis nous exposerons le choix et l'implantation des capteurs de température.

3.1 Condenseur

La régulation de la température adiabatique est essentielle à l'analyse des mesures, comme nous l'avons exprimé dans les premiers chapitres. Or les moyens frigorifique disponibles sont limités pour des raisons évidentes de coût. De plus, la puissance varie fortement en fonction de la température. Typiquement les points de fonctionnement représentatifs sont repris dans le Tableau V-3. Ces valeurs sont approximatives et ne tiennent pas compte des pertes importantes vers le milieu ambiant entre la source de production et le condenseur du caloduc. La puissance frigorifique maximale est donc d'environ 2 kW et sert de référence au dimensionnement du condenseur et de l'évaporateur.

Tableau V-3 : puissance frigorifique maximale

Température du liquide de refroidissement	Puissance frigorifique maximale
-20°C	300 W
0°C	1 kW
20°C	2 kW

Le choix technologique du mode de refroidissement nous a conduit à réaliser un modèle de dimensionnement permettant de bien appréhender l'ensemble des paramètres essentiels du montage en fonction du matériel pouvant être utilisé sur ce montage. Cette base d'étude nous a permis de mettre au point une réalisation pratique conforme au moyens disponibles.

3.1.1 Choix technologiques

Les orientations technologiques retenues sont axées d'une part sur des considérations préliminaires imposées par des options annexes et d'autre part sur un modèle complet de dimensionnement permettant de définir les ordres de grandeur de chaque élément.

3.1.1.1 Considérations préliminaires

Etant donné les densités de puissance devant être atteintes et les spécificités du montage, le seul type de refroidissement possible est une convection forcée utilisant de l'eau glycolée comme fluide.

En outre, le groupe frigorifique ne pouvant être embarqué et la décision de garder l'axe principal de rotation du montage initial étant prise, les éléments principaux du circuit d'alimentation en liquide de refroidissement sont donc fixés et ne peuvent pas être modifiés. Il faut noter que des pertes de charge très importantes existent dans le système d'alimentation actuel avec notamment une section de passage minimale circulaire de 5 mm de diamètre (avec 2 changements brusques de section) en deux points du circuit.

Par ailleurs, la pompe fournissant la charge nécessaire à l'écoulement du fluide est également fixée et fait partie intégrante du groupe frigorifique. Etant donné les pertes de charge du circuit, une pompe supplémentaire de forte puissance sera nécessaire pour obtenir une augmentation du débit. La puissance de cette pompe cédée au fluide devra ensuite être évacuée au sein du groupe froid ce qui limiterai d'autant la puissance frigorifique disponible. Ceci est d'autant plus vrai à basse température car la viscosité du fluide croit et la puissance frigorifique maximale décroît fortement. En tenant compte des performances de la pompe intégrée, des calculs préliminaires nous ont conduit à ne pas retenir l'idée de l'ajout d'une pompe annexe dans le circuit.

Sur le plan thermique, en raison de la diminution rapide de la puissance frigorifique disponible à basse température, il est fondamental de limiter au maximum l'écart de température entre le fluide de refroidissement et la surface du caloduc.

La solution retenue à l'origine consiste en une circulation hélicoïdale autour du caloduc avec une section de passage rectangulaire comme schématisé sur la Figure V-6.

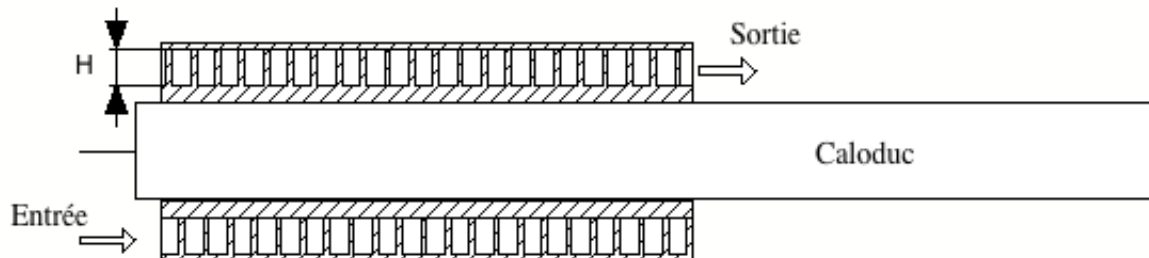


Figure V-6 : schéma de principe du condenseur

L'étape suivante doit permettre d'optimiser l'ensemble des paramètres (tel que le pas, la hauteur des canaux, la largeur des ailettes, etc) en fonction du circuit hydraulique dans le but de minimiser l'écart de température total.

3.1.1.2 Modélisation du système de refroidissement

Un modèle complet du condenseur a été réalisé (Hugon [150]). Il est largement paramétré et comprend d'une part un **modèle thermique 2D périodique** (conduction, convection,...) et d'autre part un **modèle 1D complet de la boucle fluide** tenant compte des caractéristiques de la pompe et des différentes pertes de charges singulières et linéiques du circuit d'alimentation et du bloc condenseur.

Etant donné le débit relativement faible dans la boucle fluide, l'écart de température du liquide de refroidissement, entre l'entrée et la sortie du condenseur, n'est pas négligeable pour des puissances importantes. Cet écart de température est ajouté à celui fourni par le modèle thermique entre le fluide et la paroi. La somme de ces deux écarts, pour un flux imposé à la paroi du caloduc de 1 kW, est retenu comme critère à minimiser lors de l'étude paramétrique.

En premier lieu, nous avons constaté que l'épaisseur optimale des ailettes est très faible et dans tous les cas inférieure à celle définie par les contraintes mécaniques d'usinage. Dans cette étude nous avons fixé l'épaisseur des ailettes à 2 mm.

De même, cette étude a montré que l'épaisseur de matière entre la paroi externe du caloduc et la base des ailettes doit être aussi faible que possible. Cependant cette épaisseur doit être au minimum de 3 mm pour des raisons technologiques.

En tenant compte de l'ensemble de ces premiers résultats, il apparaît que la dimension idéale des canaux dépend légèrement du diamètre du caloduc. D'autre part, le flux transféré

n'est qu'un paramètre légèrement influant et sa valeur est fixée dans le cadre de notre étude à une valeur réaliste de dimensionnement de 1kW.

La Figure V-7 permet de visualiser les résultats obtenus pour les deux valeurs extrêmes envisagées pour le diamètre externe du caloduc dans notre étude.

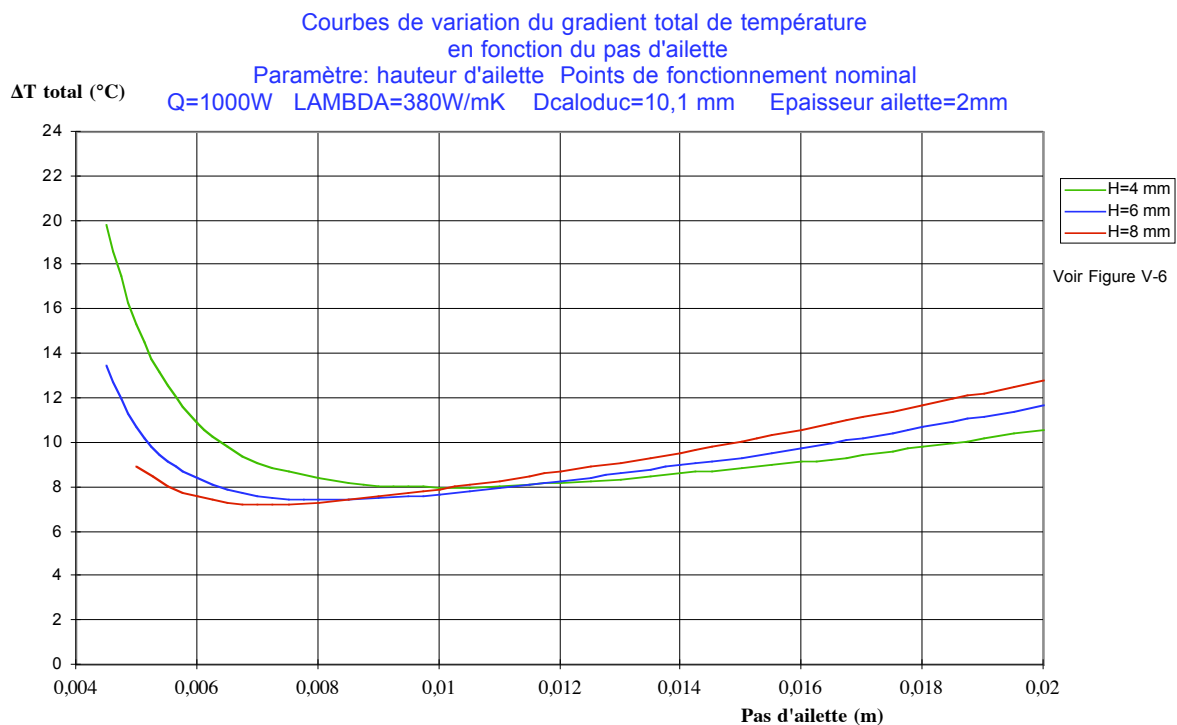
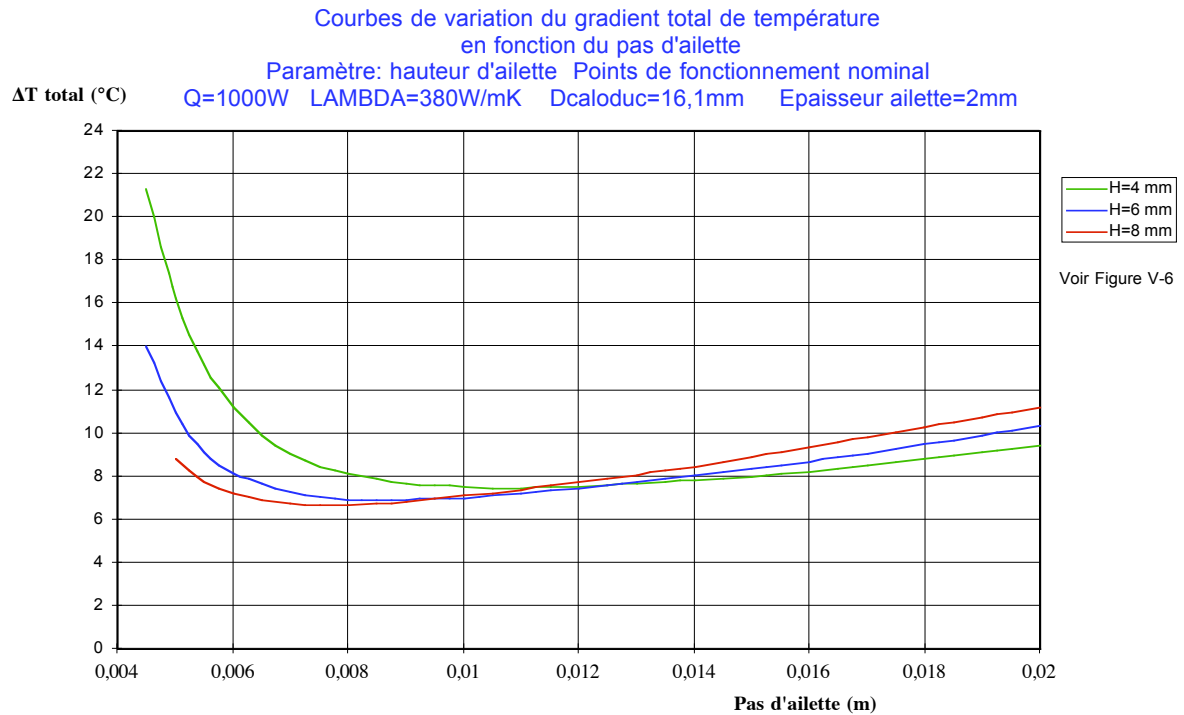


Figure V-7 : gradient total de température au condenseur

En raison du coût de réalisation de ce type de condenseur, nous n'avons pas retenu directement cette approche. Cependant, cette étude nous a permis de définir l'ordre de

grandeur du diamètre hydraulique optimal de la circulation du liquide de refroidissement autour du caloduc.

3.1.2 Réalisation pratique

Afin de limiter les coûts d'usinage, nous avons développé un condenseur non pas par usinage d'une spirale dans un bloc de cuivre, mais par enroulement d'un tube en cuivre. Afin de pouvoir enrouler le tube directement sur le caloduc, nous avons dû utiliser un tube de faible diamètre ($D_{int}=6$ mm et $D_{ext}=8$ mm). Le tube s'écrase à l'enroulement et l'on obtient le résultat de la photo 1 (Figure V-8) avec des dimensions d'environ 2,5 mm de haut 8 mm de large (soit un pas de 10 mm en accord avec les résultats présentés sur la Figure V-7). Les dimensions de ce canal sont faibles et risquent de limiter le débit du fluide de refroidissement et donc d'entraîner un fort gradient de température entre l'entrée et la sortie du fluide. D'autre part, ces résultats sont obtenus pour un diamètre de caloduc de 16 mm et la situation risque de devenir encore plus critique pour des caloducs de plus faible diamètre. Ce montage direct a été utilisé pour le premier caloduc testé (voir chapitre VI §3.1).

Afin d'enrouler des tuyaux de diamètre supérieur dans de bonnes conditions, nous avons opté pour l'interposition d'un manchon de cuivre entre la surface du caloduc et l'enroulement.

Les sections obtenues (photos 2 et 3 de la Figure V-8) sont proches conditions optimales fournies par le modèle et donnent des sections de 4 mm de haut pour 10 mm de large (pas de 12 mm).



Photo 1



Photo 2



Photo 3

Figure V-8 : photos du bobinage des tuyaux de cuivre du condenseur

D'autre part, afin de standardiser notre équipement servant à réaliser le bobinage, le diamètre extérieur du manchon est fixé à 30 mm, quel que soit le diamètre du caloduc. L'adoption de ce manchon (voir plan d'usinage en Annexe A10) n'entraîne qu'une augmentation de 2 °C au maximum de l'écart total de température, ce qui reste acceptable.

L'enroulement est soudé à l'étain sur le manchon afin d'assurer un bon contact thermique. De plus, signalons que sur le plan thermique, l'adoption de ce manchon permet de

lisser les imperfections locales de la soudure de l'enroulement. L'uniformité du refroidissement est donc a priori améliorée par la présence du manchon de cuivre.

Pour assurer un contact thermique parfait entre le manchon et le caloduc, les deux éléments sont liés par une soudure à l'étain ayant une haute température de fusion ($T_{\text{fusion}} > 250^{\circ}\text{C}$).

3.1.3 Régulation de la température adiabatique

Nous avons vu, dans les chapitres précédents, que les performances d'un caloduc sont très fortement liées à la température adiabatique. Elle doit donc être régulée indirectement au moyen du contrôle de la température du fluide de refroidissement puisque c'est cette température qui fixe la température de référence de la chaîne thermique (voir chapitre II §4.1).

Les moyens frigorifiques à notre disposition ne sont pas pilotables automatiquement et nécessitent une intervention humaine pour fixer un point de consigne. La régulation autour de ce point de consigne est pilotée par un régulateur PID agissant sur une résistance électrique permettant de compenser le sur-refroidissement généré par le groupe froid. La stabilité de l'ensemble, de l'ordre de 0,1 K, convient parfaitement à notre application.

3.2 Evaporateur

La fonction principale d'un bloc évaporateur de caloduc, dans des expériences de laboratoire, est d'injecter un flux sur une surface donnée en assurant des conditions aux limites très bien connues sans compromettre les possibilités de mesure des températures d'interface et du flux injecté.

L'ensemble de ces contraintes nous a conduit à éliminer de nombreuses solutions technologiques et à retenir un principe de réalisation du bloc évaporateur pouvant conduire à un compromis acceptable. nous allons présenter un modèle numérique qui nous a permis de dimensionner au mieux l'ensemble du bloc évaporateur. L'étude de l'isolation thermique de l'ensemble a permis de réduire très fortement les pertes thermiques afin de limiter l'incertitude sur la mesure de la puissance transférée par le caloduc.

3.2.1 Choix technologiques

De nombreux critères rentrent en ligne de compte pour le choix technologique de la solution de chauffage au niveau de la zone évaporateur. Le plus important est sans doute la densité de puissance que l'on désire atteindre. En raison des contraintes d'implantation au sein du montage tournant, la solution retenue pour le chauffage est celle d'une dissipation thermique par effet joule d'un courant électrique. Notons que l'utilisation d'une résistance isolée est indispensable pour permettre la mesure de température par thermocouple non isolé (dont nous justifierons l'utilisation au § 3.3).

Pour notre montage, nous avons vu, au paragraphe précédent, que nous étions limité à des puissances de l'ordre de 2000 W dans le meilleur des cas. Pour un évaporateur de 20 cm

de long et un caloduc de 10 mm de diamètre, on obtient une densité de flux de 160 kW m^{-2} ou 16 W cm^{-2} .

Cette densité de flux très élevée impose de nombreuses contraintes au niveau des liaisons entre les éléments. En effet, le contact thermique doit être quasiment parfait entre l'élément chauffant et le bloc de chauffe (ou la paroi du caloduc).

L'ensemble de ces considérations nous a conduit à éliminer la solution d'une résistance chauffante enroulée autour du caloduc ou autour d'un manchon intermédiaire. En effet, en cas de mauvais contact dans une zone, la surchauffe engendrée localement sur l'élément conduit à une dilatation de cet élément qui dégrade encore le contact thermique. Ainsi le système n'est pas stable thermiquement. Le brasage à l'argent d'une résistance chauffante sur un manchon peut être une solution thermiquement satisfaisante mais entraîne un coût très élevé lorsque l'on désire tester de nombreux caloducs.

Nous avons donc orienté notre choix vers l'implantation de cartouches chauffantes cylindriques au sein d'un bloc de cuivre, comme schématisé sur la Figure V-9. Le montage préconisé pour ces cartouches est une insertion dans un alésage calibré permettant un positionnement avec jeux réduits.

Cette option présente deux avantages fondamentaux. Le premier est la possibilité d'utiliser un seul jeu de cartouches pour l'ensemble des caloducs et le deuxième est une grande stabilité thermique du montage des cartouches. En effet, lorsqu'une zone de mauvais contact thermique existe, la cartouche monte en température localement et se dilate dans l'alésage, ce qui provoque une amélioration du contact thermique et limite donc la surchauffe locale.

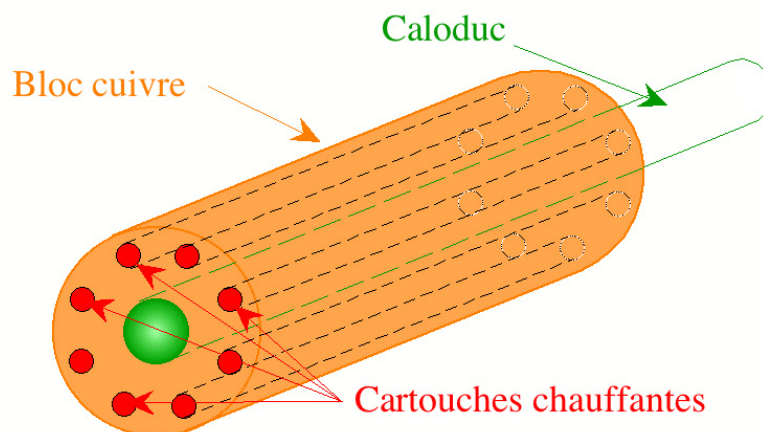


Figure V-9 : schémas de principe du bloc évaporateur

Remarque : de même que pour le manchon du bloc condenseur, le bloc évaporateur est lié au caloduc par une soudure à l'étain ayant une température de fusion élevée ($T_{\text{fusion}} > 250^\circ\text{C}$).

3.2.2 Dimensionnement

Le choix technologique de principe adopté ne définit pas le nombre et l'implantation des cartouches. Nous avons donc développé un modèle nodal (voir annexe A2) permettant d'optimiser l'ensemble des paramètres.

Une première étude paramétrique nous a montré l'importance des caractéristiques des cartouches chauffantes. Une modélisation simple considérant une dissipation uniforme dans le volume de la cartouche ne donne pas de résultats satisfaisants.

Nous avons donc choisi les cartouches, puis modélisé leur structure afin de les implanter dans notre modèle.

L'annexe A9 reprend les éléments essentiels de cette étude. Les plans d'usinage du bloc évaporateur en cuivre retenu sont repris dans l'Annexe A10. Le choix du cuivre a été dicté par la nécessité de souder ce bloc au caloduc pour assurer un bon contact thermique tout en utilisant un matériau ayant une forte conductivité thermique.

Nous avons retenu un nombre de huit cartouches de diamètre 6,5 mm insérées dans un cylindre de cuivre de diamètre externe 38 mm. La masse approximative de l'ensemble bloc plus cartouches est de l'ordre de 2 kg ce qui reste largement compatible avec le dimensionnement mécanique décrit précédemment. Il faut toutefois garder à l'esprit que les masses du support du caloduc et de l'isolation sont à prendre en compte.

Nous avons également étudié numériquement l'influence d'une variation de 1% de la résistance des cartouches entre elles. Cette influence sur l'uniformité du flux reste très faible et sera négligée par la suite.

3.2.3 Isolation thermique

L'isolation thermique est un élément essentiel du dimensionnement car l'étude des coefficients de transfert à température élevée mais sous un faible flux et avec une vitesse de rotation élevée nécessite une très bonne isolation pour ne pas avoir un rapport puissance injectée sur puissance transférée trop défavorable.

3.2.3.1 Dimensionnement

Les contraintes d'encombrement limitent le diamètre intérieur du cylindre dans lequel le caloduc est positionné à environ 100 mm au maximum. Pour des raisons de coût et de facilité de mise en œuvre, l'isolant utilisé est de la laine de roche dont la faible conductivité (environ $3,6 \cdot 10^{-2} \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$) permet d'assurer une très bonne isolation.

Le modèle thermique de l'évaporateur précédemment développé est utilisé pour quantifier les pertes thermiques. Il prend en compte les pertes en bout d'évaporateur mais ne considère ni les pertes par le système mécanique de maintien du caloduc ni l'effet de la conduction dans le caloduc. Les résultats du modèle donnent des pertes inférieures à 5 W pour

une température de la paroi externe du bloc évaporateur de 140°C, une température ambiante de 20°C et un coefficient extérieur de convection de $10 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ (en phase d'arrêt).

Le maintien du caloduc au niveau de l'évaporateur est assuré par 4 vis (D=4 mm) pour le positionnement radial et une butée longitudinale en bout de caloduc. Une évaluation rapide des fuites thermiques, dans les conditions décrites ci dessus, donne environ 4 W de perte .

En définitive, on obtient une conductance approximative de $0,075 \text{ W K}^{-1}$ entre l'air ambiant et le bloc évaporateur. Cette faible valeur permet de valider la solution technologique avant la réalisation, même si des écarts peuvent exister par la suite avec l'étalonnage expérimental.

3.2.3.2 Etalonnage expérimental

Les calculs effectués permettent de fournir un ordre de grandeur des pertes thermiques. Cependant, il convient de mesurer expérimentalement ces pertes si l'on veut pouvoir améliorer la précision des mesures sur la puissance transférée par changement de phase au sein du caloduc.

Une mesure expérimentale de ces pertes est possible uniquement si le caloduc à tester peut être positionné en mode bloqué ou si l'on dispose d'un prototype ne contenant pas de fluide.

Dans notre cas, les caloducs testés n'ayant pas de structure capillaire pouvant assurer un pompage contre la gravité, nous avons étalonné les pertes thermiques en positionnant le caloduc verticalement avec le bloc évaporateur au-dessus ($\theta=270^\circ$).

Les photos de la Figure V-10 illustrent le positionnement mécanique et la mise en œuvre expérimentale de l'isolation autour du bloc évaporateur. Sur les photos on peut remarquer la présence de cylindres en téflon à l'extrémité des vis de maintien. Ces plots servent de rupture de pont thermique et limitent les pertes par les vis de positionnement.

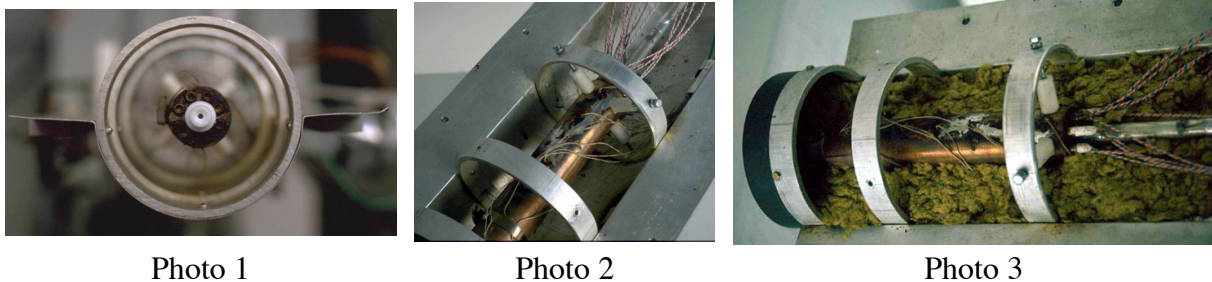


Figure V-10 : mise en œuvre de l'isolation thermique

La procédure expérimentale, les mesures réalisées et le mode de dépouillement sont repris en détails dans l'annexe A7. En définitive, la relation suivante est retenue pour les pertes thermiques :

$$\begin{aligned} \text{Pertes} = & (0,1038 (T_{\text{ev}} - T_{\text{air}}) + 0,0599 (T_{\text{ev}} - T_{\text{ad}}) \\ & + 0,11 * 10^{-3} (T_{\text{ev}} - T_{\text{air}})(T_{\text{ev}} - T_{\text{ad}})) * (1 + 0,01061 * \bar{U}^{1,156}) \end{aligned} \quad (\text{V-1})$$

Avec : \bar{U} vitesse linéaire au milieu de la zone évaporateur (m s^{-1})

Remarques :

1) on constate que l'influence de la convection est faible et représente au maximum une augmentation d'environ 15% des pertes, lorsque la vitesse est maximale.

2) La conductance expérimentale entre l'air ambiant et le bloc évaporateur est supérieure d'environ 30% à celle calculée. Ceci provient vraisemblablement de la mise en place de la laine de roche car elle doit être mise en place avec une densité élevée afin de supporter la force centrifuge sans que son implantation soit modifiée, or la conductivité de la laine de verre dans ces conditions augmente très sensiblement.

3) Les pertes par conduction dans la paroi du caloduc sont relativement élevées et représentent environ 30% des pertes totales pour un caloduc de diamètre 16 mm).

3.3 Les capteurs de température

Le choix du type de capteur de température a été guidé par de nombreux paramètres liés à l'implantation de ces capteurs.

Tout d'abord, la plage de température est élevée et va approximativement de -30°C à 250°C ce qui exclut la possibilité d'utiliser des thermistances. De plus, les points de mesures sont sur la paroi du caloduc et donc situés dans une zone à très fort gradient (sauf pour la zone adiabatique). La qualité du contact thermique est donc fondamentale.

L'emploi de sonde platine a été écarté pour des raisons d'encombrement, de coût et de mobilisation des ports de mesure sur la centrale d'acquisition (1 sonde platine 3 ou 4 fils équivaut à deux thermocouples).

Nous avons donc utilisé des thermocouples réalisés au sein du laboratoire à partir de bobine de fils de 0,2 mm de diamètre. Cette option présente deux avantages fondamentaux, le premier est le faible coût de chaque capteur et le deuxième est la grande flexibilité d'implantation de ces capteurs.

La caractérisation des performances du caloduc passe par une mesure précise de la température aux interfaces entre la paroi externe du caloduc et le bloc évaporateur ou le bloc condenseur. Les soudures chaudes des thermocouples sont donc prises dans la soudure de liaison du caloduc et des blocs de cuivre (évaporateur et condenseur).

Nous avons utilisé des thermocouples de type K pour l'ensemble de nos expériences pour différentes raisons techniques dont la disponibilité d'une partie du matériel (câble de compensation, fiche de connexion,...). Cependant, il semble que l'utilisation de thermocouples de type T soit préférable en raison de leurs caractéristiques plus précises et de

leurs meilleurs comportements lorsque les températures sont négatives. Lors de la définition d'une prochaine campagne de mesure, l'étude de l'équipement du banc de mesure en thermocouple de type T devra être envisagé.

Idéalement, l'introduction d'un capteur de température doit se faire suivant les isothermes afin de limiter les perturbations. Mais dans notre montage, pour des raisons techniques, l'implantation des capteurs se fait par pénétration radiale des fils à travers les blocs de cuivre (voir plan d'usinage dans l'annexe A10). L'implantation est donc défavorable car perpendiculaire aux gradients de température. Cependant, nous avons montré par une modélisation simple que l'influence dans notre cas est très faible. Le détail du modèle et des calculs se trouve dans l'annexe A1 au sein de la partie traitant des incertitudes de mesure des températures.

V.4 Partie commande et acquisition

Dans les parties précédentes, nous avons détaillé le principe du montage et la mise en œuvre de la partie mécanique dans un premier temps, puis nous avons résumé la démarche ayant conduit à la définition et à la réalisation de l'instrumentation des caloducs. La dernière partie de ce chapitre expose les moyens mis en œuvre (logiciels et instrumentation) pour l'acquisition des températures, la mesure des puissances électriques et pour la mesure et le pilotage de l'accélération.

4.1 Pilotage sous Labview

En raison des différents organes à piloter durant les tests expérimentaux, nous avons centralisé l'acquisition des données et la commande des équipements sur un ordinateur central en utilisant le logiciel Labview® (National Instrument). Ce logiciel orienté objet présente l'avantage d'avoir un langage de programmation graphique intuitif et une base de bibliothèque de pilotes d'instruments très étendue.

De plus il permet de réaliser simplement une interface graphique personnalisée permettant de visualiser l'ensemble des paramètres pertinents. La Figure V-11 reprend une capture d'écran de l'interface réalisée. Cette interface comprend le choix de la configuration des instruments (en haut à gauche), le pilotage et l'acquisition de l'accélération (cadre vert), les critères de fin de point de mesure (en bas à gauche), les températures du caloduc (graphique principal), les températures ambiantes (graphique en bas à gauche), les puissances électriques et transférées (graphique en bas à droite), et les périodes de mesures (fond bleu ciel).

Nous avons également réalisé des sous programmes appelant des interfaces graphiques permettant de configurer et d'initialiser les instruments de mesure et de commandes.

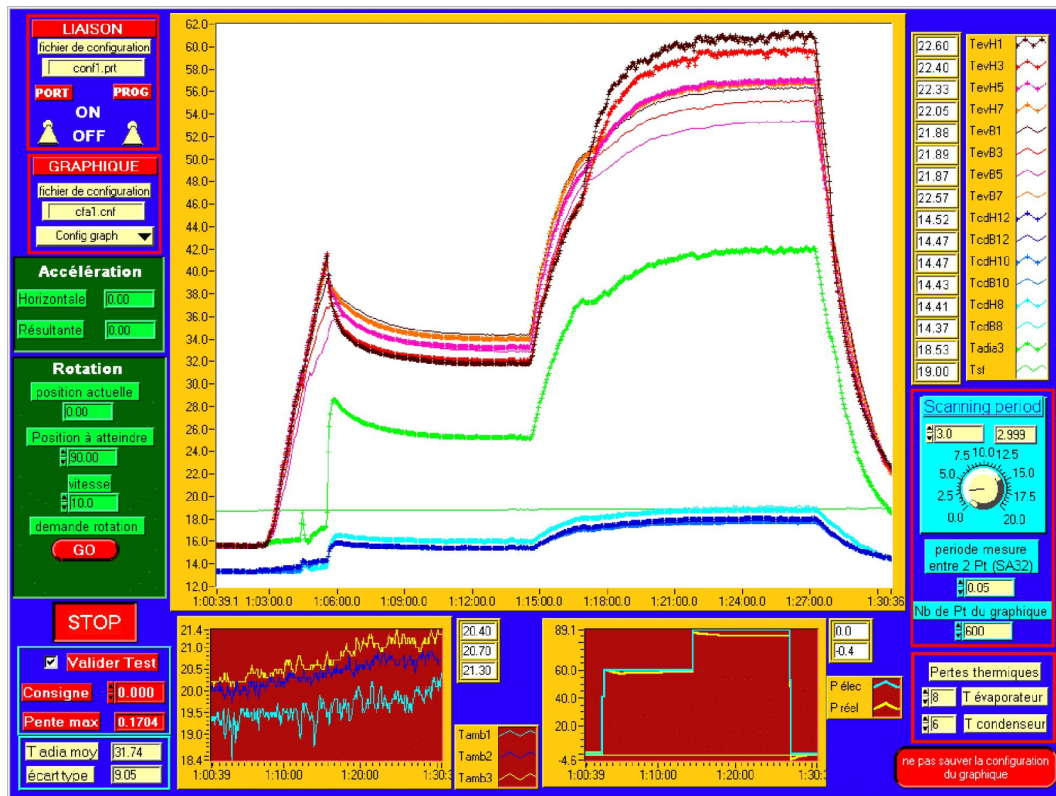


Figure V-11 : écran de pilotage sous Labview

De plus, l'utilisation d'un logiciel généraliste permet de réaliser une partie du traitement en temps réel des données (températures, accélérations et puissance) avec une grande souplesse. Par exemple, les contraintes de notre montage nous ont conduit à adopter un mode d'acquisition des températures nécessitant un traitement des données représentant un temps de calcul non négligeable qu'il est préférable de faire effectuer par l'ordinateur central, afin de ne pas pénaliser la fréquence d'acquisition.

4.2 Mesure des températures

Les mesures des températures à la paroi du caloduc sont réalisées à partir de thermocouples de type K comme nous l'avons décrit au paragraphe 3.3. De plus, l'acquisition des températures doit se faire en temps réel pour assurer la régulation de la température de fonctionnement. D'autre part, le temps de stabilisation d'un point de mesure est fortement dépendant des conditions expérimentales et le critère d'état stationnaire est plus ou moins objectif, notamment pour les points de fonctionnement proches des limites car des instabilités d'écoulement interne du fluide caloporteur peuvent apparaître. Il est donc impératif d'utiliser un système d'acquisition en temps quasi-réel.

La mesure de la tension délivrée par le thermocouple est en général délicate car il s'agit d'un signal de bas niveau très sensible aux bruits électromagnétiques. En d'autres termes, la transmission d'un signal analogique entre la partie mobile et une centrale de mesure fixe est très difficile à réaliser. Nous avons dans un premier temps repris le système analogique utilisé

par Gourdache[49], mais la précision des résultats ne nous a pas donné satisfaction. L'utilisation de contacts tournants transmettant directement le signal thermocouple est très délicate pour les mêmes raisons. Il est donc essentiel d'effectuer un conditionnement du signal avant transmission. Or, étant donné la configuration de notre partie mécanique, la solution la plus précise et la plus stable nous a paru être la mesure du signal par une centrale embarquée dans le système de rotation principal. Cette centrale de mesure dialoguant directement avec l'ordinateur à l'aide d'un couple de **modem radio** interposé sur la liaison série.

Cette option présente de nombreux avantages au niveau de la simplicité de mise en œuvre et de la précision des mesures en dépit de nombreux problèmes de réglage du modem et des incertitudes initiales quant à la tenue de la centrale de mesure aux accélérations.

La Figure V-12 reprend schématiquement la chaîne de mesure des températures implantée sur le montage expérimental. Les détails sur les différentes connexions et les incertitudes de mesure associées sont repris dans l'Annexe A1. On notera cependant l'utilisation d'une compensation de soudure froide particulière permettant d'optimiser la mesure différentielle des températures le long du caloduc.

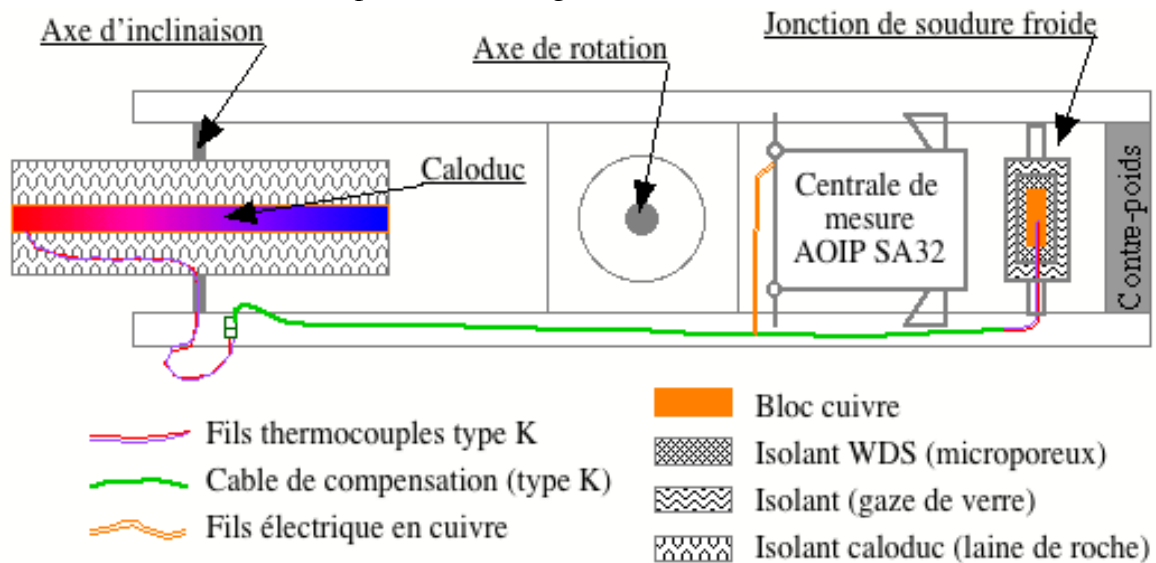


Figure V-12 : chaîne de mesure des températures

La Figure V-13 permet de visualiser l'implantation des éléments principaux de la chaîne de mesure. On constate notamment que la centrale de mesure est positionnée près de l'axe de rotation afin de limiter la force centrifuge.

Remarque :

1) les câbles de compensation ne sont pas visibles sur la Figure V-13 car ils sont positionnés dans les bras principaux afin de limiter les perturbations thermiques et électromagnétiques notamment au niveau des zones de jonction entre les câbles de compensation et les fils de cuivre raccordés à la centrale de mesure.

2) la centrale d'acquisition est limitée à 16 voies de mesures. Une des voies étant utilisée pour la mesure de la température de la jonction de soudure froide (voir annexe A1) nous disposons donc de 15 voies de mesures possibles.

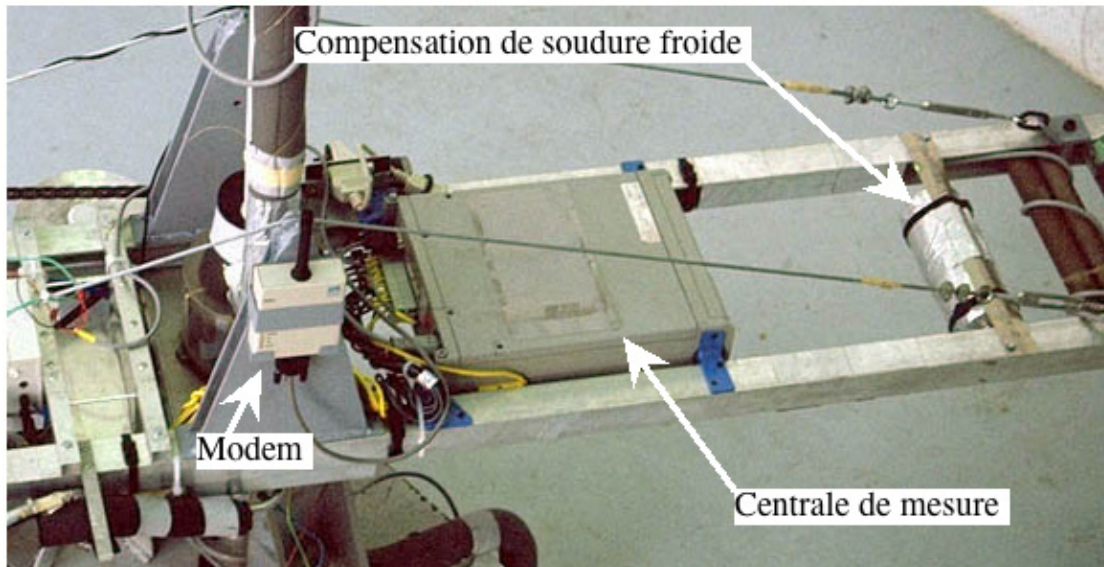


Figure V-13 : photo de l'implantation des composants de la chaîne de mesure des températures

4.3 Mesure et pilotage de puissance

Le pilotage de la puissance électrique dissipée dans les cartouches chauffantes du bloc évaporateur demande un investissement financier important si l'on veut se situer dans les conditions optimales correspondant à l'utilisation d'une tension continue et d'une régulation de tension précise et pilotable. La limitation des coûts nous a conduit à l'utilisation d'un matériel disponible au laboratoire, c'est-à-dire un régulateur de tension alternative ($220V \sim \pm 1\%$) couplé à un variateur de tension à réglage manuel.

D'autre part, les contacts tournants utilisés pour la transmission de puissance proviennent du montage initial et sont dimensionnés pour une tension maximale de 250 V et un ampérage maximal de 10 à 12 A. Nous avons donc dimensionné les cartouches chauffantes pour une utilisation en parallèle avec une résistance équivalente d'environ 25Ω à température ambiante soit 22 à 23 Ω lorsque les cartouches sont chaudes.

Afin de ne pas diminuer le nombre des voies de mesure disponibles pour les températures, la mesure de la puissance électrique dissipée au sein des cartouches chauffantes est faite par une centrale fixe. Cependant, la résistance des contacts tournants et du circuit d'alimentation des cartouches doit être prise en compte. Les détails de la procédure de mesure de cette résistance sont repris dans l'annexe A1.

La mesure de courant alternatif n'étant pas possible sur la centrale fixe disponible, nous avons fait réaliser au laboratoire deux cartes de conversion d'une tension alternative (0-250 V) vers une tension continue (0-6 V). Cette tension est ensuite mesurée par la centrale

d'acquisition reliée à l'ordinateur central. Les cartes de conversion ont été étalonnées au moyen de voltmètre et d'ampèremètre de précision (voir détails dans l'annexe A1).

La Figure V-14 schématise l'interconnexion de l'ensemble des éléments.

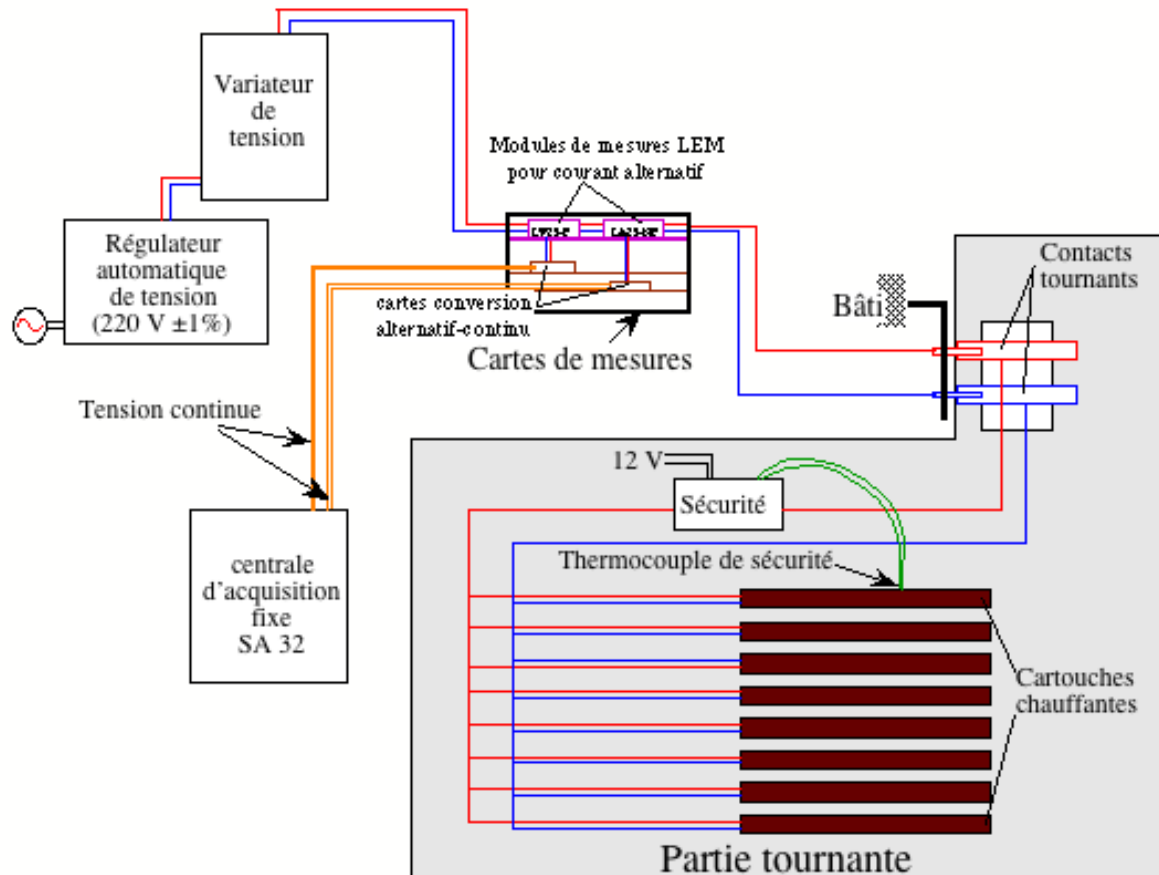


Figure V-14 : schéma synoptique de la chaîne de commande et de mesure de la puissance

Remarque : un module de sécurité indépendant permet de couper le circuit de chauffe lorsque la température en surface du bloc évaporateur dépasse une température de consigne prédéterminée.

4.4 Mesure et pilotage de l'accélération

Le contrôle de l'accélération résultante passe par le pilotage de la vitesse de rotation et de l'inclinaison du caloduc par rapport au plan principal de rotation. Les différents éléments mécaniques étant décrits au § V.2 nous allons exposer brièvement les moyens mis en œuvre pour mesurer l'accélération résultante. En raison du coût élevé d'une chaîne de mesure de l'accélération, la détermination de l'accélération longitudinale se fait indirectement à partir de la vitesse de rotation et de la position angulaire du caloduc.

4.4.1 Vitesse de rotation

La vitesse de rotation est mesurée sur l'arbre principal à partir d'un tachymètre réalisé au laboratoire pour des problèmes d'implantation et de gammes de mesure.

Le tachymètre est réalisé à partir d'une diode associée à une cellule photosensible et d'un convertisseur fréquence tension permettant de générer une tension proportionnelle à la vitesse de rotation. Cette tension est mesurée par la centrale fixe. L'étalonnage du convertisseur est réalisé à partir d'un générateur de fréquence dont la précision est largement compatible avec nos mesures. La Figure V-15 permet de visualiser l'implantation du couple diode capteur et de la couronne percée de 24 trous régulièrement espacés.

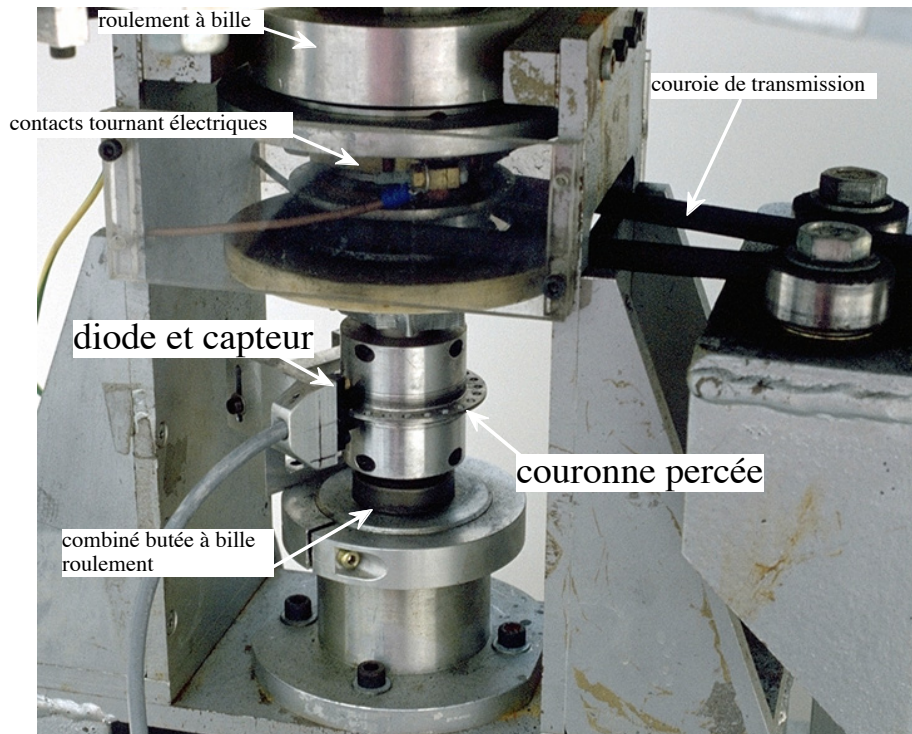


Figure V-15 : implantation du capteur de la vitesse de rotation

4.4.2 Positionnement angulaire

Le positionnement angulaire est assuré par le moteur pas à pas avec une sensibilité de $0,009^\circ$ (400 Pas par tour avec une réduction de 100) mais avec une précision bien inférieure en raison des différentes incertitudes de positionnement initial et des jeux de fonctionnement dus entre autre à la torsion de l'axe secondaire sous l'effet du couple (voir annexe A1).

Aucun moyen de mesure n'a été mis en place puisque le positionnement du moteur est à priori assez précis. Toutefois, une vérification périodique de la correspondance entre la position théorique fournie par le module de commande du moteur et la position réelle du moteur permet de s'assurer qu'aucun glissement n'a eu lieu durant les phases de fortes accélérations.

Le module de commande du moteur pas à pas est relié à l'ordinateur central et permet un pilotage en temps réel de la position angulaire. La liaison est réalisée au moyen d'une interface série dont nous avons programmé les pilotes sous Labview au moyen des mots clés prédéfinis dans les spécifications du module de commande du moteur pas à pas. Ceci nous a

notamment permis de réaliser l'étude du comportement de caloduc sous accélération cyclique (voir annexe A6).

V.5 Synthèse et perspectives de développement

En synthèse, nous rappellerons les caractéristiques principales et les originalités du montage, puis nous évoquerons les différentes perspectives de développement sur le plan des mesures, de l'instrumentation et de l'automatisation des mesures.

5.1 Synthèse des caractéristiques du montage

Dans les chapitres précédents, nous avons vu que la modélisation complète du comportement d'un caloduc reste extrêmement délicate malgré les très nombreux efforts déployés par de nombreuses équipes depuis plus de 30 ans. Nous avons ainsi mis en œuvre ce montage afin de tenter d'améliorer la compréhension des mécanismes internes de fonctionnement d'un thermosiphon.

Dans ce chapitre nous avons décrit les étapes de conception et de réalisation des aspects clefs du montage. Le but de ce montage est d'accéder à l'influence d'un paramètre essentiel mais presque toujours absent dans les études précédemment réalisées : à savoir les forces de volume longitudinales pour des niveaux supérieurs à 1g.

Le montage consiste en un système tournant de grand diamètre (3 m) générant un champ de forces par centrifugation dont les valeurs des caractéristiques typiques sont reprises dans le Tableau V-4.

Tableau V-4 : caractéristiques principales du montage

	caractéristiques	valeurs	Remarques
Accélération s typiques	Accélération longitudinale	$\pm 10g$	Projection sur l'axe du caloduc
	Accélération transversale	$+ 10g$	Perpendiculaire à l'axe du caloduc
	Accélération cyclique	$\pm 1g$ sous 0,5 Hz	Projection sur l'axe du caloduc
Dimensions typiques du caloduc	Diamètre	Jusqu'à 30 mm	Détérioration de la qualité de l'isolation pour des valeurs supérieures
	longueur	1,2 m	Valeur maximale
mesures	Gamme de température dans la zone adiabatique	Basse	[0, 100°C] dans l'état actuel
	Mesure de température	15 voies	Thermocouples type K
	Puissance	10 W à 2 kW	En dessous de 10 W une étude détaillée est nécessaire.

L'annexe A1 reprend en détail le calcul des incertitudes de mesure relatives au montage et aux grandeurs déduites de ces mesures. Il est difficile de fournir une valeur typique puisque

par exemple la valeur d'une conductance sera déterminée avec une incertitude de 2% à 50% en fonction de la puissance transférée et du gradient de température mesuré.

D'autre part, le dimensionnement du montage a été entrepris à partir d'un cahier des charges basé sur des réalités industrielles, à savoir par exemple l'utilisation de caloducs dans des systèmes de refroidissement d'avion de chasse de nouvelle génération (type rafale).

La Figure V-16 permet de visualiser l'ensemble du montage en configuration de test pour un caloduc en position thermosiphon.

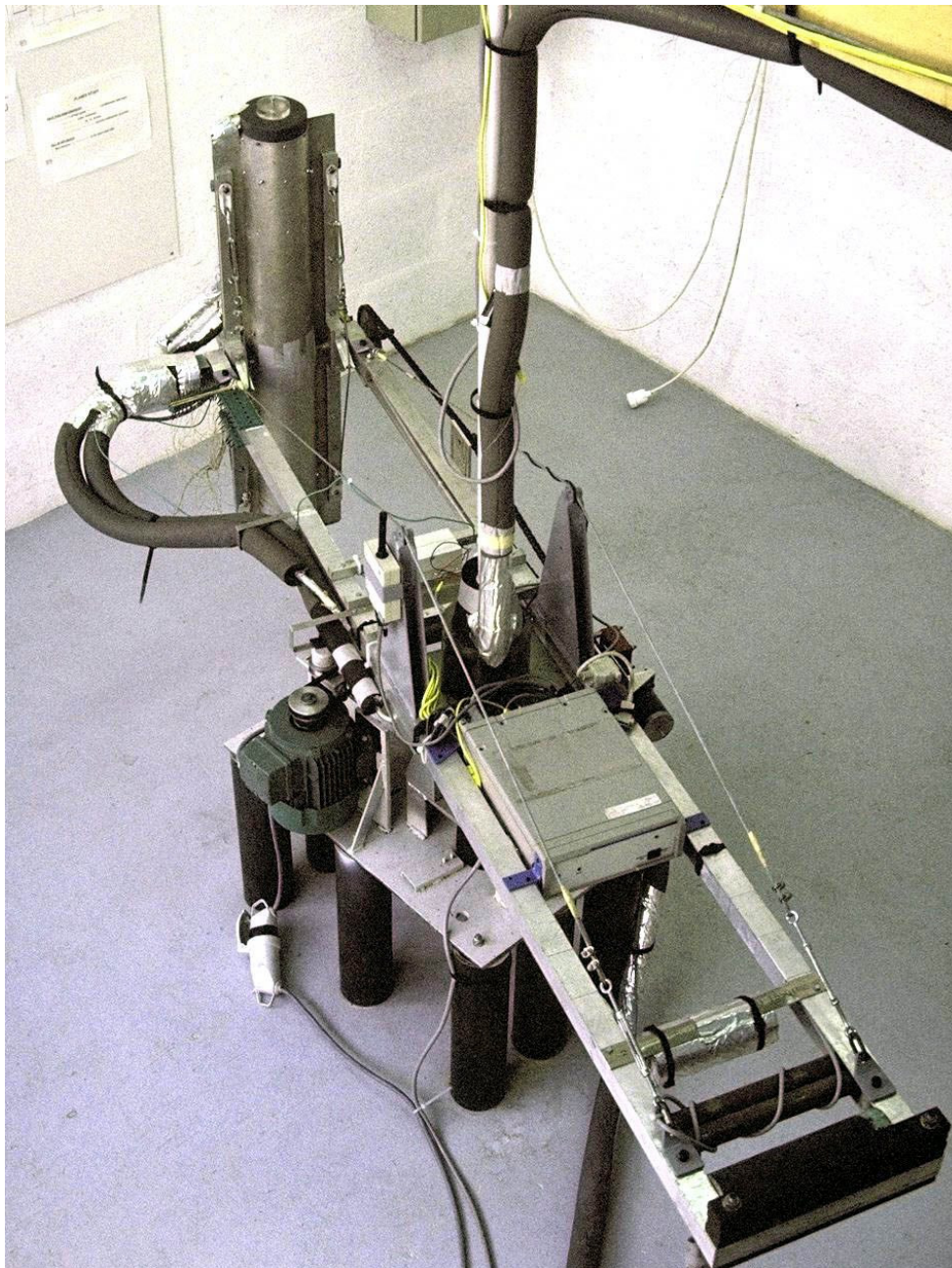


Figure V-16 : vue d'ensemble du montage expérimental opérationnel

5.2 Perspectives de développement

La marge de développement de ce montage est importante bien qu'il soit abouti dans de nombreux domaines. Les améliorations peuvent porter sur de nombreux points et entraînent des coûts variables.

En premier lieu, des améliorations importantes peuvent être envisagées à court terme sur la mesure de températures par l'adoption de thermocouples de type T et d'une sonde platine pour la mesure de la température de la jonction de soudure froide. De plus, en embarquant une deuxième centrale de mesure, le nombre de voies de mesures peut être porté à 30.

Dans un deuxième temps, afin de limiter les interventions humaines, le système de régulation de la température de refroidissement devra être pilotable afin de réguler la température adiabatique à partir d'une consigne générée par l'ordinateur central. Dans le même esprit, une alimentation de puissance à courant continu et pilotable pourrait conduire à une automatisation des mesures. Ceci conduisant alors à l'étude automatisée de la dispersion des mesures pour de nombreux caloducs étudiés dans des circonstances identiques.

La mise en place de mesures précises de l'accélération ne nous paraît pas nécessaire pour le type de mesures que nous avons réalisées. En effet, il apparaît dans les résultats de la vaste campagne de mesure, exposée au chapitre suivant, que la connaissance très précise de l'accélération n'est pas un critère essentiel.

VI Résultats expérimentaux et analyse

Suite au chapitre précédent présentant le montage expérimental dans sa version finale nous allons, dans ce chapitre, faire la synthèse des résultats expérimentaux obtenus au cours de la vaste campagne de mesures menée au sein du laboratoire. L'analyse de ces résultats va nous conduire à confirmer des fonctionnements attendus mais apporte aussi des évolutions imprévues dont nous avancerons des interprétations possibles.

Tout d'abord, nous présenterons sommairement des essais préliminaires nous ayant conduits au choix du type de caloduc à étudier ainsi que leurs caractéristiques dont notamment les options prises sur le remplissage des caloducs. Puis, nous préciserons les différentes procédures de dépouillement utilisées. Nous présenterons alors les résultats décevants et non reproductibles obtenus pour les thermosiphons à eau nous ayant conduits à écarter de notre étude ce type de caloduc.

Afin de caractériser les performances des caloducs testés, nous avons mené une étude en position thermosiphon afin de comparer les résultats obtenus à ceux de la littérature décrits dans les chapitres III et IV. Nous détaillerons, entre autres, les conductances moyennes de condensation et d'évaporation et nous analyserons la conductance globale de transfert des caloducs étudiés. Ces analyses permettent de dégager l'influence des différents paramètres tels que la température, la puissance transférée, le diamètre, la présence de rainures, etc. Ces mesures serviront de référence pour l'étude de l'influence de l'accélération et en particulier l'influence de la composante transversale à l'axe du caloduc que l'on garde en position thermosiphon.

A partir des résultats obtenus pour la position thermosiphon, nous étudierons les effets d'une accélération longitudinale importante sur les performances tant au niveau du condenseur qu'au niveau évaporateur. Nous détaillerons enfin l'influence de l'accélération sur l'évolution de la conductance globale.

VI.1 Essais préliminaires et dimensionnement des caloducs

Suite à la réalisation d'essais de caloducs pour la société Dassault Aviation, nous avons mis en évidence des comportements typiques pour des caloducs à pompage capillaire. Ces résultats nous ont d'une part permis de revoir complètement toute la chaîne de mesure initiale et d'autre part de dimensionner les caloducs à étudier en fonction des résultats souhaités.

1.1 Essais Dassault

L'essentiel des résultats obtenus est repris dans l'Annexe A5. Notons particulièrement au niveau technique les différences essentielles dans les mesures de température et le nombre et l'emplacement des points de mesure. Cette première étude avait pour but de visualiser le

comportement thermique des caloducs sous de fortes accélérations favorable ou défavorable. Cette première approche nous a permis de mettre en évidence expérimentalement trois comportements attendus au moins partiellement. Il s'agit de l'effet du remplissage sur la température de saturation en bout d'évaporateur, du comportement d'une structure capillaire poreuse et du processus de remouillage d'une paroi surchauffée.

1.1.1 Conséquence du remplissage sur la température de saturation

Tout d'abord, nous avons noté une surchauffe marquée à l'extrémité de l'évaporateur lorsque le caloduc est soumis à une accélération longitudinale élevée. Ce phénomène provient de l'augmentation de la pression de saturation en bout d'évaporateur en raison du remplissage important des caloducs testés (Figure VI-1).

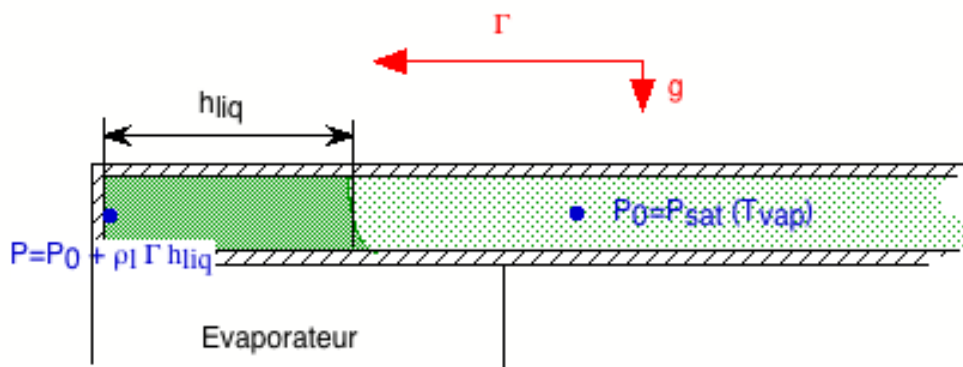


Figure VI-1 : influence de l'accélération sur la pression de saturation en bout d'évaporateur

En effet, lorsque l'accélération est favorable, le liquide s'accumule en bout d'évaporateur et il est soumis à un gradient de pression statique dû à l'accélération longitudinale. Ce gradient peut atteindre des valeurs élevées, soit par exemple pour un caloduc à eau soumis à une accélération de 9 g un gradient de pression de 88 kPa m^{-1} . Ce qui représente, pour une hauteur liquide de 20 cm, une différence de pression de 17,6 kPa soit la différence de pression de saturation entre 60°C et 20°C environ. Ce qui bloque donc complètement l'ébullition en bout d'évaporateur.

La prise en compte de ce paramètre est donc essentielle dans le dimensionnement du remplissage d'un caloduc devant fonctionner sous forte accélération afin de limiter au maximum la zone de surchauffe en bout d'évaporateur. Notons cependant, que cet élément peut devenir beaucoup moins important pour des fluides caloporteurs ayant une pression de vapeur saturante élevée comme résumé sur le Tableau VI-1.

Tableau VI-1 : exemples d'augmentation de température de saturation en bout d'évaporateur

fluide	Point triple (°C)	T _{sat,réf} (°C)	P _{sat,réf} (Pa)	Γ (m s ⁻²)	H _{liq} (m)	T _{sat} (°C) en Bout d'évaporateur	ΔT _{sat} (°C)
eau	0,01	60	19900	90	0,2	20	40
eau	0,01	100	101,3 10 ³	90	0,2	95	5
eau	0,01	60	19900	10	0,2	58	2
méthanol	-97,71	30	22400	90	0,2	12	18
méthanol	-97,71	60	83500	90	0,2	55	5
méthanol	-97,71	30	22400	30	0,2	25	5
ammoniac	-77,73	0	432 10 ³	90	0,2	-0,8	0,8
ammoniac	-77,73	-53	33,8 10 ³	90	0,2	-61	8

1.1.2 Comportement d'une structure poreuse

Nous avons mis en évidence deux phénomènes primordiaux dans le choix d'un caloduc dont la structure capillaire est constituée par un milieu poreux fritté.

Lorsque l'accélération longitudinale est défavorable et que les forces capillaires sont insuffisantes pour assurer le retour du liquide le blocage du caloduc se produit avec un certain délai entre l'application de l'accélération de blocage et l'arrêt du transfert caractérisé par d'une part une montée en température de l'évaporateur et d'autre part une chute des températures du condenseur et de la zone adiabatique. Ce délai s'explique par la présence de liquide retenu dans la structure capillaire puisque la pression statique due à l'accélération devient négligeable pour des volumes liquides petits et discontinus.

En corollaire, le remouillage complet d'une structure capillaire surchauffée est très difficile et ne peut s'accomplir que pour une hystérésis de densité de puissance très importante. Dans notre cas, il a souvent été nécessaire de réduire la puissance de chauffe à la moitié de la puissance maximale transférable pour obtenir un remouillage complet de l'évaporateur après une surchauffe de 20°C environ (phase d'assèchement due à une puissance injectée supérieure à la puissance maximale). Notons que la présence d'une accélération favorable importante tend à diminuer fortement cette hystérésis.

Etant donnée leur importance, ces deux phénomènes demandent une étude plus poussée qui sort toutefois du cadre de cette étude mais qui reste une voie à explorer.

1.1.3 Remouillage d'une paroi surchauffée

Nous avons mis en évidence, pour un caloduc rainuré et pour un caloduc à milieu poreux, une oscillation lors du remouillage sous forte accélération favorable de la zone évaporateur lorsque celle-ci est fortement surchauffée (voir Annexe A5). Cette oscillation peut se comprendre par le processus suivant.

Les températures de paroi chutent d'abord fortement lors du remouillage forcé, cependant une production importante de vapeur à l'évaporateur crée brusquement une bulle de vapeur. Celle-ci propulse alors le reste de liquide vers le condenseur lors de sa phase d'expansion et bloque le remouillage de la paroi pendant un court instant et l'on note alors une légère remontée des températures de paroi de l'évaporateur. Puis la vapeur se condense et le liquide peut à nouveau mouiller la paroi interne de l'évaporateur dont la température est plus faible que lors du premier remouillage ce qui conduit à une production moins importante de vapeur. La vapeur ne chasse plus complètement le liquide et l'on tend alors vers un état d'équilibre de façon monotone.

1.1.4 Commentaires sur les résultats obtenus

L'instrumentation du caloduc est apparue très insuffisante en quantité et en précision pour mener une étude quantitative sur le comportement des caloducs sous forte accélération. Les résultats que nous avons décrits sont essentiellement qualitatifs et doivent être considérés comme une étude de faisabilité.

D'une part, l'absence de données bibliographiques nous a conduit à revoir complètement notre approche de l'étude de caloducs de grandes dimensions soumis à des champs d'accélération importants. D'autre part, les observations faites lors de cette première campagne d'essais nous a permis d'orienter notre choix de caloduc pour la campagne suivante comme nous allons le détailler dans le paragraphe suivant.

1.2 choix des caloducs et détermination du volume de remplissage

La réalisation d'une vaste campagne de mesures nécessite d'examiner l'ensemble des paramètres du caloduc tels que le fluide, la matière de la paroi, les dimensions (diamètre, longueur évaporateur, longueur condenseur, longueur totale), la structure capillaire (si présence),... Nous allons donner sommairement les éléments ayant conduit à la définition des caloducs utilisés dans les expériences menées au cours de ce travail.

D'autre part comme nous l'avons vu précédemment, le remplissage du caloduc est un élément important et il doit être choisi en fonction des conditions expérimentales. Nous détaillerons ici le calcul du remplissage ayant servi de cahier des charges lors de la fabrication des caloducs.

1.2.1 Choix des caloducs

Le choix du fluide caloporteur est essentiel car il détermine un ensemble de matériaux compatibles avec la paroi. En raison du montage utilisé (voir chapitre précédent), la plage de température pour le fluide de refroidissement du condenseur est de l'ordre de -20°C à $+100^{\circ}\text{C}$, ce qui nous a conduit à choisir des fluides à basse température d'utilisation (voir Annexe A3). D'autre part nous avons éliminé les fluides frigorigènes d'ancienne génération (R11, R12, R113, ...) puisque leurs utilisations ne sont plus autorisées dans la plupart des cas.

De plus, afin de pouvoir analyser les résultats obtenus, il est essentiel de connaître les propriétés thermophysiques des fluides utilisés avec une bonne confiance, ce qui rend plus difficile l'utilisation des fluides frigorigènes de dernière génération (FC 72, FC 3284, FC7100). Enfin, les fluides choisis doivent être le moins toxique possible afin d'éviter des problèmes de sécurité trop lourds à mettre en œuvre (élimination de l'ammoniac). Nous avons sélectionné les deux fluides répondant à ces critères ayant a priori les propriétés thermophysiques les plus intéressantes : l'eau et le **méthanol**.

En regard des remarques faites dans le chapitre précédent sur l'importance de la qualité du contact thermique entre les éléments de chauffe ou de refroidissement et la paroi externe du caloduc, nous avons opté pour une paroi cuivre afin d'obtenir un soudage à l'étain de très bonne qualité ; l'utilisation du cuivre étant compatible a priori avec le méthanol et avec l'eau (Dunn, Ray [L1] chap. 3). D'autre part, l'utilisation d'un même matériau pour le caloduc et le bloc évaporateur ou condenseur permet de limiter fortement les effets de cisaillement de la soudure en réduisant la dilatation différentielle. De plus, la réalisation de caloducs ayant des rainures internes nous permettra de mieux analyser les effets de l'accélération sur les conductances de changement de phase (voir Annexe A12 pour le dessin des rainures).

Diverses recherches sur les possibilités de fabrication nous ont conduits à faire réaliser 12 caloducs (3 diamètres, deux fluides, avec ou sans rainures) dont les caractéristiques exactes sont reprises en Annexe A13 et dont le remplissage est détaillé dans le paragraphe suivant.

1.2.2 Détermination du remplissage des caloducs

Nous avons orienté notre étude vers l'analyse de caloducs ayant une zone noyée en bout d'évaporateur la plus faible possible pour trois raisons principales. La première découle directement de l'analyse faite au §1.1.1 et consiste à limiter l'augmentation de la température de saturation en bout d'évaporateur dans la zone noyée (si elle existe). De plus, en suivant l'analyse faite par El-Genk & Saber (voir chap III § 4.1.2), deux éléments clefs apparaissent. Tout d'abord les échanges en film sont beaucoup plus efficaces que les échanges en zone noyée et paradoxalement les données disponibles sur les écoulements en film sont beaucoup moins importantes.

Ce paradoxe apparent provient de l'instabilité des écoulements en film due à des difficultés importantes de maîtrise de la mouillabilité des surfaces dans les processus industriels de fabrication de caloducs. Nous mettrons d'ailleurs ce problème en évidence lors de nos tests expérimentaux dans la suite de ce chapitre.

En faisant l'hypothèse simplificatrice d'une condensation en film de Nusselt et d'une évaporation en film de Nusselt inversé, il est possible de calculer le volume de liquide correspondant (Faghri [L2] chap. 6, voir chapitre III §4.1.2) pour un thermosiphon soumis à la gravité. Dans son analyse, Nusselt ne fait aucune hypothèse sur la valeur de l'accélération, ce

qui conduit à substituer la valeur de l'accélération longitudinale Γ à l'accélération de la gravité terrestre g . Soit l'expression du volume de liquide (en négligeant les effets éventuels d'une accélération radiale :

$$V_1 = \left(\frac{4}{5}(L_c + L_e) + L_a \right) \left(\frac{3Q\mu_1(\pi D_{int})^2}{\rho_1(\rho_1 - \rho_v)\Gamma h_{lv}} \right)^{1/3} \quad (\text{VI-1})$$

Remarques sur les hypothèses :

- 1) En toutes rigueurs, le calcul de la masse de fluide à introduire devrait prendre en compte la masse de vapeur. Toutefois, pour le méthanol et pour l'eau, la densité de la phase vapeur autour des températures ambiantes est suffisamment faible pour négliger ce paramètre dans nos applications.
- 2) Dans ce calcul, les forces de frottement à l'interface liquide vapeur ne sont pas prises en compte. Toutefois, si l'on se réfère aux résultats de El-Genk & Saber sur le calcul de la limite d'entraînement (Chapitre II §3.3), il apparaît que l'influence du cisaillement à l'interface liquide vapeur peut être négligé pour des puissances transférées inférieures à environ 70 à 80% de la puissance maximale.
- 3) Strel'tsov [151] a mené des expériences en utilisant un caloduc en verre rempli avec du méthanol. Un dispositif original lui a permis de vérifier expérimentalement l'expression du volume total de fluide en circulation (équation (VI-1)) avec un écart inférieur à 5%. Notons cependant que cette étude se limite à des densités de flux assez faibles (inférieure à 2 W cm^{-2}) soit un flux transféré maximal de 250 W pour un caloduc de diamètre intérieur 19 mm avec des longueur évaporateur, adiabatique et condenseur de respectivement 215 mm, 160 mm et 240 mm.

Malgré les approximations plus ou moins importantes de ce modèle, nous l'avons utilisé pour calculer le volume minimal de liquide à introduire pour un caloduc donné et ceci pour chaque point de fonctionnement correspondant à une puissance et une accélération fixées. La température adiabatique agit au travers des propriétés thermophysiques mais reste un paramètre moins sensible, ce qui nous a conduit à considérer une valeur intermédiaire fixe de 40°C. La Figure VI-2 illustre le réseau de courbes obtenu pour un caloduc.

L'ensemble des résultats obtenus pour chacun des 12 caloducs définis précédemment est regroupé dans l'annexe A10. Etant donné les variations très importantes du remplissage théorique, nous avons adopté une valeur intermédiaire permettant de se positionner dans des cas de sous-remplissage théorique ou au contraire nous fournissant des situations comportant une zone noyée en bout d'évaporateur. Le remplissage retenu correspond alors au cas d'une puissance transférée de 1000 W sous une accélération de 30 m s^{-2} .

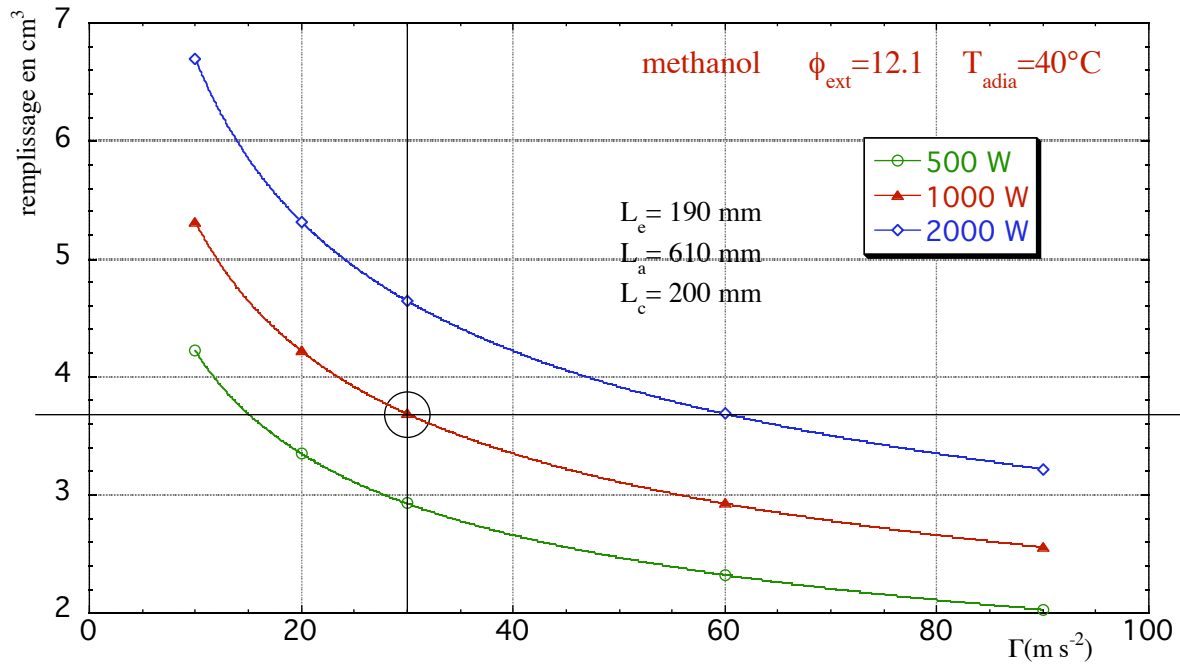


Figure VI-2 : évolution du remplissage théorique en fonction de l'accélération et de la puissance

Nous reviendrons en détail tout au long de ce chapitre sur les conséquences du choix que nous avons fait de limiter le remplissage des caloducs.

VI.2 Dépouillement et grandeurs de références

La campagne de mesure que nous avons menée représente plus de 2000 points de mesure des performances de caloducs à l'état stationnaire. Chaque caloduc étant équipé de 15 points de mesure de température, la puissance transférée et trois températures ambiantes étant également relevées, il apparaît impossible de présenter tous les résultats bruts. Nous avons choisi comme approche la détermination de trois conductances moyennes dont nous expliciterons le calcul au travers de la procédure de dépouillement des mesures expérimentales. Toutefois, d'autres présentations plus détaillées pourront être utilisées dans la suite du chapitre afin d'illustrer l'interprétations des mesures.

Dans ce paragraphe, nous nous attacherons à définir précisément les éléments de référence des expériences menées. En premier lieu, nous présenterons la procédure suivie pour l'établissement de chaque point de fonctionnement, puis nous définirons les modes de calcul des grandeurs que nous utiliserons par la suite ainsi que le mode de calcul des incertitudes associées. Enfin, nous détaillerons la nomenclature des températures communes à tous les caloducs testés. Cette nomenclature servira de référence lors de la présentation de courbes temporelles de température venant illustrer une analyse physique du comportement d'un caloduc.

2.1 Procédures de mesure d'un point de fonctionnement

Les mesures effectuées font référence à un état stationnaire du caloduc pour un triplet de valeurs de la température adiabatique, de la puissance transférée et de l'accélération longitudinale. En raison des contraintes expérimentales décrites au chapitre précédent, nous rappelons que la procédure d'établissement d'un point de mesure se déroule suivant les séquences suivantes :

- 1) mise en rotation du montage et stabilisation (si nécessaire),
- 2) mise en marche de la circulation d'eau et du bain thermostaté,
- 3) injection de la puissance souhaitée et attente de stabilisation,
- 4) correction de la température du bain pour obtenir la température adiabatique souhaitée.
- 5) attente de stabilisation et acquisition d'un minimum de 100 points consécutifs.

Remarques : Plusieurs itérations sont souvent nécessaires dans la correction de la température du bain thermostaté en raison de la non linéarité de l'évolution des conductances moyennes de condensation. Rappelons d'autre part que l'utilisation d'un rhéostat pour piloter la puissance injectée ne permet pas un réglage très précis de la puissance transférée et que la température du bain thermostaté est régulée à environ 0,1 K près (notons que ces valeurs n'ont rien à voir avec les incertitudes de mesure qui sont détaillées dans l'annexe A1).

Remarque : lors de la présentation des résultats, chaque marqueur de courbe représente un point de mesure ou de calcul (sauf pour les courbes temporelles)

2.2 Définition des grandeurs de mesures retenues

Afin d'observer les évolutions des performances en fonction de la température adiabatique, de la puissance transférée et de l'accélération longitudinale ou radiale, nous avons retenu trois grandeurs représentatives que sont la conductance de condensation (G_{cond}) la conductance d'évaporation (G_{ev}) et la conductance globale (G_{tot}). Ces trois conductances sont définies comme étant le rapport moyen entre la puissance transférée et la différence de température considérée.

Les températures moyennes de l'évaporateur et du condenseur sont définies sur les n_{ev} et n_{cond} points de mesures aux interfaces lorsque le caloduc est stabilisé par :

$$\bar{T}_{\text{ev},t} = \frac{1}{n_{\text{ev}}} \sum_{i=1}^{n_{\text{ev}}} T_{\text{ev},i}$$

$$\bar{T}_{\text{cond},t} = \frac{1}{n_{\text{cond}}} \sum_{i=1}^{n_{\text{cond}}} T_{\text{cond},i}$$
(VI-2)

L'indice t permet de souligner l'existence d'une température moyenne pour chaque série d'acquisition réalisée à un instant donné.

Soit en définitive une expression des conductances moyennes d'évaporation et de condensation :

$$G_{ev} = \frac{1}{100} \sum_{t=1}^{100} \frac{Q_t - Pertes_t}{\bar{T}_{ev,t} - T_{adia,t}} \quad (VI-3)$$

$$G_{cond} = \frac{1}{100} \sum_{t=1}^{100} \frac{Q_t - Pertes_t}{T_{adia,t} - \bar{T}_{cond,t}}$$

La conductance globale est calculée directement afin de diminuer les incertitudes (voir Annexe A1) par :

$$G_{tot} = \frac{1}{100} \sum_{t=1}^{100} \frac{Q_t - Pertes_t}{\bar{T}_{ev,t} - \bar{T}_{cond,t}} \quad (VI-4)$$

Notons enfin l'expression naturelle de la puissance transférée :

$$Q = \frac{1}{100} \sum_{t=1}^{100} Q_t - Pertes_t \quad (VI-5)$$

Ainsi que celle de la température adiabatique :

$$\bar{T}_{adia} = \frac{1}{100} \sum_{t=1}^{100} T_{adia,t} \quad (VI-6)$$

Le calcul des conductances est réalisé en moyennant les conductances instantanées calculées à partir des températures moyennes des interfaces à l'évaporateur ou au condenseur. Cette approche est adoptée afin de ne pas introduire de biais dans le calcul de l'écart type statistique sur les 100 mesures. En effet, les légères fluctuations de période élevée de la puissance injectée conduisent à des variations de températures moyennes alors que les gradients de température fluctuent moins.

Remarques : nous verrons par la suite que dans certain cas le fonctionnement du caloduc adopte un caractère oscillatoire marqué avec des fluctuations de température importantes. Nous avons alors considéré les conductances moyennes sur trois cycles au minimum afin de fournir une valeur de conductance moyenne correspondant à des capacités de transport du caloduc dans les conditions données. Toutefois, les points de fonctionnement correspondant à un fonctionnement oscillatoire seront répertoriés au cours de l'analyse.

2.3 Les incertitudes de mesures

De nombreux résultats sont présentés avec un tracé graphique de l'incertitude associée à la mesure. Cette incertitude est composée des incertitudes de mesure définies dans l'annexe A1 et de l'incertitude calculée à partir de l'évaluation statistique de l'écart type sur les 100 points de mesure. Cette composition se base sur l'addition des variances associées avec un intervalle de confiance à 2σ (ou 95%). On obtient ainsi :

$$IE_{95} = 2 * \sqrt{\frac{u_{95}^2}{4} + \sigma_{\text{stat}}^2} \quad (\text{VI-7})$$

- Avec : IE_{95} incertitude étendue à 95%,
 u_{95} incertitude étendue de la grandeur (égale à deux fois l'incertitude composée u_c de la grandeur - voir annexe A1),
 σ_{stat} écart type statistique obtenu sur les 100 mesures

Cette approche comporte un inconvénient majeur qui est la possibilité d'avoir une prise en compte multiple de certaines incertitudes de mesure comme par exemple la sensibilité de la centrale de mesure. Toutefois, ce type d'incertitude est tout à fait négligeable comme le montre le détail des incertitudes repris en annexe A1. L'approximation de l'incertitude due à l'approche de l'équation (VI-7) est donc négligeable.

En revanche, cette composition de l'incertitude permet de visualiser les points de fonctionnement associés à un comportement instable du caloduc. En effet l'écart type statistique peut devenir du même ordre de grandeur que l'incertitude de mesure et parfois dépasser très largement l'incertitude de mesure. Cette approche nous permet ainsi de visualiser directement l'intervalle de confiance d'une mesure et donc permet d'améliorer fortement l'analyse des mesures.

2.4 Nomenclature des températures

La notation des points de mesures de températures est reprise sur la Figure VI-3. Les caloducs sont équipés de plus de points de mesure qu'il n'est possible d'en acquérir au moyen de la centrale embarquée dont les entrées sont limitées à 15 au total. Les points de mesure retenus dans les mesures présentées sont notés en rouge (les points non mesurés sont en gris clair barré).

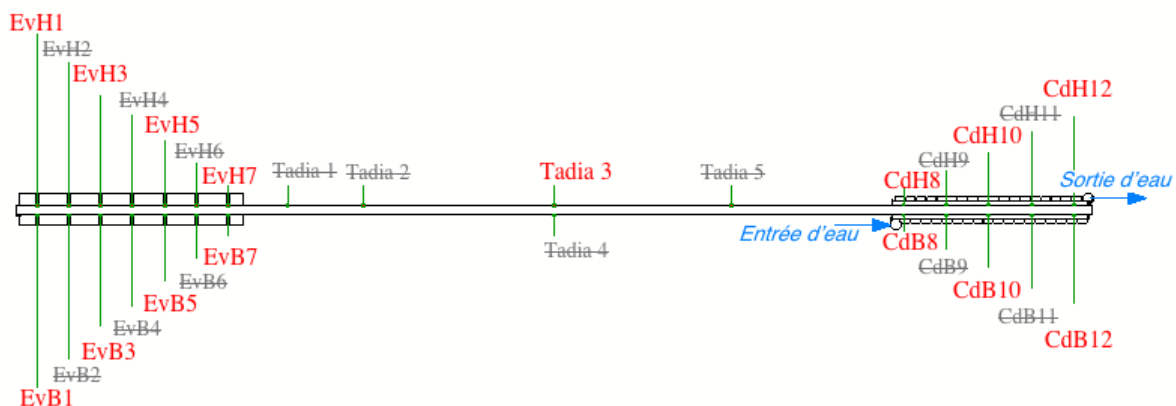


Figure VI-3 : nomenclature des points de mesures de températures

Le positionnement des thermocouples dans les blocs évaporateur et condenseur est résumé dans l'annexe A15 qui reprend les coordonnées de chacun des points de mesure de températures en incluant les incertitudes de positionnement.

VI.3 Les caloducs à eau

Notre campagne de mesures a été initiée par le test d'un caloduc à eau de diamètre externe 16 mm et ayant une paroi interne lisse. Nous présenterons tout d'abord les premiers résultats obtenus en illustrant notre propos de résultats typiques. Nous montrerons ainsi que le fonctionnement de ce caloduc met en évidence des dysfonctionnements importants conduisant à de fortes oscillations ou fluctuation des températures.

Dans un deuxième temps, nous mettrons en évidence la dégradation très importante des performances d'un caloduc à eau à tube rainuré entre deux séries de mesures. Cette chute des performances est attribuée à une dégradation de la mouillabilité de la paroi de cuivre par l'eau liquide et apparaît très surprenante en regard des recommandations figurant dans la littérature.

Suite à ces deux essais ayant donné des résultats difficiles à exploiter, nous expliciterons la démarche adoptée pour la suite de l'étude afin de s'affranchir au maximum de ce type de comportement.

3.1 Premiers résultats

Le caloduc testé (E16L2 cf. Annexe A13 pour les caractéristiques) dans cette première campagne d'étude nous a fourni des résultats inattendus. Tout d'abord, il est apparu au cours des différents tests effectués que le caloduc contient un volume non négligeable de gaz incondensable que nous mettrons en évidence en s'appuyant sur des courbes caractéristiques de différents points de fonctionnement. Cette présence d'incondensables rend l'étude de la conductance de condensation complexe et sort du cadre de notre analyse. Néanmoins, nous exposerons les évolutions de la conductance d'évaporation en soulignant les instabilités rencontrées

3.1.1 Mise en évidence du bouchon de gaz

Tout d'abord, nous devons signaler un point important concernant le montage du condenseur lors des tests du caloduc E16L2. Dans ce premier test complet de caloduc, le montage condenseur est particulier puisqu'il ne comporte pas de manchon de cuivre et que l'enroulement du tube de cuivre est réalisé directement sur le caloduc avec une brasure à l'étain entre les deux pour assurer un contact thermique aussi bon que possible. Toutefois, lors du démontage, il est apparu assez clairement que la brasure d'étain n'était pas correcte. Le contact thermique n'était donc pas assuré de manière homogène. Nous avons donc par la suite fait évoluer le montage en insérant un manchon de cuivre permettant un enroulement beaucoup plus régulier en raison de l'augmentation du diamètre.

En conséquence, les mesures de température au condenseur ne peuvent pas être considérées pour évaluer des coefficients d'échange en raison des dispersions possibles dues au défaut du montage. Néanmoins, nous allons montrer par la suite que ce caloduc comporte un bouchon de gaz incondensable assez important en nous appuyant essentiellement sur trois observations.

a) Température minimale de fonctionnement

Malgré de nombreuses tentatives en différentes circonstances, il ne nous a pas été possible d'amorcer le fonctionnement du caloduc pour des températures de fonctionnement inférieures à environ 50°C. Or, nos expériences précédentes au sein du laboratoire et les données bibliographiques ont montré que les caloducs à eau fournissent des performances non négligeables pour des températures de fonctionnement bien inférieures (au minimum 20°C) dans la plupart des cas même si des fonctionnements instables peuvent être rencontrés.

Ce comportement est typique de la présence de gaz incondensable dans la phase vapeur (voir Chap. I §4.4) d'autant plus que les capacités de transfert augmentent assez brusquement dès que la température adiabatique atteint environ 50°C puisque la puissance maximale transférable est alors de 1050 W environ.

b) Gradient longitudinal de température au condenseur

Le deuxième fait marquant est la présence d'un fort gradient de température longitudinal à la paroi entre les deux extrémités du condenseur correspondant aux sections 8 et 12. La Figure VI-4 permet de visualiser l'évolution de ce gradient dont l'allure permet de conforter l'hypothèse d'un bouchon de gaz.

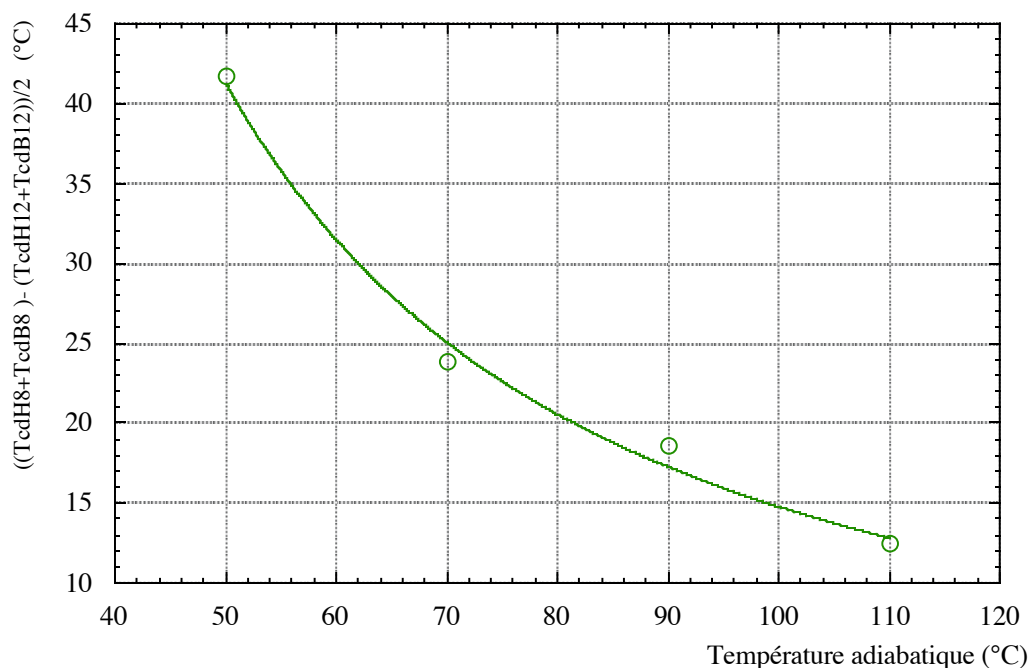


Figure VI-4 : évolution du gradient de température longitudinal au condenseur (notation des températures (VI-3))

Les valeurs de ces gradients de température ne sont qu'indicatives en raison des difficultés rencontrées dans la mise en place du condenseur comme décrit au début de ce paragraphe. Rappelons par ailleurs que la détermination de la longueur active de condensation en présence d'un bouchon de gaz est simple au premier ordre (voir Chap. I §4.4) mais devient assez complexe si l'on veut tenir compte des phénomènes de diffusion et d'hydrodynamique comme l'on montré les travaux de Rohani & Tien [52] et de Hijikata & al [53].

c) Stabilité des températures en bout de condenseur

Le troisième élément clef nous permettant d'avoir une quasi certitude sur la présence d'un bouchon de gaz est la stabilité des températures de la section 12 lors des phases de fonctionnement oscillatoire que l'on peut rencontrer à basse puissance comme par exemple l'effet geyser décrit et visualisé par Casarosa & al [100] et Lin & al [101] (voir Chap II § 6.2.2). La Figure VI-5 reprend un exemple typique du fonctionnement oscillatoire du caloduc E16L2 en position thermosiphon pour une puissance transférée de 80 W environ et une température adiabatique moyenne d'environ 50°C. Ce type de fonctionnement est obtenu a priori sans excitation extérieure et correspond vraisemblablement à un effet geyser (voir chap. III) sur lequel nous reviendrons par la suite.

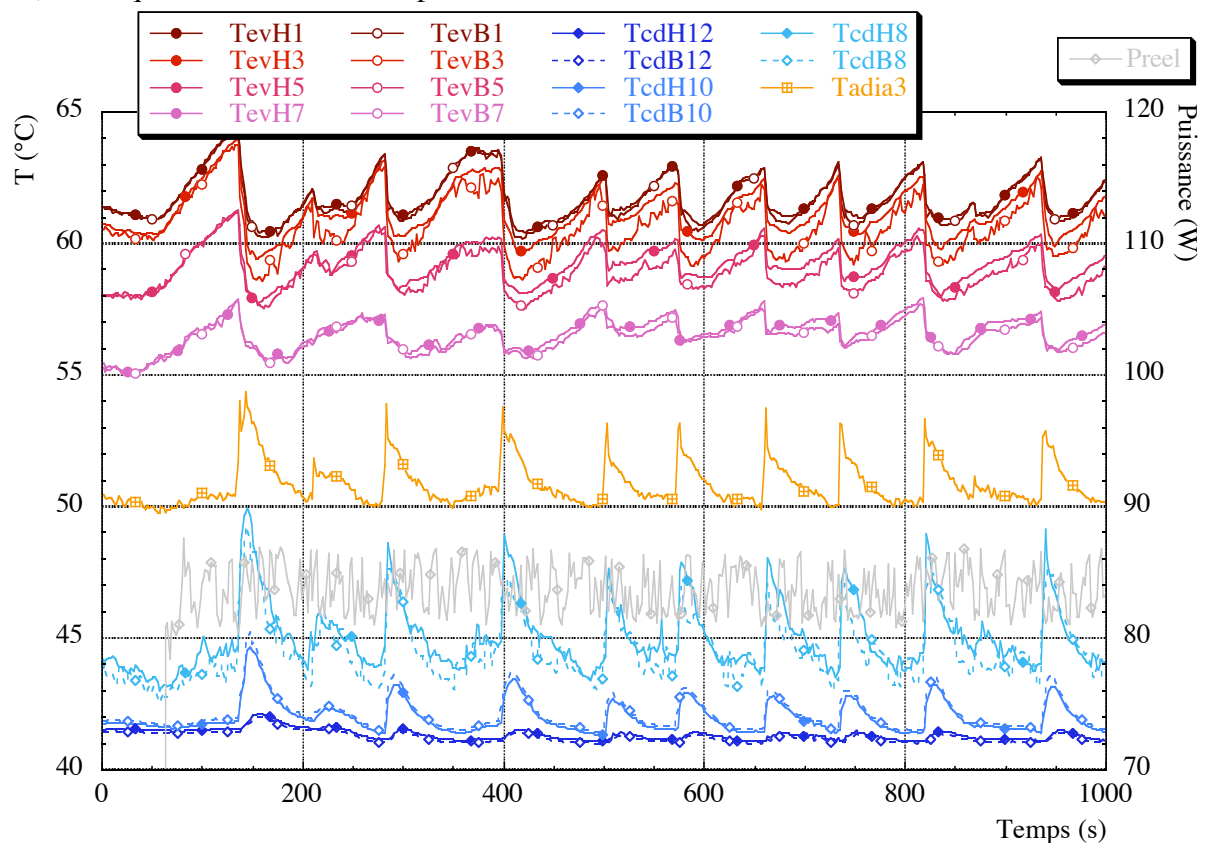


Figure VI-5 : exemple de fonctionnement oscillatoire en position thermosiphon sans accélération (E16L2)

On peut constater très clairement que la section 12 (TcdH12 et TcdB12) ne réagit quasiment pas aux oscillations de température, ce qui revient à dire qu'aucun flux n'est évacué en bout de condenseur. Ce dernier élément milite également pour la présence de gaz incondensables qui bloquent l'écoulement de la phase vapeur vers l'extrémité du condenseur.

Remarquons pour finir que nous avons vérifié au cours de la phase de démontage la qualité du contact thermique à l'extrémité du condenseur et que celle-ci semblait tout à fait satisfaisante dans cette zone.

3.1.2 Evolution globale des conductances d'évaporation

Nous allons présenter les conductances globales d'évaporation en montrant l'influence générale de la puissance injectée, de la température de fonctionnement et de l'accélération (longitudinale ou transversale). Cependant, nous verrons que les valeurs obtenues sont très fluctuantes ce qui incite à considérer les résultats obtenus avec beaucoup de précautions. Une interprétation possible de ces fluctuations sera fournie au §3.2.

Les points de mesures présentés correspondent à une mesure unique pour des raisons de temps d'expérience. Ce choix d'une mesure unique pour un grand nombre de points de fonctionnement sera justifié en détail dans le §3.3.

Nous présenterons tout d'abord les conductances d'évaporation en position thermosiphon, puis nous analyserons l'influence de l'accélération transversale et enfin nous examinerons l'influence d'accélération longitudinales importantes.

a) position thermosiphon

La Figure VI-6 décrit l'évolution de la conductance globale d'évaporation en fonction de la puissance injectée pour quatre températures différentes. Pour une température adiabatique de 110°C, il n'a pas été possible de mesurer les performances du caloduc pour des faibles puissances en raison du système de refroidissement à eau en boucle ouverte au condenseur ne permettant pas d'obtenir une température supérieure à 100°C (point d'ébullition).

La puissance maximale transférable n'a été obtenue que pour les températures de 70°C et 90°C (voir courbes en annexe A16). Pour $T_A=50^\circ\text{C}$ nous avons été limité par la puissance cryogénique alors que pour la température $T_A=110^\circ\text{C}$ nous avons été bloqué par la puissance de chauffe.

Tout d'abord, il apparaît clairement que les courbes sont relativement accidentées pour des températures de 70°C, 90°C et 110°C alors que pour une température adiabatique de 50°C la courbe ne présente pas de fluctuations rapides. Cette évolution s'explique assez simplement à partir des problèmes de mouillabilité de surface après surchauffe comme nous allons le détailler dans le § 3.2.

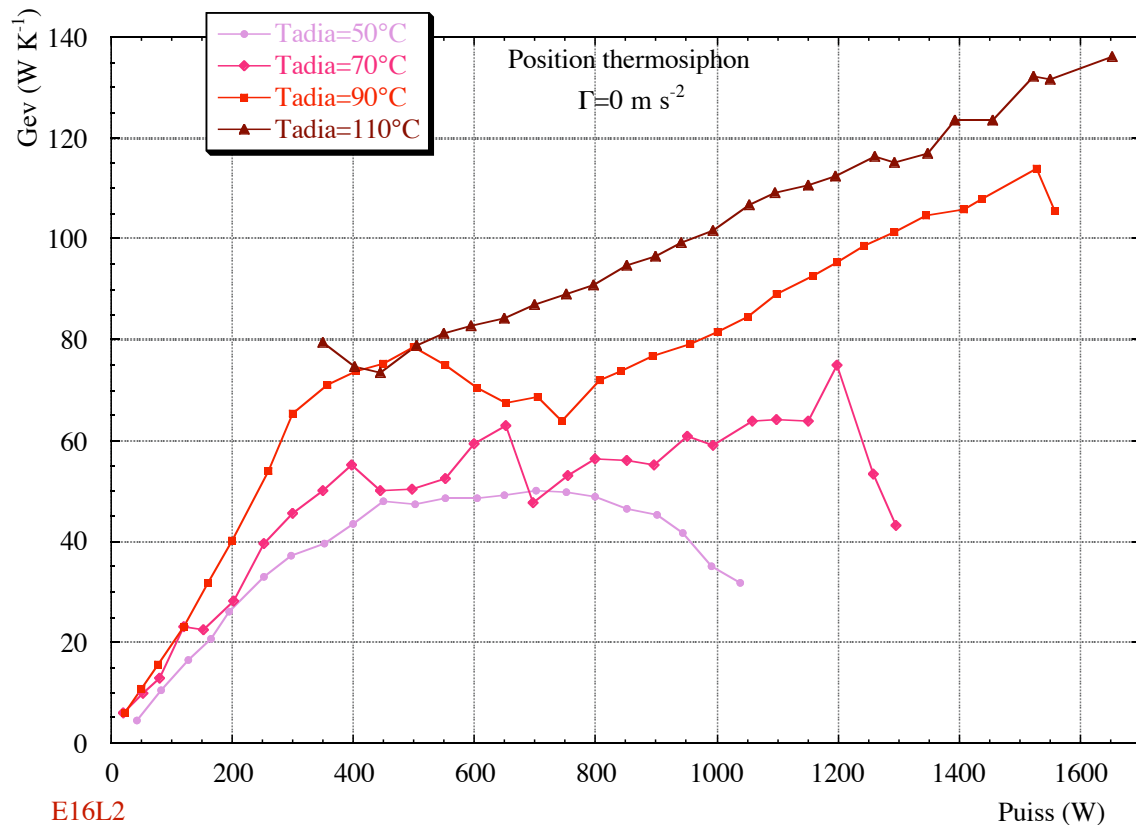


Figure VI-6 : conductance d'évaporation en fonction de la puissance pour différentes températures adiabatique (E16L2)

Notons pour finir que la conductance augmente de manière générale avec la température adiabatique comme cela était attendu, au moins sur le plan qualitatif, pour un caloduc à eau pour ces niveaux de température.

b) influence de l'accélération transversale

Afin d'analyser l'influence de l'accélération radiale sur la conductance d'évaporation, nous avons soumis le caloduc à trois niveaux différents d'accélération ($10, 30, 60 \text{ m s}^{-2}$) en le maintenant dans la position thermosiphon précédente.

La Figure VI-7 montre clairement l'influence de l'accélération radiale malgré les fluctuations des valeurs des conductances. L'étude de l'influence de l'accélération radiale correspond au cas d'un caloduc de révolution à paroi lisse (chap.I §4.3.2.2) ; on obtient alors une accumulation vers l'extérieur de la phase liquide qui est soumise au forces de volume (Figure VI-8a).

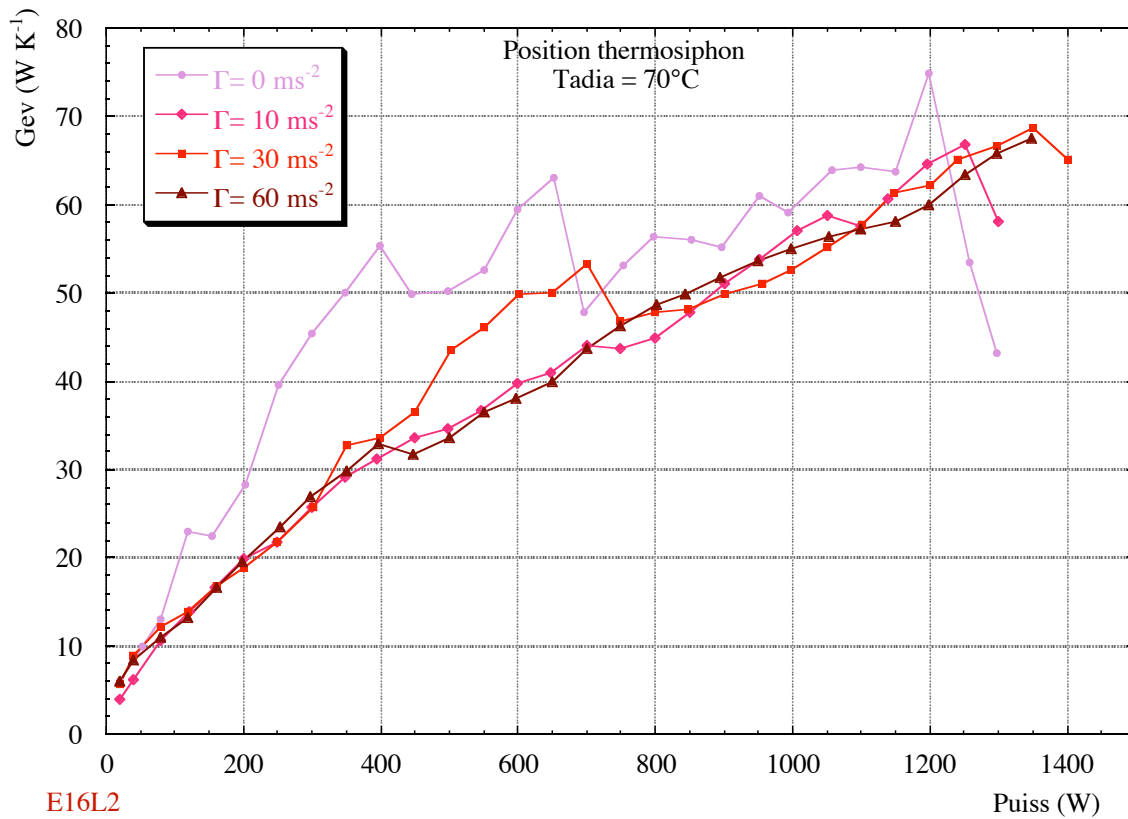


Figure VI-7 : influence de l'accélération radiale sur la conductance d'évaporation (E16L2)

La diminution des valeurs des conductances pour les puissances moyennes s'explique par le mauvais mouillage de la zone interne de l'évaporateur, alors que pour des puissances plus importantes, la forte ébullition dans la zone mouillée provoque des projections de liquide sur la surface interne ce qui conduit à une quasi équivalence des conductances d'évaporation (Figure VI-8b).

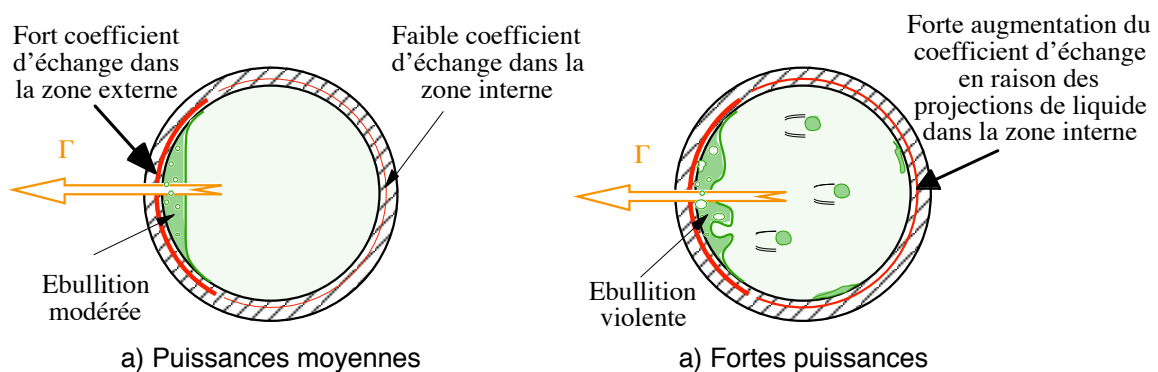


Figure VI-8 : comportement du liquide à l'évaporateur sous accélération radiale

La Figure VI-9 montre l'équivalence en terme de conductance d'évaporation entre la position thermosiphon avec une accélération transversale de 10 m s^{-2} et la position horizontale favorable avec une accélération moyenne de 10 m s^{-2} . Ces résultats s'expliquent par la présence de la gravité dont la valeur est suffisante ($\approx 10 \text{ m s}^{-2}$) pour obtenir la situation décrite

sur la Figure VI-8 pour un observateur lié au caloduc. En d'autres termes, la gravité et le champ artificiel d'accélération ont un effet similaire sur la valeur des conductances d'évaporation et donc vraisemblablement sur l'écoulement du fluide.

En réalité, du fait même du type de montage adopté (voir chap. V), l'accélération longitudinale varie linéairement de 5 m s^{-2} en bout de condenseur à 15 m s^{-2} en bout d'évaporateur avec une valeur de $14 \pm 1 \text{ m s}^{-2}$ dans la zone d'évaporation. Cette non uniformité de l'accélération semble avoir suffisamment peu d'effets pour ne pas être visible sur la Figure VI-9 en raison des oscillations importantes des conductances.

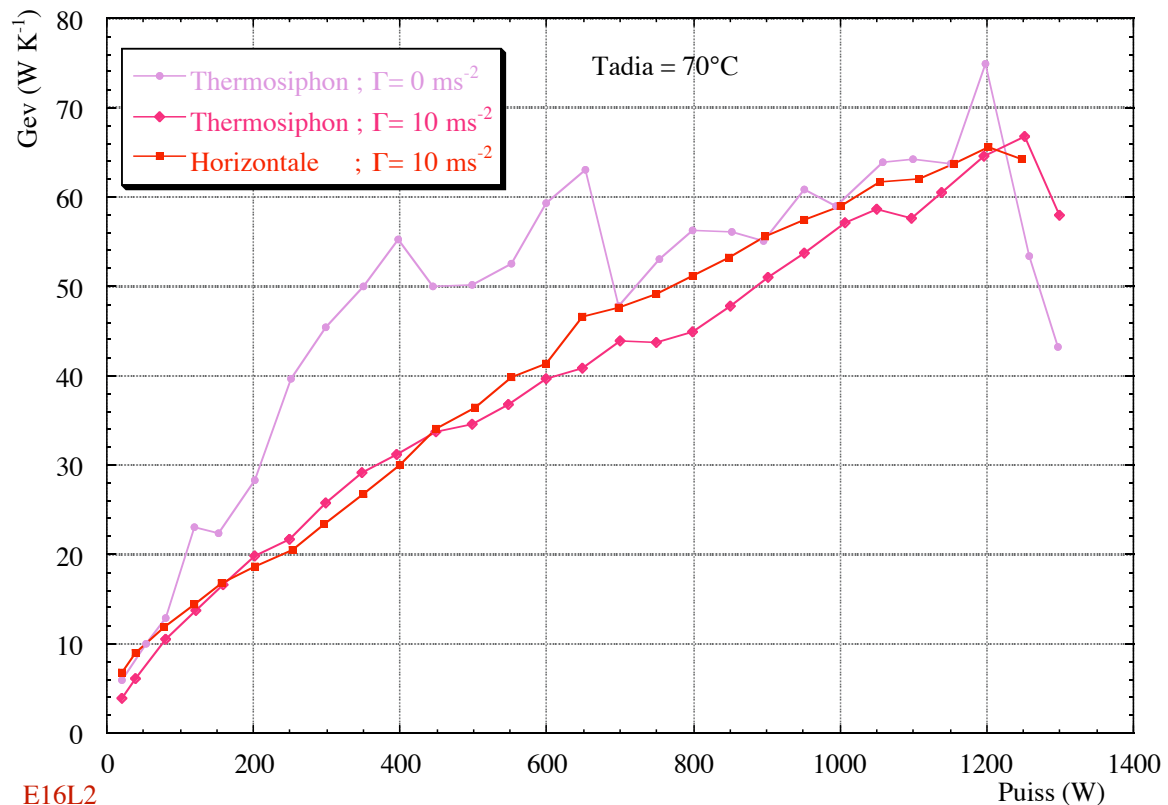


Figure VI-9 : Comparaison de la position thermosiphon et de la position horizontale favorable pour une accélération moyenne de 10 m s^{-2} (E16L2)

c) influence du niveau de l'accélération longitudinale

La Figure VI-10 montre l'influence de l'accélération longitudinale moyenne sur l'évolution de la conductance d'évaporation en fonction de la puissance transférée pour une température adiabatique de 70°C . On constate globalement une augmentation sensible de la conductance (+30% à +50% environ) avec un effet marqué pour le passage de 10 m s^{-2} à 30 m s^{-2} . Cependant, l'interprétation de l'évolution des conductances entre 50 m s^{-2} et 90 m s^{-2} reste délicate en raison des fluctuations des valeurs et des incertitudes liées. Les courbes pour les températures adiabatiques de 50°C et 90°C sont reprises en annexe A16. Pour 50°C on peut constater de très fortes fluctuations ayant tendance à totalement noyer l'effet de l'accélération alors que les courbes pour 90°C suivent les tendances dégagées pour 70°C .

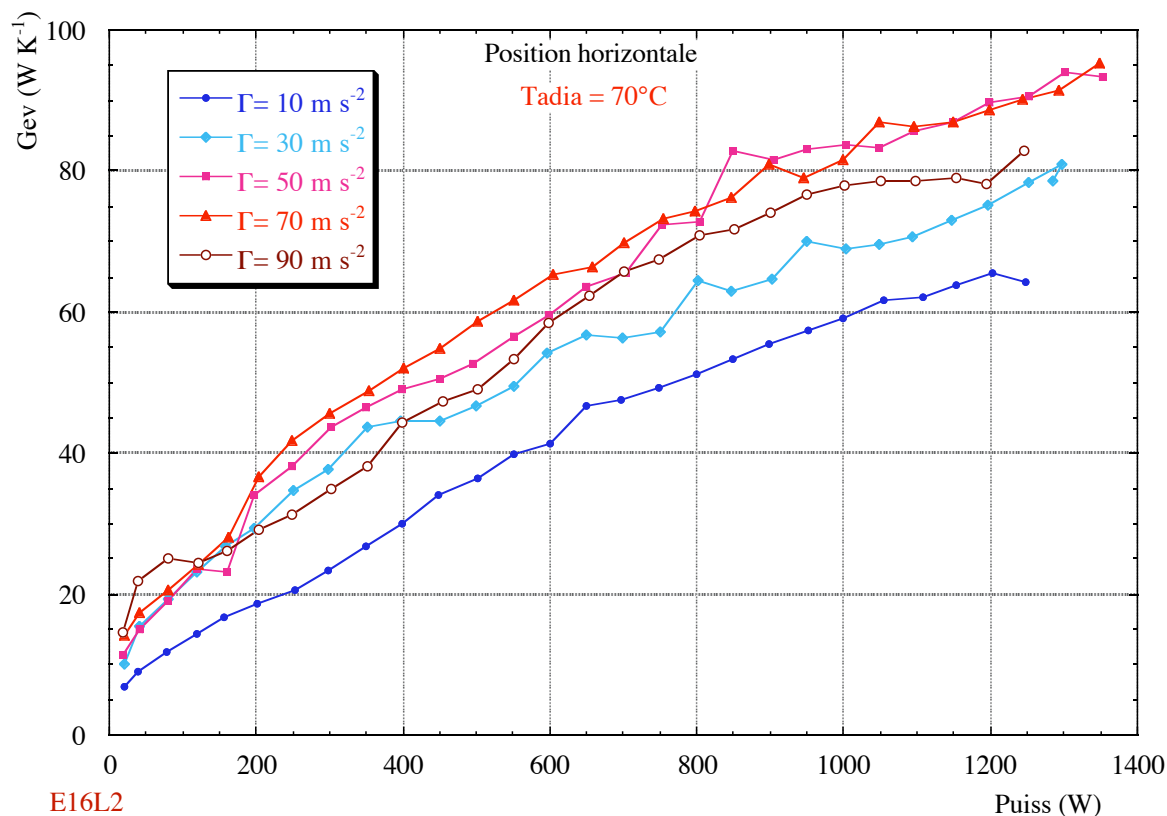


Figure VI-10 : influence de l'accélération longitudinale sur la conductance d'évaporation pour une température adiabatique de 70°C (E16L2)

L'annexe A16 reprend également les mêmes courbes mais en les groupant par niveau d'accélération longitudinale. On constate que les courbes d'évolution des conductances d'évaporation pour 50°C sont nettement inférieures aux courbes pour 70°C et 90°C. En revanche les fonctionnements à 70°C et à 90°C semblent très équivalents en terme de conductance d'évaporation excepté pour un accélération de 10 m s^{-2} où la courbe pour 90°C est légèrement supérieure à celle pour 70°C.

3.2 Dégradation progressive des performances

Les premiers résultats obtenus avec le caloduc à eau à tube lisse étant assez décevants au niveau des performances puisque les conductances semblent fortement instables dans de nombreuses situations, nous avons testé le caloduc à eau à tube rainuré de diamètre 16 mm (E16R1). Une stabilisation des conductances en raison de la canalisation des écoulements fluides au sein des rainures était attendue. Nous avons effectué deux séries de mesures en position thermosiphon, la première pour des températures adiabatiques croissantes nous a donné des résultats surprenants en terme de puissance maximale transférable, ce qui nous a conduit à réaliser une deuxième série de mesures pour une température adiabatique décroissante. Cette démarche nous a conduit à deux constatations importantes au niveau du condenseur et de l'évaporateur apportant des éléments nouveaux sur la fiabilité de nos caloducs à eau.

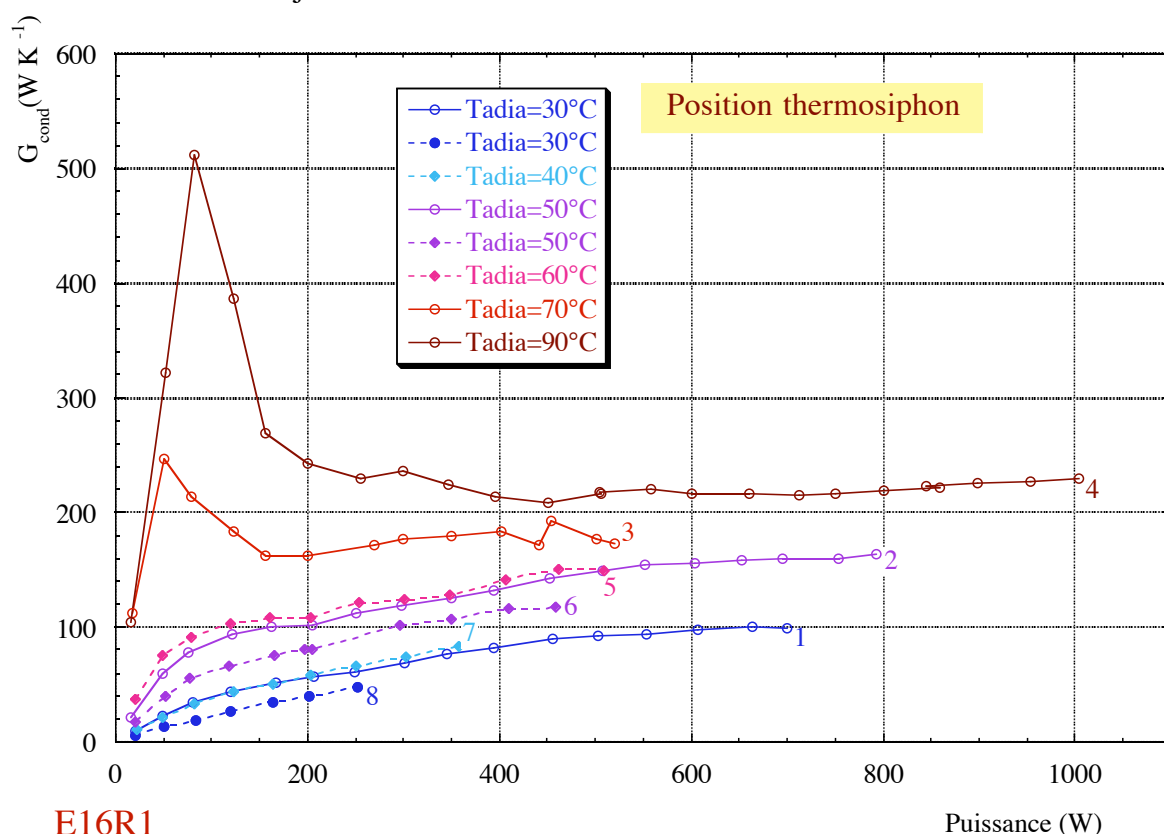
D'autre part, des tests sous fortes accélérations ont permis d'orienter les hypothèses sur l'explication de cette dégradation des performances en liaison avec les résultats du caloduc précédent.

Les courbes détaillées des mesures sont reprises dans l'annexe A17 sous forme de conductances de condensation, d'évaporation et globales pour chaque couple température adiabatique, accélération. Les incertitudes de mesures associées (§2.3) à ces conductances sont représentées sous forme d'ellipses.

3.2.1 Création progressive d'un bouchon de gaz

En premier lieu, par rapport au caloduc précédent, le fonctionnement du caloduc pour une température adiabatique de 30°C s'est avéré satisfaisant dans un premier temps ce qui montre que si l'existence d'un bouchon de gaz est possible, la masse de gaz incondensable était suffisamment faible pour ne pas initialement obstruer totalement le condenseur à 30°C.

La Figure VI-11 représente la variation de la conductance au condenseur en fonction de la puissance transférée pour différentes températures adiabatiques. Les courbes sont numérotées par ordre chronologique sachant que l'ensemble de ces courbes a été réalisée sur une durée d'environ 5 jours.



E16R1

Figure VI-11 : Evolution des conductances au condenseur pour différentes températures adiabatiques (E16R1 en position thermosiphon)

D'autre part, la première série de courbes (en trait plein N°1 à 4) a été réalisée pour une température adiabatique croissante à partir de 30°C alors que pour la seconde série les courbes (en pointillé N°5 à 8) ont été réalisées pour une température adiabatique décroissante.

Toutes les courbes ont été tracées jusqu'à la puissance maximale transférable (à $\pm 50W$ près environ) définie par la puissance limite avant une montée excessive et régulière en température d'une des sections à l'évaporateur. Cette puissance maximale est donc liée à l'évaporateur et n'est pas une caractéristique du condenseur.

Remarque : Il est très difficile de donner une définition précise du blocage expérimental d'un caloduc car il existe souvent une continuité entre un caloduc fonctionnant normalement et un caloduc totalement bloqué. Par exemple, on trouve souvent la situation d'un "blocage partiel" pour laquelle une section de l'évaporateur est vraisemblablement en partie asséchée car la température de cette section est très supérieure aux autres. Toutefois le caloduc transfère le flux injecté et même si des fluctuations importantes de température existent, en moyenne le caloduc est stable (illustration en annexe A17).

La Figure VI-11 illustre parfaitement le comportement d'une zone de condensation lors de la création progressive d'un bouchon de gaz. En effet, pour les températures de 30°C et 50°C on constate clairement une dégradation des conductances moyennes de condensation ce qui s'explique par un grossissement d'un bouchon de gaz entre les deux séries de mesures. Notons que la génération de gaz incondensable a été plus ou moins progressive mais l'effet n'apparaît pas directement sur les conductances dans la première série car l'augmentation de la masse de gaz incondensable ne se traduit pas par une augmentation de volume du bouchon de gaz en raison de l'augmentation progressive de la température de saturation et donc de la pression. En revanche dans la deuxième série de mesures lorsque l'on diminue la température adiabatique, l'augmentation du bouchon de gaz est perceptible au travers de la diminution de la conductance globale.

De plus, un examen du gradient de température le long du condenseur confirme cette hypothèse, puisque la température de la section 12 (extrémité du condenseur) est très nettement plus faible que celle des 2 autres sections (voir Figure VI-13 §3.2.2) avec une augmentation sensible et plus ou moins progressive de l'écart.

La présence de ce bouchon de gaz dont la masse est inconnue rend très difficile voir impossible l'analyse des courbes de conductance. Il semble toutefois que l'allure générale des courbes ne présente que peu de fluctuations.

3.2.2 Evolution du mouillage des parois à l'évaporateur

L'évolution des conductances à l'évaporateur est reprise sur la Figure VI-12 pour les mêmes points de mesures que précédemment. L'allure générale des courbes est très accidentée et caractérise une forte instabilité des phénomènes d'évaporation en fonction de la

température de la puissance injectée,... Néanmoins, l'observation de ces courbes conduit à de nombreuses remarques.

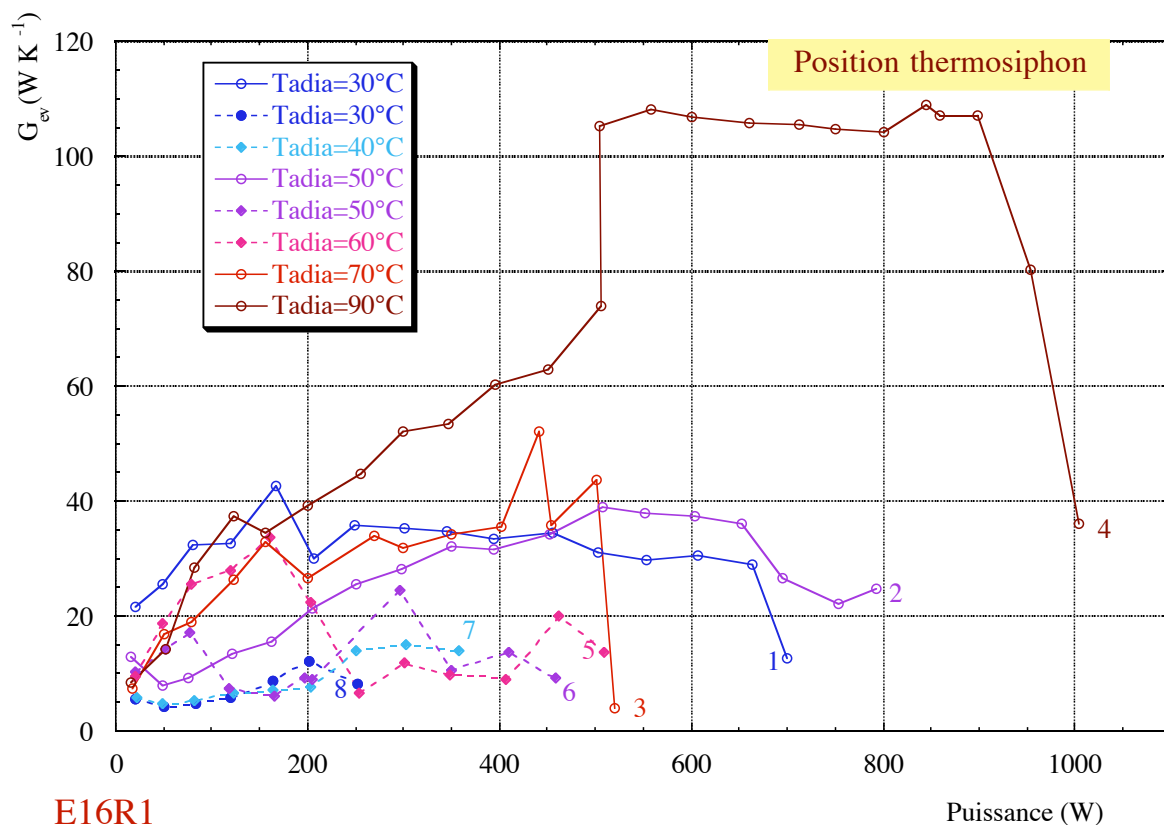


Figure VI-12 : Evolution des conductances à l'évaporateur pour différentes températures adiabatiques (E16R1 en position thermosiphon)

Tout d'abord, il apparaît deux familles de courbes qui sont la série 1 et la série 2 avec une exception pour la température adiabatique de 90°C. Les valeurs des conductances de la série 2 sont environ deux à trois fois plus faibles que pour la série 1, quel que soit la température adiabatique. En revanche la courbe pour une température adiabatique de 90°C donne des valeurs très nettement supérieures de la conductance à l'évaporateur. Il faut noter que cette courbe a été réalisée sur deux jours avec un arrêt pour une puissance de 500 W. Les conditions de fonctionnement n'ont pas été reproductibles et une forte élévation de la conductance pour la deuxième partie apparaît ($P > 500$ W environ). Notons que d'autres courbes ont été réalisées sur deux journées d'essais en présentant une bonne reproductibilité de l'ordre de l'incertitude de mesure.

En terme de puissance maximale transférable, il existe une grosse anomalie pour la température de 70°C car excepté ce point, dans les deux séries de mesures, la puissance maximale transférable est liée à la température de façon monotone, ce qui reste un phénomène inexpliqué très surprenant mais montre bien l'instabilité de l'échange au niveau de l'évaporateur. Rappelons ici que le remplissage des caloducs est basé sur un calcul d'échange

en film de Nusselt au condenseur et à l'évaporateur et qu'il n'existe donc quasiment pas de zone noyée à l'évaporateur.

La très faible sensibilité à la température des coefficients d'échange à l'évaporateur (au sein de chaque famille de courbe) peut amener à penser que les difficultés de mouillage des parois sont liées à des phénomènes physiques pas totalement liés aux propriétés thermophysiques macroscopiques qui elles même varient fortement sur cette plage de température pour l'eau (voir Annexe A11). Ceci rejoint l'étude faite au chapitre IV sur l'importance des forces à courte portée de type Van Der Waals sur les phénomènes d'évaporation d'un liquide à la surface d'une paroi solide. D'autre part, le comportement pour une température de 90°C laisse supposer l'existence de température de transition dans les phénomènes de mouillabilité. Toutefois, la complexité extrême de ces phénomènes et l'inadaptation de notre montage à l'étude des phénomènes évoqués ne permettent pas de conclure sur ces mesures ni d'envisager une étude plus complète au sein de ce mémoire.

Notons pour finir que la présence des rainures ne stabilise pas le comportement du caloduc puisque les températures fluctuent fortement comme l'illustre la Figure VI-13.

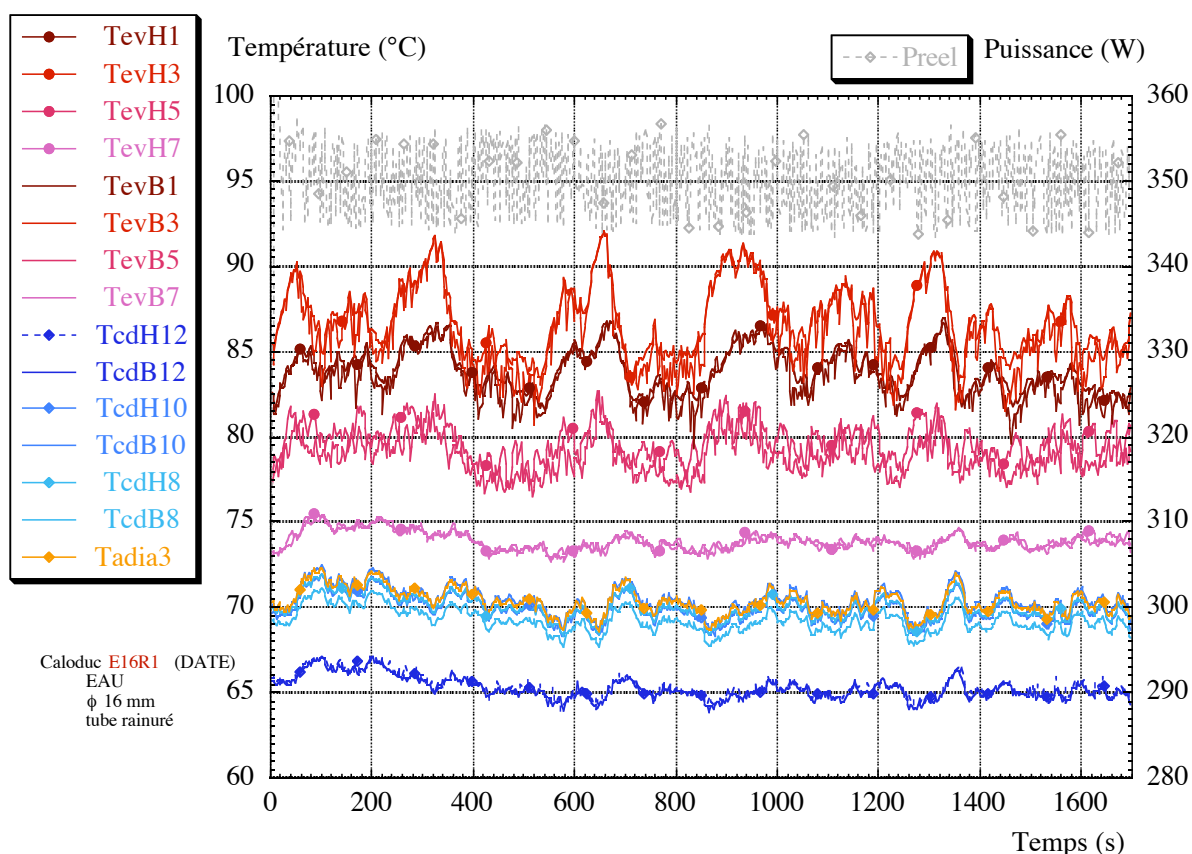


Figure VI-13 : exemple d'oscillations des températures du caloduc E16R1 en position thermosiphon pour une température adiabatique de 70°C

Pour finir, notons que les mesures réalisées en position horizontale pour des accélérations de 30, 60 et 90 m s⁻² à des températures adiabatiques de 40°C ou 70°C (voir Annexe A17) montrent que l'influence de l'accélération sur la conductance au condenseur

reste faible puisque toutes les courbes sont comprises dans un domaine d'incertitude commun. A l'opposé, l'évolution de la conductance à l'évaporateur est beaucoup plus marquée sans qu'il soit pour autant possible d'avancer une interprétation cohérente du positionnement relatif des différentes courbes.

3.2.3 Discussion

Au court du test de ce deuxième caloduc à eau (E16R1), nous avons mis en évidence une dégradation progressive des performances de ce caloduc caractérisée par le grossissement d'un bouchon de gaz au condenseur et la détérioration de la mouillabilité des parois internes en cuivre par l'eau liquide. Ces deux phénomènes sont probablement liés à une réaction chimique entre l'eau et le cuivre surchauffé lors des phases de blocage puis de réamorçage local ou total dans la zone d'évaporation. Cette réaction conduit alors à la production d'un gaz incondensable et d'un oxyde perturbant fortement la bonne mouillabilité de l'eau pure sur une paroi de cuivre non oxydée.

L'observation de l'évolution des performances de ce caloduc permet d'expliquer les très mauvaises performances obtenues pour le caloduc précédent (E16L2). En effet ce dernier ayant servi à mettre au point le montage expérimental, de nombreux essais non stockés ont été réalisés. On peut donc penser que la détérioration progressive constatée sur le caloduc E16R1 est passée inaperçue pour le caloduc E16L2.

Le fonctionnement très instable constaté dès les premiers essais dans les tests du caloduc E16L2 montre donc que l'état de surface de la paroi interne du caloduc dans la zone évaporateur est fortement détérioré sur le plan chimique.

L'utilisation de caloduc EAU-CUIVRE à des températures élevées (approximativement plus de 80 à 100 °C) nécessite l'application d'un traitement de surface sur la paroi interne de la zone d'évaporation afin de bloquer les réactions chimiques conduisant aux résultats rencontrés lors de ces essais (génération d'incondensable et dégradation de la mouillabilité). Rappelons que ce traitement de surface devra conserver une très bonne mouillabilité de l'eau sur la paroi.

3.3 Orientation de la campagne de mesures

En regard des résultats obtenus pour les caloducs à eau, nous avons pris le parti de limiter nos essais aux caloducs à méthanol afin d'obtenir des résultats cohérents et reproductibles correspondant à des caloducs opérationnels en terme de performances.

Les résultats obtenus pour les caloducs à eau sont assez surprenants si on les compare aux résultats fournis par la littérature qui recommande l'utilisation du couple EAU-CUIVRE dans la conception des caloducs ([L1] Chap.3). Toutefois, ce problème peut être lié à notre procédure de test. En effet, pour assurer un bon contact thermique entre les éléments de chauffe et le caloduc, nous avons été amené à réaliser des soudures à l'étain. Or ces soudures

nécessitent de porter la paroi du caloduc à environ 300°C et bien que nous ayons alors laissé le bloc évaporateur refroidir sans amorcer le caloduc, le niveau de température atteint favorise probablement d'éventuelles réactions chimiques entre la paroi interne et la phase vapeur. Toutefois, la plage théorique de fonctionnement des caloducs à eau ($T_{\text{critique}}=374,15^{\circ}\text{C}$) ne laissait pas prévoir ce type de problèmes d'autant plus que des essais de caloduc eau cuivre à température adiabatique élevée (jusqu'à 210°C) ont été rapportées par Faghri ([L2] Appendix B). Des études plus détaillées sortant du cadre de cette étude devront être menées pour identifier les conditions d'utilisation du couple cuivre eau avant toutes utilisations industrielles.

Pour des questions de temps, une seule mesure a été effectuée pour chaque point de mesure. Nous avons en effet délibérément choisi de multiplier les points de mesures au lieu de refaire plusieurs fois le même point de mesure.

Cette approche permet de détecter plus précisément les zones de non linéarité pouvant apparaître du fait de la complexité des phénomènes d'évaporation et du grand nombre de paramètres thermophysiques et environnementaux influant directement sur les phénomènes de changement de phase. Ces phénomènes de non linéarité apparaissent importants si l'on se réfère aux résultats extrêmes obtenus lors des essais des caloducs à eau. Nous avons toutefois réalisé de temps à autre deux mesures du même point de fonctionnement (avec un écart minimum de 12 h), en vérifiant que les résultats obtenus soient compris dans l'intervalle de l'incertitude de mesure.

VI.4 Position thermosiphon

Dans cette première partie, nous allons étudier les performances des caloducs en position thermosiphon afin de comparer nos résultats avec ceux de la littérature et permettre ainsi de situer les performances de nos caloducs. Le but est ici double puisque dans un premier temps nous pourrions comparer les résultats expérimentaux obtenus avec les corrélations définies dans les chapitres précédents et dans un deuxième temps, nous pourrions vérifier le bon fonctionnement des caloducs à méthanol, ce qui paraît indispensable au regard des nombreux problèmes rencontrés avec les caloducs à eau.

En fonction de contraintes liées aux temps d'obtention de chaque point de mesure, notre campagne de mesure expérimentale est limitée à trois caloducs à tubes lisse ou rainuré de diamètre externe 16 ou 12 mm : M16L1, M12R1, M12L1 (voir annexe A13 pour les caractéristiques de chaque caloduc). L'ensemble des expériences représente 1532 points de mesures répartis en 525 points pour le caloduc M12L1, 485 points pour le caloduc M12R1 et 522 points pour le caloduc M16L1 (ces chiffres comprennent les essais sous accélération favorable que nous analyserons dans le paragraphe suivant). Il n'est pas question de détailler ici les différentes courbes obtenues pour chaque caloduc en y incluant les incertitudes de mesure comme par exemple sur la Figure VI-14.

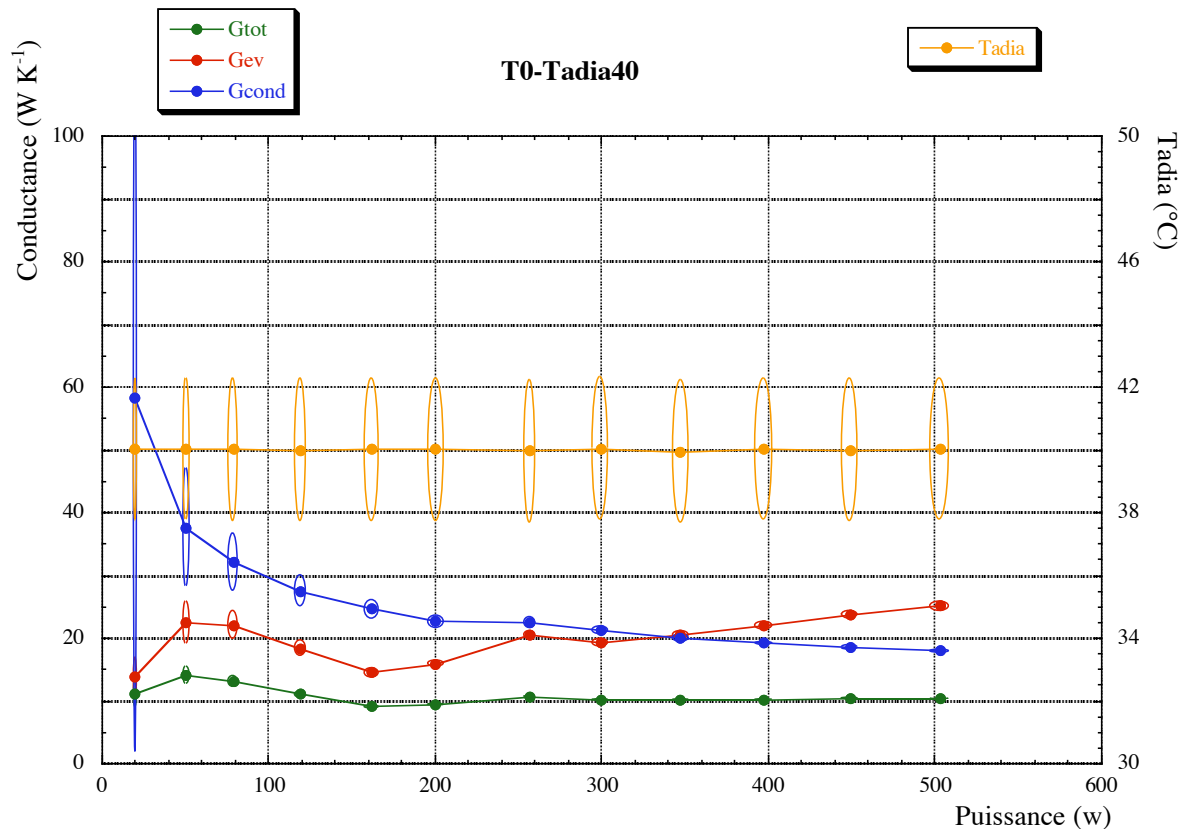


Figure VI-14 : exemple de courbe de fonctionnement (Caloduc M16L1 en position thermosiphon)

En revanche l'ensemble des courbes est repris dans les annexes A18 à A19 et l'on pourra s'y référer en fonction d'interprétations nécessitant la connaissance des incertitudes de mesure. Les courbes seront regroupées par famille afin de mettre en évidence l'influence de chaque paramètre.

Nous analyserons séparément les résultats des conductances moyennes au condenseur et à l'évaporateur en détaillant l'influence des différents paramètres dans chaque cas (température de fonctionnement, présence de rainures, diamètre interne et accélération transversale).

La combinaison de ces deux conductances en série conduit aux courbes de conductances globales du caloduc dont nous commenterons les évolutions en s'appuyant sur les résultats précédents. Puis, nous évoquerons les multiples cas de fonctionnement instables que nous avons rencontrés notamment à "basse température". Ces instabilités sont probablement induites par l'effet geysier décrit au chapitre III §6.2.2.

4.1 Conductances moyennes au condenseur

Chaque point de fonctionnement est déterminé à partir d'un état stationnaire (ou pseudo périodique) en se basant sur l'équation (VI-3) (rappelons que les incertitudes de mesures sont calculées à partir de l'équation (VI-7)).

Dans un premier temps, nous confronterons les résultats obtenus pour les caloducs à tubes lisses à ceux fournis par la littérature et décrits au chapitre IV.

Puis nous analyserons les résultats en considérant l'influence croisée de la température de fonctionnement et de la puissance injectée.

Nous étudierons enfin les évolutions de la conductance de condensation engendrées par des variations de la géométrie du caloduc ou par la présence d'une accélération transversale.

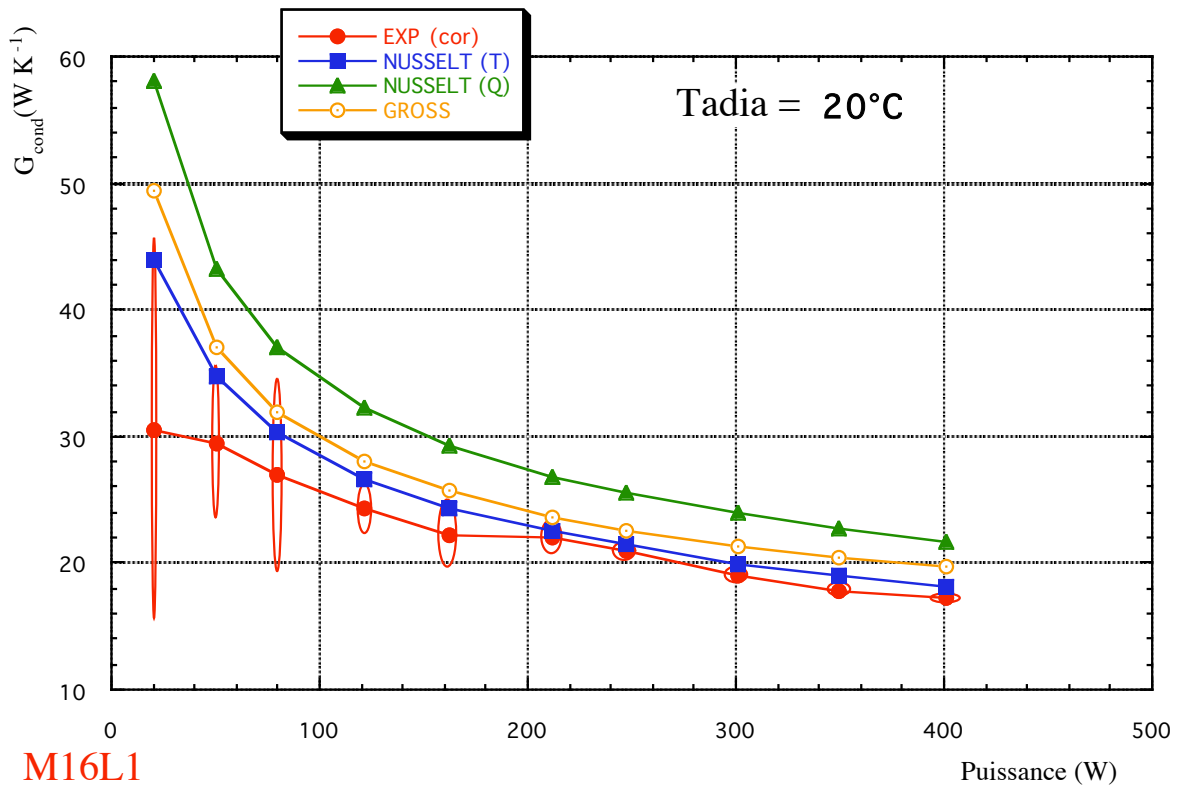
4.1.1 Comparaison des résultats aux différents modèles

Dans cette première analyse nous allons comparer les résultats obtenus pour les deux caloducs à tube lisse (M16L1 et M12L1) avec les modèles théoriques et la corrélation retenus au chapitre IV. En effet, il n'existe pas, à notre connaissance, de corrélations éprouvées pouvant fournir des valeurs de conductances de condensation pour des tubes rainurés.

Nous avons comparé les mesures obtenues avec les résultats théoriques de la condensation en film de Nusselt dans des conditions de température imposée d'une part (Chap IV §4.2.1) et en condition de flux imposé d'autre part (voir annexe A21). Les résultats fournis par la corrélation de Gross sont également repris pour chaque point de mesure. L'ensemble des résultats pour ces deux caloducs est regroupé dans l'annexe A21.

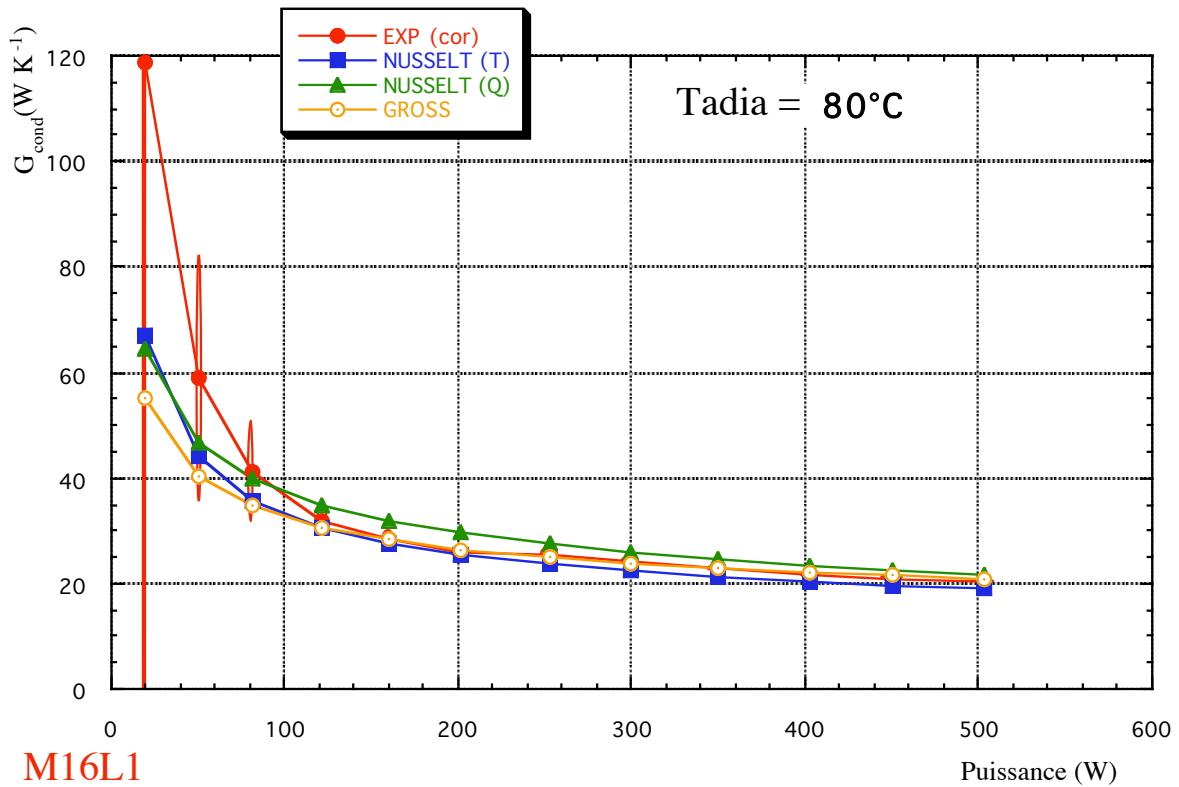
En premier lieu, il convient de faire quelques remarques sur l'incertitude de mesure associée aux valeurs élevées des conductances obtenues pour de faibles puissances. L'incertitude minimale sur l'écart de température étant de 0,2 K environ, les incertitudes de mesure de la conductance pour une puissance transférée de 20W sont de l'ordre de 20% à 120% et de 10% à 50% pour une puissance transférée de 50W. Il convient donc de ne pas attacher trop d'importance à l'allure des courbe pour ces deux puissances.

La Figure VI-15 et la Figure VI-16 illustrent les résultats très similaires obtenus pour les deux caloducs. Nous analyserons dans un premier temps les courbes expérimentales en fonction des courbes théoriques fournies par la condensation en film de Nusselt, puis nous évoquerons les résultats fournis par la corrélation de Gross.



M16L1

Figure VI-15 : Comparaison des conductances de condensation avec les modèles théoriques et la corrélation de Gross (M16L1-Tadia=20°C)



M16L1

Figure VI-16 : Comparaison des conductances de condensation avec les modèles théoriques et la corrélation de Gross (M16L1-Tadia=80°C)

4.1.1.1 Correction des conductances mesurées

Afin de comparer exclusivement la conductance de condensation expérimentale aux modèles théoriques, nous avons corrigé la conductance expérimentale en tenant compte de la conduction dans la paroi de cuivre par une approche monodimensionnelle simple. Nous avons ainsi vérifié que la conduction dans le solide reste négligeable puisque la diminution des conductances reste largement inférieure à 1% dans tous les cas.

4.1.1.2 Comparaison à la condensation en film de Nusselt

De manière générale, la correspondance entre les résultats expérimentaux et les courbes théoriques est bonne (inférieure à 20% environ). Il apparaît ainsi que le mode de condensation est effectivement proche de la condensation en film de Nusselt.

Notons par ailleurs que les résultats obtenus pour une condensation à flux imposé, sont supérieurs à ceux obtenus à température imposée d'environ 15 à 20%. Ce résultat est tout à fait conforme à ceux obtenus dans des systèmes d'échange convectif laminaire monophasique. Il provient d'un développement différent des couches limites (épaisseur du film de condensât dans notre cas) en condition de flux imposé et en condition de température imposée.

Pour une température adiabatique basse (0°C, 20°C et 40°C), les conductances expérimentales sont plus faibles que les valeurs théoriques alors que pour une température adiabatique élevée (60°C, 80°C et 100°C), les conductances expérimentales sont situées entre les deux modèles. Notons de plus que l'évolution de ce phénomène semble monotone, en d'autres termes, plus la température adiabatique est élevée plus les résultats expérimentaux sont proches des conductances théoriques à flux imposé (si l'on ne tient pas compte des résultats à 20 W et à 50 W).

Il apparaît dans tous les cas que la conductance est inférieure à la conductance en flux imposé. Ce phénomène s'explique simplement par les conditions expérimentales. En effet, en raison des fortes contraintes du montage, le fluide de refroidissement n'est pas forcément à température constante (notamment pour de fortes puissances) et un échauffement de l'ordre de plusieurs dixièmes à quelques degrés est possible. Ainsi, en considérant une température constante égale à la température moyenne expérimentale, les conditions de l'expérience se rapprochent des conditions de flux imposé par valeurs inférieures.

Néanmoins les valeurs expérimentales obtenues pour les basses températures sont inférieures aux valeurs théoriques en condition de température imposée sans que les incertitudes de mesures puissent expliquer ces écarts. Nous pensons que les effets de bord en bout de condenseur décrits au chapitre IV § 4.2.1.2 (voir Figure IV-30) peuvent expliquer l'évolution des résultats en fonction de la température de fonctionnement et de la puissance injectée. En effet, l'évolution des propriétés thermophysiques du méthanol sur la plage de température considérée implique une évolution importante de ces effets de bord.

Afin de donner un ordre de grandeur de l'épaisseur initiale du film liquide, nous supposons que ce film conduit à une résistance thermique supplémentaire de conduction. Si l'on considère le cas de la Figure VI-15 (caloduc M16L1, $T_{\text{adia}}=20^{\circ}\text{C}$, position thermosiphon), pour passer des valeurs théoriques, calculées comme la moyenne des cas à température imposée et à flux imposé, aux valeurs expérimentales il convient de considérer un film d'épaisseur variant entre 10 et 20 μm environ. Cette épaisseur de film est compatible avec l'ordre de grandeur des épaisseurs moyennes de film calculé à partir de modèles de condensation en film de Nusselt qui sont environ 10 fois plus importantes.

La modélisation complète du comportement du film liquide en bout de condenseur est complexe puisque il s'agit d'un écoulement 2D (symétrie de révolution au maximum) à surface libre intégrant les phénomènes de tension capillaire et de changement de phase, ...

Cette approche consiste à considérer l'influence des conditions initiales sur l'évolution de l'épaisseur du film liquide. En d'autres termes, le comportement de l'interface n'est pas simplement régi exclusivement par l'augmentation longitudinale du débit mais aussi par les forces capillaires dues à la courbure de l'interface. De plus, en considérant une condensation en bout de condenseur comme condition initiale, la modélisation de l'écoulement du fluide devient très complexe et nécessite une approche numérique assez lourde.

Cette approche sort du cadre de cette étude et nécessite un développement ultérieur complet comportant une approche expérimentale permettant de mesurer les épaisseurs de film afin de valider les résultats numériques avec certitude.

Néanmoins si l'on considère l'évolution de la tension superficielle et de la viscosité dynamique de la phase liquide sur la plage de température correspondant à nos expériences ($[0^{\circ}\text{C}, 100^{\circ}\text{C}]$), il apparaît que la diminution importante de ces deux grandeurs (-30% pour la tension superficielle et -75% pour la viscosité dynamique) contribue à la diminution de l'épaisseur initiale du film liquide en favorisant l'écoulement du fluide condensé en bout de condenseur (voir figure IV-30).

4.1.1.3 Comparaison à la corrélation de Gross

Sur l'ensemble des résultats obtenus (voir annexe A21) il apparaît que la corrélation établie par Gross (Chap IV §4.2.2) fournit une valeur intermédiaire de la conductance de condensation entre le modèle de condensation en film de Nusselt à flux imposé et le modèle de condensation en film de Nusselt à température imposée. Ceci conforte notre confiance dans la corrélation de Gross qui permet, dans nos cas de figure, d'avoir d'un point de vue global une meilleure approximation de la conductance de condensation.

Pour nos mesures, on constate cependant que ce modèle reste insuffisant lorsque la température adiabatique est basse puisqu'il ne prend pas en compte les problèmes de conditions initiales de développement du film de condensation que nous avons évoqué dans le paragraphe précédent.

4.1.2 Influence croisée de la puissance et de la température de fonctionnement

La Figure VI-17 et la Figure VI-18 résument l'ensemble des points de fonctionnement obtenus respectivement pour le caloduc M16L1 et pour le caloduc M12L1 en position thermosiphon. Les incertitudes de mesures associées ne sont pas reprises sur ces graphiques pour des raisons de lisibilité, néanmoins, on se reportera à l'annexe A18 qui reprend l'ensemble des résultats expérimentaux et les incertitudes de mesures associées définies au §2.3.

Nous remarquons une allure très similaire des résultats pour les deux caloducs ce qui conforte notre confiance dans les essais réalisés et dans la reproductibilité des points de mesures.

Si l'on ne tient pas compte en première approche des points de mesures pour une puissance transférée de 20 W et 50 W, nous obtenons une décroissance des conductances en fonction de la puissance conformément aux prédictions des différents modèles quelle que soit la température adiabatique.

Sur la plage de température considérée ([0°C, 100°C]) on constate une augmentation monotone de la conductance de condensation avec la température. Cet effet peut être attribué en grande partie à la diminution d'un rapport 4 environ de la viscosité dynamique du liquide. Le film liquide s'écoulant par gravité, pour une même puissance, plus la température du liquide est élevée, plus le film de condensation est mince et donc plus la conductance est élevée.

L'influence de la température reste néanmoins relativement modérée en regard de l'évolution de la viscosité puisque la conductance est fonction de la viscosité à la puissance $-1/3$ (flux imposé) ou $-1/4$ (température imposée).

L'évolution de la conductance de condensation en position thermosiphon en fonction de la température pour différentes puissances transférées est représentée sur la Figure VI-19 pour le cas du caloduc M16L1. En raison de la valeur des incertitudes de mesure, cette courbe est tracée à partir des données brutes sans recalage de la puissance transférée. En effet les corrections à apporter se situant dans l'intervalle des incertitudes de mesure, il n'est pas souhaitable, dans ces cas de figure, de corriger par interpolation les valeurs de la conductance en fonction de la puissance

L'augmentation de la conductance de condensation avec la température adiabatique apparaît clairement avec un effet d'autant plus marqué que la puissance transférée est faible. Ceci s'explique par deux éléments principaux. D'une part, plus le film est mince et plus les effets de frottements visqueux à la paroi ont une influence relative importante sur l'écoulement du film et d'autre part, suite aux remarques faites au §4.1.1.2, l'importance de l'effet de bord en bout de condenseur est d'autant plus marquante que le film est mince.

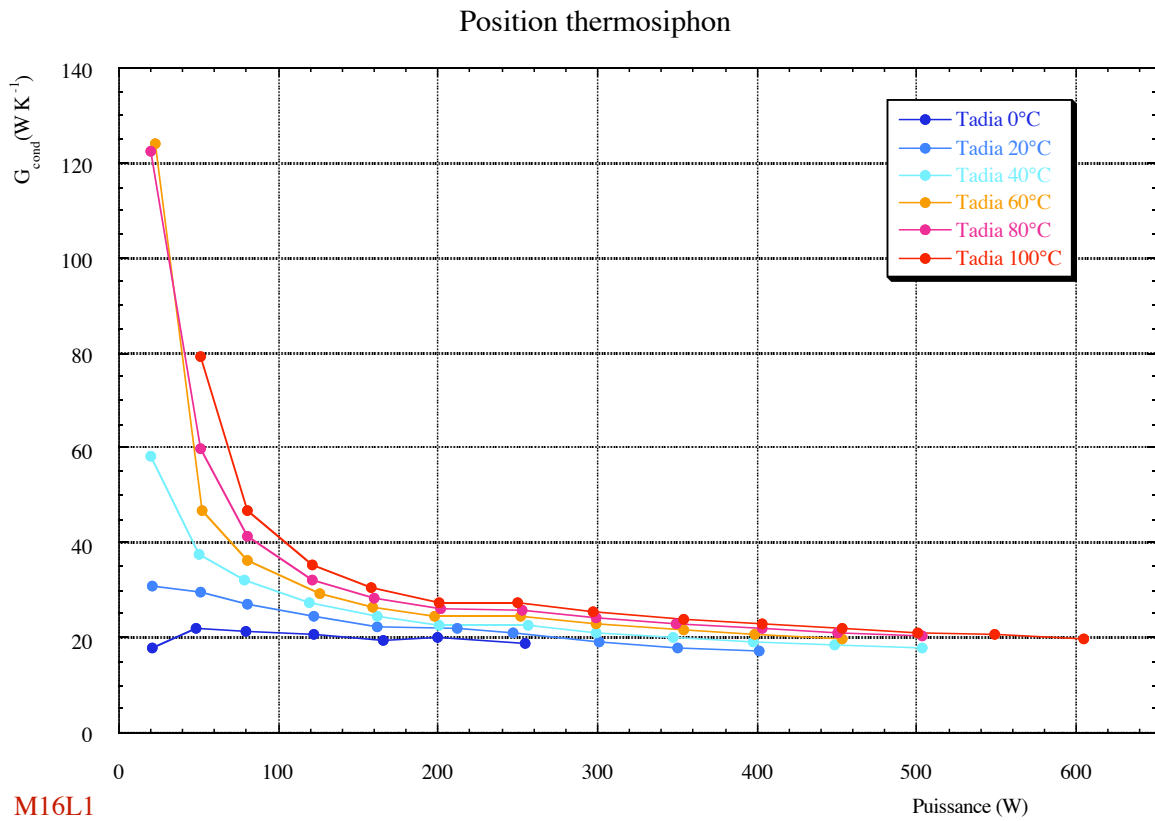


Figure VI-17 : évolution des conductances au condenseur en position thermosiphon en fonction de la puissance transférée pour différentes températures (M16L1)

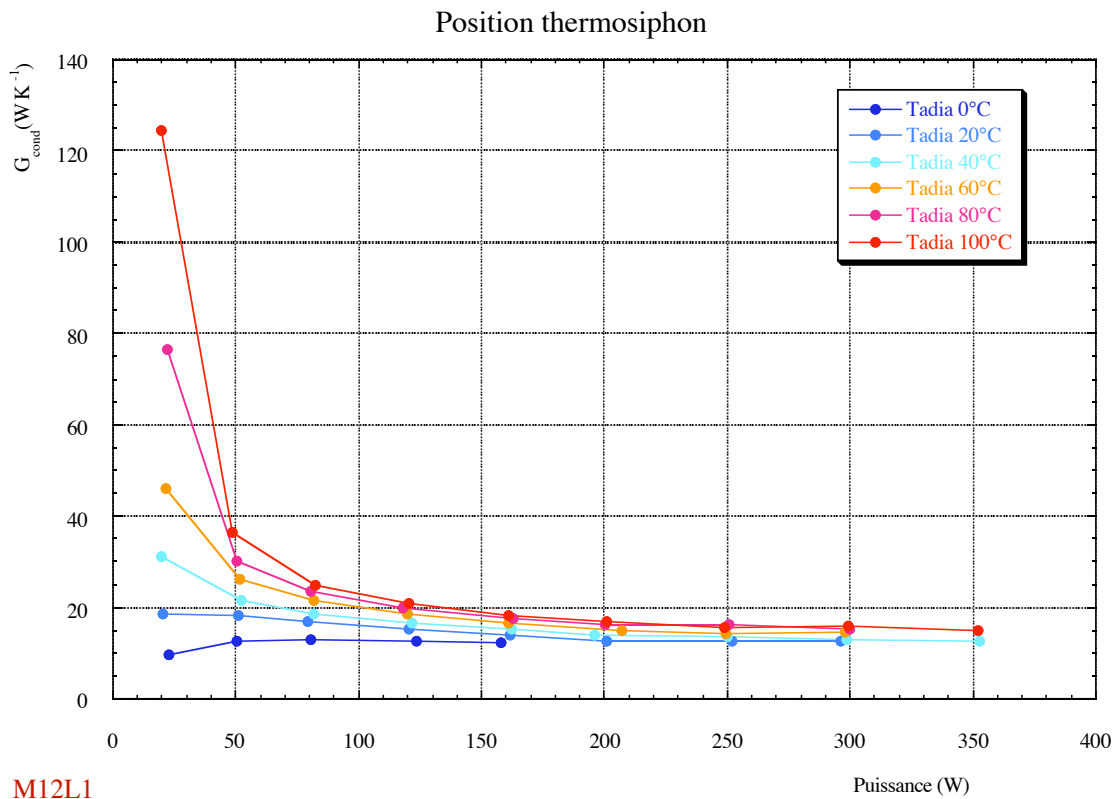


Figure VI-18 : évolution des conductances au condenseur en position thermosiphon en fonction de la puissance transférée pour différentes températures (M12L1)

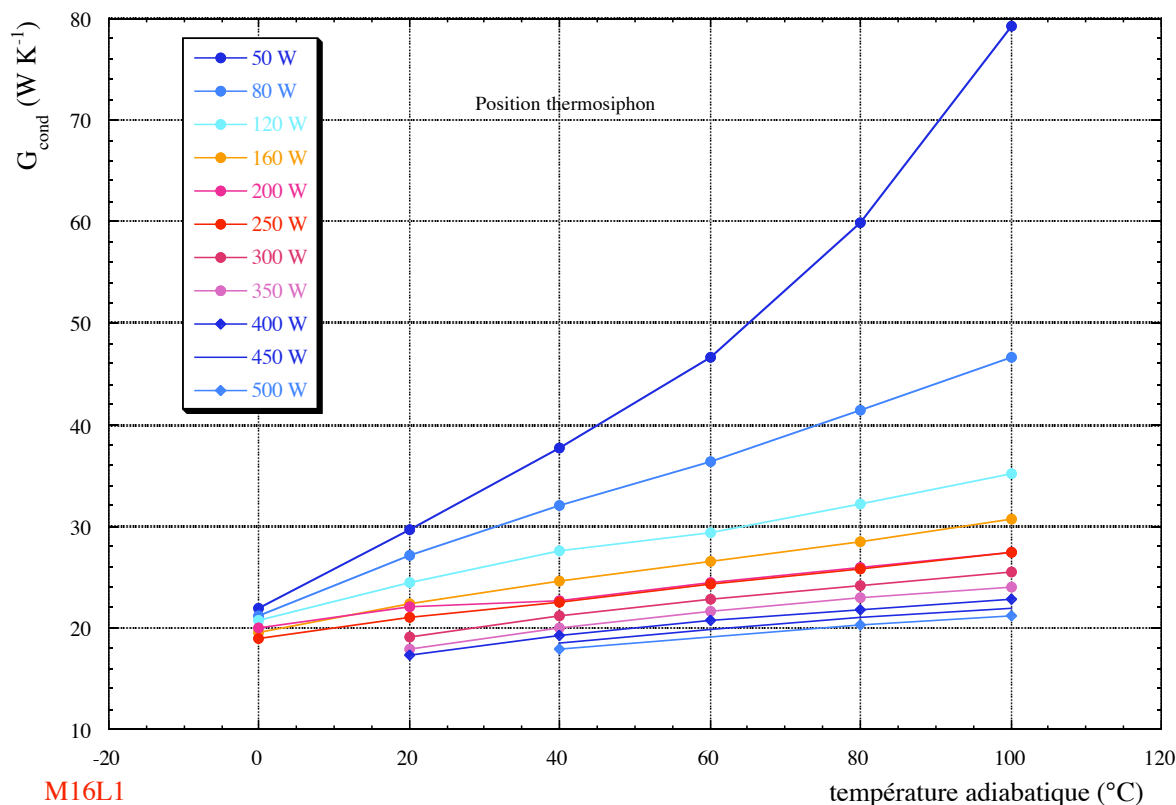


Figure VI-19 : évolution des conductances au condenseur en position thermosiphon en fonction de la température pour différentes puissances transférées (M16L1)

4.1.3 Influence du diamètre interne

Afin de comparer les résultats obtenus pour le caloduc M16L1 avec ceux du caloduc M12L1, nous avons tracé les courbes donnant le coefficient d'échange moyen au condenseur en fonction de la densité de puissance transférée. Les courbes sont regroupées sur la Figure VI-20 pour les températures adiabatiques de 0, 20 et 40°C et la Figure VI-21 pour les températures adiabatiques de 60, 80 et 100°C.

En première approximation, on constate que l'influence du diamètre interne est faible de manière générale et en accord avec la théorie de la condensation en film de Nusselt qui est indépendante du diamètre du caloduc tant que celui-ci reste très supérieur à l'épaisseur du film.

Néanmoins, il apparaît que les résultats obtenus pour le diamètre interne de 14 mm (M16L1) sont toujours supérieurs à ceux obtenus pour le diamètre interne de 10 mm (M12L1). D'autre part, l'analyse de ces deux courbes montre une meilleure superposition des courbes des deux caloducs avec l'augmentation de la température adiabatique. Cette évolution tend à confirmer l'analyse faite dans les paragraphes précédents et concernant l'influence des conditions en bout de condenseur. En effet, on peut s'attendre à ce que plus le diamètre est faible et plus les effets de bord dus à la tension superficielle ont un impact important.

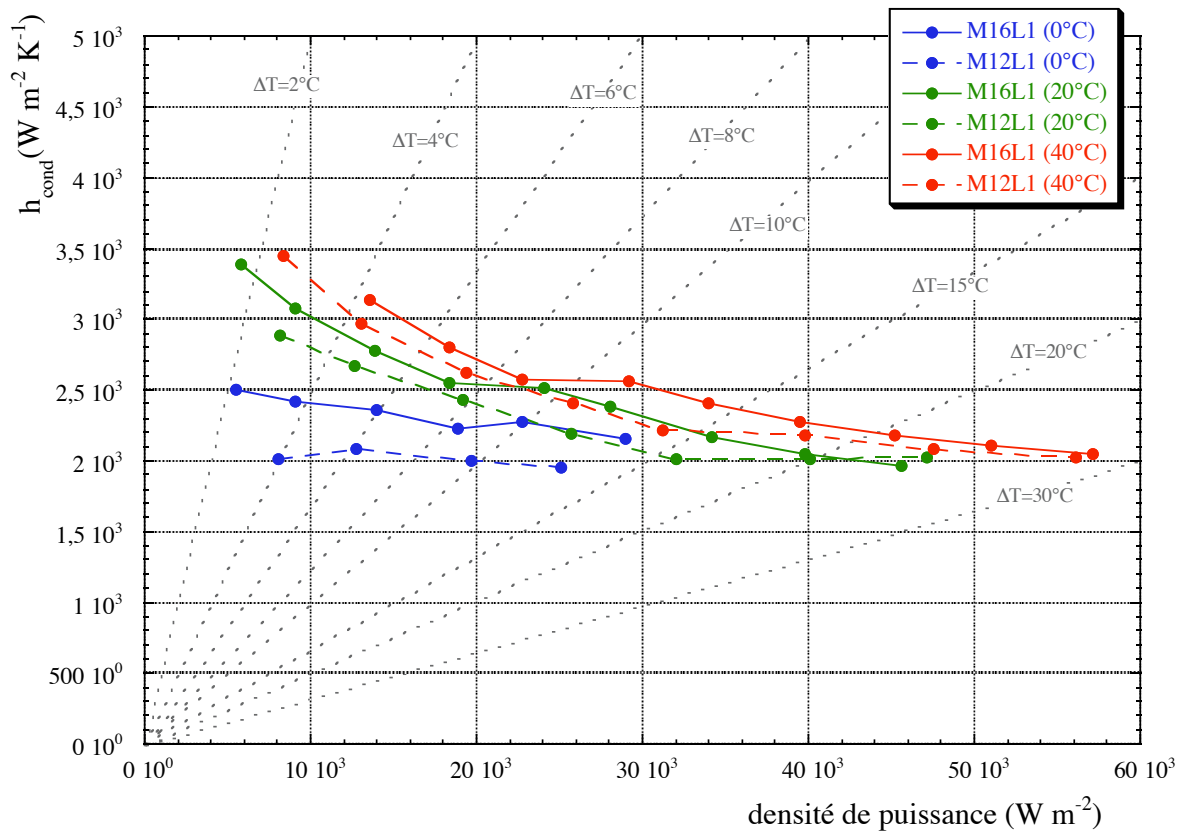


Figure VI-20 : influence du diamètre interne sur la conductance de condensation ($T_{adia}=0, 20, 40^\circ C$)

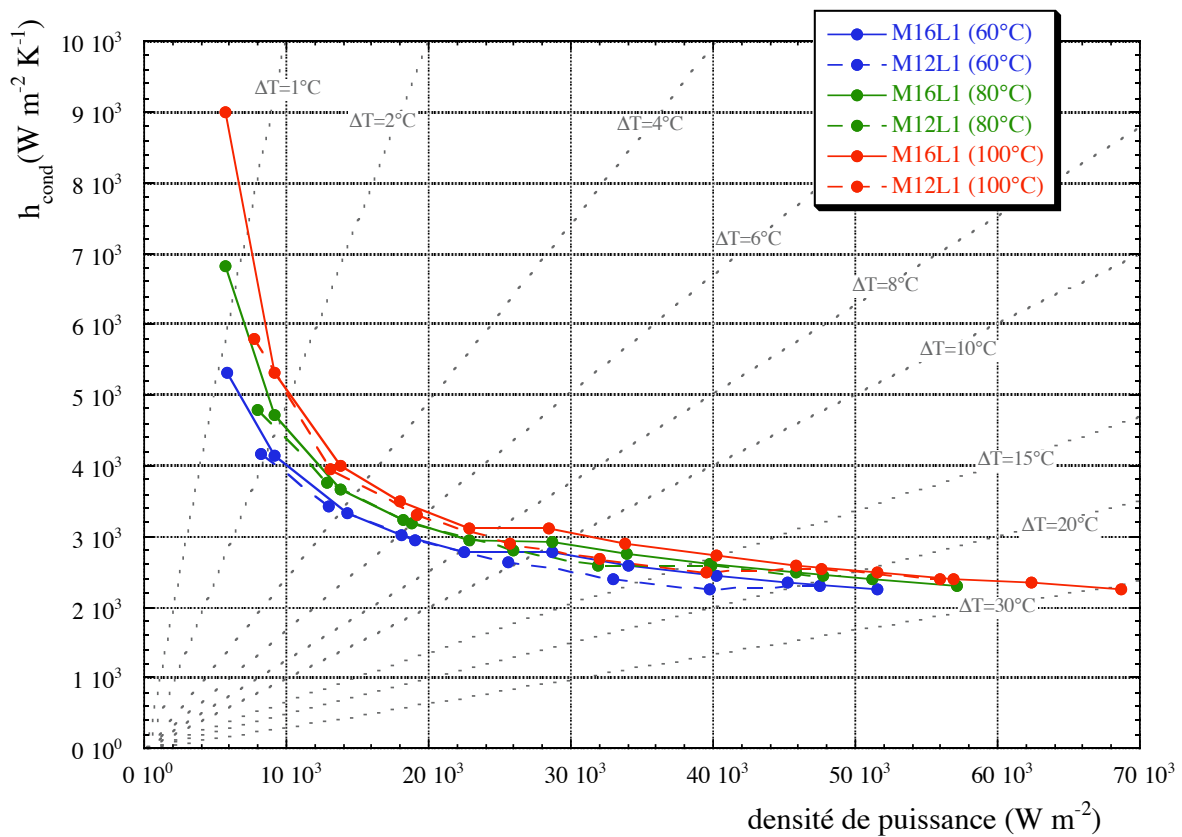


Figure VI-21 : influence du diamètre interne sur la conductance de condensation ($T_{adia}=60, 80, 100^\circ C$)

4.1.4 Influence des rainures

Nous abordons ici les résultats obtenus pour le caloduc M12R1. La différence essentielle avec les deux caloducs précédents étant la présence de rainures longitudinales ayant une profondeur de 0,4 mm et une largeur moyenne de 0,46 mm.

La Figure VI-22 reprend l'ensemble des résultats obtenus pour la conductance de condensation du caloduc M12R1 en mode thermosiphon. Tout d'abord, l'évolution des courbes semble paradoxale en regard de la théorie de la condensation en film de Nusselt. En effet, la conductance augmente avec la température (sauf pour le cas de Tadia = 100°C).

Ces résultats peuvent s'expliquer si l'on considère que la condensation se produit sur le haut des ailettes alors que l'écoulement longitudinal du liquide se produit principalement au sein des rainures. Néanmoins, nous allons proposer une explication physique et qualitative de l'évolution des différentes courbes.

Dans un premier temps, la comparaison des valeurs des conductances (Figure VI-23 et Figure VI-24) permet de ce rendre compte de l'existence d'un phénomène de drainage sur une partie importante de la surface. Pour des puissances transférées supérieures à 150 W, les conductances de condensation sont 4 à 8 fois plus importantes dans le cas du caloduc rainuré. Cependant, il faut noter que pour des puissances inférieures à environ 45 W, les conductances de condensation du caloduc à tube lisse ont des valeurs plus importantes, ce qui signifie que l'on a alors paradoxalement des zones de film plus épais à très faible puissance.

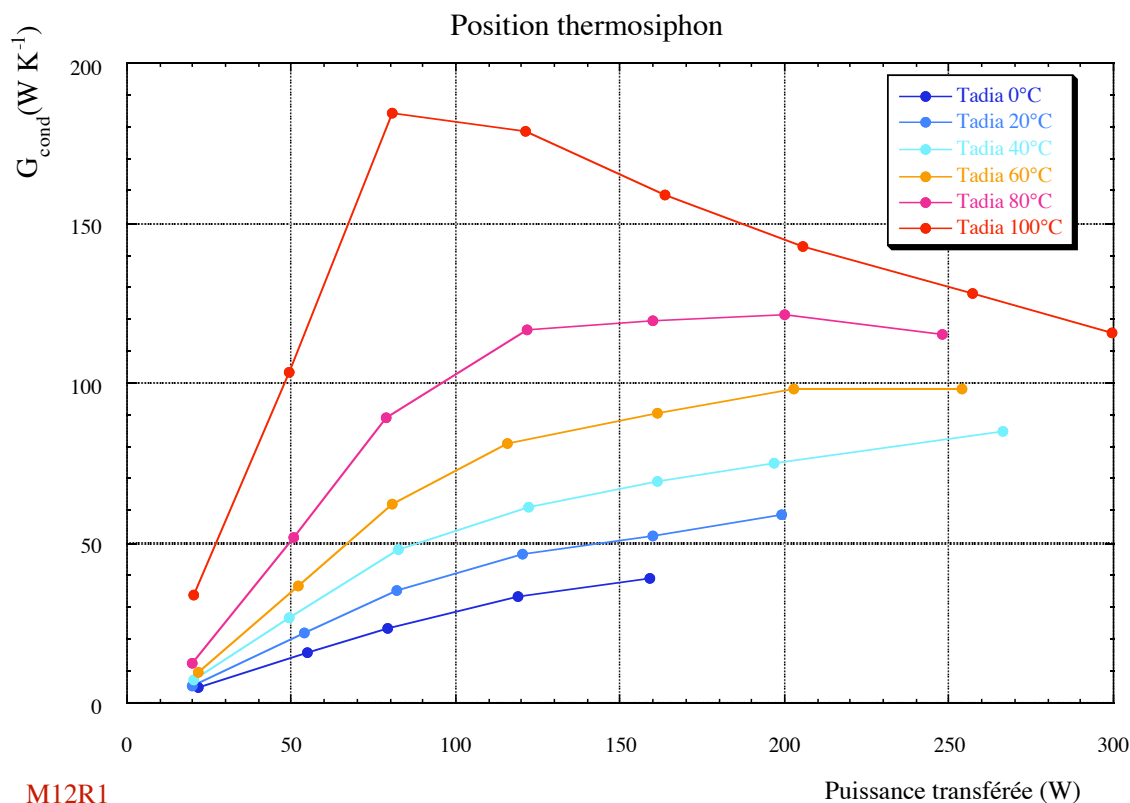


Figure VI-22 : évolution des conductances au condenseur en position thermosiphon (M12R1)

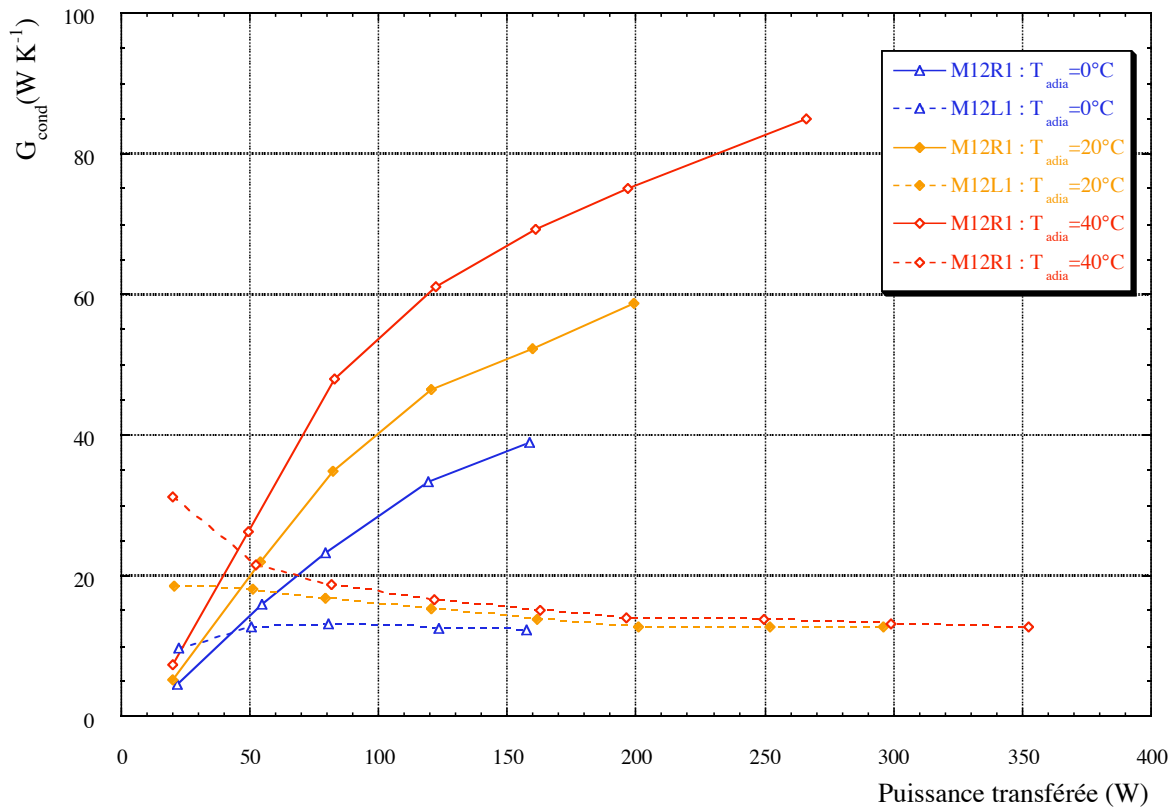


Figure VI-23 : influence des rainures sur la conductance de condensation (0, 20, 40°C)

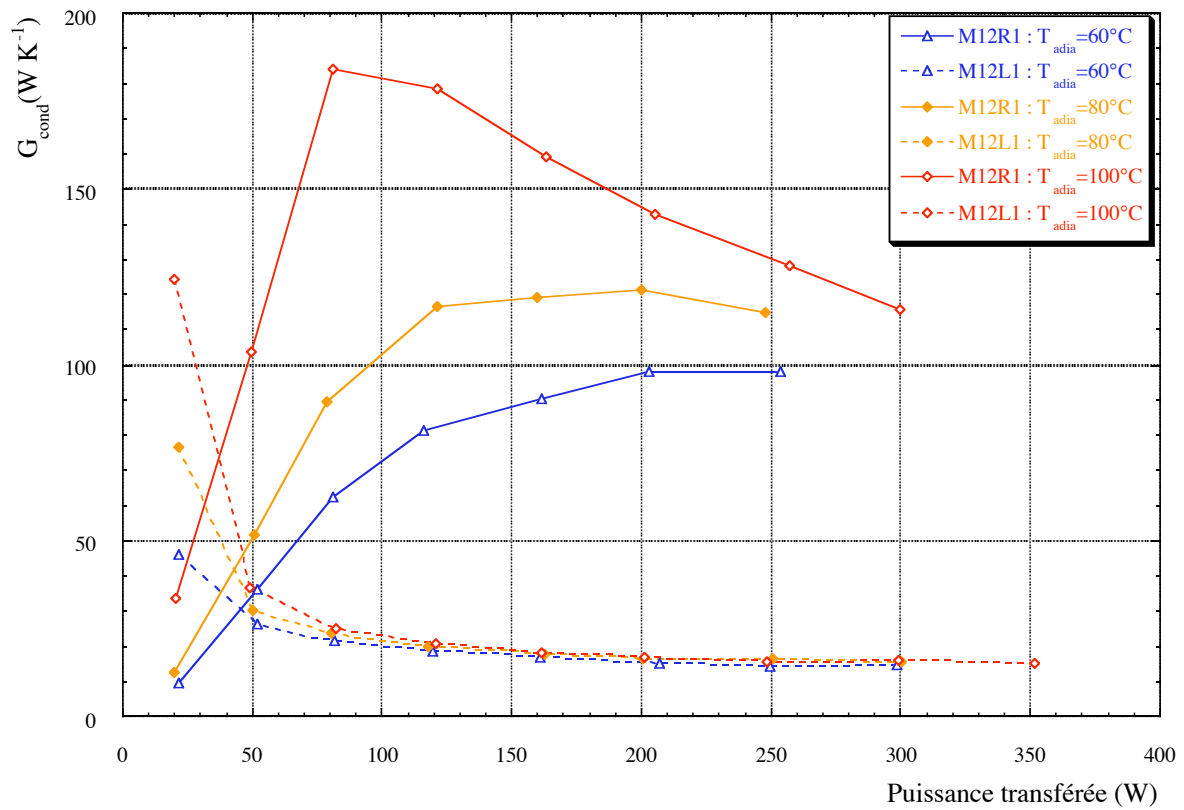


Figure VI-24 : influence des rainures sur la conductance de condensation (60, 80, 100°C)

La croissance marquée des conductances de condensation avec l'augmentation de la puissance transférée reste très complexe à interpréter pour de nombreuses raisons.

Tout d'abord, pour les températures élevées, on constate nettement une décroissance des conductances avec la température pour de fortes puissances. On peut alors supposer que étant donné la puissance transférée, le débit de liquide est important, ce qui n'est compatible qu'avec un remplissage important des rainures. Toutefois, le niveau des conductances reste très élevé puisqu'il est supérieur à celui des conductances dans le caloduc à tube lisse pour une puissance de 20 W, ce qui signifie que l'épaisseur du film liquide doit être très faible sur le haut des rainures. Mais alors, comment expliquer que pour ce même caloduc à rainures, la conductance à faible flux soit presque dix fois plus faible alors que pour un faible débit de liquide, le maintien du liquide dans les rainures reste quasiment impossible car les pertes de charge dues à l'écoulement sont trop faibles et les effets capillaires sont insuffisants. En effet, le rayon de courbure maximal du ménisque (0,2 mm) ne permet pas d'assurer une contre pression supérieure à 100 Pa environ ce qui correspond grossièrement à une hauteur de liquide de 17 mm soit moins d'un dixième seulement de la hauteur du condenseur. En d'autres termes, seul l'écoulement d'un film mince peut générer suffisamment de pertes de charge pour équilibrer la pression motrice engendrée par la gravité.

D'un autre côté, la présence d'un film mince à basse puissance doit conduire à une conductance élevée et une augmentation de conductance correspond a priori à une diminution, au moins locale, de l'épaisseur du film. Or, une augmentation de la puissance transférée s'accompagne d'une augmentation de débit. Comment une augmentation du débit de condensation peut amener une diminution locale de l'épaisseur du film reste une question ouverte ?

Toutes les hypothèses que nous avons pu émettre sur des phénomènes de drainage local conduisent à des incohérences évidentes. Le problème semble donc très difficile à résoudre et fait probablement intervenir la combinaison de plusieurs paramètres ce qui demande une résolution numérique 3D de l'écoulement à surface libre du liquide. Les phénomènes capillaires étant prépondérants, il n'existe à notre connaissance pas de logiciels capables de traiter ce problème de manière satisfaisante. Une approche expérimentale conduisant à la mesure locale des épaisseurs de film peut cependant permettre de progresser très significativement dans la compréhension du mécanisme d'équilibre des forces de pression entre la capillarité, la gravité et les pertes de charge dans la phase liquide.

L'augmentation de la température adiabatique s'accompagne d'une forte croissance de la conductance de condensation d'une manière générale, ce qui laisse supposer une forte dépendance du processus de drainage vis-à-vis de la viscosité du liquide.

Notons pour finir que les remarques déjà formulées sur les effets de bord en bout de condenseur restent valables pour les caloducs rainurés.

En conclusion de l'influence de rainures sur les conductances de condensation dans un thermosiphon au méthanol, rappelons que les interprétations des résultats expérimentaux sont basées sur une analyse qualitative de l'influence possible des différents paramètres. A ce titre, ces analyses nécessitent une validation par des modèles numériques d'une part et par des expériences mettant en œuvre des procédés expérimentaux de visualisation et de mesure des épaisseurs de film d'autre part.

Ce travail de validation n'a pu être abordé dans le cadre de ce travail.

Remarque :

Nous allons développer une amorce de développement qui permet d'expliquer les valeurs relatives des conductances dans le caloduc rainuré et dans le caloduc lisse sans pour autant pouvoir expliquer la croissance des conductances avec la puissance.

Nous pensons que pour de faibles puissances, les rainures sont peu ou pas remplies (voir plus haut) et que le drainage est fortement perturbé par la configuration des rainures comme schématisé sur la Figure VI-25. D'une part, on considère que la conductance en haut des rainures est faible en raison de l'épaississement du film provoqué par la surpression due à la courbure négative et d'autre part nous pensons qu'en raison des forces capillaires, le fond des rainures contient un film relativement épais conduisant également à une faible conductance. Ainsi, seul une portion de la surface latérale a un film mince et donc une conductance élevée. Cela peut expliquer que les performances soient moins bonnes que pour le caloduc à tube lisse malgré l'augmentation de la surface solide d'un facteur 2.

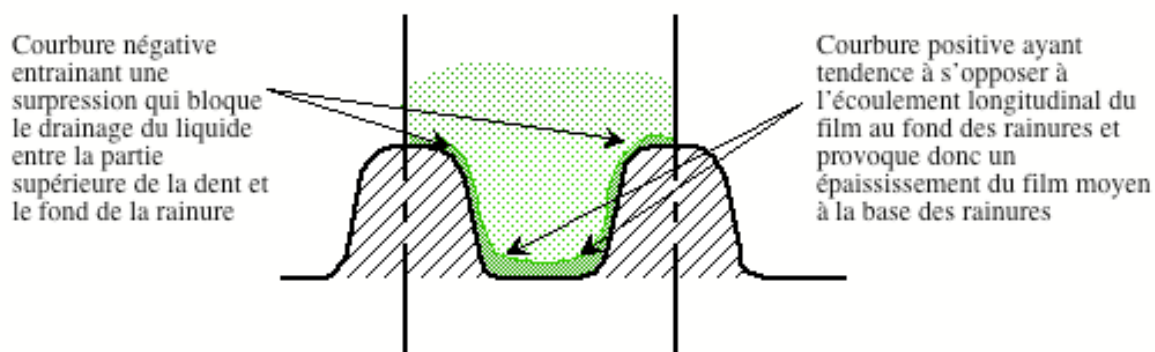


Figure VI-25 : comportement du film de condensation à très faible puissance pour le caloduc M12R1

Puis lorsque la puissance transférée augmente, le fond des rainures est rempli par le liquide ce qui diminue les rayons de courbure et donc la contre pression capillaire. Le drainage du fluide se condensant sur les côtés des rainures permet de conserver une surface notable avec une épaisseur de film réduite sur toute la hauteur du condenseur (Figure VI-26). Cette hypothèse de fonctionnement permet d'expliquer, dans un premier temps, la position relative en fonction de la puissance transférée des conductances de condensation dans le caloduc à tube rainuré et dans les caloducs à tubes lisse. En revanche, rappelons que la

croissance de la conductance de condensation avec la puissance reste non expliqué à ce stade.

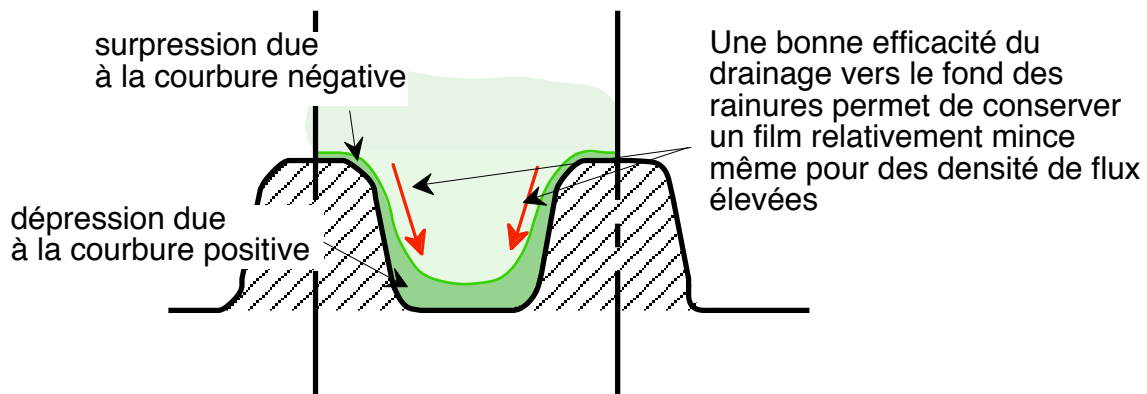


Figure VI-26 : comportement du film de condensation à puissance moyenne pour le caloduc M12R1

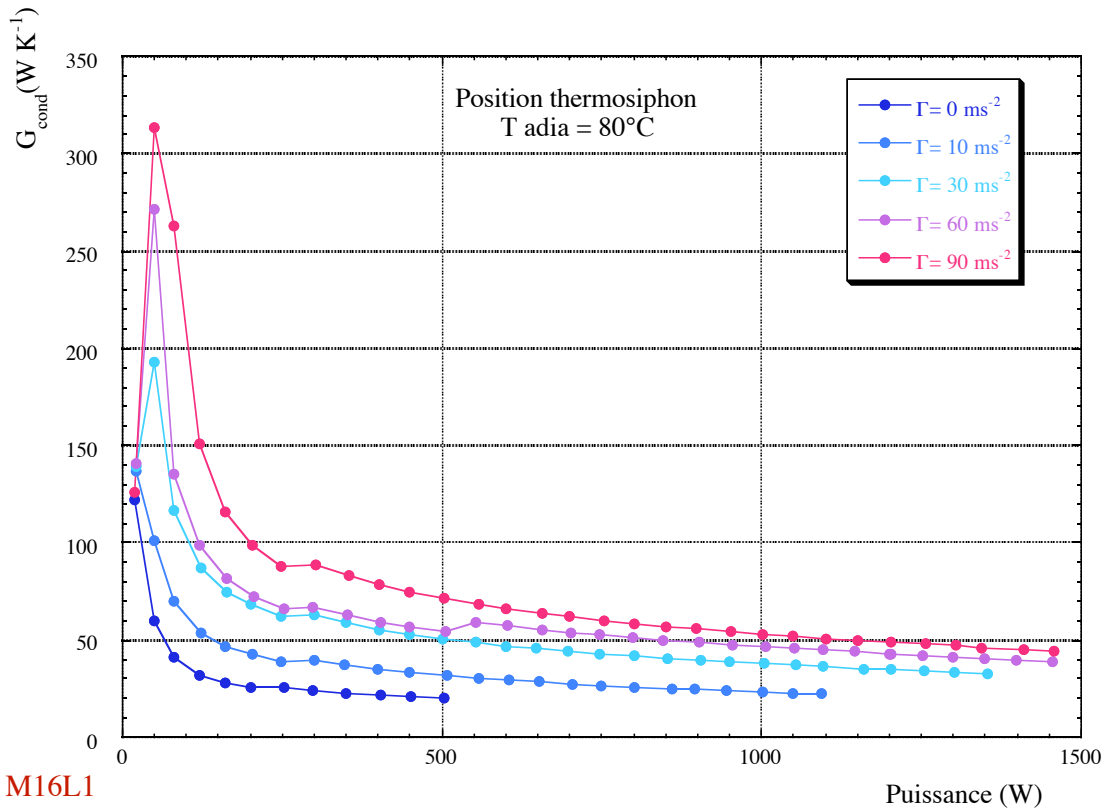
Enfin lorsque la puissance transférée est plus importante, la conductance tend à diminuer car les rainures sont quasiment pleines ce qui impose un épaissement de l'ensemble du film en fonction de la puissance transférée. On se rapproche alors d'un écoulement de type film de Nusselt tout en gardant des valeur de conductance importantes puisque l'épaisseur du film liquide en haut des rainures reste faible.

4.1.5 Influence d'une accélération transversale

Nous abordons dans ce paragraphe les premiers résultats concernant l'influence d'un champ d'accélération sur les performances de caloducs. Dans ce paragraphe concernant l'étude de nos caloducs en position thermosiphon, nous avons réalisé une série de mesures en imposant une accélération transversale au caloduc correspondant, pour notre montage, à une vitesse de rotation principale imposée. Les tests ont été menés pour des accélérations de 10, 30, 60 et 90 m s^{-2} à une température adiabatique de 80°C pour les trois caloducs et de 20°C pour les deux caloducs M12L1 et M12R1.

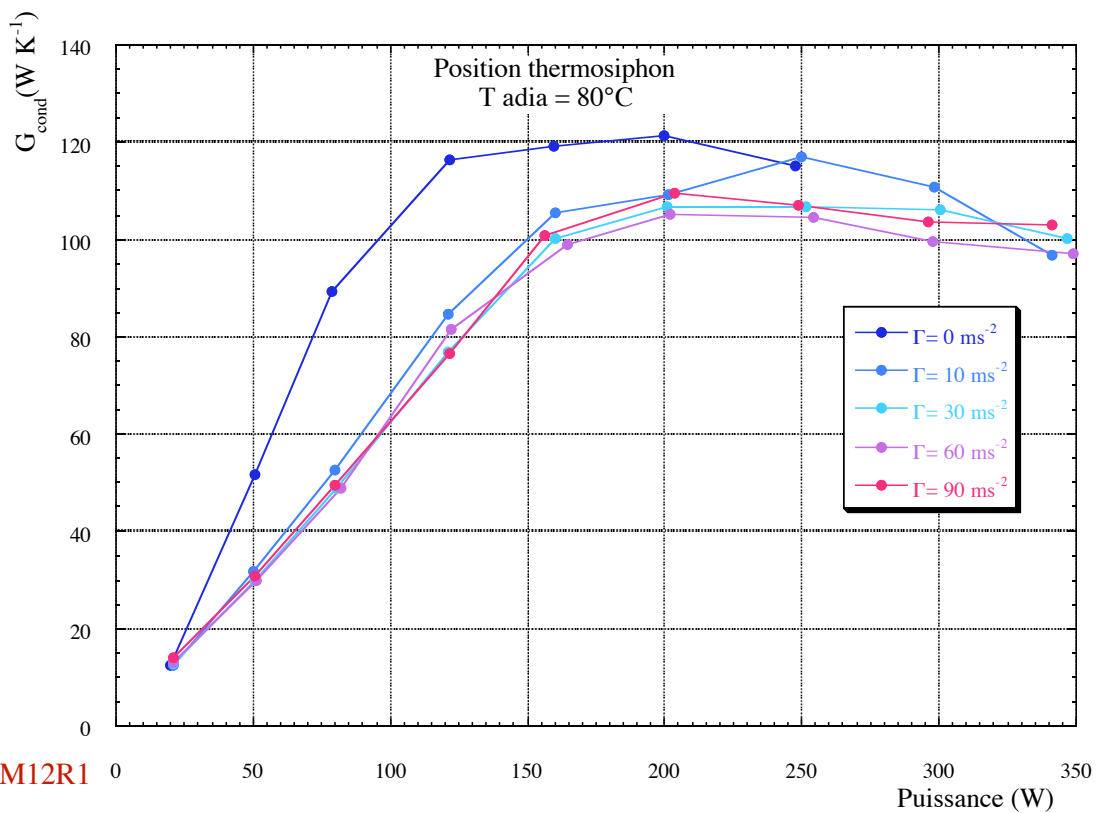
Les courbes obtenues sont reprises dans l'annexe A22. La Figure VI-27 et la Figure VI-28 sont représentatives de la différence importante entre le caloduc à rainures et les caloducs à tubes lisses.

Pour les caloducs à tubes lisses, la présence d'une accélération transversale conduit à une amélioration des conductances de condensation et à une augmentation très nette des capacités maximales de transfert. A titre d'exemple, la conductance à 500 W et la capacité de transfert sont multipliées par trois entre le mode thermosiphon pur et le mode thermosiphon avec présence d'un champs d'accélération de 90 m s^{-2} . Ces résultats sont à rapprocher des commentaires faits au chapitre IV §4.3.2 concernant les caloducs de révolution. Pour les caloducs à tubes lisses, la figure IV-35 illustre le processus de drainage du film de condensation conduisant à une augmentation de la conductance avec l'accélération transversale.



M16L1

Figure VI-27 : Influence de l'accélération transversale sur la conductance de condensation à Tadia=80°C (M16L1)



M12R1

Figure VI-28 : Influence de l'accélération transversale sur la conductance de condensation à Tadia=80°C (M12R1)

Remarques : étant donné l'effet de drainage du flux masse de condensat en présence d'une accélération transverse, on peut s'attendre à une faible dépendance du coefficient d'échange moyen avec la longueur du condenseur contrairement au cas de la condensation en film de Nusselt. En d'autres termes, un doublement de la hauteur du condenseur doit conduire approximativement à un doublement de la conductance.

A l'opposé, la Figure VI-28 illustre la très faible dépendance des conductances de condensation à l'accélération transversale pour le caloduc rainuré si l'on fait abstraction de l'écart entre les courbes avec accélération et de la courbe sans accélération en raison des incertitudes de mesures qui sont de l'ordre de 25 à 35 W K⁻¹ pour les puissances transférées de 80 à 160 W. De plus, l'analyse des courbes temporelles des températures au condenseur ne semble pas fournir une explication simple et satisfaisante de cet écart. Notons pour finir que pour une température adiabatique de 20°C les 5 courbes sont quasiment superposables aux sensibilités de mesures prêt. Cette non influence de l'accélération transversale peut s'expliquer par les phénomènes de capillarité au sein des rainures. Considérons le cas de la Figure VI-29, les dimensions de la rainure sont celle fournies par le fabricant (voir annexe A12) et nous adopterons une accélération extrême de 90 m s⁻² et un rayon de courbure réaliste de 0,3 mm. Pour du méthanol à 80°C, la pression statique maximale est d'environ 26 Pa, alors que la pression capillaire est de 58 Pa. On peut donc considérer que, dans tous les cas testés, l'accélération est insuffisante pour éjecter le liquide en dehors des rainures.

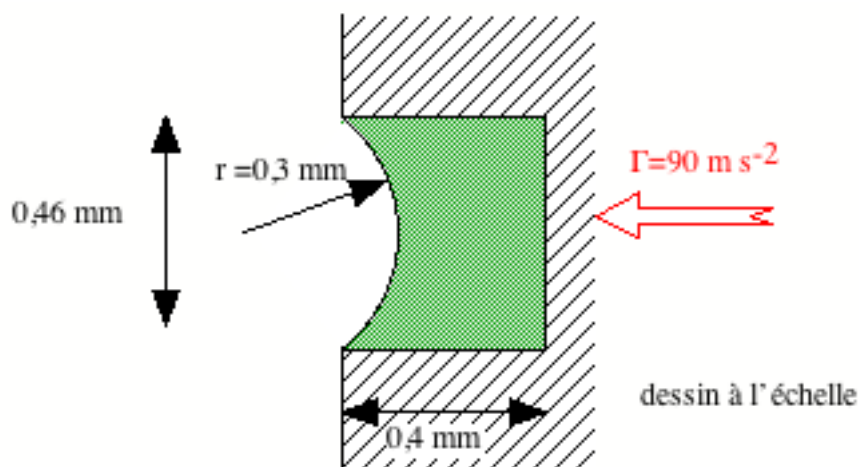


Figure VI-29 : influence de l'accélération transversale sur le liquide contenu dans une rainure (cas du caloduc M12R1)

Ainsi, l'évolution des conductances de condensation en fonction de l'accélération apparaît tout à fait cohérente et prévisible au moins sur le plan qualitatif. Bien évidemment il resterait ici aussi à concevoir des modèles détaillés afin de mieux analyser ces résultats sur le plan quantitatif. Cependant, la complexité prévisible due entre autres aux effets de bord toujours présents ne permet pas d'appréhender ce type de modèle dans le cadre de ce mémoire.

4.2 Conductances moyennes à l'évaporateur

Suite à l'étude détaillée des conductances au condenseur, nous allons aborder l'analyse des conductances à l'évaporateur en position thermosiphon. Les mesures au condenseur et à l'évaporateur ont été réalisées simultanément en suivant bien évidemment les mêmes procédures.

Dans un premier temps, nous comparerons nos résultats avec ceux fournis par les corrélations de El-Genk & Saber (chapitre 4 §4.1.2). Puis nous analyserons l'évolution des conductances à l'évaporateur en fonction des paramètres de l'étude à savoir, la puissance et la température, le diamètre interne, la présence de rainures et l'accélération transversale.

4.2.1 Comparaison des résultats au modèle de El-Genk & Saber

Dans le cadre de notre étude, les caloducs ont un remplissage très faible correspondant au fluide théoriquement nécessaire pour transférer un flux de 1000 W sous une accélération de 30 m s^{-1} en faisant l'hypothèse d'un écoulement en film (Annexe A14). En d'autres termes, nous avons choisi de mener notre étude expérimentale pour des caloducs fonctionnant sous un régime d'évaporation en film à l'évaporateur.

Afin de comparer nos résultats expérimentaux avec ceux fournis par les corrélations de El-Genk & Saber, nous avons calculé les conductances issues des corrélations en fonction de la puissance transférée pour le caloduc M16L1 (Figure VI-30).

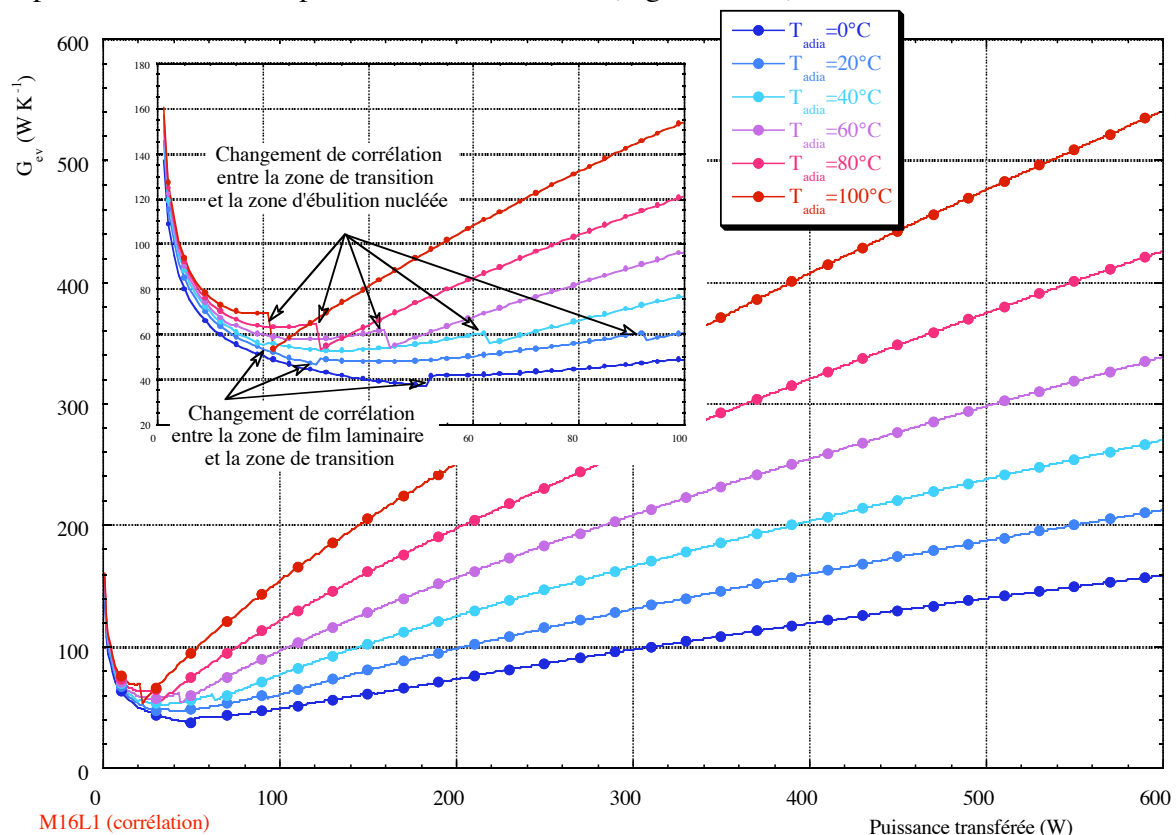


Figure VI-30 : Conductances à l'évaporateur calculées par les corrélations de El-Genk & Saber pour un écoulement en film (M16L1)

Remarque : une analyse des courbes de la Figure VI-30 montre que dans certains cas, les changements de corrélation induisent des sauts dans les valeurs des conductances dont l'amplitude est supérieure au 15% d'incertitude annoncé par les auteurs.

Les résultats expérimentaux obtenus pour le caloduc M16L1 sont repris sur la Figure VI-31. Il apparaît très clairement que même si l'allure générale des courbes est comparable, les valeurs de conductances obtenues sont environ 10 fois plus faibles que les valeurs fournies par les corrélations retenues. Nous n'avons pas d'explications certaines quant à ces écarts mais quelques éléments peuvent être avancés.

En premier lieu, l'écoulement en film est en général très instable dans la zone évaporateur puisque par principe, si une zone de film plus mince existe, le transfert sera amélioré et cette zone va voir son épaisseur de film diminuer. On peut donc supposer que des zones de film mince existent. Or la physique de ces zones dépend fortement de la mouillabilité du liquide sur le solide qui peut se caractériser par les effets des forces de Van Der Waals comme décrit au chapitre IV. Ainsi l'apparition **d'écoulements en doigt** est fortement probable. Or ce type d'échange n'est pas pris en compte dans les corrélations retenues.

De plus, des instabilités peuvent exister dans l'écoulement du fluide (voir §4.4) ce qui peut perturber fortement les échanges.

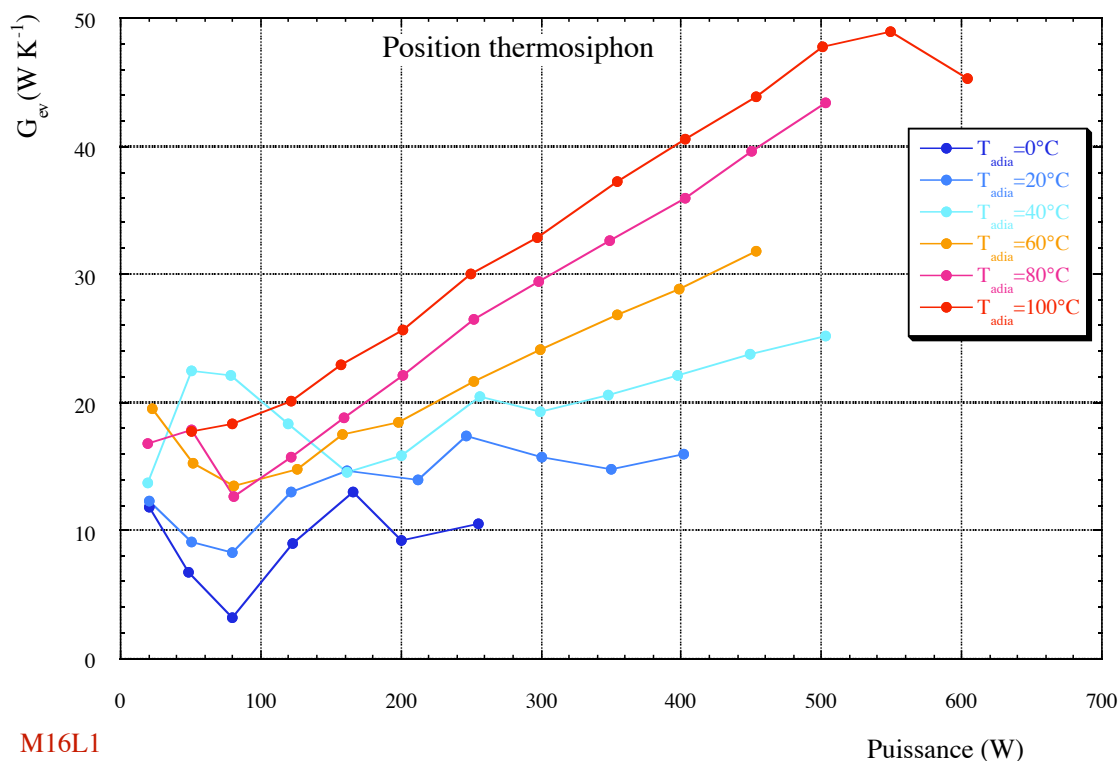


Figure VI-31 : Conductances moyennes expérimentales à l'évaporateur (M16L1)

Les résultats expérimentaux obtenus pour le caloduc M12L1 sont repris dans l'annexe A23 et montrent un comportement très proche pour les deux caloducs si l'on tient compte des différences de diamètres.

La très mauvaise correspondance entre nos mesures et la corrélation retenue montre de façon évidente qu'une visualisation du type de l'écoulement est indispensable au niveau expérimental pour valider ou infirmer des corrélations. En d'autres termes, il manque des données essentielles dans les conditions d'utilisation de la corrélation de El-Genk & Saber pour la partie de l'écoulement en film.

4.2.2 Influence croisée de la puissance et de la température de fonctionnement

Nous avons noté deux types de comportement très différents entre les caloducs à tube lisse et le caloduc rainuré (Figure VI-31 & Annexe A23). En effet, malgré les remarques faites au paragraphe précédent sur le niveau des conductances à l'évaporateur, leurs évolutions en regard de la température et de la pression sont classiques. Ainsi, les conductances ont globalement un comportement croissant avec la puissance transférée et la température (sur la plage [0, 100°C]).

Pour les caloducs à tube lisse, notons cependant qu'il semble exister une zone de transition entre les très basses puissances (20 à 80W environ) où l'évolution des conductances est décroissante avec la puissance et les puissances plus élevées où la conductance augmente avec la puissance. Ce comportement est surtout marqué pour les basses températures et peut correspondre à la transition entre un transfert essentiellement conductif (à travers le liquide vers la surface d'évaporation) et un transfert par ébullition à la paroi. En effet, cette transition peut a priori avoir lieu même dans un écoulement en doigt.

Le caractère peu stable des courbes de conductances laisse fortement penser à un écoulement instable dans la zone évaporateur des caloducs à tube lisse. Nous pensons que l'écoulement ne reste pas homogène sur la circonférence du caloduc et qu'à partir d'une certaine distance longitudinale, on obtient un écoulement en doigt plus ou moins stable. Il n'existe à notre connaissance aucune donnée bibliographique ou expérimentale applicable à notre cas pouvant conduire à une explication plus précise des courbes et de leurs valeurs très basses en regard des corrélations retenues.

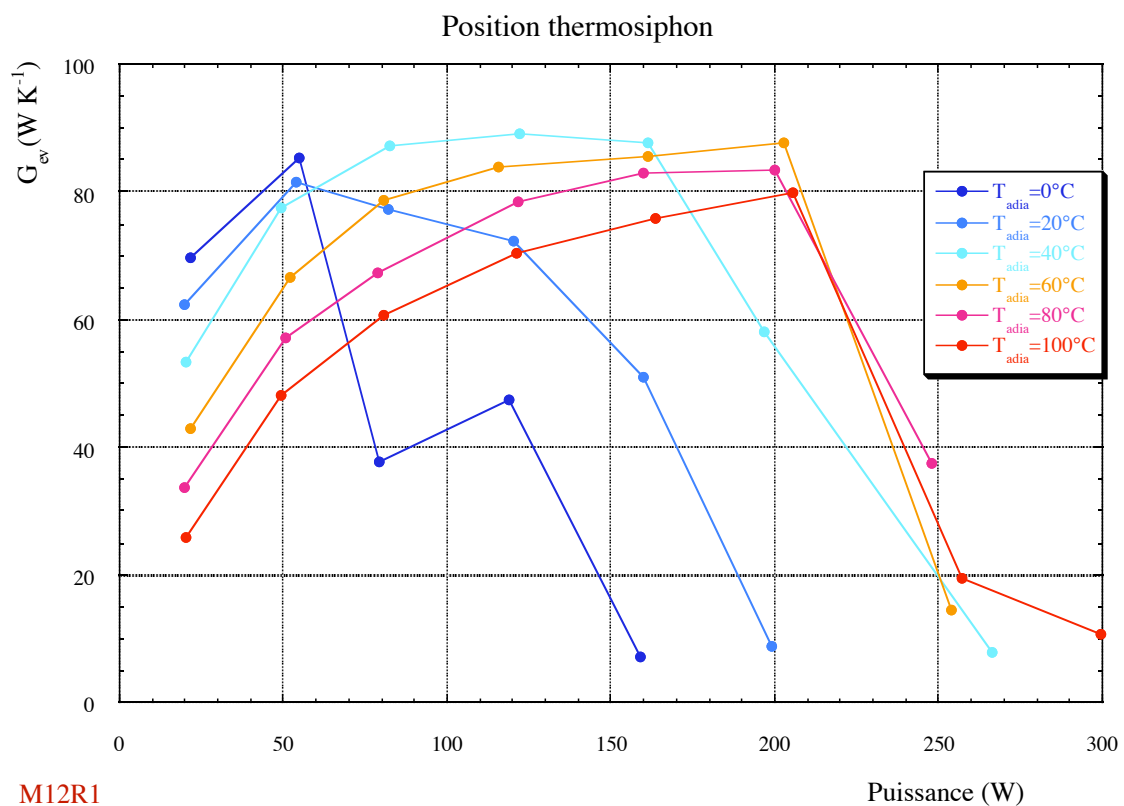
4.2.3 Influence du diamètre interne

Les courbes de l'annexe A23 (caloduc M16L1 et M12L1) montrent clairement que l'influence du diamètre interne est très faible et le tracé des courbes de coefficient d'échange en fonction de la densité de puissance injectée à l'évaporateur conduit approximativement à un regroupement des courbes. Les fluctuations des conductances et les incertitudes de mesures ne permettent toutefois pas de tirer des conclusions définitives. Néanmoins, il semble que l'influence du diamètre du caloduc soit très faible sur les coefficients d'échange en film.

Rappelons néanmoins, que les conclusions peuvent être très différentes dans le cas d'échange en zone noyée en raison de phénomènes de coalescence de bulles et d'effet geyser pouvant conduire à une influence non négligeable sur les coefficients d'échange et les capacités de transfert.

4.2.4 Influence des rainures

En revanche, la Figure VI-32 montre un comportement très différent du caloduc rainuré avec une diminution de la conductance avec la température et a priori l'existence d'une valeur maximale de la courbe en fonction de la température pour des puissances assez faibles (100 à 250 W). Cependant, les conductances à l'évaporateur pour le tube rainuré ont des valeurs 2 à 4 fois supérieures au caloduc à tube lisse.



M12R1

Figure VI-32 : Conductances moyennes expérimentales à l'évaporateur (M12R1)

Notons par ailleurs, que contrairement au caloduc à tube lisse, il est possible d'obtenir un fonctionnement du caloduc alors qu'une partie importante de l'évaporateur est asséchée (voir les zones de chute brutale de la conductance). Ainsi, nous avons obtenu des fonctionnements stables avec environ les trois quarts de l'évaporateur asséchée (élévation importante de la température de ces sections par rapport aux sections non asséchées), le flux de chaleur étant alors transféré du bas de l'évaporateur vers le haut par conduction dans le bloc de chauffe en cuivre. Ceci met en avant le caractère stabilisant des rainures pour l'écoulement du fluide. Cet effet est engendré par les forces capillaires se développant au sein des rainures qui limite la progression d'une surchauffe locale en favorisant le drainage du liquide.

Enfin, le niveau des conductances à l'évaporateur pour le caloduc rainuré (M12R1) est entre 3 et 10 fois supérieur à celui des conductances pour le caloduc à tube lisse (M12L1) si l'on ne tient pas compte des points pour lesquels une partie de l'évaporateur est visiblement asséché.

En l'état actuel de nos connaissances, il semble difficile de formuler des hypothèses solides pouvant expliquer l'ensemble des phénomènes décrits ci dessus. La visualisation directe de l'écoulement du film semble indispensable à une interprétation permettant d'améliorer la prédictibilité des conductances.

Remarque : l'augmentation avec la température, de la puissance maximale transférable avant assèchement que l'on remarque sur la Figure VI-32 s'explique simplement par des problèmes de remplissage. En effet, le remplissage retenu (voir annexe A14) ne tient pas compte des effets de capillarité rencontrés dans les caloducs à rainures ce qui conduit à un sous remplissage important limitant fortement le débit maximal de liquide. Cet effet est d'autant plus important que la température est basse en raison de l'augmentation importante de viscosité (rapport 4 entre la viscosité à 0°C et la viscosité à 100°C) à laquelle il faut rajouter l'augmentation du volume liquide avec la température (variation de 10% environ de la masse volumique).

4.2.5 Influence d'une accélération transverse

Les courbes synthétisant les essais réalisés en position thermosiphon avec une accélération transversale sont repris dans l'annexe A23.

En première approximation, on peut remarquer que malgré les niveaux d'accélération très importants, l'influence sur les conductances à l'évaporateur reste faible au premier ordre quel que soit le type du caloduc, à l'exception du caloduc M12L1 à 20°C où les évolutions sont plus marquées (rapport 2). Ceci s'explique différemment pour le caloduc à rainures et les caloducs à tube lisse. En effet, en regard des résultats obtenus au condenseur, il est raisonnable de penser que l'effet des forces de volume reste suffisamment faible par rapport aux forces capillaires pour limiter l'assèchement des rainures internes soumises à une accélération défavorable. A l'opposé, dans les caloducs à tube lisse, les projections de liquide provenant de la zone externe permettent de mouiller partiellement la zone interne en limitant ainsi la surchauffe globale (voir Figure VI-8).

Au deuxième ordre, il apparaît un phénomène paradoxal dont l'interprétation reste délicate. Il semble en effet que, quel que soit le caloduc, l'accélération radiale ait une influence opposée à basse et à haute température. Ainsi, une augmentation de l'accélération tend à augmenter la conductance à basse température (20°C) et tend à diminuer la conductance à haute température (100°C). L'explication de cette évolution semble résider dans les propriétés thermophysiques du fluide puisque le phénomène est perceptible pour les deux types de paroi interne. Toutefois, aucune explication simple n'étant apparue, une

visualisation de l'écoulement semble également nécessaire malgré la complexité due au montage tournant.

4.3 Conductances globales moyennes

Le calcul de la conductance globale des caloducs équivaut à la mise en série des conductances à l'évaporateur et des conductances au condenseur. Les résultats que nous allons commenter dans ce paragraphe s'inscrivent dans le cadre d'une approche macroscopique du caloduc. Notons que l'intérêt principal de l'analyse de la conductance globale est d'évaluer l'importance relative des conductances à l'évaporateur et au condenseur.

Nous aborderons dans un premier temps le fonctionnement en mode thermosiphon pur puis nous évaluerons les effets d'une accélération transversale.

4.3.1 Evaluation de la conductance globale en mode thermosiphon pur

L'évolution des conductances globales pour les caloducs à tube lisse est illustrée par la Figure VI-33 reprenant les mesures obtenues pour le caloduc M12L1 (voir annexe A24 pour le caloduc M16L1).

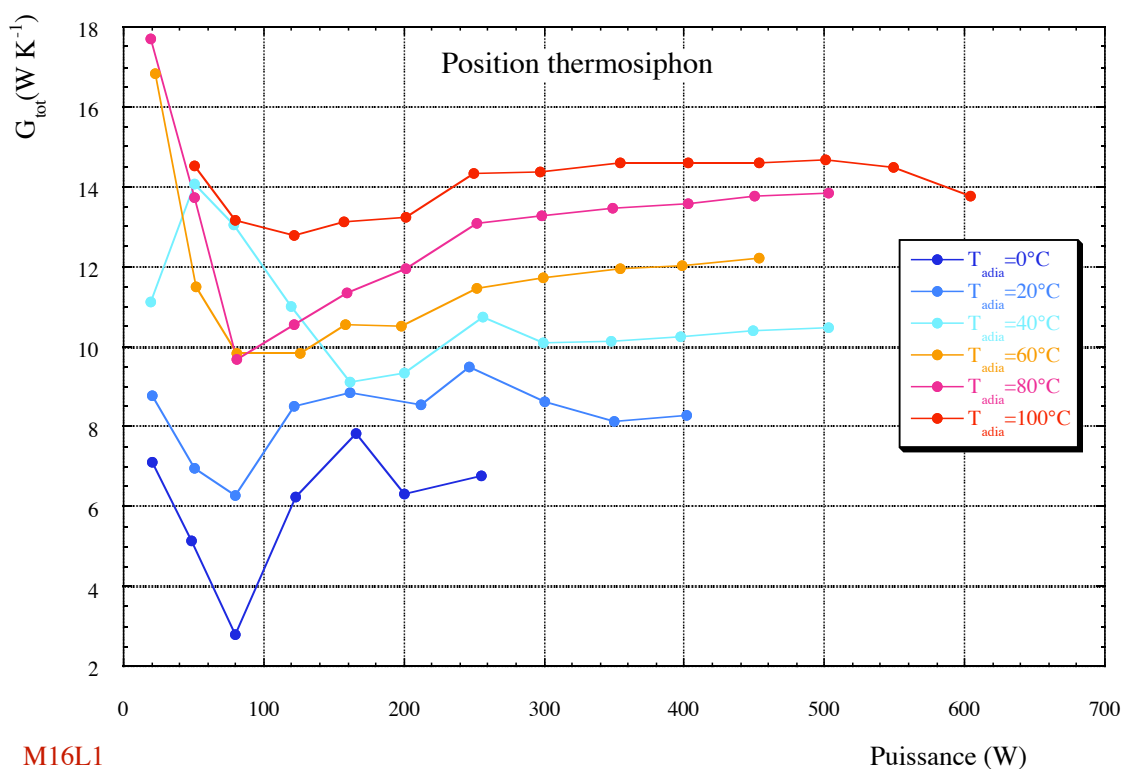
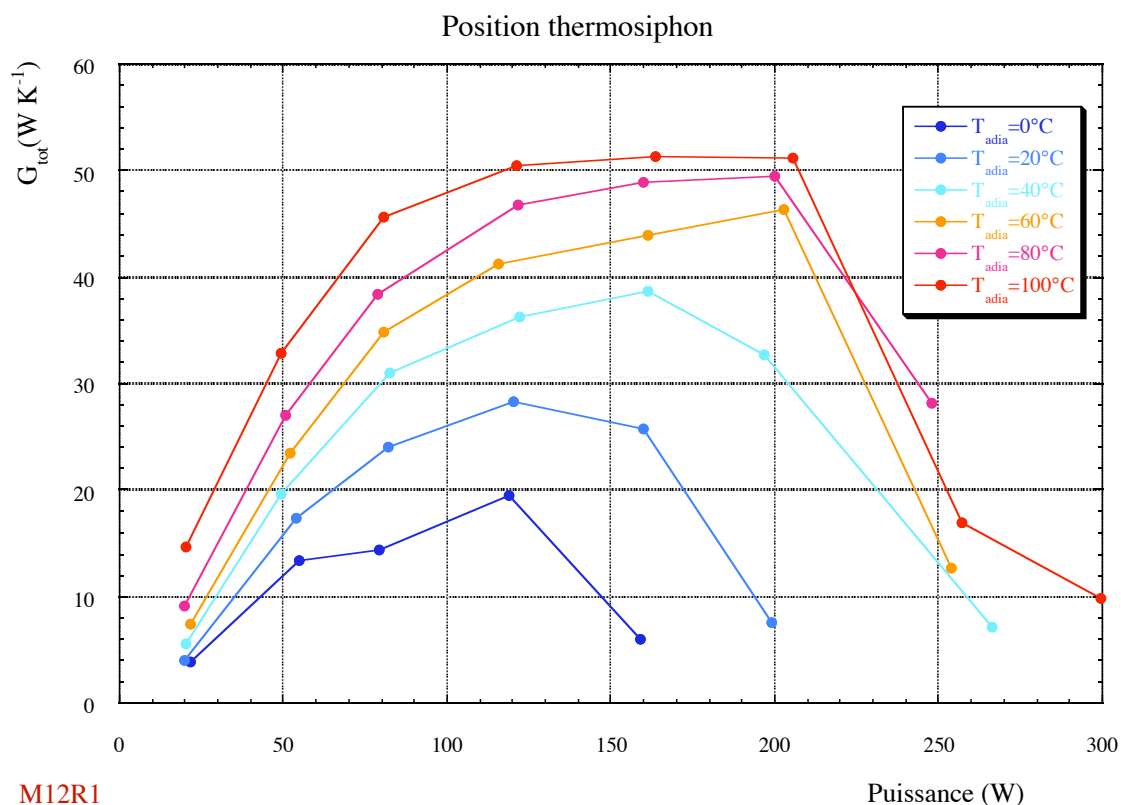


Figure VI-33 : évolution de la conductance globale en mode thermosiphon pur (M12L1)

Tout d'abord, on constate très logiquement une augmentation des performances en fonction de la température adiabatique puisque les deux conductances de base suivent également ce comportement. En revanche, étant donné la décroissance de la conductance au condenseur et la croissance de la conductance à l'évaporateur, on assiste à une très faible

dépendance de la conductance globale avec la puissance transférée. Les fluctuations des courbes pour les basses puissances s'expliquent par la prédominance des échanges instables à l'évaporateur (§4.2) alors que pour des puissances élevées, la prépondérance du condenseur fournit une bonne stabilité des courbes (§4.1).

Pour le caloduc rainuré (M12R1) on observe également une augmentation de la conductance avec la température adiabatique (sur cette plage). En revanche, les courbes ont une allure générale en cloche découlant logiquement du comportement similaire des conductances à l'évaporateur et au condenseur qui ont toujours un ordre de grandeur comparable si l'on excepte les points à forte puissance pour lesquels un assèchement partiel de l'évaporateur existe.



M12R1

Puissance (W)

Figure VI-34 : évolution de la conductance globale en mode thermosiphon pur (M12R1)

Notons pour finir que la conductance globale du caloduc rainuré est très supérieure à celle du caloduc à tube lisse avec un rapport de 2 à 5 alors que le rapport des surfaces développées internes est de 2. Globalement l'apport des rainures est donc important et une optimisation de la forme apparaît comme un axe de recherche primordial pour améliorer globalement les performances d'un thermosiphon. Néanmoins il reste de nombreux phénomènes à étudier afin de prédire par des modèles physiques ou des corrélations détaillées les augmentations de performances engendrées par un type donné de rainure.

4.3.2 Influence de l'accélération transversale

Au regard de l'influence très faible voire négligeable de l'accélération transversale sur les conductances à l'évaporateur et au condenseur du caloduc rainuré, l'influence sur la conductance globale est négligeable, au moins au premier ordre, quelle que soit la température (voir Annexe A24).

En revanche, pour les caloducs à tube lisse, une amélioration de la conductance globale avec l'accélération transversale apparaît nettement pour des puissances élevées (voir Figure VI-35 et annexe A24 pour les autres courbes).

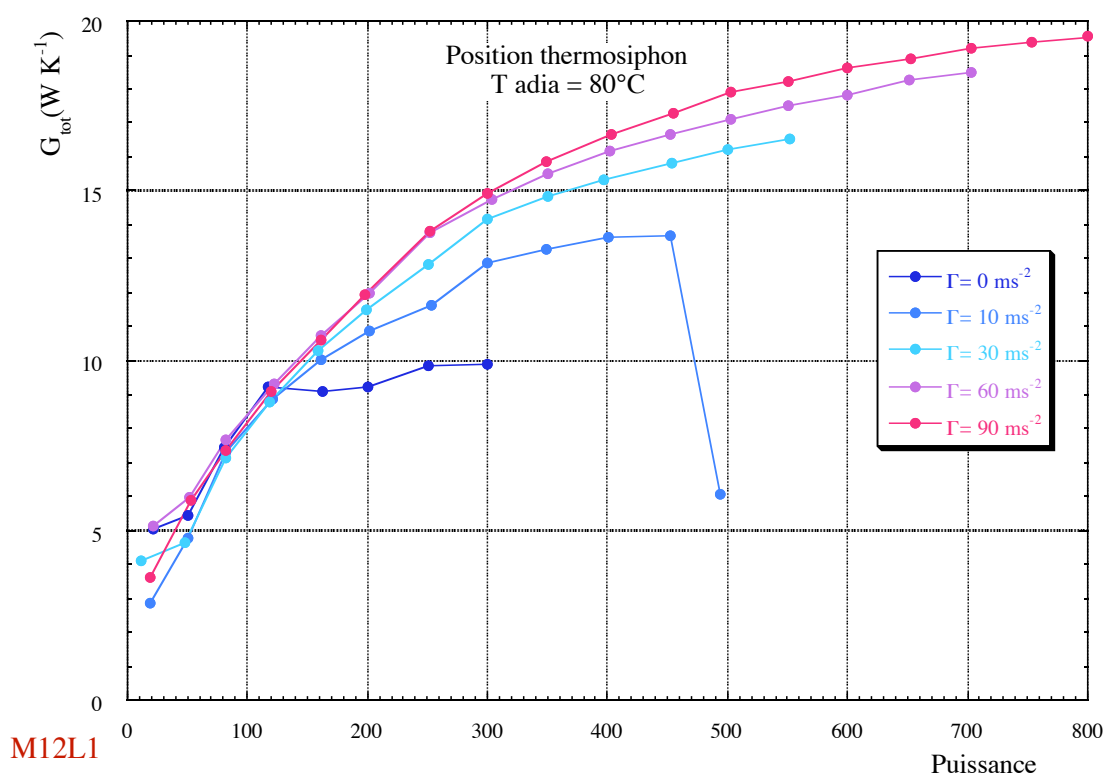


Figure VI-35 : influence de l'accélération transversale sur la conductance globale : T_{adia}=80°C (M12L1)

La diminution légère de la conductance d'évaporation avec l'accélération transversale (§4.2.5) est donc contrebalancée très largement par l'amélioration de la conductance de condensation (§4.1.5).

Remarques :

Ces évolutions positives peuvent néanmoins être fortement pondérées si le rapport des surfaces entre le condenseur et l'évaporateur augmente car la valeur alors très élevée de la conductance au condenseur entraînerait une diminution de son importance relative dans la conductance globale (loi des conductances en série).

4.4 Fonctionnement oscillant

Nous évoquerons dans ce paragraphe le fonctionnement particulier obtenu pour les basses températures. Pour certains points de mesures il est en effet impossible d'obtenir un état stationnaire des températures de surface. En revanche un fonctionnement périodique ou pseudo périodique conduit à des températures moyennes stables mais aussi à des valeurs non singulières des conductances. Les courbes temporelles liées à ce paragraphe sont reprises dans l'annexe A25.

Dans un premier temps nous allons décrire les différents types d'oscillations rencontrées puis nous analyserons au premier ordre les effets de la température adiabatique et de la puissance transférée, de la géométrie du caloduc et de l'accélération transversale. Pour finir, nous tenterons d'apporter des schémas pouvant expliquer physiquement ces comportements.

4.4.1 Description des différents modes oscillatoires

Nous avons distingué trois modes principaux d'oscillations parmi les cas rencontrés. Les deux premiers concernent les caloducs à tube lisse alors que le dernier a été observé uniquement pour le caloduc rainuré.

Tout d'abord, nous avons observé des oscillations pseudo périodiques ayant une période moyenne relativement courte (quelques dizaines de secondes au maximum) et une amplitude peu élevée (de l'ordre du degré au maximum) comme illustré sur la Figure VI-36. Notons de plus qu'il peut apparaître une superposition de deux fréquences caractéristiques très différentes (voir l'exemple dans l'annexe A25 avec deux période de 12s et 350s environ).

Des oscillations aléatoires (Figure VI-37) ont également été observées dans certains cas. Il n'existe alors pas de fréquences caractéristiques identifiables. On observe toutefois une superposition de fluctuations à fréquences élevées de très faibles amplitudes et de changements aléatoires de niveau de température. Ce dernier phénomène peut être plus ou moins local à l'évaporateur ; en d'autres termes, les évolutions des températures des sections de l'évaporateur ne sont pas toujours fortement corrélées.

Enfin, pour le caloduc à tube rainuré, nous avons obtenu des oscillations très régulières pour une injection de puissance de 20 W comme illustré sur la Figure VI-38. Ces oscillations ont un caractère très différent en raison du comportement de la température adiabatique. Les températures évaporateur et la température adiabatique évoluent en phase dans le cas du caloduc rainuré alors qu'elles évoluent en opposition de phase pour les caloducs à tube lisse.

Remarques : la période minimale d'acquisition dans notre configuration expérimentale étant de 1,5 secondes il est impossible de visualiser correctement un cycle dont la période est inférieure à 7,5 s ($5 \times 1,5$). Or bien souvent les oscillations semblent avoir des périodes beaucoup plus faibles. Cette étude reste donc qualitative mais elle permet de soulever des domaines d'études très peu évoqués dans la littérature.

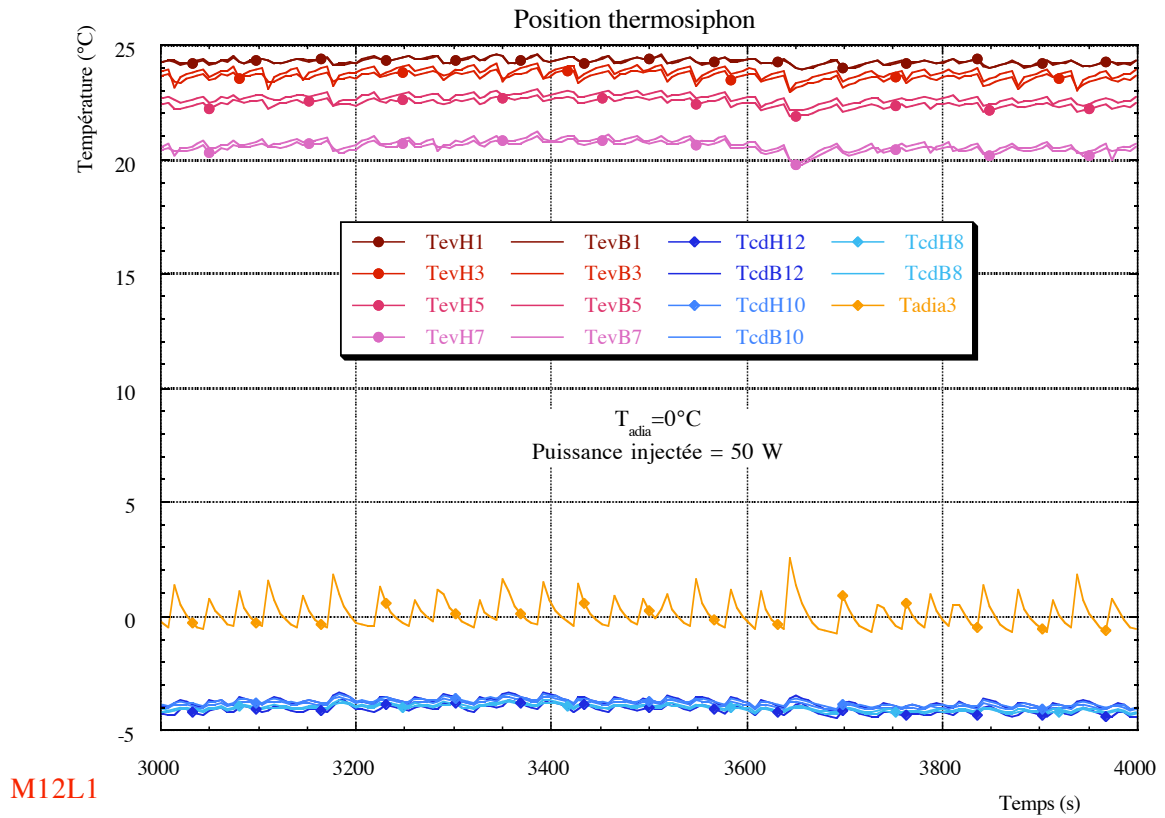


Figure VI-36 : exemple d'oscillations pseudo périodiques en mode thermosiphon pur (M12L1)

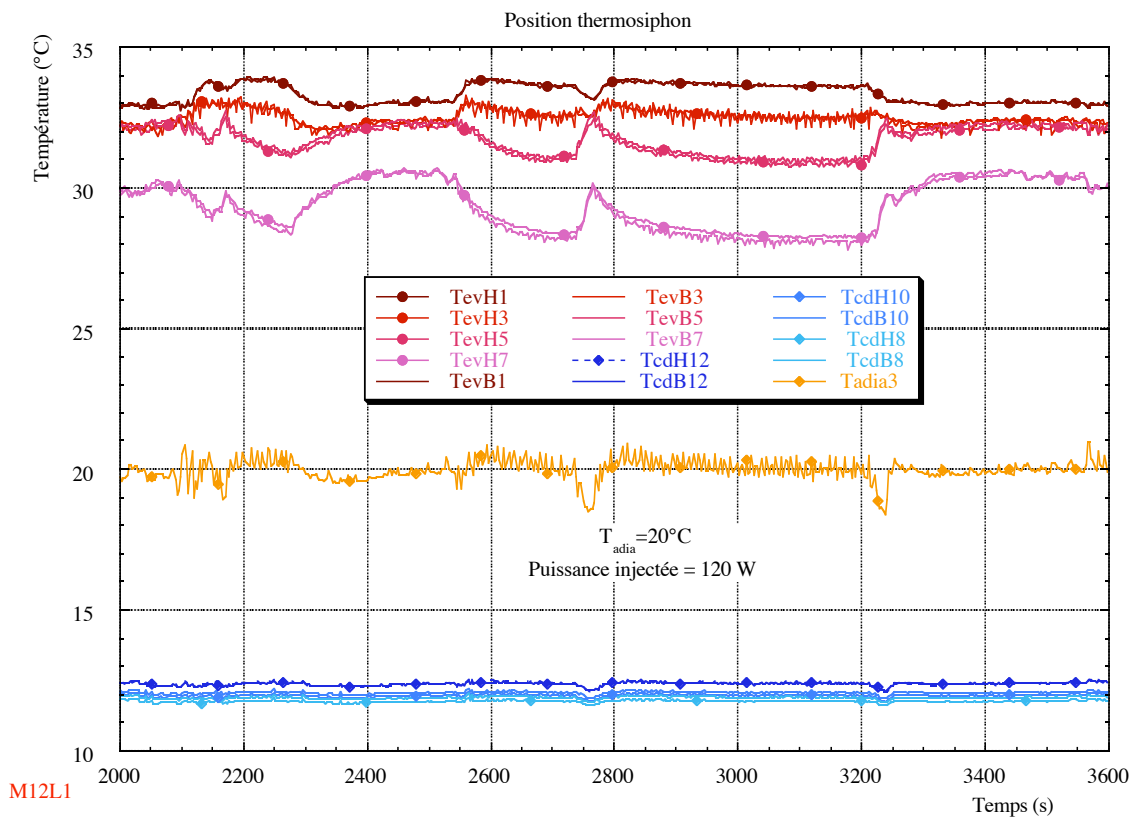


Figure VI-37 : exemple d'oscillations aléatoires en mode thermosiphon (M12L1)

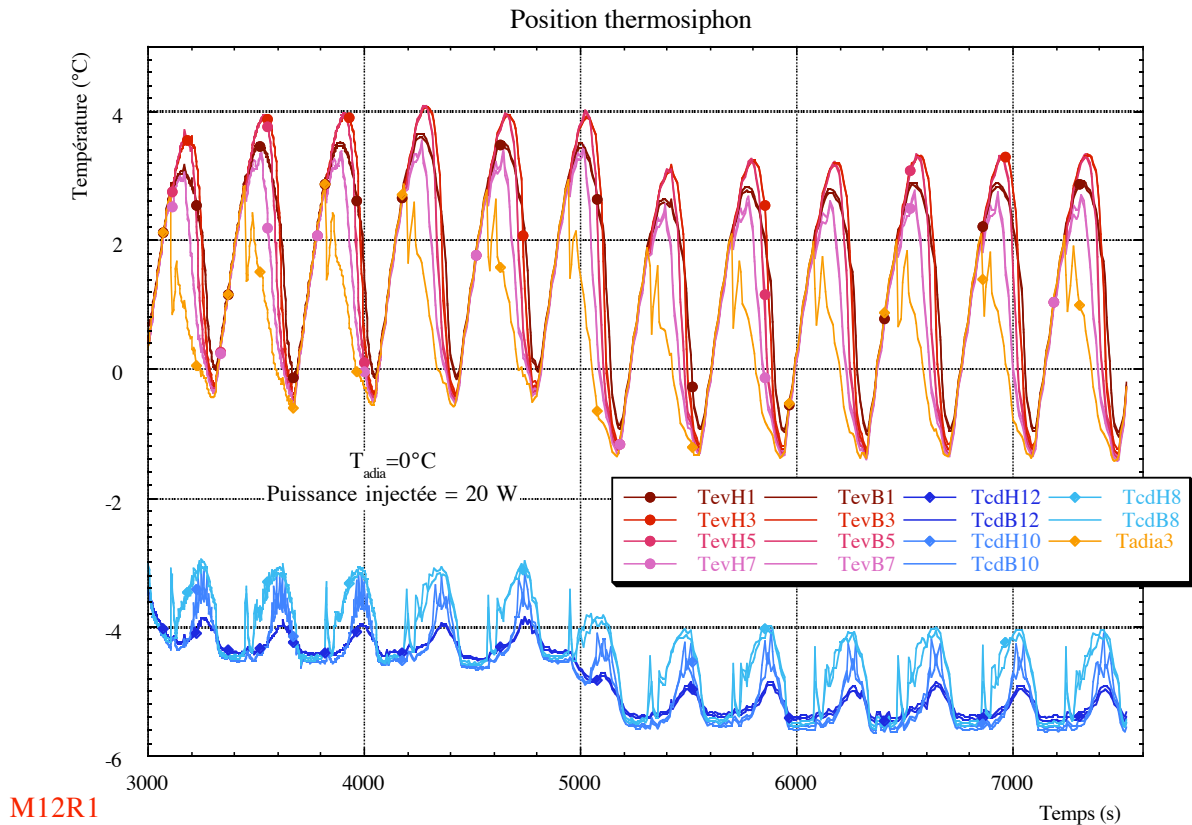


Figure VI-38 : exemple d'oscillations périodiques en mode thermosiphon (M12R1)

4.4.2 Conditions de température et de puissance transférée

Nous allons décrire dans ce paragraphe les conditions de température et de puissance transférées conduisant à une apparition probable d'un fonctionnement oscillatoire du caloduc repéré par les différents types de fluctuations de températures décrits au paragraphe précédent.

Le Tableau VI-2 reprend l'ensemble des points ayant conduit à un fonctionnement oscillatoire en mode thermosiphon pur.

Tableau VI-2 : récapitulatif des points de mesures marqués par un fonctionnement oscillatoire

	M12L1 Puissance (W)	M16L1 Puissance (W)	M12R1 Puissance (W)
$T_{adia} = 0^{\circ}C$	50, 80, 120	120, 160	20
$T_{adia} = 20^{\circ}C$	50, 120, 160, 250	80, 160, 200	20
$T_{adia} = 40^{\circ}C$	120, 160, 200	-	20
$T_{adia} = 60^{\circ}C$	-	-	20
$T_{adia} = 80^{\circ}C$	-	-	-

En première approximation pour les tubes lisses, on peut considérer que le fonctionnement oscillatoire apparaît pour les basses températures ($\leq 40^\circ\text{C}$) et des puissances faibles à moyennes (entre 50 et 250 W).

De plus nous avons constaté une forte dépendance de la fréquence et de l'amplitude des oscillations avec la température et la puissance. Globalement, une augmentation de la température ou de la puissance conduit à une augmentation de la fréquence et une diminution de l'amplitude.

4.4.3 Comparaison entre les trois caloducs à méthanol

Le nombre de caloducs étudiés est assez faible et limite donc les possibilités d'analyse de l'influence des paramètres géométriques sur l'apparition de phénomènes oscillatoires. Néanmoins, il semble que la diminution du diamètre des caloducs à tube lisse augmente la probabilité d'apparition des oscillations aussi bien sur la plage de densité de puissance que sur la plage de température adiabatique. Notons également que les phénomènes d'oscillations n'apparaissent jamais pour une puissance de 20W dans les caloducs à tubes lisses.

En revanche le comportement singulier du caloduc rainuré ne se produit que pour de très faibles flux (autour de 20 W exclusivement dans nos essais) mais sur une plage de température plus importante (0 à 60°C). La Figure VI-39 permet de visualiser l'évolution de la période et de l'amplitude des oscillation en fonction de la température adiabatique (il existe une très forte incertitude sur l'évaluation des caractéristiques de l'oscillation à 80°C en raison de la très faible amplitude de 0,1 K environ).

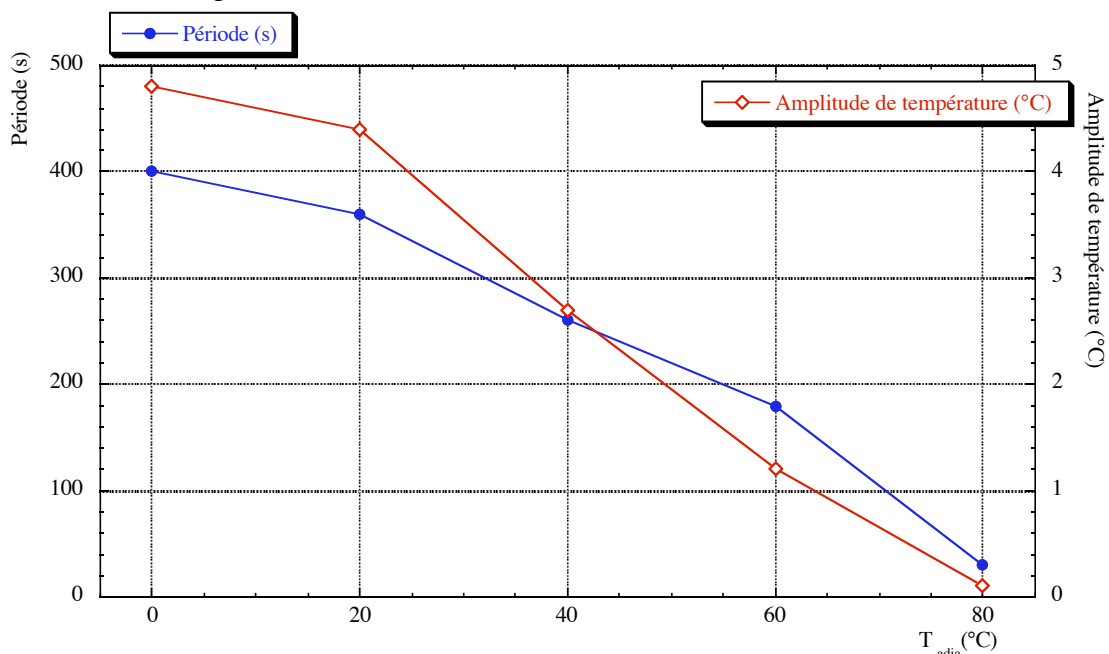


Figure VI-39 : évolution de l'amplitude et de la période des oscillations $P= 20 \text{ W}$ (M12R1)

Cette courbe permet de se rendre compte de la très forte corrélation entre la période ou l'amplitude et la température adiabatique. Ceci laisse présager l'existence d'un phénomène

physique bien défini qu'il est toutefois presque impossible d'identifier avec certitude sans visualisation de l'écoulement interne.

4.4.4 Effets de l'accélération transversale

Nous avons limité les études en position thermosiphon à une température adiabatique de 80°C pour le caloduc M16L1 ce qui est trop élevé pour obtenir des phénomènes oscillatoires.

Pour le caloduc M12R1, nous avons réalisé des essais à 20°C donnant des résultats très proches de ceux obtenus en mode thermosiphon pur (sans accélération transversale). En d'autres termes, quelle que soit l'accélération transversale, les oscillations n'apparaissent que pour des puissances injectées de 20W environ. D'autre part, la période et l'amplitude d'oscillation sont très peu sensibles à l'accélération (pas détectable en l'état de nos expériences).

En revanche, les essais sous accélération à 20°C pour le caloduc M12L1 ont fourni des résultats très intéressants et nouveaux par rapport à ceux déjà décrits. Tout d'abord, comme le montre la Figure VI-40 le type des oscillations est nouveau, pour un caloduc à tube lisse, de par la forme et l'amplitude (jusqu'à 6°C environ) des oscillations.

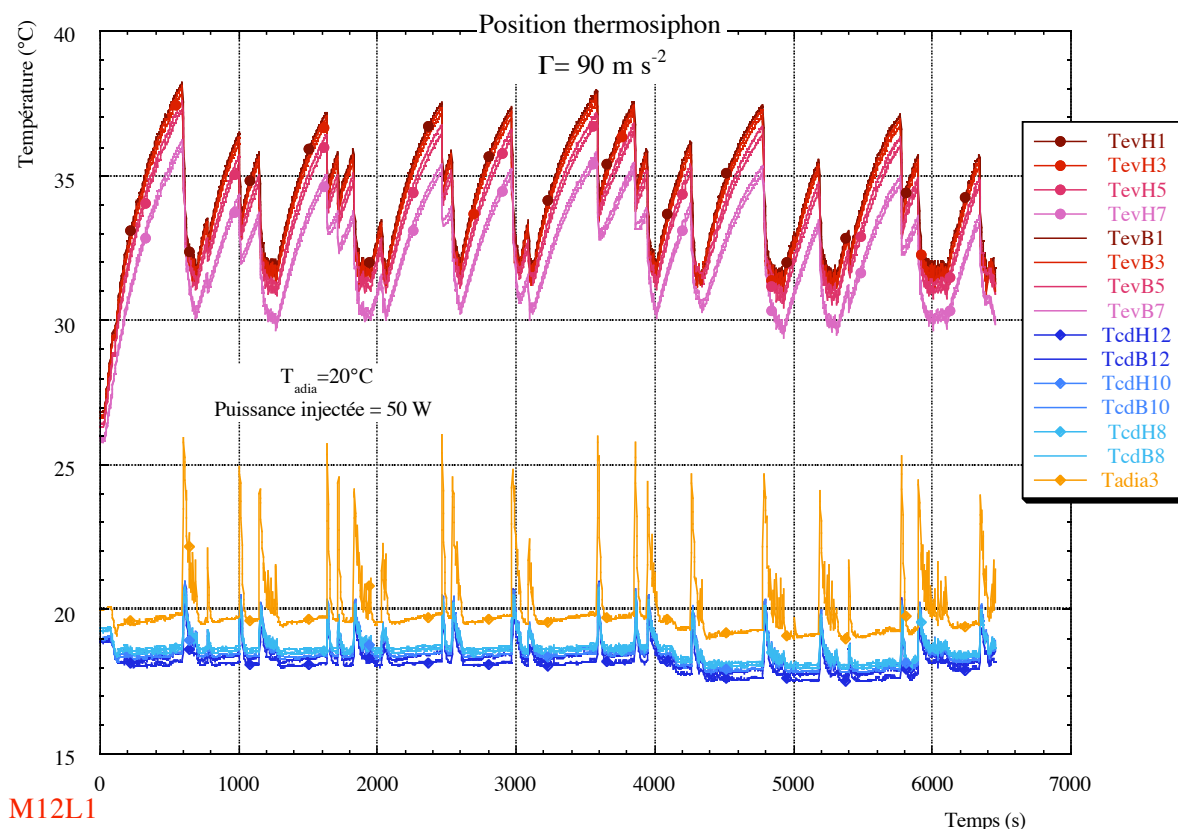


Figure VI-40 : exemple d'oscillations en position thermosiphon sous accélération transversale (M12L1)

Les courbes décrites dans ce paragraphe sont reprises dans l'annexe A25.

A partir de la situation de la Figure VI-40, si l'on augmente la puissance injectée, on obtient, dans un premier temps (jusqu'à environ 160 W), des pics de température similaires avec des amplitudes équivalentes, mais entrecoupés de périodes ayant des oscillations de très faibles amplitudes (inférieure à $0,5^{\circ}\text{C}$) et de périodes très courtes (évaluées à quelques secondes au maximum). Puis l'amplitude des pics de température et la fréquence d'apparition chutent jusqu'à disparaître à 250W.

Remarque : pour les caloducs à tube lisse, tous les essais à 20W ont montré un comportement parfaitement stable sans aucune oscillation.

4.4.5 Discussion sur les schémas physiques du mode oscillatoire

Tout d'abord, rappelons qu'en l'absence d'une visualisation de l'écoulement du liquide dans les caloducs, il est impossible de fournir une explication définitive pour les phénomènes oscillatoire obtenus.

Dans un premier temps, l'effet geyser (voir chap III § 6.2.2) peut être évoqué. Néanmoins, en raison du remplissage très faible des caloducs (voir annexe A14) il est assez peu probable d'obtenir un tel effet en raison de l'absence d'une zone noyée de hauteur significative.

D'autre part, il convient de différencier le comportement du caloduc à rainure de ceux des deux caloducs à tube lisse puisque, pour le premier, la température adiabatique est en phase avec les températures de l'évaporateur, alors que pour les seconds elle est en phase avec les fluctuations du condenseur. Rappelons que bien évidemment les températures de l'évaporateur et du condenseur sont toujours en opposition de phase puisque les variations de température caractérisent les variations de transfert de flux.

Nous pensons que deux phénomènes distincts peuvent apparaître. Le premier consiste en une accumulation de liquide au condenseur en raison de phénomènes capillaires dans les rainures et en bout de condenseur. Puis à partir d'un certain volume, le liquide redescend brusquement en vidangeant partiellement ou totalement la ou les zones d'accumulation. Ainsi, dans ce cas, le condenseur est un élément moteur des oscillations. De plus, de par la variation de la conductance au condenseur (due à l'accumulation du liquide), il est envisageable d'avoir une augmentation de la température vapeur en phase avec celle des températures de l'évaporateur. Il s'agit ainsi a priori du cas du caloduc rainuré. L'apparition de ce phénomène uniquement à très basse puissance peut s'expliquer par les très faibles épaisseurs de liquide dues au très faible débit, avec toutefois une disparition du phénomène à très haute température ($>80^{\circ}\text{C}$) en raison notamment de la diminution de la viscosité et de la tension superficielle.

La deuxième hypothèse recouvre le cas des caloducs à tube lisse. En gardant à l'esprit que les niveaux de puissance utilisés nous situent dans le cadre d'une ébullition nucléée en film (voir Figure VI-30) sauf pour une puissance de 20W, nous pensons que les oscillations sont déclenchées par des phénomènes d'hystérésis dans l'amorçage de l'ébullition (voir

chapitre 4 § 4.1.1). Ainsi, pour une densité de puissance donnée supérieure à la densité pouvant être transférée par convection pure, la température de la paroi augmente jusqu'à une température critique permettant l'amorce de l'ébullition. La densité de flux transférée peut alors être de plusieurs ordres de grandeur supérieure et surtout supérieure à la densité de flux injectée. La température de la paroi chute jusqu'à atteindre une température trop basse pour maintenir l'ébullition et le cycle recommence.

L'existence d'autres phénomènes plus complexes reste bien sûr envisageable pour affiner les interprétations, mais les données disponibles sont insuffisantes notamment, rappelons le, en l'absence de certitude visuelle sur le comportement de l'écoulement liquide.

4.5 Synthèse sur la position thermosiphon

L'ensemble des résultats que nous avons décrit dans cette partie du chapitre regroupe l'ensemble des essais réalisés en mode thermosiphon sur les caloducs à méthanol M12L1, M16L1 et M12R1.

De nombreux phénomènes ont été décrits et des ébauches d'analyse physique du comportement ont été avancées. Il serait long et inutile de reprendre en détails l'ensemble de ces observations. Néanmoins, nous avons regroupé sur le Tableau VI-3 les grandes lignes obtenues quant à l'influence des divers paramètres. Ce tableau est bâti en considérant le caloduc M12L1 comme référence et nous donnons de manière globale les grands traits soulignant l'influence constatée des multiples paramètres de notre étude, à savoir, la puissance transférée, la température adiabatique, le diamètre des caloducs, la présence de rainures et l'accélération transversale.

Quelques points clefs sont à retenir. En premier lieu, la bonne correspondance entre les modèles de condensation en film de Nusselt et les mesures de conductance au condenseur confirme le caractère foncièrement stable des films de condensation. Il reste cependant à modéliser les conditions aux limites en bout de condenseur pour améliorer la prédictibilité des conductances de condensation dans les tubes lisses.

D'autre part, la très mauvaise concordance de nos mesures avec les corrélations de El-Genk & Saber reste un phénomène inexpliqué mais confirme le caractère foncièrement instable des phénomènes d'évaporation.

De plus, la modélisation des films de condensation et d'évaporation dans les thermosiphons rainurés reste un vaste sujet d'étude devant permettre de faire évoluer les performances des caloducs.

Enfin il faut souligner le **besoin incontournable de visualisation des écoulements**. Ces visualisations sont en effet une condition nécessaire dans la mise en place de modèles pouvant prédire fidèlement les performances d'un thermosiphon.

Tableau VI-3 : Récapitulatif des essais en mode thermosiphon

Paramètres	Conductance globale	Conductance à l'évaporateur	Conductance au condenseur
Puissance transférée	Faible à très faible croissance (40%).	Forte croissance (facteur 5). Mauvais ordre de grandeur des corrélations retenues.	Décroissance en loi puissance (-1/3 à -1/4). Bon accord avec les modèles.
Température adiabatique	Croissance faible (20 % entre 20 et 100°C).	Croissance marquée (facteur 3 entre 0 et 100°C). Evolution en accord avec les corrélations.	Croissance très marquée à très faible puissance (rapport 8). Effet très faible à forte puissance (+10%). Bon accord avec les modèles.
Diamètre interne	Résultats très comparables entre les caloducs M12L1 et M16L1. Les courbes de coefficient de transfert en fonction de la densité de puissance sont globalement superposables en particulier au condenseur.		
Rainures internes	Courbes en cloches		
	Valeurs globalement multipliées par 5 avec un rapport de surfaces interne de 2.	Allure due au fonctionnement de l'évaporateur partiellement asséché à forte puissance.	Allure due à la superposition des effets du drainage des rainures et de la condensation en film ruisselant.
Accélération transversale	Tube rainuré	Aucun effet marquant jusqu'à 90 ms^{-2} .	
	Tube lisse	Faible augmentation des capacités de transport. Fonctionnement oscillatoire.	
		20°C	Augmentation sensible pour des puissances moyennes à fortes (supérieures à 120W).
	80°C	Forte augmentation des capacités de transport (rapport 3)	
Augmentation modérée et peu sensible au niveau d'accélération (50%max).		Légère diminution (-20% max).	Augmentation très sensible sur toute la plage de puissance (rapport 3 à 4).

VI.5 Essais sous fortes accélérations longitudinales

Suite à l'étude menée sur les caloducs en position thermosiphon, nous allons maintenant poursuivre nos investigations en étudiant le comportement de ces caloducs dans un champ d'accélération favorable. En d'autres termes, les caloducs sont positionnés à l'horizontale et non plus verticalement (voir Chap. V pour plus de détails sur le montage expérimental).

Dans un premier temps, afin de pouvoir comparer les résultats sous forte accélération avec l'étude en position thermosiphon, nous étudierons les mesures obtenues entre la position thermosiphon avec une accélération transversale de 10 m s^{-2} et la position horizontale avec une accélération transversale de 10 m s^{-2} . Ces deux positions sont a priori équivalentes si l'on ne tiens pas compte de la variation du champ d'accélération en position horizontale.

Puis nous détaillerons les résultats obtenus aussi bien au condenseur qu'à l'évaporateur ou de manière globale en mettant en avant l'influence des divers paramètres. Nous verrons notamment l'existence de nombreux phénomènes surprenants, voire contraires à l'intuition dans l'évolution des conductances par rapport aux différents paramètres.

Enfin nous résumerons les interrogations soulevées par cette étude en ouvrant des perspectives vers les expériences complémentaires à réaliser pouvant conduire à une interprétation plus complète de nos résultats.

5.1 Comparaison entre les positions thermosiphon et horizontale

En raison du caractère extrêmement novateur des études du comportement de caloducs sous fortes accélérations, il n'existe pas d'éléments de comparaison dans la littérature. Néanmoins dans ce paragraphe, nous allons comparer les résultats entre la position horizontale avec une accélération favorable de 10 m s^{-2} et une position thermosiphon pour laquelle les forces agissant sur un élément de fluide sont comparables, à savoir la position thermosiphon avec une accélération transversale de 10 m s^{-2} .

Notons que dans la position thermosiphon, le champ d'accélération est constant alors que pour la position horizontale, le champ d'accélération longitudinal varie de 5 à 15 m s^{-2} comme illustré sur la Figure VI-41. Cependant, la comparaison des courbes obtenues montre une grande similitude dans les allures des courbes de conductance pour un même caloduc à une température adiabatique donnée, comme l'illustre les courbes de la Figure VI-42 et de la Figure VI-43 (voir annexe A26 pour l'ensemble des courbes).

La première conclusion apparente semble ainsi être une très faible dépendance des coefficients d'échange à la valeur de l'accélération longitudinale. En corollaire, ces résultats laissent penser que les phénomènes gouvernant l'évolution du film liquide au condenseur sont peu liés au niveau d'accélération longitudinale. Ceci est cohérent avec l'hypothèse d'un drainage du liquide vers le bas de la section interne du caloduc. Ainsi, dans les deux cas, la longueur caractéristique d'évolution du film liquide est de l'ordre d'un demi périmètre

interne. La différence d'accélération longitudinale dans la section du condenseur conduit à une épaisseur légèrement supérieure du "canal" liquide comme illustré sur la Figure VI-41, ce qui reste sans conséquence sur la conductance moyenne en raison de la très faible conductance de cette zone.

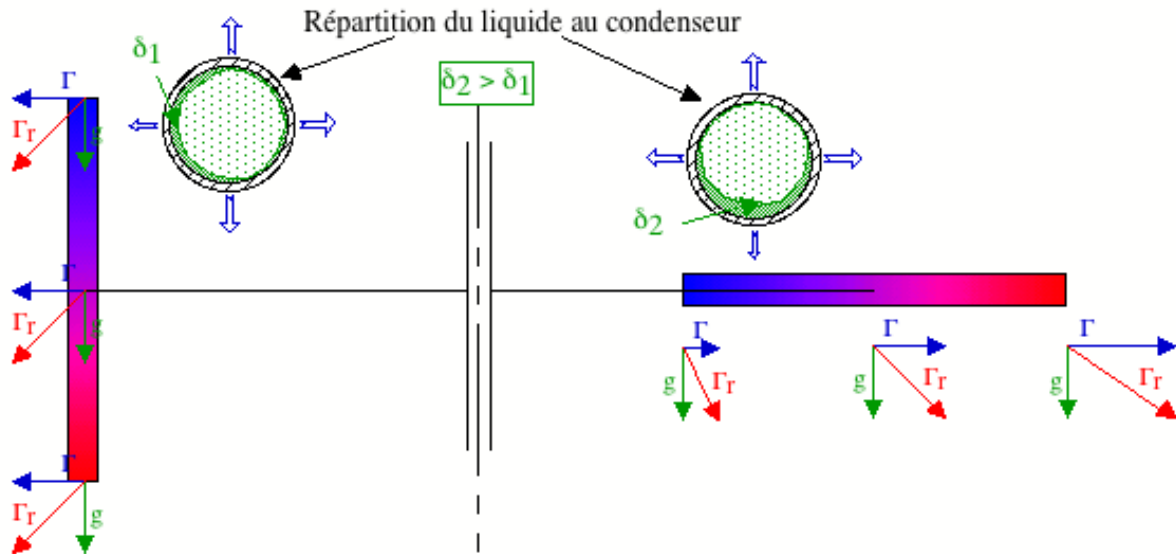
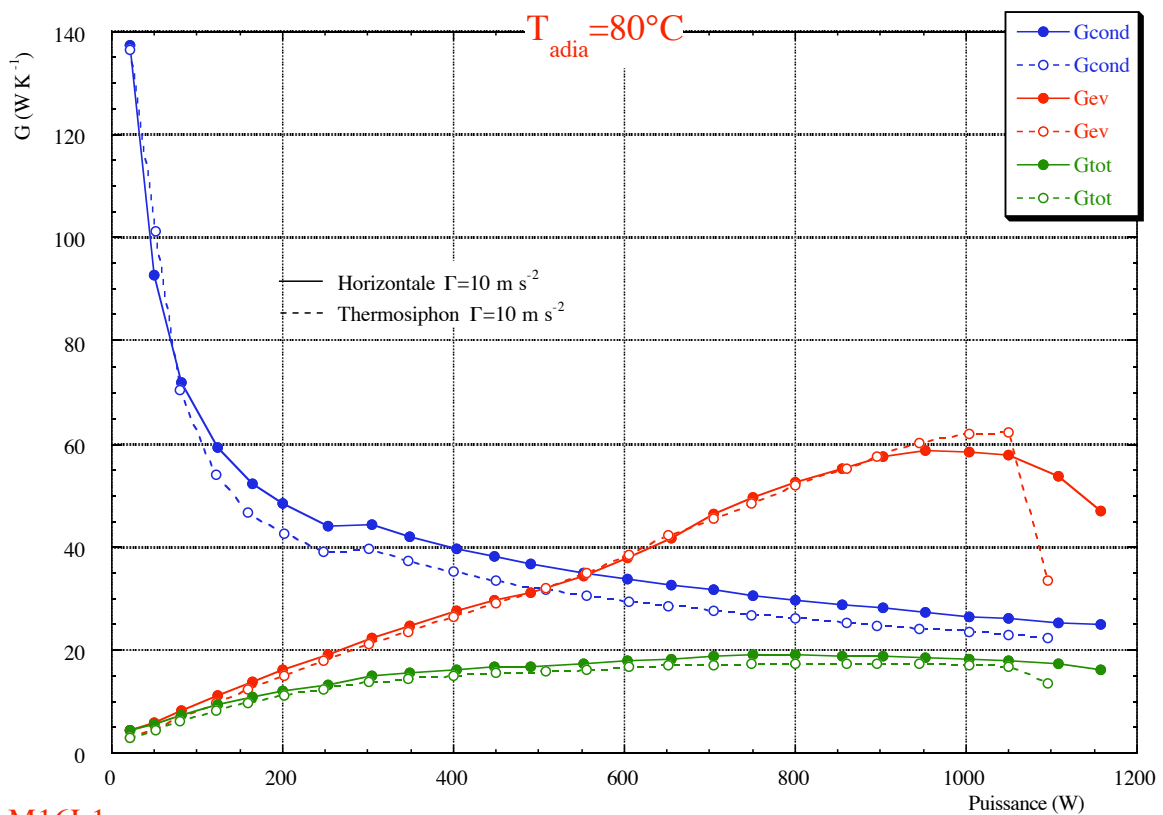
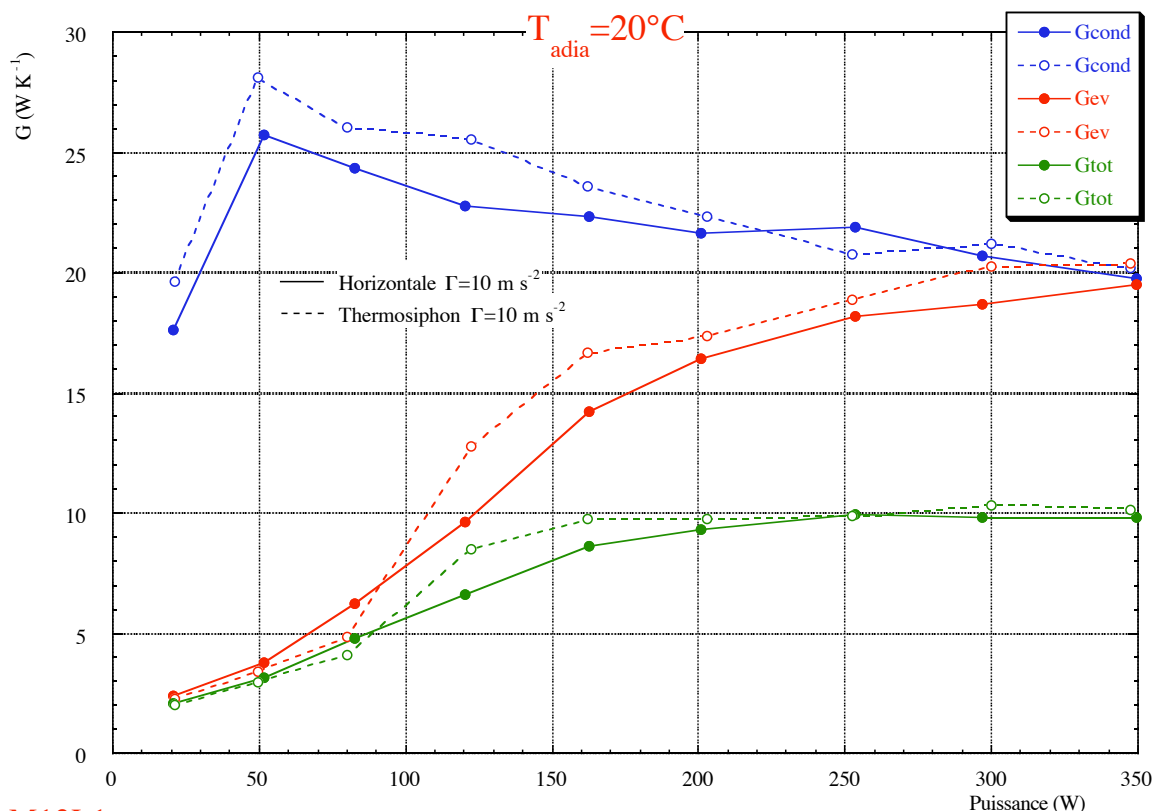


Figure VI-41 comparaison des champs d'accélération entre la position thermosiphon et la position horizontale avec une accélération moyenne de 10 m s^{-2}



M16L1

Figure VI-42 : comparaison des valeurs des conductances entre les positions horizontale et verticale $T_{adia}=80^\circ\text{C}$ (M16L1)

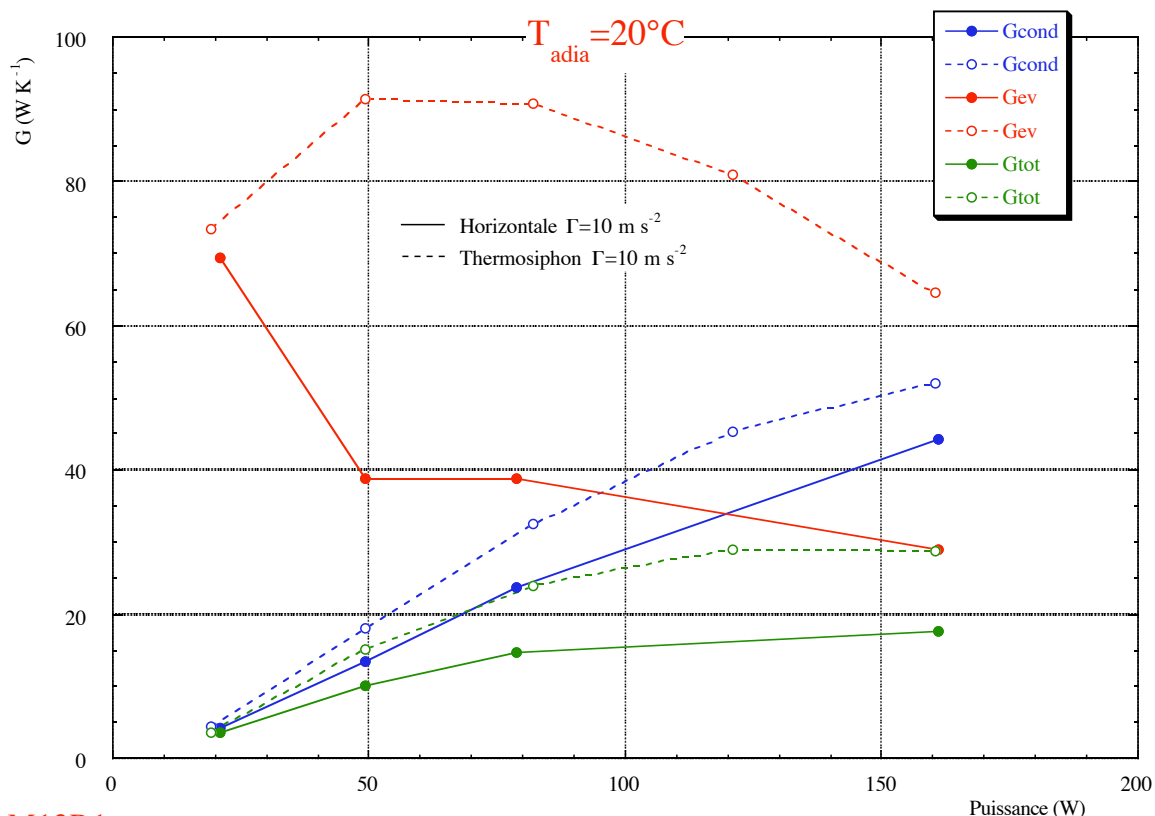


M12L1

Figure VI-43 : comparaison des valeurs des conductances entre les positions horizontale et verticale $T_{adia}=20^{\circ}C$ (M12L1)

Ainsi puisque l'écoulement longitudinal du liquide se produit dans une zone basse limitée, seule la partie basse de la surface interne de l'évaporateur est alimentée. La partie supérieure n'est quant à elle refroidie que par d'éventuelles projections de liquide dues à l'ébullition dans la partie basse opposée. Ce phénomène est a priori très similaire dans les deux configurations ce qui conduit à des courbes de conductances ayant un comportement très comparable en terme de niveau et de variation.

En revanche, dans le cas du caloduc rainuré, les différences de comportement sont plus importantes (voir Figure VI-44 et annexe A26). Nous avons en effet montré dans le paragraphe précédent que l'existence et le niveau de l'accélération transversale est un paramètre non influant sur la valeur des conductances. Par contre, le faible niveau d'accélération longitudinale au condenseur peut conduire à une accumulation plus importante de liquide dans cette zone. Le niveau de liquide dans les rainures étant plus important en position horizontale, la conductance de condensation est donc légèrement diminuée. Ce phénomène semble confirmé par l'examen des courbes de température à l'évaporateur puisque un assèchement de son extrémité est détectable dans tous les cas où la différence de conductance est importante entre les deux positionnements.



M12R1

Figure VI-44 : comparaison des valeurs des conductances entre les positions horizontale et verticale $T_{\text{adia}}=20^\circ\text{C}$ (M12R1)

Globalement, les valeurs de conductance sont assez proches notamment à haute température. La comparaison de ces deux positionnements nous permet d'aborder l'étude sous forte accélération en ayant une bonne confiance dans la qualité des mesures tant au niveau des valeurs des conductances que de l'évolution de celles-ci par rapport aux différents paramètres.

5.2 Conductances moyennes au condenseur

Dans une première approche, nous allons détailler l'influence des trois paramètres principaux (puissance, température adiabatique et accélération moyenne) sur l'évolution de la conductance au condenseur pour les caloducs à tube lisse et en particulier le caloduc M12L1 en temps que référence.

Paradoxalement nous présenterons l'influence de la température adiabatique pour une accélération donnée, puis nous présenterons l'évolution des courbes en fonction de l'accélération pour une température adiabatique fixée. En effet, cette approche nous semble préférable afin de tenter d'analyser l'influence de chaque paramètre.

Pour finir, au travers des mesures réalisées pour le caloduc M12R1, nous présenterons l'influence des rainures sur la conductance au condenseur en distinguant l'influence de la température adiabatique et l'influence de l'accélération longitudinale.

Les courbes permettant l'analyse des conductances au condenseur en fonction des différents paramètres sont reprises dans l'annexe A27.

5.2.1 Influence de la température adiabatique

Afin de visualiser l'influence de la température adiabatique sur la conductance au condenseur, nous avons tracé pour une accélération donnée, les courbes en fonction de la puissance transférée pour différentes températures adiabatiques comme illustré sur la Figure VI-45 et la Figure VI-46 pour les deux accélérations extrêmes de notre étude (10 et 90 m s⁻²).

Le comportement global des courbes est très similaire aux résultats obtenus pour la position thermosiphon. En effet, on constate une augmentation de la conductance avec la température avec une tendance d'autant plus marquée que la puissance transférée est faible. Ce comportement est globalement cohérent avec une hypothèse de condensation en film de Nusselt. Cependant, en raison de la présence de l'accélération terrestre et du rapport du diamètre interne sur la longueur du condenseur, le film de condensation n'est ni totalement azimutal ni totalement longitudinal. D'autre part, les effets de bord, évoqués dans le cadre de la position thermosiphon, gardent a priori une importance significative.

Si l'on considère l'évolution des conductances à faible puissance et à basse température, on constate une augmentation de la conductance avec la puissance transférée avec un effet d'autant plus marqué (en température mais pas en puissance) que l'accélération longitudinale est plus importante. Cette évolution paradoxale va à l'encontre d'une condensation en film de Nusselt et reste très difficile à interpréter sans une visualisation et une modélisation de l'évolution du film liquide.

La puissance maximale transférable augmente fortement avec la température pour une même accélération. Cette augmentation est plus importante que pour la position thermosiphon où le rapport des puissances maximales transférable à 100 °C et à 0°C est d'environ 2,5 alors que pour la position horizontale le rapport varie de 3,5 sous une accélération moyenne de 10 m s⁻² à 7 sous une accélération moyenne de 90 m s⁻². Cette évolution reste difficile à interpréter avec certitude car différentes hypothèses peuvent être avancées comme l'augmentation de l'importance de la viscosité en fonction de l'accélération en raison de la décroissance de l'épaisseur moyenne du film. Ainsi, lorsque la température et l'accélération augmentent, le retour du liquide vers l'évaporateur est amélioré et permet d'augmenter fortement la capacité de transfert.

Les résultats obtenus pour le caloduc M16L1 sont très proches et confirment les remarques précédentes et notamment les résultats surprenant à basse puissance et faible température. L'influence du diamètre semble donc très faible, tout au moins dans l'intervalle restreint du rapport du diamètre interne sur la longueur du condenseur (0,05 à 0,07) qui correspond à nos essais.

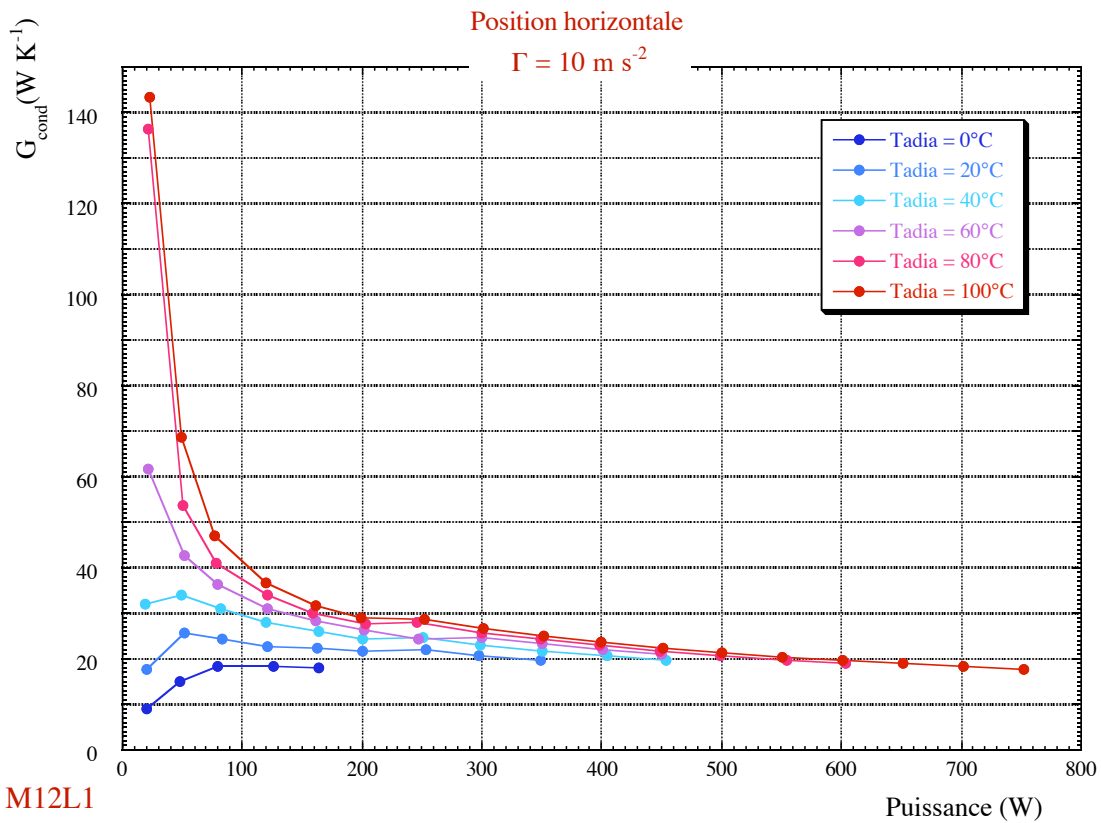


Figure VI-45 : influence de la température adiabatique sur les conductances au condenseur pour une accélération de 10 m s^{-2} en position horizontale (M12L1)

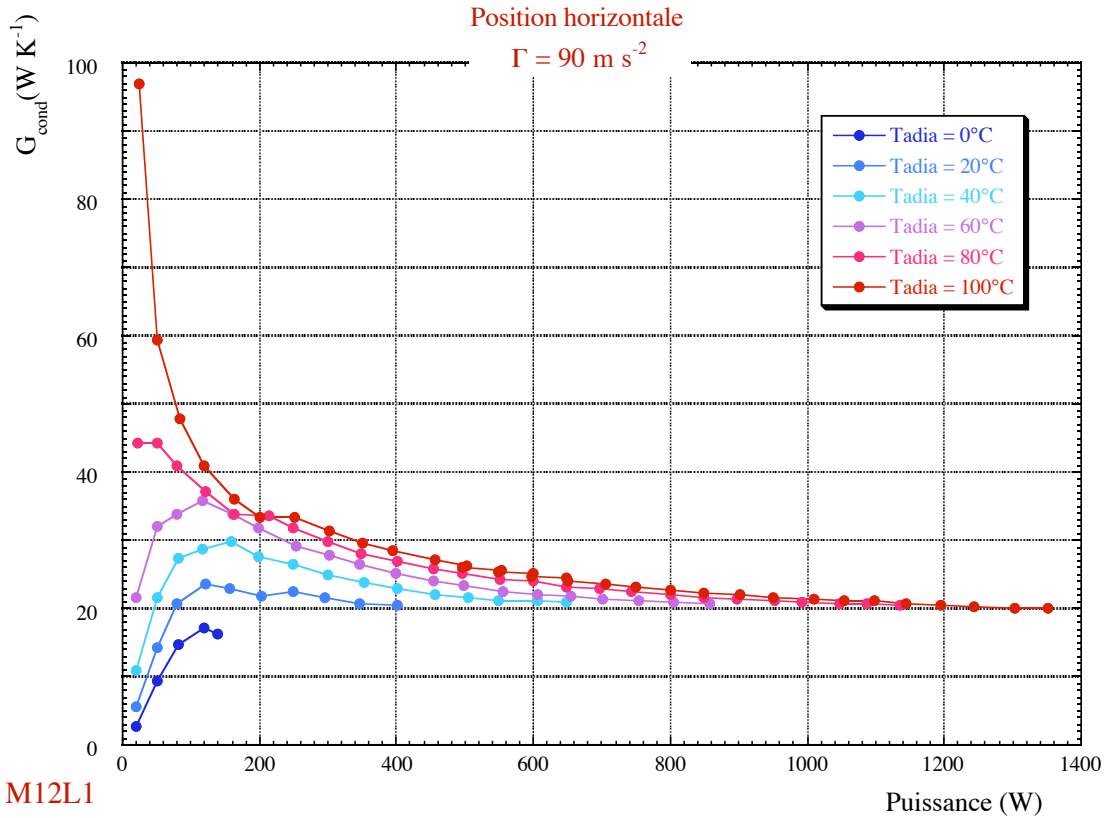


Figure VI-46 : influence de la température adiabatique sur les conductances au condenseur pour une accélération de 90 m s^{-2} en position horizontale (M12L1)

5.2.2 Influence du niveau d'accélération

Pour l'étude de l'influence de l'accélération, nous avons tracé un réseau de courbes donnant la conductance au condenseur en fonction de la puissance transférée pour différentes accélérations et ce pour une température adiabatique fixée. Les résultats obtenus sont repris dans l'annexe A27 et illustrés par la Figure VI-47 à 0°C, la Figure VI-48 à 40°C et la Figure VI-49 à 80°C.

Le premier résultat que l'on observe est une diminution de la conductance au condenseur pour de faibles flux transférés avec un phénomène d'autant plus marqué que la température adiabatique est plus basse. En revanche, lorsque la puissance transférée devient plus importante, l'augmentation de l'accélération tend à améliorer la conductance au condenseur. De manière globale, cette évolution est également perceptible sur le caloduc M16L1. Néanmoins le phénomène est moins marqué puisque l'estimation de la puissance de transition (entre un effet négatif et un effet positif de l'accélération) varie de 120 W à 40°C à 80 W à 80°C pour le caloduc M12L1 et varie de 70 W à 40°C à 30 W à 80°C pour le caloduc M16L1. Ce comportement reste difficile à interpréter par des phénomènes de capillarité en bout de condenseur sauf en présence d'une géométrie particulière pouvant développer des pressions capillaires importantes et ayant une structure telle que pour une faible épaisseur de film, l'augmentation de l'accélération conduise à une augmentation de l'épaisseur initiale du film.

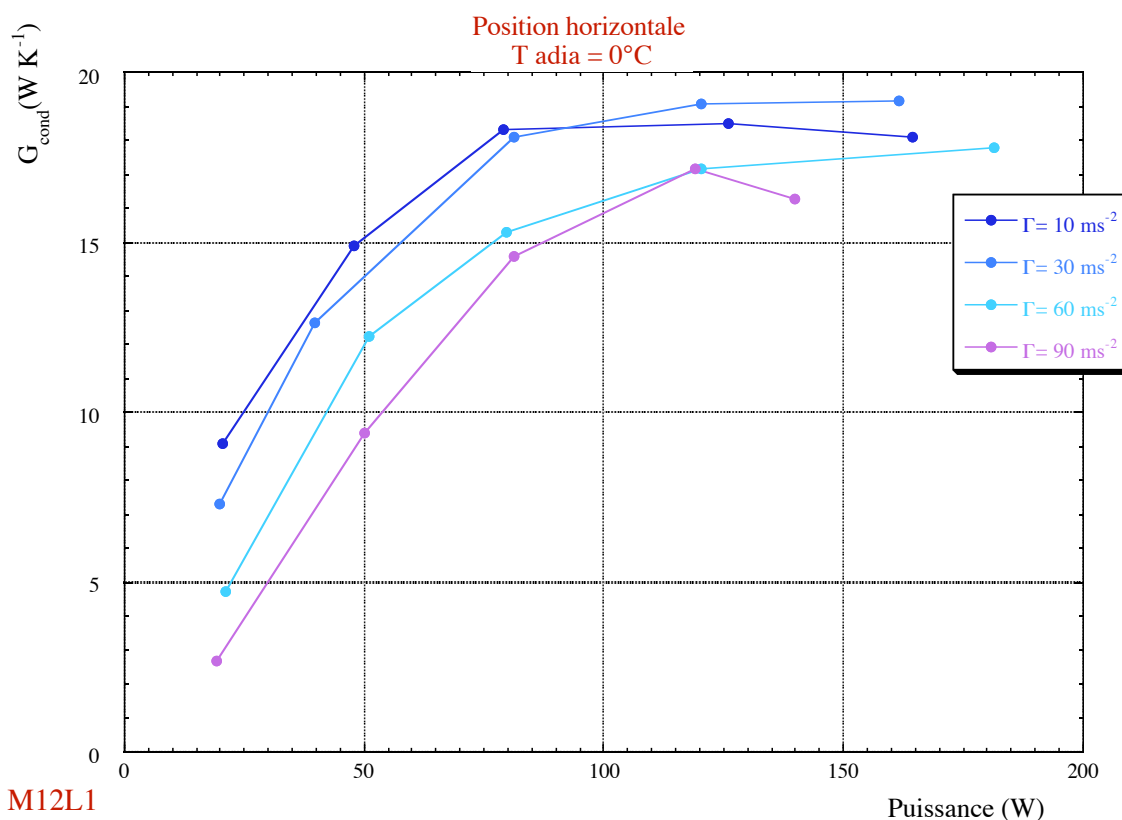
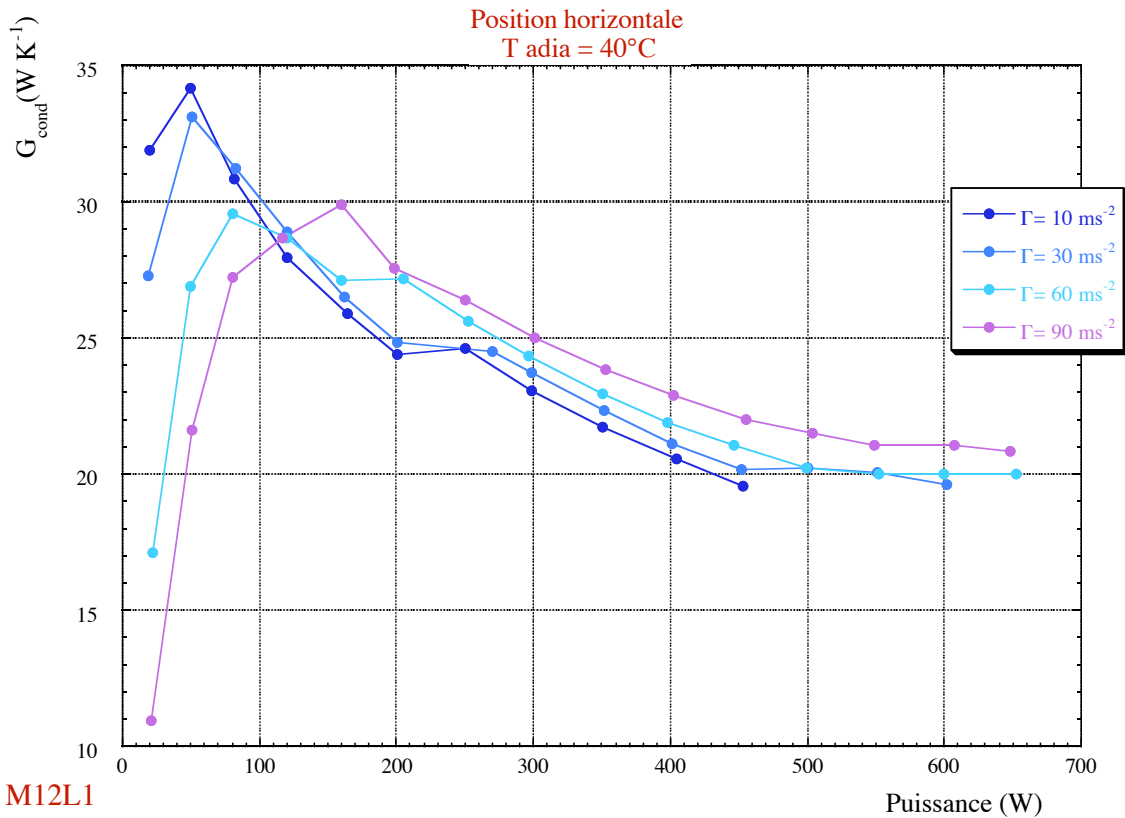
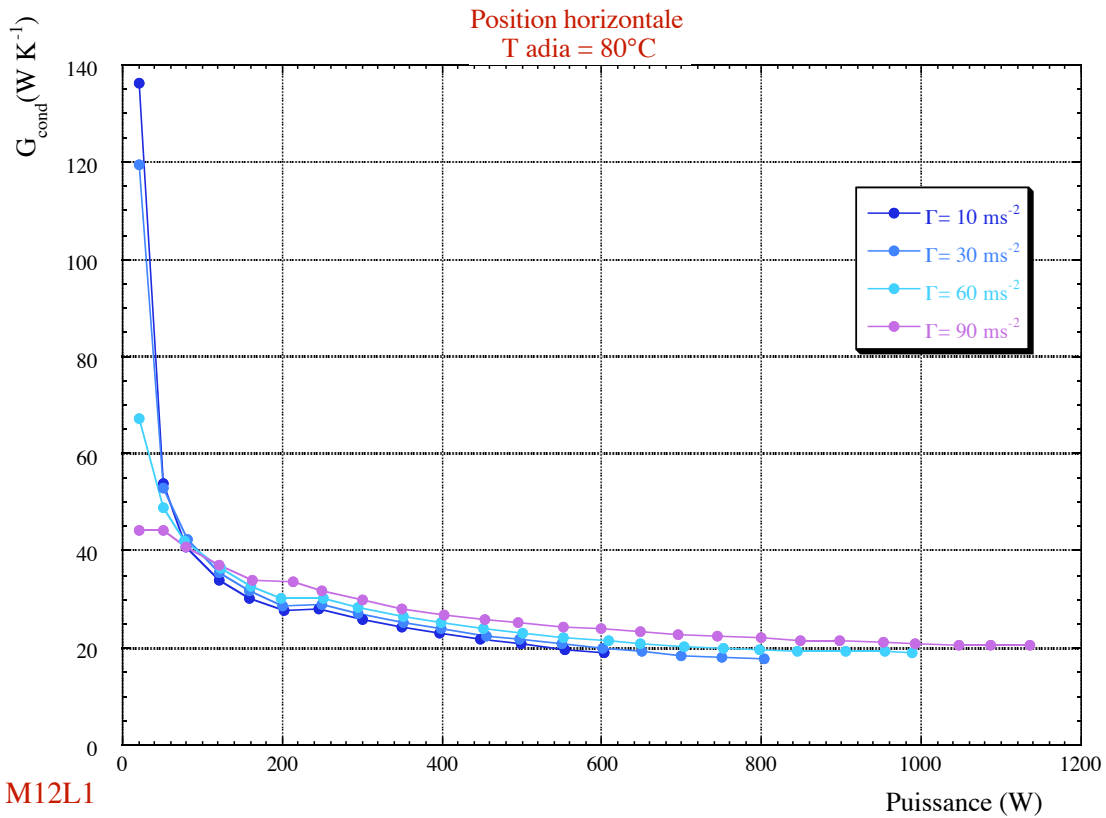


Figure VI-47 : influence de l'accélération longitudinale en position horizontale sur les conductances au condenseur, $T_{adia}=0^\circ\text{C}$ (M12L1)



M12L1

Figure VI-48 : influence de l'accélération longitudinale en position horizontale sur les conductances au condenseur, T_{adia}=40°C (M12L1)



M12L1

Figure VI-49 : influence de l'accélération longitudinale en position horizontale sur les conductances au condenseur, T_{adia}=80°C (M12L1)

D'autre part, si l'on ne tient pas compte du comportement à faible puissance injectée, on constate une augmentation de la conductance au condenseur compatible avec une hypothèse de condensation en film. La conductance est alors proportionnelle au flux à la puissance $-1/4$ (en condition de température imposée) ou $-1/3$ (en condition de flux imposé) et à l'accélération à la puissance $1/4$ ou $1/3$. Notons que l'accélération moyenne au condenseur varie d'environ 6 m s^{-2} à 54 m s^{-2} lorsque l'accélération longitudinale moyenne varie de 10 à 90 m s^{-2} .

Enfin, il apparaît de façon fort surprenante que la capacité maximale de transfert varie peu avec l'accélération puisque, pour le caloduc M12L1, le rapport des puissances maximales entre une accélération de 10 m s^{-2} et de 90 m s^{-2} est quasiment nul à 0°C et reste inférieur à 2 à 100°C . Rappelons que les capacités maximales de transport sont évaluées à 50 W près (incrément de puissance entre deux points de mesures) car leurs déterminations précises demandent en général beaucoup d'essais et sort du cadre de cette étude expérimentale consacrée à l'étude des conductances.

Notons néanmoins que l'effet cumulé de la température adiabatique et de l'accélération conduit à augmenter la capacité de transfert de 120 W à 0°C sous 10 m s^{-2} à 1350 W à 100°C sous 90 m s^{-2} pour le caloduc M12L1.

5.2.3 Comportement du caloduc rainuré

De manière globale, en ce qui concerne l'évolution de la conductance au condenseur en fonction de la puissance injectée (Figure VI-50 & Figure VI-51) on retrouve, à basse puissance, le comportement observé en position thermosiphon. Etant donné la faible influence, déjà formulée, de l'accélération transverse sur les performances du caloduc rainuré, il est raisonnable de supposer des causes identiques à l'augmentation de la conductance au condenseur avec la puissance transférée. Ainsi, tant que les rainures ne sont pas remplies de liquide, le drainage du liquide des parois latérales vers le bas des rainures permet une augmentation de la conductance avec la puissance transférée (voir § 4.2.4).

En revanche, les essais sous fortes accélérations ont permis une augmentation importante des capacités de transport ce qui nous a conduit à observer une décroissance de la conductance au condenseur avec la puissance. Cette évolution se rapproche d'un comportement de condensation en film et semble donc caractéristique d'un remplissage plus important des rainures au condenseur pour une puissance transférée très importante.

L'augmentation de la température adiabatique se traduit toujours, pour le caloduc rainuré, par une augmentation significative de la conductance moyenne au condenseur.

Néanmoins, l'influence de l'accélération est très similaire au cas du caloduc à tube lisse à savoir une dégradation des valeurs à basse puissance et une augmentation à puissance élevée. Les analyses restent ici aussi très difficiles à mener et ce comportement non intuitif reste non expliqué.

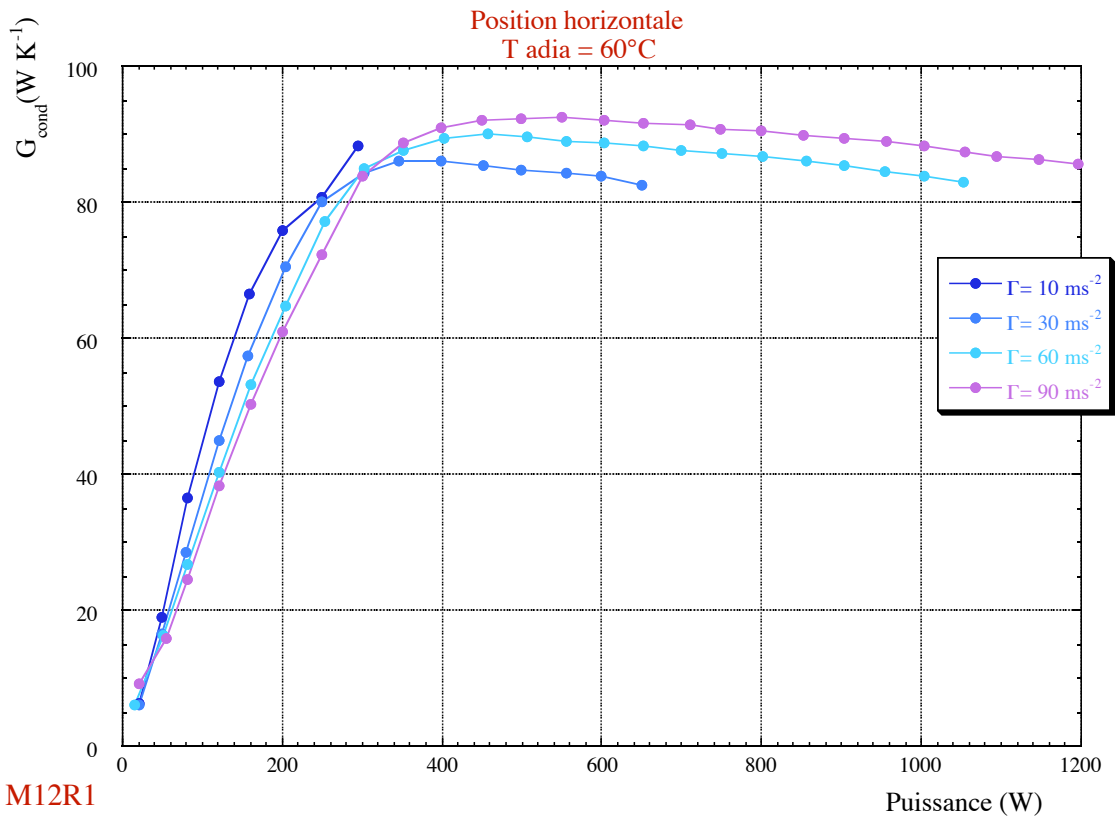


Figure VI-50 : influence de l'accélération longitudinale en position horizontale sur les conductances au condenseur, Tadia=60°C (M12R1)

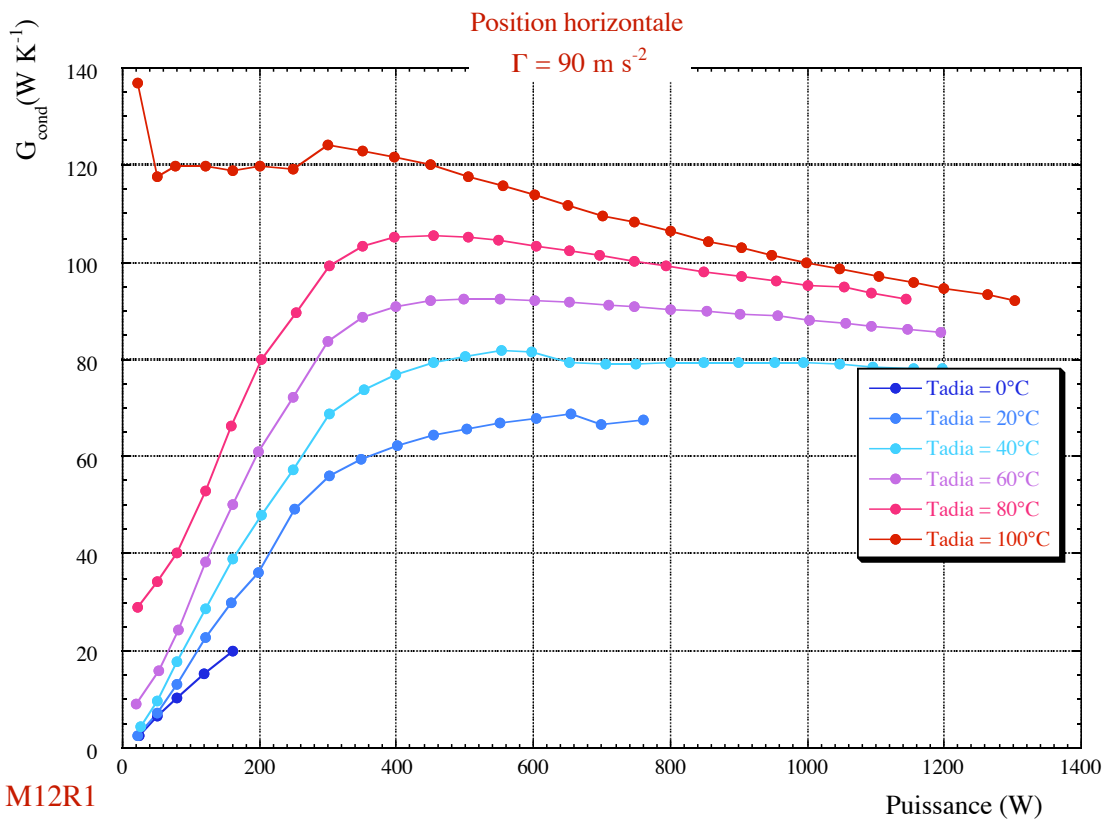


Figure VI-51 : influence de la température adiabatique sur les conductances au condenseur pour une accélération de 90 m s^{-2} en position horizontale (M12R1)

Remarque : un phénomène également imprévisible et inexplicable apparaît lorsque l'accélération est importante, la température adiabatique élevée et la puissance faible (Figure VI-51). La conductance prend alors des valeurs très élevées et non pas faibles comme constaté dans toutes les séries d'essais lorsque la puissance transférée est faible. Notons que ce comportement ne peut pas s'expliquer à partir d'une mauvaise prise en compte des pertes thermiques puisque ce phénomène persiste pour des puissances supérieures à 200 W.

5.3 Conductances moyennes à l'évaporateur

Dans ce paragraphe, nous allons décrire les résultats obtenus pour les conductances à l'évaporateur en fonction des différents paramètres. Le comportement des caloducs à tube lisse et du caloduc rainuré étant assez différents, nous séparerons leur présentation afin de bien mettre en évidence les comportements très surprenants obtenus quant à l'influence des paramètres que sont la puissance transférée, la température adiabatique et l'accélération longitudinale.

5.3.1 Les caloducs à tube lisse

Les courbes de la Figure VI-52 à la Figure VI-57 illustrent les résultats obtenus pour les conductances à l'évaporateur dans les tubes lisses. En première approximation, un élément inattendu ressort de l'ensemble de ces courbes : la conductance à l'évaporateur des caloducs à tube lisse est une fonction linéaire de la puissance injectée et est quasiment indépendante de la température adiabatique et de l'accélération sur notre plage d'étude.

Cette affirmation doit être modulée car, comme le montre les courbes de la Figure VI-53 et de la Figure VI-56, dans certaines conditions une augmentation de la température adiabatique ou de l'accélération peut conduire à une amélioration perceptible de la conductance à l'évaporateur. Cependant l'analyse de l'ensemble des courbes (voir Annexe A28) montre de manière assez évidente que les cas ayant une sensibilité marquée restent limités à des températures intermédiaires de 20 à 60 °C ou à une accélération faible de 10 et 30 m s⁻² et en tout état de cause à des puissances moyennes à élevées (supérieure à environ 200 à 250 W).

Notons de plus, l'existence de sauts importants et imprévisibles dans les courbes de conductance. L'amplitude de ces sauts lors d'un incrément de puissance de 50 W peut représenter jusqu'à 40 % de la valeur précédente. Ces variations caractérisent bien évidemment des changements de régime d'échange avec dans certains cas un assèchement de la zone intermédiaire de l'évaporateur malgré la présence de l'accélération transversale due à la gravité terrestre (effet caractérisé par une température importante de cette zone par rapport aux extrémités de la zone évaporateur). Pourtant, la caractérisation précise des différents régimes reste impossible à mener dans notre cas car nous n'avons pas pu réaliser une acquisition de données sur les profils de température suivant l'axe longitudinal du caloduc.

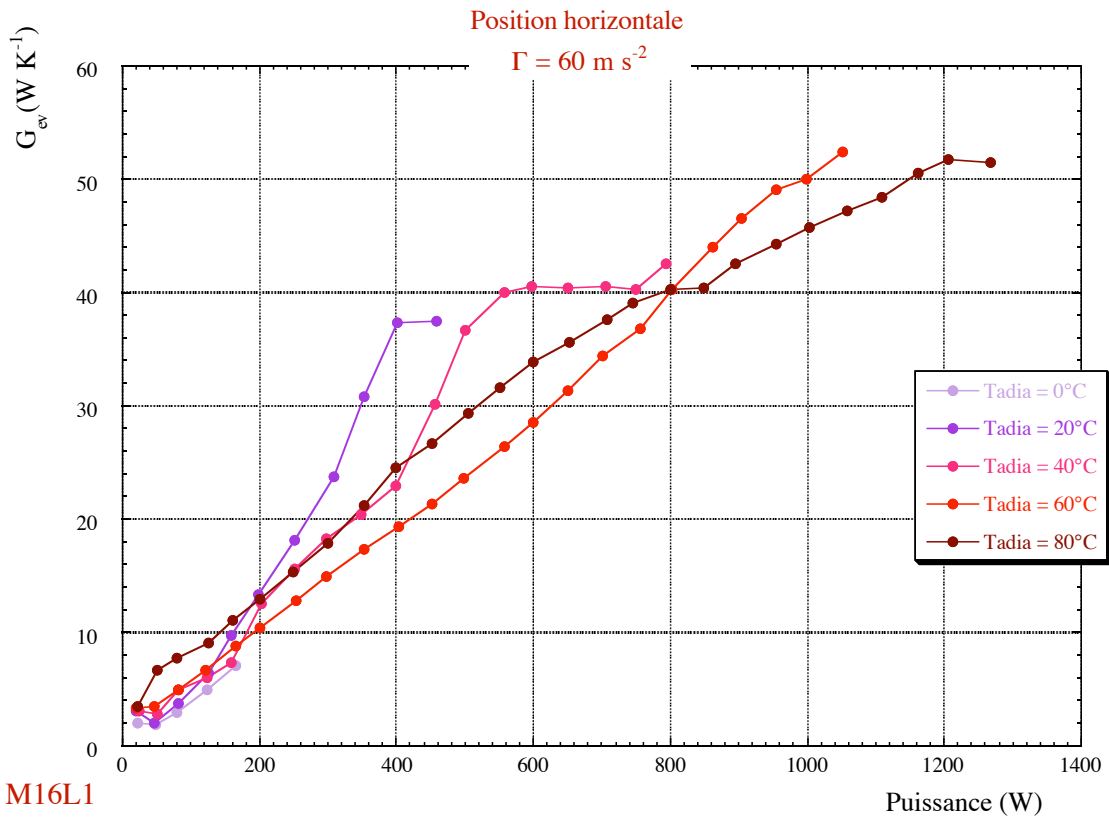


Figure VI-52 : influence de la température adiabatique sur les conductances à l'évaporateur pour une accélération de 60 m s^{-2} en position horizontale (M16L1)

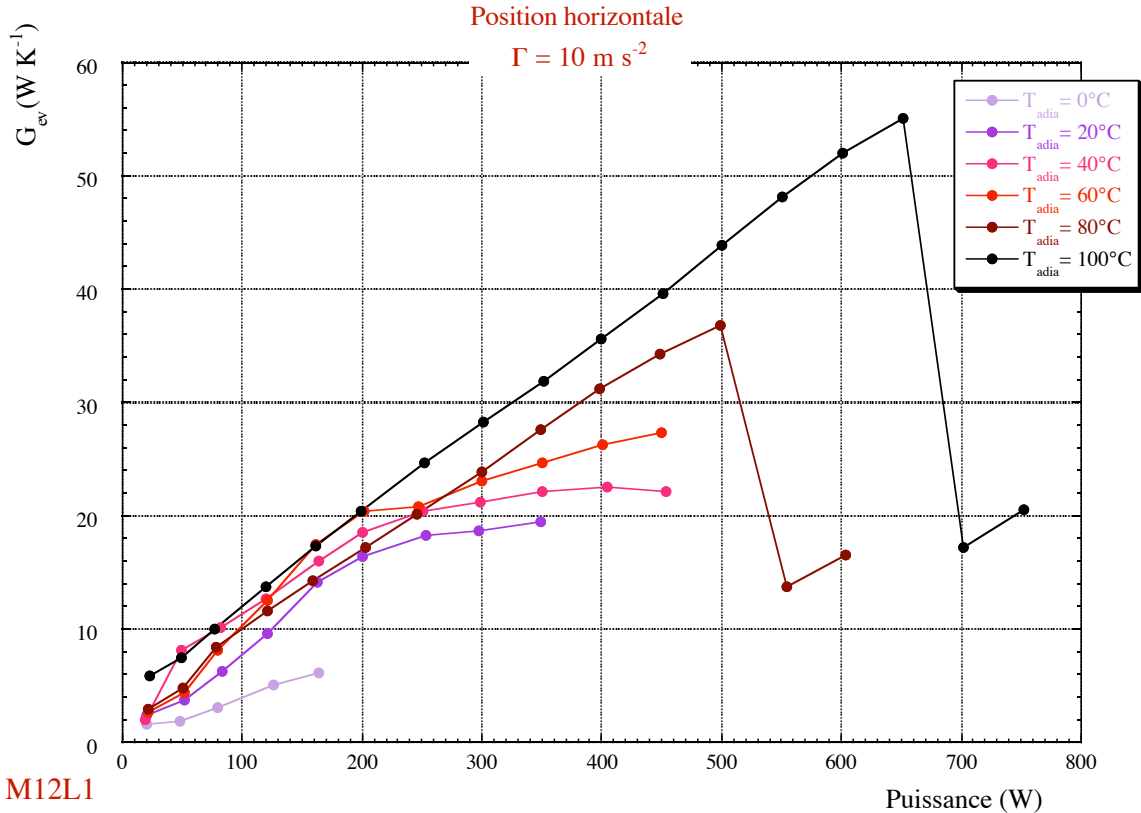


Figure VI-53 : influence de la température adiabatique sur les conductances à l'évaporateur pour une accélération de 10 m s^{-2} en position horizontale (M12L1)

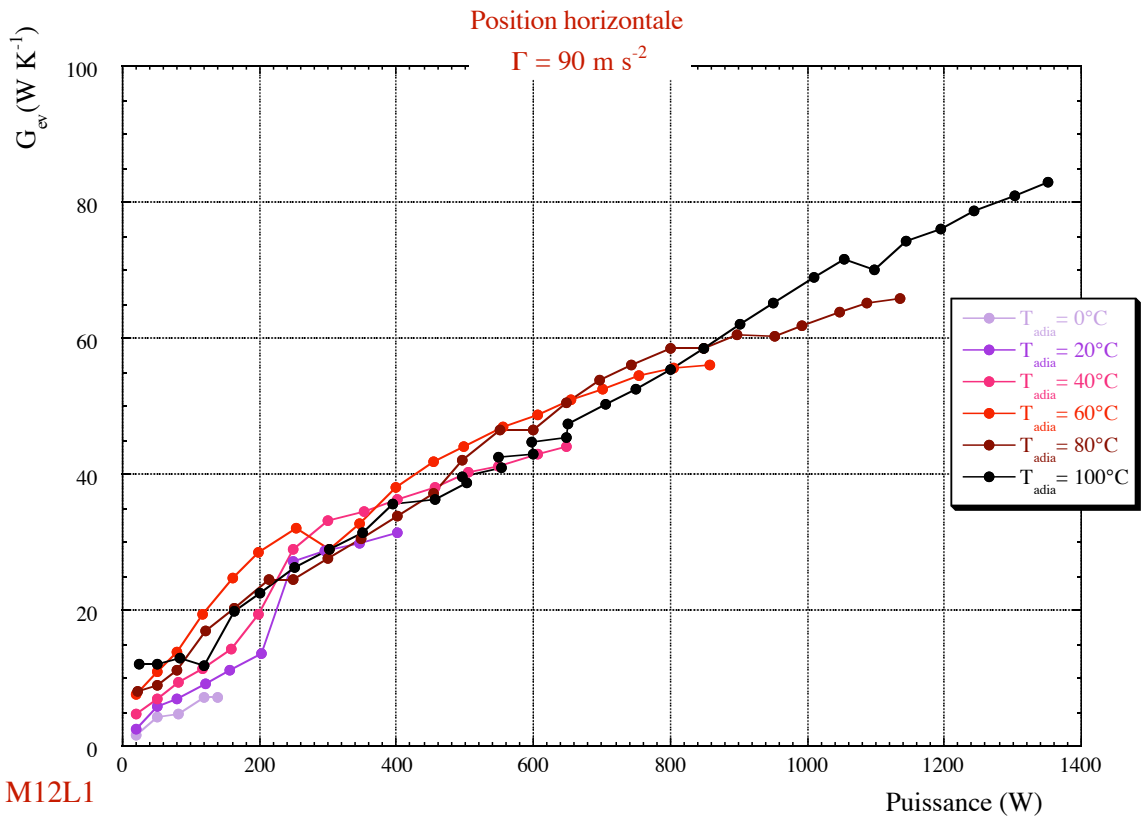


Figure VI-54 : influence de la température adiabatique sur les conductances à l'évaporateur pour une accélération de 90 m s^{-2} en position horizontale (M12L1)

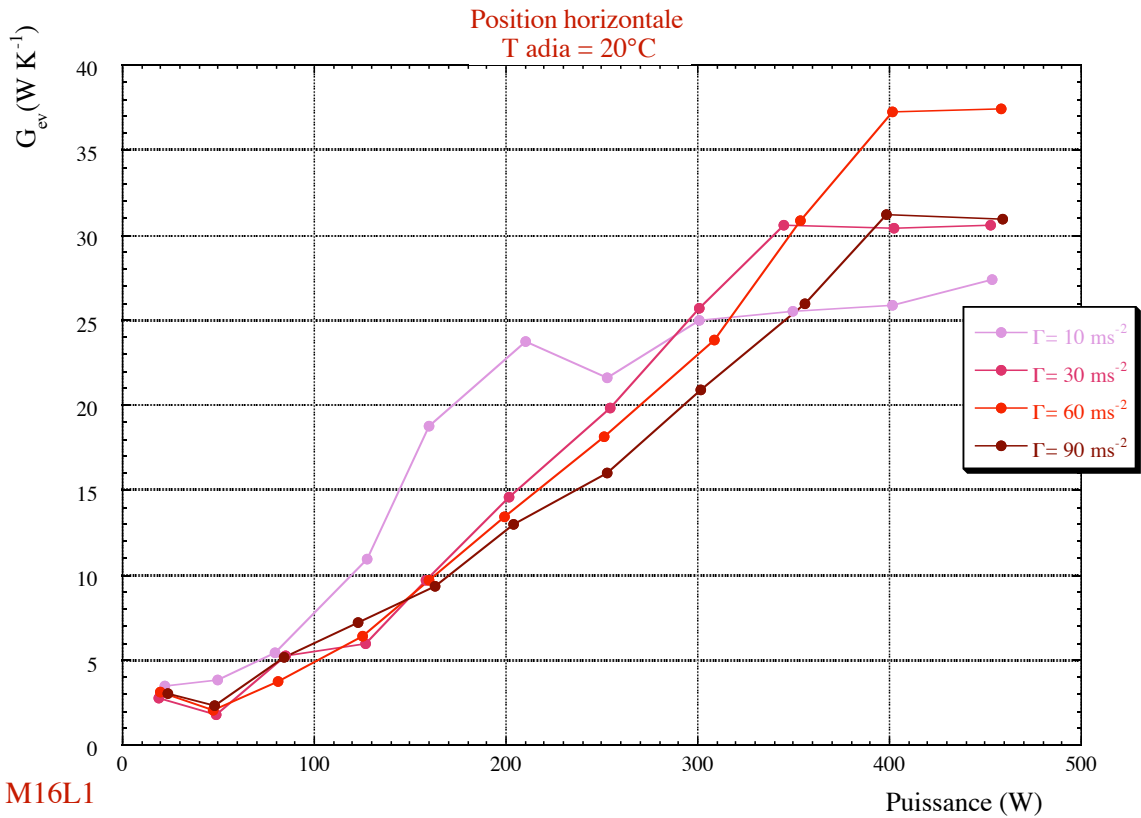


Figure VI-55 : influence de l'accélération longitudinale en position horizontale sur les conductances à l'évaporateur, $T_{\text{adia}}=20^\circ\text{C}$ (M16L1)

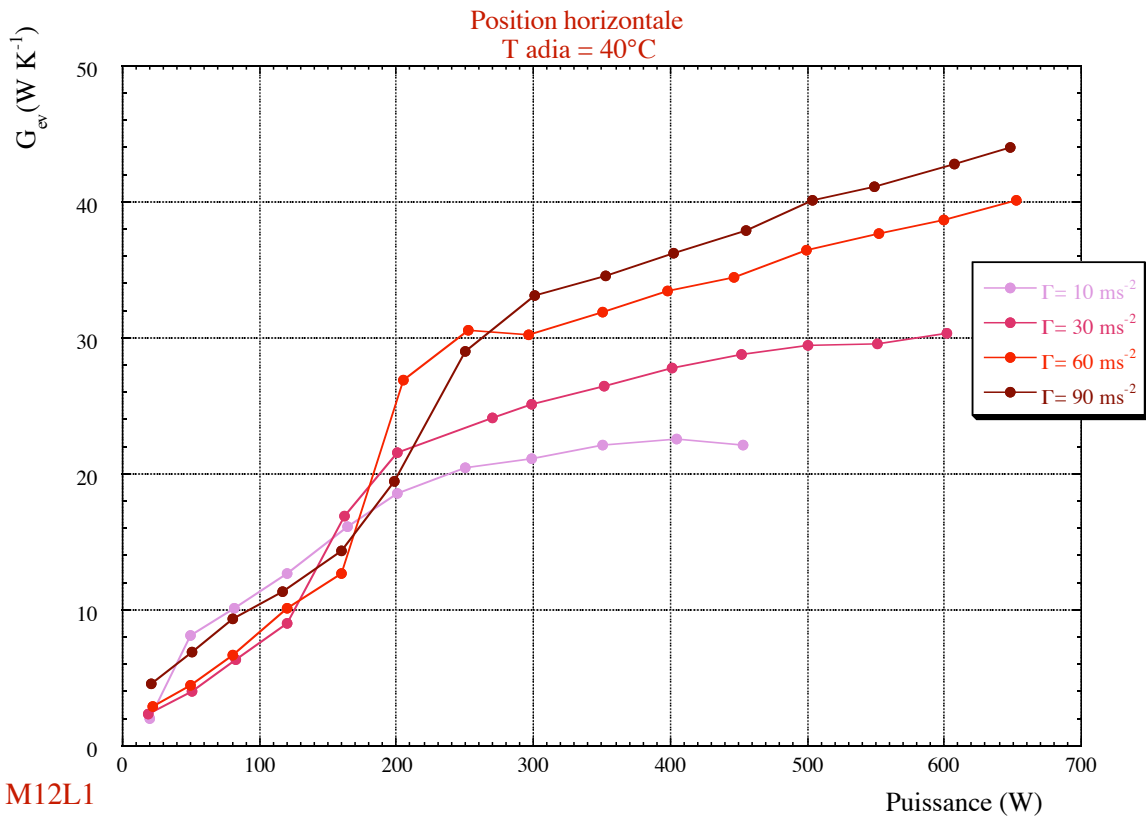


Figure VI-56 : influence de l'accélération longitudinale en position horizontale sur les conductances à l'évaporateur, T_{adia}=40°C (M12L1)

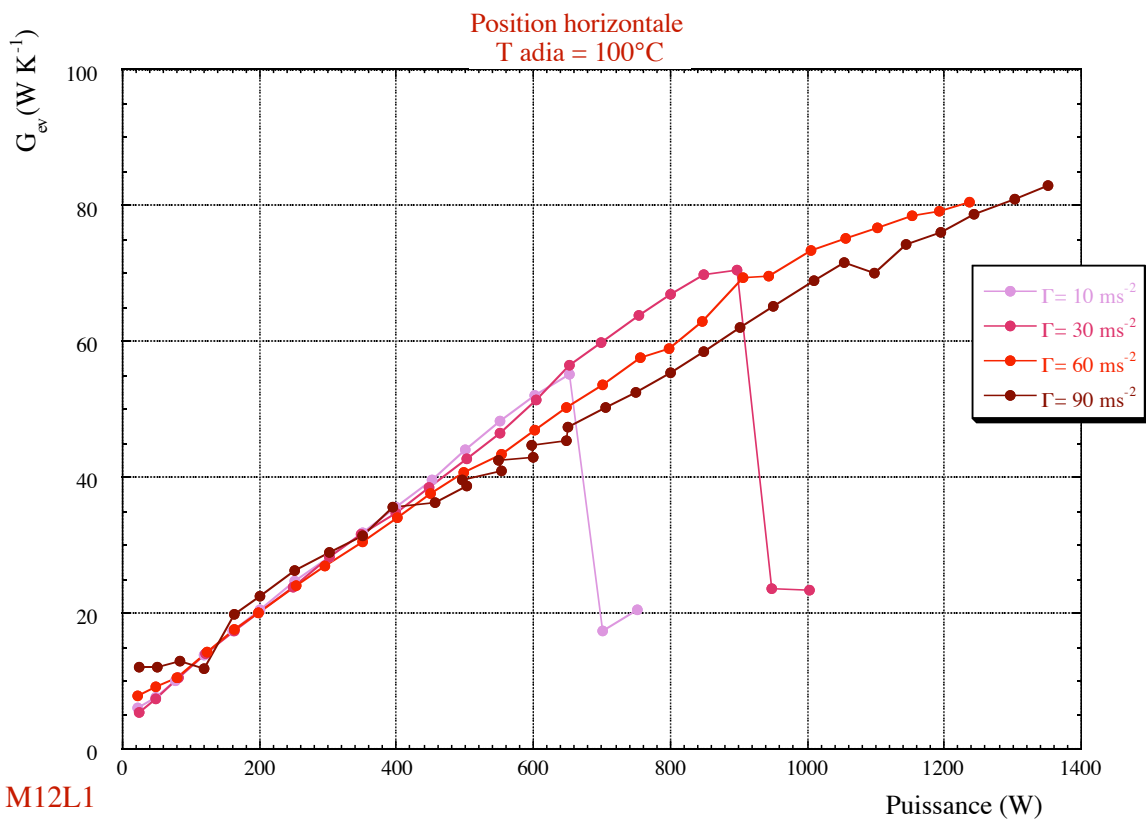


Figure VI-57 : influence de l'accélération longitudinale en position horizontale sur les conductances à l'évaporateur, T_{adia}=100°C (M12L1)

Remarque : les phénomènes d'ébullition au sein de l'évaporateur sont régis par de nombreux paramètres mais il semble que l'on puisse retrouver grossièrement, pour les courbes régulières, une proportionnalité de la conductance avec la puissance injectée à la puissance 0,7 à 0,8. On retrouve donc une caractéristique essentielle d'une ébullition nucléée. Il faut toutefois rappeler que seul le bas de l'évaporateur est alimenté directement en liquide provenant du condenseur. Le haut de l'évaporateur ne peut être remouillé que par projection de liquide provenant de l'ébullition dans la partie basse de l'évaporateur (phénomène similaire à celui décrit par la Figure VI-8).

La dernière observation importante concerne l'évolution de la stabilité des courbes en fonction de la température adiabatique. On observe en effet une stabilité croissante de toutes les courbes, quelles que soient l'accélération ou la puissance, lorsque la température augmente. Nous pensons que ceci traduit peut être une évolution des interactions entre le fluide et la paroi de l'évaporateur dans le sens d'une meilleure mouillabilité.

Les échanges thermiques au sein de l'évaporateur sont donc régis par une superposition complexe de types d'échange. Cependant, la faible dépendance du coefficient d'échange à la température adiabatique et à l'accélération amène à considérer l'existence de phénomènes fondamentaux du type de ceux décrits dans le chapitre IV § 3 concernant la zone d'accrochage d'un ménisque liquide sur une paroi solide. Le modèle étudié montre en effet que le paramètre essentiel est la densité de flux ou l'écart de température entre la paroi et la vapeur. De plus, étant donné les pressions obtenues, il semble cohérent que les niveaux d'accélération testés soient beaucoup trop faibles pour intervenir dans le bilan de manière significative. En d'autres termes, la valeur du coefficient d'échange par évaporation reste foncièrement liée à des phénomènes fondamentaux ayant une échelle submicronique. Néanmoins, il ne faut pas oublier que l'écoulement du liquide jusqu'à la paroi de l'évaporateur reste gouverné par des effets macroscopiques. Ainsi la combinaison des effets macroscopique et submicronique peut engendrer des comportements difficilement prévisibles. Une bonne connaissance de l'écoulement et des interactions à l'échelle atomique entre le fluide et la paroi paraît donc indispensable pour mettre en place des modèles ou des corrélations ayant un large domaine d'application.

5.3.2 Le caloduc à tube rainuré

Le comportement des conductances à l'évaporateur du tube rainuré est assez différent des cas précédents et nous allons mettre en évidence une plus grande sensibilité aux trois paramètres de base avec un comportement plus simple à interpréter, au moins en première approximation. Les comportements du caloduc rainuré sont illustrés par les courbes de la Figure VI-58 à la Figure VI-61.

La première remarque que l'on peut faire concerne la puissance maximale transférable qui augmente fortement avec d'une part la température adiabatique et d'autre part avec le

niveau d'accélération, comme nous l'avons déjà mentionné dans l'analyse des courbes au condenseur.

Dans un premier temps, si l'on s'intéresse aux mesures effectuées pour des températures adiabatiques de 0, 20 et 40°C (voir annexe A28 et Figure VI-58), l'évolution des conductances en fonction de la puissance n'est pas monotone. On constate tout d'abord une diminution des conductances pour des puissances inférieures à environ 200 W, puis une très forte augmentation (typiquement passage de 40 à 80 W K⁻¹) sur une plage de puissance d'environ 200 W et enfin une zone relativement stationnaire avec plus ou moins de fluctuations selon les conditions de puissance et de température.

En revanche, pour des températures supérieures à 40°C, la conductance croît avec la puissance dès le début (Figure VI-59) et ce d'autant plus que la température est plus élevée. Ainsi sur les courbes à 100°C, la pente de la courbe est régulière.

Notons de plus qu'une amélioration sensible de la conductance avec la température adiabatique existe pour la zone de forte puissance et ce, quelle que soit la température adiabatique (Figure VI-60 et Figure VI-61).

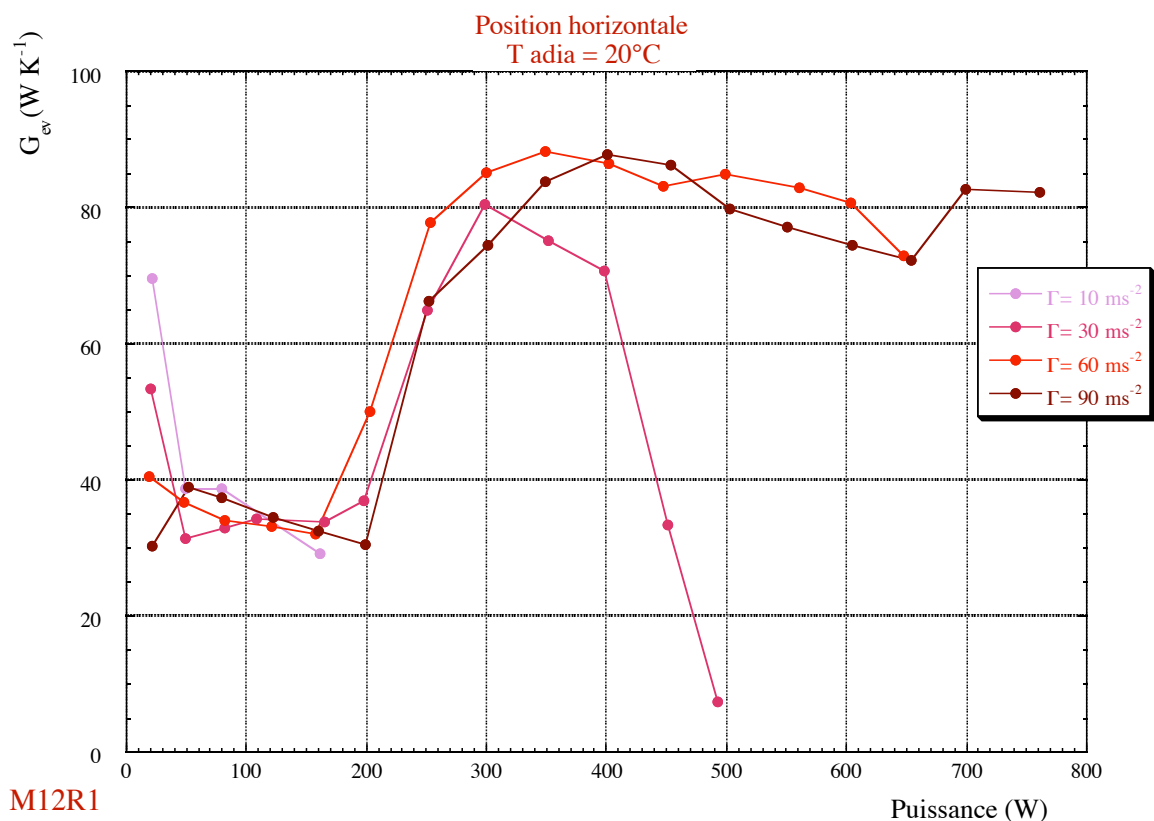


Figure VI-58 : influence de l'accélération longitudinale en position horizontale sur les conductances à l'évaporateur, T_{adia}=20°C (M12R1)

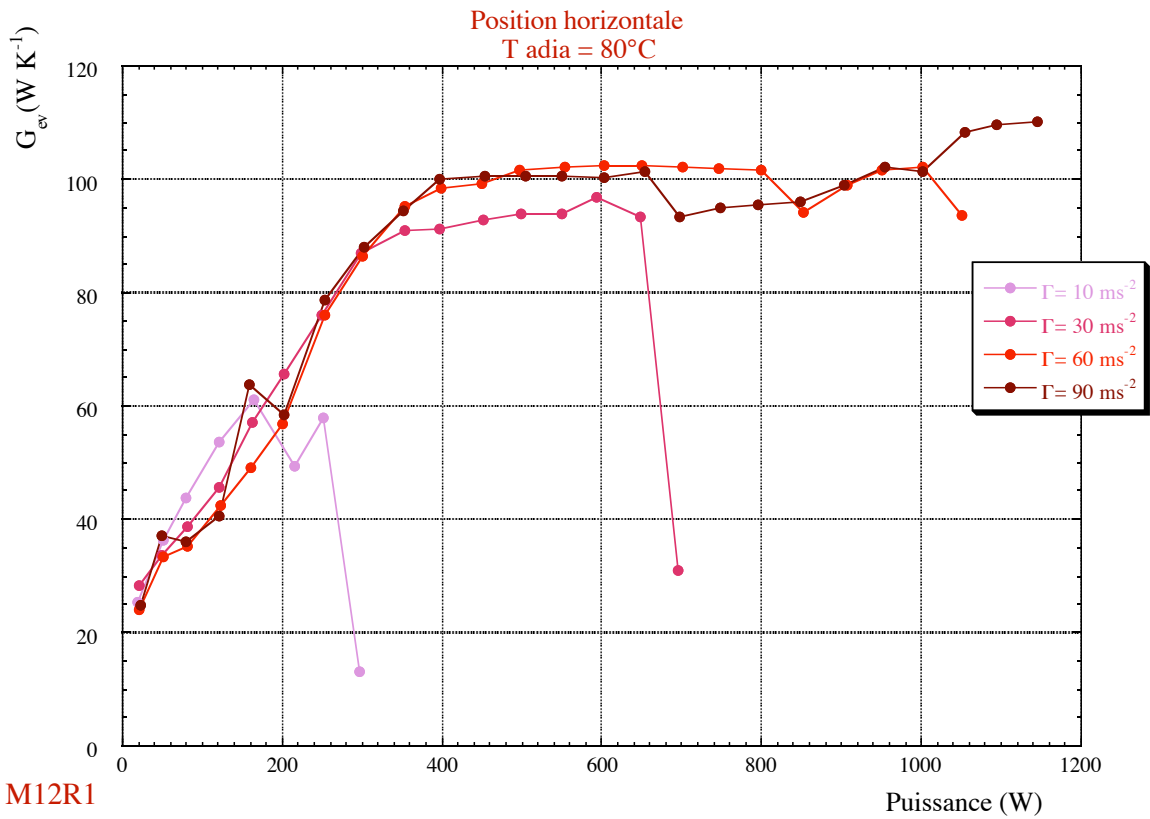


Figure VI-59 : influence de l'accélération longitudinale en position horizontale sur les conductances à l'évaporateur, T_{adia}=80°C (M12R1)

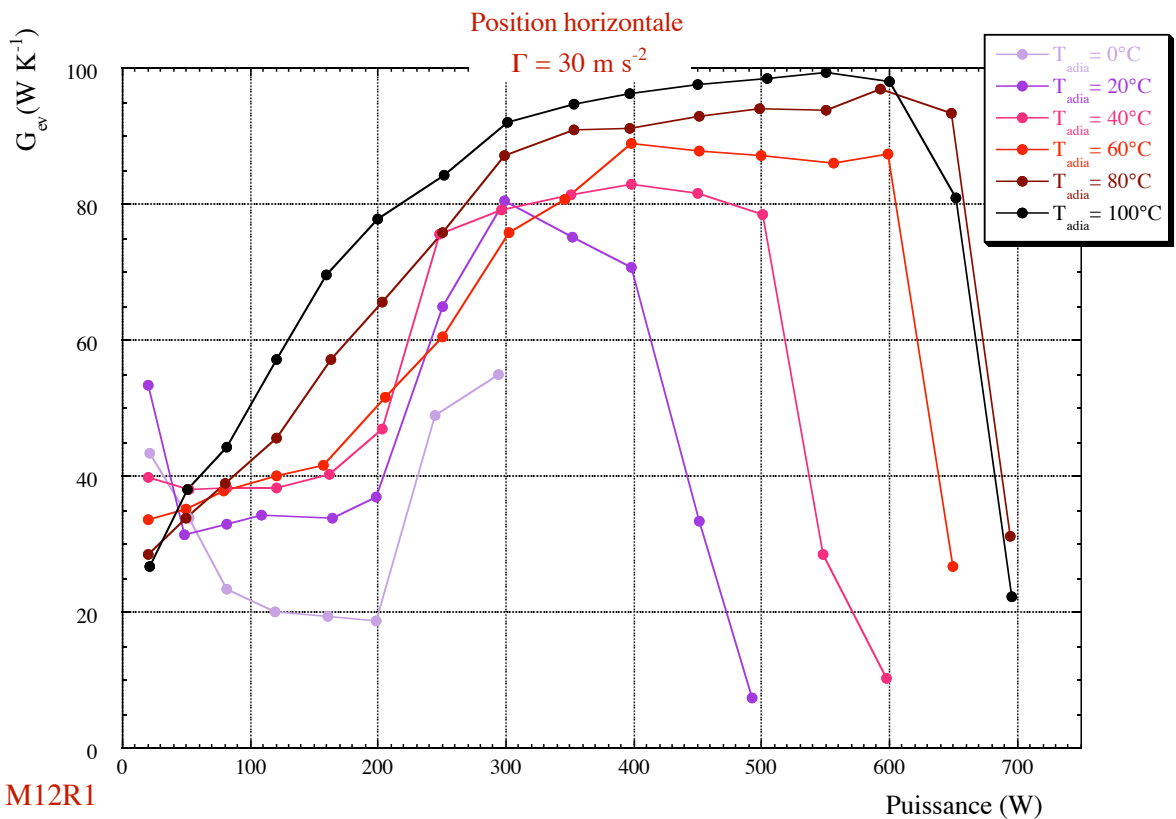


Figure VI-60 : influence de la température adiabatique sur les conductances à l'évaporateur pour une accélération de 30 m s⁻² en position horizontale (M12R1)

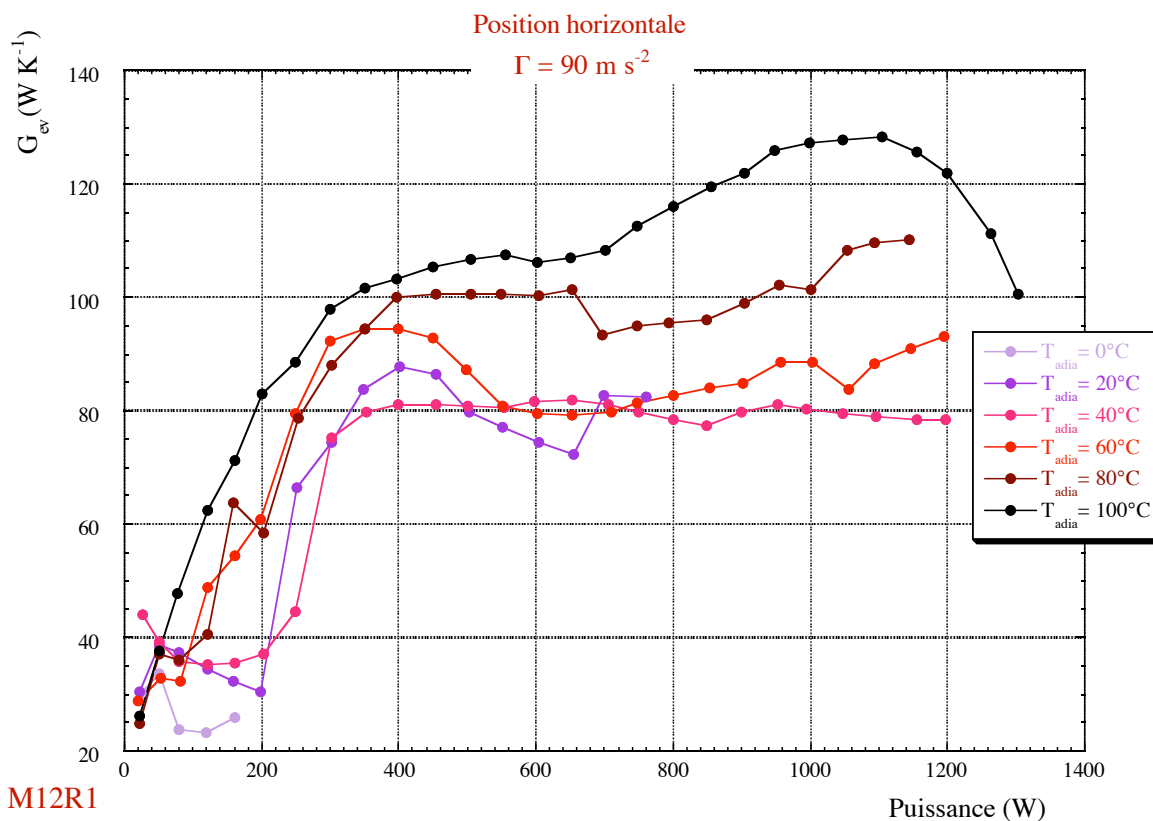


Figure VI-61 : influence de la température adiabatique sur les conductances à l'évaporateur pour une accélération de 90 m s^{-2} en position horizontale (M12R1)

A l'opposé, aucune influence ne se dégage nettement par rapport à l'accélération. Il semble en effet que les valeurs des conductances à l'évaporateur fluctuent autour d'une valeur moyenne très peu dépendante du niveau d'accélération (Figure VI-58 et Figure VI-59). Toutefois les fluctuations des valeurs des conductances ne sont pas aléatoires mais restent quasiment impossible à interpréter sans une visualisation de l'écoulement interne.

A forte puissance, lorsque la conductance décroît fortement, nous avons constaté sur les courbes temporelles un assèchement marqué de l'extrémité de l'évaporateur. Ce phénomène est très présent pour les essais sous une accélération de 10 et 30 m s^{-2} mais disparaît pour des accélérations plus importantes. Ce phénomène peut s'expliquer par l'augmentation de la densité de puissance en limite de fonctionnement lorsque l'accélération augmente. En augmentant l'accélération, on augmente le flux maximal transférable et donc la densité maximale de puissance à la surface de l'évaporateur. En conséquence, nous pensons que le caloduc passe d'une limite liée à l'écoulement liquide à une limite d'ébullition. Or la transition dans le cas d'une limite d'ébullition est beaucoup plus violente en terme de puissance injectée, ce qui explique la disparition du fonctionnement partiel sous forte accélération.

Par ailleurs, pour les essais à faible puissance, nous pensons que l'allure des courbes selon la température s'explique par la diminution du gradient de température nécessaire à

l'amorce de l'ébullition nucléée. En effet, la surchauffe de la paroi nécessaire pour amorcer une ébullition est fortement décroissante avec la température de saturation. Ainsi à basse température les premiers points de mesure correspondent à un transfert sans ébullition au sein des rainures jusqu'à une certaine densité de flux qui permet alors une ébullition nucléée et ainsi une très forte croissance de la conductance. En revanche, à température élevée, la surchauffe avant ébullition devient très faible et permet l'apparition de l'ébullition nucléée dès les basses puissances, ce qui conduit aux courbes "régulières" obtenues pour une température adiabatique de 100°C.

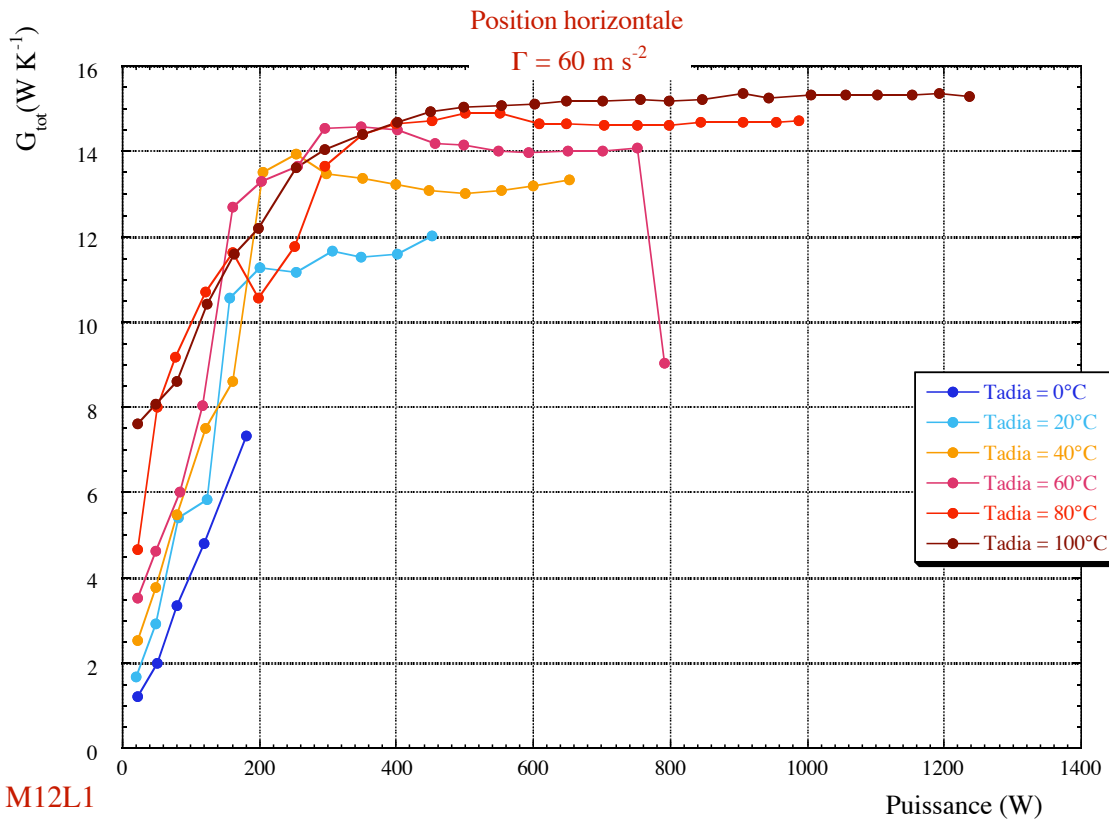
5.4 Conductances globales moyennes

Dans ce paragraphe, nous évoquerons rapidement le comportement des conductances globales des caloducs testés, en gardant bien à l'esprit qu'une variation importante du rapport des longueurs de l'évaporateur et du condenseur influence fortement le comportement de la conductance globale.

Le comportement typique de la conductance globale est illustré par la Figure VI-62 et la Figure VI-63 pour les caloducs à tube lisse et par la Figure VI-64 et la Figure VI-65 pour le caloduc rainuré.

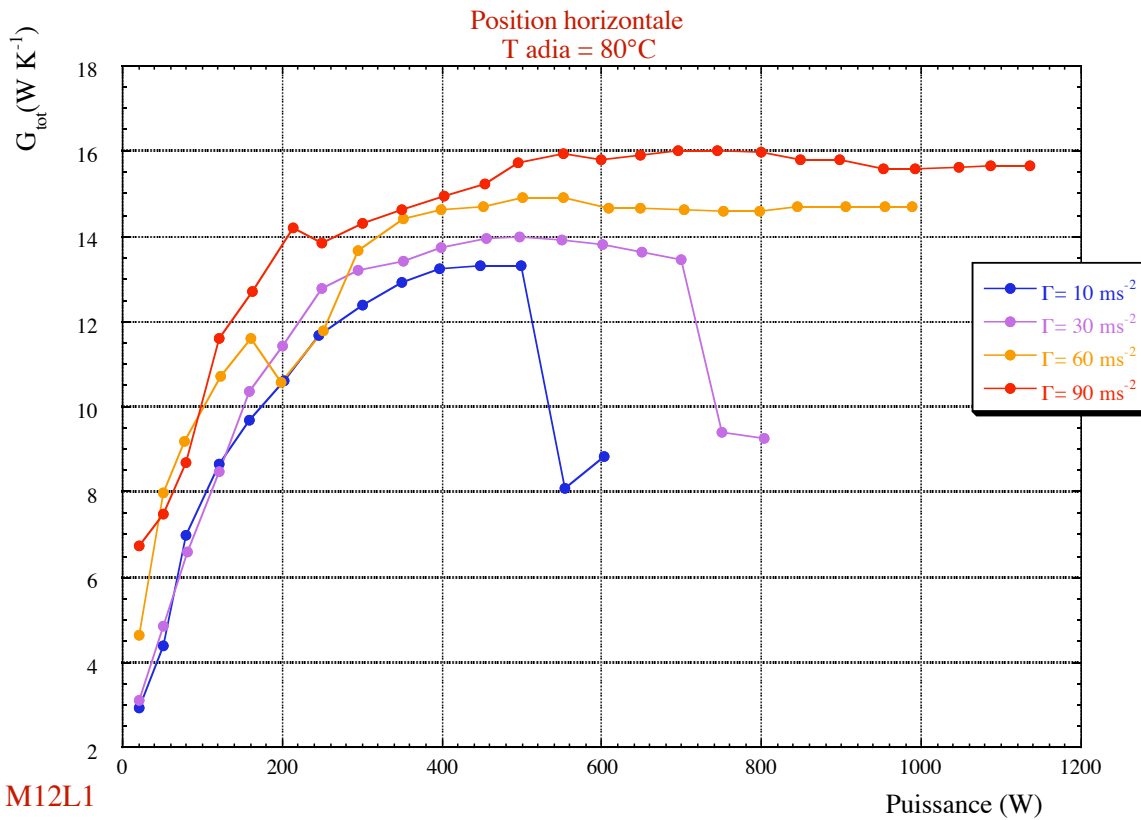
Pour les caloducs à tube lisse en position horizontale, on retrouve un comportement proche de celui observé pour la position thermosiphon. Ainsi, à basse puissance, la conductance globale est gouvernée par la conductance d'évaporation alors qu'à haute puissance, c'est la conductance de condensation qui devient prépondérante et l'on obtient une conductance quasi constante (la faible chute de la faible conductance au condenseur est compensée par la forte augmentation de la forte conductance à l'évaporateur). En corollaire, on constate une augmentation des performances avec l'accélération à forte puissance alors que les effets à basse puissance sont moins perceptibles (voir analyse des conductances au condenseur et à l'évaporateur).

En résumé, on peut retenir une allure générale de la conductance globale en fonction de la puissance injectée. A faible puissance, la conductance croit fortement avec la puissance d'un facteur 3 à 4. Puis la croissance se réduit progressivement et l'on obtient grossièrement un palier. De plus, notons que l'augmentation de l'accélération entraîne une forte augmentation des capacités de transport et une faible augmentation de la conductance globale. Pour finir, l'augmentation de la température adiabatique montre une forte augmentation des capacités de transport mais seulement une légère tendance à l'amélioration de la conductance globale.



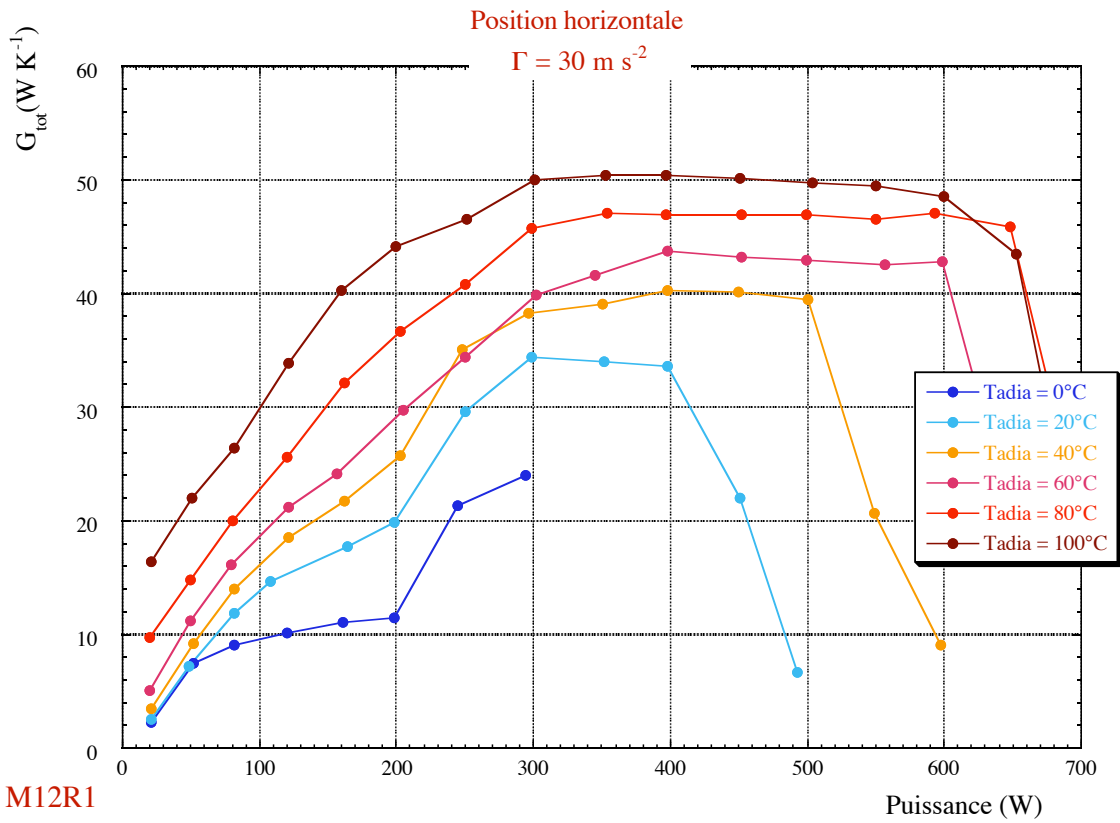
M12L1

Figure VI-62 : influence de la température adiabatique sur la conductance globale pour une accélération de 60 m s^{-2} en position horizontale (M12L1)



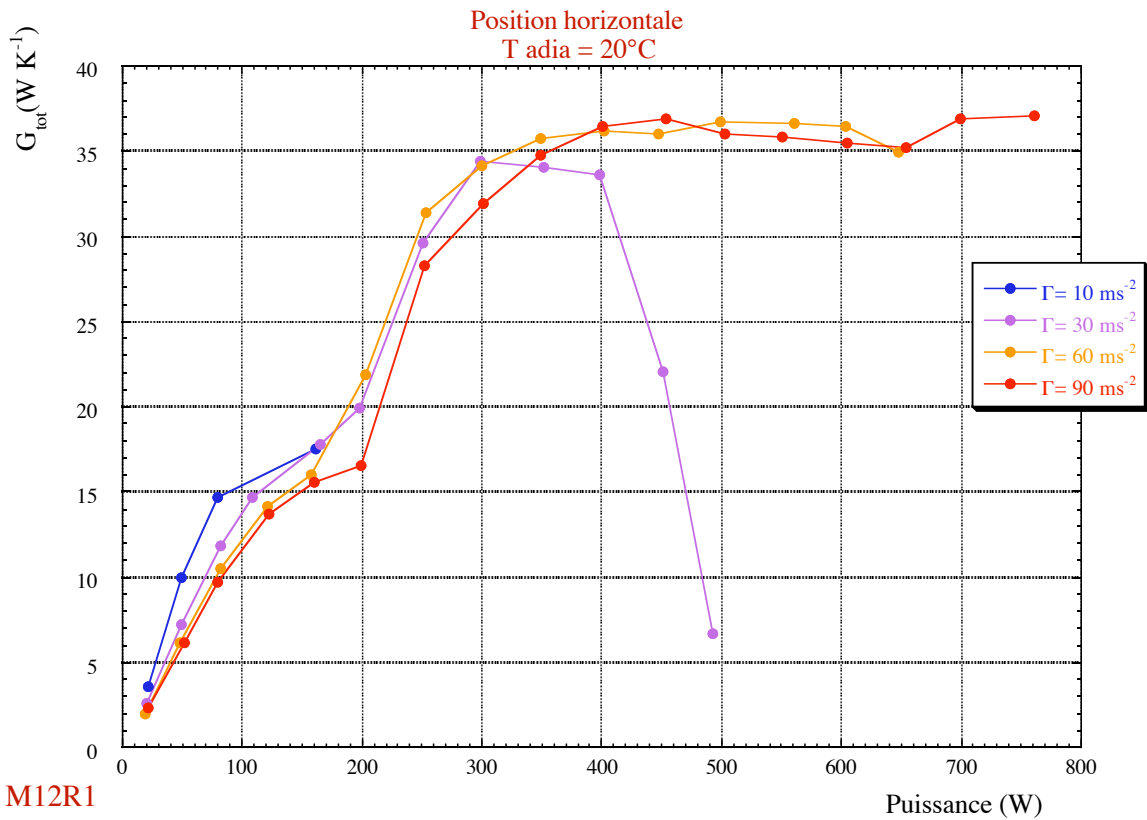
M12L1

Figure VI-63 : influence de l'accélération longitudinale en position horizontale sur la conductance globale, $T_{\text{adia}}=80^\circ\text{C}$ (M12L1)



M12R1

Figure VI-64 : influence de la température adiabatique sur la conductance globale pour une accélération de 30 m s^{-2} en position horizontale (M12R1)



M12R1

Figure VI-65 : influence de l'accélération longitudinale en position horizontale sur la conductance globale, $T_{\text{adia}}=20^\circ\text{C}$ (M12R1)

Pour le caloduc rainuré, les conductances à l'évaporateur et au condenseur ayant des comportements comparables, la conductance globale présente une allure générale peu surprenante avec une croissance en fonction de la puissance marquée à basse puissance, avant d'atteindre un palier et éventuellement une chute assez brutale (chute pas toujours présente). Notons également une augmentation importante des capacités de transport avec l'accélération alors que les valeurs de la conductance globale ne sont quasiment pas affectées. En revanche, l'effet d'une augmentation de la température adiabatique est important et conduit à une croissance des capacités de transport mais aussi des valeurs des conductances.

Pour finir, rappelons que la conductance globale du caloduc rainuré est très supérieure (rapport de 2 à 3) à celle du caloduc à tube lisse de même diamètre avec des variations de conductance de 2 à 50 W K⁻¹ pour le premier et de 1 à 15 W K⁻¹ pour le second.

Remarque : les phénomènes oscillatoires décrits dans le §4.4 sont toujours présents dans cette deuxième partie de l'étude et ce, de manière générale, quelle que soit l'accélération longitudinale. La probabilité d'apparition reste semble-t-il liée à une basse température et une faible puissance.

5.5 Synthèse sur les essais sous fortes accélérations

Concernant les trois caloducs au méthanol (M16L1, M12L1 et M12R1) pour lesquels une campagne de mesure complète a été réalisée, de même que pour les essais en position thermosiphon, nous allons dans ce paragraphe résumer les grandes lignes directrices caractérisant l'influence des différents paramètres sur l'évolution des conductances au condenseur, à l'évaporateur et globales. Nous prendrons le caloduc M12L1 comme référence.

Nous avons regroupé les observations décrites dans les paragraphes précédents sous forme d'un tableau (Tableau VI-4) afin de synthétiser les résultats obtenus et ce malgré la complexité et la diversité des résultats de mesures.

Le premier élément remarquable qui ressort de cette étude est la faible influence, au premier ordre, de l'accélération et de la température adiabatique sur les conductances. D'autre part, de nombreux phénomènes restent sans réponse aussi bien au niveau du condenseur que de l'évaporateur.

Ainsi, pour le caloduc rainuré, la croissance de la conductance au condenseur pour les faibles puissances et pour les caloducs à tube lisse, la décroissance de la conductance avec l'accélération sont des comportements totalement contraires à l'intuition. En raison du caractère éminemment stable du phénomène de condensation, ces comportements sont gouvernés par des phénomènes de mécanique des fluides et non pas a priori par des interactions entre le fluide et la paroi. Cependant, ceux ci sont trop complexes pour être résolus par une simple modélisation et l'appui de moyens expérimentaux permettant la mesure et la visualisation des écoulements demeure essentiel pour orienter les études numériques pouvant expliquer en détails les mécanismes d'écoulement.

Tableau VI-4 : Récapitulatif des essais en position horizontale

Paramètres	Conductance globale	Conductance à l'évaporateur	Conductance au condenseur
Puissance transférée [0, 1300 W]	Forte croissance jusqu'à 200 W. Transition entre 200 et 400 W. Constante jusqu'à P _{max} (1300 W).	Croissance quasi linéaire sur toute la gamme de température.	<u>Jusqu'à 200 W</u> de croissance forte (rapport3) (T _{adia} =0 °C et Γ=90 m s ⁻²) à décroissance forte (rapport3) (T _{adia} =100 °C et Γ=10 m s ⁻²) <u>Après 200 W</u> décroissance classique
Température adiabatique [0, 100°C]	Forte croissance de la puissance maximale transférable (rapport 6 à 7).		
	Tendance globale à une légère amélioration avec des cas particuliers.	Influence très faible à nulle.	Augmentation forte à basse puissance (facteur 20 à 50). Puis de plus en plus faible (+10 % à P _{max}).
Diamètre interne 10 et 14 mm	Comportement très similaire entre le caloduc M16L1 et le caloduc M12L1 : l'expression du coefficient d'échange en fonction de la densité de flux donne des courbes superposables aux fluctuations près.		
Rainures internes (1 profil)	Croissance de P _{max} (M12R1)/ P _{max} (M12L1) avec l'accélération.		
	Augmentation globale des valeurs d'un facteur 3 à 4. Allures similaires mais avec des causes différentes.	Pour P < 200 W ↘ à basse Température ↗ à haute température. croissance forte multiplié par deux sur 100 .W Palier stationnaire variations du second ordre.	Croissant jusqu' à 400W ≠ condensation en film. Décroissant ensuite plus proche d'une condensation en film.
Accélération longitudinale [10, 90 m s ⁻²]	Forte croissance de la puissance maximale transférable (rapport 6 à 7).		
	Pas d'effets à basse puissance (< 200 W) Très légère augmentation pour des puissances plus importantes.	Amélioration notable (rapport 1,5 environ) à température moyenne. Effets non perceptible à basse et haute température.	Dégradation pour P < 250W. Légère amélioration pour des puissances plus élevées.

A l'opposé, l'évolution des conductances à l'évaporateur qui reste fortement indépendante de la température et de l'accélération nous laisse à penser que les phénomènes d'échelle microscopique d'ébullition et d'interaction entre le fluide et la paroi gouvernent les niveaux d'échange. Les caractéristiques macroscopiques de l'écoulement du fluide sont alors un paramètre de deuxième ordre, à condition bien entendu, que macroscopiquement le débit de liquide entre le condenseur et l'évaporateur soit assuré par les forces motrices. Toutefois, là encore, une visualisation détaillée est indispensable pour orienter les modélisations macroscopiques des phénomènes d'échange en introduisant des corrélations en relation avec la physique des échanges.

Pour finir, rappelons que les limites de fonctionnement rencontrées sont en général dues à un sous remplissage des caloducs. Ce phénomène est normal puisque le remplissage retenu correspond à un fonctionnement à 40°C sous une accélération longitudinale de 30 m s^{-2} pour un écoulement en film dans un caloduc à tube lisse (voir annexe A14). Par ailleurs, l'écoulement en film à l'évaporateur étant a priori assez instable, il est vraisemblable que le caloduc soit en condition de sous remplissage même pour des températures ou des accélérations supérieures aux conditions de remplissage optimum.

Cependant gardons à l'esprit les problèmes de surchauffe en bout d'évaporateur, rencontrés lors de nos essais préliminaires effectués avec des caloducs ayant un volume de remplissage important (voir §VI.1).

VI.6 Conclusions et perspectives

Une première campagne d'essais préliminaires nous a montré la nécessité de réaliser des mesures en intégrant une chaîne de mesure très soignée qui soit capable de fournir des mesures suffisamment précises pour observer attentivement l'évolution des conductances à l'évaporateur et au condenseur. Par ailleurs, les résultats de cette première approche (§VI.1) nous ont conduit à définir les caractéristiques d'une série de caloducs afin d'étudier expérimentalement, au travers d'une vaste campagne de mesure, les conductances moyennes (définies au §VI.2) au condenseur, à l'évaporateur et globales.

Initialement, nous avons décidé de comparer les performances de caloducs à eau et de caloducs à méthanol. Nous avons mis en évidence de nombreux dysfonctionnements des caloducs à eau, réalisés pour notre étude, tant au niveau de la génération ou de l'existence de bouchon de gaz incondensables qu'au niveau de problèmes de mouillabilité et de non reproductibilité des résultats dans le temps (§VI.3).

Ces résultats décevants nous ont conduit à ne tester que les caloducs à méthanol pour lesquels nous avons obtenu de nombreux résultats dont seulement quelques-uns étaient attendus. Ainsi, la découverte de nombreux comportements non intuitifs ouvre la voie à de nombreuses recherches à venir dont nous présenterons sommairement les grandes lignes que nous pensons essentiel de suivre au regard des résultats obtenus.

6.1 Synthèse des résultats obtenus

Notre campagne de mesure porte sur l'étude des performances de trois caloducs au méthanol dont deux à tube lisse avec des diamètres internes de 14 et 12 mm et un caloduc rainuré de diamètre intérieur 10 mm. Nous avons retenu **trois paramètres** pour notre étude. La **température adiabatique** et la **puissance** (ou densité de puissance) transférée sont des paramètres usuels dont l'importance est soulignée dans toutes les études expérimentales que nous avons consultées dans la littérature. A ces deux paramètres, nous avons combiné un **champ artificiel d'accélération** au moyen du montage expérimental original décrit dans le chapitre V. Rappelons de plus que notre étude concerne essentiellement les conductances de changement de phase et que les limites ne sont abordées que dans un second temps lorsque cela est possible.

D'autre part, nous avons choisi de présenter nos résultats en différenciant le **mode thermosiphon** du **mode horizontal**. Dans le premier cas usuel, le champ de gravitation terrestre joue le rôle moteur de l'écoulement liquide et de nombreuses études existent dans la littérature pour cette configuration (§VI.4). A l'opposé, pour la position horizontale c'est le champ artificiel d'accélération qui est le moteur de l'écoulement (VI.5).

Au cours de ce chapitre, nous avons abordé de nombreux points particuliers du fonctionnement de ces caloducs conduisant à des difficultés quasiment insurmontables pour obtenir une présentation très synthétique de l'influence des différents paramètres. Si ces difficultés s'expliquent par une impossibilité de trancher entre différentes hypothèses en raison de la méconnaissance profonde des écoulements fluides, nous pouvons toutefois dégager des résultats majeurs que ce soit en mode thermosiphon ou en mode horizontal.

Tout d'abord, en mode thermosiphon et pour les caloducs à tube lisse, nous avons montré que les **corrélations de condensation en film de Nusselt donnent de très bons résultats** alors que les corrélations d'échanges en film à l'évaporateur donnent des résultats d'un ordre de grandeur supérieur à nos mesures. **Le calcul des coefficients d'échange en film à l'évaporateur reste donc un problème ouvert** malgré les nombreux travaux présents dans la littérature.

De manière intuitive, par analogie avec le film de condensation de Nusselt, on considère que la conductance au condenseur décroît avec le flux transféré. Or, de manière systématique pour le caloduc rainuré et dans certaines conditions pour les caloducs à tube lisse, nous obtenons, à basse puissance, une **augmentation de la conductance de condensation avec la puissance transférée**. Les essais sous accélération ont souligné ce comportement très surprenant dont aucune explication totalement satisfaisante ne peut être fournie en l'état actuel de nos connaissances.

La très faible dépendance, à la température adiabatique d'une part et à l'accélération d'autre part, des conductances à l'évaporateur laisse penser que les paramètres essentiels gouvernant le changement de phase à l'évaporateur sont peu dépendants

des propriétés thermophysiques macroscopiques du fluide. L'approche des phénomènes d'échange dans les films minces dont la modélisation est présentée dans le chapitre IV laisse plutôt prévoir un **rôle essentiel des phénomènes d'interaction entre le fluide et la paroi** que l'on peut schématiquement résumer par la notion macroscopique usuelle de **mouillabilité**.

Nous avons également noté une forte **augmentation des conductances du caloduc rainuré par rapport au caloduc à tube lisse d'un facteur 3 à 5** alors que la surface développée interne du caloduc rainuré est seulement le double de la surface du caloduc lisse. Toutefois, de très nombreuses interrogations persistent sur la physique mise en jeu pouvant expliquer une telle augmentation des conductances.

Les résultats peuvent paraître décevants en regard des moyens mis en œuvre, mais en fait ils nous paraissent essentiels car **nous avons mis en évidence des fonctionnements contre intuitifs** d'une part et **conforté notre vision au premier ordre de la physique interne du caloduc** d'autre part. Ainsi, les phénomènes de transfert à l'évaporateur sont a priori peu liés à l'écoulement liquide mais fortement dominés par la physique à l'échelle moléculaire alors qu'au condenseur l'écoulement joue un rôle fondamental en raison de la conduction pure au travers des films liquides mais avec des drainages locaux prépondérants dans les caloducs à rainures.

Néanmoins, les résultats obtenus sont loin de fournir des moyens prédictifs permettant de dimensionner un caloduc avec une bonne confiance. Comme nous l'avons vu tout au long de ce chapitre dans l'analyse de l'évolution et du niveau des conductances, **une approche externe du caloduc n'est pas suffisante et une visualisation des écoulements internes est indispensable pour progresser dans l'analyse des phénomènes au niveau qualitatif et quantitatif**. Nous allons maintenant sommairement présenter les orientations expérimentales qui devront être mises en œuvre pour poursuivre cette étude.

6.2 Orientation des recherches expérimentales

Nous avons mis expérimentalement en évidence les très nombreuses limites actuelles sur la connaissance théorique du fonctionnement des caloducs. Or, leurs développements passe impérativement par une bonne prédictibilité des conductances de condensation et d'évaporation mais aussi par une optimisation des structures (rainures, milieux poreux, ...) internes afin d'améliorer les coefficients d'échanges.

Nous pensons que trois orientations de recherche au niveau expérimental doivent être menées plus ou moins en parallèle en fonction des résultats obtenus. Tout d'abord, une **poursuite de l'étude dans le sens du travail déjà réalisé**, en introduisant d'autres paramètres. En effet, il nous paraît essentiel de tester le comportement de caloducs utilisant d'autres fluides caloporteurs et des remplissages différents dans un premier temps afin de confirmer ou d'infirmer les résultats obtenus avec les caloducs à méthanol. D'autre part, la base de ce montage doit nous permettre de faire des essais de reproductibilité des résultats

avec une série de caloducs identiques ce qui nous conduira directement à une validation de corrélations expérimentales mises en place à partir de la meilleure connaissance de la physique interne du caloduc au niveau des écoulements.

La compréhension fine de ces écoulements ne peut à notre avis progresser véritablement qu'à partir d'une **visualisation** permettant de mettre en place des modèles ou des corrélations faisant intervenir tous les paramètres sensibles. La visualisation doit se faire à partir de situations les plus proches possibles des conditions réelles. Ainsi, le maintien du couple fluide paroi et de l'équilibre liquide vapeur sont deux éléments fondamentaux. Il conviendra donc de réaliser des caloducs comportant des parois vitrées n'intervenant quasiment pas dans les échanges. Cette approche nous permettra alors de réaliser des films rapides et ainsi de décomposer les différents processus. Cependant une étape supplémentaire sera probablement nécessaire pour mesurer les épaisseurs de film notamment au condenseur.

La mesure des épaisseurs de film s'appuiera sur l'expérience acquise lors de la mise en place du montage de visualisation au niveau mécanique. La mesure quantitative devra être basée sur des phénomènes optiques avec en premier lieu la méthode d'interférométrie pour des épaisseurs de film supérieures typiquement au micromètre. Pour des épaisseurs inférieures, et si cela s'avère indispensable, des méthodes beaucoup plus coûteuses d'ellipsométrie pourront permettre de descendre jusqu'à l'échelle atomique

Conclusion générale

Tout au long de ce mémoire, nous nous sommes intéressé à mettre en lumière les aspects relatifs au bon fonctionnement des caloducs en soulignant la diversité des phénomènes physiques mis en jeu et leurs domaines d'influence majeure en fonction du type de caloduc et des conditions d'utilisation en concentrant nos analyses sur les caloducs à basses températures constitués d'un tube circulaire avec ou sans structures capillaires et soumis ou non à des forces de volume.

En synthétisant une abondante littérature, nous avons proposé un classement complet des différents type de caloduc et nous avons rassemblé pour la première fois les phénomènes physiques macroscopiques fondamentaux régissant leur bon fonctionnement, avec en premier lieu, la physique des interfaces qui détermine les phénomènes de pompage capillaire. Nous avons ensuite insisté sur le cycle thermodynamique des caloducs en fonction de la présence ou non d'une structure capillaire, en proposant un cycle thermodynamique nouveau en présence d'une structure capillaire motrice qui permet d'expliquer simplement le très mauvais fonctionnement des caloducs à artère liquide lorsque celle-ci est fortement couplée à l'écoulement de la phase vapeur sur le plan thermique. Puis l'analyse des pressions dans chacune des phases nous a permis d'appréhender une des différences essentielles dans le comportement des caloducs à pompage capillaire et des thermosiphons. Enfin, la dynamique d'un caloduc sur le plan thermique a été abordée par une approche globale des échanges thermiques dans la zone d'évaporation et dans la zone de condensation.

L'approche qualitative est essentielle pour appréhender le comportement d'un caloduc en prenant en compte l'ensemble des phénomènes physiques fondamentaux gouvernant le transfert de chaleur au sein du caloduc, mais une démarche plus concrète nous a conduit à abordé les limitations de fonctionnement avec un sens critique permettant de sélectionner, parmi l'abondante littérature, la corrélation la plus aboutie pour la détermination de la limite d'entraînement, d'émettre des réserves sur la détermination théorique de la limite d'ébullition dans le caloduc à pompage capillaire en raison des incertitudes sur la valeur du rayon de nucléation et à proposer une analyse des conditions d'utilisation de la limite capillaire couramment employée. Ce sens critique nous a également conduit à réexaminer les limites liées à l'écoulement de la phase vapeur en redéfinissant de façon rigoureuse la limite visqueuse mais surtout en reformulant une expression de la limite sonique dont les expressions couramment présentées dans la littérature sont basées sur des hypothèses inacceptables des conditions de pression et de température de la phase vapeur. Nous proposons de considérer que la phase vapeur est à la température de saturation. Le profil longitudinal de température est donc déterminé à partir de la courbe de saturation et du profil hydrodynamique de pression.

En règle générale, les considérations physiques liées aux capacités maximales de transfert sont indépendantes du gradient de température disponible entre la source froide et la source chaude. Or, cette donnée étant bien évidemment essentielle, nous avons abordé la notion de coefficients de transfert au sein du caloduc. Au travers de la statistique des gaz de Maxwell-Boltzman, nous avons présenté une expression usuelle de la conductance de changement de phase à l'interface liquide vapeur en montrant que celle-ci est très importante sans pour autant être démesurément grande.

Le transfert de chaleur au sein des structures capillaires est un problème complexe pouvant être abordé sous un angle très macroscopique si l'on ne cherche pas une précision trop importante de la conductance. Néanmoins, les travaux de modélisation fine des transferts au sein des structures rainurées, menés au sein du laboratoire, conduisent à des difficultés de traitement de la zone d'accrochage du ménisque liquide sur la paroi de l'évaporateur. Une étude bibliographique détaillée nous a conduit à adopter un modèle analytique basé sur des hypothèses simplificatrice mais intégrant de très nombreux phénomènes. La résolution numérique de ce modèle analytique s'est avéré très délicate, mais une étude poussée a mis en évidence un découplage du transfert thermique dans la micro région d'accrochage et du rayon de courbure du ménisque liquide dans la rainure. Ce résultats très original permet d'apporter un regard nouveau sur les mesures d'angles de contact et de rayons de ménisque au sein des caloducs rainurés.

En dernier lieu, une large étude bibliographique nous a conduit à retenir deux corrélations pour les transferts thermiques à l'évaporateur et au condenseur pour des caloducs sans structure capillaire utilisant la gravité terrestre (thermosiphons à tube lisse).

Nous n'avons pas trouvé de données bibliographique fiables permettant de déterminer les coefficients de transfert au sein de thermosiphons ayant des structures capillaires. D'autre part, l'ensemble des éléments rassemblés dans ce chapitre montre que la connaissance des coefficients de transfert reste insuffisante dans de nombreux cas.

Cette observation minutieuse du fonctionnement des caloducs nous a armé pour entreprendre une étude permettant d'approcher le problème sous un angle nouveau. Nous avons mis en œuvre une approche expérimentale innovante permettant de maîtriser un maximum de paramètres dont en particulier la valeur et l'orientation des forces de volumes au sein d'un thermosiphon.

Pour cela, il nous a fallu mettre en place un système expérimental unique au monde à notre connaissance. La métrologie associé à ce banc expérimental a été particulièrement soignée et les mesures réalisées sont associées à l'incertitude type étendue à 95% déterminée en respectant les normes internationales.

Fort de ce montage expérimental, nous avons pratiqué l'étude des transfert thermiques au sein de caloducs à tubes lisse et rainurés en fonction des trois paramètres essentiels que sont la température de référence de la zone adiabatique, la puissance transférée et la

composition des accélérations longitudinales et radiales. Plus de 1500 points de mesure ont été ainsi acquis, nous permettant de calculer des conductances à l'évaporateur, au condenseur et globale. Soit un totale de plus de 4500 valeurs de conductances dont l'analyse des évolutions nous a permis d'explorer avec une rare acuité l'influence des trois paramètres principaux retenus.

Dans le cas des thermosiphons à tube lisse, la comparaison de des résultats avec les corrélations issues de la bibliographie nous a permis de retrouver les résultats théoriques fournis par les hypothèses de condensation en film de Nusselt avec un écart d'autant plus faible que la puissance transférée est grande. En revanche, dans la zone évaporateur pour un caloduc en position thermosiphon, nos mesures donnent des conductances inférieures d'un ordre de grandeur environ à la corrélation retenue avec cependant une allure générale des courbes comparable. Cet écart reste inexplicable si ce n'est par des phénomènes non maîtrisés de mouillabilité du liquide sur la paroi conduisant à un écoulement en doigt marqué.

Pour tous les autres cas, il n'existe pas de données bibliographiques permettant de comparer nos résultats qui constituent donc la première base de donnée expérimentale concernant l'étude de caloducs soumis à de fortes accélérations longitudinales et transversales.

De nombreux résultats mettent en évidence des comportements très difficiles à interpréter et contraires à l'intuition. Par exemple, l'interprétation de la croissance de la conductance de condensation avec la puissance transférée dans le caloduc rainuré reste impossible à expliquer en l'état actuel de nos connaissances. De plus, nous avons montré que le niveau d'accélération transversale n'influence pas cette conductance, ce qui conduit par exemple à se poser de très nombreuses questions sur le dimensionnement des caloducs rainurés à pompage capillaire qui ont un rôle primordial dans le domaine spatial. .

L'ensemble très cohérent mais aussi parfois déroutant de nos résultats oriente nos interrogations vers le rôle des écoulements non longitudinaux, la forme des ménisques liquide au condenseur et un approche beaucoup plus large des phénomènes de mouillabilité.

Le travail délivré soulève de nombreuses questions qui ne pourront être tranchées que par la poursuite de nos études expérimentales en y associant une vaste campagne de visualisation des écoulements au sein de prototypes d'une part et en construisant peu à peu des modèles d'aide à la compréhension d'autre part. Ces modèles devront tenir compte des résultats obtenus au cours de la campagne de visualisation et de mesures des épaisseurs de film pour laquelle de nombreuses difficultés technologiques devront être surmontées.

Références bibliographiques

Ouvrages de référence:

- [L1] **Dunn P.D., Ray D.A.** « Heat pipes » fourth édition, Pergamon, Elsevier Science, ISBN 0 08 041903 8, **1994**
- [L2] **Faghri A.** « Heat pipe science and technology » Taylor & Francis, ISBN 1-56032-383-3, **1995**
- [L3] **Peterson G.P.** « Heat pipes : modeling testing and applications » John Wiley & Sons Inc., ISBN 0-471-30512-X, **1994**
- [L4] **Carey V.P.** « Liquid-Vapor phase change phenomena : An introduction to the thermophysics of vaporization and condensation processes in heat transfer equipment » Taylor & Francis, ISBN 1-56032-074-5, **1992**
- [L5] **Daoud M., Williams C.** « La juste argile » Les éditions de physique, ISBN 2-86883-257-1, **1995**
- [L6] **Silverstein C.C** « Design and technology of heat pipes for cooling and heat exchange » Hemisphere publishing corporation, ISBN 0-89116-859-1, **1992**
- [L7] **Vargaftik N.B., Vinogradov Y.K., Yargin V.S.** « Handbook of physical properties of liquids and gases : pure substances and mixtures » third augmented and revised edition, Begell house, ISBN 1-56700-063-0, **1996**
- [L8] **Candel S.** « Mécanique des fluides » Dunod université, ISBN 2-04-018753-7, **1990**
- [L9] **Rohsenow W.M., Hartnett J.P.** « Handbook of heat transfert » McGraw Hill, ISBN 0-07-053576-0, **1973**
- [L10] **Raznjevic K.** « handbook of thermodynamic tables » second edited and revised edition, Begell house, ISBN 1-56700-046-0, **1995**
- [L11] **Pioro L.S., Pioro I.L.** « Industrial two-phase thermosyphons » Begell house, ISBN 1-56700-064-9, **1997**

Références générales:

- 1 **Alexandre A., Suleiman A., Firmin J.L.** « théorical and expérimental study of heat pipe in zero-G for electrochimical cooling » SAE technical paper series N° 911483, **1991**
- 2 **Schlitt R.** « Evolution of heat pipe technology for satellite thermal control » X Int Heat Pipe Conference, Stuttgart, Allemagne, **1997**
- 3 **Pietsch C., Hauser J.** « developement and testing of a high performance quadro-grove heat pipe » SAE technical paper series N°911481, **1991**
- 4 **Dubois M., Mullender B., Van Oost S., Druart J., Supper W., Titterton D.** : « Space qualification of high capacity grooved heat pipes » SAE technical paper series N°951551, **1996**
- 5 **Grenouilleau P.** « Etude expérimentale d'un caloduc à artère, à amoniac » Rapport de D.E.A., Laboratoire d'études thermiques, ENSMA, Poitiers, **1996**
- 6 **Moschetti B., Voyer E.** « Développement d'un caloduc hautes performances pour application spatiale » Journée Société Française de Thermique & Groupement Universitaire de Thermique : caloducs et boucles diphasiques à pompage capillaire, **1996**
- 7 **Romestant C., Alexandre A.** « AL/NH3 heat pipe model with non uniform heat flux » X Int Heat Pipe Conference, Stuttgart, Allemagne, **1997**
- 8 **Patacia M., Perotto V., Kreeb H.,** « Heat pipes for the L-Sat communications module radiator » Procceding of the int. Symp. On environmental and thermal systems for space vehicles, Toulouse, France, **1983**
- 9 **Romestant C.** « Contribution à l'étude et à l'expérimentation de caloducs spatiaux » Rapport de D.E.A., Laboratoire d'études thermiques, ENSMA, Poitiers, **1994**
- 10 www.norenproducts.com
- 11 **Polasek F.** « thermal control of electronic componants by heat pipes and thermosyphons » X Int Heat Pipe Conference, Stuttgart, Allemagne, **1997**
- 12 **Groll M., Scheinder M., Sartre V., Zaghdoudi M.C., Lallemand M.** « Thermal control of electronic equipment by heat pipes » Revue générale de thermique, Vol 37, p 323-352, **1998**

- 13 **Peterson G.P.** « Heat pipes in the thermal control of electronics components » 3rd Int. Heat pipe symposium, Tsukuba, Japan, **1988**
- 14 www.ferraz.com
- 15 **Romestant C., Alexandre A., Bonhomme C., Julien J.N., Rubichon Y., Guiot E.** « Diode thyristor or IGBT cooling by heat pipe and air flow » PCIM conference, Nuremberg, Allemagne, **1998**
- 16 **Peterson G.P., Ortega A.** « Thermal control of electronic equipment and devices » Advances in heat transfer, Chap 4, Vol. 20, **1990**
- 17 www.thermacore.com
- 18 **Basilus A.** « Follow up on heat pipe applications » II Int Heat Pipe Conference, Bologne, Italie, **1976**
- 19 **Martinet J.** « Les caloducs et leurs applications » Revue générale de thermique, N°192, p865-880, **1977**
- 20 **Adachi N., Sugihara S., Takahashi M., Takahashi S., Chiba T., Ishii S., Yamada T., Mochizuki M., Saito M.** « heat pipe snow melting and deicing by natural heat » X Int Heat Pipe Conference, Stuttgart, Allemagne, **1997**
- 21 **Johannesen R., West M.** « efficient humidity control with heat pipes » Fact Sheet EES-75, florida energie extension service, university of Florida, USA, **1991**
- 22 **Khattar M.** « Heat pipe application program » FSEC publication, Florida solar energie center, university of Florida, USA, **1994**
- 23 **Chaudourne S.** « les échangeurs à caloduc » collection échangeurs de chaleur, Tec&Doc lavoisier, ISBN : 2-9502555-3-1, **1987**
- 24 **Renaot E., Sadli M., Elgourdou M., Bonnier G.** « applications originales en métrologie des températures des fours à caloduc régulés en pression » Bulletin du bureau national de métrologie, Vol 103, **1996**
- 25 **Le Friec C.** « Analyse du fonctionnement des boucles diphasiques à pompage capillaire menée par expérimentation d'une boucle à eau » Thèse de doctorat de l'Université de Poitiers, Laboratoire d'Etudes Thermique, ENSMA, Poitiers, **1997**
- 26 **Alario J., Haslett R., Kosson R.** « The monogroove high performance heat pipe » AIAA paper, **1981**

- 27 **Pietsch C., Hauser J.** « Development and testing of a high performance quadro-groove heat pipe » SAE technical paper series N°911481, **1991**
- 28 **Ponnappan R., Mahefkey E.T.** « Development of a double-wall artery high capacity heat pipe » AIAA paper N° 82-0906, **1982**
- 29 **Cotter T.P.** « Principles and prospect of micro heat pipes » V Int Heat Pipe Conference, Tsukuba, Japon, **1984**
- 30 **Peterson G.P.** « heat removal key to shrinking avionics » Aerospace America, October, **1987**
- 31 **Akachi H., Polasek F.** « Pulsating heat pipes » Actronic Co, Tokyo, Japan **1996**
- 32 **Akachi H.** « Looped meandering capillary heat pipe » 71st JSME spring annual meeting **1994**
- 33 **Maezawa S., Izumi T., GI K.** « Experimental chaos in oscillating capillary tube heat pipes » X Int Heat Pipe Conference, Stuttgart, Allemagne, **1997**
- 34 **Delil A.A.M.** « Extension of thermal-gravitational modeling & scalling of two-phase heat transport systems to super-gravity levels and oscillating heat transfer devices » 6th Int Heat Pipe Symposium, Chiang Mai, Thaïland, **2000**
- 35 **Schneider M., Khandekar S., Schafer P., Kulenovic R., Groll M.** « Visualisation of thermofluiddynamic phenomena in flat plate closed loop pulsating heat pipe » 6th Int Heat Pipe Symposium, Chiang Mai, Thaïland, **2000**
- 36 **Peterson G.P.** « Overview of micro heat pipes research and development » ASME Appl. Mech. Rev., Vol 45 N°5, **1992**
- 37 **Peterson G.P., Duncan A.B., Weichold M.H.** « Experimental investigation of micro heat pipes fabricated in silicon wafers » J. heat transfer, Vol 115, pp 751-756, **1993**
- 38 **Peterson G.P., Mallik A.K.** « transient responce characteristics of vapor deposited micro heat pipe arrays » J. of Electronic Packaging, Vol 117, **1995**
- 39 **Sartre V., Lallemand M.** « Synthèse théorique et bibliographique sur les microcaloducs » Journée SFT-GUT caloducs et boucles diphasiques à pompage capillaire, Paris, France, **1996**
- 40 **Zaghdoudi M.C., Sartre V., Lallemand M.** « Theorical investigation of micro heat pipes performance » X Int Heat Pipe Conference, Stuttgart, Allemagne, **1997**

- 41 **Romestant C., Alexandre A., Labuthie A.J.** « Etude expérimentale du réamorçage de caloducs sous accélération » Congrès SFT, Valenciennes, France, **1996**
- 42 **El-Genk M.S., Saber H.H.** « Performance envelopes of gravity assisted two-phase thermosyphons » X Int Heat Pipe Conference, Stuttgart, Allemagne, **1997**
- 43 **Daniels T.C., Al Jumaily F.K.** « Investigations of factors affecting the performance of a rotating heat pipe » Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol 18, pp 961-973, **1975**
- 44 **Harley C., Faghri A.** « Two-dimensional rotating heat pipe analysis » J. of Heat Transfer, Vol 117, pp 202-208, **1995**
- 45 **Ponnappan R., He Q., Baker J., Myers J.G., Leland J.E.** « High speed rotating heat pipe : analysis and test results » » X Int Heat Pipe Conference, Stuttgart, Allemagne, **1997**
- 46 **Watel B., Harmand S., Desmet B.** « etude du refroidissement des disques de frein TGV à l'aide de caloducs » Congrès SFT, Paris, France, **1994**
- 47 **Gi K., Maezawa S.** « heat transfer characteristics of a parallel rotating heat pipe » VII Int Heat Pipe Conference, Minsk, biélorussie, **1990**
- 48 **Jian C., Lou D.Y.S., Chuanjing T.** « Investigation of the evaporation heat transfer in the rotating heat pipes » VII Int Heat Pipe Conference, Minsk, biélorussie, **1990**
- 49 **Gourdache M.** « etude du fonctionnement d'un caloduc soumis à des forces externes » Thèse de doctorat de l'Université de Poitiers, Laboratoire d'Etudes Thermique, ENSMA, Poitiers, **1994**
- 50 **Thomas S.K., Yerkes K.L.** « Quasi steady state performances of a heat pipe subjected to transient acceleration loading » J. Thermophysics Vol 11-2, **1997**
- 51 **Sophy T.** « etude de caloducs sous accélérations constantes et cycliques » DEA de l'université de Poitiers, Laboratoire d'Etudes Thermiques, ENSMA, **1998**
- 52 **Rohani A.R., Tien C.L.** « Steady two-dimensional heat and mass transfer in the vapor gas region of a gaz loaded heat pipe » J. Heat Transfer, pp 377-382, **1973**
- 53 **Hijikata K., Chen S.J., Tien C.L.** « Non condensable gas effect on condensation in two phase closed thermosyphon » Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol 27-8, pp 1319-1325, **1984**

- 54 **Kawabata K., Niekawa J., Watanabe K.** « Variable conductance heat pipe (VCHP) for cooling sodium-sulfur (NaS) batteries » » X Int Heat Pipe Conference, Stuttgart, Allemagne, **1997**
- 55 **Guo Z.Y., Xiong D.X., Yang C., Chen M., Li Z.X.** « Continuous liquid-vapor phase transition in microscale » Int. J. of Thermal Sciences, Vol 34 N°4, pp 481-489, **2000**
- 56 **Richter R., Gottschlich J.M.** « Thermodynamic aspects of heat pipe operation » J. of Thermophysics and heat transfer, Vol 8-2, pp 334-340, **1994**
- 57 **Zuo Z.J., Gunnerson F.S.** « Thermodynamic analysis of the thermosyphon performance » IX Int Heat Pipe Conference, Albuquerque, Nouveau maxique, , USA, **1995**
- 58 **Zuo Z.J., Faghri A.** « A network thermodynamic analysis of the heat pipe » Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol 41-11, pp 1473-1484, **1998**
- 59 **Tien C.L.** « Fluid mechanics of heat pipes » Annual review of Fluid mechanics, pp 167–185
- 60 **Gidas N.K.** « Champs de vitesse et de température à l'intérieur d'un caloduc » Revue générale de thermique, Vol 118, p 843-863, **1971**
- 61 **Bankston C.A., Smith H.J.** « incompressible laminar vapor flow in cylindrical heat pipes » ASME paper 71-WA/HT-15, **1972**
- 62 **Bankston C.A., Smith H.J.** « Vapor flow in cylindrical heat pipes » J. Heat Transfer, pp 371-376, **1973**
- 63 **Tien C.L., Rohani A.R.** « Analysis of the effects of vapor pressure drop on heat pipe performance » Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol 17, pp 61-67, **1974**
- 64 **Chen M.M., Faghri A.,** « An analysis of the vapor flow and the heat conduction through the liquid-wick and pipe wall in a heat pipe with single or multiple heat sources » Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol 33-9, pp1945-1955, **1990**
- 65 **Harley C., Faghri A.** « Two dimensional rotating heat pipe analysis » J. Heat Transfer, Vol 117, pp 202-208, **1995**
- 66 **Busse C.A., Kemme J.E.** « Dry-out phenomena in gravity assist heat pipe with capillary flow » Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol 23, pp643-653, **1980**
- 67 **Zaghdoudi M.C., Sartre V., Lallemand M.** « Theoretical investigation of micro heat pipes performance » X Int Heat Pipe Conference, Stuttgart, Allemagne, **1997**

- 68 **Suleiman A.** « Evaluation des performances de caloducs au freon 11 intégrés dans les batteries spatiales LI/SOC12 » LET, ENSMA, Thèse de doctorat de l'université de Poitiers, **1992**
- 69 **Gourdache M., Alexandre A.** « analyse système d'un caloduc » Congrès SFT Poitiers, éditions ELSEVIER, **1995**
- 70 **Furukawa M.** « Extended Silverstein's correlations on heat pipe heat transport limits » Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Vol 40 N°127, **1997**
- 71 **El-Genk M.S., Tournier J.M.** « Free molecule and transition flow regime in heat pipes » IX Int Heat Pipe Conference, Albuquerque, New Mexico, USA, **1995**
- 72 **Cao Y., Faghri A., Mahefkey E.T.** « Micro/Miniature heat pipes and operating limitations » ASME HTD N°236, pp55-62, **1993**
- 73 **Busse C.A.** « Theorie of the ultimate heat transfer limit of cylindrical heat pipes » Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol 16, pp 169-185, **1973**
- 74 **Deverall J.E., Kemme J.E., Florschuetz L.W.** « Sonic limitation and startup problems of heat pipes » Los Alamos scientific laboratory, repport LA-4518, **1970**
- 75 **Levy E.K.** « Theoretical investigation of heat pipes operating at low vapor pressures » ASME Aviation Space Conference, Los Angeles, California, Vol 15, pp 671-676, **1968**
- 76 **Gagneux P.** « Contribution à l'étude de caloducs à sodium » Thèse de doctorat de l'université de Poitiers, Laboratoire d'études thermiques, ENSMA, **1979**
- 77 **DeMichele D.W., Davis MV.** « Vapor transport limits of liquid metal heat pipes » Nuclear technology, Vol. 15, pp366-383, **1972**
- 78 **Dobran F.** « Suppression of the sonic heat transfer limit in high temperature heat pipes » J. heat transfer, Vol 111, pp 605-610, **1989**
- 79 **Suleiman A.** « Evaluation des performances de caloducs au freon 11 intégrés dans les batteries spatiales LI/SOC12 » Thèse de doctorat de l'université de Poitiers, Laboratoire d'Etudes Thermiques, ENSMA, **1992**
- 80 **Prenger F.C., Kemme J.E.** « Performance limits of gravity-assist heat pipes with simple wick structures » V Int. Heat Pipes Conférence, Tsukuba, Japan, **1984**
- 81 **Tien C.L., Chung K.S.** « Entrainment limits in heat pipes » III Int. Heat Pipes Conférence, Palo Alto, California, USA, **1978**

- 82 **Nguyen-Chi H., Groll M.** « Entrainment or flooding limit in a closed two-phase thermosyphon » IV Int. Heat Pipes Conférence, London, England, **1981**
- 83 **Imura H., Sasaguchi K., Kozai H., Numata S.** « Critical heat flux in a closed two-phase thermosyphon » Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol 26 ,N°8, pp 1181–1188, **1983**
- 84 **Peterson G.P., Bage B.K.** « Entrainment limitations in thermosyphons and heat pipes » J. of Energy Ressources Technology, Vol 113, PP 147-153, **1991**
- 85 **Kim B.H., Peterson G.P.** « Theoretical and physical interprétation of entrainment phenomenon in capillary-driven heat pipes using hydrodynamic instability theories » Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol 37 ,N°17, pp 2647–2660, **1994**
- 86 **Shiraishi M., Yoneya M., Yabe A.** « Visual study of operating limit in the two-phase closed thermosyphon » V Int. Heat Pipes Conférence, Tsukuba, Japan, **1984**
- 87 **Roesler S., Groll M.** « Flow visualisation and analytical modelling of interaction phenomena in closed two-phase flows systems » VIII Int. Heat Pipes Conférence, Beijing , China, **1984**
- 88 **Dobson R.T.** « Simulation of the two-phase flow in a thermosyphon using an inclined transparent tube with the lower-end closed and upperend open » Revue Générale de Thermique, Vol. 37, pp 968-972, **1998**
- 89 **Dobran F.** « Steady state caractéristiques and stability thresholds of a closed two-phase thermosyphon » Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol 28 ,N°5, pp 949–957, **1985**
- 90 **El-Genk M., Saber H.** « Flooding limit in closed two-phase flow thermosyphons » Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol 40 ,N°9, pp 2147–2164, **1997**
- 91 **Reed J.G., Tien C.L.** « Modelling of the two-phase closed Thermosyphon » J. heat transfer, Vol 109, pp 722-730, **1987**
- 92 **Lee s.c., Bankoff S.G.** « Stability of steam-water countercurrent flow in an inclined channel : Flooding » J. heat transfer, Vol 105, pp 713-718, **1983**
- 93 **Schlitt K.R., Kirkpatrick J.P., Brennan P.J.** « Parametric performance of extruded axial grooved heat pipes from 100 to 300 K » AIAA paper N° 74-724, **1974**
- 94 **Zhu A., Vafai K.** « Analysis of cylindrical heat pipes incorporating the effects of liquid-vapor coupling and non-darcian transport : a closed form solution » Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol 42 ,N°9, pp 3405–3418, **1999**

- 95 **Figus C., Dunbar N., Supper W.** « Experimental avaluation of a novel microscopic model of a capillary pumped evaporator » X Int. Heat Pipes Conférence, Stuttgart, Germany, **1997**
- 96 **Ha J.M., Peterson G.P.** « Capillary performance of evaporating flow in micro grooves : an analytical approach for very small tilt angles » J. heat transfer, Vol 120, pp 452-457, **1998**
- 97 **Longtin J.P., Badran B., Gerner F.M.** « A one dimensional model of a heat pipe during steady state operation » ASME HTD N°200 heat transfer on the microscale, **1992**
- 98 **Peterson G.P., Wu D.** « Investigation of a tapered artery micro heat pipe for cooling ceramic chip carriers » final report Wright-paterson AFB, N° WRDC-TR-90-2028, **1990**
- 99 **Sartre V., Zaghdoudi M.C., Lallemand M.** « Effect of interfacial phenomena on evaporative heat transfer in micro heat pipes » EURO THERM seminar, microscale heat transfer, LET, ENSMA, Poitiers, **1998**
- 100 **Casarosa C., Latrofa E., Shelginski A.** « The geyser effect in a two-phase thermosyphon » Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol 26 ,N°6, pp 933–941, **1983**
- 101 **Lin T.F., Lin W.T., Tsay Y.L.** « Expérimental investigation of geyser boiling in an annular two-phase closed thermosyphon » Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol 38, N°2, pp 295–307, **1995**
- 102 **Nabavian K., Bromley L.A.** « Condensation coefficient of water » Chemical Engineering Science, Vol 18, pp 651-660, **1963**
- 103 **Ferrell J.K., Johnson H.R.** « The mechanism of heat transfert in the evaporation zone of a heat pipe » ASME publication 70-HT/SPT-12, **1970**
- 104 **Kamotani Y.** « Analysis of axially grooved heat pipe condensers » AIAA paper N°76-147, **1976**
- 105 **Wayner P.C., Coccio C.L.** « Heat and mass transfer in the vicinity of triple interline of a meniscus » AIChE journal, Vol 17, N°3, pp 569-574, **1971**
- 106 **Berger M.E., Feldman, K.T.** « Analysis of circumferentially grooved heatpipe evaporators » ASME publication 73-WA/HT-13, **1973**
- 107 **Kamotani Y.** « Thermal analysis of axially grooved heat pipes » II Int. Heat pipe conference, Bologna, Italy, **1976**

- 108 **Schneider G.E., Yovanovich M.M., Wehrle V.A.** « Thermal analysis of trapezoidal grooved heat pipe evaporator walls » AIAA paper N° 76-481, 11th thermophysics conference, Vol 56, pp 69-83, **1977**
- 109 **Shekrihadze I.G.** « Heat transfer in the liquid evaporation process on grooved capillary structures » VII Int. Heat Pipes Conférence, Minsk, Bielorussia, **1990**
- 110 **Bressler R.G., Wyatt P.W.** « Surface wetting through capillary grooves » J. heat transfer, Vol 92, pp 126-132, **1970**
- 111 **Stroes G., Rohloff T., Catton I.** « An experimental study of the capillary forces in rectangular VS triangular channels » ASME HTD N° 200, **1992**
- 112 **Tso G.P., Mahulikar S.P.** « A survey on coupled transport processes in thin liquid films for microchannel heat transfer application » 5th THERMINIC workshop, 3-6 Oct, Rome, Italy, **1999**
- 113 **Derjaguin B.V., Nerpin S.V., Churayev N.V.** « effect of film transfer upon evaporation of liquids from capillaries » Bulletin RILEM, Vol 29, pp 93-98, **1965**
- 114 **Holm F.W., Goplen S.P.** « heat transfer in the meniscus thin film transition region » J. heat transfer, Vol 101, pp 543-547, **1979**
- 115 **Potash M., Wayner P.C.** « evaporation from a two-dimensional extended meniscus » Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol 15, pp 1851–1863, **1972**
- 116 **Wayner P.C., Kao Y.K., Lacroix L.V.** « The interline heat transfer coefficient of an evaporating wetting film » Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol 19, pp 487–492, **1976**
- 117 **Kamotani Y.** « Evaporator film coefficient of grooved heat pipes » International Aerospace abstracts N° A78-35594, **1978**
- 118 **Wayner P.C.** « Adsorption and capillary condensation at the contact line in change of phase heat transfer » Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol 25, N° 5, pp 707–713, **1982**
- 119 **Dasgupta S., Schonberg J.A., Wayner P.C.** « Investigation of an evaporating extended meniscus based on the Young-Laplace equation » J. heat transfer, Vol 115, pp 201-208, **1993**
- 120 **Stephan P.C., Busse C.A.** « Assesment of an improved model for the heat transfer coefficient of grooved heat pipe evaporators » Proc. of 4th European Symposium on space environmental and control systems, florence , italy, (ESA SP-324), **1991**

- 121 **Stephan P.C., Busse C.A.** « Analysis of the heat transfer coefficient of grooved heat pipe evaporator walls » *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol 35, N° 2, pp 383–391, **1992**
- 122 **Apfel R.E.** « The tensile strength of liquids » *Scientific American*, decembre, pp58-71, **1972**
- 123 **Pratt D.M., Brown J.R., Hallinan K.P.** « thermocapillary effects on the stability of a heated curved meniscus » *J. heat transfer*, Vol 120, pp 220-226, **1998**
- 124 **Khrustalev D., Faghri A.** « Heat transfer during evaporation and condensation on capillary-grooved structures of heat pipes » *ASME HTD Vol 287*, pp 47-59, **1994**
- 125 **Maruyama S ;, Kimura T.** « A molecular dynamics simulation of a bubble nucleation on solid surface » *Eurotherm congress, Poitiers, France*, **1998**
- 126 **Maruyama S ;, Kimura T.** « A molecular dynamics simulation of a bubble nucleation on solid surface » *ASME/JSME Joint Thermal Engineering conference, March 15-19, Paper N°AJTE99-6511*, **1999**
- 127 **Maruyama S ;, Kimura T.** « A study on thermal resistance over a solid-liquid interface by the molecular dynamics method » *Thermal science & engineering*, Vol. 7-1, PP 63-68, **1999**
- 128 **Stephan P.C., Hammer J.** « A new model for nucleate boiling heat transfer » *Warme und Stoffubertragung*, Vol 30, pp 119-125, **1994**
- 129 **Lee Y., Rhi S.H.** « Limitation of computer simulation for two phase closed and loop thermosyphons » *XI Int. Heat pipe conference, Tokyo, Japon*, **1999**
- 130 **Aburghaia M., Shabo A., Rui F., Hua Z., Chuanjing T.** « Pool boiling heat transfer coefficient correlation's inside closed two-phase thermosyphon » *X Int. Heat pipe conference, Stuttgart, Allemagne*, **1997**
- 131 **El-Genk M.S., Saber H.H.** « Heat transfer in the evaporator of closed two phase thermosyphons » *X Int. Heat pipe conference, Stuttgart, Allemagne*, **1997**
- 132 **Romestant C., Alexandre A.** « Performances of heat pipes under high acceleration field » *X Int. Heat pipe conference, Stuttgart, Allemagne*, **1997**
- 133 **Dobson R.T., Kroger D.G.** « effect of evaporator surface on the maximum heat transfer rate of an inclined two-phase closed thermosyphon » *X Int. Heat pipe conference, Stuttgart, Allemagne*, **1997**

- 134 **Dobson R.T., Kroger D.G.** « Evaporator heat transfer coefficient and maximum heat transfer rate of an ammonia charged inclined two phase thermosyphon » XI Int. Heat pipe conference, Tokyo, Japon, **1999**
- 135 **Negishi K., Sawada T.** « Heat transfer performance of an inclined two-phase closed thermosyphon » Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol 26, N° 8, pp 1207–1213, **1983**
- 136 **Kaminaga F., Shigematsu Y.** « Maximum heat flux and condensation heat transfer in a closed two phase thermosyphon » IX Int. Heat pipe conference, Albuquerque, New Mexico, USA, **1995**
- 137 **Kaminaga F., Hiroyuki H., Feroz C.** « Heat transfer characteristics of evaporation and condensation in a two phase closed thermosyphon » X Int. Heat pipe conference, Stuttgart, Allemagne, **1997**
- 138 **Gross U., Hahne E.** « Condensation heat transfer inside a closed thermosyphon - generalised correlation of experimental data » VI Int. Heat pipe conference, Grenoble, France, **1987**
- 139 **Gross U.** « reflux condensation heat transfer inside a closed thermosyphon » Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol 35, N° 2, pp 279–294, **1992**
- 140 **Chen S.J., Reed J.G., Tien C.L.** « Reflux condensation in a two phase closed thermosyphon » Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol 27, N° 9, pp 1587–1594, **1984**
- 141 **Faghri A., Chen M.M., Morgan M.** « Heat transfer characteristics in two phase closed conventional and concentric annular thermosyphons » J. heat transfer, Vol 111, pp 611–618, **1989**
- 142 **Kiseev V.M., Belonogov A.G., Belyaev A.A.,** « Influence of adverse acceleration on the operation of an “antigravity“ heat pipe » J. of Engineering Physics, Vol 50, PP 394–398, **1986**
- 143 **Lin L., Faghri A.** « Heat transfer in micro région of a rotating miniature heat pipe » Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol 42, pp 1363–1369, **1999**
- 144 **Marto P.J.** « An analytical and experimental investigation of rotating, non-capillary heat pipes » NASA Report, N° NPS-59MX72111A, **1972**
- 145 **Vasiliev L.L., Khrolenok V.V.** « heat transfer in rotating heat pipes » VII Int. Heat Pipes Conference, Minsk, Bielorussia, **1990**

- 146 **Chato J.C.** « Condensation in a variable acceleration field and the condensing thermosyphon » J. of Engineering for Power, N°87, pp 355-360, **1965**
- 147 **Yerkes K.L., Beam J.E.** « Arterial heat pipe performance in a transient heat flux and body force environment » SAE paper N° 921944, **1992**
- 148 **Thomas S.K., Klasing K.S., Yerkes K.L.** « The effect of transverse acceleration : Induced body forces on the capillary limit of helically grooved heat pipe » J. heat transfer, Vol 120, pp 441-451, **1998**
- 149 **Romestant C., Sophy T., Alexandre A.** « Dynamic of heat pipe behavior under cyclic body forces environment » XI Int. Heat pipe conference, Tokyo, Japon, **1999**
- 150 **Hugon J.** « Contribution à l'étude théorique et expérimentale de caloducs sous accélération artificielle » Diplôme d'Etudes Approfondies, Laboratoire d'études thermiques, ENSMA, Poitiers, **1997**
- 151 **Strel'tsov A.I.** « Theoretical and experimental investigation of optimum filling for heat pipes » Heat transfer, soviet research, Vol 7-1, pp 23-27, **1975**

- A1 Incertitudes de mesures
- A2 La méthode nodale et ESACAP
- A3 Les fluides Caloporteurs
- A4 Approximation des gaz parfaits
- A5 Congrès SFT96, valenciennes, France, 1996
- A6 XI Int. Heat Pipe Conference, Tokyo, Japan, 1999
- A7 Etalonnage des pertes thermiques
- A8 Dimensionnement mécanique
- A9 Dimensionnement du bloc évaporateur
- A10 Plans d'usinages
- A11 Propriétés thermophysiques eau +méthanol
- A12 Plans des rainures
- A13 Liste des caloducs
- A14 Calcul théorique du remplissage des caloducs
- A15 Nomenclature des températures
- A16 Courbes complémentaire de l'étude du caloduc E16L2
- A17 Courbes complémentaire de l'étude du caloduc E16R1
- A18 Résultats expérimentaux pour le caloduc M16L1
- A19 Résultats expérimentaux pour le caloduc M12R1
- A20 Résultats expérimentaux pour le caloduc M12L1
- A21 Position thermosiphon : validation des modèles de condensation
- A22 Position thermosiphon : influence de l'accélération transversale sur G_{cond}
- A23 Position thermosiphon : résultats expérimentaux de G_{ev}
- A24 Position thermosiphon : résultats expérimentaux de G_{tot}
- A25 Phénomènes oscillatoires en mode thermosiphon
- A26 Comparaison entre les positions thermosiphon et horizontale
- A27 Position horizontale : conductances au condenseur
- A28 Position horizontale : conductances à l'évaporateur
- A29 Position horizontale : conductances globales

Annexe A1

Cette annexe fournit dans un premier temps un résumé des normes internationales relatives au calcul et à l'expression des incertitudes de mesure. Puis nous appliquerons ces normes à l'ensemble de nos chaînes de mesures du montage expérimental décrit dans le chapitre V. Nous détaillerons autant que possible l'ensemble des incertitudes dans un but pédagogique afin de montrer l'intérêt et la souplesse de cette approche en dépit de son caractère complexe au premier abord.

D'autre part, les résultats obtenus sont directement utilisés dans l'ensemble des résultats expérimentaux exposés au chapitre VI

A1	Calcul d'incertitudes	1-5
1	Références et notions générales -----	1-5
1.1	Description des normes internationales	1-5
1.1.1	Préliminaires	1-6
1.1.1.1	<i>Hypothèse implicite</i>	1-6
1.1.1.2	<i>Considération sur les incertitudes de mesures</i>	1-6
1.1.2	Classement des incertitudes	1-7
1.1.2.1	<i>Incertitudes de Type A</i>	1-7
1.1.2.2	<i>Incertitudes de Type B</i>	1-8
1.1.2.3	<i>Remarques d'ordre général</i>	1-8
1.1.3	Corrélation entre les grandeurs	1-9
1.1.4	Loi de propagation des incertitudes	1-9
1.2	Incertitude élargie et niveau de confiance	1-10
1.2.1	Cas des lois normales	1-10
1.2.2	Théorème central limite	1-11
1.2.3	Loi t ou loi de Student	1-11
1.3	Coefficient d'élargissement	1-11
2	Les mesures de températures -----	1-12
2.1	Les mesures directes	1-12
2.1.1	Détail des différentes variances	1-12
2.1.2	Incertitudes type composée	1-14
2.2	Les mesures avec jonction externe de soudure froide	1-14
2.2.1	Chaîne de mesure	1-14
2.2.2	jonction de soudure froide	1-16
2.2.3	Les composantes de l'incertitude	1-16
2.2.3.1	<i>Précision sur la mesure de tension</i>	1-16
2.2.3.2	<i>Mesure de la température de soudure froide et transfert des données</i>	1-17
2.2.3.3	<i>Loi de conversion température tension</i>	1-17
2.2.3.4	<i>Tension corrigée et conversion tension-température</i>	1-18
2.2.3.5	<i>Incertitude du capteur</i>	1-18
2.2.3.6	<i>Incertitude de positionnement du capteur</i>	1-19
2.2.4	Incertitude composée pour une température absolue avec jonction de soudure froide externe	1-21

2.2.5 Incertitude composée pour une différence de température avec jonction de soudure froide externe	1-22
3 La mesure de puissance -----	1-25
3.1 La mesure des valeurs électriques	1-26
3.2 Résistance du circuit d'alimentation	1-27
3.3 Pertes thermiques	1-27
3.3.1 Incertitude sur la puissance électrique	1-27
3.3.2 Corrélation expérimentale	1-28
3.4 Incertitude globale sur la mesure de la puissance	1-29
4 L'accélération longitudinale résultante -----	1-29
4.1 Champs d'accélération artificielle	1-29
4.1.2 Incertitude globale	1-31
4.2 Précision du positionnement angulaire	1-31
4.2.1.1 <i>Position horizontale</i>	1-31
4.2.1.2 <i>autres positions</i>	1-32
4.3 incertitude sur la résultante	1-32
5 Les conductances -----	1-33
5.1 incertitudes	1-33
5.2 Etude paramétrique de l'incertitude des conductances	1-34
6 Conclusion -----	1-35

A1 Calcul d'incertitudes

Le but de cette annexe est de présenter le mode de calcul des incertitudes de mesures. La détermination des incertitudes liées à un résultat de mesure est en effet fondamentale. Toutefois, ce travail est souvent complexe et non adapté. Les méthodes « classiques » de calcul entraînent souvent un résultat incompatible avec la précision des mesures que l'on est en droit d'attendre au regard de la qualité des montages mis en œuvre. La méthode conservatoire consistant à additionner les incertitudes maximales sur chacun des éléments liés à la détermination d'une grandeur, aboutit la plupart du temps à des valeurs extrêmes.

Or, la loi réelle de répartition des valeurs possibles d'une mesure approchant une loi gaussienne dans la plupart des cas, la probabilité d'apparition des valeurs extrêmes de l'intervalle peut être très faible. Bien qu'elle soit « juste », la méthode conservatoire de détermination des incertitudes est très peu représentative du phénomène puisqu'elle attribue le même poids à toutes les valeurs de l'intervalle d'incertitude.

Nous avons donc adopté la méthode préconisée par l'AFNOR [1].

1 Références et notions générales

Le guide publié par l'AFNOR a été réalisé sous la direction du CIPM (Comité International des Poids et Mesures). La version de base a été réalisée sous la responsabilité de l'ISO [2] en langue anglaise. Ce guide détaille la norme internationale pour l'analyse et l'expression de l'incertitude de mesure. Cette norme est largement utilisée dans les laboratoires internationaux [3] et sert de référence pour la comparaison des mesures entre les laboratoires nationaux d'étalonnage.

1.1 Description des normes internationales

L'expression des incertitudes de mesures selon la norme internationale est basée sur des principes de lois statistiques. Toutefois, comme nous allons le détailler par la suite, l'aspect physique des mesures reste prépondérant. Le but n'est pas de substituer une étude purement statistique à une analyse physique mais au contraire de donner un cadre général au délicat problème des incertitudes de mesures.

Tout d'abord, il est important de différencier la notion d'erreur et la notion d'incertitude. La notion d'erreur implique une connaissance absolue du mesurande (grandeur à mesurer). Or cette valeur est par définition inconnue puisqu'on cherche à la déterminer. On adoptera donc la notion d'incertitude de mesure définie comme étant le « paramètre associé au résultat d'un mesurage qui caractérise la dispersion des valeurs qui pourraient raisonnablement être attribuées au mesurande ».

1.1.1 Préliminaires

Nous allons considérer les principes généraux sur lesquels sont basés les normes internationales.

1.1.1.1 Hypothèse implicite

Le but de cette procédure est de déterminer l'importance de chaque terme d'influence dans l'incertitude d'un résultat de mesurage. On suppose pour cela que le mesurage réalisé peut être « modélisé mathématiquement jusqu'au degré imposé par l'exactitude requise pour le mesurage ». En effet, le mesurande doit pouvoir s'exprimer par rapport à chacun des termes d'influences et ce même si la valeur moyenne d'un paramètre n'influence pas le résultat.

Si l'on considère par exemple le cas d'une mesure de température avec compensation de soudure froide à 0°C, la tension au borne du thermocouple s'exprime par :

$$E = E(\Theta_1) + E(\Theta_2), \quad \text{avec } E(\Theta_2)=E(0^\circ\text{C})=0 \text{ V.}$$

Cependant, l'incertitude sur la température de référence Θ_2 n'est pas nulle. La détermination de l'incertitude sur E doit donc en tenir compte.

Comme l'illustre cet exemple, Il est donc important de faire une recherche aussi exhaustive que possible de l'ensemble des paramètres pouvant intervenir dans le résultat de mesure.

On exprime cette relation par :

$$Y = f(X_1, X_2, X_3, \dots, X_n)$$

avec :

Y	mesurande
X_i	paramètres influents (notamment sur l'incertitude)

1.1.1.2 Considération sur les incertitudes de mesures

L'objectif global est de déterminer une incertitude représentant non seulement l'amplitude possible de dispersion des mesurages mais aussi d'évaluer la distribution des mesures. Il est bien évident que dans la majorité des cas, le résultat obtenu n'est qu'une estimation de l'incertitude, de même qu'un mesurage ne donne qu'une estimation de la valeur du mesurande. L'incertitude permet de définir l'ordre de grandeur de la précision du mesurage.

On utilise les notions de variance et d'écart-type pour évaluer l'incertitude de mesure. L'écart-type étant la racine carrée positive de la variance, ces deux notions sont équivalentes pour représenter l'incertitude. Toutefois, la variance est utilisée lors des calculs de propagation d'incertitude, alors que l'écart-type qui est de même unité que le mesurande est utilisé dans l'expression finale du résultat.

Le terme écart-type ayant une définition statistique très précise, on lui préférera le terme incertitude-type.

1.1.2 Classement des incertitudes

Afin de faciliter la procédure, les incertitudes sont séparées en fonction de leur mode de détermination. Les évaluations d'incertitudes obtenues par des méthodes statistiques sont traitées différemment des autres modes d'évaluations pour des raisons pratiques. Toutefois, cette différenciation n'est en aucun cas basée sur la nature des incertitudes mais seulement sur le mode d'évaluation.

1.1.2.1 Incertitudes de Type A

Par définition, les incertitudes de type A sont évaluées par des méthodes statistiques.

a) Moyenne

En général, la meilleure estimation de l'espérance mathématique d'une grandeur q est donnée par la moyenne arithmétique :

$$\bar{q} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n q_k. \quad (\text{A 1-1})$$

b) Variance

La variance σ^2 de la loi de probabilité de q est estimée par la variance expérimentale :

$$S^2(q_k) = \frac{1}{n-1} \sum_{k=1}^n (q_k - \bar{q})^2. \quad (\text{A 1-2})$$

Remarque: le terme $n-1$ caractérise le fait qu'il n'y a que $n-1$ degrés de liberté dans l'ensemble $[q_k, \bar{q}]$. En effet, la moyenne implique une relation entre les variables.

c) Variance de la moyenne

La meilleure estimation de la variance de la moyenne est donnée par :

$$S^2(\bar{q}) = \frac{S^2(q_k)}{n}. \quad (\text{A 1-3})$$

La variance de la moyenne caractérise la manière dont la moyenne arithmétique estime l'espérance mathématique de la loi de probabilité de la grandeur q .

d) Remarques

Pour obtenir une estimation statistique de l'espérance mathématique et de la variance de la grandeur q avec une précision donnée, lorsque l'on effectue une mesure d'une grandeur, il faudrait faire varier de manière aléatoire toutes les grandeurs ayant une influence sur la mesure. Dans la pratique cela conduit souvent à un nombre de mesures irréaliste.

D'autre part, les instruments de mesure utilisés font souvent office de boîtes noires dont on ne connaît que des bornes d'incertitudes. En général, la densité de probabilité est supposée uniforme sur l'intervalle donné. Ceci est un exemple d'incertitude de type B.

1.1.2.2 Incertitudes de Type B

Les incertitudes de type B sont évaluées par des moyens ne reposant pas sur des observations répétées. La variance est alors « estimée par un jugement scientifique fondé sur toutes les informations disponibles ».

Nous présenterons ici, sans aucun caractère exhaustif, deux traitements adoptés dans le guide pour des cas courants.

a) Traitement d'un intervalle ayant une loi de probabilité connue.

On utilise ici la définition mathématique de la variance :

$$u^2(q) = \int_{-\infty}^{+\infty} (q - \mu_q)^2 P(q) dq \quad (\text{A 1-4})$$

,

avec : μ_q espérance mathématique,
 $P(q)$ densité de probabilité.

Exemples d'application :

Pour une densité de probabilité uniforme sur un intervalle de longueur $2a$ centré sur l'espérance mathématique

$$u^2(q) = \frac{a^2}{3} \quad (\text{A 1-5})$$

Dans un cas plus général, pour une densité de probabilité trapézoïdale de grande base $2a$ et de petite base $2a\beta$ centrée sur l'espérance mathématique, l'intégration donne:

$$u^2(q) = \frac{a^2(1 + \beta^2)}{6}. \quad (\text{A 1-6})$$

b) Résolution d'un appareil de mesure

Pour un appareil de mesures ayant une résolution Δx , le mesurande peut prendre n'importe quelle valeur entre $x - \frac{\Delta x}{2}$ et $x + \frac{\Delta x}{2}$ avec une densité de probabilité uniforme. L'incertitude-type vaut alors :

$$U(x) = \frac{1}{\sqrt{12}} \Delta x = 0,29 \Delta x$$

1.1.2.3 Remarques d'ordre général

a) Il ne faut pas confondre évaluation de type A ou B avec les effets aléatoires ou systématiques. Un même paramètre peut avoir un effet systématique ou un effet aléatoire selon la nature du mesurande. Il est difficile de les différencier en pratique. Généralement, si un effet systématique est identifié, il doit être incorporé à l'expression mathématique du

mesurande lorsque son influence n'est pas négligeable.

b) Notons également qu'une évaluation de type A d'une incertitude n'est pas forcément plus précise qu'une évaluation de type B. Pour un mesurande ayant une distribution gaussienne, on peut calculer le rapport entre :

- l'écart type de l'estimateur de l'écart-type de la moyenne : $\sigma[S(\bar{q})]$,
- et l'écart type de la moyenne $\sigma(\bar{q})$.

L'incertitude relative de l'estimateur est de 24 % pour une série de 10 mesures et de 10 % pour une série de 50 mesures. Il apparaît clairement qu'une bonne connaissance de la physique peut éviter des séries très importantes de mesures dans certain cas.

1.1.3 Corrélation entre les grandeurs

Dans la plupart des mesures, les grandeurs sont corrélées entre elle. Par exemple, considérons le cas d'une mesure de puissance électrique dissipée dans une résistance. Si cette mesure est obtenue par le produit de la tension et de l'intensité, il faut tenir compte de la corrélation entre U et I due à la loi d'Ohm. La covariance existant entre les deux grandeurs influentes doit être prise en compte dans le calcul de l'incertitude. Elle peut être déterminée de manière directe en fonction des relations entre les grandeurs ou par des méthodes statistiques.

a) Soient deux grandeurs Y_1 et Y_2 , ayant certaines grandeurs influentes communes. Soit $[q_1, q_2, \dots, q_n]$ la réunion des ensembles des grandeurs influentes de Y_1 et Y_2 , la covariance s'exprime par :

$$u(Y_1, Y_2) = \sum_{i=1}^n \frac{\partial F}{\partial q_i} \frac{\partial G}{\partial q_i} u^2(q_i), \quad (\text{A 1-7})$$

avec :

$$Y_1 = F(q_1, q_2, \dots, q_n),$$

$$Y_2 = G(q_1, q_2, \dots, q_n).$$

b) La covariance entre deux grandeurs peut être évaluée de manière statistique lorsque l'on dispose d'un ensemble d'observations simultanées. L'estimateur de la covariance est alors :

$$s(\bar{q}, \bar{r}) = \frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (q_i - \bar{q})(r_i - \bar{r}), \quad (\text{A 1-8})$$

1.1.4 Loi de propagation des incertitudes

La loi de propagation des incertitudes permet de définir l'incertitude globale d'un mesurande en fonction des différentes incertitudes de tous les paramètres influents. Cette incertitude globale est définie par la variance composée ou l'incertitude-type composée.

La variance composée du mesurande Y peut être exprimé en fonction d'un développement en série de Taylor du premier ordre de la fonction $f(X_1, X_2, \dots, X_n)$:

$$u_c^2(y) = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \frac{\partial f}{\partial X_i} \frac{\partial f}{\partial X_j} u(x_i, x_j), \quad (\text{A 1-9})$$

Avec $u(x_i, x_j)$ covariance entre les grandeurs influentes x_i et x_j .

En remarquant que $u(x_i, x_i) = u^2(x_i)$ et $u(x_i, x_j) = u(x_j, x_i)$, on peut exprimer l'incertitude composée par :

$$u_c^2(y) = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\partial f}{\partial X_i} \right)^2 u^2(x_i) + 2 \sum_{i=1}^n \sum_{j=i+1}^n \frac{\partial f}{\partial X_i} \frac{\partial f}{\partial X_j} u(x_i, x_j), \quad (\text{A 1-10})$$

d'autre part si l'on note : $C_i = \frac{\partial f}{\partial X_i}$,

et que l'on utilise le coefficient de corrélation défini par : $r(x_i, x_j) = \frac{u(x_i, x_j)}{u(x_i)u(x_j)}$,

on peut exprimer l'incertitude composée par :

$$u_c^2(y) = \sum_{i=1}^n C_i^2 u^2(x_i) + 2 \sum_{i=1}^n \sum_{j=i+1}^n C_i C_j u(x_i) u(x_j) r(x_i, x_j), \quad (\text{A 1-11})$$

avec : $-1 \leq r(x_i, x_j) \leq 1$.

Il apparaît clairement sur cette formulation que les corrélations entre les variables peuvent soit diminuer (si $r < 0$) soit augmenter (si $r > 0$) la valeur de l'incertitude type. Cette influence peut être très importante lorsque la valeur absolue du coefficient de corrélation est élevée.

1.2 Incertitude élargie et niveau de confiance

On appelle incertitude élargie l'intervalle correspondant à un niveau de confiance p donné. Elle s'exprime à l'aide d'un coefficient d'élargissement K_p tel que :

$$U_p = K_p u_c(y), \quad (\text{A 1-12})$$

Avec : p probabilité de $\bar{y} - U_p \leq y \leq \bar{y} + U_p$

1.2.1 Cas des lois normales

Pour une grandeur suivant une loi de probabilité normale, un intervalle de un écart-type correspond à une probabilité de 68,27% qu'une mesure ait une valeur appartenant à

l'intervalle $\mu \pm \sigma$. De même un intervalle de 2σ (resp. 3σ) correspond à un niveau de confiance de 95,45% (resp. 99,73%).

1.2.2 Théorème central limite

Sans entrer dans le détail mathématique du théorème, il peut être résumé de la manière suivante : « sauf pour des cas très particuliers, la composition de lois de probabilité non-normales tend très rapidement vers une loi normale ». Pour plus de détails, on se reportera à la norme [1].

Pour illustrer ce propos, considérons le cas de la somme de trois grandeurs ayant une loi de distribution rectangulaire (donc fortement non-gaussienne) de variance $a^2/3$. La variance de la loi convoluée est donc de $u^2=a^2$. Dans ce cas précis, il est possible de calculer les intervalles donnant un niveau de confiance de 95% et 99%, ils sont respectivement de $1,937\sigma$ et de $2,379\sigma$. Ces intervalles sont à comparer avec ceux d'une loi strictement normale, à savoir respectivement $1,960\sigma$ et $2,576\sigma$.

De plus on peut montrer que pour un niveau de confiance supérieur à 91,7%, l'intervalle défini pour une loi normale est supérieur à celui défini pour une convolution de lois rectangulaires quelles qu'en soient le nombre et la largeur.

Etant donné que la loi rectangulaire est la loi la plus éloignée de la loi normale (pour la plupart des applications), il est possible de considérer que l'on a une loi normale lorsque l'on cherche un coefficient K_p donnant un intervalle de confiance du type 95% ou 99%.

1.2.3 Loi t ou loi de Student

Pour les incertitudes de type A évaluées avec un nombre restreint de mesures, on utilise la loi de Student qui donne la valeur du facteur d'élargissement en fonction du nombre effectif de degrés de liberté de l'ensemble des mesures (voir annexe G.3 de [1] pour plus de détails).

1.3 Coefficient d'élargissement

Conformément aux recommandations de la norme internationale, nous adopterons par défaut un coefficient $K_p=2$ correspondant à un niveau de confiance de l'ordre de 95%.

Rappelons que l'ensemble de cette norme ne peut en aucun cas (ou presque) définir un intervalle de confiance strict et qu'en pratique, une différenciation entre un niveau de confiance de 95% et un niveau de 94% ou 96% n'est pas réaliste. L'incertitude estimée d'un résultat ne l'est pas à 1% près !

2 Les mesures de températures

Toutes les mesures de températures sont effectuées par des thermocouples de type K reliés à une centrale d'acquisition. Sur notre dispositif expérimental, deux montages des thermocouples sont utilisés.

La mesure directe des températures du caloduc effectuée en utilisant la compensation de soudure froide de la centrale ne donne pas des résultats satisfaisants. En effet, la centrale étant compacte, le bornier de raccordement n'a pas une bonne isothermicité (difficulté d'intégrer une connectique volumineuse protégée des perturbations thermiques). Notamment, lorsque le montage tourne, la centrale est soumise à d'importants échanges thermiques par convection.

Pour les mesures effectuées avec la centrale embarquée, nous avons utilisé une compensation de soudure froide extérieure à la centrale. Toutefois, il n'a pas été possible de positionner sur le montage une jonction de référence à 0°C pour des problèmes de poids, d'encombrement et d'accélération. Cependant, une jonction isotherme a été réalisée (2.2.2). Elle permet de fixer la soudure froide à une température beaucoup plus homogène. En contre partie, la température de cette soudure froide doit être évaluée par une mesure directe réalisée en utilisant la compensation de soudure froide de la centrale.

Les mesures des températures ambiantes sont réalisées par la centrale fixe. En conséquence, la différence entre les températures du caloduc et de l'air ambiant ne peut être déterminée que par une différence de températures absolues.

2.1 Les mesures directes

La mesure étant directe, la fonction exprimant la température est la suivante :

$$\theta = \theta_{\text{lue}} + \varepsilon_{\text{res}} + \varepsilon_{\text{sf}} + \varepsilon_{\text{cap}} + \varepsilon_{\text{pos}}, \quad (\text{A 1-13})$$

avec :

θ_{lue}	température affichée par la centrale,
ε_{res}	correction due à la résolution de l'affichage,
ε_{sf}	correction due à la précision de la température de soudure froide,
ε_{cap}	correction due au capteur utilisé,
ε_{pos}	correction de la position du capteur.

2.1.1 Détail des différentes variances

a) Variance de la mesure affichée par la centrale

On considère ici les incertitudes dues à la précision de la centrale, c'est à dire l'incertitude que l'on obtiendrait pour une entrée parfaite dans les conditions optimales d'étalonnage de la centrale. C'est une donnée définie par le fabricant de la centrale d'acquisition (centrale SA32-1994-de la société AOIP). Soit pour un étalonnage à 1an pour

des thermocouple de type K sur la plage de température « -100,+1370°C » à 20 mesures par seconde :

précision = 0,02% de la mesure + 0,3°C.

Aucune information n'est donnée sur la loi de probabilité. De plus, la partie proportionnelle de l'incertitude étant faible et nos températures de travail étant inférieures à 200°C, on majore la valeur retenue pour la variance par :

$$u^2(\theta_{\text{lue}}) = \frac{(0,3 + 200 * 0,0002)^2}{3} = \frac{(0,34)^2}{3}. \quad (\text{A 1-14})$$

b) Variance de la résolution de l'affichage

La résolution de l'affichage de la centrale étant de 0,1°C, on obtient directement la variance :

$$u^2(\epsilon_{\text{res}}) = \frac{0,1^2}{3}. \quad (\text{A 1-15})$$

c) Variance de la correction de soudure froide

Le fabricant donne une incertitude, de probabilité à priori uniforme, de 0,5°C. On a alors une variance de :

$$u^2(\epsilon_{\text{sf}}) = \frac{0,5^2}{3}. \quad (\text{A 1-16})$$

d) Variance de l'étalonnage du capteur

Au niveau du capteur, l'incertitude à prendre en compte est fournie par les tables internationales IEC 584-2 :1982 ([4]). Soit pour un thermocouple de type K et de classe 1 pour des températures comprises entre -40°C et 1000°C :

Précision = MAX (1,5 ; 0,004*| θ |).

Soit pour la plage de température correspondant à nos expériences une incertitude de 1,5°C. Cette valeur élevée de l'incertitude provient essentiellement de la difficulté de réalisation des alliages constituant le thermocouple. Cependant, la loi de probabilité régissant la distribution sur cet intervalle est inconnue. Cependant, on peut supposer qu'il n'est pas uniforme. Nous ne considérerons pas une loi gaussienne car des processus de fabrication peuvent induire des distributions non centrées sur la valeur médiane de l'intervalle. Nous adopterons une position intermédiaire en considérant une loi trapézoïdale de grande base 3°C et de petite base 1,5°C. La variance est donc de :

$$u^2(\epsilon_{\text{cap}}) = \frac{1,5^2 (1 + 0,75^2)}{6}. \quad (\text{A 1-17})$$

e) Variance de la précision du positionnement du capteur

Les mesures directes de températures absolues concernent uniquement les températures ambiantes et la température de la correction de soudure froide. L'isothermicité du bloc de soudure froide est inférieure à $0,01^{\circ}\text{C}$ (2.2.2). De plus, la dispersion spatiale des températures ambiantes est prise en compte par la moyenne des mesures. La précision de la position du capteur n'a donc pas de signification et l'on prendra :

$$u^2(\varepsilon_{\text{pos}}) = 0.$$

2.1.2 Incertitude type composée

Les corrections ont une valeur moyenne supposée nulle et ne sont pas corrélées entre elle. On obtient donc directement la variance composée de la mesure de θ :

$$u_c^2(\theta) = u^2(\theta_{\text{lue}}) + u^2(\varepsilon_{\text{res}}) + u^2(\varepsilon_{\text{sf}}) + u^2(\varepsilon_{\text{cap}}) + u^2(\varepsilon_{\text{pos}}). \quad (\text{A 1-18})$$

Soit en appliquant les résultats précédents :

$$u_c^2(\theta) = \frac{0,34^2}{3} + \frac{0,1^2}{3} + \frac{0,5^2}{3} + \frac{1,5^2(1 + 0,75^2)}{6} + 0$$

$$u_c^2(\theta) = 0,0385 + 0,0033 + 0,0833 + 0,5859 = 0,71^{\circ}\text{C}^2$$

soit une incertitude type de :

$$\boxed{u_c(\theta) = 0,84^{\circ}\text{C}}. \quad (\text{A 1-19})$$

2.2 Les mesures avec jonction externe de soudure froide

Les problèmes d'isothermicité du bornier de connexion de la centrale nous ont conduit à concevoir une soudure froide externe décrite par la suite. Lors de l'étude de caloducs, le calcul des conductances et des coefficients d'échange font intervenir une différence de température. Ces différences étant souvent faibles, la variance sur la différence ne peut être traitée simplement comme étant la somme des variances des températures absolues. Les deux différences fondamentales proviennent de l'incertitude sur la soudure froide et du traitement sur l'incertitude liée au capteur.

Tout d'abord, nous décrirons précisément la chaîne de mesure, puis nous analyserons la jonction de soudure froide. Les différentes composantes de l'incertitude seront détaillées afin d'obtenir les incertitudes composées dans le cas d'une mesure de température absolue et dans le cas d'une différence de températures.

2.2.1 Chaîne de mesure

Pour des raisons d'implantation des différents éléments du montage et de stabilité mécanique et thermique de la jonction de soudure froide, cette dernière est positionnée près

de la centrale de mesure. Les liaisons sont effectuées par des câbles de compensation. La connexion des thermocouples est représentée sur la Figure A 1.1.

Il apparaît trois zones de connexions (A,B,C) que nous allons détailler. Des précautions sont en effet nécessaires pour éviter d'introduire des f.e.m. parasites sur la chaîne de mesure.

a) Connexion A

Cette connexion, entre les thermocouples implantés sur le caloduc et les câbles de compensation, est réalisée au moyen de fiches thermocouples. Ce type de liaison est nécessaire car il permet de choisir les 15 mesures simultanées parmi les 29 thermocouples équipant le caloduc. Le positionnement des prises sur des bras en aluminium permet d'assurer une bonne homogénéité des températures et surtout d'avoir une connexion avec les câbles de compensation dont la température soit dans la plage d'utilisation (0-80°C).

b) Connexions B et C

Elles sont réalisées par soudure en utilisant des matériaux spéciaux destinés à cet usage précis. Les fils sont isolés par de la gaine thermorétractable et regroupés par paire. L'ensemble est entourés par de la tresse métallique puis par de la gaze de verre. Le tout est maintenu par du ruban adhésif aluminium et positionné à l'intérieur des bras en aluminium. Ce montage, même s'il peut paraître excessif, nous assure une très bonne qualité des connexions.

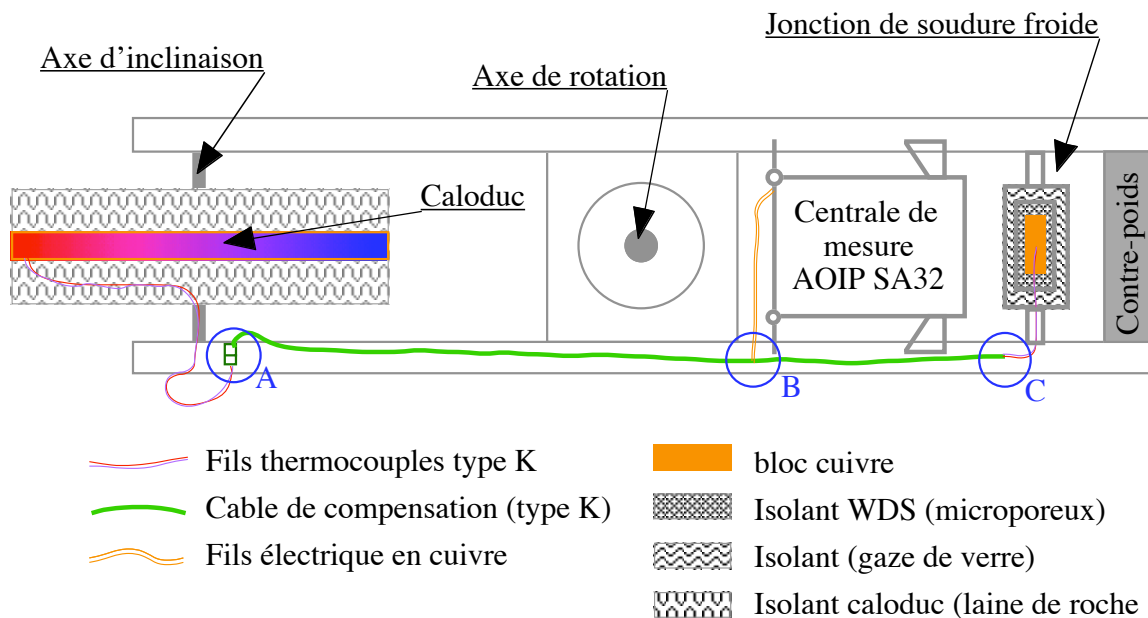


Figure A 1.1 : schéma de connexion des thermocouples

c) Validation de la chaîne de mesure

Ne disposant pas de système d'étalonnage de chaîne de mesure, il n'a pas été possible de valider précisément les connexions. Toutefois, de nombreux tests ont été réalisés pour

essayer de faire apparaître des défauts (mise en rotation, élévation rapide de la température ambiante,...). La dispersion des mesures est restée de l'ordre de $0,02^{\circ}\text{C}$ dans tous les cas. Cette valeur correspondant approximativement à la sensibilité de la centrale ($S=1\mu\text{V}$ soit $0,025^{\circ}\text{C}$ pour un coefficient de Seebeck de $40\mu\text{V K}^{-1}$) nous pouvons considérer que l'incertitude introduite est inférieure à $0,02^{\circ}\text{C}$ avec une probabilité que l'on considèrera uniforme.

2.2.2 jonction de soudure froide

Les soudures froides de toutes les mesures sont regroupées dans un petit cylindre de cuivre ($\varnothing=16\text{mm}$, $L=32\text{mm}$). Ce cylindre est entouré par de l'isolant micro poreux ($\lambda=2,2 \text{ E-}2 \text{ W m}^{-1}\text{K}^{-1}$) tenu par un tube en aluminium ($\varnothing=40\text{mm}$, $L=100\text{mm}$, $ep=4 \text{ mm}$). Ce tube est lui-même isolé par de la fibre de verre ($\lambda=5,5 \text{ E-}2 \text{ W m}^{-1}\text{K}^{-1}$), le tout est maintenu dans un tube d'inox ($\varnothing=70\text{mm}$, $L=180\text{mm}$, $ep=2 \text{ mm}$) fixé au montage.

Une modélisation simple montre que cette configuration assure une isothermicité du bloc de cuivre inférieure à $0,01^{\circ}\text{C}$ dans tous les cas.

Remarque : les soudures froides doivent être isolées électriquement les unes des autres afin de ne pas générer des boucles de courant. En effet, les soudures chaudes étant en liaisons électriques entre elles, il faut absolument que les mesures restent en potentiels flottants jusqu'à la centrale.

2.2.3 Les composantes de l'incertitude

La compensation de soudure froide étant réalisée à l'extérieur de la centrale, l'acquisition des températures ne peut se faire directement en utilisant les polynômes de conversion implantés dans la centrale. Le traitement de l'acquisition se déroule suivant le principe suivant :

- i. acquisition des tensions V_i aux bornes de la centrale pour les 15 thermocouples,
- ii. mesure de la température absolue de la soudure froide et transfert des données vers l'ordinateur,
- iii. conversion de la température de la soudure froide en tension V_0 ,
- iv. addition de la tension V_0 à chaque tension de thermocouple V_i et conversion des tensions V_i+V_0 en températures absolues.

Chacune de ces étapes peut générer une incertitude que nous allons détailler. Les deux derniers paramètres importants pouvant intervenir sont d'une part l'incertitude de mesure du capteur et d'autre part l'incertitude du positionnement du capteur.

2.2.3.1 Précision sur la mesure de tension

- a) Dans les conditions d'étalonnage de la centrale

La mesure de la tension est faite pour chaque thermocouple avec la précision de la centrale. Soit pour 20 mesures par seconde sur le calibre 60mV une précision à 1 an de $0,02\% + 6\mu\text{V}$.

La partie proportionnelle de l'erreur est faible. Elle correspond à moins de $1\mu\text{V}$ pour une température de 100°C (pour un thermocouple de type K).

b) Coefficient de température de la centrale

Le coefficient de température de la centrale à prendre en compte est inférieur à 10% de la précision. Les conditions normales de fonctionnement sont de $23 \pm 1^\circ\text{C}$. Or les températures ambiantes pouvant être garanties lors des essais sont de $23 \pm 4^\circ\text{C}$. On considère donc que la variance de la mesure de tension est de :

$$u^2(V_i) = \frac{(1,1(6+1))^2}{3} = 19,76 \mu\text{V}^2. \quad (\text{A 1-20})$$

Remarque : Pour des thermocouples de type K ayant un coefficient de Seebeck moyen de $40\mu\text{V K}^{-1}$ sur la plage de température considérée, cette variance sur la tension représente une incertitude-type de $0,11^\circ\text{C}$ environ.

2.2.3.2 Mesure de la température de soudure froide et transfert des données

La mesure étant directe, l'incertitude-type composée sur la mesure de la température de soudure froide est de $0,84^\circ\text{C}$ (équation (A 1-19)).

Le transfert s'effectue en mode numérique par modem. Il n'y a donc pas d'incertitude à prendre en considération pour le transfert des données de la centrale vers l'ordinateur de traitement et de pilotage.

2.2.3.3 Loi de conversion température tension

Pour convertir la température ambiante mesurée en tension avec référence à 0°C , on utilise les tables internationales EIT90 en définissant un polynôme de conversion P_{T-V} . La plage des températures ambiantes possibles étant limitée, on utilise un polynôme factorisé d'ordre 3 donnant un écart inférieur à $0,5 \mu\text{V}$ entre 0°C et 40°C (Figure A 1.2) avec une loi de probabilité que l'on considèrera comme uniforme.

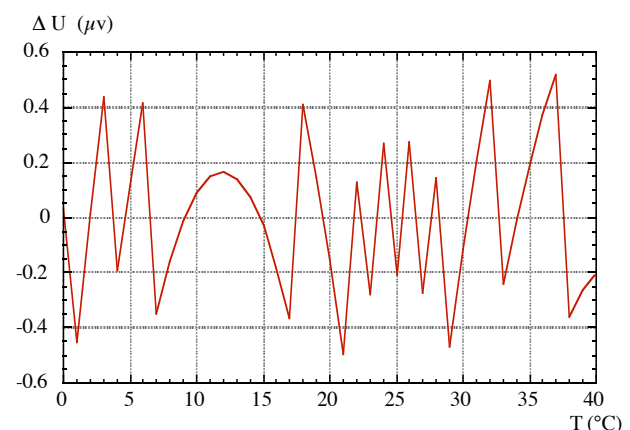


Figure A 1.2: incertitude de conversion température-tension pour un thermocouple de type K

De plus, les tables de conversion sont données avec une précision de $1 \mu\text{V}$ (chiffre significatif) suivant une loi de probabilité a priori uniforme. La composition de ces deux incertitudes permet d'obtenir la variance de la conversion :

$$u^2(\varepsilon_{P_{T-V}}) = \frac{1^2}{3} + \frac{0,5^2}{3} = 0,42 \mu\text{V}^2. \quad (\text{A 1-21})$$

2.2.3.4 Tension corrigée et conversion tension-température

Il est nécessaire d'ajouter la tension de compensation de soudure froide et non pas la valeur correspondante en température car la loi de conversion tension-température n'est pas linéaire.

La conversion entre les tensions corrigées et la température correspondante est faite à partir des tables internationales EIT90. Le calcul est effectué par l'ordinateur, en utilisant un polynôme P_{V-T} factorisé d'ordre 7 donnant une erreur inférieure à $0,02 \text{ K}$ entre les valeurs normalisées et les valeurs issues du polynôme (Figure A 1.3). Soit une variance type de :

$$u^2(\varepsilon_{P_{V-T}}) = \frac{0,02^2}{3} = 133 \text{ mK}^2. \quad (\text{A 1-22})$$

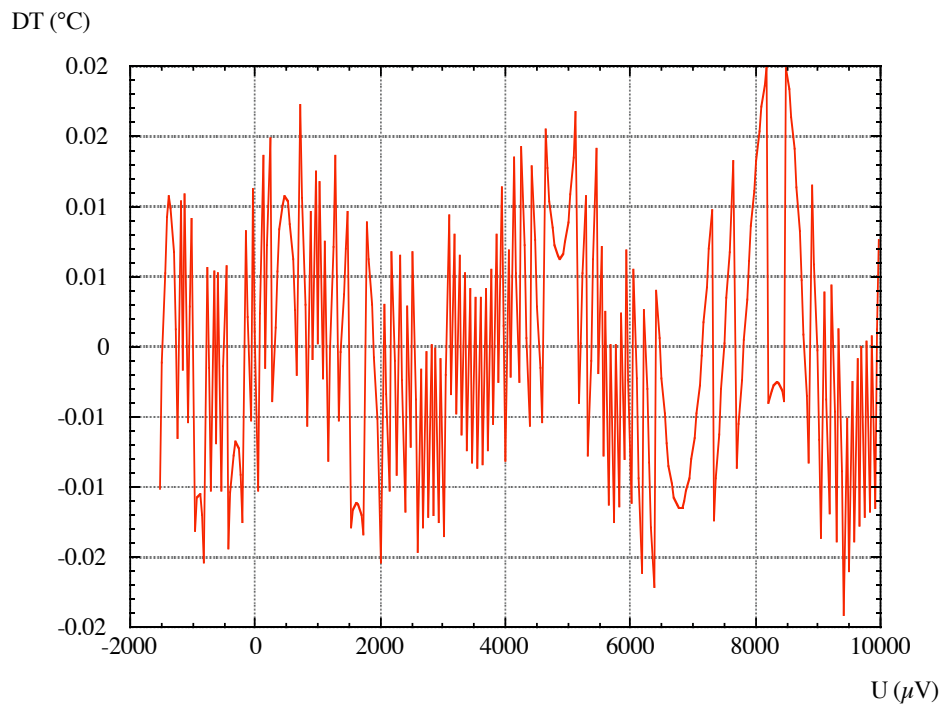


Figure A 1.3 : incertitude du polynôme de conversion tension-température pour un thermocouple K

2.2.3.5 Incertitude du capteur

L'incertitude du capteur n'est pas liée au mode de compensation de soudure froide. La valeur définie par l'équation (A 1-17) est donc applicable :

$$u^2(\varepsilon_{\text{cap}}) = \frac{1,5^2(1 + 0,75^2)}{6}. \quad (\text{A 1-23})$$

2.2.3.6 Incertitude de positionnement du capteur

Dans le cas de la mesure des températures de paroi du caloduc, l'incertitude du positionnement des thermocouples n'est plus négligeable. En effet, pour la partie évaporateur et pour la partie condenseur, la mesure s'effectue dans une zone de forts gradients et la précision de l'implantation des thermocouples est essentielle. Toutefois, pour les températures adiabatiques, cette incertitude n'est pas à prendre en compte puisque par définition les gradients sont quasiment nuls.

Les thermocouples utilisés sont réalisés au laboratoire et soudés à l'argent. La longueur finale de fils non protégés par la gaine téflon est de 4 mm au maximum. Lorsque cette partie est noyée dans de la soudure à l'étain, la mesure réalisée est une intégration de la température de la zone. Cette mise en place entraîne une incertitude non négligeable lorsque le flux est important.

L'évaluation de cette incertitude requiert une approche physique des échanges thermiques. Le but étant de déterminer un ordre de grandeur de l'incertitude, un modèle très simple est mis en place en utilisant la méthode nodale associée au logiciel solveur de réseaux ESACAP (Voir Annexe A2).

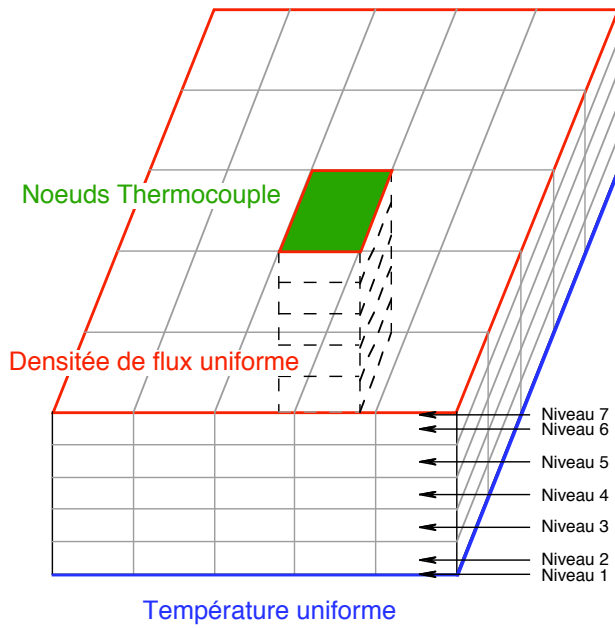


Figure A 1.4 : maillage du modèle d'implantation des thermocouples

La méthode nodale est utilisée en considérant une géométrie cartésienne (Figure A 1.4). Cette approximation est faite au regard de la taille du trou d'implantation du thermocouple par rapport aux diamètres des caloducs.

La zone étudiée représente un carré de 5 mm de côté centré sur le thermocouple. La hauteur de 4 mm considérée est celle du thermocouple en contact électrique (zone noyée dans la soudure et non protégée par la gaine).

Les conditions aux limites sont supposées uniformes. La température sur la base est donc égale à zéro. Le flux sur la partie supérieure est uniforme sauf pour le nœud de thermocouple qui est considéré adiabatique. Les faces latérales sont également adiabatiques.

Ce modèle simple mais représentatif en première approximation permet de quantifier un phénomène important. La différence entre les températures des nœuds de niveau 4 du cuivre et du thermocouple n'est pas sensible à la conductivité moyenne du nœud de thermocouple. La variation de cette conductivité entre 1 et 20 W m⁻¹ K⁻¹ ne change les résultats que de moins de 1 mK. D'autre part, la différence de température entre le cuivre et le thermocouple pour un même niveau reste inférieure à 10 mK pour une densité de flux de 50 W cm⁻².

En conclusion, on peut simplifier encore le modèle et se limiter à une seule dimension. La hauteur de 4 mm est un maximum et toutes les valeurs sont presque équiprobables avec toutefois une valeur moyenne de 2 mm.

Soit en définitive si l'on considère un modèle de conduction 1D dans le cuivre,

$$\varepsilon_{\text{pos}} = \frac{\bar{h}}{\lambda} \varphi \quad \bar{h} = 2 \text{ mm}$$

$$u^2(\varepsilon_{\text{pos}}) = \frac{\left(\frac{\delta h}{\lambda} \varphi\right)^2}{3} \quad \text{avec : } \delta h = 2 \text{ mm} \quad \lambda = 380 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1} \quad (\text{A 1-24})$$

Remarque : l'incertitude obtenue n'est plus fixe, mais fonction d'une variable, en l'occurrence la densité de flux. La valeur absolue de l'incertitude-type reste toutefois assez faible puisque la valeur maximale de la densité de flux est d'environ 25 W cm⁻². Soit $u(\varepsilon_{\text{pos}}) = 0,76^\circ\text{C}$ dans le pire des cas. Il sera donc envisageable de majorer cette incertitude dans certaines conditions.

2.2.4 Incertitude composée pour une température absolue avec jonction de soudure froide externe

En tenant compte des étapes décrites précédemment, le calcul de la température absolue peut s'exprimer mathématiquement sous la forme :

$$\theta_{sf} = P_{V-T}(V_i + P_{T-V}(\theta_0) + \varepsilon_{P_{T-V}}) + \varepsilon_{P_{V-T}} + \varepsilon_{cap} + \varepsilon_{pos}. \quad (A 1-25)$$

avec :

P_{V-T}	polynôme de conversion tension température,
$\varepsilon_{P_{V-T}}$	correction du polynôme de conversion,
V_i	tensions mesurées aux bornes de la centrale,
θ_0	température de la soudure froide
P_{T-V}	polynôme de conversion température tension,
$\varepsilon_{P_{T-V}}$	correction du polynôme de conversion,
ε_{cap}	correction de mesure du capteur
ε_{pos}	correction de la position du capteur

De plus, les valeurs moyennes des corrections sont les suivantes :

$$\bar{\varepsilon}_{P_{V-T}} = 0$$

$$\bar{\varepsilon}_{P_{T-V}} = 0$$

$$\bar{\varepsilon}_{cap} = 0$$

$$\bar{\varepsilon}_{pos} = -\frac{0,02}{380} \varphi \Rightarrow \text{à l'évaporateur}$$

$$\bar{\varepsilon}_{pos} = 0 \Rightarrow \text{dans la zone adiabatique}$$

$$\bar{\varepsilon}_{pos} = +\frac{0,02}{380} \varphi \Rightarrow \text{au condenseur}$$

Pour le calcul de la variance, on peut faire l'hypothèse d'un coefficient de Seebeck moyen (\bar{E}_S) constant sur notre plage de mesure pour des thermocouples de type K.

Cette hypothèse permet de simplifier les calculs en remarquant que :

$$\frac{\partial P_{T-V}}{\partial \theta} = \bar{E}_S \quad (A 1-26)$$

$$\frac{\partial P_{V-T}}{\partial V_i} = \frac{1}{\bar{E}_S}. \quad (A 1-27)$$

Les variances définies en A12.1.2 pour la mesure directe de la température de la soudure froide et en A12.2.3 pour les autres composantes sont utilisées. De plus, les variables ne sont pas corrélées entre elles. La variance composée s'exprime donc par :

$$u_c^2(\theta_{sf}) = \frac{1}{\bar{E}_S^2} \left(u^2(V_i) + \bar{E}_S^2 \times u_c^2(\theta_0) + u^2(\varepsilon_{P_{T-V}}) \right) + u^2(\varepsilon_{P_{V-T}}) + u^2(\varepsilon_{cap}) + u^2(\varepsilon_{pos}) \quad (A 1-28)$$

soit en définitive une variance composée de :

$$u_c^2(\theta_{sf}) = \frac{1}{\bar{E}_S^2} \left(u^2(V_i) + u^2(\varepsilon_{P_{T-V}}) \right) + u_c^2(\theta_0) + u^2(\varepsilon_{P_{V-T}}) + u^2(\varepsilon_{cap}) + u^2(\varepsilon_{pos})$$

$$u_c^2(\theta_{sf}) = \frac{1}{40^2} (19,76 + 0,42) + 0,71 + 133 \cdot 10^{-6} + 0,59 + 9,23 \cdot 10^{-12} \varphi^2$$

$$u_c^2(\theta_{sf}) = 1,31 + 9,23 \cdot 10^{-12} \varphi^2$$

et donc une incertitude-type composée de :

$$u_c(\theta_{sf}) = \sqrt{1,31 + 9,23 \cdot 10^{-12} \varphi^2} \quad (A 1-29)$$

IL apparaît que deux composantes sont prépondérantes, l'incertitude sur la mesure de la température de soudure froide et la précision du capteur. La composante de positionnement du capteur peut devenir non négligeable dans le cas de fortes densités de flux.

Remarques :

- i. Le montage réalisé avec compensation externe de soudure froide fait intervenir deux fois la précision du capteur. Il n'est donc à priori valable que pour un capteur étalonné donnant une incertitude inférieure à la précision de compensation de soudure froide de la centrale. Cependant, ce montage peut permettre d'améliorer sensiblement l'évaluation de la différence de températures entre deux capteurs.
- ii. Pour les mesures de températures adiabatiques la densité de flux est nulle, ce qui permet d'évaluer l'incertitude-type composée :

$$u_c(\theta_{sf}) = 1,14^\circ\text{C}$$

2.2.5 Incertitude composée pour une différence de températures avec jonction de soudure froide externe

Dans le cas d'une différence de températures, il ne faut pas prendre en compte les incertitudes liées à des opérations de calcul. Par exemple, si on ajoute une tension V_0 fixe à une mesure, la différence entre deux tensions V_1 et V_2 ne doit pas tenir compte de l'incertitude sur V_0 .

En tenant compte des résultats précédents, on peut négliger les incertitudes des polynômes de conversion. De plus, les thermocouples provenant tous de la même bobine, ils ont un comportement très proche. Le double de la précision définie par les tables EIT90 surestime fortement l'incertitude réelle. Cette précision permet d'avoir une tolérance de composition des fils de thermocouple. On obtient ainsi des thermocouples ayant des courbes d'étalonnages encadrés par les valeurs des tables EIT90. Toutefois, les variations ne sont pas

aléatoires et l'on obtient plutôt une variation du coefficient de Seebeck moyen. En conséquence, l'hypothèse d'une variation linéaire de l'écart entre les valeurs des tables et les valeurs "réelles" est utilisée. Il en découle une incertitude maximale de 3°C pour un écart de température de 375°C. Cet écart correspond à la plage de température pour laquelle la précision conserve une valeur fixe. ($0,004 \cdot T = 1,5^\circ\text{C}$, voir [4]).

En conclusion, la précision à prendre en compte provenant des thermocouples est estimée à :

$$\text{Précision} = \frac{3}{375} \%,$$

soit une variance pour une différence de température $\delta\theta$:

$$u^2(\varepsilon_{\text{cap}}) = \frac{(0,01 \cdot \delta\theta)^2}{3} \quad (\text{A 1-30})$$

Posons :

$$V_0 \quad \text{tension de compensation de soudure froide}$$

Et

$$\delta\theta_{\text{sf}} = f_1(V_1, V_0, \varepsilon_{\text{pos},1}) - f_2(V_2, V_0, \varepsilon_{\text{pos},2}) + \varepsilon_{\text{cap}} \quad (\text{A 1-31})$$

En identifiant les termes avec ceux de l'équation AI-14, il vient :

$$\delta\theta_{\text{sf}} = P_{T-V}(V_1, V_0) - P_{T-V}(V_2, V_0) + \sum \varepsilon_i \quad (\text{A 1-32})$$

Le calcul de la variance composée donne :

$$u_c^2(\delta\theta_{\text{sf}}) = \frac{1}{E_s^2} (u^2(V_1) + u^2(V_2)) + \left(\frac{\partial(P_{T-V}(V_1, V_0) - P_{T-V}(V_2, V_0))}{\partial V_0} \right)^2 u^2(V_0) + \sum u^2(\varepsilon_i) \quad (\text{A 1-33})$$

Le deuxième terme représente la différence d'influence de la compensation de soudure froide. Cette différence provient de la non-linéarité du polynôme de conversion. Il est possible de majorer cette dérivée en utilisant les coefficients de Seebeck maximum et minimum sur la plage de température considérée.

$$\frac{\partial(P_{T-V}(V_1, V_0) - P_{T-V}(V_2, V_0))}{\partial V_0} \leq \frac{1}{E_{s,\text{min}}} - \frac{1}{E_{s,\text{max}}} \quad (\text{A 1-34})$$

la variance composée peut alors s'exprimer par :

$$u_c^2(\delta\theta_{sf}) = \frac{2}{40^2} 19,76 + \left(\frac{1}{39} - \frac{1}{41,5} \right)^2 (40^2 * 0,71) + \zeta * 9,23 \cdot 10^{-12} \varphi^2 + 3,33 \cdot 10^{-5} \delta\theta^2 \quad (\text{A 1-35})$$

Avec : ζ variable fonction des températures considérées
 $\zeta=2$ 0 température adiabatique
 $\zeta=1$ 1 température adiabatique
 $\zeta=0$ 2 températures adiabatiques

En conclusion, l'incertitude-type composée s'exprime par :

$$u_c(\delta\theta_{sf}) = \sqrt{0,027 + \zeta * 9,23 \cdot 10^{-12} \varphi^2 + 3,33 \cdot 10^{-5} \delta\theta^2} \quad (\text{A 1-36})$$

Exemples d'application :

- i Dans l'expression finale de l'incertitude-type la partie constante est faible. Elle représente la valeur minimale de l'incertitude, à savoir 0,16°C si $\varphi \approx 0$ et $\delta\theta \approx 0$.
- ii A l'opposé, pour la densité de flux maximale (25 W cm⁻²) et une différence de températures entre l'évaporateur et le condenseur de 100°C, l'incertitude-type composée vaut 1,23°C. Soit une incertitude-type étendue de :

$$U_{95}(\delta\theta_{sf}) = 2,5\%.$$

- iii Des cas plus défavorables peuvent apparaître pour des caloduc ayant des conductances élevées. En effet, dans le même cas que précédemment, si l'écart de température n'est plus de 100°C mais de 20°C on obtient une incertitude extrême qui reste néanmoins acceptable :

$$U_{95}(\delta\theta_{sf}) = 11\%.$$

- iv Si l'incertitude est calculée en considérant que l'écart de températures est obtenu en faisant une différence de températures directes, et en tenant toujours compte de la variance de positionnement, on obtient respectivement pour les deux exemples ci-dessus 3,4% et 16% d'incertitude relative élargie.
- v En dernier exemple considérons le cas d'une densité de flux de 1 W cm⁻² avec un écart de températures de 5°C. La mesure directe donne une incertitude relative élargie de 48 % alors que la mesure avec compensation de soudure froide externe donne une incertitude relative élargie de 7%.

L'ensemble de ces exemples numériques montre tout l'intérêt du montage avec compensation de soudure froide externe et de l'utilisation de thermocouples provenant de la même bobine. L'incertitude est ainsi fortement diminuée, notamment pour les faibles valeurs de flux.

3 La mesure de puissance

La puissance transférée par le caloduc est générée par des cartouches chauffantes alimentées en tension alternative. La Figure A 1.5 reprend les éléments du câblage électrique. Le régulateur automatique permet d'assurer une tension de base de 220V \pm 1%. Le variateur de tension est utilisé pour régler manuellement la puissance.

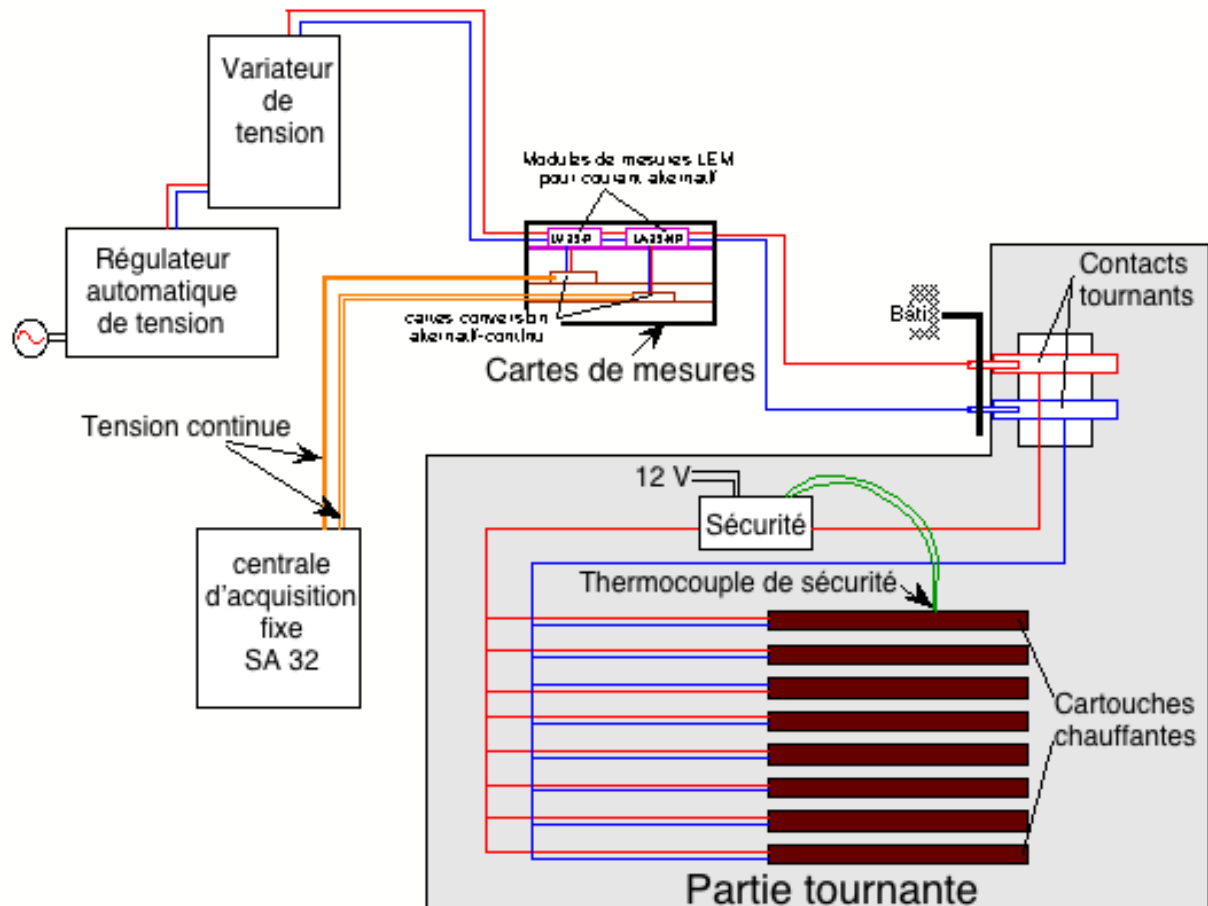


Figure A 1.5 :Schéma du câblage électrique

La mesure de la puissance injectée est réalisée par une mesure de la tension et de l'intensité car les résistances des cartouches chauffantes varient avec la température. D'autre part, un étalonnage de la résistance des cartouches en fonction de la température ne donne pas des résultats acceptables car l'évaluation de la température du fil chauffant des cartouches est difficile.

Toutefois, la puissance mesurée doit être corrigée pour obtenir la puissance transférée par le caloduc. La première correction correspond à la puissance dissipée dans le circuit d'alimentation (fils, contacts tournants, relais de sécurité). Puis dans un second temps, la puissance thermique dissipée par les résistances et transférée à l'ambiance à travers l'isolant doit être évaluée. En définitive, la puissance thermique transférée s'exprime par :

$$P = UI - rI^2 - P_{th} \quad (\text{A 1-37})$$

Avec :	U	tension mesurée
	I	intensité mesurée
	r	résistance du circuit d'alimentation
	P_{th}	Pertes thermiques vers l'ambiante

3.1 La mesure des valeurs électriques

La mesure de la puissance électrique est effectuée au moyen d'un équipement réalisé au sein du laboratoire. On utilise des composants spécifiques fournissant un signal en basse tension proportionnel à l'intensité et à la tension du circuit. Ces signaux sont ensuite convertis en tensions continues afin de pouvoir être mesurés par la centrale d'acquisition fixe.

L'ensemble de la chaîne de mesure est étalonné en utilisant un voltmètre de précision (Schlumberger SI 7061). La méthode des moindres carrés est utilisée pour établir les lois donnant l'intensité dans le circuit d'une part et la tension aux bornes du circuit d'autre part.

La sensibilité de la centrale de mesure ($1 \mu\text{V}$) et l'incertitude du voltmètre de précision (0,01%) sont négligeables face aux autres incertitudes.

Les écarts obtenus entre les droites d'étalonnages et les mesures sont assez importants au regard des instruments de mesure utilisés (Figure A 1.6 et Figure A 1.7). Ces écarts s'expliquent par les fluctuations de la source de tension. En effet, nous ne disposons pas de source de tension alternative fiabilisée, ce qui nous a contraint à l'utilisation du variateur de tension associé au régulateur automatique. Toutefois, la stabilité obtenue est de l'ordre de 1% et ne permet pas de définir une loi de conversion plus précise.

Nous avons d'autre part vérifié que notre montage est purement résistif et qu'il n'est donc pas nécessaire de faire intervenir un déphasage entre la tension et l'intensité.

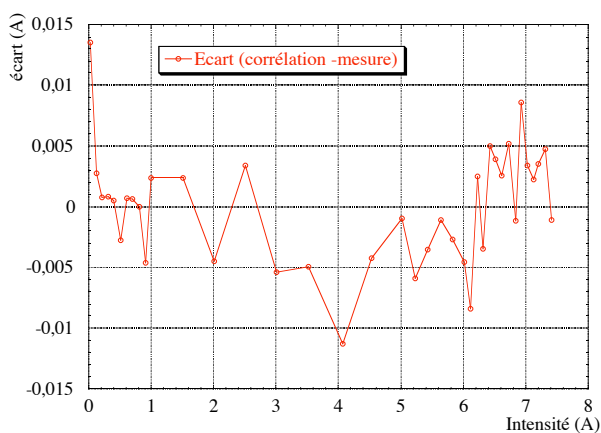


Figure A 1.6 : étalonnage en intensité

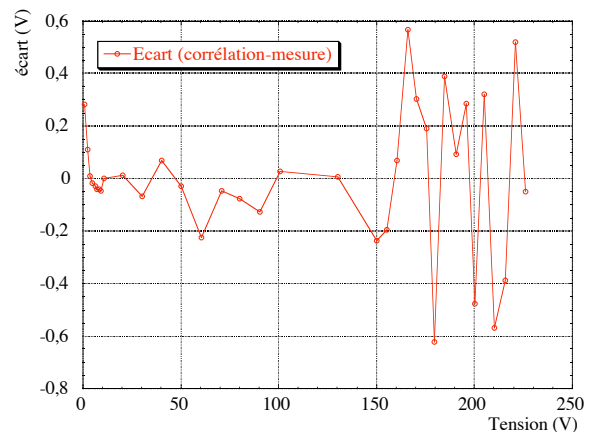


Figure A 1.7 : étalonnage en tension

En définitive, les calculs des variances des mesures de tension et d'intensité sont effectués en considérant une précision de la mesure de 0,6V et de 0,015 A. soit :

$$\begin{aligned}
 u^2(V) &= \frac{0,6^2}{3} = 0,12 \text{ V}^2 \\
 u^2(I) &= \frac{0,015^2}{3} = 75 \text{ mA}^2
 \end{aligned}
 \tag{A 1-38}$$

3.2 Résistance du circuit d'alimentation

La résistance du circuit d'alimentation est d'environ $0,5\Omega$, elle représente donc 2% de la résistance équivalente (environ 25Ω) des cartouches chauffantes montées en parallèles. Il est donc important de la prendre en considération.

La résistance des contacts tournants a été mesurée dans 21 situations différentes (arrêt, différentes vitesses de rotation, température, etc). Nous en avons évalué statistiquement une valeur moyenne, une incertitude type et un degré de liberté :

$$\begin{aligned}
 \bar{r} &= 0,43 \Omega \\
 u(r_i) &= 72 \text{ m}\Omega \\
 \nu_r &= 19
 \end{aligned}
 \tag{A 1-39}$$

Remarque : la précision de mesure liée à la centrale est de $6 \text{ m}\Omega$ et la résolution de $1 \text{ m}\Omega$. les incertitude-type associées sont donc négligeables.

3.3 Pertes thermiques

Les pertes thermiques vers l'ambiante sont fonctions de la température moyenne du bloc évaporateur mais pas de la puissance injectée. Pour des températures évaporateur de l'ordre de 100°C une première estimation a montré que ces pertes pouvaient dépasser 15 W . L'importance relative de ces pertes pour les faibles puissances nous a conduit à mettre en place une procédure expérimentale d'étalonnage.

La procédure permettant de déterminer les pertes thermiques est détaillée dans l'Annexe A7. En résumé, la procédure consiste à mesurer la puissance électrique nécessaire au maintien d'un état d'équilibre thermique à l'évaporateur lorsque le caloduc est en mode bloqué. Une vaste campagne de mesures portant sur la variation de trois paramètres (température évaporateur, température adiabatique, vitesse de rotation) nous a permis d'établir une corrélation donnant les pertes en fonction des différents paramètres.

3.3.1 Incertitude sur la puissance électrique

La puissance électrique est calculée en utilisant la relation :

$$P_{elec} = U I - r I^2 \tag{A 1-40}$$

Soit une variance type composée de :

$$u_c^2(P_{elec}) = (U - 2rI)^2 u^2(I) + I^2 u^2(U) + I^4 u^2(r) \quad (A 1-41)$$

La résistance du circuit de chauffe étant d'environ 25 Ω , on peut faire les approximations suivantes :

$$\begin{aligned} (U - 2rI)^2 &\cong U^2 \\ \frac{I^2}{U^2} &\cong \frac{1}{25^2} \end{aligned} \quad (A 1-42)$$

En négligeant la contribution de la variance de la résistance du circuit d'alimentation, on obtient en définitive pour la variance de la puissance électrique :

$$\begin{aligned} u_c^2(P_{elec}) &\cong U^2 u^2(I) + I^2 u^2(U) \cong \left(25 u^2(I) + \frac{u^2(U)}{25} \right) \cdot P_{elec} \\ u_c^2(P_{elec}) &\cong 6,675 \cdot 10^{-3} P_{elec} \end{aligned} \quad (A 1-43)$$

3.3.2 Corrélation expérimentale

La corrélation expérimentale permettant de calculer la valeur des pertes thermiques est basée sur la mesure de la vitesse de rotation et des températures de l'évaporateur, de la zone adiabatique et de l'ambiante.

L'écart maximal entre la puissance électrique mesurée et la valeur fournie par la corrélation F est de 0,4 W avec une répartition qui peut être considérée comme uniforme. La correction \mathcal{E}_F de la corrélation a donc une moyenne nulle et une variance de :

$$u^2(\mathcal{E}_F) = \frac{0,4^2}{3} \quad (A 1-44)$$

Si l'on prend en compte la corrélation retenue dans l'annexe A7, la puissance thermique s'exprime par :

$$\begin{aligned} P_{th} &= \left(0,104(\bar{T}_{ev} - \bar{T}_{amb}) + 0,060(\bar{T}_{ev} - \bar{T}_{adia}) - 0,11 \cdot 10^{-3}(\bar{T}_{ev} - \bar{T}_{amb})(\bar{T}_{ev} - \bar{T}_{adia}) \right) \\ &\quad \left(1 + 0,0106 V^{1,16} \right) + \mathcal{E}_F + \mathcal{E}_{P_{elec}} \end{aligned} \quad (A 1-45)$$

En ne gardant que les termes non négligeables, la variance composée peut s'exprimer par :

$$u_c^2(P_{th}) = 0,104^2 \left(1 + 0,0106 V^{1,16} \right)^2 \left(u^2(\bar{T}_{ev}) + u^2(\bar{T}_{amb}) \right) + u^2(\mathcal{E}_{P_{elec}}) + u^2(\mathcal{E}_F) \quad (A 1-46)$$

$$\begin{aligned} \text{or :} \quad u^2(\bar{T}_{ev}) &= 1,31 \text{ } ^\circ\text{C}^2 \\ u^2(\bar{T}_{amb}) &= 0,71 \text{ } ^\circ\text{C}^2 \end{aligned}$$

En considérant une vitesse maximale de 10 m s^{-1} et une puissance électrique maximale de 20 W (maximum des pertes thermiques), il est possible de majorer la variance de la puissance thermique due aux incertitudes de mesures de températures par :

$$u_c^2(P_{th}) = 2,9 \cdot 10^{-2} + 5,33 \cdot 10^{-2} + 0,1335 = 0,22 \text{ W}^2 \quad (\text{A 1-47})$$

3.4 Incertitude globale sur la mesure de la puissance

La mesure de la puissance transférée par le caloduc est exprimée par l'équation (A 1-37). La variance composée associée s'exprime par :

$$u_c^2(P) = (U - 2rI)^2 u^2(I) + I^2 u^2(U) + I^4 u^2(r) + u^2(P_{th}) \quad (\text{A 1-48})$$

Soit en définitive en faisant les mêmes hypothèses que précédemment (3.3.1) :

$$u_c^2(P) = 6,68 \cdot 10^{-3} P + 0,22 \quad (\text{A 1-49})$$

Applications : Pour des puissances de 10 , 100 et 1000 W , l'incertitude-type étendue est de respectivement 11% , 2% , $0,5\%$. Ces valeurs montrent que le montage est correctement dimensionné et qu'il permet d'obtenir des incertitudes de mesures très satisfaisantes.

4 L'accélération longitudinale résultante

L'accélération résultante s'exprime en fonction du champ d'accélération artificielle, du champ de pesanteur et de la position angulaire par (Figure A 1.8) :

$$\Gamma_R = \Gamma \cos(\theta) + g \sin(\theta) \quad (\text{A 1-50})$$

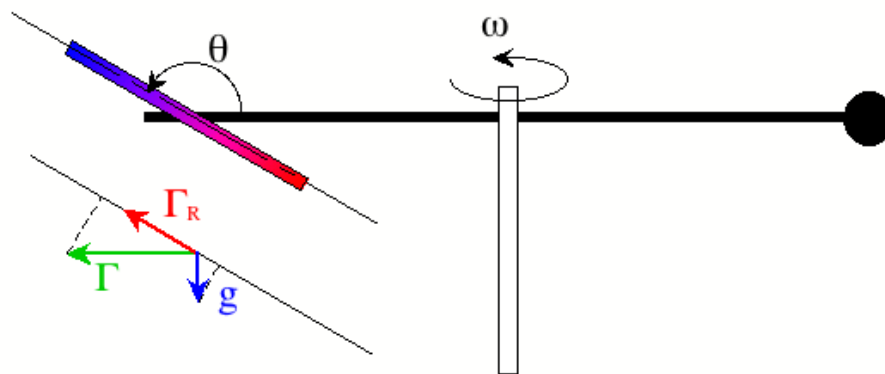


Figure A 1.8 : accélération longitudinale résultante

Nous allons étudier les incertitudes de chaque terme avant de formuler une expression globale de l'incertitude sur la résultante longitudinale des forces de volume.

4.1 Champs d'accélération artificielle

Le champ d'accélération artificielle est calculé en fonction de la vitesse angulaire :

$$\Gamma = R \omega^2. \quad (\text{A 1-51})$$

a) Précision sur le rayon principal de rotation

Pour des problèmes de dimensionnements mécaniques, l'incertitude sur le positionnement de l'axe de rotation est assez élevée. En fonction de la position angulaire, la position varie de ± 22 mm. Si on considère une distribution uniforme, avec un rayon moyen de 1m la variance sur le rayon est de :

$$u^2(\mathbf{R}) = \frac{(22 \cdot 10^{-3})^2}{3} = 1,61 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2. \quad (\text{A 1-52})$$

REMARQUE :

L'incertitude sur le positionnement est assez importante en raison du type de montage. En effet, l'axe de rotation secondaire doit être continu pour des questions de rigidité et impose par là même un décalage de l'axe du caloduc.

b) La mesure de la vitesse de rotation

La vitesse de rotation est mesurée par un tachymètre réalisé au laboratoire. Ce tachymètre convertit une fréquence d'entrée d'un signal carré en une tension de sortie continu. Un générateur de fréquence ayant une précision inférieure à 0,04 Hz a permis d'étalonner l'électronique de conversion. La précision du polynôme de conversion est de 0,03 Hz (Figure A 1.9).

Le signal envoyé au tachymètre provient d'une photodiode. La mesure se fait sur une couronne comportant 24 trous

La variance composée de la mesure de la vitesse de rotation est donc de :

$$u_c^2(\omega) = \left(\frac{2\pi}{24} \right)^2 \left(\frac{0,04^2}{3} + \frac{0,03^2}{3} \right) = 5,71 \cdot 10^{-5} \text{ rad}^2 \text{ s}^{-2}. \quad (\text{A 1-53})$$

Remarques :

- i. il faut toutefois noter que la constante de temps du tachymètre est relativement élevée, de l'ordre de 1 à 2 secondes, et correspond à un temps de stabilisation maximal de 10 secondes environ. Les conséquences sur la mesure de la dynamique du système sont très faibles puisque le moment d'inertie de rotation du système est grand par rapport aux couples du moteur et des frottements.

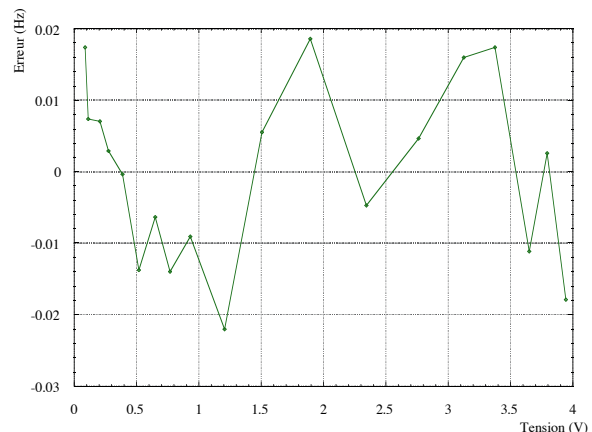


Figure A 1.9 précision du polynôme de conversion fréquence tension

- ii. Les incertitudes sur la position des trous et le seuil de détection de la photodiode sont négligeables au regard des fréquences mesurées.

4.1.2 Incertitude globale

Le calcul de la variance composée du champ d'accélération artificielle au milieu du caloduc donne :

$$u_c^2(\Gamma) = \omega^4 u^2(R) + (2R\omega)^2 u^2(\omega). \quad (\text{A 1-54})$$

Soit une incertitude-type relative de :

$$u_r(\Gamma) = \sqrt{1,61 \cdot 10^{-4} + \frac{2,28 \cdot 10^{-4}}{\Gamma}}. \quad (\text{A 1-55})$$

Nos mesures concernent des valeurs du champ d'accélération artificielle supérieures à 10 m s^{-2} , on peut donc négliger le deuxième terme :

$$u_r(\Gamma) \cong 1,3 \%. \quad (\text{A 1-56})$$

Remarque : on considère une incertitude-type sur le champs de gravitation terrestre de:

$$u(g) \cong 0,02 \text{ m s}^{-2}. \quad (\text{A 1-57})$$

4.2 Précision du positionnement angulaire

La résolution angulaire du montage est définie par la variation minimale d'angle pour un pas du moteur pas à pas. Le moteur à une résolution de 400 pas par tour et la transmission se fait avec une réduction d'engrenages de rapport 100. On obtient ainsi une résolution angulaire de $0,009^\circ$

La précision du positionnement angulaire est difficile à établir précisément car le couple de rotation compensé par le moteur pas à pas est très variable, ce qui entraîne des efforts très différents sur les organes de transmission. La fixation du caloduc et l'ensemble de réduction entraîne une souplesse du positionnement angulaire. Cette souplesse ne pouvant pas être éliminée sans alourdir inconsiderablement le montage, l'incertitude de positionnement est bien supérieure à la résolution angulaire. L'évaluation de cette incertitude est faite dans deux cas différents.

4.2.1.1 Position horizontale

Lorsque le montage est à l'horizontale, le couple de rotation équilibré par le moteur pas à pas est très faible et la position est très peu sensible à la vitesse de rotation. On considère donc que l'incertitude est de l'ordre de la précision du montage utilisé pour 'faire le zéro'. Soit environ 1mm pour 1m. Soit pour une distribution uniforme, une variance de :

$$u^2(\theta_0) = \frac{(\text{ARCTAN}(0,001))}{3}^2 = 3,33 \cdot 10^{-7} \text{ rad}^2. \quad (\text{A 1-58})$$

4.2.1.2 autres positions

Pour une position angulaire quelconque, la souplesse du montage est évaluée en mesurant la variation maximale d'angle. Cette mesure est réalisée en appliquant manuellement un couple de rotation important. On mesure une valeur d'environ 6 mm pour 0,5 m. Soit pour une distribution uniforme, une variance de :

$$u^2(\theta_1) = \frac{(\text{ARCTAN}(0,006/0,5))^2}{3} = 4,79 \cdot 10^{-5} \text{ rad}^2. \quad (\text{A 1-59})$$

4.3 incertitude sur la résultante

La variance composée de la résultante des forces de volume s'exprime par :

$$u_c^2(\Gamma_R) = \cos^2(\theta) u^2(\Gamma) + \sin^2(\theta) u^2(g) + (\Gamma \sin(\theta) + g \cos(\theta))^2 u^2(\theta) \quad (\text{A 1-60})$$

Cette expression de la variance est fonction du champ artificiel Γ et de la position angulaire θ . En terme de variance relative par rapport à Γ , il apparaît que deux termes ne sont pas fonction de Γ et que les deux autres sont une fonction inverse de Γ :

$$\frac{u_c^2(\Gamma_R)}{\Gamma^2} = \cos^2(\theta) 0,013^2 + \frac{\sin^2(\theta)}{\Gamma} u^2(g) + \left(\sin(\theta) + \frac{g}{\Gamma} \cos(\theta) \right)^2 u^2(\theta) \quad (\text{A 1-61})$$

On en déduit que quelque soit θ , plus la valeur de Γ est faible plus l'incertitude relative est importante. Dans le cas de $\Gamma=10 \text{ m s}^{-2}$, la Figure A 1.10 permet de visualiser l'évolution de l'accélération résultante et de l'incertitude-type en fonction de la position angulaire.

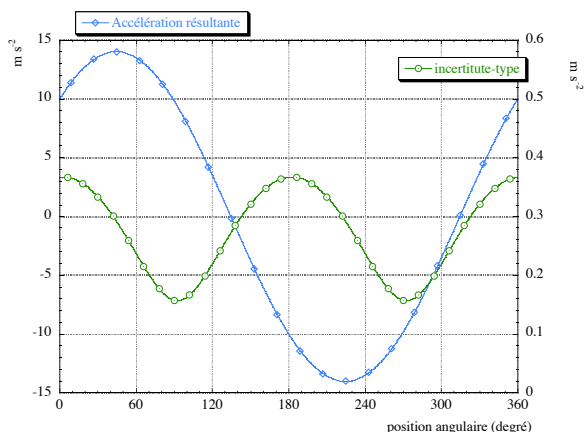


Figure A 1.10 : incertitude absolue de Γ_R en fonction de θ pour $\Gamma=10 \text{ ms}^{-2}$

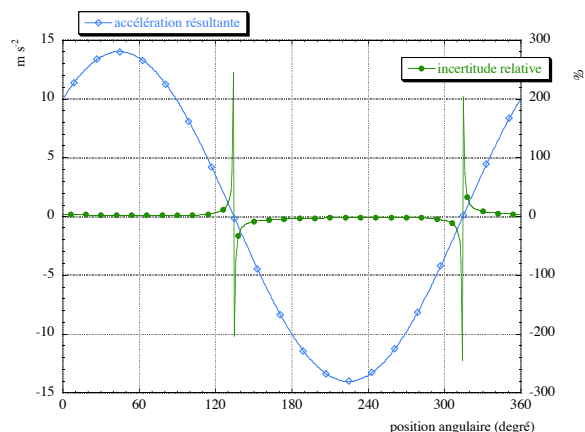


Figure A 1.11 : incertitude relative de Γ_R en fonction de θ pour $\Gamma=10 \text{ ms}^{-2}$

L'incertitude type reste assez faible puisqu'elle évolue entre 0,1 et 0,4 m s⁻². Toutefois, il est important de noter que lorsque l'accélération résultante est proche de zéro, l'incertitude relative devient infini (Figure A 1.11).

REMARQUES :

- i. Des simplifications sont possibles en fonction des tests réalisés, par exemple dans le cas d'un angle nul il reste :

$$u_c^2(\Gamma_R) = u^2(\Gamma) + g^2 u^2(\theta_0) \cong u^2(\Gamma) \quad (\text{A 1-62})$$

- ii. Rappelons également que l'accélération résultante est considérée au milieu du caloduc. Le champ d'accélération varie en fonction du rayon de rotation (équation (A 1-51)). La résultante varie donc le long du caloduc en fonction de la position angulaire.

5 Les conductances

Les conductances des caloducs sont les éléments clefs de l'étude. Nous calculons trois types de conductance : les conductances totales, les conductances à l'évaporateur et les conductances au condenseur. L'incertitude étant fonction des températures considérées (adiabatique ou autres), il faut en tenir compte dans les évaluations.

5.1 incertitudes

Les conductances thermiques du caloduc sont définies par :

$$G = \frac{P}{T_1 - T_2} \quad (\text{A 1-63})$$

Le calcul de l'incertitude-type doit tenir compte du fait que l'on fait toujours une différence de température se rapportant à l'équation (A 1-36). La variance relative composée s'exprime simplement par :

$$u_r^2(G) = \frac{u^2(P)}{P^2} + \frac{u^2(\delta\theta_{sf})}{(\delta\theta_{sf})^2} \quad (\text{A 1-64})$$

Soit l'expression finale :

$$u_r^2(G) = \frac{6,68 \cdot 10^{-3} P + 0,22}{P^2} + \frac{0,027 + \zeta * 9,23 \cdot 10^{-12} \varphi^2 + 3,33 \cdot 10^{-5} \delta\theta_{sf}^2}{\delta\theta_{sf}^2} \quad (\text{A 1-65})$$

Cette formulation peut paraître complexe mais elle ne dépend que de l'écart de températures et de la puissance injectée, puisque la densité de flux moyenne est proportionnelle à la puissance pour un caloduc donné.

Une première application numérique, pour une puissance de 100 W et une différence de température entre l'évaporateur et le condenseur de 10°C, donne une incertitude étendue de 4%. Les résultats semblent donc très satisfaisant. Toutefois, une étude paramétrique peut permettre de définir les domaines d'incertitudes élevées.

5.2 Etude paramétrique de l'incertitude des conductances

Le cas considéré est celui d'un caloduc de 16 mm de diamètre extérieur ayant des zones évaporateur et condenseur de 19 cm de long. La Figure A 1.12 représente l'évolution de l'incertitude relative composée (voir paragraphe A11.3) des conductances en fonction de la puissance transférée pour différentes valeurs de l'écart de température.

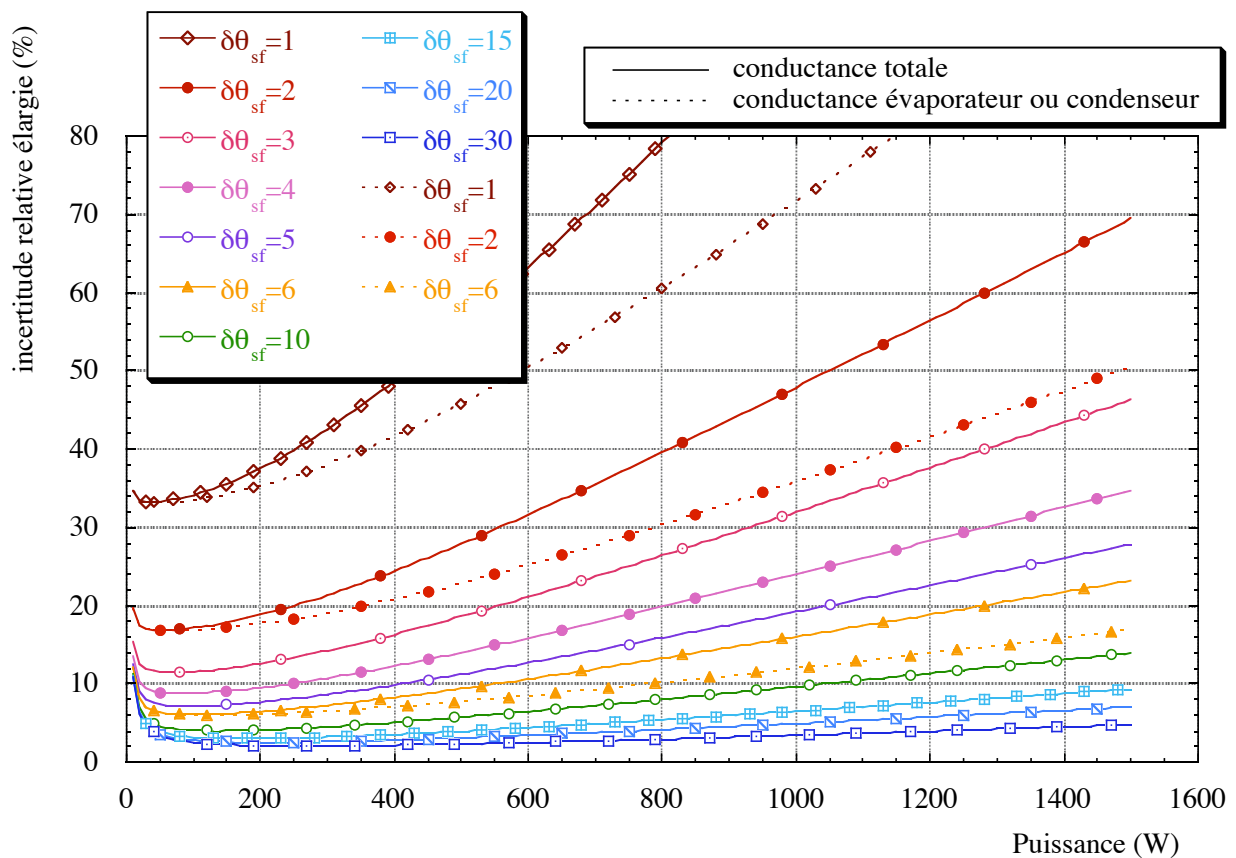


Figure A 1.12 : étude paramétrique de l'incertitude relative élargie pour les conductances

Dans tout les cas, l'allure générale des courbes est identique. Dans un premier temps l'incertitude relative décroît, puis elle passe par un minimum et enfin elle augmente asymptotiquement vers une droite.

L'existence de termes constants dans l'expression de l'incertitude impose une valeur infinie de l'incertitude relative pour $P=0$. Puis la croissance de la puissance permet de diminuer l'importance de ces termes constants avant que l'incertitude proportionnelle à la puissance ne fasse remonter les valeurs de l'incertitude relative.

L'incertitude proportionnelle à la puissance est liée au positionnement des thermocouples. On constate que pour des différences de températures faibles, elle devient prépondérante dès que la densité de flux est grande. Toutefois, pour un caloduc donné, le fonctionnement du caloduc lie l'évolution de l'écart de température à la puissance injectée. Nous ne rencontrerons donc malheureusement pas de caloduc de ce diamètre ayant des performances lui permettant de transférer 800W sous un gradient de 1°C. Si l'on considère par exemple le cas du caloduc à eau sans rainure, l'écart de température minimal est d'environ 10°C pour la conductance totale. L'incertitude reste donc inférieure à environ 10%.

Notons cependant que l'incertitude relative ne peut être inférieure à 20% que pour des écarts de températures supérieurs à 2°C. En effet, malgré l'utilisation de la compensation de soudure froide externe, l'utilisation de thermocouples non étalonnés et la précision du voltmètre impose une incertitude-type minimale de 0,16°C, soit une incertitude relative étendue minimale de 32% pour un écart de température de 1°C.

6 Conclusion

Nous avons utilisé la méthode préconisée par les laboratoires internationaux de métrologie pour calculer les incertitudes de mesures. Cette méthode comporte parfois des approximations discutables, mais elle présente l'intérêt principal de donner un cadre général bien défini. D'autre part, l'appréciation physique reste un élément clef de la méthode même si elle s'appuie sur des notions de statistique. Pour finir les résultats obtenus semblent tout a fait cohérents et acceptables.

La recherche systématique de toutes les composantes de l'incertitude de mesure est longue et fastidieuse mais elle garantit la validité des interprétations des expériences. De plus, l'importance relative de chaque élément amène à focaliser son effort sur les points sensibles. Nous avons par exemple porté une attention particulière à la réalisation des thermocouples afin de limiter au maximum la zone sans isolant électrique.

Les conclusions sur la qualité des mesures sont fonctions du caloduc étudié et doivent être détaillés à chaque interprétation. Toutefois, d'une manière générale, le montage permet d'obtenir des résultats très satisfaisants pour des mesures dans l'environnement complexe d'un système embarqué.

1 « Normes fondamentales : guide pour l'expression de l'incertitude de mesure », AFNOR XP X 07-020, ISSN 0335-3931, Juin **1996**.

2 « Guide to the expression of uncertainty in measurement », ISO **1993**

3 « Guidelines for evaluating and expressing the uncertainty of NIST measurements results »
NIST technical note 1297, <http://physics.nist.gov/Pubs/contents.html>, **1994**

4 « traité de thermométrie par thermocouple et résistance », TC SA **1992**

Annexe A2

Dans cette annexe, dans un premier temps, nous présenterons sommairement la méthode nodale en temps qu'outil de modélisation des échanges thermiques, puis nous évoquerons les avantages de cette méthode dans le cas de couplage d'un modèle thermique avec d'autres modèles (électrique, hydraulique, chimique,...). Enfin nous présenterons le logiciel solveur de réseaux ESACAP utilisé à de nombreuses reprises au cours du travail présenté dans ce mémoire.

A2	La méthode Nodale et ESACAP	2-3
1	Présentation sommaire de la méthode Nodale	2-3
1.1	Les notions de conductance	2-3
1.2	La capacité thermique	2-6
1.3	Les équations de bilan thermique	2-6
2	Couplage du modèle thermique avec d'autres modèles	2-7
2.1	Modèle électrique	2-7
2.2	Autres exemples	2-8
3	Le logiciel solveur de réseaux ESACAP	2-8

A2 La méthode Nodale et ESACAP

La résolution numérique d'un système thermique complexe passe par une méthode de modélisation de l'ensemble des phénomènes physiques mis en jeu. De nombreuses méthodes, telles que les éléments finis ou les volumes finis existent et ont fait leur preuves pour résoudre précisément des systèmes complexes mais relativement homogènes et quasi-linéaires. Par exemple, ces méthodes sont, très performantes pour la conduction dans des structures très complexes ou pour résoudre des problèmes convectifs. Toutefois, lorsque le problème devient fortement non linéaire ou comporte des zones ayant des conditions aux limites spéciales avec des couplages particuliers, ces méthodes deviennent très difficiles à mettre en œuvre. On peut aussi citer les problèmes de temps de calcul en transitoire pour des modèles volumineux.

Nous allons présenter la méthode Nodale avec ses inconvénients en termes de mise en œuvre mais aussi ses avantages en termes de flexibilité et de temps de calcul (pour plus de détails sur les fondements de la méthode Nodale voir les travaux de Saulnier [1],[2],[3]). Ceci étant, nous présenterons sommairement le logiciel ESACAP utilisé pour résoudre numériquement les modèles mis en place par la méthode Nodale.

1 Présentation sommaire de la méthode Nodale

Le principe de la méthode Nodale consiste en la décomposition d'un système, siège de différents modes de transferts thermiques en éléments élémentaires appelés nœuds pouvant être considérés isothermes. Chaque nœud est supposé avoir des propriétés physiques localement uniformes (toutefois que le cas de matériaux anisotropes peut être pris en compte) qui peuvent être fonctions de différents paramètres et être notamment fortement non linéaires (par rapport à la température par exemple mais).

Les échanges entre les nœuds sont déterminés par des relations liant certains nœuds entre eux. La modélisation des échanges découle des équations de conservation permettant d'établir un bilan thermique.

1.1 Les notions de conductance

Les échanges thermiques entre les nœuds d'un système peuvent en général s'exprimer sous une forme unique telle que :

$$\phi_{j \rightarrow i} = G_{ij} (T_j - T_i) \quad (\text{A 2-1})$$

Avec :

- $\phi_{j \rightarrow i}$ flux thermique de j vers i
- G_{ij} conductance thermique reliant les nœuds i et j

T_i, T_j température des nœuds i et j

La conductance reliant deux nœuds est l'inverse d'une résistance et a pour dimension : $W K^{-1}$. Le calcul des conductances G_{ij} est fonction du mode d'échange de chaleur. On différencie les conductances de conduction, de convection et de rayonnement et leur représentation dans un système cartésien, cylindrique ou sphérique.

1.1.1 Conductance de conduction

Le calcul de la conductance de conduction est basé sur la loi de Fourier que l'on discrétise. Ainsi, dans un repère cartésien, si l'on considère le cas de mailles rectangulaires comme illustré sur la Figure A 2.1, on obtient l'équivalence suivante :

$$\frac{d\phi}{dS} = -\lambda \frac{dT}{dx} \iff \phi_{i \rightarrow j} = \frac{\lambda}{L_{ij}} S_{ij} (T_i - T_j) \quad (A 2-2)$$

Soit l'expression de la conductance :

$$G_{ij}^{cond} = \frac{\lambda(\bar{T})}{L_{ij}} S_{ij} \quad (A 2-3)$$

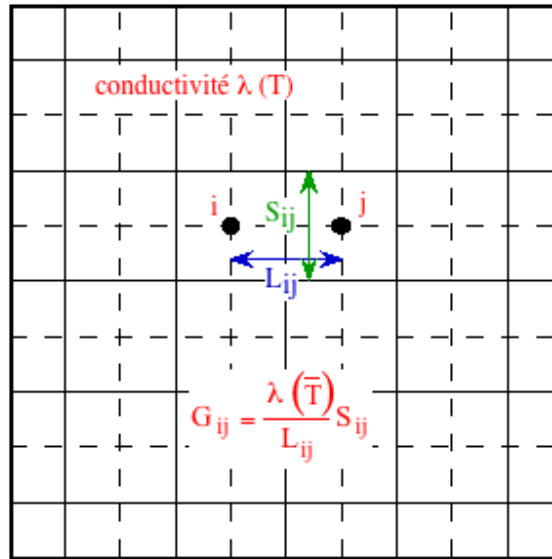


Figure A 2.1 : conductance de conduction en maillage cartésien

Remarques : il existe d'autres expressions des conductances de conduction pour des maillages en coordonnées cylindriques ou sphériques. Il existe même des expressions pour des mailles trapézoïdales. Toutefois, des formes trop complexes entraînent des maillages fins produisant un très grand nombre de nœuds, ce qui va à l'encontre de la méthode Nodale comme nous le verrons par la suite. On trouve ici une des limitations les plus évidentes de la méthode. Toutefois, des évaluations plus ou moins empiriques des conductances de conduction entre les nœuds peuvent permettre de contourner le problème lorsque la précision des phénomènes conductifs n'est pas essentielle.

1.1.2 Conductance de convection

La conductance de convection entre un nœuds de paroi solide et un nœud fluide est établie simplement par le produit du coefficient d'échange par convection h_{cv} et de la surface solide d'échange :

$$G_{ij}^{conv} = h_{cv}(T_i, T_j, \dots) S_{ij} \quad (A\ 2-4)$$

Le calcul du coefficient d'échange par convection h_{cv} est déterminé par des corrélations issues de résultats expérimentaux et est fonction de très nombreux paramètres tels que la nature du fluide, le type d'écoulement, ... Notons ici que la méthode nodale n'est pas adaptée à un calcul numérique de coefficient de transfert convectif directement réalisé à partir des équations de Navier-Stokes. Toutefois, la gamme des corrélations existantes dans la littérature est très vaste et permet de résoudre la plupart des problèmes courants. Par ailleurs, une discrétisation assez fine de la surface d'échange permet de prendre en compte des évolutions spatiales du coefficient d'échange qui peut bien évidemment évoluer entre deux nœuds consécutifs. si nécessaire il est ainsi possible de prendre en compte la zone de transition d'un écoulement à l'entrée d'une conduite.

1.1.3 Conductance de rayonnement

Les échanges thermiques par rayonnement sont en général complexes et doivent être appréhendés avec beaucoup de précautions. Néanmoins, en première approximation, les échanges thermiques entre deux nœuds s'expriment dans certain cas par :

$$\phi_{ij} = \varepsilon_i \alpha_j \tilde{\sigma} F_{ij} S_i (T_i^4 - T_j^4) \quad (A\ 2-5)$$

Avec :

- ε_i émissivité du corps i
- α_j absorptivité du corps j
- $\tilde{\sigma}$ constante de Stephan-Boltzmann ($5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$)
- S_i surface d'émission du nœud i
- F_{ij} facteur de forme entre les nœuds i et j

On peut alors décomposer la différence des puissances quatrièmes pour obtenir une différence de température entre les nœuds. La conductance de rayonnement est alors définie par :

$$G_{ij}^{ray} = \varepsilon_i \alpha_j \tilde{\sigma} F_{ij} S_i (T_i^2 + T_j^2)(T_i + T_j) \quad (A\ 2-6)$$

Il faut en outre noter que d'autres possibilités de prise en compte des phénomènes radiatifs existent lorsque ceux-ci sont plus complexes. Les démarches étant très spécifiques, elles sortent du cadre de cette présentation. Toutefois, on peut citer par exemple, les phénomènes multiréfléctifs qui peuvent être traités par la méthode des radiosités qui définit le

flux entre deux nœuds en tenant compte de l'émission propre de la surface et de la réflexion du rayonnement provenant des autres surfaces. Les grandeurs intensives ne sont alors plus les températures mais des radiosités et des pouvoirs émissifs.

1.2 La capacité thermique

Nous venons de définir sommairement les échanges thermiques entre deux nœuds et leurs expressions en termes de conductances. Un autre élément clef d'un système thermique dans ses évolutions transitoires est la capacité thermique. La capacité thermique représente l'énergie accumulée dans un élément de volume lors de son élévation de température.

Pour un élément de volume solide uniforme représenté par un nœuds i , la capacité thermique s'exprime par :

$$C_i = \rho_i V_i C_{p,i} \quad (\text{A 2-7})$$

Notons cependant que l'on peut définir des nœuds non capacitifs lorsque cela est nécessaire. Par exemple, pour mieux prendre en compte des phénomènes radiatifs ou convectifs, il peut être utile de définir des nœuds de surface solide. Ces nœuds de surface n'ont pas de capacité puisqu'ils sont de dimension 2 mais la connaissance de la température de ces nœuds permet un calcul plus précis des coefficients d'échanges.

Notons enfin que les capacités thermiques sont à prendre en compte uniquement lorsque des calculs transitoires sont nécessaires.

1.3 Les équations de bilan thermique

Une équation de bilan thermique peut être établie simplement pour chaque nœud i du système. Si l'on considère le cas général d'un phénomène transitoire, on obtient une équation différentielle du premier ordre telle que la somme des flux entrants et sortants est égale à l'élévation temporelle de température du nœud pondérée par sa capacité thermique :

$$C_i \frac{dT_i}{dt} = \sum_j G_{ij}^{\text{cond}} (T_j - T_i) + \sum_k G_{ik}^{\text{conv}} (T_k - T_i) + \sum_l G_{il}^{\text{ray}} (T_l - T_i) + \sum \phi_i \quad (\text{A 2-8})$$

$\sum \phi_i$ étant la somme des flux thermiques appliqués aux nœuds i quelque en soit la nature physique (effet joule, réaction chimique, ...).

En définitive, une équation est obtenue pour chaque nœud. On obtient ainsi un système algébrique différentiel pouvant s'exprimer sous forme matricielle par :

$$[C][\dot{T}] = [G][T] + [\phi] \quad (\text{A 2-9})$$

Le problème se résume à la résolution de ce système matriciel. Toutefois, avant de présenter le logiciel utilisé, nous allons montrer qu'un des intérêt majeur de la méthode

Nodale réside dans ses possibilités de couplage avec de très nombreux modèles de phénomènes physiques régis par des équations similaires au système ci-dessus.

2 Couplage du modèle thermique avec d'autres modèles

La modélisation d'un système physique quelconque repose sur le choix des variables d'état représentant les phénomènes considérés. Il faut en outre différencier les variables intensives et les variables extensives. Les grandeurs extensives sont additives alors que les grandeurs intensives ne le sont pas. Ainsi, dans le cas d'un système thermique le flux thermique est une variable extensive et la température une variable intensive.

Il existe de très nombreuses autres grandeurs extensives comme l'intensité électrique, la masse, le débit massique, la quantité de mouvement, l'énergie interne, ... Mais aussi de nombreuses grandeurs intensives comme la tension électrique la concentration chimique, la pression, la vitesse, la masse volumique, ...

En résumé, le modèle décrit par l'équation (A 2-9) peut correspondre à de nombreux problèmes physiques où la valeur d'une grandeur extensive dépend d'un gradient d'une valeur intensive. En d'autres termes lorsqu'un flux dépend d'un gradient de potentiel.

Nous allons présenter le cas du couplage avec un modèle électrique et nous évoquerons d'autres couplages possibles.

2.1 Modèle électrique

Dans le cas d'un système électrique, la grandeur extensive est le courant et la grandeur intensive la tension. De plus, la loi d'Ohm est un exemple typique de flux dérivant d'un potentiel. En discrétisant le système électrique en nœuds équipotentiels reliés par des résistances et des capacités, on construit un système analogue à l'équation (A 2-9). Pour cela on effectue un bilan des courants arrivant dans un nœud. La somme des courants doit bien sur être nulle.

La notion d'induction est inconnue dans les systèmes thermiques. Néanmoins, les phénomènes inductifs ne changent pas la nature des couplages algébriques, mais entraînent uniquement une dépendance temporelle plus complexe rendant le système algébrique intégral et différentiel. Cet aspect temporel reste toutefois indépendant de la méthode Nodale à proprement parler et devra être traité par le logiciel utilisé pour résoudre le système algébrique.

Ainsi, il est possible de décrire un système électrique avec des outils identiques au système thermique. L'exemple typique est le problème du fusible dont la résistivité électrique est fortement dépendante de la température qui elle même est une fonction directe de la puissance dissipée et donc de la résistance électrique du fusible. Il apparaît clairement que ce système électrique thermique est fortement couplé. La méthode nodale permet ici de bâtir en

parallèle un modèle couplé comportant des variables thermiques et électriques interdépendantes afin de résoudre un système algébrique complet.

2.2 Autres exemples

Dans de très nombreux cas, le couplage d'un modèle thermique avec d'autres phénomènes permet une meilleure prise en compte des non-linéarités. On peut citer le cas d'un écoulement fluide monodimensionnel ayant une viscosité fortement dépendante de la température qui s'échauffe au contact d'une paroi chaude dont le profil de température est fonction du coefficient d'échange lui-même étant lié au débit de fluide.

Dans le cadre d'un système d'écoulement diphasique, la température ne représente pas correctement l'énergie du système et il est préférable de considérer l'entropie ou l'enthalpie associées à la pression comme variable d'état. Toutefois, le reste du système pourra être traité par les variables d'état habituelles. On construit donc un modèle Nodal ayant différentes variables d'état reliées entre elles par des fonctions d'état si nécessaire.

De plus, lorsqu'une réaction chimique est considérée au sein d'un système complexe, il est souvent possible de modéliser la réaction en se basant sur la méthode Nodale et ainsi de l'intégrer au système complet afin de résoudre un système algébrique comportant toutes les variables couplées

Enfin, rappelons qu'une équation différentielle d'ordre n peut se ramener à n équations différentielles d'ordre 1. Ainsi, il est également possible de considérer des problèmes différentiels d'ordre élevé

3 Le logiciel solveur de réseaux ESACAP

La méthode Nodale présentée succinctement dans les paragraphes précédents conduit à un système algébrique non linéaire d'équations différentielles du premier ordre. Il existe de nombreux logiciels permettant de résoudre ces systèmes. Néanmoins, un logiciel spécifique est fortement recommandé si le système est complexe et fortement non linéaire. De plus, si une interface graphique semble difficile à réaliser étant donné la diversité des phénomènes considérés un logiciel permettant de simplifier l'écriture des équations est nécessaire. Notre choix s'est porté sur le logiciel solveur de réseaux ESACAP.

ESACAP est un logiciel de résolution de systèmes différentiels initialement développé pour le compte de l'ESA. Il a d'abord été conçu pour l'analyse de réseaux électroniques non linéaires, en régime permanent, transitoire ou périodique. C'est-à-dire typiquement l'analyse de cartes électroniques comportant des composants discrets. Or la méthode nodale conduit exactement à un réseaux de composants discrets reliés entre eux par des éléments non linéaires. Grâce à l'analogie entre les systèmes électriques et thermiques (voir § 2) ce logiciel a pu être modifié pour prendre en compte les spécificités des échanges thermiques.

Le Tableau A 2-1 reprend de façon synthétique la correspondance entre les éléments d'un réseau thermique et d'un réseau électrique. Il apparaît ainsi clairement que la résolution d'un système thermique modélisé par la méthode Nodale peut se réaliser simplement à l'aide d'un logiciel solveur de réseaux dédié aux systèmes électriques.

Tableau A 2-1 : analogie électrique thermique

Electrique	Thermique
Potentiel (V)	Température (K)
Intensité de courant (A)	Flux de chaleur (W)
Conductance électrique ($\Omega^{-1} \Leftrightarrow A V^{-1}$)	Conductance thermique ($W K^{-1}$)
Résistance électrique (Ω)	Résistance thermique ($K W^{-1}$)
Capacité électrique ($C \Leftrightarrow A s$)	Capacité thermique (J)
Générateur de courant (A)	Flux imposé (W)
Générateur de tension (V)	Température imposée (K)

ESACAP possède un langage propre adapté à la description des réseaux. L'écriture des équations différentielles se fait indirectement par l'écriture des différentes composantes reliant les nœuds entre eux, à savoir les conductances, les capacités (si nécessaire), les flux imposés à chaque nœud, et les températures imposées. Il est également possible d'adjoindre des extensions rédigées en FORTRAN au module de base d'ESACAP.

Notons cependant, que toutes les équations différentielles doivent être exprimées par rapport à la même variable. En d'autres termes, le solveur ESACAP ne peut intégrer un système d'équations que par rapport à une seule variable.

Néanmoins, ce logiciel est très souple d'utilisation et la qualité de ses algorithmes numériques permet de résoudre des problèmes fortement non linéaires en concentrant son effort sur l'aspect physique du modèle Nodal en s'affranchissant au maximum des problèmes numériques.

Par ailleurs, il utilise des notions de fonctions et macrocomposants permettant une grande souplesse d'utilisation pour les structures répétitives et une paramétrisation aisée des propriétés thermophysiques, des dimensions géométriques, ...

De plus il est possible de connaître à tout instant la dérivée d'un composant par rapport à un autre (par exemple la dérivée d'une température par rapport à un débit de fluide de refroidissement ou une section de canal). Les études de sensibilité des résultats à certains paramètres permettent ainsi d'utiliser le modèle pour optimiser le système étudié ou pour comprendre les éléments clefs du comportement thermique

- 1 **Saulnier J.B., Alexandre A., Martinet J.** « l'utilisation de logiciels en simulation thermique : deux exemples d'application » Revue Générale de Thermique N°230 pp 97-109, **1981**
- 2 **Saulnier J.B.** « la modélisation thermique par la méthode d'analyse nodale » Revue Générale de Thermique N°280 pp 363-371, **1985**
- 3 **Saulnier J.B., Alexandre A.** « La méthode nodale : ses progrès et ses limites » journées d'études GUT-SFT, **1989**

Annexe A3

Nous présentons ici une liste de fluides caloporteurs référencés dans la littératures avec leur plage approximatives de fonctionnement optimal, ainsi qu'une représentation graphique des quatre gammes de températures définies aux chapitre I.

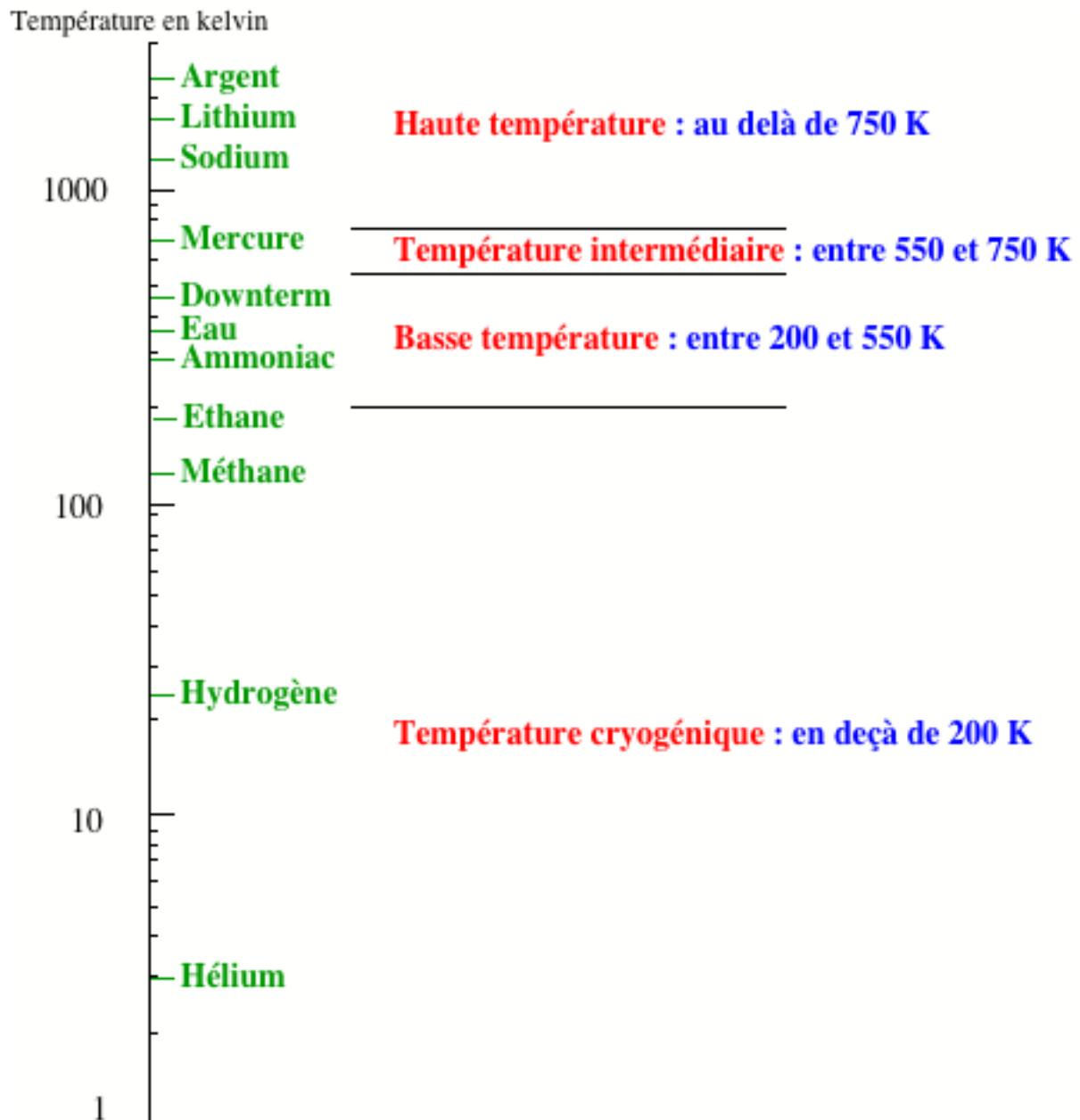
A3 Les fluides caloporteurs

Nous donnons ci-dessous la liste des principaux fluides caloporteurs utilisés dans les caloducs avec leurs plage de températures d'utilisation préconisés. Ces plages de températures correspondent aux l'intervalles permettant de bonnes performances du caloduc.

Fluide Caloporteur	degré Celsius		degré Kelvin	
	Tmin	Tmax	Tmin	Tmax
Hélium	-271	-269	2	4
Hydrogène	-259	-242	14	31
Néon	-246	-236	27	37
Azote	-203	-170	70	103
Oxygène	-200	-154	73	119
Argon	-189	-157	84	116
Méthane	-182	-123	91	150
Krypton	-157	-113	116	160
Ethane	-123	-33	150	240
Fréon 22	-80	24	193	297
Ammoniac	-60	100	213	373
Fréon 21	-40	87	233	360
Fréon 11	-40	120	233	393
Pentane	-20	120	253	393
Fréon 113	-10	100	263	373
Acétone	0	120	273	393
Ethanol	0	130	273	403
Heptane	0	150	273	423
Flutec PP9	0	225	273	498
Méthanol	10	130	283	403
Flutec PP2	10	160	283	433
Eau	30	200	303	473
Toluène	50	200	323	473
Naphtaline	135	205	408	478
Dowtherm	150	395	423	668
Mercure	250	650	523	923
Soufre	257	674	530	947
Césium	450	900	723	1173
Potassium	500	1000	773	1273
Rubidium	527	1002	800	1275
Sodium	600	1200	873	1473
Lithium	1000	1800	1273	2073
Calcium	1127	1827	1400	2100
Plomb	1397	1927	1670	2200
Argent	1800	2300	2073	2573

Les fluides les plus couramment utilisés dans leur domaine de température sont présentés en gras. D'autre part, il existe actuellement de nouveaux fluides de type fréon (FC-72, FC-3284, HFE7100...) dont l'utilisation industrielle est autorisée. Ces fluides trouvent leurs applications lorsque l'isolation électrique est nécessaire ou en remplacement du fréon 22 et de l'ammoniac dans certaines applications sensibles.

Nous présentons également ci-dessous une présentation graphique des gammes de températures couramment admises avec les fluides représentatif de ces gammes :



Annexe A4

Cette annexe étudie sommairement la validité de l'hypothèse des gaz parfaits pour le comportement d'une phase vapeur saturée.

A4 Approximation des gaz parfaits

Dans de nombreux calculs (voir notamment chapitre III sur les limites visqueuses et soniques), la phase vapeur est supposée suivre la loi des gaz parfait soit :

$$\frac{P}{\rho} = r_{\text{gaz}} T \quad (\text{A 4-1})$$

La constante du gaz r_{gaz} (ou phase vapeur) est calculée à partir de la constante des gaz parfaits R et de la masse molaire du gaz par :

$$r_{\text{gaz}} = \frac{R}{M_{\text{gaz}}} \quad (\text{A 4-2})$$

Or dans le caloduc, si on suppose que la phase vapeur est à l'état de saturation en tous points, les propriétés thermophysiques ne sont plus libre mais fixées par les valeurs de la courbe de saturation.

En comparant les valeurs obtenues en calculant la constante de la phase vapeur à partir de l'équation (A 4-2) et à partir de l'équation des gaz parfaits (A 4-1) on constate que la zone de température pour laquelle l'hypothèse de type gaz parfait est valide est assez étroite comme le montrent la Figure A 4.1 et la Figure A 4.2 pour deux fluides courants (Méthanol et eau).

Ceci s'explique par l'augmentation de la densité de la phase vapeur en fonction de la température. En effet, dans l'hypothèse des gaz parfaits, les interactions moléculaires sont négligées, or lorsque la densité de la phase vapeur augmente, ces interactions deviennent de plus en plus importantes.

Remarques :

1) Pour améliorer la modélisation du comportement de la phase vapeur, il est possible d'utiliser une équation d'état de type Van Der Waals. Cependant, la forme de cette équation complique fortement ou rend impossible l'expression analytique des limites de fonctionnement.

2) Dans le cas des limites de fonctionnement liées à l'hydrodynamique en phase vapeur, la température est en général assez proche du point triple, ce qui permet de conserver l'hypothèse des gaz parfaits dans l'expression ou le calcul de ces limites.

3) Les valeurs numériques des propriétés thermophysiques du méthanol et de l'eau sont celles définies par les fonctions explicitées dans l'annexe A11.

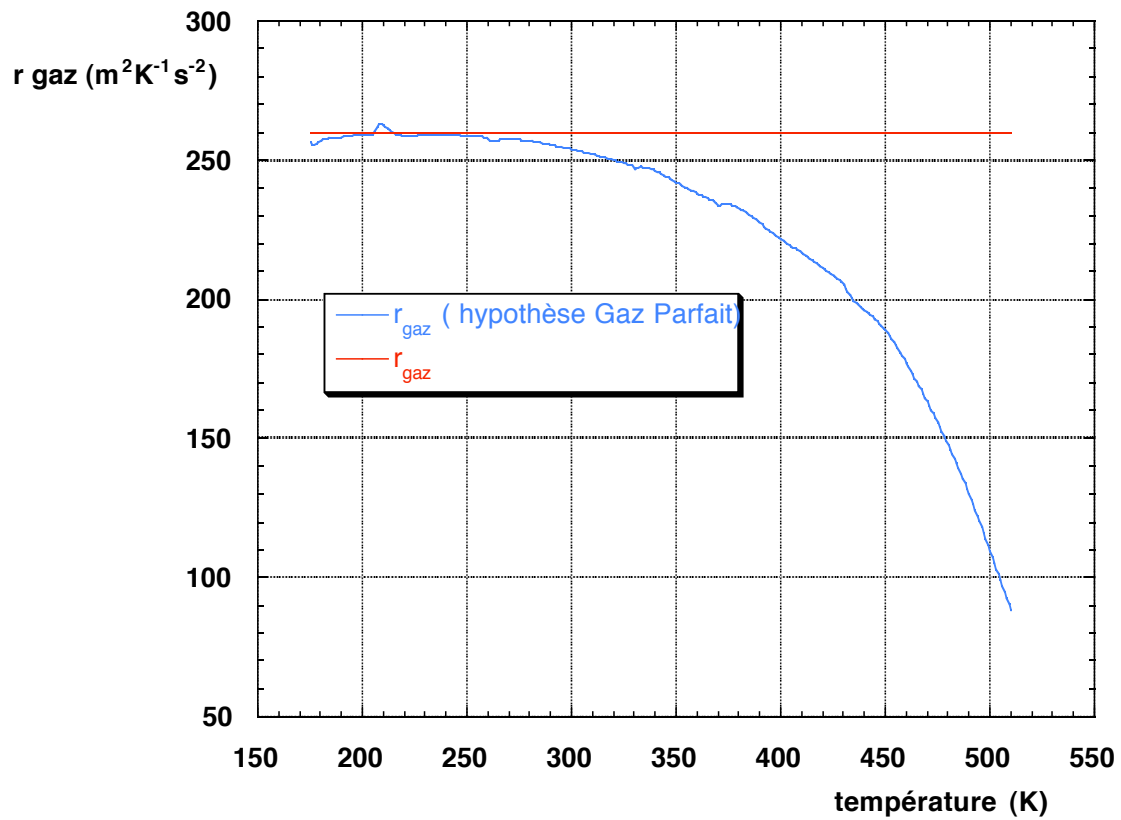


Figure A 4.1 : constante de la vapeur de méthanol saturée en fonction de la température

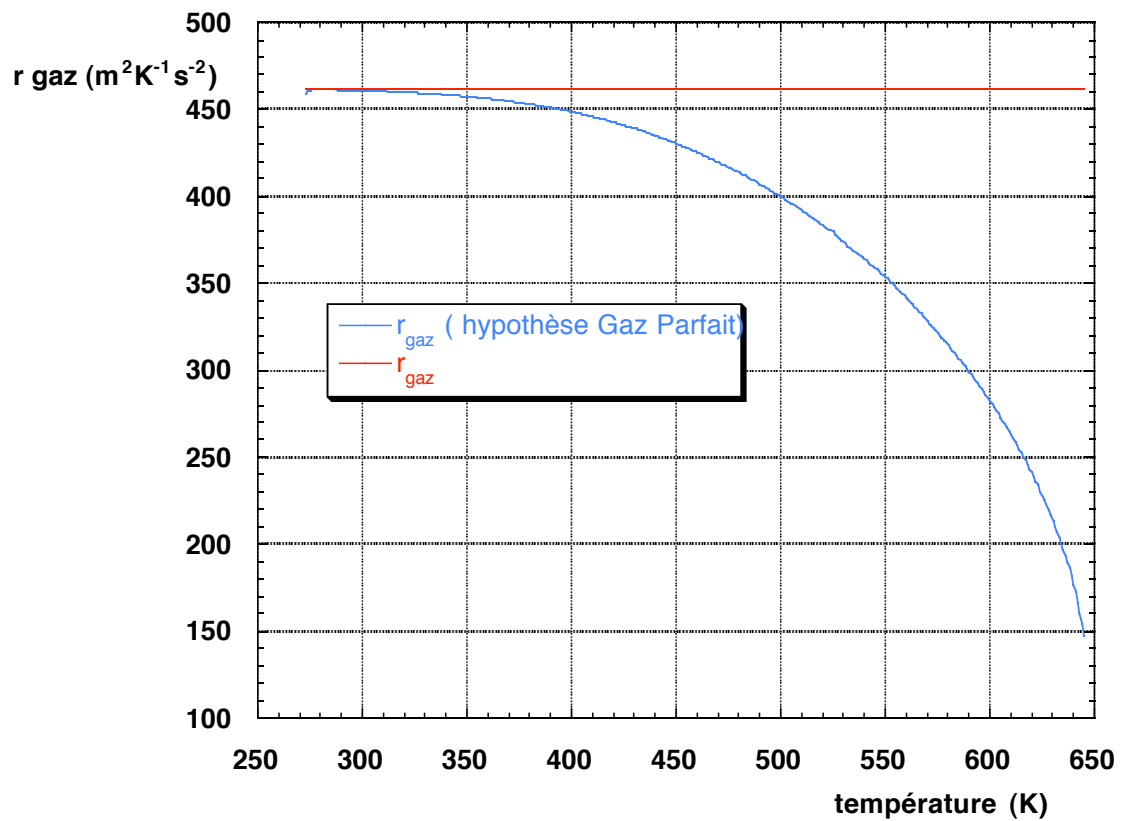


Figure A 4.2 : constante de la vapeur d'eau saturée en fonction de la température

Annexe A5

Cette annexe reprend un article publié au congrès de la Société Française de Thermique qui s'est déroulé à Valenciennes en 1996. Cet article résume les études préliminaires de caloducs sous accélération que nous avons mené en collaboration avec la société Dassault Aviation. Dans cette étude, nous avons utilisé la première version du montage expérimental qui diffère notablement du montage final au niveau des mesures de température et de puissance.

Etude expérimentale du réamorçage de caloducs sous accélération

C. ROMESTANT, A. ALEXANDRE (*)

A.J. LABUTHIE (**)

(*) ENSMA, Laboratoire d'Etudes Thermiques (U.R.A. 1403), Site du Futuroscope
B.P. 109, 86960 Futuroscope Cedex, France.

(**) DASSAULT AVIATION, Saint Cloud

Résumé

L'intégration de caloducs dans des avions de chasse pose le problème de leur comportement lorsqu'ils sont soumis à de fortes accélérations. Nous présentons ici les résultats intermédiaires d'une série de tests expérimentaux permettant d'appréhender les différentes phases de fonctionnement rencontrées. L'étude de deux types de caloducs ayant des fluides et des structures capillaires différentes nous a permis de mettre en évidence des comportements particuliers lors des phases de désamorçage et de réamorçage.

1. Introduction

De par leurs très grandes capacités de transfert de chaleur, les caloducs sont utilisés dans des domaines de plus en plus vastes. Le principe de fonctionnement du caloduc est basé sur la circulation d'un fluide caloporteur subissant un cycle thermodynamique d'évaporation et de condensation. Le caloduc a deux particularités, la première étant la circulation à contre courant et dans un même canal des deux phases (vapeur, liquide) du fluide caloporteur et la deuxième la présence d'une structure capillaire contenant le liquide et assurant sa circulation (pour un fonctionnement sous de très faibles accélérations). Sur le plan thermique, un caloduc est usuellement divisé en trois parties : l'évaporateur, le condenseur et une zone adiabatique entre les deux.

L'utilisation des caloducs dans des systèmes dynamiques pose le problème des forces de volume ([1]et[2]). En effet, ces forces sont souvent bien supérieures à celles induites par le pompage capillaire. Il s'ensuit un fonctionnement conditionné essentiellement par les forces de volume. Dans le cas des caloducs soumis à une accélération, la force est divisée en deux composantes orthogonales : une composante longitudinale (parallèle à l'écoulement) et une composante radiale (perpendiculaire à l'écoulement). Le caloduc ne peut fonctionner correctement que si la zone d'évaporation est alimentée par un débit de liquide permettant une évacuation complète (par évaporation) du flux injecté. A ce titre et si dans un premier temps on néglige les effets de l'accélération radiale, la composante longitudinale joue un rôle prépondérant.

2. Mise en œuvre expérimentale

2.1 Montage expérimental

Afin de déterminer le comportement des caloducs sous accélération, nous avons conçu un montage tournant permettant la centrifugation d'un caloduc accompagné de ses éléments de chauffe et de refroidissement. Le montage permet une mise en rotation d'une masse de 20 kg sous 9 g (cf. Fig.1). La variation de l'accélération horizontale (i.e.: de la vitesse de rotation) est assurée par un moteur asynchrone piloté par un variateur électronique.

De plus, le caloduc peut être incliné précisément par rapport au plan principal de rotation grâce à un moteur pas à pas démultiplié. Ce moteur étant sur la partie tournante, son

alimentation est assurée par des contacts tournants à balais.

Les mesures de température sont effectuées par des thermocouples de type K. La transmission de ces mesures s'effectue sans contact physique. Les tensions délivrées par les thermocouples sont multiplexées, amplifiées et transmises en modulation de fréquences sous la forme d'un signal électromagnétique .

L'alimentation en eau du circuit de refroidissement du condenseur s'effectue par l'intermédiaire de l'axe principal creux. L'étanchéité est assurée aux deux extrémités par des joints tournants à contacts graphités.

2.2 Caloducs testés

Pour cette première phase, nous avons testé deux types de caloducs très différents :

tableau 1 : comparaison entre les caloducs testés							
Fabricant	Type	Structure capillaire	fluide de travail	diamètre extérieur	longueur totale	longueur évaporateur	longueur condenseur
SABCA	AG150	rainures circulaires ré-entrantes	ammoniac	15 mm	1 m	40 cm	40 cm
ISOTERIX		milieux poreux	eau	10 mm	0,8 m	20 cm	20 cm

Pour les deux caloducs testés, les 8 points de mesures de température (nombre limité par la chaîne de mesure) sont situés aux extrémités des évaporateurs et des condenseurs (*figure 2*).

L'évaporateur et le condenseur sont respectivement réalisés à partir d'un enroulement de fils résistifs et d'un enroulement de tube de cuivre (*photo 2*). Les liaisons avec les caloducs sont assurées par des manchons.

3. Résultats des essais

3.1 Courbes de puissance des deux caloducs et particularités

Afin de pouvoir comparer les deux caloducs décrits ci-dessus, nous avons dans un premier temps déterminé leurs courbes de puissances maximales transférables en fonction de la température pour une résultante nulle de l'accélération (position horizontale). Ceci nous permet de tester le comportement des caloducs sous accélération à des puissances proches du maximum de leurs possibilités respectives.

Les deux caloducs ont des plages de fonctionnement et des puissances transférables très différentes (*figure 3*). Les fluides utilisés expliquent le décalage en température des courbes de fonctionnement. Les options de conception des structures capillaires et l'écart entre les diamètres expliquent la différence importante entre les puissances maximales transférables pour un fonctionnement sous 0g. Toutefois, le caloduc ISOTERIX est capable de fonctionner avec des accélérations défavorables, a priori plus importantes que le caloduc SABCA. Il faut cependant noter que ces accélérations défavorables sont limitées à des valeurs très faibles (de l'ordre de 0,01g).

On note également des difficultés importantes de remouillage pour le caloduc ISOTERIX (*figure 4*). Après assèchement, si l'on revient à des puissances inférieures aux puissances maximales, les températures extrêmes de l'évaporateur conservent des valeurs très élevées (caractéristiques d'un assèchement). On a apparition de phénomènes d'hystérésis lorsque les parois du caloduc et le milieu poreux sont surchauffés.

3.2 Cycle de désamorçage et d'amorçage

3.2.1 Procédure de test

Les cycles de désamorçage suivis d'amorçage ont été réalisés en suivant la procédure suivante :

- mise en rotation principale pour une accélération horizontale fixée et stabilisation,
- mise en fonctionnement du caloduc en position thermosiphon pour une puissance donnée,
- inclinaison du caloduc en position horizontale avec le condenseur à l'extérieur (position défavorable),
- retour à la position thermosiphon lorsque les températures externes de l'évaporateur atteignent des valeurs comprise entre 90 et 100°C environ.

Remarques: des tests de fonctionnement sous accélérations positives sont en cours et permettront d'étudier le fonctionnement des caloducs dans ces conditions et notamment de déterminer si les conductances d'interfaces sont améliorées.

3.2.2 Comportement global

Typiquement (*figure 5 et 6*), en ce qui concerne les températures, on observe simultanément lors du passage à une accélération défavorable, une élévation dans la zone évaporateur et une baisse dans la zone condenseur. Ceci traduit un blocage du caloduc (désamorçage); le flux injecté à l'évaporateur n'est plus évacué (élévation de température correspondant à un chauffage quasi-adiabatique), le condenseur ne reçoit donc plus d'énergie (sa température est alors proche de la température de l'eau de refroidissement).

Lorsque le caloduc est ramené en position thermosiphon, il se produit dans un premier temps, un refroidissement violent puis un retour asymptotique à l'état initial des niveaux de températures.

Le temps caractéristique de retour à l'état d'équilibre est inférieur mais proche du temps de montée en température en raison de l'inertie du bloc évaporateur. Il faut toutefois noter que le fort gradient constaté lors du début de la phase de remouillage des parois internes indique un flux instantané transféré très important.

Remarques: pour le caloduc ISOTERIX, les températures externes au condenseur ne sont pas très significatives car il existe une zone importante constituée de matière pleine (liée au mode de fabrication du caloduc).

3.2.3 Comportements particuliers

Pour les deux caloducs, lors de la phase de réamorçage, il se produit un saut de température assez violent (*figure 7*). Les parois internes du caloduc sont surchauffées dans la zone évaporateur. Cette situation entraîne une évaporation massive du liquide lorsqu'il y a réalimentation de l'évaporateur (position thermosiphon). Les températures chutent alors brutalement (aux environ de 10°C/s). La remontée de température qui suit peut avoir plusieurs causes, dont deux semblent plus probables. La première est que la production massive de gaz entraîne une élévation de pression qui refoule momentanément le liquide. La deuxième suppose que la totalité du liquide est évaporé et que par conséquent c'est la capacité de condensation qui limite momentanément le transfert thermique.

Le comportement lors de la phase de réamorçage peut donc poser des problèmes particuliers de tenus mécaniques des parois. En effet, elles sont soumises à des cycles répétés de trempes assez brutales.

On constate également un saut de température lors la phase de désamorçage du caloduc ISOTERIX. Ce phénomène peut s'expliquer par la rétention de liquide dans des pores de très

faibles diamètres, ce liquide ne s'évaporant qu'à partir d'une surchauffe suffisante. Toutefois, l'évaporateur n'est pas réalimenté en liquide, entraînant ainsi la poursuite de la montée quasi-adiabatique en température (*figure 6*).

3.3 Fonctionnement partiel

Nous avons d'autre part constaté un fonctionnement particulier des caloducs pour certains angles d'inclinaison (*figure 8*). En effet, le montage adopté ne permet pas d'obtenir une uniformité de l'accélération résultante, elle croît linéairement entre l'évaporateur et le condenseur du fait de l'accélération centrifuge. On obtient donc des positions angulaires pour lesquelles le liquide qui s'est condensé ne peut plus recirculer totalement et reste piégé à l'extrémité du condenseur. Ce phénomène se manifeste par une chute rapide des températures extérieures du condenseur suivie d'une augmentation brusque des températures à l'extrémité de l'évaporateur. En effet la quantité de liquide pouvant encore circuler n'est plus suffisante pour alimenter l'ensemble de l'évaporateur.

Ce type de fonctionnement n'intervient que dans des cas particuliers mais peut apparaître comme un élément transitoire non négligeable dans des conditions réelles de cyclage de l'accélération.

4. Conclusions

Les expériences déjà réalisées nous ont permis de mettre en évidence des comportements globalement similaires pour les deux caloducs testés. Toutefois, des différences notables existent. Le caloduc ISOTERIX à milieux poreux semble poser des problèmes d'hystérésis lors du fonctionnement sous pompage capillaire. Cependant il se désamorçe moins nettement lors des phases d'accélération négative présentant ainsi un très net intérêt si celles-ci sont de courtes durées (de l'ordre de quelques dizaines de secondes).

Cette étude met en avant la possibilité d'intégrer des caloducs dans des avions de chasse soumis à de fortes accélérations. Il faut toutefois tenir compte des phases d'accélérations négatives pendant lesquelles le caloduc n'évacue plus de puissance. En revanche le réamorçage permet d'évacuer des flux très importants et donc de retourner à une situation stabilisée très rapidement.

Les études concernant le fonctionnement sous accélération positive et des tests de cyclage sont en cours. Ils permettront une approche encore plus précise des différents comportements possibles.

REFERENCE

- [1] GOURDACHE M. "Etude du fonctionnement d'un caloduc soumis à des forces externes" Thèse de doctorat de l'université de POITIERS 1994.
- [2] GOURDACHE M., SULEIMAN A., ALEXANDRE A. "Theoretical and experimental investigations on heat pipes under high acceleration fields for lithium cell cooling" SAE technical paper series N°921166 1992

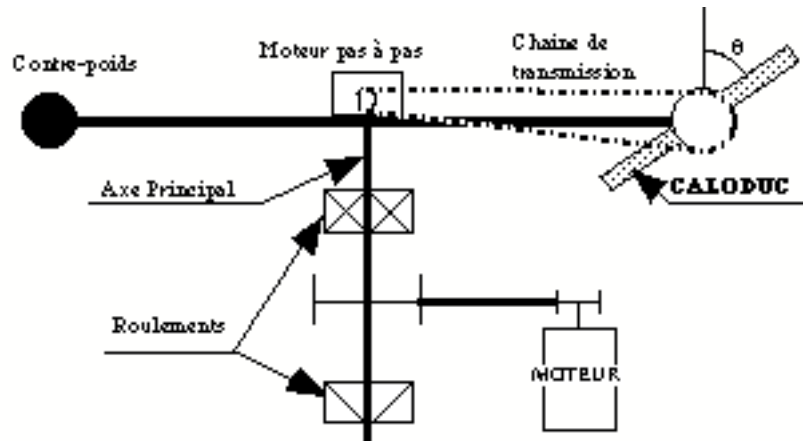


Fig. 1 : schéma de principe du montage (vue de côté)

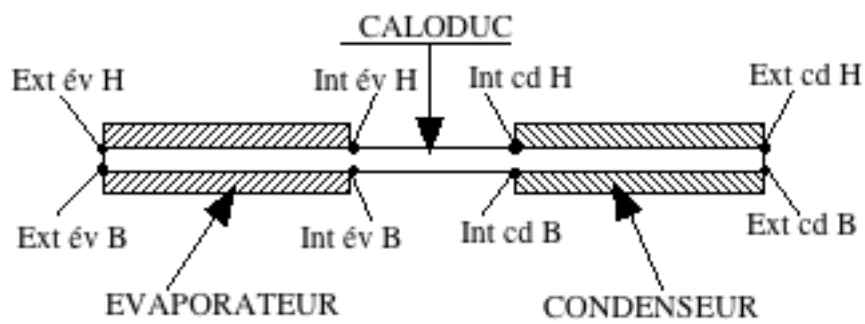


Fig. 2 : positionnement des mesures de températures (thermocouples type K)

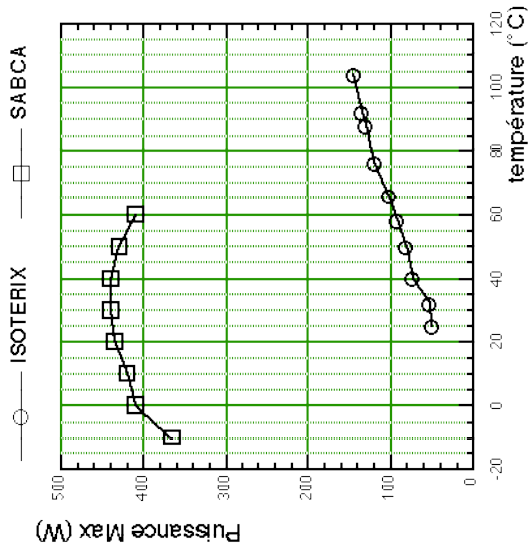


Fig.3: puissance maximale transférable

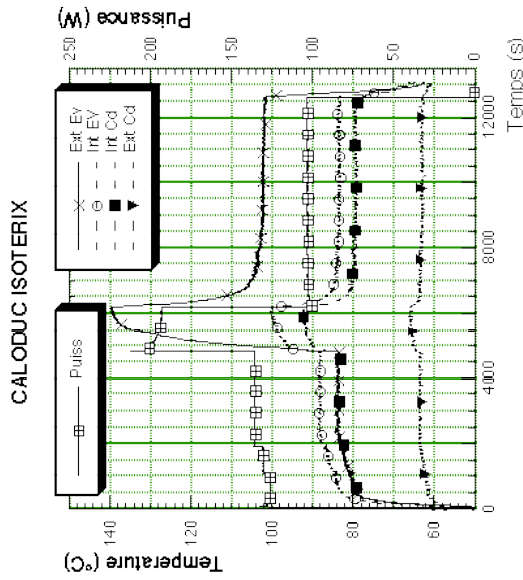


Fig.4: hystérésis de fonctionnement

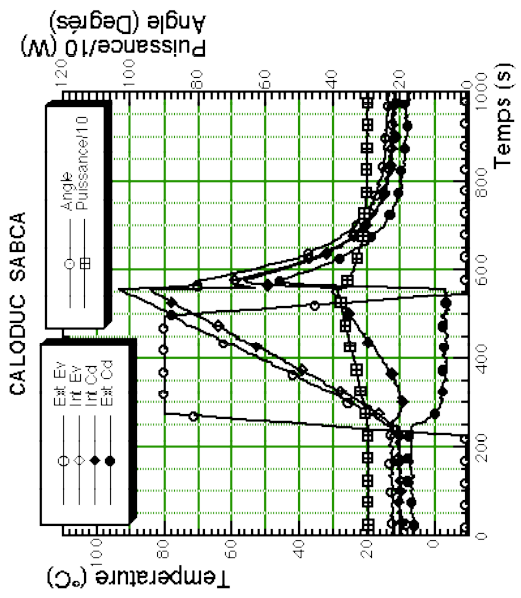


Fig.5: cycle désamorçage/amorçage (accélération moyenne horizontale de 6g)

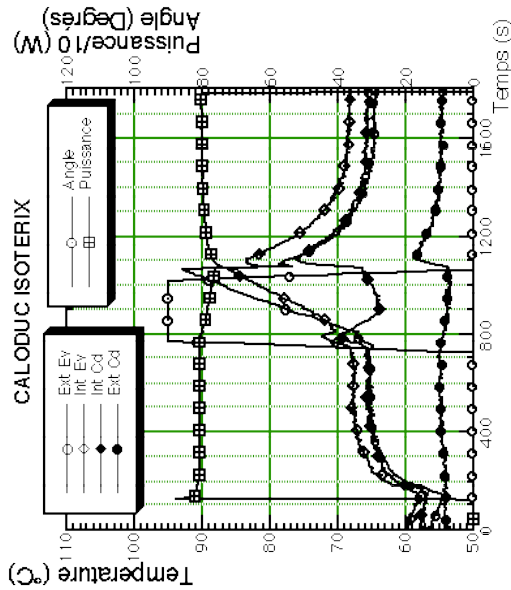


Fig.6: désamorçage/réamorçage (accélération moyenne horizontale de 3g)

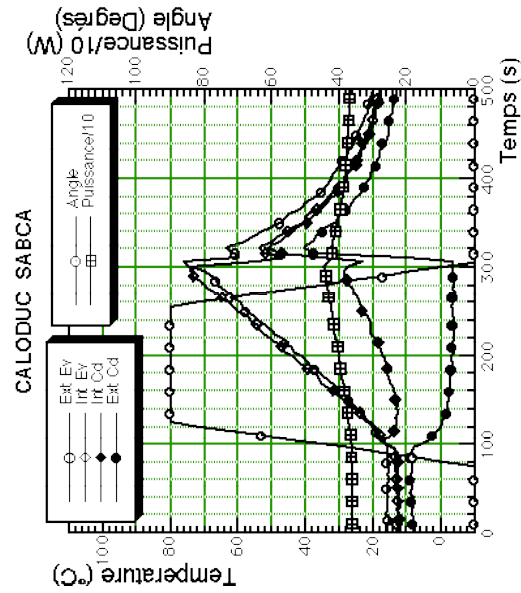


Fig.7: saut de température au réamorçage (accélération moyenne horizontale de 3g)

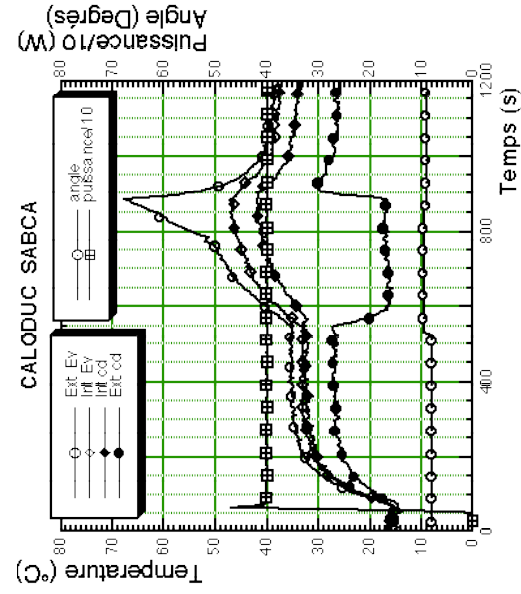


Fig.8: exemple de fonctionnement partiel (accélération moyenne horizontale de 6g)

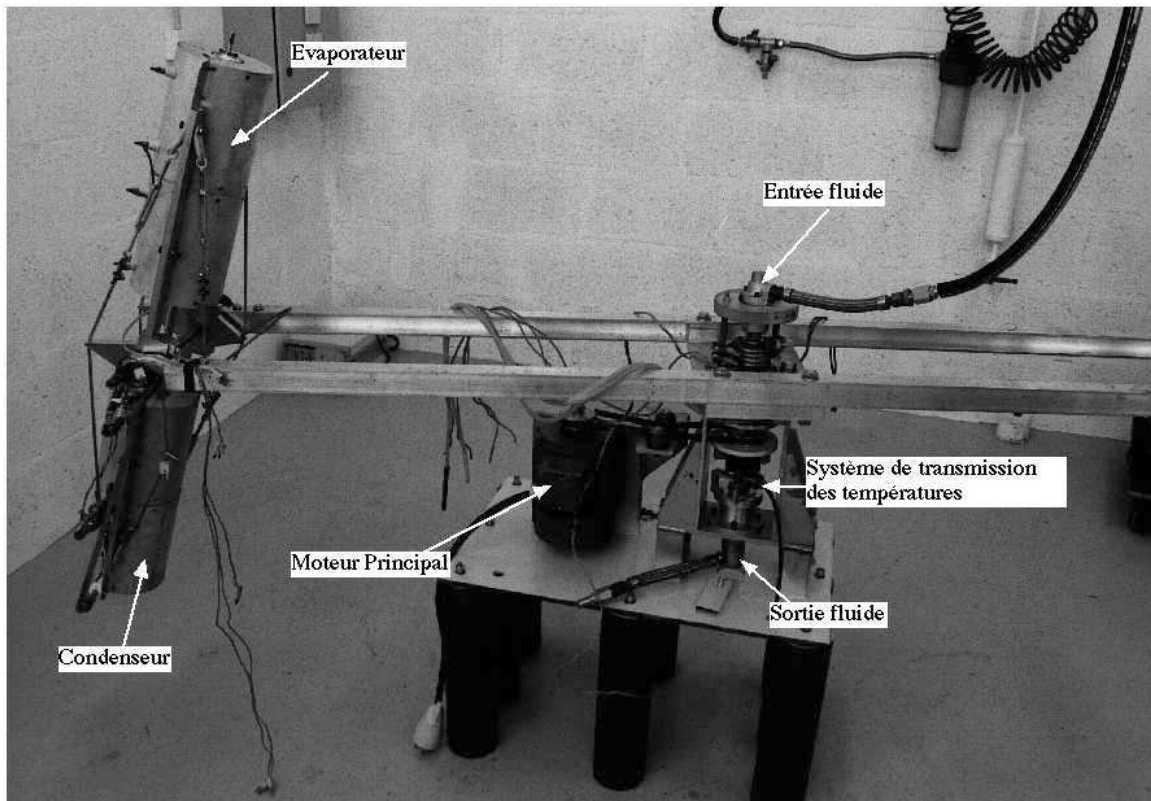


Photo 1 : Vue générale du montage

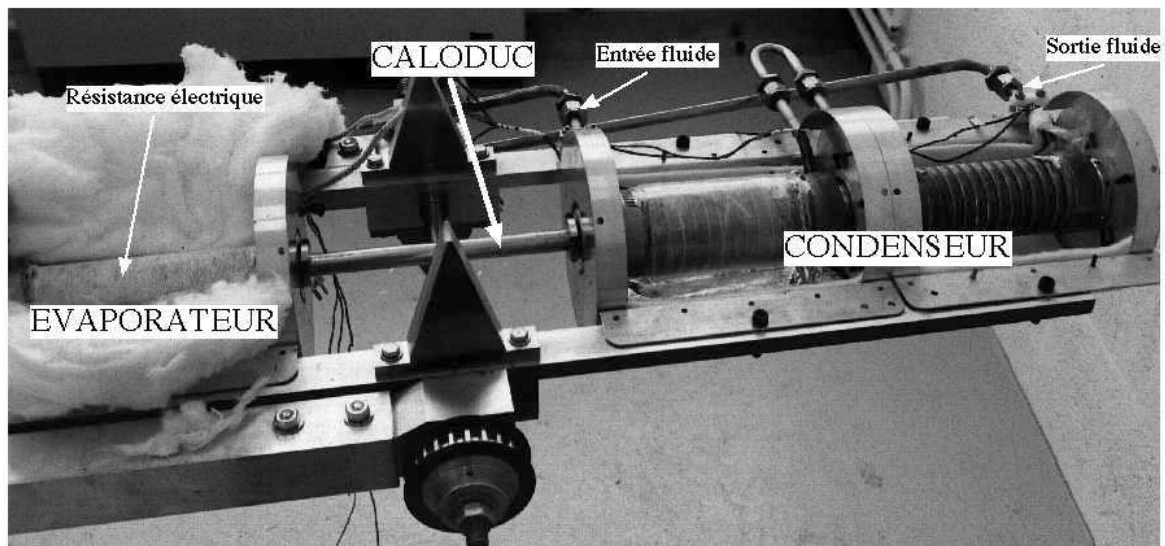


Photo 2 : Vue de l'évaporateur et du condenseur

Annexe A6

Cette annexe reprend un article publié à l'International Heat Pipe Conference qui s'est déroulé à Tokyo en 1999. L'article résume les études menées dans le cadre du DEA de Tonino SOPHY [49] sur la version finale du montage expérimental. Les expériences réalisées ont permis une première analyse détaillée du comportement d'un caloducs soumis à des accélérations cycliques entre -1g et +1g avec une fréquence de 0,1Hz, et ce notamment au niveau des évolutions des conductances globales moyennes et des puissances maximales transférables.

Dynamic of heat pipe behavior under cyclic body forces environment

C. ROMESTANT⁽¹⁾, T. SOPHY⁽²⁾, A. ALEXANDRE⁽²⁾

Laboratoire d'Etudes Thermiques - Unité Mixte de Recherches CNRS 6608

E.N.S.M.A. BP 109 86360 FUTUROSCOPE Cedex France

⁽¹⁾romestant@let.ensma.fr, ⁽²⁾alexandre@let.ensma.fr

ABSTRACT

The need of cooling the inside of a fighter plane becomes more and more drastic as in all fields which use widely electronic components. So, heat pipe could be used to improve cooling systems. However, fighters could be subjected to quick changes in body forces environment which strongly influences heat pipe behaviour. Following our first experimental study [1] of heat pipe performances under steady high acceleration field and studies of Yerkes & Al [2],[3], the dynamic response of a heat pipe under cyclic body forces environment is demonstrated as a simulation of very low altitude flight.

The experimental apparatus is basically the same as for the first study, but it was improved to allow accurate measurements. Typically, the temperature gradient incertitude at 95% of confidence varies from 0.16 °C to 1.2 °C depending on the heat flux and the temperature difference. The heat flux incertitude decreases from 2% for 100 W to 0.5% for 1000 W.

Results show that the use of water/copper heat pipes is interesting under cyclic body forces even if the performances were slightly decreased when compared with those of steady favorable acceleration. Unfortunately the heat pipe performances were too high for the experimental equipment and the maximum heat flux could not be determined. Nevertheless, the results show that during half the cycle the heat pipe does not transfer heat when the body forces stop the liquid backflow from the condenser to the evaporator. During the other half cycle the backflow is improved and prevents dry-out as soon as the evaporator wall is not overheated.

Key words : transient acceleration field, experiments, heat transfer coefficient, rewetting

I. INTRODUCTION

Aboard a fighter plane, the number and the power of electronic components has increased drastically for several years. So, new cooling systems are needed to transport heat flux from high density zones of the electronic components surface to an area where evacuation of the heat flux into air could be done with more heat exchange surface.

Heat pipes could be a very interesting system because of their high efficiency. Furthermore, heat pipes don't use an auxiliary mechanical system.

However, heat pipes are very sensitive to body forces such as gravitational fields. So, heat pipes have to prove their skills of transferring heat flux

under the gravitational field environment in a fighter plane.

Of course, for high acceleration forces which prevent rewetting of the evaporator with liquid, heat pipes cannot transfer heat flux even if the capillary structure is very effective. But high accelerations only appear during fighting situations which are very short in modern combat. However, during very low altitude flight, the plane is subjected to pseudocyclic acceleration from 10 m s⁻² to -10 m s⁻² with a typical frequency of about 0.1 Hz.

The behavior of thermosyphons under such conditions have never been studied. Yerkes [2], [3] and Gourdache [4], [5] have carried out experiments but only on heat pipes with various capillary structures.

II. EXPERIMENTAL EQUIPMENT

To simulate the acceleration field, a centrifugal apparatus was built (Figure 1). As we wanted to test a heat pipe of 1m length, the inertia was too high to allow modifications of the main rotational speed with a frequency of 0.1 Hz. Nevertheless, the most interesting component of the acceleration field was the longitudinal projection. Indeed, this component influenced directly the liquid backflow from the condenser to the evaporator. So to change this component quickly, the inclination of the heat pipe is modified easily.

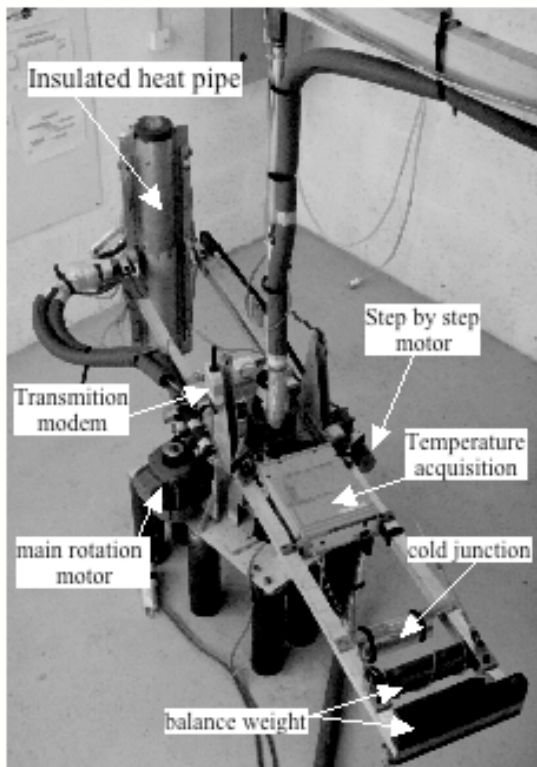


Figure 1 : experimental apparatus

On Figure 2, one can see the synoptic schema of the equipment. A variable rotating speed motor allows a constant rotational speed which leads to a constant horizontal gravitational field. A stepper motor is used to tilt the heat pipe and so the longitudinal acceleration could vary from -10 m s^{-2} to 10 m s^{-2} with the required frequency.

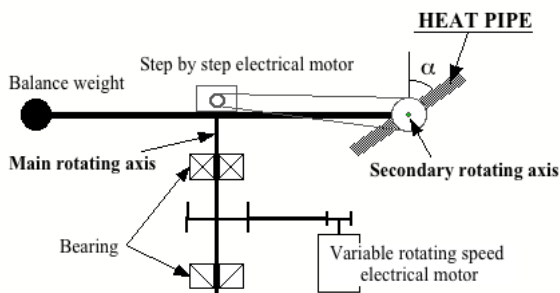


Figure 2 : synoptic schema

The variation of the tilt angle α must be as low as possible to avoid difference in longitudinal acceleration between the condenser and the evaporator end cap. Thus, the variation must not be too low because of the tilt angle uncertainty (0.4 degree at 95%). So, a rotational speed of 7.67 rad s^{-1} was chosen with a variation of α from 0 to 18.7° . On Figure 3, the cycle is shown with the maximum and the median value of the acceleration along the heat pipe.

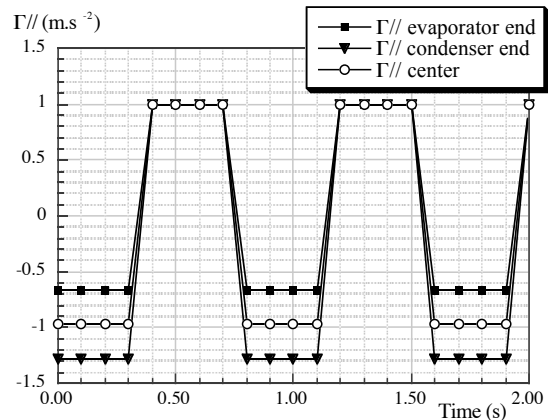


Figure 3 : Acceleration cycle

III. MEASUREMENT UNCERTAINTIES

The heat pipe tested was a copper/water thermosyphon of 1m length and 16 mm in diameter. The evaporator is composed of 8 electrical heaters which are inserted in a copper block of 19cm in length. This block is soldered on to the heat pipe with 14 type K thermocouples exactly positioned at the interface. The cooling at the condenser is achieved by the circulation of water in a copper tube soldered on a sleeve of 20 cm in length. This sleeve is also soldered onto the heat pipe with 10 type K thermocouples situated at the interface(Figure 4).

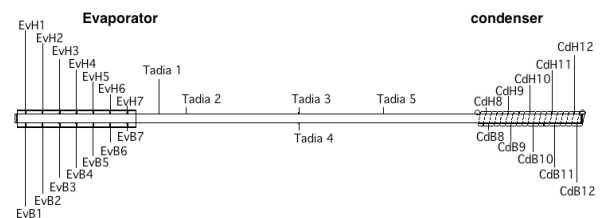


Figure 4 : thermocouple positions

The temperatures are measured on the rotating equipment and readings are transferred to a computer in numerical format via two modems inserted in the RS232 connection. Moreover, a cold junction is used (Figure 1) to avoid compensation problems due to the convective

environment during rotation.

The cold junction is composed of a little copper cylinder in which the cold junction of all the thermocouples are put together. This cylinder is insulated with Microtherm (thermal conductivity of about $2 \cdot 10^{-2} \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$). This set is put in an aluminium cylinder insulated with glass fibers, and the group is positioned in an larger stainless steel cylinder. So the cold junction of each thermocouple is at the same temperature.

The measurements uncertainty are evaluated in respect to the ISO *guide to the expression of uncertainty in measurements*[6]. In taking into account all usual components, the heat flux and the temperature gradient; the expression of uncertainty in the measure of a differential temperature become very complex and was estimated as :

$$u_c(\Delta\theta) = \sqrt{0.027 + \zeta 9.23 \cdot 10^{-12} \varphi^2 + 3.33 \cdot 10^{-5} \Delta\theta^2}$$

where u_c is the combined standard uncertainty.

In this expression, φ is the mean heat flux at the evaporator and condenser surface. ζ takes the following value :

$\zeta=2$ if the difference is between temperatures at the evaporator or condenser surface.

$\zeta=1$ if there is one adiabatic temperature.

$\zeta=0$ if there is two adiabatic temperature.

To sum up this uncertainty one can calculate that the extremum values of the expanded uncertainty are 2.5% and 11% if a factor of 2 (uncertainty at 95%) is assumed.

The combined standard uncertainty for the measure of the dissipated electrical power is :

$$u_c(P) = \sqrt{0.22 + 6.68 \cdot 10^{-3} P}$$

which correspond to an expanded uncertainty growing from 0.5% for 1000 W to 11% for 10 W.

IV. EXPERIMENTAL RESULTS

The behaviour of thermosyphons are strongly dependent on the adiabatic temperature. So, the fluid cooling temperature is adapted for each input power to keep a constant adiabatic temperature.

Two adiabatic temperatures have been studied. For 70°C the maximum heat transfer is reached but for 90°C, a power of 1250W is not enough to reach the limit.

Typical behaviour

On Figure 5, the transition between a constant positive acceleration and the cyclic longitudinal acceleration shows clearly the resulting temperature oscillations.

Under the cyclic acceleration field, the heat pipe doesn't transfer heat flux during all the cycle as shown on Figure 5. Indeed, when the mean acceleration field become negative, one can see that the evaporator temperature increases while the condenser and the adiabatic temperatures decrease. This proved that the thermosyphon is not transferring heat in this position. On the contrary, when acceleration become positive, the evaporator temperature decreases strongly because the liquide rewets the inner wall while the condenser and adiabatic temperatures increase due to the high vapor temperature which condensates.

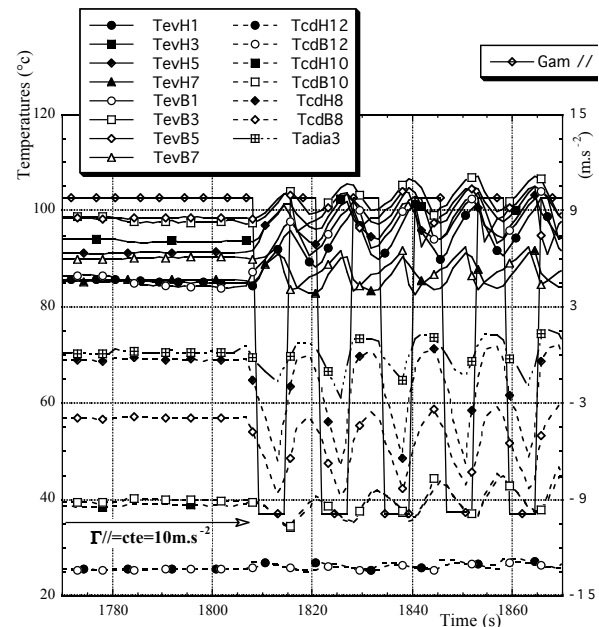


Figure 5 : temperature versus time for 800 W

Moreover, one could discover that the mean evaporator temperature only slightly increases from the stationary thermosyphon to the cycling acceleration situation.

Eventually, as the temperature of the condenser end is very slightly influenced by the cyclic acceleration, one could think that there is a little non condensable gas plug in this thermosyphon.

The amplitudes of the temperature oscillations are of course directly proportional to the power input.

Overheating consequences

For an adiabatic temperature of 70°C, it was possible to see the influence of the evaporator wall overheating.

In a thermosyphon position and for an adiabatic temperature of 70°C, a power of 1000 W was easily transferred without any wetting problem. But, when a cyclic acceleration field is applied to the heat pipe, evaporator sections are progressively non rewetted as shown on Figure 6.

When the evaporator temperature increases continuously, one could assume that the section is not rewetted by liquid due to overheating of the wall.

Nevertheless, this behavior could be explained in this experiment by the low fill in of the thermosyphon. Indeed, this heat pipe is only filled in with 3.1 g of water. With this low fill in, a high evaporator zone is covered with film. As, film heat transfers are less known and more effective for heat transfer, this situation is very interesting to improve the knowledge and the performances of heat pipes.

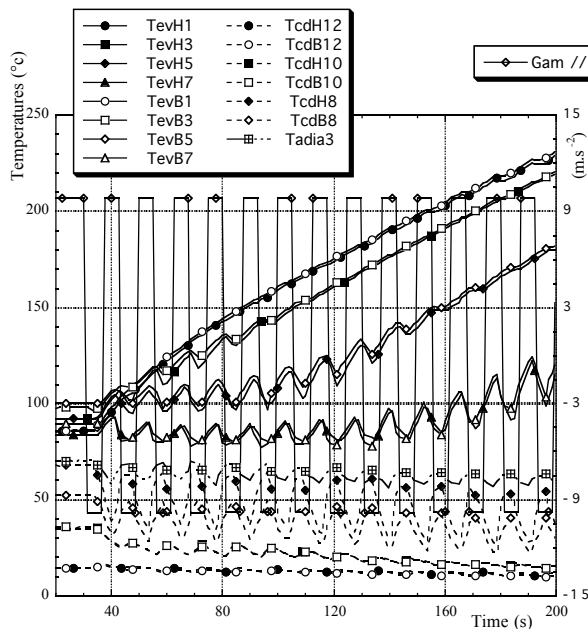


Figure 6 : rewetting lock in cyclic environment for a power of 1000 W (Tadia=70°C)

Nevertheless, a thermosyphon with higher fill in could probably be rewetted more effectively as a greater fluid volume is accumulated in the evaporator end cap and decreases the wall overheat.

V. HEAT TRANSFERT CONDUCTANCES

In this experiment, the mean heat transfer coefficients have been calculated. Three main conductances were defined, the first one is the global conductance which is calculated by :

$$G_{tot} = \frac{P}{T_{ev} - T_{cond}}$$

The two others are the evaporation and condensation conductances, defined as :

$$G_{ev} = \frac{P}{T_{ev} - T_{adia}}$$

$$G_{cond} = \frac{P}{T_{adia} - T_{cond}}$$

As one could see on Figure 7 and Figure 8, the global conductance increases monotonously with transferred power and increases strongly from an adiabatic temperature of 70°C to 90°C.

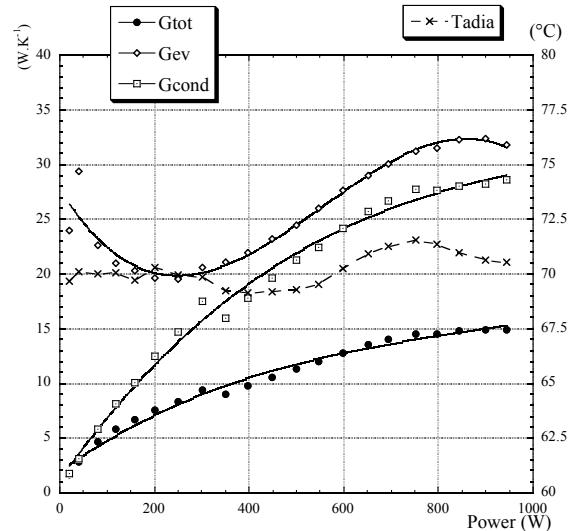


Figure 7 : conductances versus power (Tadia=70°C)

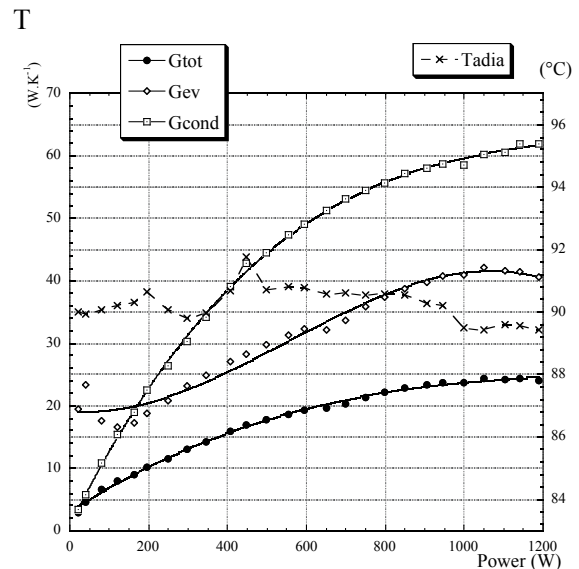


Figure 8 : conductances versus power (Tadia=90°C)

The evaporator conductance is only slightly influenced by the adiabatic temperature while the condenser conductance is drastically increased with temperature. The main reason for this is the recession of the non condensable gas plug due to

vapor pressure increasing with temperature.

At low heat flux, the evaporator conductance decreases due to the increase of the film thickness. So conduction through the liquid required more temperature gradient for the same heat flux. Furthermore, when the temperature wall reached the boiling point, the conductance increased. This phenomena is less important for higher vapor temperatures because the temperature overheated before boiling decrease with temperature.

The adiabatic temperature is plotted to take into account its influence because precise regulation is very difficult to obtain due to the temperature oscillations.

Performances are also measured for the thermosyphon position with the same constant main rotational speed.

Furthermore, one could see on Figure 9 that the global heat pipe conductance is strongly decreased by about 50% during the cyclic acceleration in comparison with the thermosyphon position.

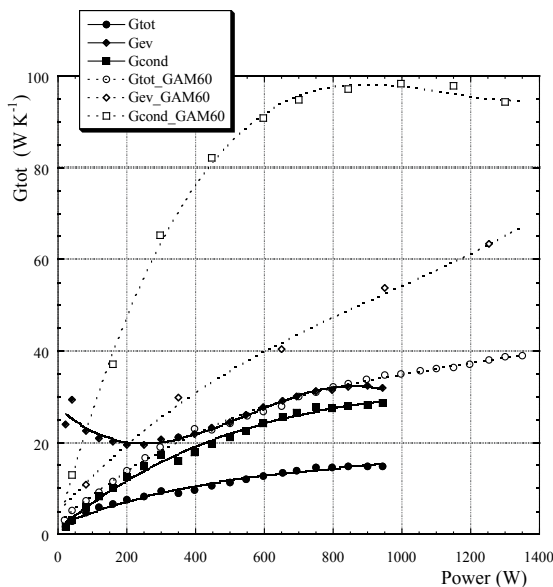


Figure 9 : conductances versus power for cyclic acceleration and thermosyphon position (Tadia=70°C)

The evaporator conductance is greater at low heat flux in the cyclic acceleration because one could assume that rewetting with a larger volume of fluid increases the convective heat transfer on the evaporator inner wall.

It is more evident on Figure 9 that the condenser conductance is more degraded because during lock the condenser doesn't work while during the working period the transfer is not increased in

comparison with the constant field.

on the other hand, during the rewetting period the evaporator conductance is strongly improved, and so the mean heat transfer is not degraded too much.

VI. CONCLUSION

The aim of this study is the integration of heat pipes aboard fighter planes

As fighter flight at low altitude is a drastic environment and as rewetting phenomenon are very complex, an experimental apparatus was set up to measure thermosyphons performances under cyclic body force environments.

Particular attention was focused on the measurement uncertainties due to the complex environment of the apparatus. It was shown using ISO rules that uncertainties are currently about less than 10% and always less than 20%.

It was also demonstrated that, even if the performances of thermosyphons are decreased under the cyclic acceleration field, the use of heat pipes could be an effective way of cooling equipments aboard fighter plane in low altitude flight.

NOMENCLATURE

- G heat transfer conductance (W K^{-1})
 u_c combined standard uncertainty
 P power (W)
 t_1, t_2 start and end of time integration (s)
 \bar{T} spatial mean of temporal temperature

$$\text{integration } \bar{T} = \frac{1}{n(t_2 - t_1)} \sum_{i=1}^n \int_{t_1}^{t_2} T(t) dt$$

Greek symbols

- α tilt angle from thermosyphon position
 $\Gamma//$ Longitudinal acceleration
 Δ difference between two values
 φ heat flux (W m^{-2})
 θ temperature (K or °C)
 ζ coefficient

Subscripts

- ev evaporator section
 adia adiabatic section
 cond condenser section
 Gam60 constant longitudinal acceleration with a main rotational speed giving an orthogonal acceleration of 60 m/s²

1 Romestant C., Alexandre A. « performances of heat pipes under high acceleration field » X Int. Heat Pipe Conference, Stuttgart, Germany, 1997

2 Yerkes K.L., Beam J.E. « Arterial heat pipe performance in a transient heat flux and body forces environment » SAE paper N° 92-1944, 1992

3 Thomas S.K., Klasing K.S., Yerkes K.L. « the effect of transverse acceleration : induced body forces on the capillary limit of helically grooved heat pipe » J. Heat Transfer Vol 120, pp441-451, 1998

4 Gourdache M., Alexandre A. « Behavoir of axially grooved heat pipe under artificial gravity : Application in thermal control of space shuttle » 10th Int. Heat Transfer Conference, Brighton, N°17-AH-11, pp257-262, 1994

5 Gourdache M., Suleimann A., Alexandre A. « Theoretical and experimental investigations on heat pipes under high acceleratio field for lithium cell cooling » SAE technical paper N°921166, 1992

6 « Normes fondamentales : guide pour l'expression de l'incertitude de mesure » AFNOR N° XP 07-020, ISSN 0335-3931, juin 1996

see also NIST technical note 1297 1994 edition.
More details could be found at :
<http://physics.nist.gov.p>

Annexe A7

Cette annexe présente la démarche et les résultats de l'étude des pertes thermiques dans le montage expérimental. Nous avons mené cette étude afin d'établir une corrélation en fonction de trois paramètres expérimentaux permettant d'améliorer la précision de la mesure de la puissance réellement transférée par le caloduc.

A7	Etalonnage des pertes thermiques	7-3
1	Définition des caractéristiques du montage -----	7-3
2	Procédure de mesure et dépouillement -----	7-3
2.1	position angulaire du caloduc	7-3
2.2	procédures de test	7-4
2.3	Dépouillement des mesures	7-4
3	Corrélation physique -----	7-4
4	Corrélation retenue -----	7-5

A7 Etalonnage des pertes thermiques

Le but de l'étalonnage des pertes thermiques est d'augmenter la précision de la mesure du flux transféré par changement de phase dans le caloduc en soustrayant les pertes thermiques vers l'ambiante de la puissance électrique injectée à l'évaporateur.

Cette annexe fait la synthèse sur l'étude des pertes thermiques en s'appuyant sur les caractéristiques du montage et une procédure de mesure que nous expliciterons.

Nous montrerons que les pertes thermiques sont faibles et que leur mesure n'est pas très précise. Toutefois ces pertes ne sont pas négligeables et il est possible d'en tenir compte pour améliorer la précision des mesures de la puissance injectée.

1 Définition des caractéristiques du montage

Etude réalisé en juin 1998.

Caloduc sur le montage : diamètre 16 mm,
origine FERRAZ,
tube interne lisse
fluide : eau,
longueur totale : 1m,
longueur évaporateur : 19 cm
longueur condenseur : 19 cm.

Isolation par laine de roche positionnée à la main.

Rupture des ponts thermiques sur les vis de maintien par des plots en Téflon.

Maintien en bout par des plots en Téflon et des vis plastiques.

La puissance électrique mesurée tient compte de la résistance des contacts tournants.

2 Procédure de mesure et dépouillement

Le but est d'évaluer les pertes thermiques du montage en fonction de quatre paramètres fondamentaux que nous avons pu identifier : la température évaporateur, la température ambiante, la température condenseur (ou adiabatique) et la vitesse de rotation.

Afin de mesurer le flux thermique non transmis par le caloduc il est essentiel d'utiliser soit un caloduc vide soit de s'assurer que le caloduc ne transfère aucun flux en définissant une position de mode bloqué. Ensuite une procédure de test permet de définir une série de mesure permettant de balayer l'ensemble des variables retenues.

2.1 position angulaire du caloduc

Afin de s'assurer que le caloduc est en mode bloqué (pas de transfert fluide), le caloduc est positionné en thermosiphon inversé. En d'autres termes, l'évaporateur est situé au dessus

du condenseur (l'angle est de 270° par rapport à la position de référence définie au chapitre V).

Dans l'hypothèse où l'air ambiant a une vitesse moyenne nulle, la vitesse apparente de l'air par rapport au caloduc est de :

$$V_{\text{air}} = r \omega \quad (\text{A 7-1})$$

La valeur de la vitesse prise pour la correction devra tenir compte de la vitesse moyenne de l'air autour de la zone évaporateur, soit :

$$V_{\text{moy}} = \left(R - \frac{(L_{\text{ev}} + L_{\text{ad}})}{2} \cos(\theta) \right) \cdot \omega \quad (\text{A 7-2})$$

2.2 procédures de test

Les mesure sont effectuées à l'arrêt et en rotation pour évaluer au mieux les différents paramètres.

Arrêt :

les tests sont réalisés pour 5,8,11 et 14 watts. Pour chaque puissance, on réalise des essais pour trois températures de condenseur.

Rotation :

Trois vitesses différentes sont utilisées. Pour chaque vitesse les essais sont réalisés pour trois puissances (5,10,15 watts) et deux températures condenseur bien distinctes).

2.3 Dépouillement des mesures

La méthode utilisée consiste à choisir un type de fonction pouvant à priori correspondre en tenant compte de la physique du problème afin d'obtenir une corrélation lissant au mieux les résultats expérimentaux. Les coefficients sont ensuite calculés en minimisant un paramètre représentant l'écart entre le résultat de la fonction et la mesure (écart quadratique,...).

La méthode de Newton implémentée dans EXCEL 5.0 est utilisée pour minimiser l'écart quadratique entre la mesure et la fonction. La méthode des gradients conjugués (également testée) donne un résultat identique dans notre cas.

3 Corrélation physique

Le flux thermique échangé avec l'ambiante est proportionnel au gradient de température entre l'évaporateur et l'air ambiant ($T_{\text{ev}} - T_{\text{air}}$) d'une part mais il dépend aussi de la température en milieu de zone adiabatique ($T_{\text{ev}} - T_{\text{adia}}$) en raison de la part non négligeable du flux transféré par conduction dans la paroi du caloduc. D'autre part, la conduction dans l'isolant à proximité de la zone adiabatique et de l'évaporateur n'étant pas

monodimensionnelle, un terme croisé en $(T_{ev}-T_{air})*(T_{ev}-T_{adia})$ doit améliorer la corrélation des pertes thermiques.

Nous avons tenté de faire apparaître la part conductive et la part convective au sein des deux coefficients principaux. Cette démarche devait faire apparaître une forme convective du type :

$$H = k * V^n \quad (A\ 7-3)$$

Avec : $0,4 < n < 1$ selon le régime de convection

soit une fonction globale ayant la forme :

$$\text{Pertes} = \frac{1}{\frac{1}{k_1 * V^n} + \frac{1}{G_{cond1}}} (T_{ev} - T_{air}) + \frac{1}{\frac{1}{k_2 * V^n} + \frac{1}{G_{cond2}}} (T_{ev} - T_{ad}) + \alpha(T_{ev} - T_{air})(T_{ev} - T_{ad}) \quad (A\ 7-4)$$

Résultats obtenus :

La forme ci-dessus de la corrélation ne peut être retenue. En effet, les résultats obtenus ne sont pas satisfaisants et conduisent à des coefficients qui n'ont pas de signification physique. On obtient des coefficients n trop grands et des conductances convectives inférieures aux conductances conductives.

Ces résultats peuvent s'expliquer par une trop grande incertitude relative des mesures. De plus la part convective reste faible et son influence est presque située dans l'incertitude de mesure.

4 Corrélation retenue

De nombreux essais de type de fonction ont été réalisés pour trouver la meilleure corrélation possible. Nous avons notamment essayé d'utiliser une loi puissance classique, mais les résultats se sont avérés assez mauvais.

La corrélation retenue est basée sur l'équation (A 7-4) en simplifiant au maximum les coefficients. Elle prend la forme :

$$\text{Pertes} = (G_{cond1} (T_{ev} - T_{air}) + G_{cond2} (T_{ev} - T_{adia}) + \alpha(T_{ev} - T_{air})(T_{ev} - T_{adia})) * (1 + C_1 V^n) \quad (A\ 7-5)$$

L'ensemble des résultats de mesure est repris dans le Tableau 7-1 en utilisant la fonction optimisée suivante :

$$\text{Pertes} = (0,1038 (T_{ev} - T_{air}) + 0,0599 (T_{ev} - T_{ad}) + 0,11 * 10^{-3} (T_{ev} - T_{air})(T_{ev} - T_{ad})) * (1 + 0,01061 * V^{1,156}) \quad (A\ 7-6)$$

Avec un écart quadratique moyen de $0,019 \text{ W}^2$ correspondant à une incertitude type de $0,14 \text{ W}$. en définitive on retiendra une incertitude étendue à 95% de $0,3 \text{ W}$ environ. Ce qui est très correct en regard des corrections apportées qui peuvent aller jusqu'à environ 15 W .

Tableau 7-1 : Points de mesure des pertes thermiques

N° essais	V _{moy}	P _{élec} (W) (mesuré)	T _{evap} (°C)	T _{cond} (°C)	T _{adia3} (°C)	T _{air} (°C)	Pertes (W)	σ^2	diff
P05E16L2	0	5,20	60,4	27,3	37,3	24,6	5,01	0,038	0,196
P06E16L2	0	5,29	66,9	59,6	57,4	24	4,97	0,102	0,320
P07E16L2	0	8,17	78,4	0,2	32,6	22,2	8,28	0,012	-0,108
P08E16L2	0	8,47	86,8	39,1	49,5	23,6	8,52	0,003	-0,059
P09E16L2	0	8,47	100,4	88,3	87,3	24,8	8,52	0,002	-0,042
P10E16L2	0	11,37	101,3	0,1	39,8	21,6	11,40	0,001	-0,031
P11E16L2	0	10,86	105,8	50,4	58,7	21,4	11,13	0,073	-0,271
P12E16L2	0	11,54	121,5	93,3	90,8	24,5	11,57	0,001	-0,025
P13E16L2	0	14,97	127,9	0	48,1	20,9	14,91	0,004	0,061
P14E16L2	0	14,51	133,8	63,2	72,3	23,1	14,39	0,014	0,118
P15E16L2	0	14,58	140	95,2	92,5	22,4	14,41	0,030	0,173
P24(nuit)	0	10,50	93,8	0,1	37,2	19,7	10,60	0,010	-0,099
P16E16L2	2,56	5,07	53,4	0	25	21,9	5,02	0,002	0,044
P17E16L2	2,56	5,23	63,5	52,9	49,8	22,45	5,17	0,003	0,058
P18E16L2	2,56	10,36	91,6	-0,1	36,4	20,8	10,53	0,030	-0,172
P19E16L2	2,56	10,30	110,2	90,8	88	23	10,48	0,030	-0,173
P20E16L2	2,56	15,96	131,15	0,1	48,5	20,5	15,87	0,007	0,084
P21E16L2	2,56	15,40	143,6	94,7	91,8	23,4	15,33	0,004	0,062
P22E16L2	5,89	5,21	52,5	0,1	25,4	23,2	4,95	0,068	0,261
P23E16L2	5,89	5,24	61,6	53,1	49,6	23,7	4,98	0,069	0,264
P24E16L2	5,89	10,03	86,2	0,1	35,7	22,8	10,00	0,001	0,025
P25E16L2	5,89	10,28	105,4	86,5	84,6	23,6	10,33	0,002	-0,042
P26E16L2	5,89	15,51	125,6	0,1	48,1	24	15,46	0,002	0,048
P27E16L2	5,89	14,87	137,8	94,1	91,9	25,1	15,00	0,017	-0,129
P28E16L2	7,98	5,23	51,8	0,1	25	22,9	5,05	0,035	0,187
P29E16L2	7,98	10,20	87,1	0,3	36,2	24,3	10,28	0,006	-0,076
P30E16L2	7,98	16,61	130,9	0,3	49,7	24,4	16,68	0,004	-0,063
P31E16L2	7,98	5,33	62,7	51,7	48,7	24,8	5,26	0,004	0,063
P32E16L2	7,98	10,97	109,4	88,9	87,9	24,4	11,06	0,008	-0,088
P33E16L2	7,98	15,77	138,8	93,5	91,9	24,4	15,71	0,003	0,056

Avec : σ : écart type

Pertes : valeurs données par la fonction d'interpolation

diff = $P_{\text{élec}} - \text{Pertes}$

La Figure A 7.1 et la Figure A 7.2 permettent de se rendre compte visuellement de l'importance relative des différents paramètres. Pour une température ambiante donnée de 20°C, le paramètre le plus important est bien sûr la température évaporateur, mais l'influence de la température condenseur est visiblement non négligeable (environ 20%) et l'influence de la vitesse de rotation est plus faible (environ 12% en situation extrême).

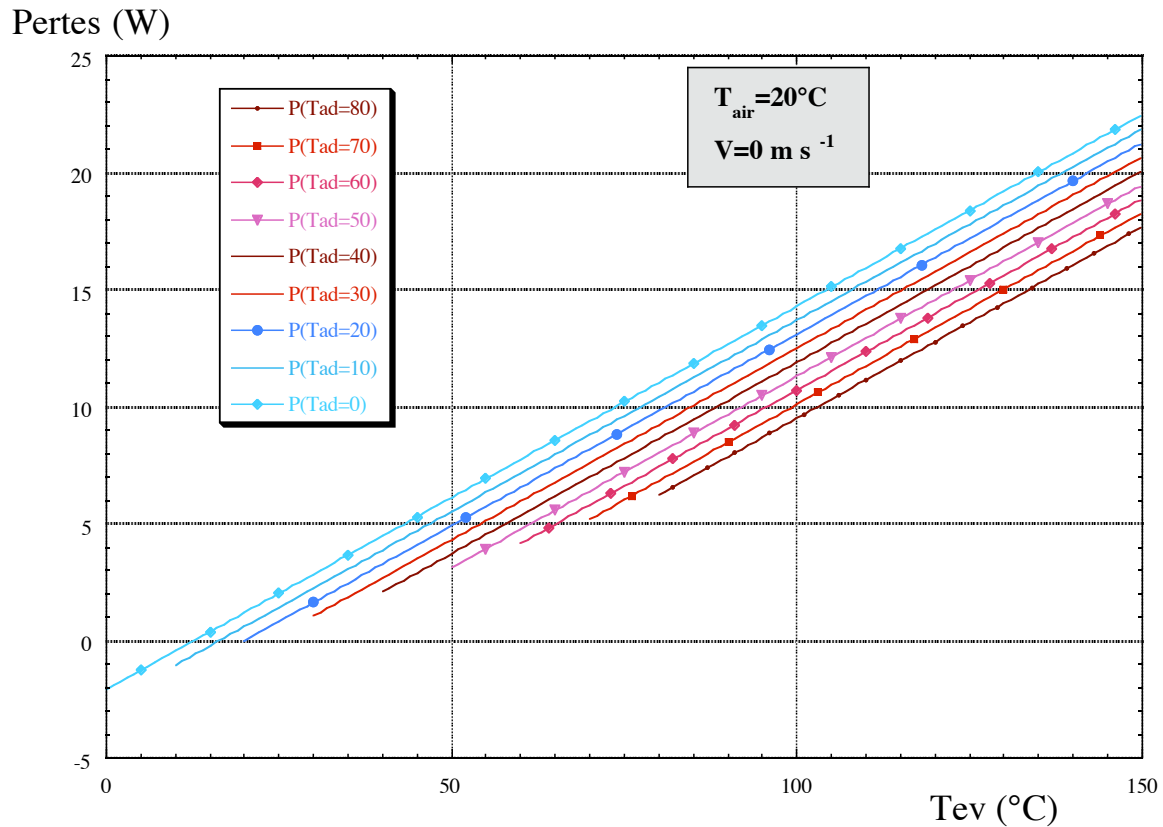


Figure A 7.1 : Pertes thermiques à l'arrêt

Pertes (W)

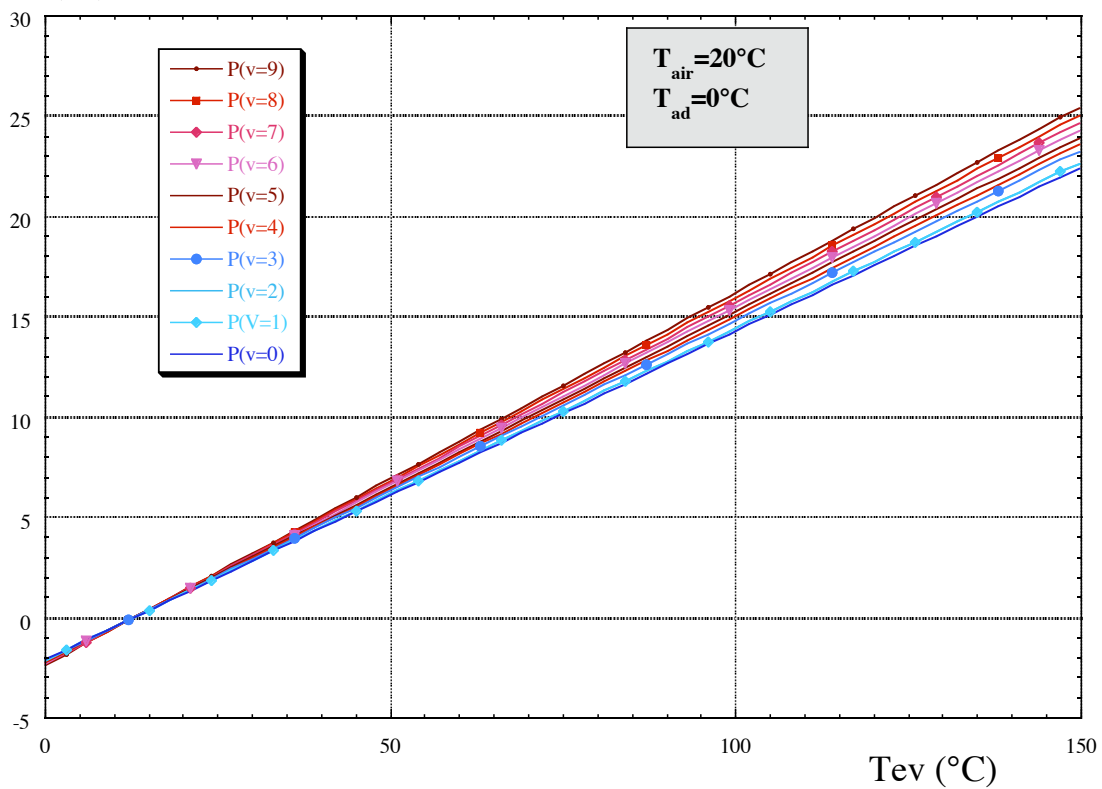


Figure A 7.2 : Pertes thermiques en rotation

Annexe A8

Cette annexe résume les calculs mécanique menés pour s'assurer de la tenue des éléments fondamentaux du montage décrit dans le chapitre IV. Nous présentons les calculs relatifs à la tenue des roulements, à la flexion des bras principaux, aux valeurs maximales du couple résultant sur l'axe d'inclinaison et au haubanage des longerons de soutien du caloduc et des éléments de mesure associés.

A8	Dimensionnement mécanique	8-3
1	Fonction rotation horizontale -----	8-3
1.1	Calcul des charges sur les roulements	8-4
2	Fonction inclinaison verticale -----	8-6
2.1	Calcul du couple sur l'axe d'inclinaison	8-6
2.2	Calcul de la flexion des longerons	8-8

A8 Dimensionnement mécanique

Nous présentons dans cette annexe le dimensionnement des éléments mécaniques du montage tournant présenté au chapitre IV. Le but est ici de présenter les calculs simplifiés menés qui permettent d'une part de s'assurer de la tenue des différents éléments et d'autre part de donner un ordre de grandeur des incertitudes de positionnement notamment au niveau du positionnement angulaire du caloduc.

Dans le cadre du dimensionnement de la fonction de rotation horizontale (voir figure IV-3 ou Figure A 8.1), nous avons vérifié que la charge des roulements de l'axe principal de rotation reste inférieure aux limites admissibles dans tous les cas. Puis nous avons calculé la flexion des longerons du plan principal de rotation.

Dans le cadre du dimensionnement de la fonction d'inclinaison verticale, le calcul du couple résultant sur l'axe d'inclinaison nous a conduit à concevoir l'armature supportant le caloduc équipé des éléments de chauffe et de refroidissement.

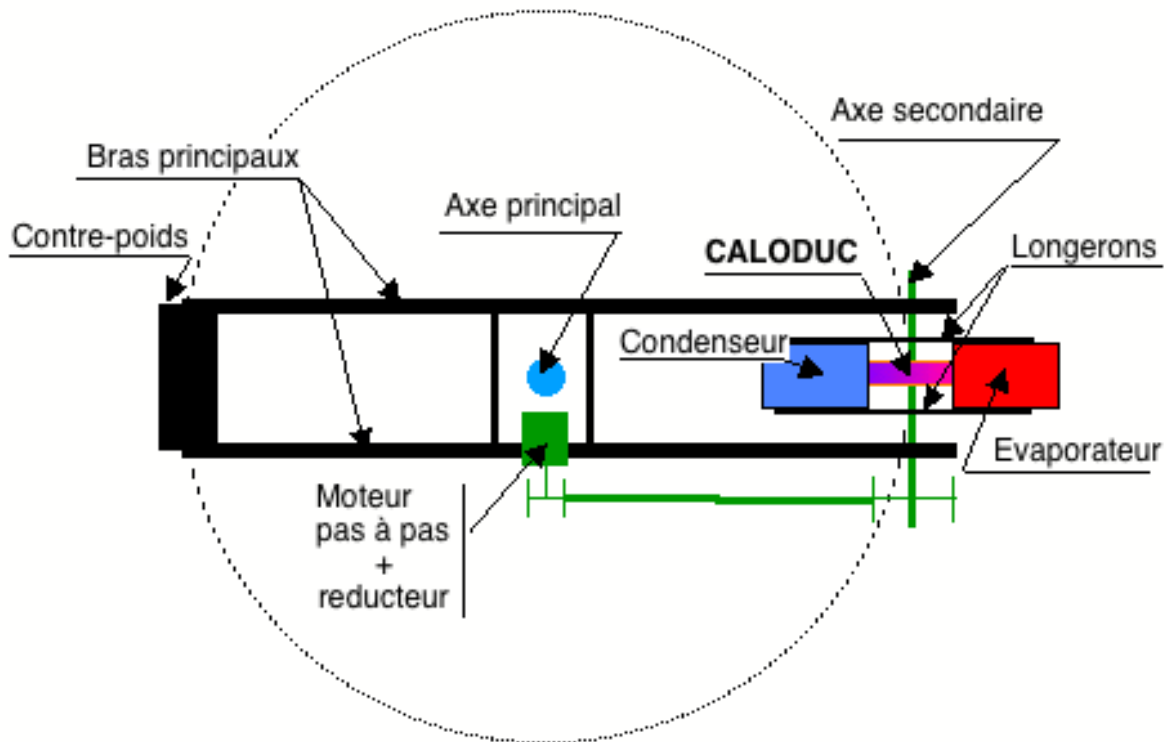


Figure A 8.1 : schéma de principe en vue de dessus du montage

1 Fonction rotation horizontale

Le plan de la rotation principale étant horizontal, l'axe de rotation est vertical. Le support de cet axe est réalisé par un arbre guidé en rotation au moyen d'un roulement à billes près du plan de rotation et d'un combiné butée à billes roulement à aiguilles dans la partie basse.

La mise en rotation est assurée par un moteur électrique asynchrone alimenté par un motovariateur électronique. La vitesse de rotation du moteur peut ainsi varier par modulation de la fréquence d'alimentation. La puissance est transmise par courroie trapézoïdale via un système de réduction permettant de disposer d'un couple suffisant.

1.1 Calcul des charges sur les roulements

La Figure A 8.2 résume les efforts mécanique en présence. La force F1 provient de la force centrifuge en considérant que le contre poids n'équilibre pas parfaitement le montage. On peut par ailleurs remarquer que la force F1 est fonction de la position angulaire du caloduc si celui-ci n'est pas parfaitement équilibré autour de l'axe d'inclinaison.

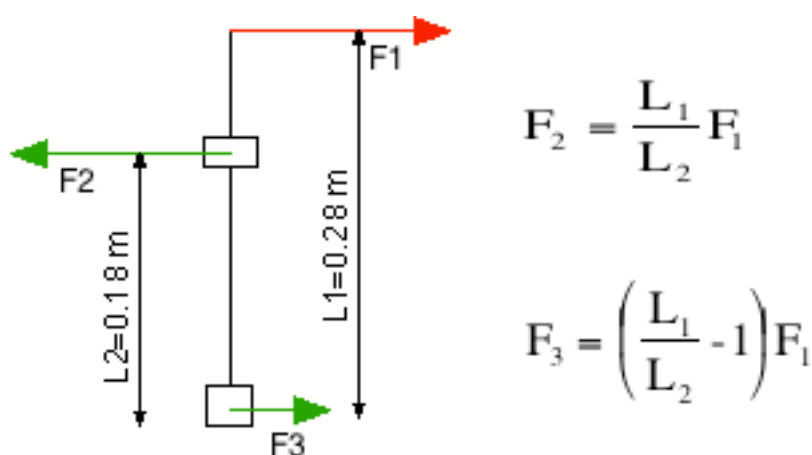


Figure A 8.2 : effort sur les roulements

D'après les données constructeur, les charges dynamiques admissibles sur les roulements sont de :

$$F_2 \text{ max} = 13\,300 \text{ N.}$$

$$F_3 \text{ max} = 18\,800 \text{ N}$$

Sous une accélération moyenne de 9g, une différence de masse de 10 kg (largement surdimensionné) entre le contre-poids et la partie caloduc produit une force F1 de 900 N.

$$\text{On a alors : } F_2 = 1400 \text{ N}$$

$$F_3 = 500 \text{ N}$$

On constate ainsi que les roulements peuvent assurer leur rôle sans risque de surcharge en toutes circonstances.

1.1.1 Flexion des bras principaux

Les bras principaux sont soumis à des contraintes de traction et de flexion. Les contraintes de traction sont très largement inférieures à la limite élastique quelque soit le type de longeron et l'on néglige l'allongement résultant face aux autres incertitudes de

positionnement.

Pour la contrainte de flexion, la géométrie du longeron est fondamentale. Pour de nombreuses raisons d'implantations, de masses et d'usinages, nous avons adopté un profil de longeron en U et le matériau retenu est le duraluminium (Figure A 8.3).

Si on considère le cas simplifié où une extrémité est encastree et l'autre est libre supportant la charge, le calcul de flèche donne alors :

$$f = \frac{P L^3}{3 E I}$$

avec : f flèche en bout,
 P charge ponctuelle en bout,
 L longueur du bras,
 E module d'élasticité,
 I moment d'inertie.

Soit approximativement pour nos conditions expérimentales, une charge totale de 20 kg (10 kg par bras), un module d'élasticité de 70 GPa, une longueur de bras de 1m et un moment d'inertie de 850 mm² (Figure A 8.3), on obtient une flèche de 5,6 mm.

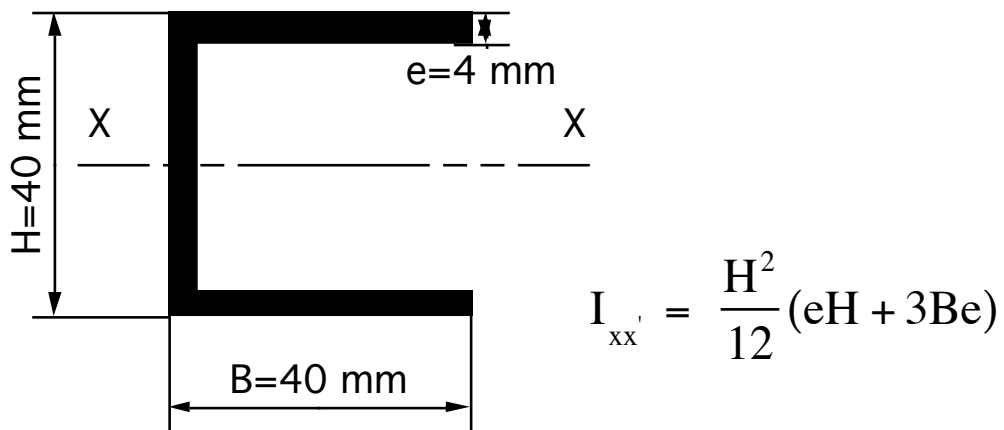


Figure A 8.3 : moment d'inertie des bras principaux

Cette flèche implique un angle par rapport à l'horizontale de 0,32°. Cette valeur étant assez élevée, nous avons mis en place un système de haubanage de masse très faible mais permettant de récupérer totalement la flèche et ainsi de négliger l'incertitude associée.

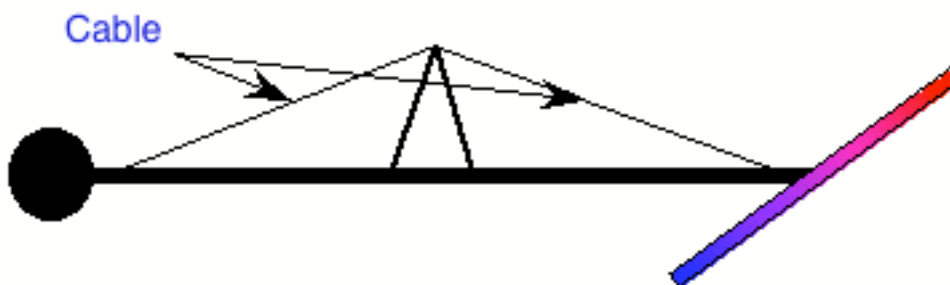


Figure A 8.4 : haubanage des bras principaux

2 Fonction inclinaison verticale

L'ensemble caloduc, évaporateur et condenseur est monté sur des longerons de soutien qui sont fixés sur l'arbre secondaire. Cet arbre est dans le plan de rotation principal et perpendiculaire à la force centrifuge (Figure A 8.1).

Afin de dimensionner mécaniquement les longerons nous avons mené une étude du couple exercé sur l'axe d'inclinaison. La valeur de ce couple est importante car elle permet le dimensionnement de la chaîne de positionnement angulaire (moteur pas à pas, réducteur,...). En se basant sur cette étude nous avons déterminé une structure mécanique permettant de supporter les effort importants engendrés.

2.1 Calcul du couple sur l'axe d'inclinaison

Le bloc évaporateur et le bloc condenseur sont soumis à des accélérations très différentes selon leurs positions angulaires. Un couple important peut donc exister sur l'arbre secondaire. Pour une configuration donnée, ce couple est fonction de la vitesse de rotation et de l'angle d'inclinaison du caloduc. Dans notre calcul l'évaporateur et le condenseur seront considérés comme des masses ponctuelles situées à une distance r de l'axe secondaire (Figure A 8.5)

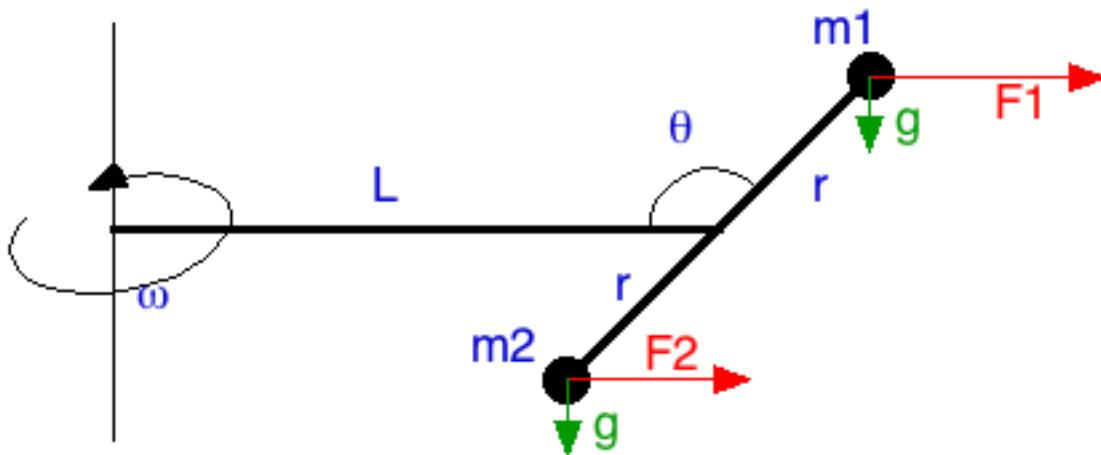


Figure A 8.5 : couple résultant sur l'axe secondaire

Le couple à fournir sur l'axe secondaire lorsque l'on veut maintenir une position donnée s'exprime par :

$$C = r \sin(\theta) (F_1 - F_2) + r \cos(\theta) g(m_2 - m_1) \quad (\text{A 8-1})$$

avec :

$$F_1 = (L - r \cos(\theta)) \omega^2 m_1$$

$$F_2 = (L + r \cos(\theta)) \omega^2 m_2$$
(A 8-2)

Application numérique :

Les calculs suivants seront effectués pour une accélération moyenne au niveau de l'axe secondaire de 90 m s^{-2} . On obtient alors :

$$\omega = 9,5 \text{ Rad.s}^{-1} \quad \text{ou} \quad \omega = 90,6 \text{ Tr.min}^{-1}$$

r est évalué au milieu de l'évaporateur ou du condenseur puisque la dépendance de la force centrifuge est linéaire par rapport à la distance à l'axe de rotation principal (soit $r=0,3 \text{ m}$).

La Figure A 8.6 permet de visualiser l'évolution du couple résistant en fonction de l'angle d'inclinaison pour différents rapport de masse entre l'évaporateur et le condenseur.

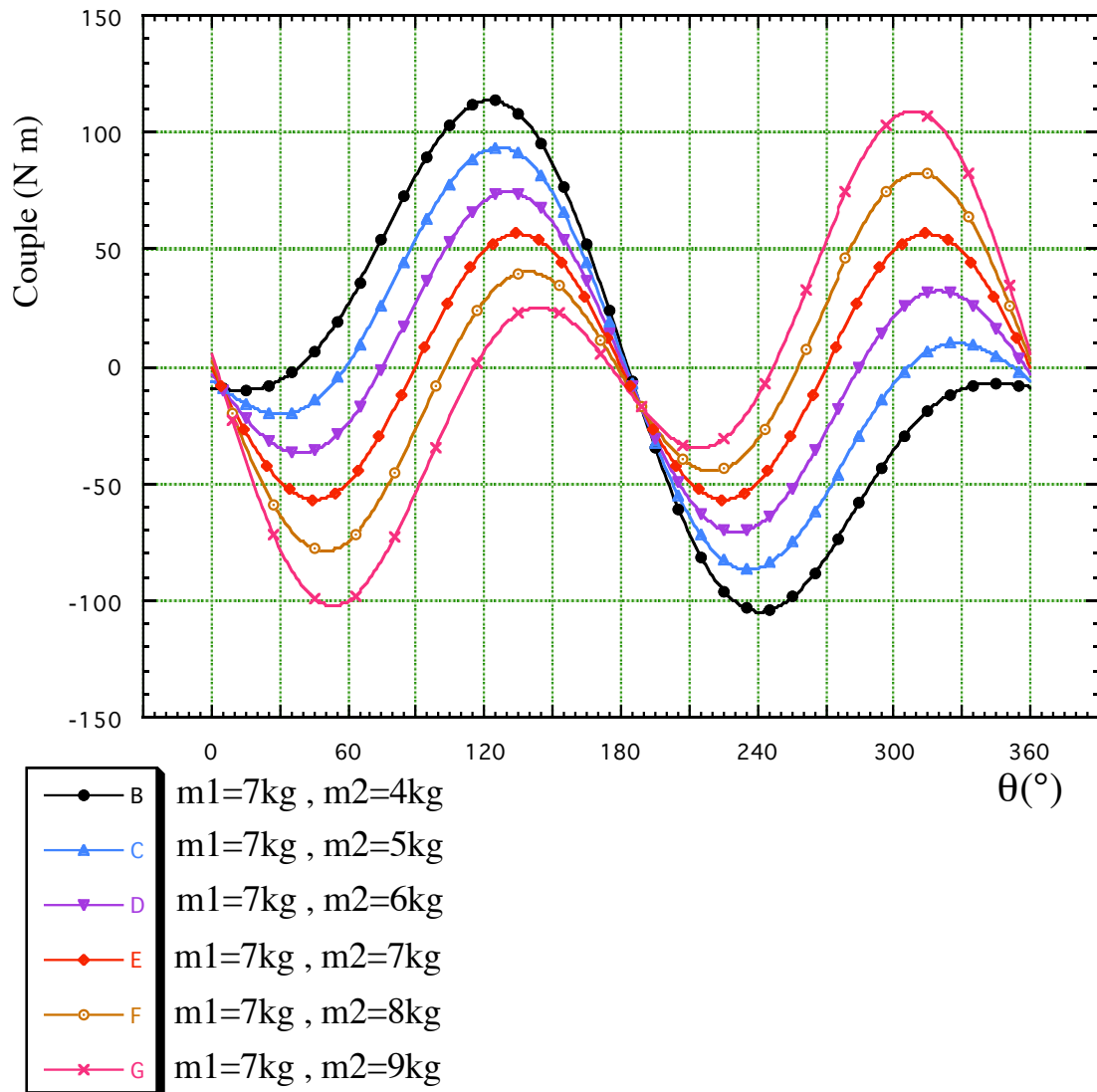


Figure A 8.6 : étude paramétrique du couple résultant sur l'axe d'inclinaison

On constate l'importance de l'équilibrage des masses de l'évaporateur et du condenseur sur la valeur du couple résistant. Selon la plage d'angle que l'on veut avoir, une optimisation du rapport des masses peut permettre de minimiser le couple résultant.

Toutefois, il est important d'avoir un couple ayant toujours le même signe pour éviter les incertitudes angulaires dues au rattrapage des jeux de fonctionnement du système de réduction. Dans un premier temps, notre choix s'est porté sur une masse d'évaporateur égale à celle du condenseur afin d'explorer l'ensemble des positions angulaires en minimisant la valeur extrême du couple qui dans notre cas atteint cependant la valeur maximale de 60 N m environ.

Par rapport à cette valeur extrême, il convient de prendre un coefficient de sécurité important en raison des pertes par frottement dans la chaîne de transmission mais aussi pour tenir compte de l'incertitude sur les valeurs des masses lorsque le montage est totalement opérationnel (câble, isolation vis fixation,...). De plus, l'inertie du montage augmente encore le couple utile devant être fourni par le moteur pas à pas. Nous avons donc choisie un coefficient de sécurité de l'ordre de 2.

Le moteur pas à pas étant monté sur la partie tournante, sa masse est un facteur important. Le moteur choisi fournit un couple maximum de blocage de 1,4 Nm, et un couple utile en rotation de l'ordre de 1 à 1,2 Nm. Une démultiplication est donc indispensable. Elle est obtenue par un réducteur à vis sans fin ayant un rapport 20 (en sortie moteur) suivi d'un rapport 5 dans le diamètre des poulies supportant la transmission par chaîne.

2.2 Calcul de la flexion des longerons

Les longerons de soutien sont soumis à un couple de flexion très important. Des haubans sont indispensables afin de reprendre l'essentiel de ce couple (Figure A 8.7).

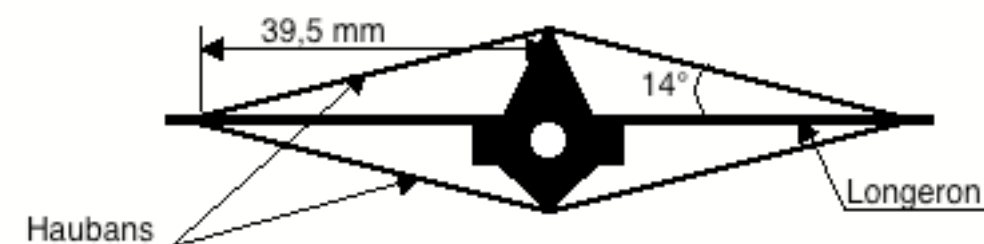


Figure A 8.7 : haubanage des longerons

Le choix de l'angle de 14° pour une distance de fixation de 39,5 mm est dicté par des contraintes d'encombrement dues à l'implantation des différents éléments.

Les haubans sont réalisés avec des câbles en acier zingué de 3,6 mm de diamètre. Suivant les données fournisseur, le câble subit un allongement de 2,6 mm par mètre sous un charge de 930 kg (valeur de la charge pratique à la rupture). Pour la suite du calcul, le coefficient de raideur du câble sera calculé à partir de ces données.

Si on néglige le couple résistant de flexion des longerons qui est faible, la statique des forces projetées sur un axe perpendiculaire aux deux longerons impose une tension du câble définie par :

$$2(2 T \sin(14^\circ)) = \sin(\theta)(F_1 + F_2) - g \cos(\theta)(m_1 + m_2) \quad (\text{A 8-3})$$

Soit dans notre cas de dimensionnement d'une accélération de 90 m s^{-2} pour deux masses de 7 kg, on obtient une tension maximale d'environ 1300 N (Figure A 8.8).

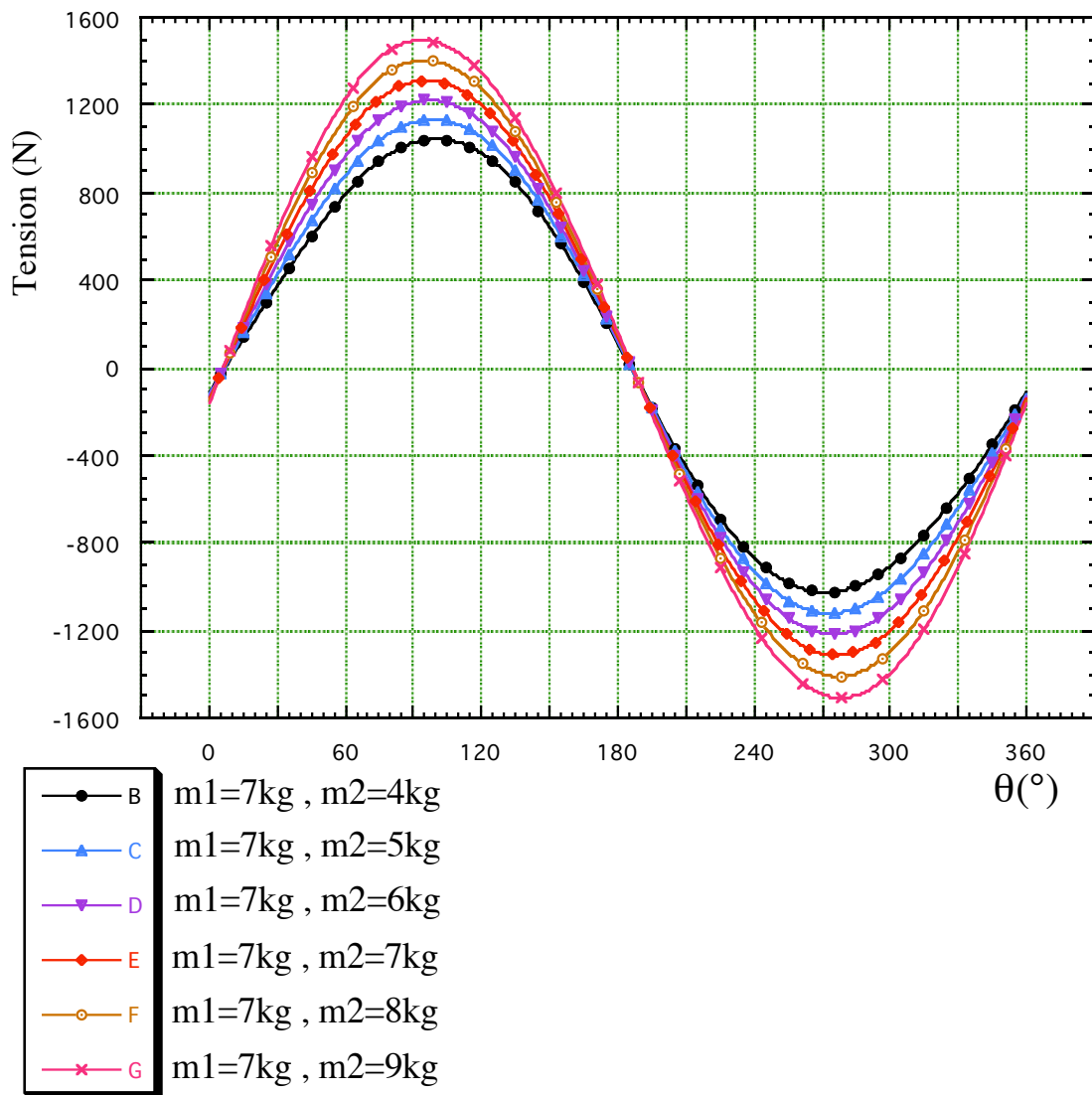


Figure A 8.8 : étude paramétrique de la tension des câbles de haubanage

Les valeurs négatives de la tension correspondent à un effort de traction sur les haubans inférieurs (voir Figure A 8.7).

La longueur du câble est d'environ 1 m, ce qui correspond donc à un allongement de :

$$\Delta L = 1 * 1300 / (930 * 9,81) * 2,6 * 10^{-3} \text{ m} \quad \text{soit } \Delta L = 0,37 \text{ mm.}$$

L'angle de flexion correspondant à cette allongement extrême est très faible (environ $0,02^\circ$) et sera négligé dans l'ensemble des calculs d'incertitudes.

Notons par ailleurs que la structure de l'isolation et la résistance des longerons réduisent vraisemblablement cette valeur de façon assez importante.

Annexe A9

Le but de cette annexe est de présenter la démarche nous ayant conduit au dimensionnement du bloc évaporateur en s'appuyant sur des modèles numériques permettant de prendre en compte les aspects principaux des transferts thermiques.

A9	Dimensionnement du bloc évaporateur	9-3
1	Mode d'application du flux -----	9-3
1.1	Film chauffant	9-3
1.2	Résistance bobinée	9-3
1.3	Cartouches chauffantes	9-4
2	Nombre et implantation des cartouches -----	9-4
2.1	Considérations préliminaires	9-4
2.2	Modélisation de la zone évaporateur	9-5
2.3	Résultats principaux fournis par le modèle	9-6
3	Remarques sur les pertes thermiques -----	9-8

A9 Dimensionnement du bloc évaporateur

La première étape du dimensionnement passe par le choix technologique du type de chauffage. Puis, nous présenterons le modèle numérique utilisé pour optimiser les dimensions du bloc de chauffe et évaluer les pertes thermiques vers le milieu ambiant.

1 Mode d'application du flux

Différentes solutions ont été envisagées, l'ensemble des contraintes (densité de flux, prix, uniformité du chauffage, etc.) ont été prises en compte. Etant donné les contraintes liées au montage tournant, l'utilisation d'un chauffage électrique direct au travers d'une résistance est apparu rapidement comme étant la seule solution pouvant être mise en œuvre simplement.

Trois solutions d'éléments chauffants ont alors été envisagées avant d'aboutir au choix final.

1.1 Film chauffant

Les réchauffeurs laminaires Thermofoil (bande résistive souple isolée dans un substrat en caoutchouc siliconé) ont été envisagé en raison de leur facilité d'utilisation. Toutefois ils ont été écartés car ils fournissent une densité de flux maximale trop faible, d'autant plus qu'elle diminue avec la température d'utilisation.

En effet, pour une puissance injectée de 1000 W sur un évaporateur de 20 cm de long monté sur un caloduc de diamètre 16 mm, on obtient une densité de flux de 10 W cm⁻². Or, les films ne peuvent pas dépasser une densité de 9 W cm⁻² dans le meilleur des cas.

1.2 Résistance bobinée

Nous avons envisagé de bobiner une résistance sur un manchon en cuivre. Pour assurer un bon contact thermique en regard des densités de puissance à fournir, il est indispensable d'insérer la résistance dans une rainure et d'améliorer encore ce contact en brasant la résistance dans la rainure.

Cette solution présente l'avantage de fournir une puissance très uniforme mais elle impose d'utiliser une résistance pour chaque type de caloduc. En raison du type de mesure de température choisi (thermocouple non isolés), les résistances doivent être isolées et ne peuvent être réalisés à faible coût. Ceci conduit à un prix de revient trop élevé pour notre campagne de mesure nous permettant pas de retenir cette option.

1.3 Cartouches chauffantes

La solution retenue des cartouches chauffantes consiste en l'utilisation d'éléments chauffants cylindriques insérés dans un manchon en métal. On répartit un nombre donné de cartouche autour du caloduc comme schématisé sur la Figure A 9.1.

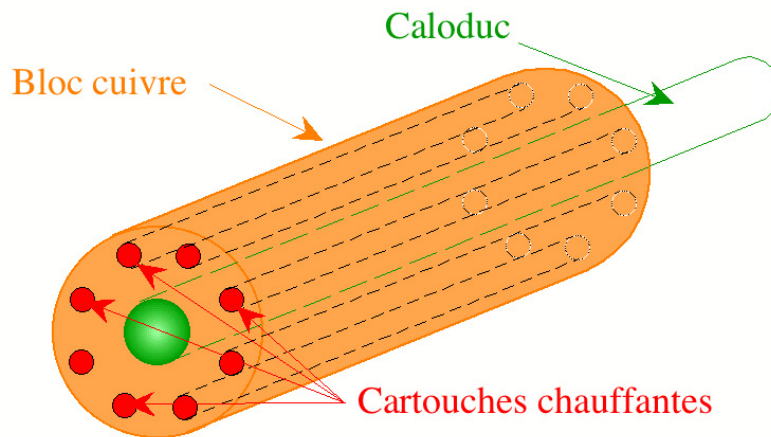


Figure A 9.1 : principe d'implantation des cartouches chauffantes

Cette approche permet d'assurer un bon contact thermique puisque c'est la cartouche qui est plus chaude que l'alésage (la dilatation thermique assurant la qualité du contact). D'autre part, il est alors possible de réutiliser les éléments chauffants à chaque changement de caloduc.

Cependant, le chauffage n'étant pas uniforme a priori, un dimensionnement du nombre de cartouches et de leurs implantations est nécessaire afin de s'assurer d'une injection de flux aussi uniforme que possible.

2 Nombre et implantation des cartouches

Le choix du nombre de cartouche à utiliser étant lié à l'uniformité du flux injecté à la surface du caloduc, nous avons réalisé un modèle du bloc évaporateur en prenant en compte les limitations technologiques au sein du modèle afin de réduire le nombre de paramètres à étudier.

2.1 Considérations préliminaires

L'uniformité du flux augmentant de façon évidente avec le nombre de cartouches utilisé pour un diamètre extérieur donné et la longueur souhaitée pour le bloc évaporateur étant de l'ordre de 200 mm nous avons recherché des cartouches ayant le plus petit diamètre possible.

Nos recherche nous ont conduit à retenir des cartouches de la société VULCANIC d'un diamètre de 6,5 mm ayant une longueur utile de chauffe de 190 mm. De plus, pour des

raisons d'usinage du bloc évaporateur, une épaisseur minimale de cuivre de 2 mm doit être respectée. Nous fixerons donc dans notre étude la distance EC (voir Figure A 9.3) à 2 mm.

De plus, le bloc évaporateur sera réalisé en cuivre pour permettre la réalisation d'une soudure à l'étain haute température et ainsi assurer un bon contact thermique entre le bloc évaporateur et la paroi externe du caloduc.

2.2 Modélisation de la zone évaporateur

Le modèle réalisé est basé sur la méthode nodale (voir annexe A2) et ne prend pas en compte le caloduc en lui-même puisque les coefficients de transfert ne sont pas connus. Nous avons donc considéré un coefficient d'échange constant sur l'ensemble de la zone évaporateur du caloduc (interface entre le bloc évaporateur et le caloduc).

2.2.1 Modèle global

Le modèle global du bloc évaporateur est constitué à partir de blocs de nœuds comme schématisé sur la Figure A 9.2. On obtient ainsi un modèle complet en liant N bloc, avec N correspondant au nombre de cartouche (voir le cas de 8 cartouches sur la Figure A 9.3).

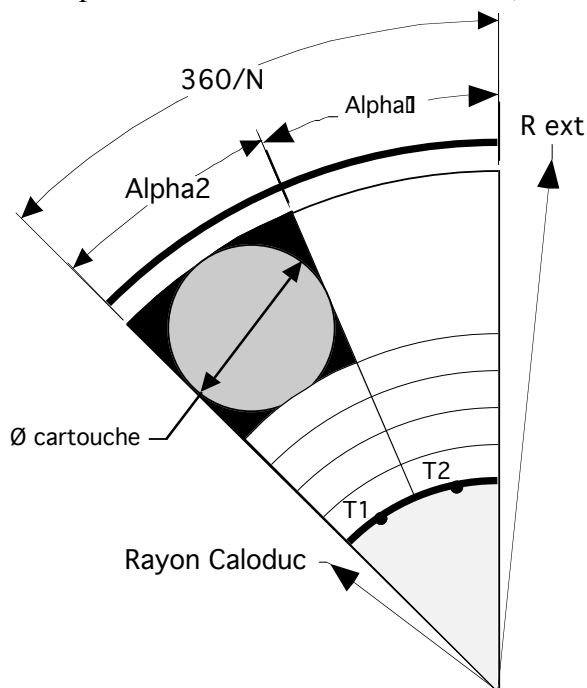


Figure A 9.2 : maillage élémentaire d'un bloc de nœuds

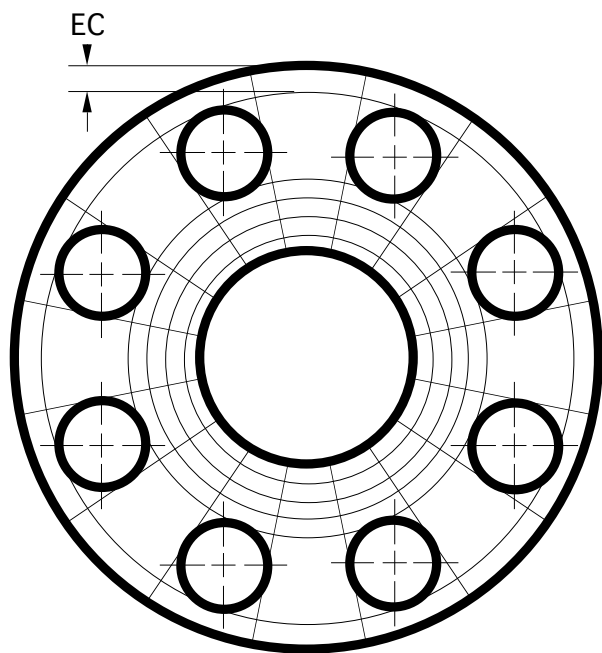


Figure A 9.3 : maillage complet pour 8 cartouches

Remarques :

1) Les cartouches sont livrées avec une tolérance de $\pm 5\%$ sur les résistances et donc aussi sur la puissance injectée par cartouche puisque celles-ci sont montées en parallèle. Il n'existe donc pas a priori de plan de symétrie au niveau thermique, ce qui impose l'utilisation d'un modèle complet pour étudier la répartition des cartouches.

2) afin de simplifier le modèle, la liaison entre les cartouches chauffantes et les nœuds environnants ne tient pas compte de la conduction dans les “pseudo-triangles” noircis de la Figure A 9.2.

2.2.2 Modèle des cartouches

Une étude paramétrique nous a montré que la conductivité de la zone des cartouches chauffantes avait une grande influence. Ceci nous a conduit à réaliser un modèle de cartouche en fonction de données recueillies auprès de la société Vulcanic afin de tenir compte de la configuration des cartouches. Le modèle de cartouche utilisé est schématisé sur la Figure A 9.4, avec un découpage angulaire en 4 secteurs afin de relier chaque zone de la cartouche avec le nœud voisin du modèle global.

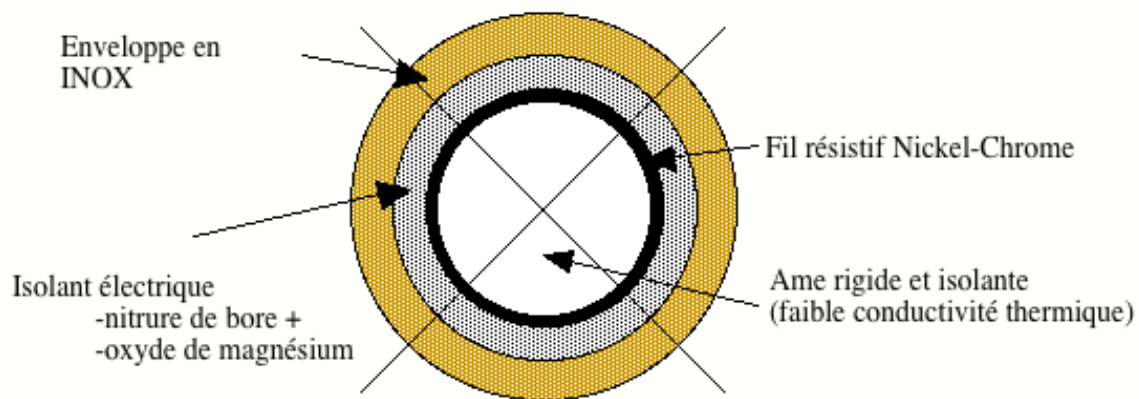


Figure A 9.4 : modèle de cartouche chauffante

2.2.3 Modèle global

Le but de ce modèle est l'étude de la répartition angulaire de flux en fonction du nombre de cartouches et du diamètre extérieur du bloc de cuivre en supposant une symétrie de révolution dans les coefficients d'échange du caloduc. Cette hypothèse est réaliste dans un certain nombre de cas. En revanche, le coefficient d'échange au sein du caloduc varie fortement en fonction de l'abscisse longitudinale, il en résulte que l'analyse des effets de bords à partir de notre approche est totalement irréaliste.

En conséquence, le modèle global intègre le modèle du bloc de cuivre, le modèle des cartouches et des nœuds d'isolant autour du bloc de cuivre. Les conditions aux limites aux deux extrémités sont prise en compte au niveau des pertes thermiques à travers l'isolant, mais une seule tranche suivant la longueur est considérée.

2.3 Résultats principaux fournis par le modèle

Afin de simplifier les procédures d'usinage, les seules modifications acceptables pour les différents caloducs sont les diamètres de perçage internes. Nous avons mené une étude

détaillée pour le cas le plus défavorable correspondant à des caloducs de 16 mm de diamètre extérieur.

En utilisant des valeurs faibles mais réalistes pour le coefficient d'échange du caloduc ($5000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$) et le diamètre extérieur ($D_{\text{ext}} = 40 \text{ mm}$) nous avons recherché l'influence du nombre de cartouches. En tenant compte de contraintes d'usinage (nombre pair de cartouches), il est rapidement apparu qu'un nombre de 8 cartouches est un bon compromis entre l'uniformité du flux et les coûts d'usinage.

Le dernier paramètre à déterminer étant le diamètre extérieur, nous avons mené une étude paramétrique qui nous a fourni les résultats de la Figure A 9.5, pour un flux total injecté de 1000 W, une température ambiante de 20°C et une température vapeur de 100°C et toujours un coefficient d'échange de $5000 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$

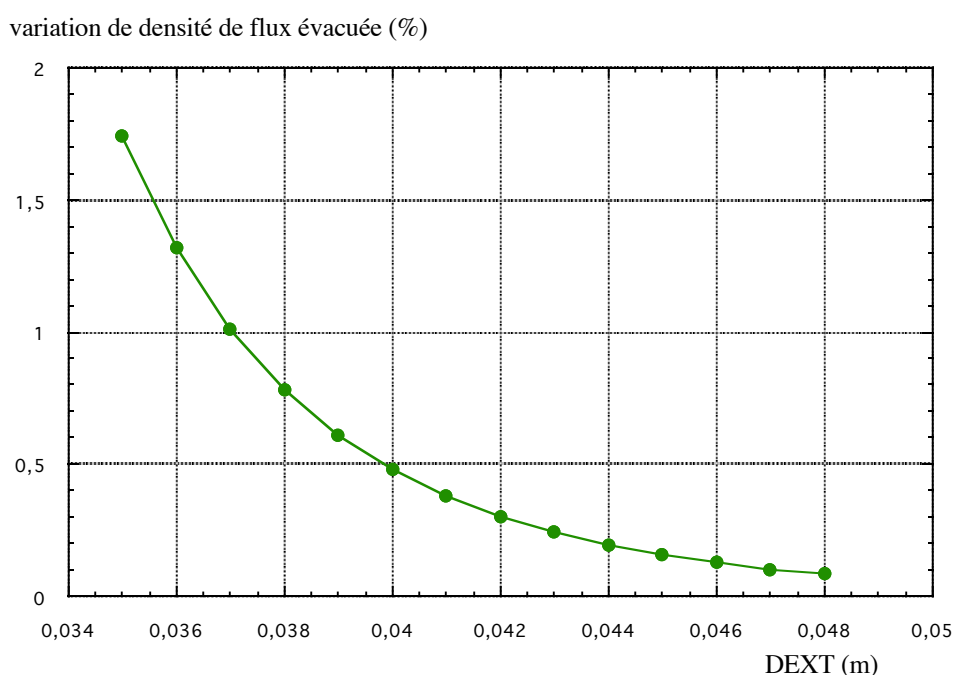


Figure A 9.5 : évolution de la variation relative de densité de flux évacué à la périphérie du caloduc en fonction du diamètre extérieur du bloc de chauffe

Deux paramètres importants limitent l'augmentation du diamètre extérieur. En premier lieu il convient de limiter la masse du bloc évaporateur en raison du montage tournant (voir Annexe A8). d'autre part, une masse importante de cuivre conduit à une capacité thermique importante et donc à des temps de stabilisation longs pour de faibles puissances.

En tenant compte de toutes ces considérations, nous avons retenus un diamètre extérieur de 40 mm.

Pour plus de détails, les plans d'usinage cotés des blocs de cuivre sont repris dans l'Annexe A10.

3 Remarques sur les pertes thermiques

Le rayon externe de l'isolant étant fixé par des considérations mécaniques à 110 mm, l'augmentation du diamètre externe (Dext) conduit à une augmentation des pertes thermiques. La Figure A 9.6 montre l'évolution des pertes thermiques dans les conditions décrites précédemment en utilisant de la laine de roche comme isolant. Ces pertes ne tiennent pas compte des quatre vis acier de positionnement mécanique (voir figure IV-10) et de la vis plastique servant de butté longitudinale.

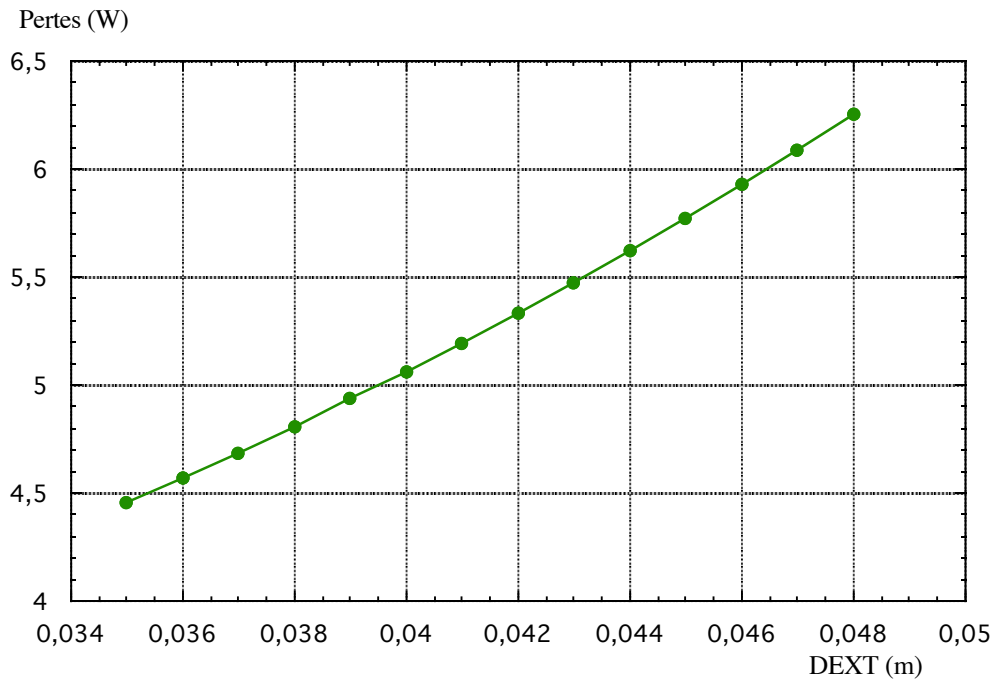


Figure A 9.6 : évolution des pertes du bloc de chauffe

Afin d'obtenir une estimation des pertes maximales par les vis de maintien, on se positionne dans le cas suivant :

- conductivité de l'acier $\lambda_{\text{acier}} = 30 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
- diamètre des vis $D = 5 \text{ mm}$
- longueur des vis $L = 35 \text{ mm}$
- écart de température $\Delta T = 150 \text{ K}$

Le flux échangé par vis est alors de :

$$\phi = \lambda_{\text{acier}} \frac{\pi D^2}{4L} \Delta T = 2,56 \text{ W}$$

De même pour la vis Nylon de maintien longitudinal on obtient :

$$\phi = \lambda_{\text{nylon}} \frac{\pi D^2}{4L} \Delta T = 0,06 \text{ W}$$

avec :

- conductivité du nylon $\lambda_{\text{nylon}} = 0,30 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$
- diamètre des vis $D = 6 \text{ mm}$
- longueur des vis $L = 20 \text{ mm}$
- écart de température $\Delta T = 150 \text{ K}$

Soit en définitive et sans tenir compte de la conduction dans le caloduc, des pertes maximales estimées pour un diamètre extérieur de 40 mm à :

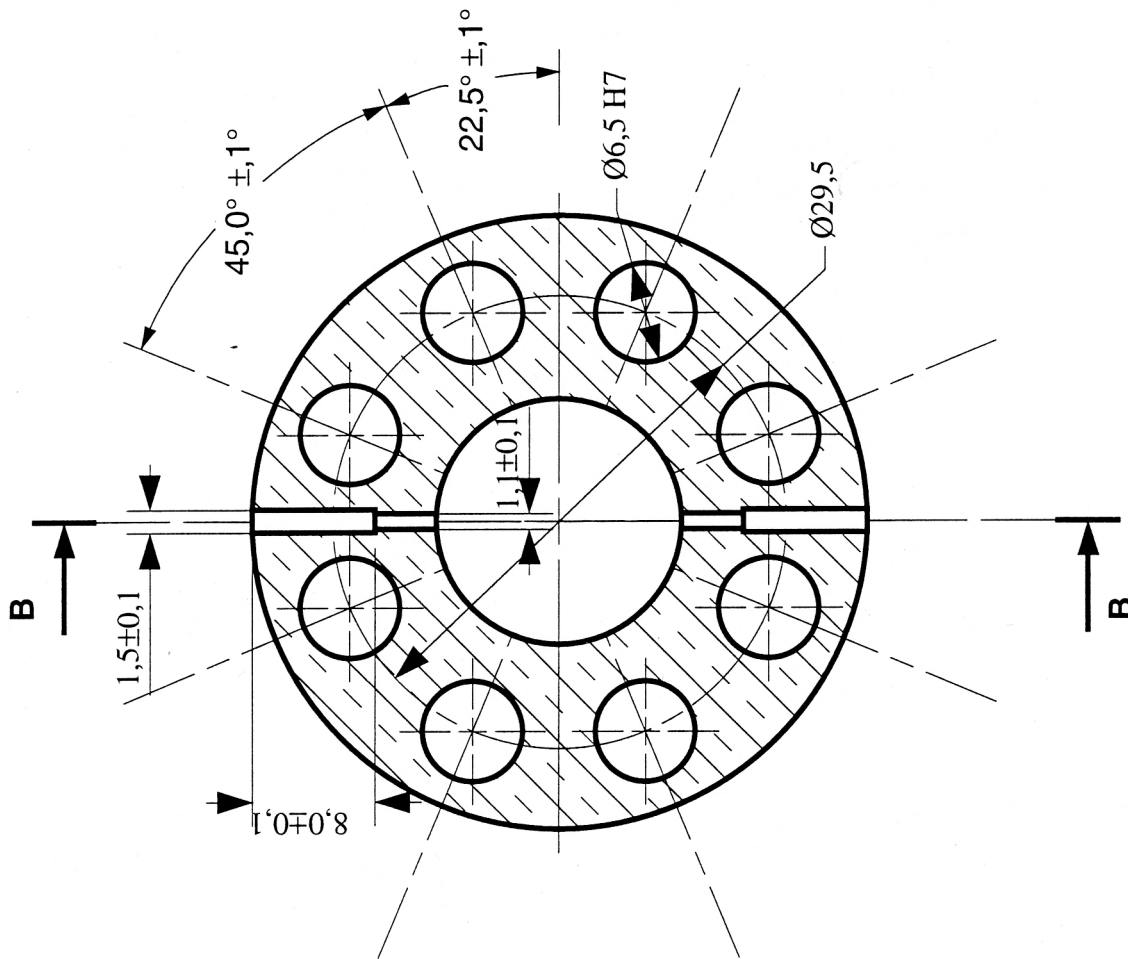
$$\text{Pertes} = \text{Pertes modèle} + \text{Pertes vis acier} + \text{Pertes vis Nylon}$$

$$\text{Pertes} = 5,06 + 4 * 2,56 + 0,06 = 15,4 \text{ W}$$


En conclusion remarquons que cette valeur est quasiment identique aux résultats obtenus (15,6 W) lors de l'étalonnage expérimental des pertes thermiques (voir annexe A7) si l'on considère un gradient de température nul entre l'évaporateur et la zone adiabatique.

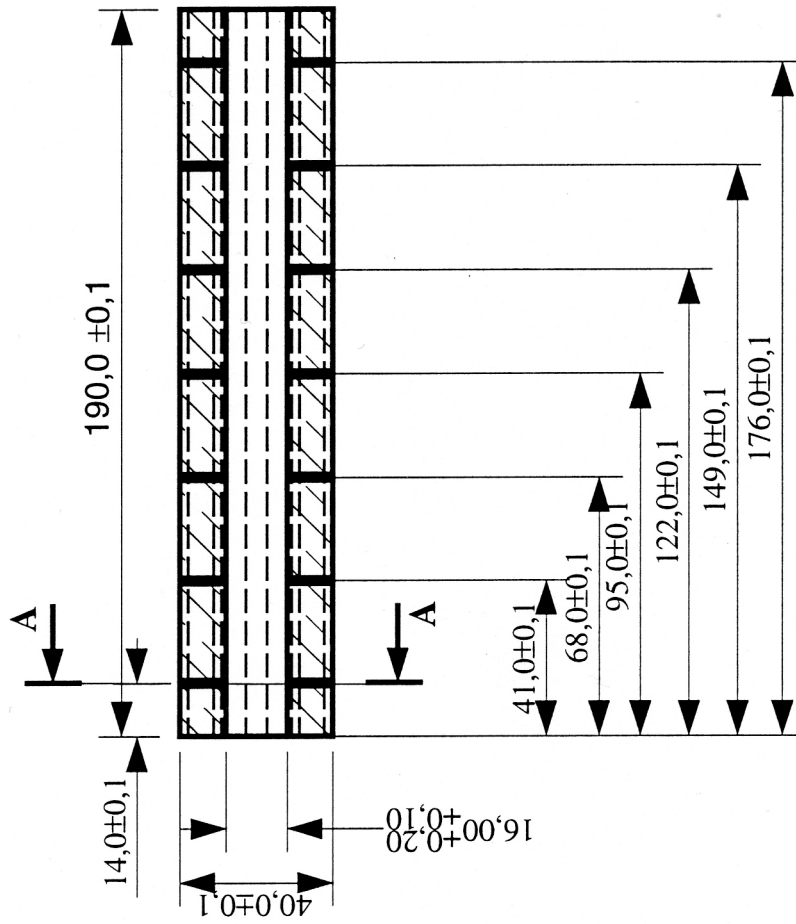
Annexe A10

Cette annexe reprend les plans d'usinage des manchons en cuivre de l'évaporateur et du condenseur pour les caloducs de diamètre externe 16 mm. Pour les caloducs de diamètre inférieur, seules les cotes du perçage interne sont changées.




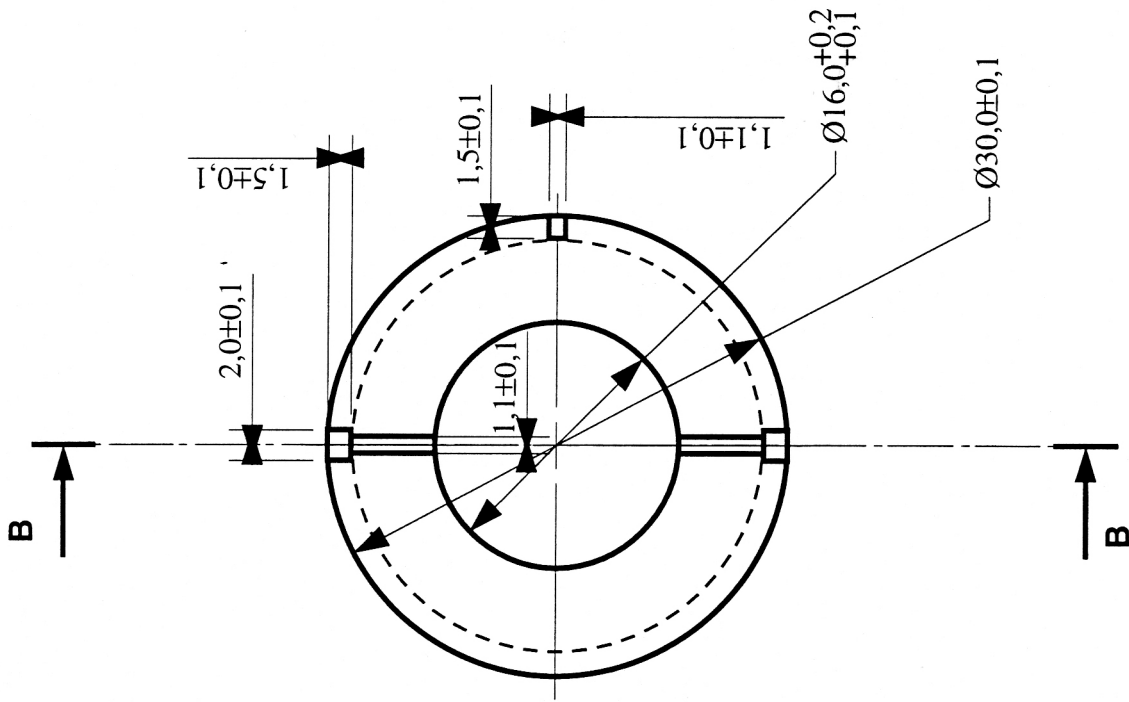
Coupe A-A

Ech : 2		Matière : Cuivre	Date : 03/03/98	Nb : 1
Dessiné par : Cyril ROMESTANT		Désignation : Coquille évaporateur Ø=16 mm		

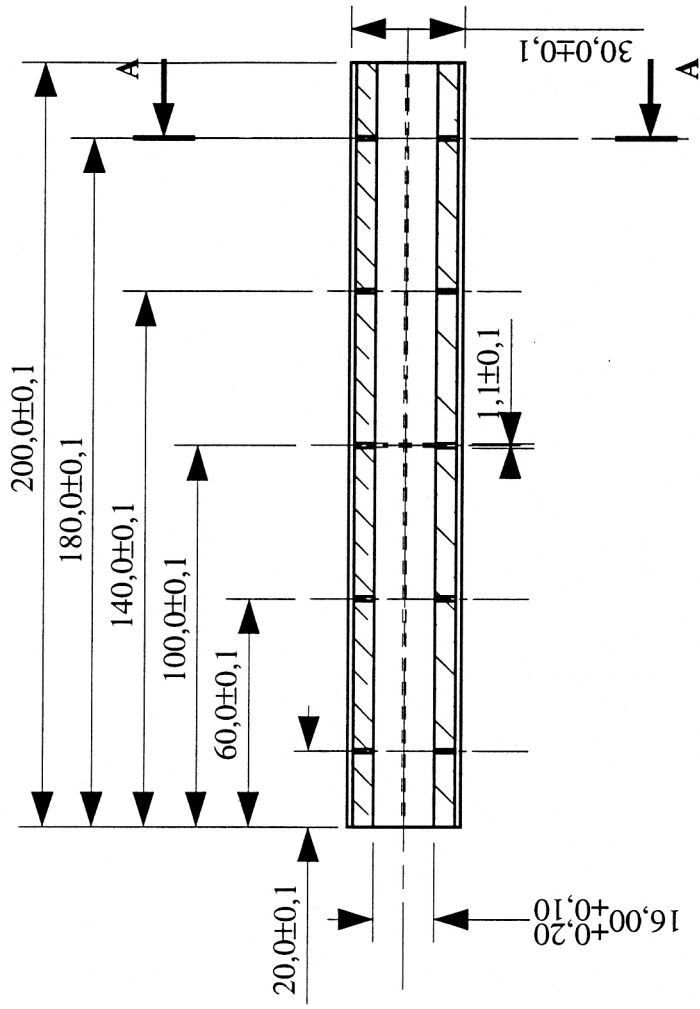


Coupe B-B


Ech : 1/2		Matière : cuivre	Date : 03/03/98	Nb : 1
Dessiné par : Cyril ROMESTANT		Désignation : Coquille évaporateur Ø=16 mm		




Coupe A-A



Coupe B-B

Ech : 2		Matière : Cuivre	Date : 10/03/98	Nb : 1
Dessiné par : Cyril ROMESTANT		Désignation : Coquille condenseur Ø=16 mm		

Ech : 1/2		Matière : cuivre	Date : 10/03/98	Nb : 1
Dessiné par : Cyril ROMESTANT		Désignation : Coquille condenseur Ø=16 mm		

Annexe A11

Dans cette annexe nous présentons la compilation des propriétés thermophysiques de l'eau et du méthanol à partir de l'ensemble des données à notre disposition. Les résultats obtenus montrent très clairement que beaucoup de propriétés sont assez mal connues et qu'il faut prendre des précautions dans l'utilisation de données issues notamment des ouvrages traitant des caloducs.

A11 Propriétés thermophysiques à l'état de saturation	11-4
1 Cadre de l'étude	11-4
2 Propriétés thermophysiques et références bibliographiques	11-4
3 Propriétés thermophysiques de <u>l'eau</u> à l'état de saturation	11-6
3.1 Pression de saturation	11-6
3.2 Chaleur latente de vaporisation	11-9
3.3 Tension de surface	11-11
3.4 Masse volumique de la phase vapeur	11-13
3.5 Masse volumique de la phase liquide	11-16
3.6 Conductivité thermique de la phase vapeur	11-18
3.7 Conductivité thermique de la phase liquide	11-20
3.8 Capacité calorifique à pression constante de la phase vapeur	11-22
3.9 Capacité calorifique à pression constante de la phase liquide	11-24
3.10 Viscosité dynamique de la phase vapeur	11-26
3.11 Viscosité dynamique de la phase liquide	11-28
4 Propriétés thermophysiques du <u>méthanol</u> à l'état de saturation	11-31
4.1 Pression de saturation	11-31
4.2 Chaleur latente de vaporisation	11-34
4.3 Tension de surface	11-36
4.4 Masse volumique de la phase vapeur	11-38
4.5 Masse volumique de la phase liquide	11-41
4.6 Conductivité thermique de la phase vapeur	11-43
4.7 Conductivité thermique de la phase liquide	11-45
4.8 Capacité calorifique de la phase vapeur	11-47
4.9 Capacité calorifique de la phase liquide	11-49
4.10 Viscosité dynamique de la phase vapeur	11-51
4.11 Viscosité dynamique de la phase liquide	11-53

A11 Propriétés thermophysiques à l'état de saturation

Les propriétés thermophysiques des fluides à l'état de saturation sont souvent considérées comme assez bien connues notamment pour des fluides tel que l'eau ou le méthanol. Toutefois, lorsque l'on compare les valeurs numériques fournies par différentes sources, des écarts importants peuvent apparaître entre les sources. Ceci peut conduire à des erreurs importantes lors de l'utilisation ou de l'établissement de corrélations ou de modèles numériques pour la détermination de limites de fonctionnement, de coefficients de transfert thermiques, ...

1 Cadre de l'étude

Dans le cadre d'une étude numérique des limites visqueuses et soniques (voir Lalli [1]), nous avons rassemblé l'ensemble des sources dont nous disposons afin de fournir les valeurs des propriétés thermophysiques sous forme de fonctions de la température de saturation. Ces fonctions sont établies par rapport à la source semblant la plus correcte.

Ce travail ne constitue pas une référence " absolue" mais tend à fournir une base de travail en limitant autant que possible les valeurs a priori aberrantes de certaines sources.

2 Propriétés thermophysiques et références bibliographiques

Pour chacune des propriétés thermophysiques, une figure représente l'ensemble des courbes disponibles, puis les fonctions sont exprimées en donnant une courbe de l'erreur commise en utilisant la fonction par rapport aux valeurs numériques de la référence retenue.

La liste des propriétés retenus est détaillée dans le tableau suivant:

Propriété thermophysique	unité
pression de saturation	Pa
chaleur latente de vaporisation ou enthalpie de changement de phase	J kg ⁻¹
Tension superficielle	N m ⁻¹
Masse volumique vapeur	Kg m ⁻³
Masse volumique liquide	Kg m ⁻³
Conductivité thermique vapeur	W m ⁻¹ K ⁻¹
Conductivité thermique liquide	W m ⁻¹ K ⁻¹
Capacité calorifique vapeur à pression constante	J kg ⁻¹ K ⁻¹
Capacité calorifique liquide à pression constante	J kg ⁻¹ K ⁻¹
Viscosité dynamique vapeur	Pa s (Pl)
Viscosité dynamique liquide	Pa s (Pl)

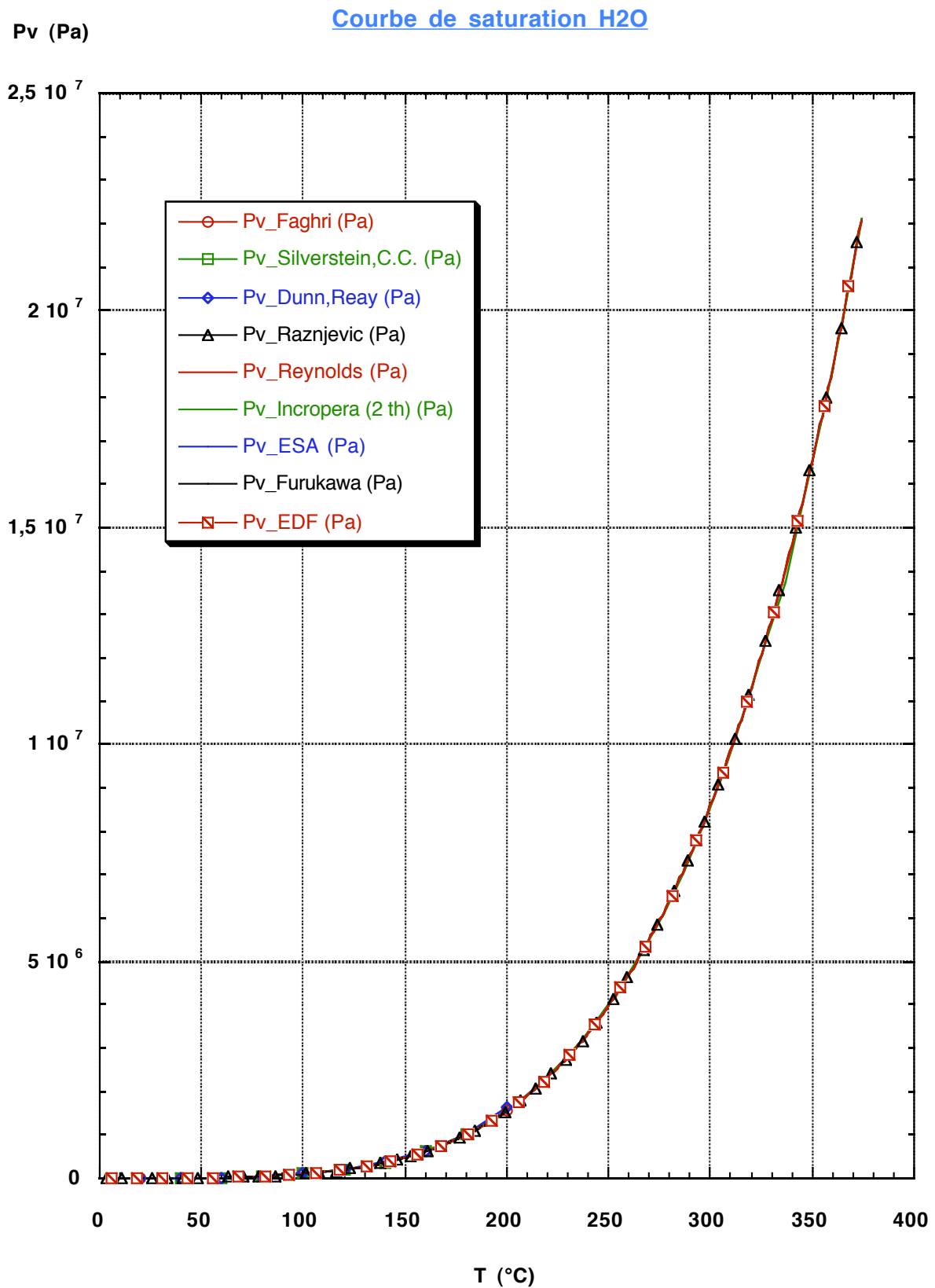
Les références utilisées sont les suivantes :

- 1) **Dunn P.D., Reay D.A.** voir références générales [L1]
- 2) **Faghri A.** voir références générales [L2]
- 3) **Silverstein C.C.** voir références générales [L6]
- 4) **Raznjevic K.** « Handbook of thermodynamic tables » second edited and revised edition, Begell House, ISBN 1-56700-046-0, **1995**
- 5) **Reynolds W.C.** « Thermodynamic properties in SI » Departement of mechanicalengineering, Stanford University, ISBN 0-917606-05-1, **1979**
- 6) **Vargaftik N.B., Vinigradov Y.K., Yargin V.S.** voir référence générales [L7]
- 7) **Incropera F.P., De Witt D.P.** « Fundamentals of heat and mass transfer » fourth edition, John Wiley & Sons, ISBN 0-471-30460-3 **1996**
- 8) **De Vriendt A.B.** « La transmission de la chaleur, Volume I, Tome 2, La conduction (suite et appendices) », troisième édition, Gaëtan Morin éditeur, ISBN 2-89105-344-3, **1990**
- 9) **Furukawa M.** « Practical expressions for thermodynamic and transport properties of commonly used fluids », J. of thermophysics Vol.5, N°4, **1991**
- 10) **LTEE** Laboratoire des technologies electyochimiques et des electrotechnologies d'Hydro Quebec, Quebec, Canada, rapport interne sur les propriétés thermophysiques de différentes substances ; origine non spécifiées, **“1990”**
- 11) **ESA** « Spacecraft thermal control design data - volume 1 », ESTEC contract N°2124/73, **1975**
- 12) **EDF** base de données informatique interne sur les propriétés thermophysiques de certain fluide, **“1995”**

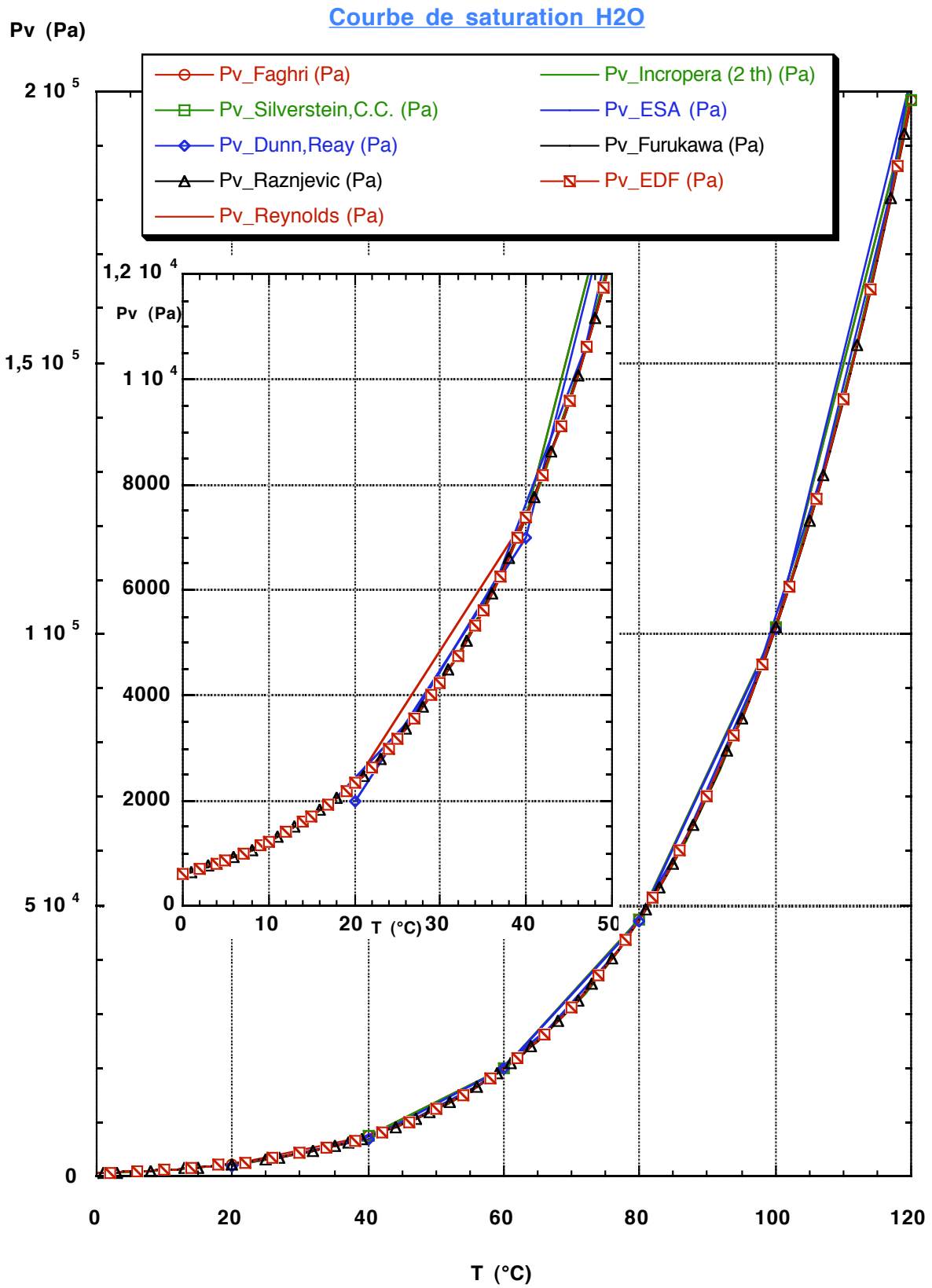
1 **Lalli L.** « Etude hydrodynamique des limites de fonctionnement liées à la phase vapeur dans les caloducs » Projet de fin d'étude, ENSMA, LET, **1999**

3 Propriétés thermophysiques de l'eau à l'état de saturation

3.1 Pression de saturation

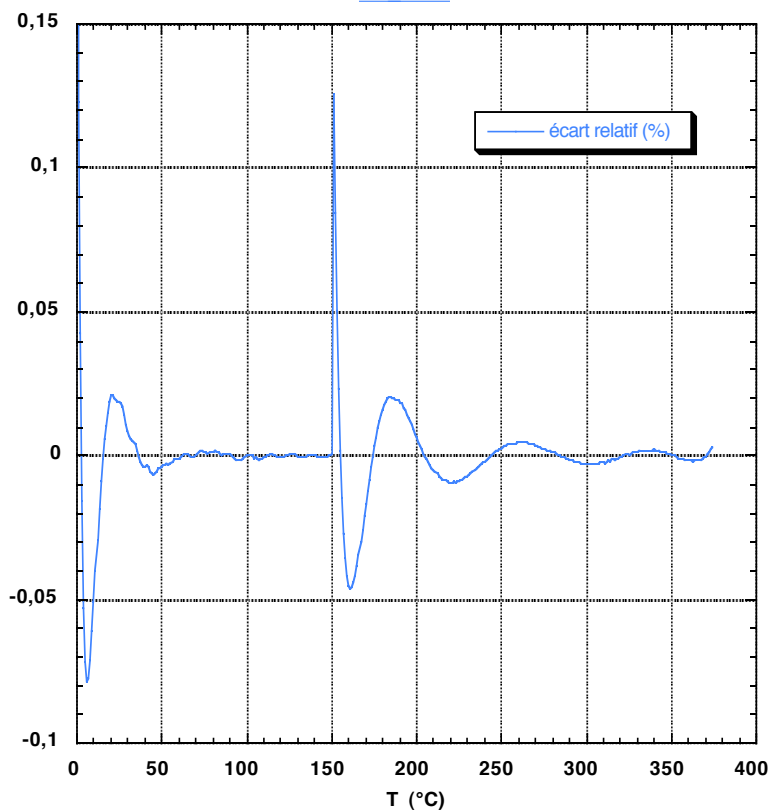


Pression de saturation entre 0°C et 120°C



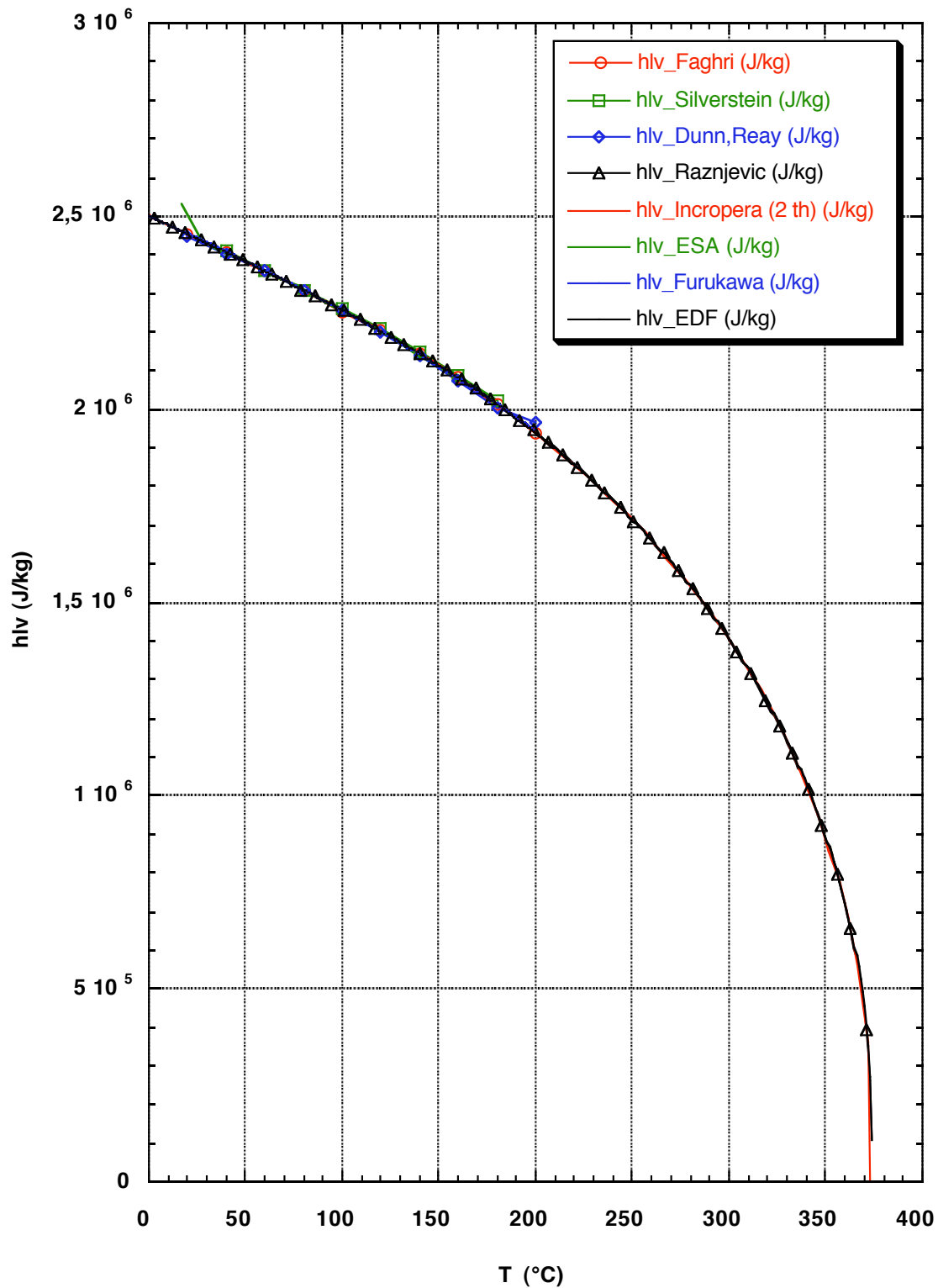
Température (°C)	Pression de saturation H2O (Pa) (ref. EDF)
[0;374]	$P_v = a + b \cdot T + c \cdot T^2 + d \cdot T^3 + e \cdot T^4 + f \cdot T^5 + g \cdot T^6 + h \cdot T^7$
[0;151[
a	609,413
b	45,1099
c	1,34144
d	0,0305417
e	0,00020841
f	3,17535E-06
g	9,4206E-10
h	-1,28818E-11
[151;374]	
a	-14628154,5
b	458071,505
c	-6079,45891
d	44,4386661
e	-0,192744938
f	0,000503427
g	-7,19977E-07
h	4,38392E-10

Ecart relatif EDF / interpolation
Pv H2O

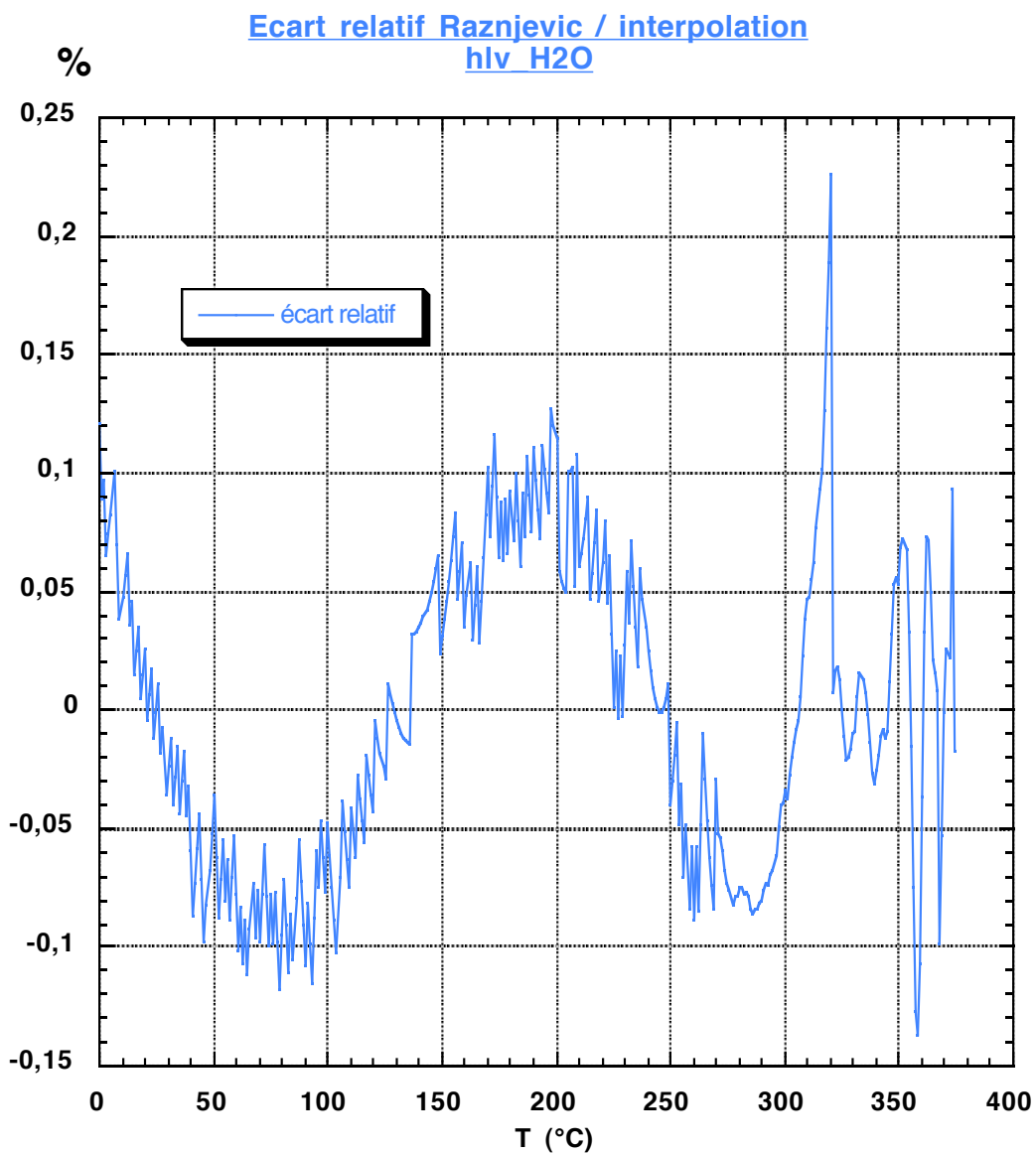


3.2 Chaleur latente de vaporisation

Chaleur latente de vaporisation H2O

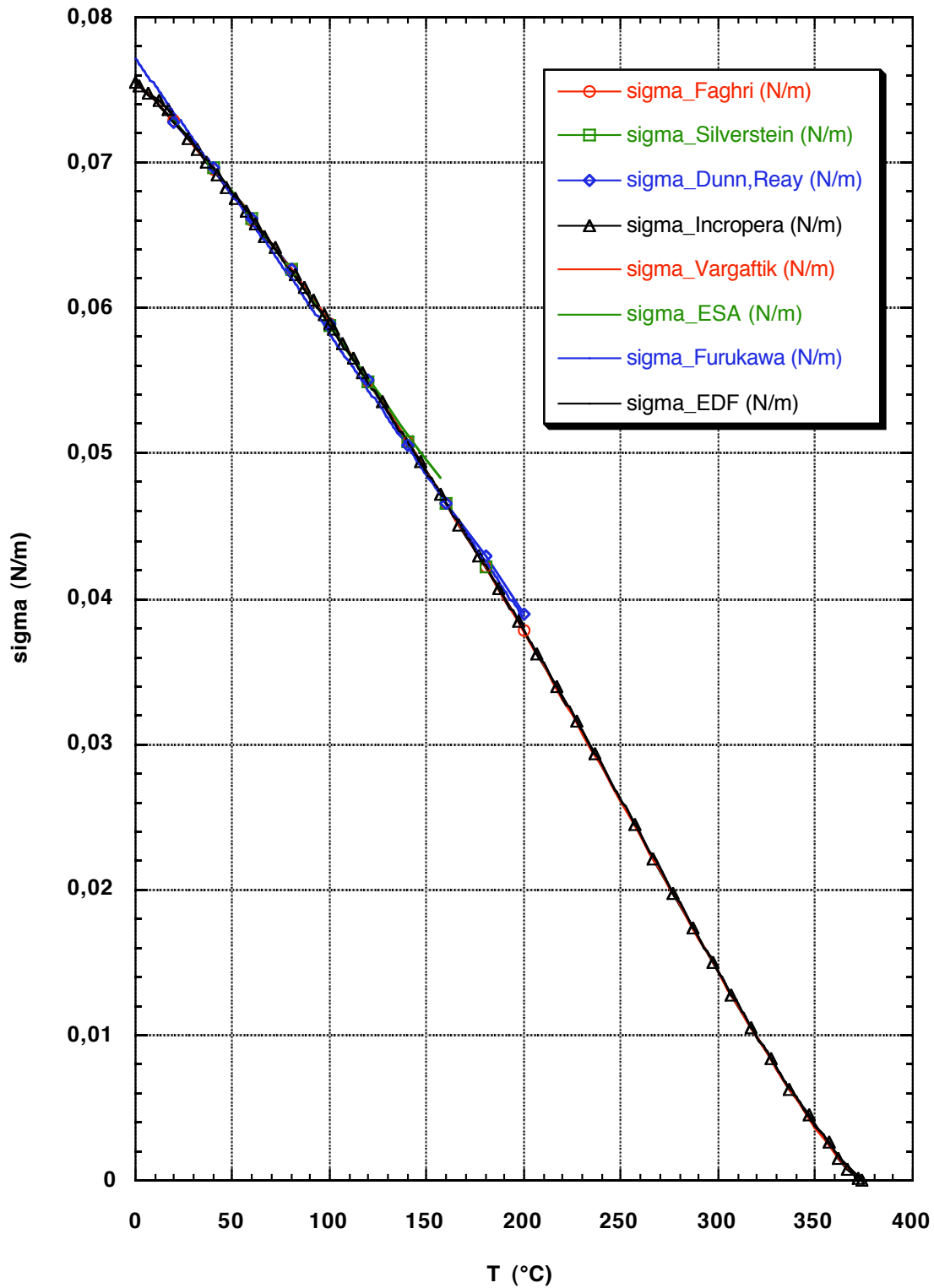


Température (K)	Chaleur latente de vaporisation H2O (J/kg) (ref. Raznjevic 2nd)
[273,16;647,15]	$h_{lv}=(a+b*T+c*T^2)*(1-d*T)^e$
[273,16;594,15[
a	3097049,2
b	-319,47065
c	2,3687242
d	0,001547752
e	0,44301835
[594,15;647,15]	
a	3757930,1
b	-1230,8602
c	0,9815399
d	0,001544878
e	0,40403204

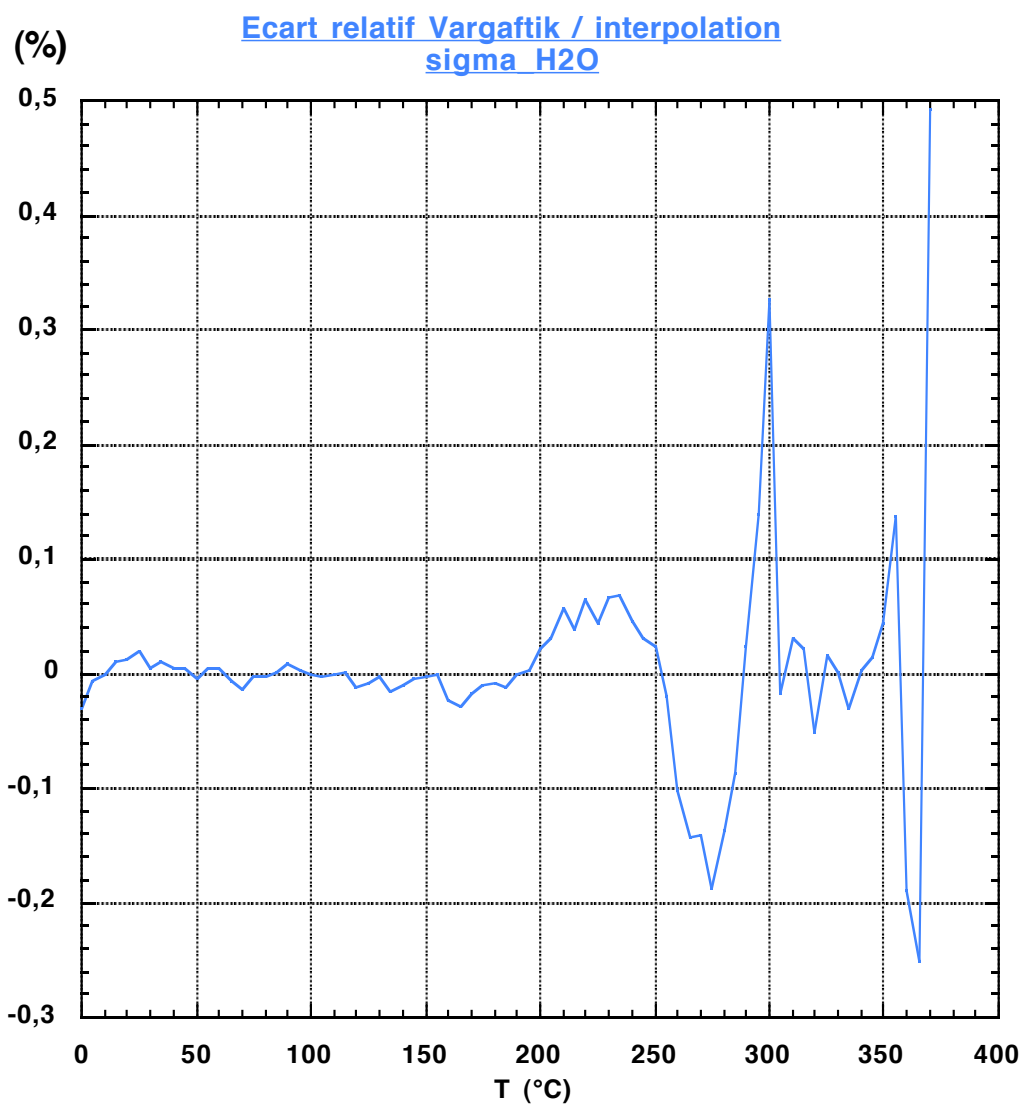


3.3 Tension de surface

Tension superficielle H2O

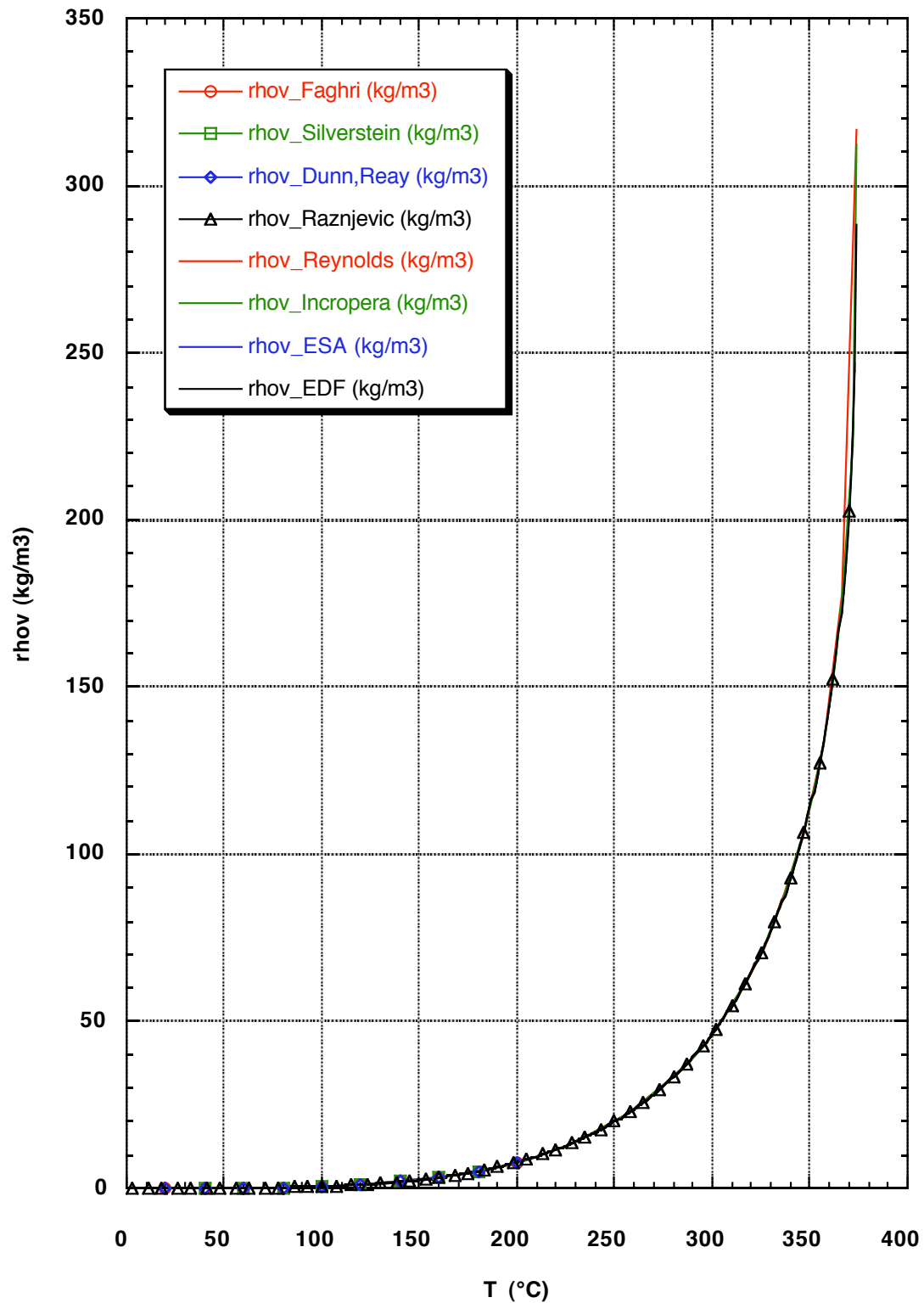


Température (°C)	Tension superficielle H2O (N m ⁻¹) (ref. Vargaftik 3rd)
[0,01;374]	$\sigma=a+b*T+c*T^2+d*T^3+e*T^4$
[0,01;305[
a	0,075664155
b	-0,000140525
c	-2,83444E-07
d	8,41294E-11
e	4,91995E-13
[305;374]	
a	1,1427024
b	-0,013416801
c	6,17749E-05
d	-1,29176E-07
e	1,01814E-10

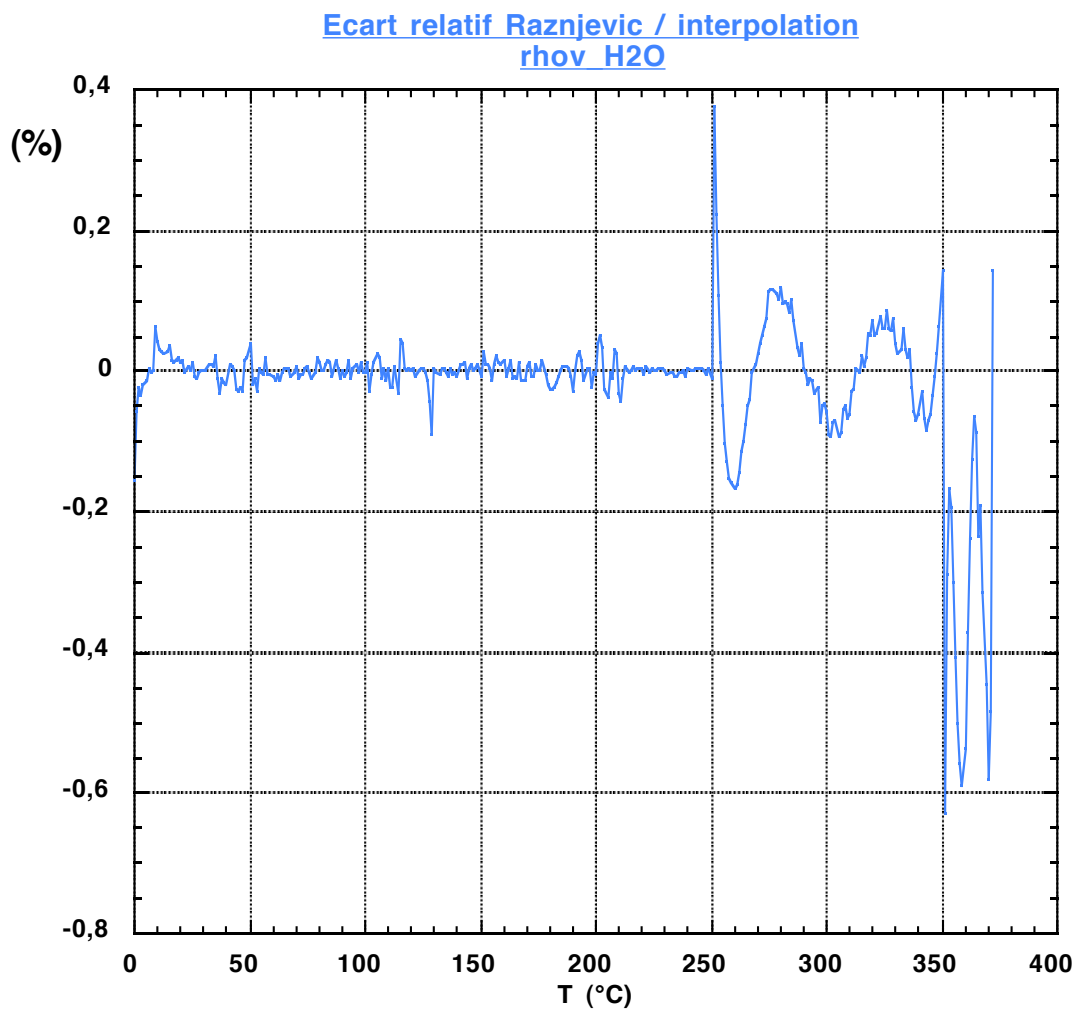


3.4 Masse volumique de la phase vapeur

Masse volumique H2O vapeur

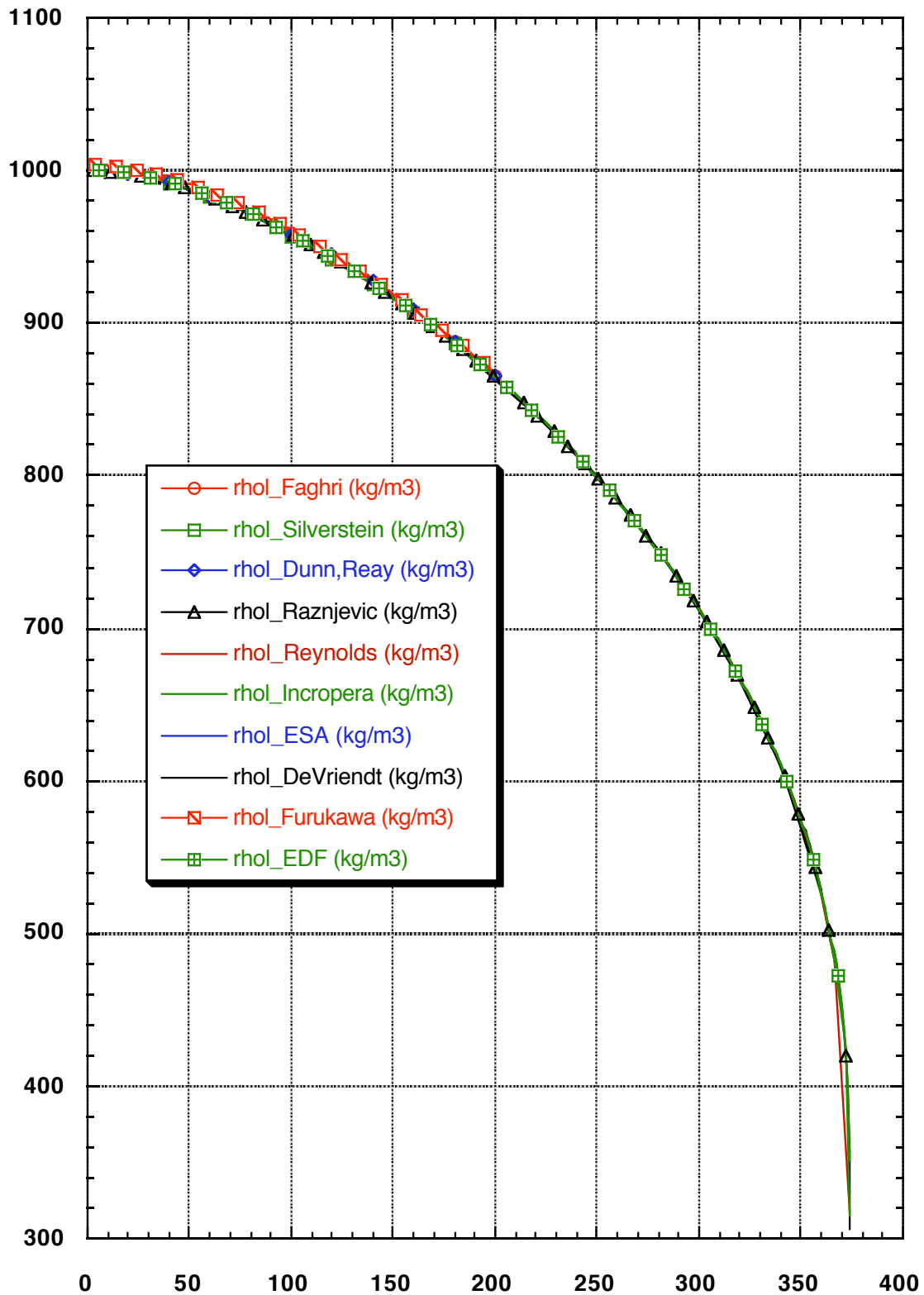


Température (°C)		Masse volumique H2O vapeur (kg/m ³) (réf. Raznjevic 2nd)		
[0,01;372]		$\rho_{\text{hov}}=a+b*T+c*T^2+d*T^3+e*T^4+f*T^5+g*T^6+h*T^7+i*T^8+j*T^9$		
[0,01;251]	a	0,00485157		
	b	0,000333115		
	c	1,01788E-05		
	d	1,74397E-07		
	e	1,65342E-09		
	f	1,33244E-11		
	g	-1,41309E-14		
	h	-6,8821E-18		
	i	-1,03693E-19		
	j	6,58022E-22		
[251;351]	a	-16019,742	[351;372]	6294380,8
	b	281,24351		-58818,426
	c	-1,9745383		165,76427
	d	0,006933389		-0,007254479
	e	-1,21816E-05		-0,000627896
	f	8,58866E-09		7,08172E-07



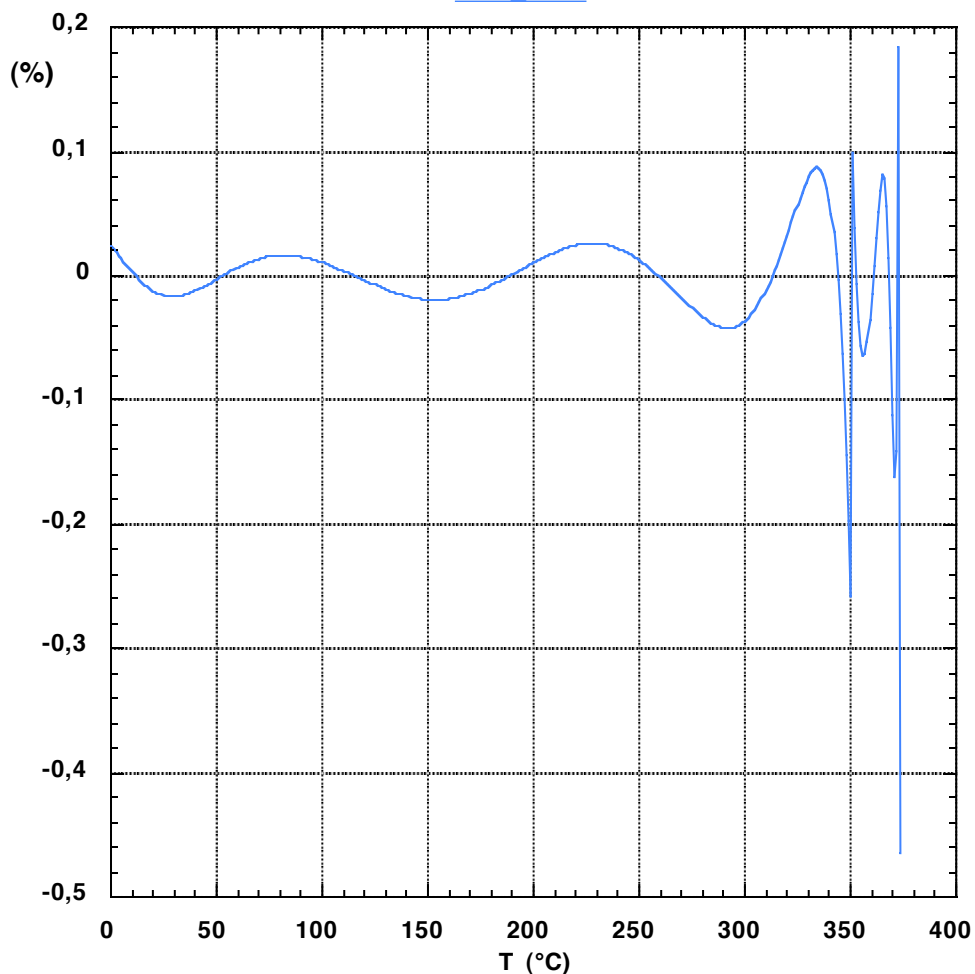
3.5 Masse volumique de la phase liquide

Masse volumique H2O liquide



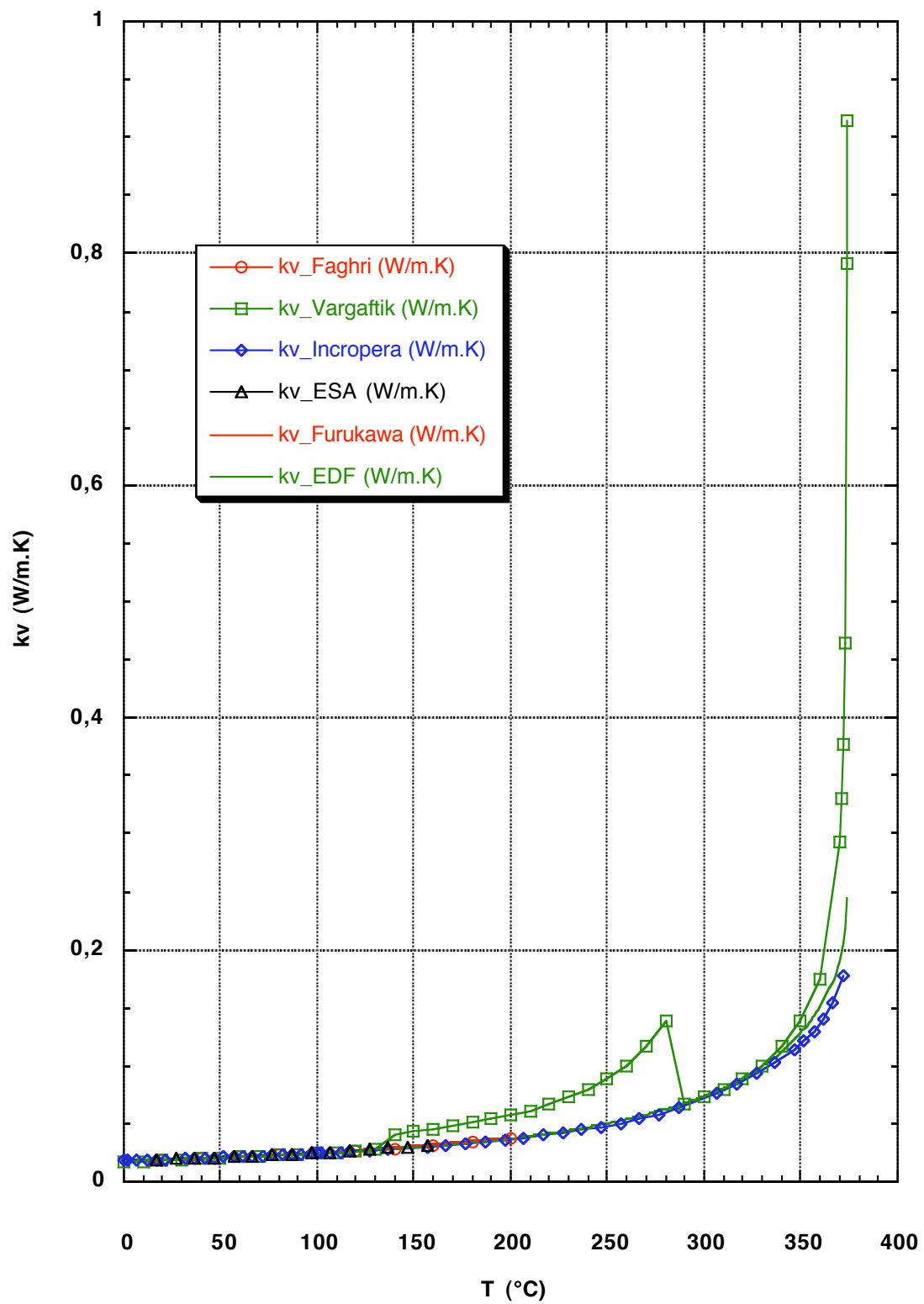
Température (°C)	Masse volumique H2O liquide (kg/m3) (ref. EDF)
[0;351[$\rho_{\text{hol}}=a+b*T+c*T^2+d*T^3+e*T^4+f*T^5+g*T^6$
a	999,53
b	0,105057
c	-0,00927676
d	6,63361E-05
e	-3,33288E-07
f	8,68074E-10
g	-9,3899E-13
Température (K)	
[624,15;647,15]	$\rho_{\text{hol}}=a+b*(1-f*T)^{(1/3)}+c*(1-f*T)^{(2/3)}+d*(1-f*T)+e*(1-f*T)^{(4/3)}$
a	-35,908403
b	6284,2427
c	-33706,916
d	90924,775
e	-89974,077
f	0,001543243

Ecart relatif EDF / interpolation
rhoL H2O



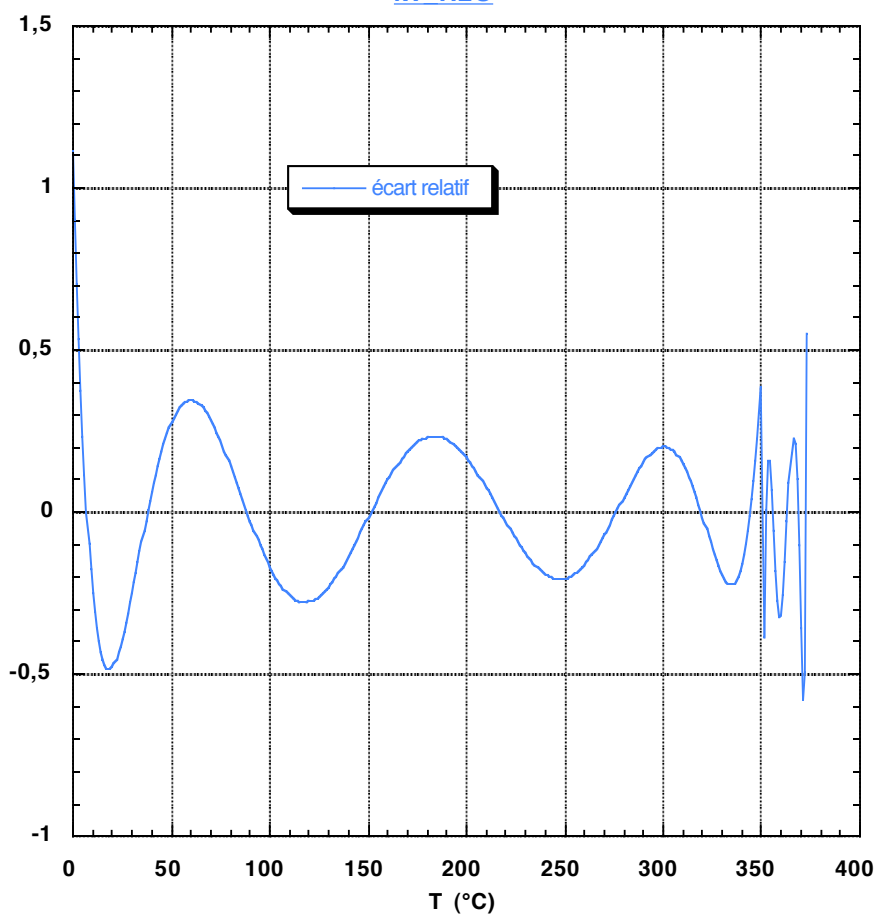
3.6 Conductivité thermique de la phase vapeur

Conductivité thermique H2O vapeur



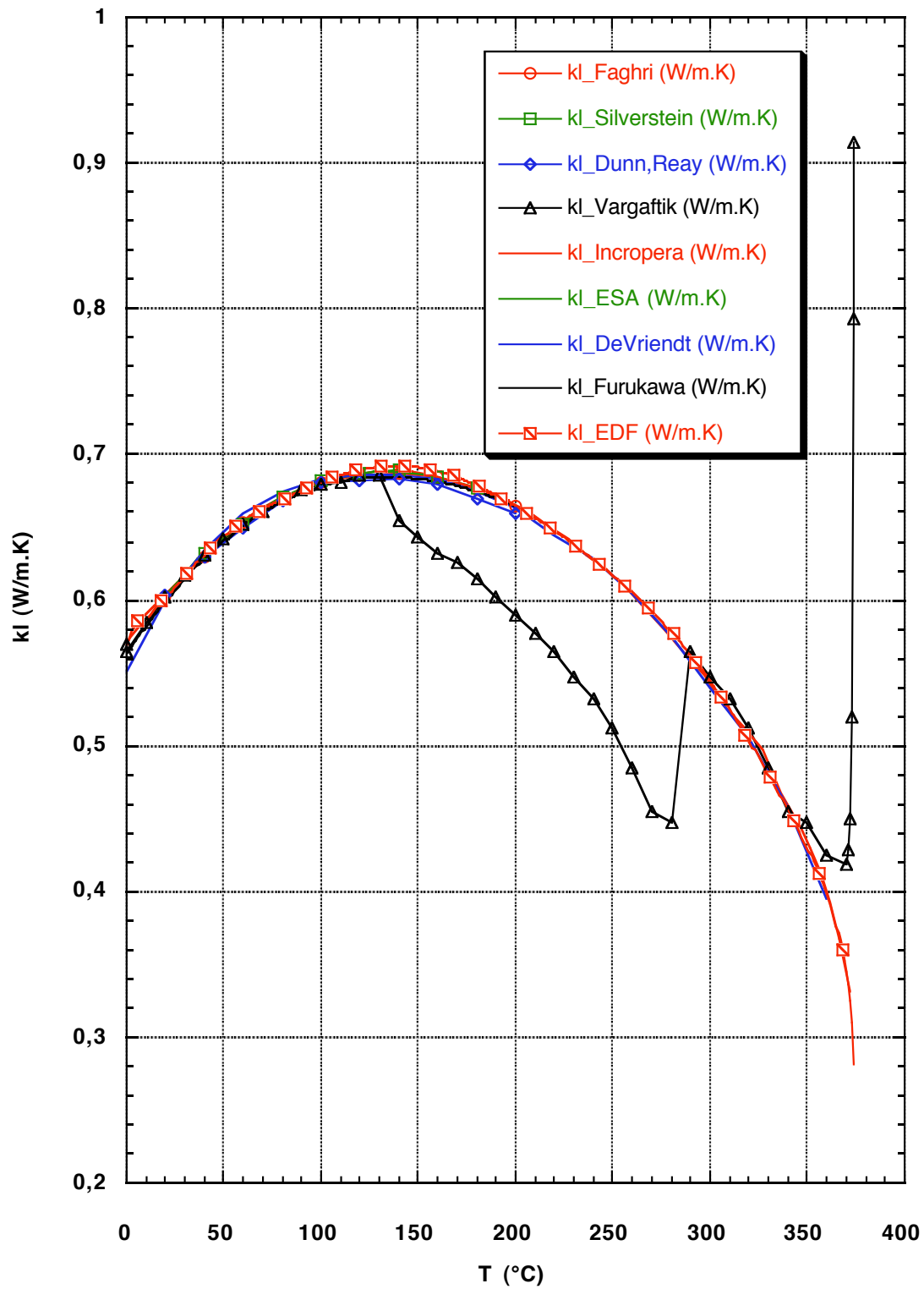
Température (°C)	Conductivité thermique H2O vapeur (W/m.K) (réf. EDF)
[0;373]	$kv=a+b*T+c*T^2+d*T^3+e*T^4+f*T^5+g*T^6+h*T^7$
[0;351[
a	0,0174048
b	9,78562E-05
c	-1,68953E-06
d	3,35788E-08
e	-3,08771E-10
f	1,49477E-12
g	-3,57236E-15
h	3,40887E-18
[351;373]	
a	6086,9689
b	-55,387385
c	0,14455435
d	5,49778E-05
e	-7,15048E-07
f	7,54704E-10

Ecart relatif EDF / interpolation
kv H2O



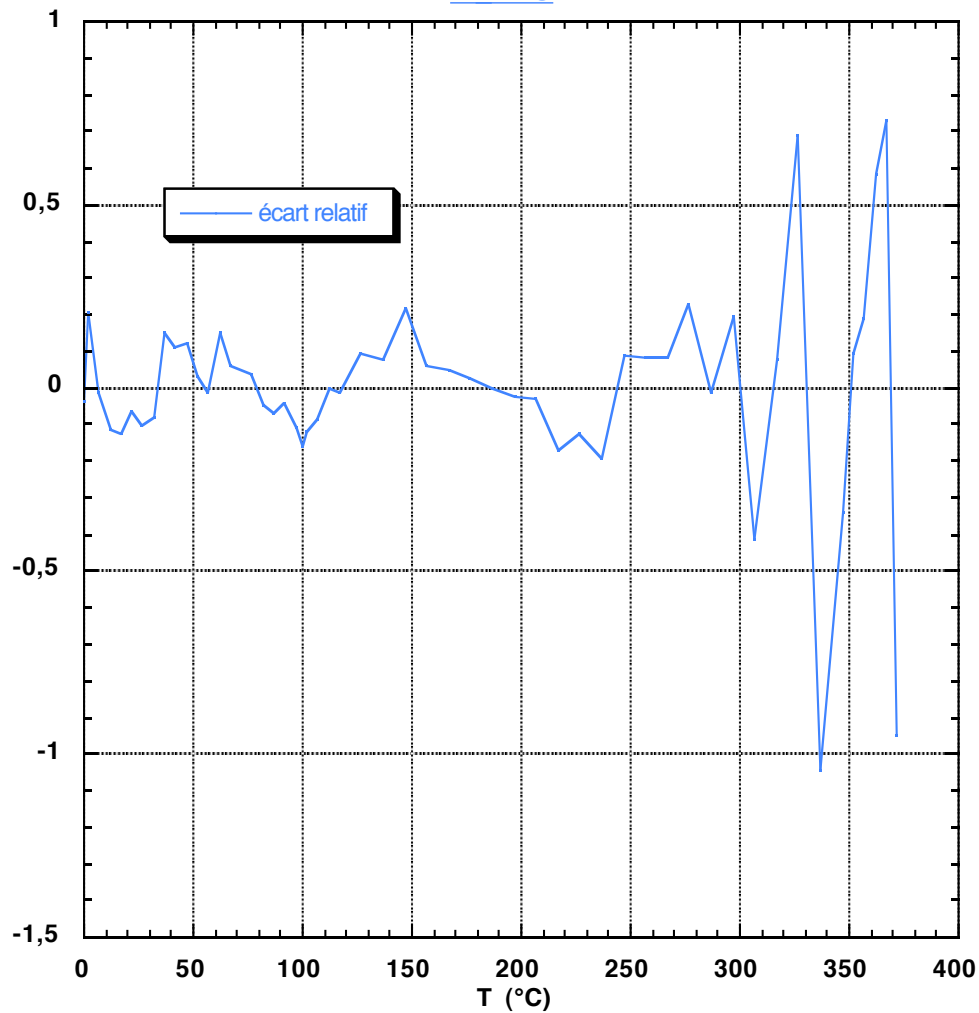
3.7 Conductivité thermique de la phase liquide

Conductivité thermique H2O liquide



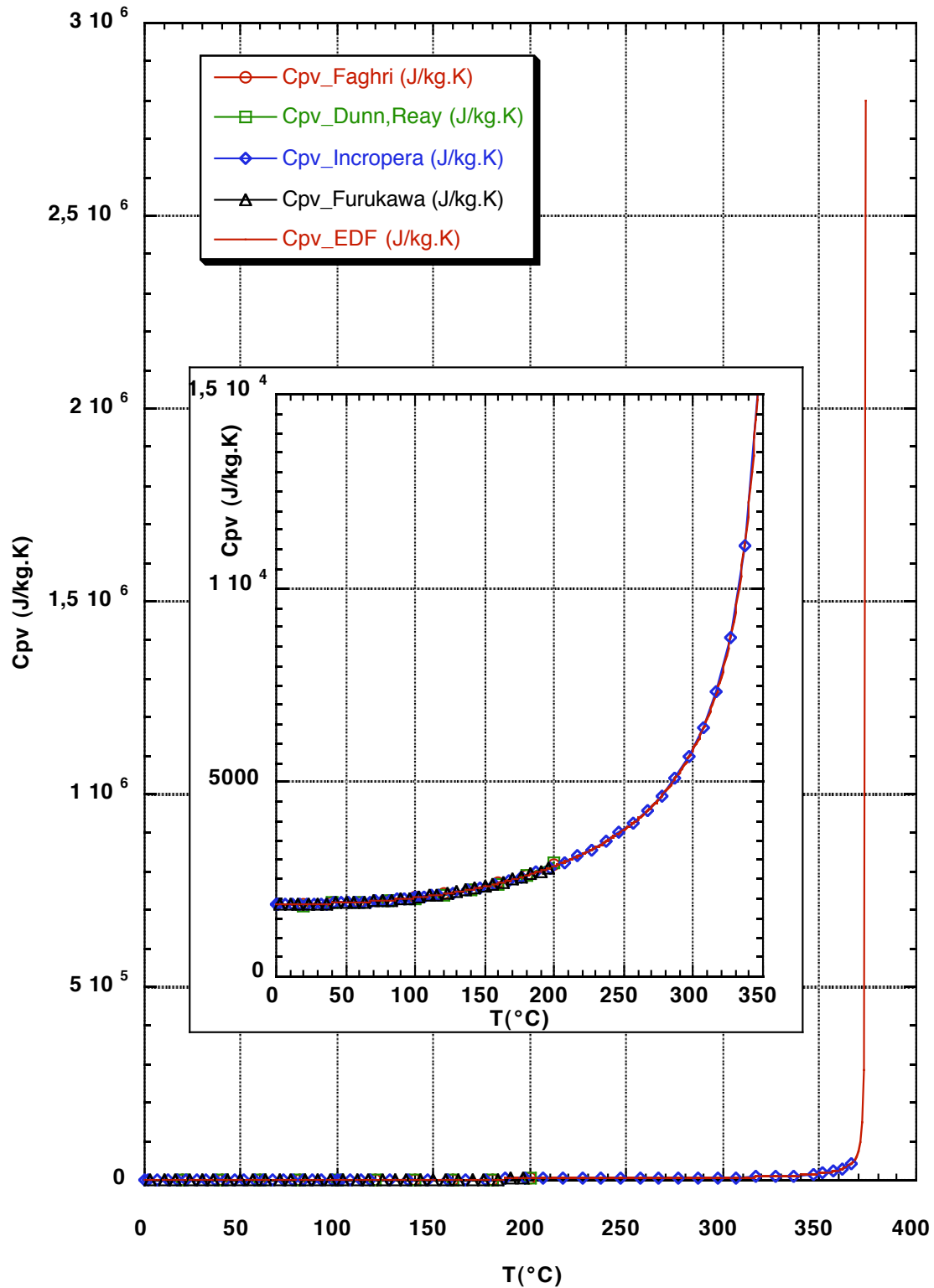
Température (°C)	Conductivité thermique H2O liquide (W/m.K) (ref. Incropera 2nd)
[0;371,85]	$k_l = a + b \cdot T + c \cdot T^2 + d \cdot T^3 + e \cdot T^4 + f \cdot T^5 + g \cdot T^6 + h \cdot T^7 + i \cdot T^8$
a	0,56919
b	0,0019888
c	-0,000017349
d	2,5422E-07
e	-3,19004E-09
f	2,1848E-11
g	-8,1672E-14
h	1,5688E-16
i	-1,21184E-19

**Ecart relatif Incropera / interpolation
k_l H2O**



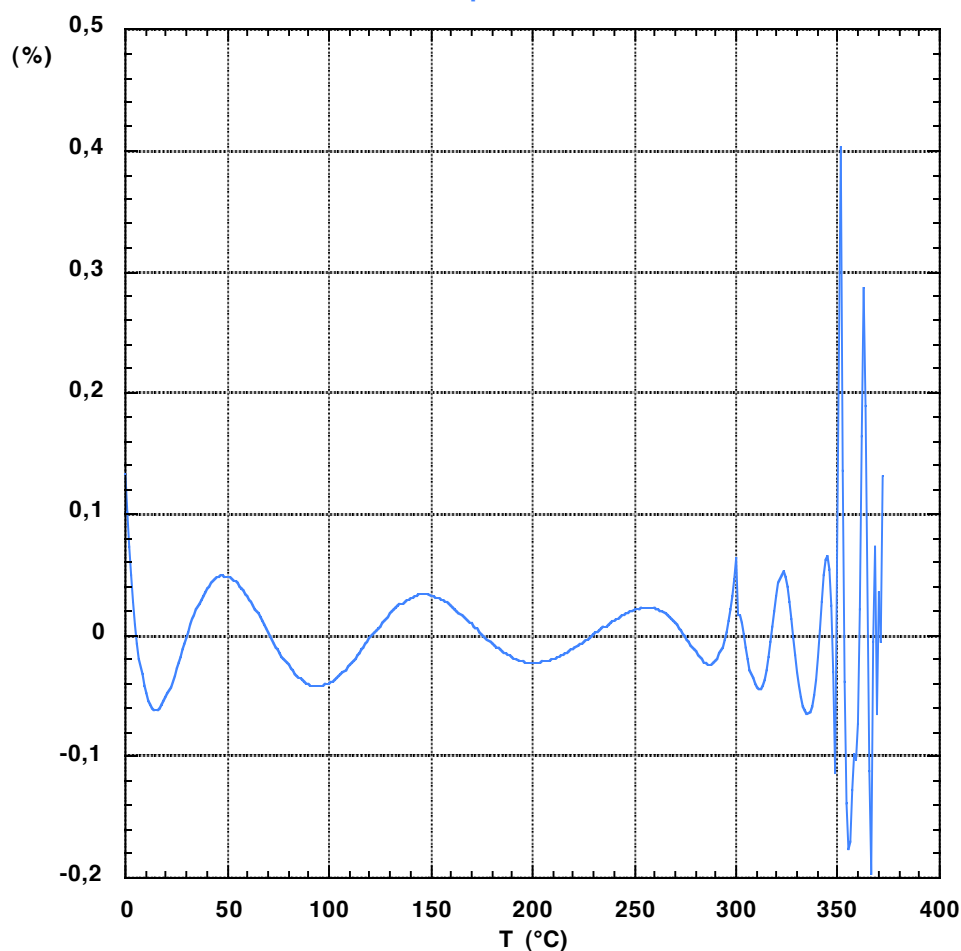
3.8 Capacité calorifique à pression constante de la phase vapeur

Capacité calorifique H2O vapeur



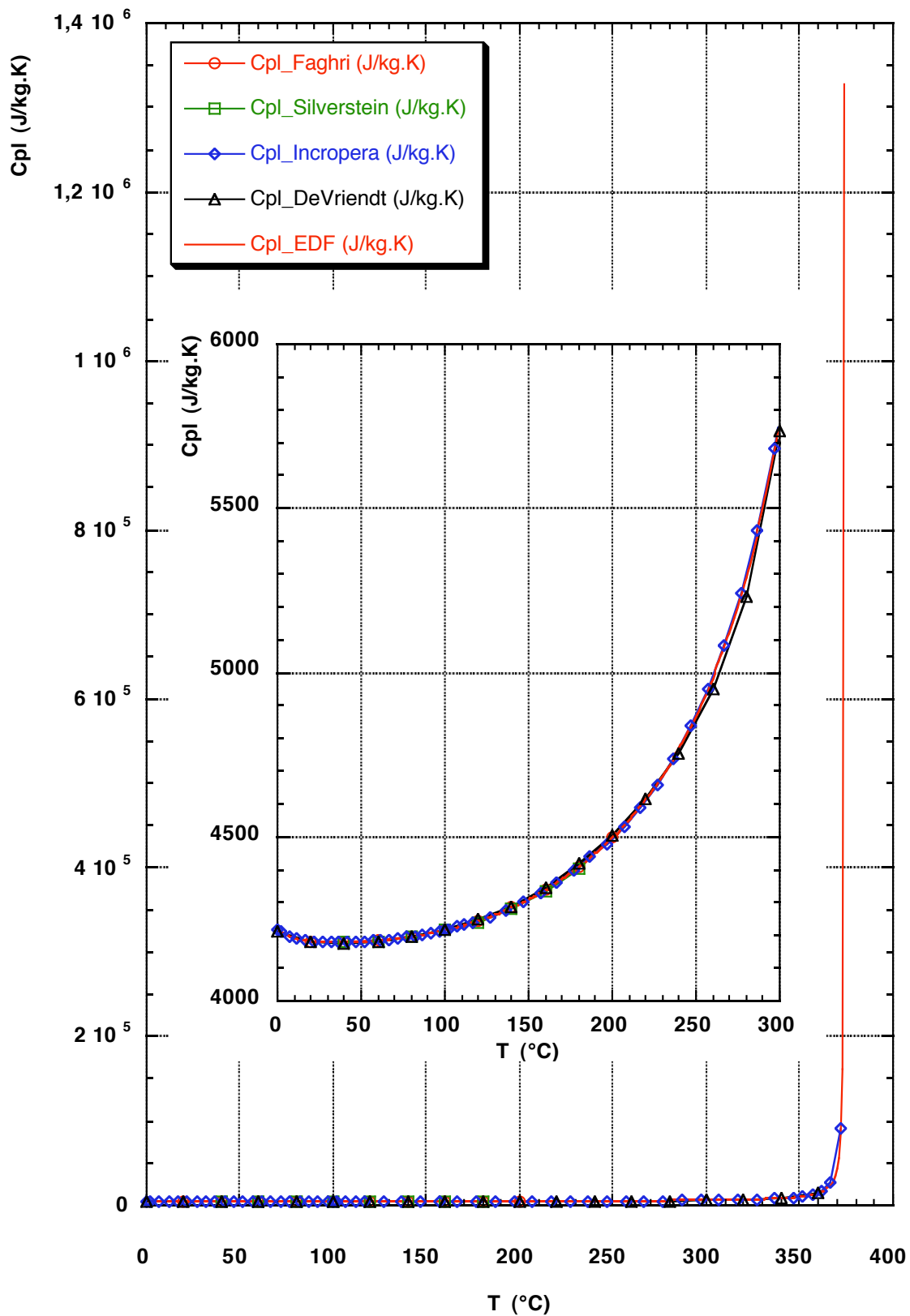
Température (°C)		Capacité calorifique H2O vapeur (W/m.K) (ref. EDF)	
[0;351[$C_{pv}=a+b*T+c*T^2+d*T^3+e*T^4+f*T^5+g*T^6+h*T^7$	
[0;300]	a	1851,76	11320940,6
	b	1,09365	-147927,47
	c	-0,0306497	725,51827
	d	0,000877407	-1,582934
	e	-9,00761E-06	0,001297005
	f	5,41646E-08	
	g	-1,6396E-10	
	h	1,99434E-13	
[351;371]		$C_{pv}=a+b/(1-e*(T+273.15))+c/(1-e*(T+273.15))^2+d/(1-e*(T+273.15))^3$	
a		4779,5706	
b		441,56103	
c		1,0343566	
d		0,008215197	
e		0,001540721	

**Ecart relatif EDF / interpolation
Cpv H2O**



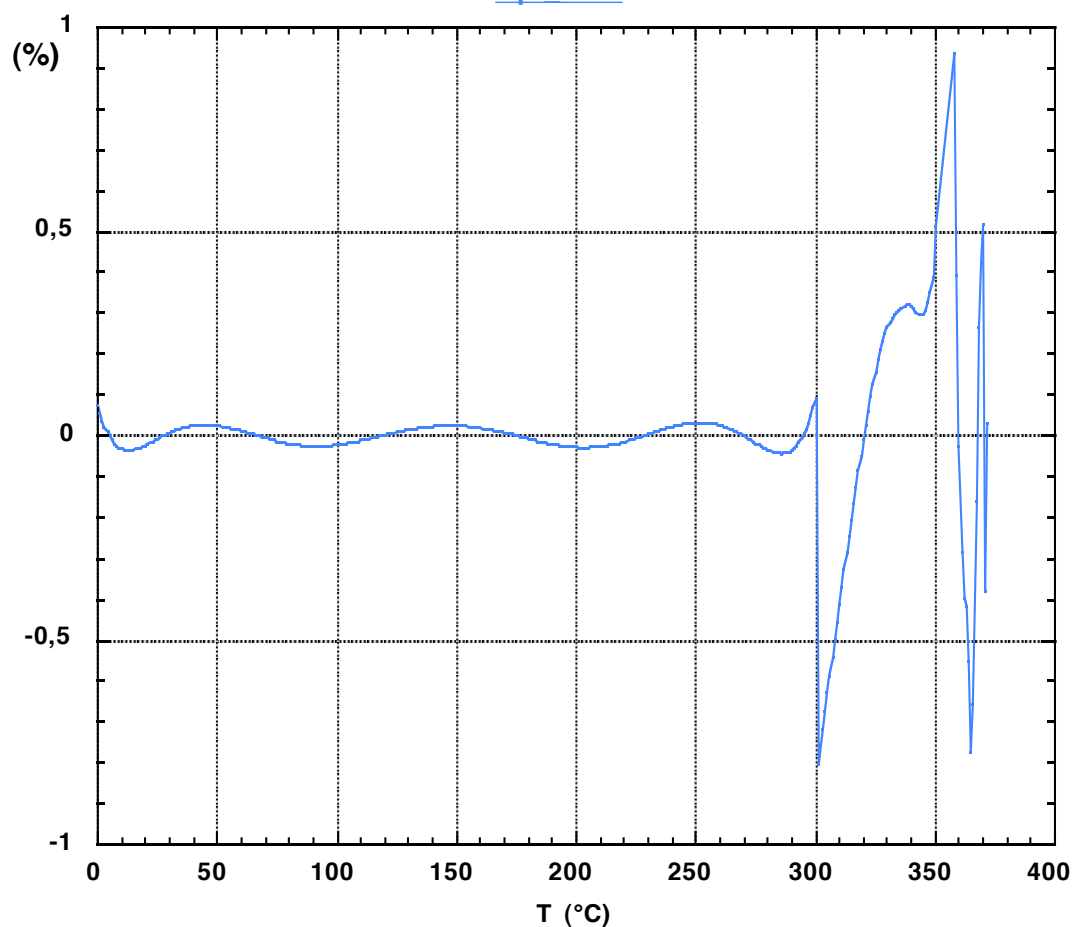
3.9 Capacité calorifique à pression constante de la phase liquide

H2O Cpl



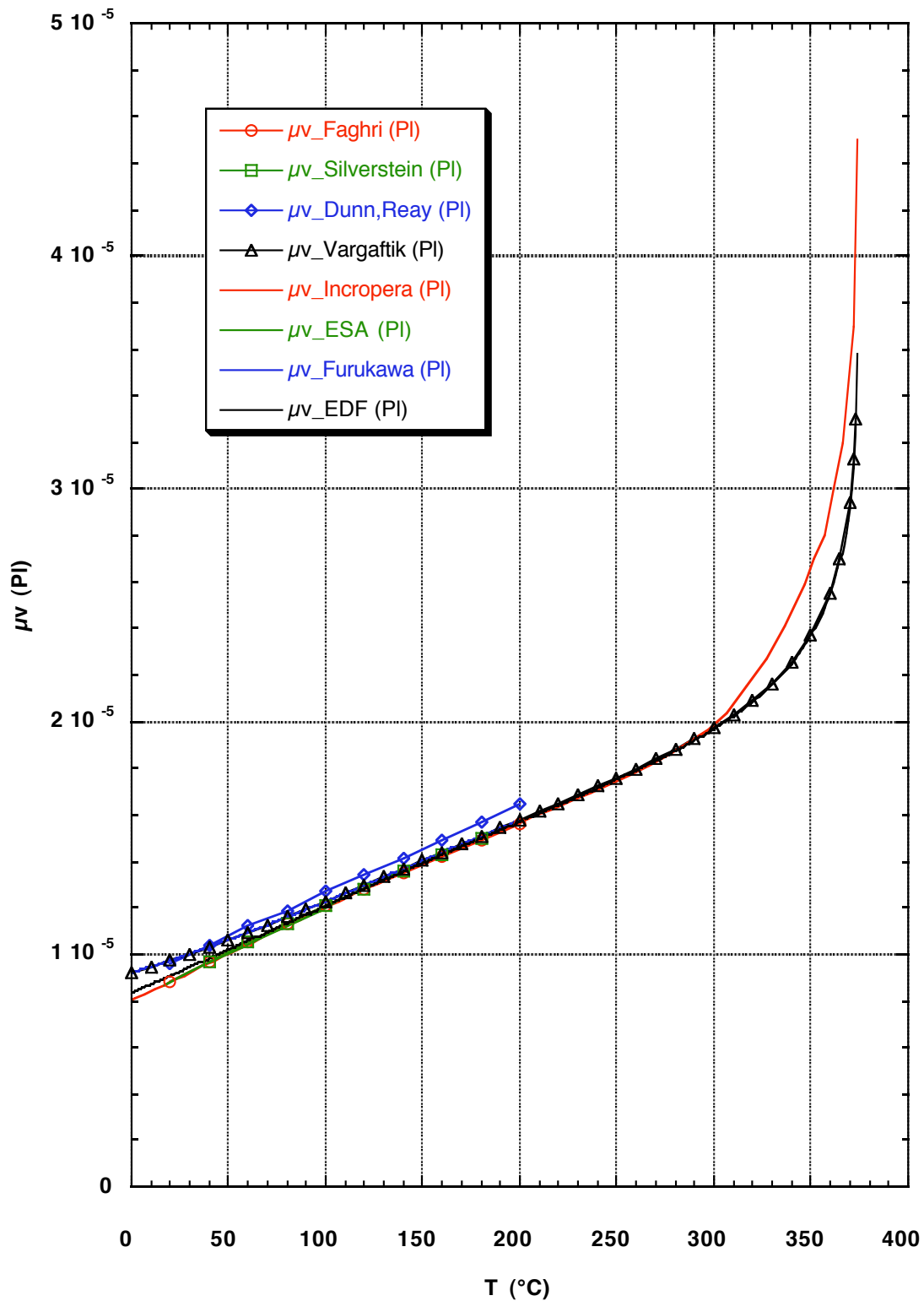
Température (°C)	Capacité calorifique H2O liquide (W/m.K) (ref. EDF)
[0;301[$C_{pl}=a+b*T+c*T^2+d*T^3+e*T^4+f*T^5+g*T^6$
a	4214,22
b	-2,59809
c	0,0652369
d	-0,000750673
e	5,00373E-06
f	-1,60909E-08
g	2,0973E-11
[301;372]	$C_{pl}=a+b/(1-e*(T+273.15))+c/(1-e*(T+273.15))^2+d/(1-e*(T+273.15))^3$
a	3766,98
b	233,899
c	0,368237
d	0,002652
e	0,00154218

**Ecart relatif EDF / interpolation
Cpl H2O**



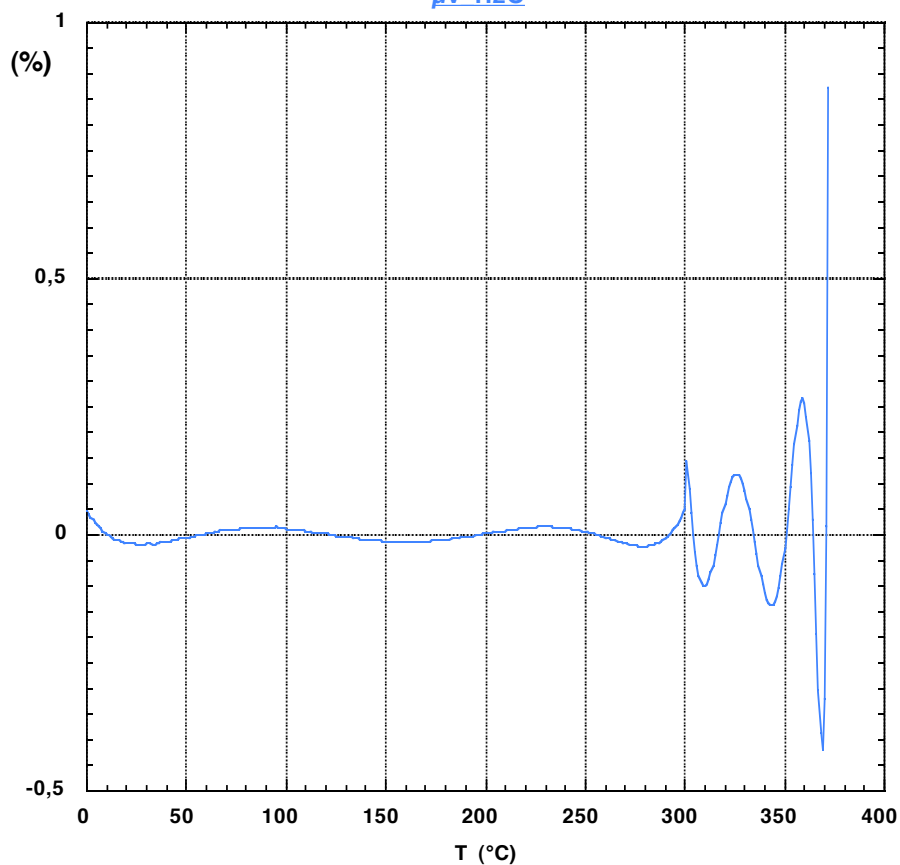
3.10 Viscosité dynamique de la phase vapeur

Viscosité dynamique H2O vapeur



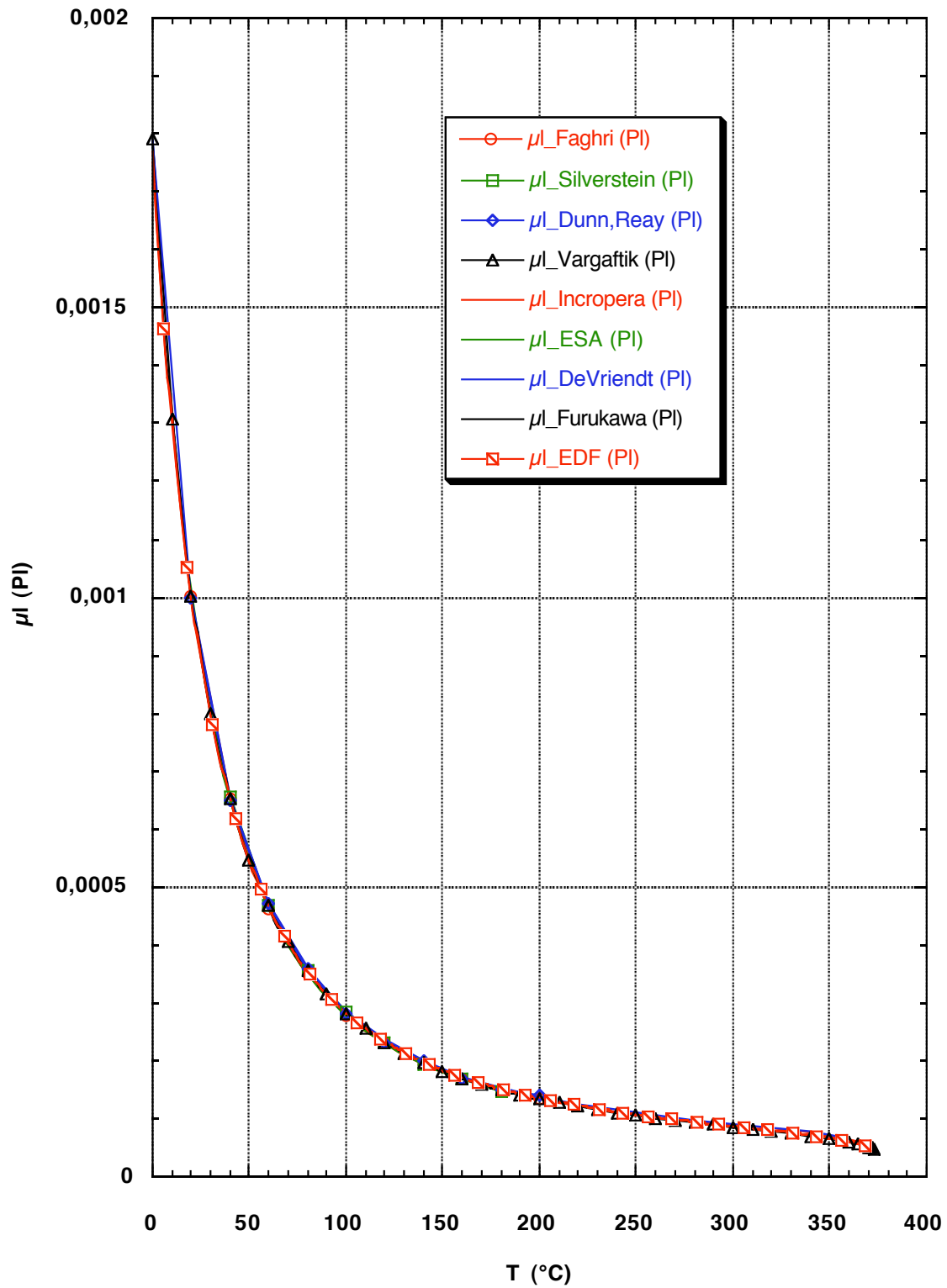
Température (°C)	Viscosité dynamique H2O vapeur (Pl) (ref. EDF)
[0;372]	$\mu v = a + b * T + c * T^2 + d * T^3 + e * T^4 + f * T^5 + g * T^6 + h * T^7 + i * T^8 + j * T^9$
[0;301]	
a	8,33763E-06
b	3,72538E-08
c	-2,04459E-12
d	1,31865E-13
e	-1,18329E-15
f	2,61955E-18
[301;372]	
a	0,051243724
b	-0,000436926
c	-2,54253E-07
d	1,05132E-08
e	-1,23726E-11
f	-8,47805E-14
g	-1,61826E-17
h	1,47379E-18
i	-3,64972E-21
j	2,74618E-24

Ecart relatif EDF / interpolation
 μv H2O

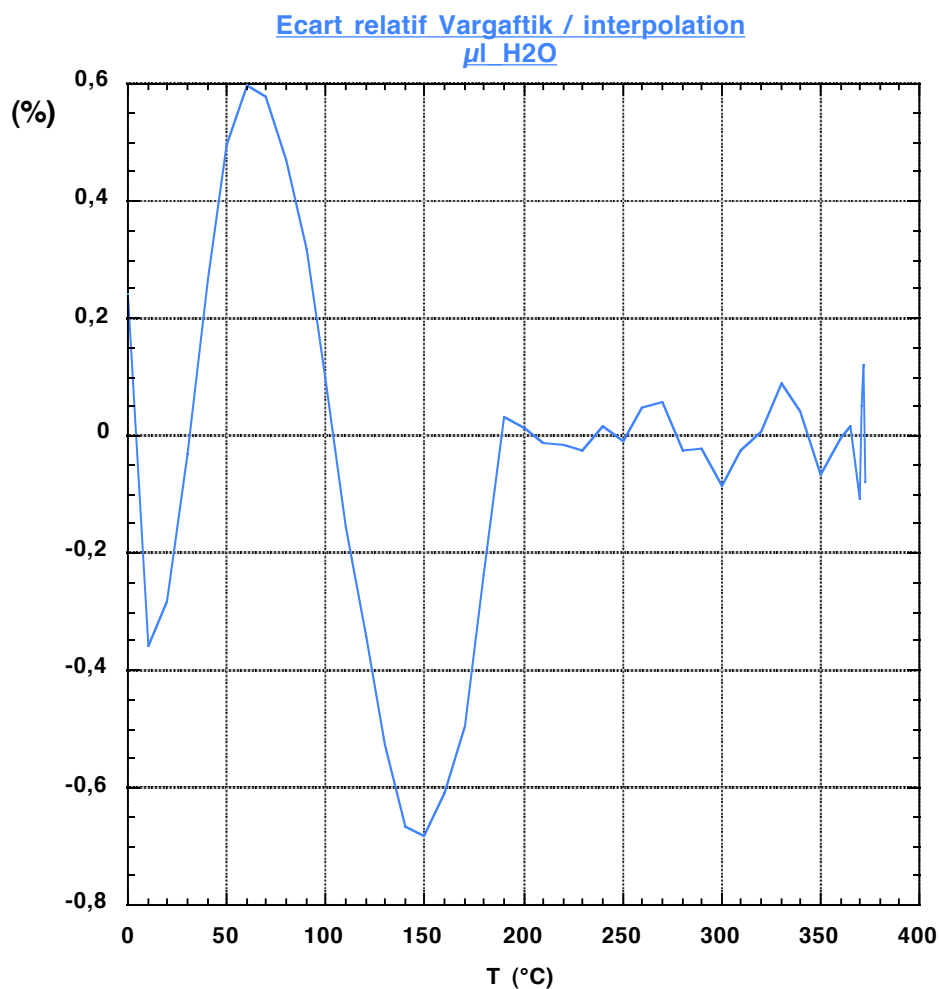


3.11 Viscosité dynamique de la phase liquide

Viscosité dynamique H2O liquide



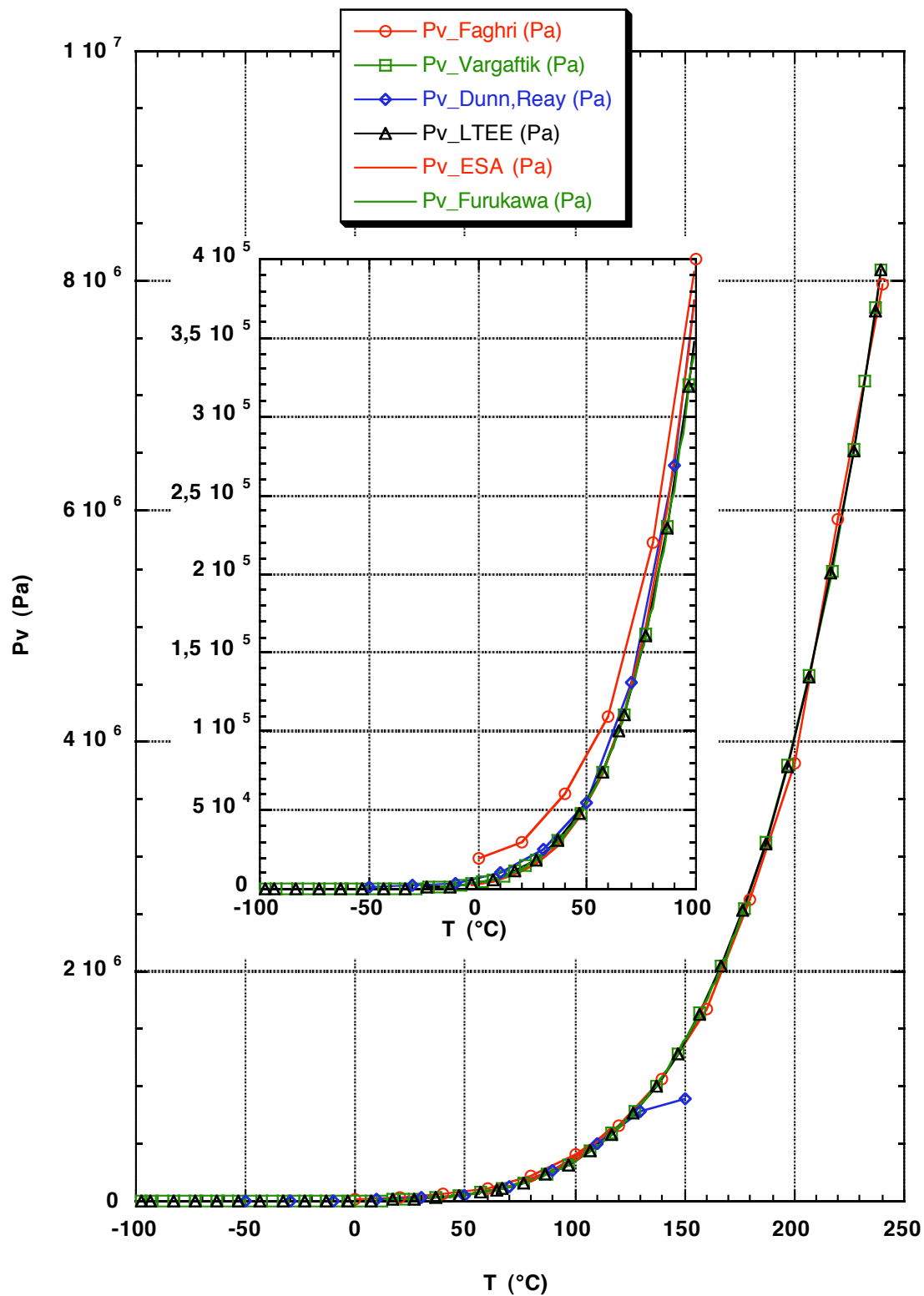
Température (°C)	Viscosité dynamique H2O liquide (Pl) (ref. Vargaftik 3rd)
[0;190]	$\mu_l = a \cdot \exp(b+c/(T+273.15)+d/(T+273.15)^2+e/(T+273.15)^3)$
a	0,000540626
b	-5,5963034
c	3440,2708
d	-1038292,5
e	165353737,3
]190;373]	$\mu_l = a+b \cdot T+c \cdot T^2+d \cdot T^3$
]190;350]	
a	0,000483594
b	-3,24107E-06
c	9,59614E-09
d	-1,07056E-11
]350;373]	
a	0,12189293
b	-0,001010895
c	2,79782E-06
d	-2,58291E-09



4 Propriétés thermophysiques du méthanol à l'état de saturation

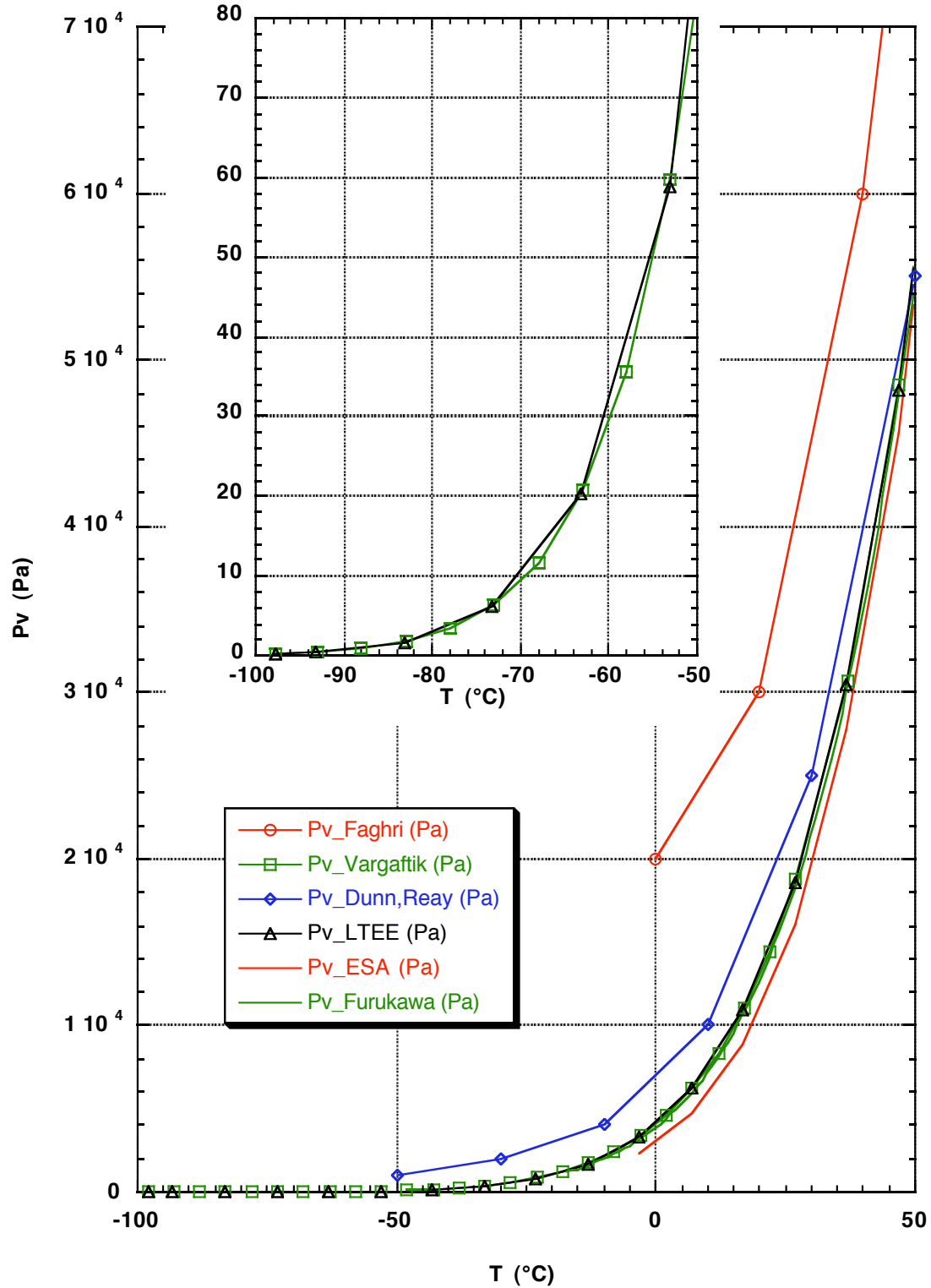
4.1 Pression de saturation

Courbe de saturation méthanol



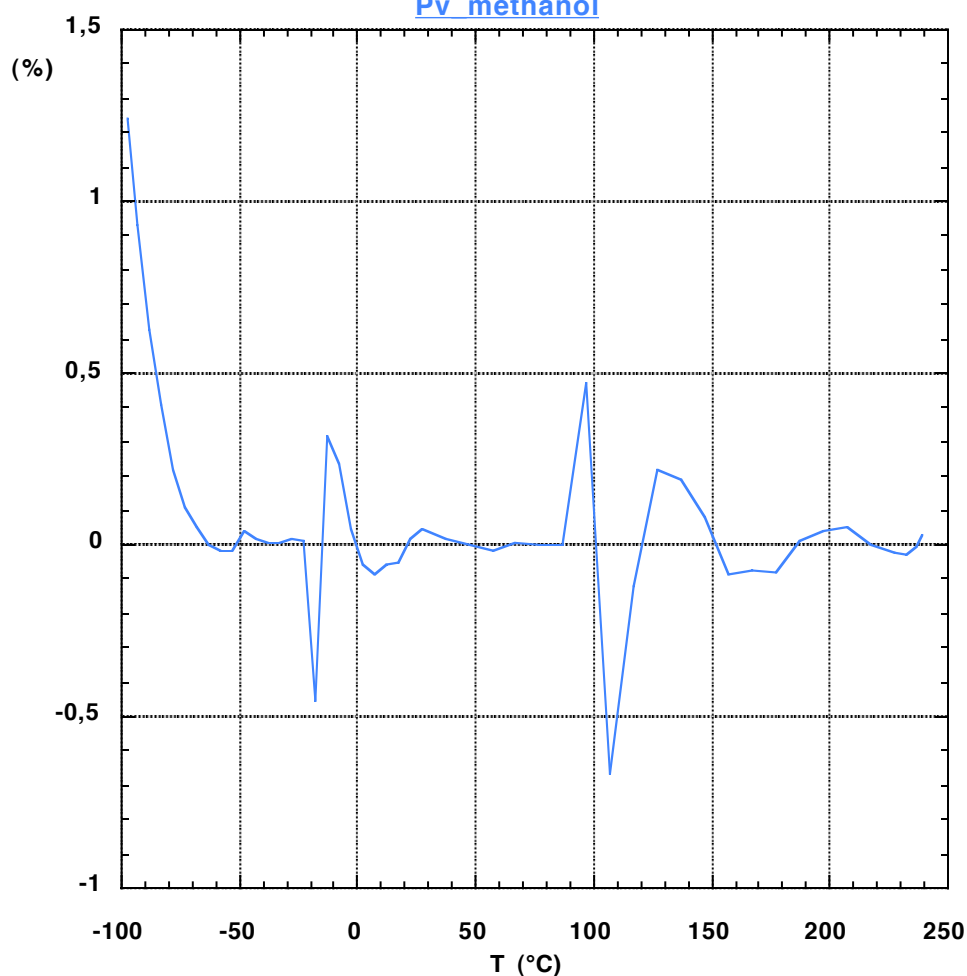
Pression de saturation entre -100°C et 50°C

Courbe de saturation méthanol



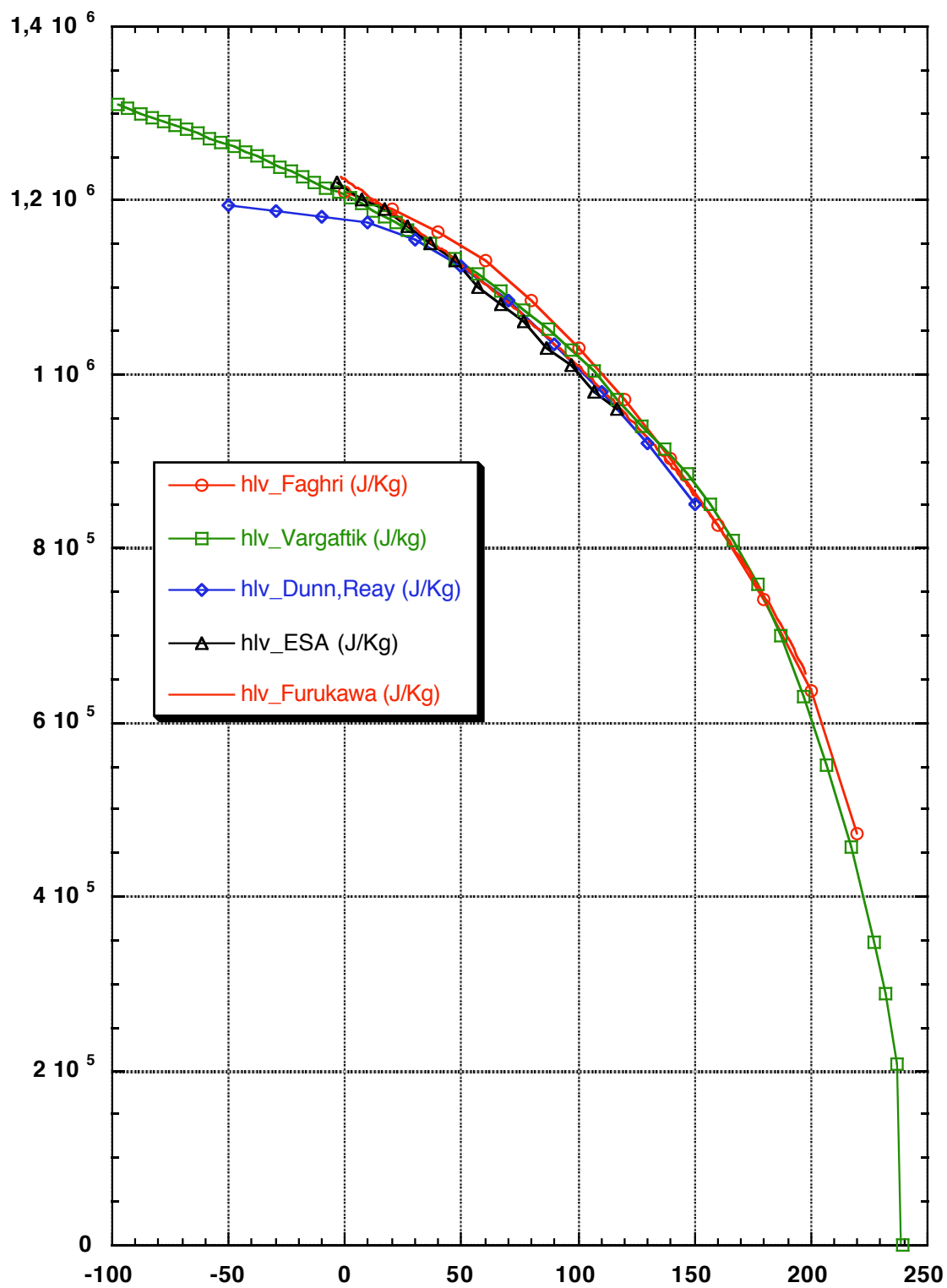
Température (°C)		Pression de saturation méthanol (Pa) (réf. Vargaftik 3rd)		
[-97,71;-13]		$P_v=(a+b*(T+h)+c*(T+h)^2)*\exp(d+e/(T+h)+f/(T+h)^g)$		
a		508864,453		
b		-1647,57195		
c		1,70986589		
d		7,54809794		
e		-4902,15124		
f		12,3607993		
g		0,10107429		
h		265,972432		
[-13;239.5]		$P_v=a+b*T+c*T^2+d*T^3+e*T^4+f*T^5$		
[-13;97]	a	4065,79423	[97;239.5]	-4535126,44
	b	256,046757		156366,254
	c	6,95225097		-2090,25032
	d	0,104179096		13,8445154
	e	0,001079861		-0,042630187
	f	4,1274E-06		5,72998E-05

**Ecart relatif Vargaftik / interpolation
Pv méthanol**



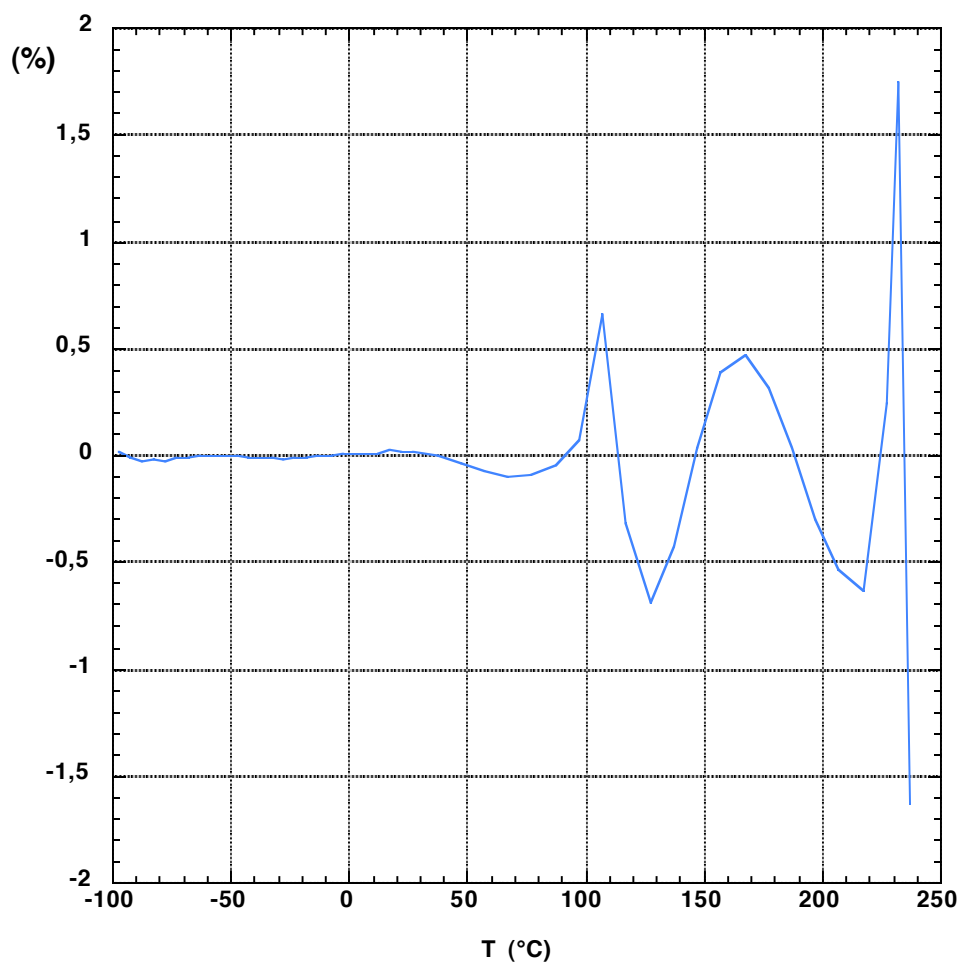
4.2 Chaleur latente de vaporisation

Chaleur latente de vaporisation méthanol



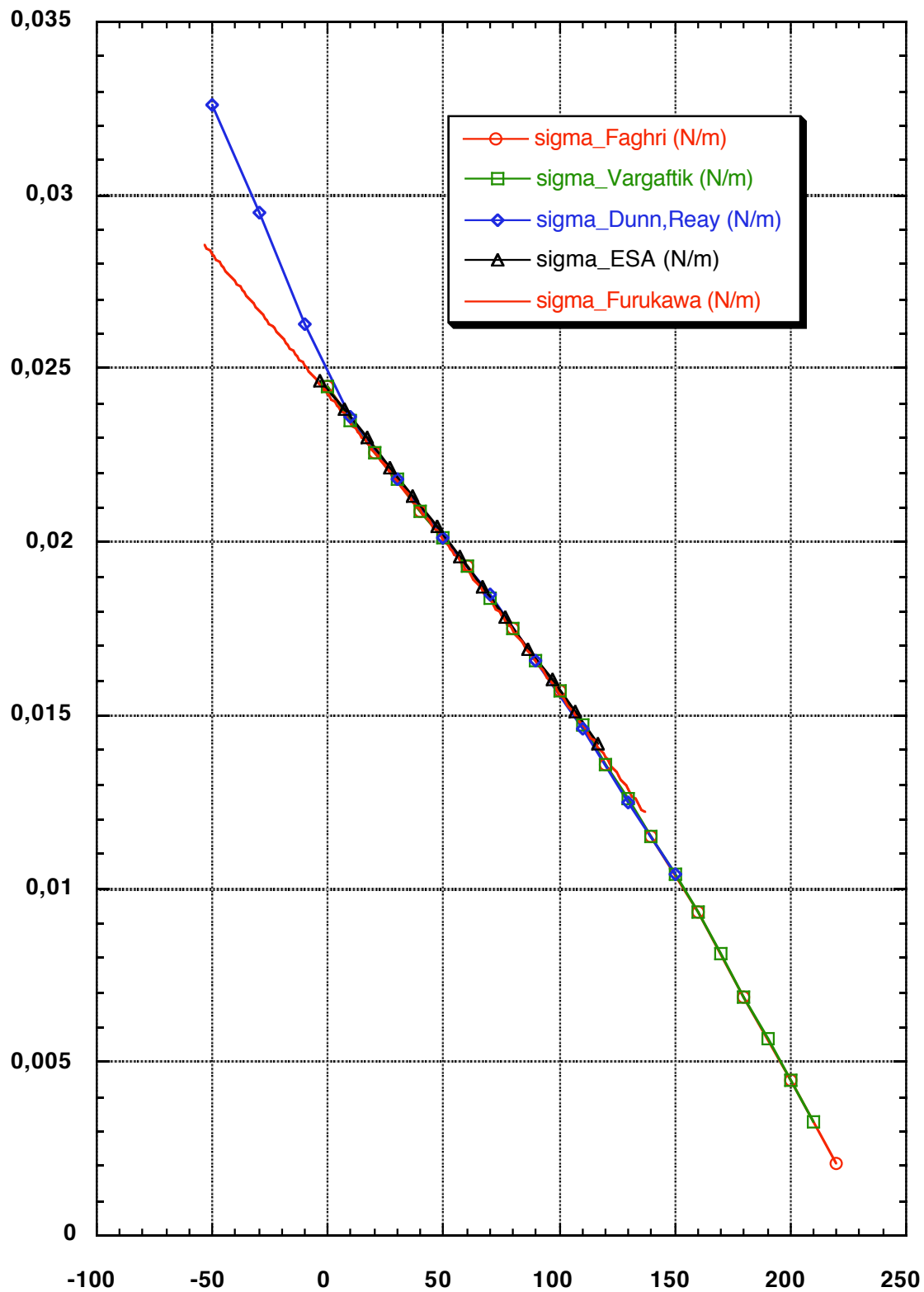
Température (K)	Chaleur latente de vaporisation méthanol (J/K) (Vargaftik 3rd)
[175,45;510,15]	$hlv=a*(1+b*(T-e)+c/(T-e)^2)^d$
[175,45;380,15[
a	761025,56
b	-0,0118734
c	-407759,75
d	0,285445
e	756,98095
[380,15;510,15]	
a	1188639
b	-0,00020676
c	-13727,232
d	1,0638939
e	638,8354

Ecart relatif Vargaftik / interpolation
hlv méthanol



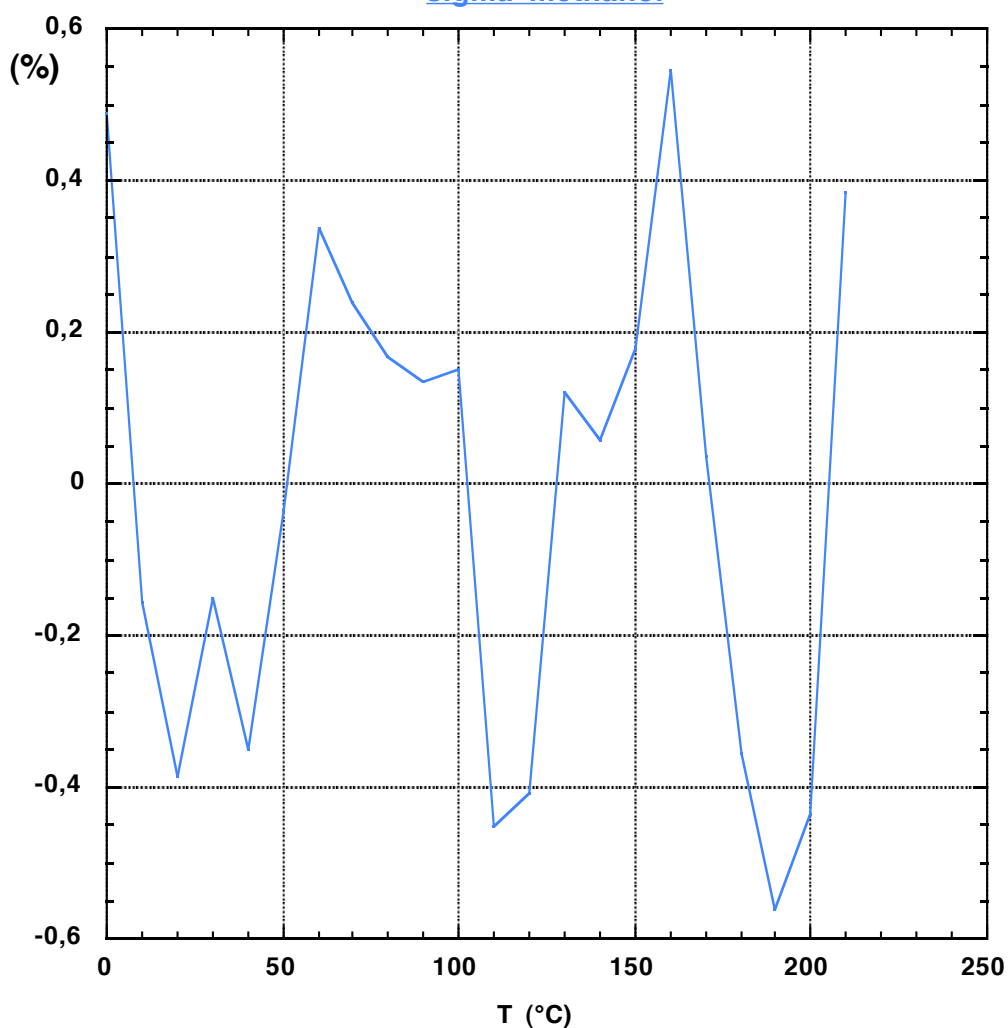
4.3 Tension de surface

Tension superficielle méthanol



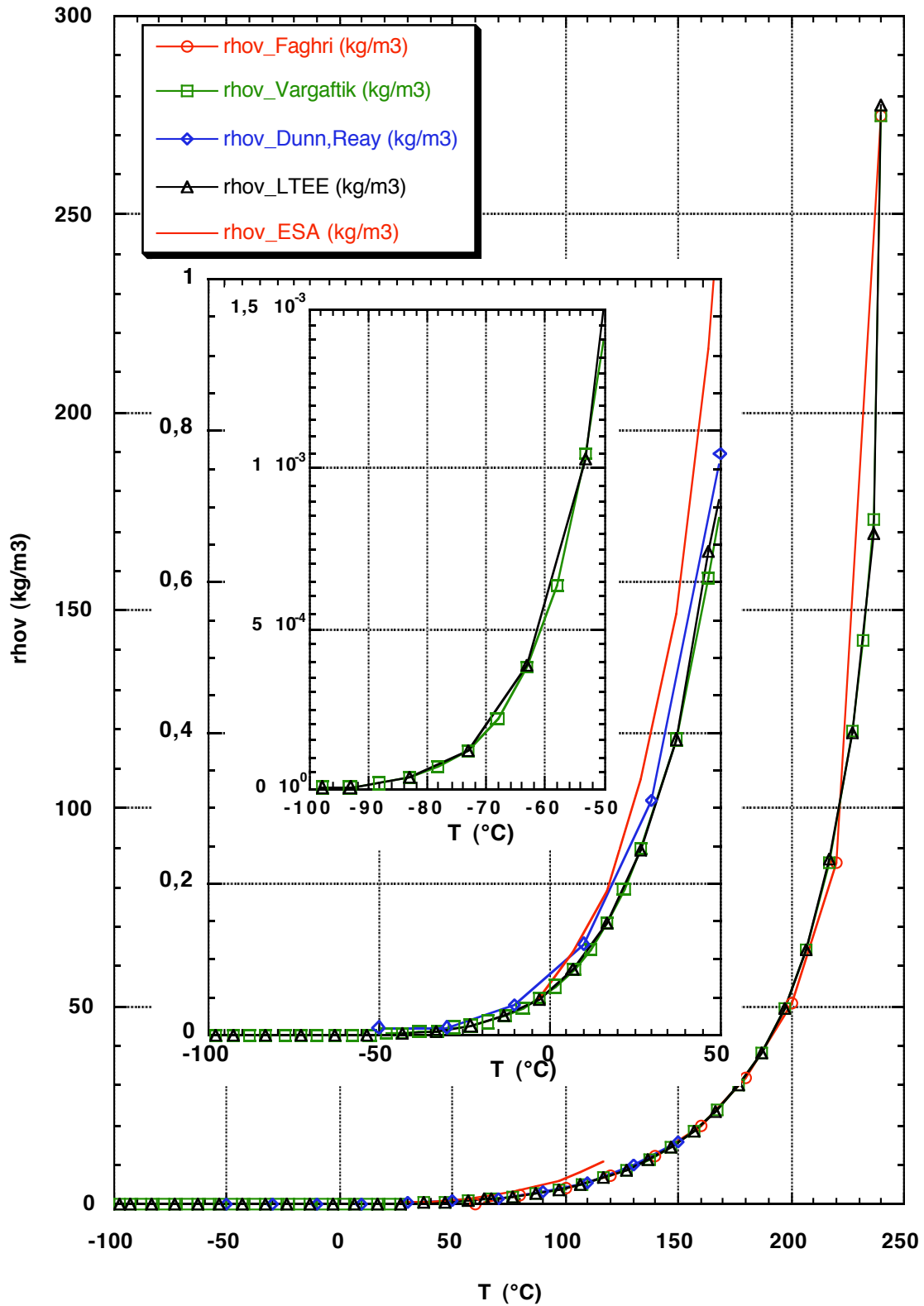
Température (K)	Tension superficielle méthanol (N/m) (Vargaftik 3rd)
[273,15;393,15[$\sigma=a*(1-b*T)^c$
a	0,04606309
b	0,0019167
c	0,8581526
[393,15;483,15]	$\sigma=a+b*T^c$
a	0,0372491
b	-6,13761E-07
c	1,767081

**Ecart relatif Vargaftik / interpolation
sigma méthanol**

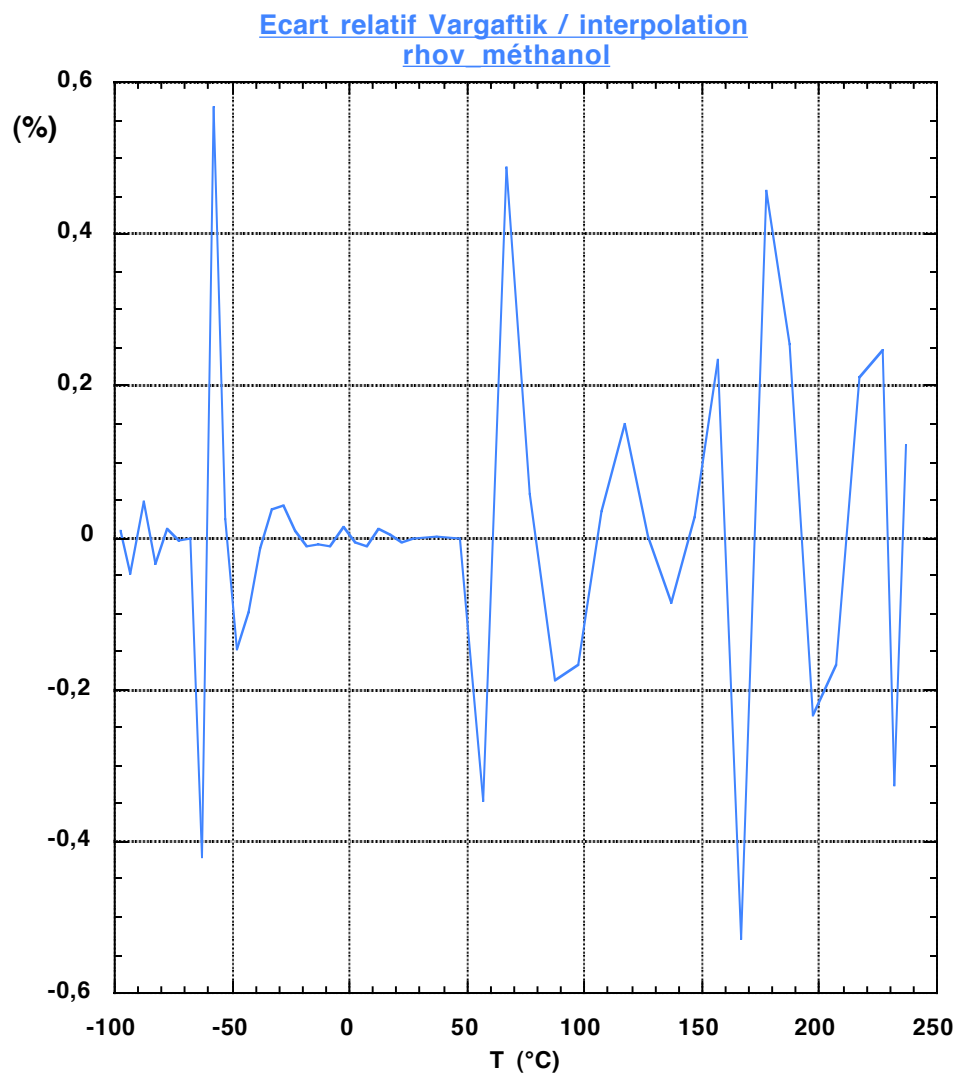


4.4 Masse volumique de la phase vapeur

Masse volumique méthanol vapeur

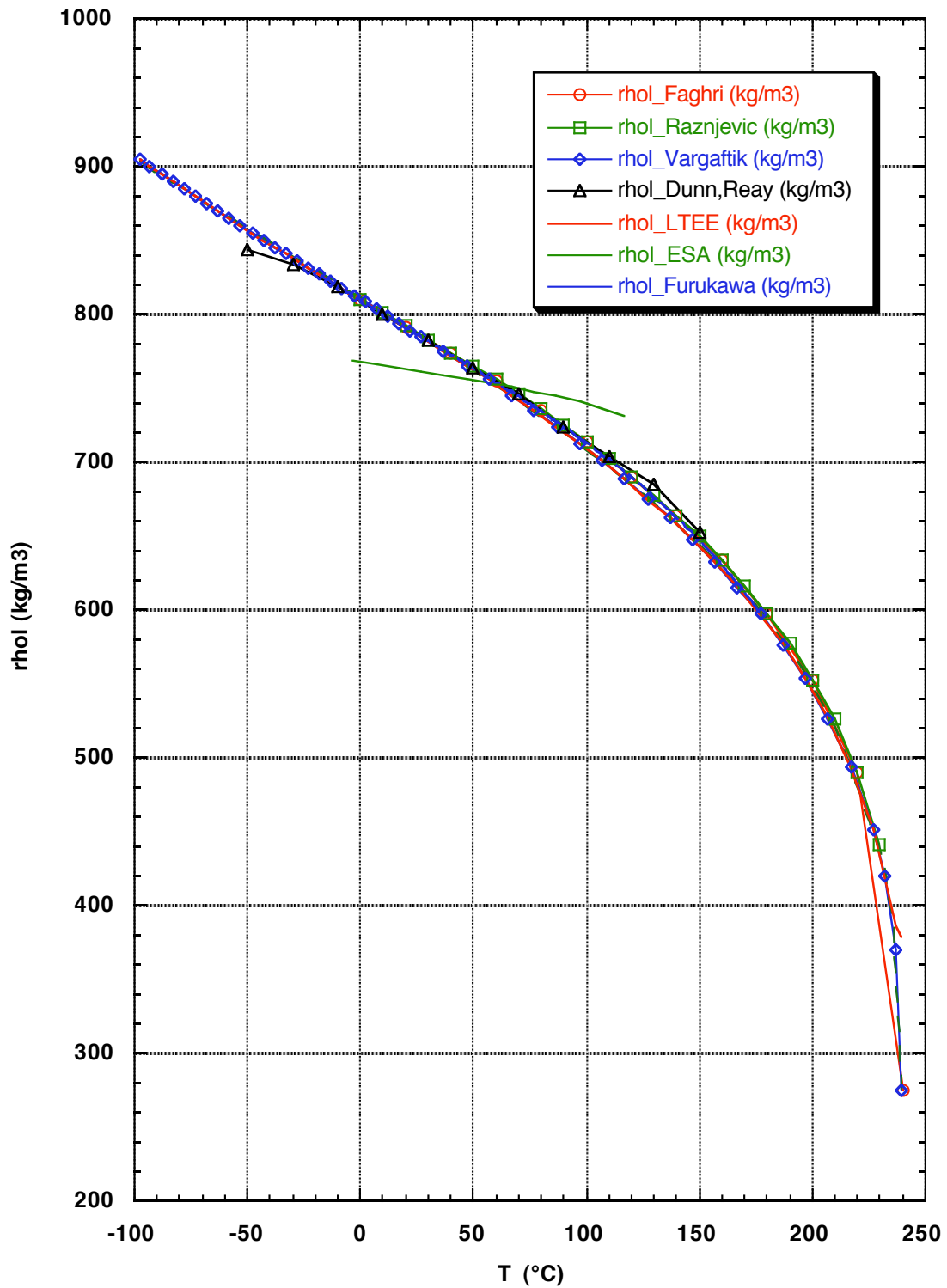


Température (°C)		Masse volumique méthanol vapeur (kg/m ³) (Vargaftik 3rd)		
[-97,71;237]		$\rho_{\text{hov}}=a+b*T+c*T^2+d*T^3+e*T^4+f*T^5+g*T^6+h*T^7$		
a	[-68;57]	0,057828001	[-97,71;-68]	0,0372139580825
b		0,0034367312		0,0018596445277
c		88,201573E-05		3,768722817E-05
d		1,2557791E-06		3,866507367E-07
e		1,04285052E-08		2,0054598790E-09
f		4,4805779E-11		4,2014344468E-12
g		1,9628142E-14		
h		-4,9570513E-16		
a	[57;157]	1,810751	[157;237]	-17628,07
b		-0,0809489		481,3907
c		0,00159499		-5,253991
d		-1,09566E-05		0,02867142
e		5,33662E-08		-7,82812E-05
f				8,57548E-08



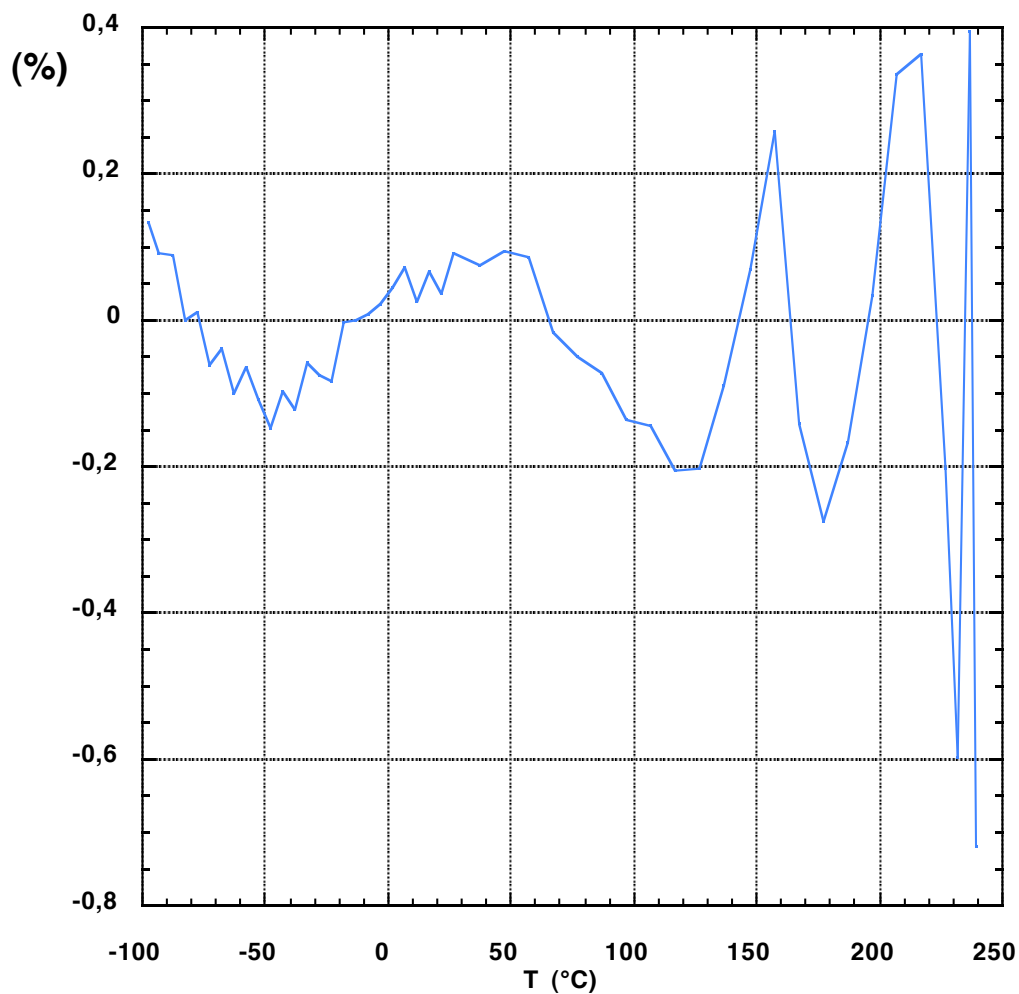
4.5 Masse volumique de la phase liquide

Masse volumique méthanol liquide



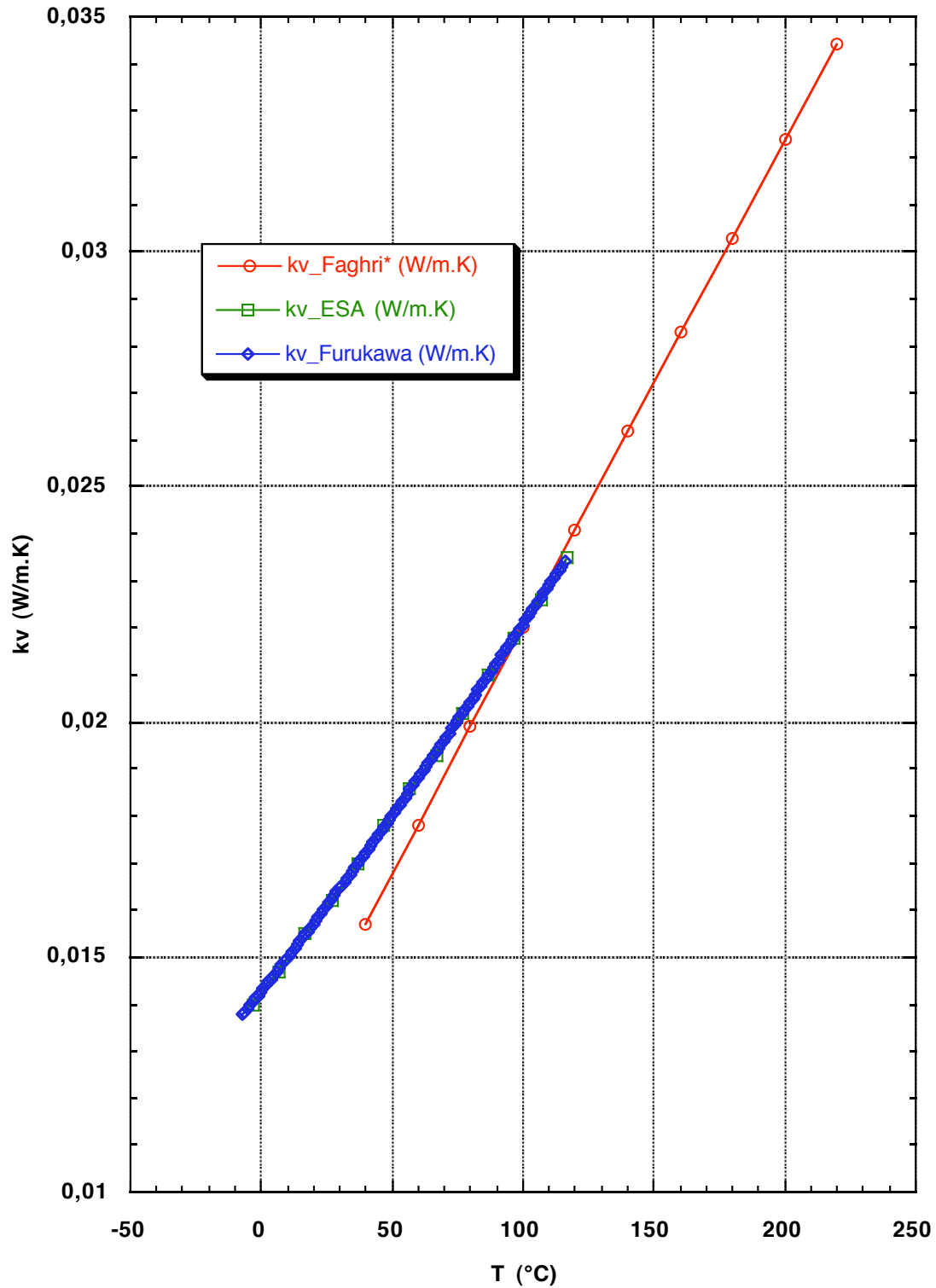
Température (K)	Masse volumique méthanol liquide (kg/m3) (Vargaftik 3rd)
[175,44;512,65]	$\rho_{\text{hol}}=a+b*(1-f*T)^{(1/3)}+c*(1-f*T)^{(2/3)}+d*(1-f*T)+e*(1-f*T)^{(4/3)}$
[175,44;430,15]	
a	-30489,914
b	145859,39
c	-257628,79
d	202689,92
e	-59383,425
f	0,001544216
[430,15;512,65]	
a	-25,611319
b	3976,559
c	-14271,265
d	26478,25
e	-17666,977
f	0,00194784

**Ecart relatif Vargaftik / interpolation
rho_l méthanol**



4.6 Conductivité thermique de la phase vapeur

Conductivité thermique méthanol vapeur



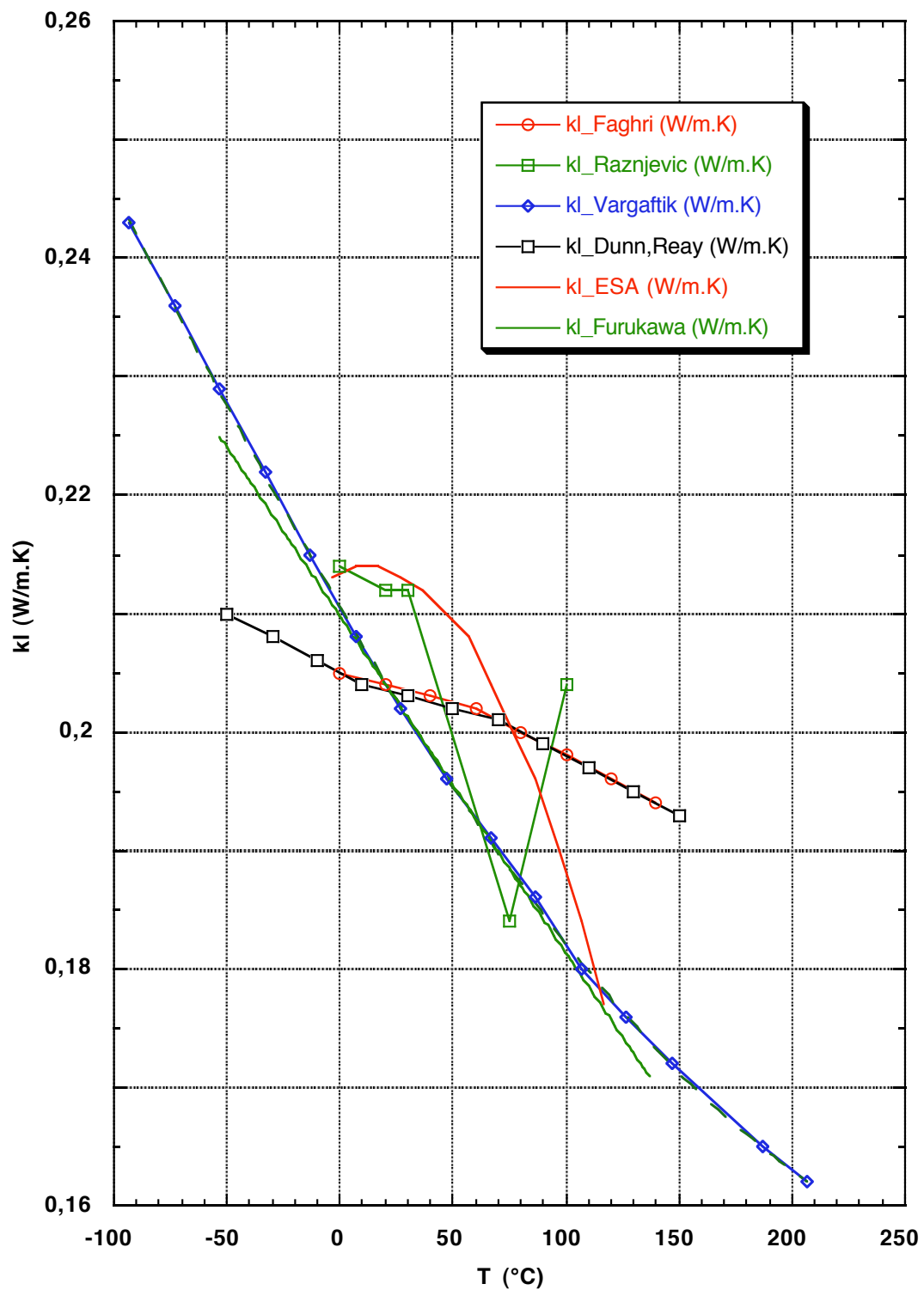
Température (K)	Conductivité thermique méthanol vapeur (W/m.K) (Furukawa)
[266;389]	$kv=a+b*T+c*T^2+d*T^3$
a	0,0097095
b	-0,030978
c	0,096818
d	-0,042458

REMARQUE :

Reprise directe de la fonction fournie par Furukawa

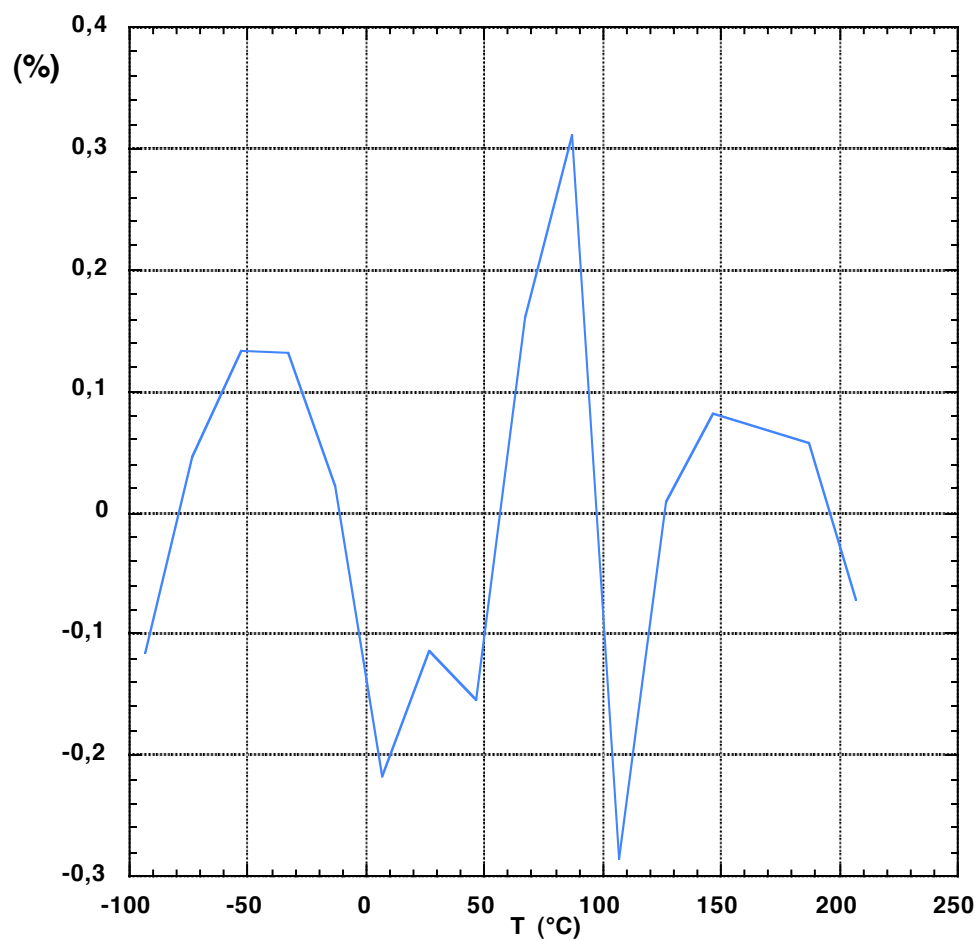
4.7 Conductivité thermique de la phase liquide

Conductivité thermique méthanol liquide



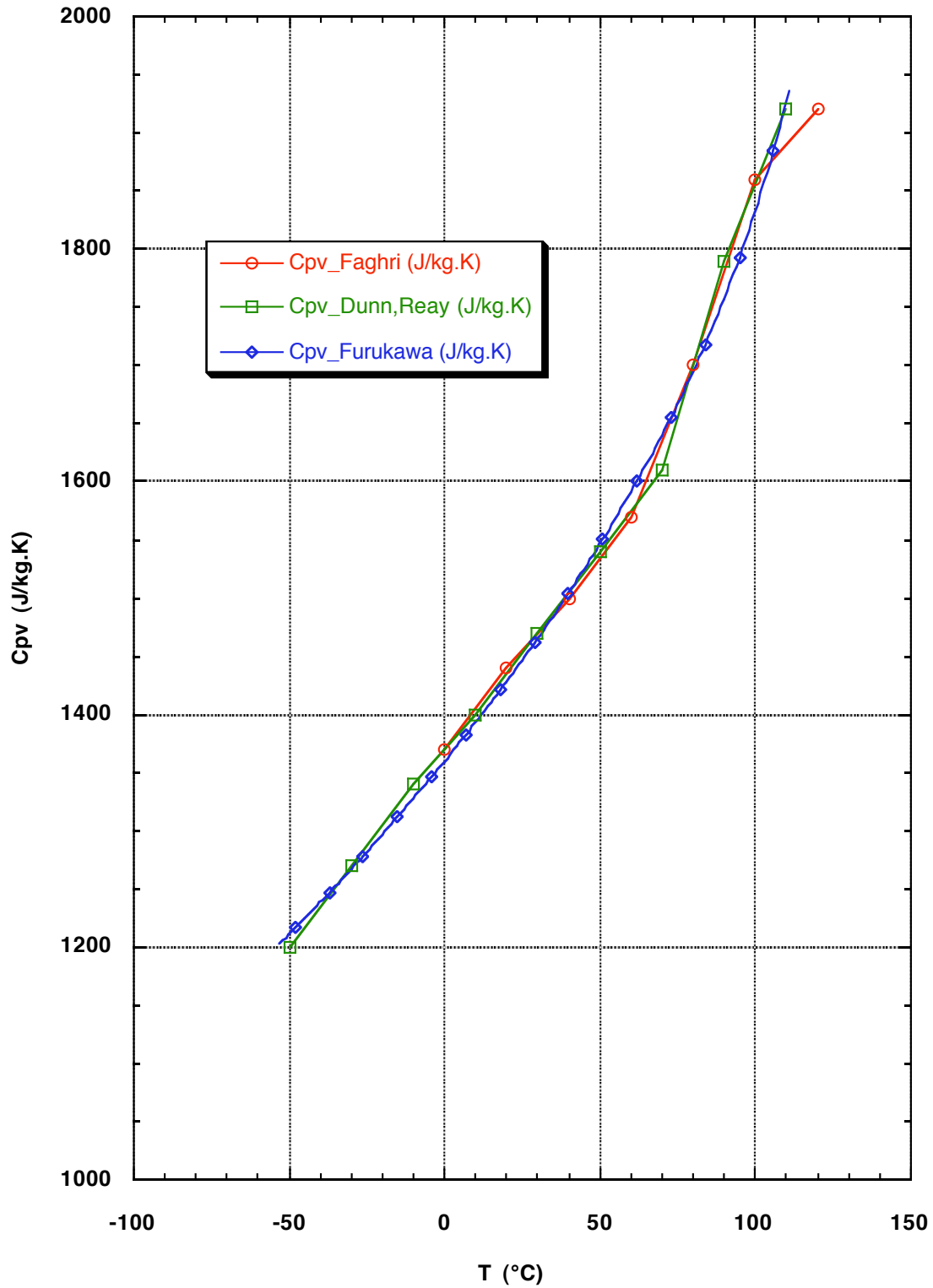
Température (°C)	Conductivité thermique méthanol liquide (W/m.K) (Vargaftik 3rd)
[-93,15;206,85]	$kl=a+b*T+c*T^2+d*T^3$
a	0,2106496
b	-0,000322917
c	3,35123E-07
d	4,43309E-10

Ecart relatif Vargaftik / interpolation
kl méthanol



4.8 Capacité calorifique de la phase vapeur

Capacité calorifique méthanol vapeur



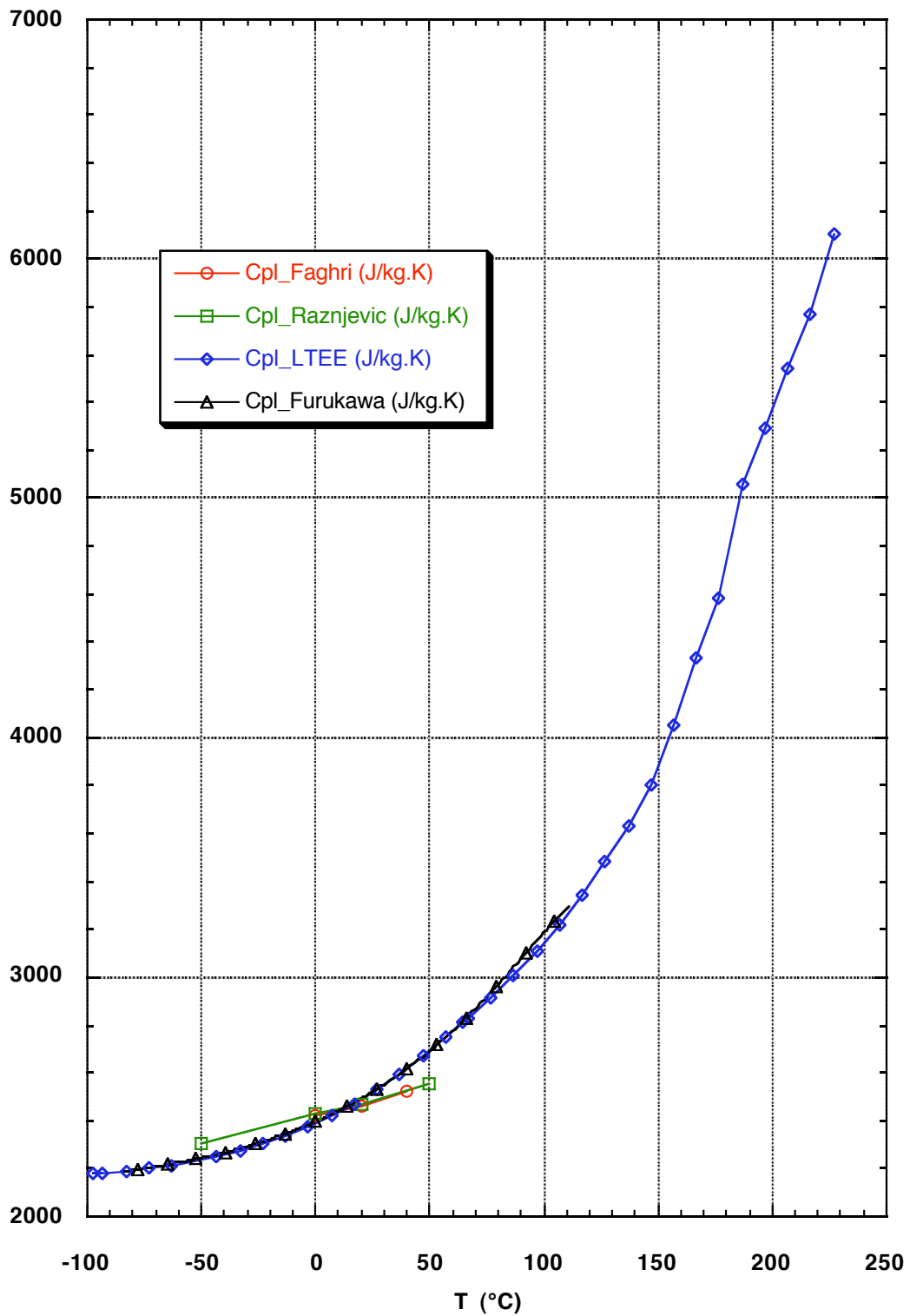
Température (K)	Capacité calorifique méthanol vapeur (J/kg.K) (Furukawa)
[220;384]	$C_{pv}=a+b/(1-e^{-T})+c/(1-e^{-T})^2+d/(1-e^{-T})^3$
a	-70,069
b	1095,1
c	-258,83
d	27,684
e	0,0019508

REMARQUE :

Reprise directe de la fonction fournie par Furukawa

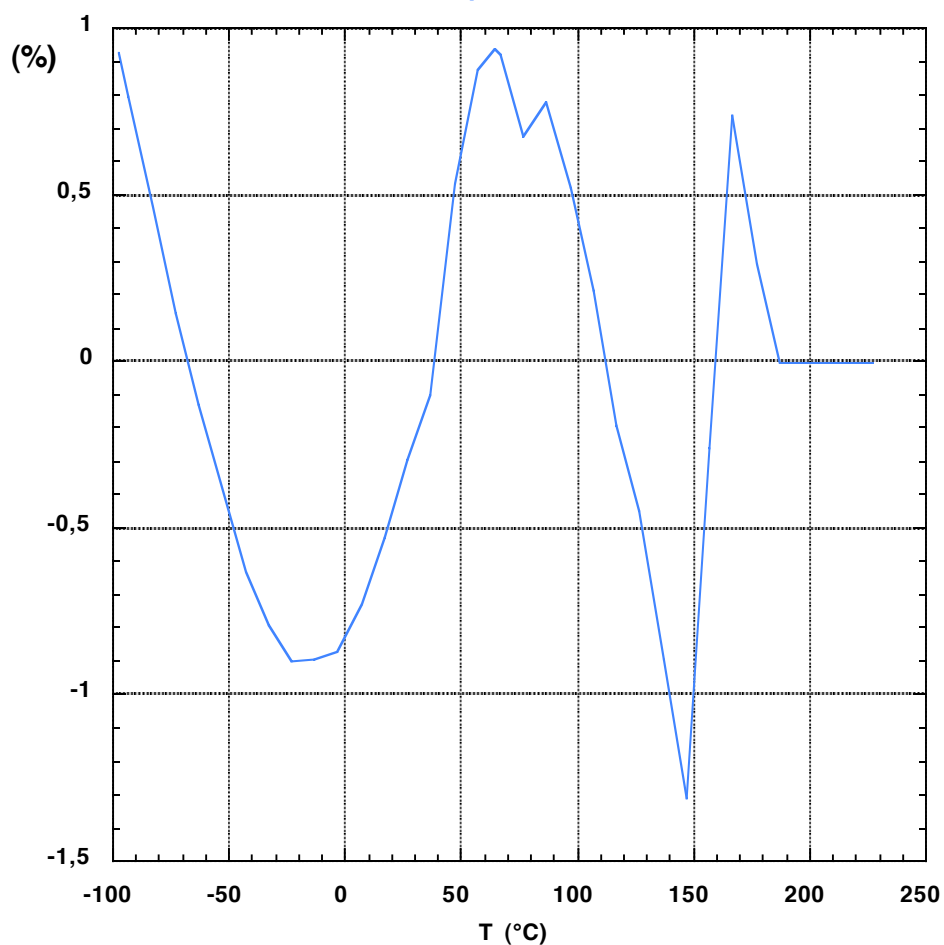
4.9 Capacité calorifique de la phase liquide

Capacité calorifique méthanol liquide



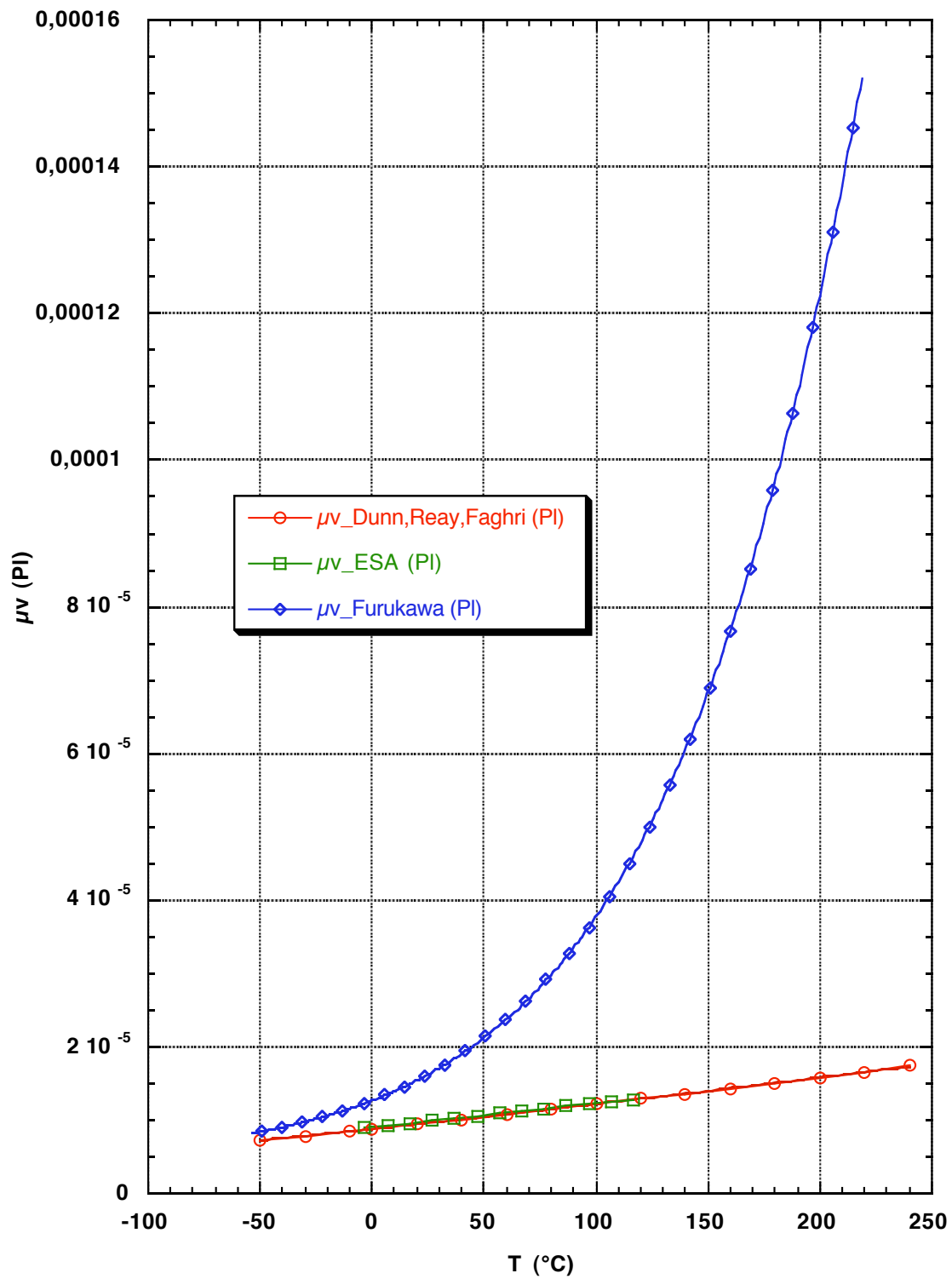
Température (K)	Capacité calorifique méthanol liquide (J/kg.K) (LTEE)
[175,45;500]	$C_{pl}=a+b/(1-f*T)+c/(1-f*T)^2+d/(1-f*T)^e$
[175,45;450]	
a	3235,82509
b	-2323,45858
c	1233,68829
d	-77,8128556
e	2,52555788
f	0,0013573
]450;500]	
a	1435,72598
b	459,488742
c	392,495879
d	-42,1551089
e	2,86534228
f	0,00140784

**Ecart relatif LTEE / interpolation
Cpl méthanol**

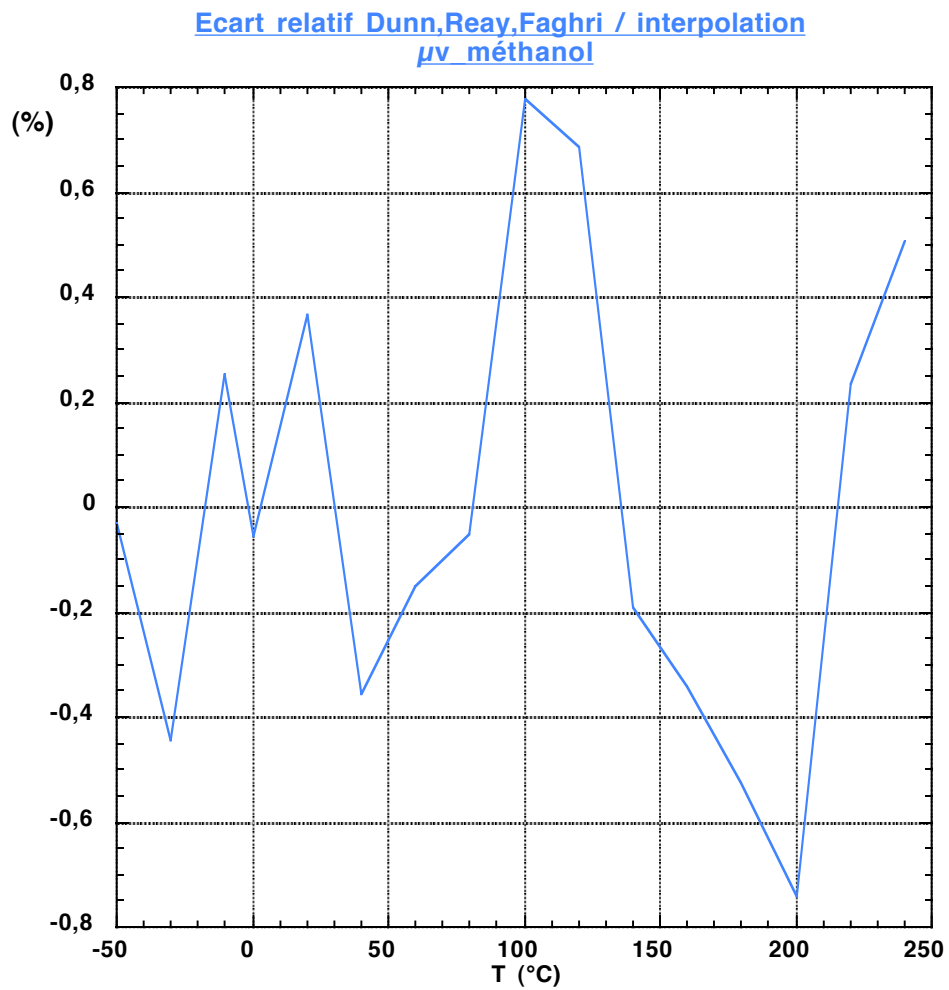


4.10 Viscosité dynamique de la phase vapeur

Viscosité dynamique méthanol vapeur

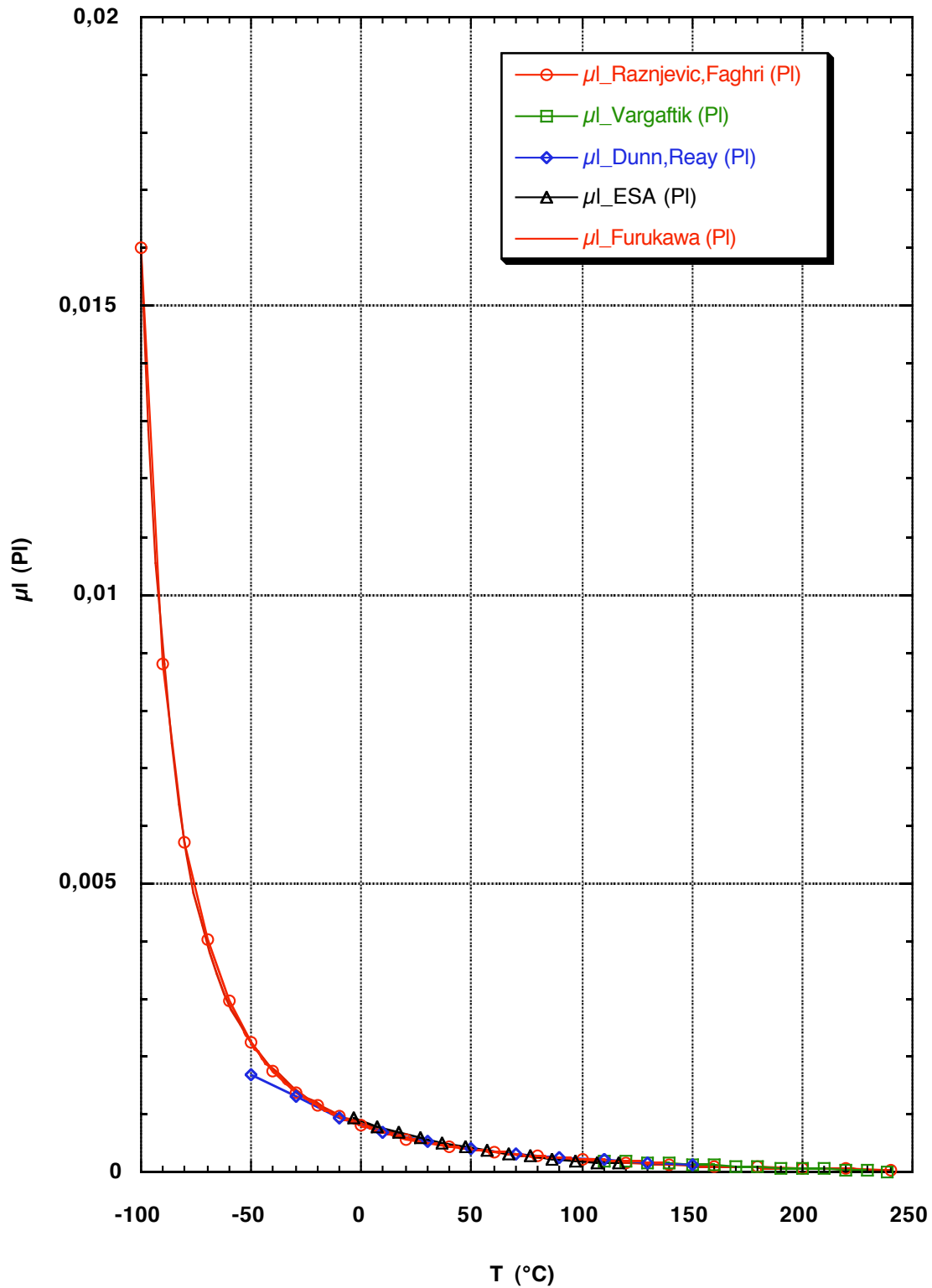


Température (K)	Viscosité dynamique méthanol vapeur (Pl) (Dunn,Reay 4th / Faghri)
[223,15;513,15]	$\mu v = a + b \cdot T^c$
a	1,49524E-06
b	7,60917E-09
c	1,224163

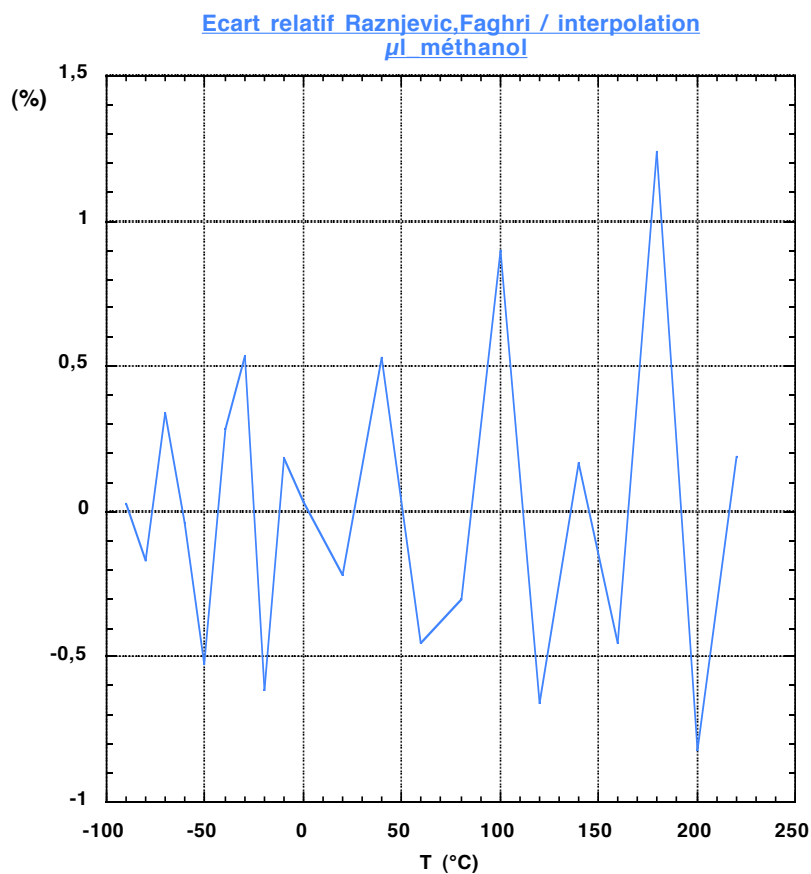


4.11 Viscosité dynamique de la phase liquide

Viscosité dynamique méthanol liquide



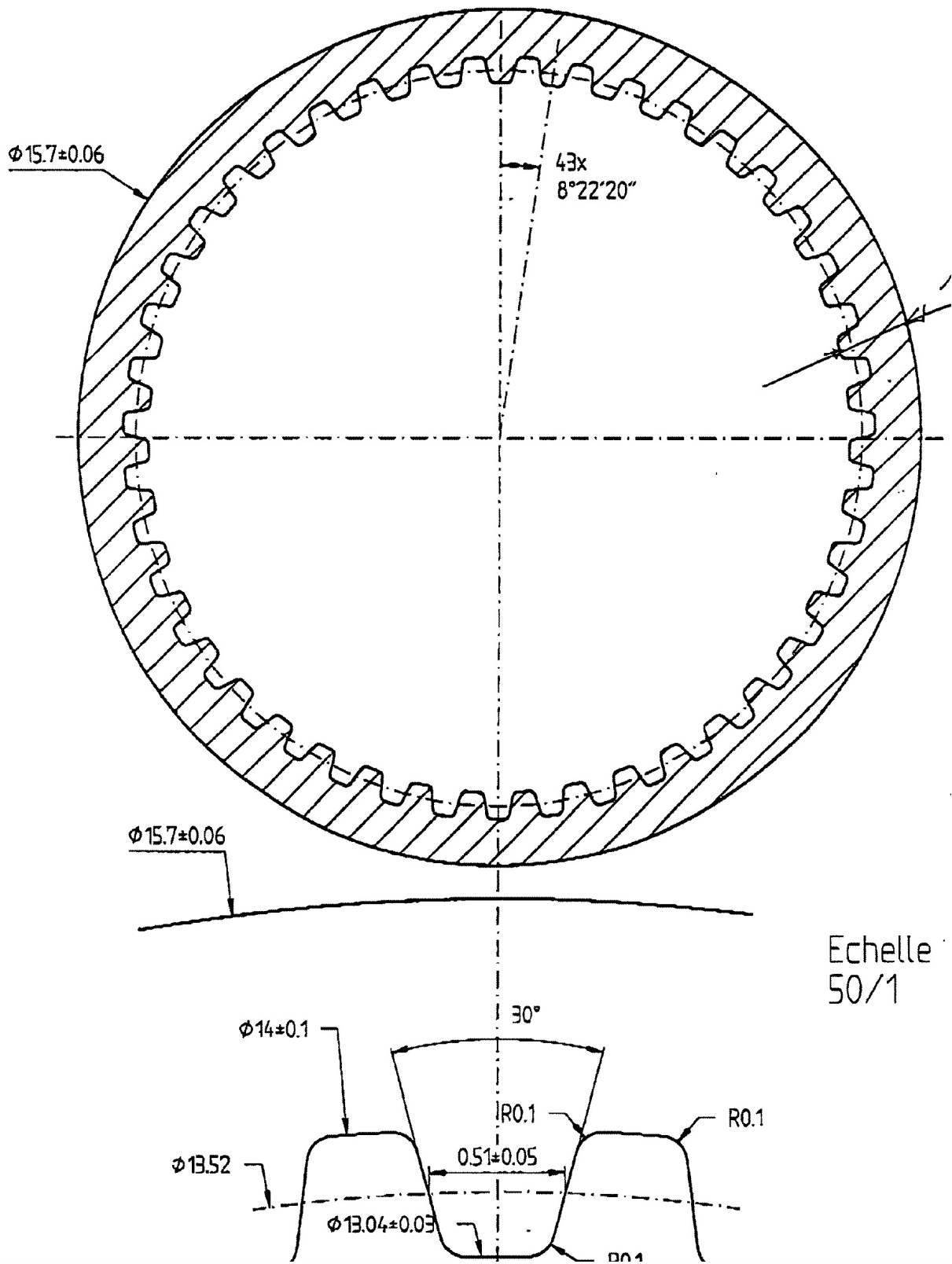
Température (°C)	Viscosité dynamique méthanol liquide (Pl) (Raznjevic 2nd / Faghri)
[-90;240]	$\mu_l = a + b \cdot T + c \cdot T^2 + d \cdot T^3 + e \cdot T^4 + f \cdot T^5$
[-90;-10]	
a	0,0004275
b	-9,10735E-05
c	-5,01896E-06
d	-1,49917E-07
e	-1,90021E-09
f	-9,51924E-12
]-10;160[
a	0,000816751
b	-1,61076E-05
c	2,67221E-07
d	-3,14858E-09
e	1,95021E-11
f	-4,67748E-14
[160;240]	
a	0,000613541
b	-5,93037E-06
c	2,23572E-08
d	-3,12501E-11



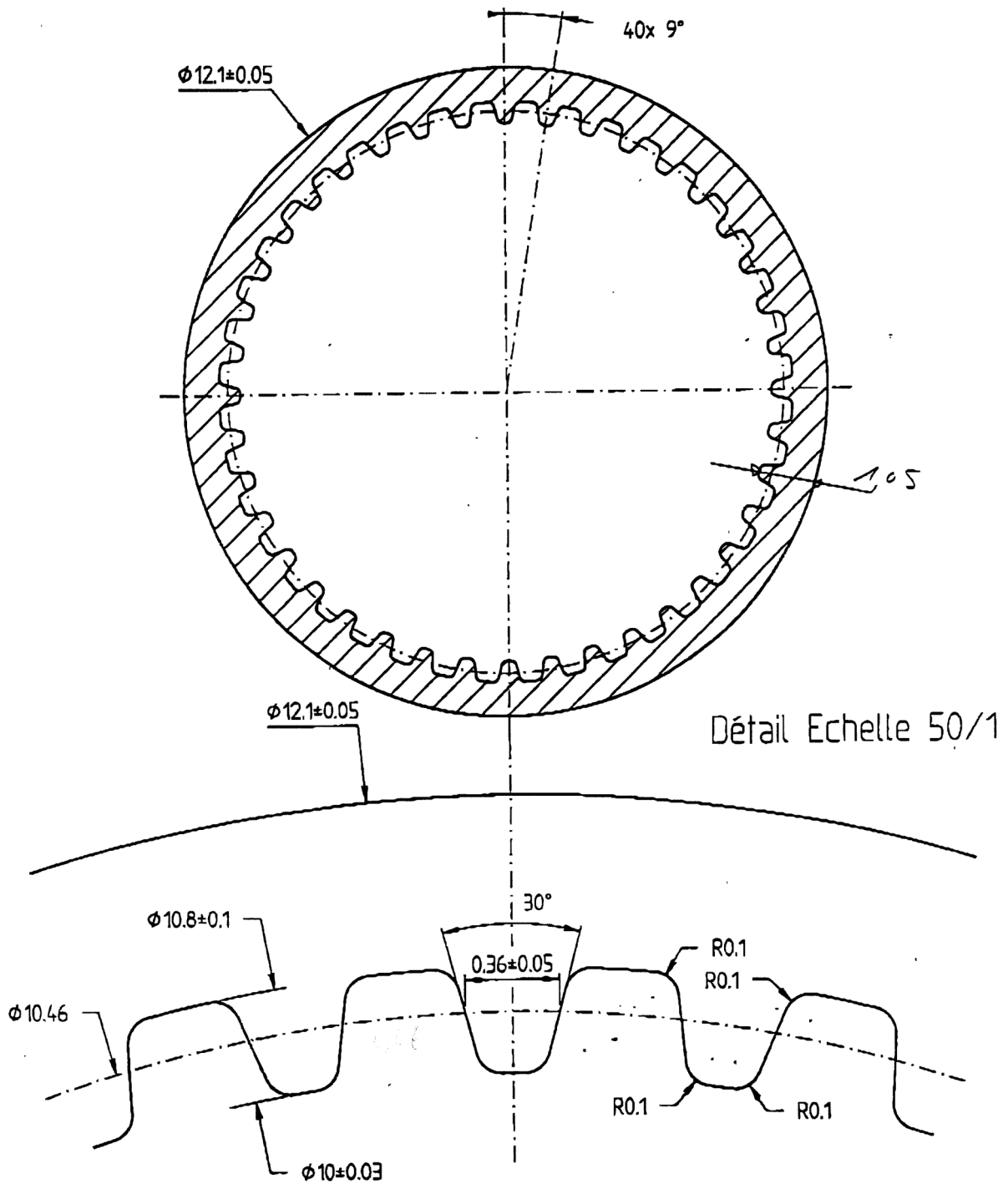
Annexe A12

Cette annexe reprend les plans de définition des rainures des caloducs pour les trois diamètres étudiés. Ces plans sont fournis par la société DATE qui a réalisé le remplissage de ces caloducs (voir annexe A13 et A14 pour les spécifications du remplissage).

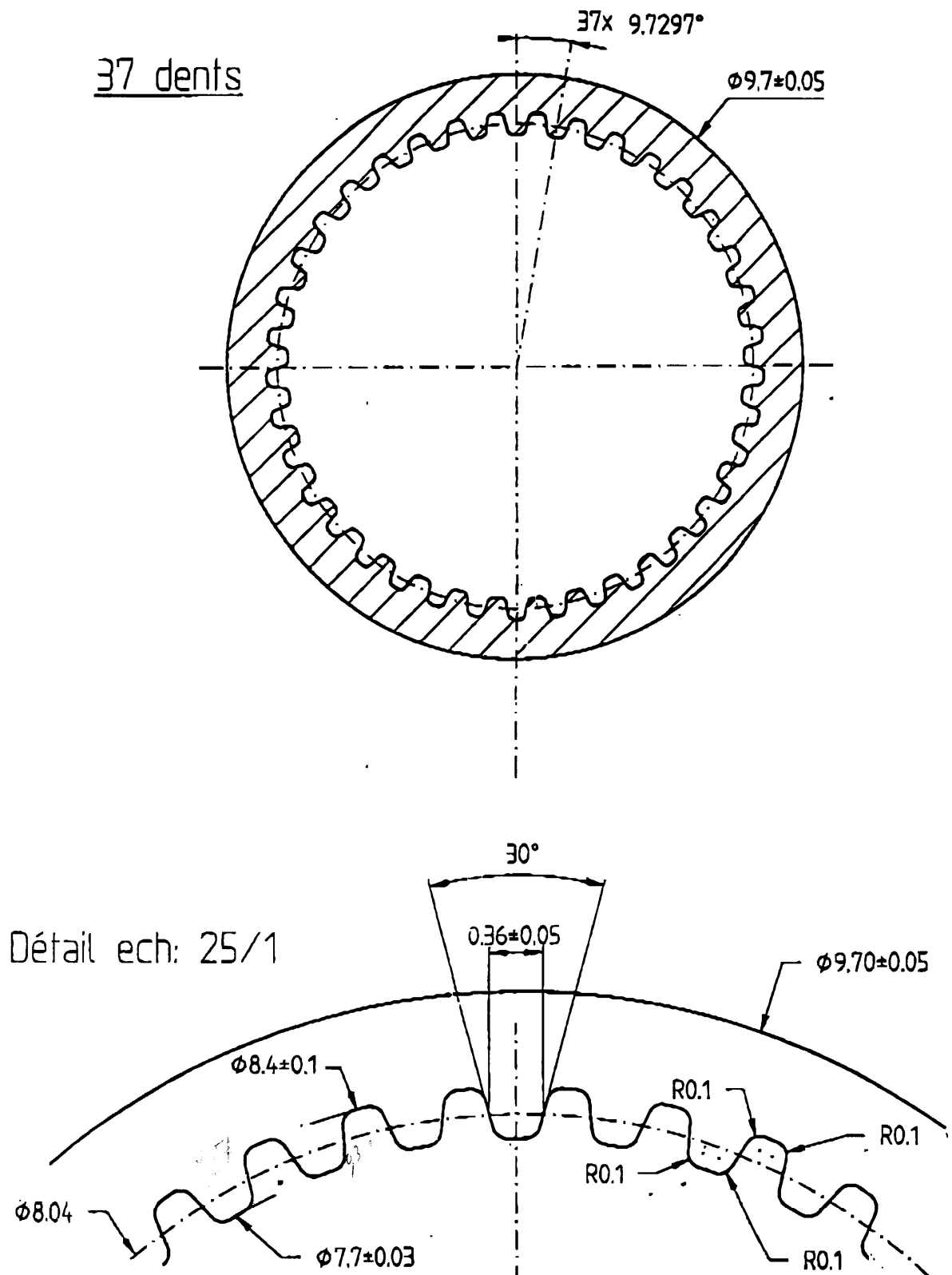
1 Définitions des rainures des caloducs de diamètre externe 16 mm	2
2 Définitions des rainures des caloducs de diamètre externe 12 mm	3
3 Définitions des rainures des caloducs de diamètre externe 10 mm	4

1 Définitions des rainures des caloducs de diamètre externe 16 mm

2 Définitions des rainures des caloducs de diamètre externe 12 mm



3 Définitions des rainures des caloducs de diamètre externe 10 mm



Annexe A13

Dans le cadre de l'étude expérimentale menée au laboratoire, nous avons fait réaliser des caloducs par deux entreprises extérieures. Cette annexe reprend les données technologiques disponibles sur ces caloducs en dehors de la définition des rainures (voir annexe A12)

A13 Liste des caloducs

Suite à nos études bibliographiques préliminaires et à notre première campagne de mesure (voir annexe A5), la réalisation de caloducs s'est imposée afin de pouvoir étudier des paramètres choisis (voir chapitre VI).

Nous avons opté pour l'étude comparée de thermosiphons à rainures longitudinales et de thermosiphons à tubes lisses. Le terme "thermosiphon à rainures longitudinales" est employé volontairement pour mettre en avant les faibles capacités de pompage capillaire des structures retenues en raison de la géométrie des rainures (voir annexe A12 et chapitre VI).

Nous avons retenu deux fluides caloporteurs courants (voir chapitre VI) l'eau et le méthanol et trois diamètres externes différents en fonction des possibilités de réalisation.

En définitive, la réalisation d'au moins douze caloducs différents a été planifiée (2 structures *2 fluides *3 diamètres). Pour des problèmes de mise en œuvre de système de nettoyage des tubes, de purification des fluides et de remplissage des thermosiphons, nous n'avons pas été en mesure de fabriquer les caloducs au sein du laboratoire.

Les Thermosiphons ont été réalisés par deux sociétés FERRAZ (branche refroidisseur) pour les thermosiphons à tube lisse et DATE pour les thermosiphons à tubes rainurés. Notons par ailleurs que ces deux sociétés ont fusionné pour donner FDI (Ferraz Date Industrie).

Les thermosiphons à tube lisse ont été réalisés par la société Ferraz en utilisant une technique de remplissage par tirage sous vide et l'on dispose d'une estimation par pesée différentielle de la masse de fluide introduite (avec une incertitude d'environ 0,1 ml).

En revanche, les thermosiphons à tubes rainurés ont été réalisés par ébullition et l'on ne dispose pas d'informations sur la masse réelle de fluide introduite.

Les spécifications de remplissage sont détaillées dans l'annexe A14 pour l'ensemble des caloducs et pour les deux fluides caloporteur retenus.

Le Tableau A 13-1 résume l'ensemble des données technologiques disponibles.

Remarque :

Les dimensions fournies du diamètre extérieur sont mesurées (incertitude estimée à environ 0,05 mm). Elles diffèrent légèrement des diamètres donnés dans l'annexe A12 car les tubes ont été nickelés et étamés afin de faciliter les procédures de soudage des blocs évaporateurs et condenseurs (voir chapitre V).

Tableau A 13-1 : liste des caloducs réalisés

ordre	désignation	fabricant	désignation fabricant	diamètre (ext) mm	fluide	structure interne	Remplissage à 40°C	remarques
1	M16R1	DATE	-	15,98	Méthanol	Rainures longitudinales	-	Détruit
2	E16L2	FERRAZ	tube n°8	16,18	Eau	lisse	3,1ml	Test complet (bouchon de gaz)
3	E16R1	DATE	-	16,02	Eau	rainures longitudinales	-	Tests limités (mouillabilité)
4	M16L1	FERRAZ	tube n°5	16,18	Méthanol	lisse	4,5 ml	Test complets (ok)
5	M12R1	DATE	-	12,4	Méthanol	rainures longitudinales	-	Test complets (ok)
6	M12L1	FERRAZ	tube n°2	12,04	Méthanol	lisse	3,7 ml	Test complets (ok)
7	E16L1	FERRAZ	tube N°10	16,18	Eau	lisse	3,4 ml	Éliminé
8	E12L1	FERRAZ	tube n°7	12,04	Eau	lisse	3,0 ml	Éliminé
9	E12R1	DATE	-	12,4	Eau	rainures longitudinales	-	Éliminé
10	M10R1	DATE	-	10,02	Méthanol	rainures longitudinales	-	A tester
11	E10R1	DATE	-	10,02	Eau	rainures longitudinales	-	Éliminé
12	M10L1	FERRAZ	tube N°4	10,04	Méthanol	lisse	3,5 ml	A tester
13	E10L1	FERRAZ	tube N°9	10,14	Eau	lisse	2,4 ml	Éliminé
14	E10L2	FERRAZ	tube N°6	10,16	Eau	lisse	2,5 ml	défaut d'herméticité

Remarques :

Les caloducs à eau non testés comportent la remarque “éliminé” : voir explication détaillées dans le chapitre VI.

Annexe A14

Cette annexe fournit l'ensemble des courbes ayant permis de définir le cahier des charges du remplissage des caloducs en se basant sur l'équation (VI-1)

A14	Calcul théorique du remplissage des caloducs	14-3
1	Remplissage des caloducs à eau -----	14-3
2	Remplissage des caloducs à méthanol -----	14-5

A14 Calcul théorique du remplissage des caloducs

Il existe de très nombreuses corrélations donnant le remplissage d'un thermosiphon en vue de performances maximales. Nous avons retenu une base de calcul du volume de remplissage s'appuyant sur la condensation en film de Nusselt comme explicité au chapitre VI.

Dans le cas des caloducs à eau et dans le cas des caloducs à méthanol, nous présentons les courbes donnant l'évolution de ce remplissage théorique en fonction de l'accélération pour différentes puissances transférées par le caloduc.

Les thermosiphons à tube lisse et les thermosiphons à tube rainuré ne sont pas différenciés ici. Nous adoptons donc volontairement un même cahier des charges de remplissage pour ces deux type de caloduc.

1 Remplissage des caloducs à eau

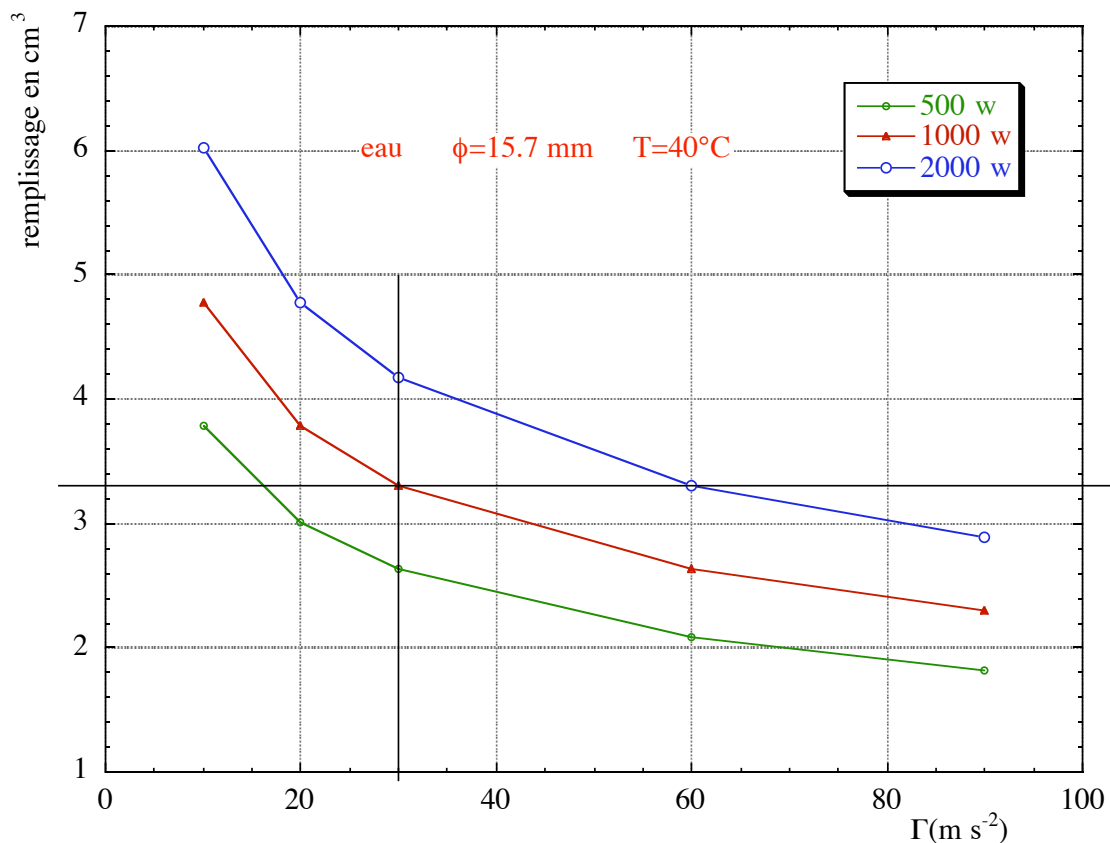
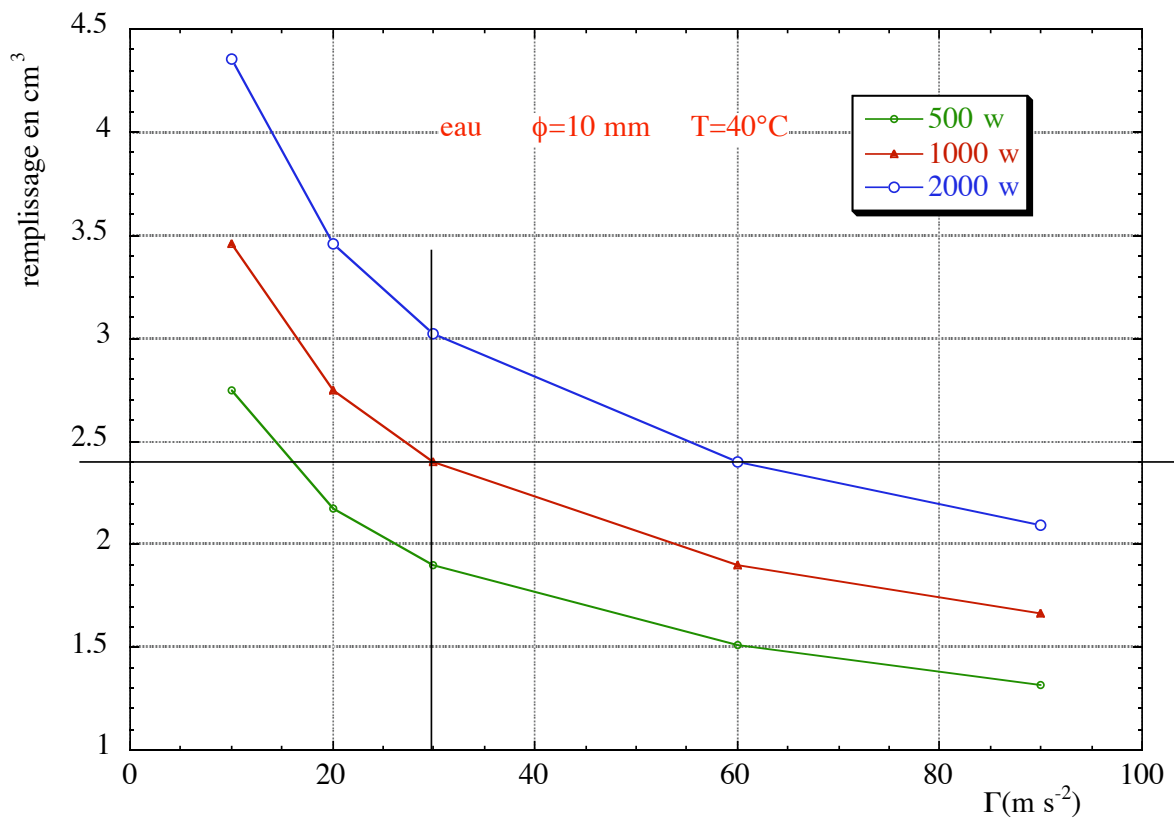
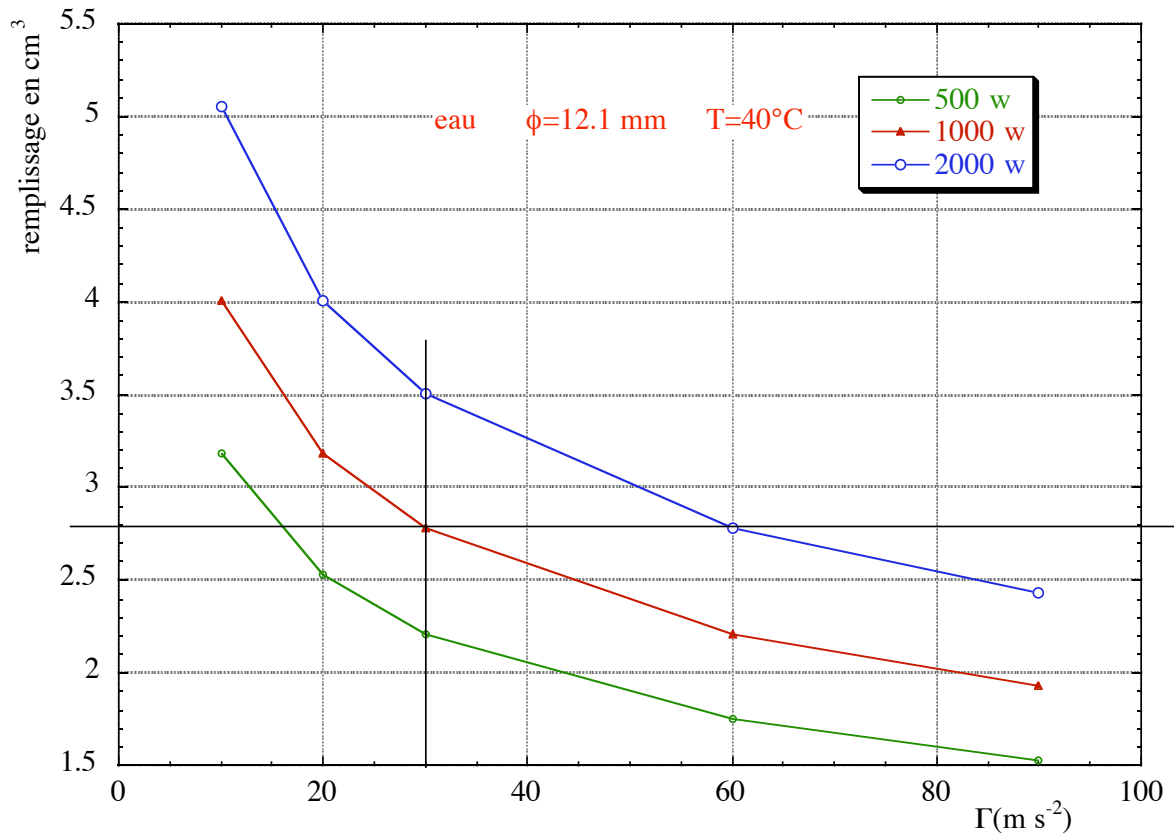


Figure 14-1 : caloduc à eau de diamètre extérieur ≈ 16 mm



2 Remplissage des caloducs à méthanol

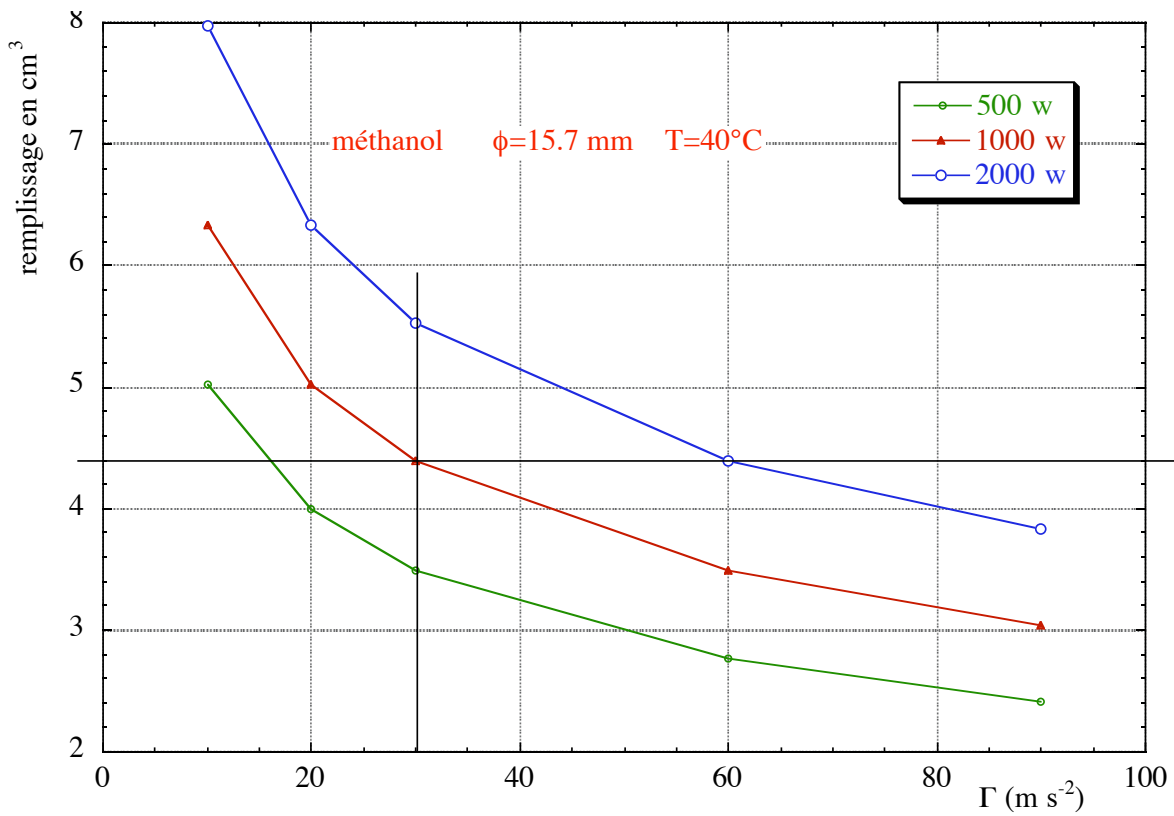


Figure 14-4 : caloduc à méthanol de diamètre extérieur ≈ 16 mm

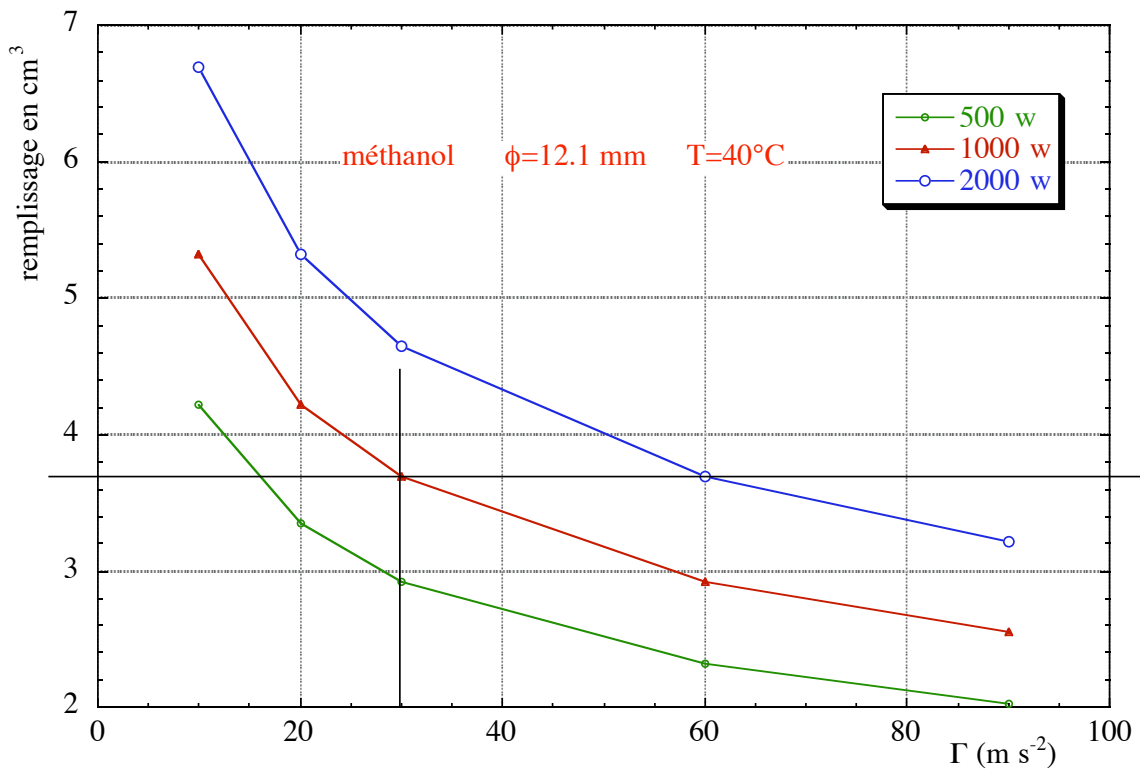


Figure 14-5 : caloduc à méthanol de diamètre extérieur ≈ 12 mm

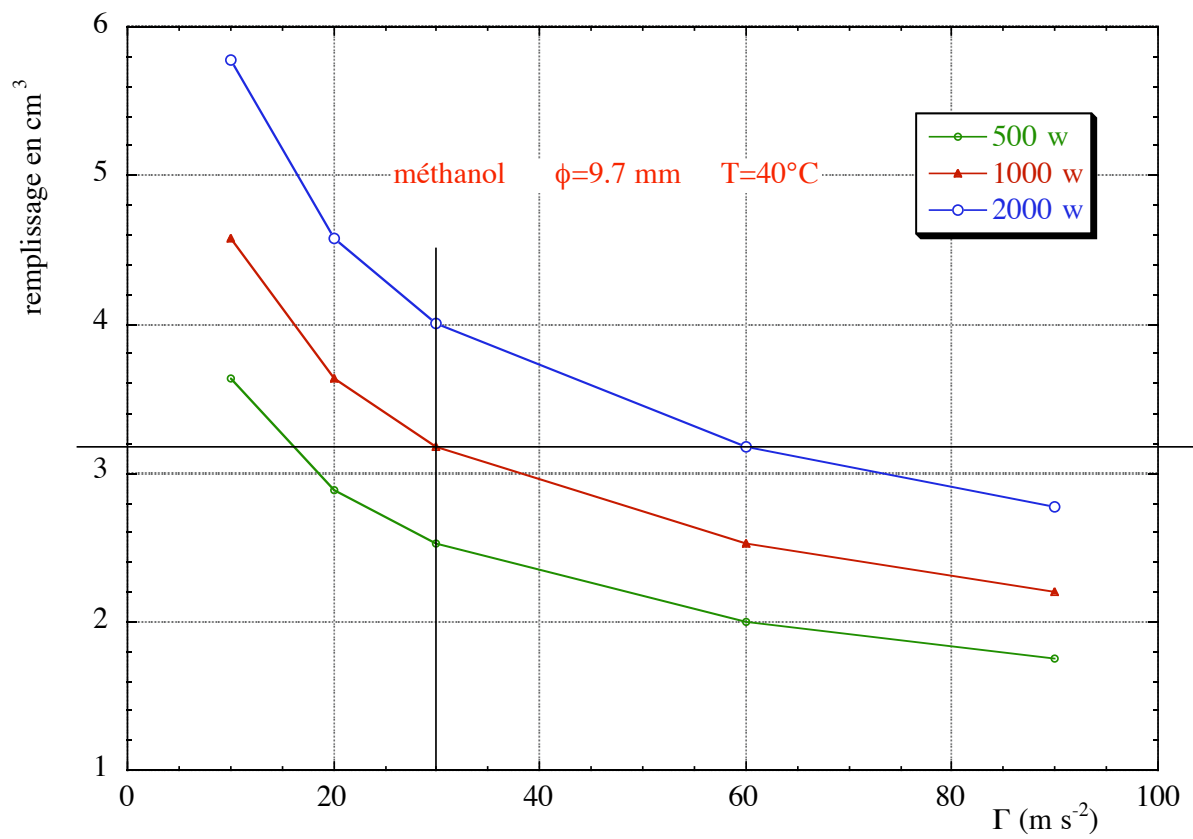
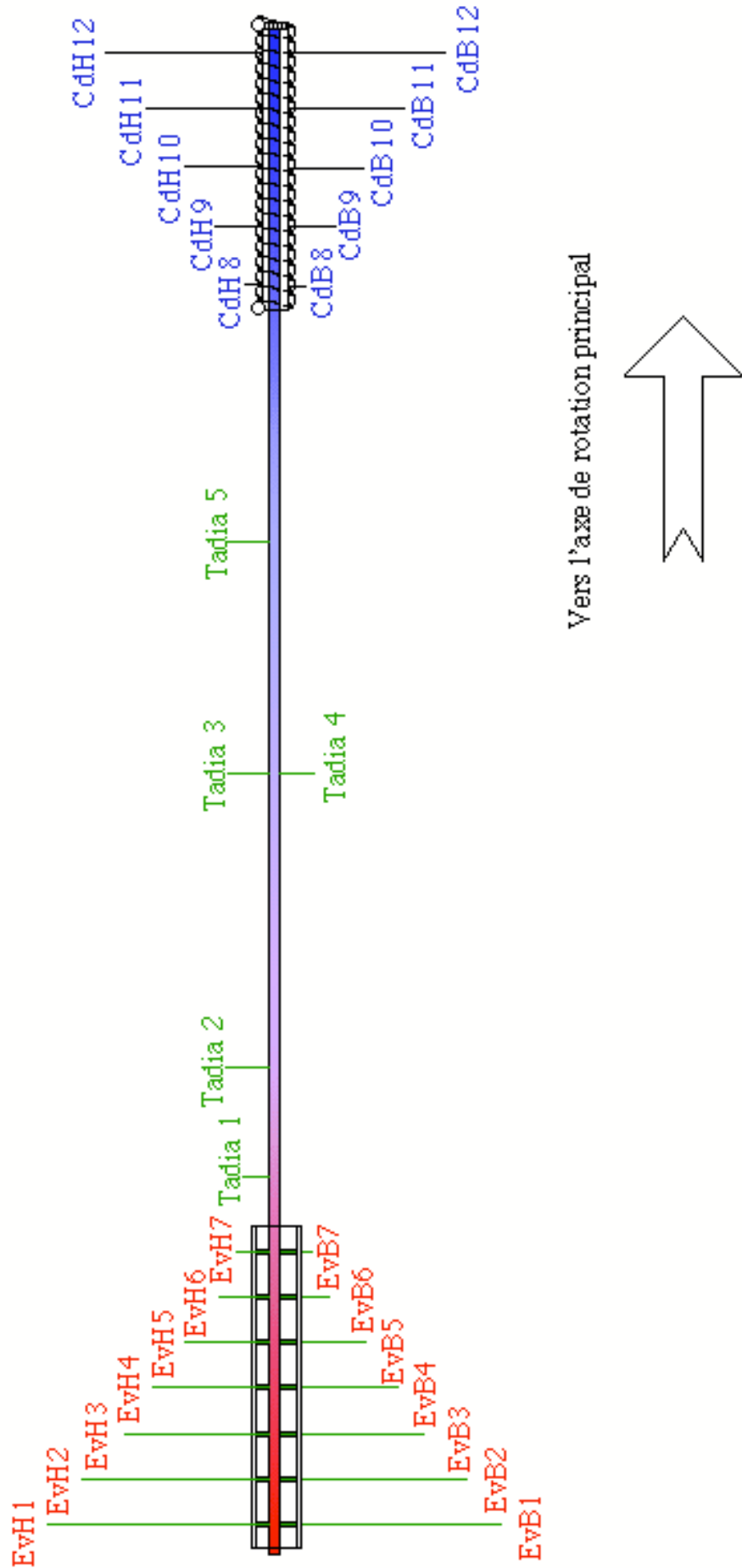


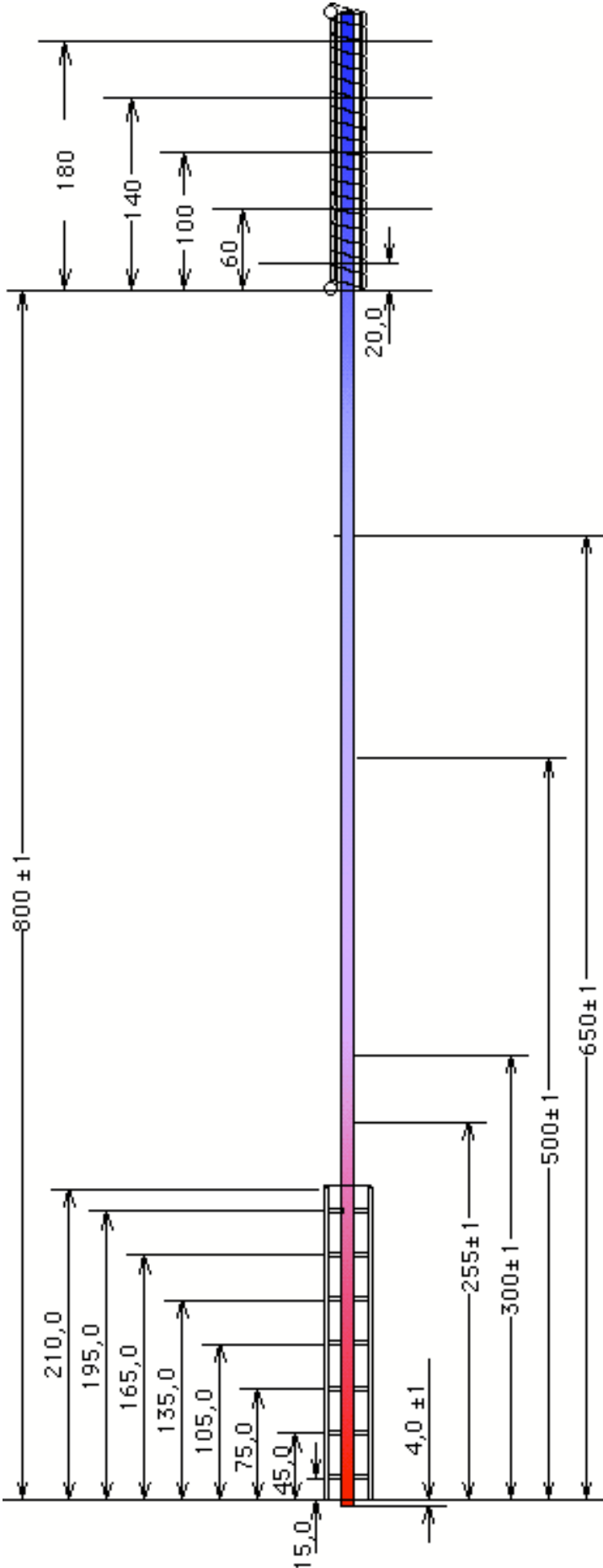
Figure 14-6 : caloduc à méthanol de diamètre extérieur $\approx 10 \text{ mm}$

Annexe A15

Cette annexe reprend la nomenclature complète des thermocouples ainsi que leur implantation sur le caloduc.

Nomenclature des températures





Annexe : A15-4

Annexe A16

Les courbes représentatives liées aux fonctionnements du caloduc E16L2 sont détaillées dans cette annexe en les séparant en trois parties.

La première partie concerne le cas d'un fonctionnement en thermosiphon sans accélération radiale. A titre d'exemple, les courbes des températures en fonction du temps sont reprises pour les points de fonctionnement à puissance maximale pour les températures de 50°C et 110°C (limite des performances du montage) et pour les points de fonctionnement limite et de décrochage pour des températures de 70 et 90°C .

La deuxième partie rassemble les courbes de l'évolution des conductances d'évaporation en fonction de la puissance transférée pour différentes accélérations longitudinales (10, 30, 50, 70 et 90 m s⁻²) et pour une température adiabatique fixée (50°C ou 70°C ou 90°C).

La troisième partie rassemble les courbes de l'évolution des conductances d'évaporation en fonction de la puissance transférée pour différentes températures adiabatiques (50°C, 70°C et 90°C) et pour une accélération longitudinale fixée (10 ou 30 ou 50 ou 70 ou 90 m s⁻²).

A16 courbes complémentaires de l'étude du caloduc E16L2 16-2

1 Puissance maximale en mode thermosiphon ----- 16-2

2 Influence de l'accélération sur les conductances

d'évaporation ----- 16-5

3 Influence de Tadia sur les conductances d'évaporation ----- 16-6

A16 courbes complémentaires de l'étude du caloduc E16L2

1 Puissance maximale en mode thermosiphon

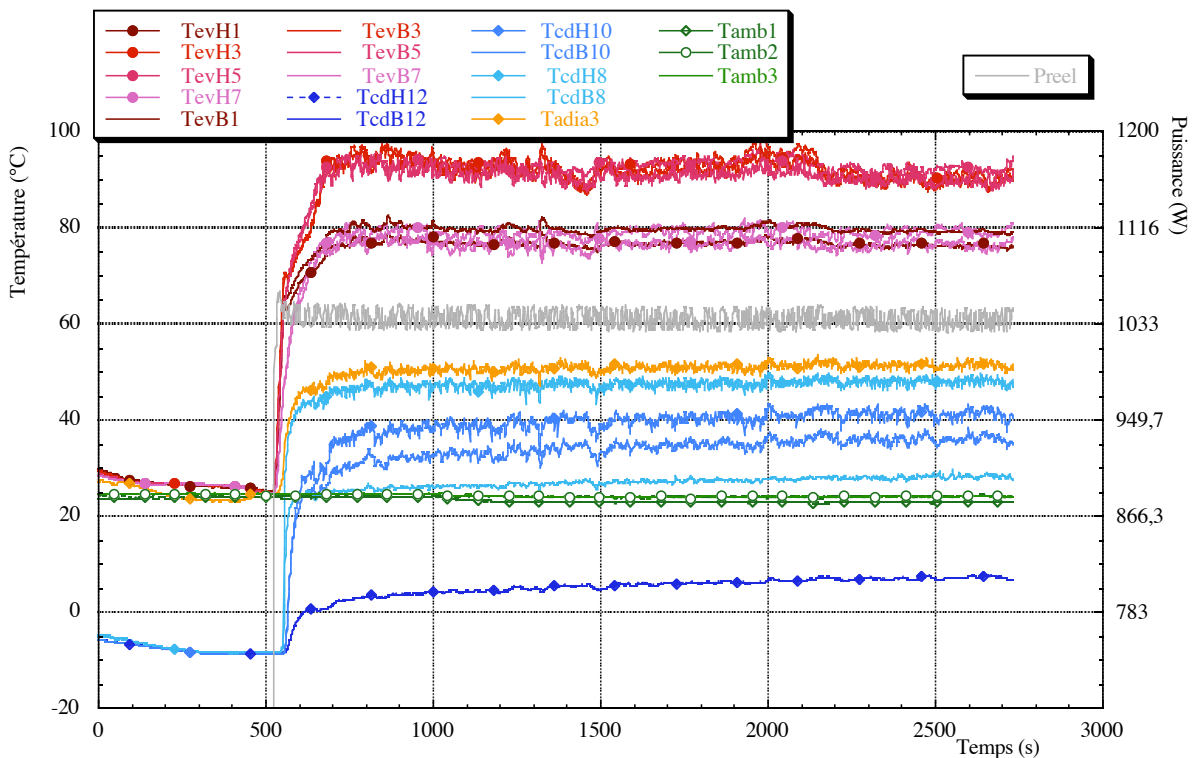


Figure A 16.1 : Puissance maximale ($P \approx 1050 \text{ W}$ et $T_{adia} \approx 50^\circ\text{C}$)

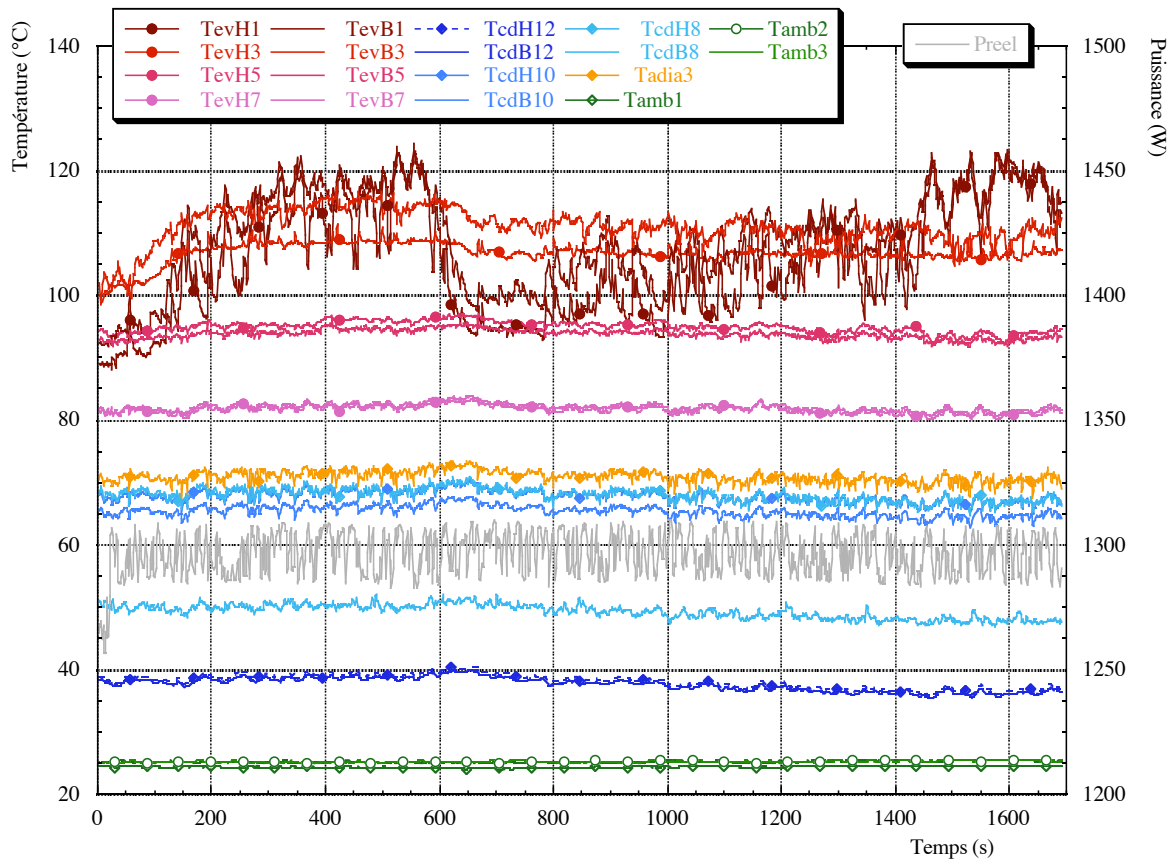


Figure A 16.2 : Puissance limite ($P \approx 1300 \text{ W}$ et $T_{adia} \approx 70^\circ\text{C}$)

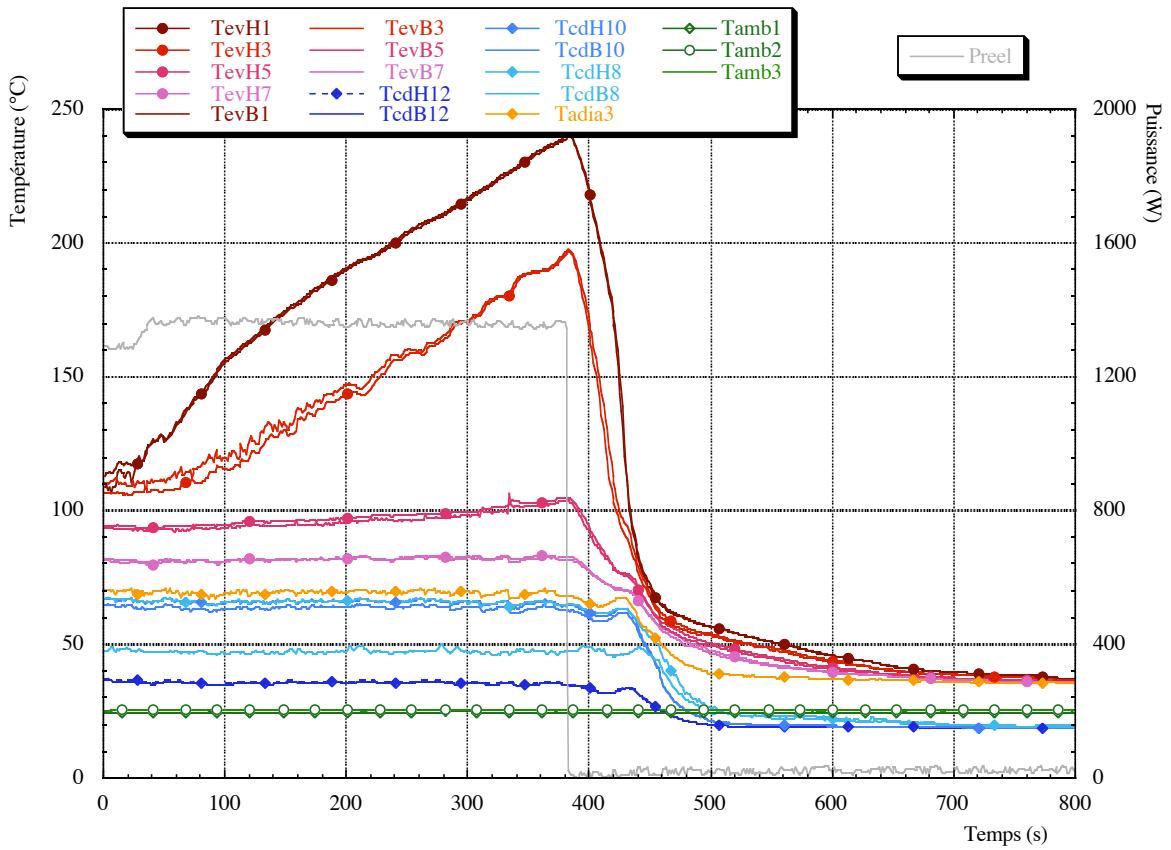


Figure A 16.3 : Puissance de décrochage ($P \approx 1350 \text{ W}$ et $T_{adia} \approx 70^\circ\text{C}$)

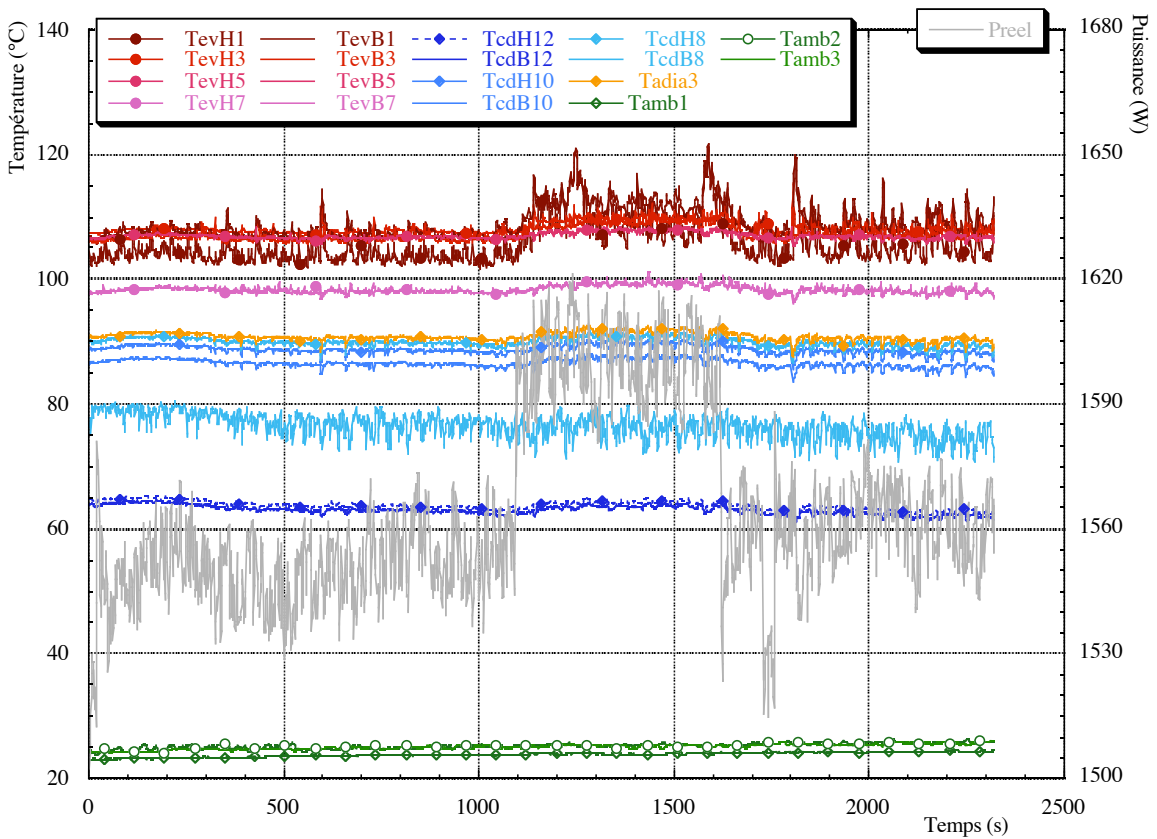


Figure A 16.4 : Puissance limite ($P \approx 1550 \text{ W}$ et $T_{adia} \approx 90^\circ\text{C}$)

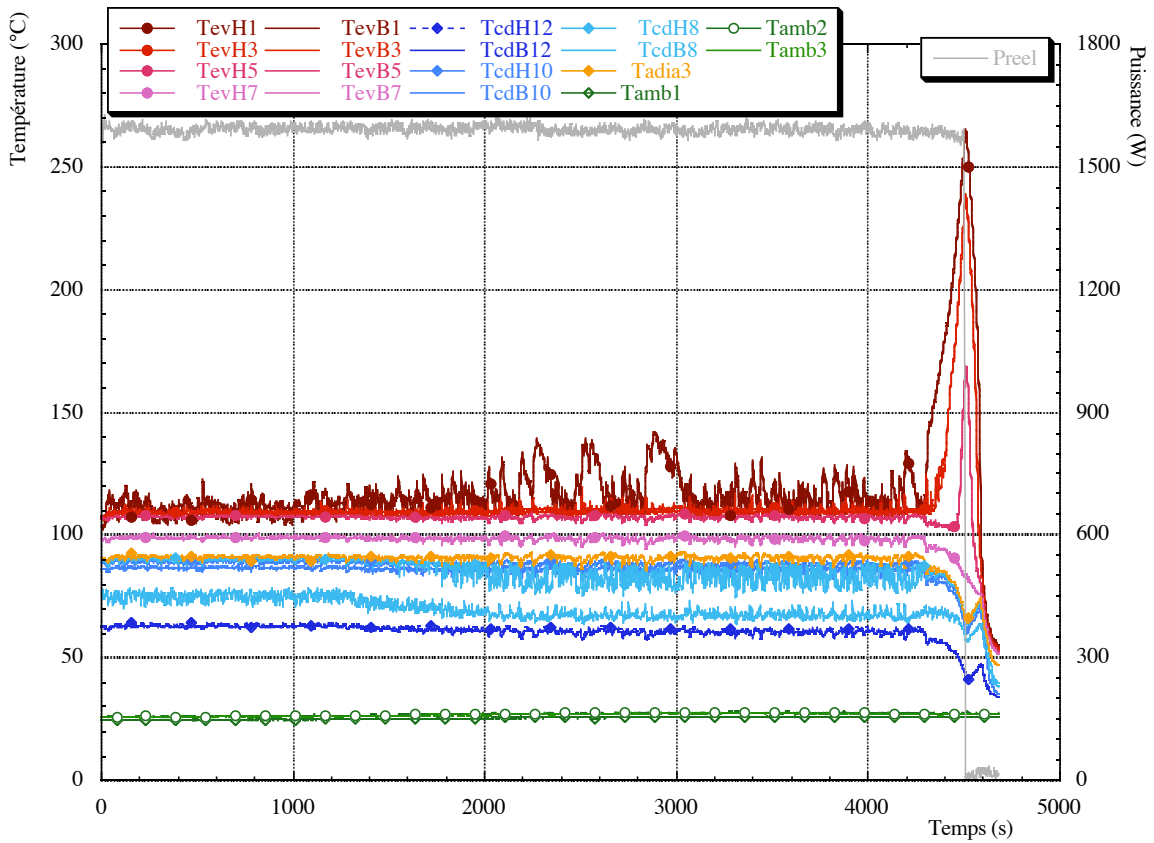


Figure A 16.5 : Puissance de décrochage ($P \approx 1600$ W et $T_{adia} \approx 90^\circ\text{C}$)

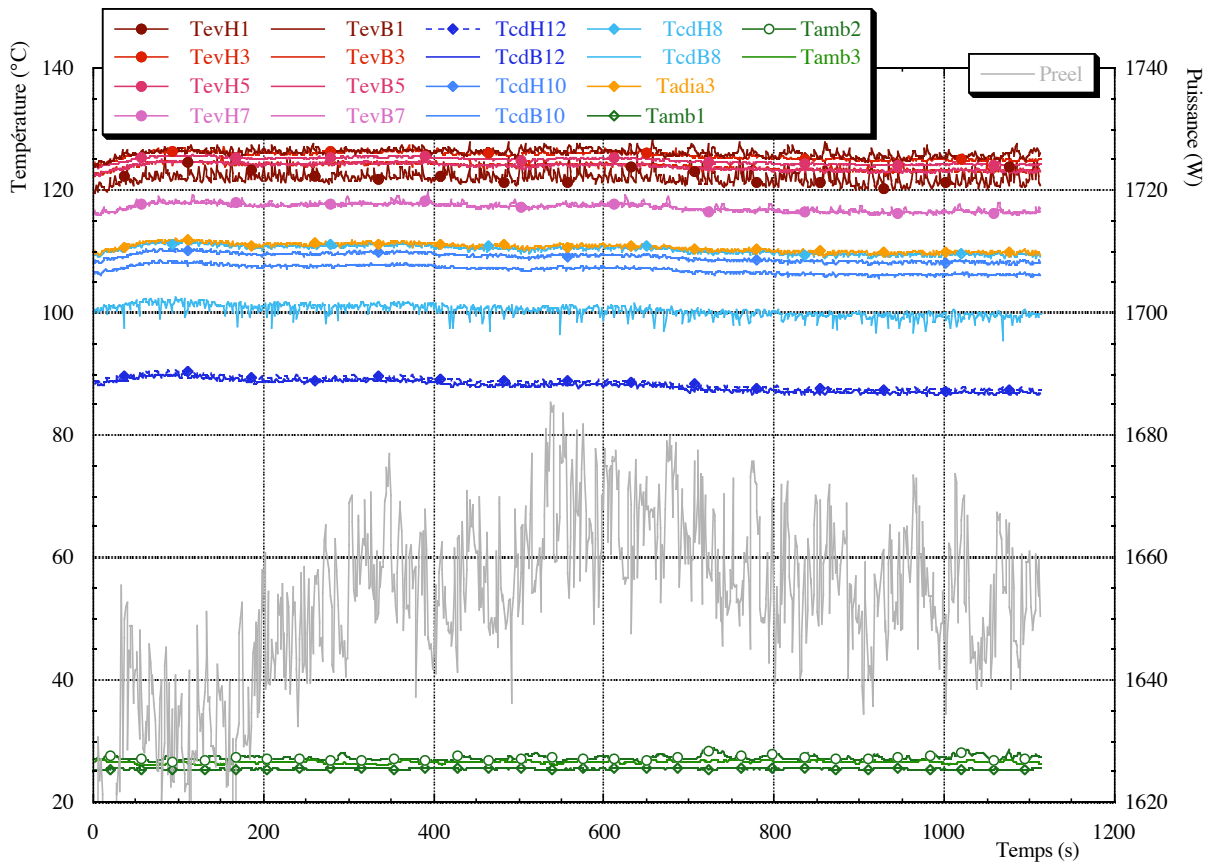


Figure A 16.6 : Puissance maximale ($P \approx 1650$ W et $T_{adia} \approx 110^\circ\text{C}$)

2 Influence de l'accélération sur les conductances d'évaporation

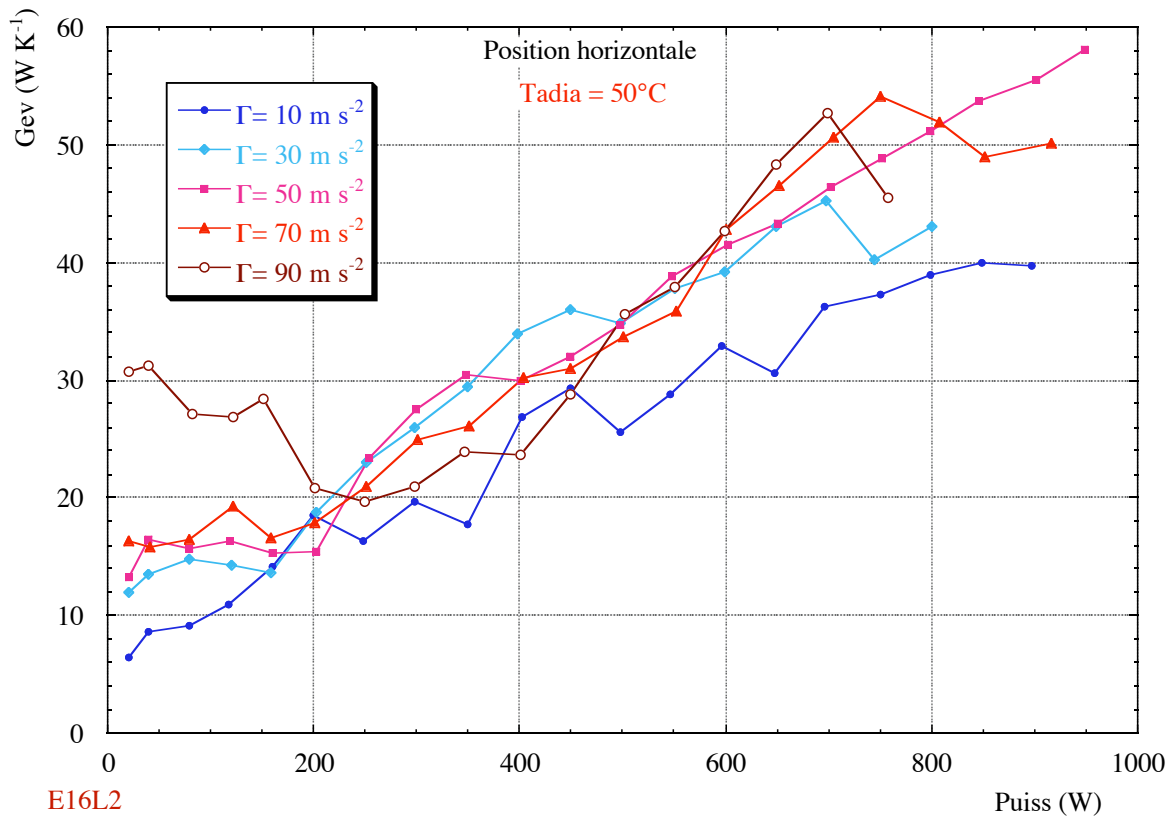


Figure A 16.7 : Conductances d'évaporation à 50°C pour différentes accélérations

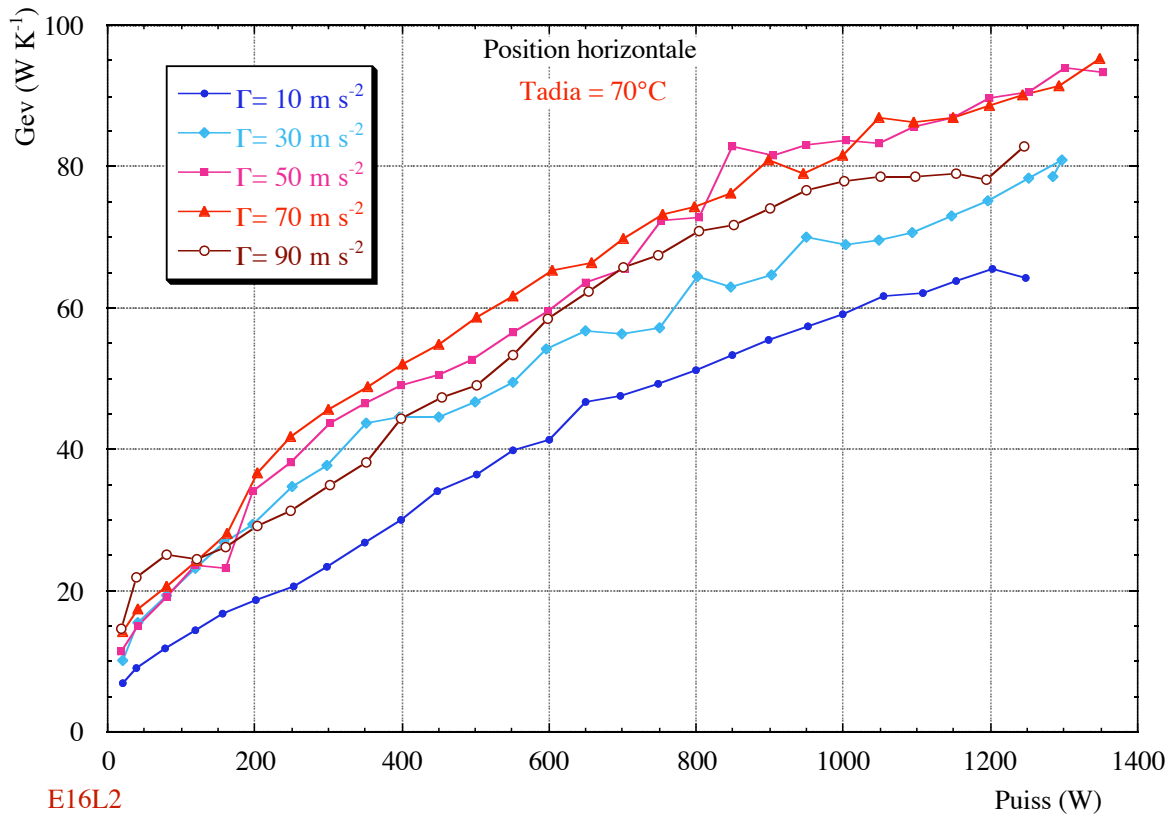


Figure A 16.8 : Conductances d'évaporation à 70°C pour différentes accélérations

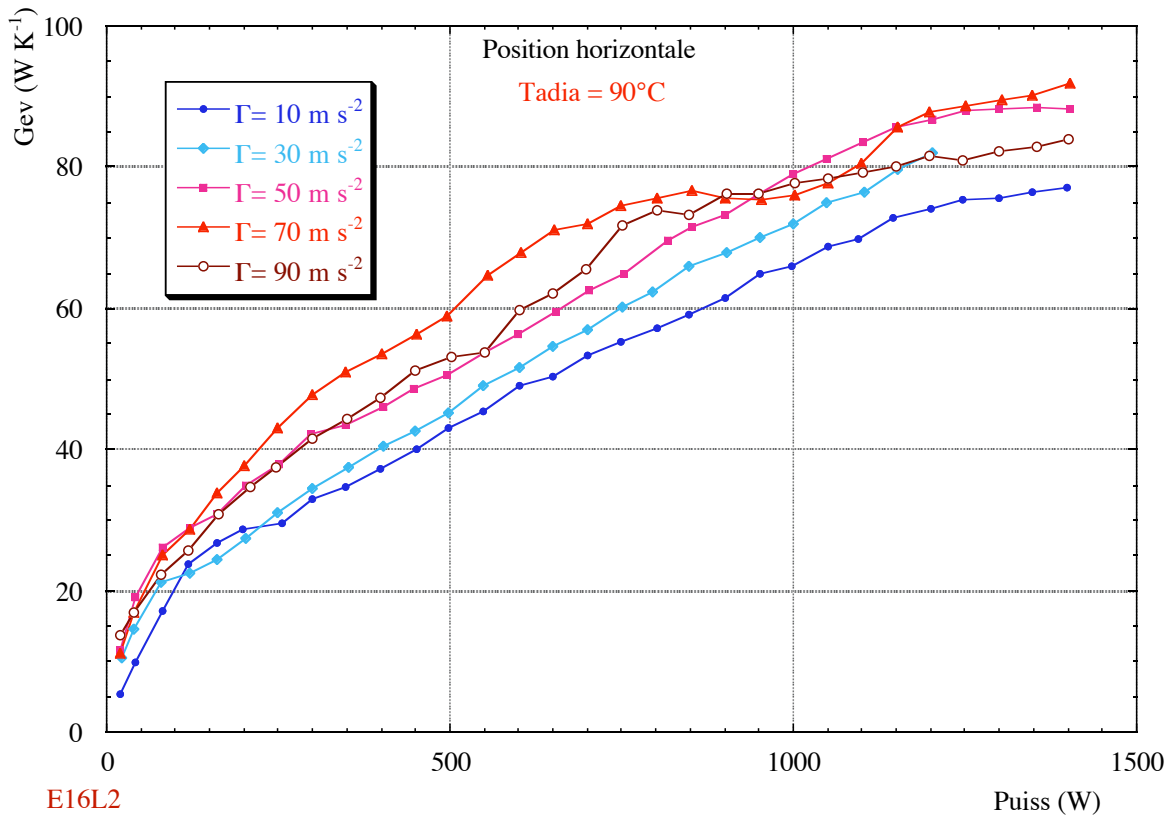


Figure A 16.9 : Conductances d'évaporation à 90°C pour différentes accélérations

3 Influence de Tadia sur les conductances d'évaporation

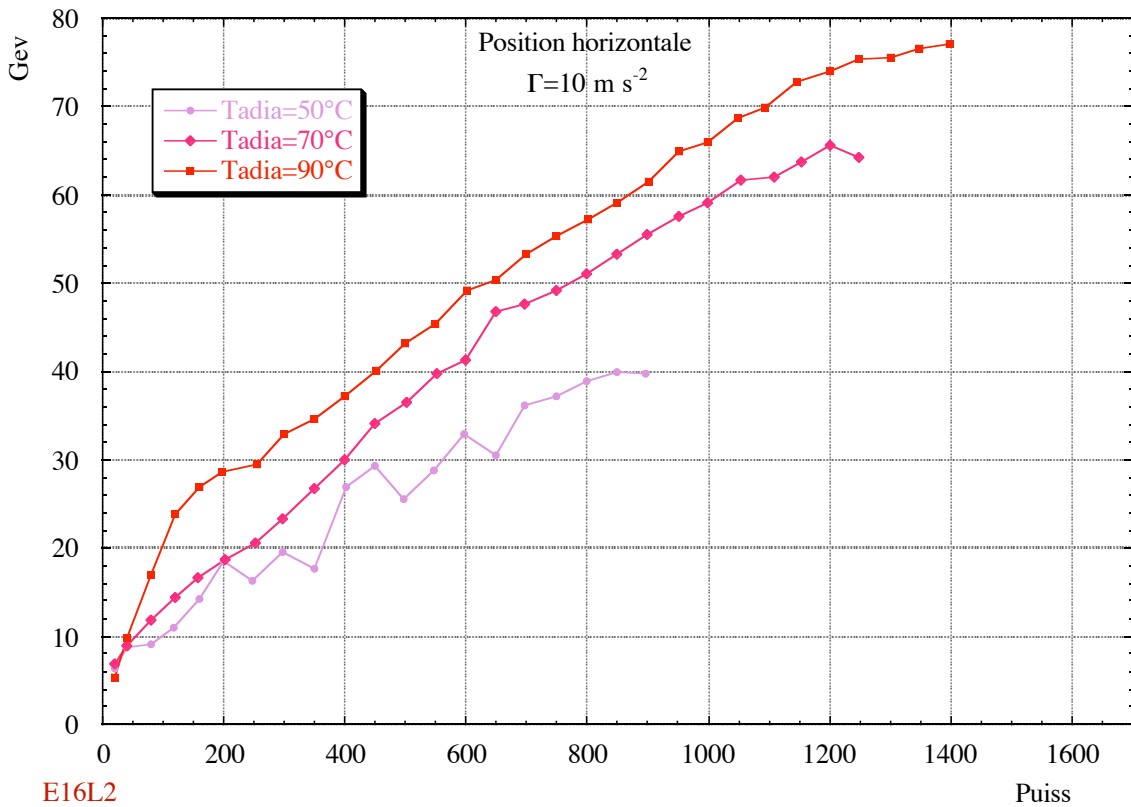


Figure A 16.10 : Conductances d'évaporation à 10 m^{-2} pour différentes Tadia

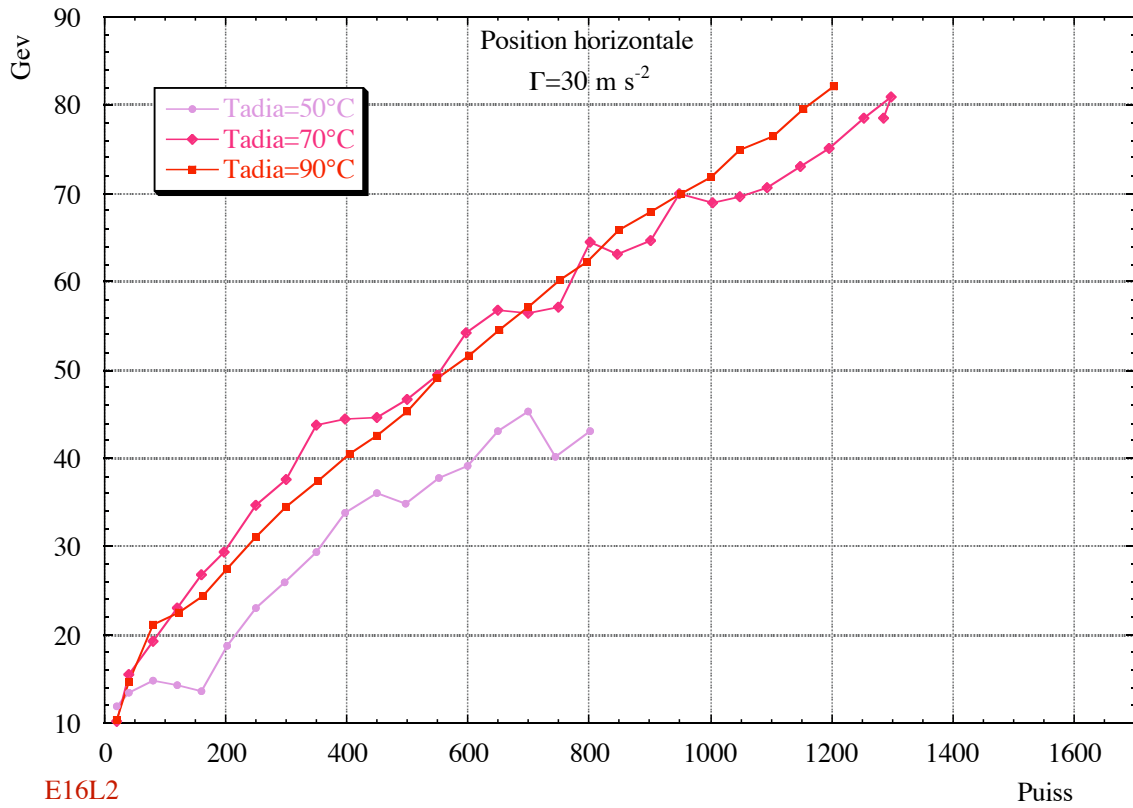


Figure A 16.11 : Conductances d'évaporation à 30 m^{-2} pour différentes Tadia

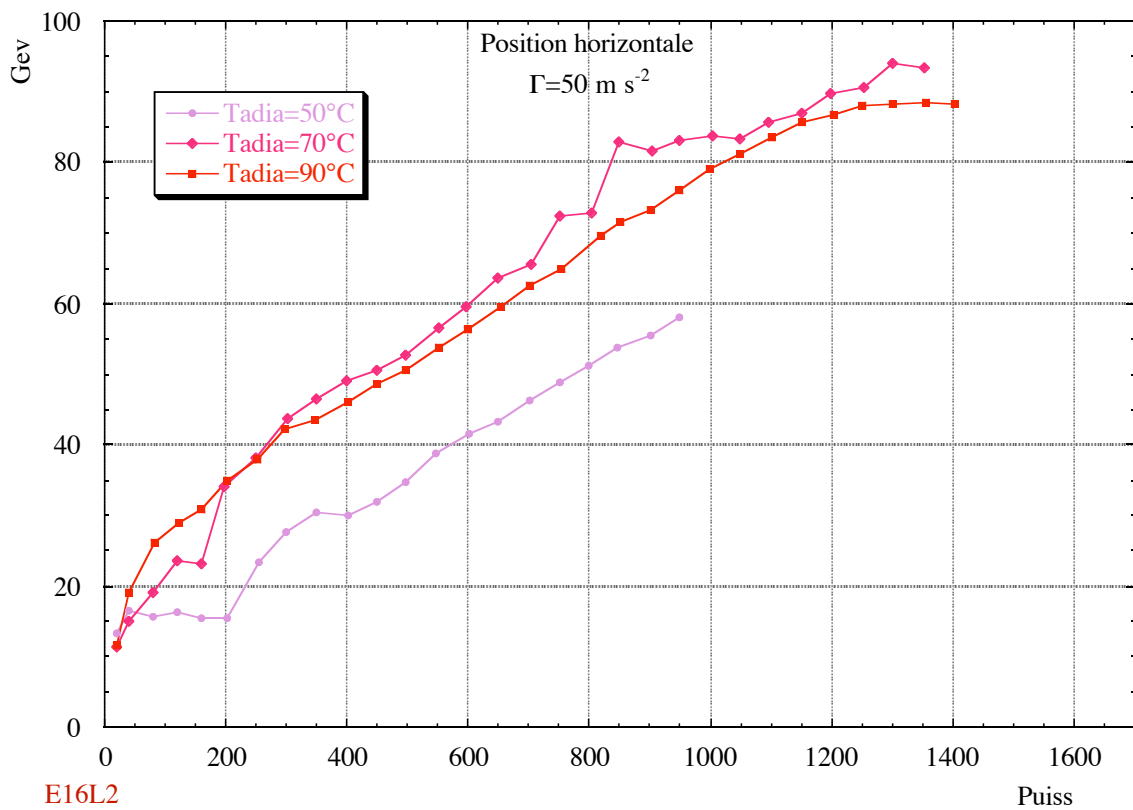


Figure A 16.12 : Conductances d'évaporation à 50 m^{-2} pour différentes Tadia

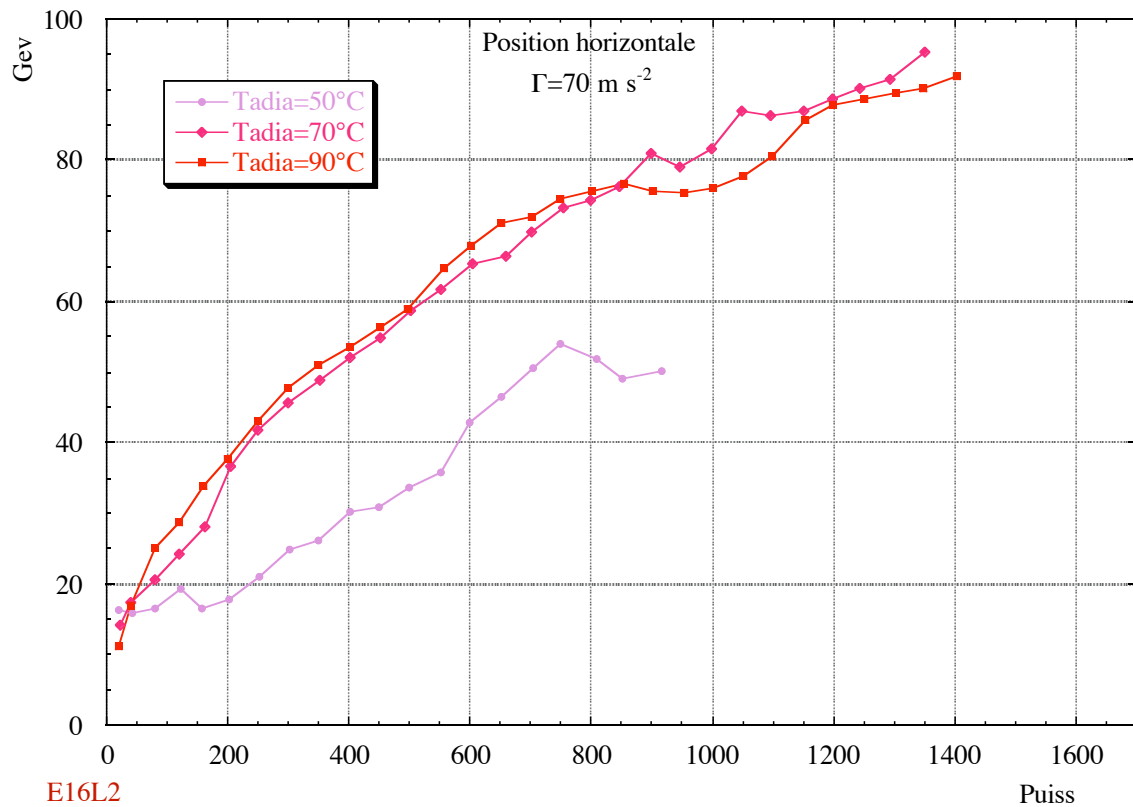


Figure A 16.13 : Conductances d'évaporation à 70 m^{-2} pour différentes Tadia

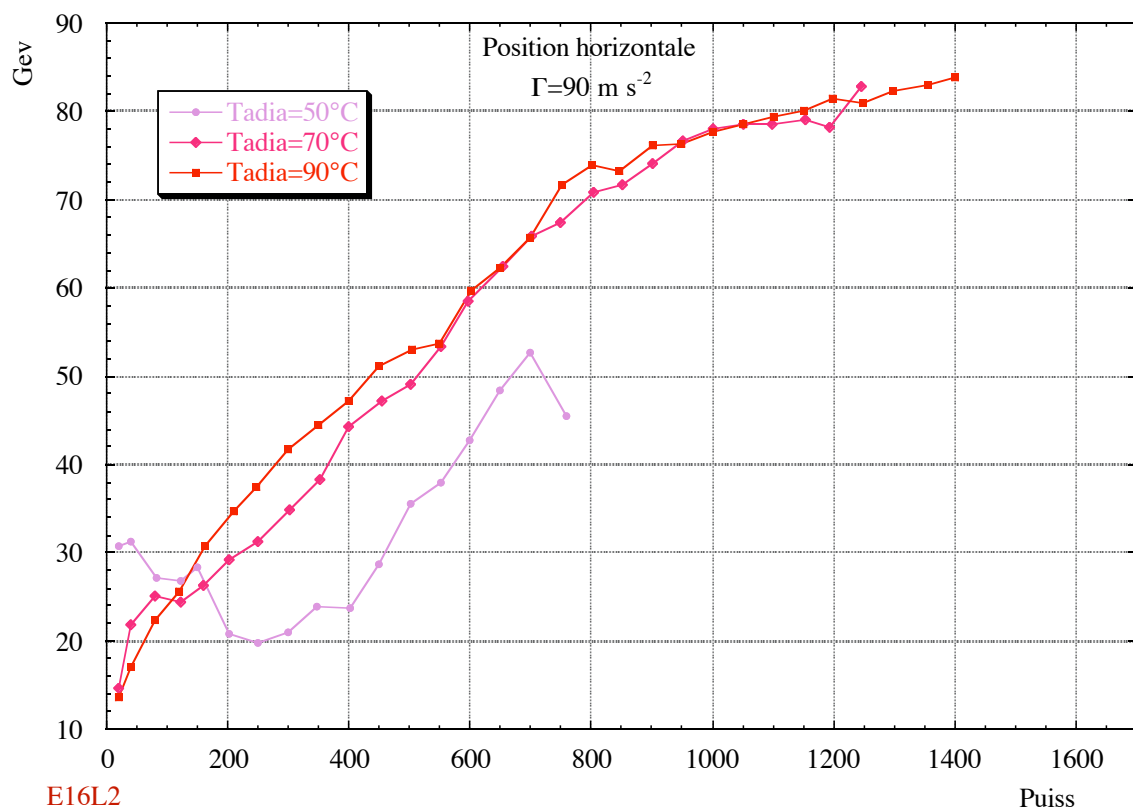


Figure A 16.14 : Conductances d'évaporation à 90 m^{-2} pour différentes Tadia

Annexe A17

Les courbes représentatives liées aux fonctionnements du caloduc E16R1 sont reprises dans cette annexe.

Les conductances en mode thermosiphon sont classées par ordre chronologique de réalisation des essais (voir explication au chapitre VI §3.2) en dissociant la série obtenue pour des températures adiabatiques croissantes de celles obtenues pour des températures adiabatiques décroissantes.

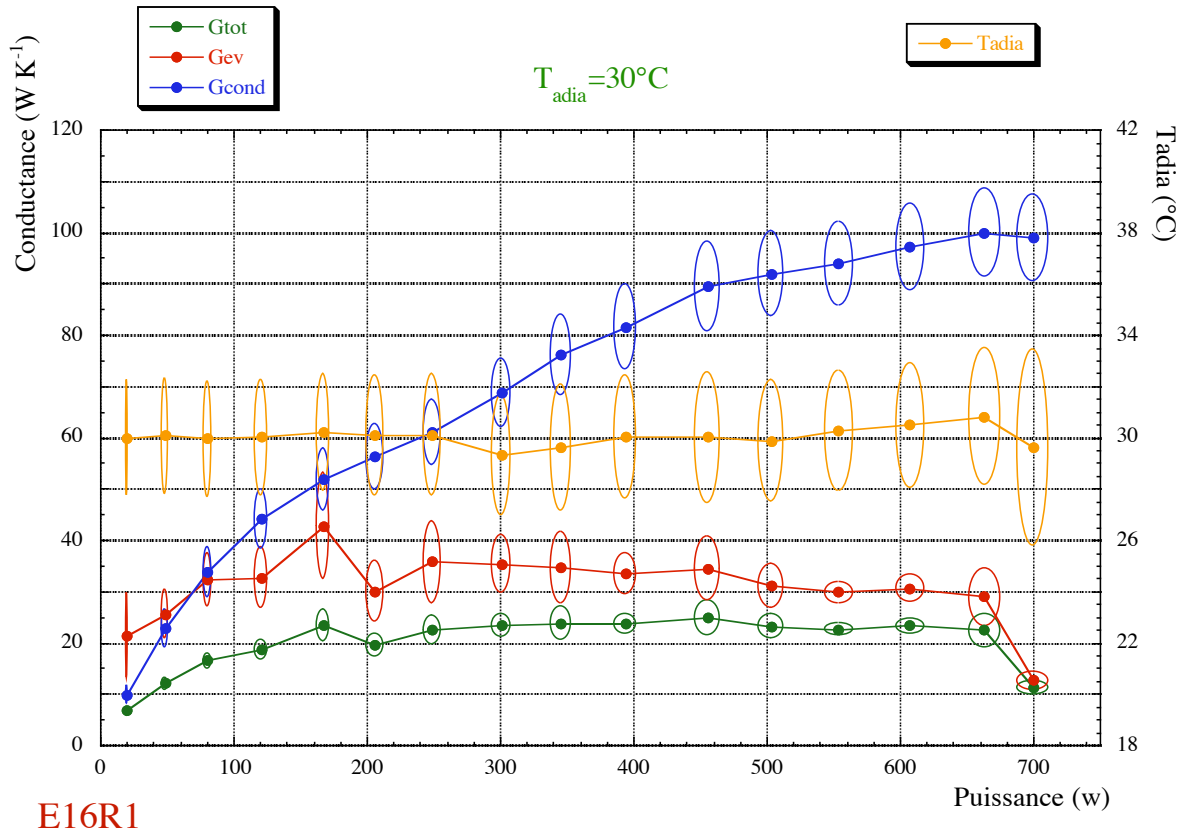
Enfin, nous avons reporté les courbes brutes relatives aux essais sous accélérations favorables en y ajoutant deux graphiques permettant de comparer les conductances à l'évaporateur et au condenseur sous différentes accélérations et en mode thermosiphon pour une température adiabatique de 70°C.

A17 courbes complémentaires de l'étude du caloduc E16R1 17-3

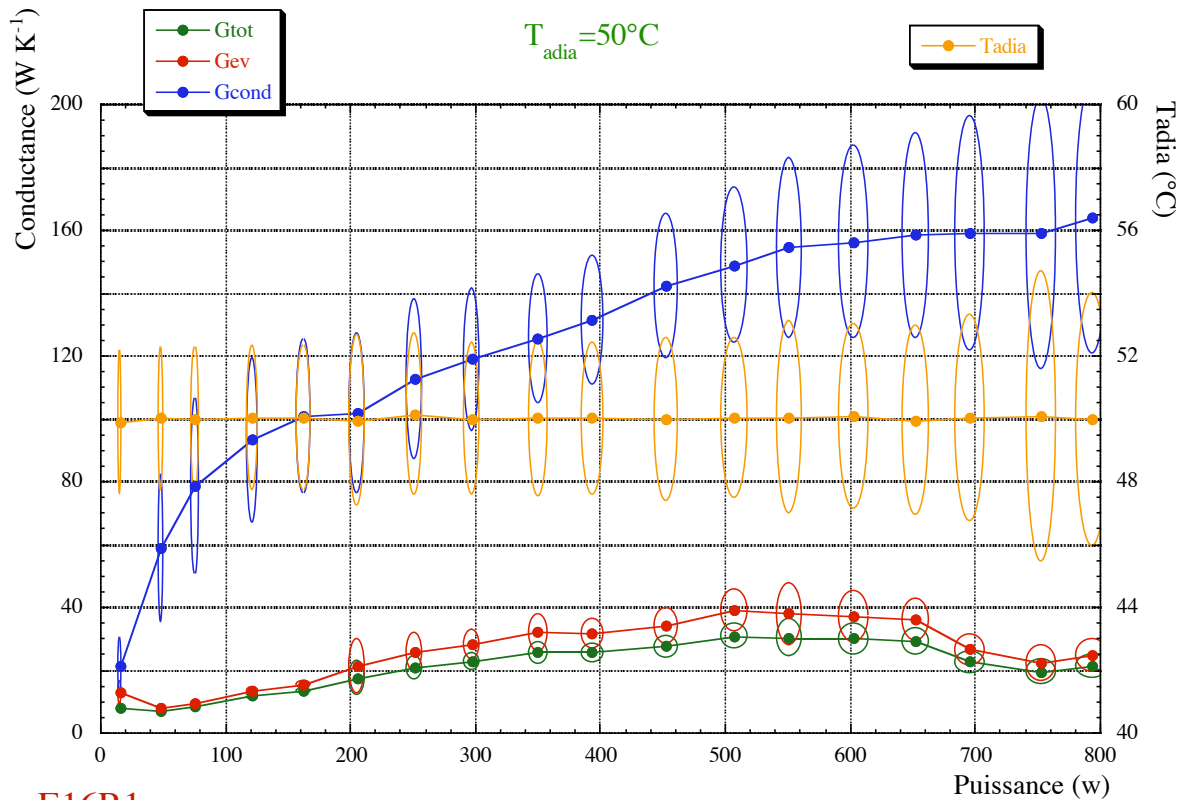
1 Conductances en mode thermosiphon (série 1) -----	17-3
2 Conductances en mode thermosiphon (série 2) -----	17-5
3 Influence de l'accélération sur les conductances-----	17-8
3.1 Courbes brutes	17-8
3.2 Courbes comparatives pour Tadia=70°C	17-10

A17 courbes complémentaires de l'étude du caloduc E16R1

1 Conductances en mode thermosiphon (série 1)

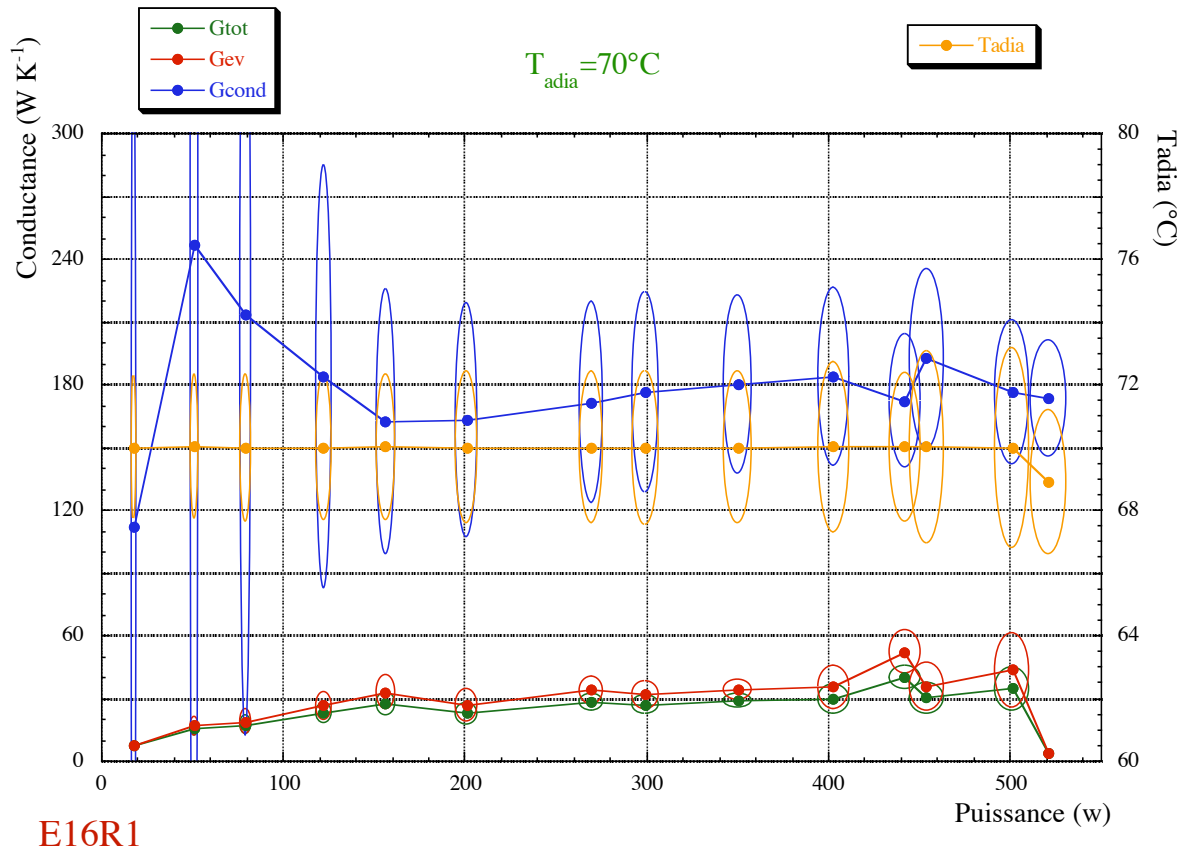


E16R1

Figure A 17.1 : Conductances pour $T_{adia}=30^{\circ}\text{C}$ (serie1)

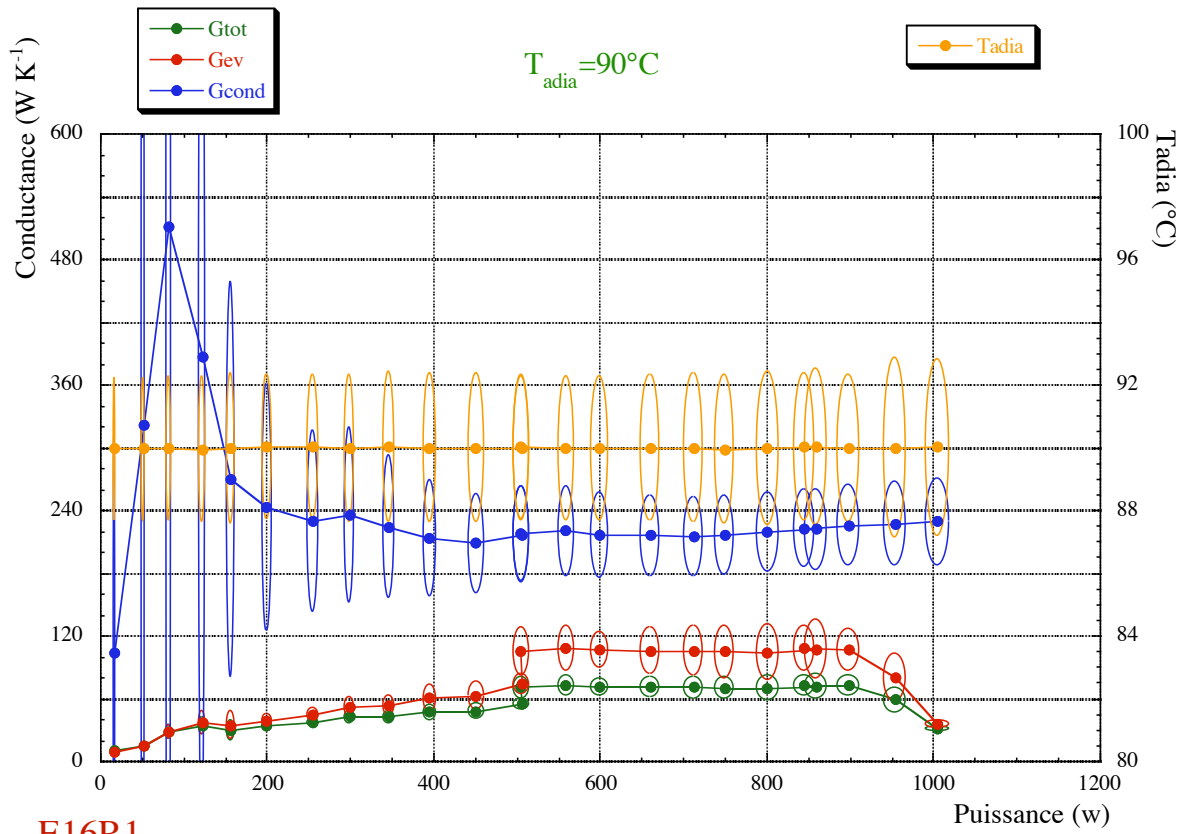
E16R1

Figure A 17.2 : Conductances pour Tadia=50°C (serie1)



E16R1

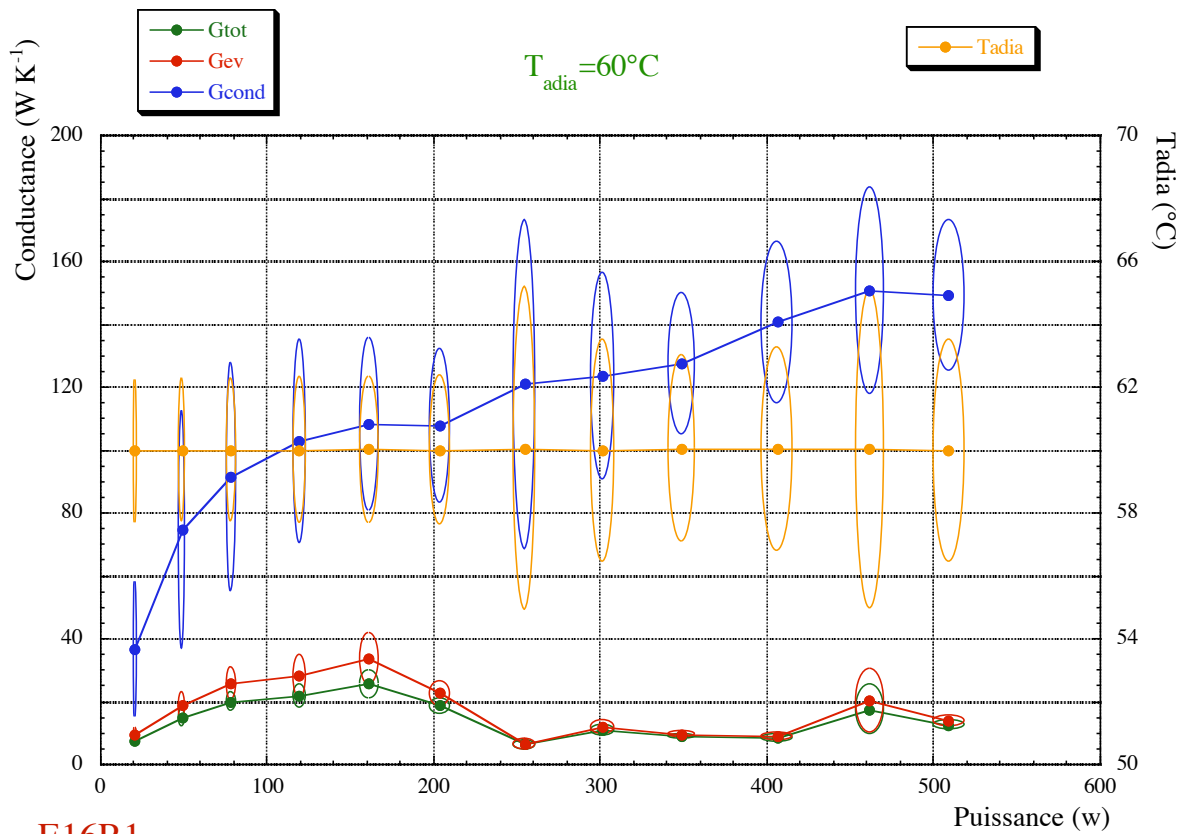
Figure A 17.3 : Conductances pour Tadia=70°C (serie1)



E16R1

Figure A 17.4 : Conductances pour Tadia=90°C (serie1)

2 Conductances en mode thermosiphon (série 2)



E16R1

Figure A 17.5 : Conductances pour $T_{adia}=60^{\circ}\text{C}$ (serie2)

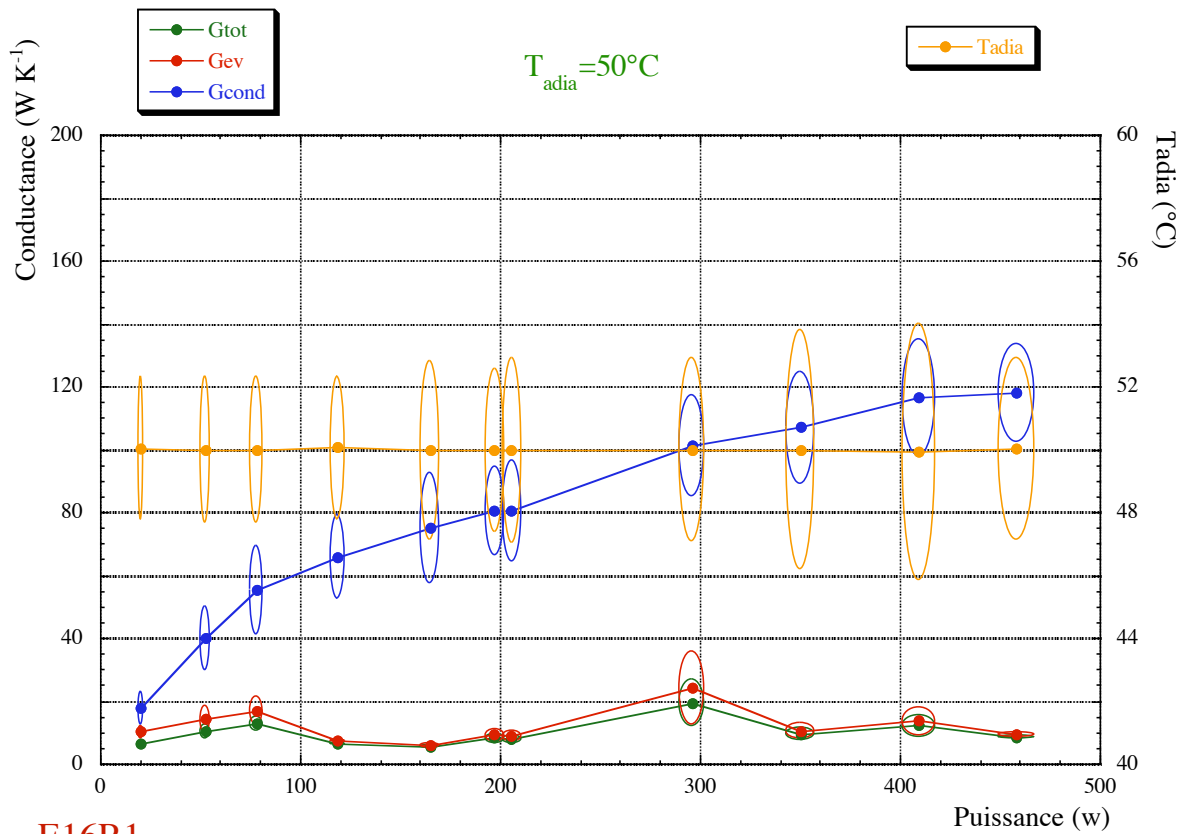


Figure A 17.6 : Conductances pour $T_{adia}=50^{\circ}\text{C}$ (serie2)

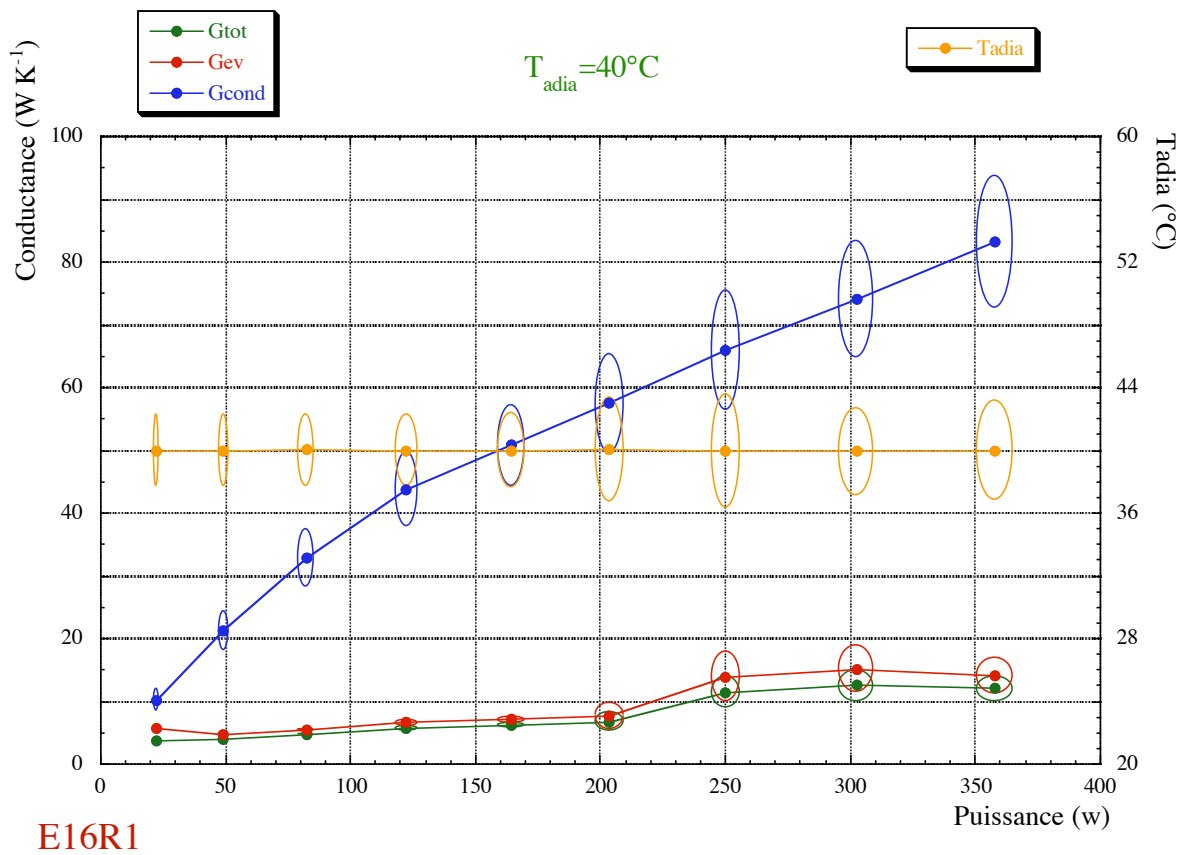
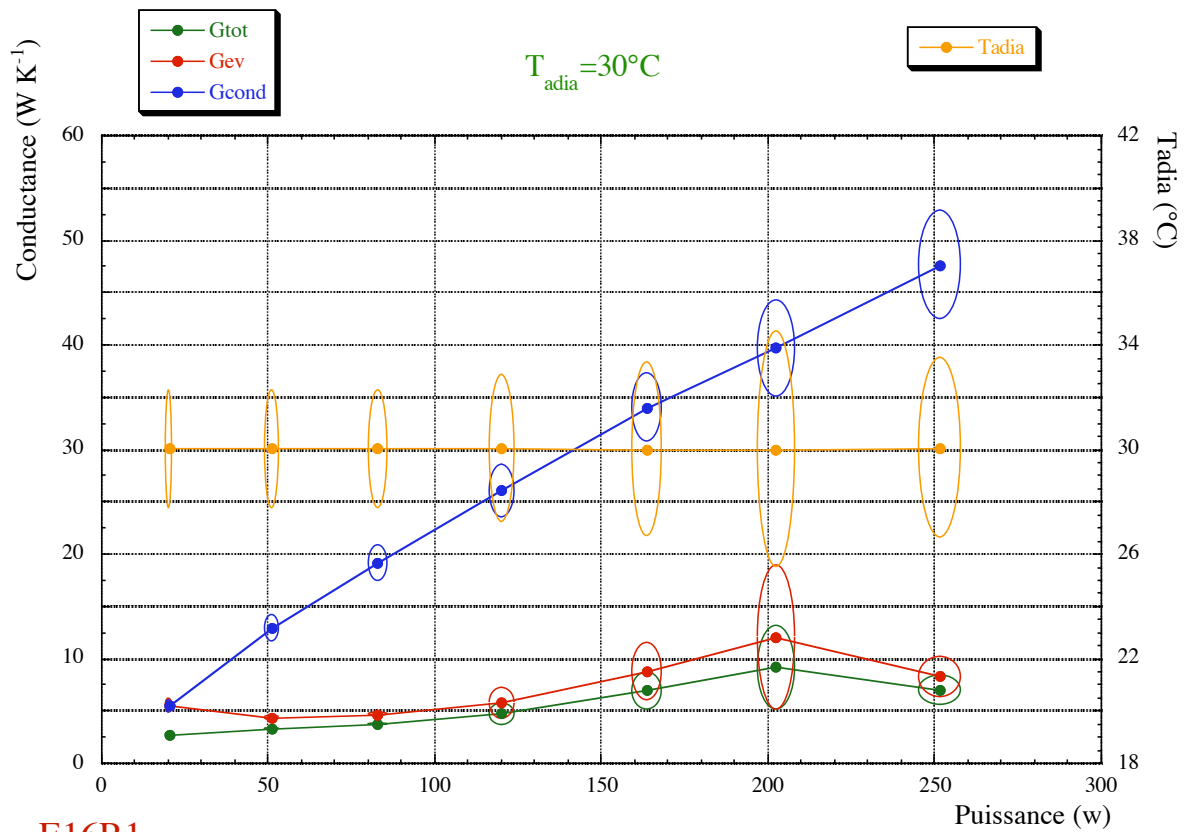


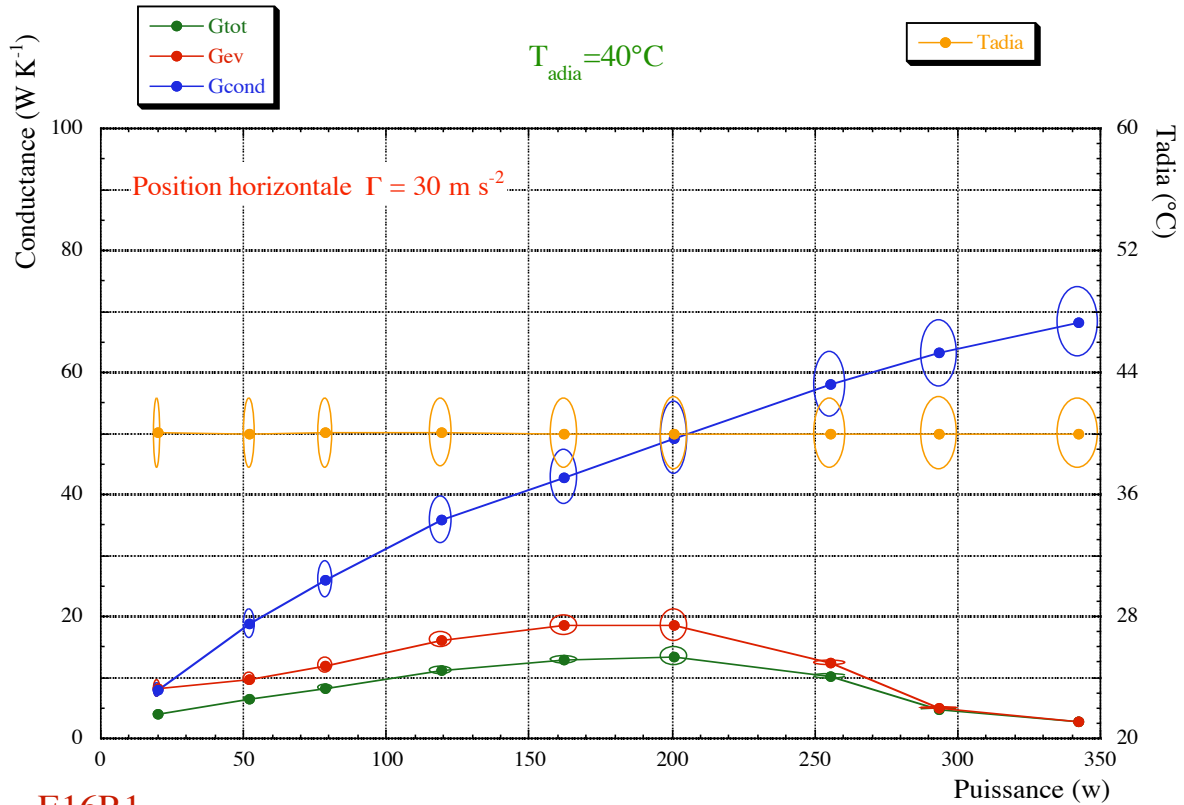
Figure A 17.7 : Conductances pour $T_{adia}=40^{\circ}\text{C}$ (serie2)

E16R1

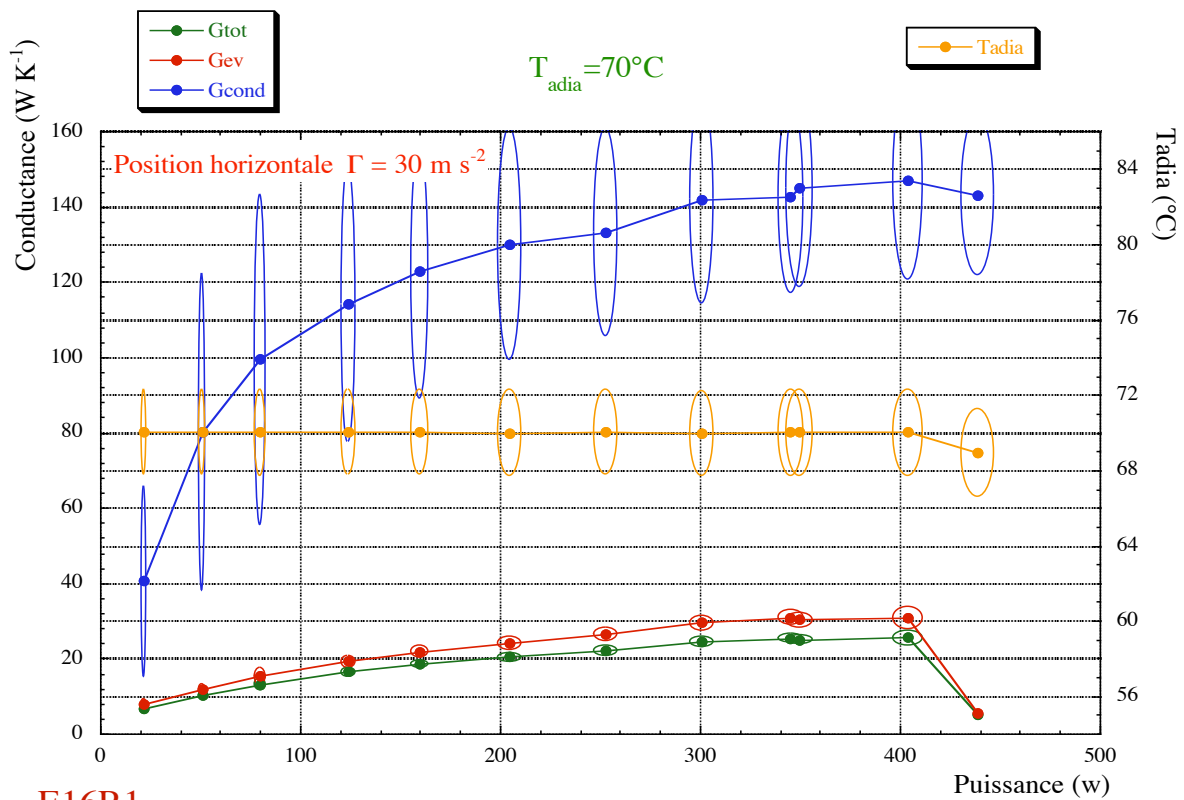
Figure A 17.8 : Conductances pour $T_{adia}=30^{\circ}\text{C}$ (serie2)

3 Influence de l'accélération sur les conductances

3.1 Courbes brutes

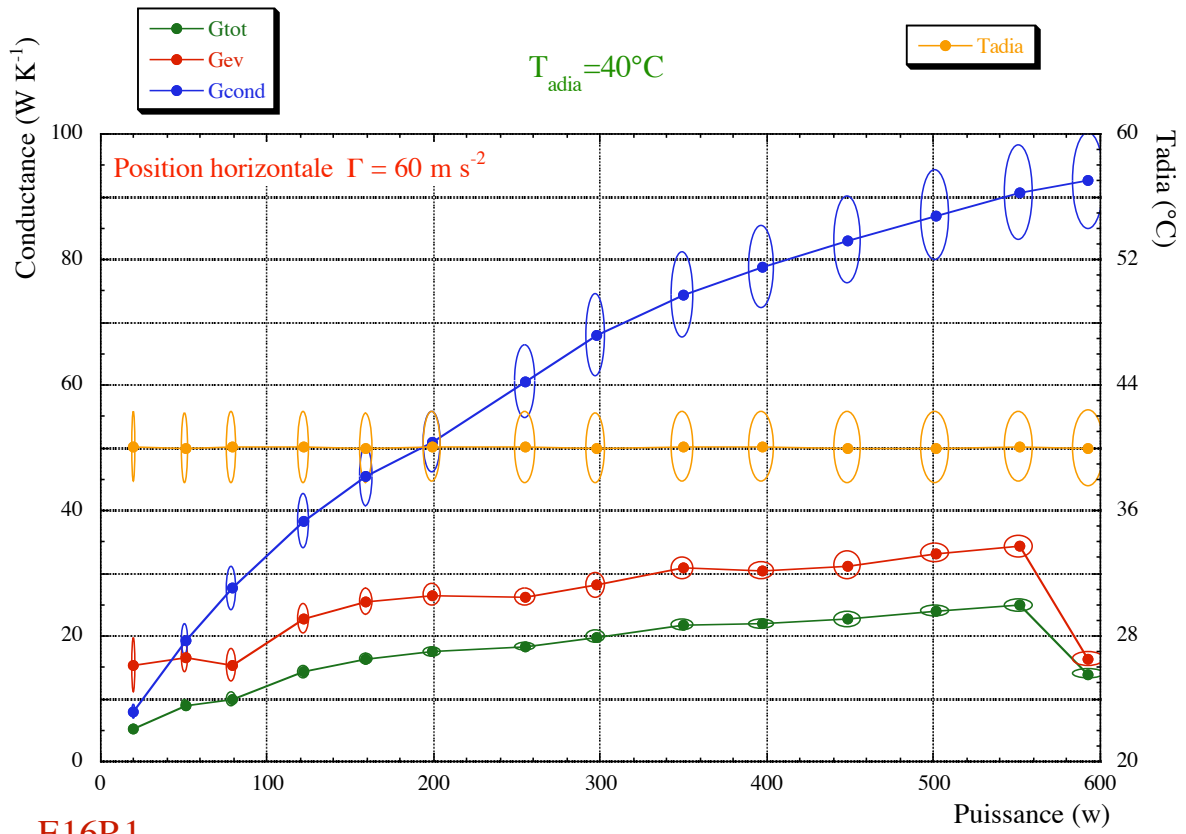


E16R1

Figure A 17.9 : Conductances pour $T_{\text{adia}}=40^\circ\text{C}$ et $\Gamma_h=30 \text{ ms}^{-2}$ 

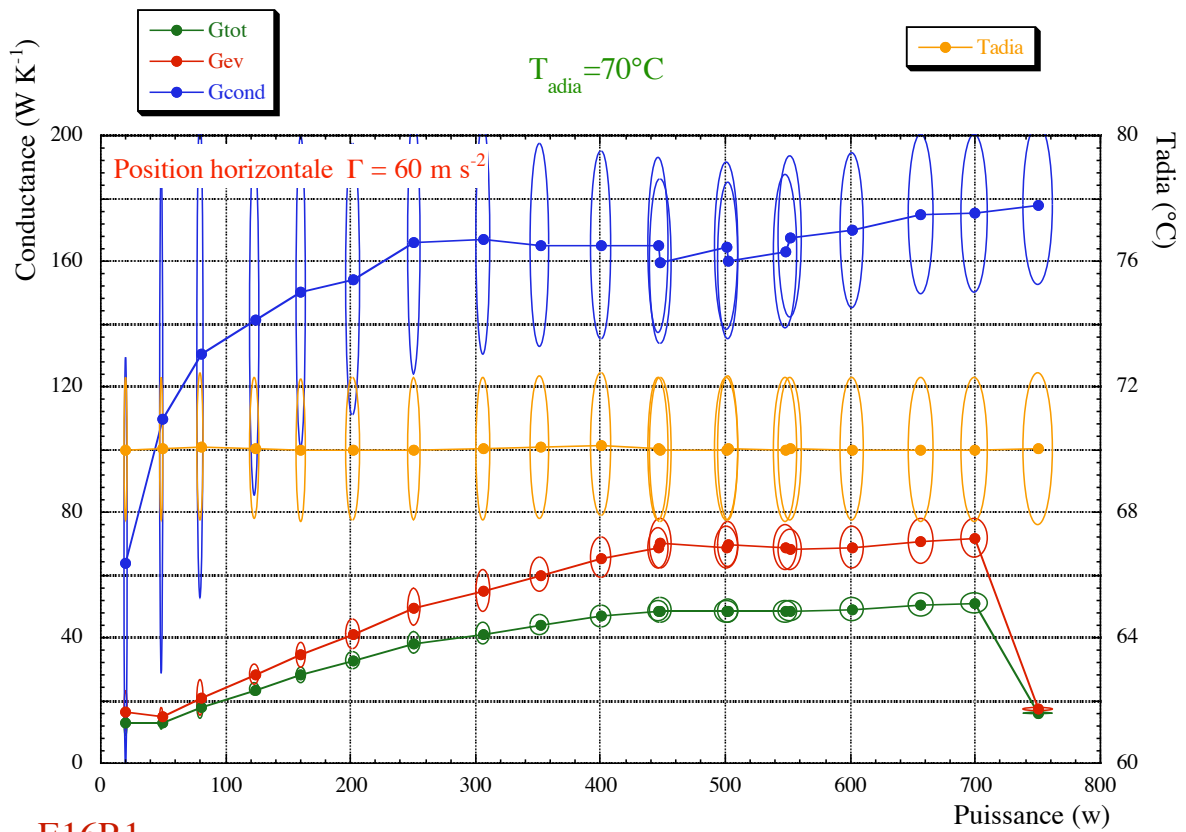
E16R1

Figure A 17.10 : Conductances pour $T_{\text{adia}}=70^\circ\text{C}$ et $\Gamma_h=30 \text{ ms}^{-2}$



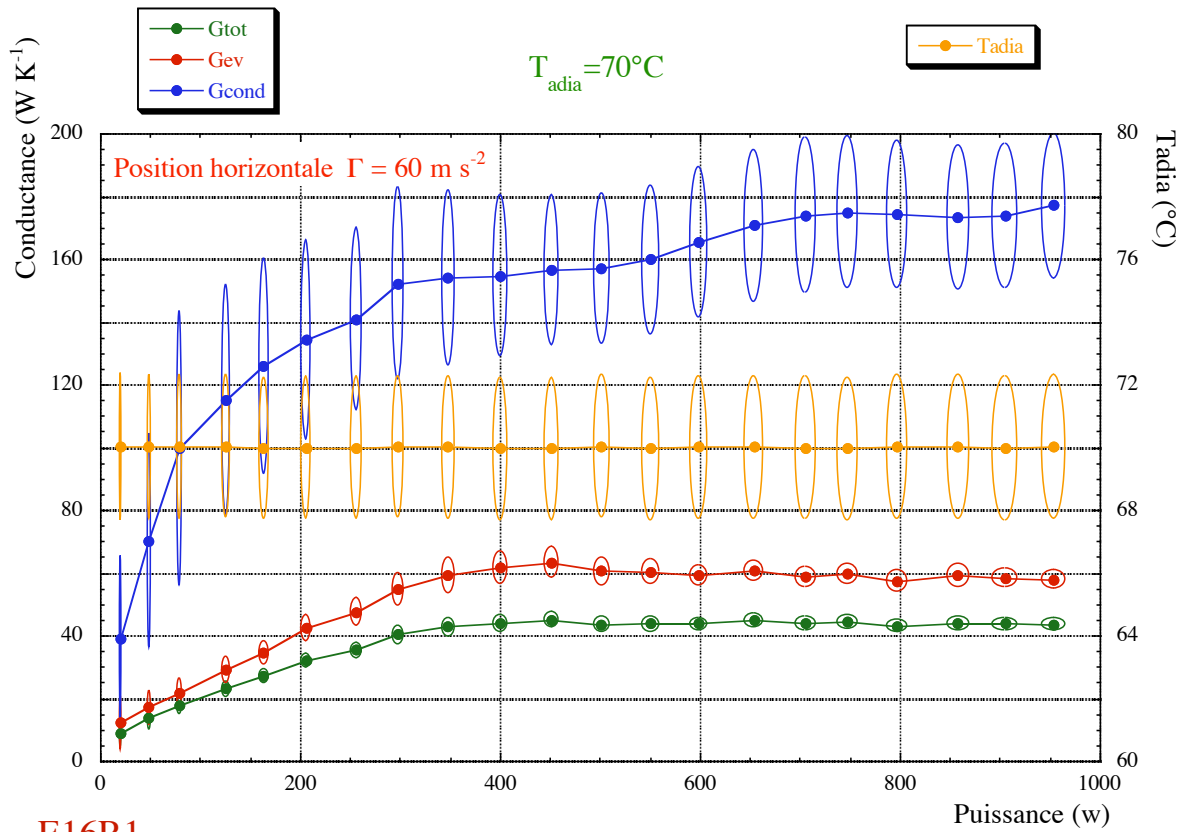
E16R1

Figure A 17.11 : Conductances pour $T_{\text{adia}}=40^\circ\text{C}$ et $\Gamma_h=60 \text{ ms}^{-2}$



E16R1

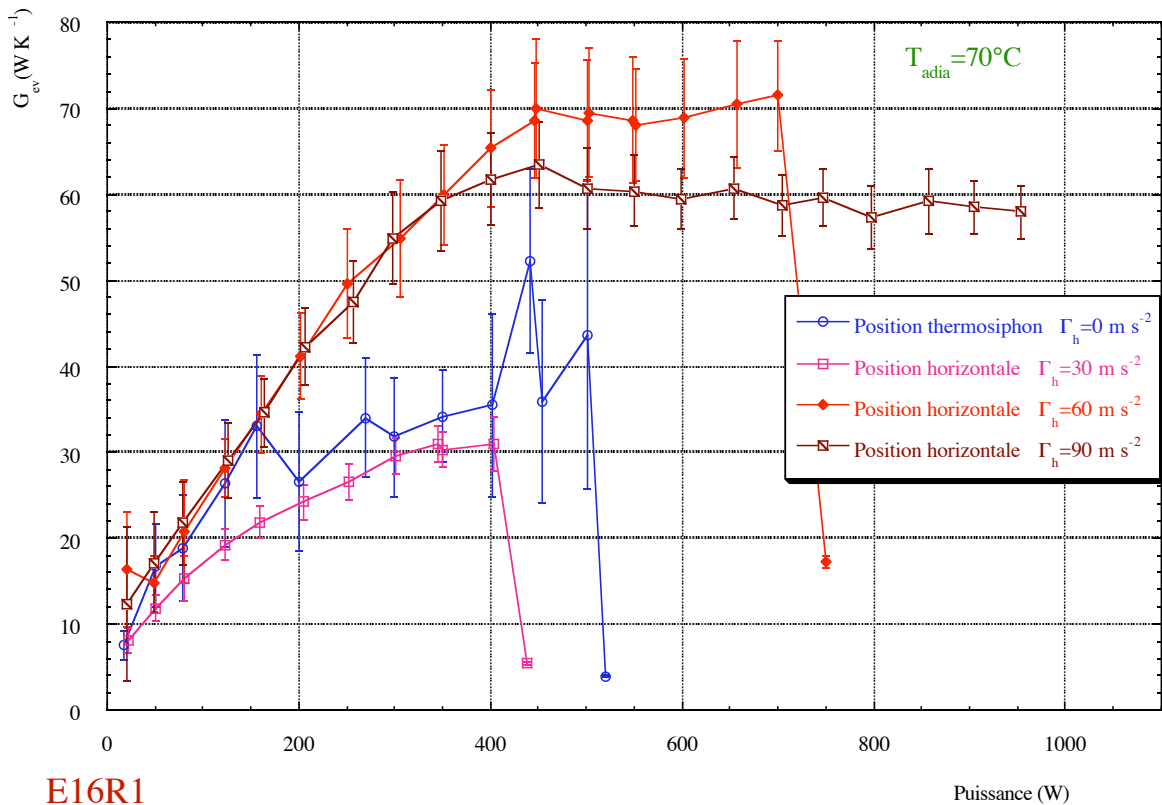
Figure A 17.12 : Conductances pour $T_{\text{adia}}=70^\circ\text{C}$ et $\Gamma_h=60 \text{ ms}^{-2}$



E16R1

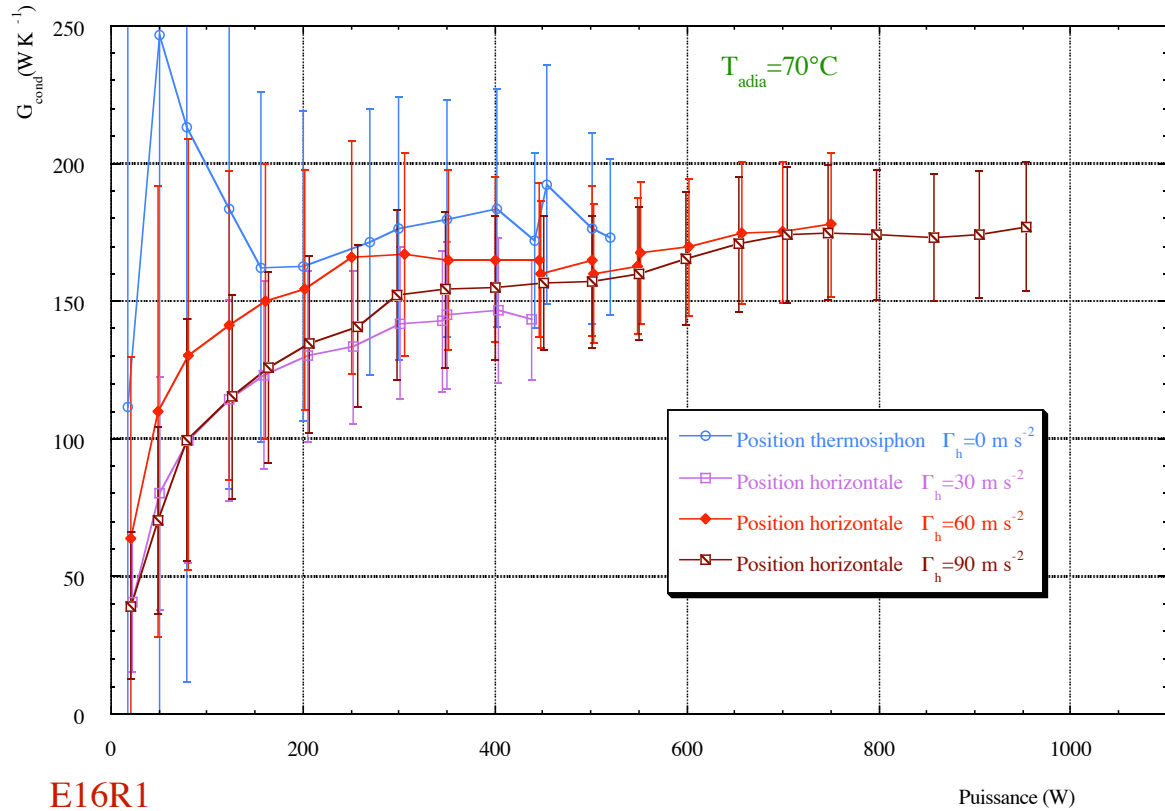
Figure A 17.13 : Conductances pour $T_{adia}=70^\circ\text{C}$ et $\Gamma_h=90 \text{ ms}^{-2}$

3.2 Courbes comparatives pour $T_{adia}=70^\circ\text{C}$



E16R1

Figure A 17.14 : Conductances à l'évaporateur



E16R1

Puissance (W)

Figure A 17.15 : Conductances au condenseur

Annexe A18

Dans cette annexe nous présentons l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus pour le caloduc M16L1 sous la forme de conductances moyennes au condenseur, à l'évaporateur et globales. La valeur moyenne de la température adiabatique est également indiquée pour chaque point de mesure.

Les conductances sont regroupées sous forme de courbes donnant la conductance en fonction de la puissance injectée pour une température adiabatique donnée et une configuration d'accélération fixée.

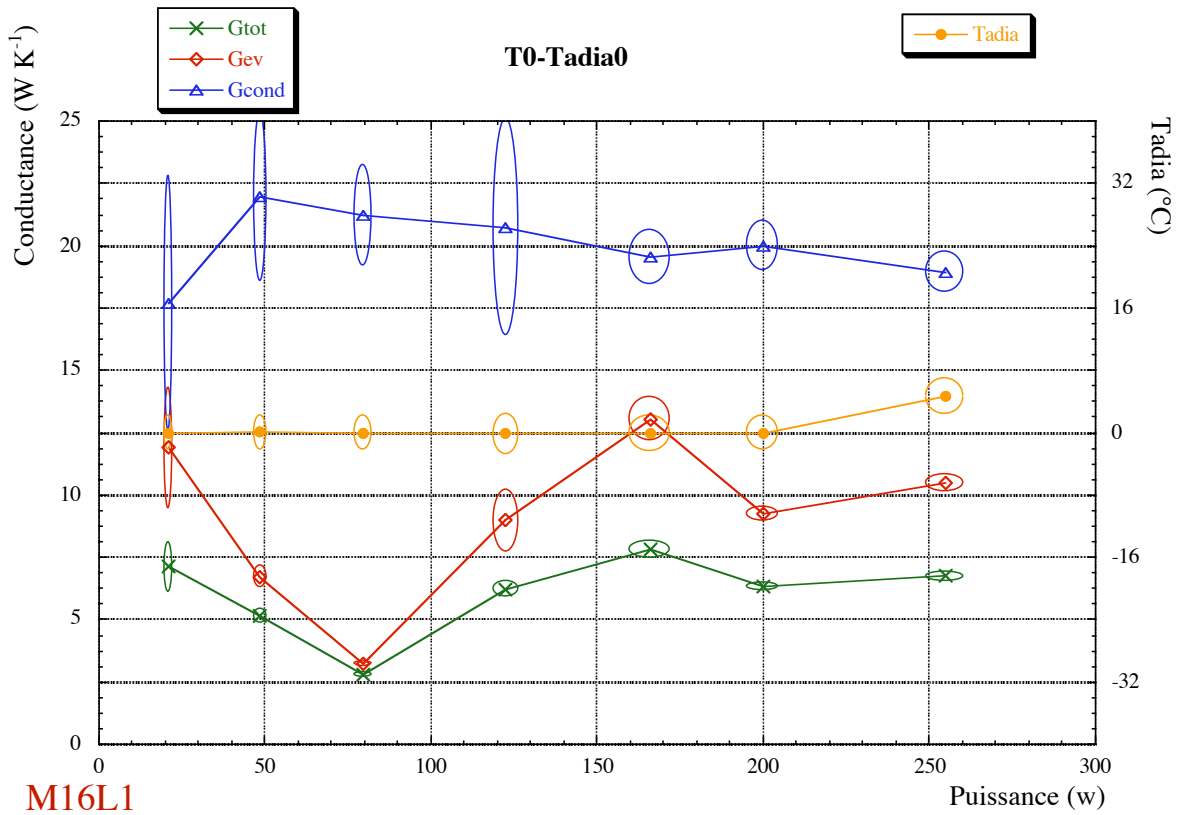
Chaque mesure est accompagnée d'une ellipse simulant le domaine d'incertitude associé à chaque mesure. La dimension des axes de chaque ellipse est calculée en se référant au §2.3 du chapitre VI.

A18 Résultats expérimentaux pour le caloduc M16L1	18-3
1 Position thermosiphon -----	18-3
1.1 T _{adia} =0°C	18-3
1.2 T _{adia} =20°C	18-3
1.3 T _{adia} =40°C	18-4
1.4 T _{adia} =60°C	18-4
1.5 T _{adia} =80°C	18-5
1.6 T _{adia} =100°C	18-5
2 Position thermosiphon avec accélération radiale -----	18-6
2.1 T _{adia} =80°C ; $\Gamma_h=10 \text{ m s}^{-2}$	18-6
2.2 T _{adia} =80°C ; $\Gamma_h=30 \text{ m s}^{-2}$	18-6
2.3 T _{adia} =80°C ; $\Gamma_h=60 \text{ m s}^{-2}$	18-7
2.4 T _{adia} =80°C ; $\Gamma_h=90 \text{ m s}^{-2}$	18-7
3 Position horizontale ; $\Gamma_h=10 \text{ m s}^{-2}$ -----	18-8
3.1 T _{adia} =0°C	18-8
3.2 T _{adia} =20°C	18-8
3.3 T _{adia} =40°C	18-9
3.4 T _{adia} =60°C	18-9
3.5 T _{adia} =80°C	18-10
4 Position horizontale ; $\Gamma_h=30 \text{ m s}^{-2}$ -----	18-10
4.1 T _{adia} =0°C	18-10
4.2 T _{adia} =20°C	18-11
4.3 T _{adia} =40°C	18-11
4.4 T _{adia} =60°C	18-12
4.5 T _{adia} =80°C	18-12
5 Position horizontale ; $\Gamma_h=60 \text{ m s}^{-2}$ -----	18-13
5.1 T _{adia} =0°C	18-13
5.2 T _{adia} =20°C	18-13
5.3 T _{adia} =40°C	18-14
5.4 T _{adia} =60°C	18-14
5.5 T _{adia} =80°C	18-15
6 Position horizontale ; $\Gamma_h=90 \text{ m s}^{-2}$ -----	18-15
6.1 T _{adia} =0°C	18-15
6.2 T _{adia} =20°C	18-16
6.3 T _{adia} =40°C	18-16
6.4 T _{adia} =60°C	18-17
6.5 T _{adia} =80°C	18-17

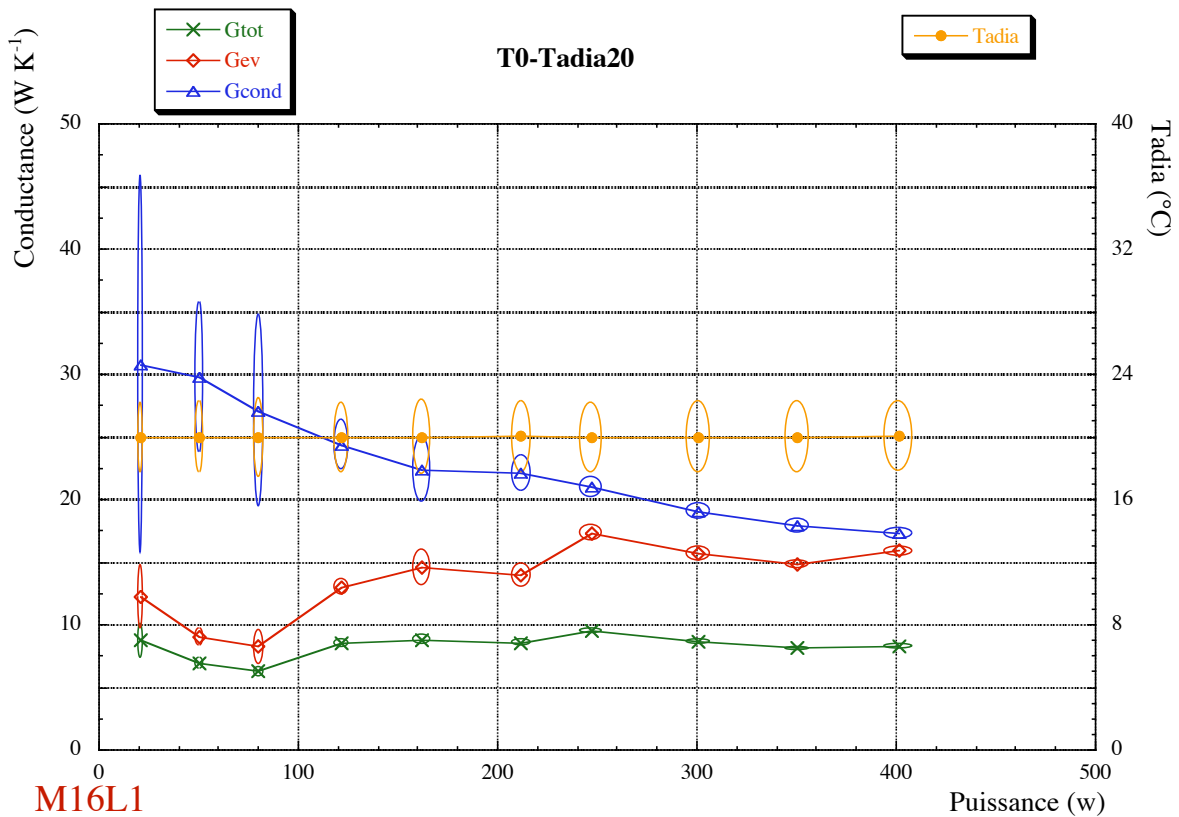
A18 Résultats expérimentaux pour le caloduc M16L1

1 Position thermosiphon

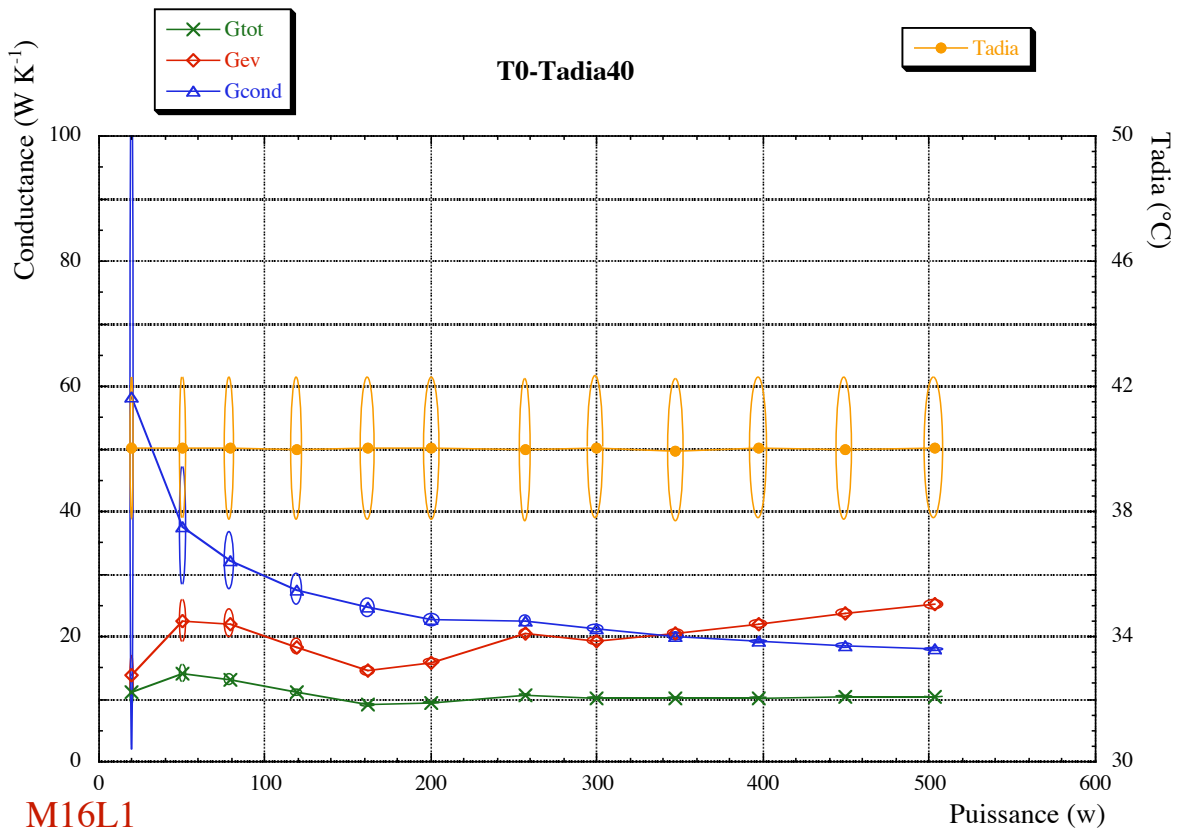
1.1 $T_{adia}=0^{\circ}\text{C}$



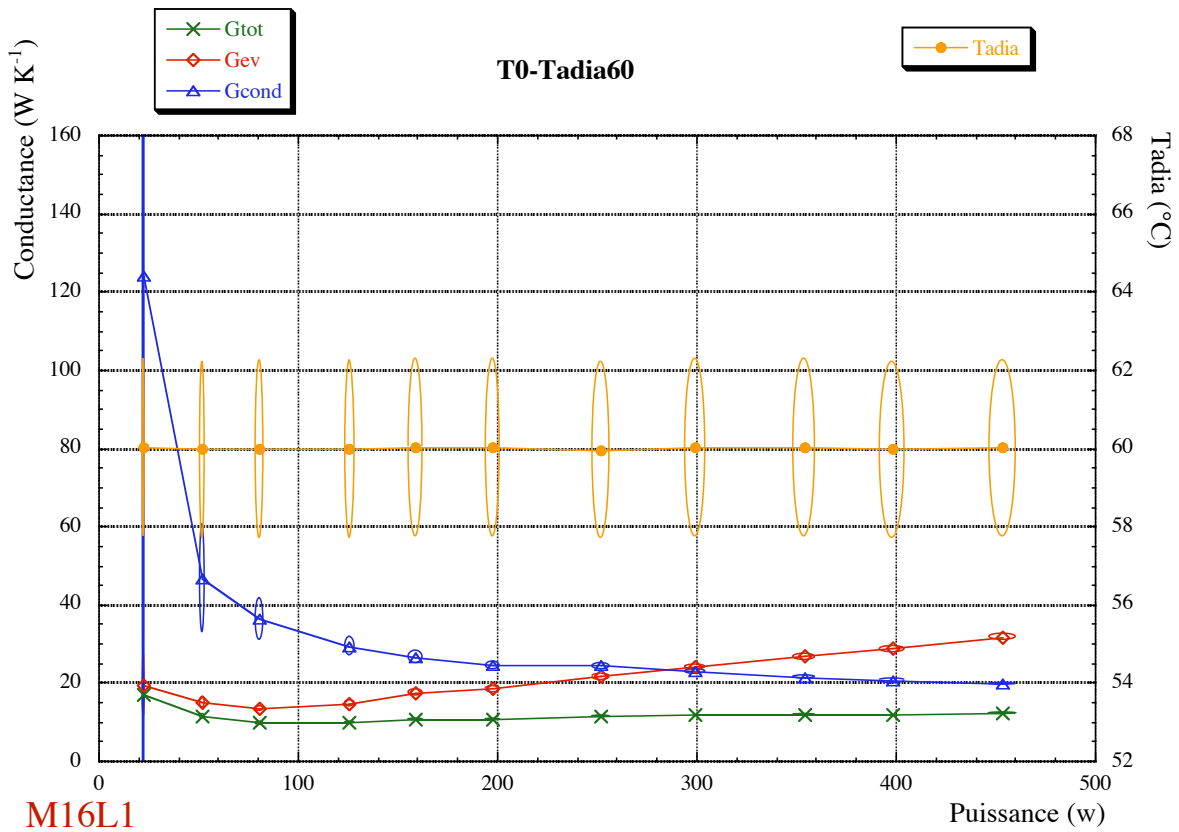
1.2 $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$



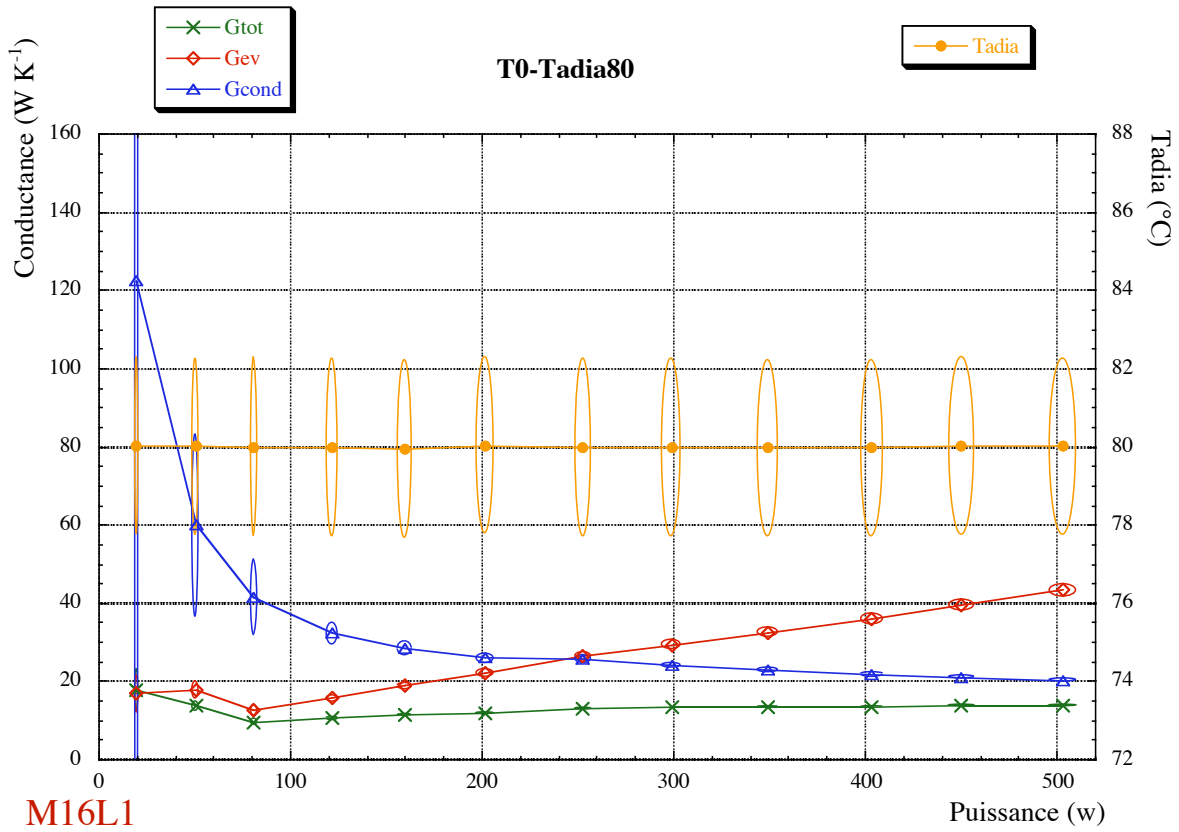
1.3 Tadia=40°C



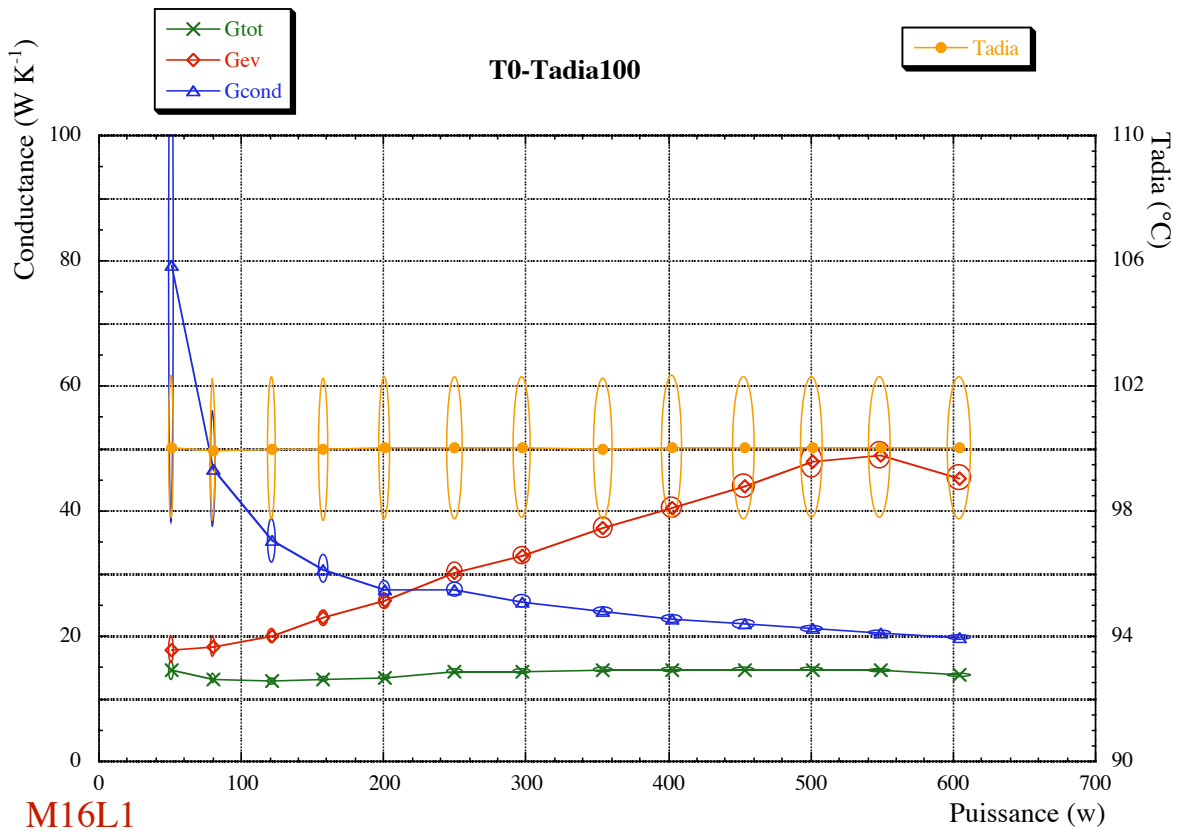
1.4 Tadia=60°C



1.5 Tadia=80°C

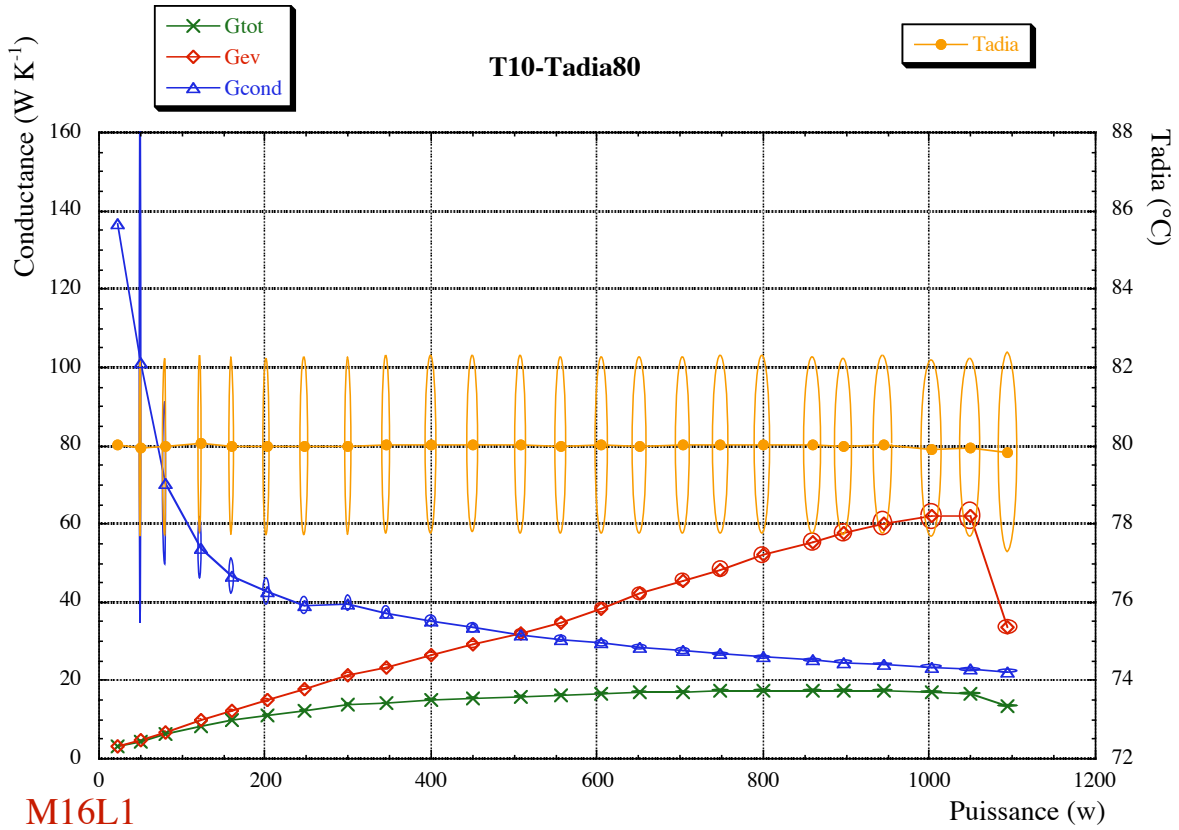


1.6 Tadia=100°C



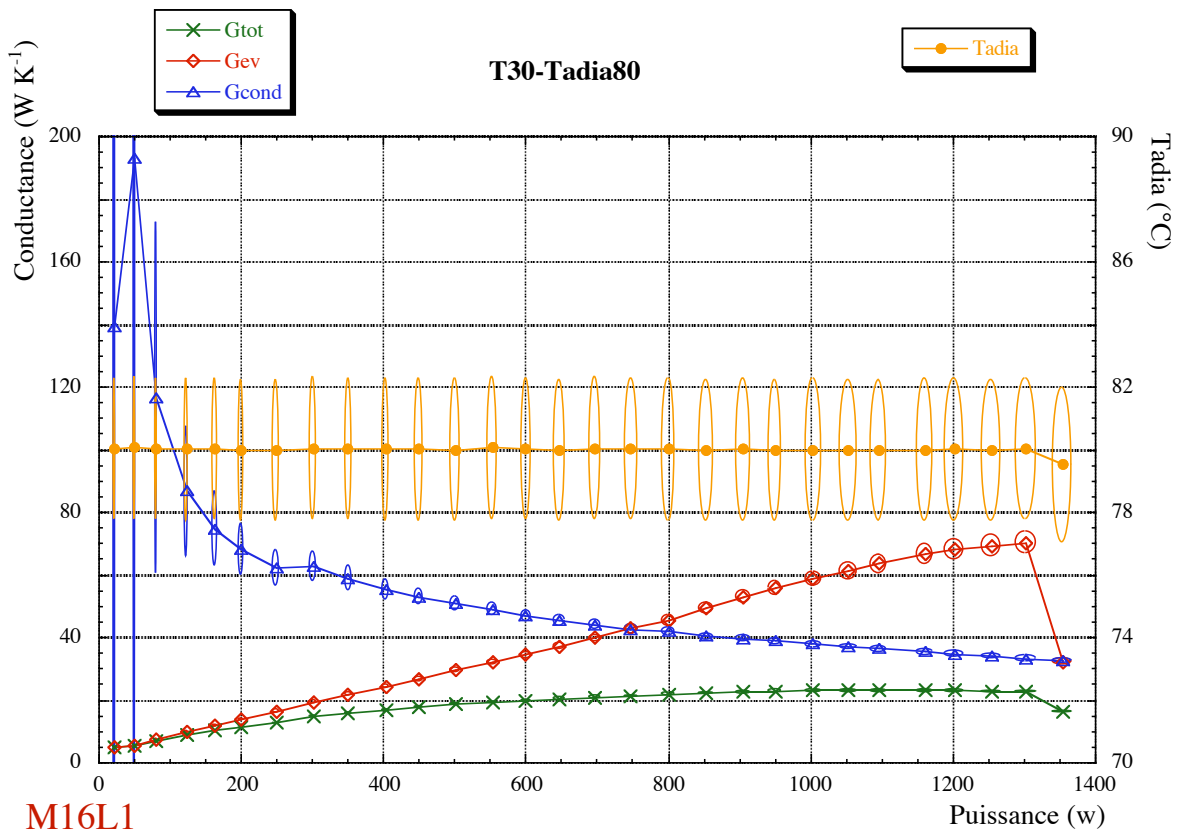
2 Position thermosiphon avec accélération radiale

2.1 $T_{adia}=80^{\circ}\text{C}$; $\Gamma_h=10\text{ m s}^{-2}$



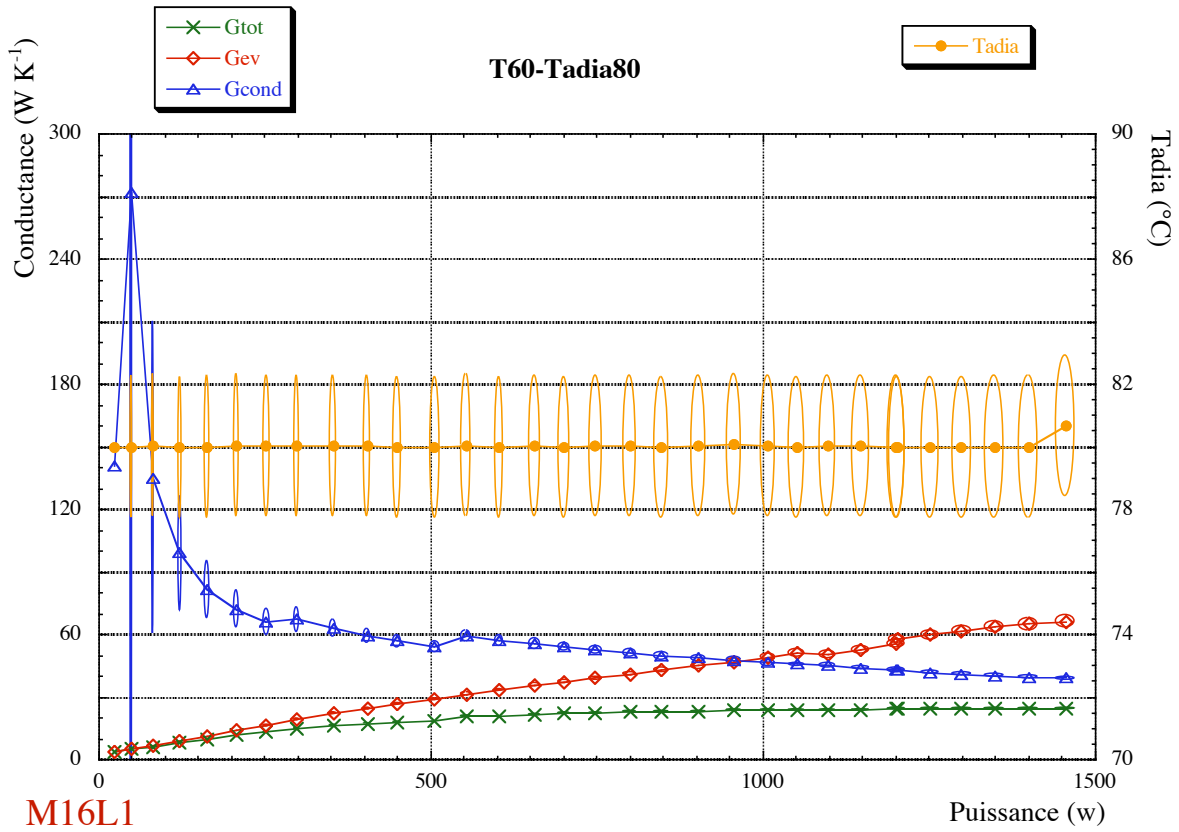
M16L1

2.2 $T_{adia}=80^{\circ}\text{C}$; $\Gamma_h=30\text{ m s}^{-2}$

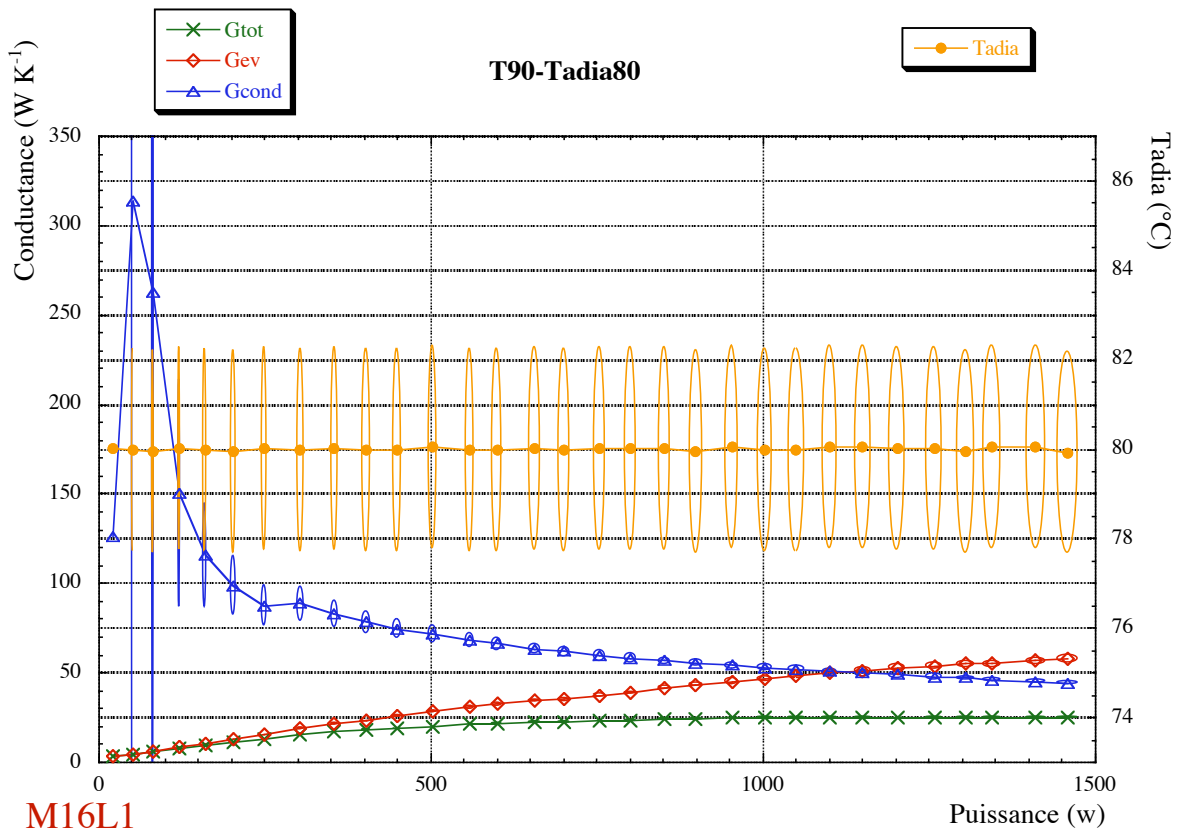


M16L1

2.3 $T_{adia}=80^{\circ}\text{C}$; $\Gamma_h=60 \text{ m s}^{-2}$

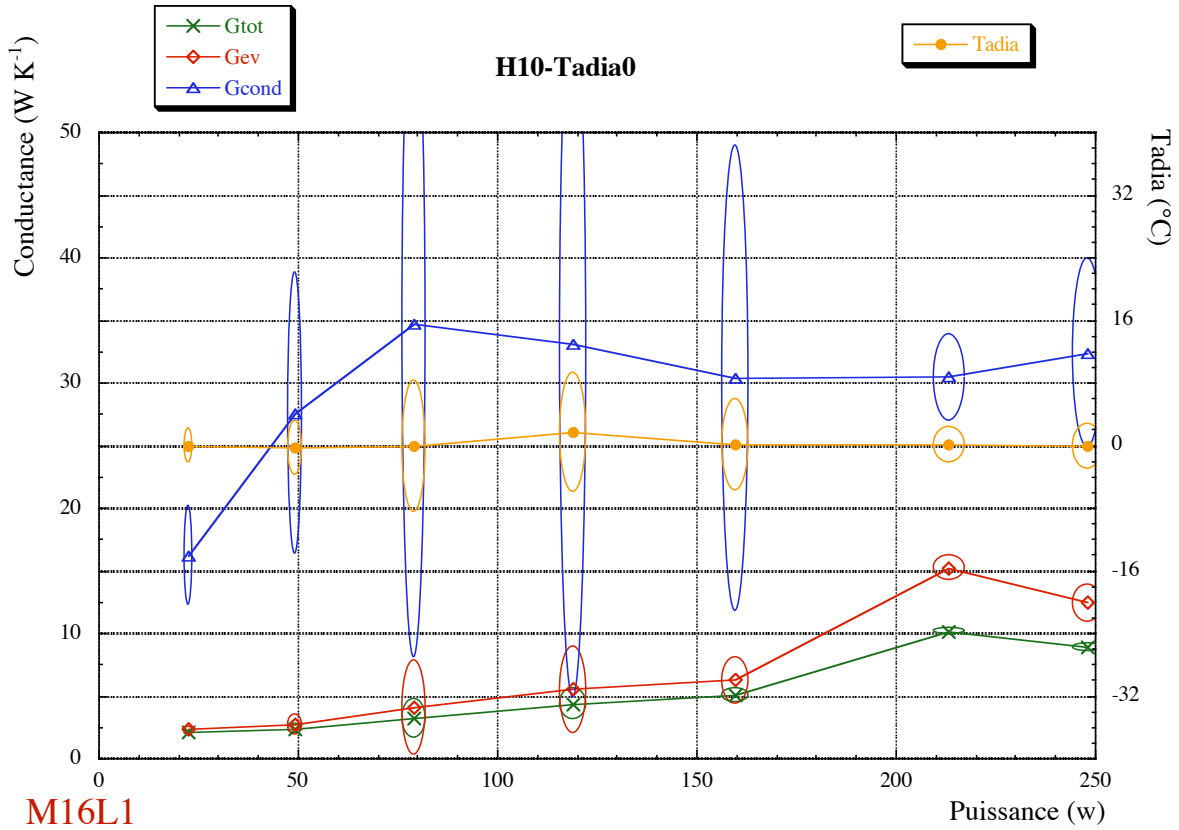


2.4 $T_{adia}=80^{\circ}\text{C}$; $\Gamma_h=90 \text{ m s}^{-2}$

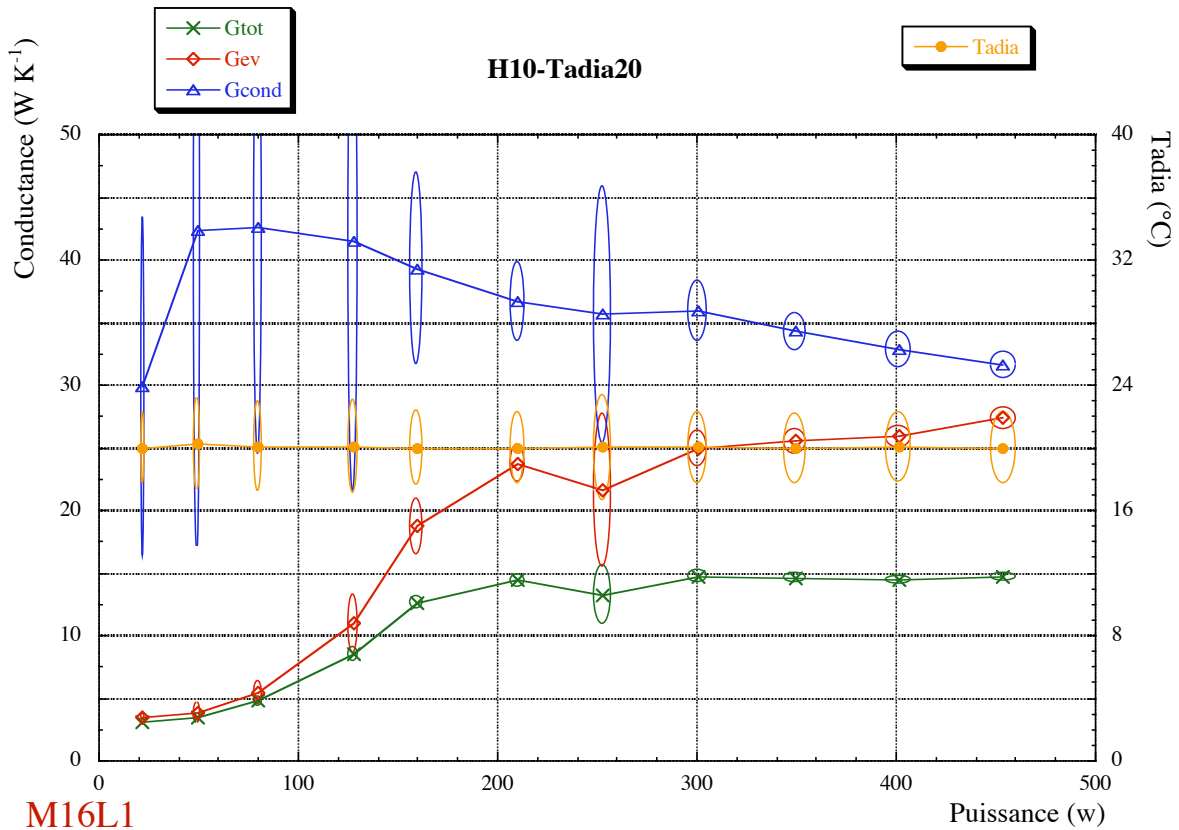


3 Position horizontale ; $\Gamma_h=10 \text{ m s}^{-2}$

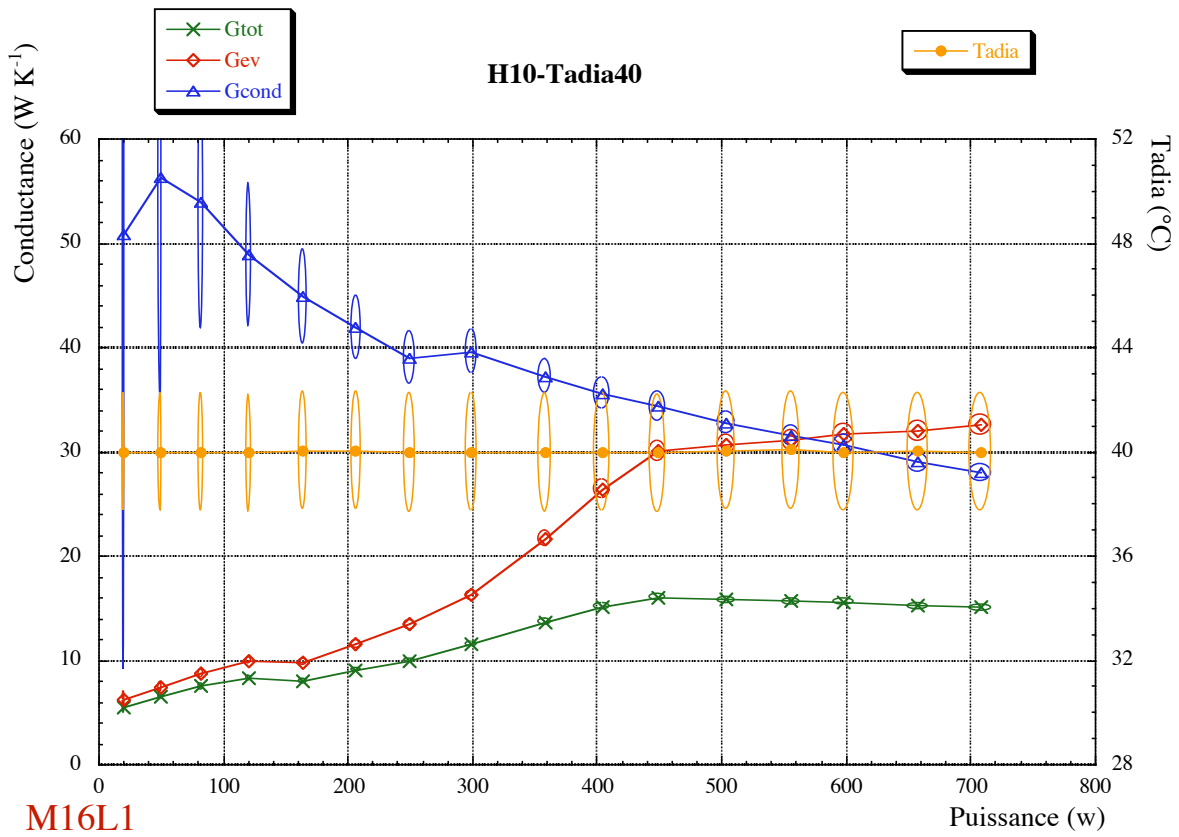
3.1 Tadia=0°C



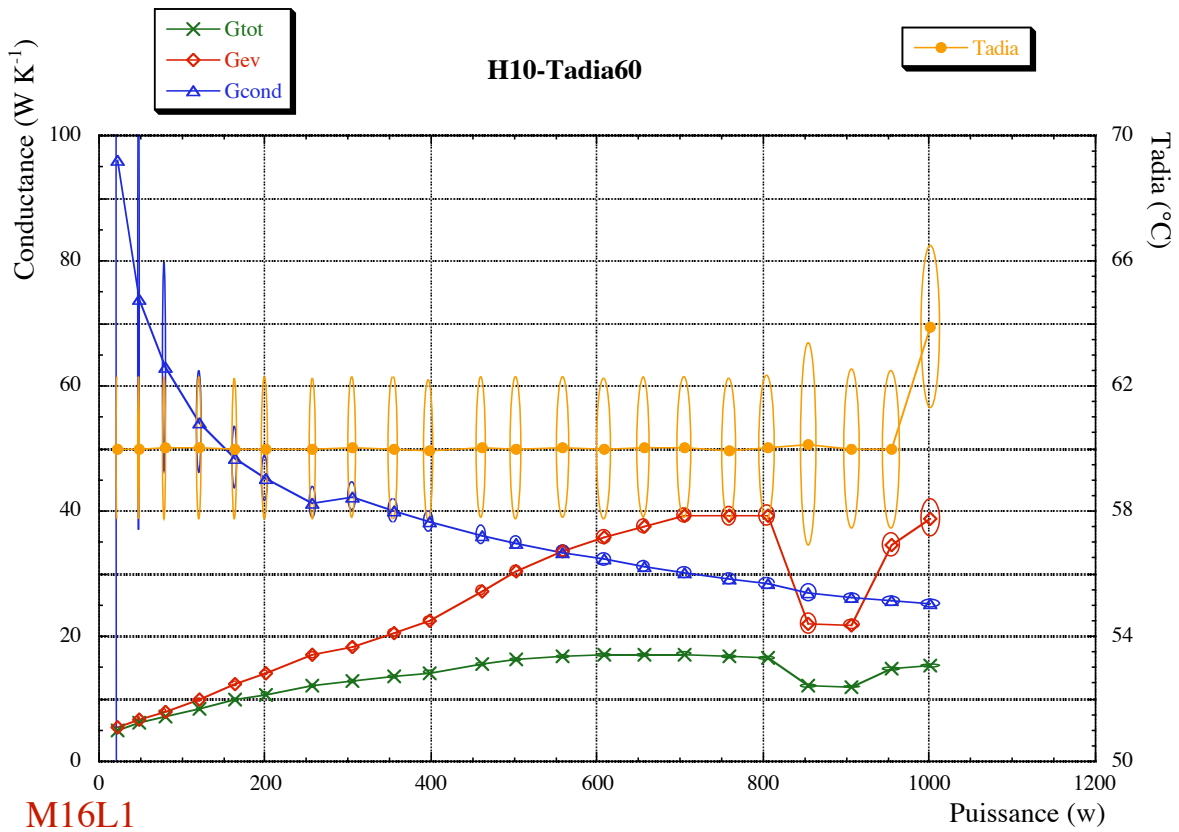
3.2 Tadia=20°C



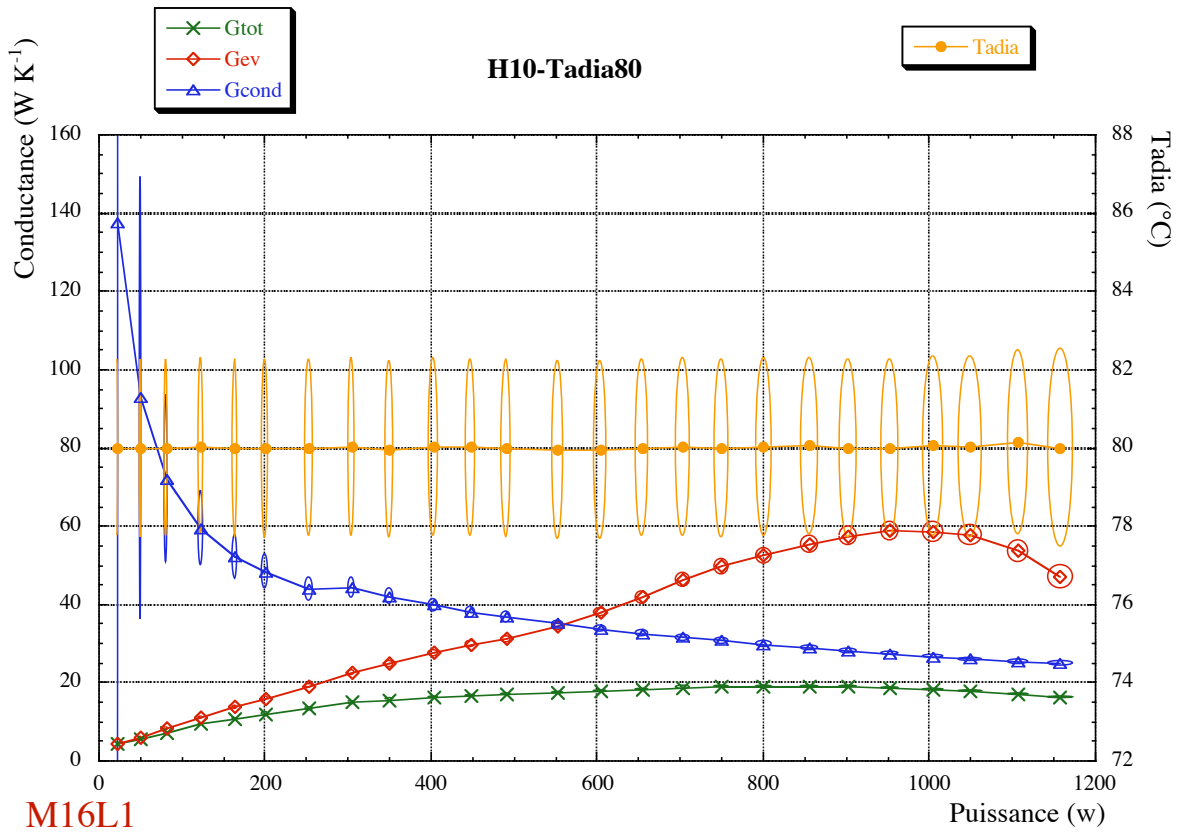
3.3 Tadia=40°C



3.4 Tadia=60°C



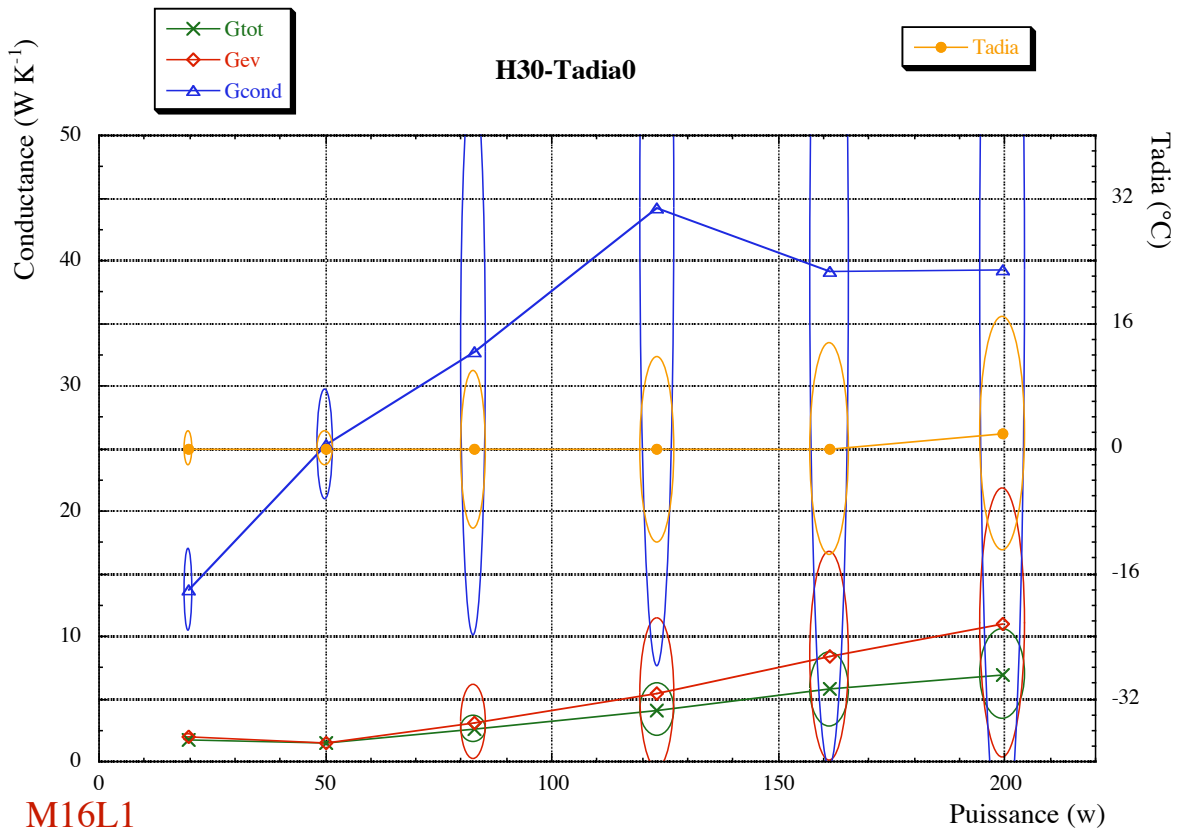
3.5 Tadia=80°C



M16L1

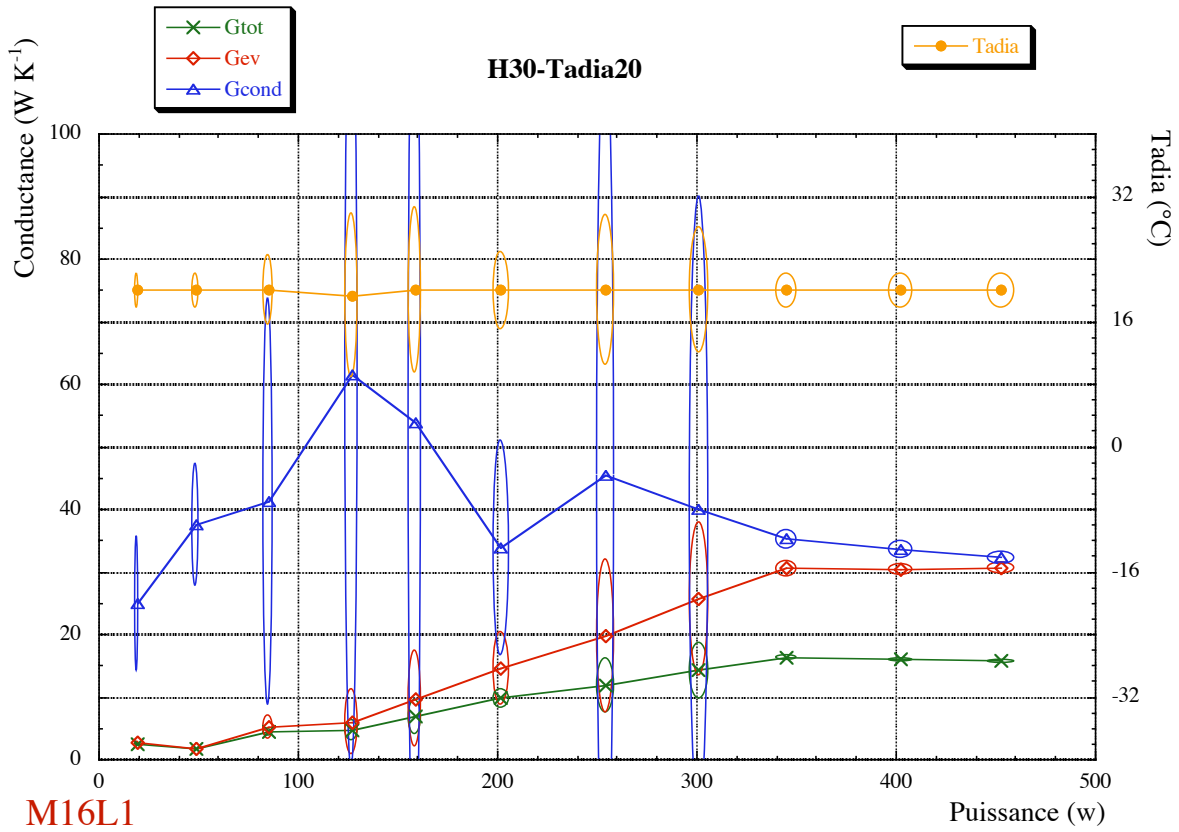
4 Position horizontale ; $\Gamma_h=30 m s^{-2}$

4.1 Tadia=0°C

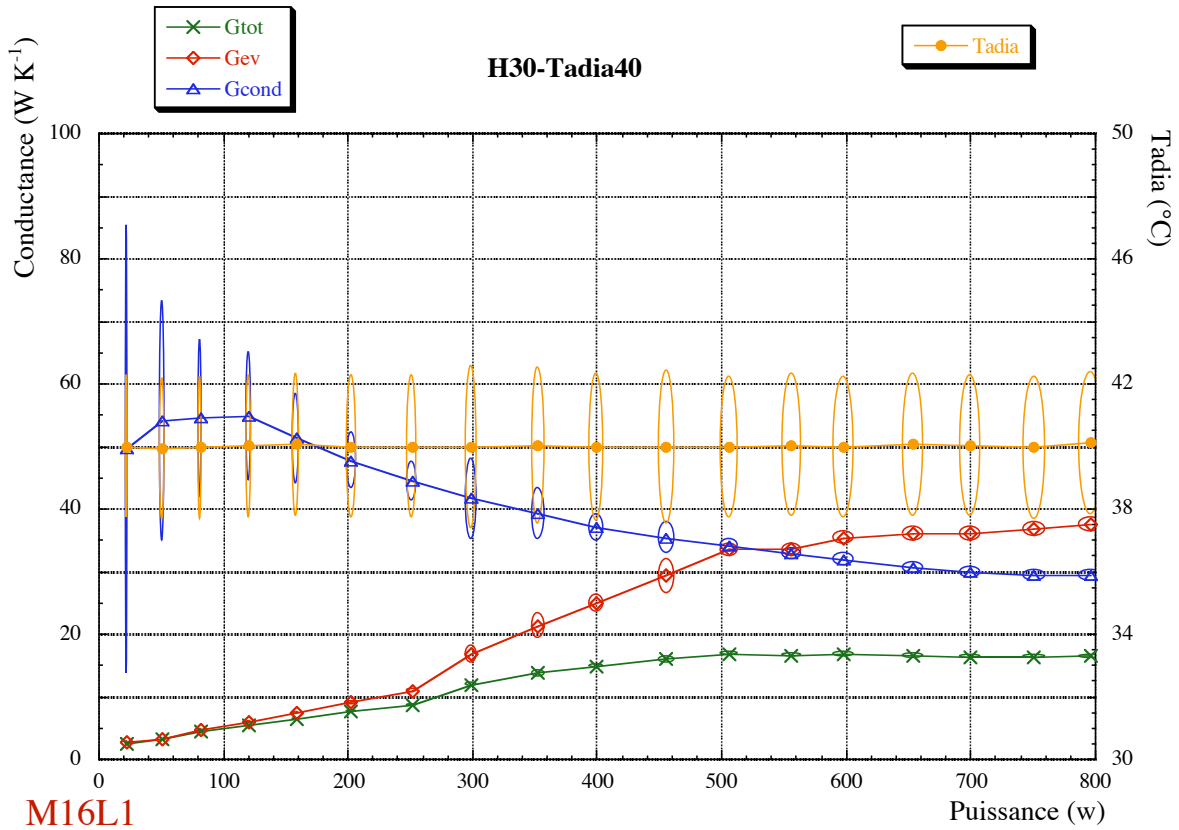


M16L1

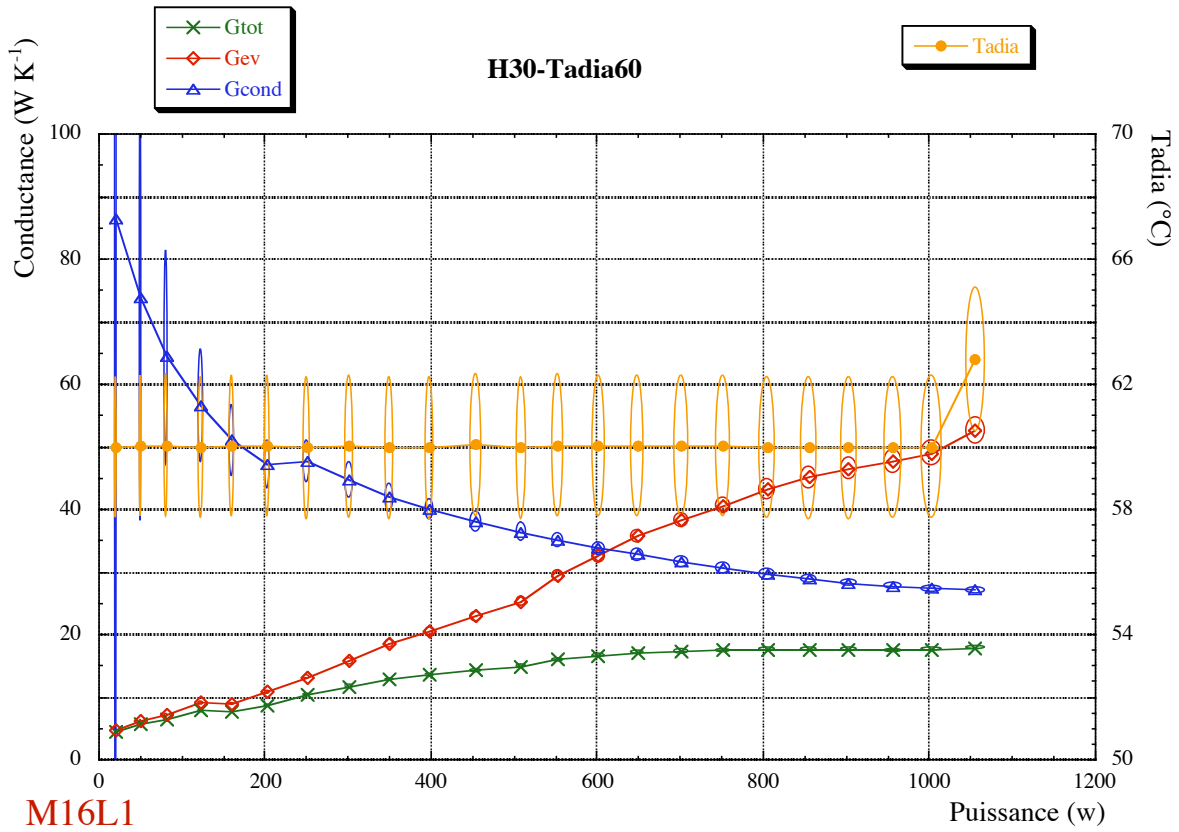
4.2 Tadia=20°C



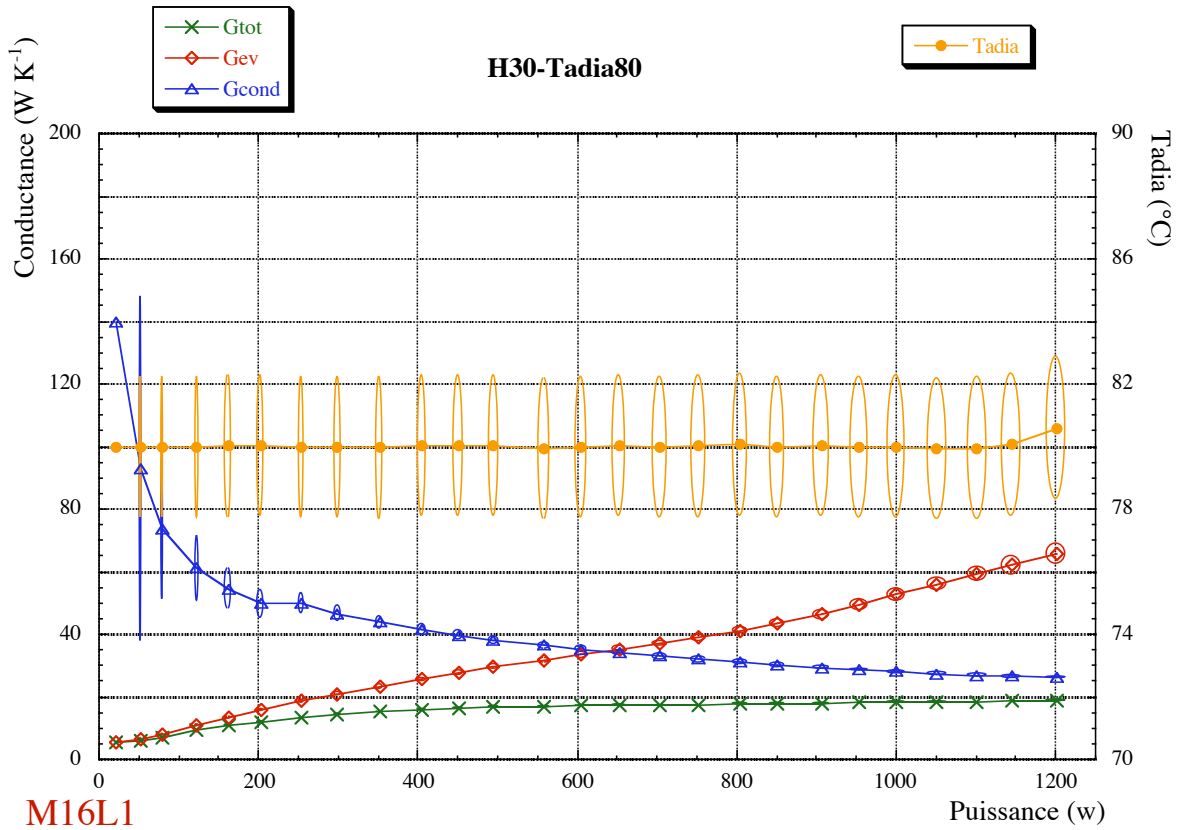
4.3 Tadia=40°C



4.4 Tadia=60°C

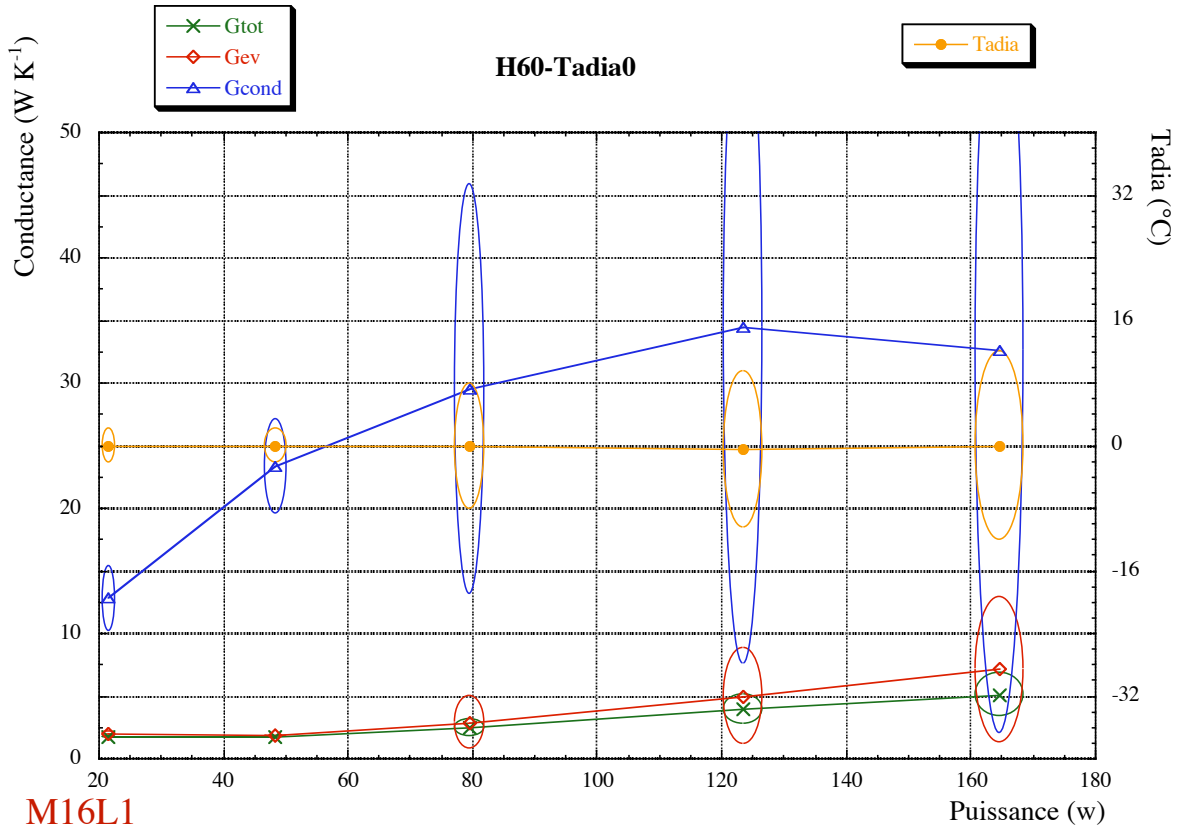


4.5 Tadia=80°C

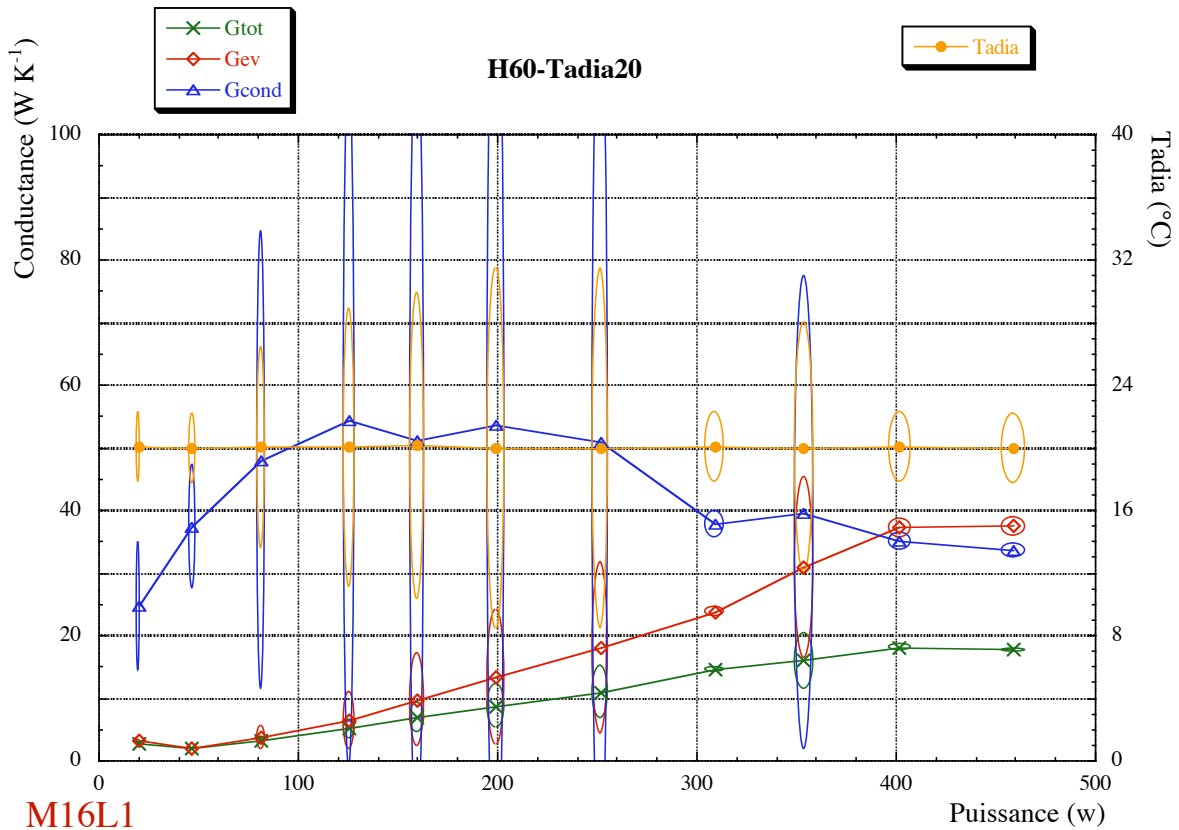


5 Position horizontale ; $\Gamma_h=60 \text{ m s}^{-2}$

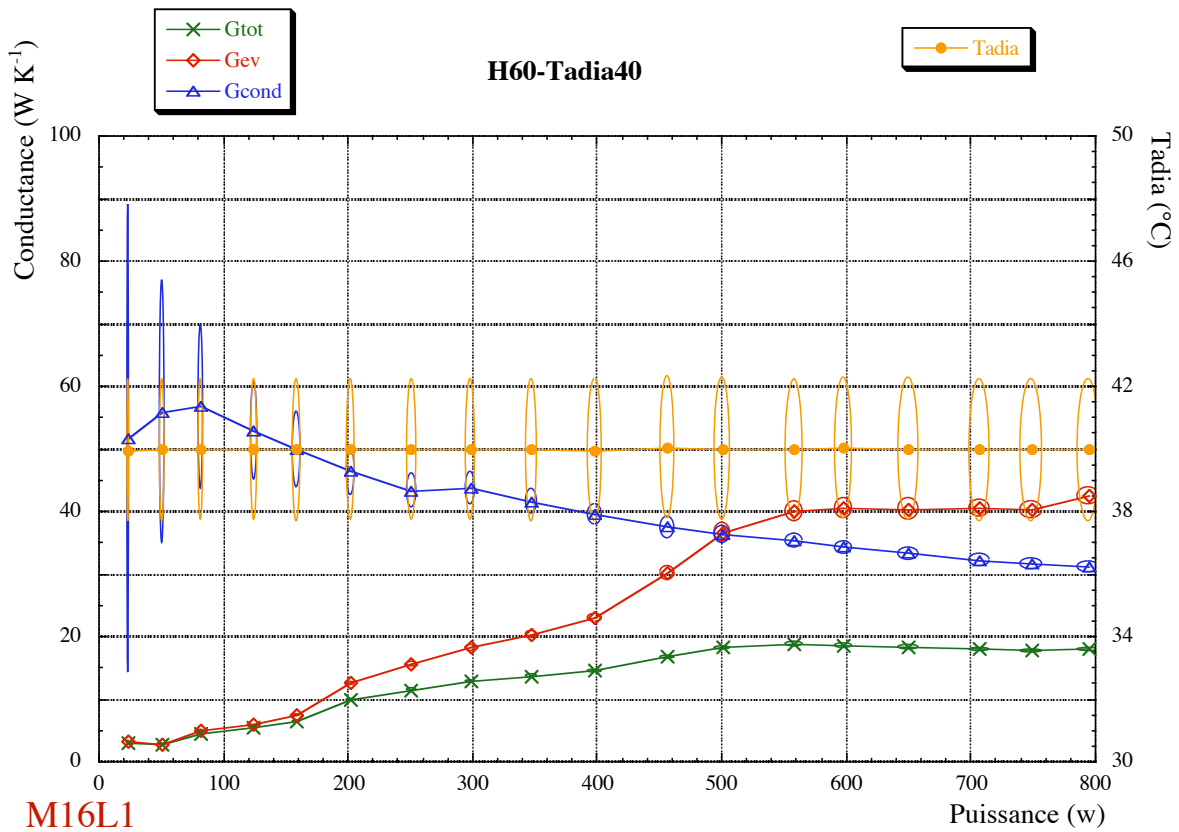
5.1 Tadia=0°C



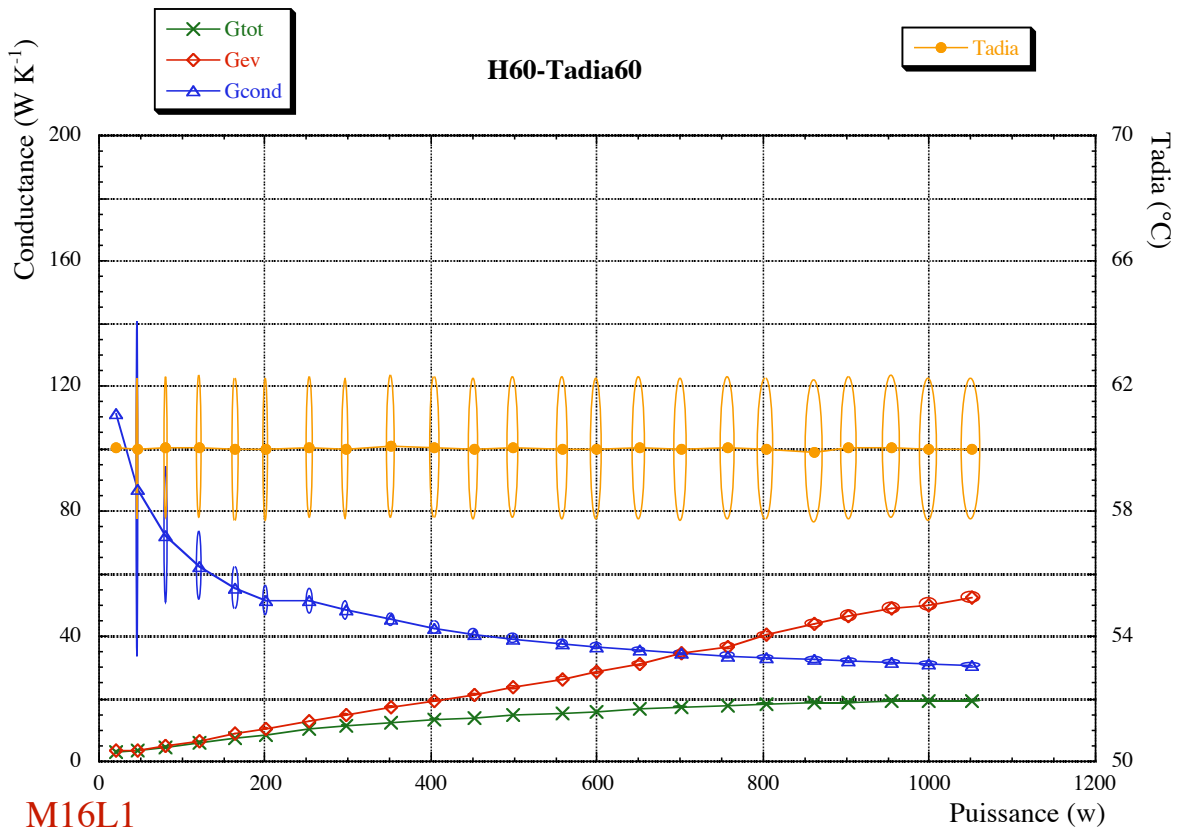
5.2 Tadia=20°C



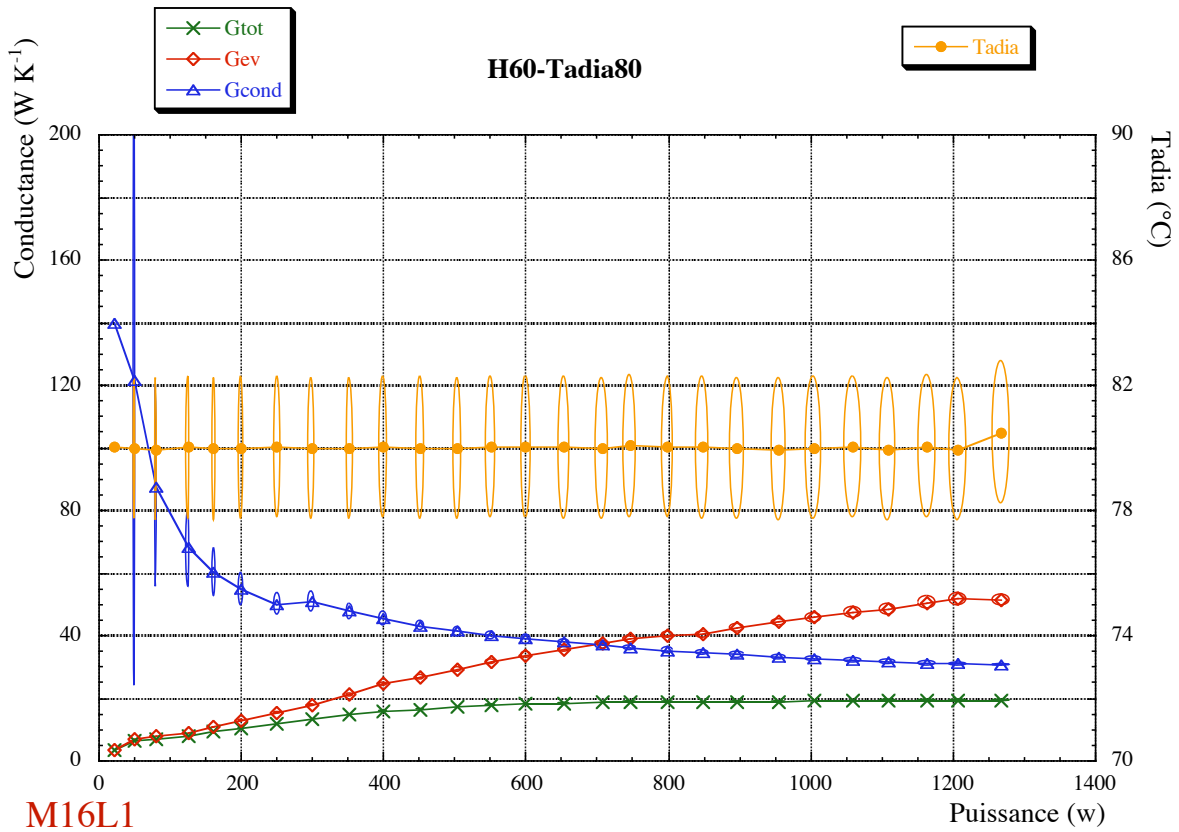
5.3 Tadia=40°C



5.4 Tadia=60°C



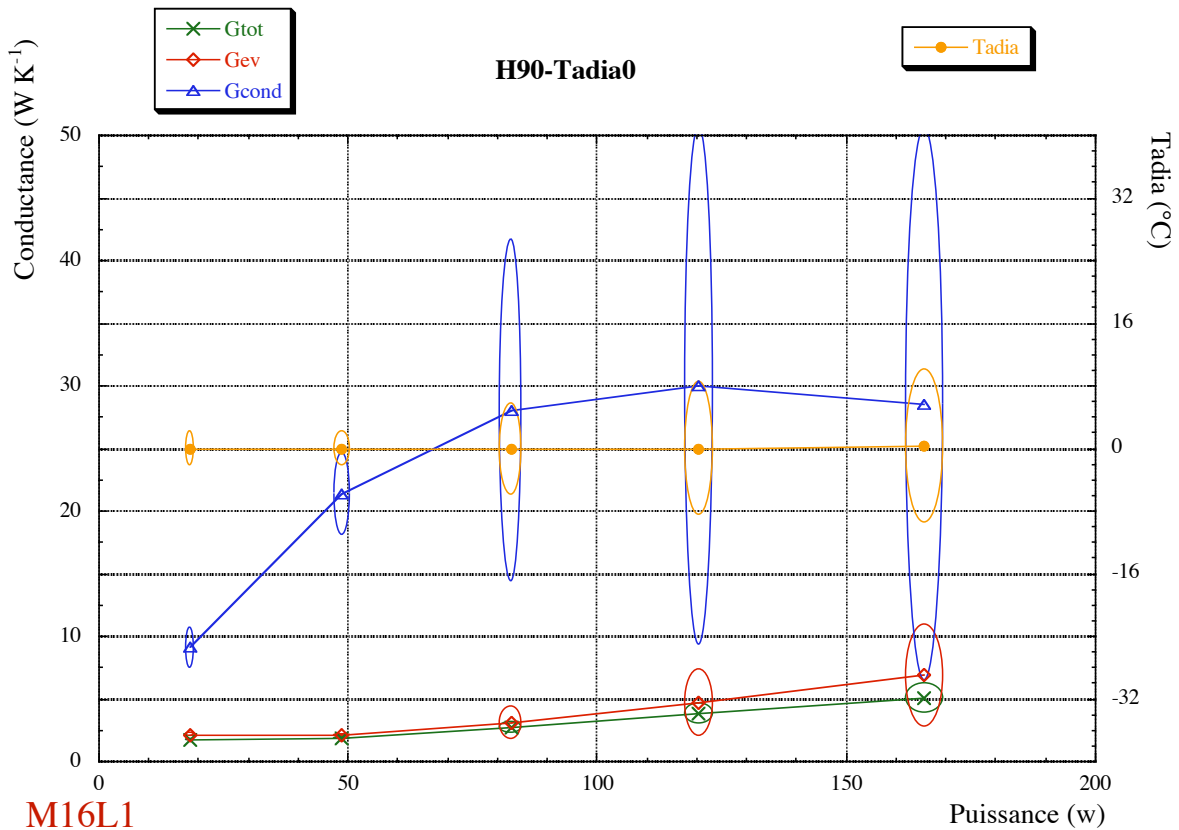
5.5 Tadia=80°C



M16L1

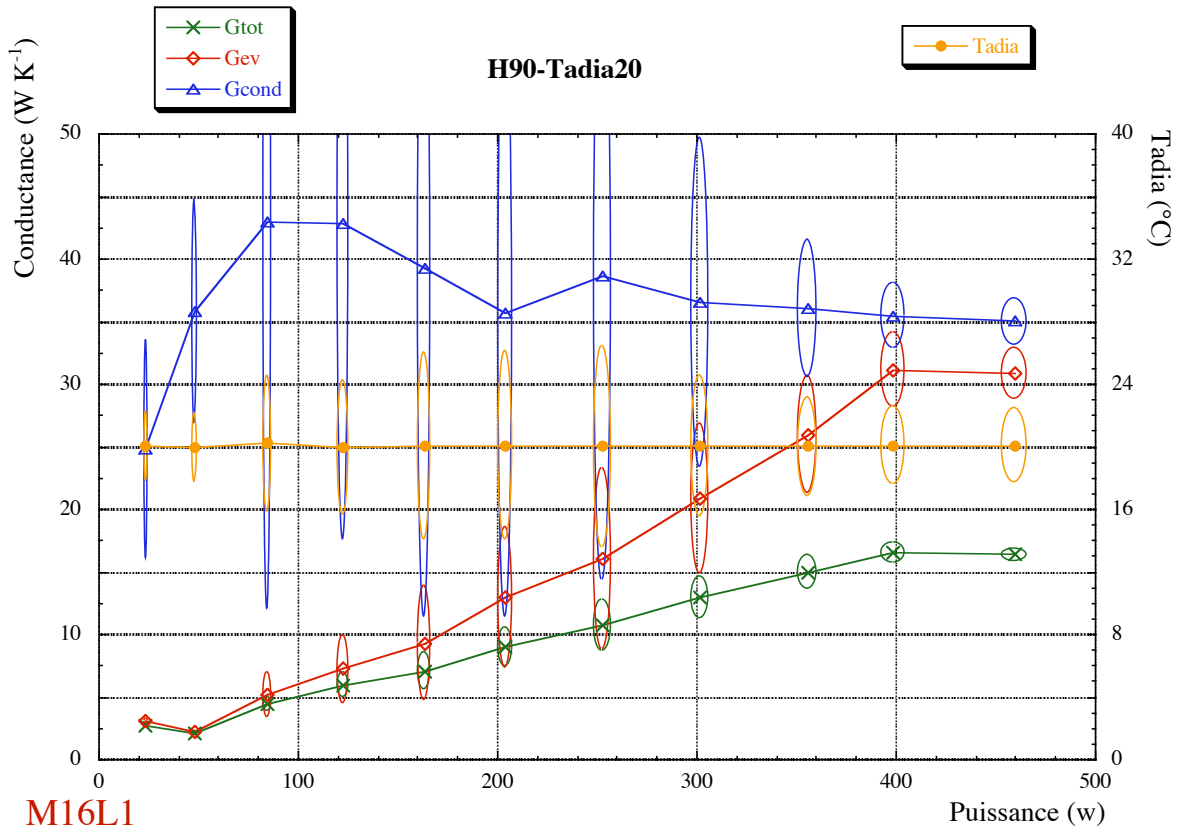
6 Position horizontale ; $\Gamma_h=90 \text{ m s}^{-2}$

6.1 Tadia=0°C

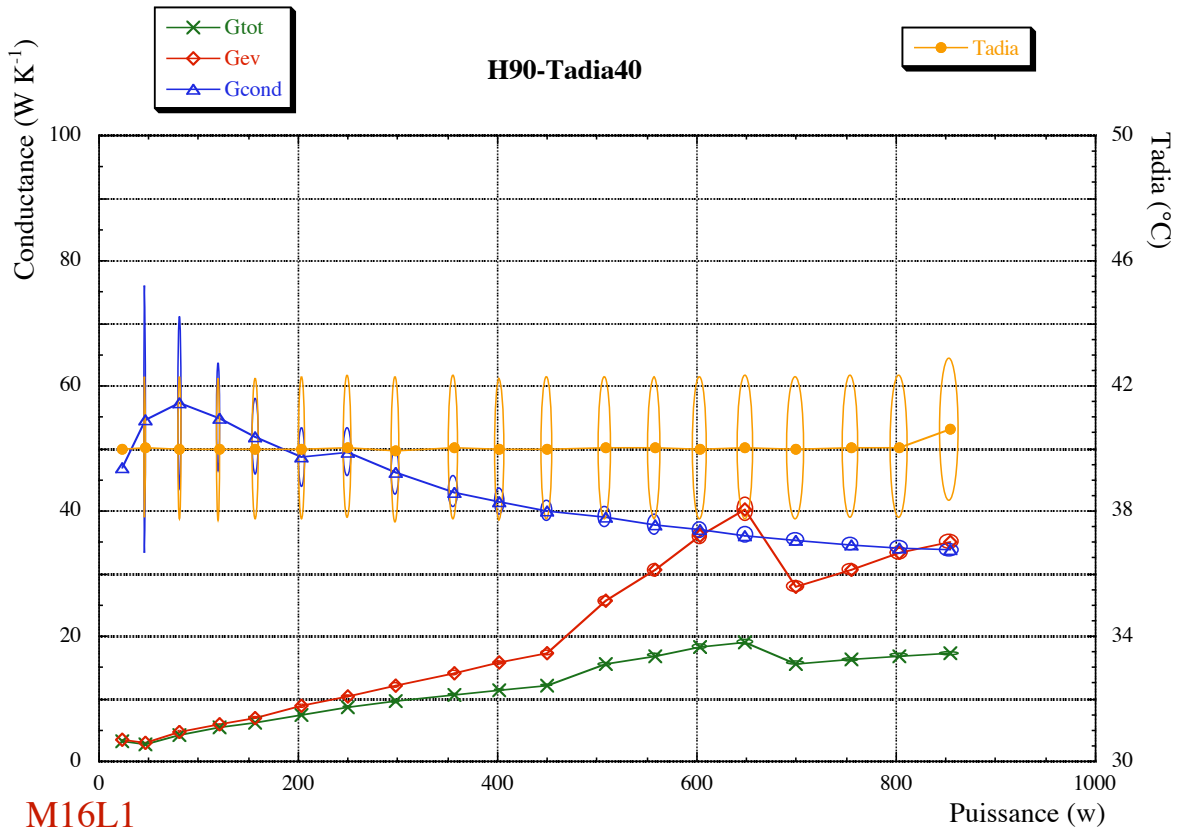


M16L1

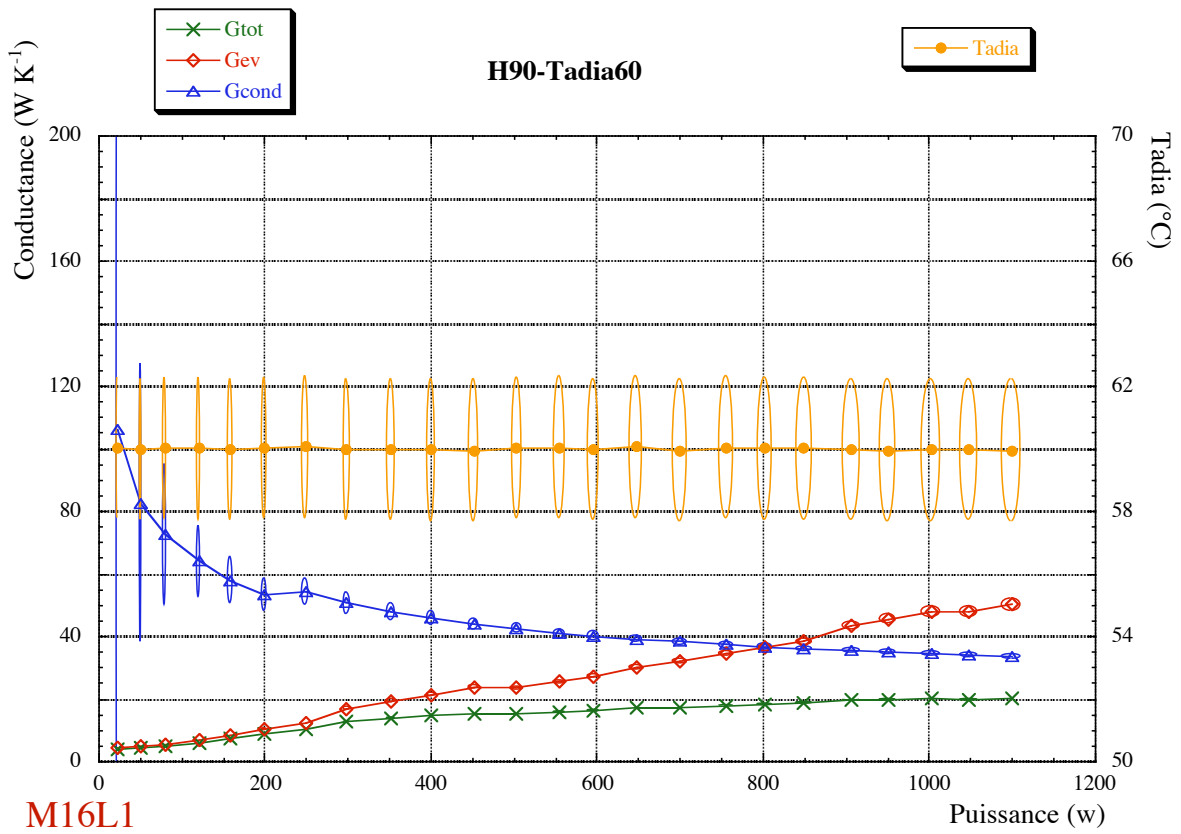
6.2 Tadia=20°C



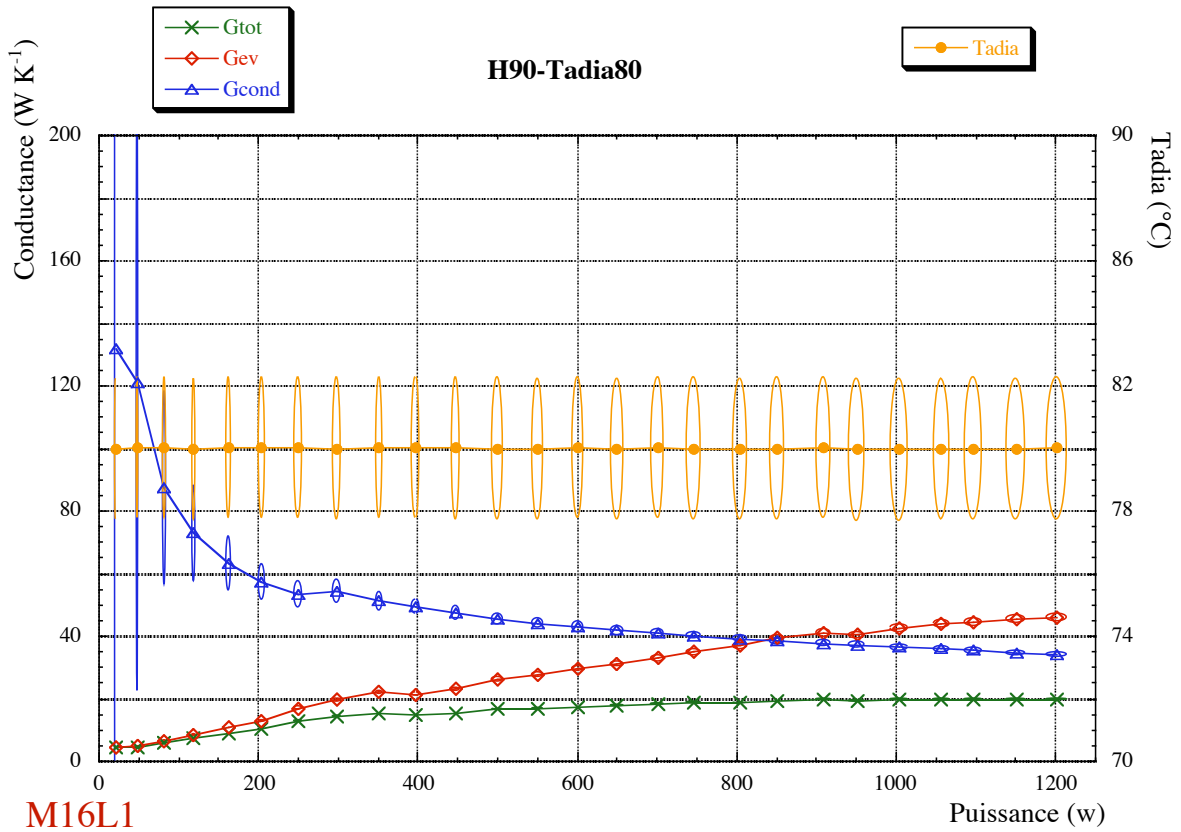
6.3 Tadia=40°C



6.4 Tadia=60°C



6.5 Tadia=80°C



Annexe A19

Dans cette annexe nous présentons l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus pour le caloduc M12R1 sous la forme de conductances moyennes au condenseur, à l'évaporateur et globales. La valeur moyenne de la température adiabatique est également indiquée pour chaque point de mesure.

Les conductances sont regroupées sous forme de courbes donnant la conductance en fonction de la puissance injectée pour une température adiabatique donnée et une configuration d'accélération fixée.

Chaque mesure est accompagnée d'une ellipse simulant le domaine d'incertitude associé à chaque mesure. La dimension des axes de chaque ellipse est calculée en se référant au §2.3 du chapitre VI.

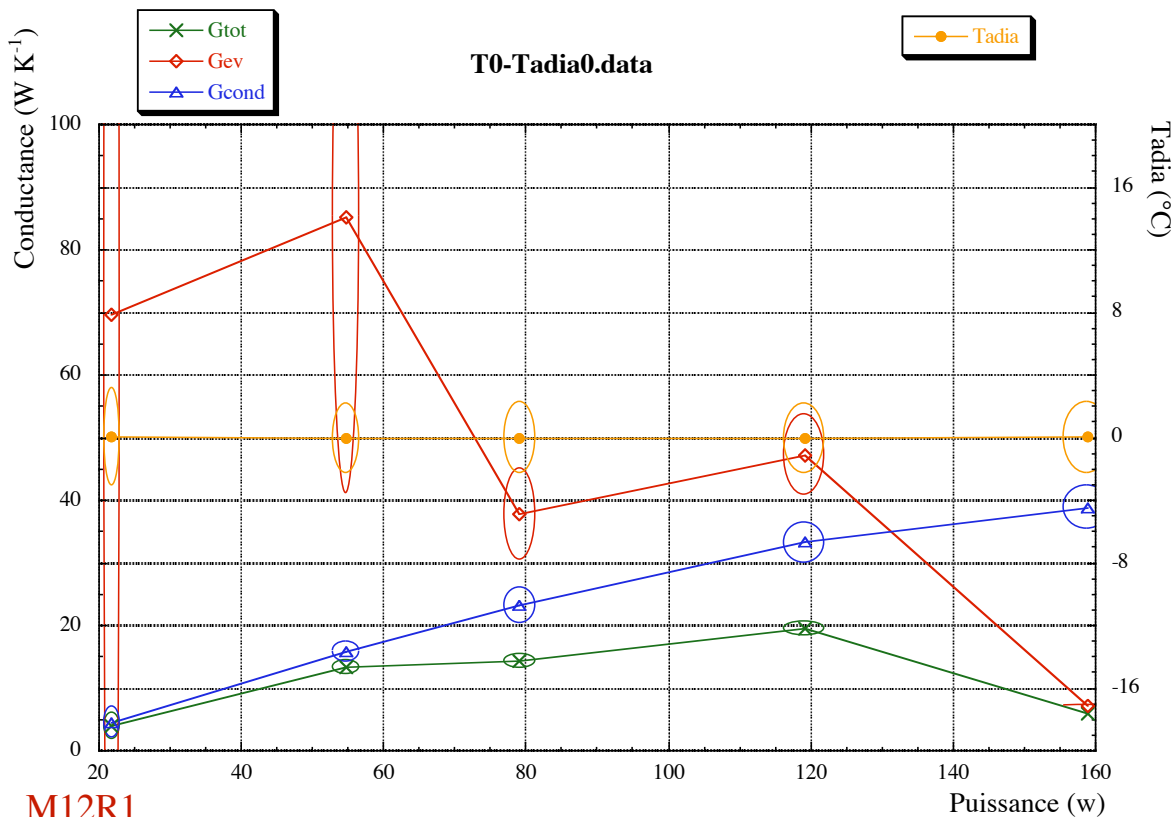
A19 Résultats expérimentaux pour le caloduc M12R1	19-4
1 Position thermosiphon -----	19-4
1.1 Tadia=0°C	19-4
1.2 Tadia=20°C	19-4
1.3 Tadia=40°C	19-5
1.4 Tadia=60°C	19-5
1.5 Tadia=80°C	19-6
1.6 Tadia=100°C	19-6
2 Position thermosiphon avec accélération radiale -----	19-7
2.1 Tadia=20°C ; $\Gamma_h=10 \text{ m s}^{-2}$	19-7
2.2 Tadia=20°C ; $\Gamma_h=30 \text{ m s}^{-2}$	19-8
2.3 Tadia=20°C ; $\Gamma_h=60 \text{ m s}^{-2}$	19-8
2.4 Tadia=20°C ; $\Gamma_h=90 \text{ m s}^{-2}$	19-9
2.5 Tadia=80°C ; $\Gamma_h=10 \text{ m s}^{-2}$	19-9
2.6 Tadia=80°C ; $\Gamma_h=30 \text{ m s}^{-2}$	19-10
2.7 Tadia=80°C ; $\Gamma_h=60 \text{ m s}^{-2}$	19-10
2.8 Tadia=80°C ; $\Gamma_h=90 \text{ m s}^{-2}$	19-11
3 Position horizontale ; $\Gamma_h=10 \text{ m s}^{-2}$ -----	19-12
3.1 Tadia=0°C	19-12
3.2 Tadia=20°C	19-13
3.3 Tadia=40°C	19-13
3.4 Tadia=60°C	19-14
3.5 Tadia=80°C	19-14
3.6 Tadia=100°C	19-15
4 Position horizontale ; $\Gamma_h=30 \text{ m s}^{-2}$ -----	19-16
4.1 Tadia=0°C	19-16
4.2 Tadia=20°C	19-17
4.3 Tadia=40°C	19-17
4.4 Tadia=60°C	19-18
4.5 Tadia=80°C	19-18
4.6 Tadia=100°C	19-19
5 Position horizontale ; $\Gamma_h=60 \text{ m s}^{-2}$ -----	19-20
5.1 Tadia=0°C	19-20
5.2 Tadia=20°C	19-21
5.3 Tadia=40°C	19-21

5.4 Tadia=60°C	19-22
5.5 Tadia=80°C	19-22
5.6 Tadia=100°C	19-23
6 Position horizontale ; $\Gamma_h=90 \text{ m s}^{-2}$ -----	19-24
6.1 Tadia=0°C	19-24
6.2 Tadia=20°C	19-25
6.3 Tadia=40°C	19-25
6.4 Tadia=60°C	19-26
6.5 Tadia=80°C	19-26
6.6 Tadia=100°C	19-27

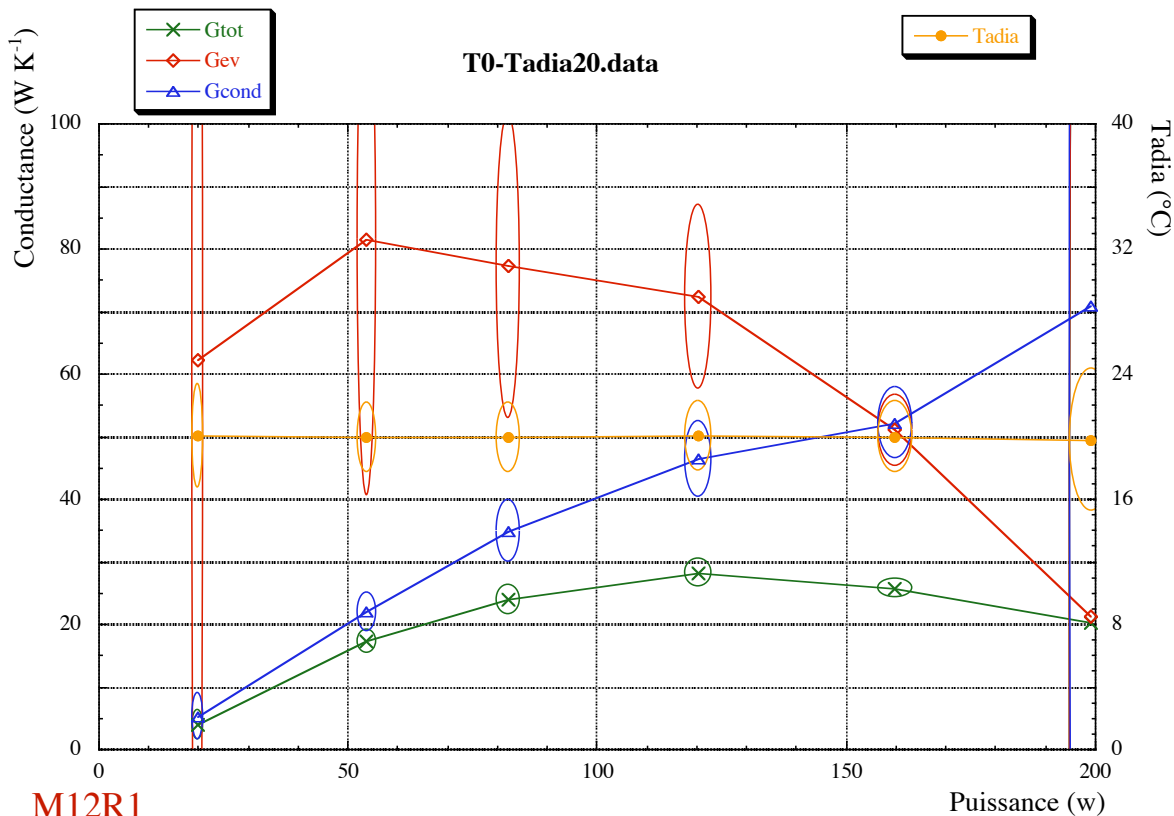
A19 Résultats expérimentaux pour le caloduc M12R1

1 Position thermosiphon

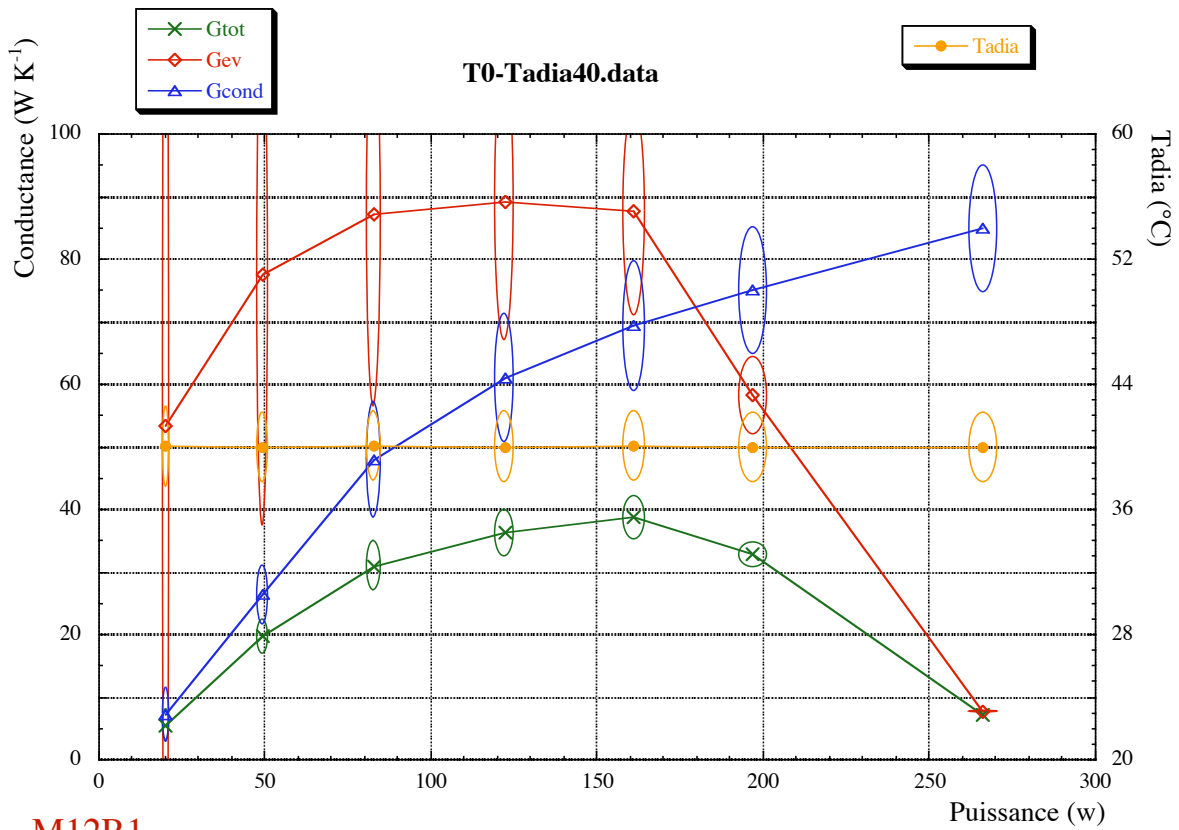
1.1 $T_{adia}=0^{\circ}\text{C}$



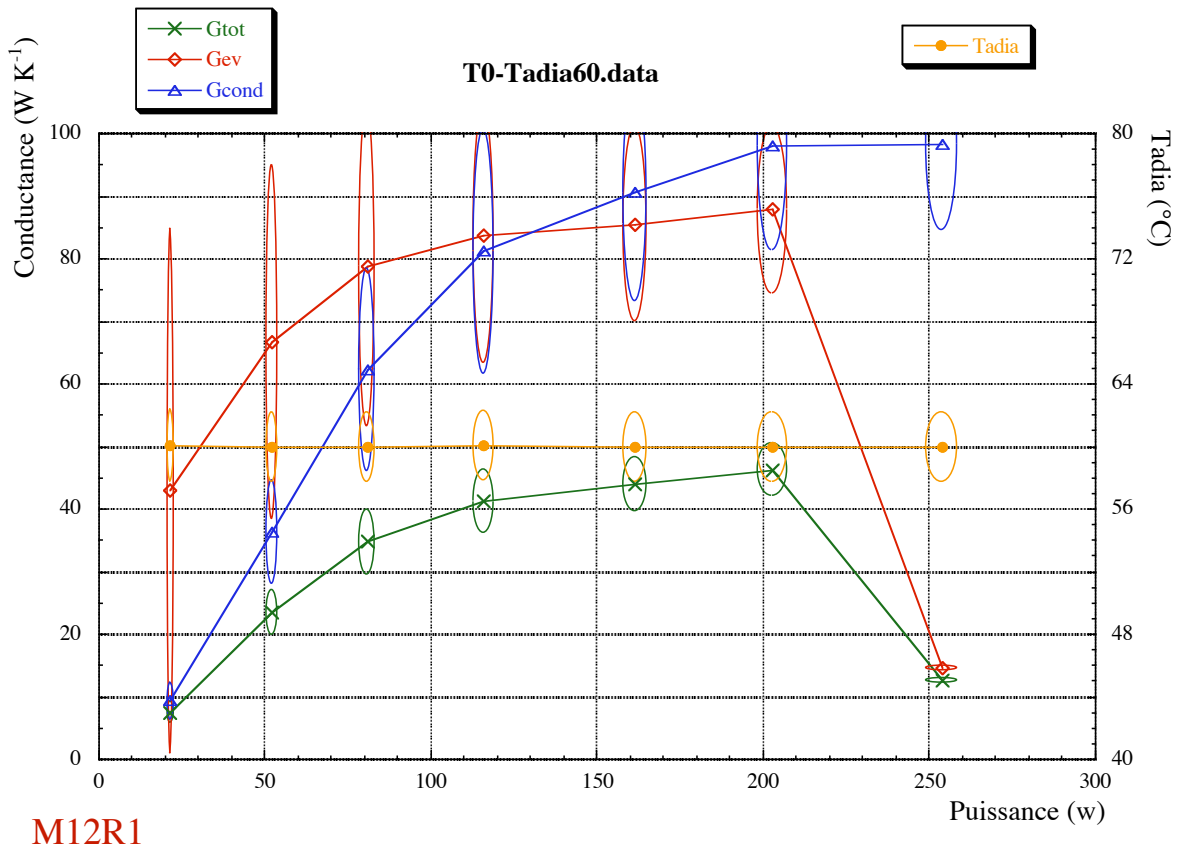
1.2 $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$



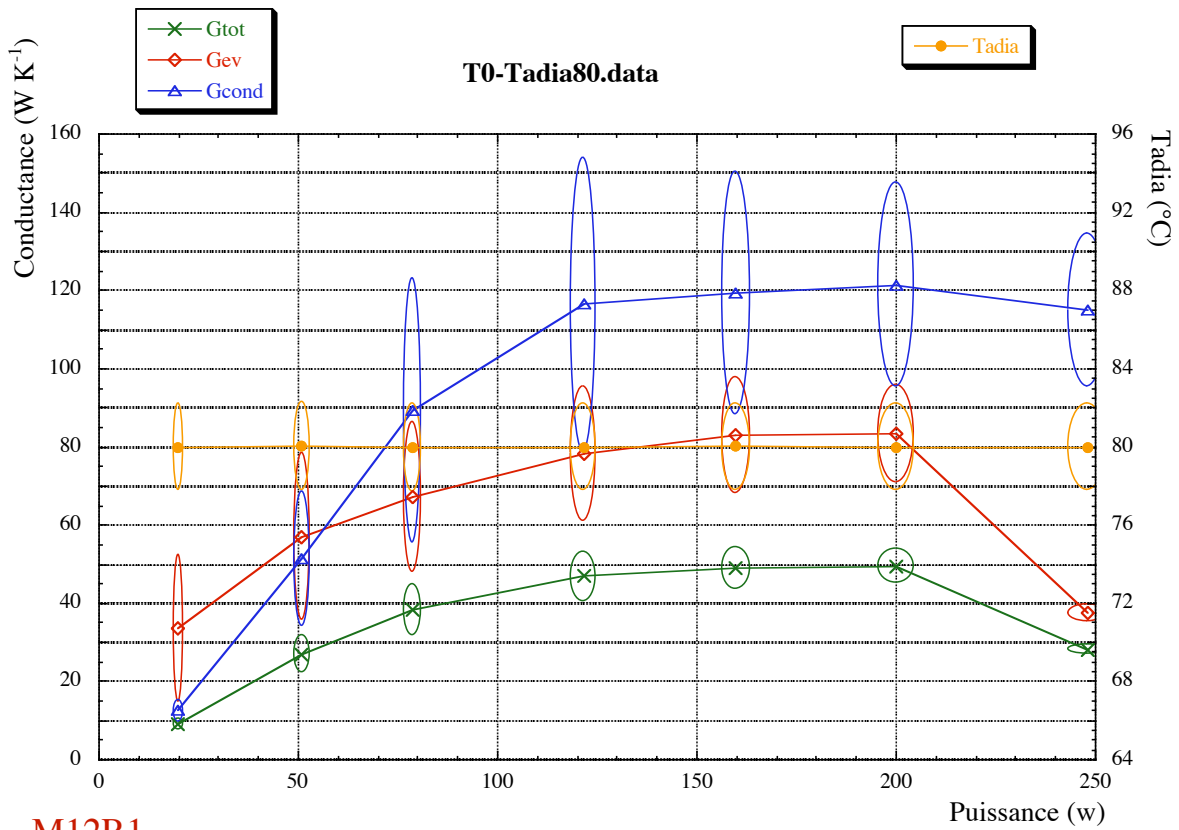
1.3 Tadia=40°C



1.4 Tadia=60°C

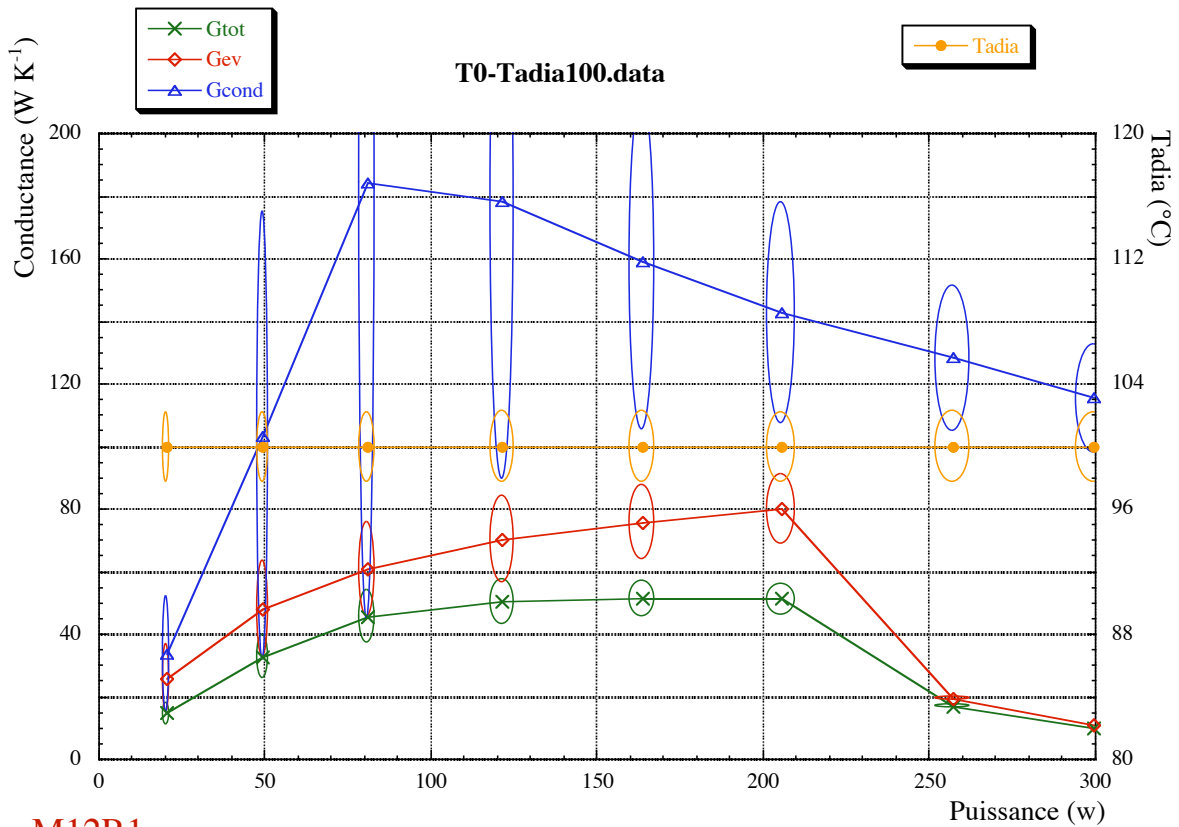


1.5 $T_{adia}=80^{\circ}\text{C}$



M12R1

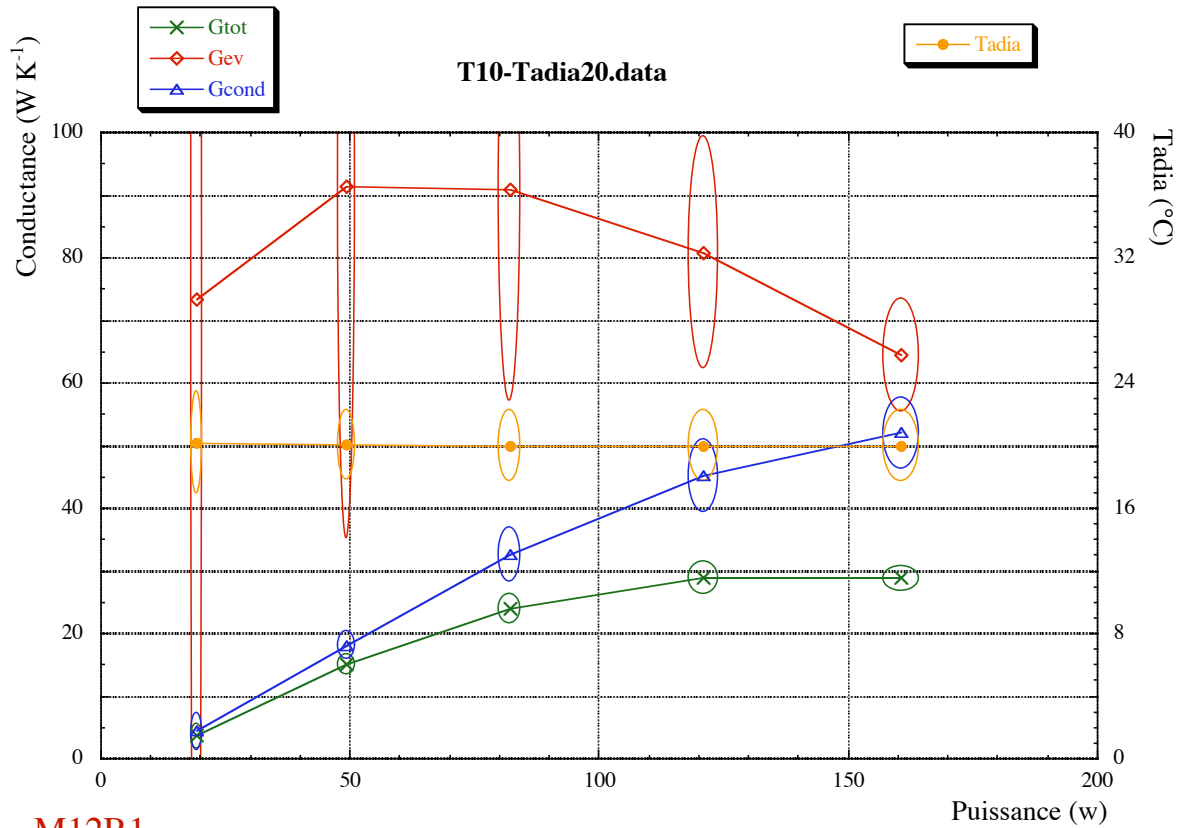
1.6 $T_{adia}=100^{\circ}\text{C}$



M12R1

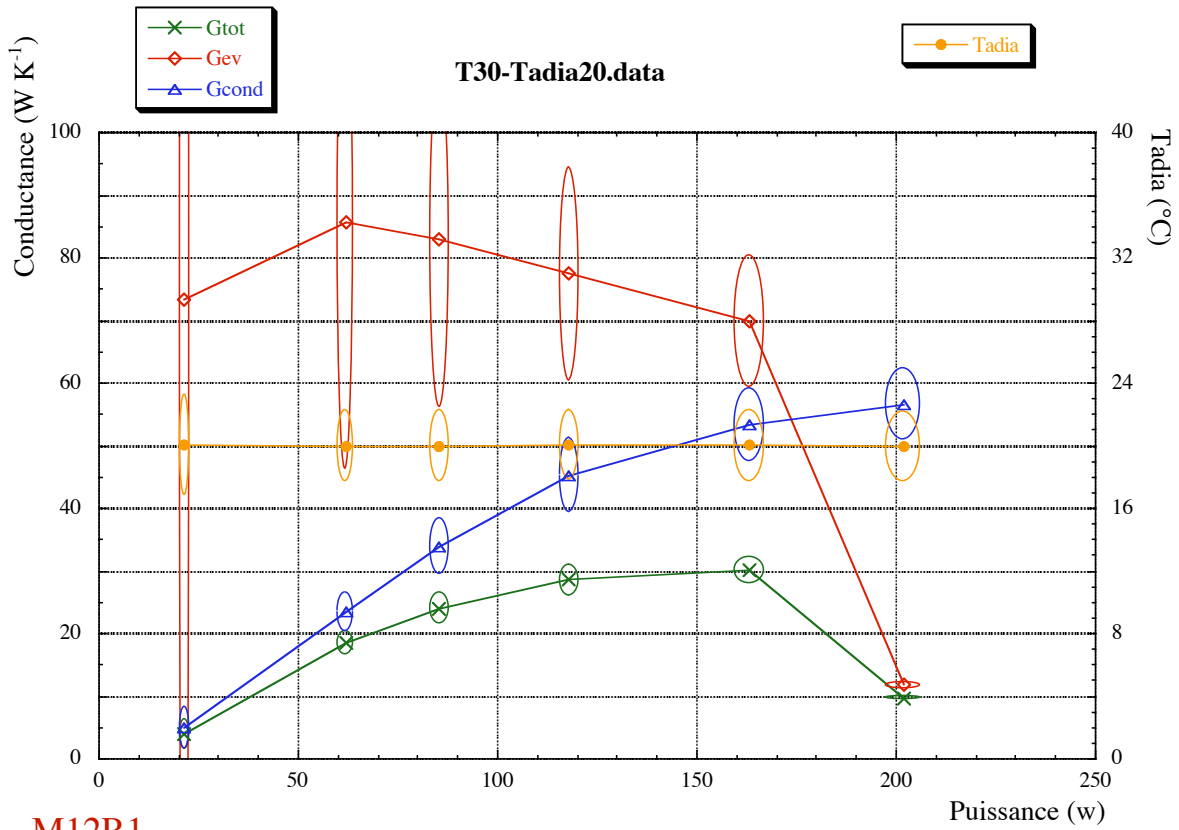
2 Position thermosiphon avec accélération radiale

2.1 $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$; $\Gamma_h=10\text{ m s}^{-2}$



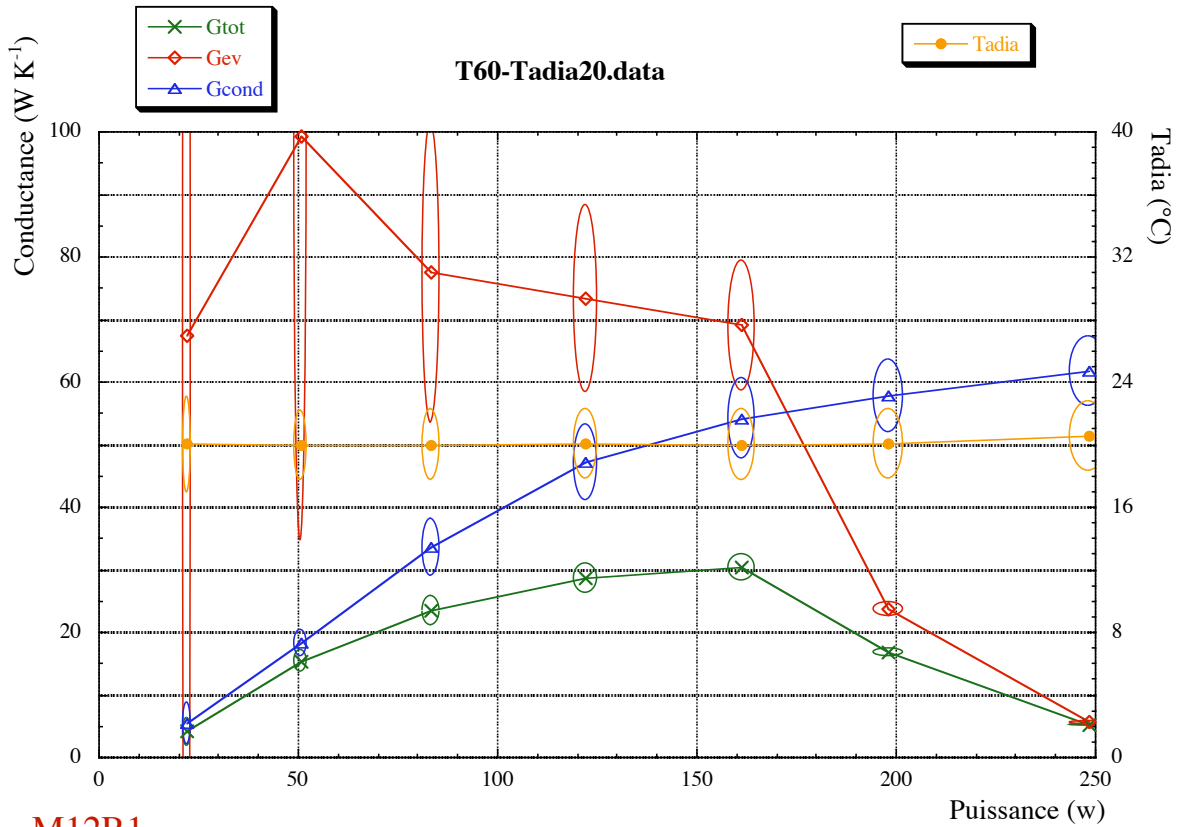
M12R1

2.2 $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$; $\Gamma_h=30\text{ m s}^{-2}$



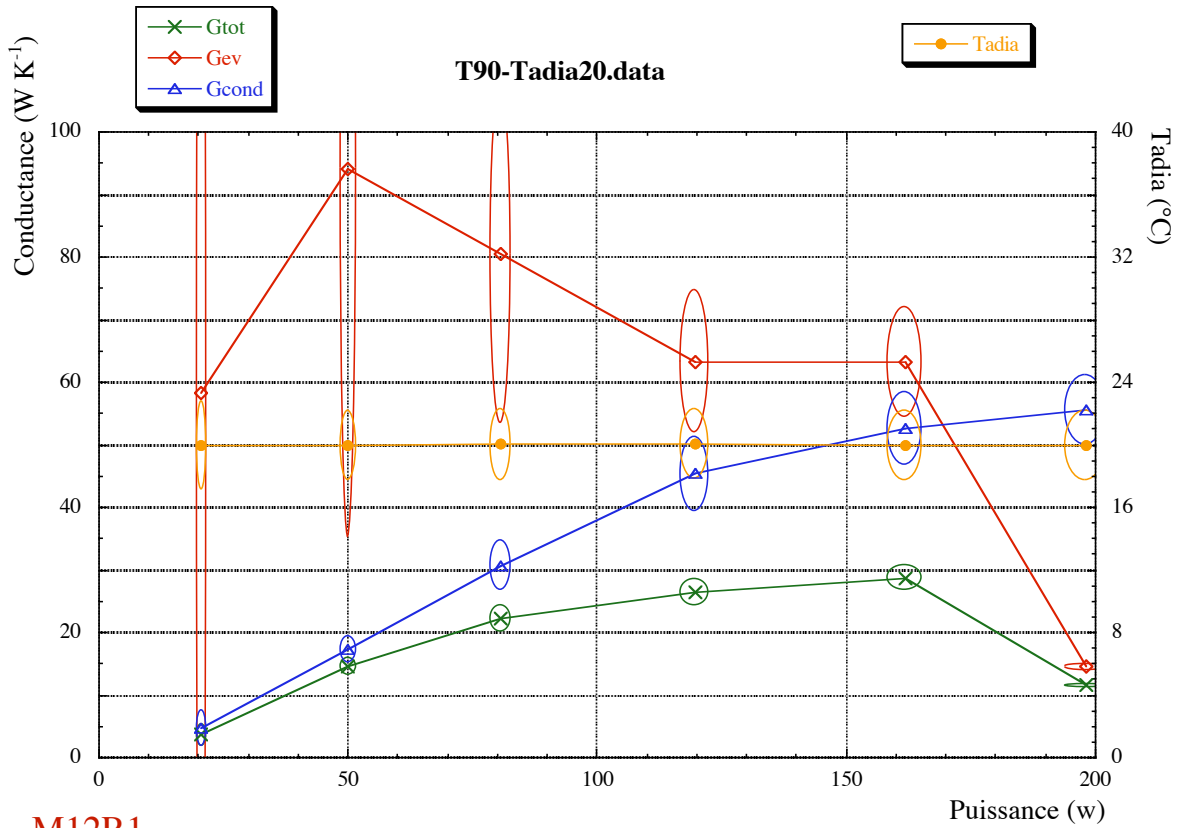
M12R1

2.3 $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$; $\Gamma_h=60\text{ m s}^{-2}$

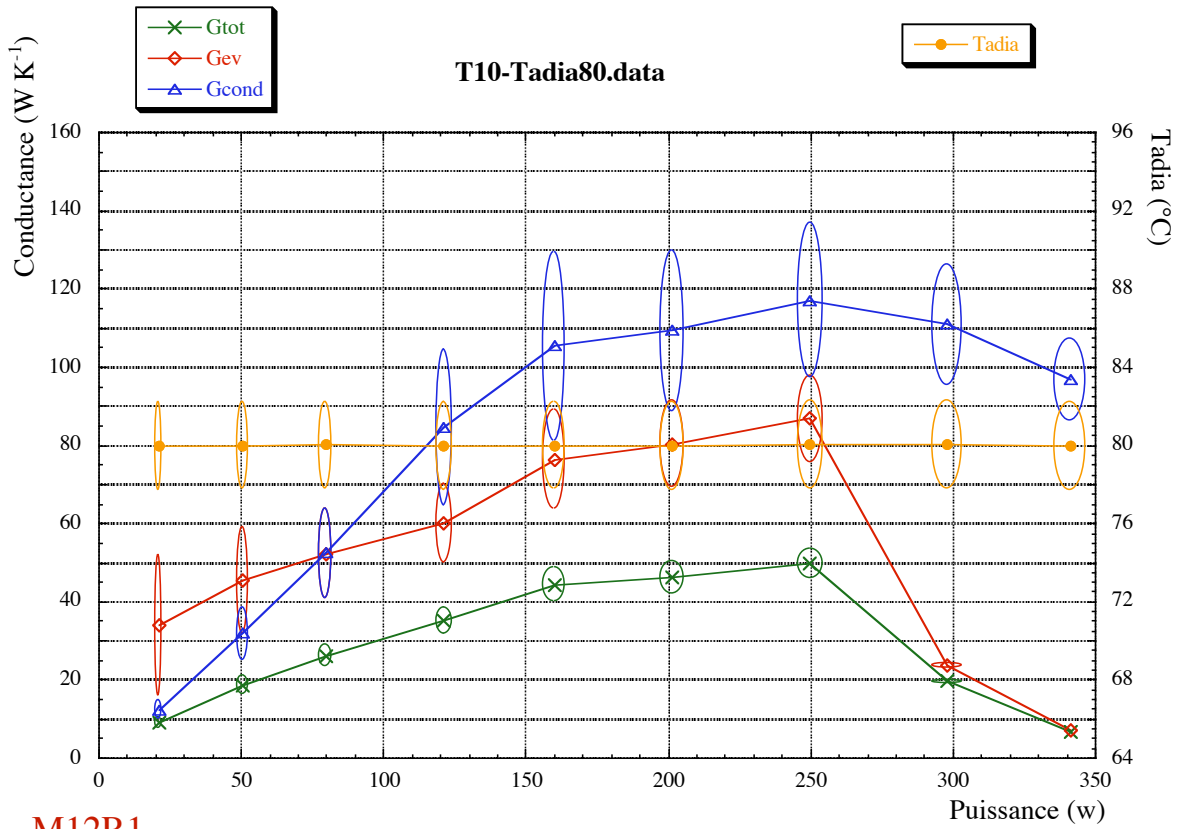


M12R1

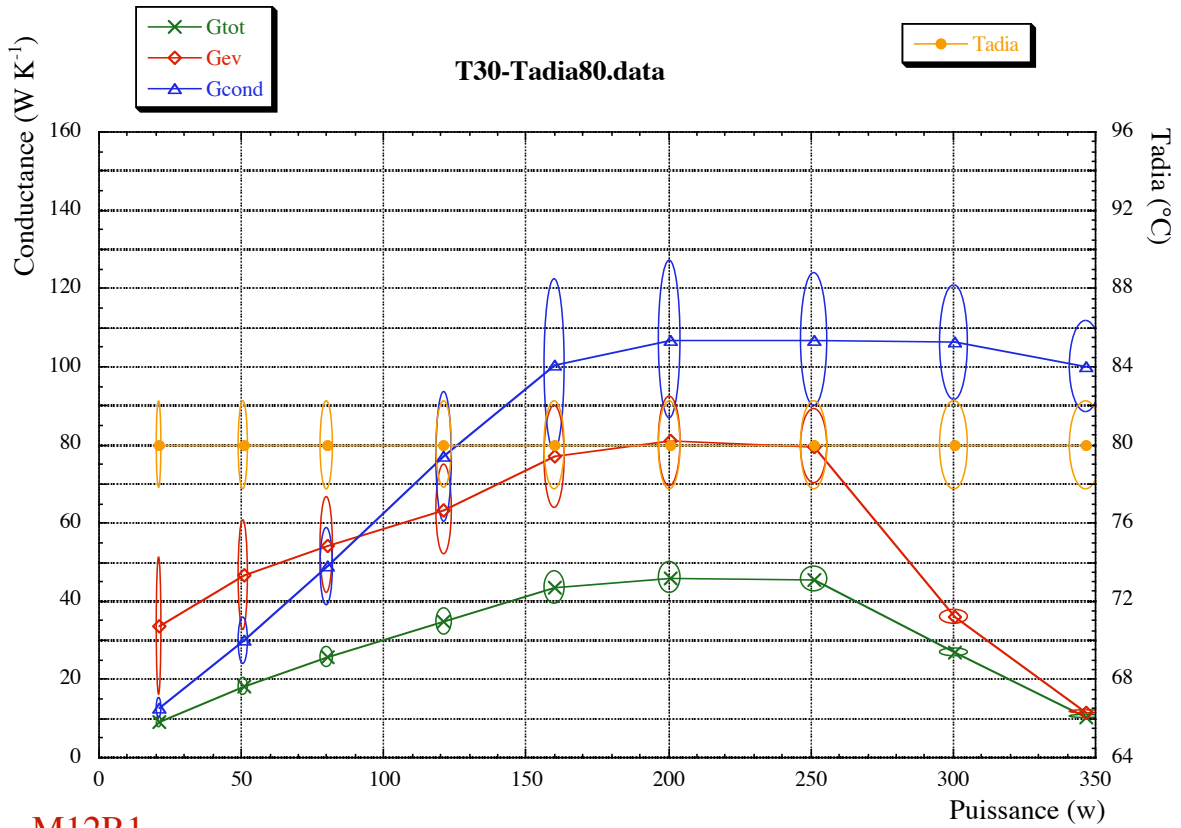
2.4 $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$; $\Gamma_h=90\text{ m s}^{-2}$



2.5 $T_{adia}=80^{\circ}\text{C}$; $\Gamma_h=10\text{ m s}^{-2}$

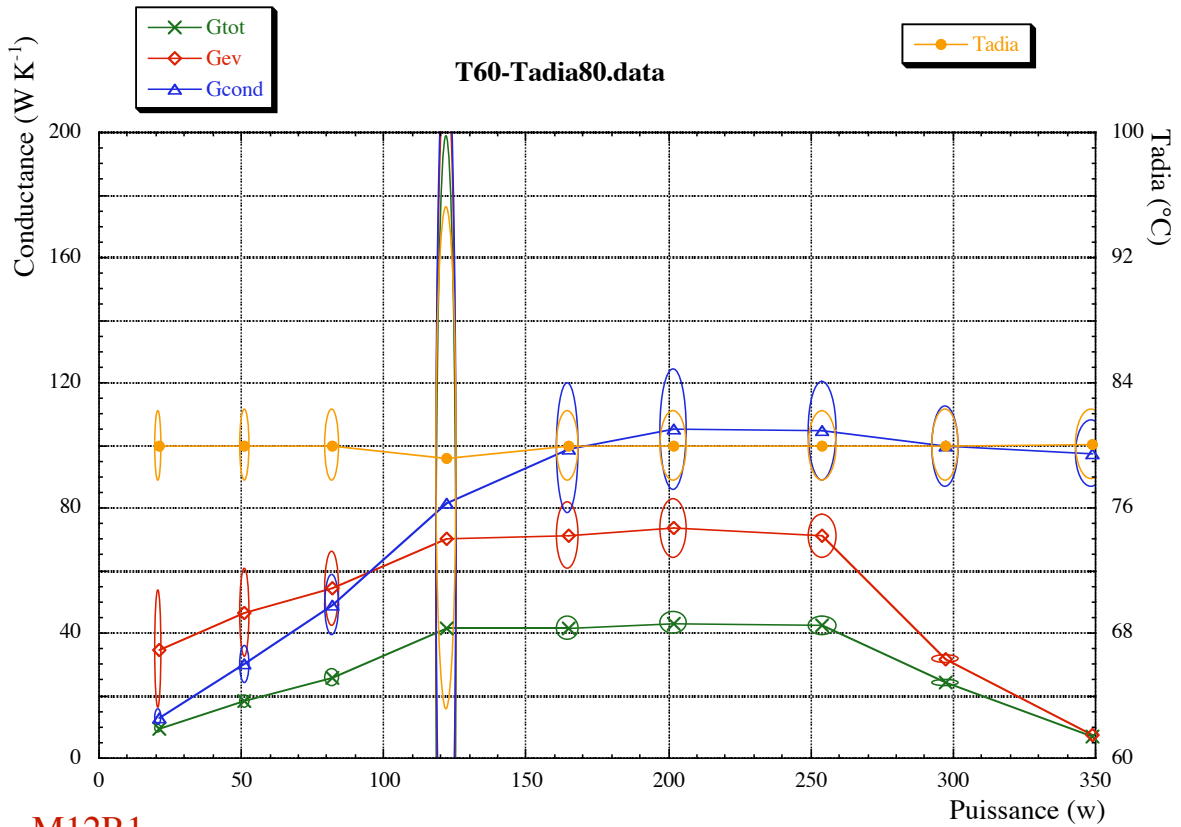


2.6 $T_{adia}=80^{\circ}\text{C}$; $\Gamma_h=30\text{ m s}^{-2}$



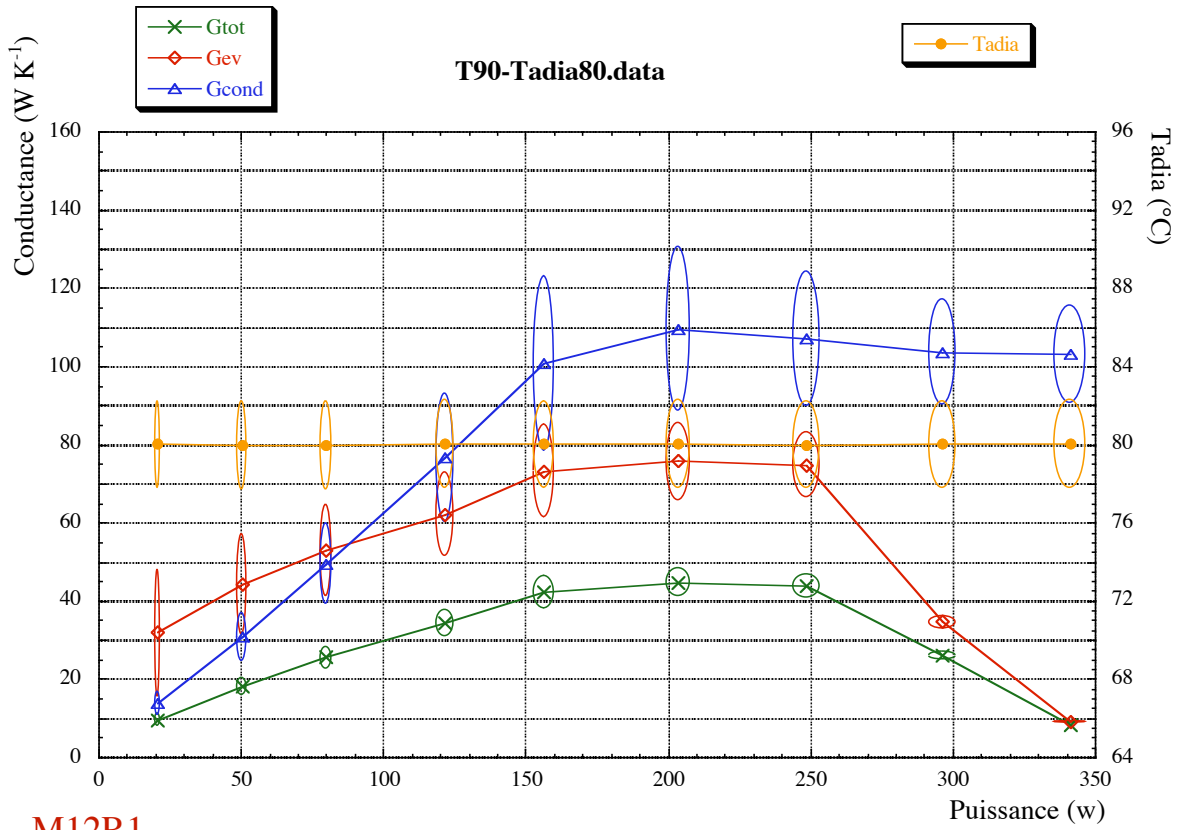
M12R1

2.7 $T_{adia}=80^{\circ}\text{C}$; $\Gamma_h=60\text{ m s}^{-2}$



M12R1

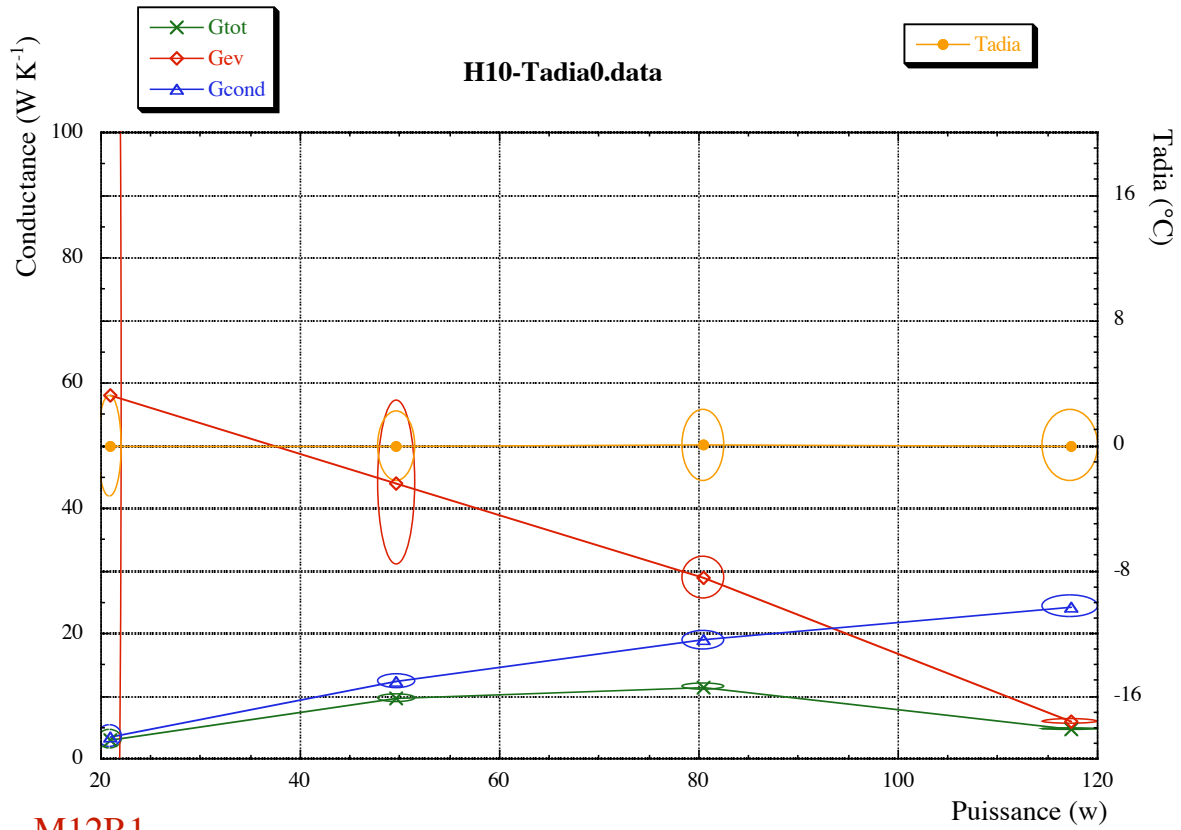
2.8 $T_{adia}=80^{\circ}\text{C}$; $\Gamma_h=90\text{ m s}^{-2}$



M12R1

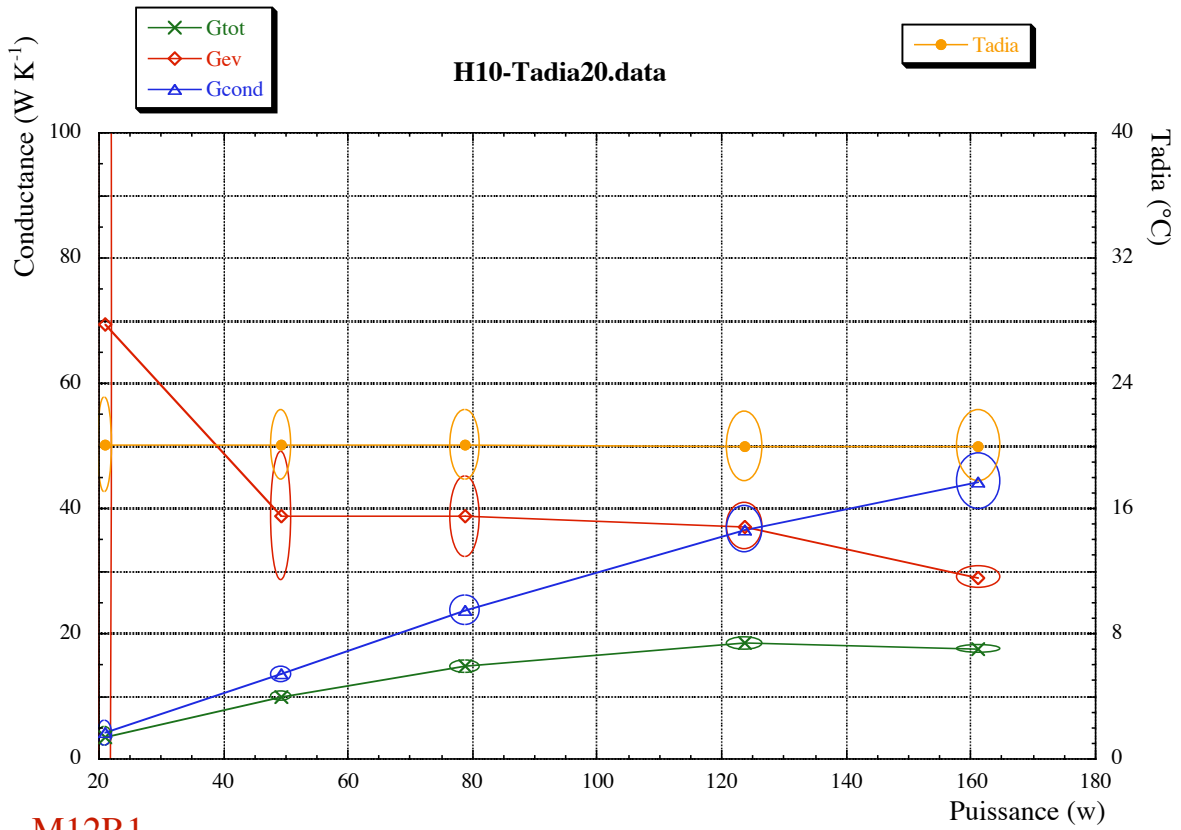
3 Position horizontale ; $\Gamma_h = 10 \text{ m s}^{-2}$

3.1 Tadia = 0°C



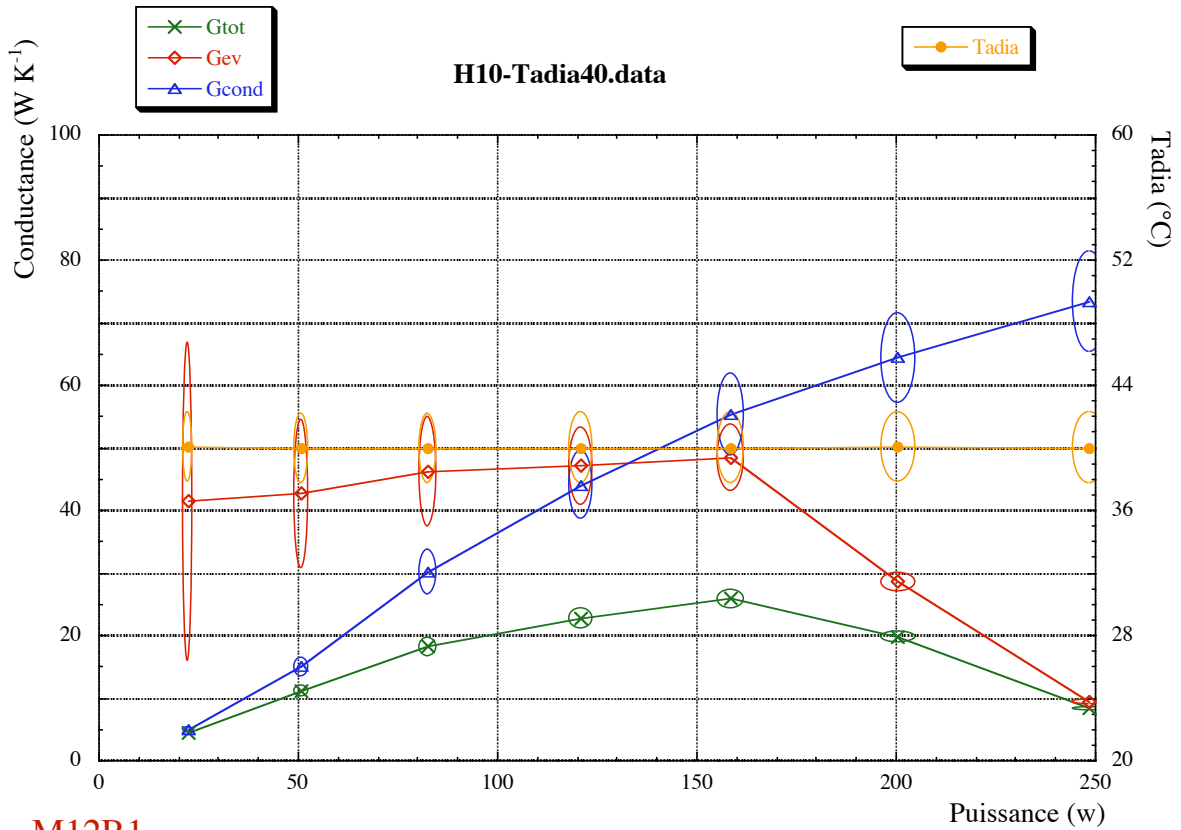
M12R1

3.2 $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$



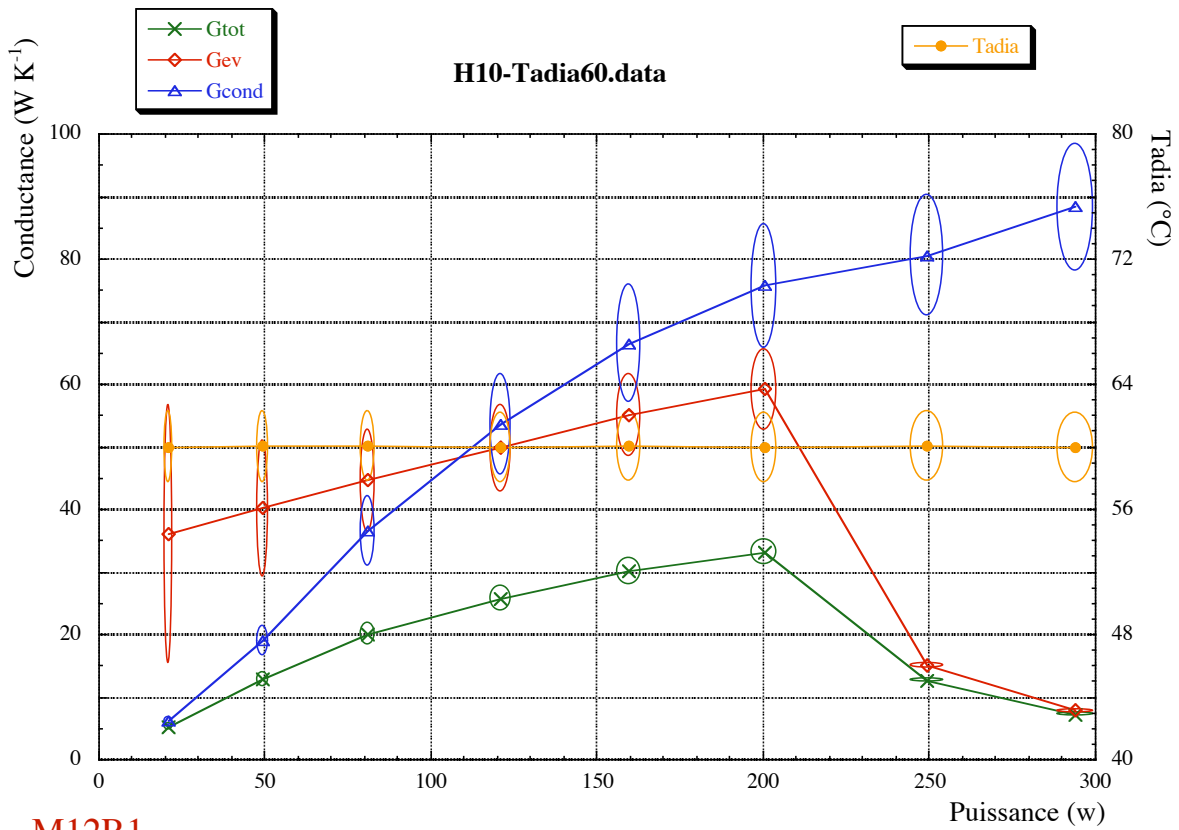
M12R1

3.3 $T_{adia}=40^{\circ}\text{C}$

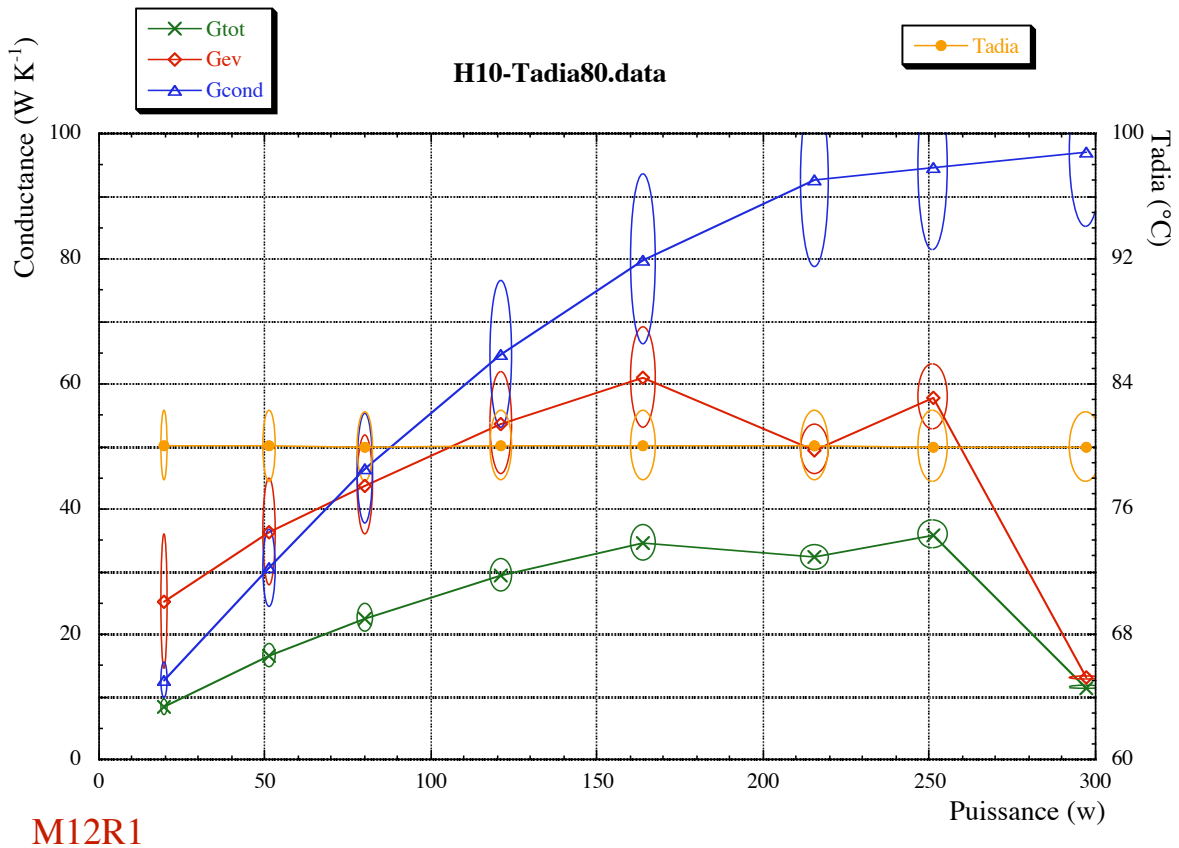


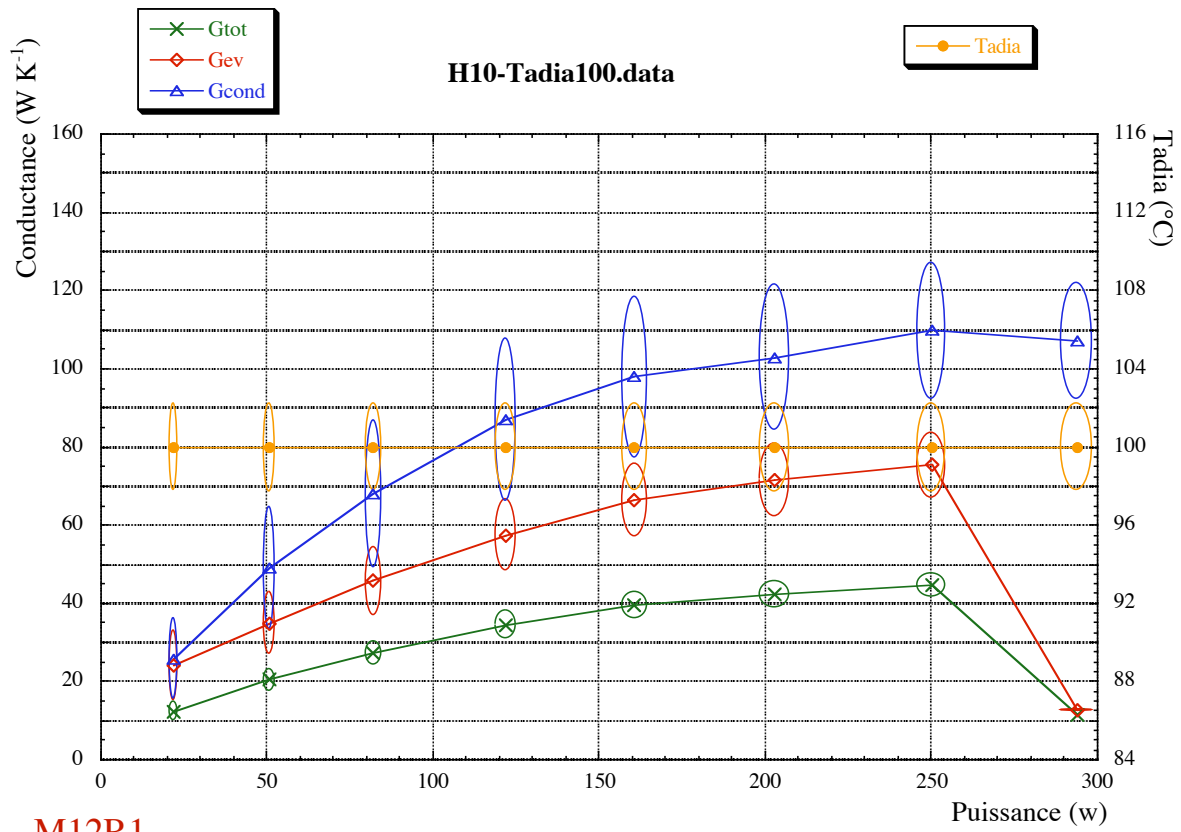
M12R1

3.4 $T_{adia}=60^{\circ}\text{C}$

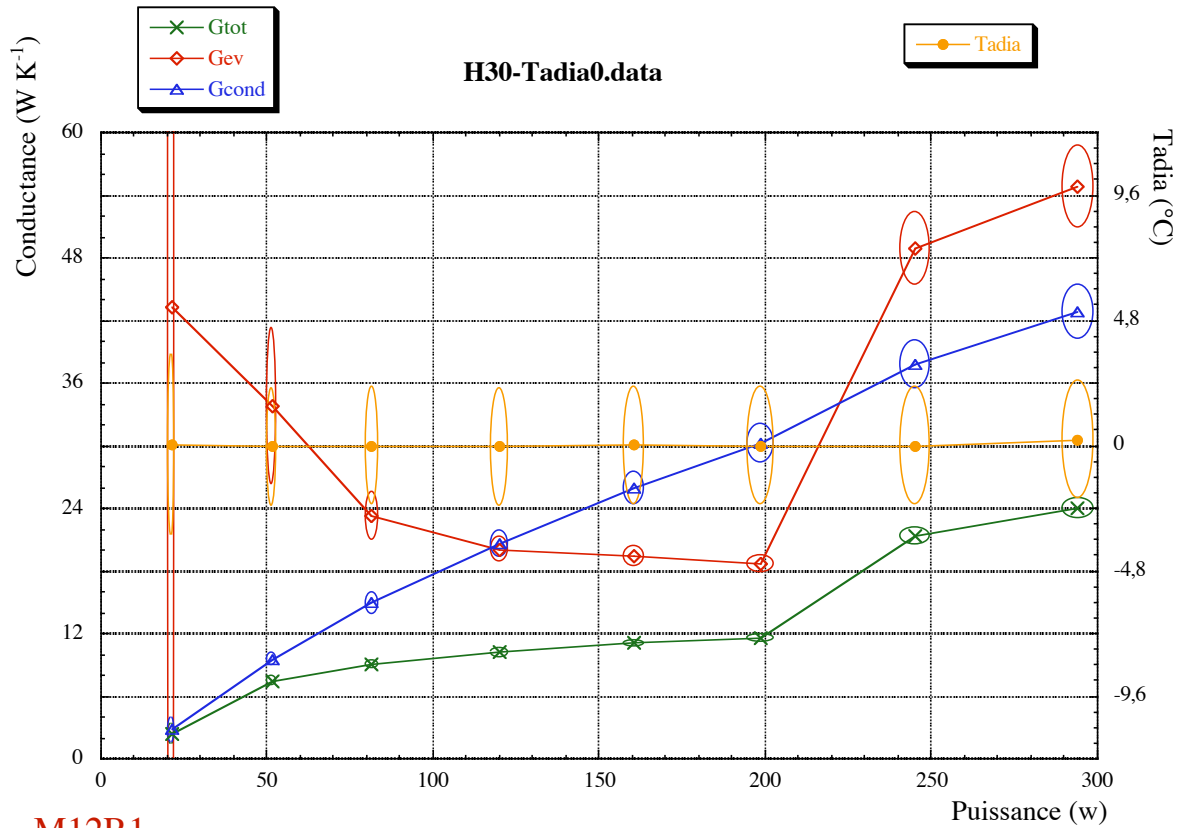


3.5 $T_{adia}=80^{\circ}\text{C}$



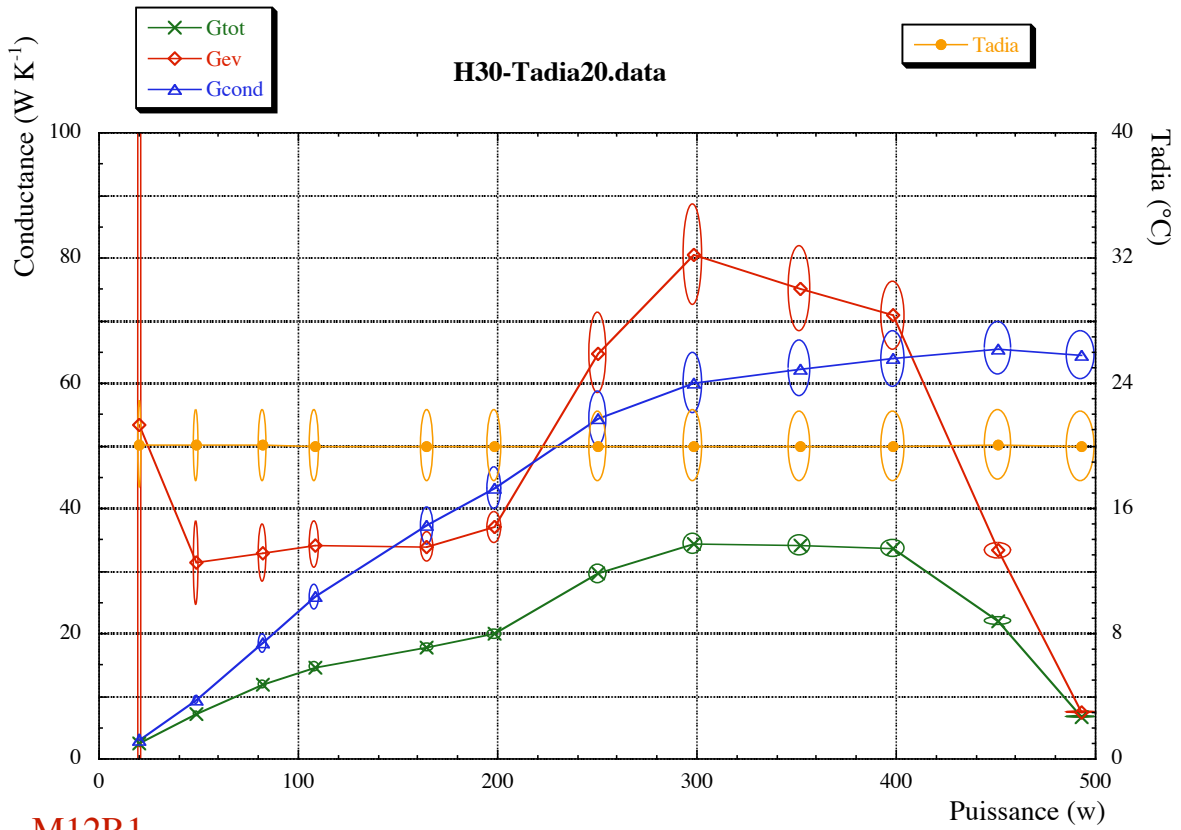
3.6 $T_{adia}=100^{\circ}\text{C}$ 

M12R1

4 Position horizontale ; $\Gamma_h = 30 \text{ m s}^{-2}$ **4.1 Tadia=0°C**

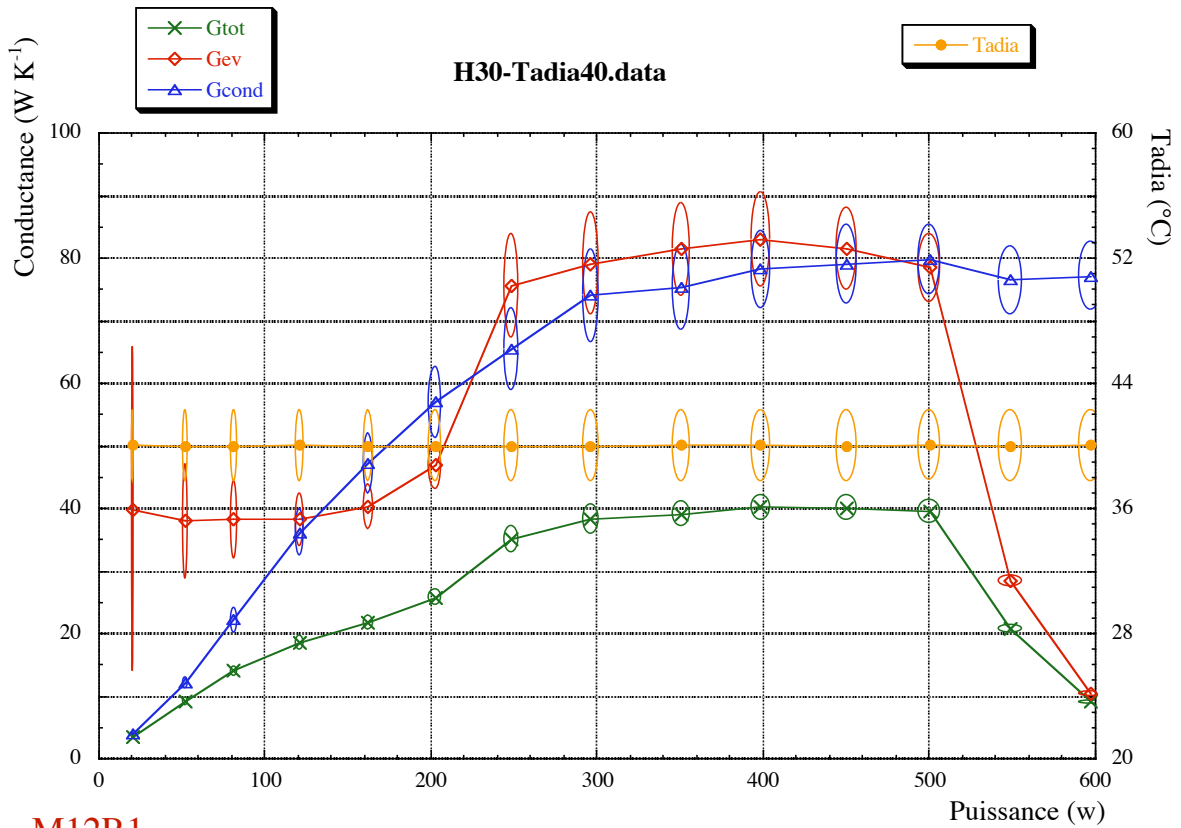
M12R1

4.2 $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$



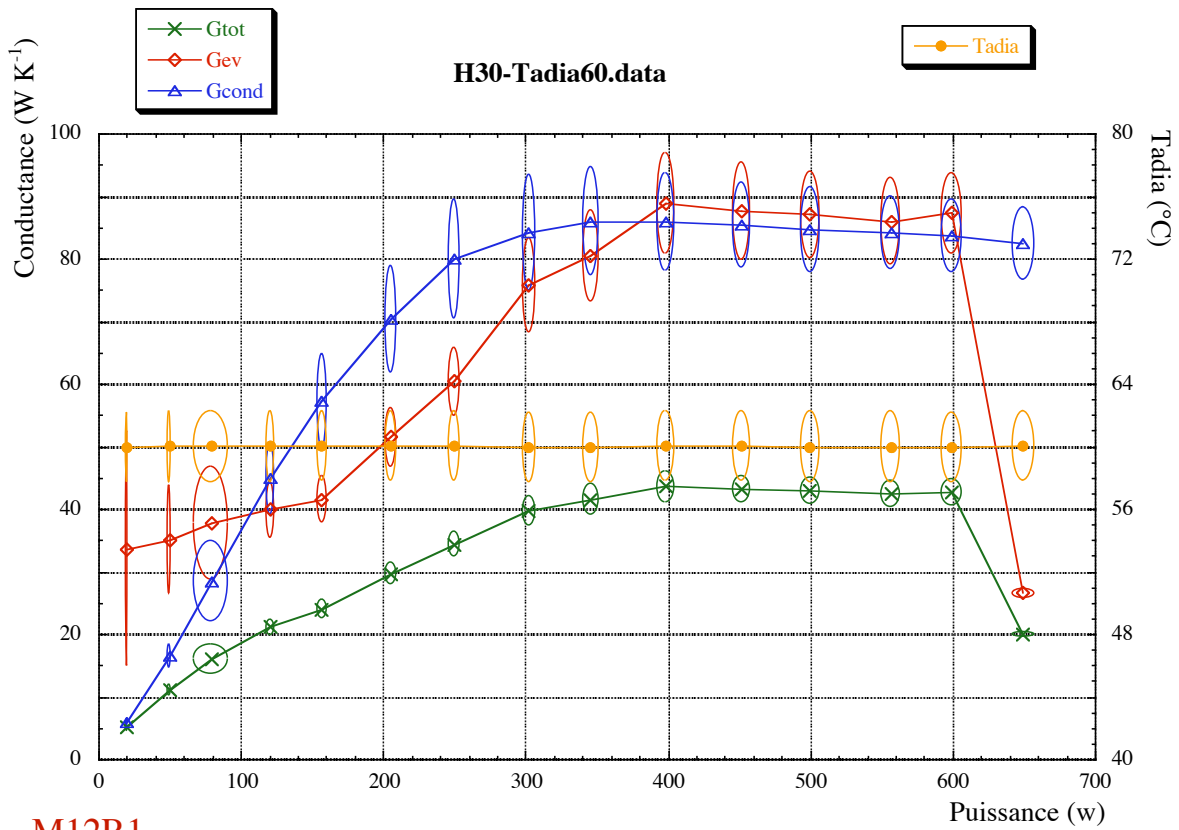
M12R1

4.3 $T_{adia}=40^{\circ}\text{C}$



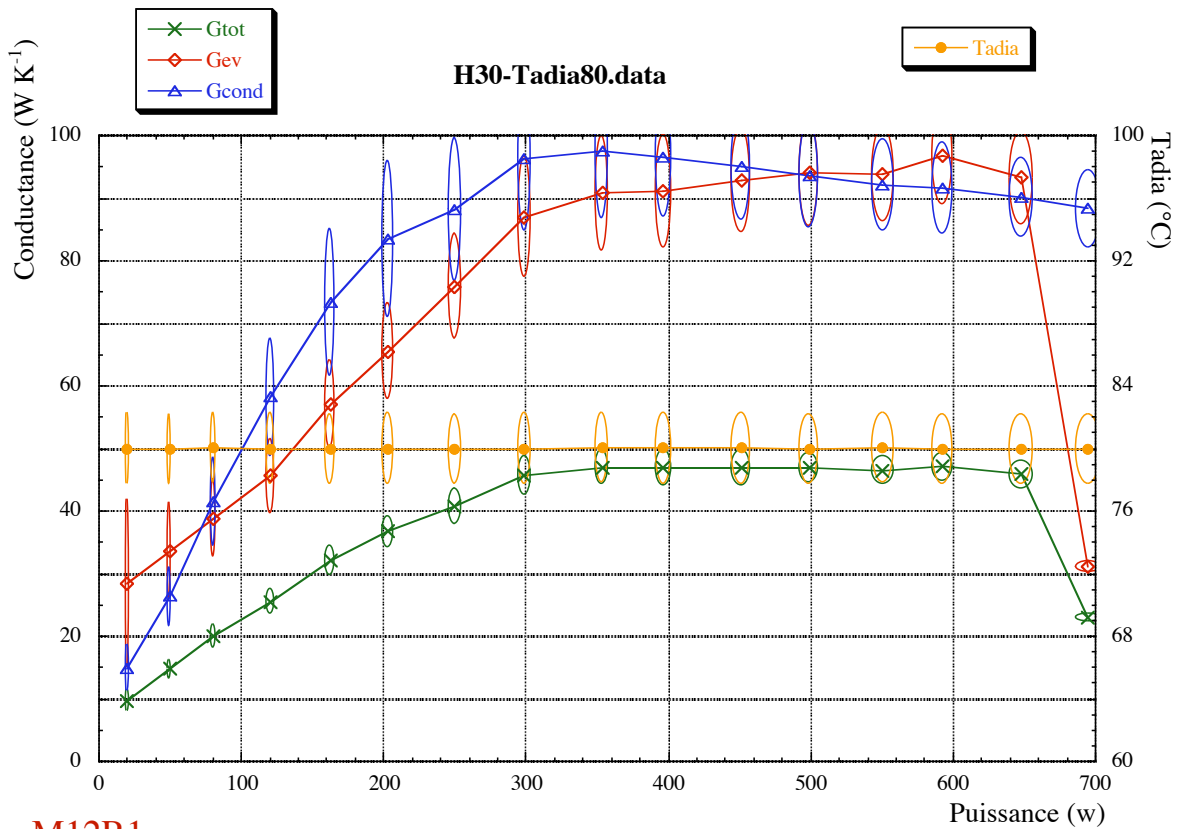
M12R1

4.4 Tadia=60°C



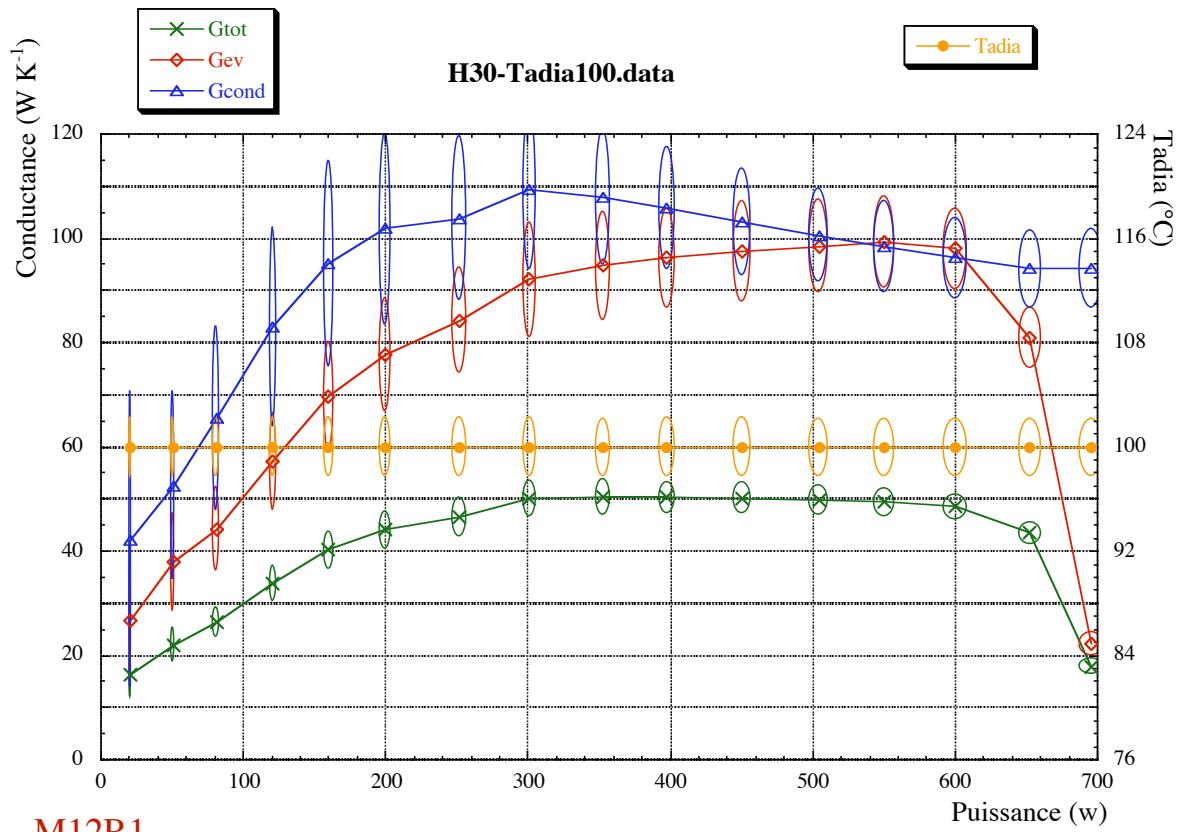
M12R1

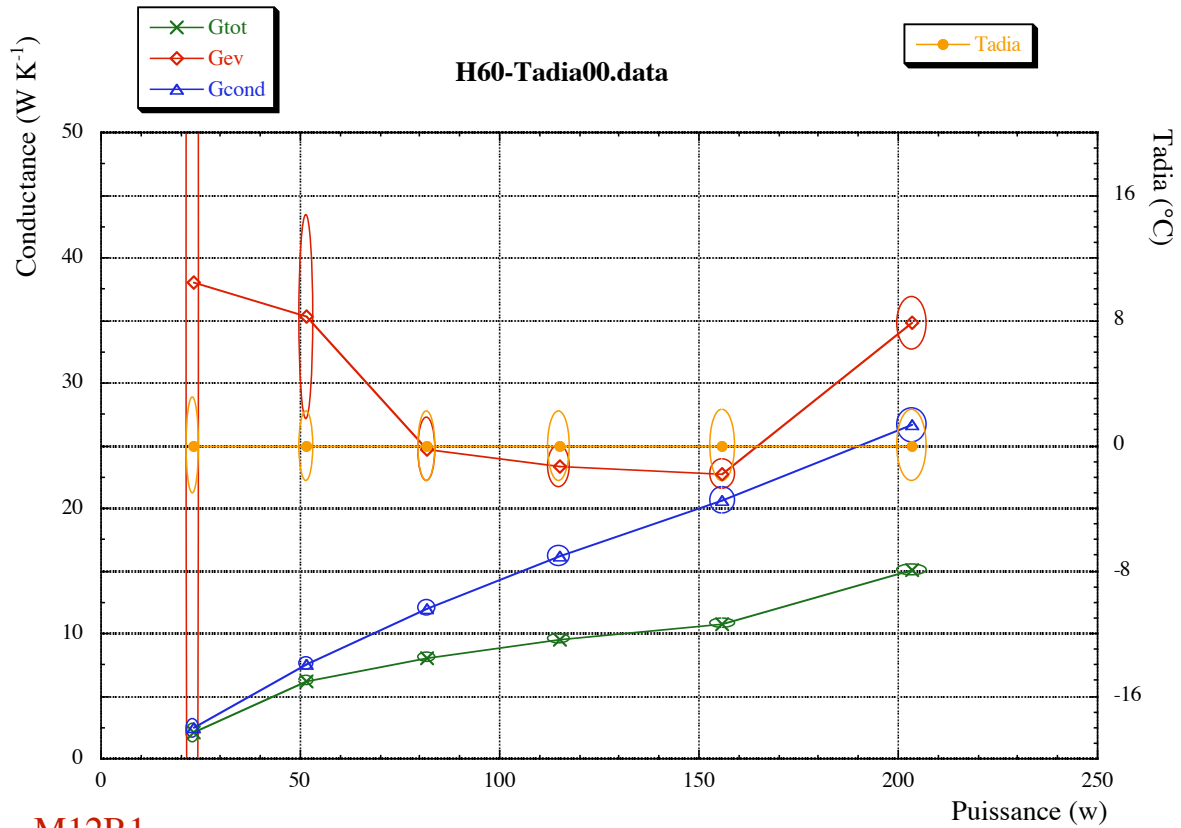
4.5 Tadia=80°C



M12R1

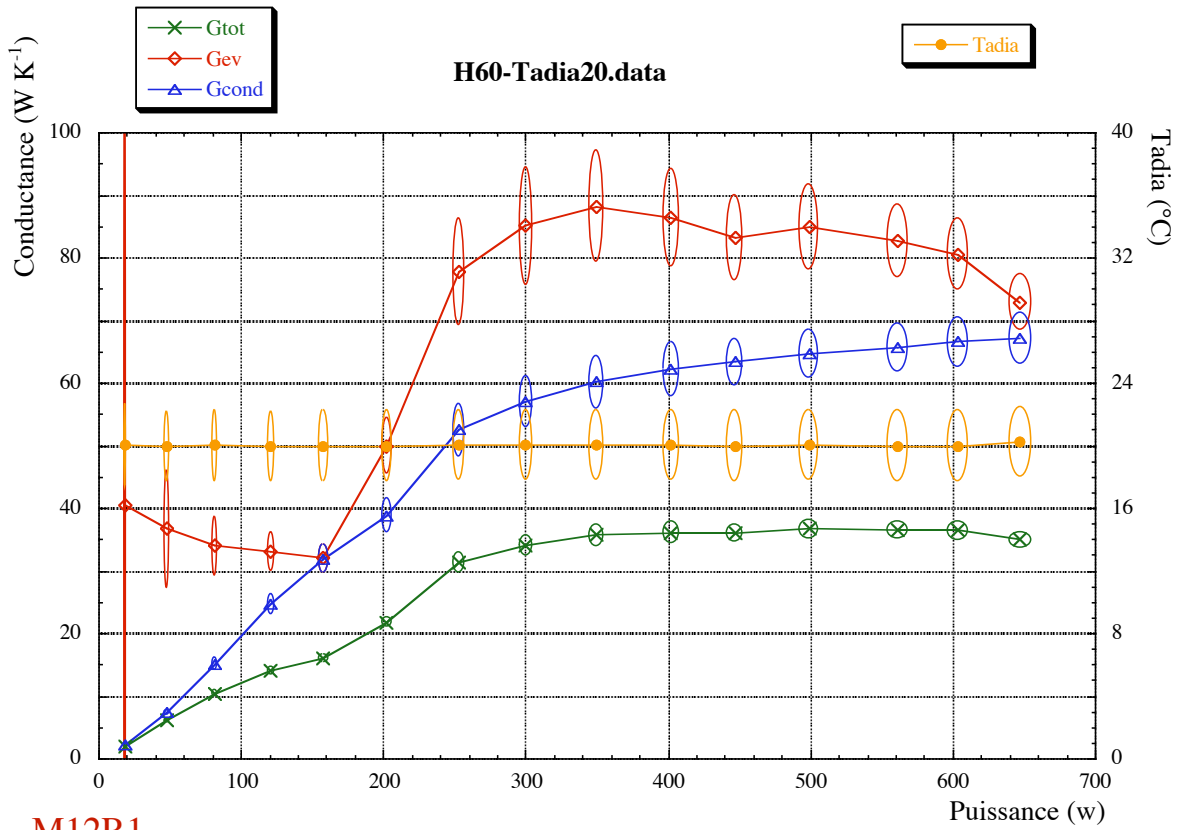
4.6 Tadia=100°C



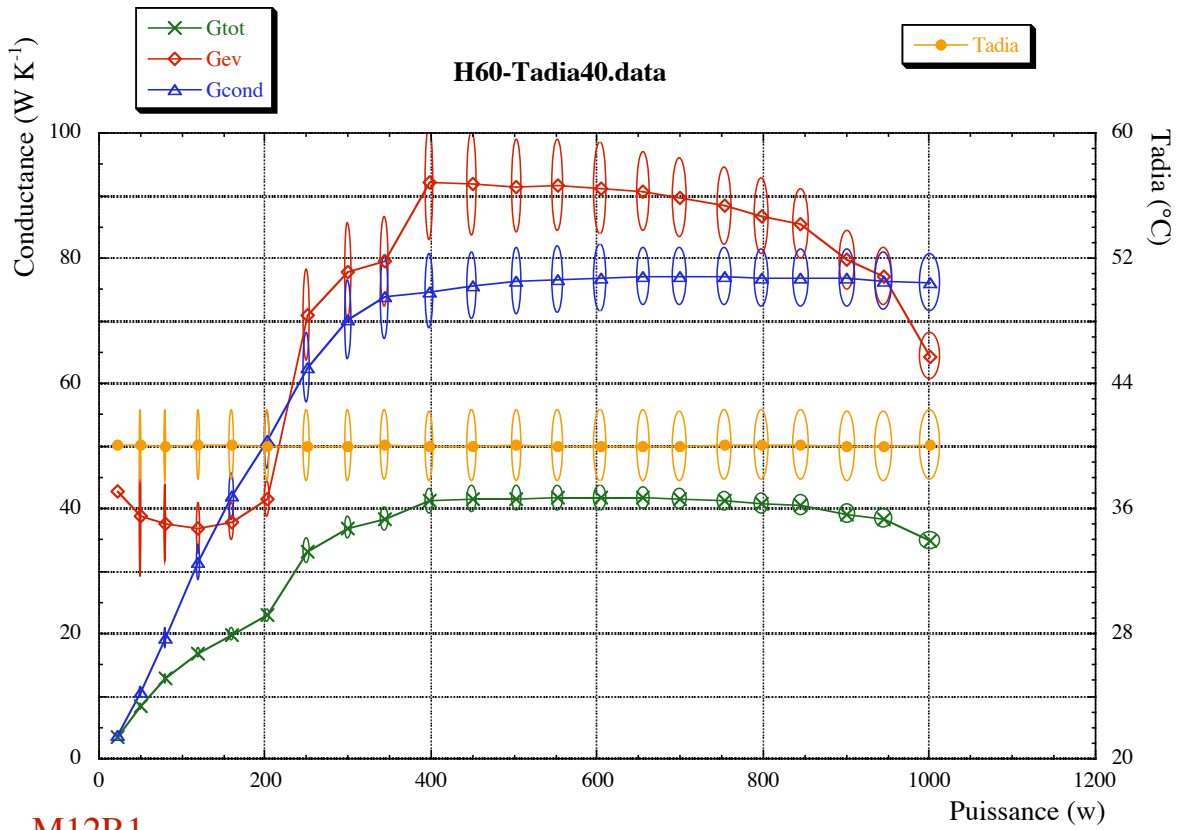
5 Position horizontale ; $\Gamma_h=60 \text{ m s}^{-2}$ **5.1 Tadia=0°C**

M12R1

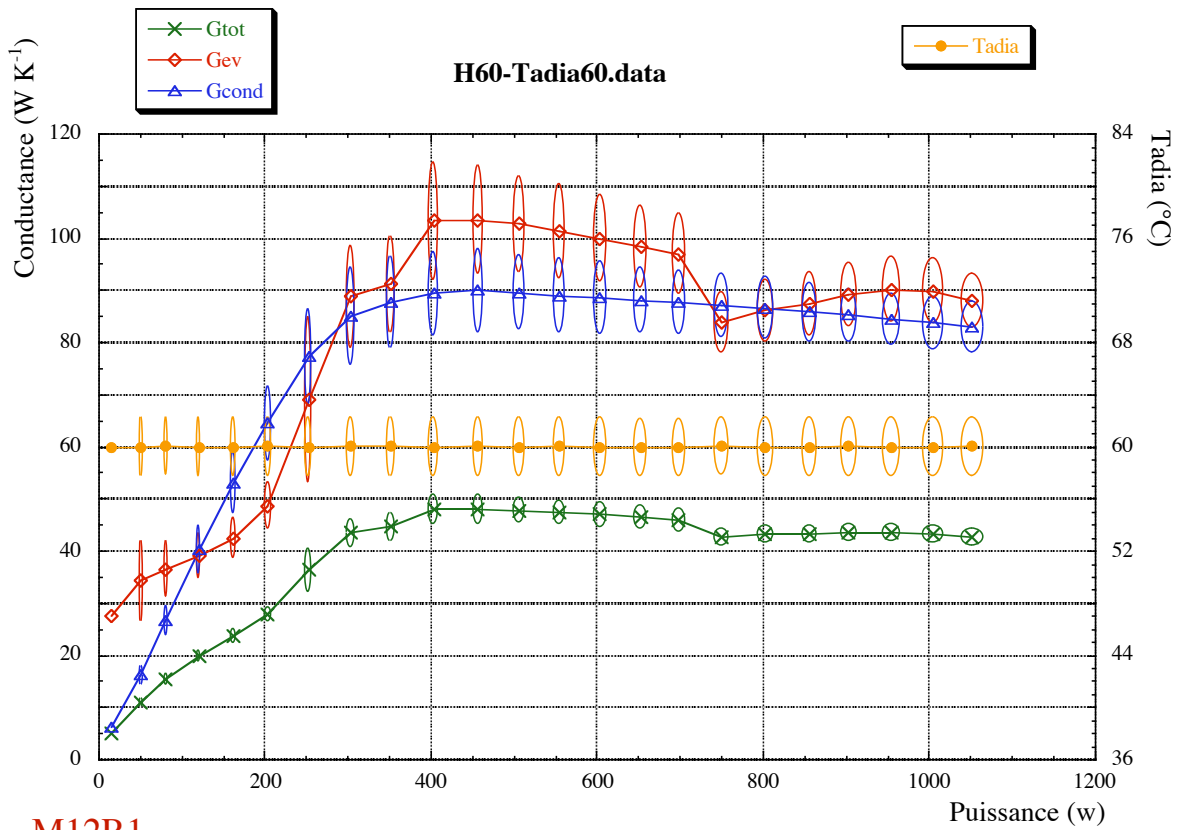
5.2 $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$



5.3 $T_{adia}=40^{\circ}\text{C}$

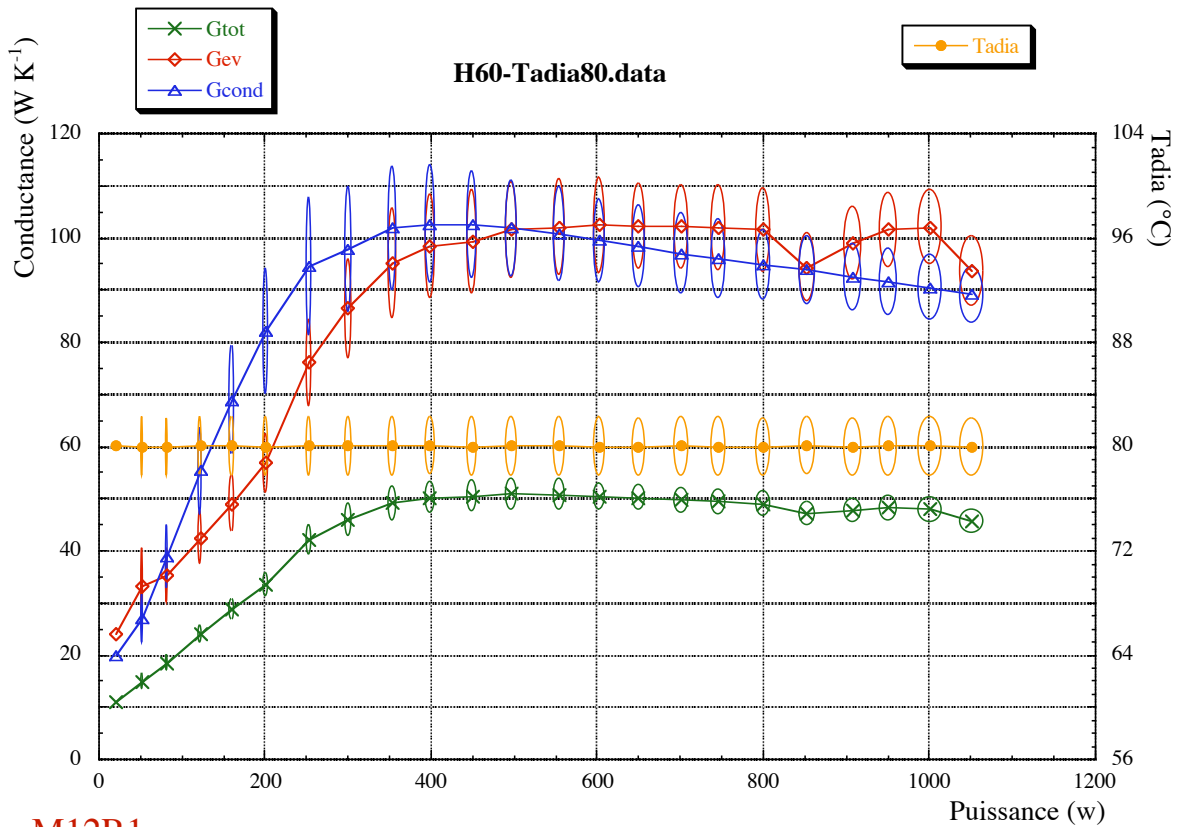


5.4 $T_{adia}=60^{\circ}\text{C}$



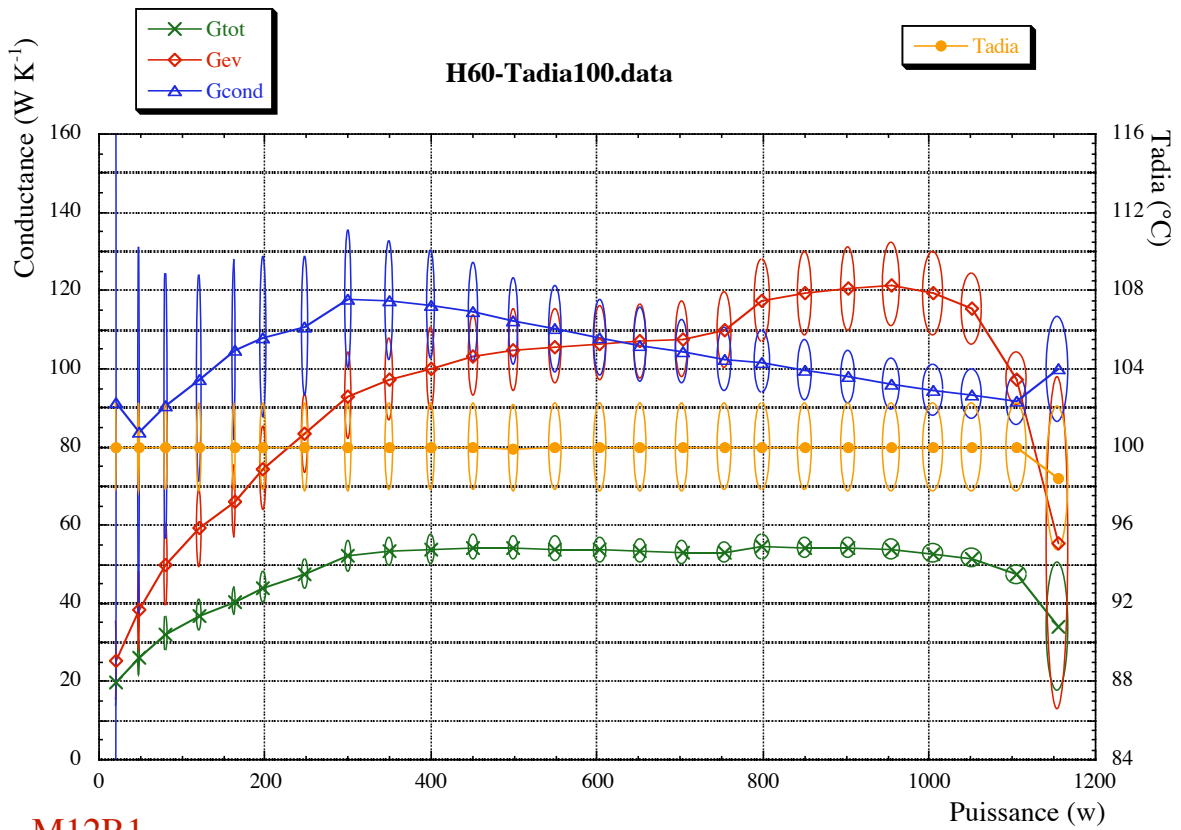
M12R1

5.5 $T_{adia}=80^{\circ}\text{C}$

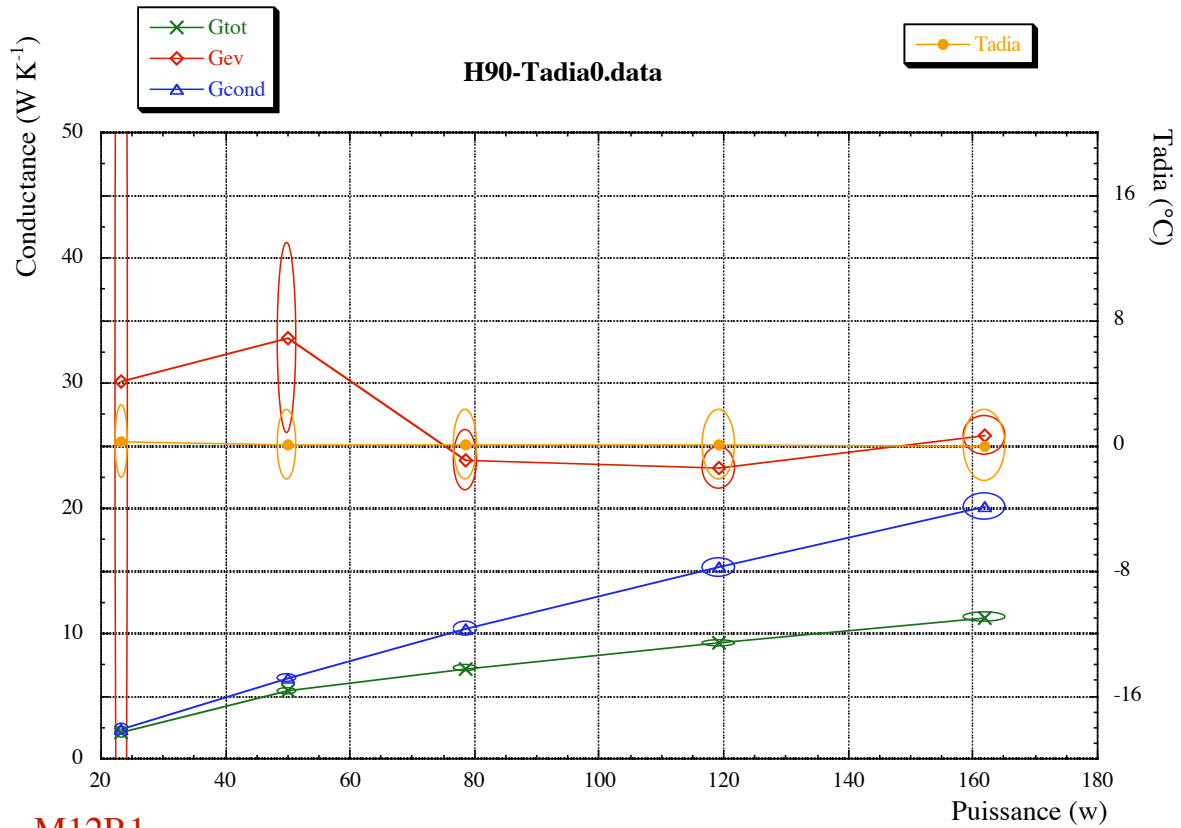


M12R1

5.6 Tadia=100°C

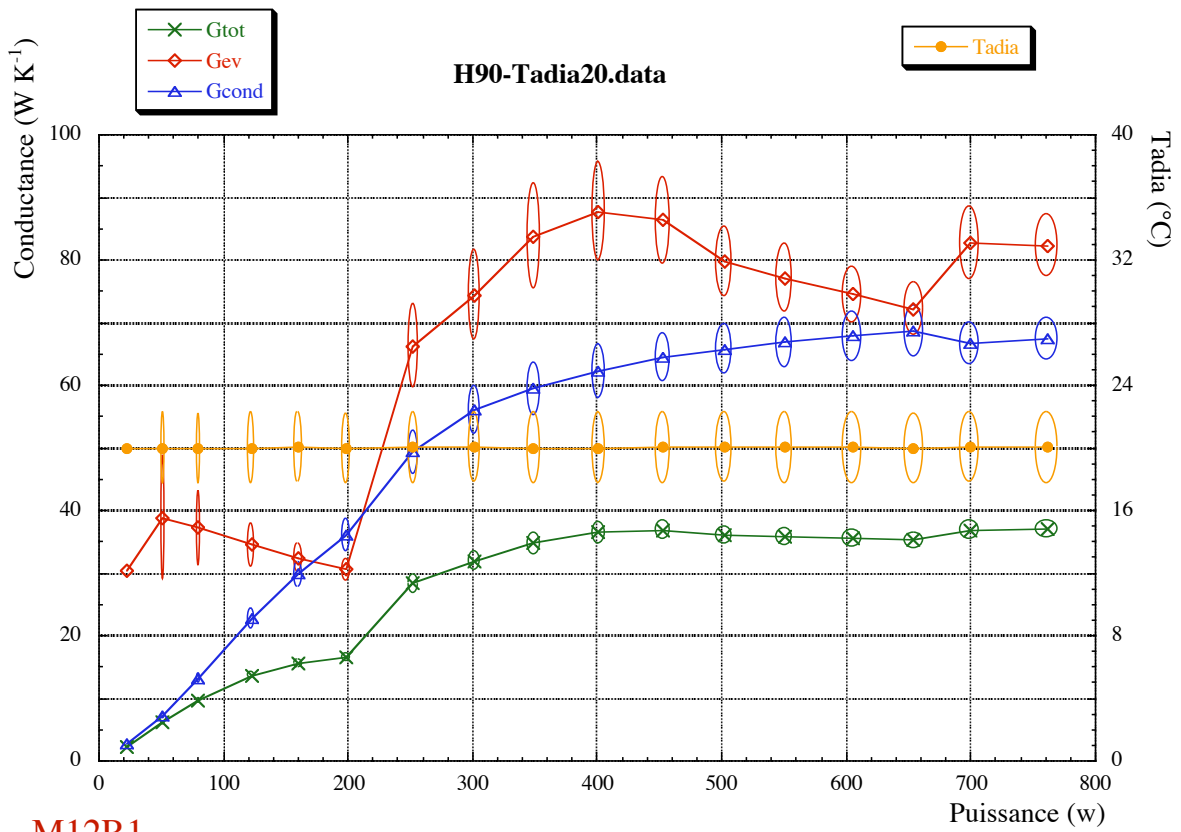


M12R1

6 Position horizontale ; $\Gamma_h=90 \text{ m s}^{-2}$ **6.1 Tadia=0°C**

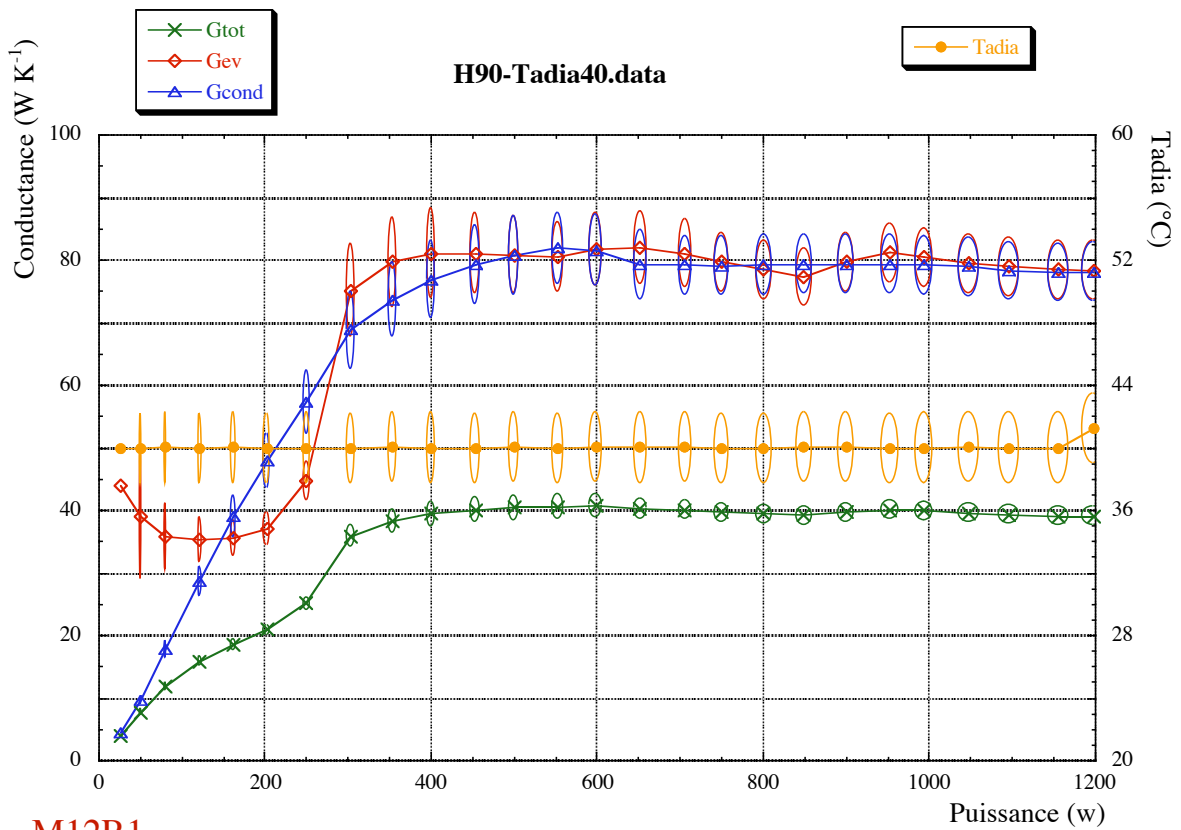
M12R1

6.2 $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$



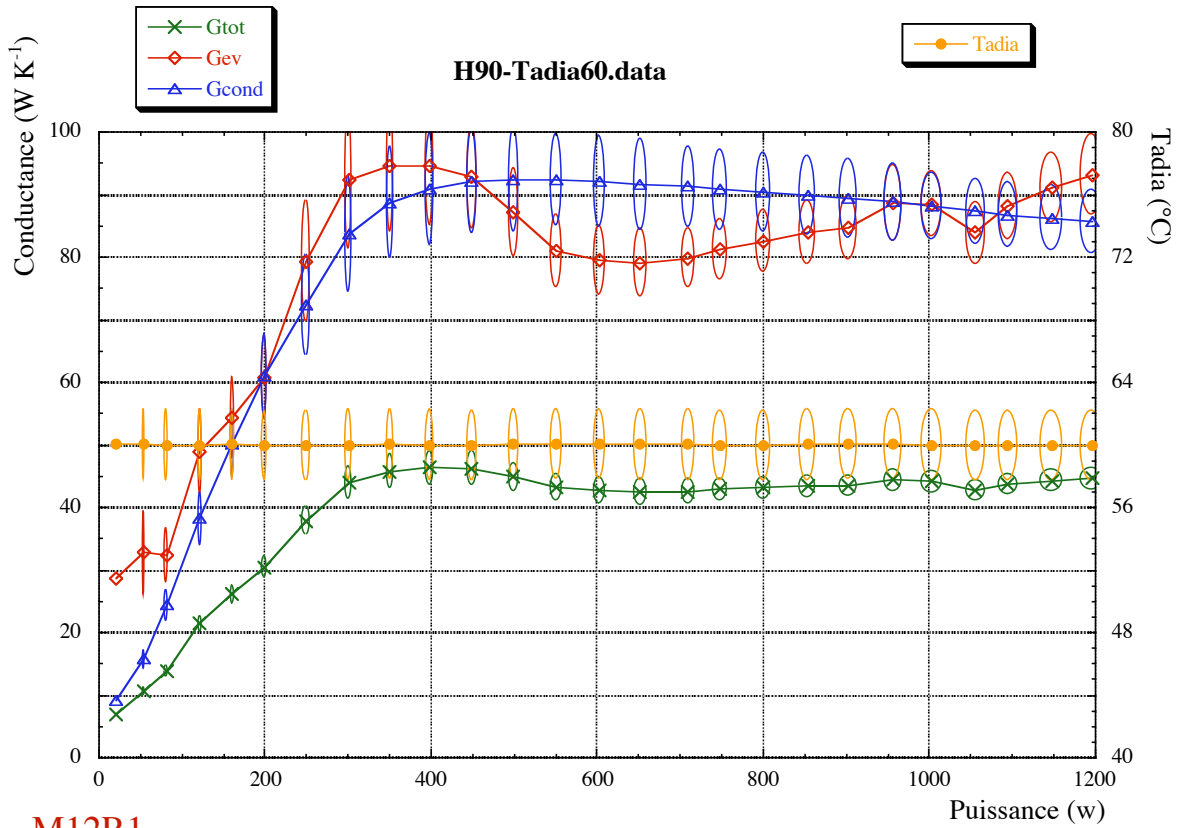
M12R1

6.3 $T_{adia}=40^{\circ}\text{C}$



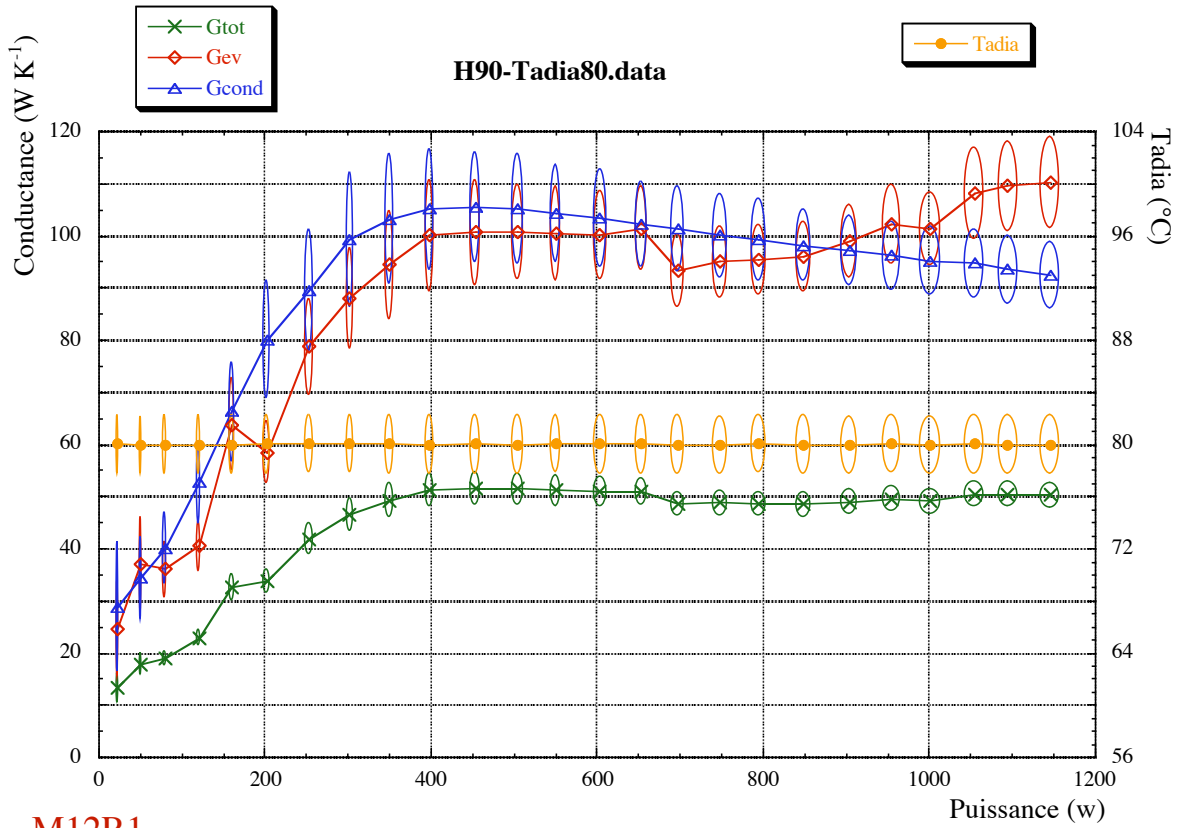
M12R1

6.4 Tadia=60°C



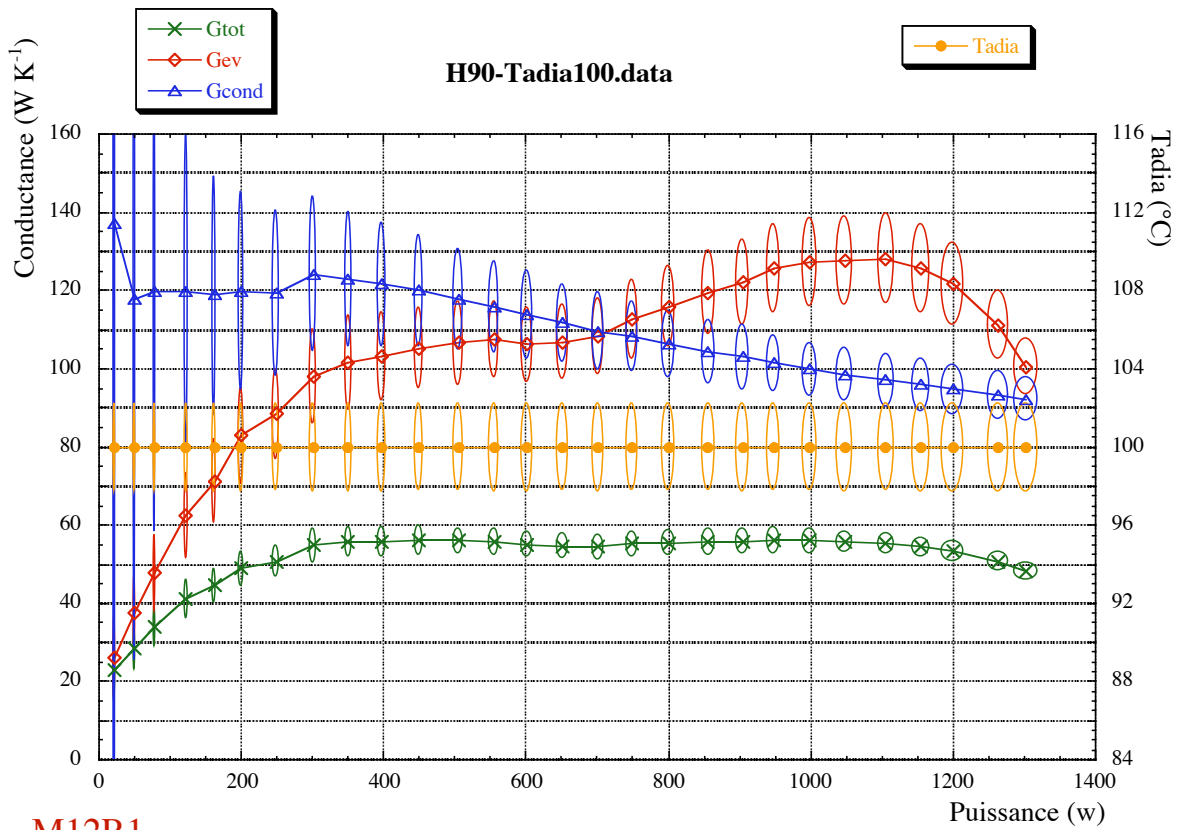
M12R1

6.5 Tadia=80°C



M12R1

6.6 Tadia=100°C



M12R1

Annexe A20

Dans cette annexe nous présentons l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus pour le caloduc M12L1 sous la forme de conductances moyennes au condenseur, à l'évaporateur et globales. La valeur moyenne de la température adiabatique est également indiquée pour chaque point de mesure.

Les conductances sont regroupées sous forme de courbes donnant la conductance en fonction de la puissance injectée pour une température adiabatique donnée et une configuration d'accélération fixée.

Chaque mesure est accompagnée d'une ellipse simulant le domaine d'incertitude associé à chaque mesure. La dimension des axes de chaque ellipse est calculée en se référant au §2.3 du chapitre VI.

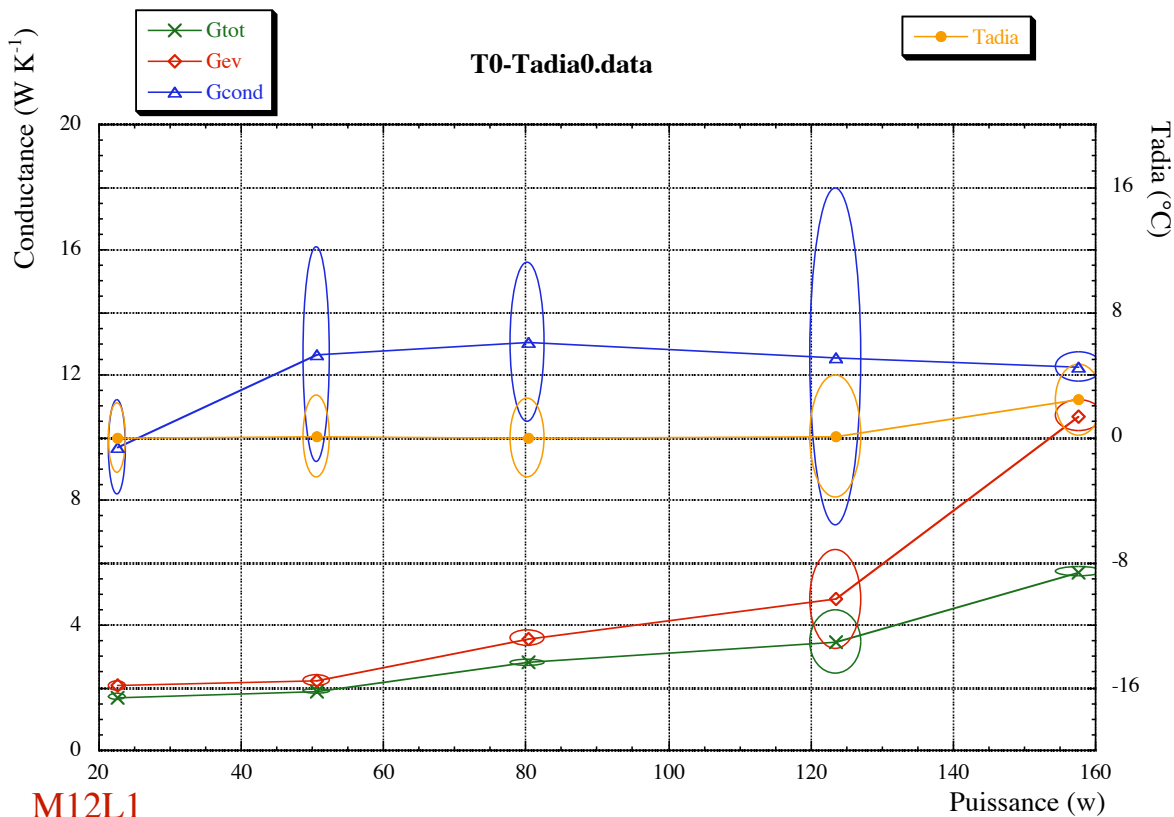
A20 Résultats expérimentaux pour le caloduc M12R1	20-4
1 Position thermosiphon -----	20-4
1.1 Tadia=0°C	20-4
1.2 Tadia=20°C	20-4
1.3 Tadia=40°C	20-5
1.4 Tadia=60°C	20-5
1.5 Tadia=80°C	20-6
1.6 Tadia=100°C	20-6
2 Position thermosiphon avec accélération radiale -----	20-7
2.1 Tadia=20°C ; $\Gamma_h=10 \text{ m s}^{-2}$	20-7
2.2 Tadia=20°C ; $\Gamma_h=30 \text{ m s}^{-2}$	20-7
2.3 Tadia=20°C ; $\Gamma_h=60 \text{ m s}^{-2}$	20-8
2.4 Tadia=20°C ; $\Gamma_h=90 \text{ m s}^{-2}$	20-8
2.5 Tadia=80°C ; $\Gamma_h=10 \text{ m s}^{-2}$	20-9
2.6 Tadia=80°C ; $\Gamma_h=30 \text{ m s}^{-2}$	20-9
2.7 Tadia=80°C ; $\Gamma_h=60 \text{ m s}^{-2}$	20-10
2.8 Tadia=80°C ; $\Gamma_h=90 \text{ m s}^{-2}$	20-10
3 Position horizontale ; $\Gamma_h=10 \text{ m s}^{-2}$ -----	20-11
3.1 Tadia=0°C	20-11
3.2 Tadia=20°C	20-11
3.3 Tadia=40°C	20-12
3.4 Tadia=60°C	20-12
3.5 Tadia=80°C	20-13
3.6 Tadia=100°C	20-13
4 Position horizontale ; $\Gamma_h=30 \text{ m s}^{-2}$ -----	20-14
4.1 Tadia=0°C	20-14
4.2 Tadia=20°C	20-14
4.3 Tadia=40°C	20-15
4.4 Tadia=60°C	20-15
4.5 Tadia=80°C	20-16
4.6 Tadia=100°C	20-16
5 Position horizontale ; $\Gamma_h=60 \text{ m s}^{-2}$ -----	20-17
5.1 Tadia=0°C	20-17
5.2 Tadia=20°C	20-17
5.3 Tadia=40°C	20-18

5.4 Tadia=60°C	20-18
5.5 Tadia=80°C	20-19
5.6 Tadia=100°C	20-19
6 Position horizontale ; $\Gamma_h=90 \text{ m s}^{-2}$ -----	20-20
6.1 Tadia=0°C	20-20
6.2 Tadia=20°C	20-20
6.3 Tadia=40°C	20-21
6.4 Tadia=60°C	20-21
6.5 Tadia=80°C	20-22
6.6 Tadia=100°C	20-22

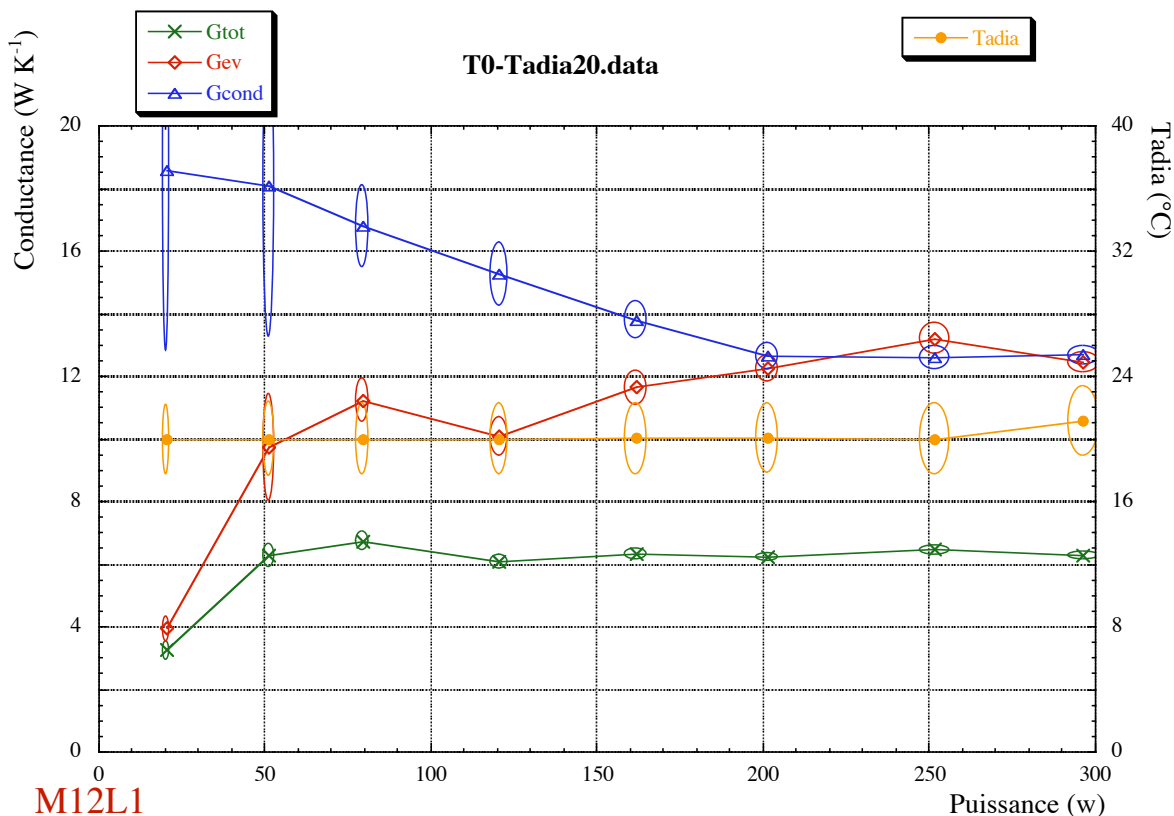
A20 Résultats expérimentaux pour le caloduc M12L1

1 Position thermosiphon

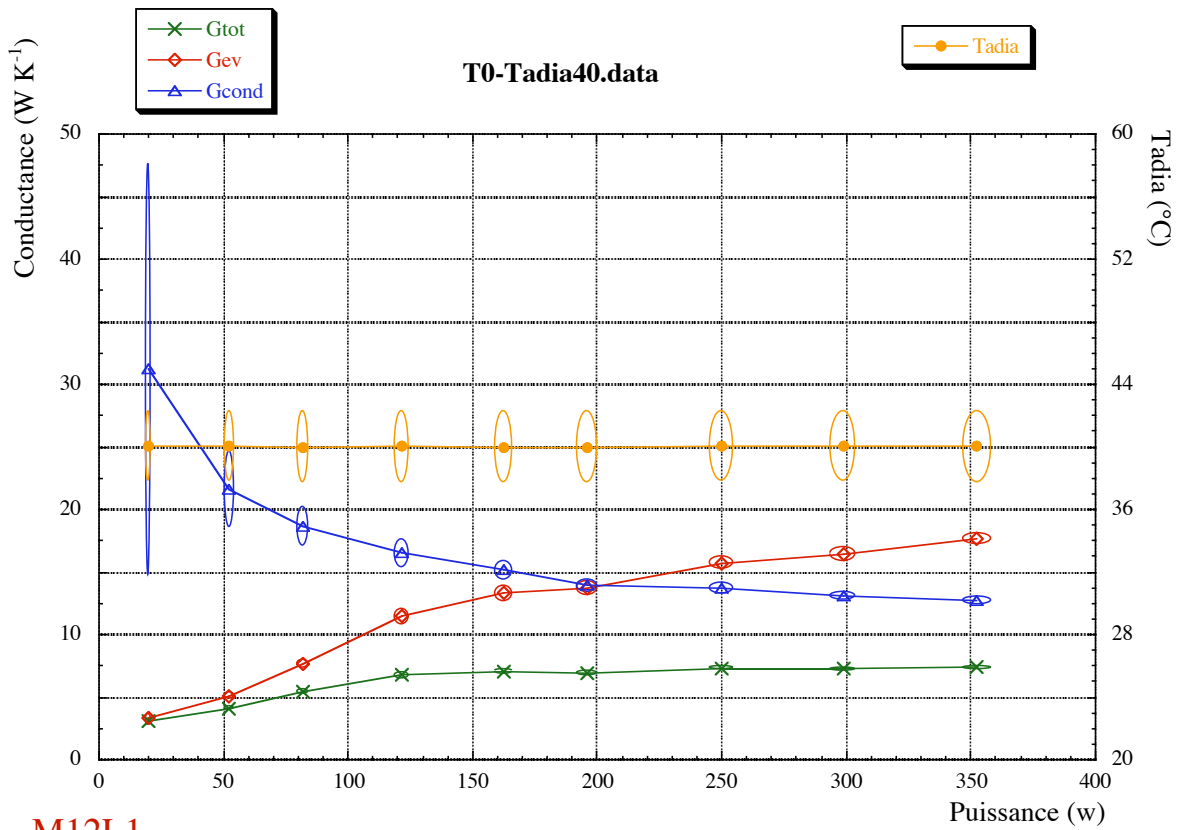
1.1 Tadia=0°C



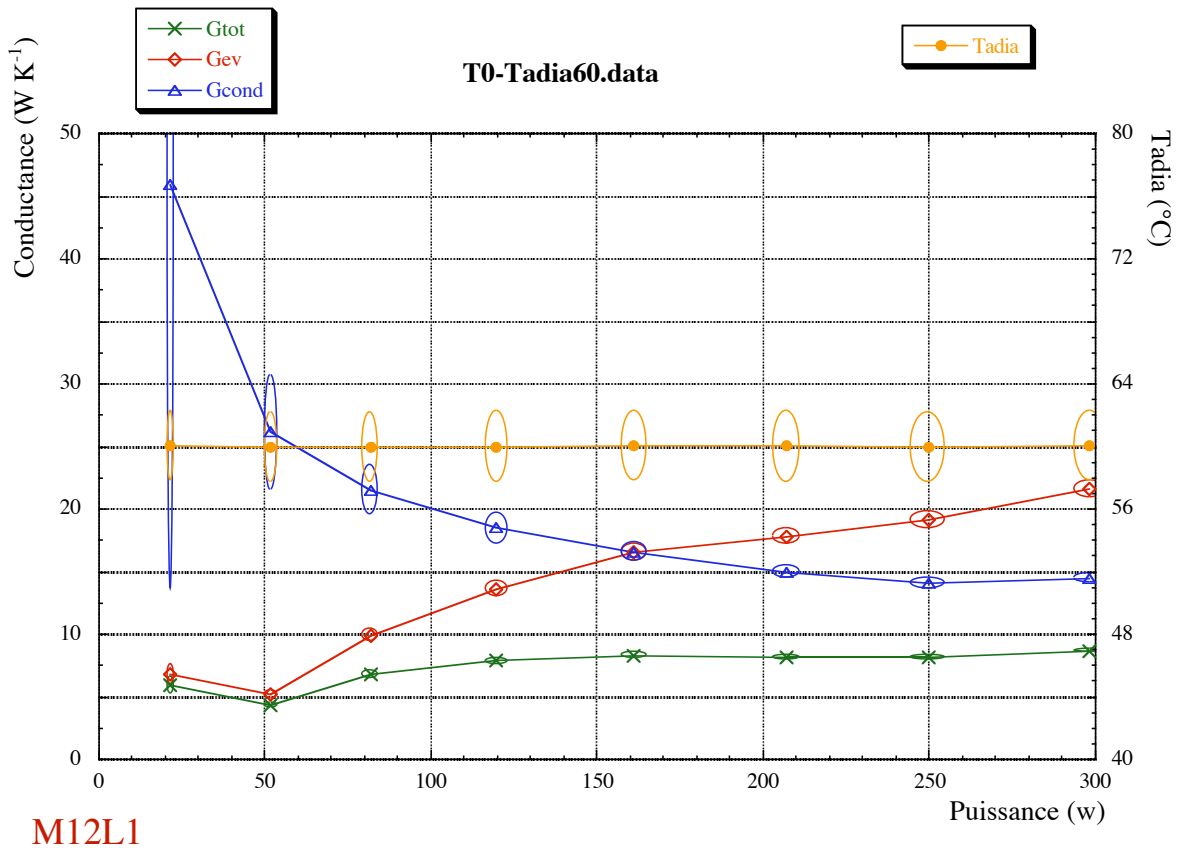
1.2 Tadia=20°C



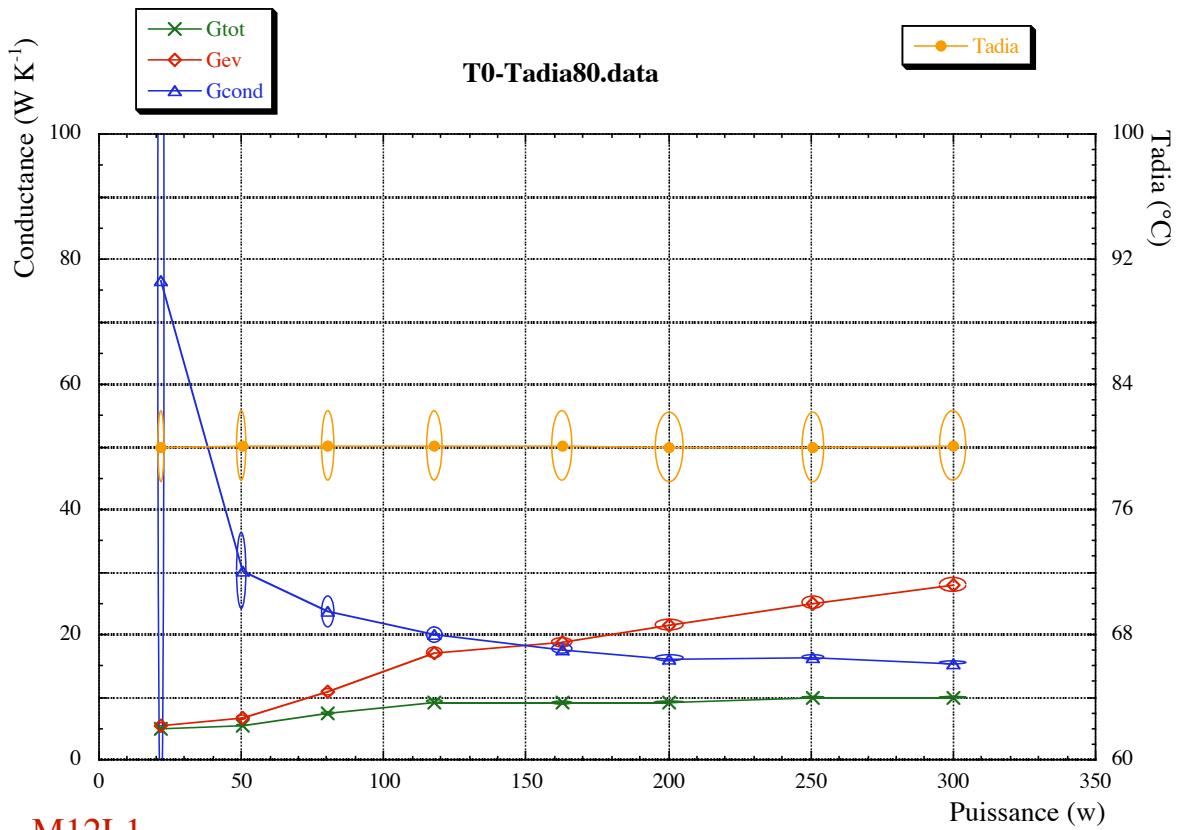
1.3 $T_{adia}=40^{\circ}\text{C}$



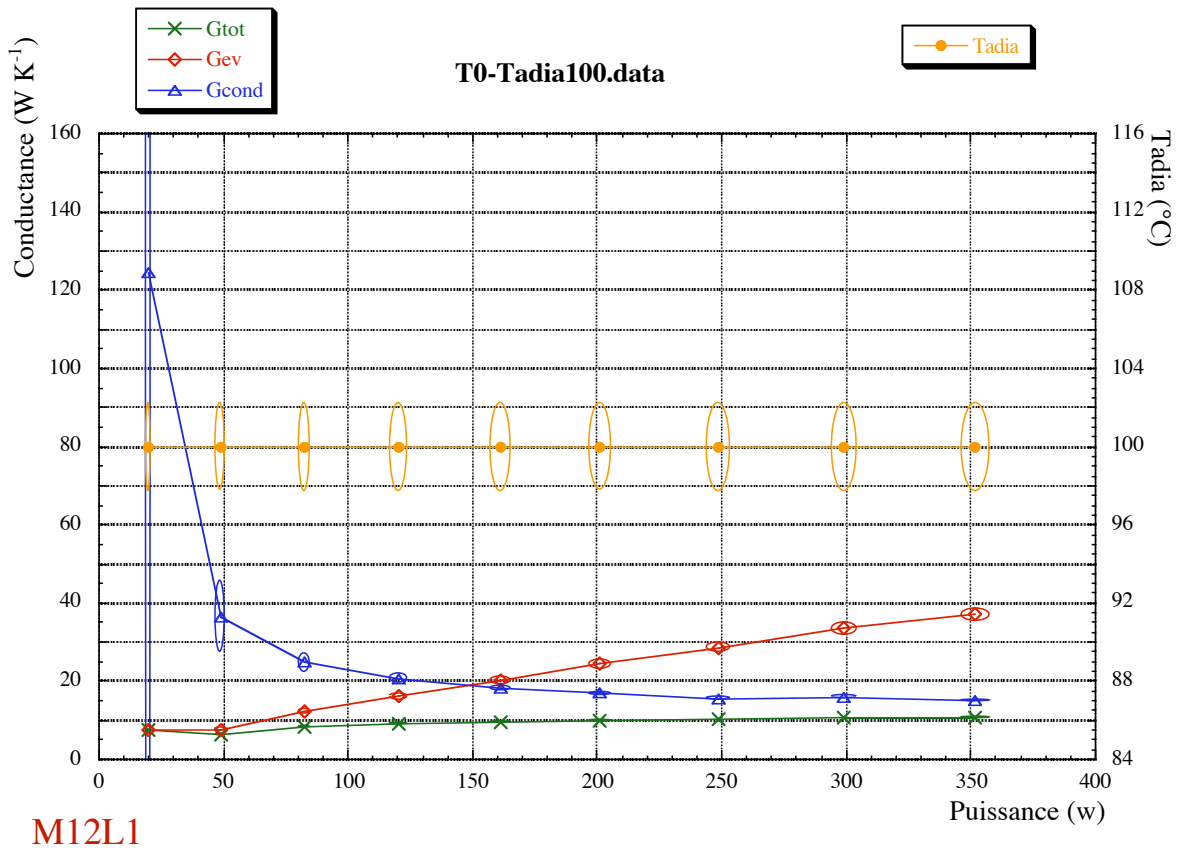
1.4 $T_{adia}=60^{\circ}\text{C}$



1.5 $T_{adia}=80^{\circ}\text{C}$

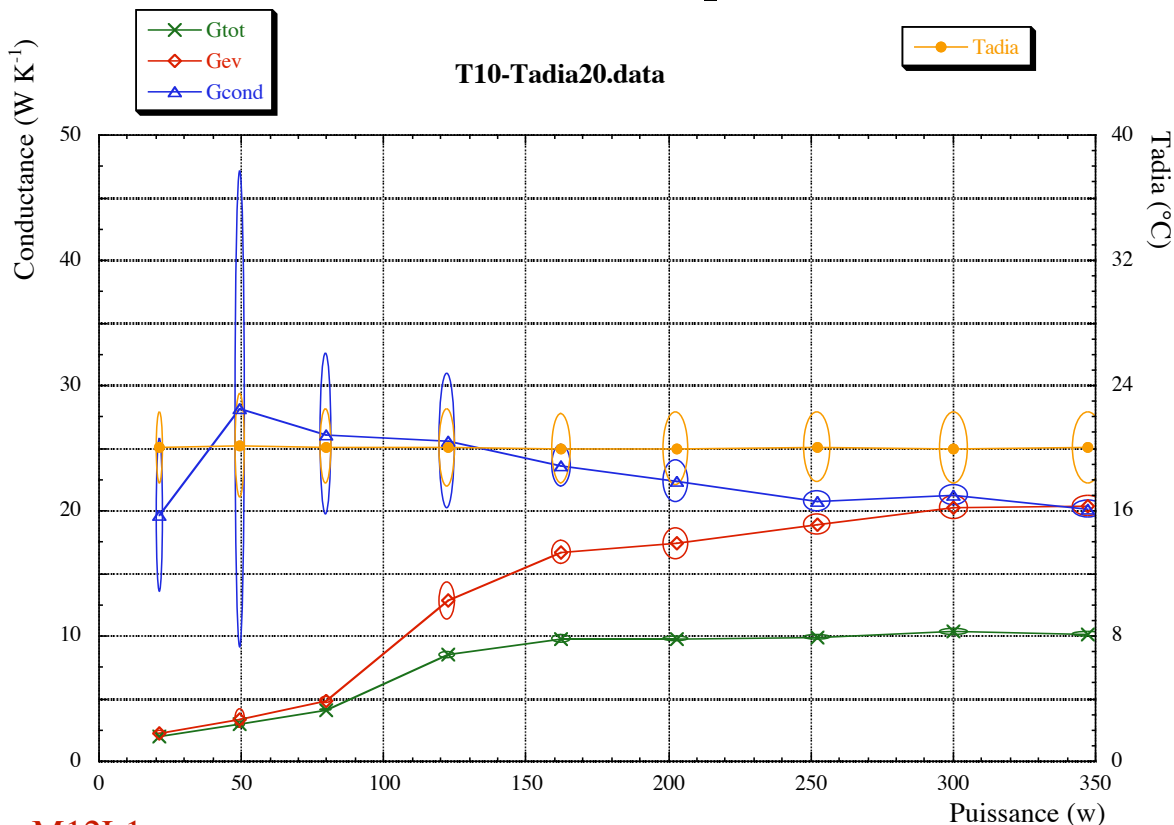


1.6 $T_{adia}=100^{\circ}\text{C}$



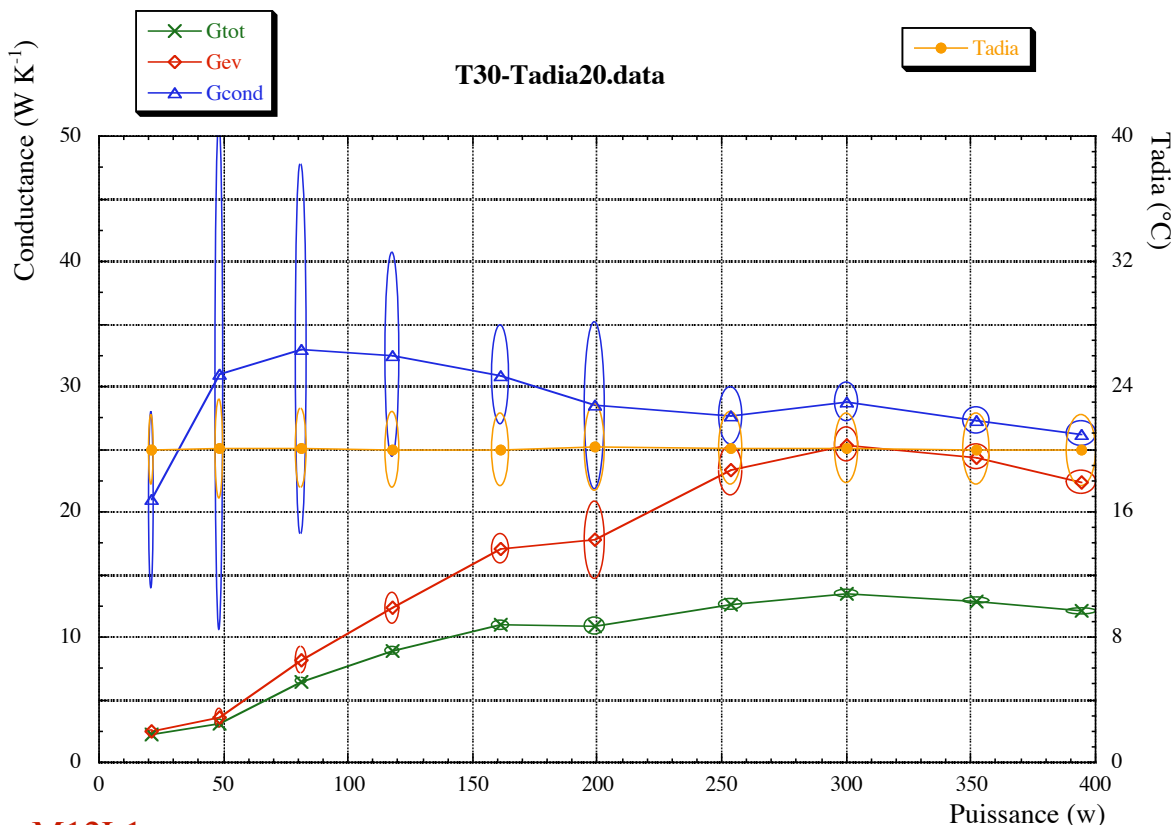
2 Position thermosiphon avec accélération radiale

2.1 $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$; $\Gamma_h=10\text{ m s}^{-2}$



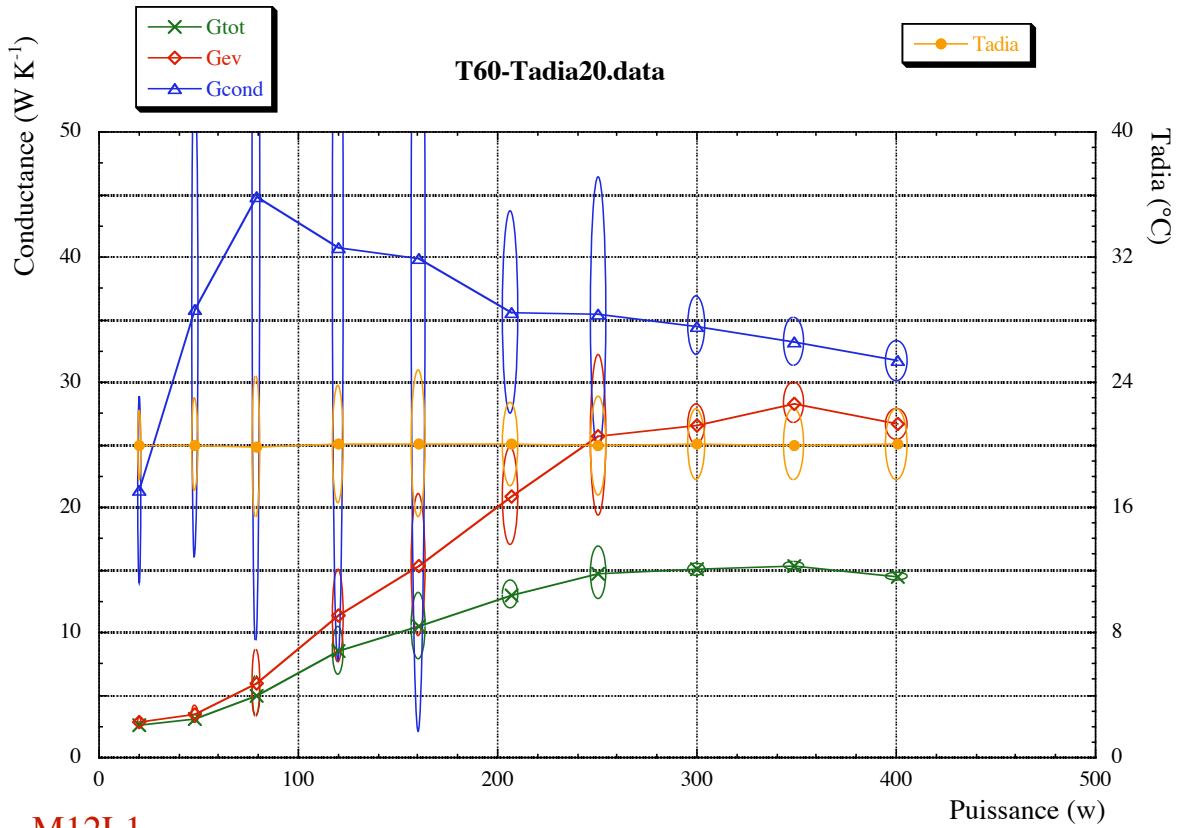
M12L1

2.2 $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$; $\Gamma_h=30\text{ m s}^{-2}$

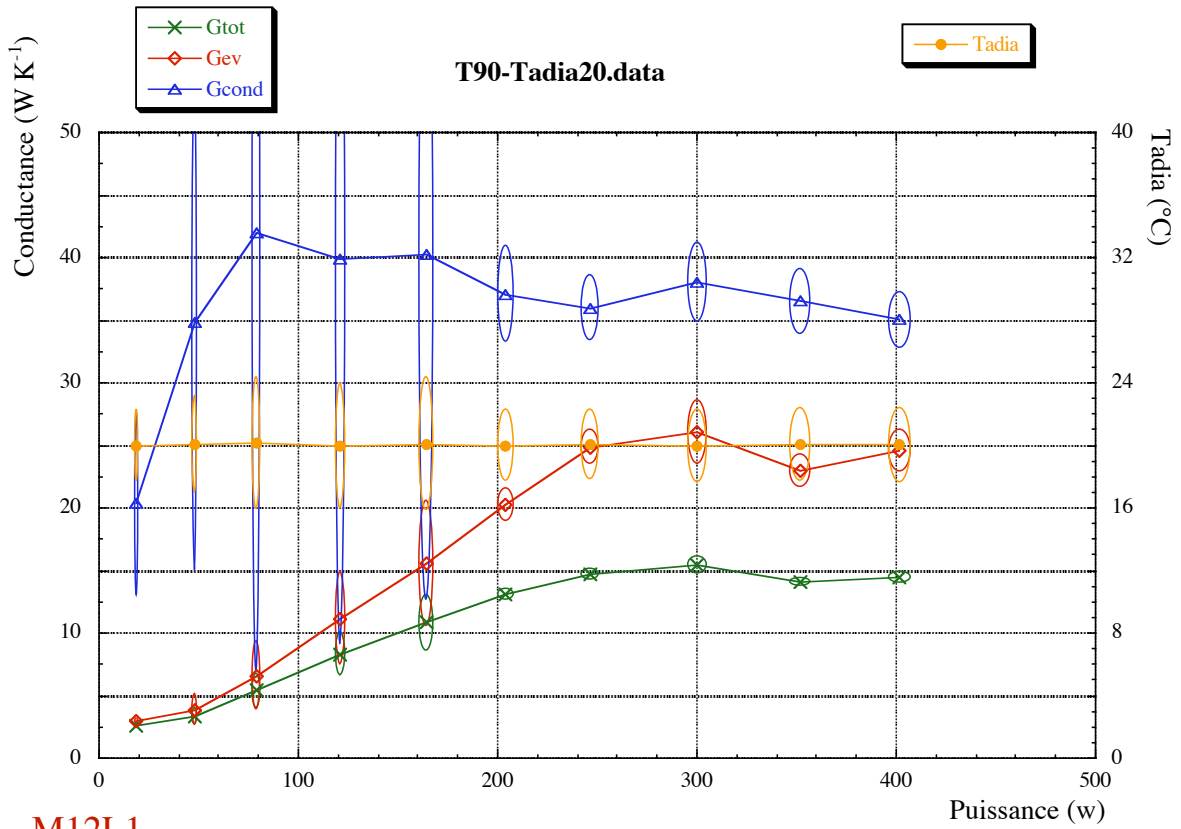


M12L1

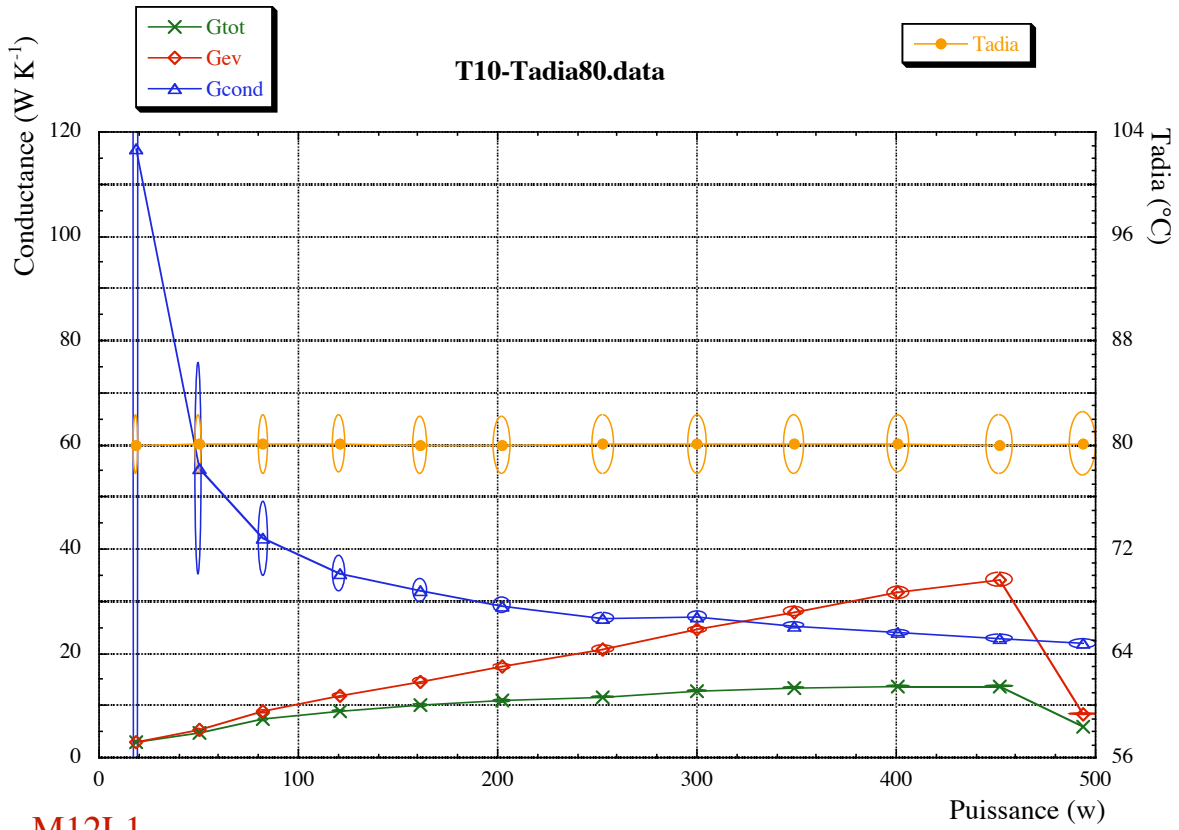
2.3 $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$; $\Gamma_h=60\text{ m s}^{-2}$



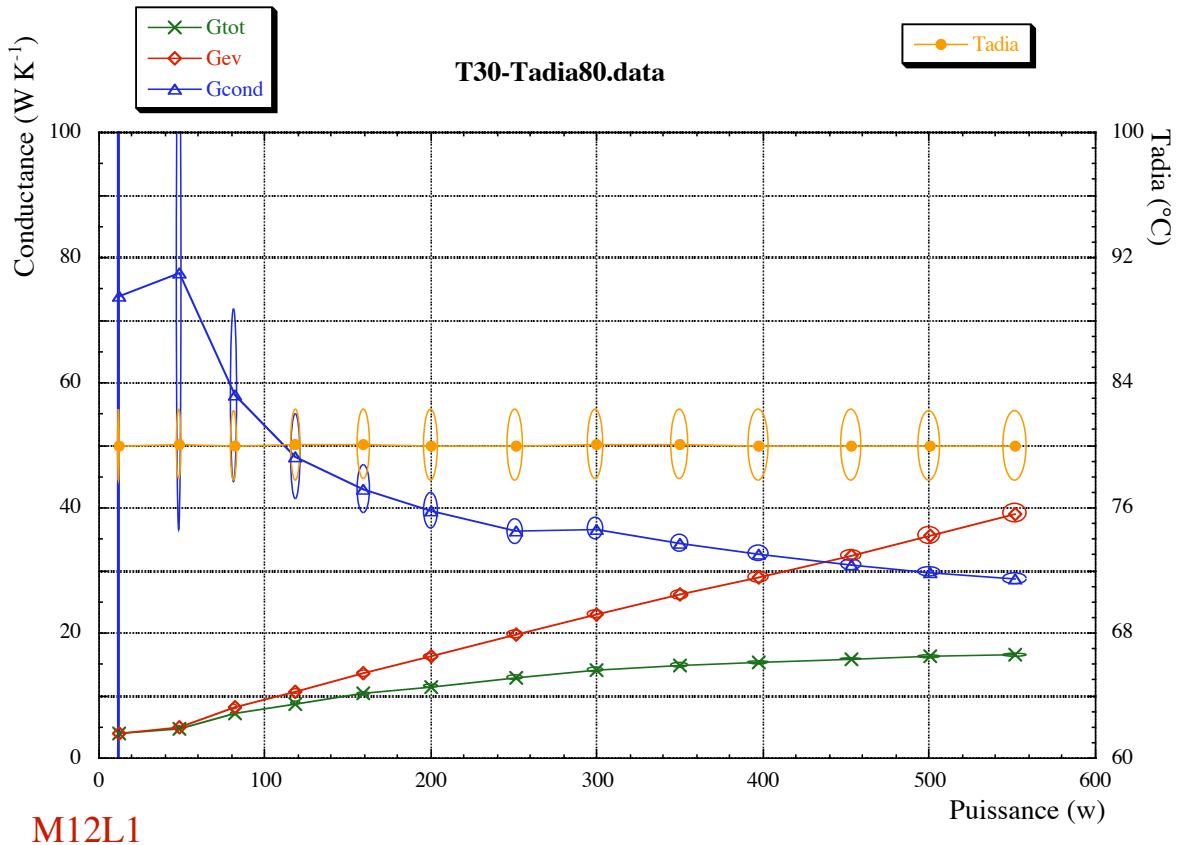
2.4 $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$; $\Gamma_h=90\text{ m s}^{-2}$



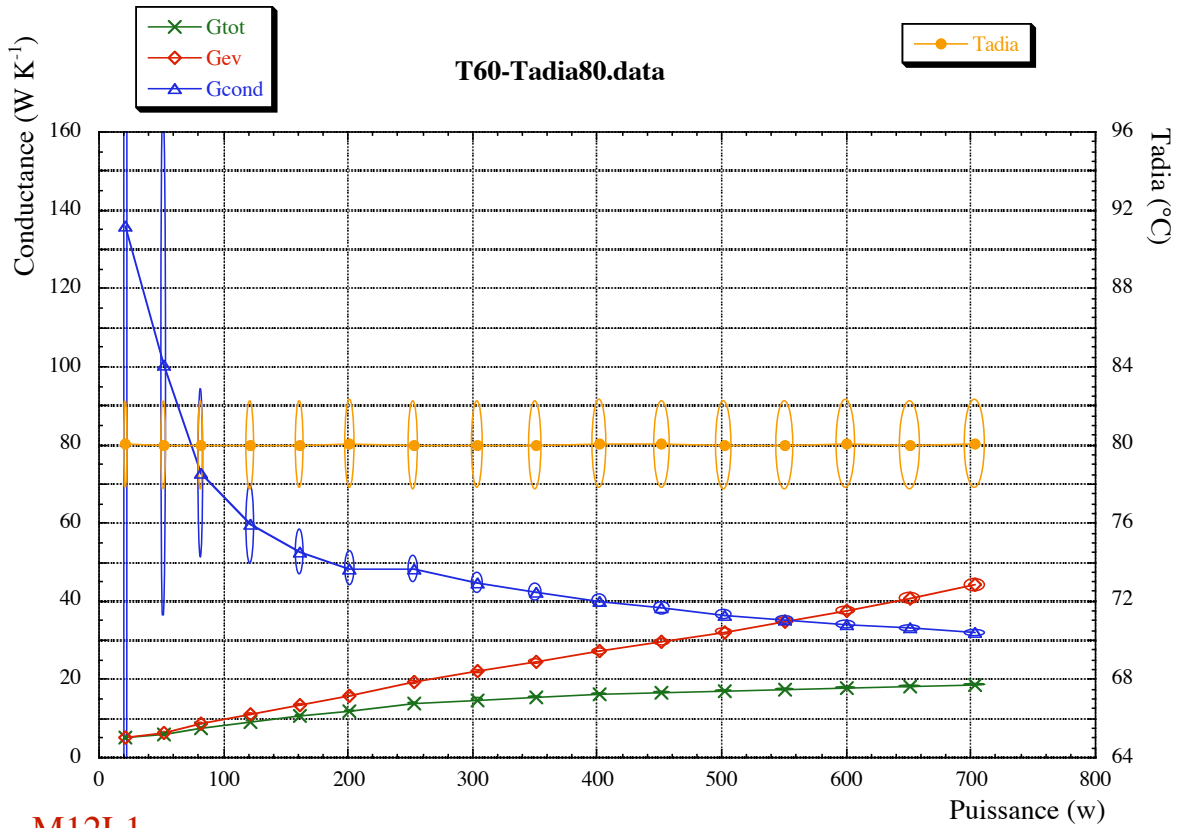
2.5 $T_{adia}=80^{\circ}\text{C}$; $\Gamma_h=10\text{ m s}^{-2}$



2.6 $T_{adia}=80^{\circ}\text{C}$; $\Gamma_h=30\text{ m s}^{-2}$

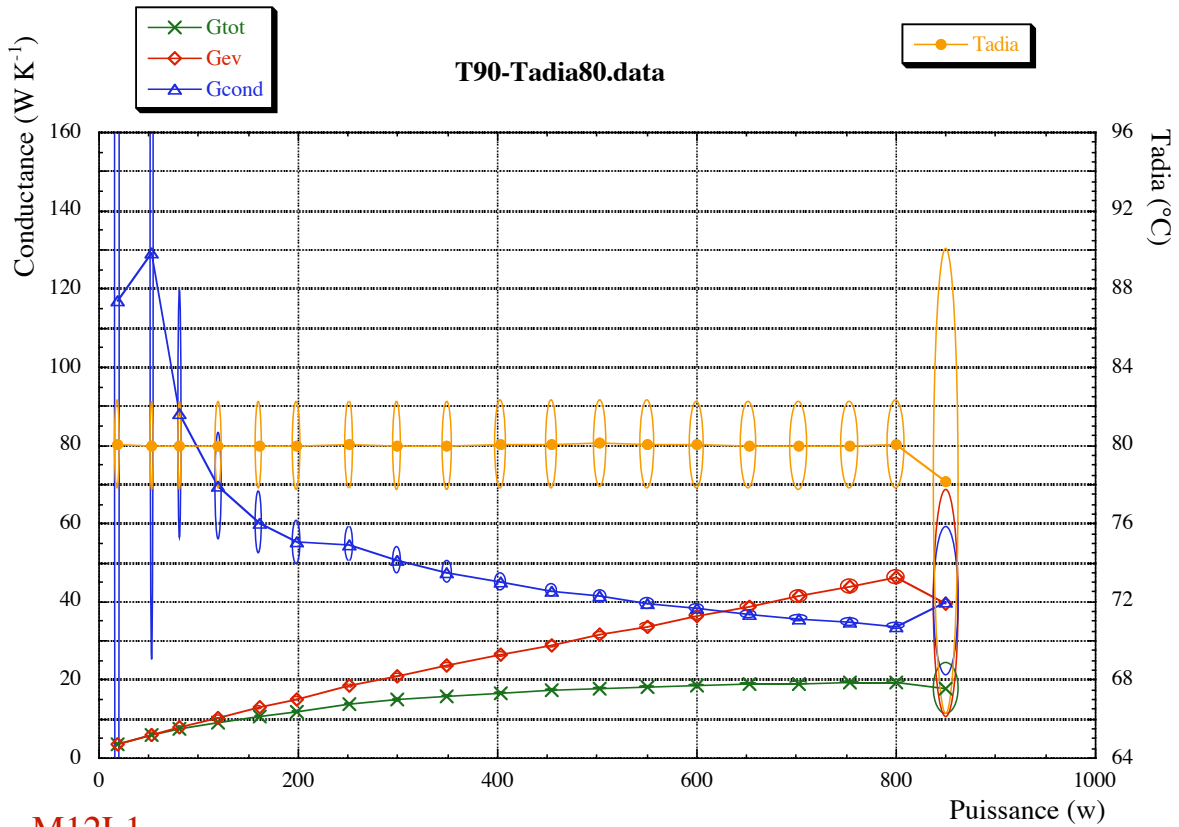


2.7 $T_{adia}=80^{\circ}\text{C}$; $\Gamma_h=60\text{ m s}^{-2}$



M12L1

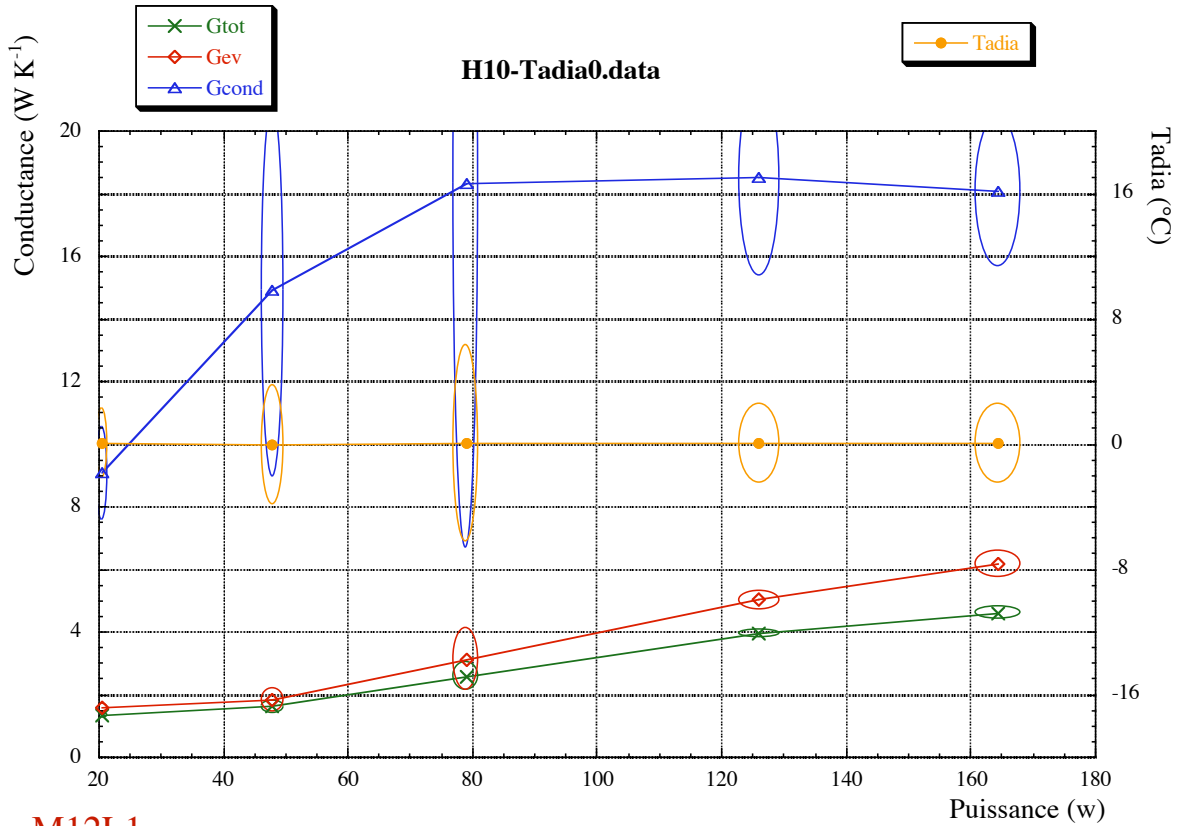
2.8 $T_{adia}=80^{\circ}\text{C}$; $\Gamma_h=90\text{ m s}^{-2}$



M12L1

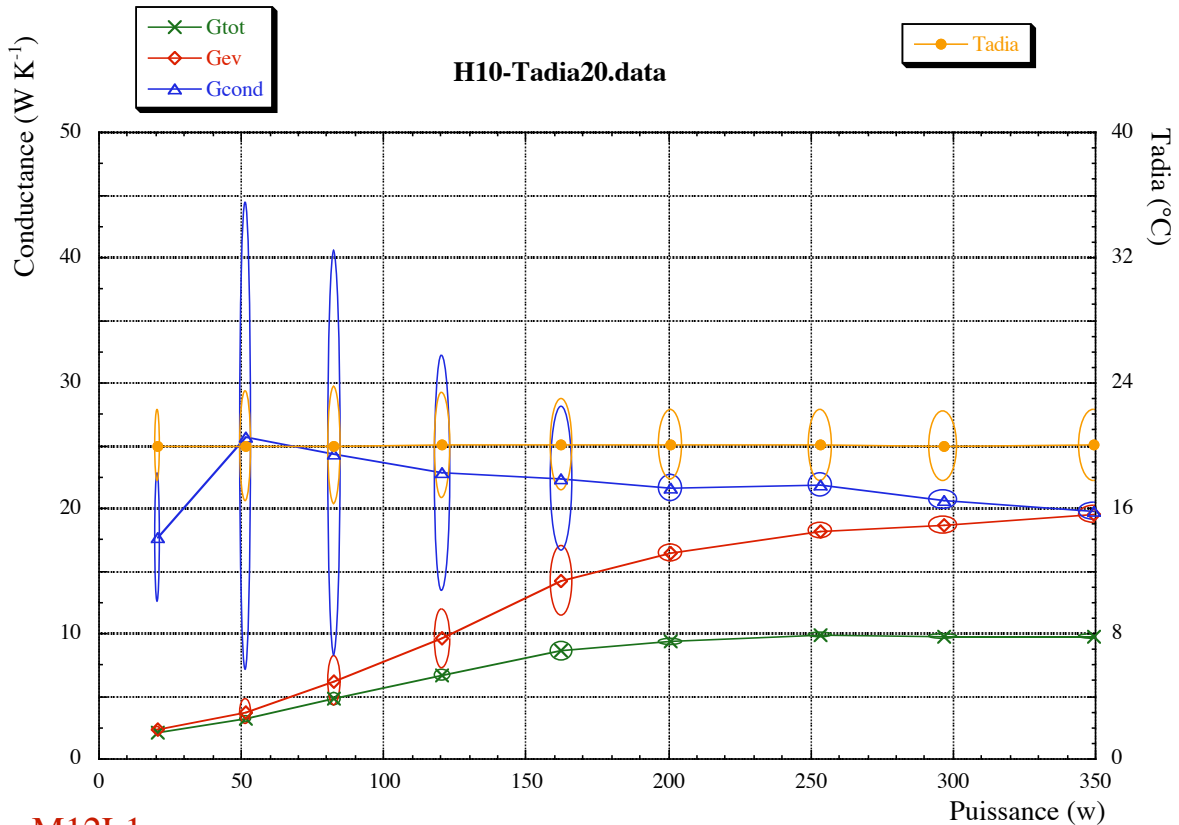
3 Position horizontale ; $\Gamma_h=10 \text{ m s}^{-2}$

3.1 Tadia=0°C



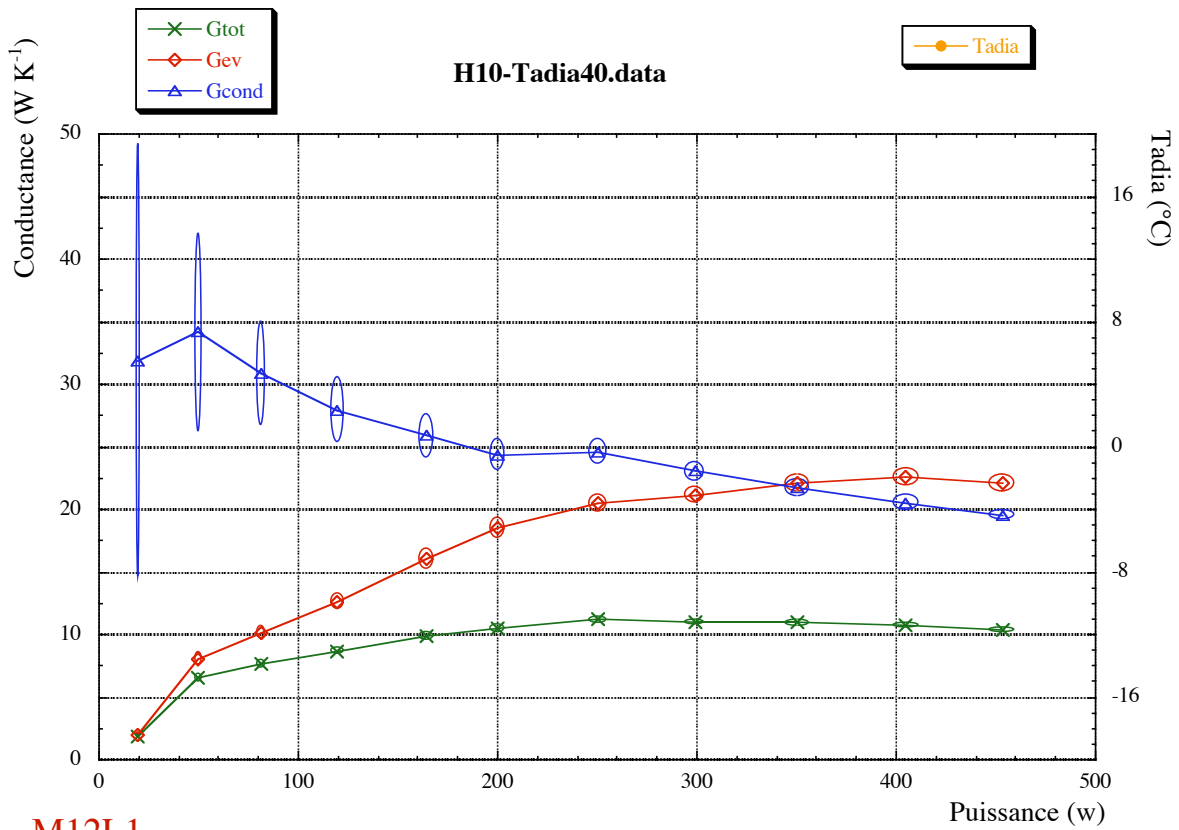
M12L1

3.2 Tadia=20°C

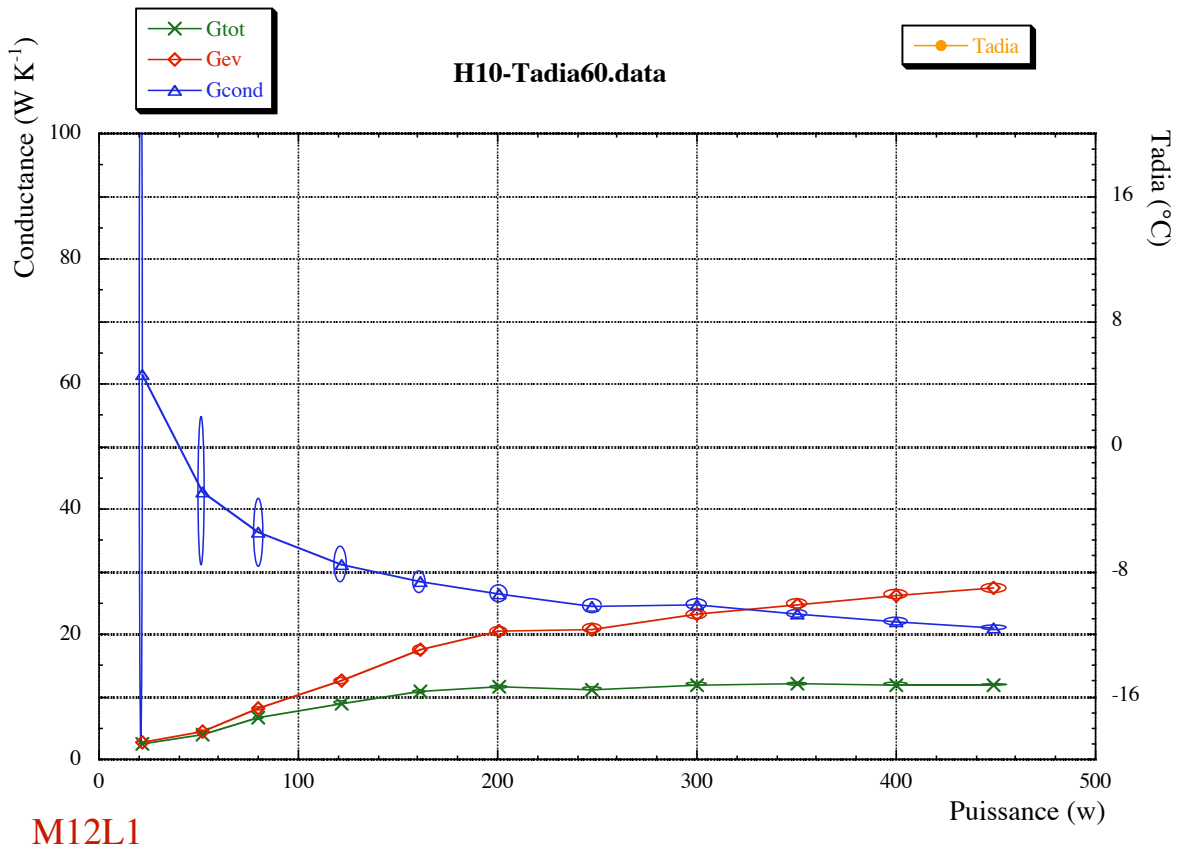


M12L1

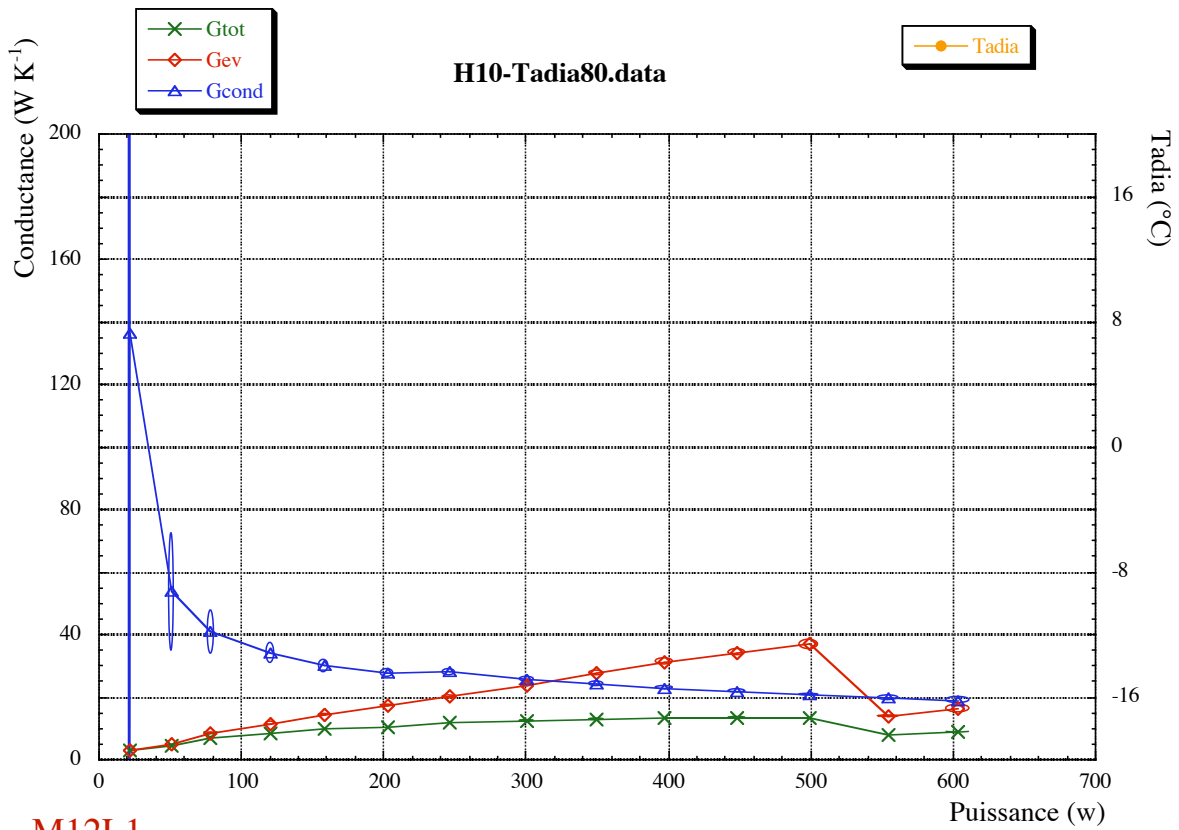
3.3 $T_{adia}=40^{\circ}\text{C}$



3.4 $T_{adia}=60^{\circ}\text{C}$

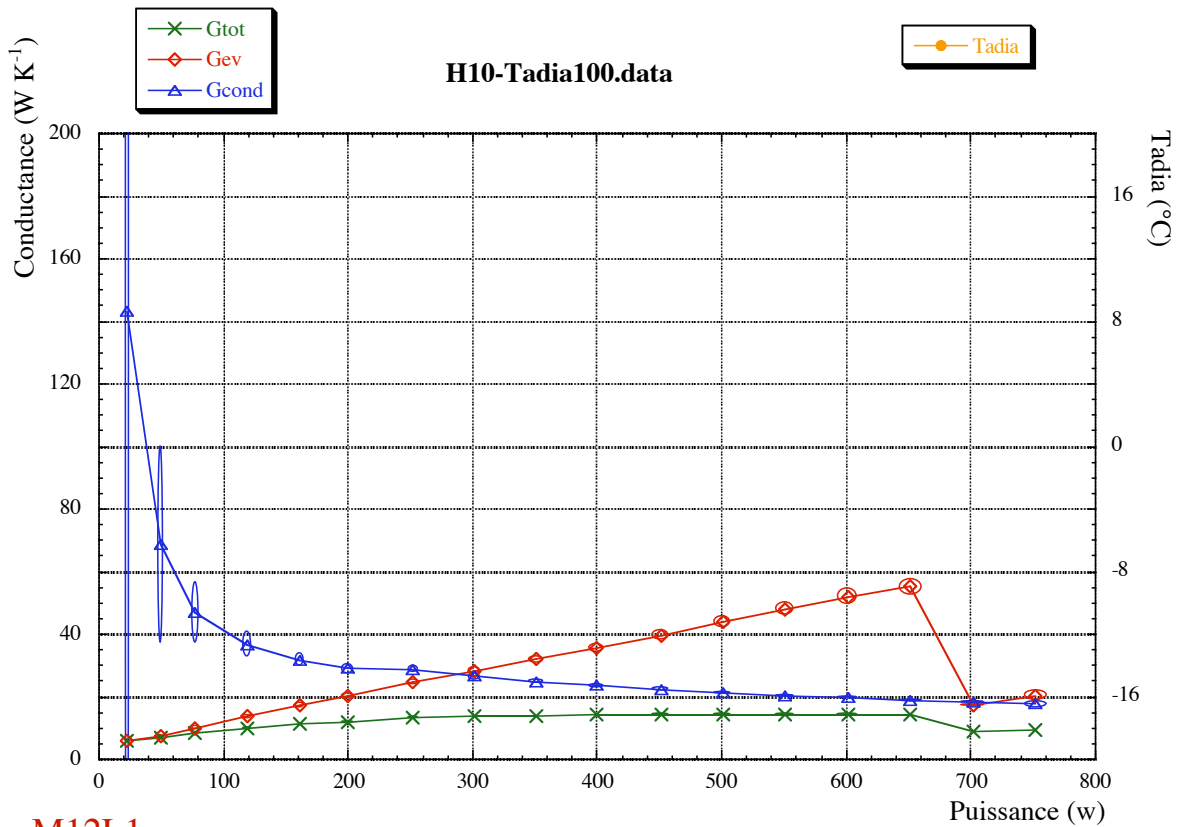


3.5 $T_{adia}=80^{\circ}\text{C}$



M12L1

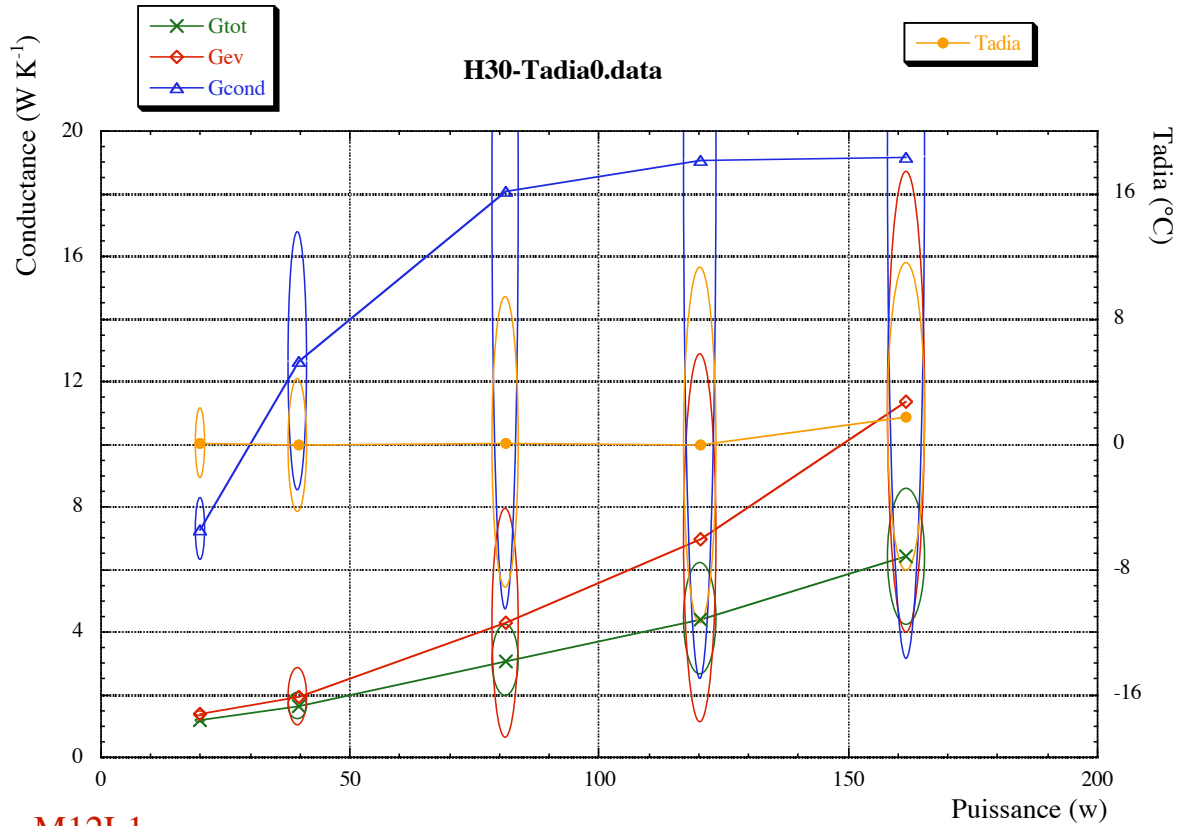
3.6 $T_{adia}=100^{\circ}\text{C}$



M12L1

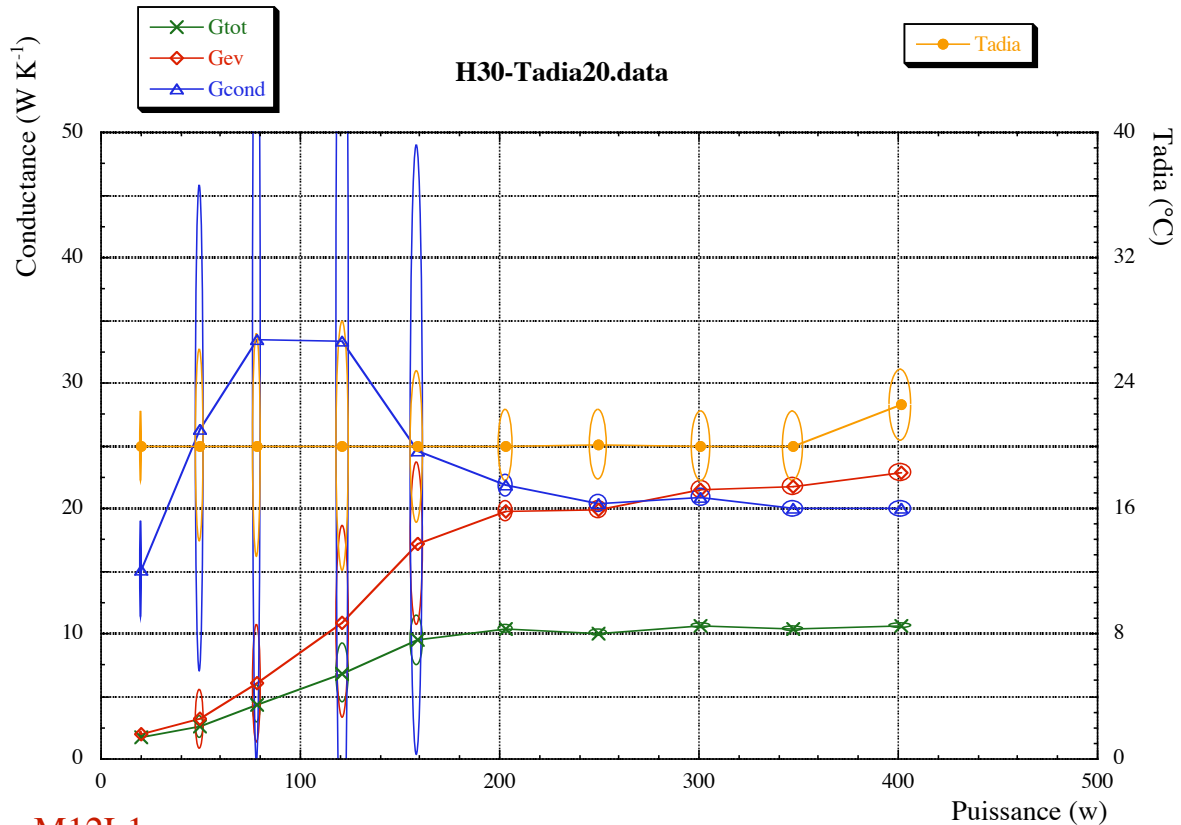
4 Position horizontale ; $\Gamma_h=30 \text{ m s}^{-2}$

4.1 Tadia=0°C



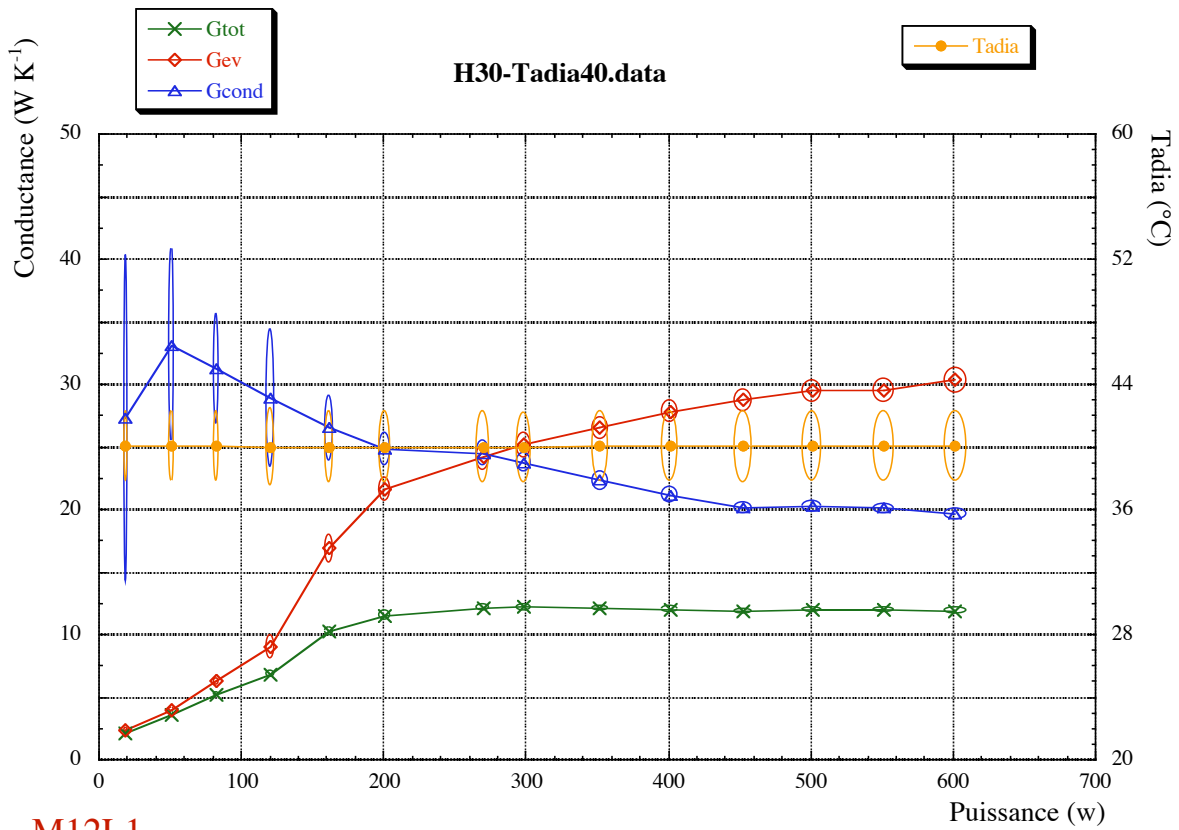
M12L1

4.2 Tadia=20°C

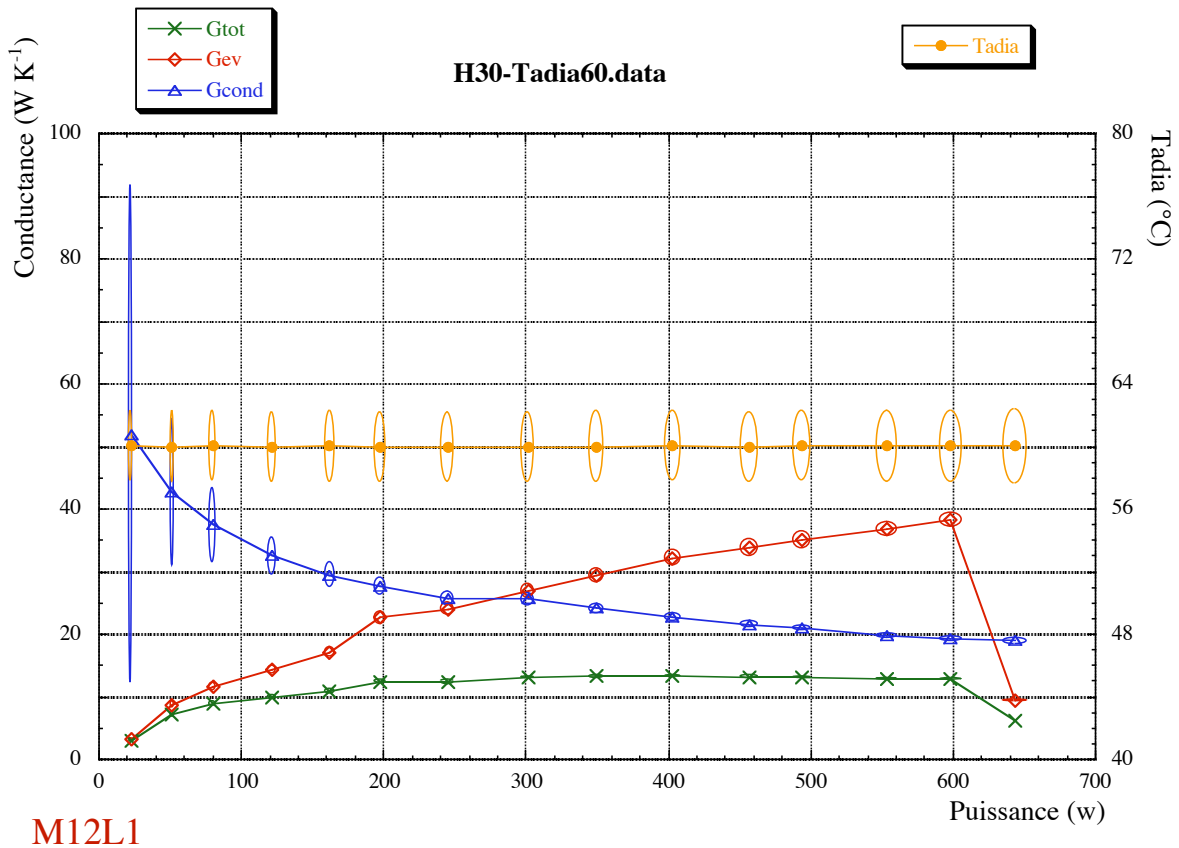


M12L1

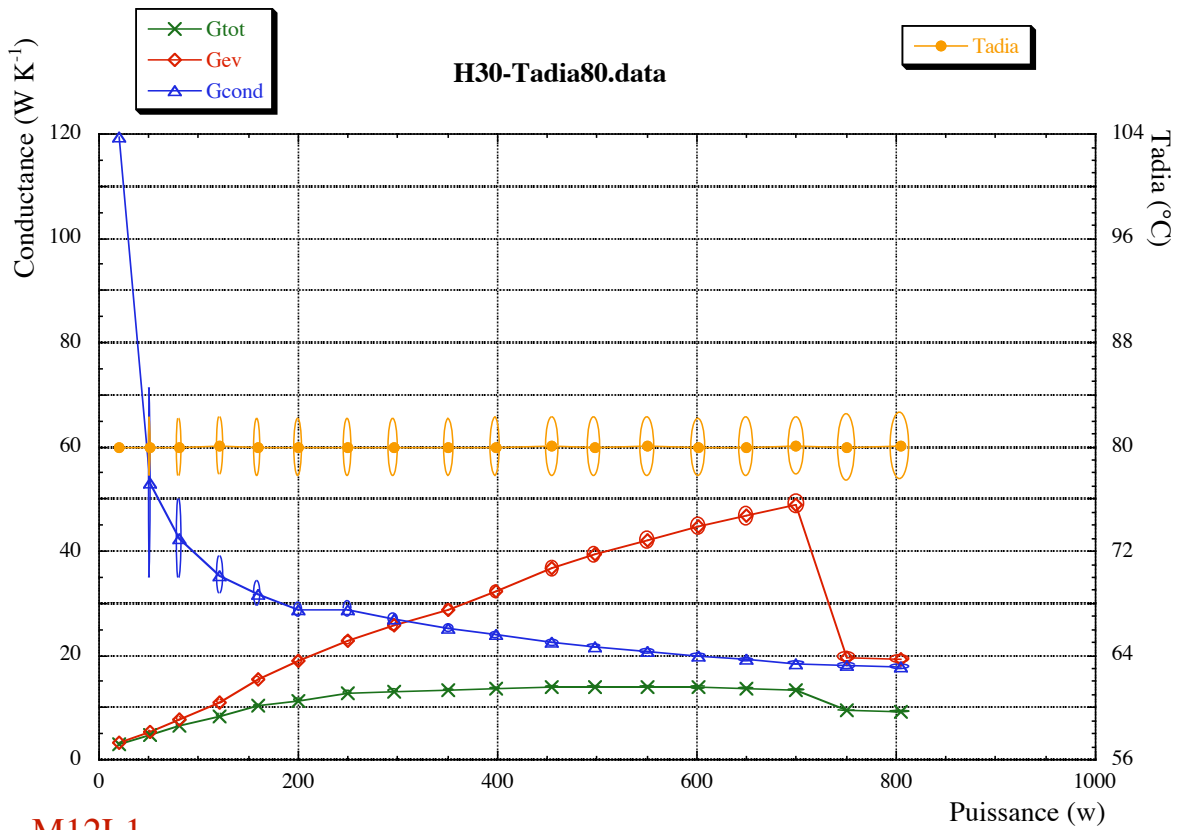
4.3 Tadia=40°C



4.4 Tadia=60°C

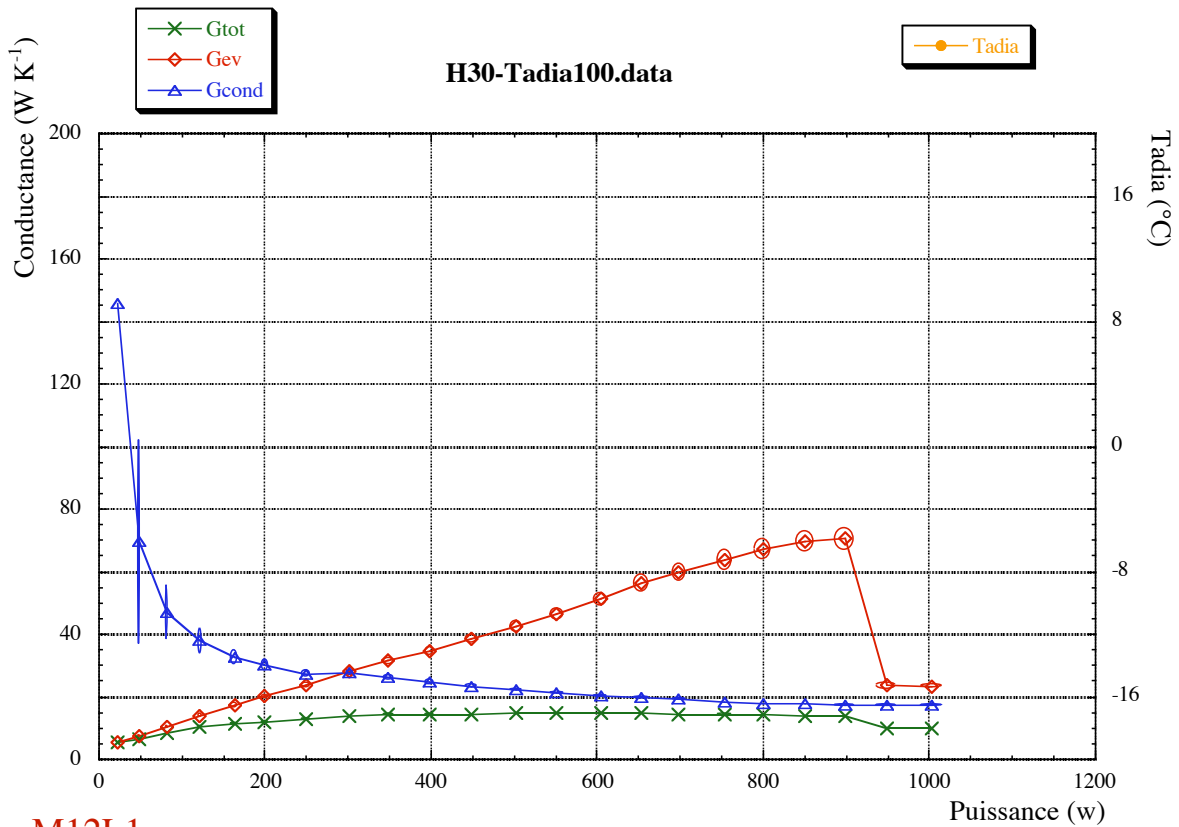


4.5 $T_{adia}=80^{\circ}\text{C}$



M12L1

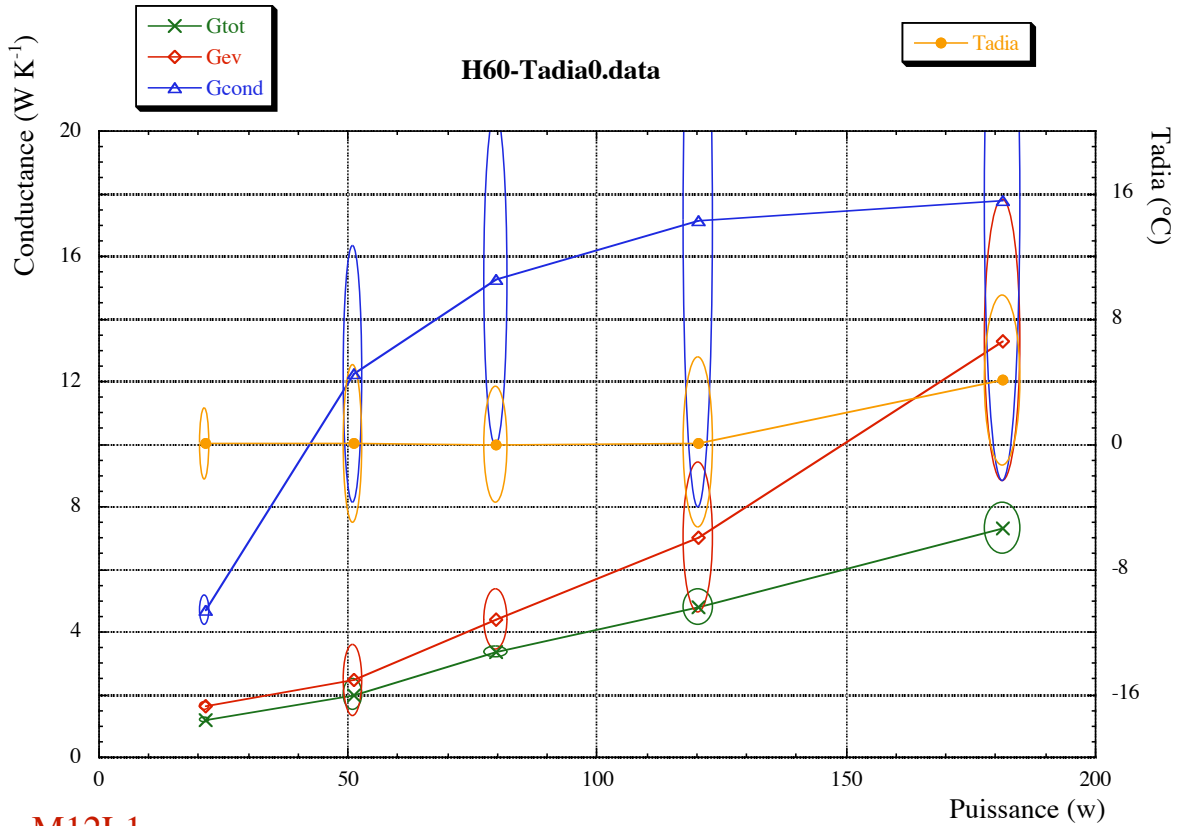
4.6 $T_{adia}=100^{\circ}\text{C}$



M12L1

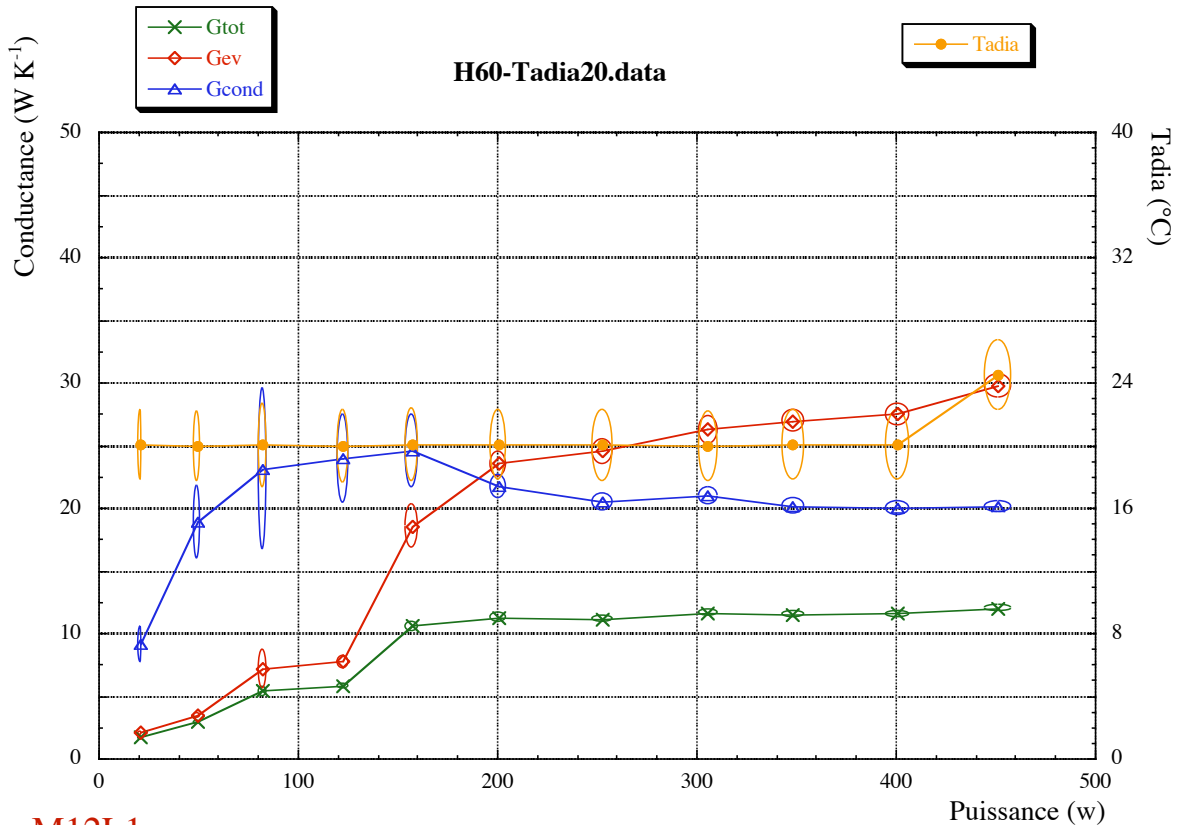
5 Position horizontale ; $\Gamma_h=60 \text{ m s}^{-2}$

5.1 Tadia=0°C



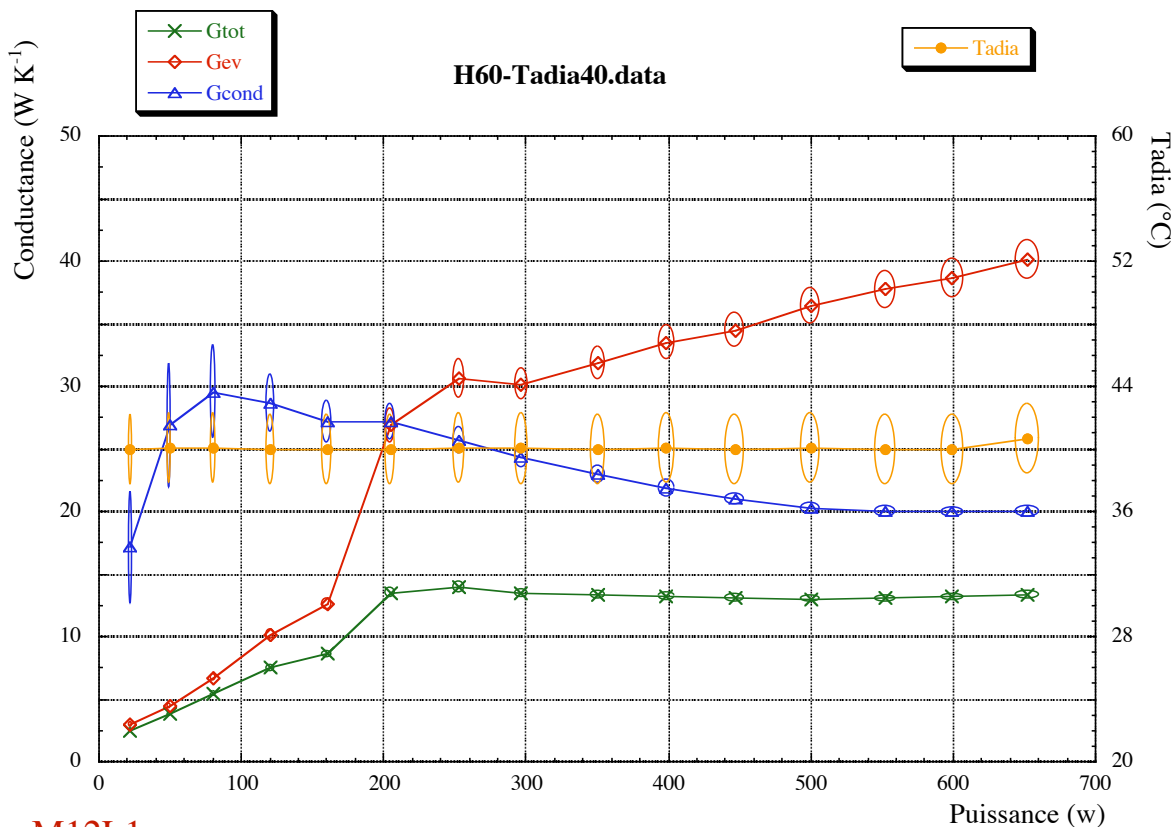
M12L1

5.2 Tadia=20°C



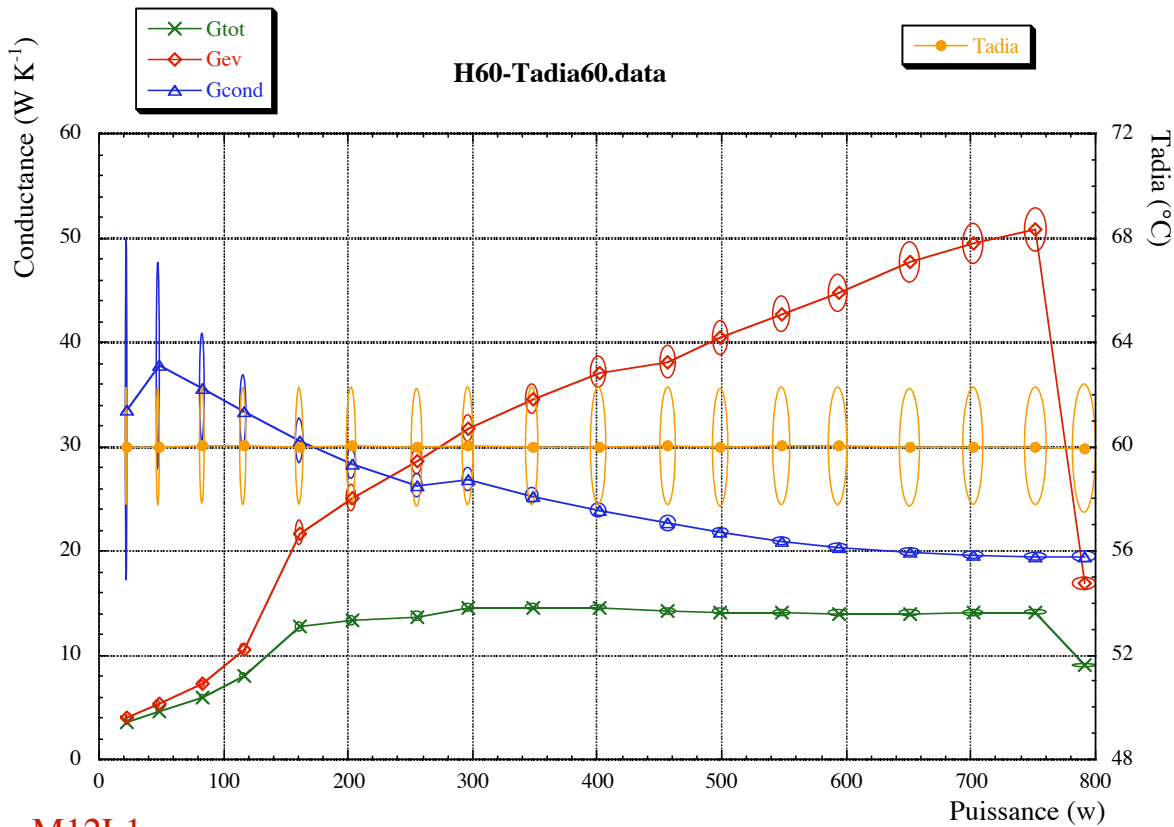
M12L1

5.3 Tadia=40°C



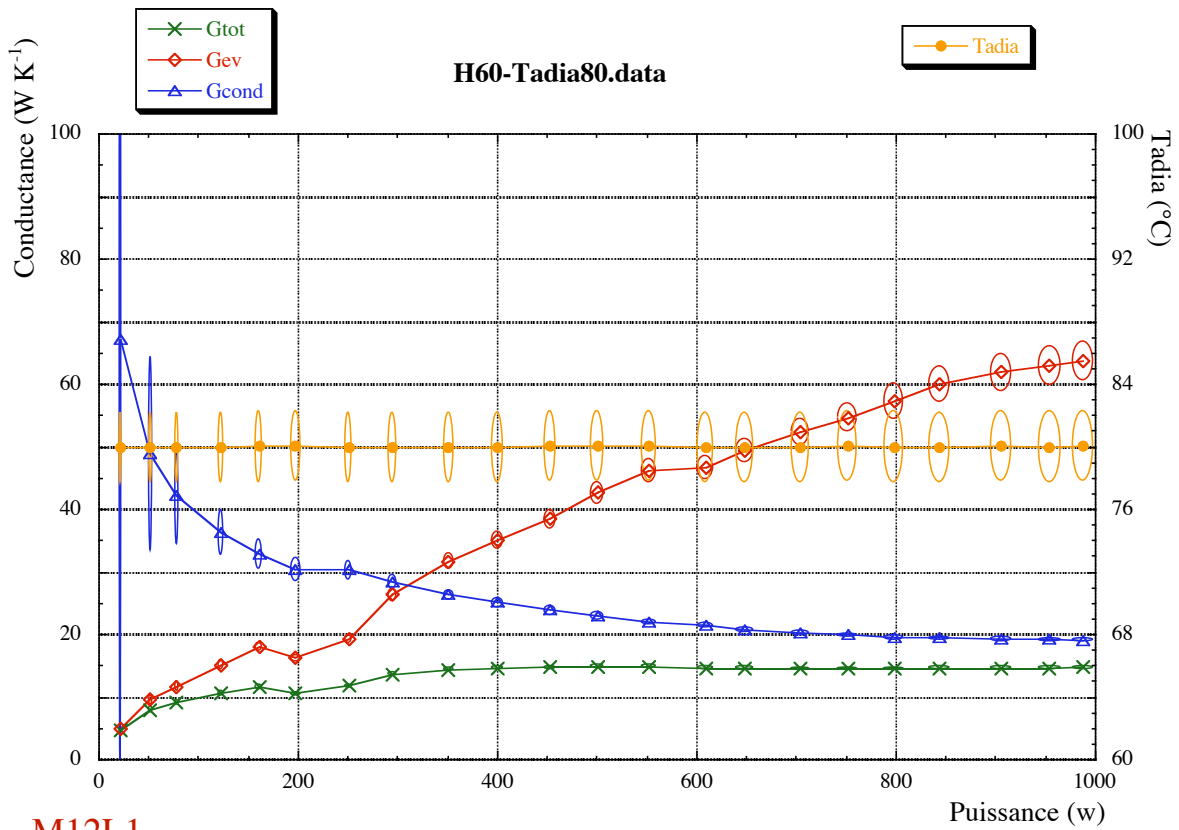
M12L1

5.4 Tadia=60°C



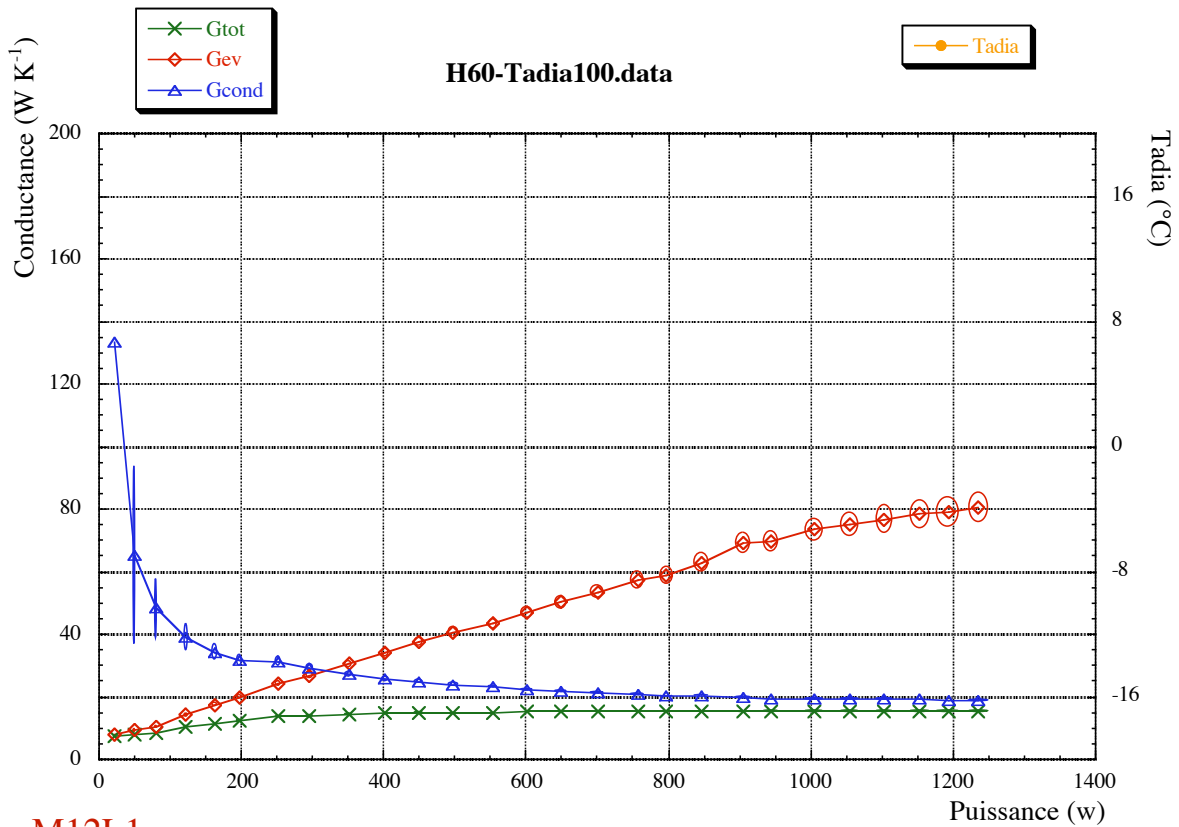
M12L1

5.5 $T_{adia}=80^{\circ}\text{C}$



M12L1

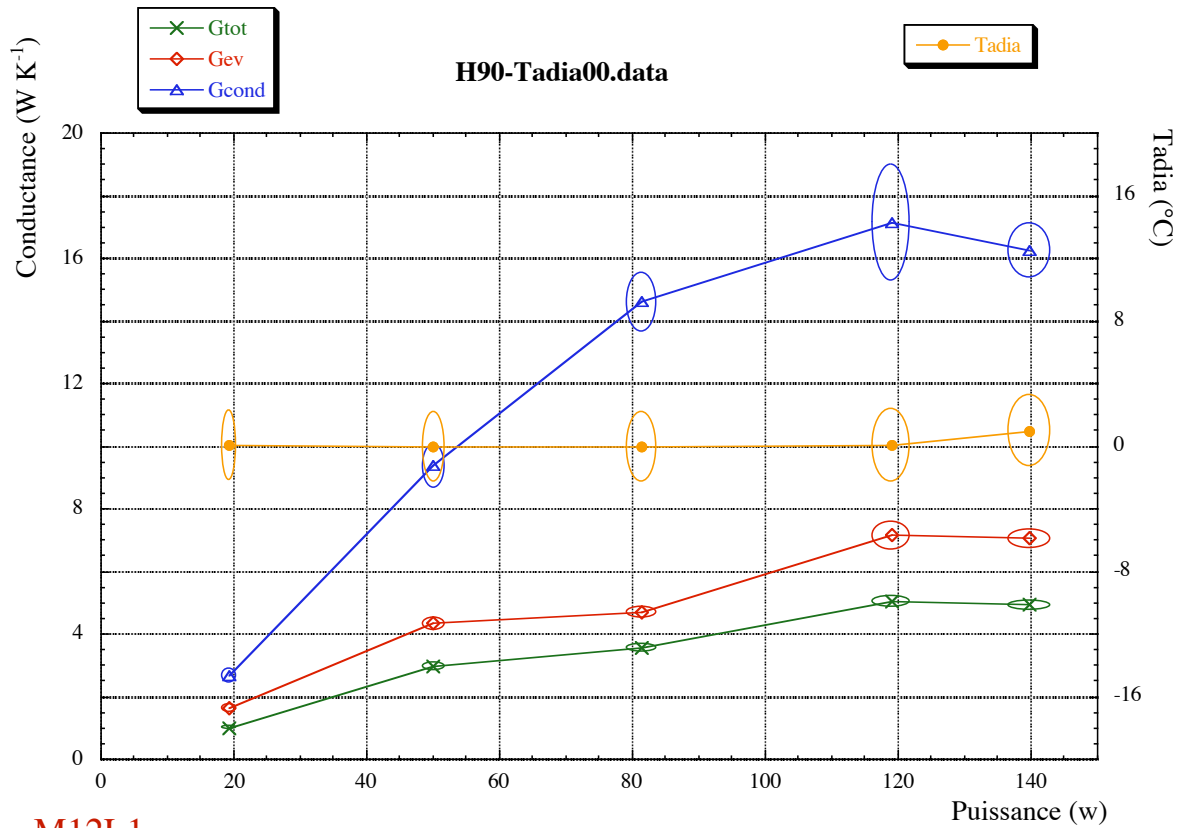
5.6 $T_{adia}=100^{\circ}\text{C}$



M12L1

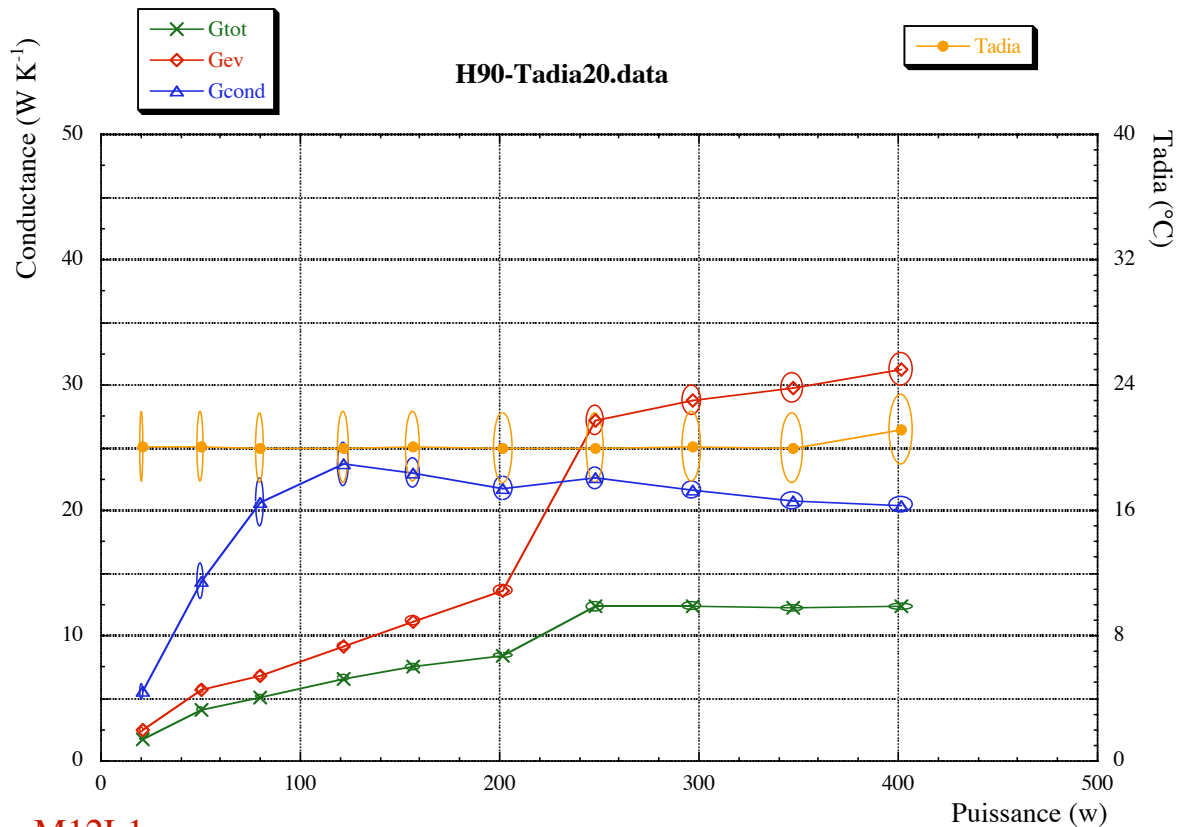
6 Position horizontale ; $\Gamma_h=90 \text{ m s}^{-2}$

6.1 Tadia=0°C



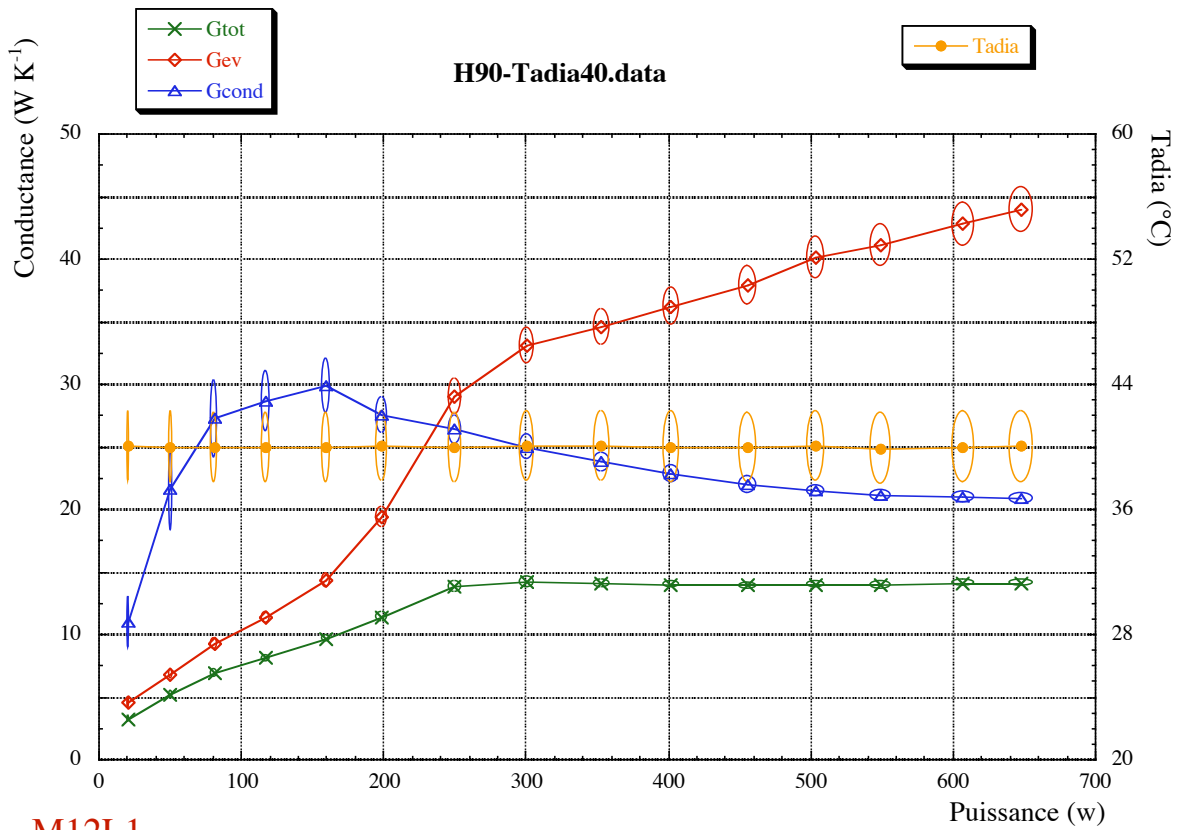
M12L1

6.2 Tadia=20°C



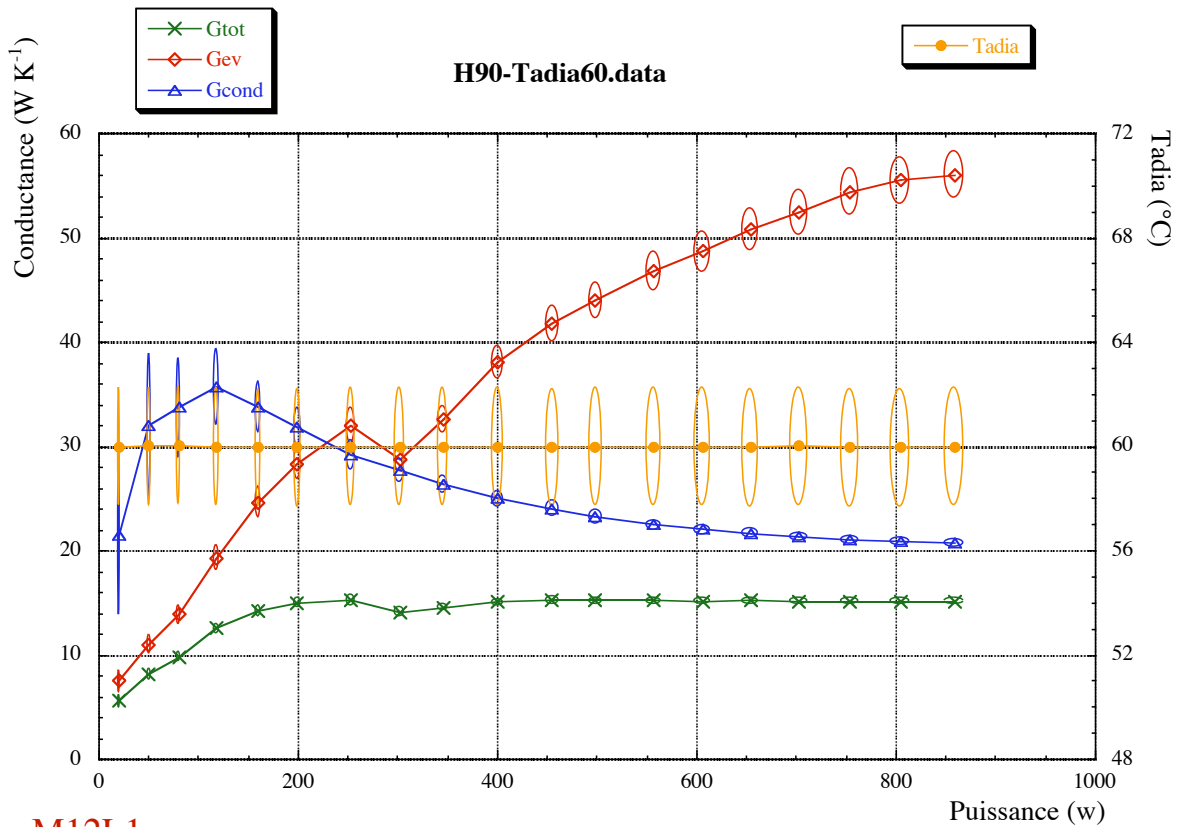
M12L1

6.3 $T_{adia}=40^{\circ}\text{C}$



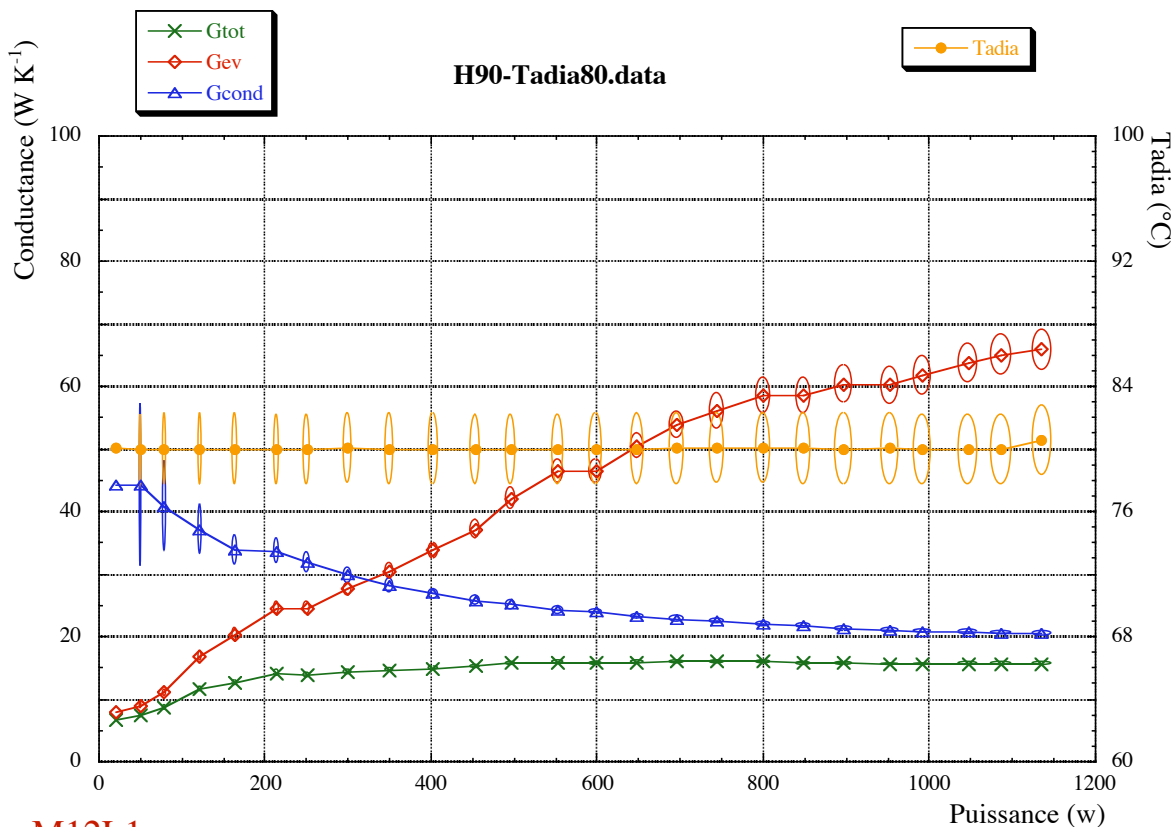
M12L1

6.4 $T_{adia}=60^{\circ}\text{C}$



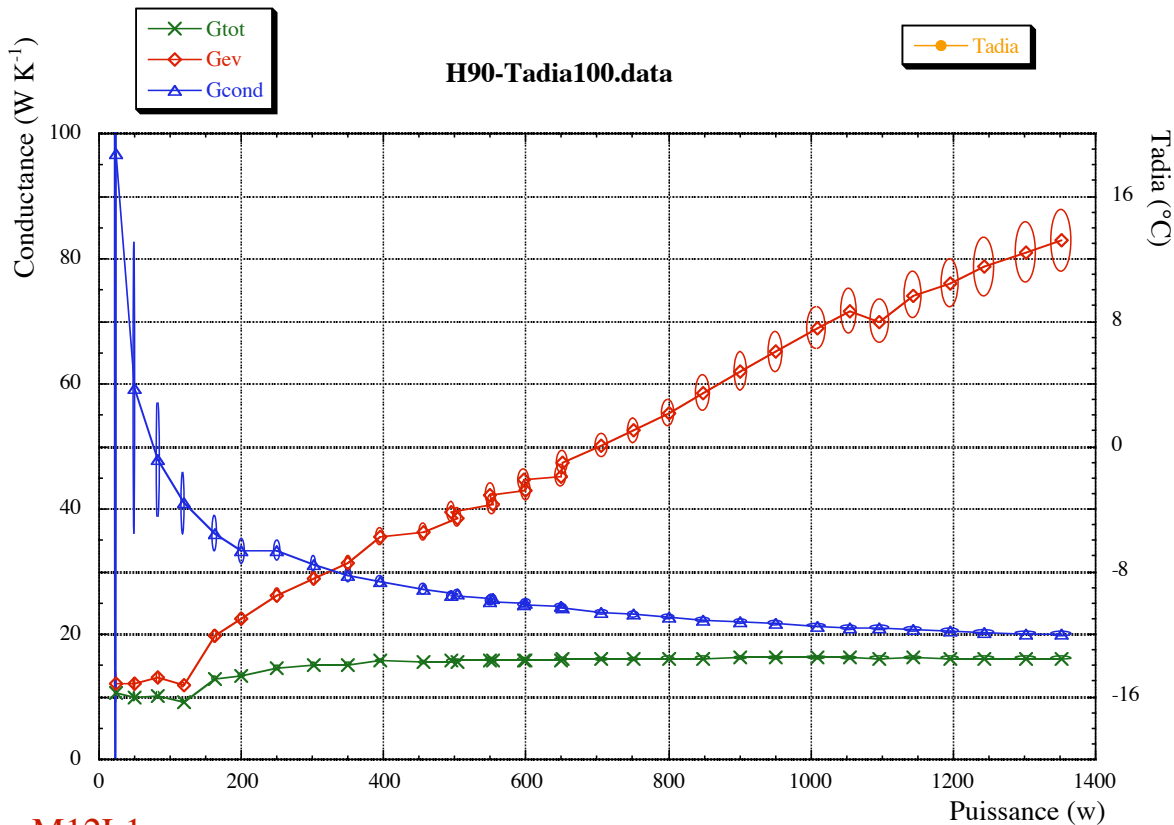
M12L1

6.5 $T_{adia}=80^{\circ}\text{C}$



M12L1

6.6 $T_{adia}=100^{\circ}\text{C}$



M12L1

Annexe A21

Cette annexe reprend les résultats expérimentaux obtenus pour les valeurs des conductances au condenseur des caloducs à tube lisse en les comparant aux résultats théoriques fournis par les modèles de condensation en film de Nusselt et avec la corrélation de Gross (chap. IV § 4.2.2).

L'analyse détaillée des courbes se trouve dans le corps du mémoire au chapitre VI §4.1.1.

A21 Position thermosiphon : validation des modèles de condensation 21-3

1 Condensation en film de Nusselt -----	21-3
1.1 Condition de température imposée à la paroi	21-3
1.2 Conditions de flux imposé	21-3
2 Comparaison entre les modèles et les mesures expérimentales	21-3
2.1 Caloduc M12L1	21-4
2.1.1 Tadia=0°C	21-4
2.1.2 Tadia=20°C	21-4
2.1.3 Tadia=40°C	21-5
2.1.4 Tadia=60°C	21-5
2.1.5 Tadia=80°C	21-6
2.1.6 Tadia=100°C	21-6
2.2 Caloduc M16L1	21-7
2.2.1 Tadia=0°C	21-7
2.2.2 Tadia=20°C	21-7
2.2.3 Tadia=40°C	21-8
2.2.4 Tadia=60°C	21-8
2.2.5 Tadia=80°C	21-9
2.2.6 Tadia=100°C	21-9

A21 Position thermosiphon : validation des modèles de condensation

Dans cette annexe nous allons rappeler brièvement les expressions de la condensation en film de Nusselt dans le cas d'une température imposée et dans le cas d'un flux imposé.

Puis nous donnerons l'ensemble des courbes permettant de comparer les résultats expérimentaux obtenus pour les deux caloducs à tube lisse (M12L1 et M16L1) avec les modèles théoriques de condensation en film de Nusselt pour une température imposée et pour un flux imposé et avec la corrélation de Gross (voir chap. IV § 4.2.2).

1 Condensation en film de Nusselt

1.1 Condition de température imposée à la paroi

Les hypothèses de la condensation en film de Nusselt avec une température de paroi imposée sont détaillées dans le chapitre IV § 4.2.1. En se basant sur l'équation IV-87, et en considérant une longueur de film égale à la longueur de l'évaporateur la conductance au condenseur s'exprime par :

$$G_{\text{cond}} = 0,943 \pi D_{\text{int}} \left(\frac{\rho_l (\rho_l - \rho_v) g h_{lv} \lambda_l^3 L_c^3}{\mu_l (T_w - T_{\text{sat}})} \right)^{1/4} \quad (\text{A 21-1})$$

1.2 Conditions de flux imposé

Dans l'hypothèse d'un film de condensation à flux imposé, le flux linéique de condensation n'est plus égal au gradient de température dans le liquide mais directement à la densité de flux imposé. On obtient alors l'expression suivante de la conductance de condensation :

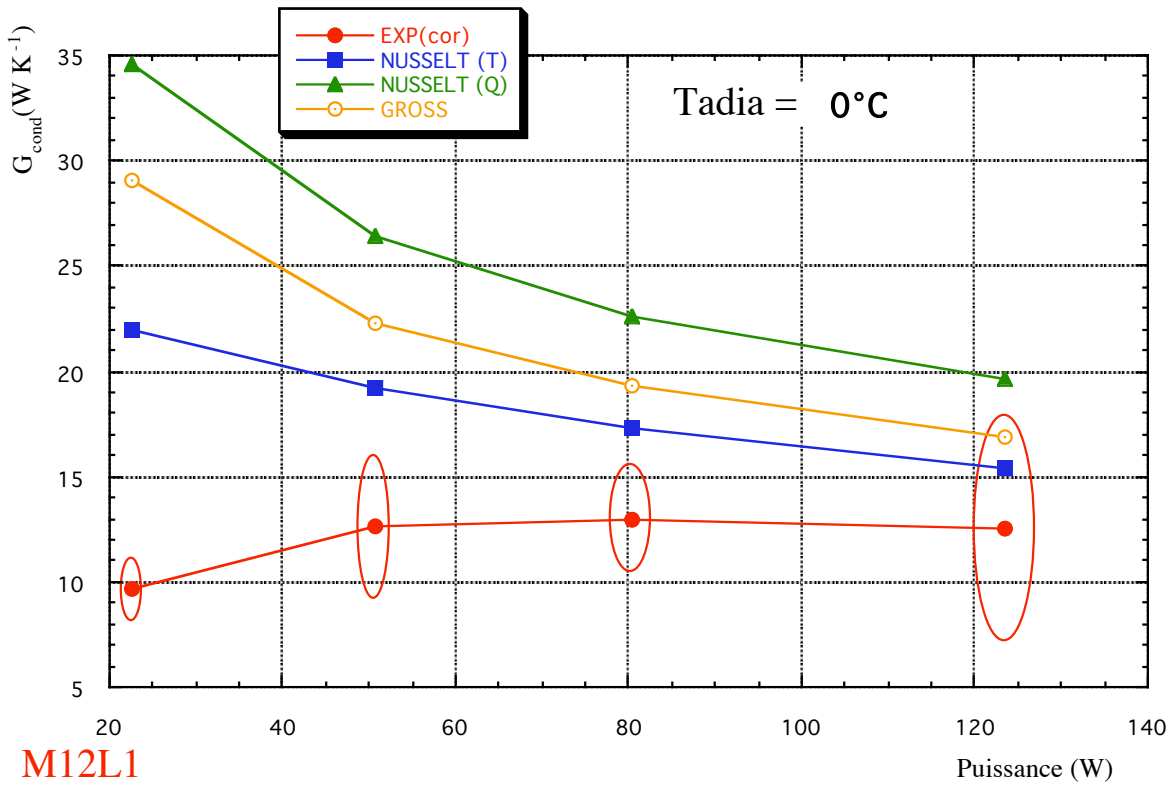
$$G_{\text{cond}} = 1,04 \pi D_{\text{int}} \left(\frac{\rho_l (\rho_l - \rho_v) g h_{lv} \lambda_l^3 L_c^2}{\mu_l \varphi_w} \right)^{1/3} \quad (\text{A 21-2})$$

2 Comparaison entre les modèles et les mesures expérimentales

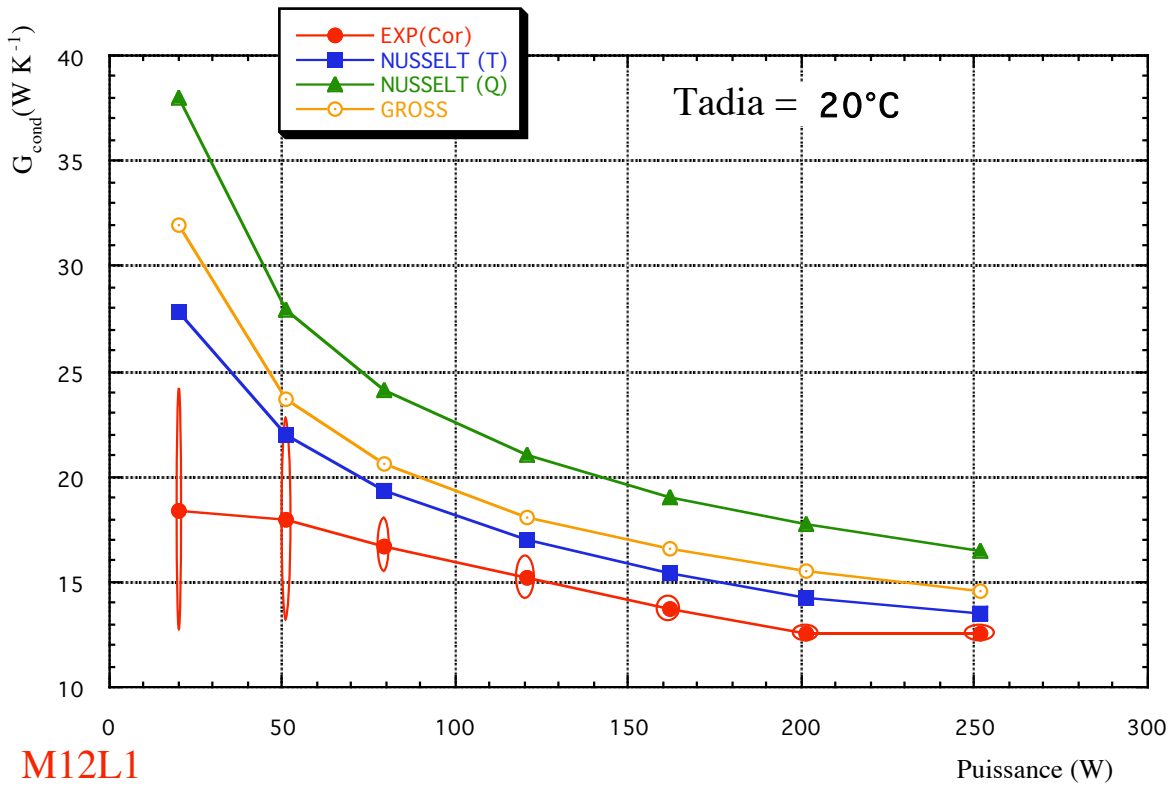
Les comparaisons sont établies à partir des données expérimentales. En d'autres termes, pour une condition de température imposée, la température de paroi considérée dans le modèle est la moyenne des températures mesurées alors que pour une condition de flux imposé, la densité de flux imposé est calculée à partir du flux transféré mesuré à l'évaporateur.

2.1 Caloduc M12L1

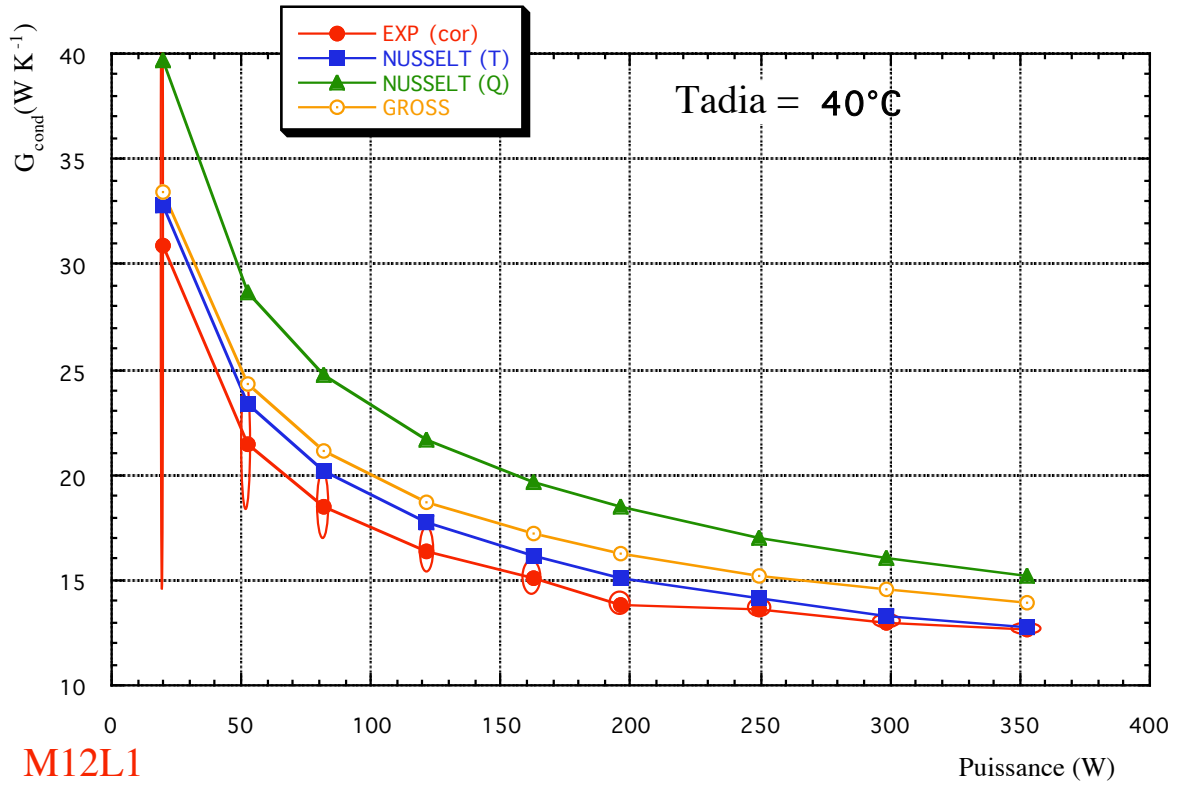
2.1.1 Tadia=0°C



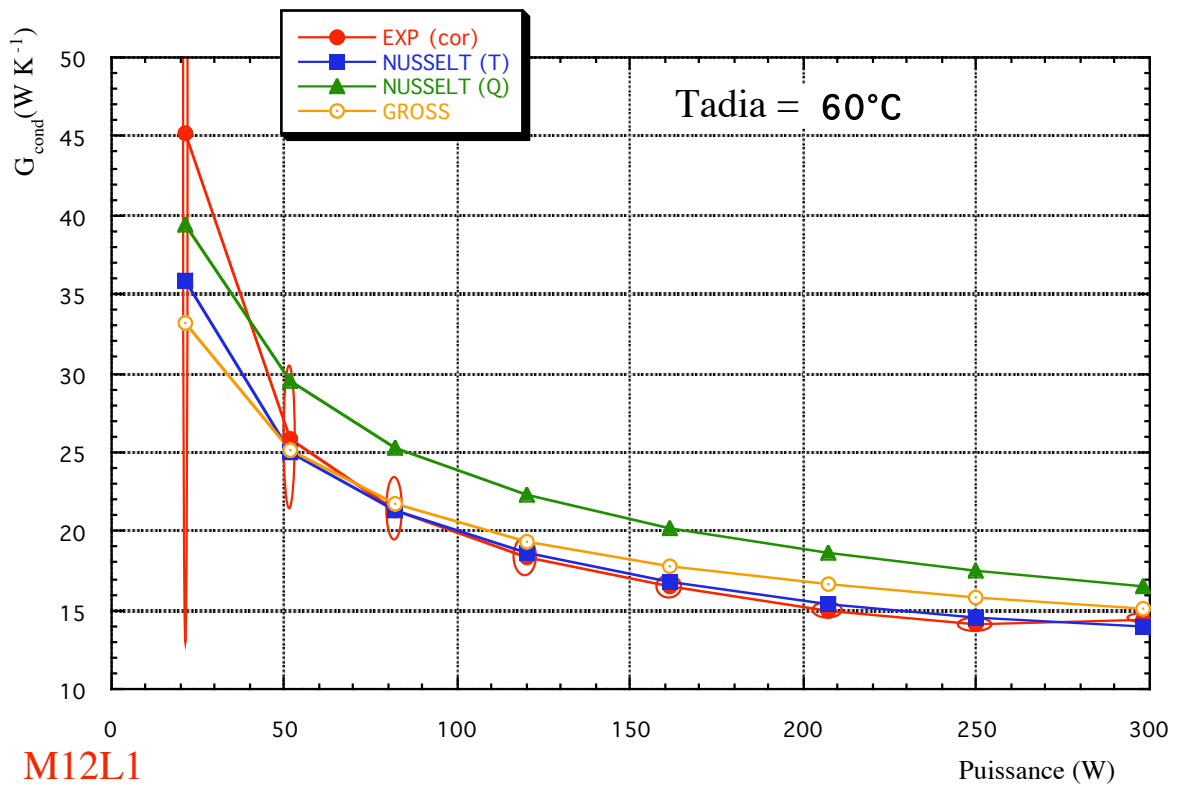
2.1.2 Tadia=20°C



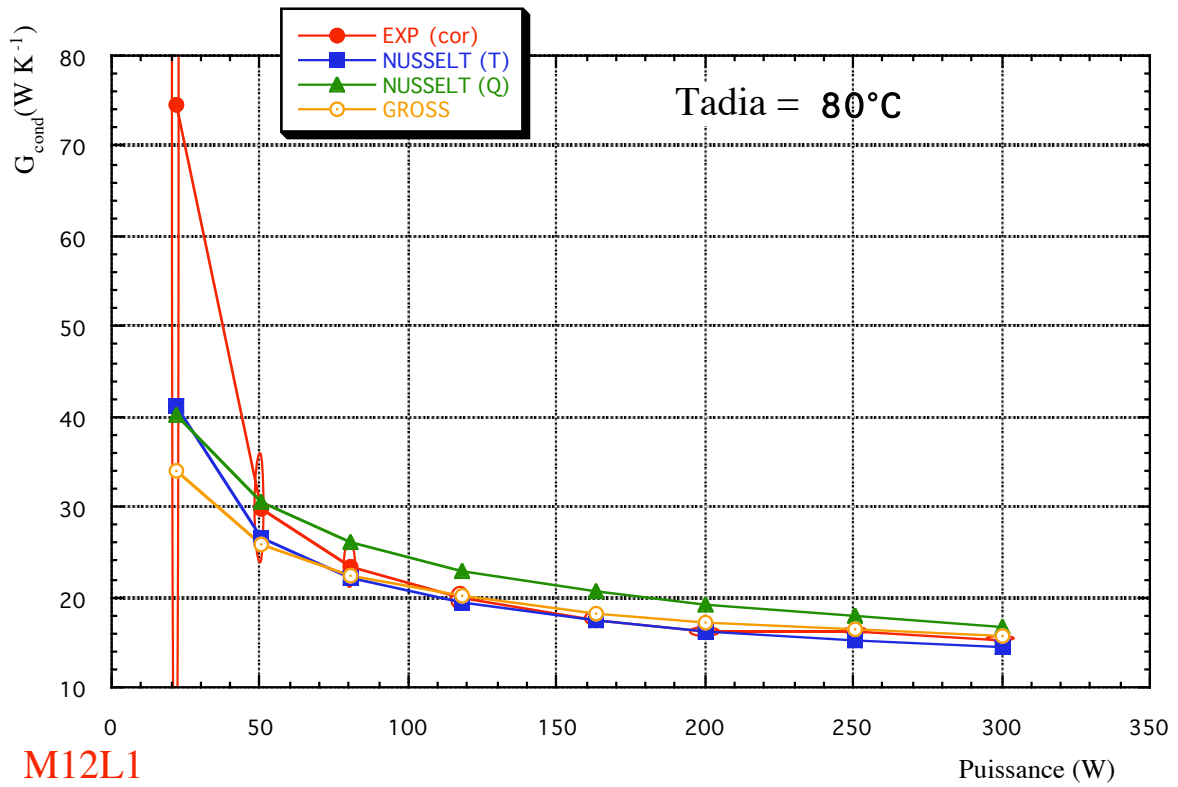
2.1.3 $T_{adia}=40^{\circ}\text{C}$



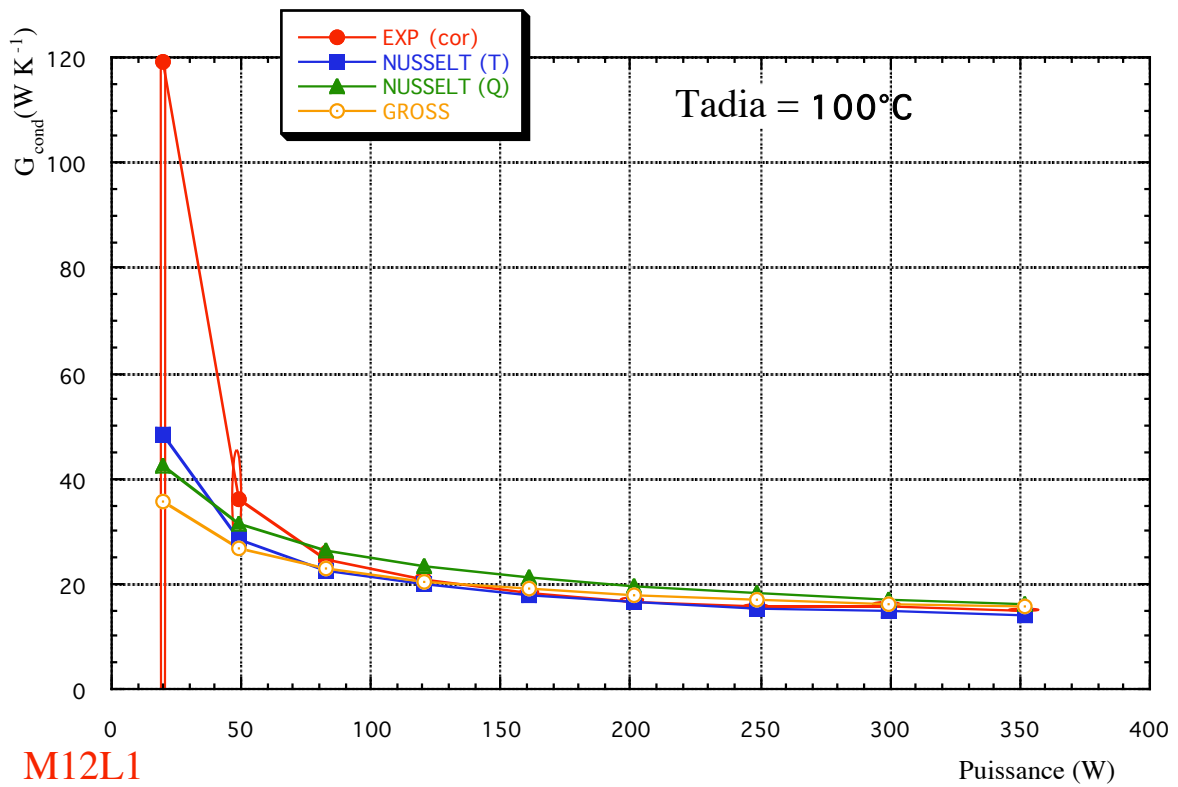
2.1.4 $T_{adia}=60^{\circ}\text{C}$



2.1.5 $T_{adia}=80^{\circ}\text{C}$

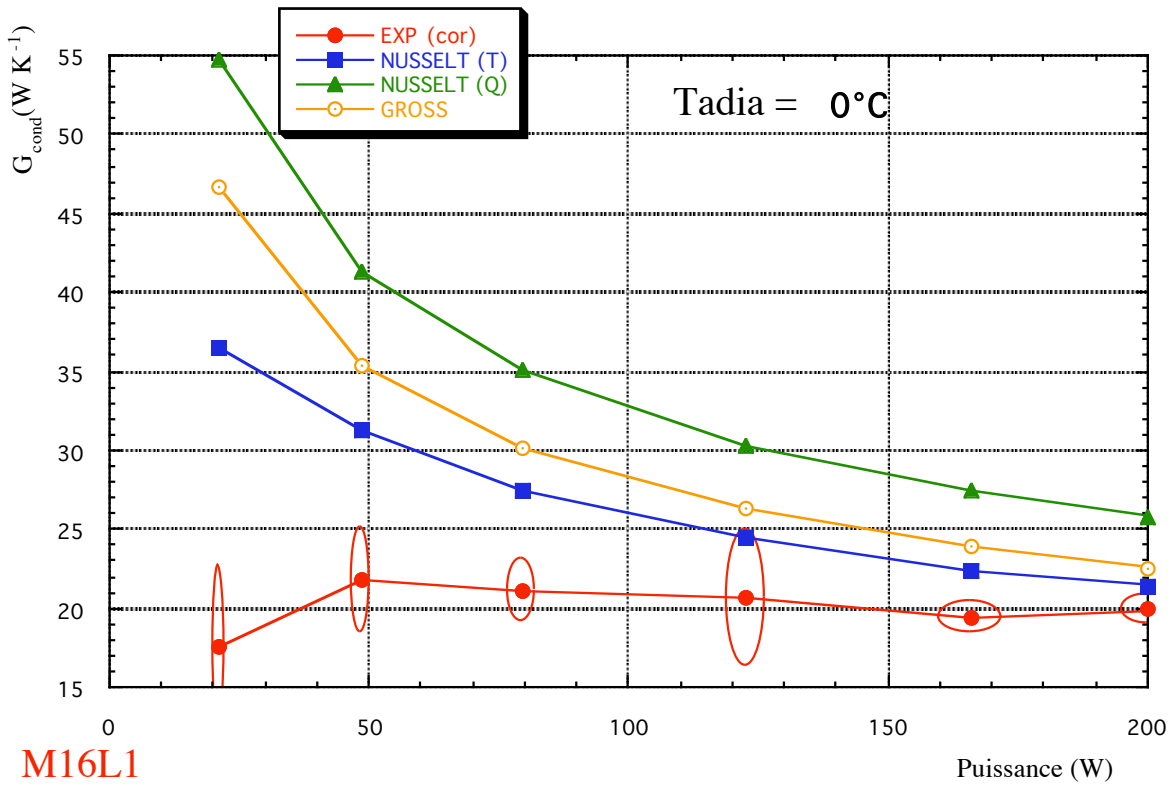


2.1.6 $T_{adia}=100^{\circ}\text{C}$

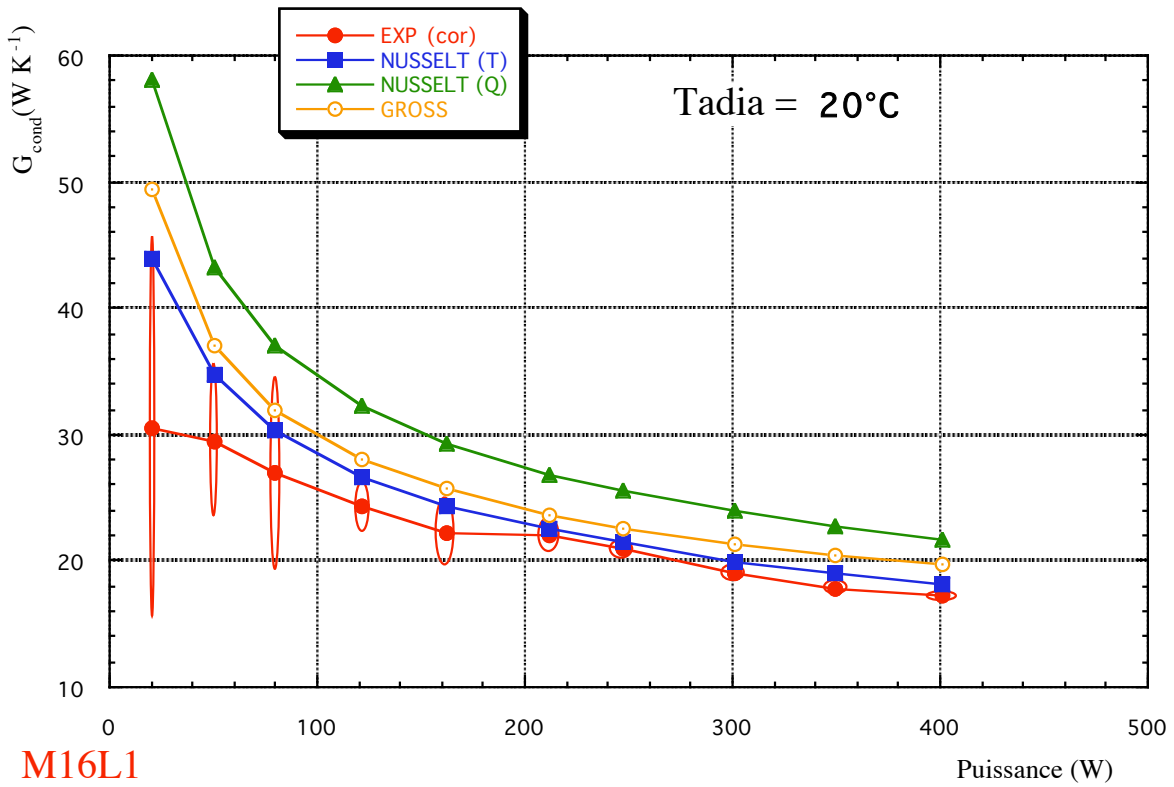


2.2 Caloduc M16L1

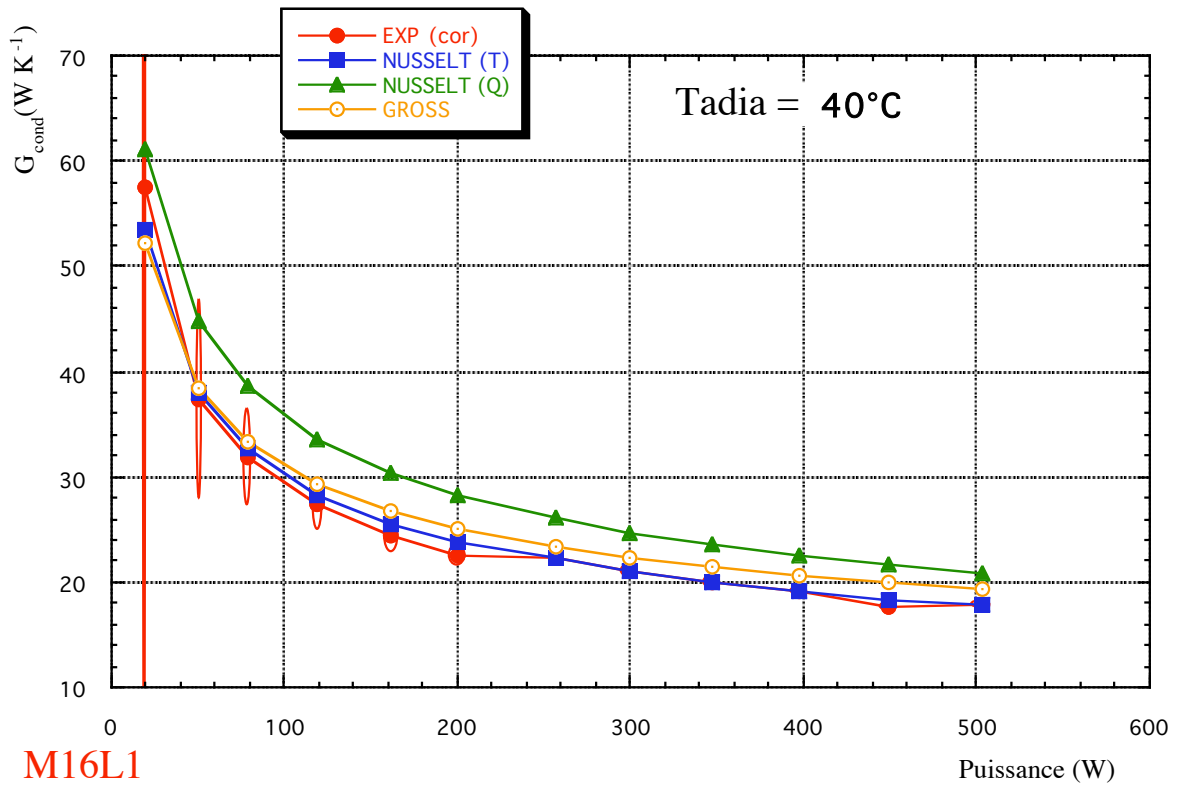
2.2.1 Tadia=0°C



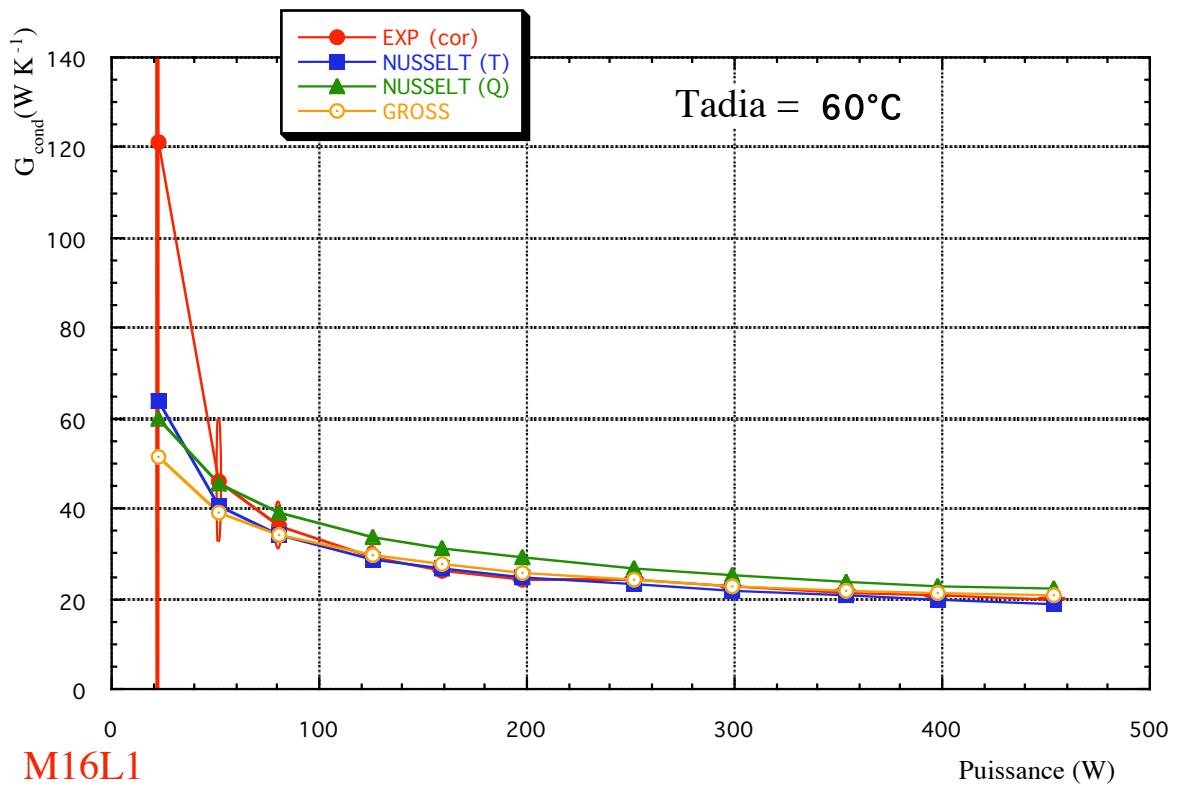
2.2.2 Tadia=20°C



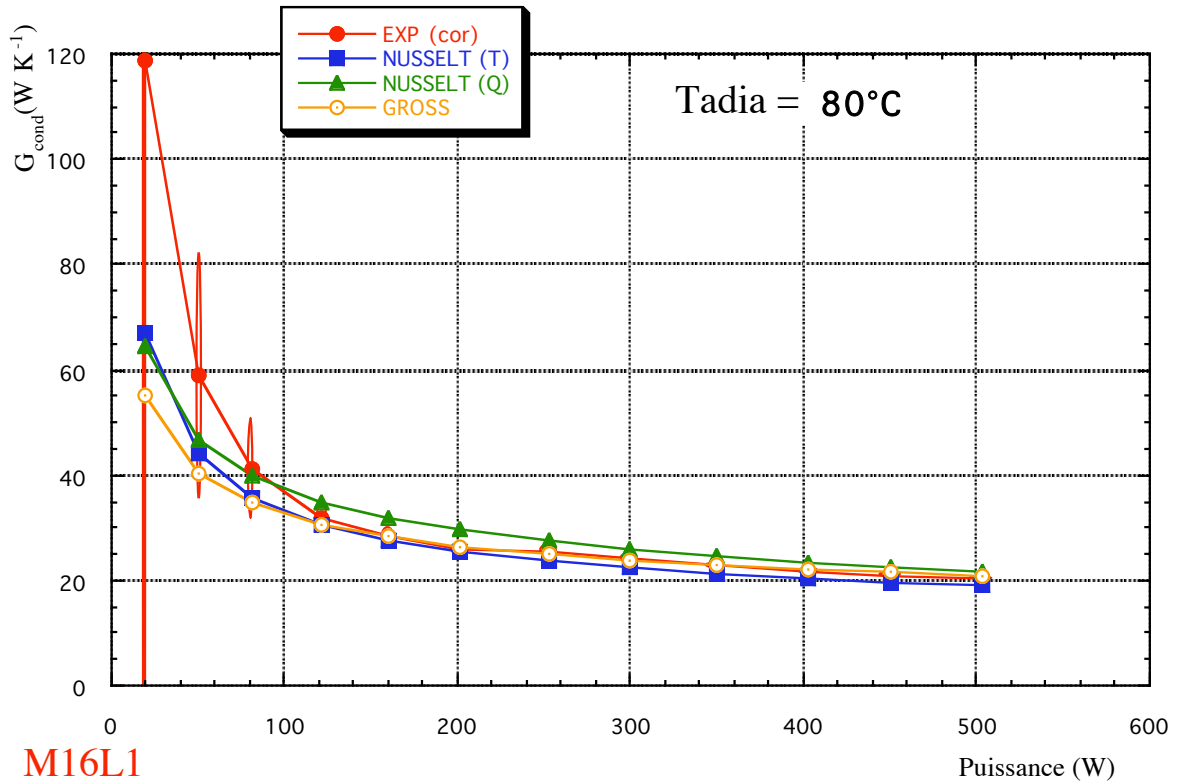
2.2.3 Tadia=40°C



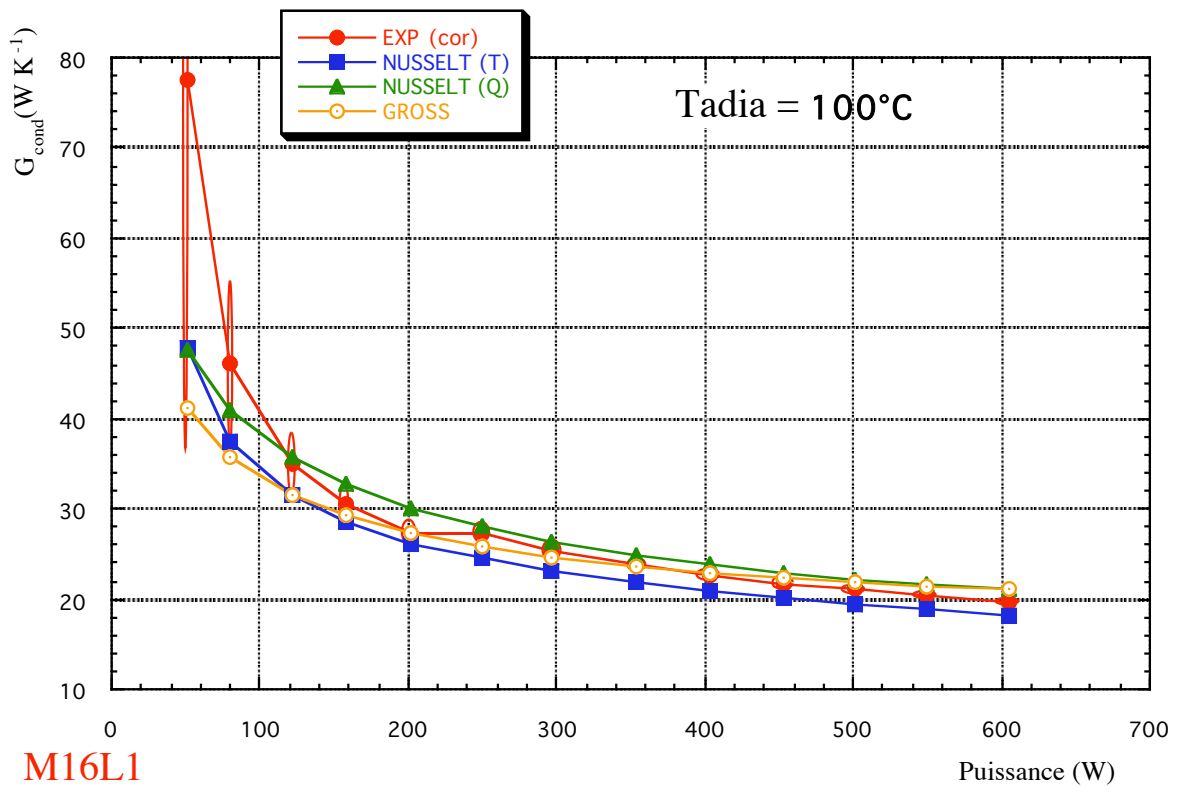
2.2.4 Tadia=60°C



2.2.5 $T_{adia}=80^{\circ}\text{C}$



2.2.6 $T_{adia}=100^{\circ}\text{C}$



Annexe A22

Cette annexe reprend les résultats expérimentaux obtenus sur l'influence d'une accélération transversale sur les conductances de condensation pour les trois caloducs en position thermosiphon.

A22	Position thermosiphon : influence de l'accélération transversale sur G_{cond}	22-4
1	Caloduc M16L1 -----	22-4
1.1	Tadia=80°C	22-4
2	Caloduc M12L1 -----	22-5
2.1	Tadia=20°C	22-5
2.2	Tadia=80°C	22-5
3	Caloduc M12R1 -----	22-6
3.1	Tadia=20°C	22-6
3.2	Tadia=80°C	22-6

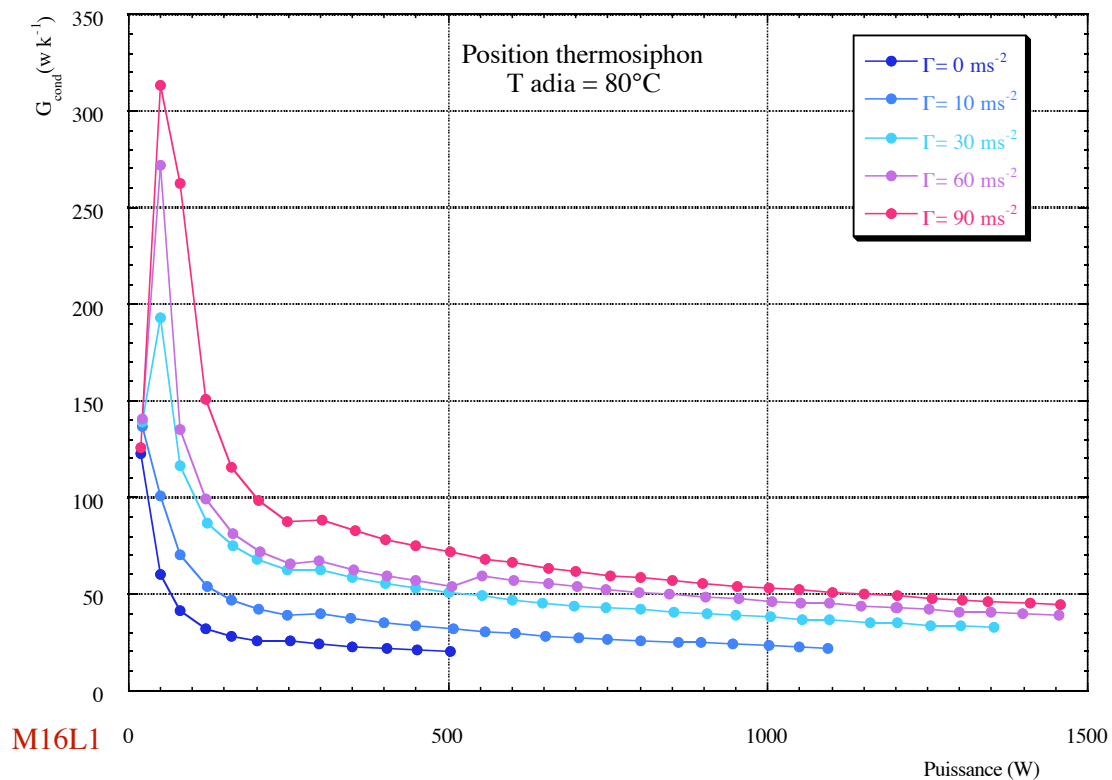
A22 Position thermosiphon : influence de l'accélération transversale sur G_{cond}

Les résultats sont regroupés par caloduc. Il faut noter que pour des raisons de temps, nous avons limité les mesures à deux températures adiabatiques (20°C et 80°C) pour les caloducs M12L1 et M12R1 et à une seule température (80°C) pour le caloduc M16L1.

Les analyses des courbes sont explicitées au chapitre VI §4.1.5.

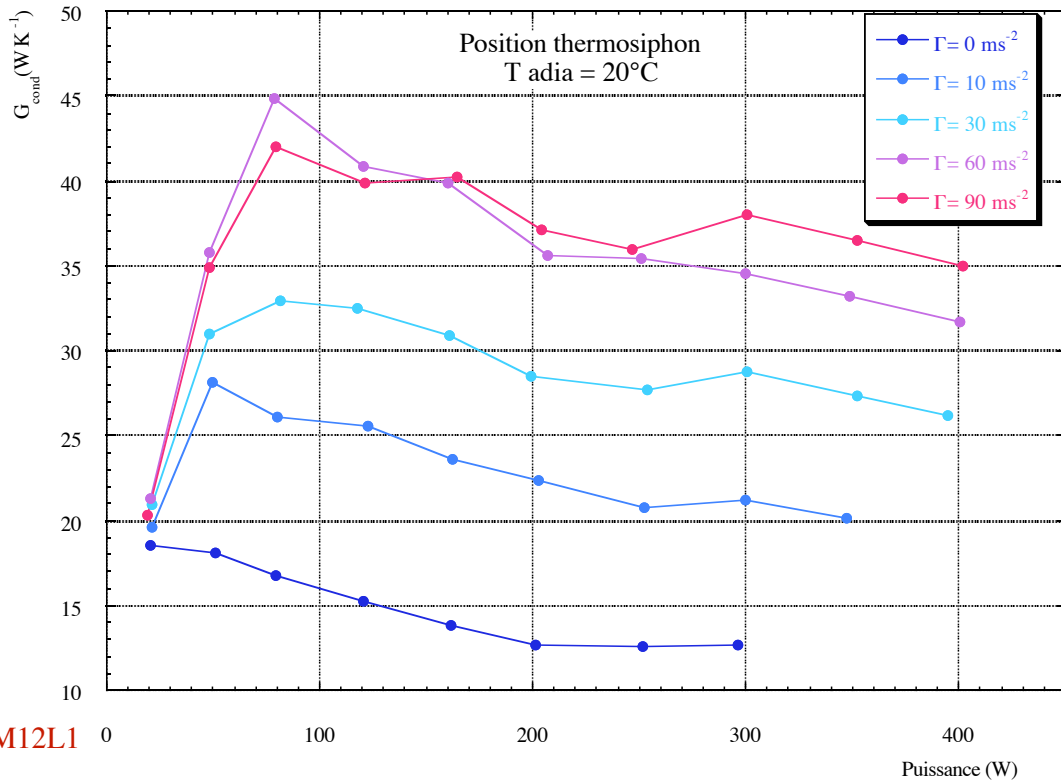
1 Caloduc M16L1

1.1 T_{adia}=80°C



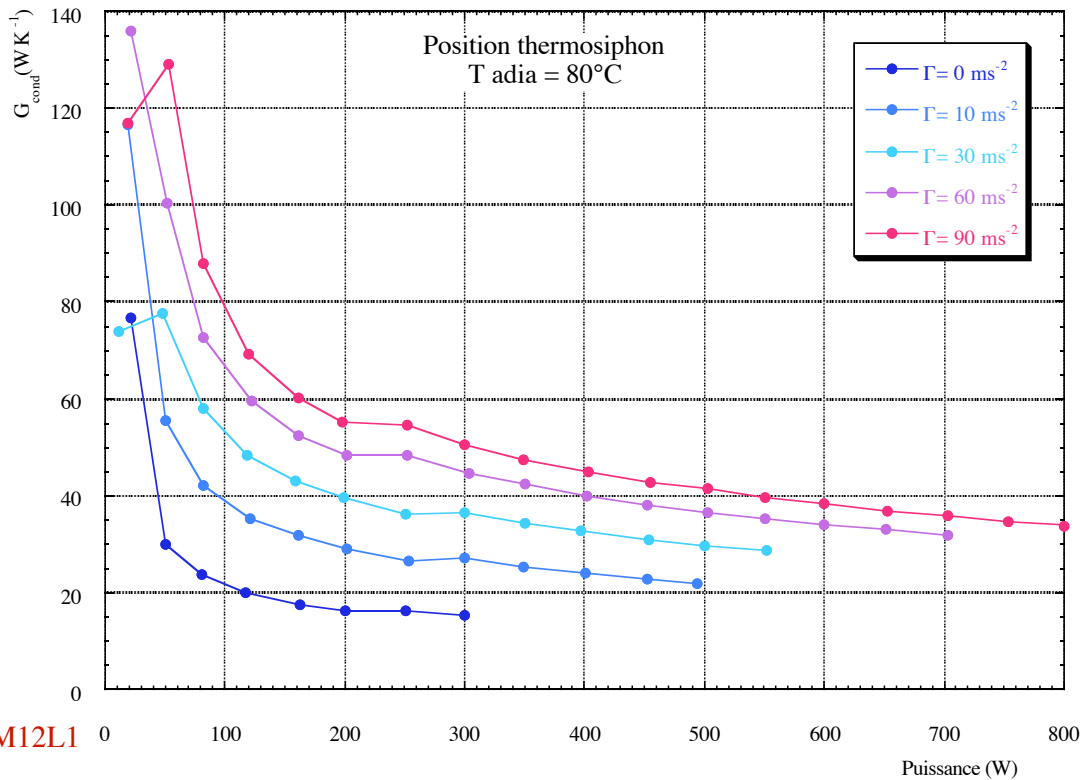
2 Caloduc M12L1

2.1 $T_{\text{adia}}=20^{\circ}\text{C}$



M12L1

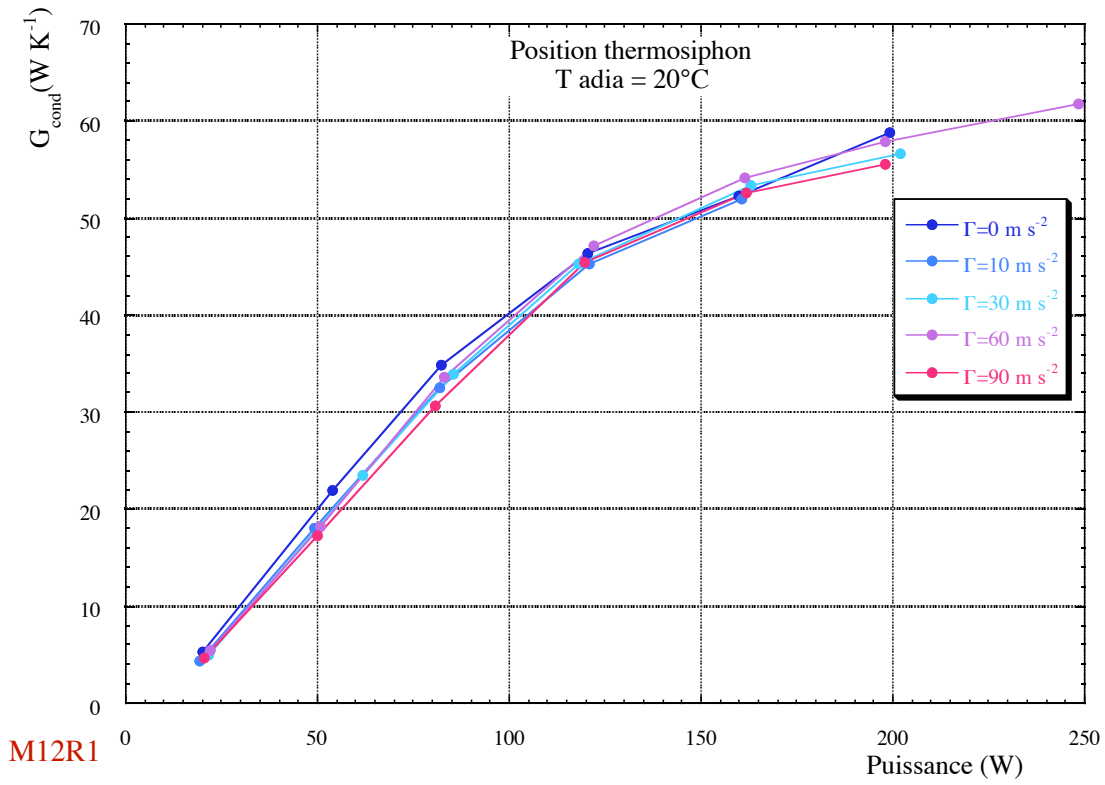
2.2 $T_{\text{adia}}=80^{\circ}\text{C}$



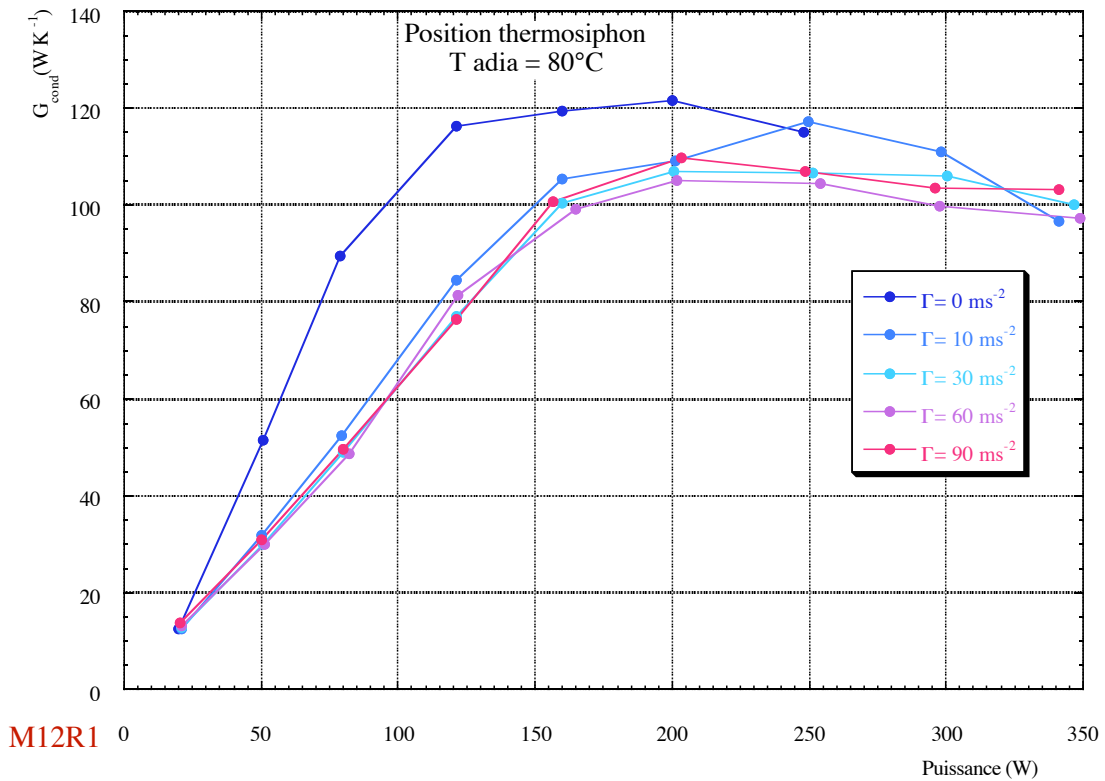
M12L1

3 Caloduc M12R1

3.1 $T_{\text{adia}}=20^{\circ}\text{C}$



3.2 $T_{\text{adia}}=80^{\circ}\text{C}$



Annexe A23

Cette annexe regroupe l'ensemble des courbes concernant les évolutions, en position thermosiphon, de la **conductance à l'évaporateur** pour les trois caloduc étudiés. Les résultats sont regroupés par caloduc avec une première partie concernant les mesures sans accélération transversale et une deuxième partie les mesures avec accélération transversale.

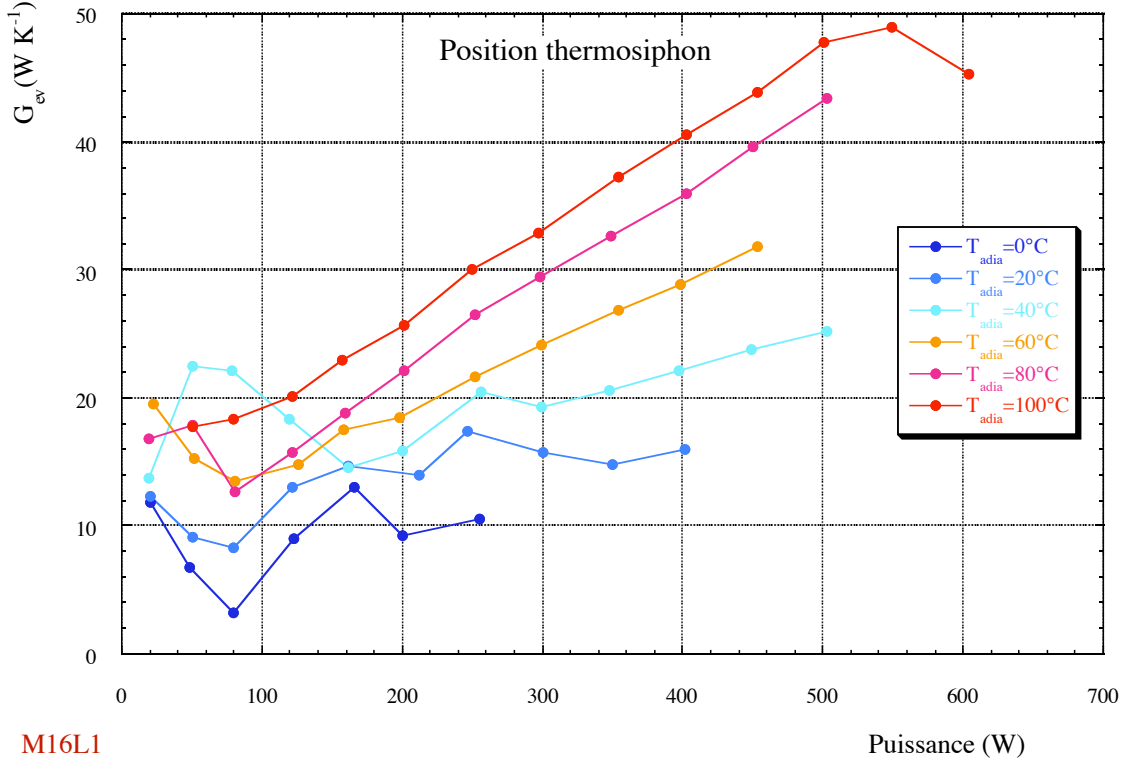
A23 Position thermosiphon : Résultats expérimentaux de G_{ev} 23-3

1 Caloduc M16L1 -----	23-3
1.1 Evolutions en fonction de la puissance et de Tadia	23-3
1.2 Influence de l'accélération transversale	23-3
1.2.1 Tadia=80°C	23-3
2 Caloduc M12L1 -----	23-4
2.1 Evolutions en fonction de la puissance et de Tadia	23-4
2.2 Influence de l'accélération transversale	23-4
2.2.1 Tadia=20°C	23-4
2.2.2 Tadia=80°C	23-5
3 Caloduc M12R1 -----	23-5
3.1 Evolutions en fonction de la puissance et de Tadia	23-5
3.2 Influence de l'accélération transversale	23-6
3.2.1 Tadia=20°C	23-6
3.2.2 Tadia=80°C	23-6

A23 Résultats expérimentaux de G_{ev}

1 Caloduc M16L1

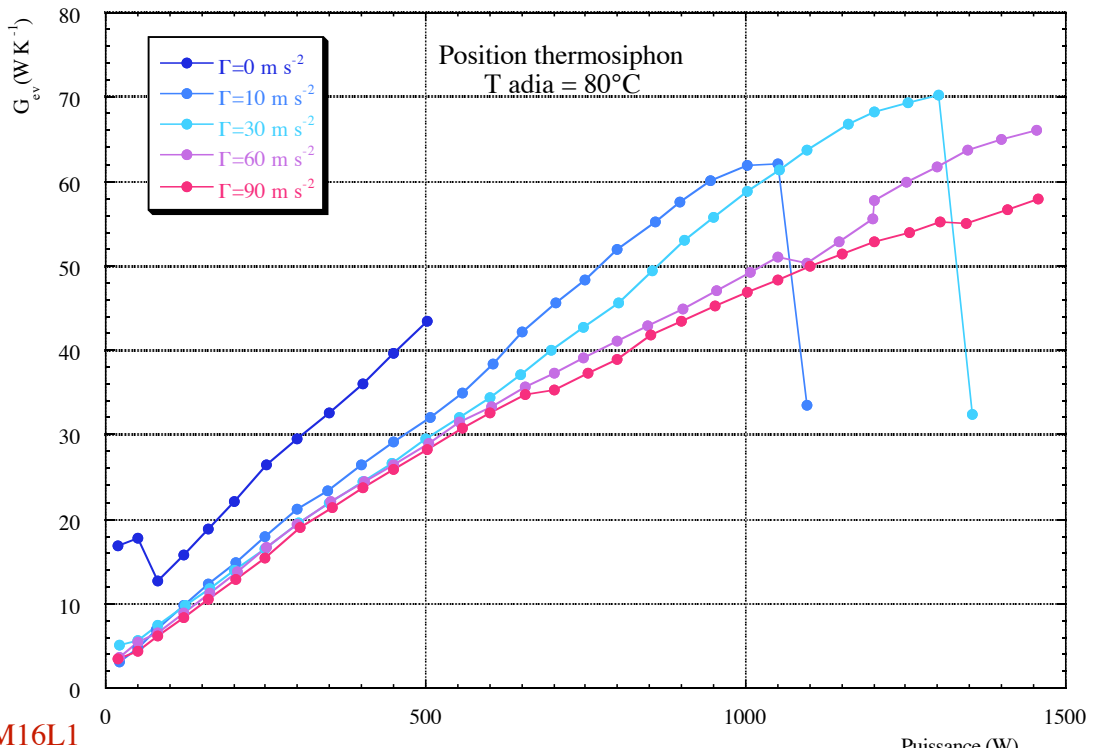
1.1 Evolutions en fonction de la puissance et de T_{adia}



M16L1

1.2 Influence de l'accélération transversale

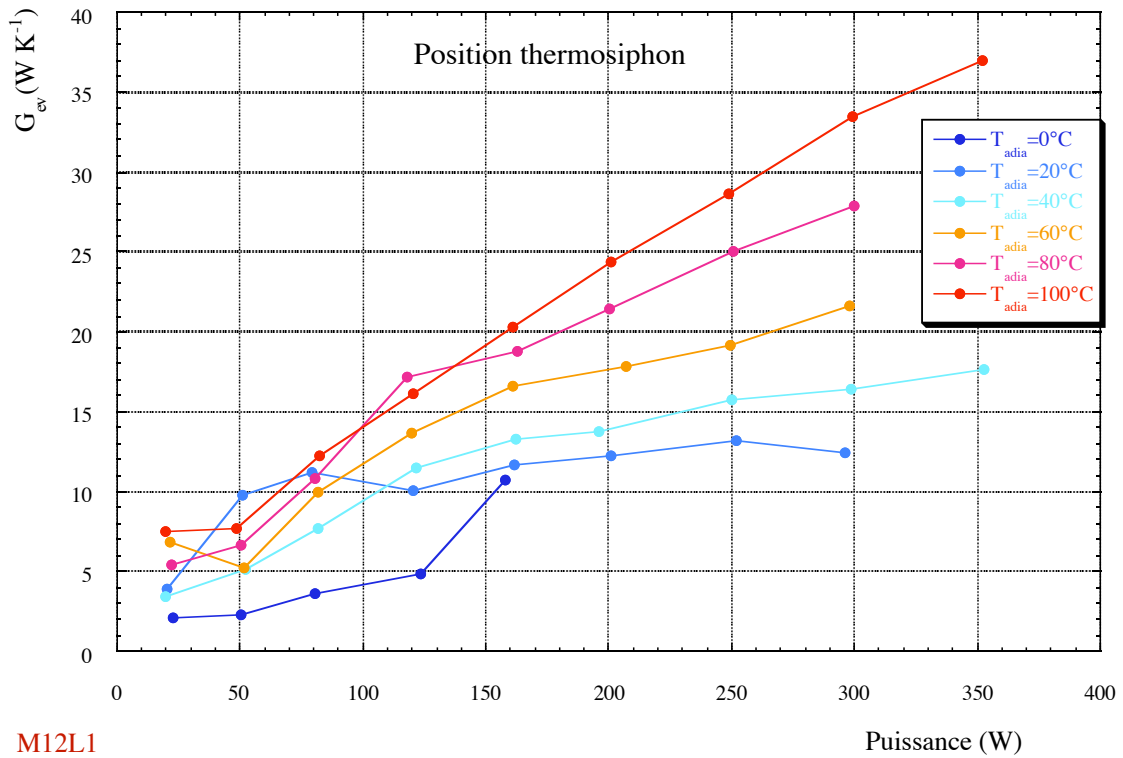
1.2.1 $T_{adia} = 80^{\circ}C$



M16L1

2 Caloduc M12L1

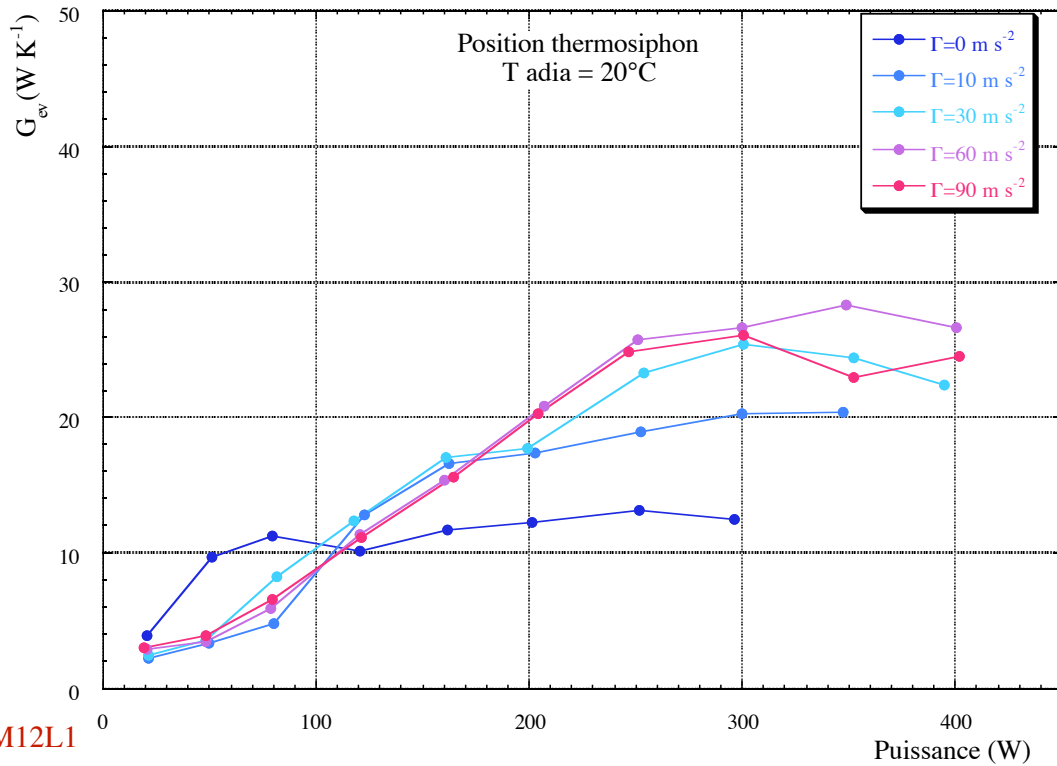
2.1 Evolutions en fonction de la puissance et de T_{adia}



M12L1

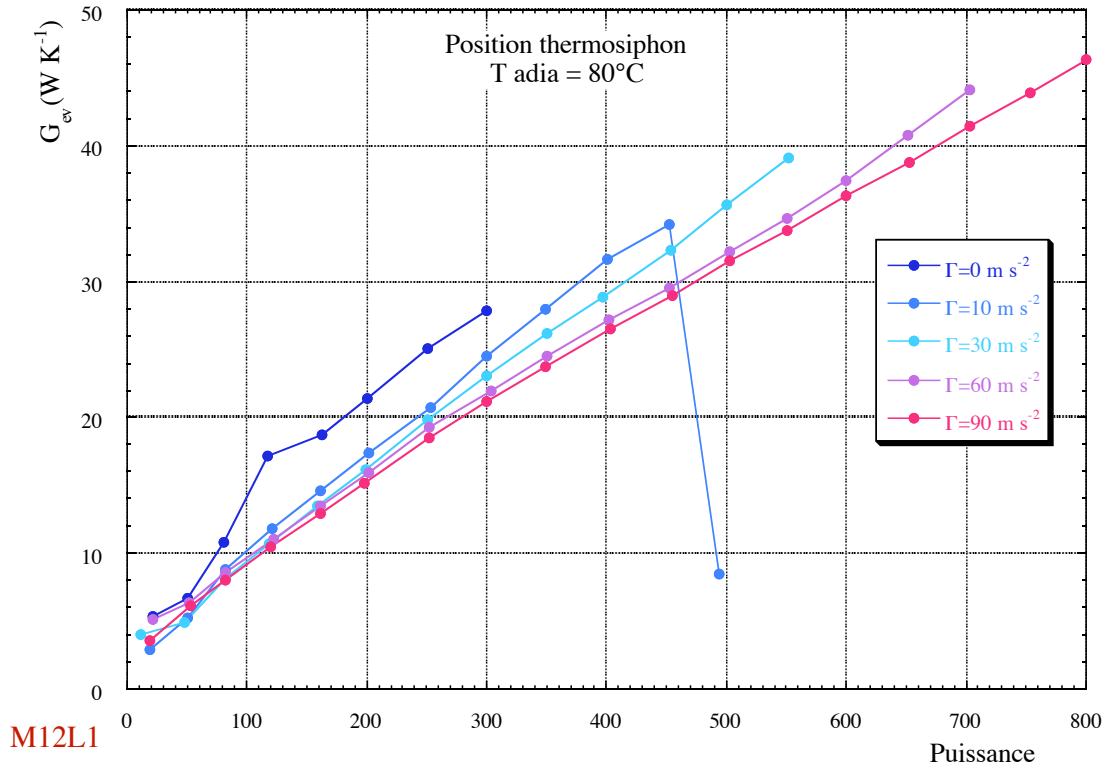
2.2 Influence de l'accélération transversale

2.2.1 $T_{adia} = 20^{\circ}C$



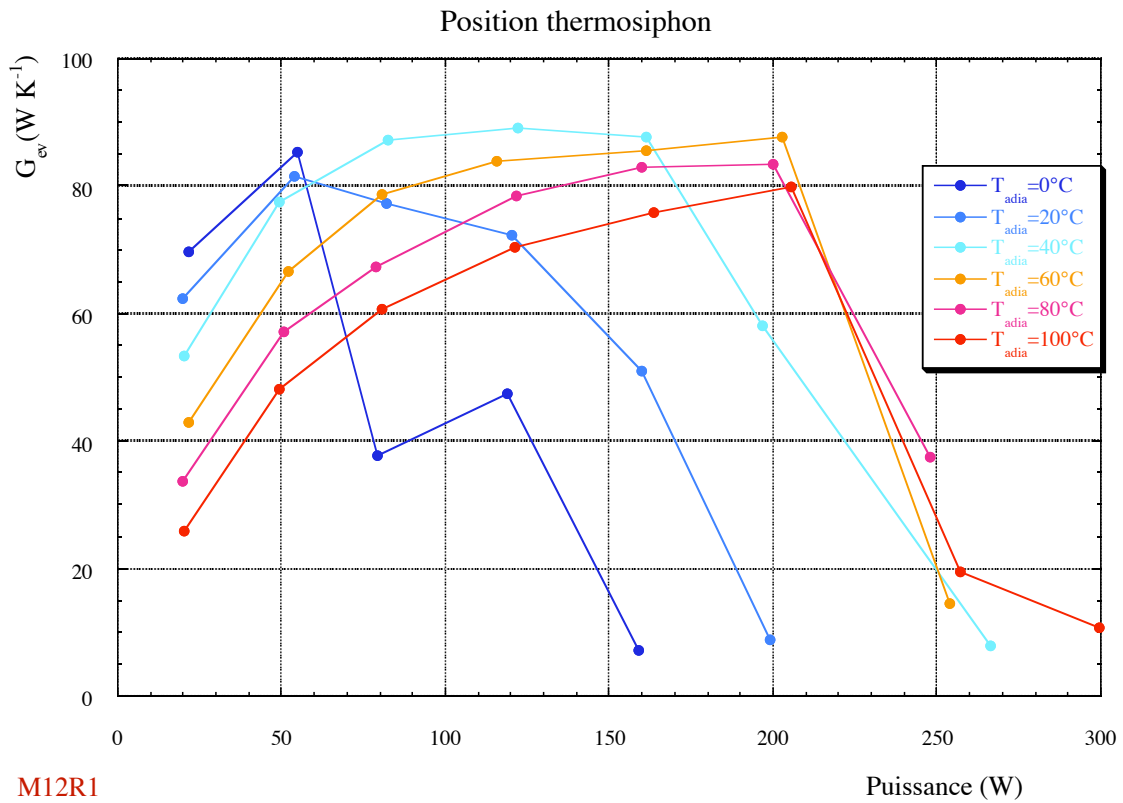
M12L1

2.2.2 $T_{adia}=80^{\circ}C$



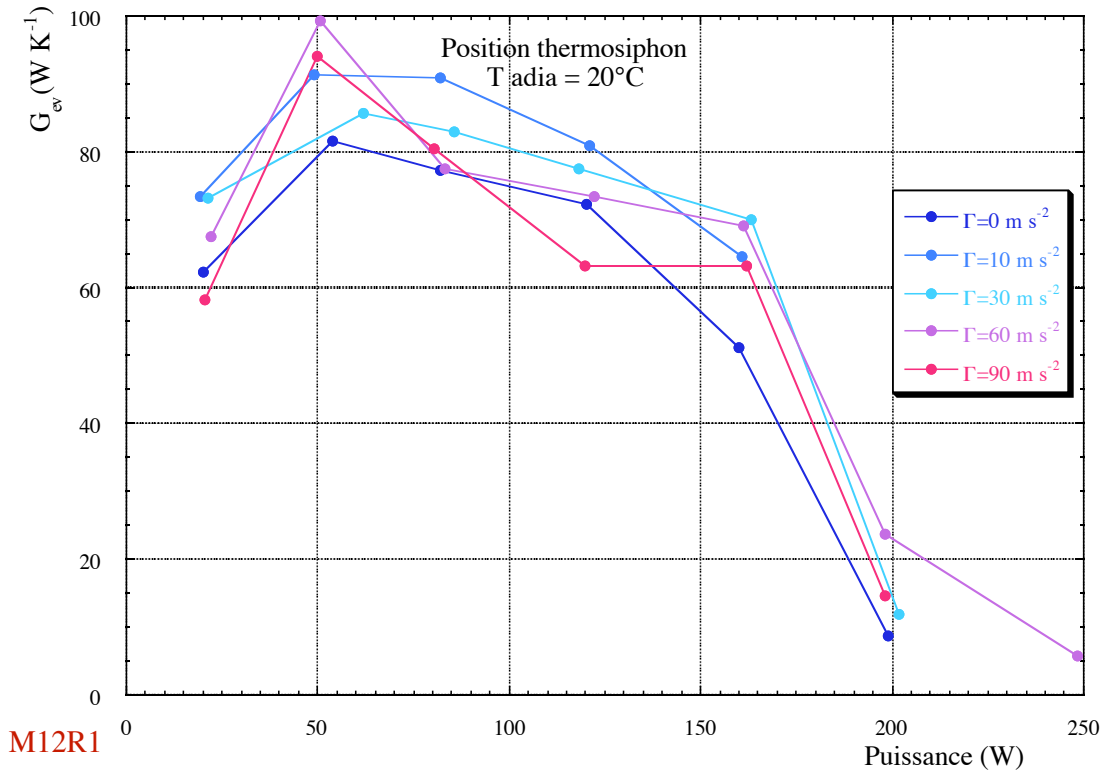
3 Caloduc M12R1

3.1 Evolutions en fonction de la puissance et de T_{adia}

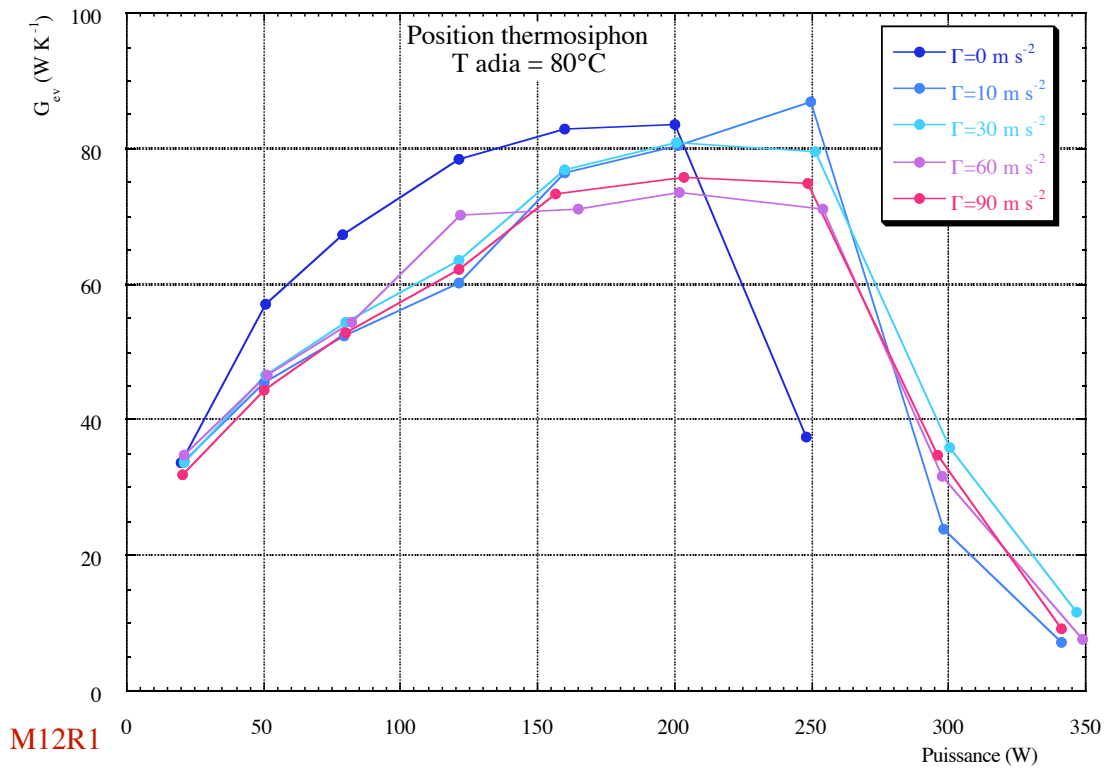


3.2 Influence de l'accélération transversale

3.2.1 $T_{adia}=20^{\circ}C$



3.2.2 $T_{adia}=80^{\circ}C$



Annexe A24

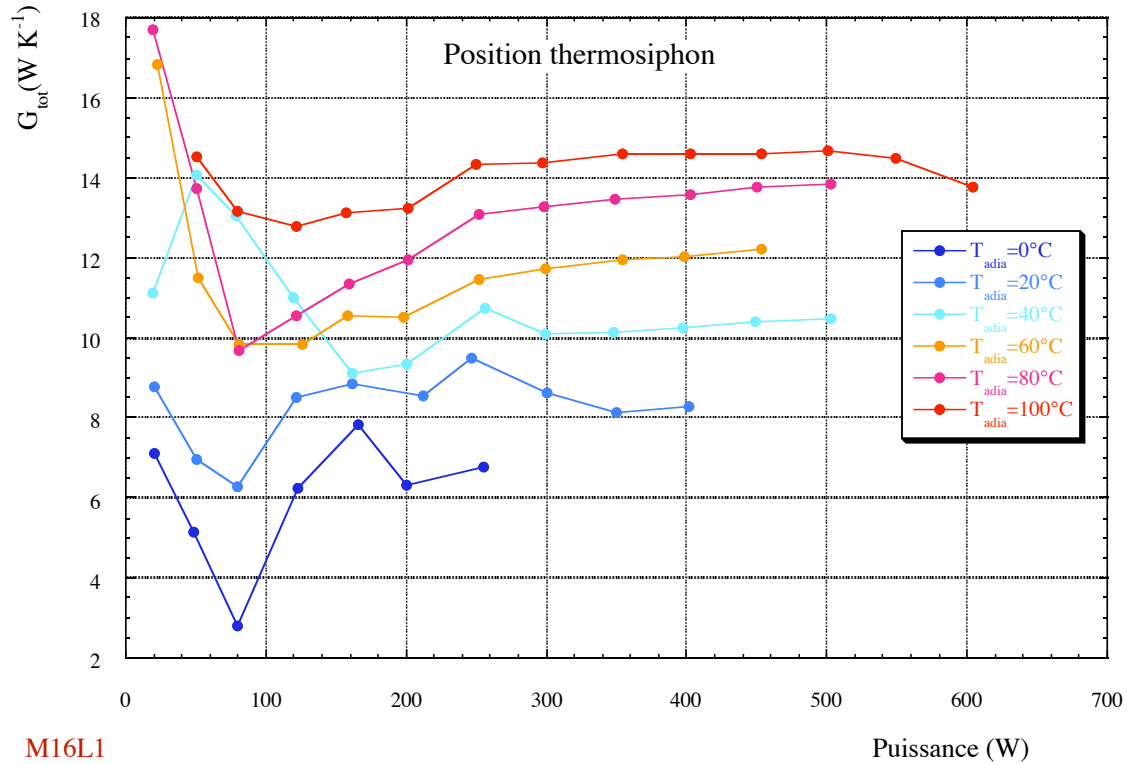
Cette annexe regroupe l'ensemble des courbes concernant les évolutions, en position thermosiphon, de la **conductance totale** pour les trois caloduc étudiés. Les résultats sont regroupés par caloduc avec une première partie concernant les mesures sans accélération transversale et une deuxième partie les mesures avec accélération transversale.

A24	Résultats expérimentaux de G_{tot}	24-3
1	Caloduc M16L1 -----	24-3
1.1	Evolutions en fonction de la puissance et de Tadia	24-3
1.2	Influence de l'accélération transversale	24-4
1.2.1	Tadia=80°C	24-4
2	Caloduc M12L1 -----	24-4
2.1	Evolutions en fonction de la puissance et de Tadia	24-4
2.2	Influence de l'accélération transversale	24-5
2.2.1	Tadia=20°C	24-5
2.2.2	Tadia=80°C	24-5
3	Caloduc M12R1 -----	24-6
3.1	Evolutions en fonction de la puissance et de Tadia	24-6
3.2	Influence de l'accélération transversale	24-7
3.2.1	Tadia=20°C	24-7
3.2.2	Tadia=80°C	24-7

A24 Résultats expérimentaux de G_{tot}

1 Caloduc M16L1

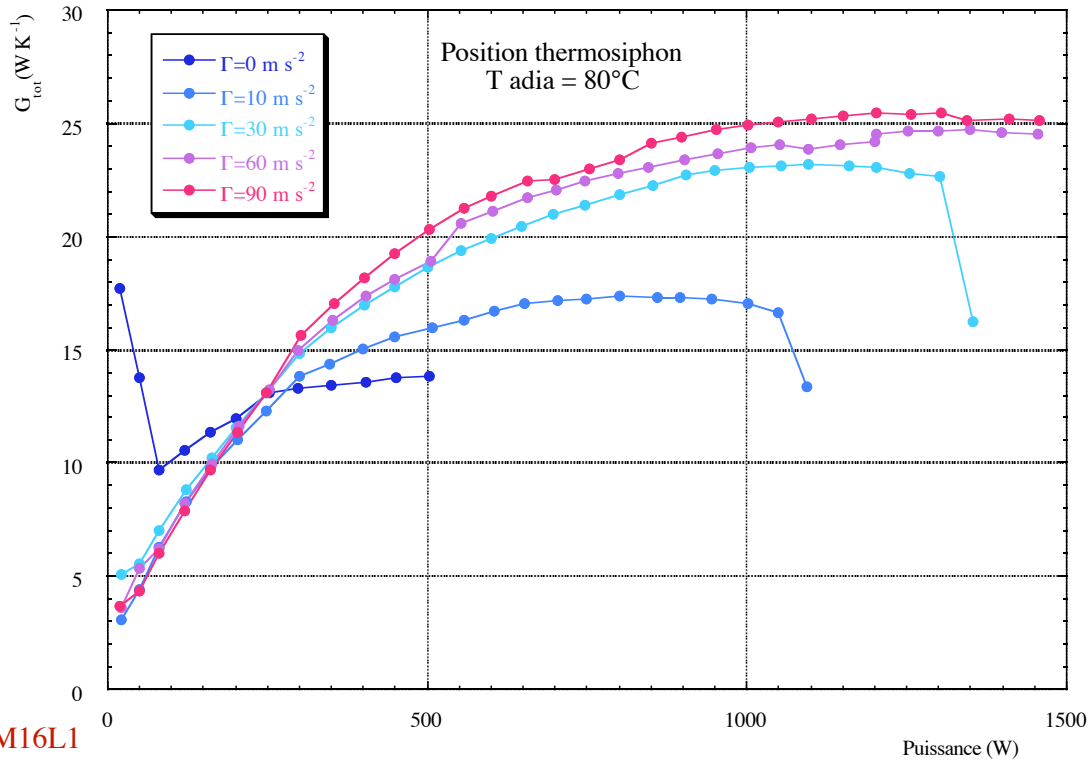
1.1 Evolutions en fonction de la puissance et de T_{adia}



M16L1

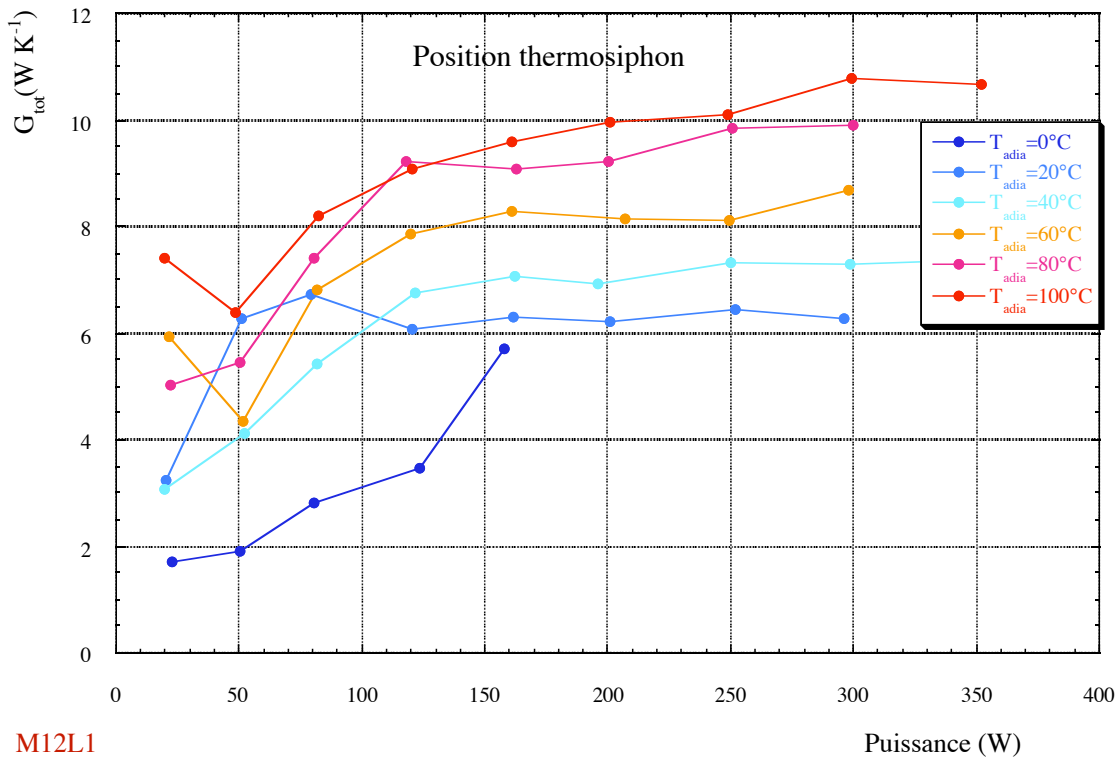
1.2 Influence de l'accélération transversale

1.2.1 $T_{adia}=80^{\circ}C$



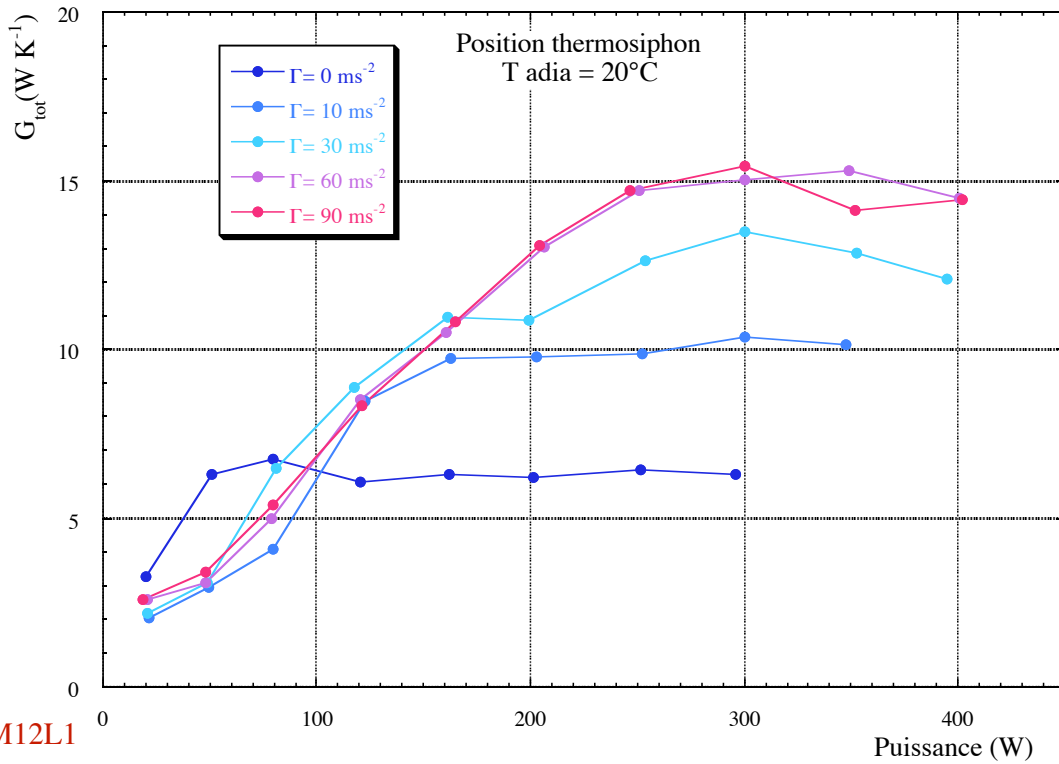
2 Caloduc M12L1

2.1 Evolutions en fonction de la puissance et de T_{adia}

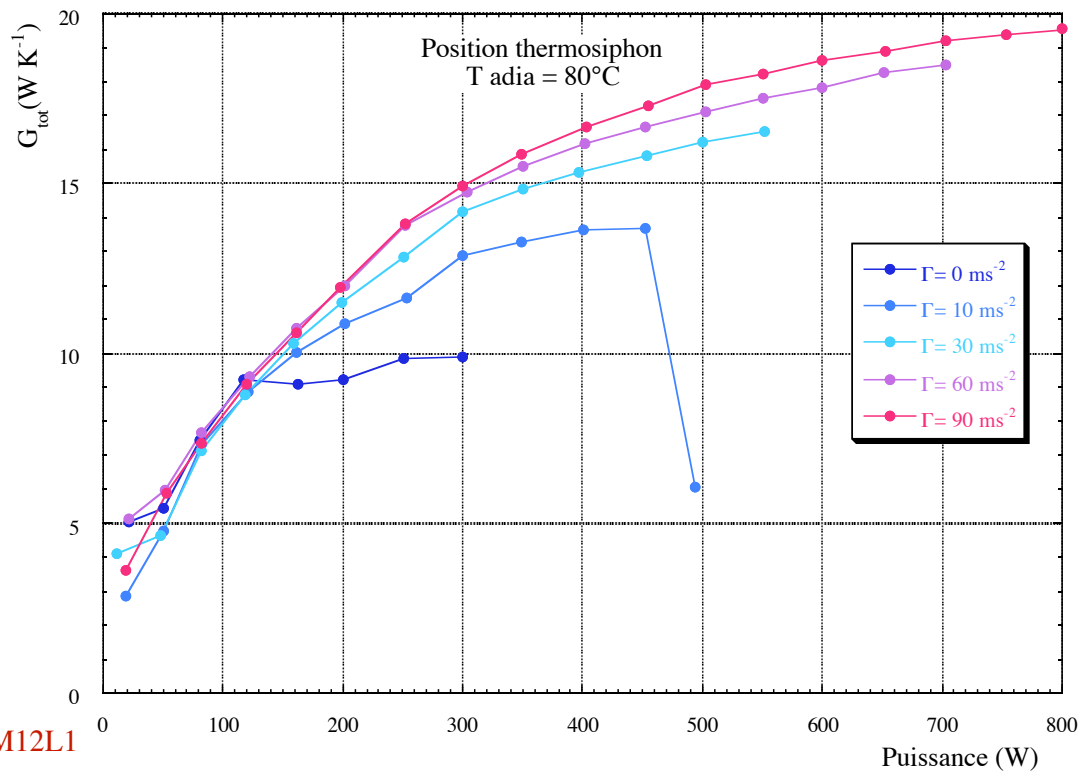


2.2 Influence de l'accélération transversale

2.2.1 $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$

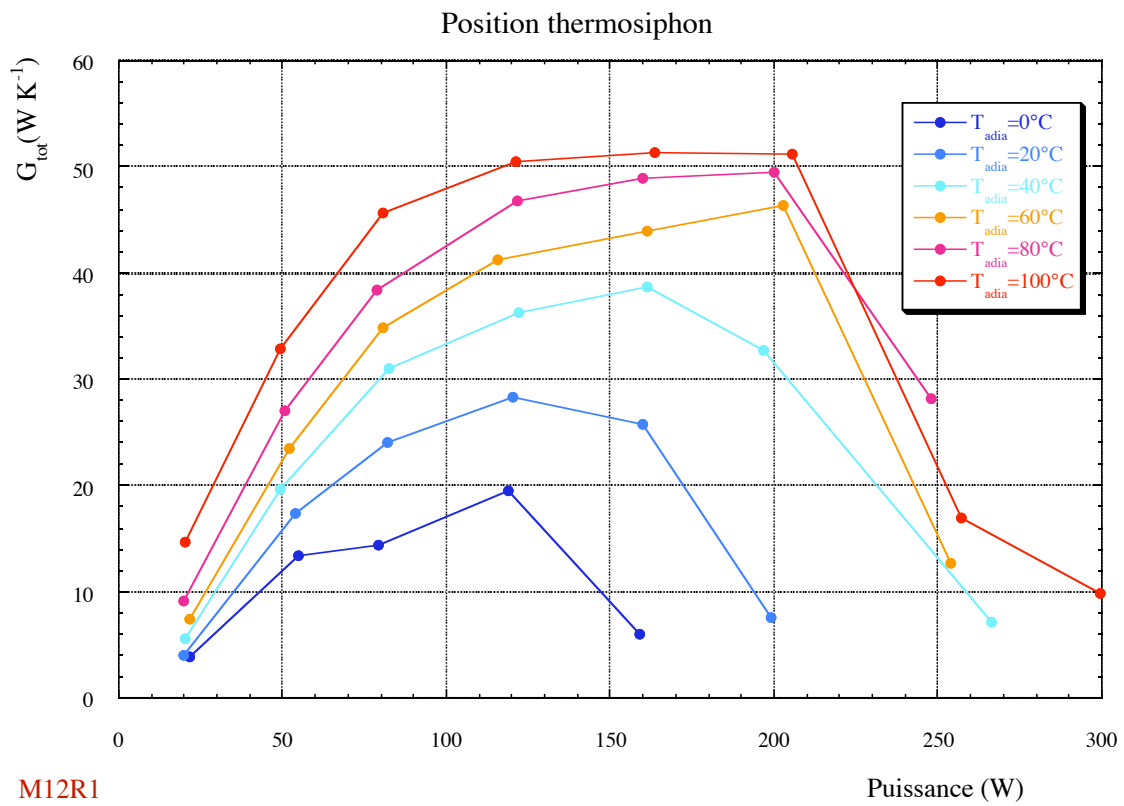


2.2.2 $T_{adia}=80^{\circ}\text{C}$



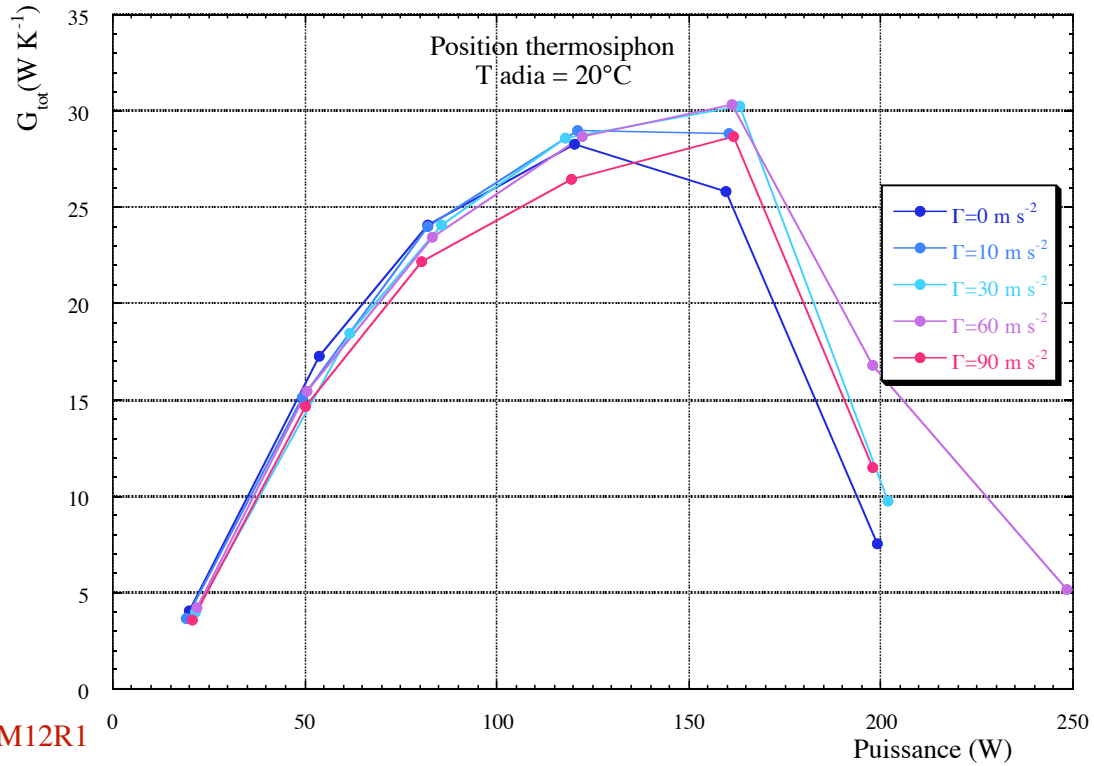
3 Caloduc M12R1

3.1 Evolutions en fonction de la puissance et de T_{adia}

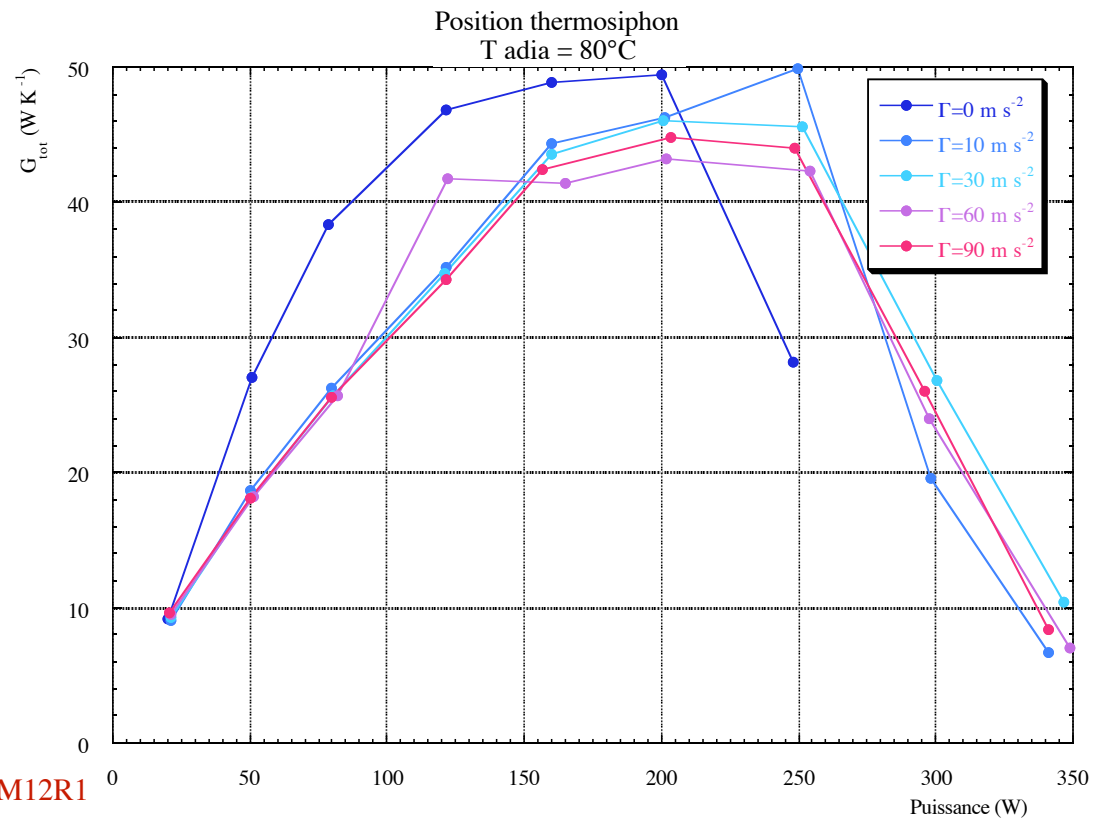


3.2 Influence de l'accélération transversale

3.2.1 $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$



3.2.2 $T_{adia}=80^{\circ}\text{C}$



Annexe A25

Cette annexe regroupe des exemples de courbes temporelles concernant les phénomènes oscillatoires rencontrés lors de notre campagne de mesure.

A25 Phénomènes oscillatoire en mode thermosiphon 25-3

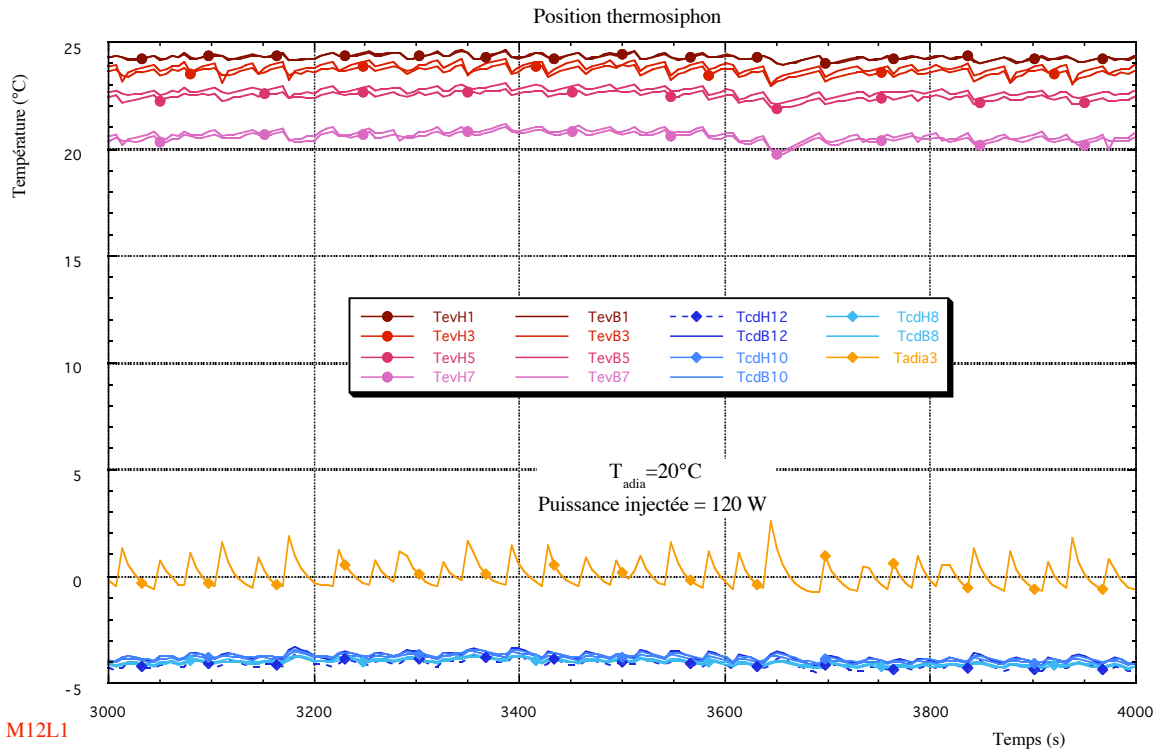
1 Mode thermosiphon pur -----	25-3
1.1 Exemples typiques de courbes temporelles	25-3
1.1.1 M12L1 - Tadia=0°C - P=50 W	25-3
1.1.2 M12L1 - Tadia=20°C - P=50 W	25-3
1.1.3 M12L1 - Tadia=20°C - P=120 W	25-4
1.2 Exemple d'influence de la température adiabatique	25-4
1.2.1 M12R1 - Tadia=0°C - P=20 W	25-4
1.2.2 M12R1 - Tadia=20°C - P=20 W	25-5
1.2.3 M12R1 - Tadia=40°C - P=20 W	25-5
1.2.4 M12R1 - Tadia=60°C - P=20 W	25-6
1.2.5 M12R1 - Tadia=80°C - P=20 W	25-6
2 Mode thermosiphon avec accélération transversale -----	25-7
2.1 Exemple d'influence du niveau d'accélération	25-7
2.1.1 M12R1 - Tadia=20°C - P=20 W - $\Gamma=0 \text{ m s}^{-2}$	25-7
2.1.2 M12R1 - Tadia=20°C - P=20 W - $\Gamma=10 \text{ m s}^{-2}$	25-7
2.1.3 M12R1 - Tadia=20°C - P=20 W - $\Gamma=30 \text{ m s}^{-2}$	25-8
2.1.4 M12R1 - Tadia=20°C - P=20 W - $\Gamma=60 \text{ m s}^{-2}$	25-8
2.1.5 M12R1 - Tadia=20°C - P=20 W - $\Gamma=90 \text{ m s}^{-2}$	25-9
2.2 Exemple d'influence de la puissance pour une accélération donnée et une température adiabatique donnée	25-9
2.2.1 M12L1 - Tadia=20°C - P=50 W - $\Gamma=90 \text{ m s}^{-2}$	25-9
2.2.2 M12L1 - Tadia=20°C - P=80 W - $\Gamma=90 \text{ m s}^{-2}$	25-10
2.2.3 M12L1 - Tadia=20°C - P=120 W - $\Gamma=90 \text{ m s}^{-2}$	25-10
2.2.4 M12L1 - Tadia=20°C - P=1600 W - $\Gamma=90 \text{ m s}^{-2}$	25-11
2.2.5 M12L1 - Tadia=20°C - P=200 W - $\Gamma=90 \text{ m s}^{-2}$	25-11
2.2.6 M12L1 - Tadia=20°C - P=250 W - $\Gamma=90 \text{ m s}^{-2}$	25-12

A25 Phénomènes oscillatoire en mode thermosiphon

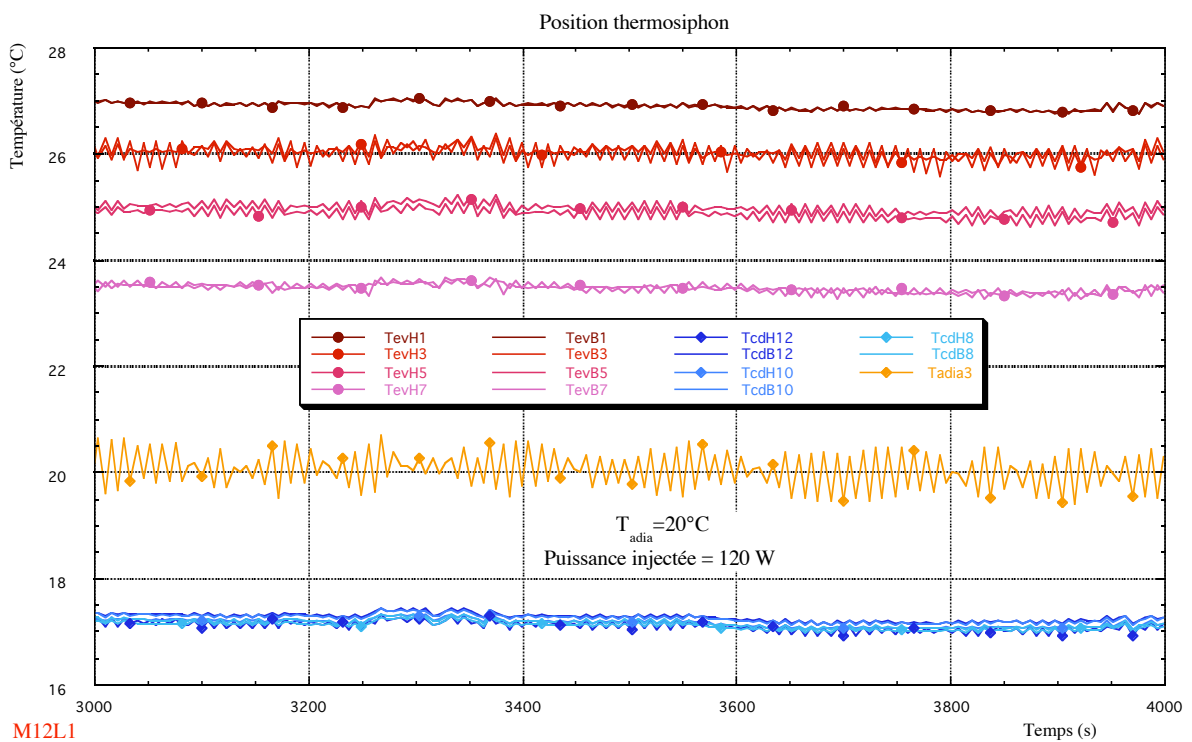
1 Mode thermosiphon pur

1.1 Exemples typiques de courbes temporelles

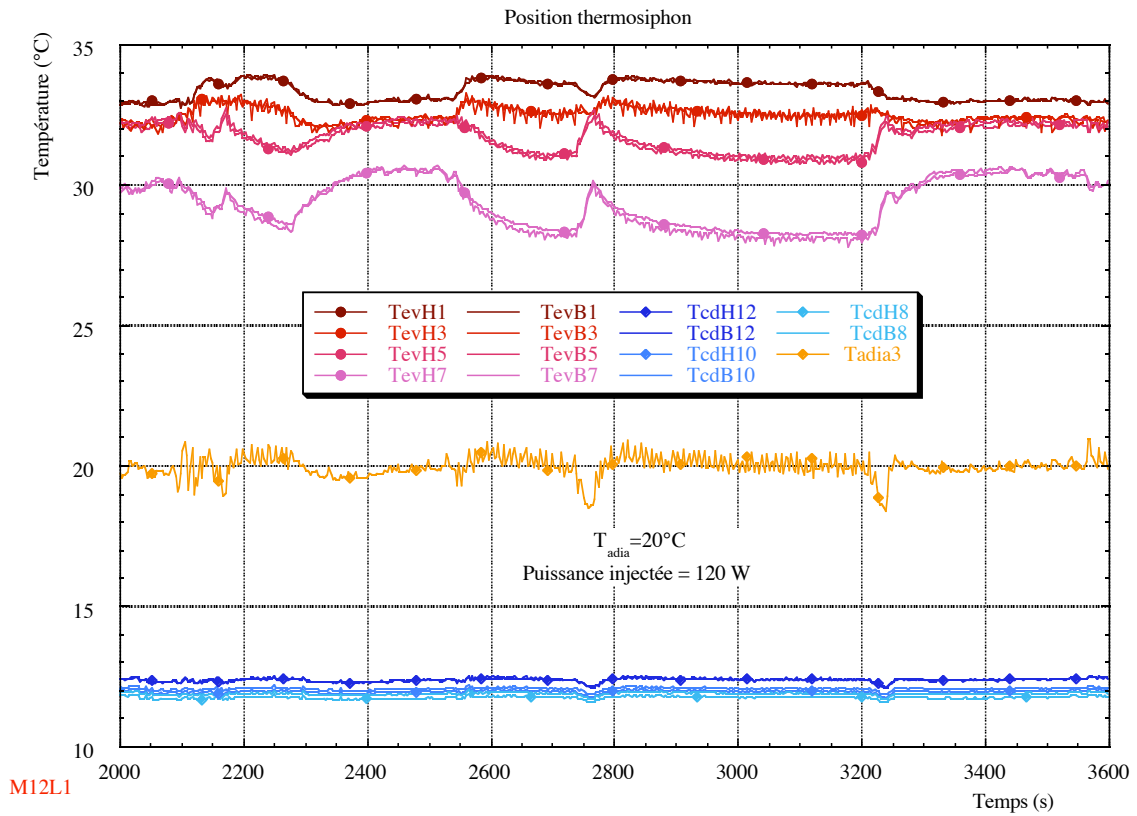
1.1.1 M12L1 - T_{adia}=0°C - P=50 W



1.1.2 M12L1 - T_{adia}=20°C - P=50 W

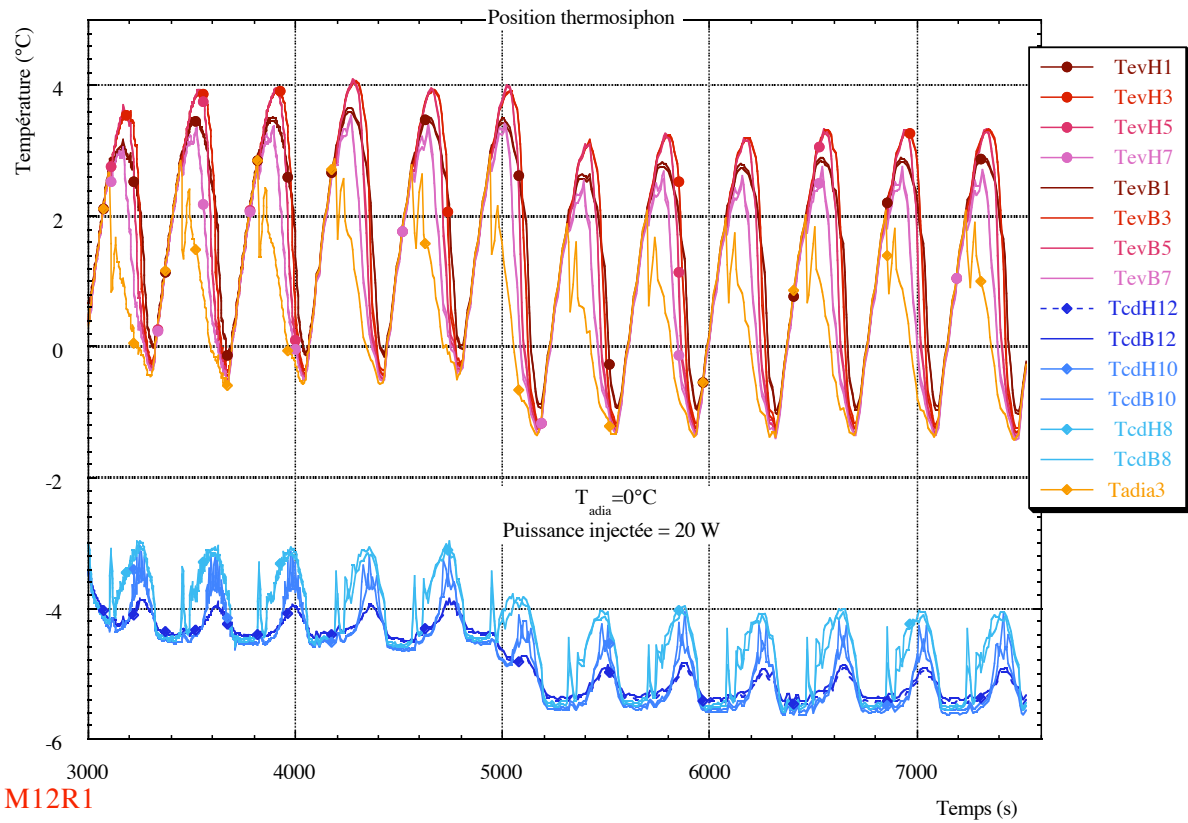


1.1.3 M12L1 - $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$ - $P=120\text{ W}$

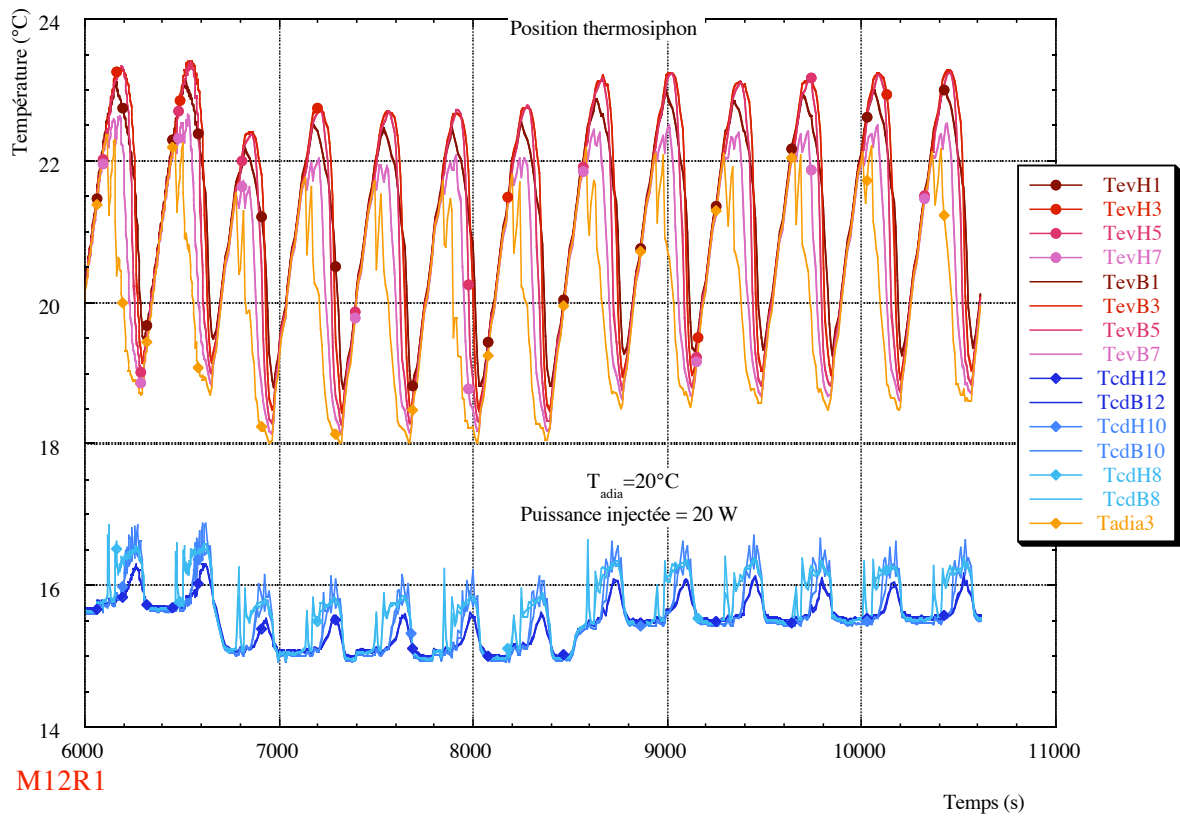


1.2 Exemple d'influence de la température adiabatique

1.2.1 M12R1 - $T_{adia}=0^{\circ}\text{C}$ - $P=20\text{ W}$

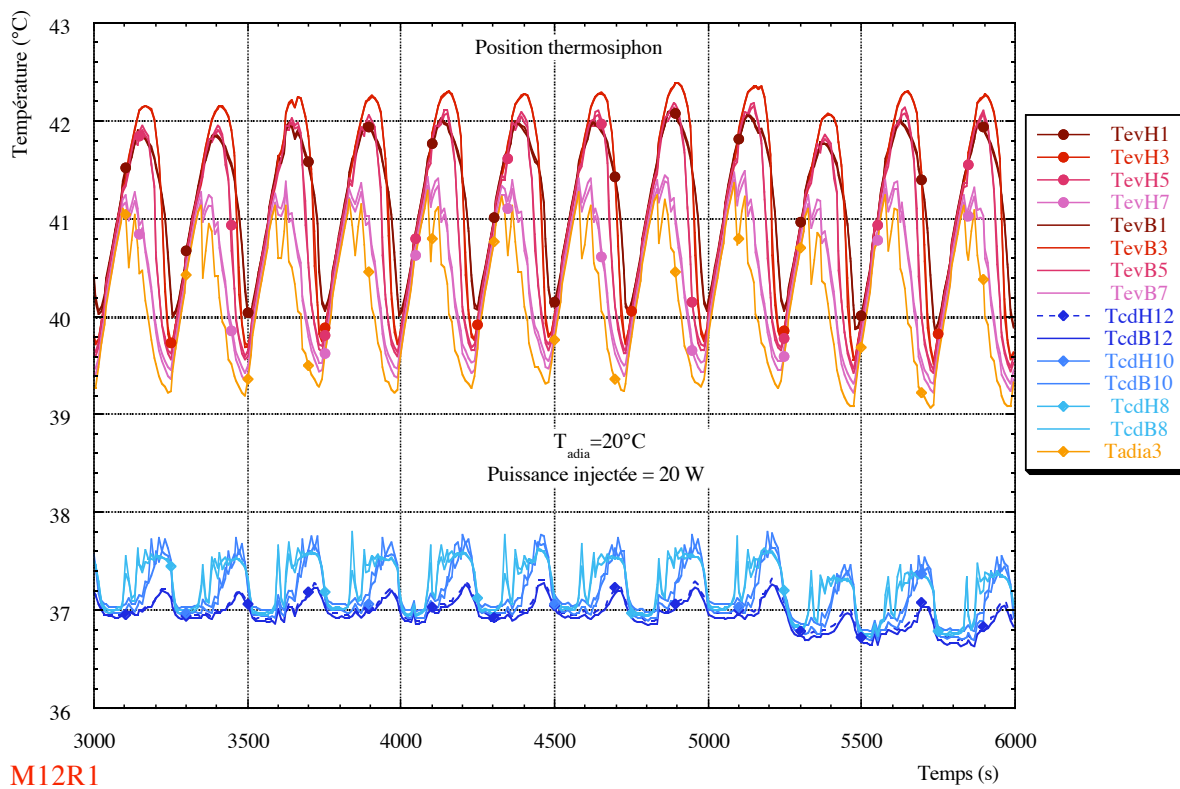


1.2.2 M12R1 - Tadia=20°C - P=20 W



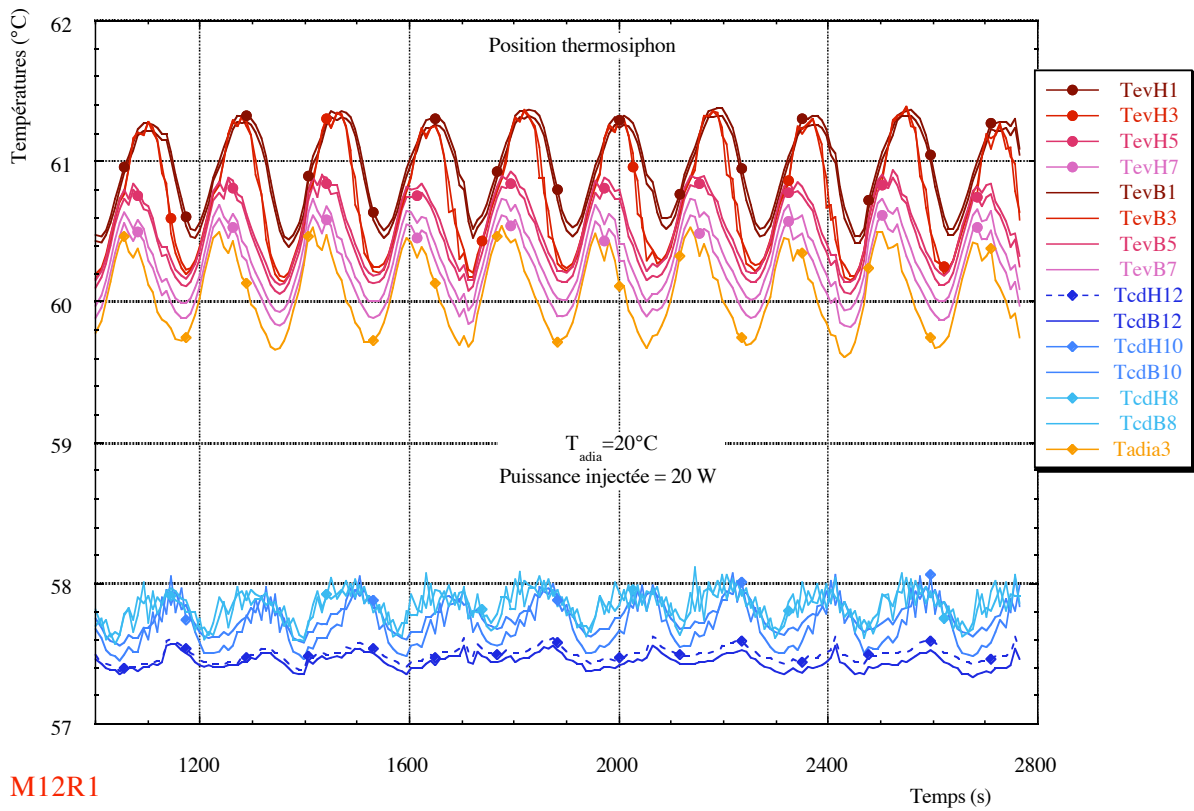
M12R1

1.2.3 M12R1 - Tadia=40°C - P=20 W

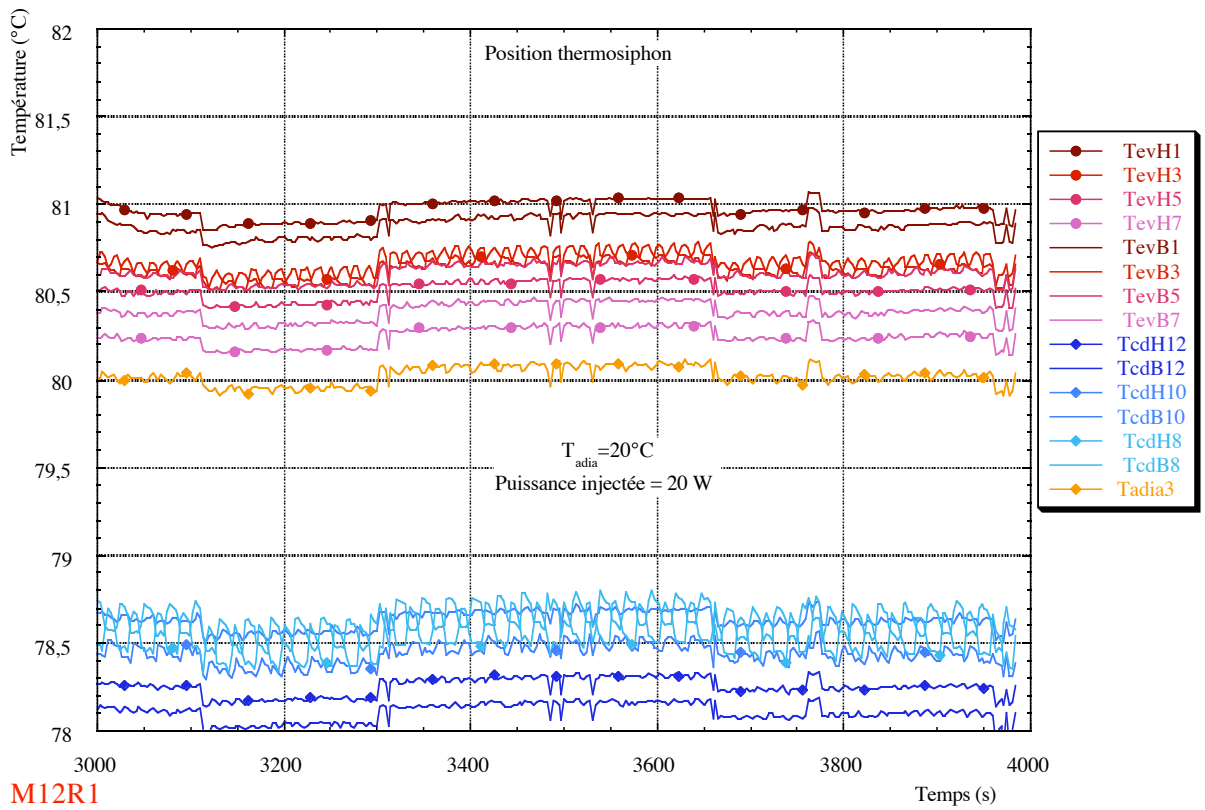


M12R1

1.2.4 M12R1 - T_{adia}=60°C - P=20 W



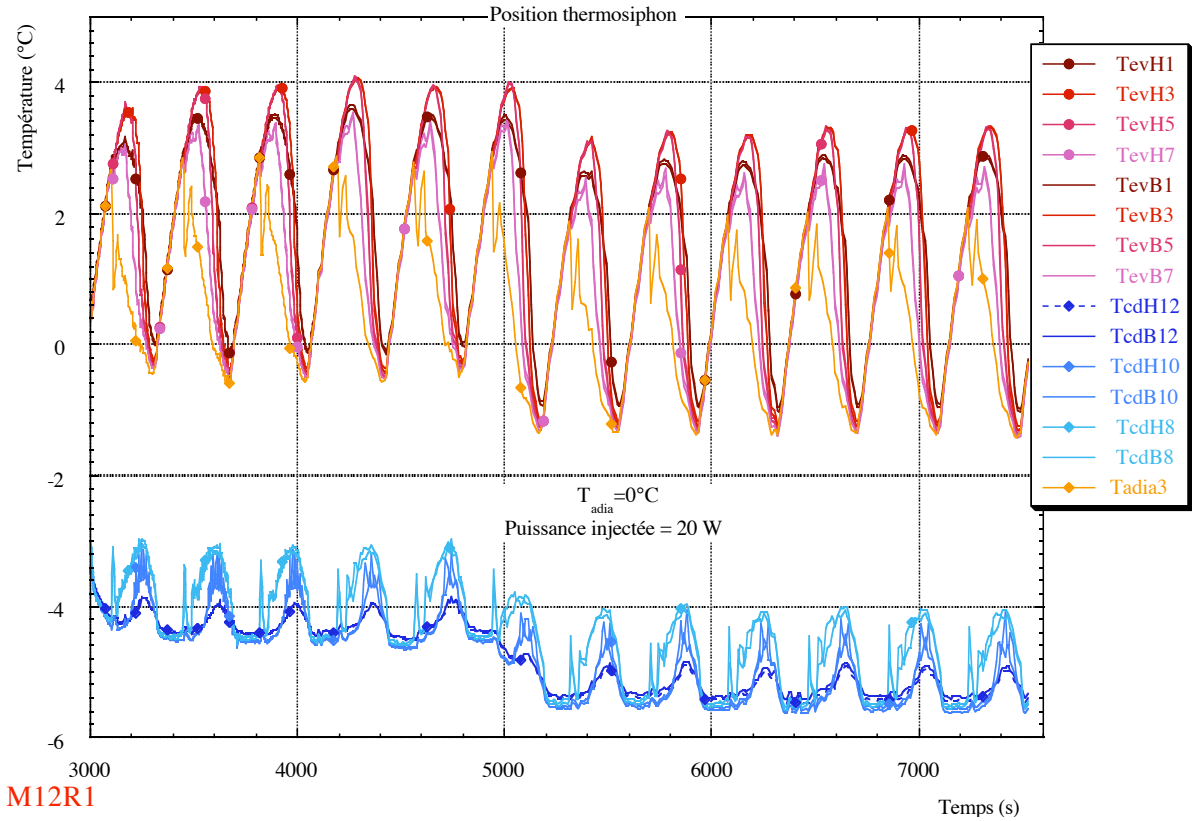
1.2.5 M12R1 - T_{adia}=80°C - P=20 W



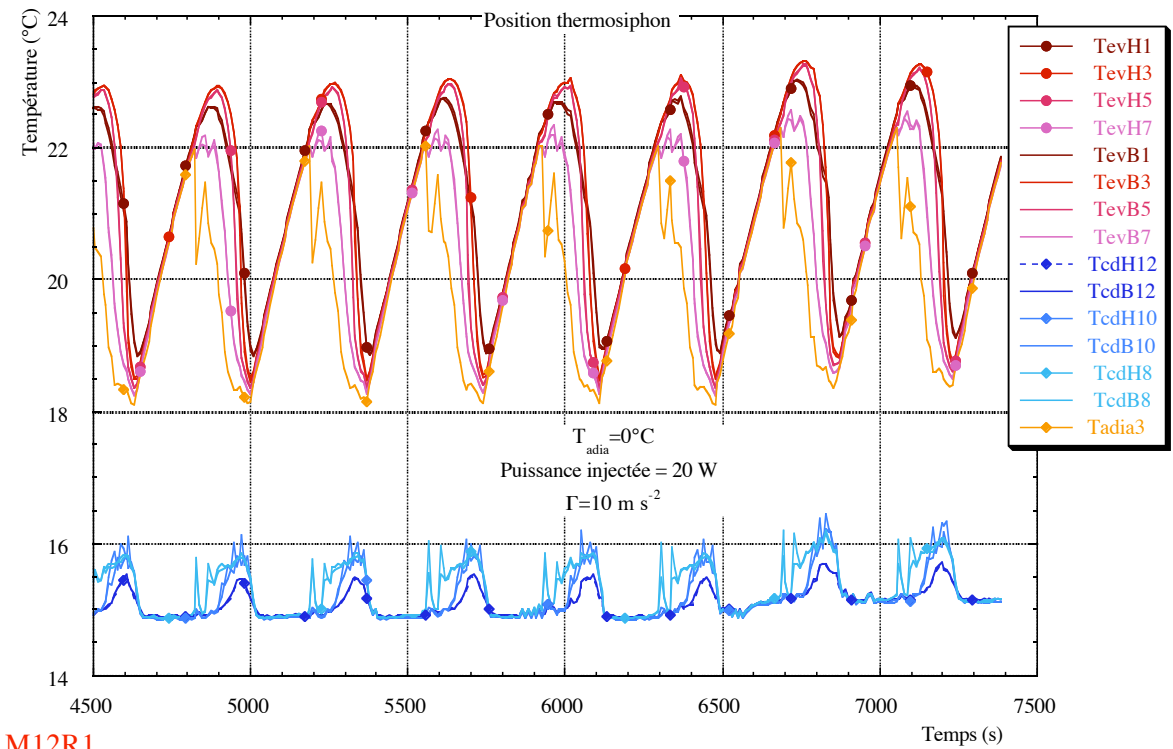
2 Mode thermosiphon avec accélération transversale

2.1 Exemple d'influence du niveau d'accélération

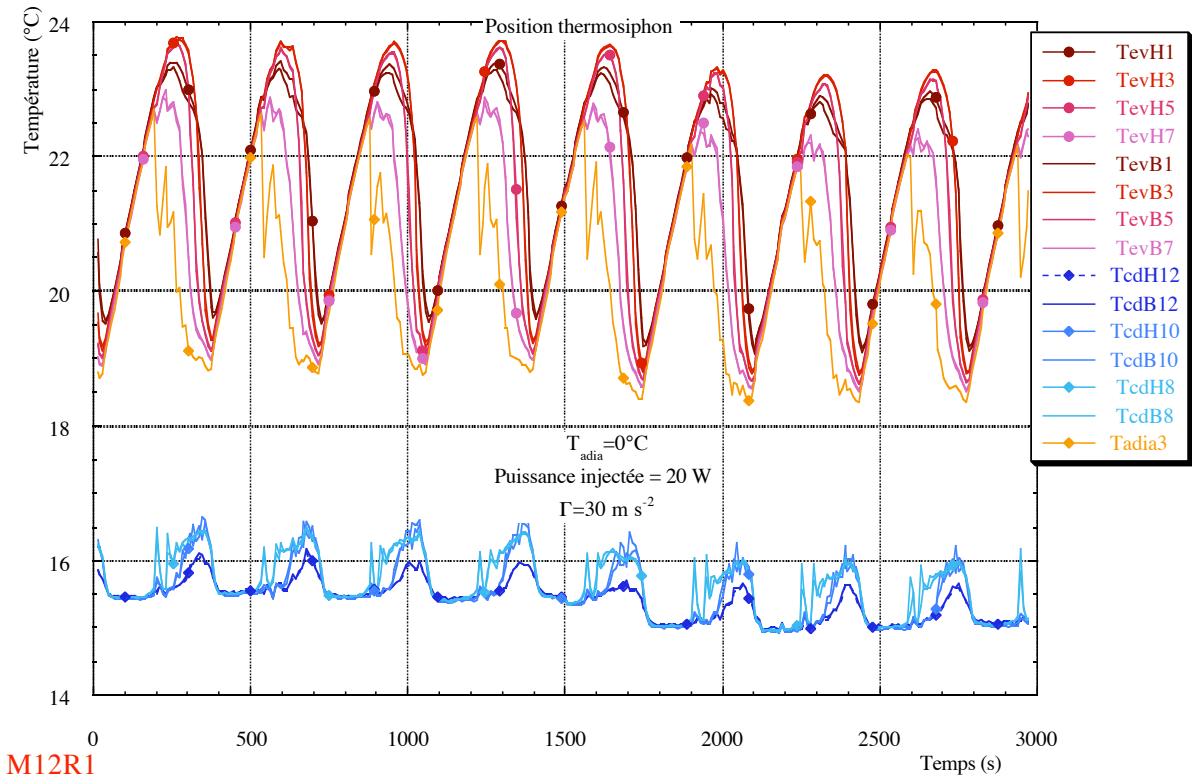
2.1.1 M12R1 - $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$ - $P=20\text{ W}$ - $\Gamma=0\text{ m s}^{-2}$



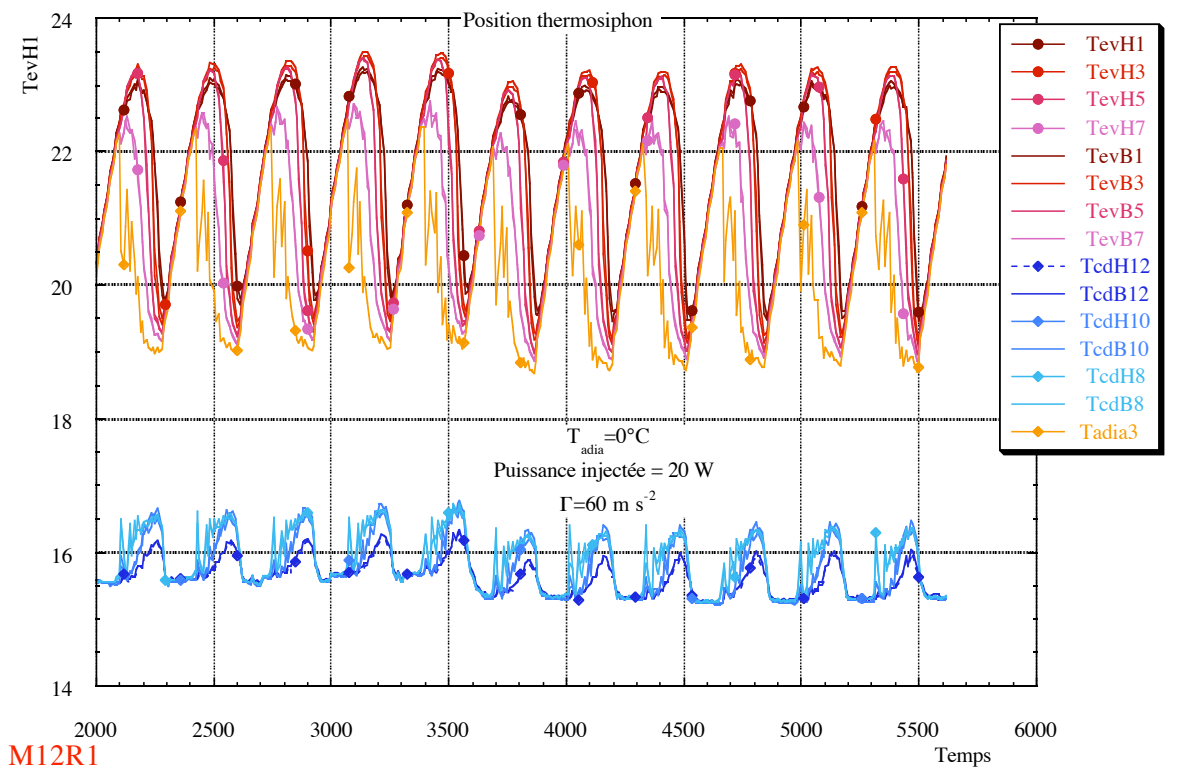
2.1.2 M12R1 - $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$ - $P=20\text{ W}$ - $\Gamma=10\text{ m s}^{-2}$



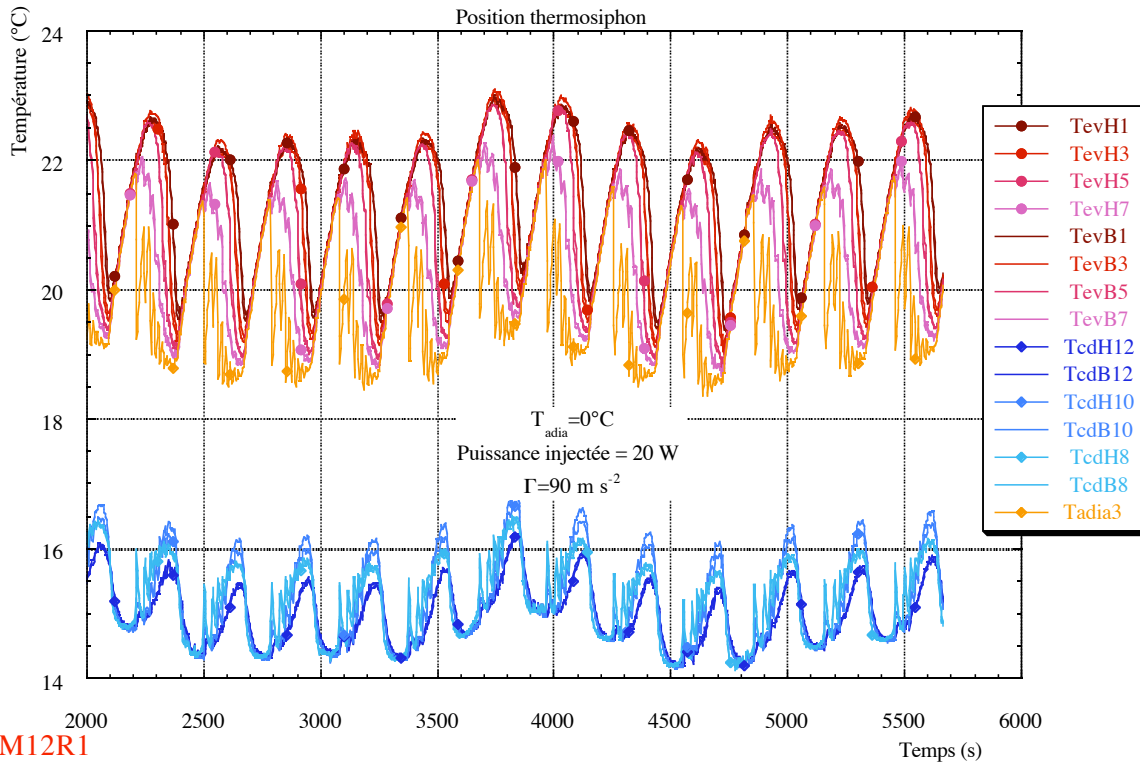
2.1.3 M12R1 - $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$ - $P=20\text{ W}$ - $\Gamma=30\text{ m s}^{-2}$



2.1.4 M12R1 - $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$ - $P=20\text{ W}$ - $\Gamma=60\text{ m s}^{-2}$

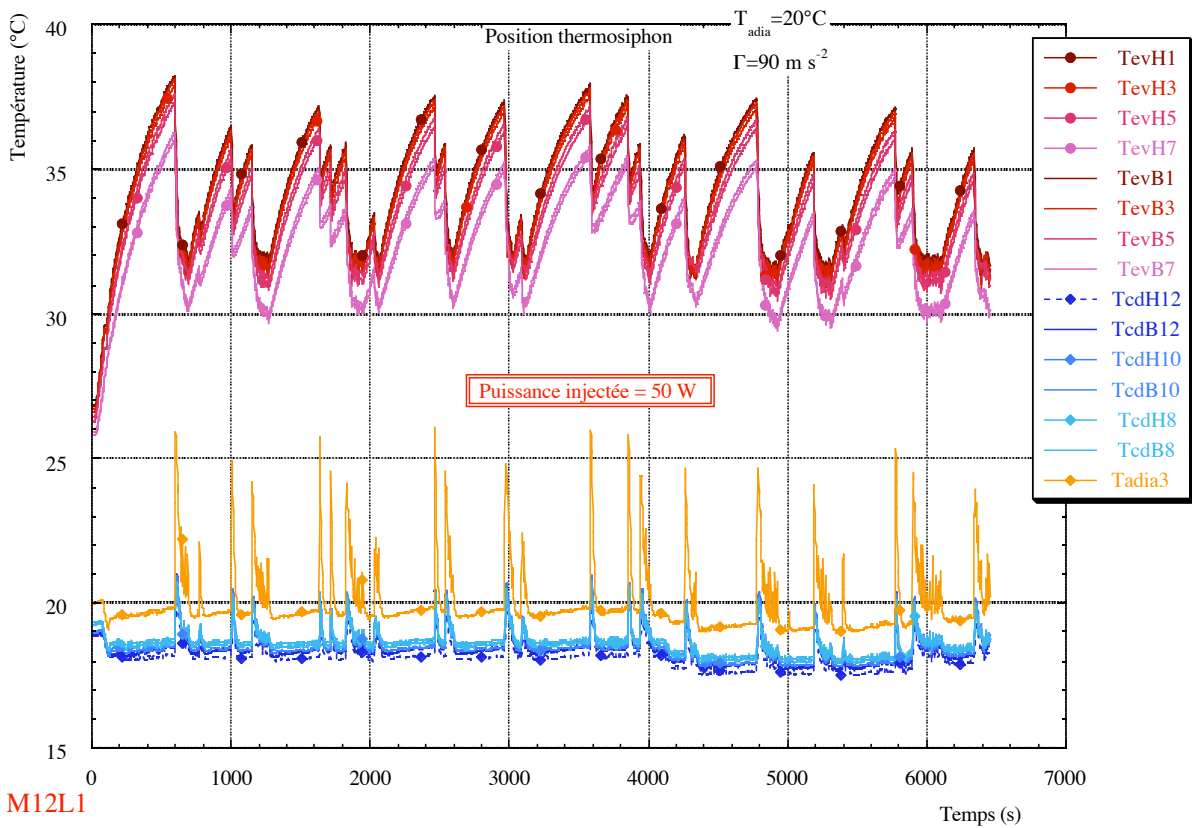


2.1.5 M12R1 - $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$ - $P=20\text{ W}$ - $\Gamma=90\text{ m s}^{-2}$

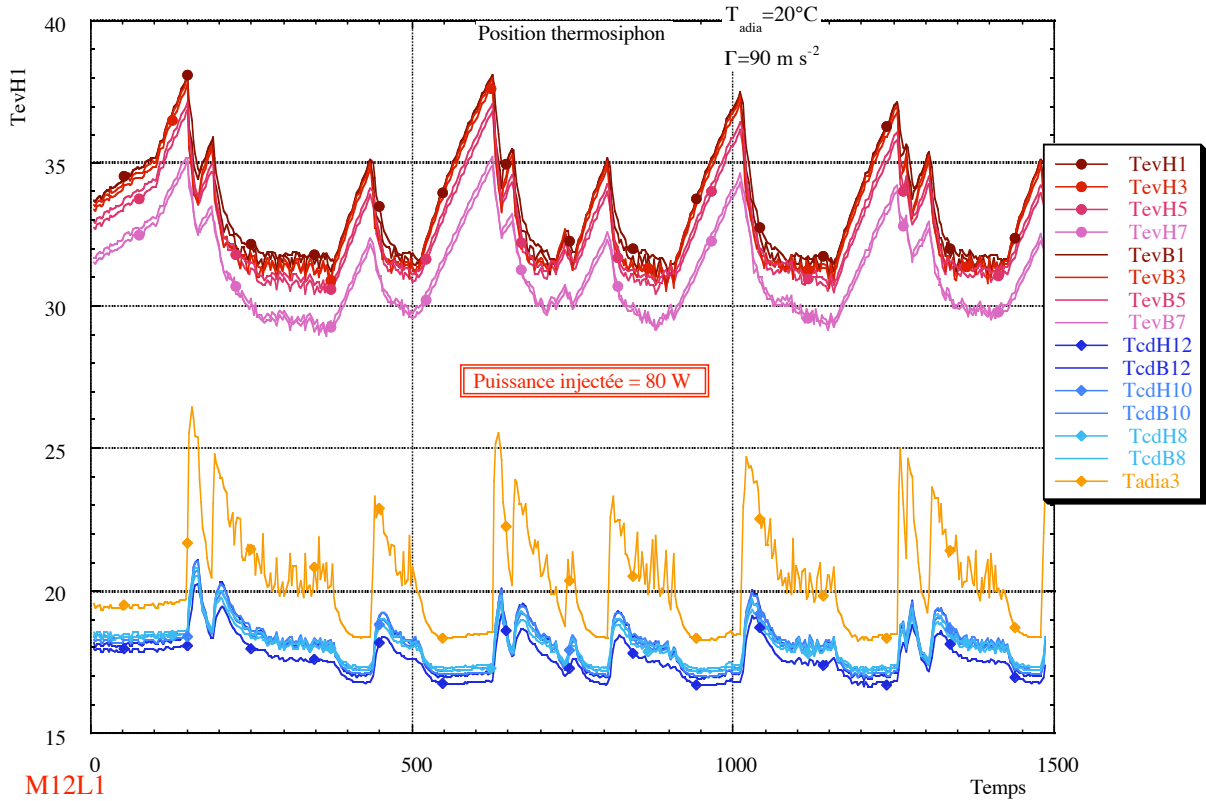


2.2 Exemple d'influence de la puissance pour une accélération donnée et une température adiabatique donnée

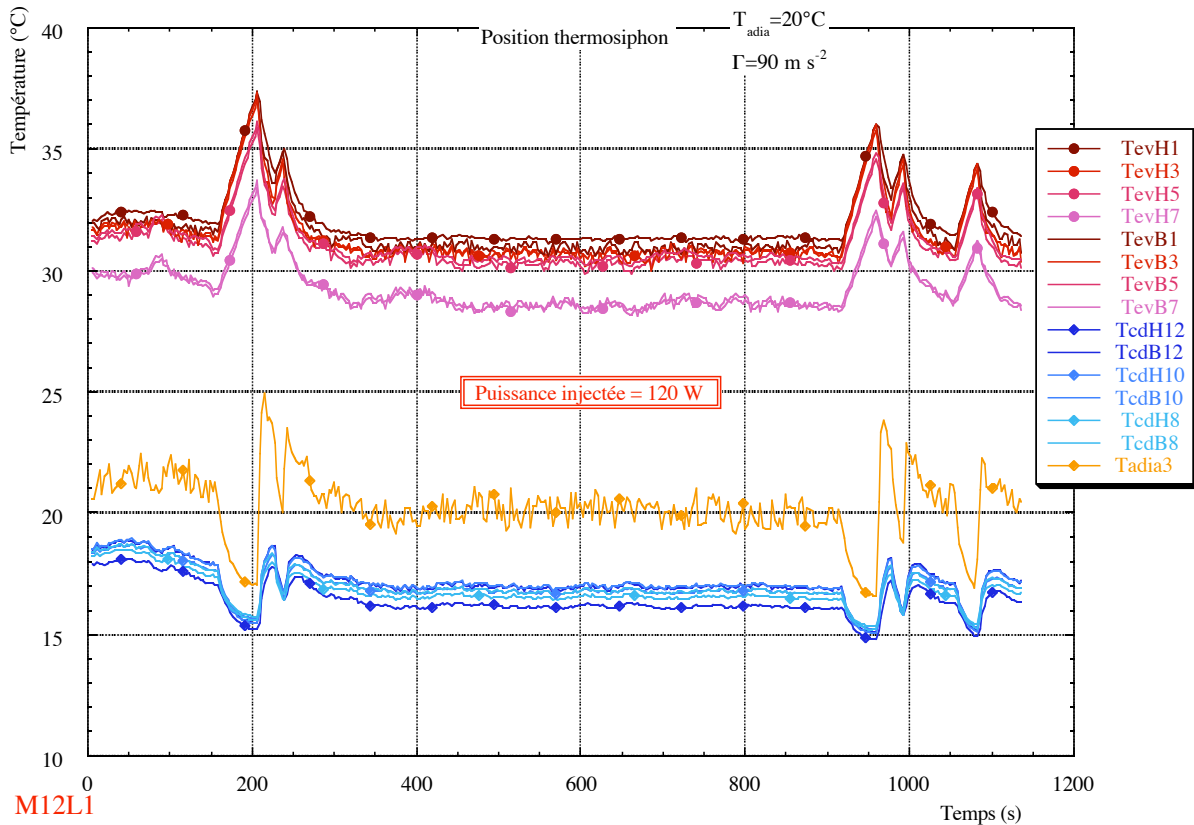
2.2.1 M12L1 - $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$ - $P=50\text{ W}$ - $\Gamma=90\text{ m s}^{-2}$



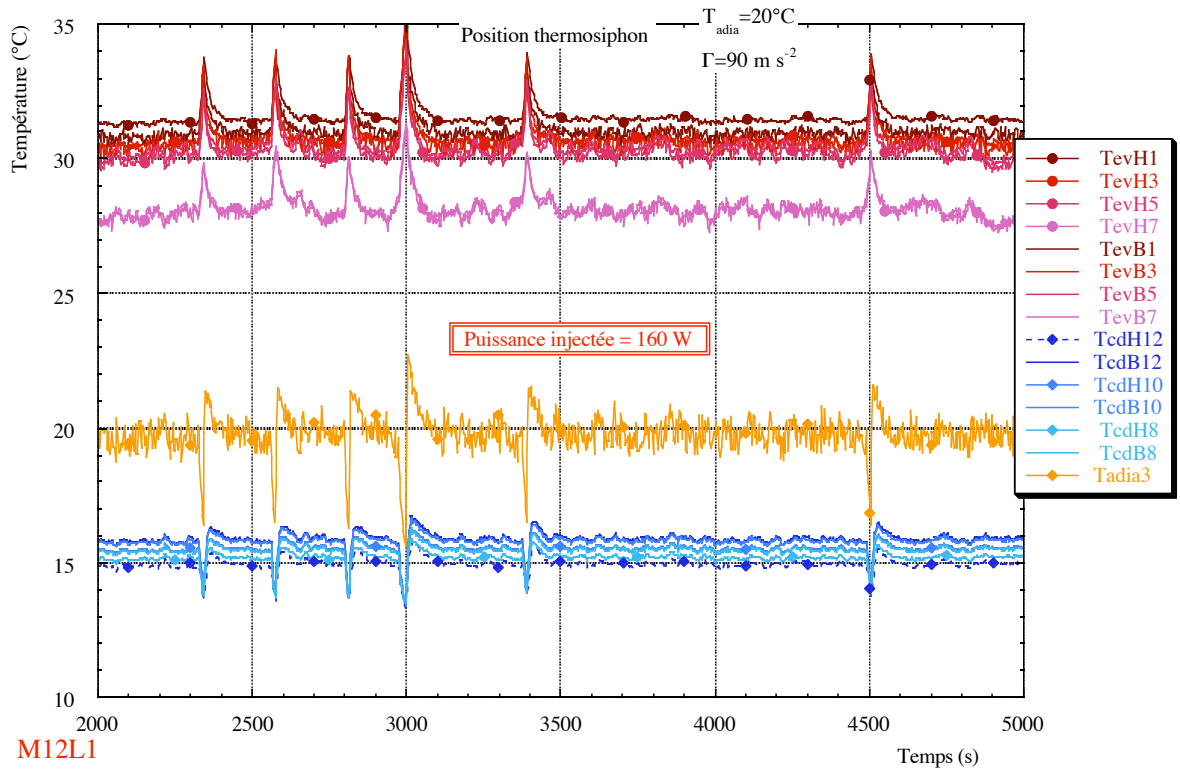
2.2.2 M12L1 - T_{adia}=20°C - P=80 W - $\Gamma=90 \text{ m s}^{-2}$



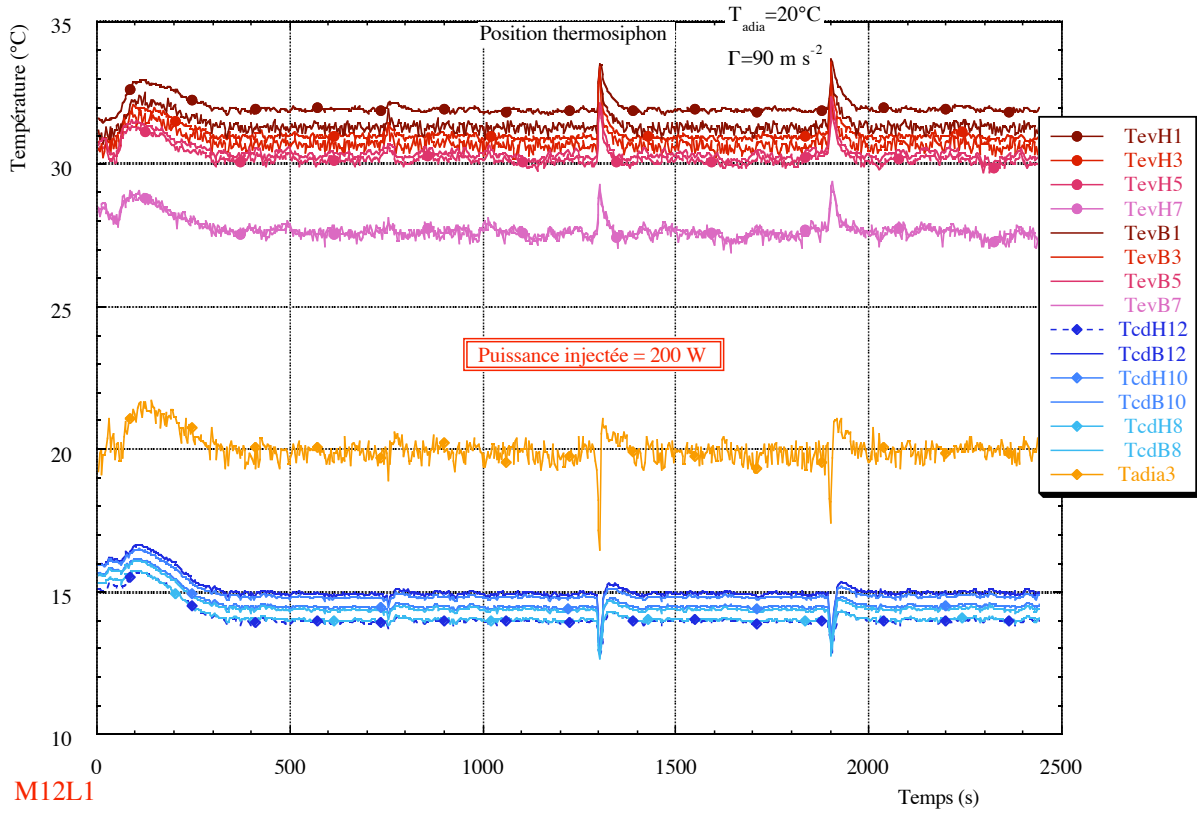
2.2.3 M12L1 - T_{adia}=20°C - P=120 W - $\Gamma=90 \text{ m s}^{-2}$

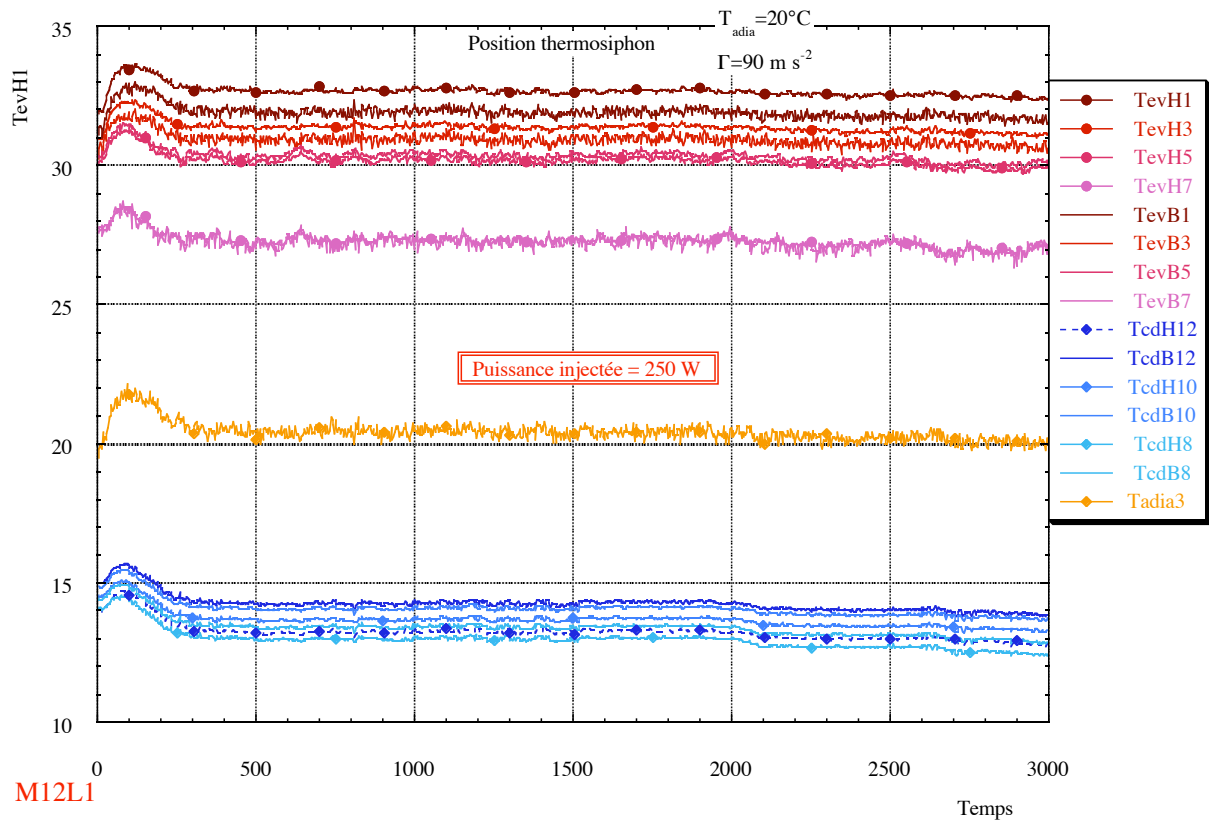


2.2.4 M12L1 - $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$ - $P=1600\text{ W}$ - $\Gamma=90\text{ m s}^{-2}$



2.2.5 M12L1 - $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$ - $P=200\text{ W}$ - $\Gamma=90\text{ m s}^{-2}$



2.2.6 M12L1 - $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$ - $P=250\text{ W}$ - $\Gamma=90\text{ m s}^{-2}$ 

Annexe A26

Cette annexe regroupe, pour les trois caloducs à méthanol testés (M16L1, M12L1 et M12R1), les essais comparatifs entre la position thermosiphon avec une accélération transversale de 10 m s^{-2} et la position horizontale avec une accélération longitudinale moyenne de 10 m s^{-2} .

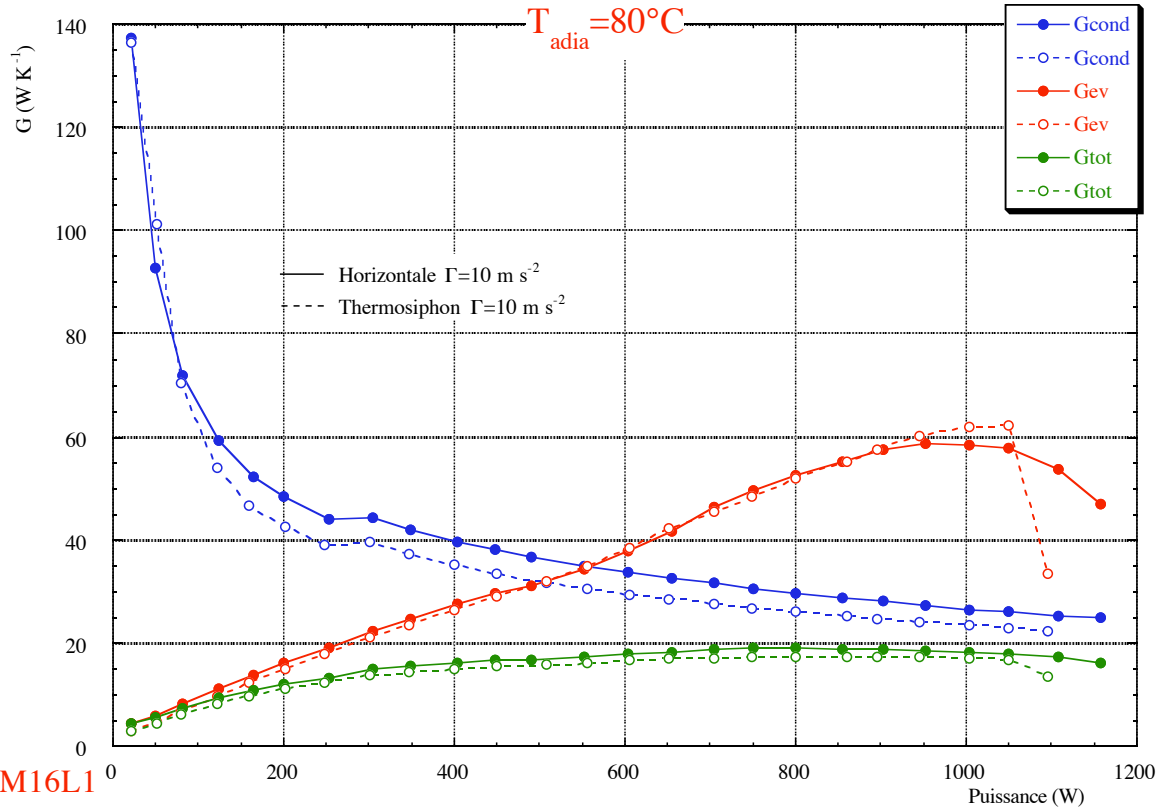
A26 Comparaison entre les positions thermosiphon et horizontale **26-3**

1 Caloduc M16L1 -----	26-3
1.1.1 Tadia=0°C	26-3
2 Caloduc M12L1 -----	26-3
2.1.1 Tadia=0°C	26-3
2.1.2 Tadia=20°C	26-4
2.1.3 Tadia=80°C	26-4
3 Caloduc M12R1 -----	26-5
3.1.1 Tadia=0°C	26-5
3.1.2 Tadia=0°C	26-5

A26 Comparaison entre les positions thermosiphon et horizontale

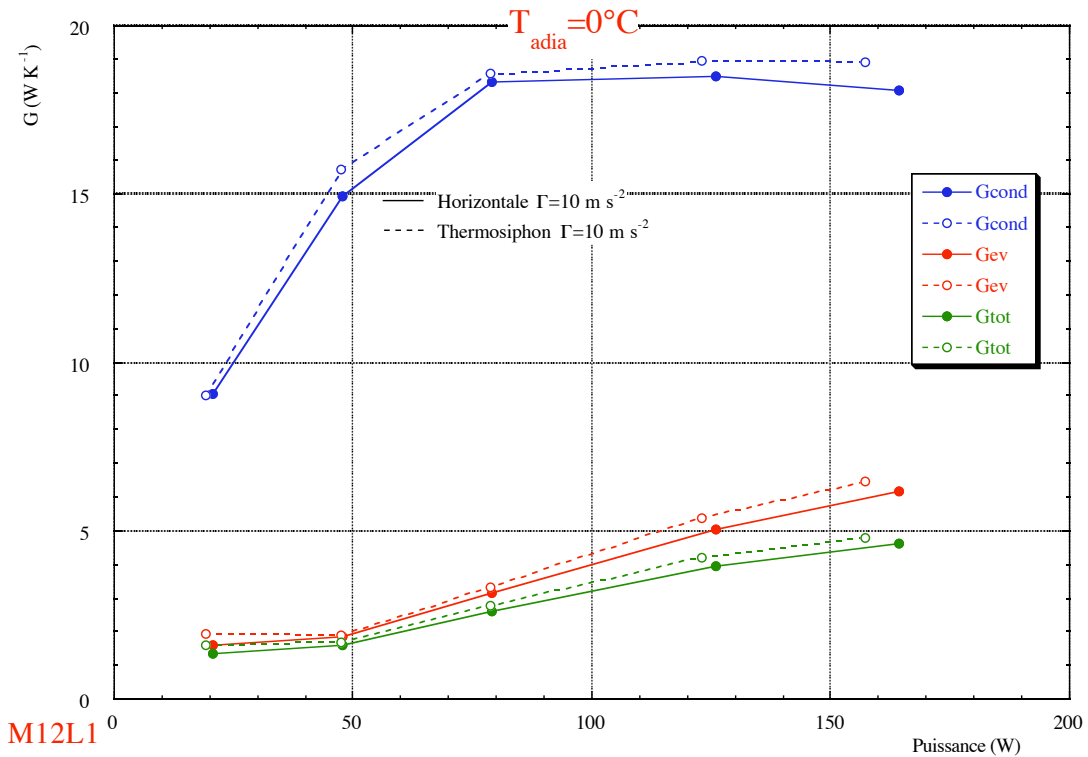
1 Caloduc M16L1

1.1.1 $T_{adia}=0^{\circ}\text{C}$

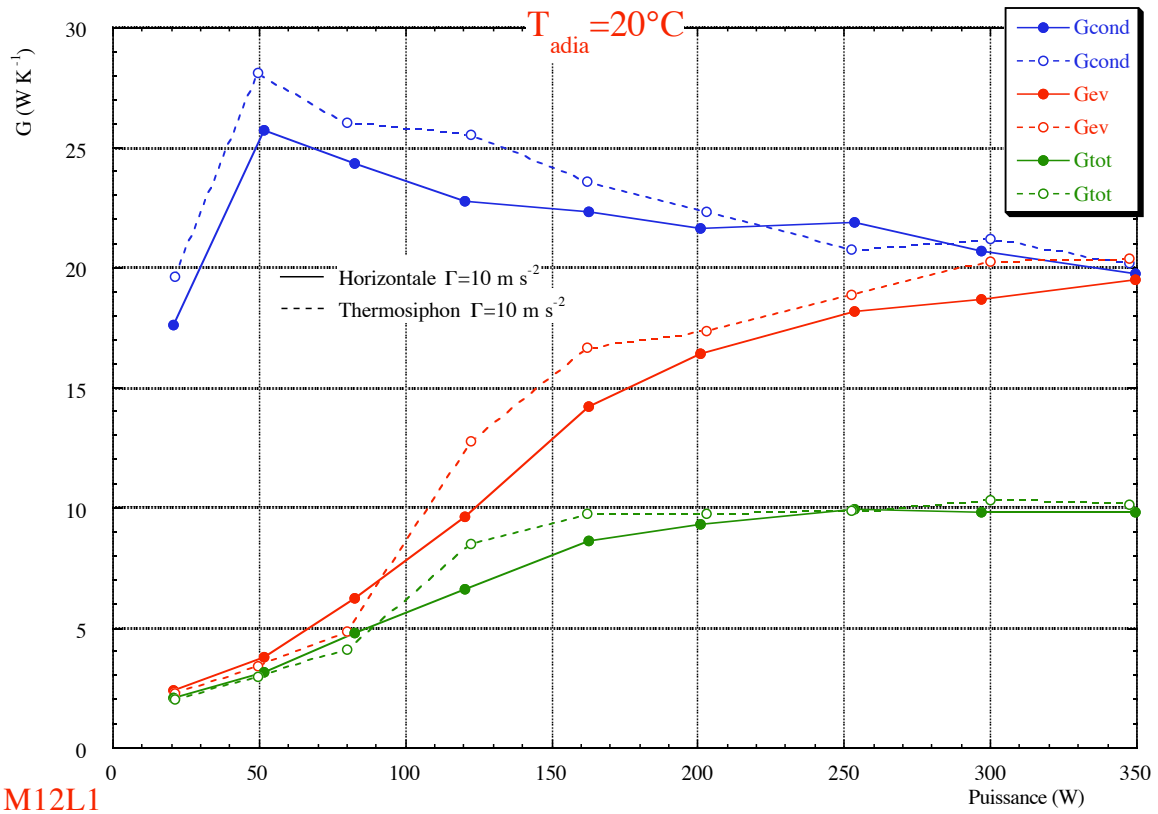


2 Caloduc M12L1

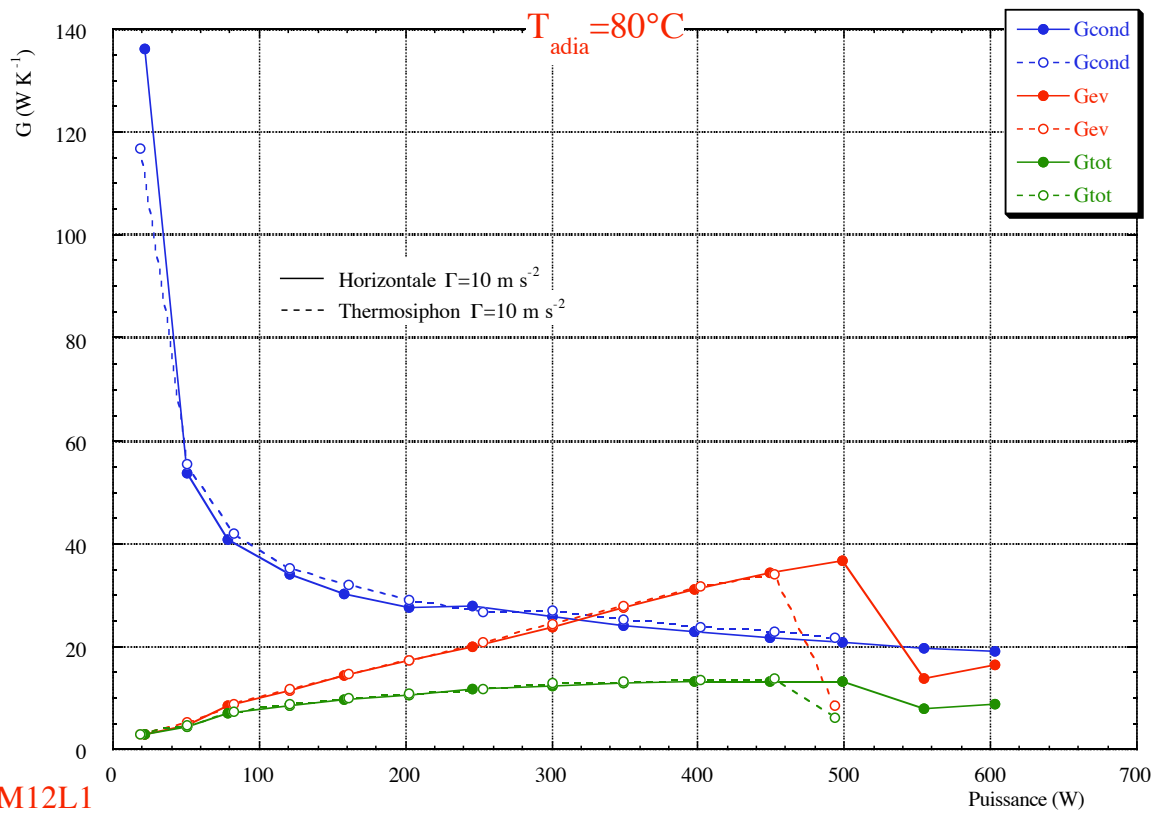
2.1.1 $T_{adia}=0^{\circ}\text{C}$



2.1.2 $T_{adia}=20^{\circ}\text{C}$

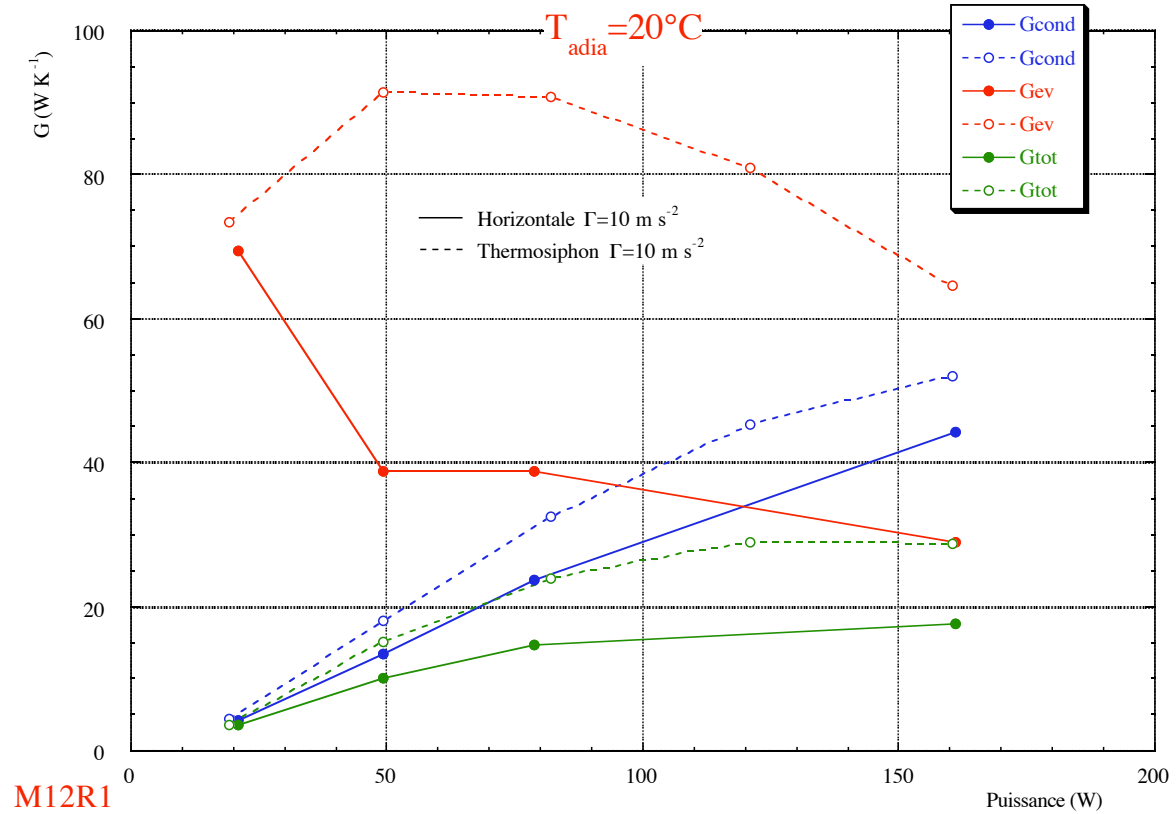


2.1.3 $T_{adia}=80^{\circ}\text{C}$

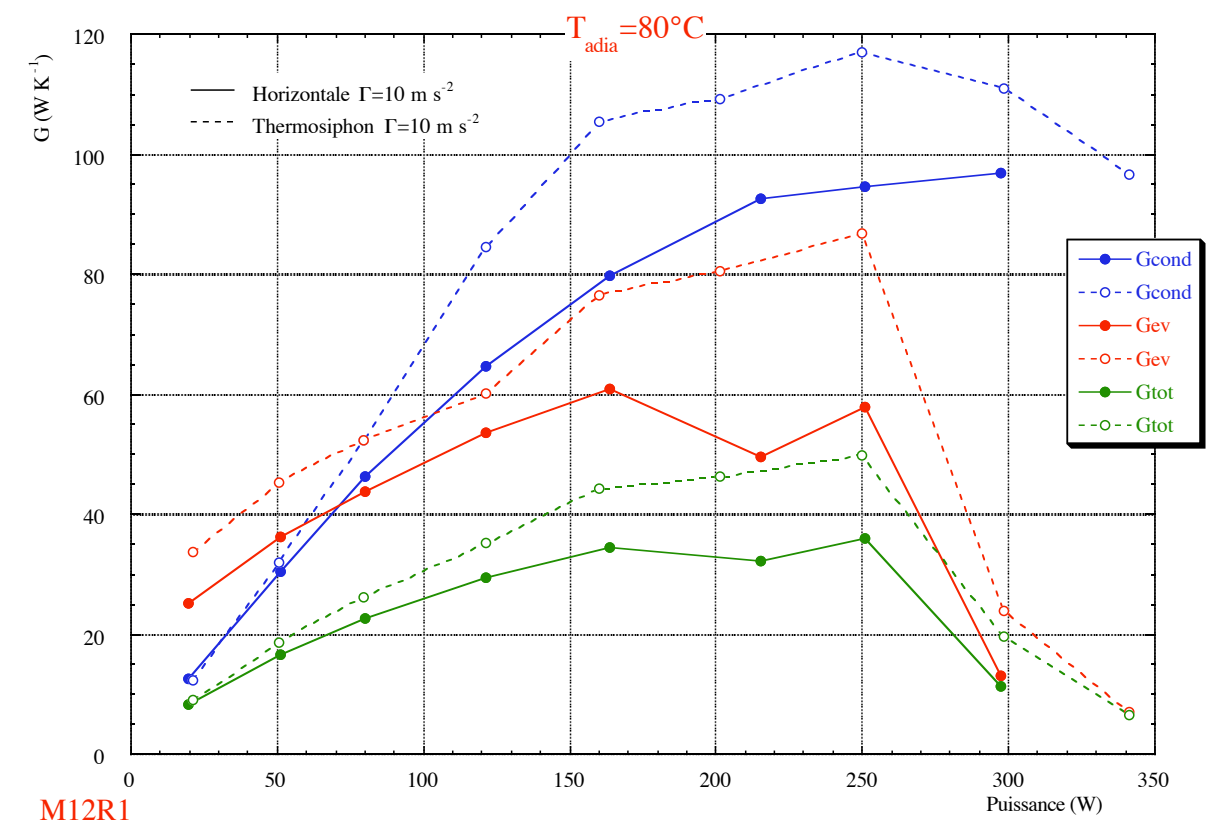


3 Caloduc M12R1

3.1.1 $T_{adia}=0^{\circ}\text{C}$



3.1.2 $T_{adia}=0^{\circ}\text{C}$



Annexe A27

Pour chacun des trois caloducs testés en position horizontale (M16L1, M12L1 et M12R1), nous avons regroupé dans cette annexe les courbes liées à l'interprétation de l'évolution des **conductances au condenseur** en fonction de la puissance transférée. Pour chaque caloduc, les courbes sont présentées en deux groupes permettant de visualiser l'influence de la température adiabatique à accélération constante d'une part et l'influence de l'accélération à température adiabatique constante d'autre part.

A27 Position horizontale : Les conductances au condenseur **27-3**

1	Caloduc M16L1 -----	27-3
1.1	Influence de la température adiabatique	27-3
1.1.1	$\Gamma=10 \text{ m s}^{-2}$	27-3
1.1.2	$\Gamma=30 \text{ m s}^{-2}$	27-4
1.1.3	$\Gamma=60 \text{ m s}^{-2}$	27-4
1.1.4	$\Gamma=90 \text{ m s}^{-2}$	27-5
1.2	Influence de l'accélération	27-5
1.2.1	$T_{adia} = 0^{\circ}\text{C}$	27-5
1.2.2	$T_{adia} = 20^{\circ}\text{C}$	27-6
1.2.3	$T_{adia} = 40^{\circ}\text{C}$	27-6
1.2.4	$T_{adia} = 60^{\circ}\text{C}$	27-7
1.2.5	$T_{adia} = 80^{\circ}\text{C}$	27-7

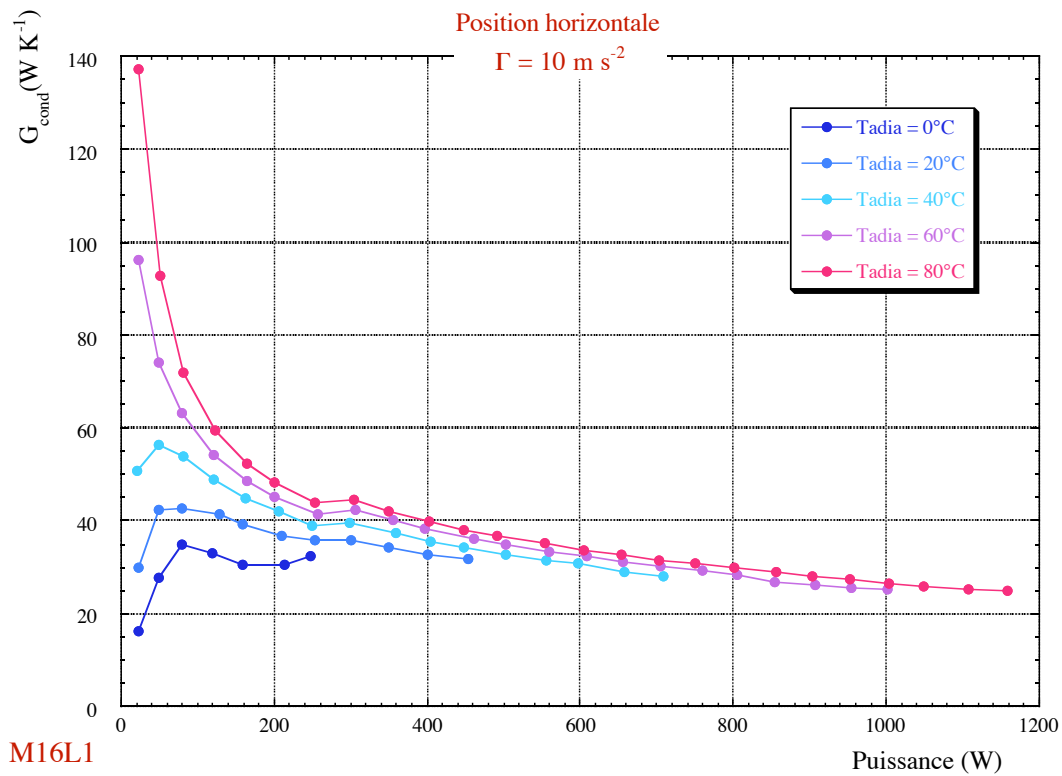
2 Caloduc M12L1 -----	27-8
2.1 Influence de la température adiabatique	27-8
2.1.1 $\Gamma=10 \text{ m s}^{-2}$	27-8
2.1.2 $\Gamma=30 \text{ m s}^{-2}$	27-9
2.1.3 $\Gamma=60 \text{ m s}^{-2}$	27-9
2.1.4 $\Gamma=90 \text{ m s}^{-2}$	27-10
2.2 Influence de l'accélération	27-10
2.2.1 $T_{adia} = 0^{\circ}\text{C}$	27-10
2.2.2 $T_{adia} = 20^{\circ}\text{C}$	27-11
2.2.3 $T_{adia} = 40^{\circ}\text{C}$	27-11
2.2.4 $T_{adia} = 60^{\circ}\text{C}$	27-12
2.2.5 $T_{adia} = 80^{\circ}\text{C}$	27-12
2.2.6 $T_{adia} = 100^{\circ}\text{C}$	27-13
3 Caloduc M12R1 -----	27-13
3.1 Influence de la température adiabatique	27-13
3.1.1 $\Gamma=10 \text{ m s}^{-2}$	27-13
3.1.2 $\Gamma=30 \text{ m s}^{-2}$	27-14
3.1.3 $\Gamma=60 \text{ m s}^{-2}$	27-14
3.1.4 $\Gamma=90 \text{ m s}^{-2}$	27-15
3.2 Influence de l'accélération	27-15
3.2.1 $T_{adia} = 0^{\circ}\text{C}$	27-15
3.2.2 $T_{adia} = 20^{\circ}\text{C}$	27-16
3.2.3 $T_{adia} = 40^{\circ}\text{C}$	27-16
3.2.4 $T_{adia} = 60^{\circ}\text{C}$	27-17
3.2.5 $T_{adia} = 80^{\circ}\text{C}$	27-17
3.2.6 $T_{adia} = 100^{\circ}\text{C}$	27-18

A27 Position horizontale : Les conductances au condenseur

1 Caloduc M16L1

1.1 Influence de la température adiabatique

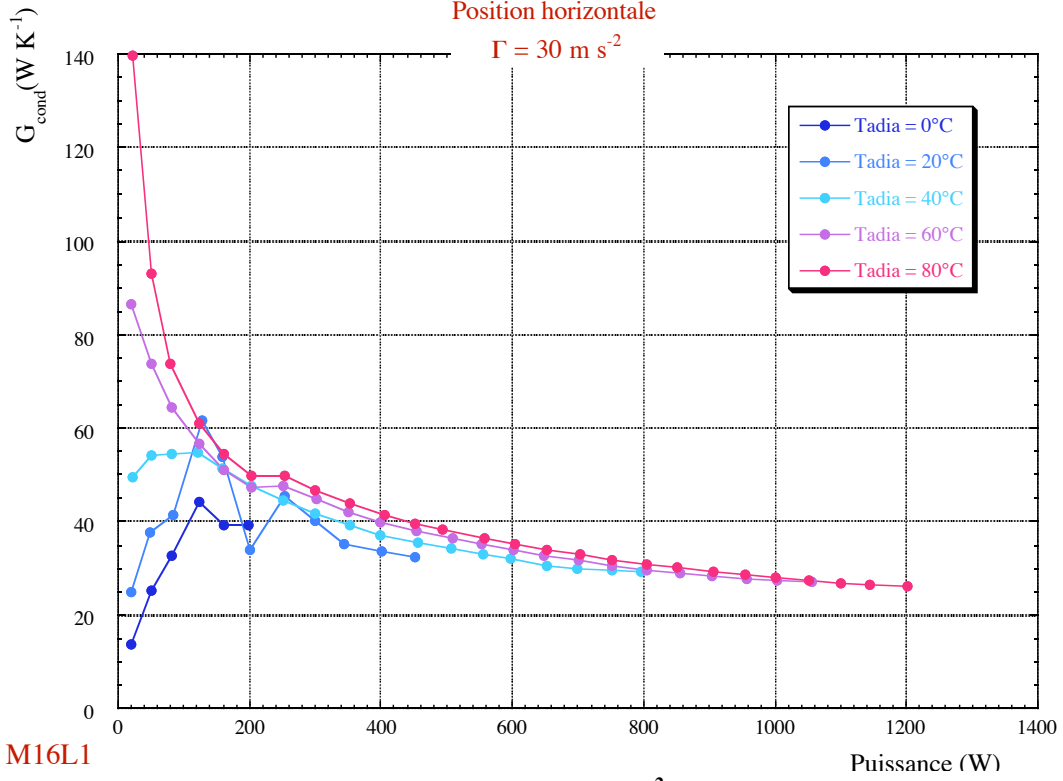
1.1.1 $\Gamma = 10 \text{ m s}^{-2}$



1.1.2 $\Gamma=30 \text{ m s}^{-2}$

Position horizontale

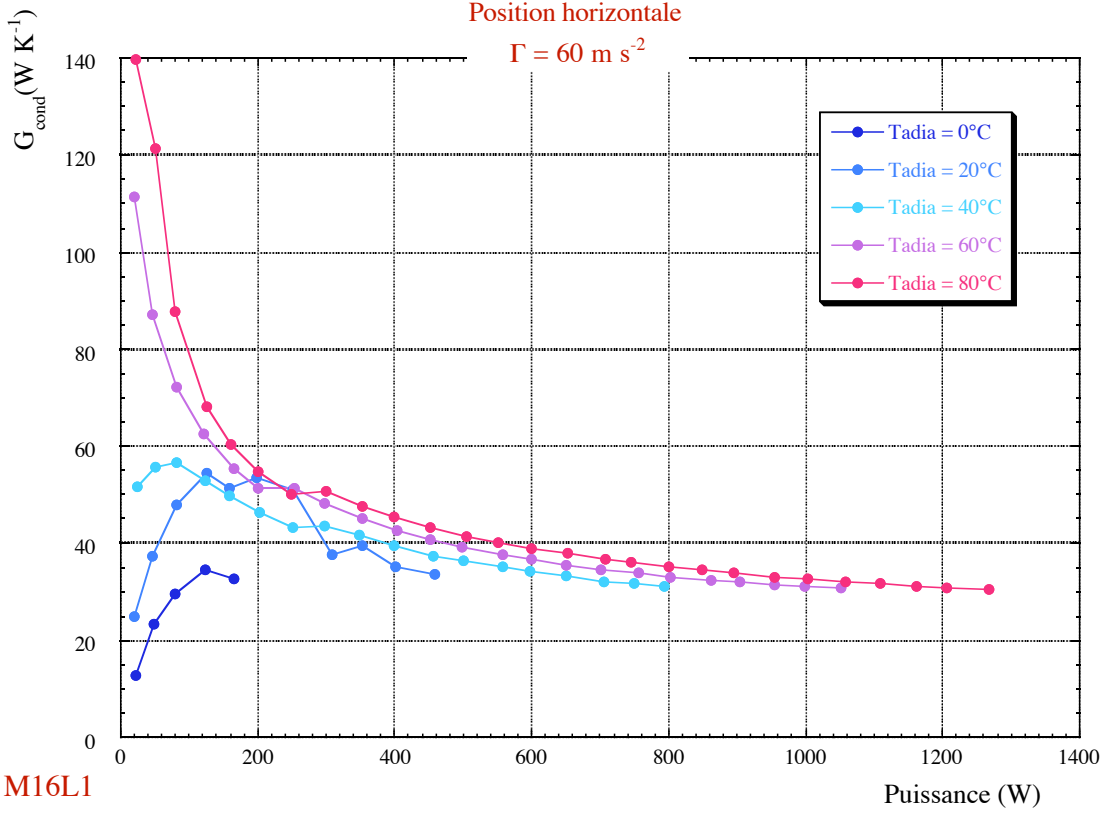
$\Gamma = 30 \text{ m s}^{-2}$



1.1.3 $\Gamma=60 \text{ m s}^{-2}$

Position horizontale

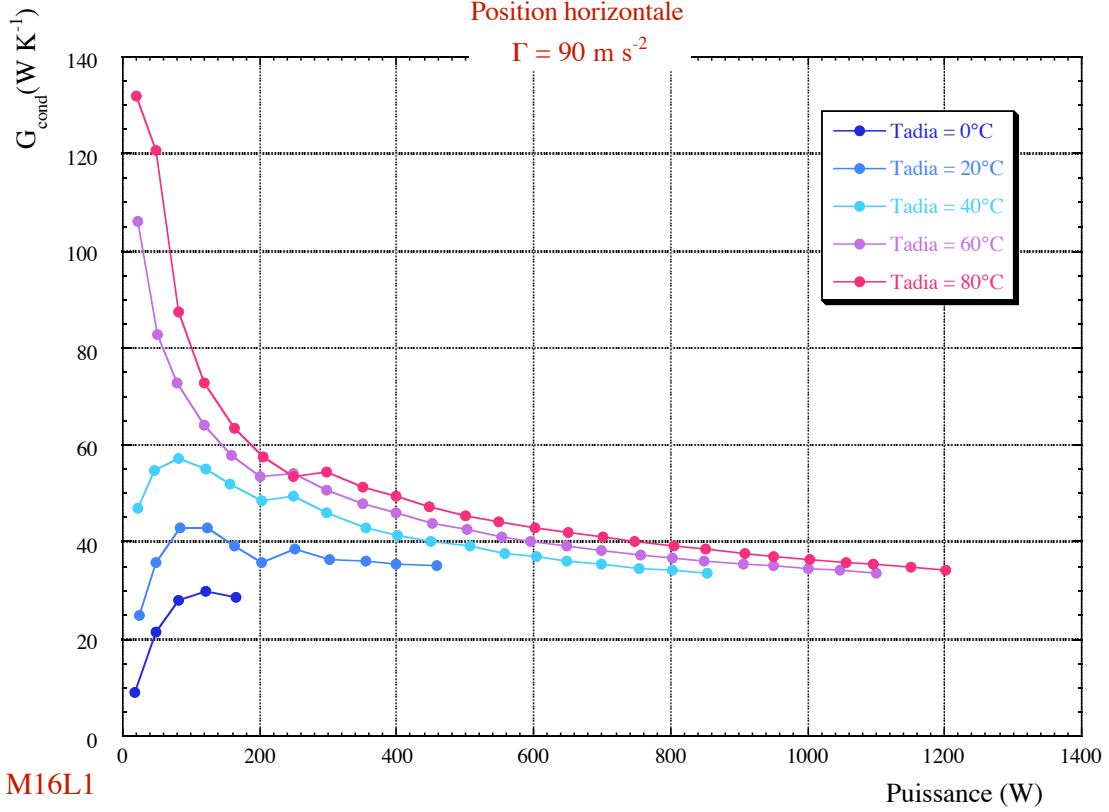
$\Gamma = 60 \text{ m s}^{-2}$



1.1.4 $\Gamma=90 \text{ m s}^{-2}$

Position horizontale

$\Gamma = 90 \text{ m s}^{-2}$

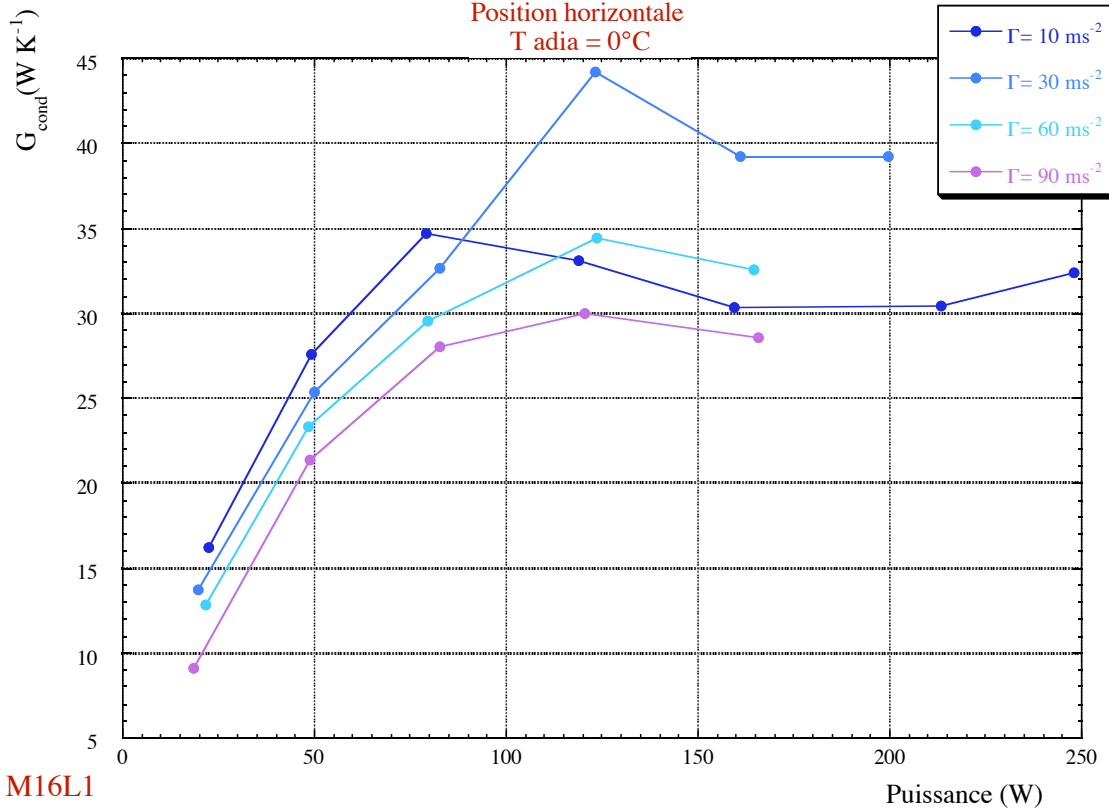


1.2 Influence de l'accélération

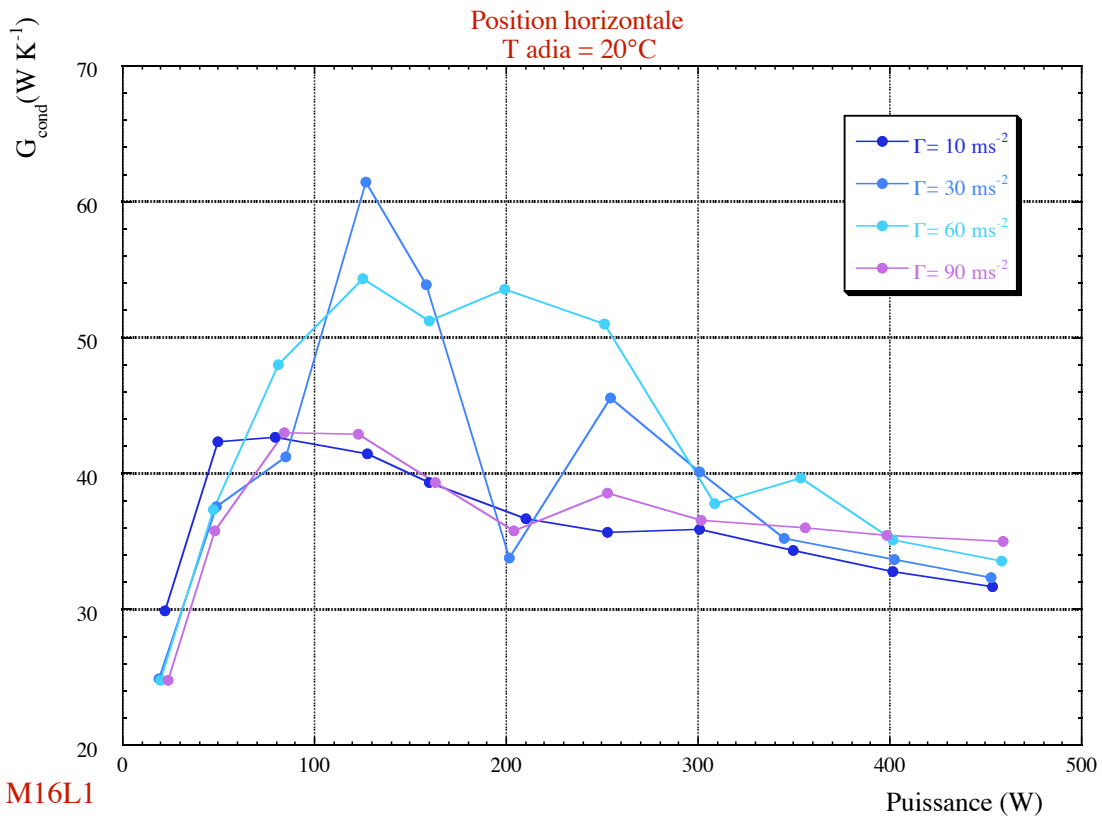
1.2.1 Tadia = 0°C

Position horizontale

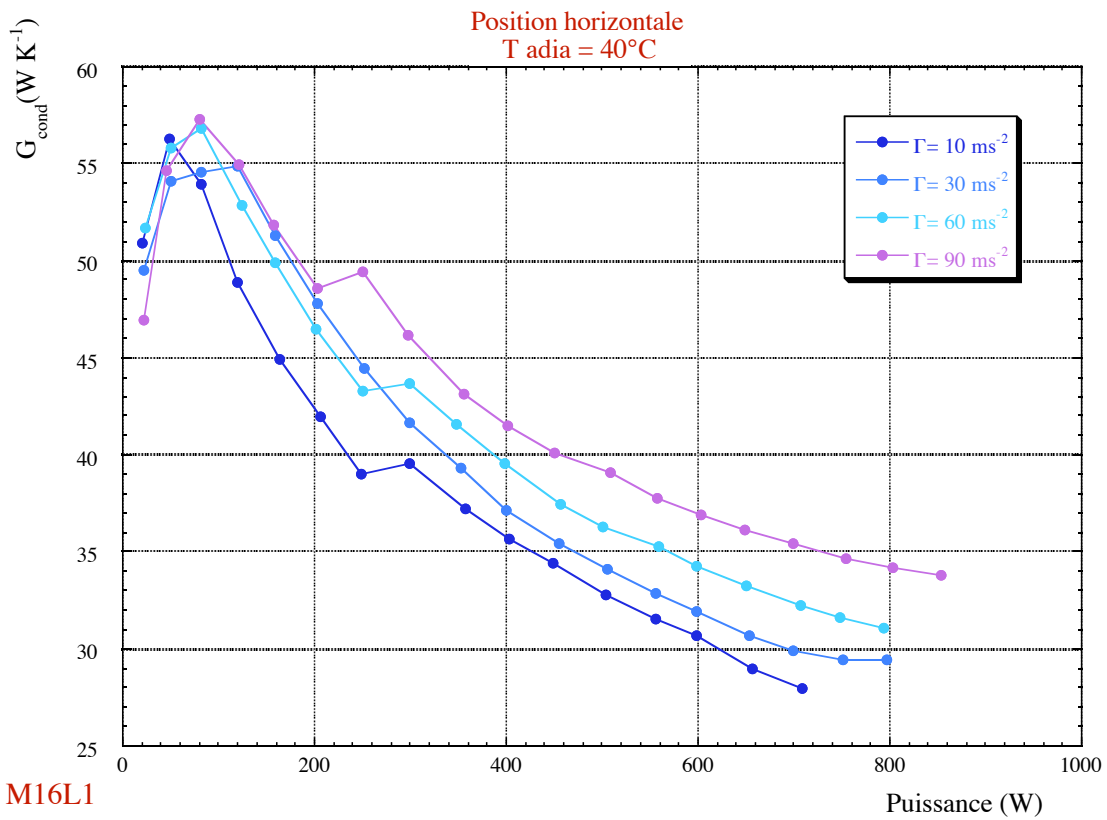
T adia = 0°C



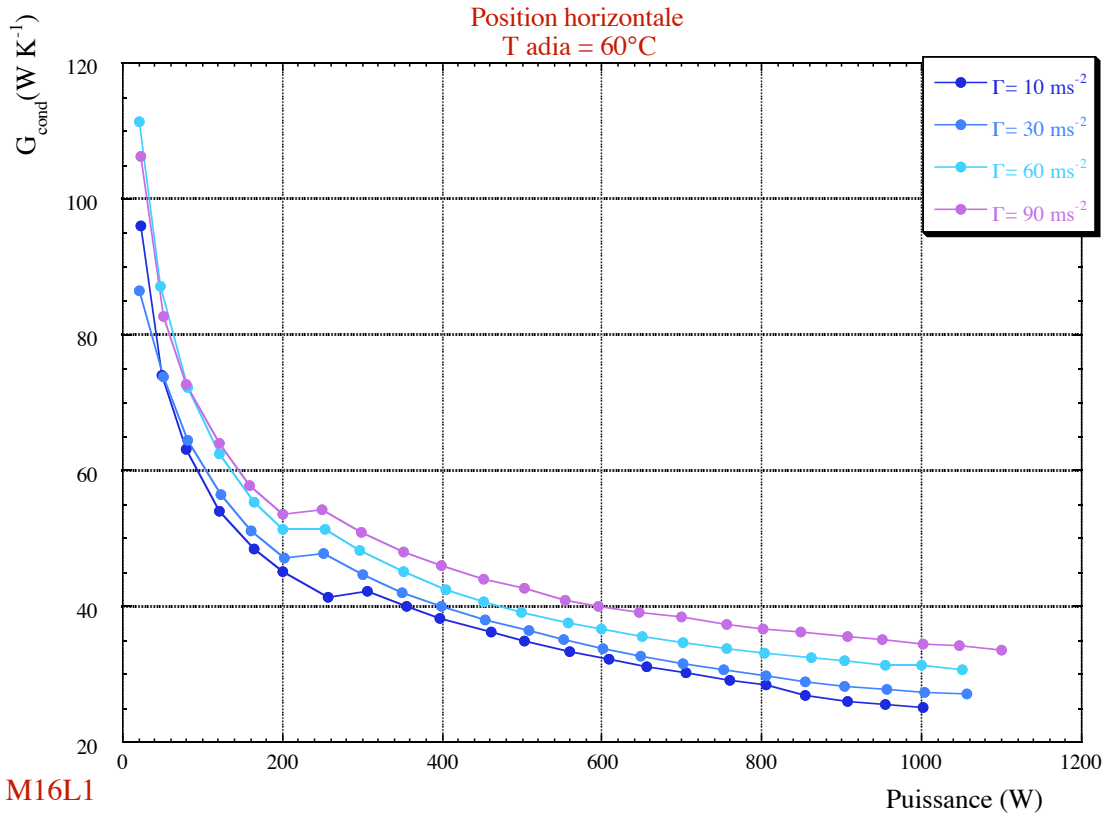
1.2.2 $T_{adia} = 20^{\circ}\text{C}$



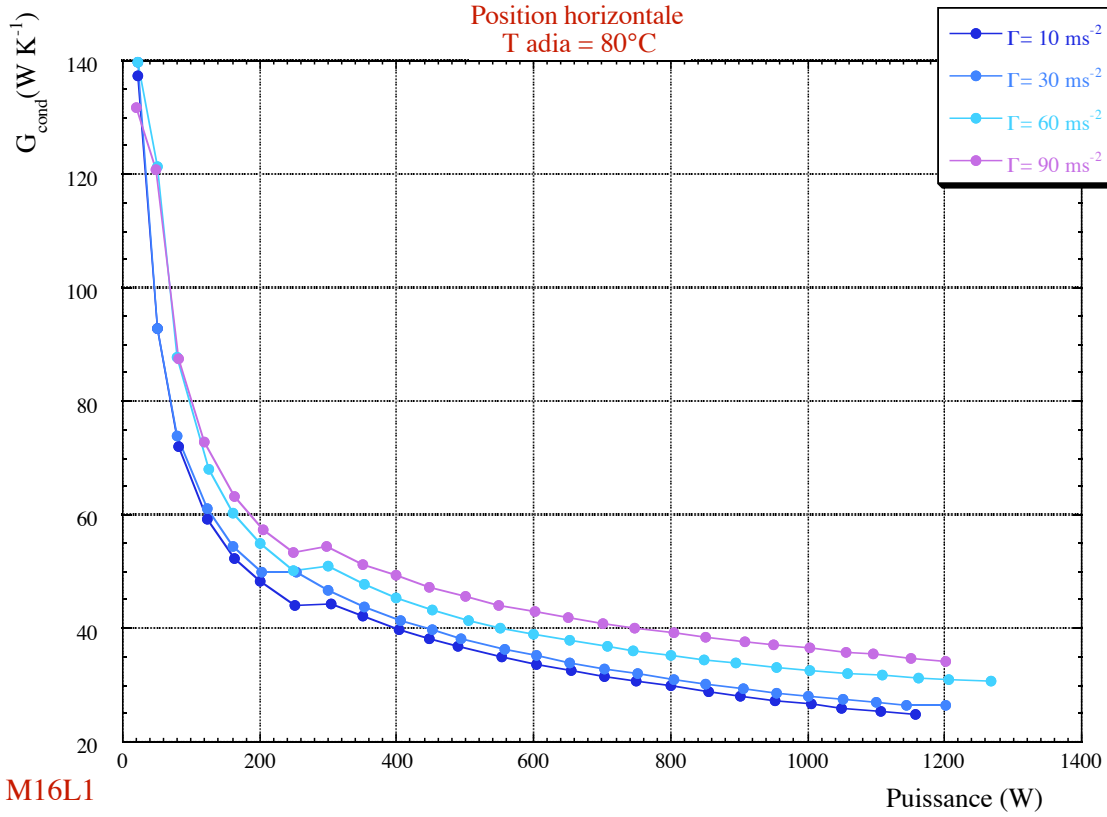
1.2.3 $T_{adia} = 40^{\circ}\text{C}$



1.2.4 $T_{adia} = 60^{\circ}\text{C}$



1.2.5 $T_{adia} = 80^{\circ}\text{C}$



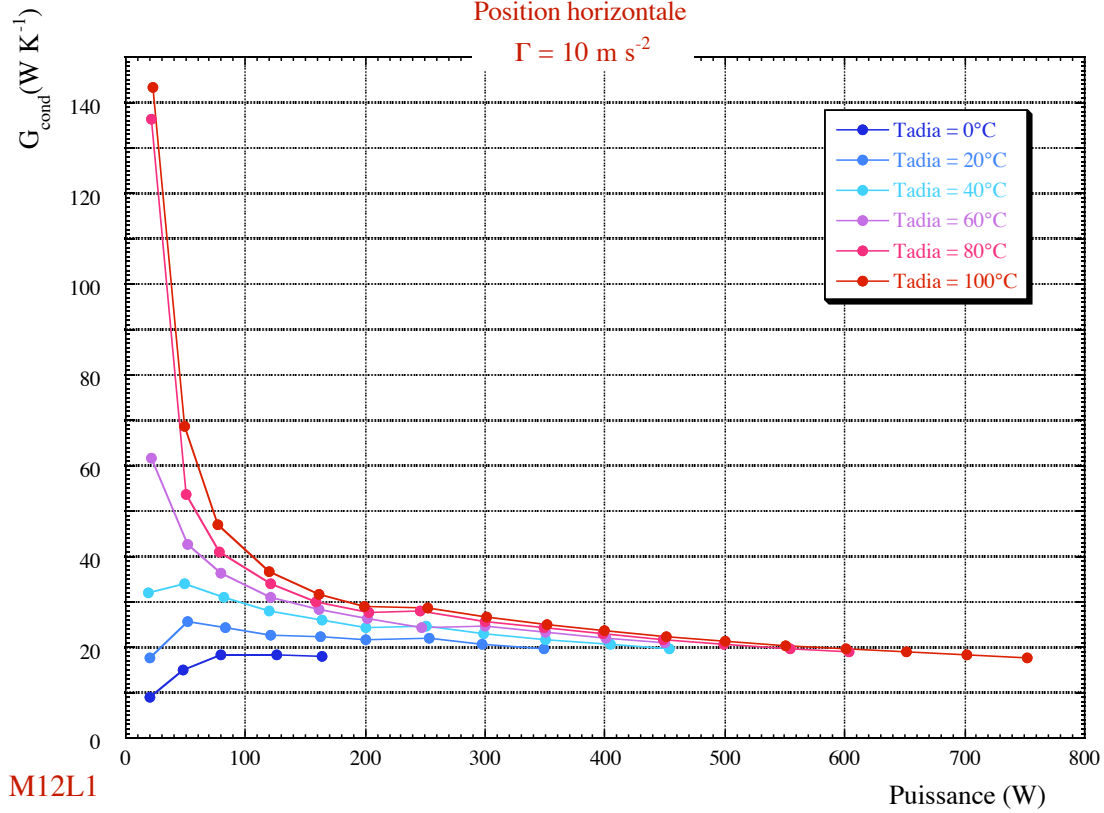
2 Caloduc M12L1

2.1 Influence de la température adiabatique

2.1.1 $\Gamma = 10 \text{ m s}^{-2}$

Position horizontale

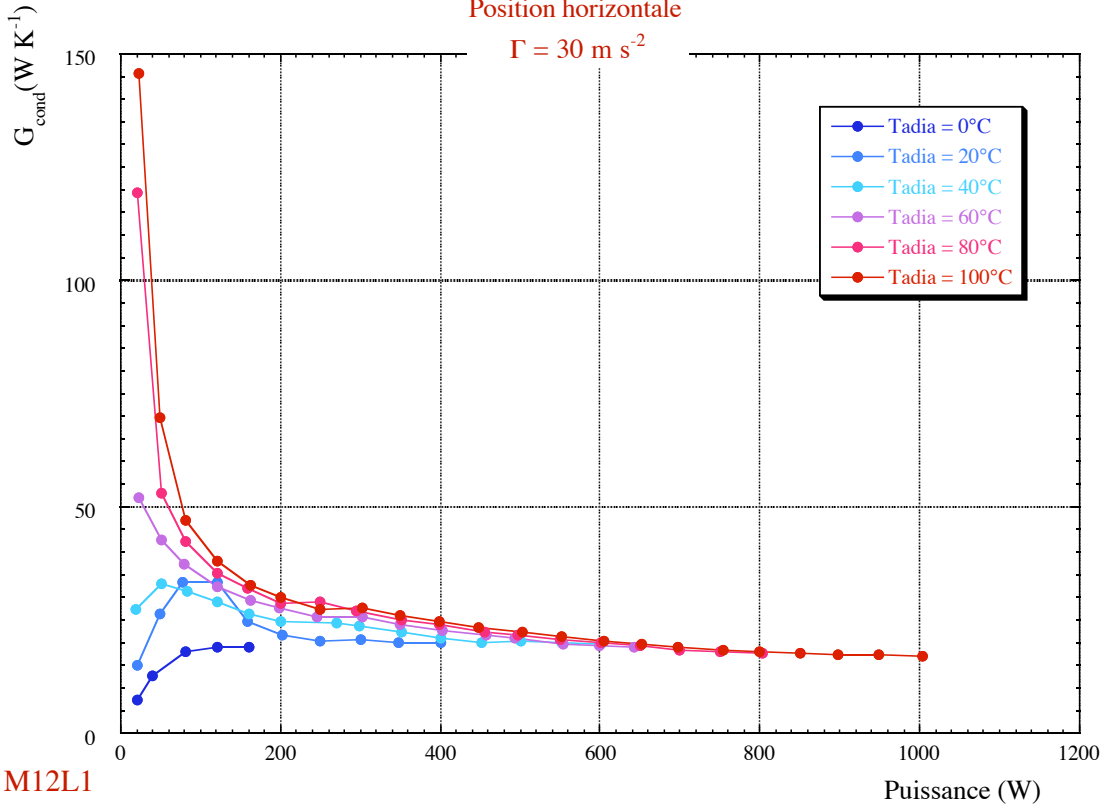
$\Gamma = 10 \text{ m s}^{-2}$



2.1.2 $\Gamma=30 \text{ m s}^{-2}$

Position horizontale

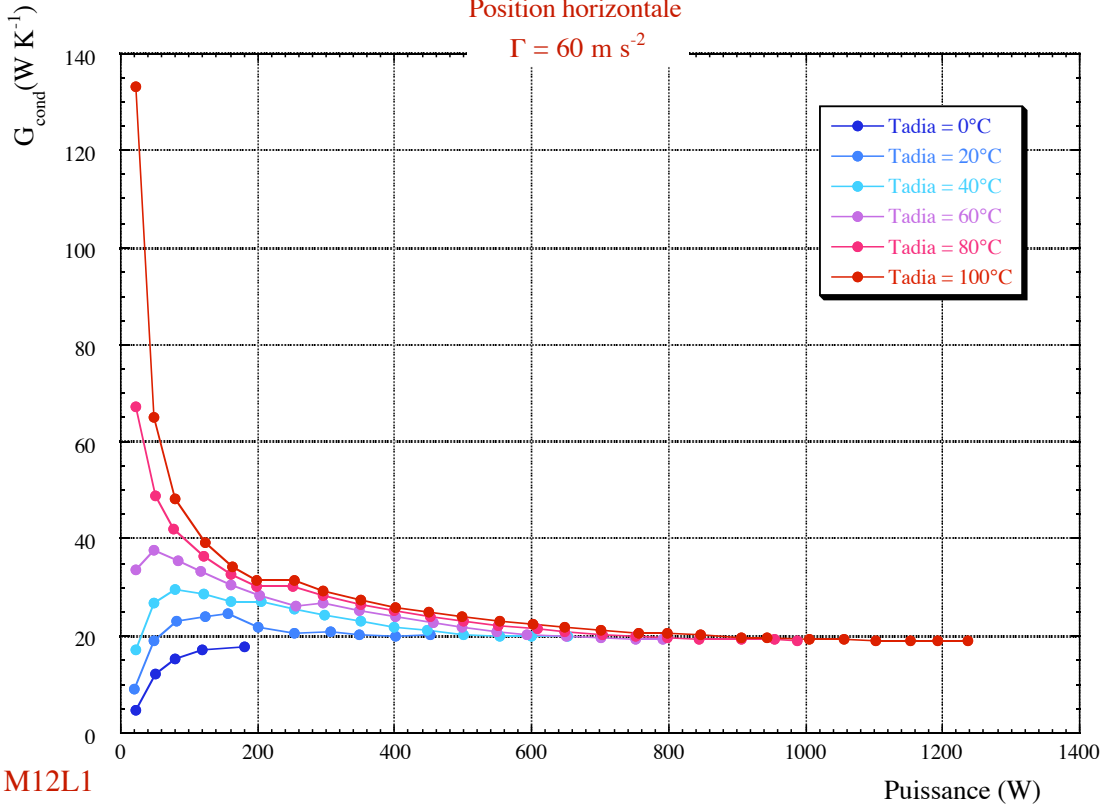
$\Gamma = 30 \text{ m s}^{-2}$



2.1.3 $\Gamma=60 \text{ m s}^{-2}$

Position horizontale

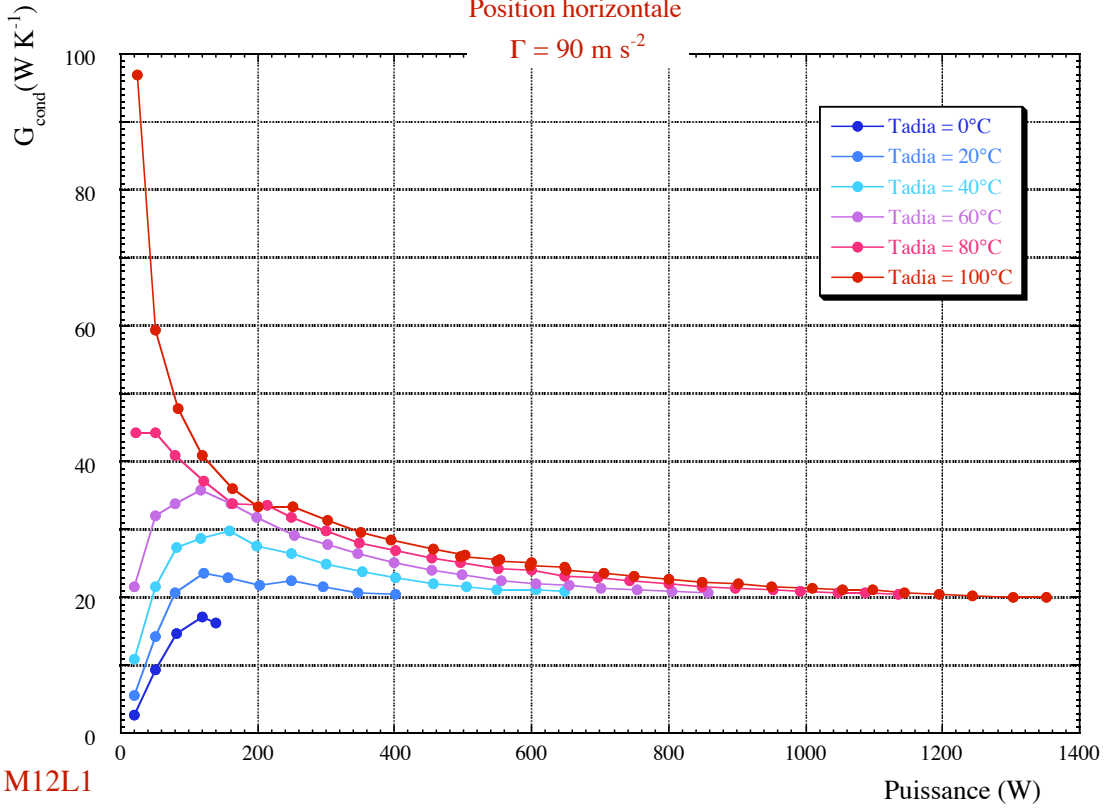
$\Gamma = 60 \text{ m s}^{-2}$



2.1.4 $\Gamma=90 \text{ m s}^{-2}$

Position horizontale

$\Gamma = 90 \text{ m s}^{-2}$

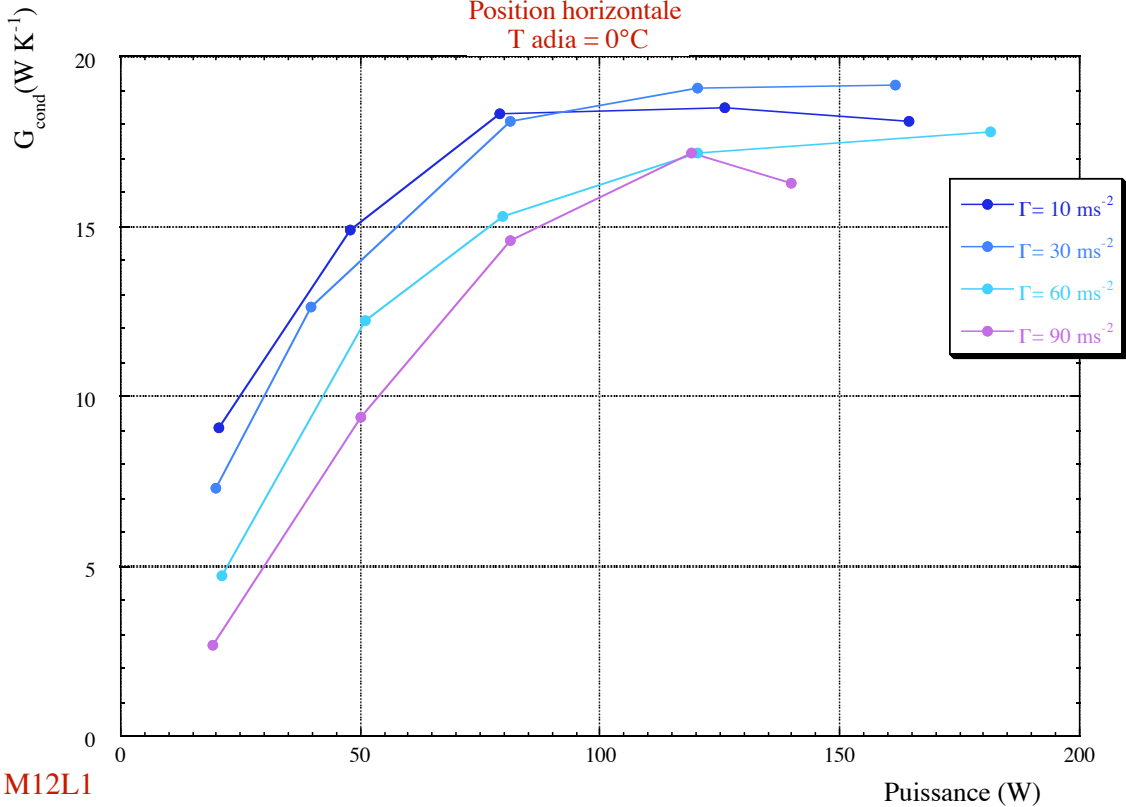


2.2 Influence de l'accélération

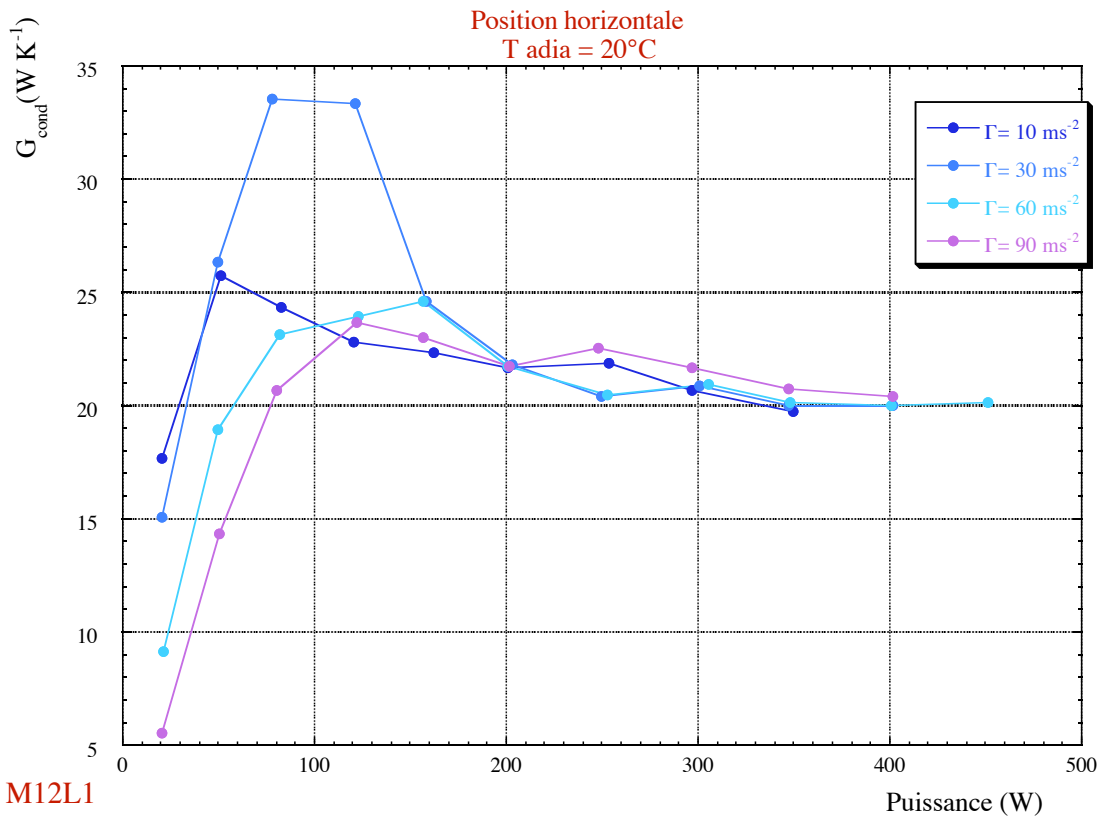
2.2.1 $T_{adia} = 0^\circ\text{C}$

Position horizontale

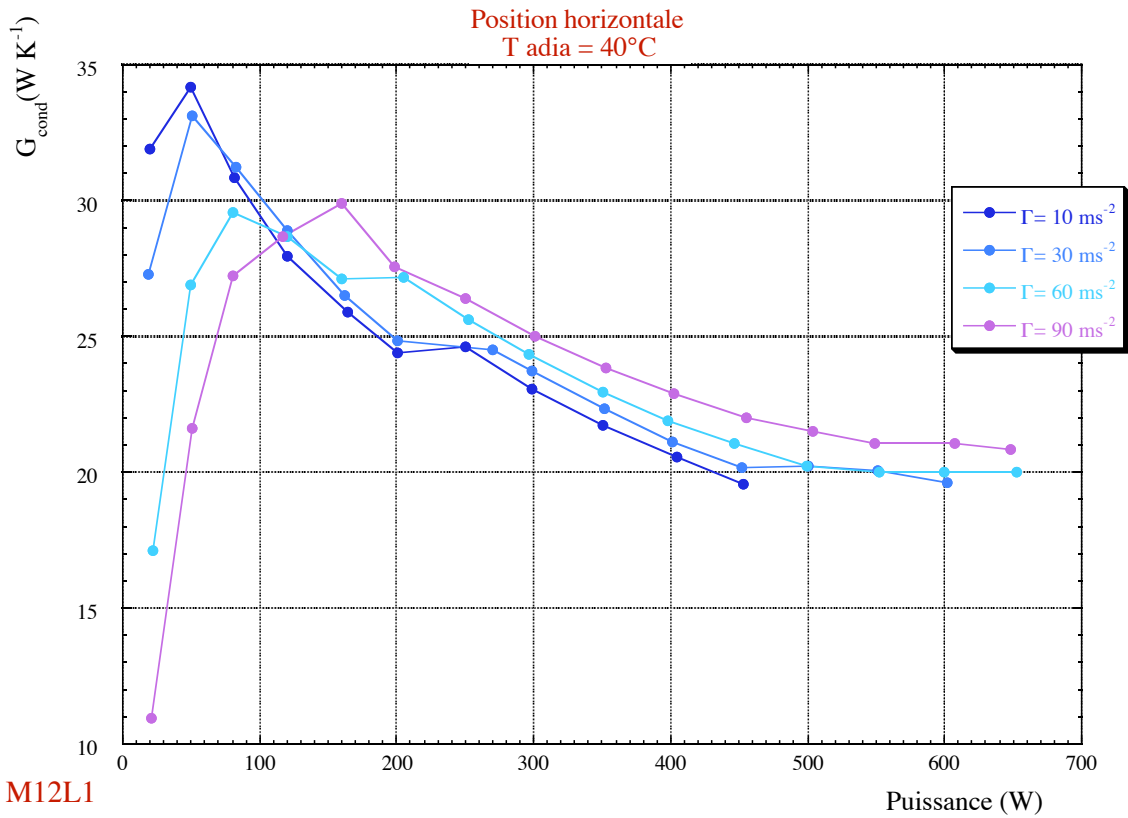
$T_{adia} = 0^\circ\text{C}$

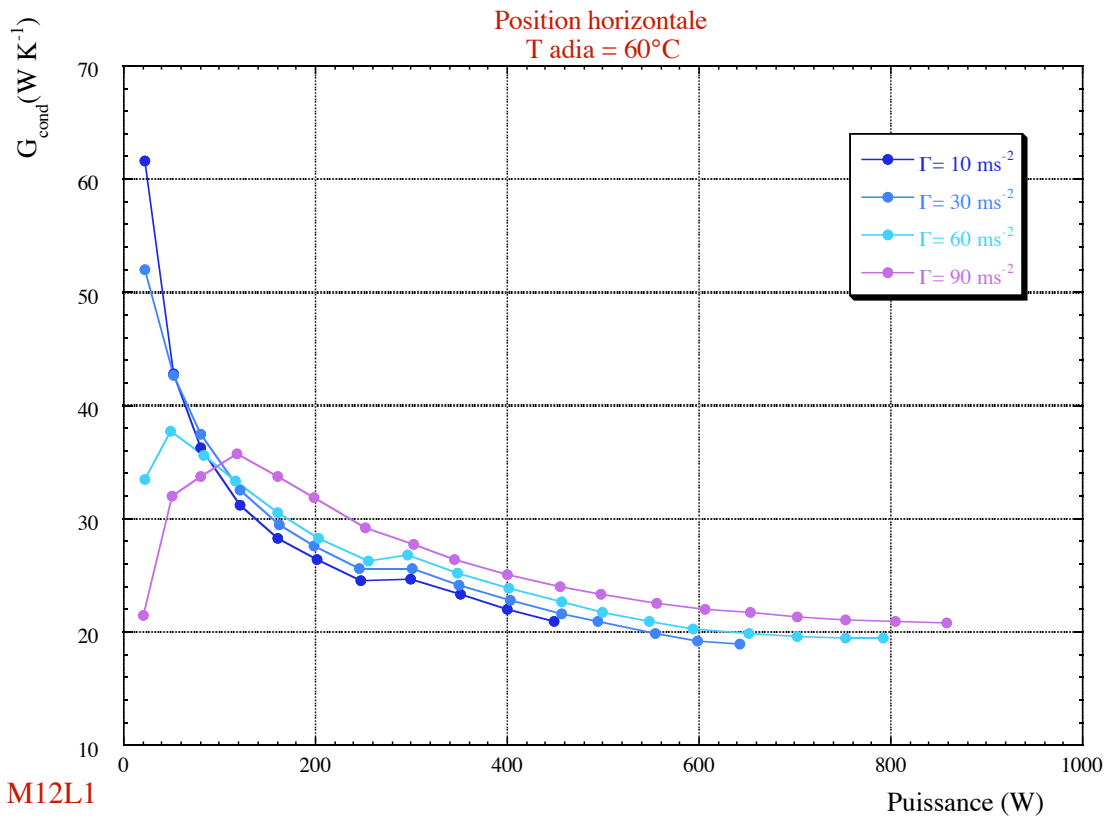
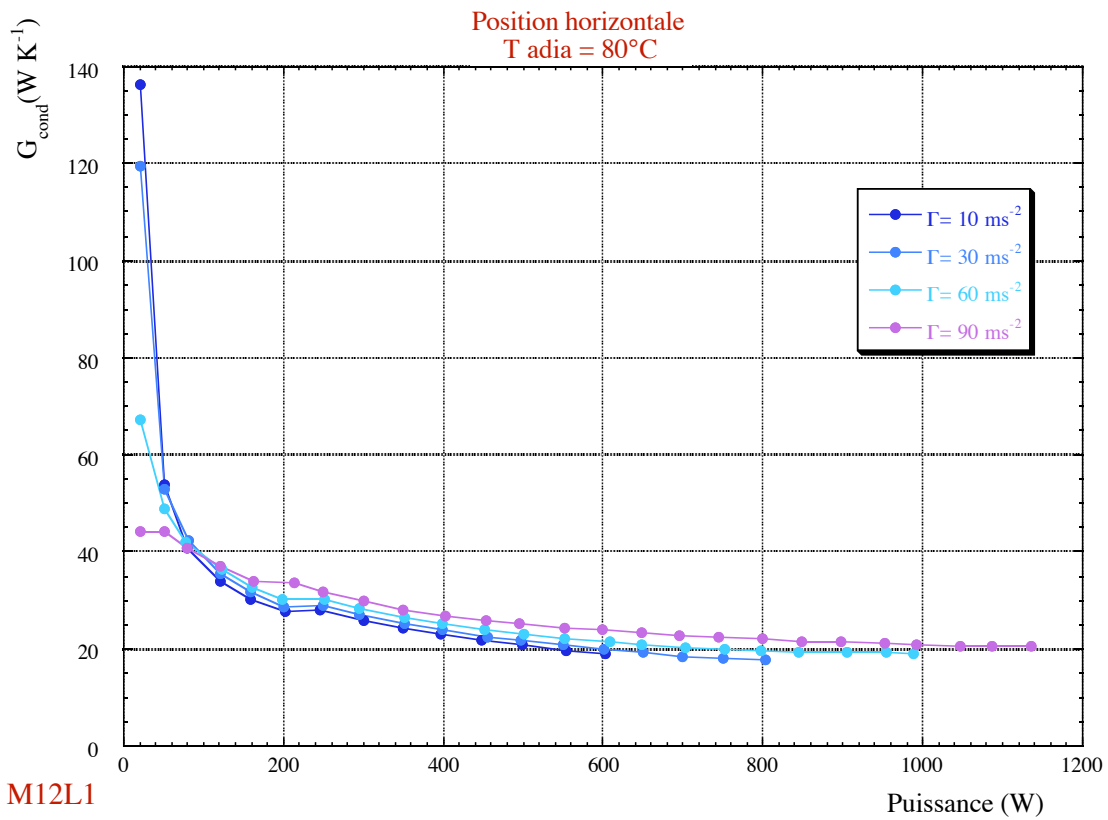


2.2.2 $T_{adia} = 20^{\circ}\text{C}$

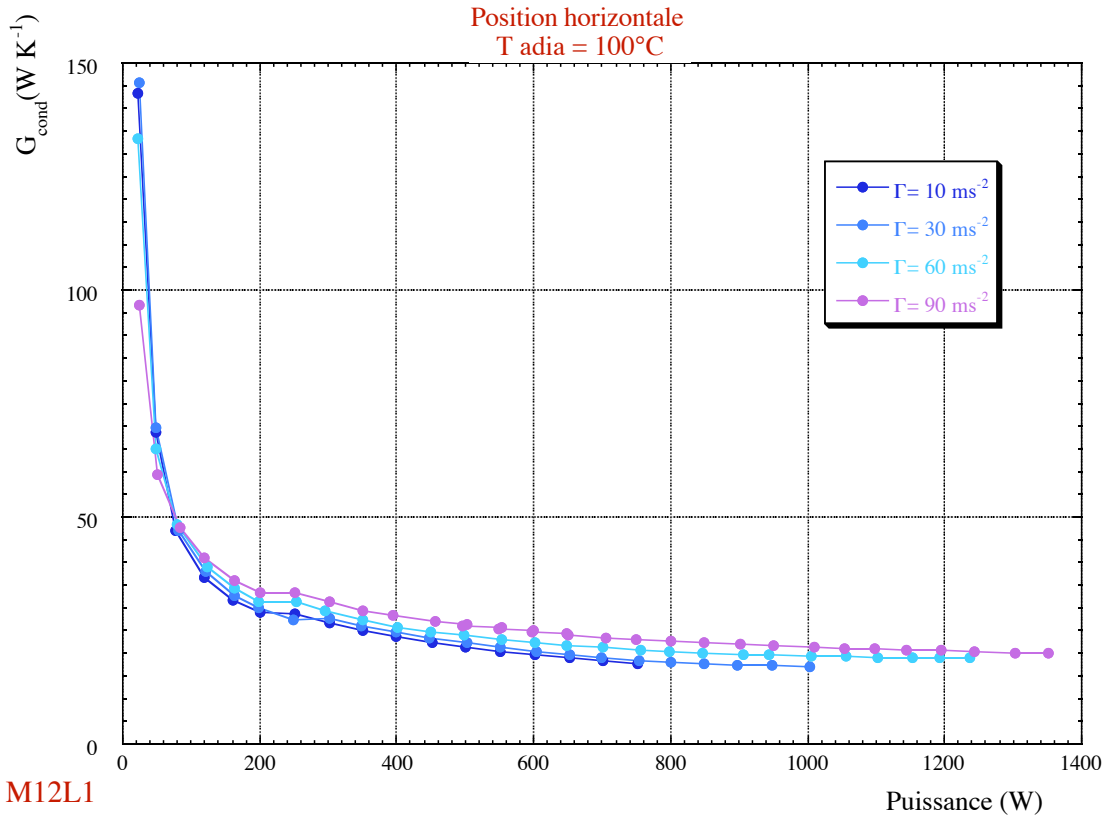


2.2.3 $T_{adia} = 40^{\circ}\text{C}$



2.2.4 $T_{adia} = 60^{\circ}\text{C}$ 2.2.5 $T_{adia} = 80^{\circ}\text{C}$ 

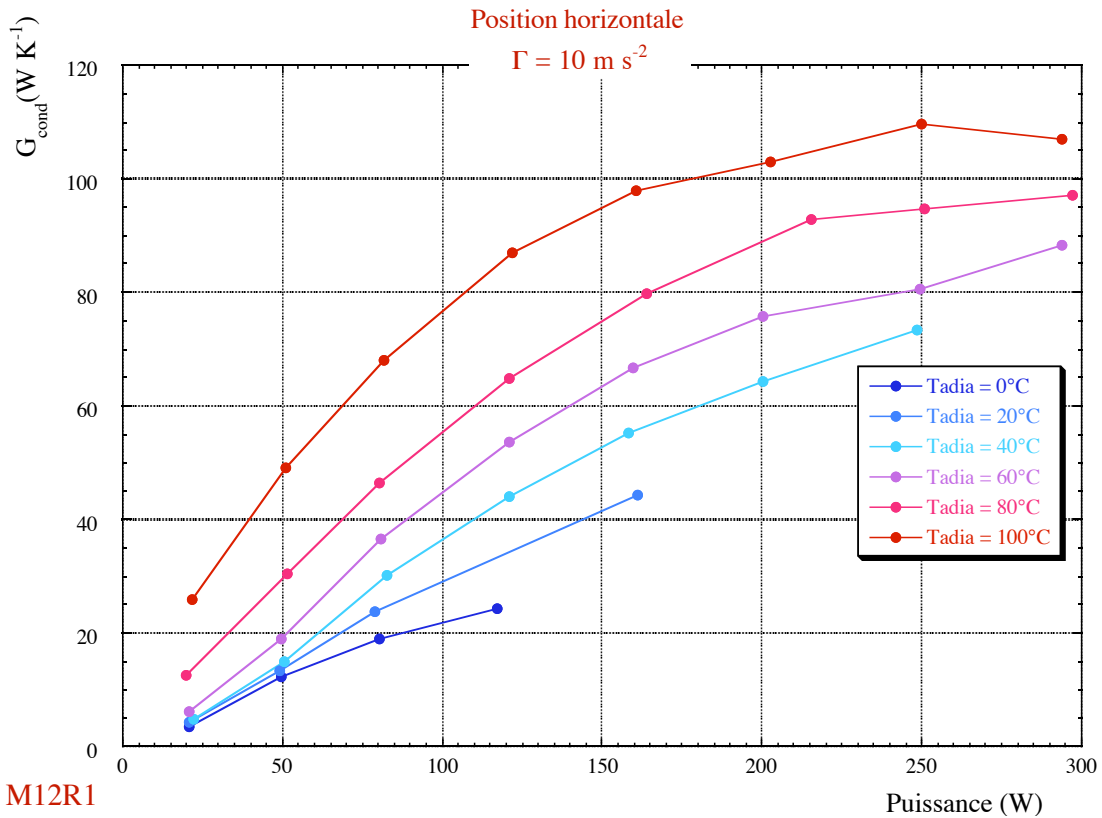
2.2.6 Tadia = 100°C



3 Caloduc M12R1

3.1 Influence de la température adiabatique

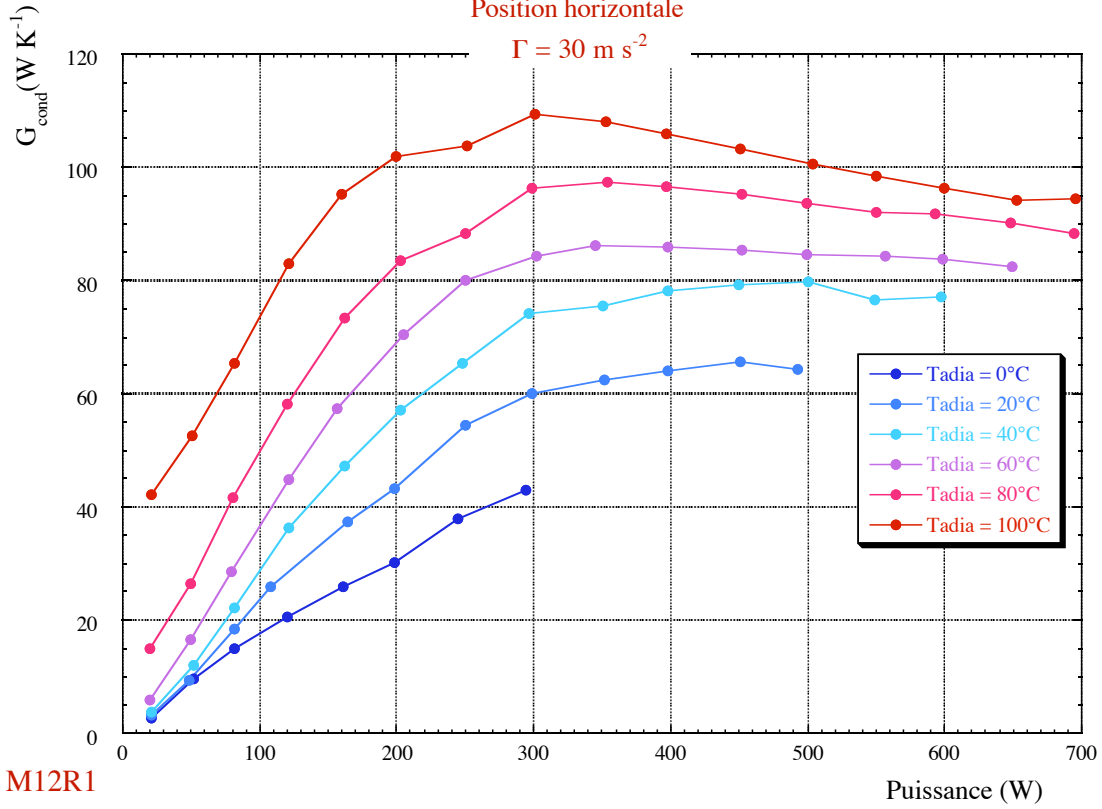
3.1.1 $\Gamma = 10$ m s⁻²



3.1.2 $\Gamma=30 \text{ m s}^{-2}$

Position horizontale

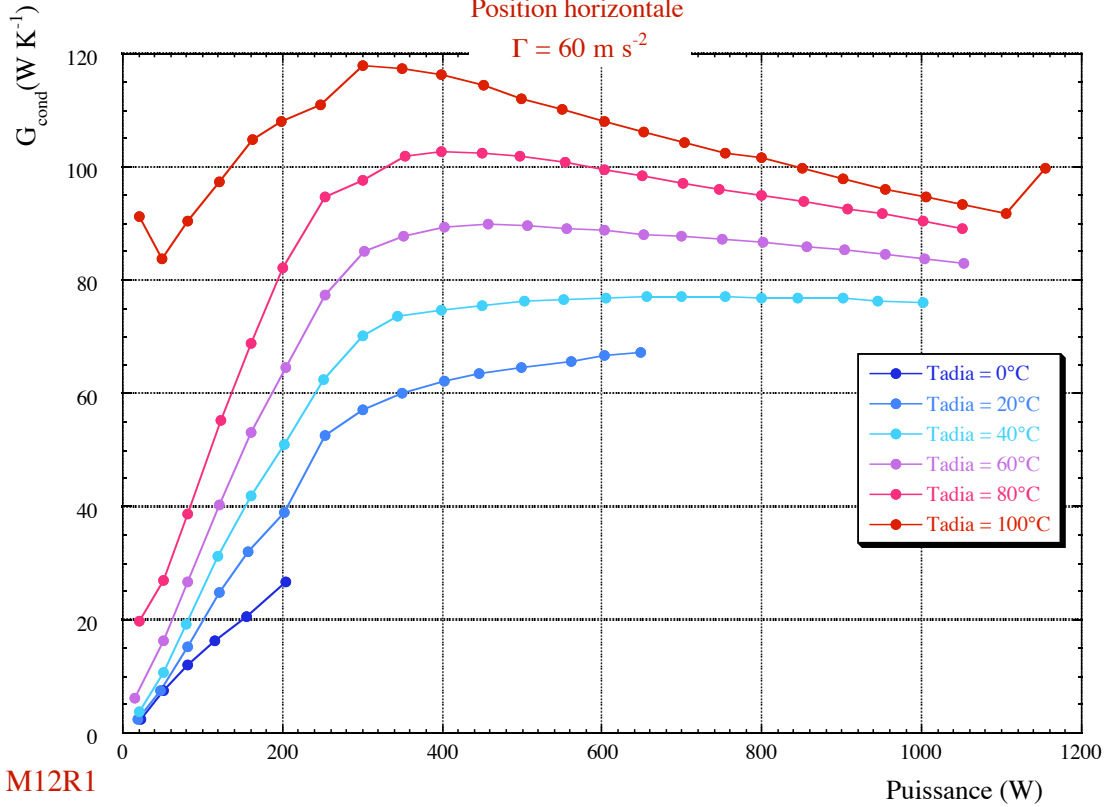
$\Gamma = 30 \text{ m s}^{-2}$



3.1.3 $\Gamma=60 \text{ m s}^{-2}$

Position horizontale

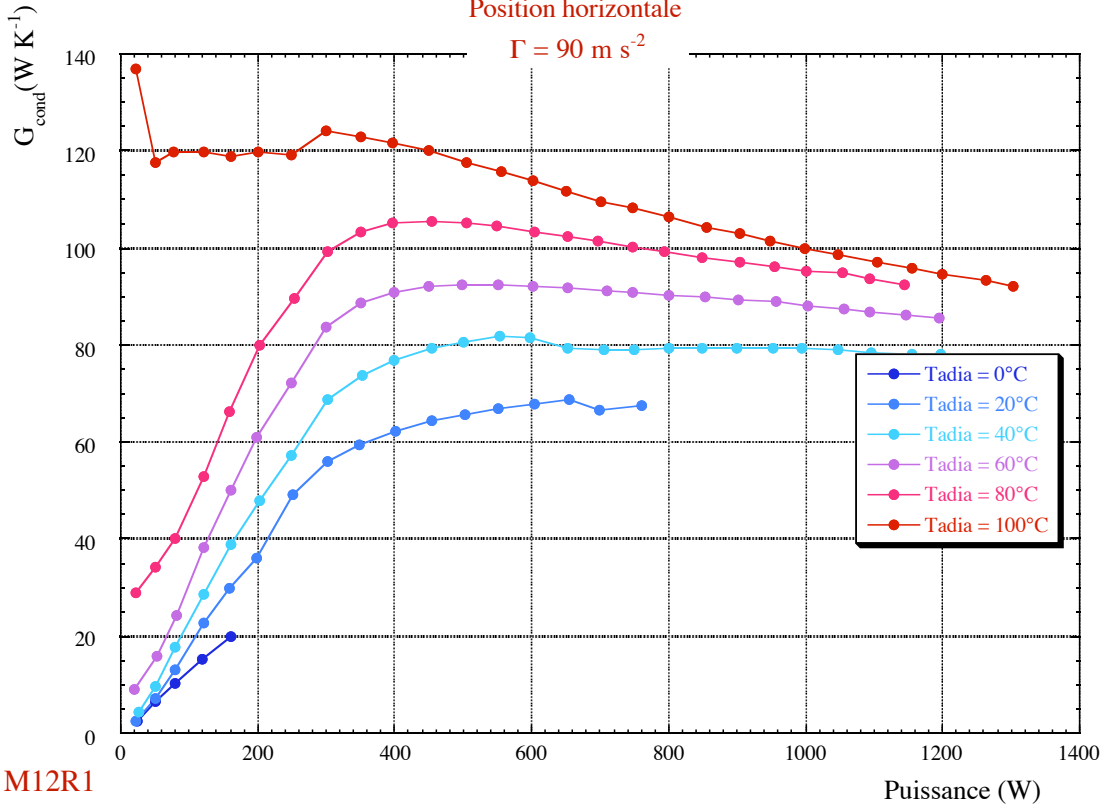
$\Gamma = 60 \text{ m s}^{-2}$



3.1.4 $\Gamma=90 \text{ m s}^{-2}$

Position horizontale

$\Gamma = 90 \text{ m s}^{-2}$



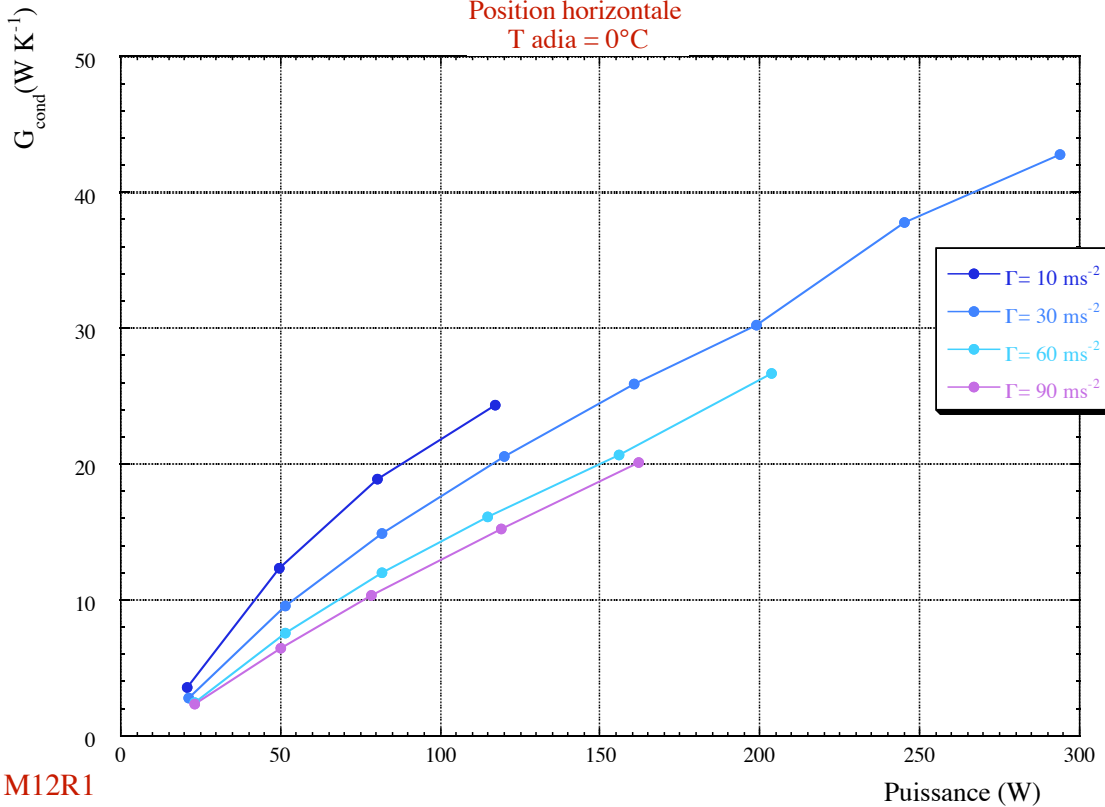
M12R1

3.2 Influence de l'accélération

3.2.1 $T_{\text{adia}} = 0^\circ\text{C}$

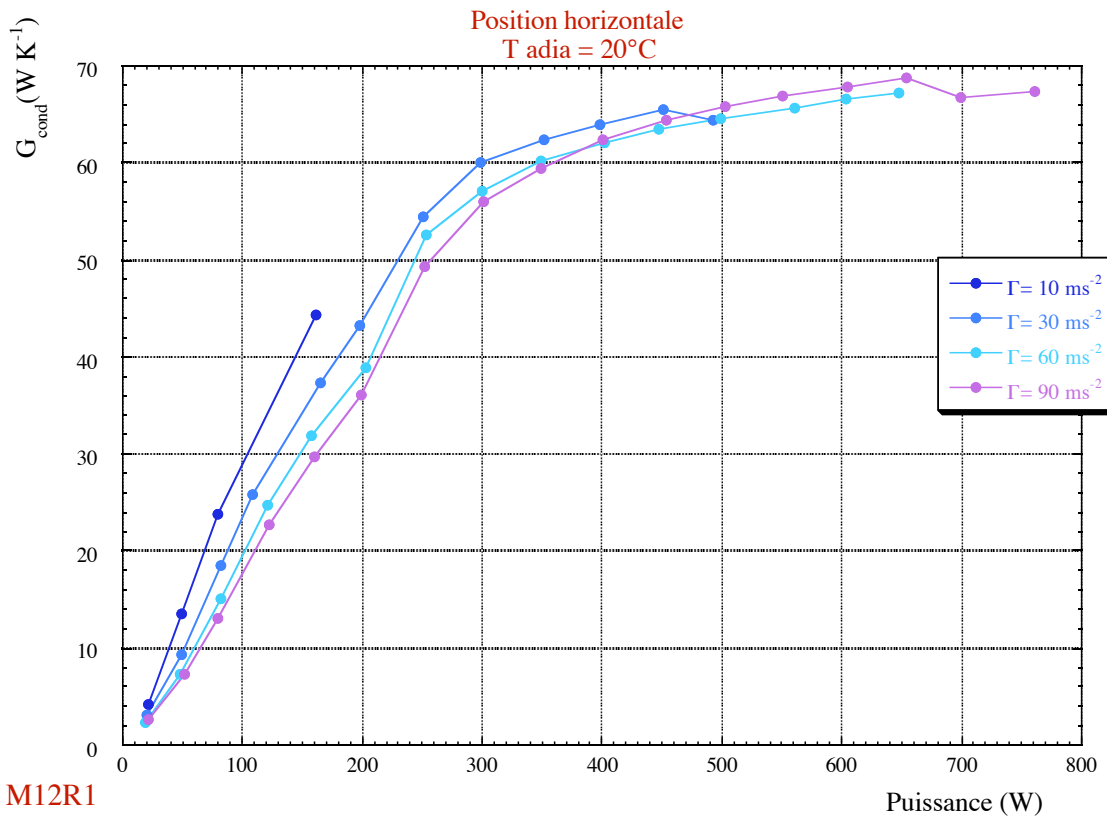
Position horizontale

$T_{\text{adia}} = 0^\circ\text{C}$

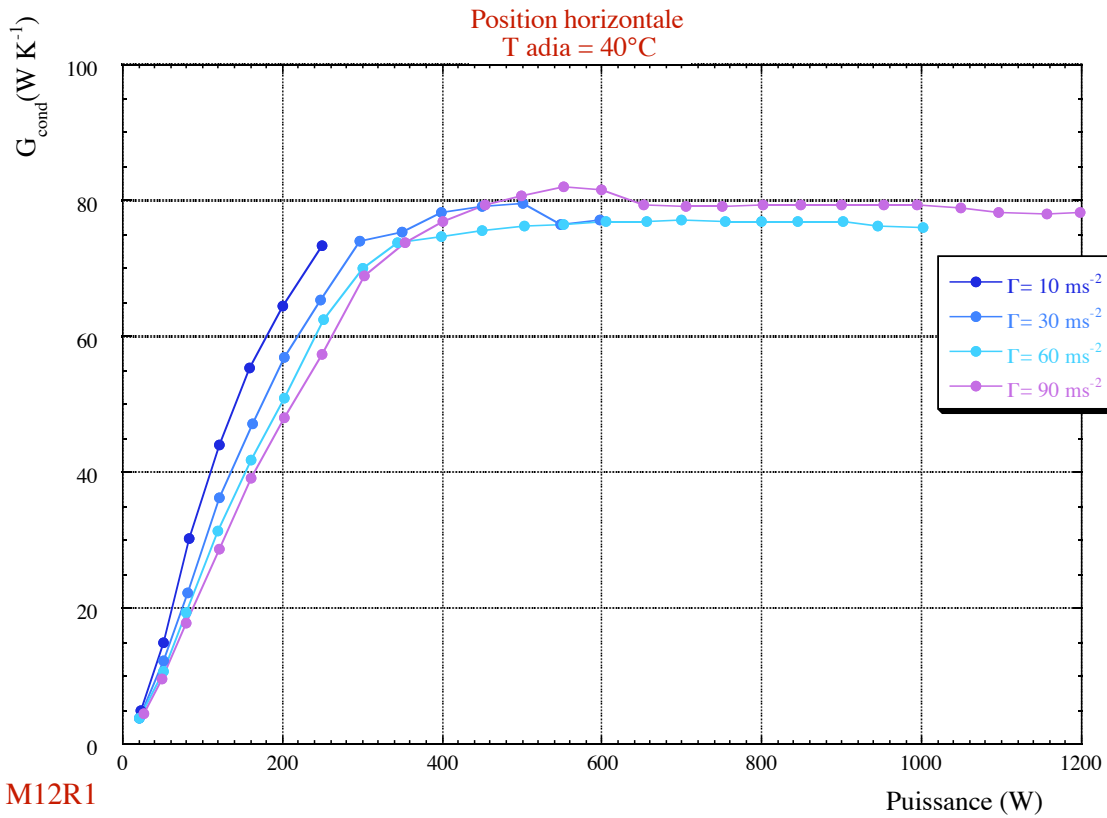


M12R1

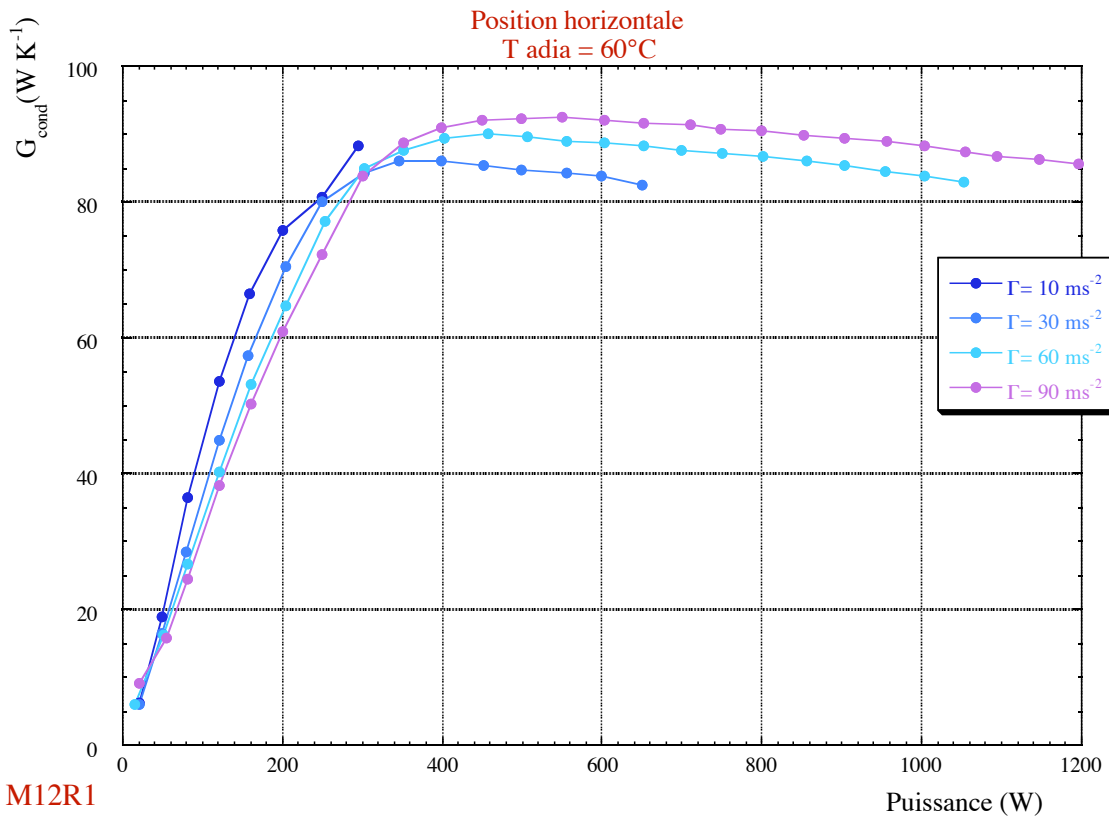
3.2.2 $T_{adia} = 20^{\circ}\text{C}$



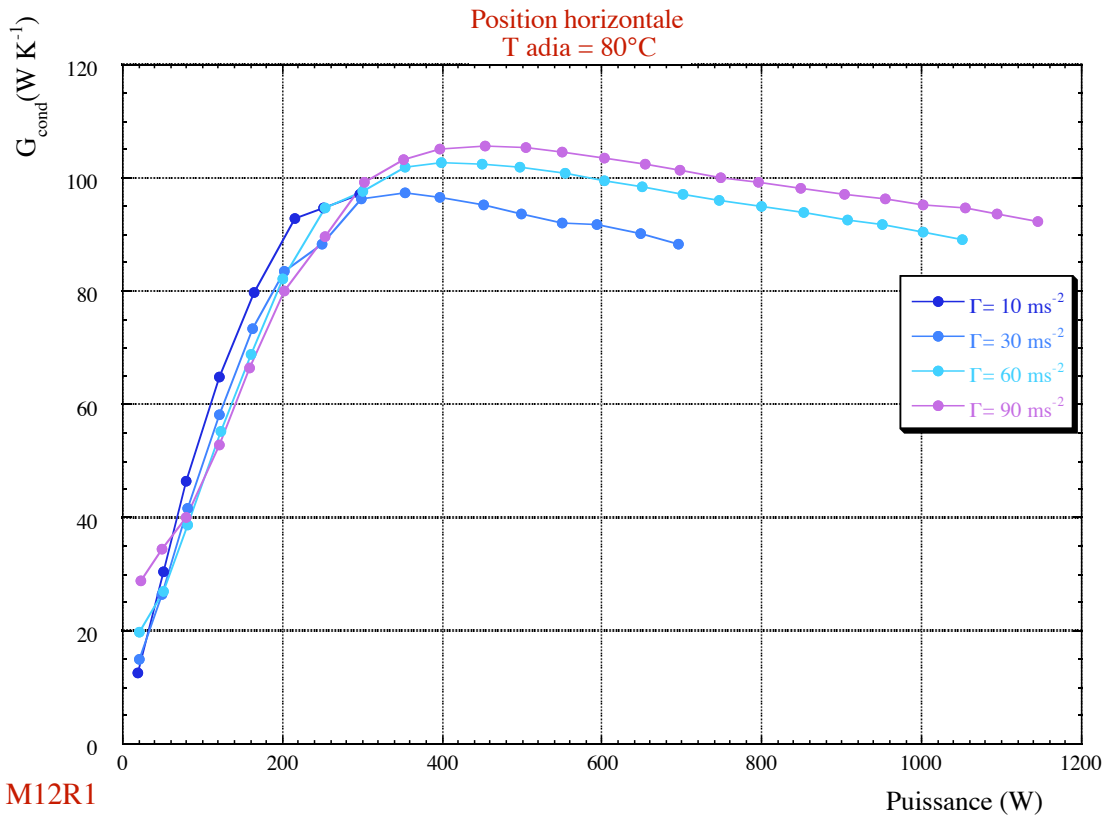
3.2.3 $T_{adia} = 40^{\circ}\text{C}$

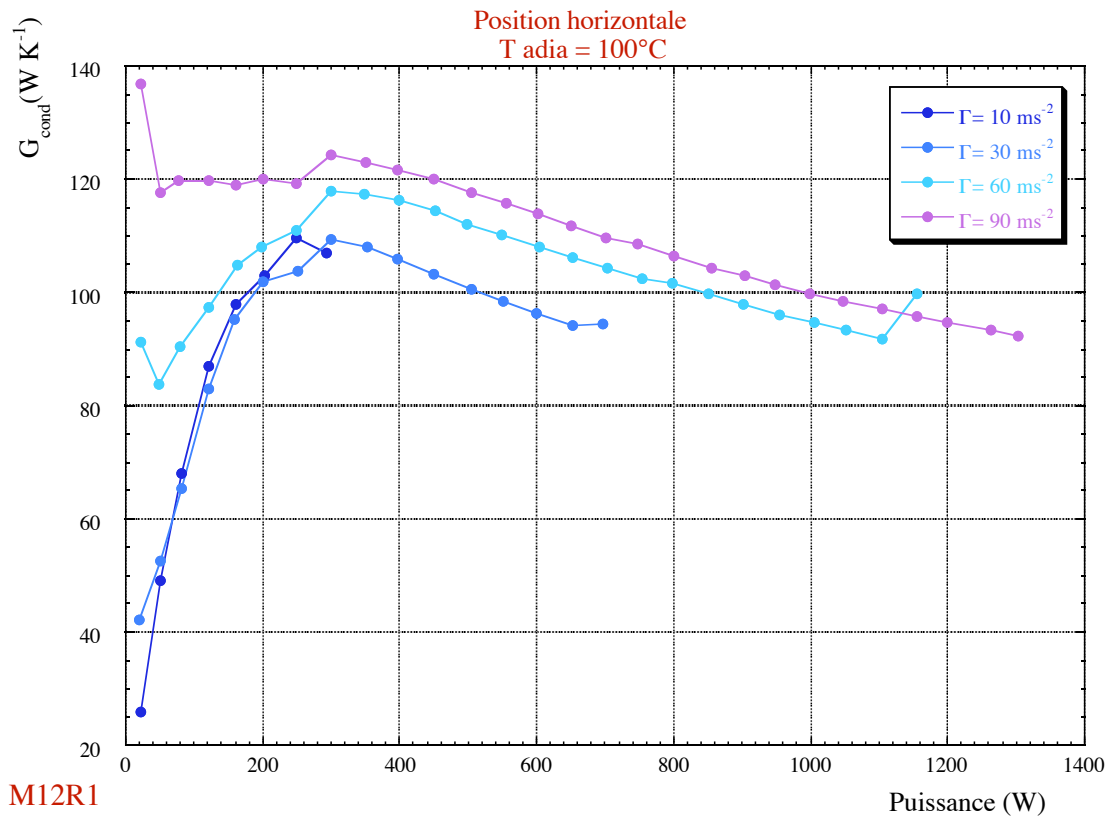


3.2.4 $T_{adia} = 60^{\circ}\text{C}$



3.2.5 $T_{adia} = 80^{\circ}\text{C}$



3.2.6 $T_{adia} = 100^{\circ}\text{C}$ 

2 Caloduc M12L1 -----	28-7
2.1 Influence de la température adiabatique	28-7
2.1.1 $\Gamma=10 \text{ m s}^{-2}$	28-7
2.1.2 $\Gamma=30 \text{ m s}^{-2}$	28-8
2.1.3 $\Gamma=60 \text{ m s}^{-2}$	28-8
2.1.4 $\Gamma=90 \text{ m s}^{-2}$	28-9
2.2 Influence de l'accélération	28-9
2.2.1 $T_{adia} = 0^{\circ}\text{C}$	28-9
2.2.2 $T_{adia} = 20^{\circ}\text{C}$	28-10
2.2.3 $T_{adia} = 40^{\circ}\text{C}$	28-10
2.2.4 $T_{adia} = 60^{\circ}\text{C}$	28-11
2.2.5 $T_{adia} = 80^{\circ}\text{C}$	28-11
2.2.6 $T_{adia} = 100^{\circ}\text{C}$	28-12
3 Caloduc M12R1 -----	28-12
3.1 Influence de la température adiabatique	28-12
3.1.1 $\Gamma=10 \text{ m s}^{-2}$	28-12
3.1.2 $\Gamma=30 \text{ m s}^{-2}$	28-13
3.1.3 $\Gamma=60 \text{ m s}^{-2}$	28-13
3.1.4 $\Gamma=90 \text{ m s}^{-2}$	28-14
3.2 Influence de l'accélération	28-14
3.2.1 $T_{adia} = 0^{\circ}\text{C}$	28-14
3.2.2 $T_{adia} = 20^{\circ}\text{C}$	28-15
3.2.3 $T_{adia} = 40^{\circ}\text{C}$	28-15
3.2.4 $T_{adia} = 60^{\circ}\text{C}$	28-16
3.2.5 $T_{adia} = 80^{\circ}\text{C}$	28-16
3.2.6 $T_{adia} = 100^{\circ}\text{C}$	28-17

A28 Position horizontale : Les conductances à l'évaporateur

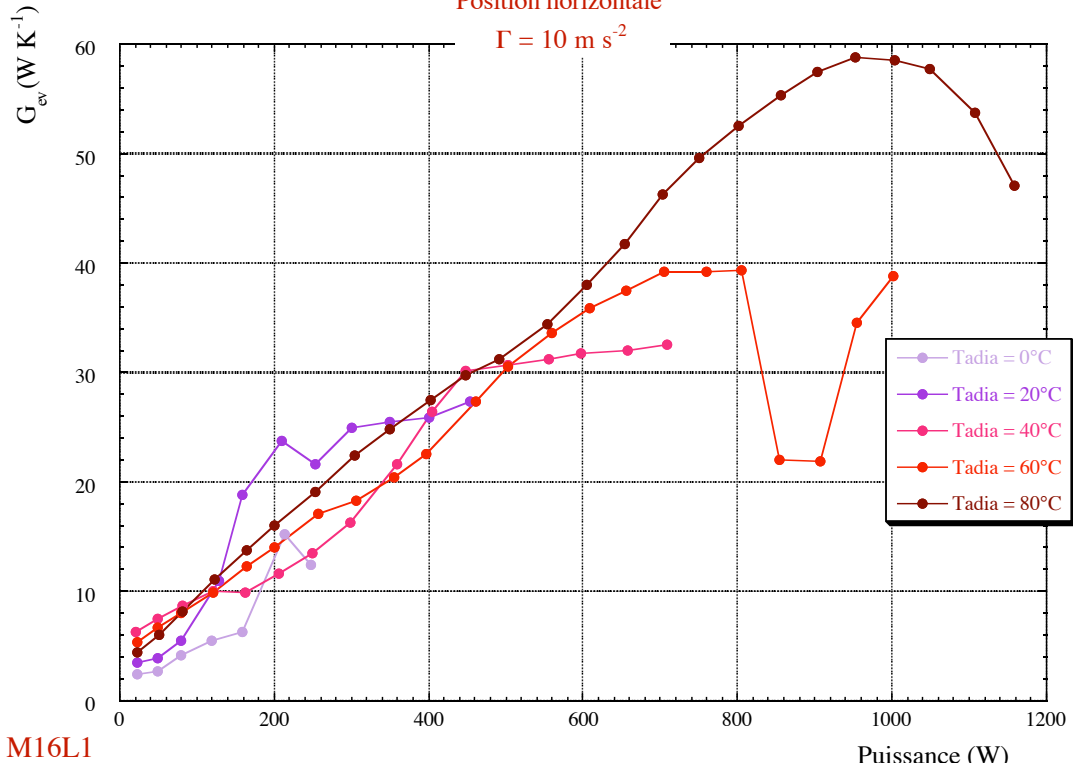
1 Caloduc M16L1

1.1 Influence de la température adiabatique

1.1.1 $\Gamma=10 \text{ m s}^{-2}$

Position horizontale

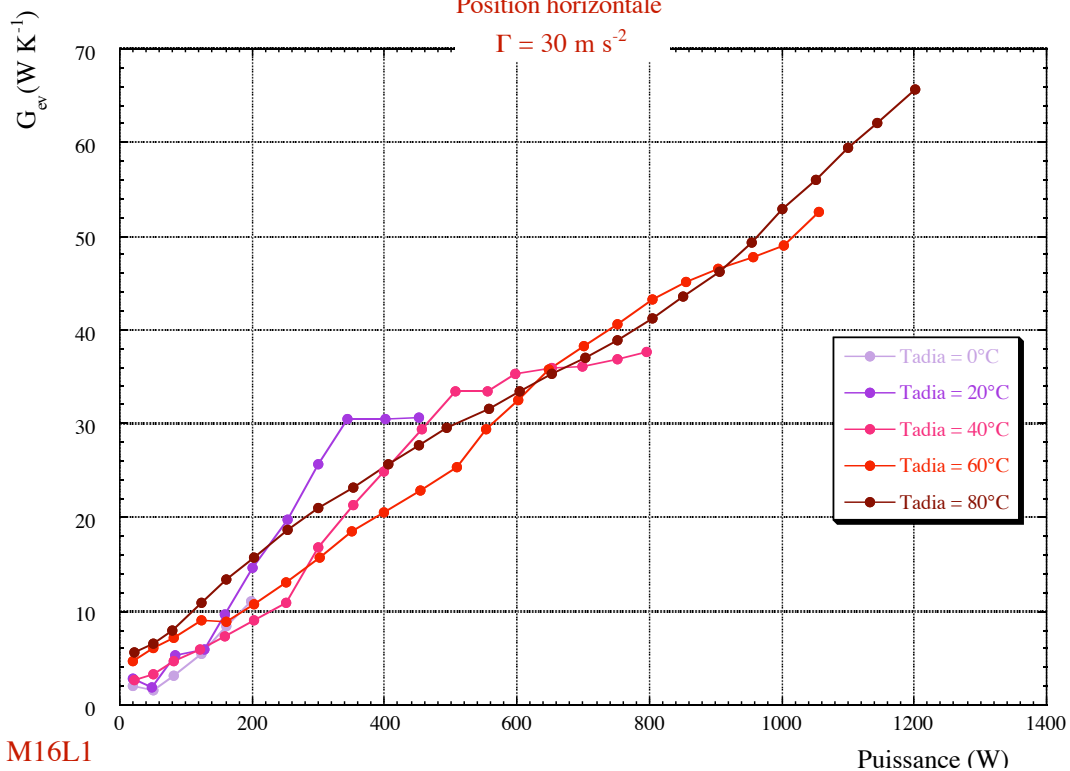
$\Gamma = 10 \text{ m s}^{-2}$



1.1.2 $\Gamma=30 \text{ m s}^{-2}$

Position horizontale

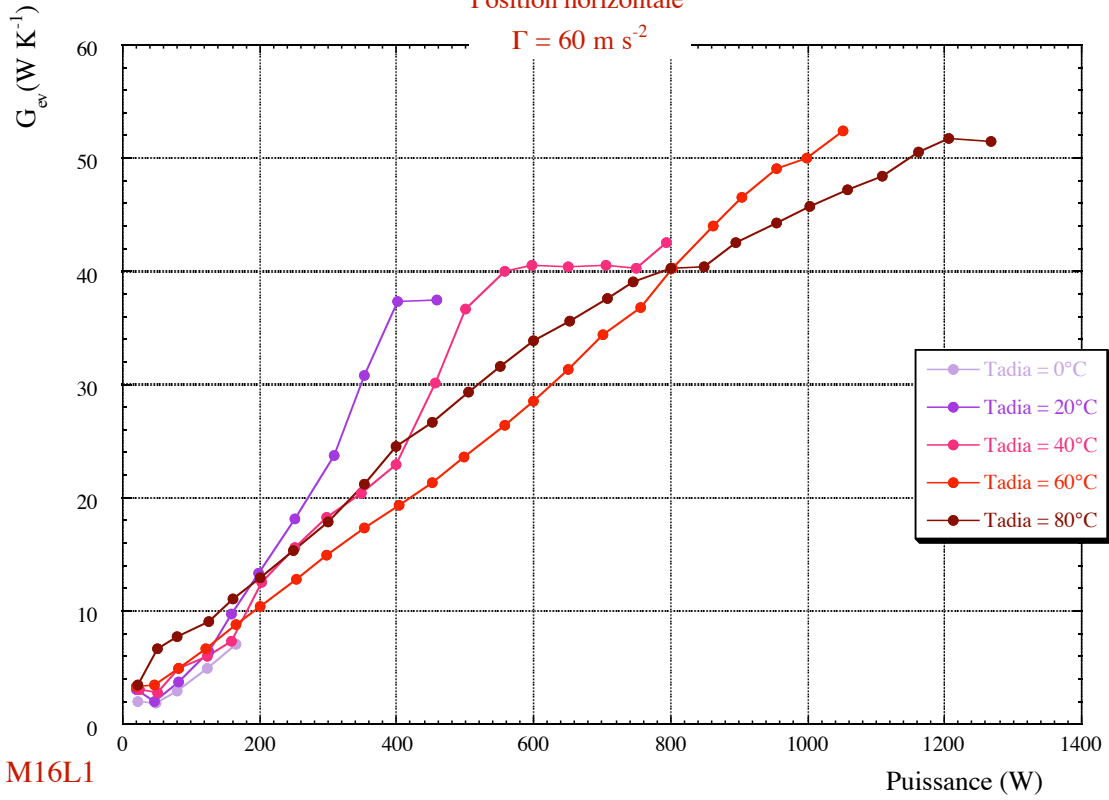
$\Gamma = 30 \text{ m s}^{-2}$



1.1.3 $\Gamma=60 \text{ m s}^{-2}$

Position horizontale

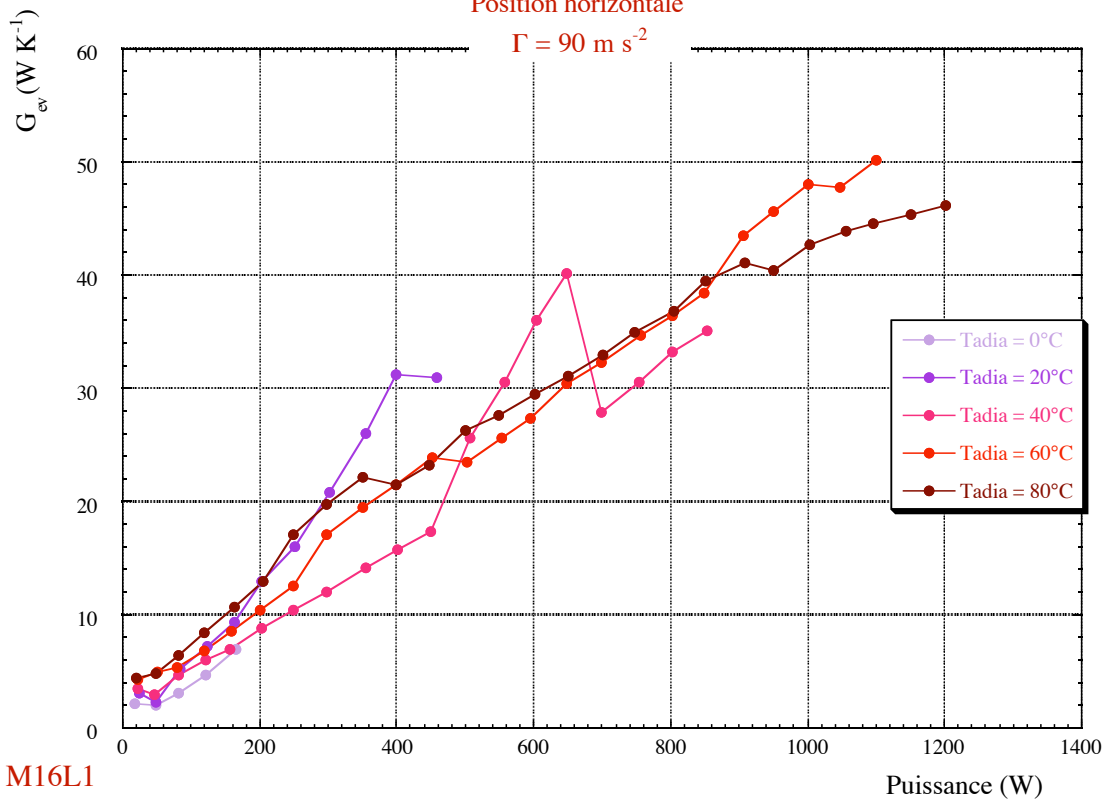
$\Gamma = 60 \text{ m s}^{-2}$



1.1.4 $\Gamma=90 \text{ m s}^{-2}$

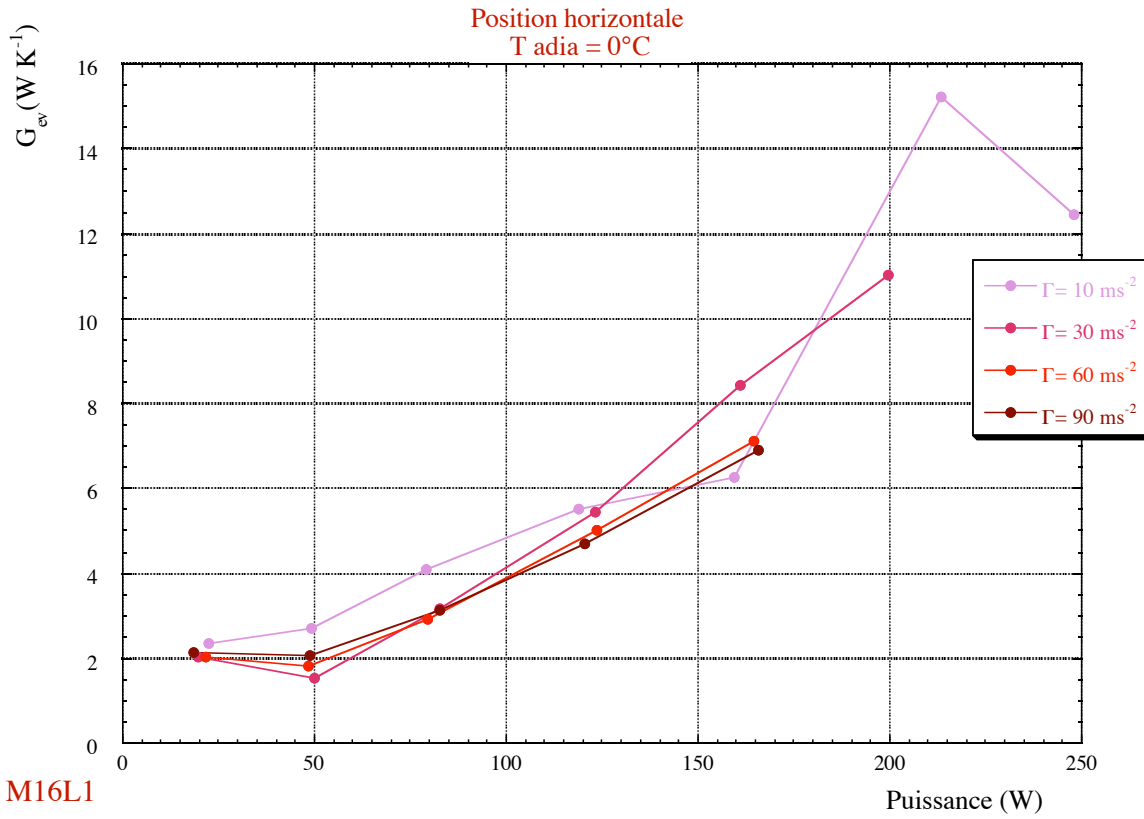
Position horizontale

$\Gamma = 90 \text{ m s}^{-2}$

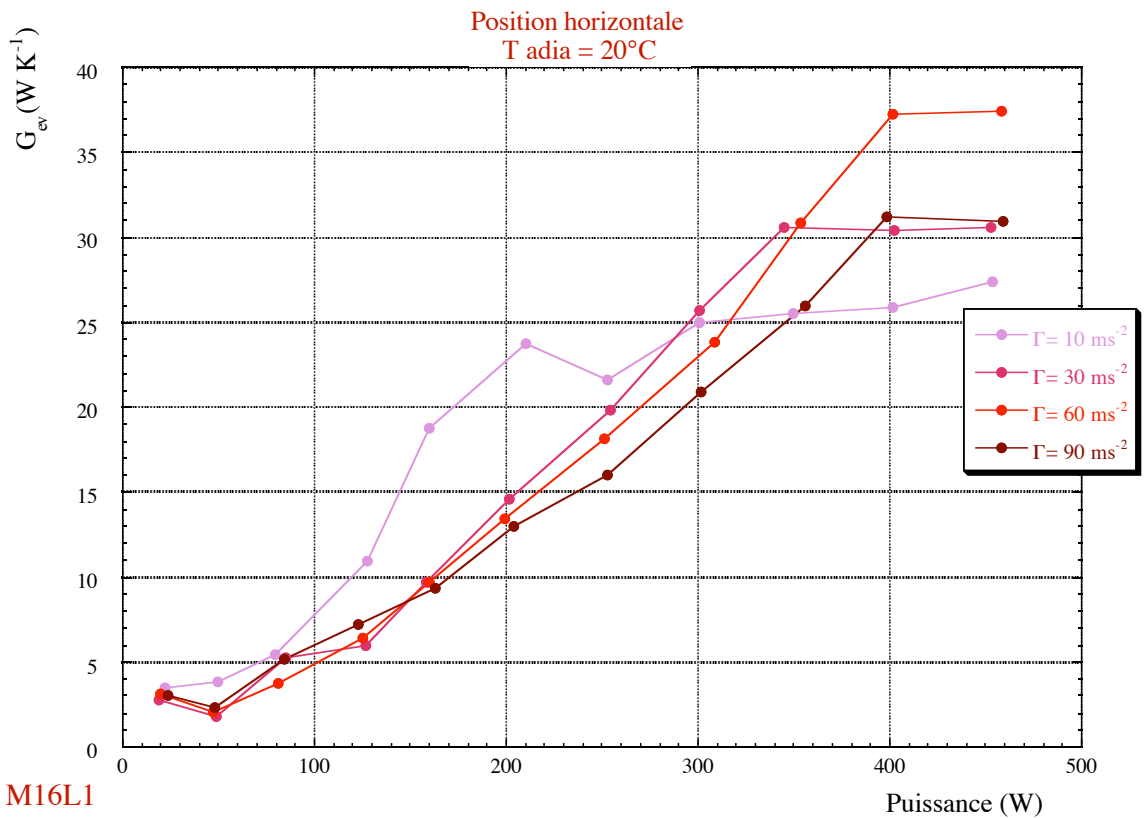


1.2 Influence de l'accélération

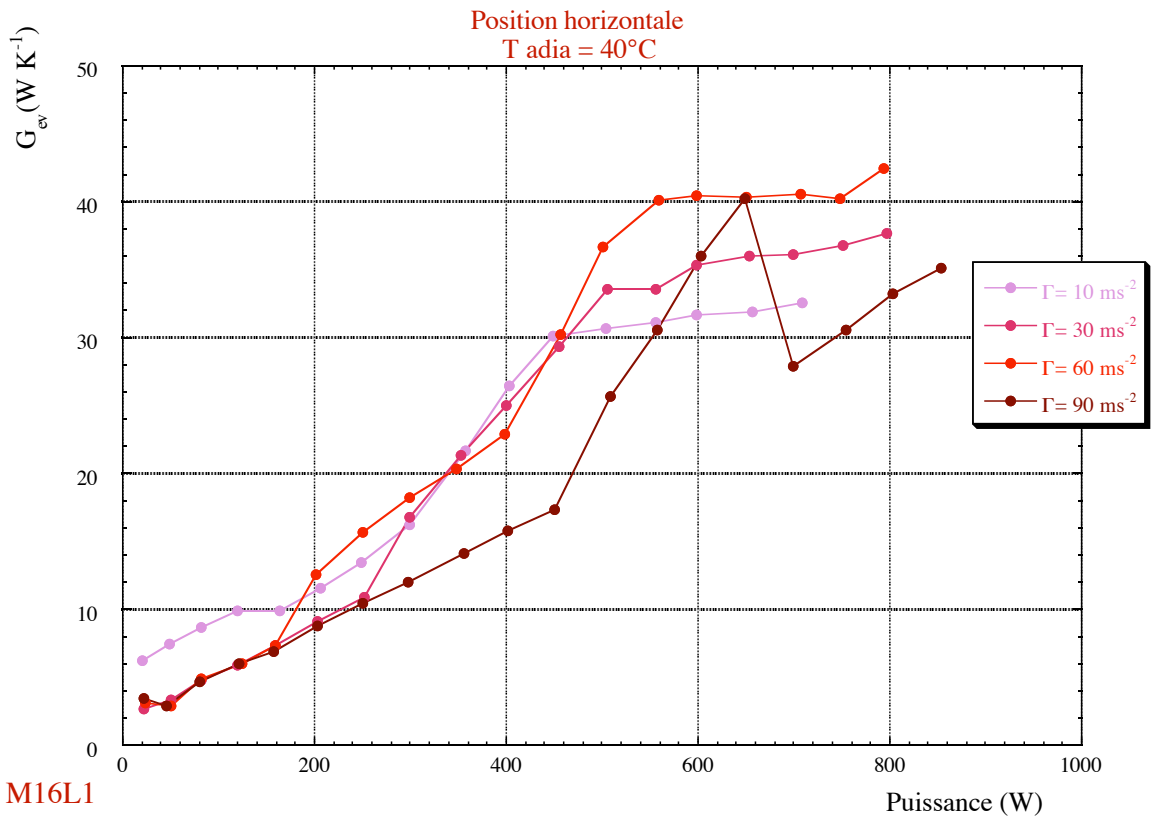
1.2.1 T_{adia} = 0°C



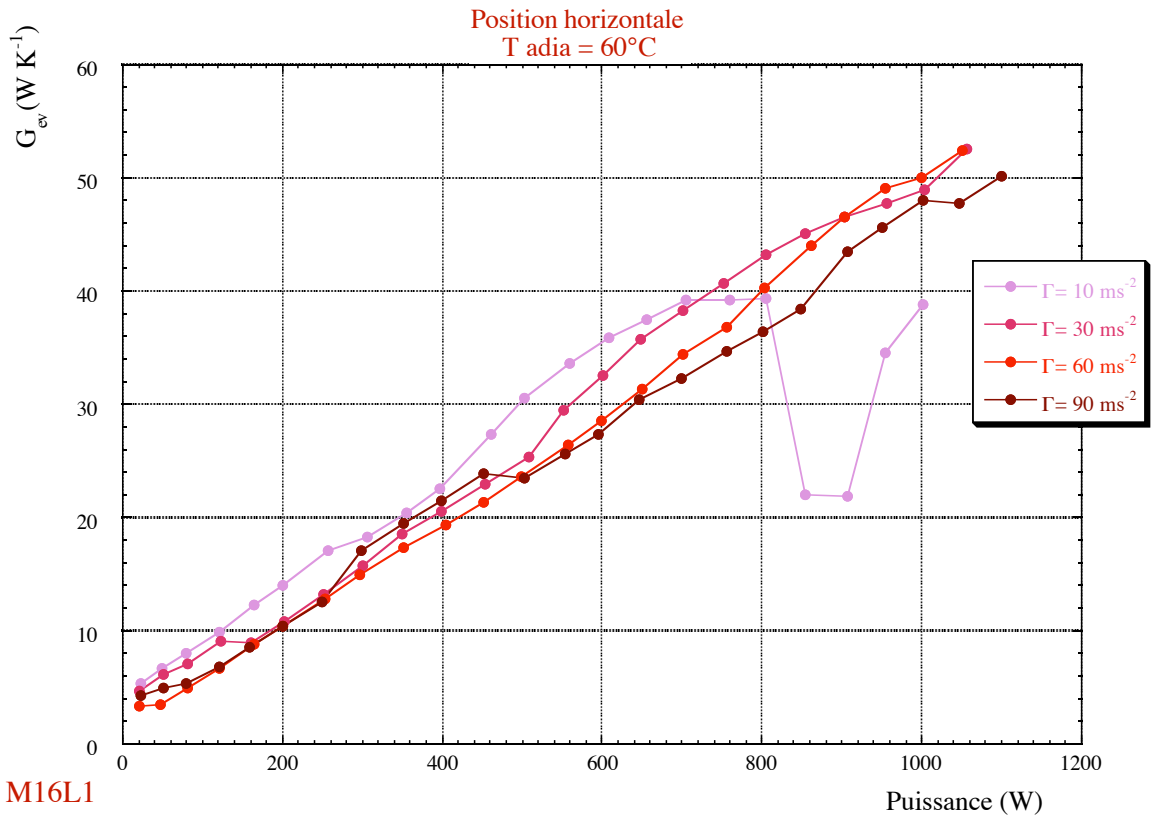
1.2.2 T_{adia} = 20°C



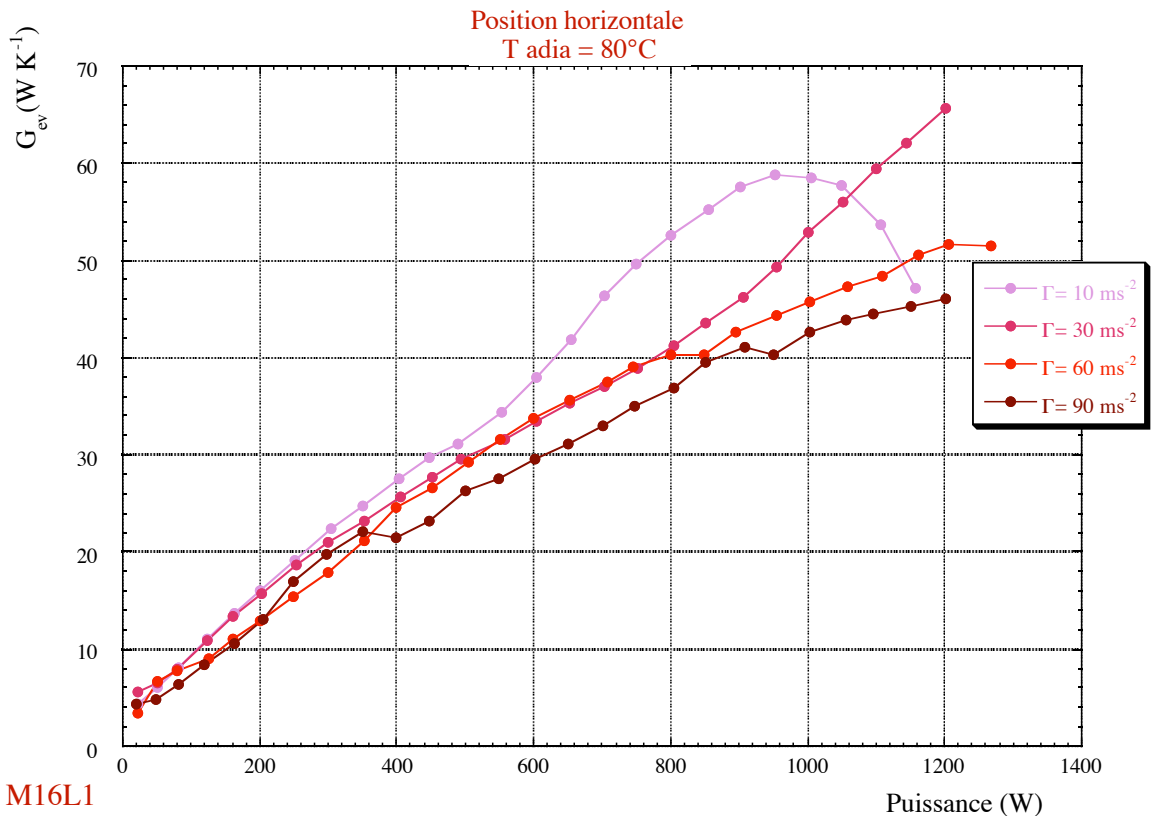
1.2.3 Tadia = 40°C



1.2.4 Tadia = 60°C



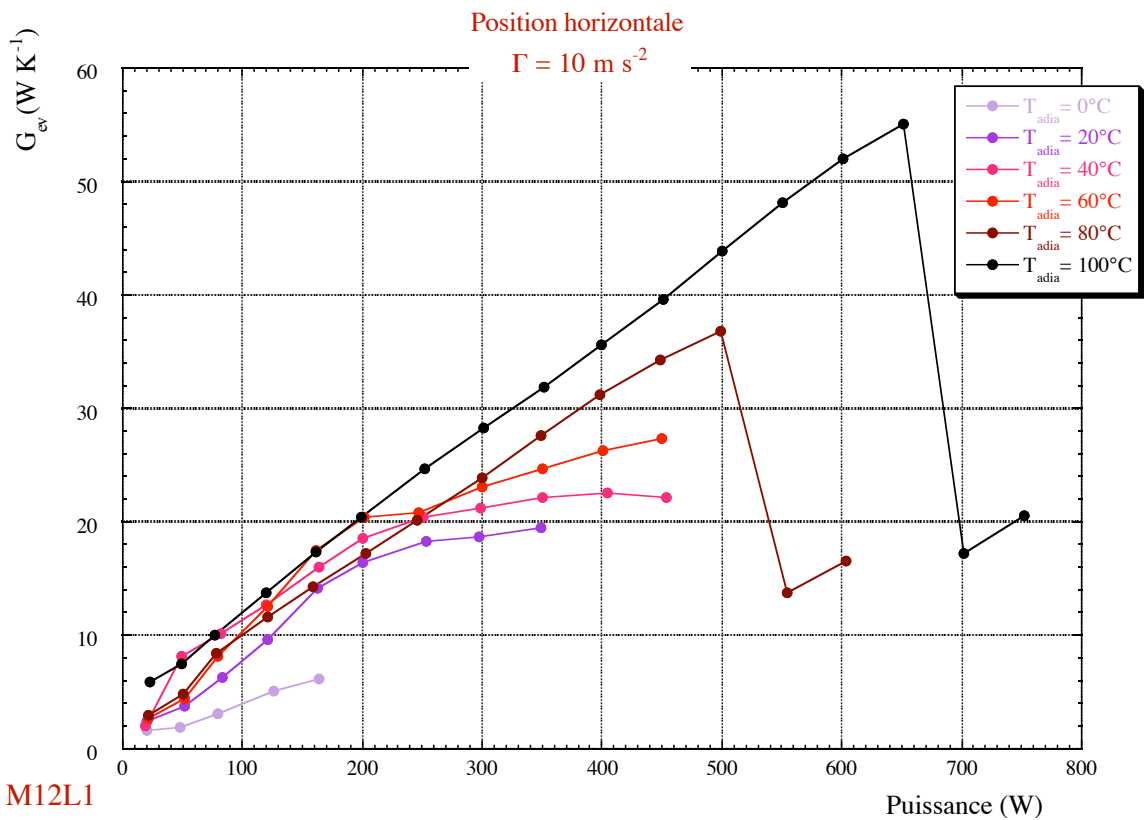
1.2.5 T_{adia} = 80°C



2 Caloduc M12L1

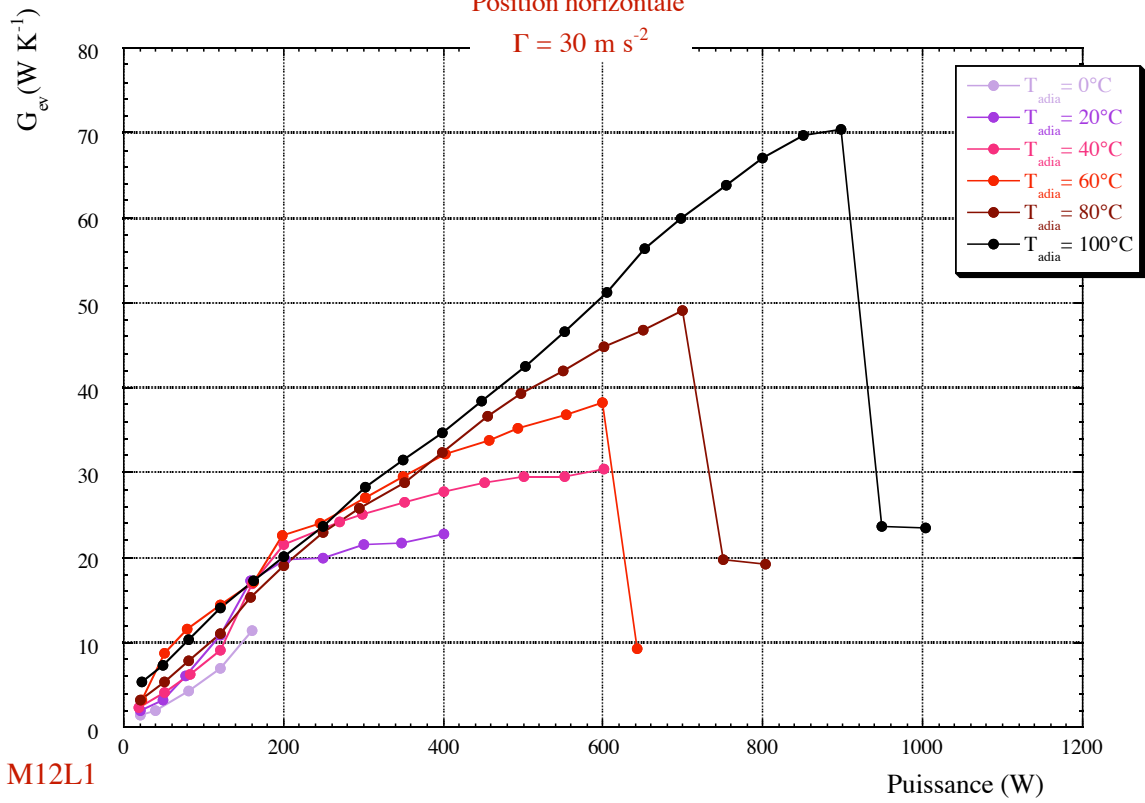
2.1 Influence de la température adiabatique

2.1.1 $\Gamma = 10 \text{ m s}^{-2}$



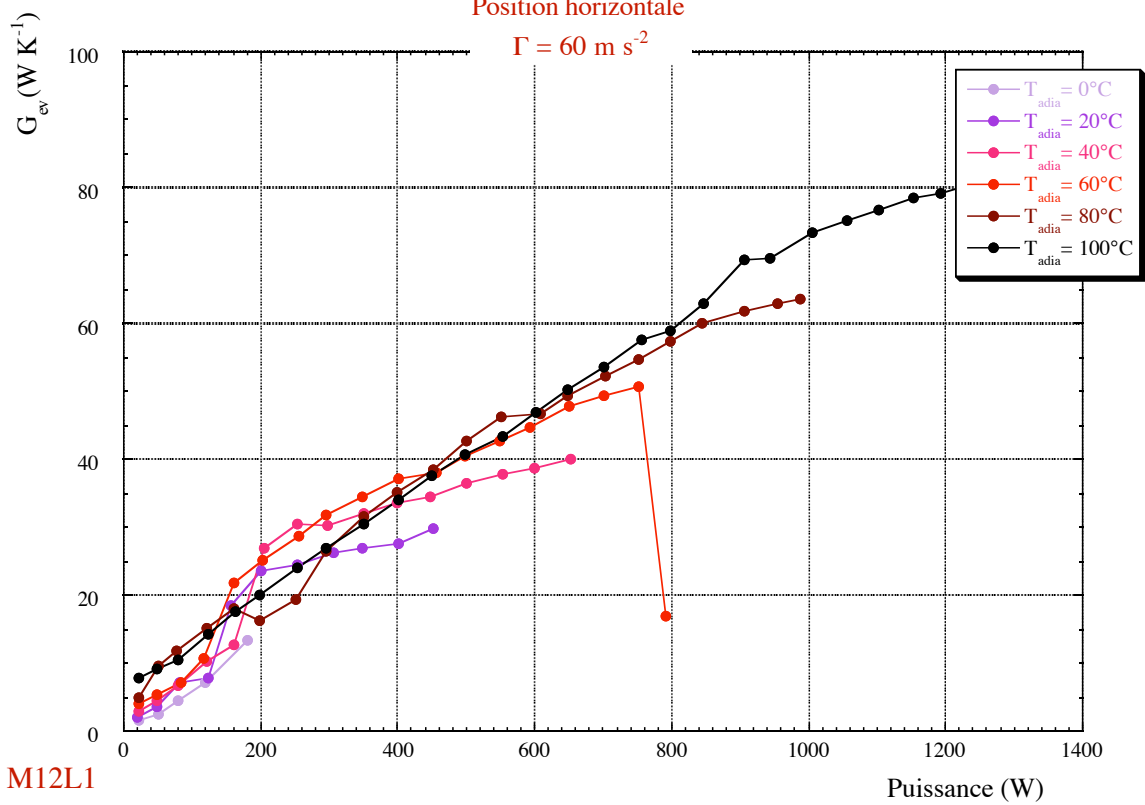
2.1.2 $\Gamma=30 \text{ m s}^{-2}$

Position horizontale
 $\Gamma = 30 \text{ m s}^{-2}$



2.1.3 $\Gamma=60 \text{ m s}^{-2}$

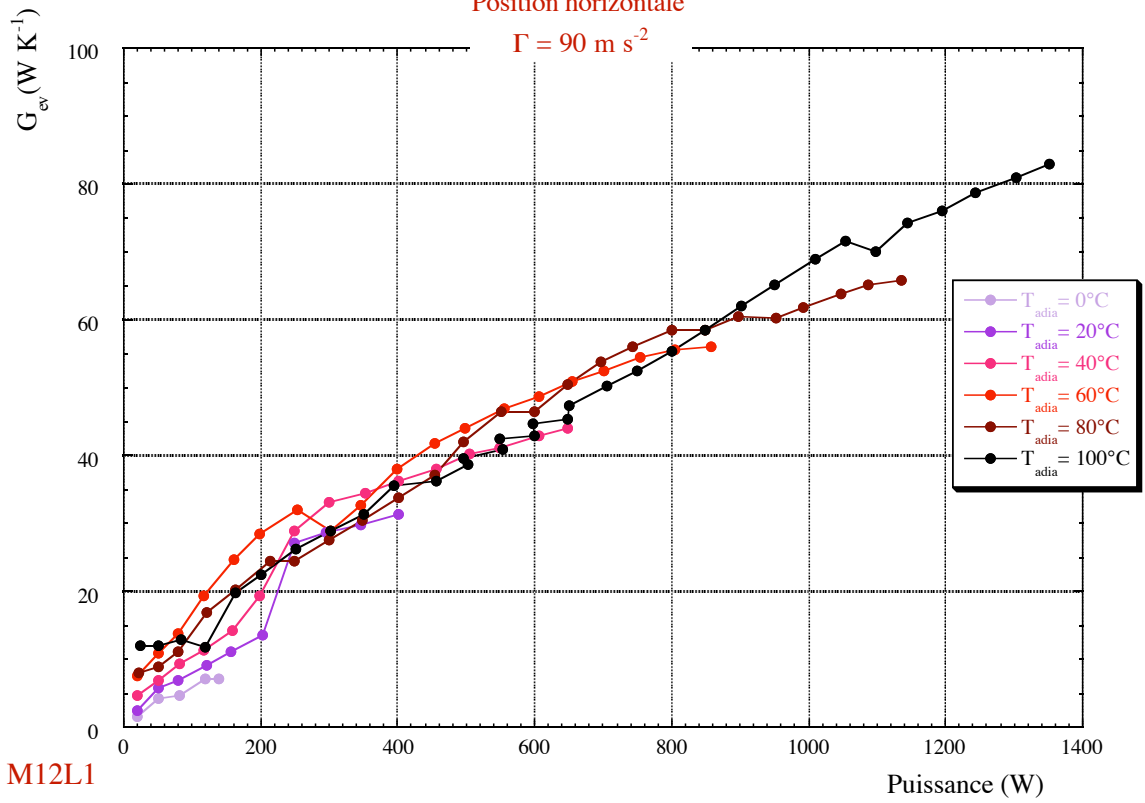
Position horizontale
 $\Gamma = 60 \text{ m s}^{-2}$



2.1.4 $\Gamma=90 \text{ m s}^{-2}$

Position horizontale

$\Gamma = 90 \text{ m s}^{-2}$

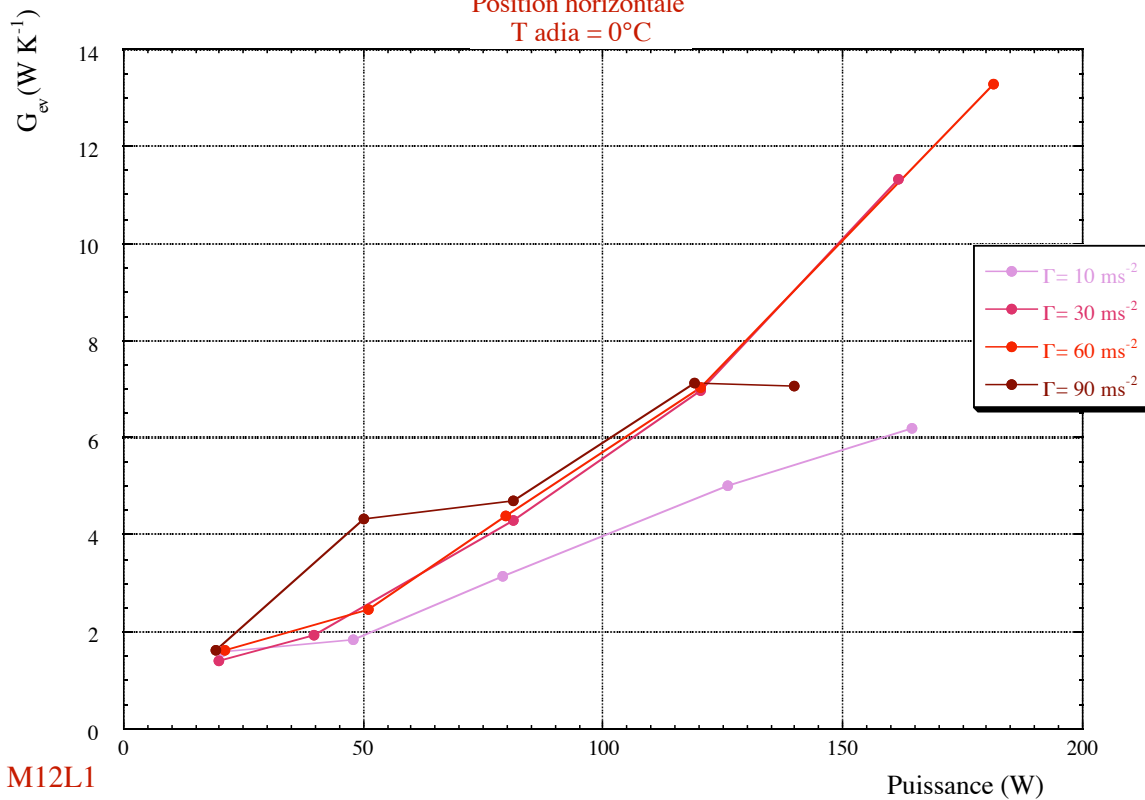


2.2 Influence de l'accélération

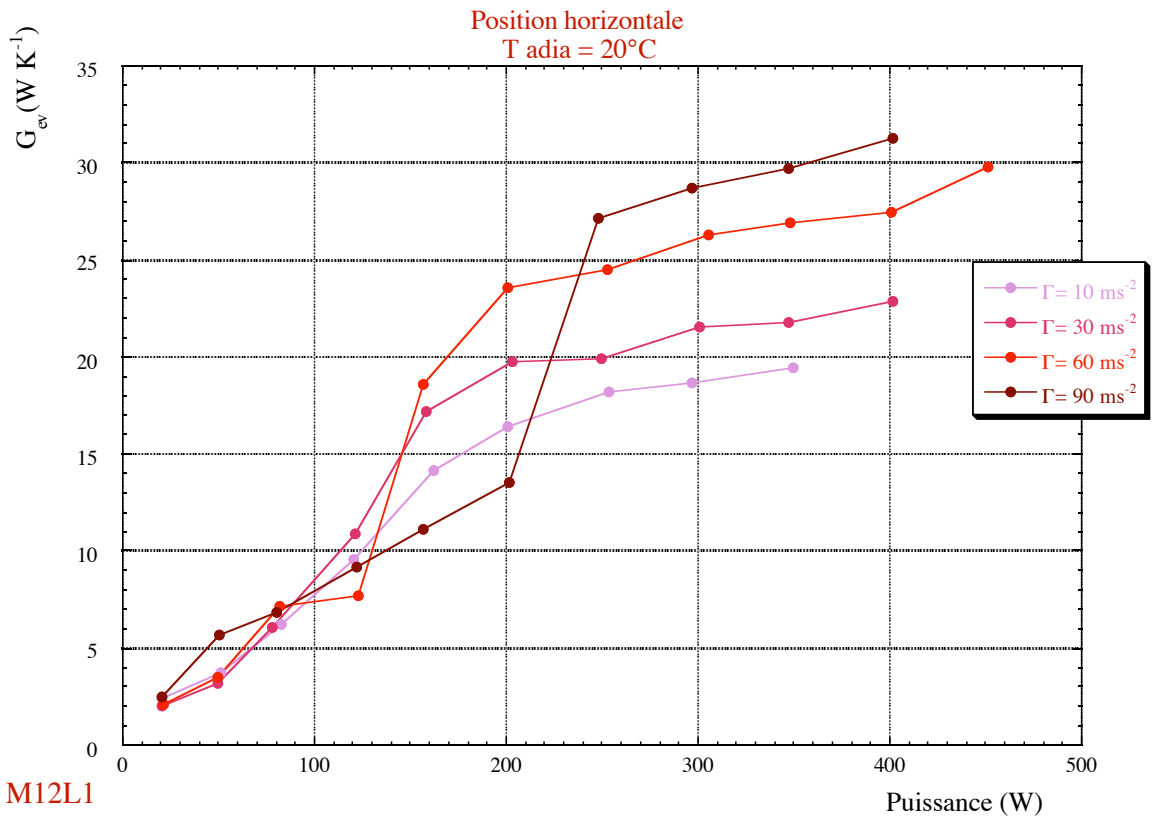
2.2.1 $T_{adia} = 0^\circ\text{C}$

Position horizontale

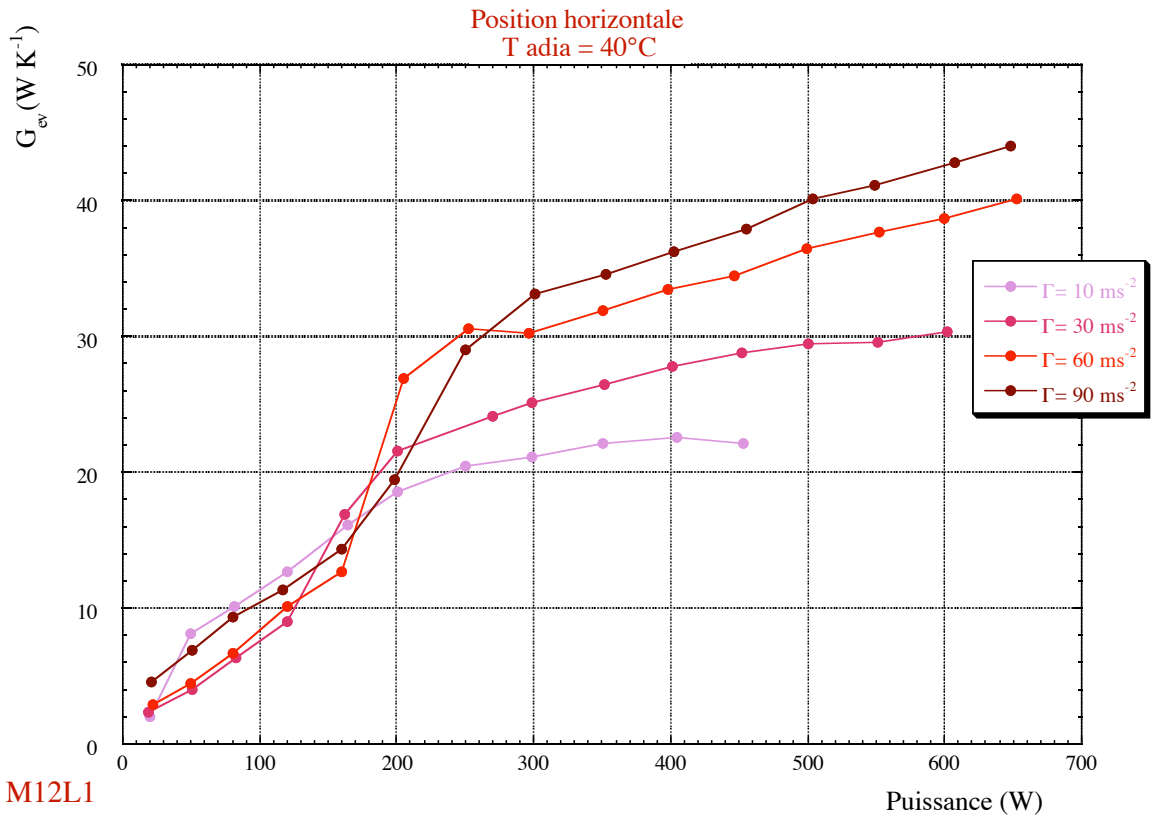
$T_{adia} = 0^\circ\text{C}$



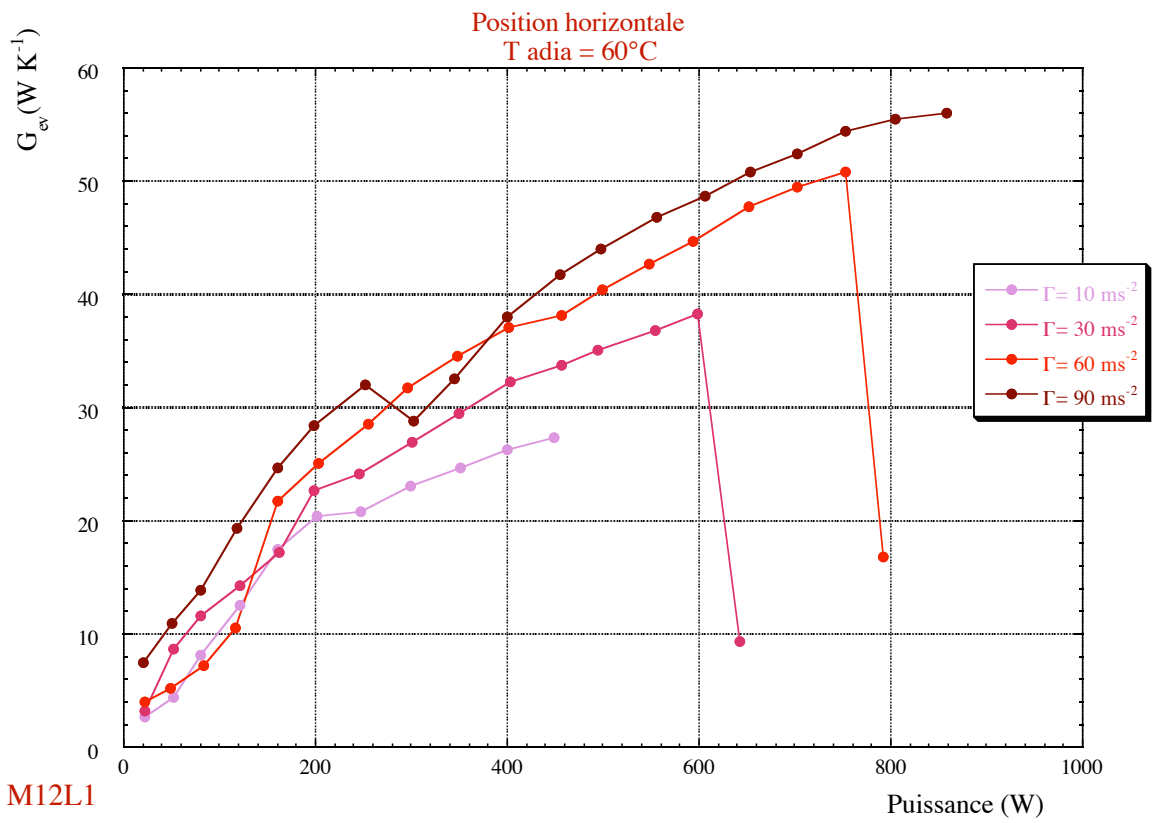
2.2.2 $T_{adia} = 20^{\circ}\text{C}$



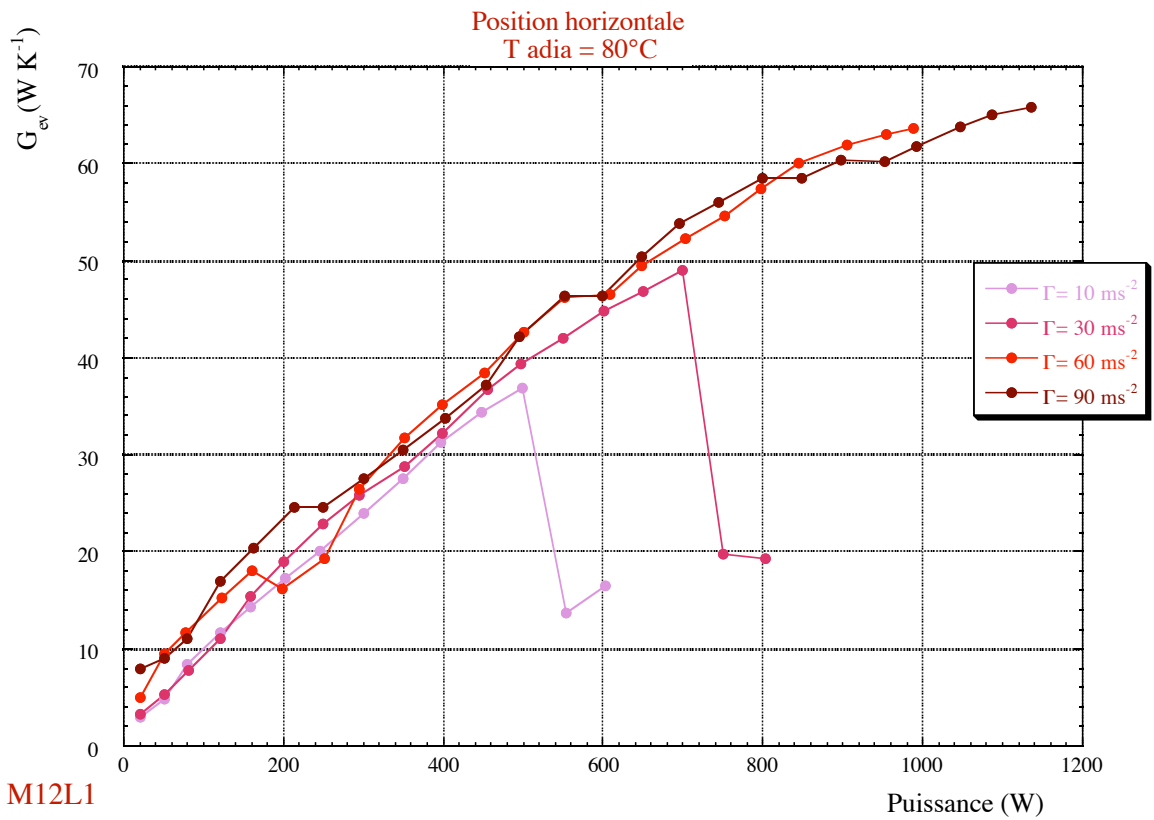
2.2.3 $T_{adia} = 40^{\circ}\text{C}$



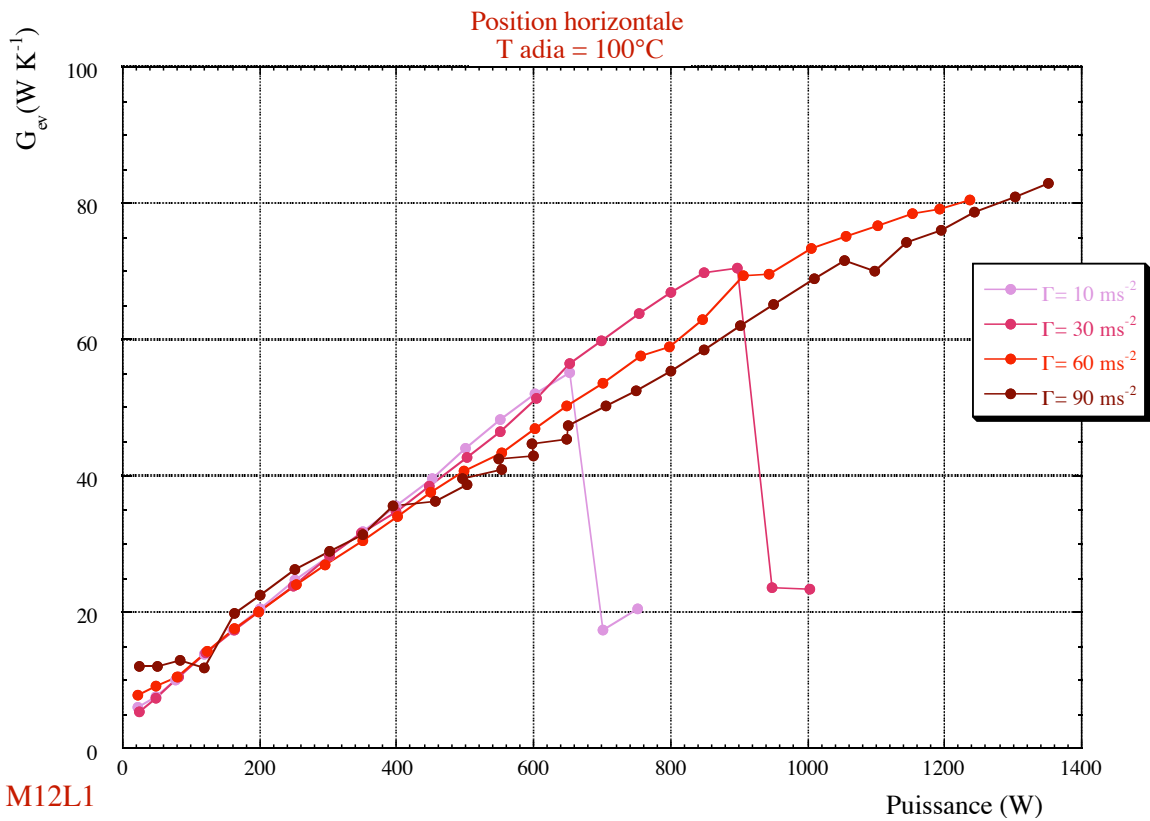
2.2.4 $T_{adia} = 60^{\circ}C$



2.2.5 $T_{adia} = 80^{\circ}C$



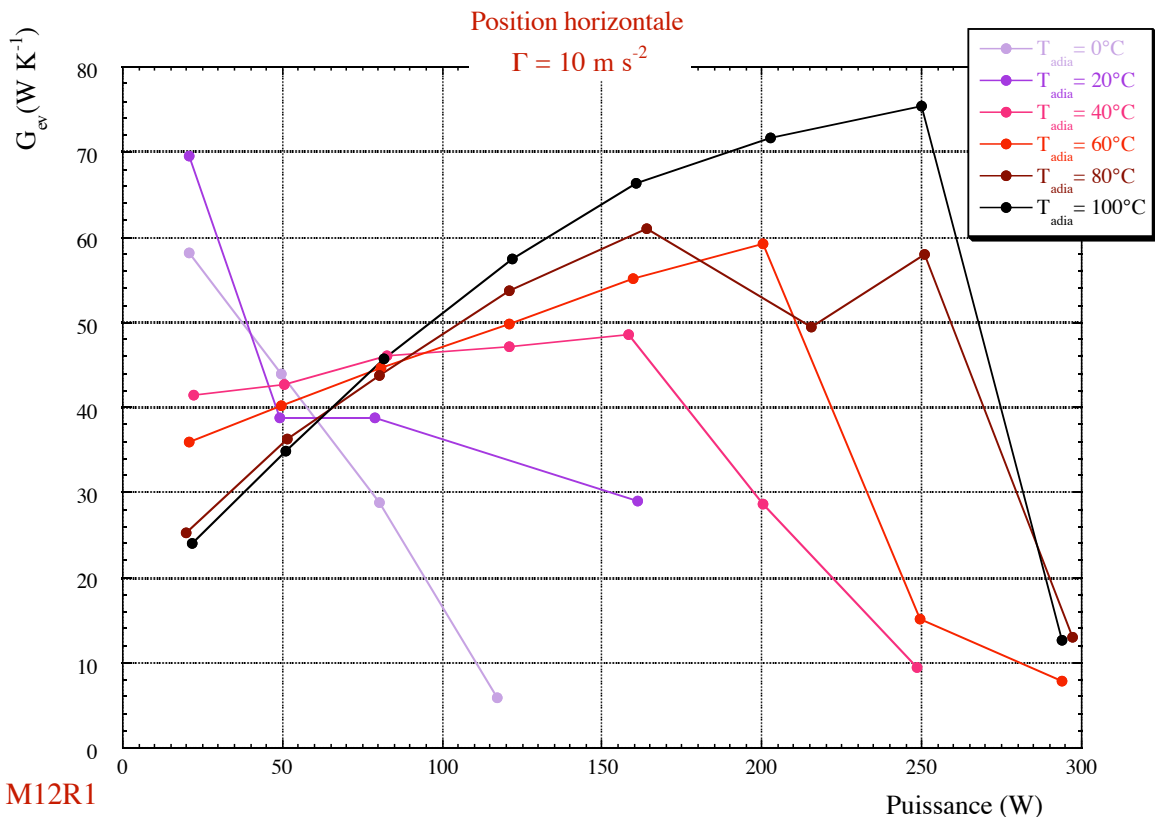
2.2.6 Tadia = 100°C



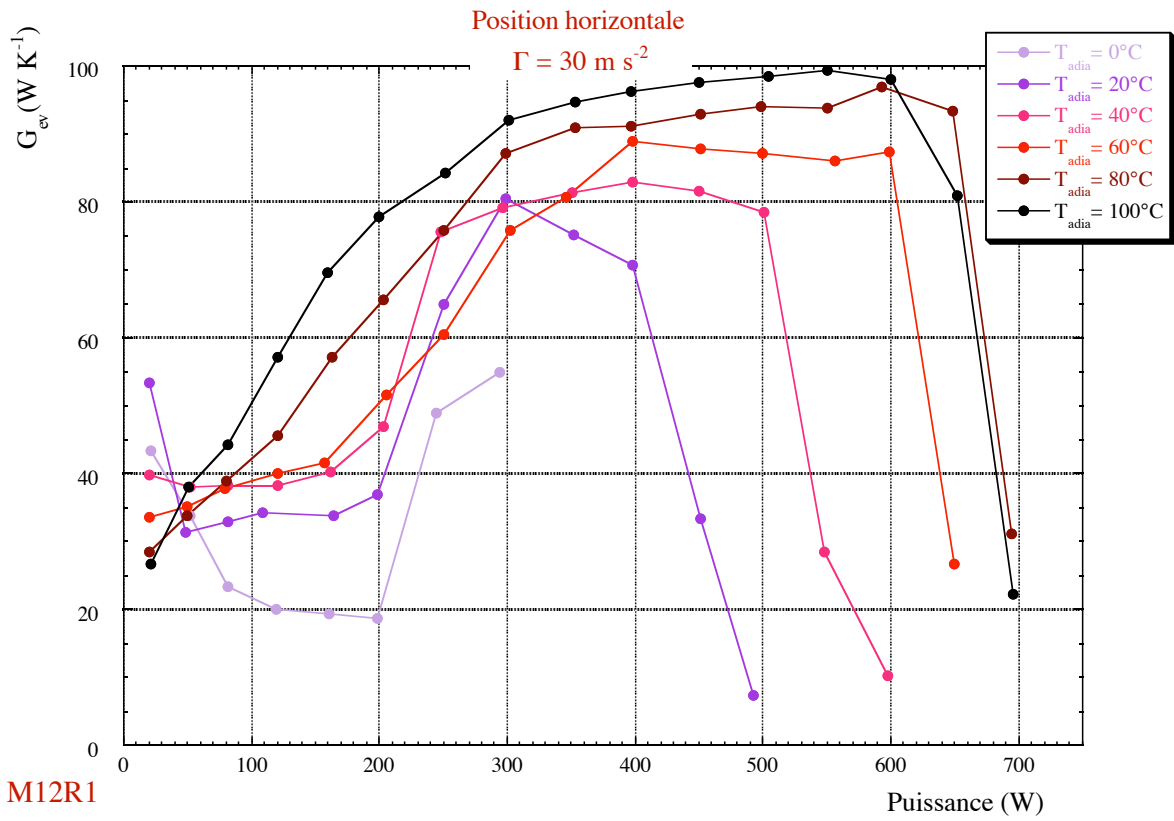
3 Caloduc M12R1

3.1 Influence de la température adiabatique

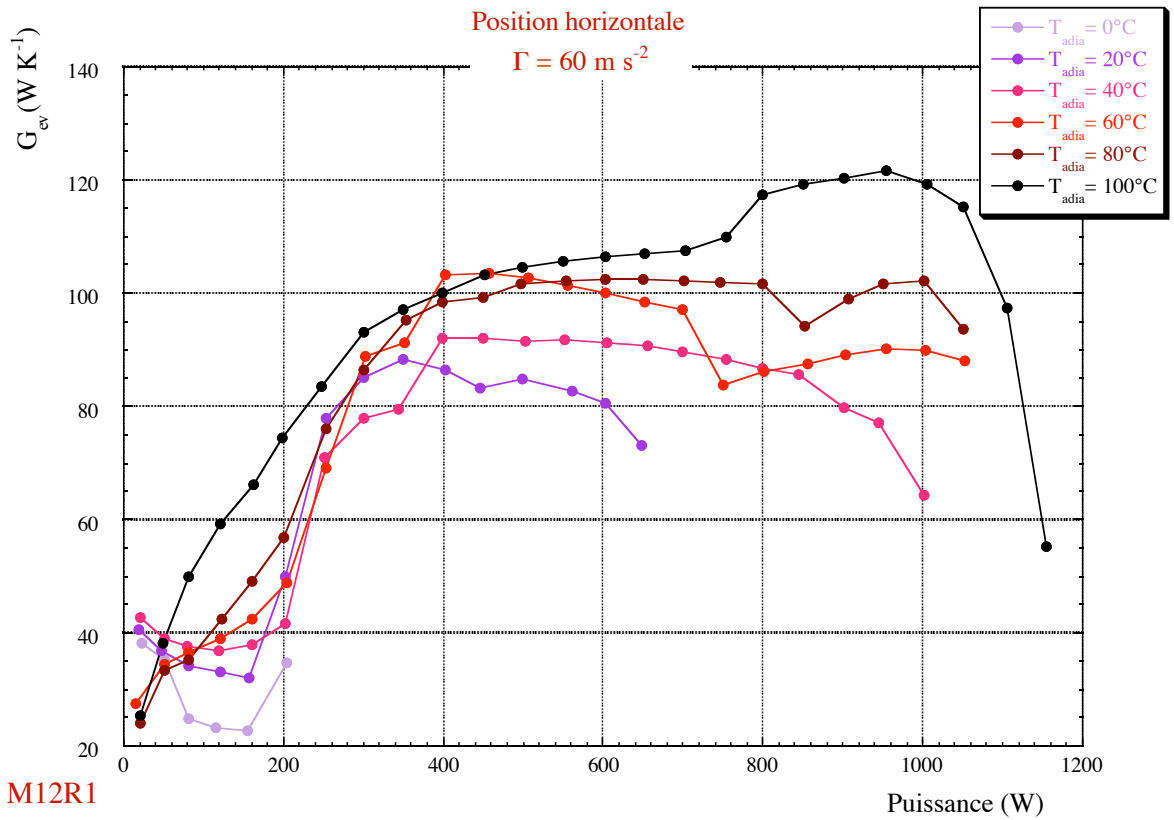
3.1.1 $\Gamma=10 \text{ m s}^{-2}$



3.1.2 $\Gamma=30 \text{ m s}^{-2}$



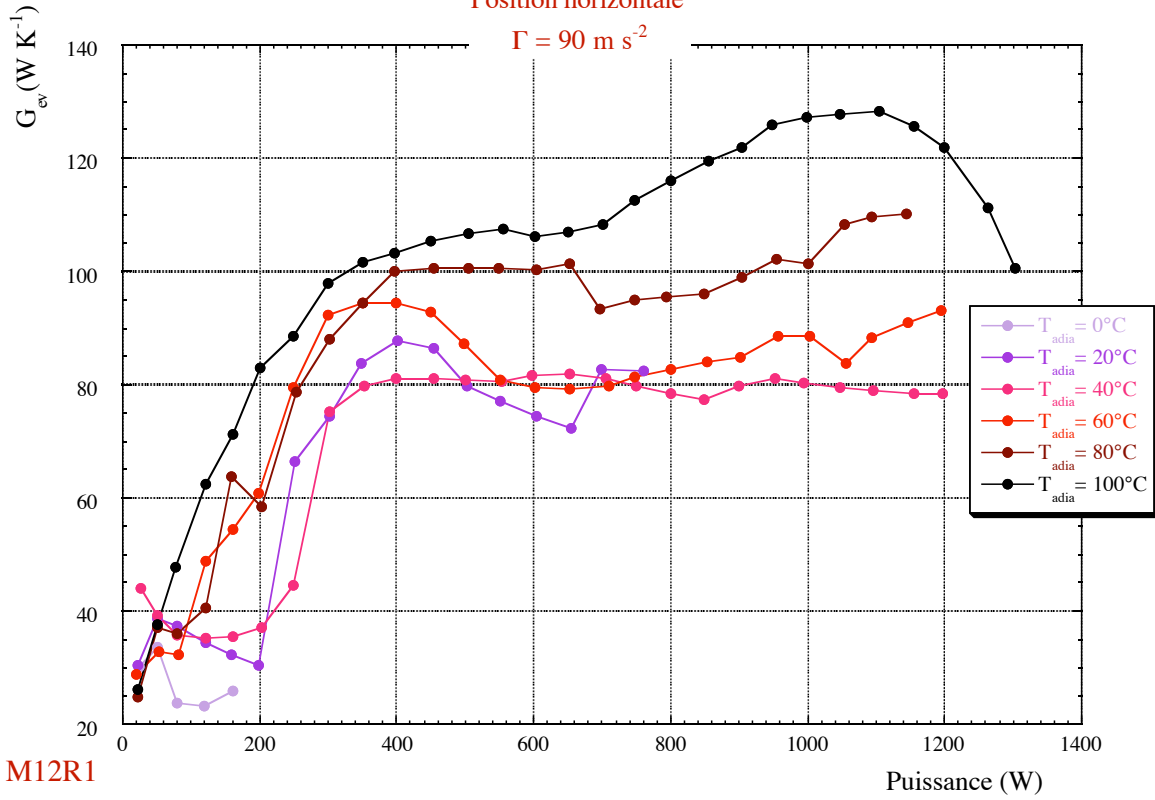
3.1.3 $\Gamma=60 \text{ m s}^{-2}$



3.1.4 $\Gamma=90 \text{ m s}^{-2}$

Position horizontale

$\Gamma = 90 \text{ m s}^{-2}$

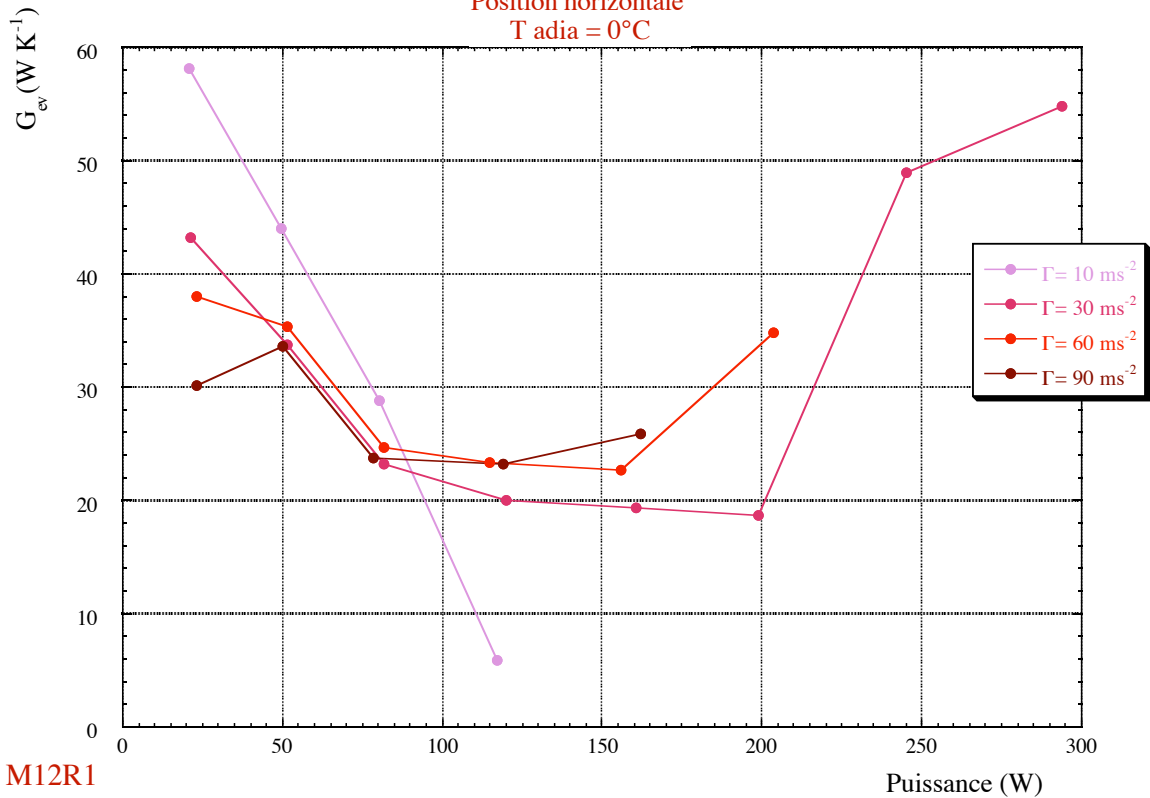


3.2 Influence de l'accélération

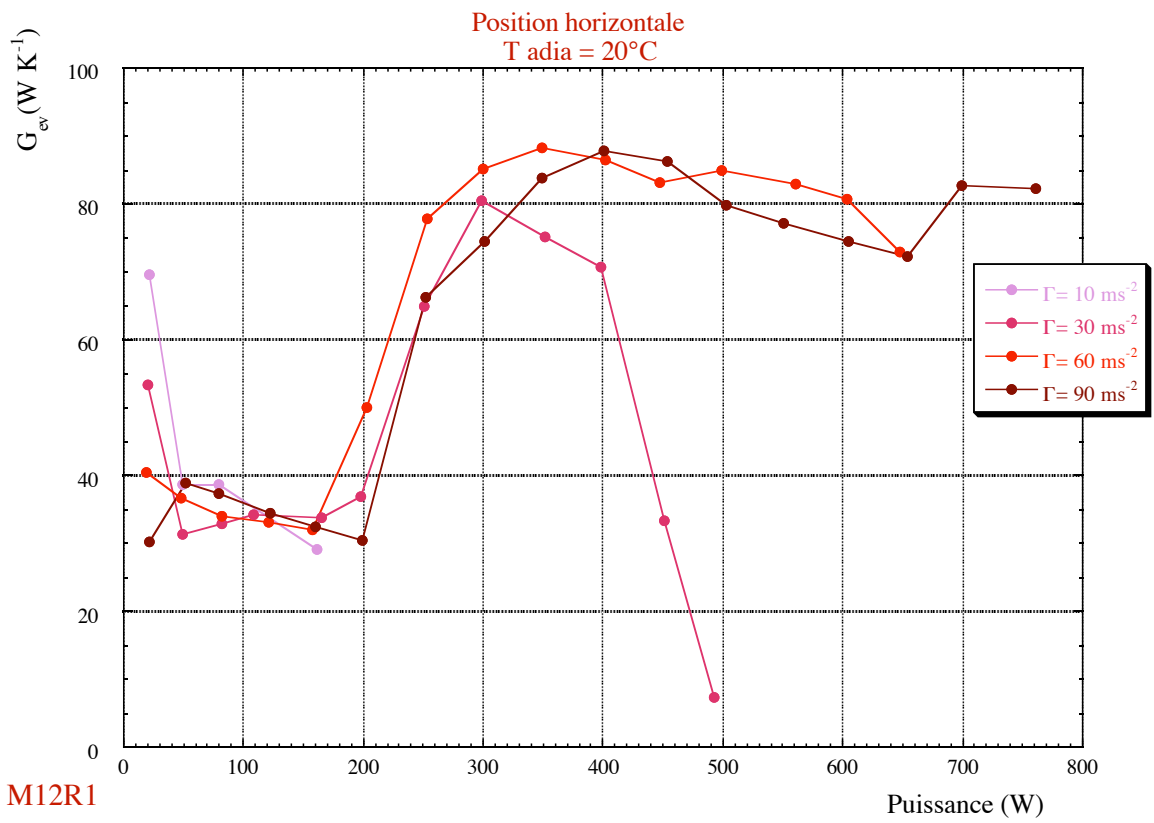
3.2.1 $T_{adia} = 0^\circ\text{C}$

Position horizontale

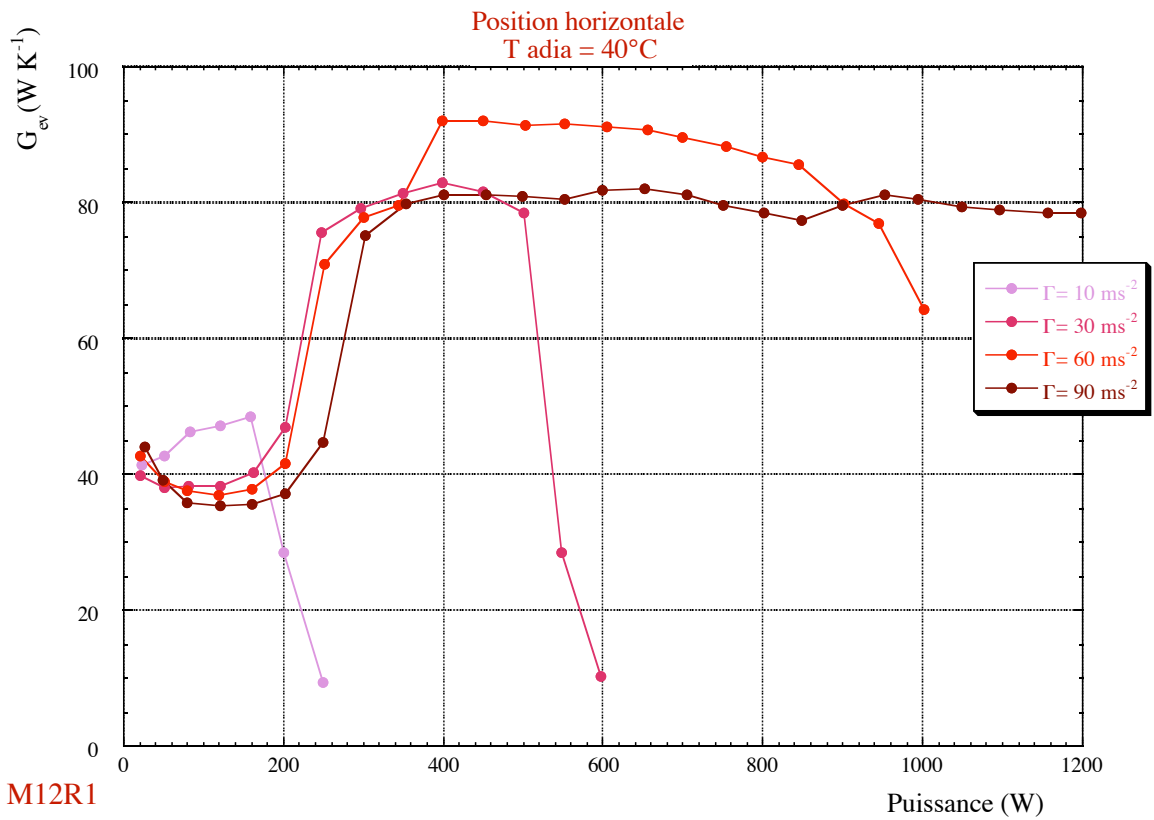
$T_{adia} = 0^\circ\text{C}$



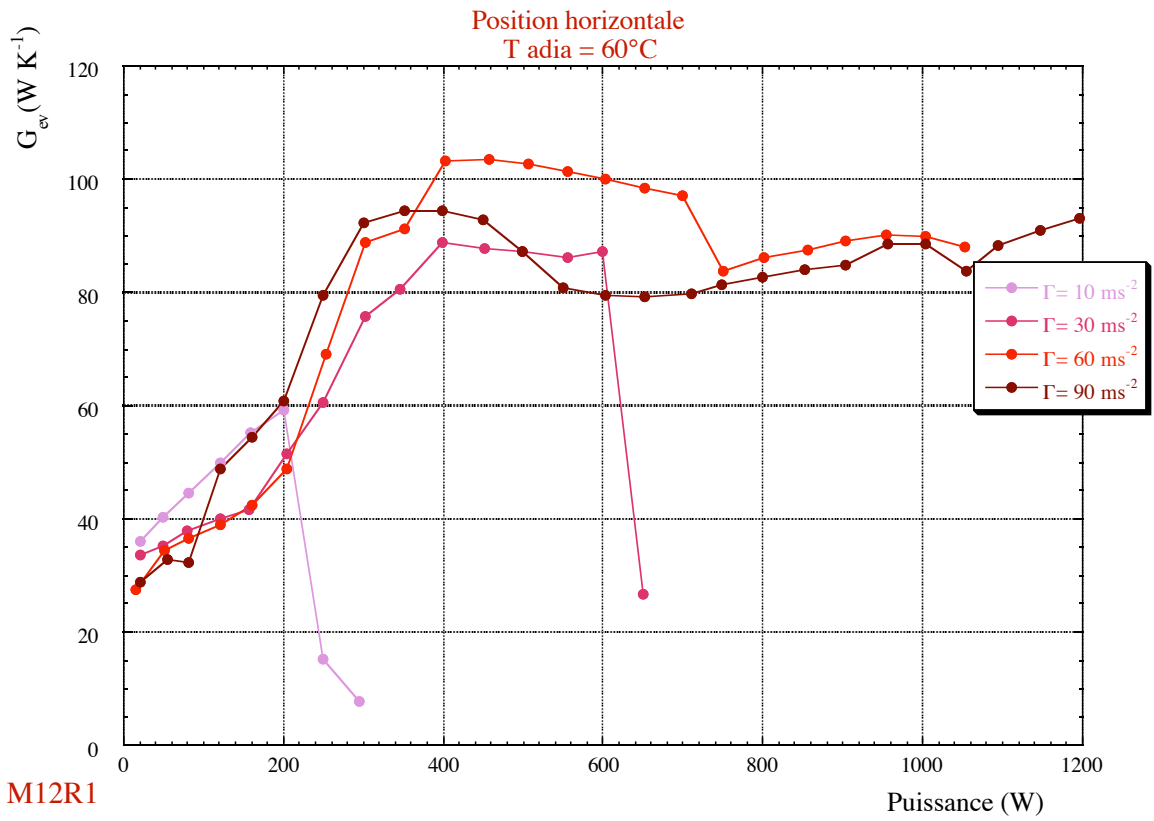
3.2.2 $T_{adia} = 20^{\circ}\text{C}$



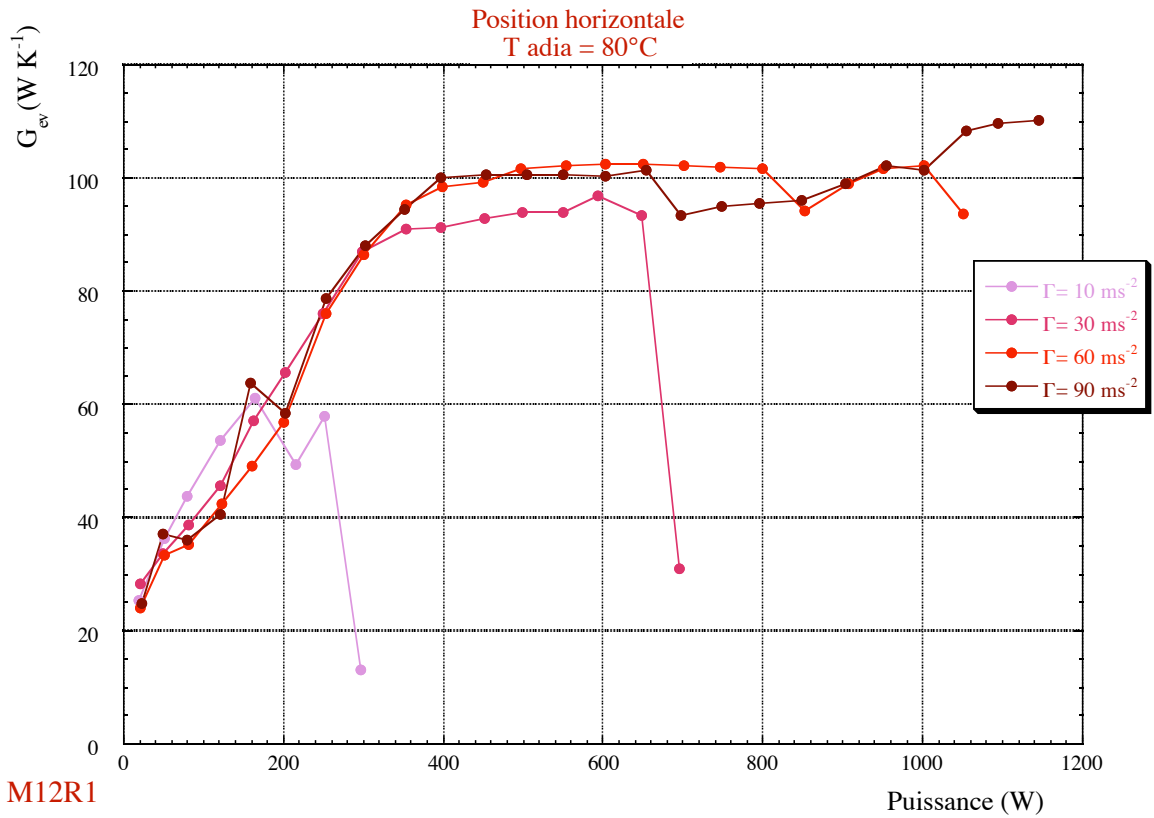
3.2.3 $T_{adia} = 40^{\circ}\text{C}$

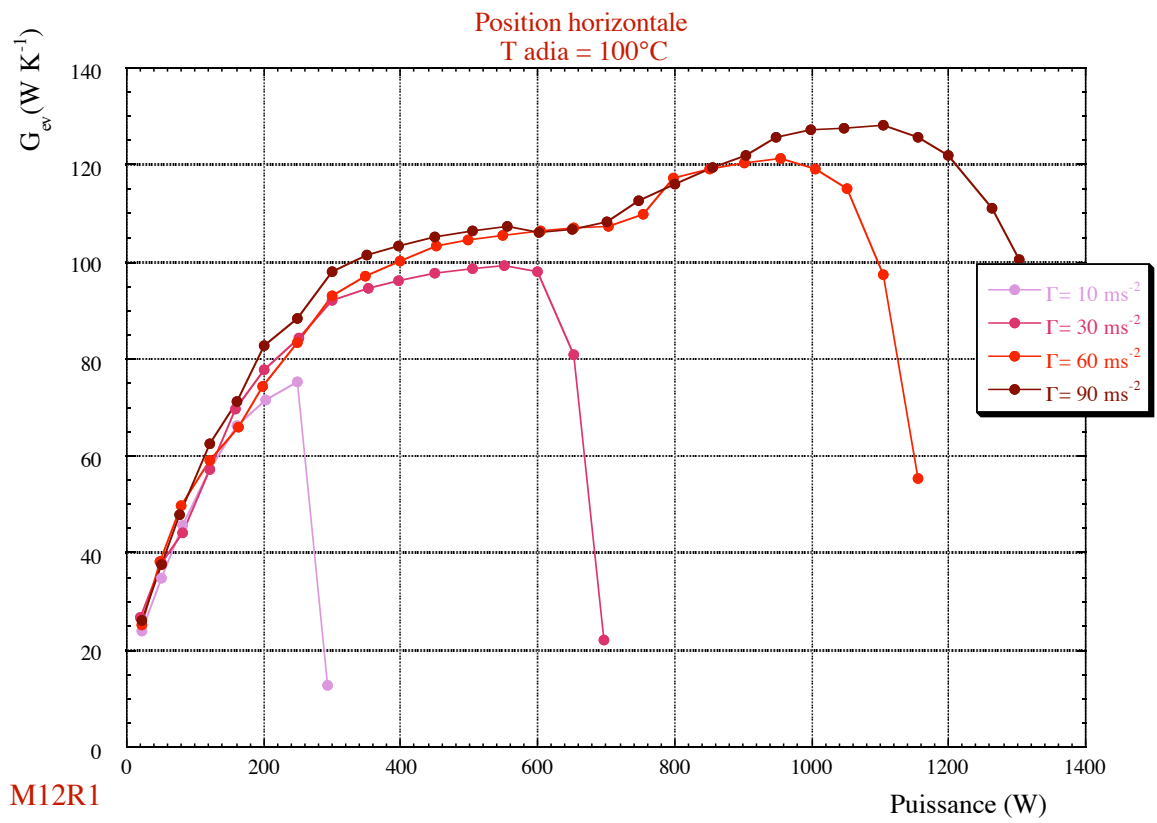


3.2.4 $T_{adia} = 60^{\circ}C$



3.2.5 $T_{adia} = 80^{\circ}C$



3.2.6 $T_{adia} = 100^{\circ}\text{C}$ 

Annexe A29

Pour chacun des trois caloducs testés en position horizontale (M16L1, M12L1 et M12R1), nous avons regroupé dans cette annexe les courbes liées à l'interprétation de l'évolution des **conductances globales** en fonction de la puissance transférée. Pour chaque caloduc, les courbes sont présentées en deux groupes permettant de visualiser l'influence de la température adiabatique à accélération constante d'une part et l'influence de l'accélération à température adiabatique constante d'autre part.

A29 Position horizontale : Les conductances globales 29-3

1 Caloduc M16L1-----	29-3
1.1 Influence de la température adiabatique	29-3
1.1.1 $\Gamma=10 \text{ m s}^{-2}$	29-3
1.1.2 $\Gamma=30 \text{ m s}^{-2}$	29-3
1.1.3 $\Gamma=60 \text{ m s}^{-2}$	29-4
1.1.4 $\Gamma=90 \text{ m s}^{-2}$	29-4
1.2 Influence de l'accélération	29-5
1.2.1 $T_{adia} = 0^{\circ}\text{C}$	29-5
1.2.2 $T_{adia} = 20^{\circ}\text{C}$	29-5
1.2.3 $T_{adia} = 40^{\circ}\text{C}$	29-6
1.2.4 $T_{adia} = 60^{\circ}\text{C}$	29-6
1.2.5 $T_{adia} = 80^{\circ}\text{C}$	29-6

2 Caloduc M12L1 -----	29-7
2.1 Influence de la température adiabatique	29-7
2.1.1 $\Gamma=10 \text{ m s}^{-2}$	29-7
2.1.2 $\Gamma=30 \text{ m s}^{-2}$	29-7
2.1.3 $\Gamma=60 \text{ m s}^{-2}$	29-8
2.1.4 $\Gamma=90 \text{ m s}^{-2}$	29-8
2.2 Influence de l'accélération	29-9
2.2.1 $T_{adia} = 0^{\circ}\text{C}$	29-9
2.2.2 $T_{adia} = 20^{\circ}\text{C}$	29-9
2.2.3 $T_{adia} = 40^{\circ}\text{C}$	29-10
2.2.4 $T_{adia} = 60^{\circ}\text{C}$	29-10
2.2.5 $T_{adia} = 80^{\circ}\text{C}$	29-11
2.2.6 $T_{adia} = 100^{\circ}\text{C}$	29-11
3 Caloduc M12R1 -----	29-12
3.1 Influence de la température adiabatique	29-12
3.1.1 $\Gamma=10 \text{ m s}^{-2}$	29-12
3.1.2 $\Gamma=30 \text{ m s}^{-2}$	29-12
3.1.3 $\Gamma=60 \text{ m s}^{-2}$	29-13
3.1.4 $\Gamma=90 \text{ m s}^{-2}$	29-13
3.2 Influence de l'accélération	29-14
3.2.1 $T_{adia} = 0^{\circ}\text{C}$	29-14
3.2.2 $T_{adia} = 20^{\circ}\text{C}$	29-15
3.2.3 $T_{adia} = 40^{\circ}\text{C}$	29-15
3.2.4 $T_{adia} = 60^{\circ}\text{C}$	29-16
3.2.5 $T_{adia} = 80^{\circ}\text{C}$	29-16
3.2.6 $T_{adia} = 100^{\circ}\text{C}$	29-17

A29 Position horizontale : Les conductances globales

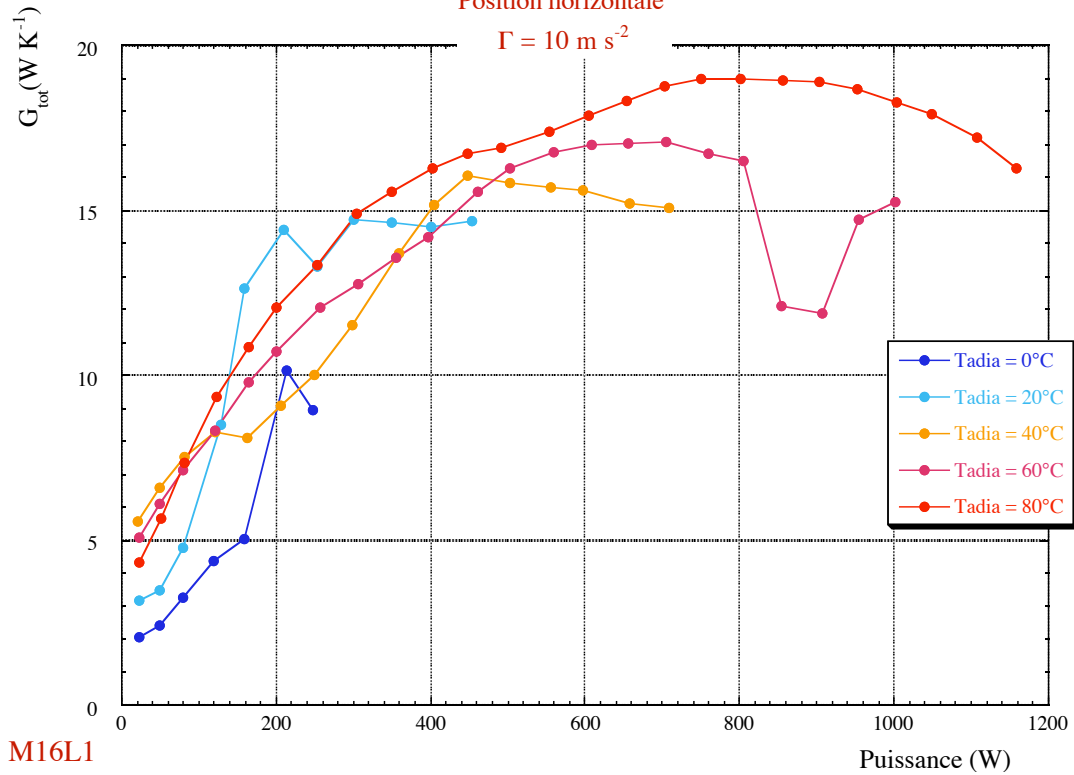
1 Caloduc M16L1

1.1 Influence de la température adiabatique

1.1.1 $\Gamma=10 \text{ m s}^{-2}$

Position horizontale

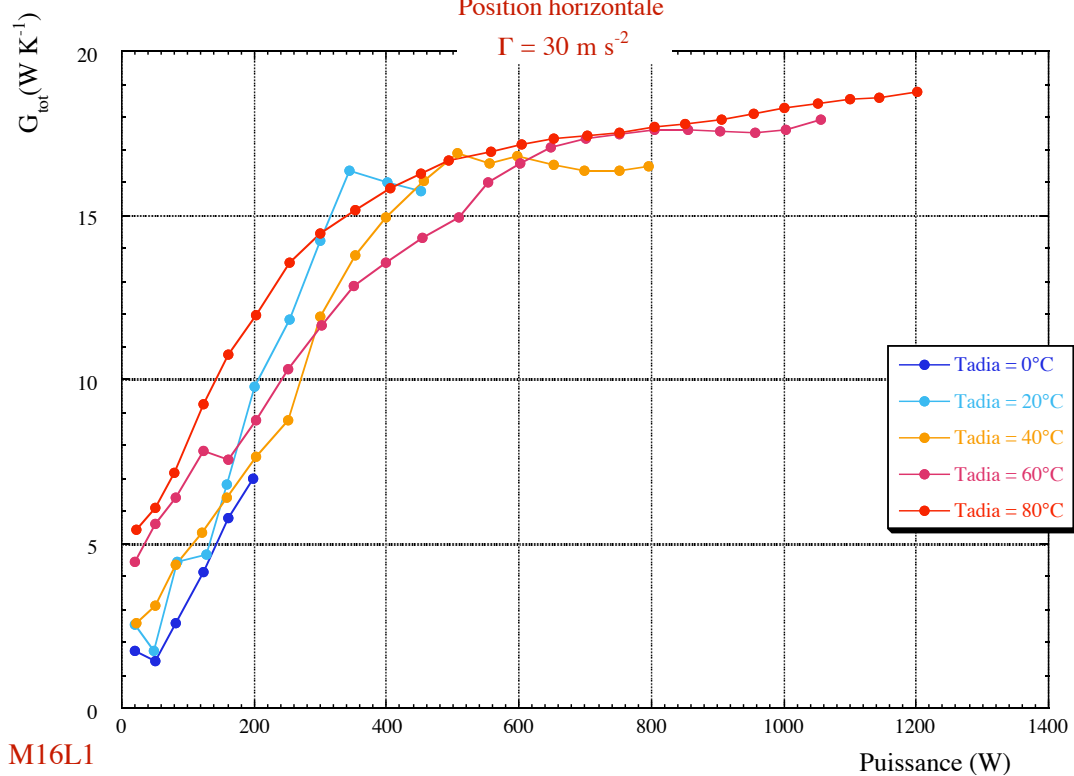
$\Gamma = 10 \text{ m s}^{-2}$



1.1.2 $\Gamma=30 \text{ m s}^{-2}$

Position horizontale

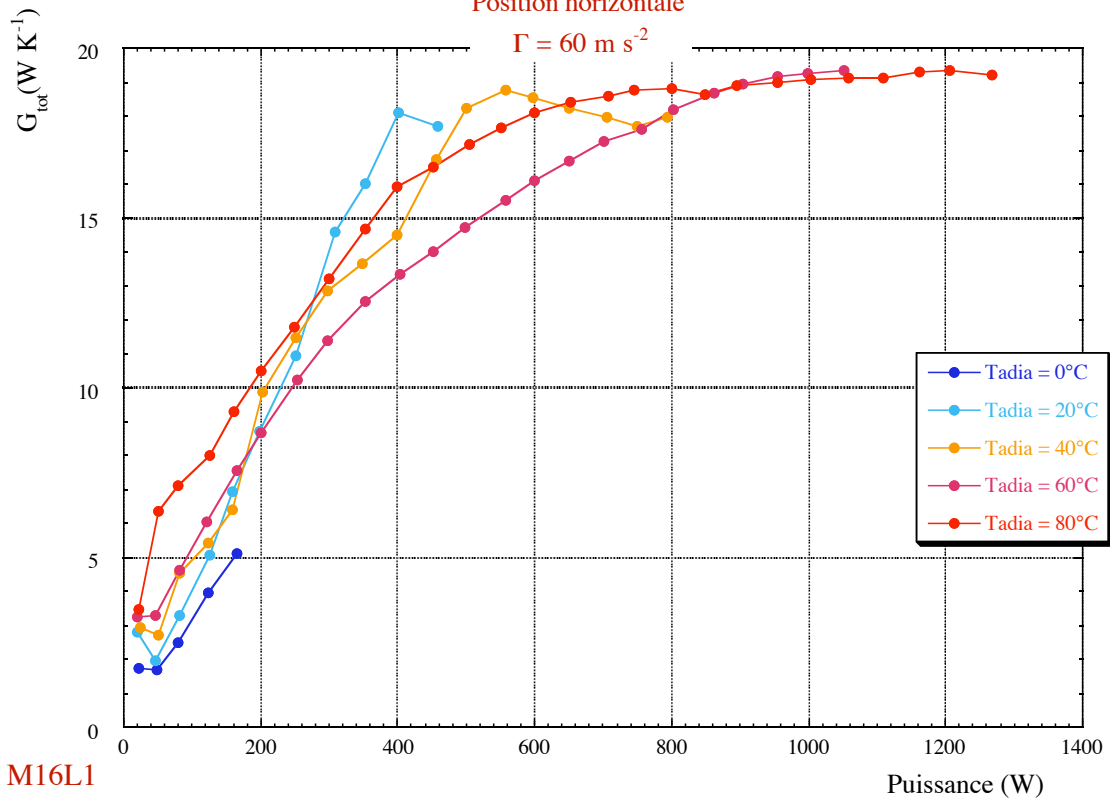
$\Gamma = 30 \text{ m s}^{-2}$



1.1.3 $\Gamma=60 \text{ m s}^{-2}$

Position horizontale

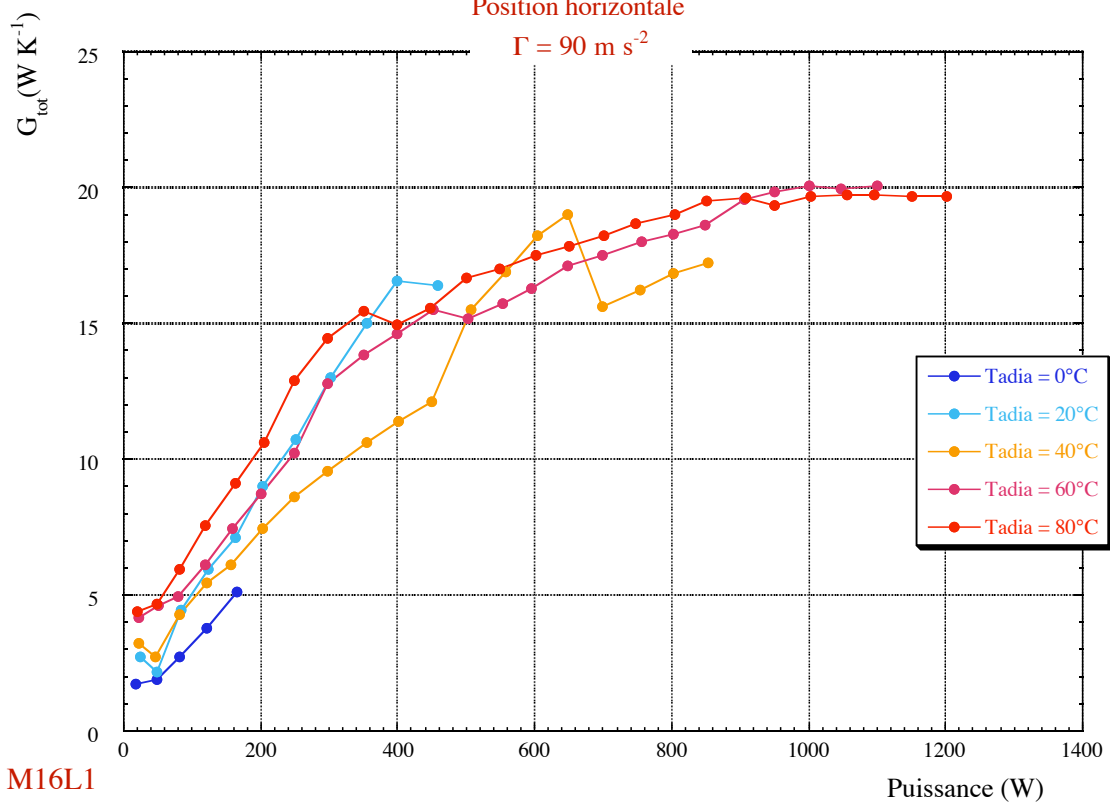
$\Gamma = 60 \text{ m s}^{-2}$



1.1.4 $\Gamma=90 \text{ m s}^{-2}$

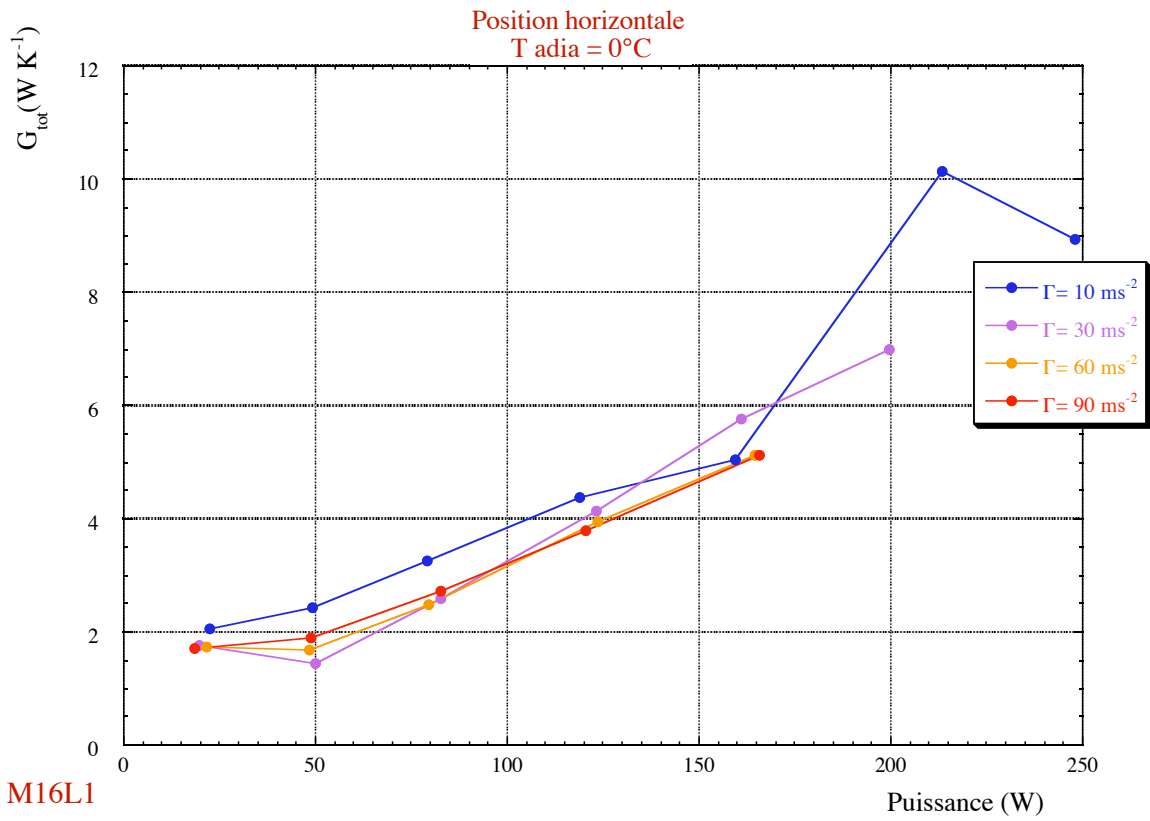
Position horizontale

$\Gamma = 90 \text{ m s}^{-2}$

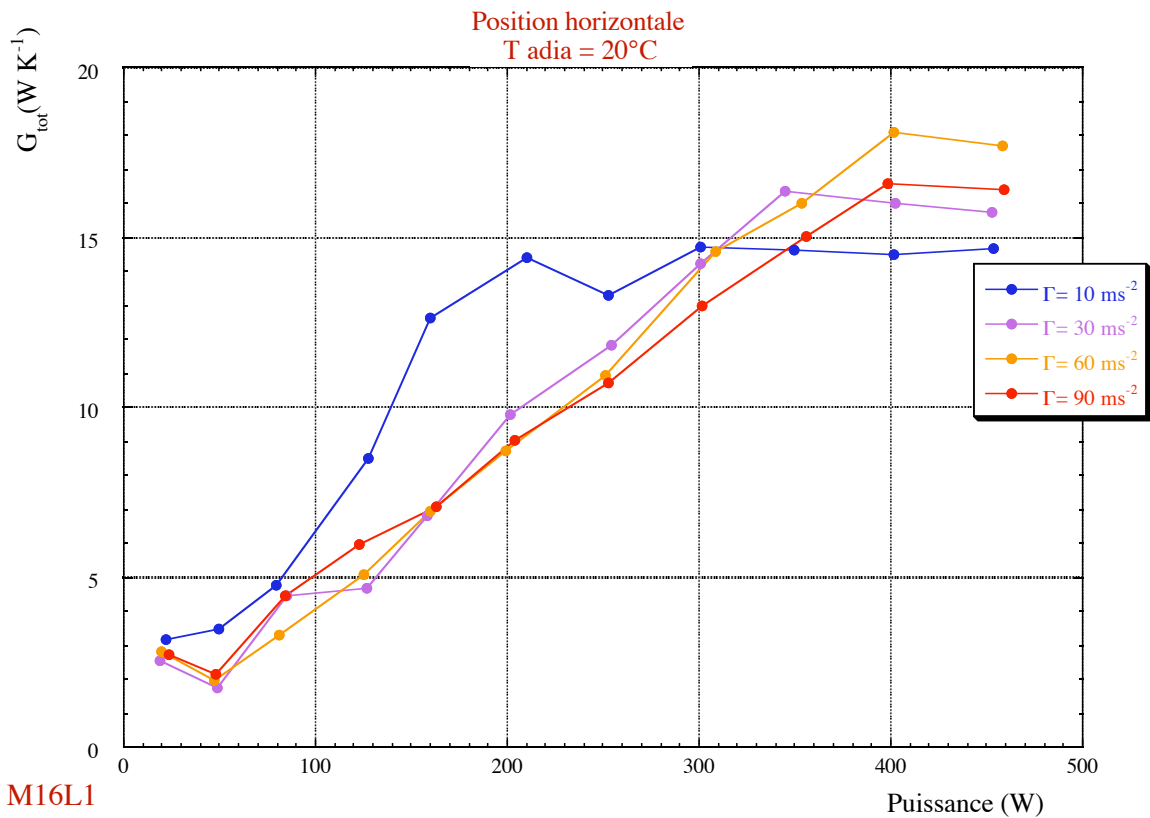


1.2 Influence de l'accélération

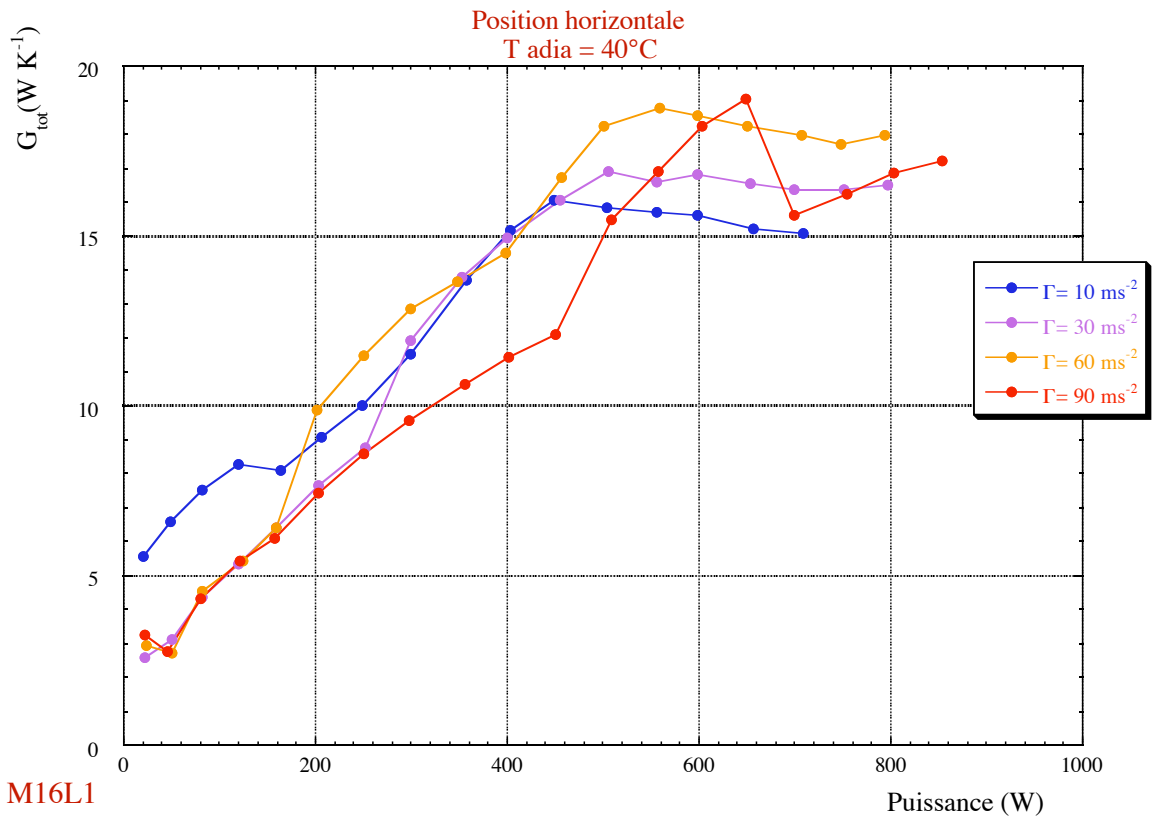
1.2.1 $T_{adia} = 0^\circ\text{C}$



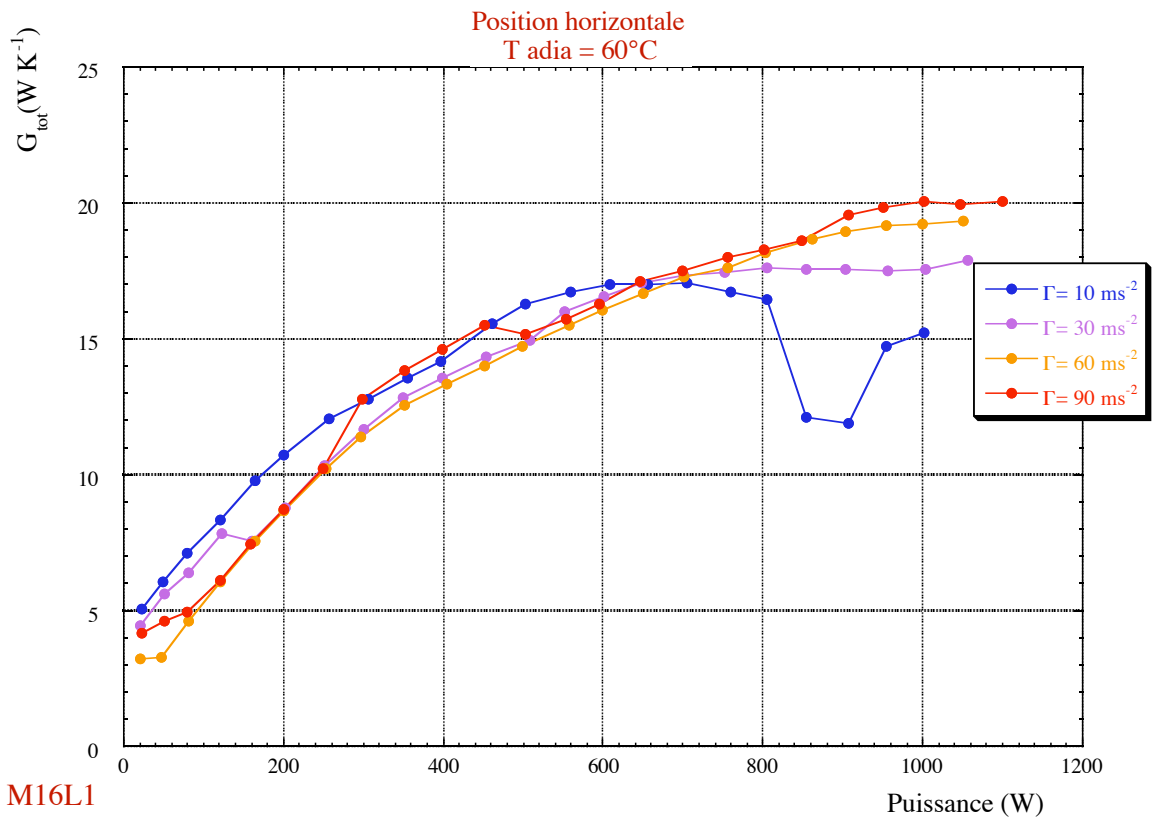
1.2.2 $T_{adia} = 20^\circ\text{C}$



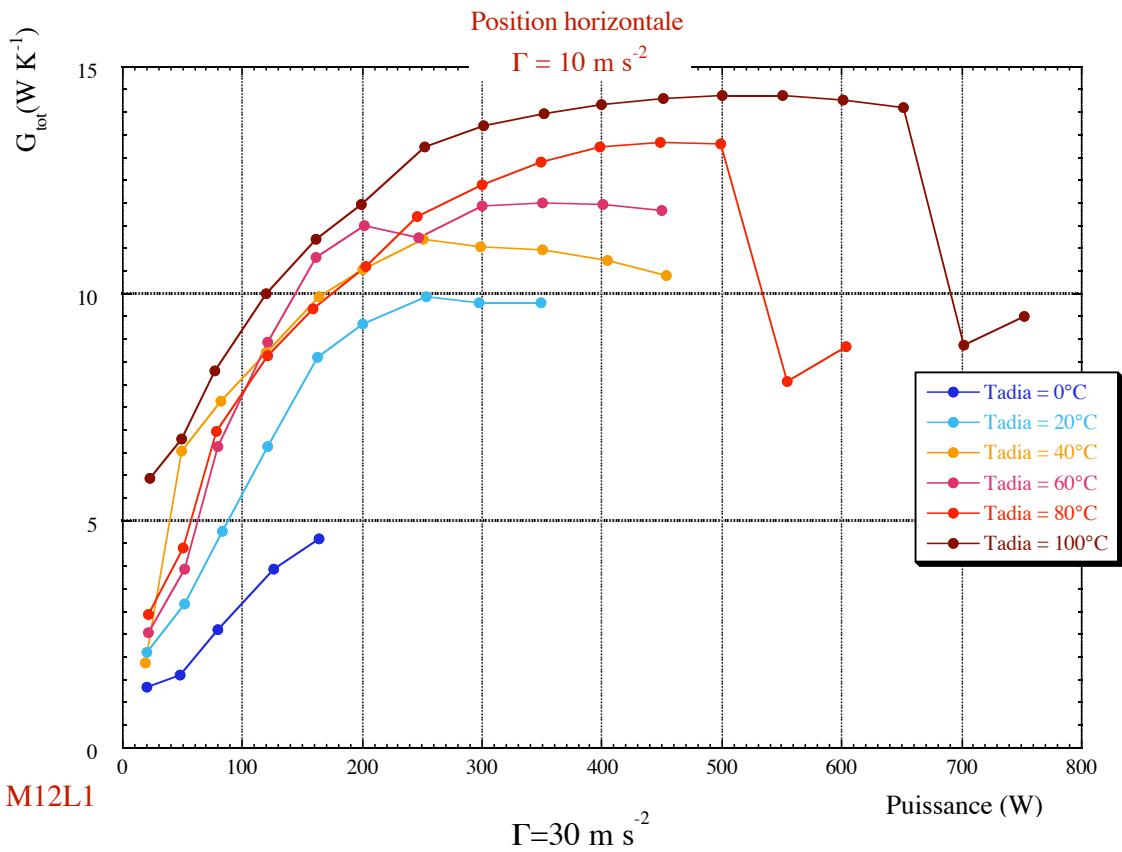
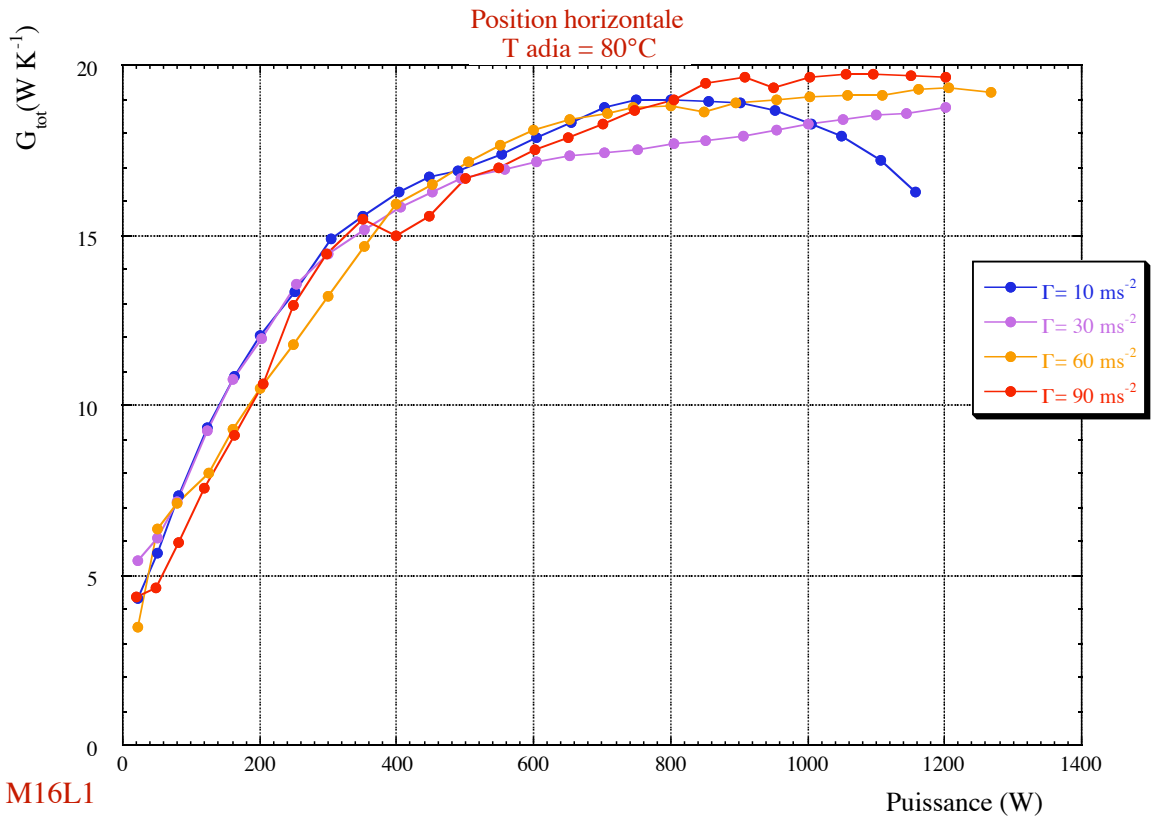
1.2.3 Tadia = 40°C

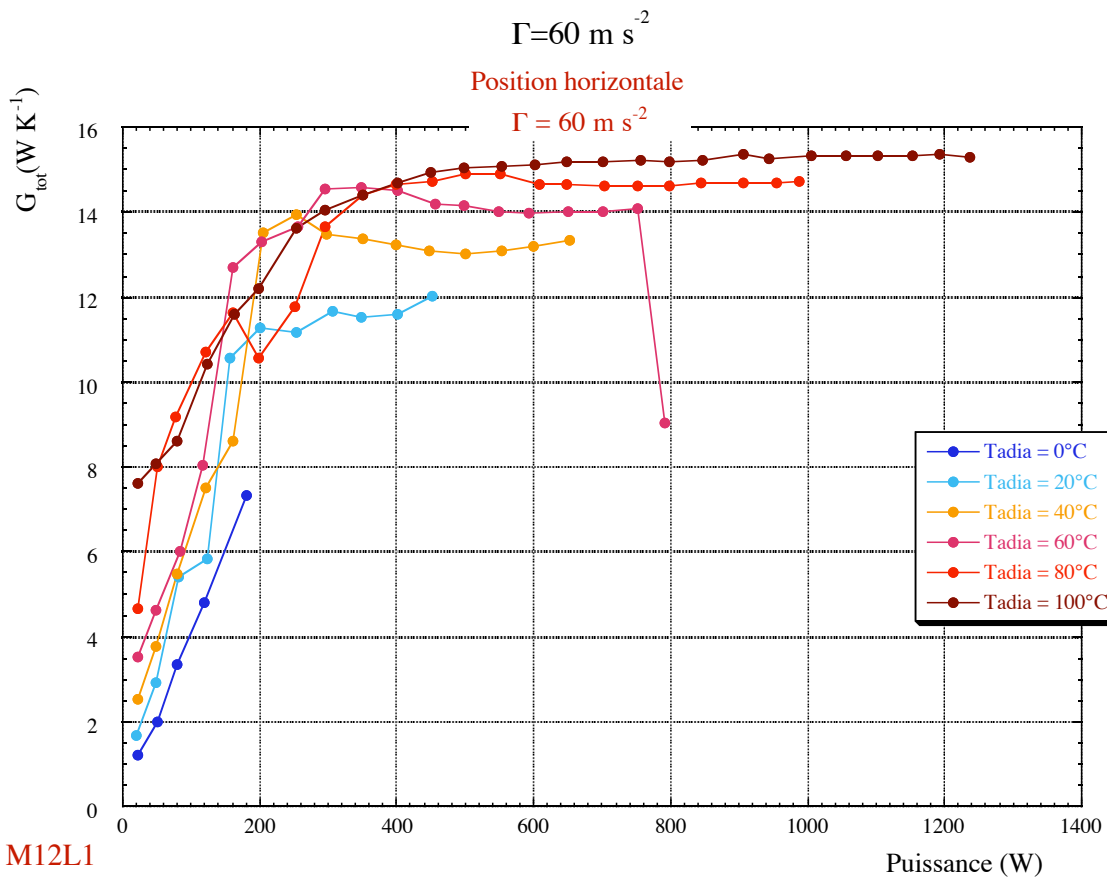
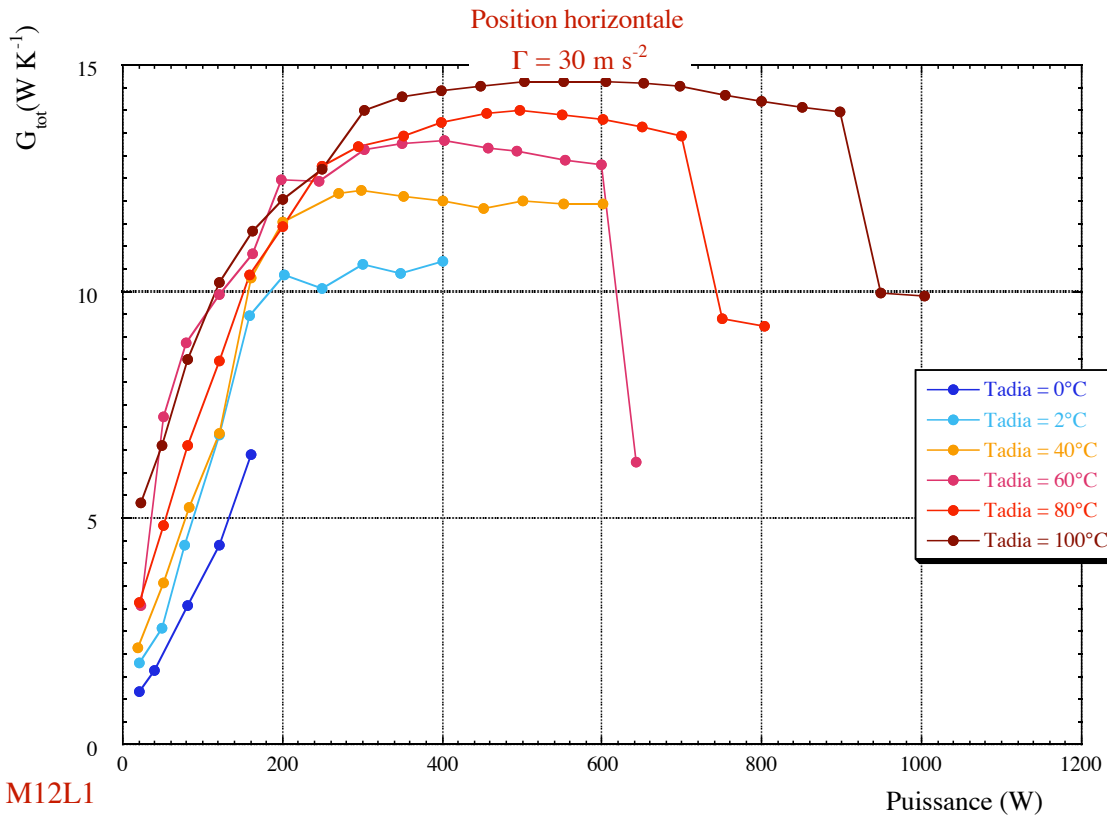


Tadia = 60°C

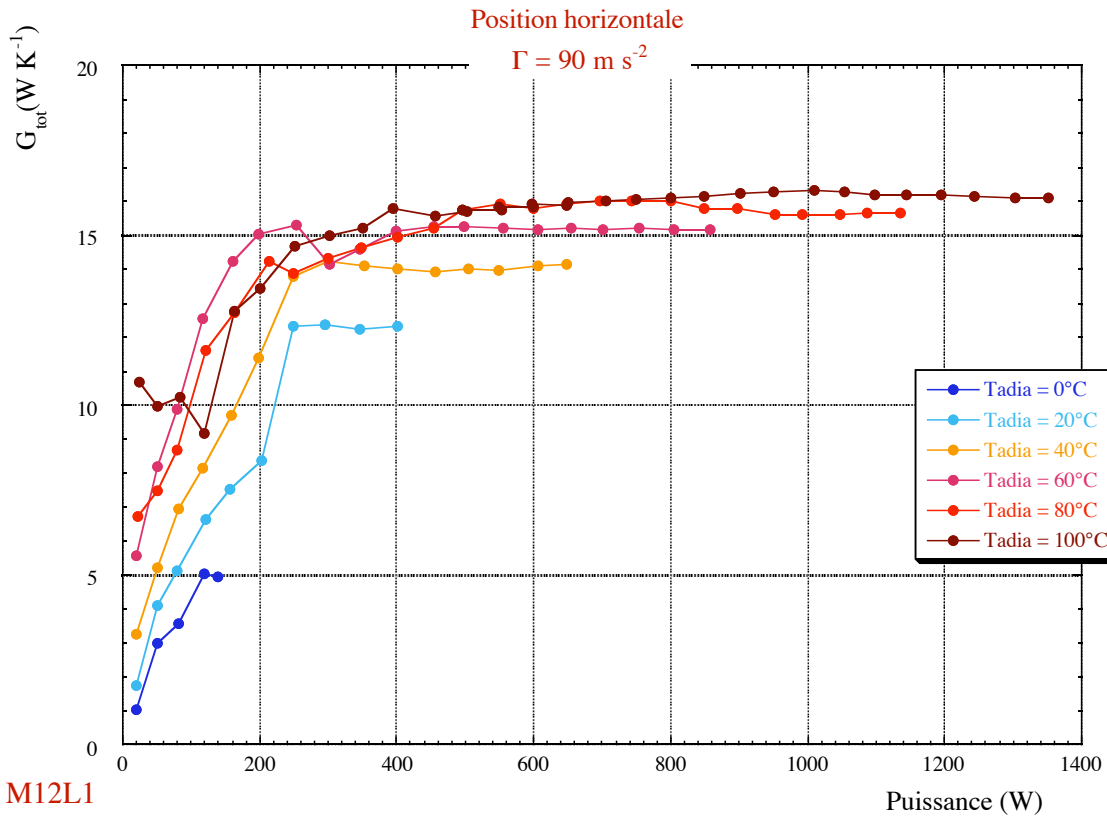


Tadia = 80°C

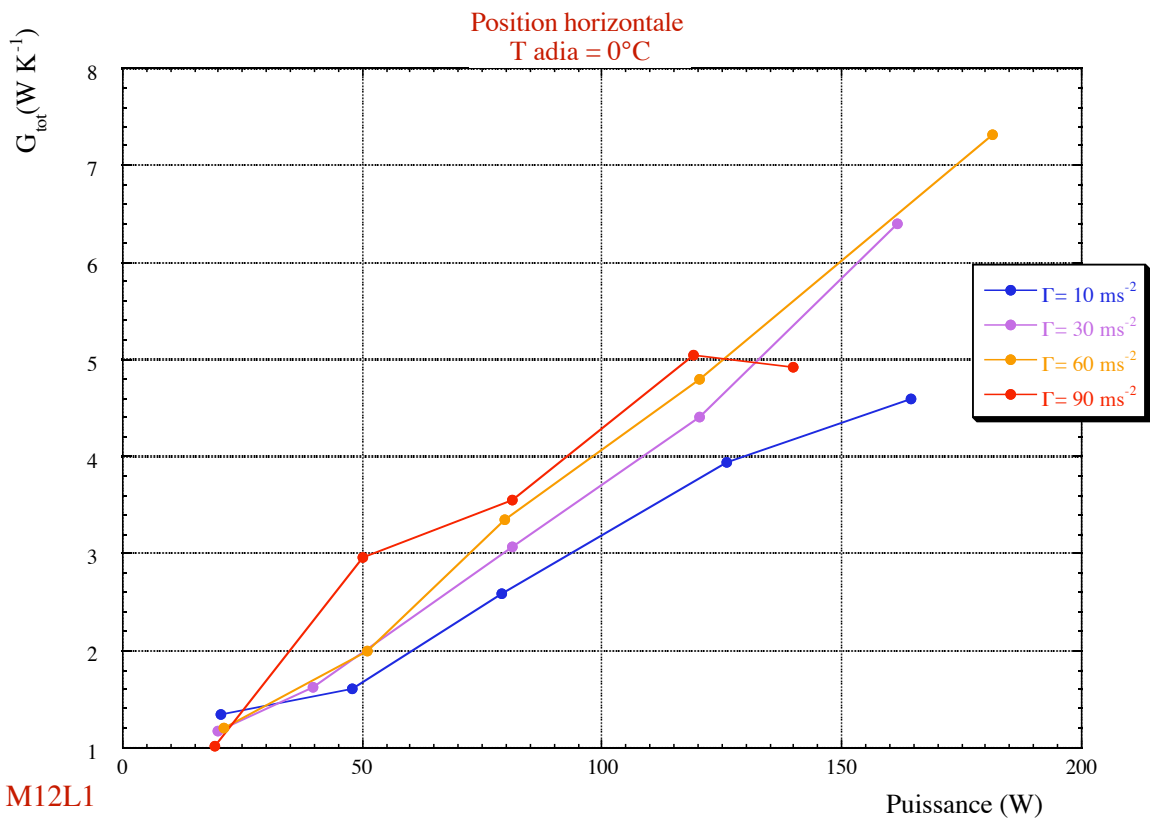




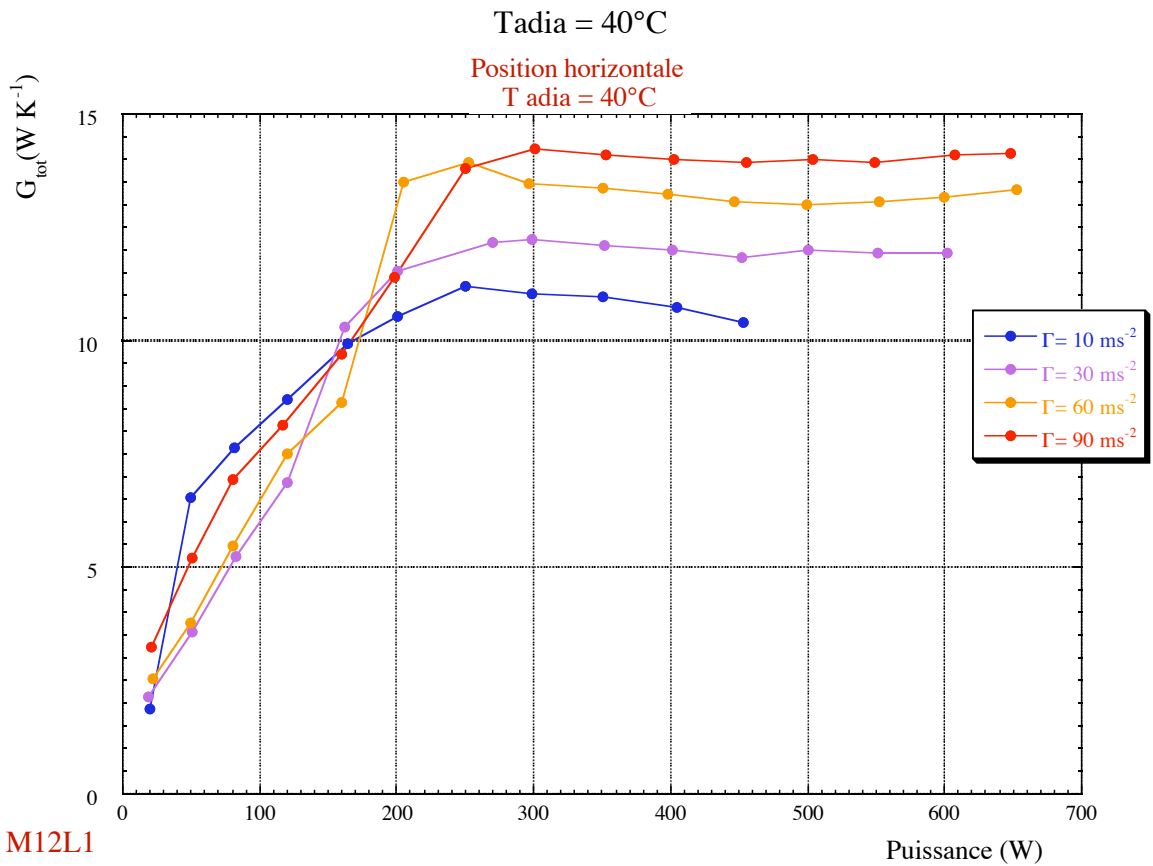
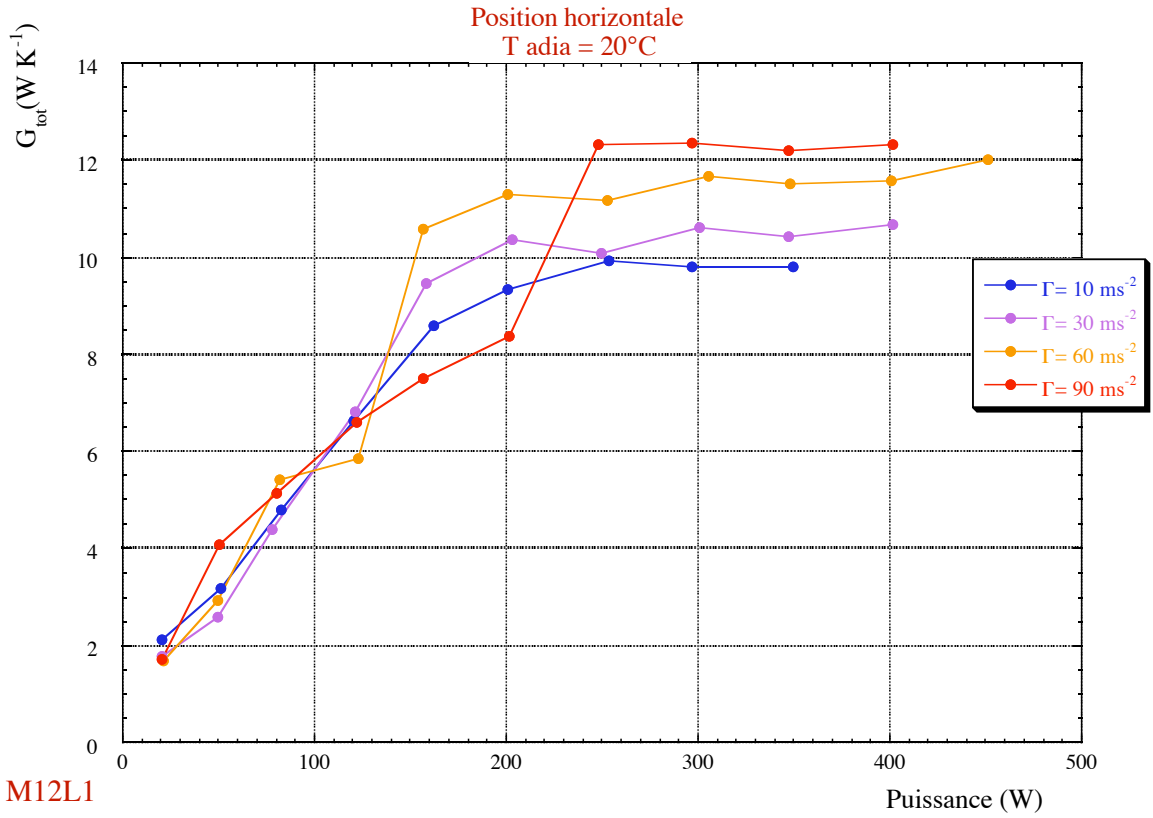
$\Gamma = 90 \text{ m s}^{-2}$



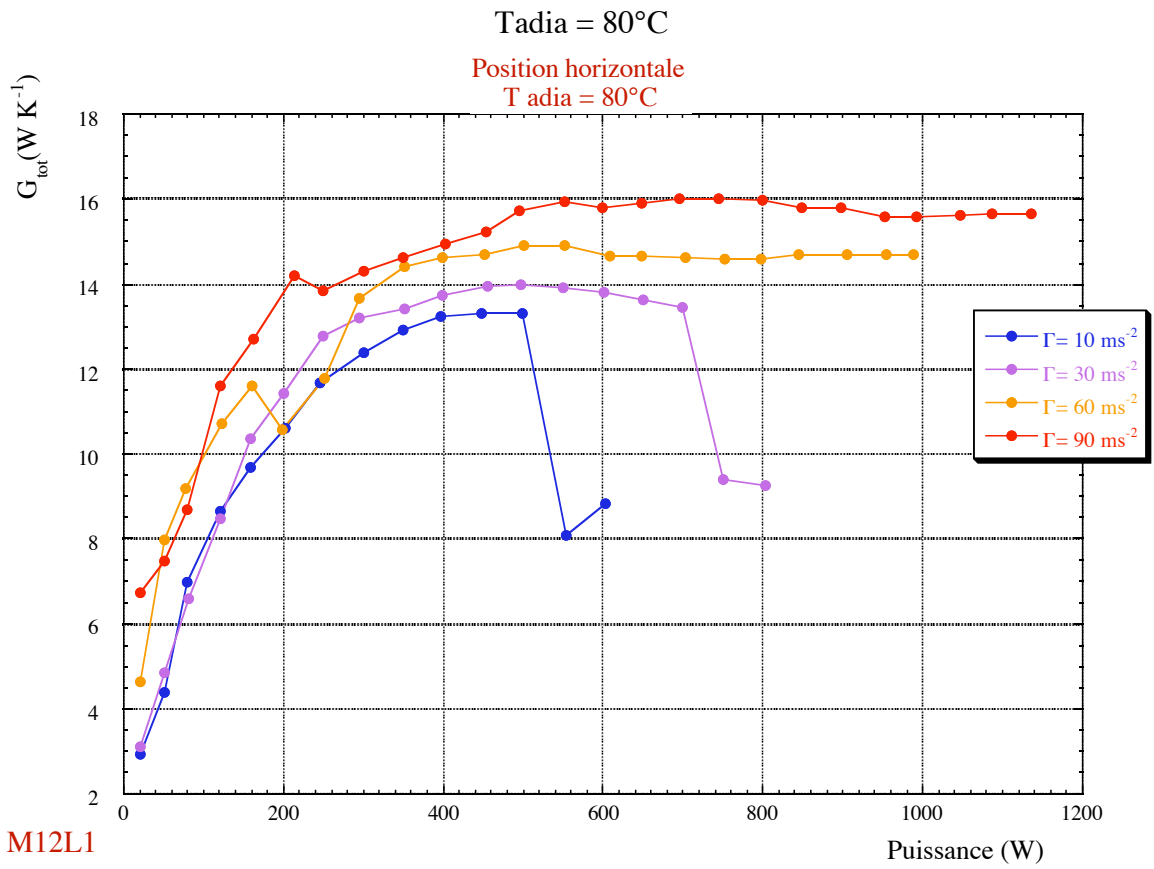
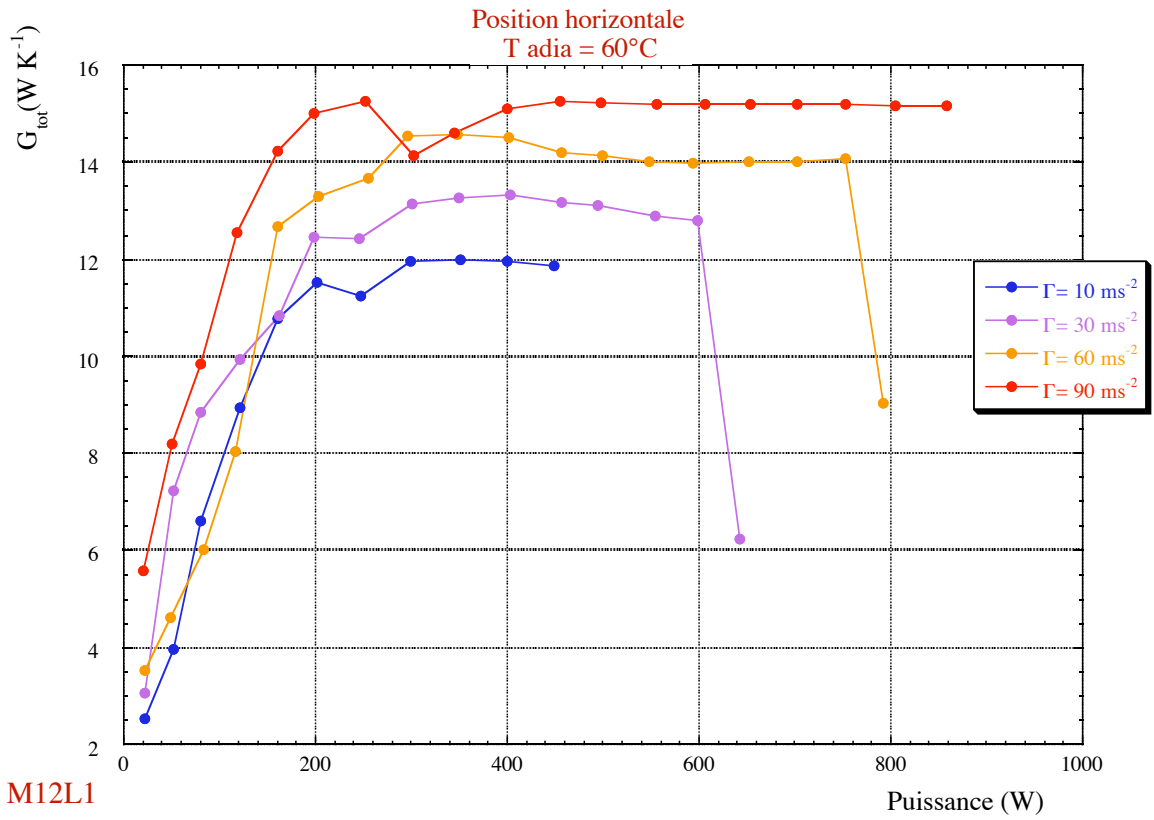
Influence de l'accélération
Tadia = 0°C



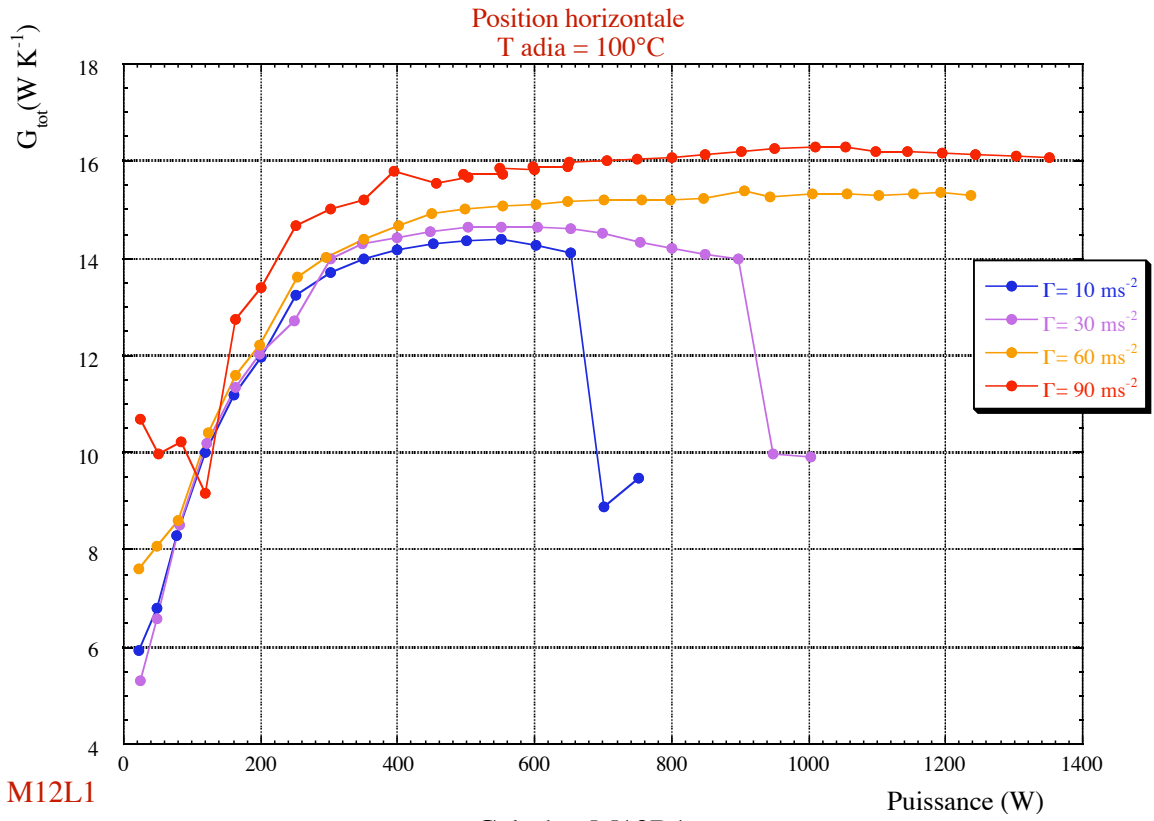
Tadia = 20°C



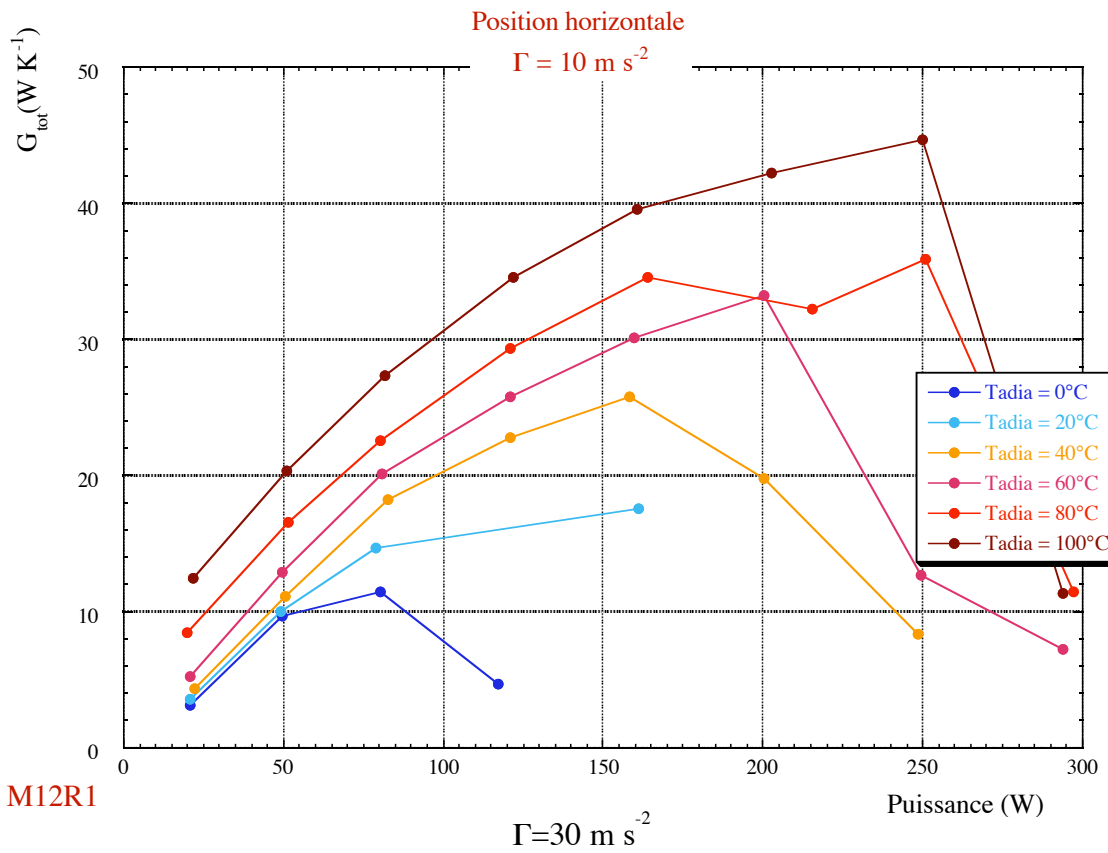
Tadia = 60°C

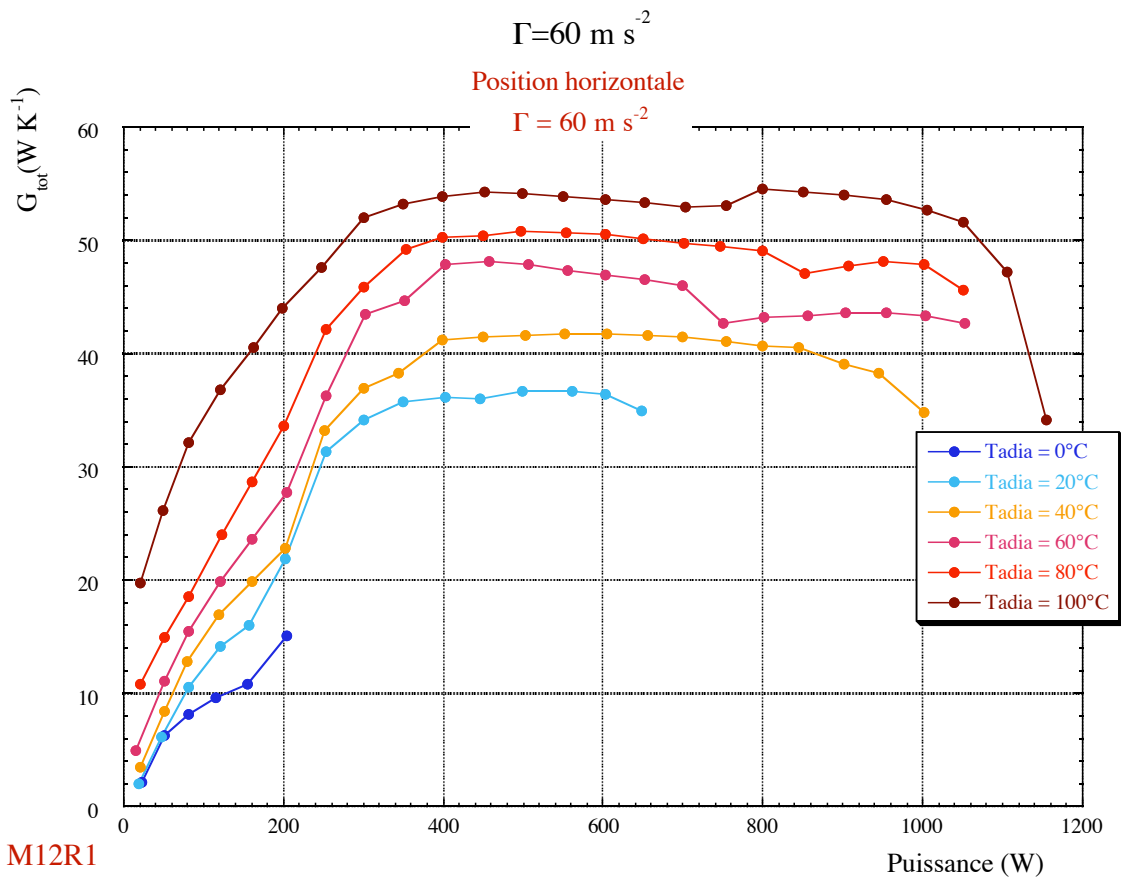
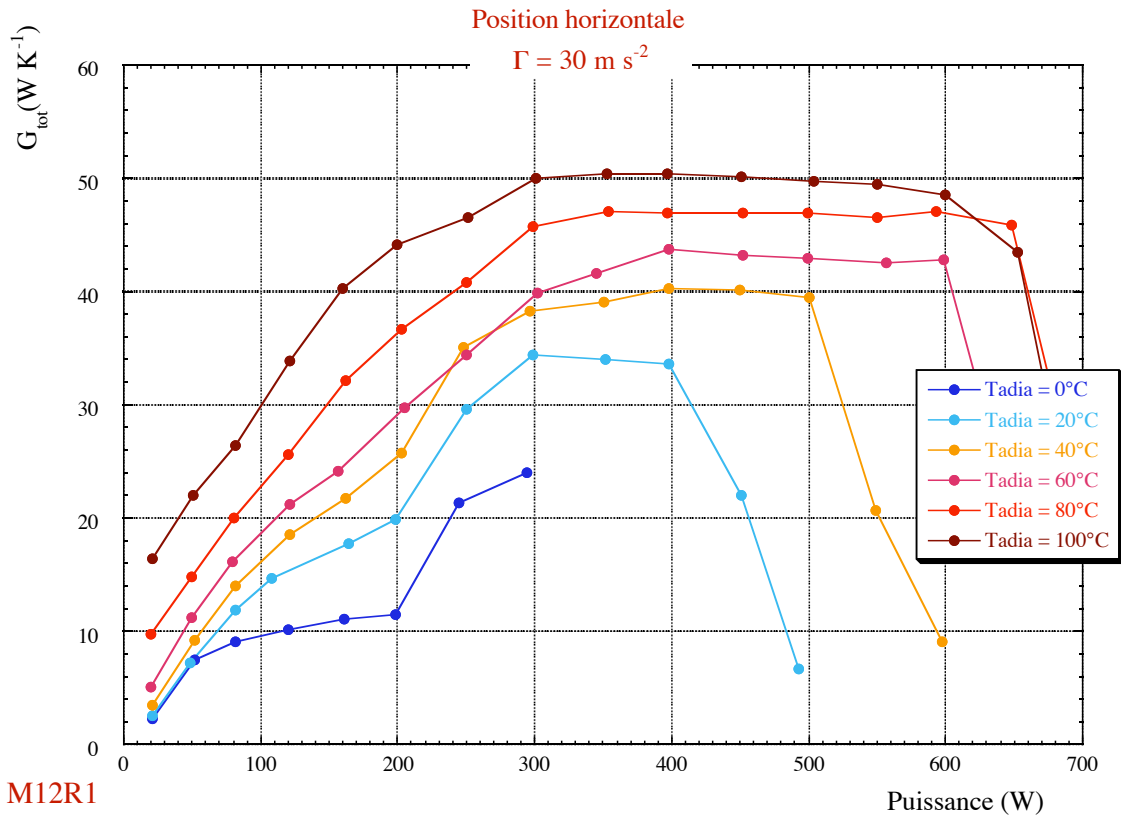


T_{adia} = 100°C

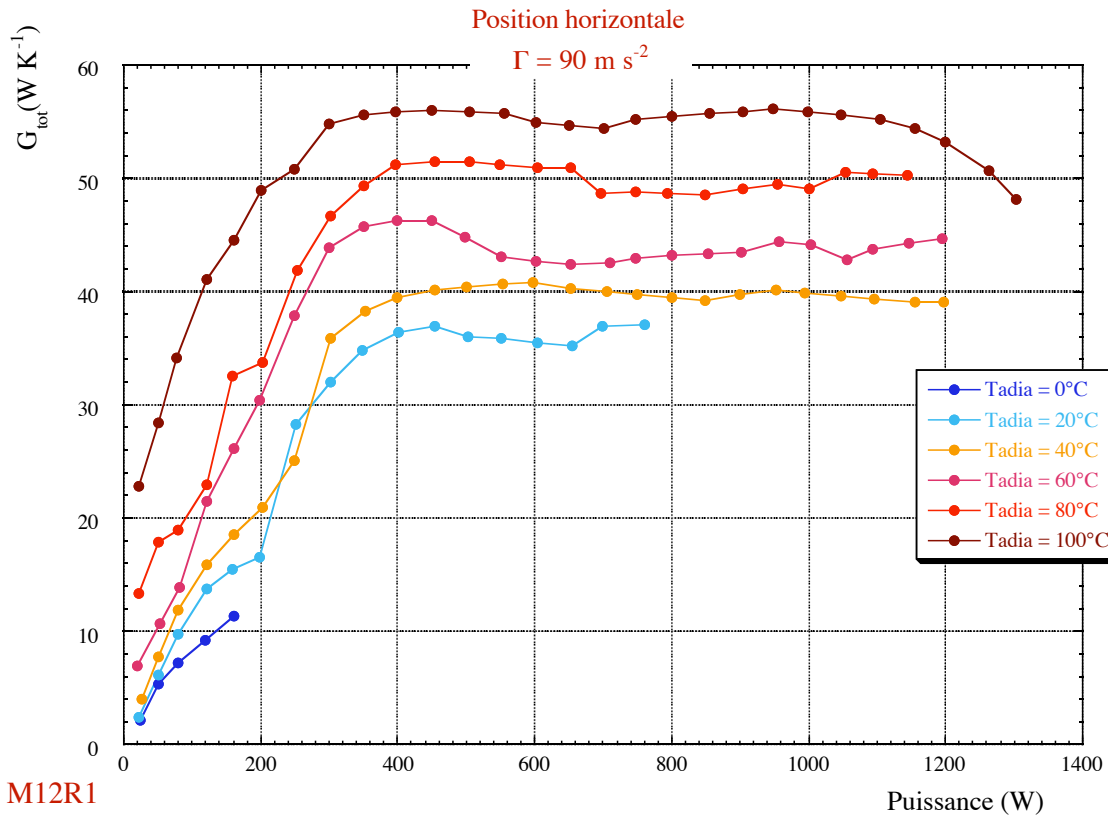


Caloduc M12R1
Influence de la température adiabatique
 $\Gamma = 10 \text{ m s}^{-2}$

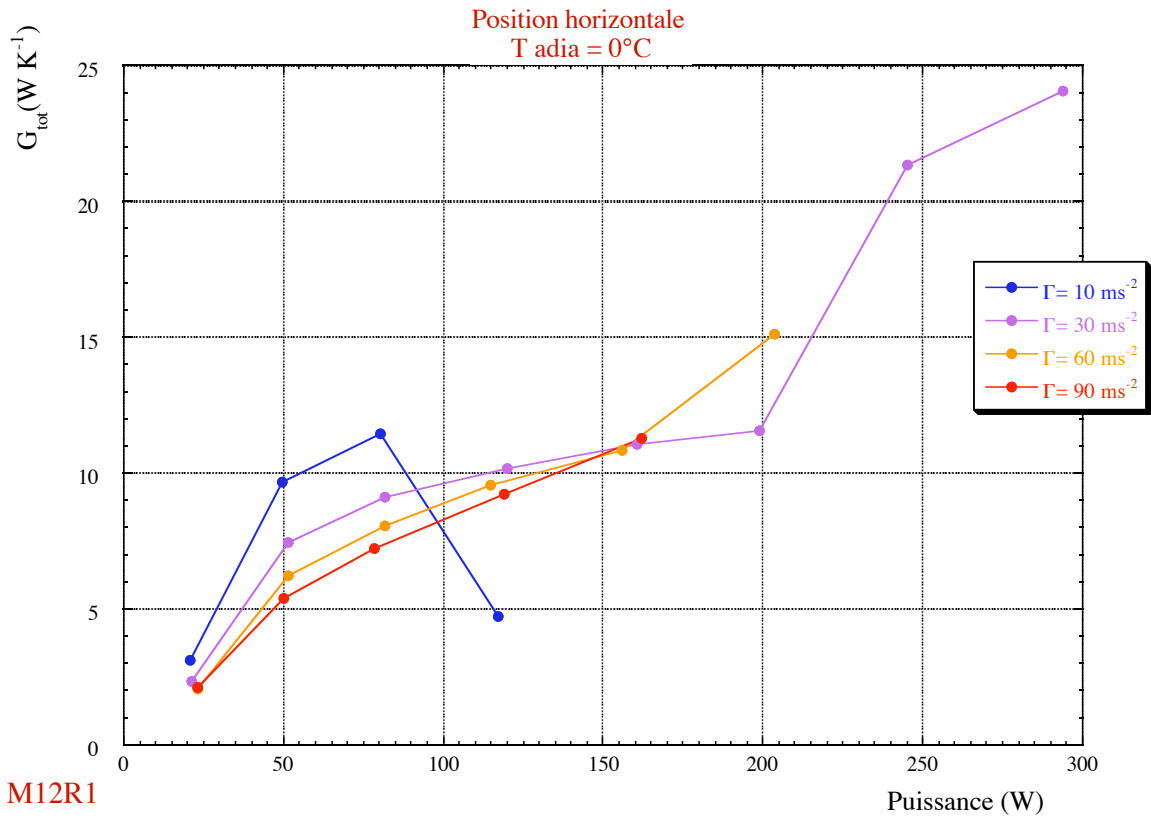




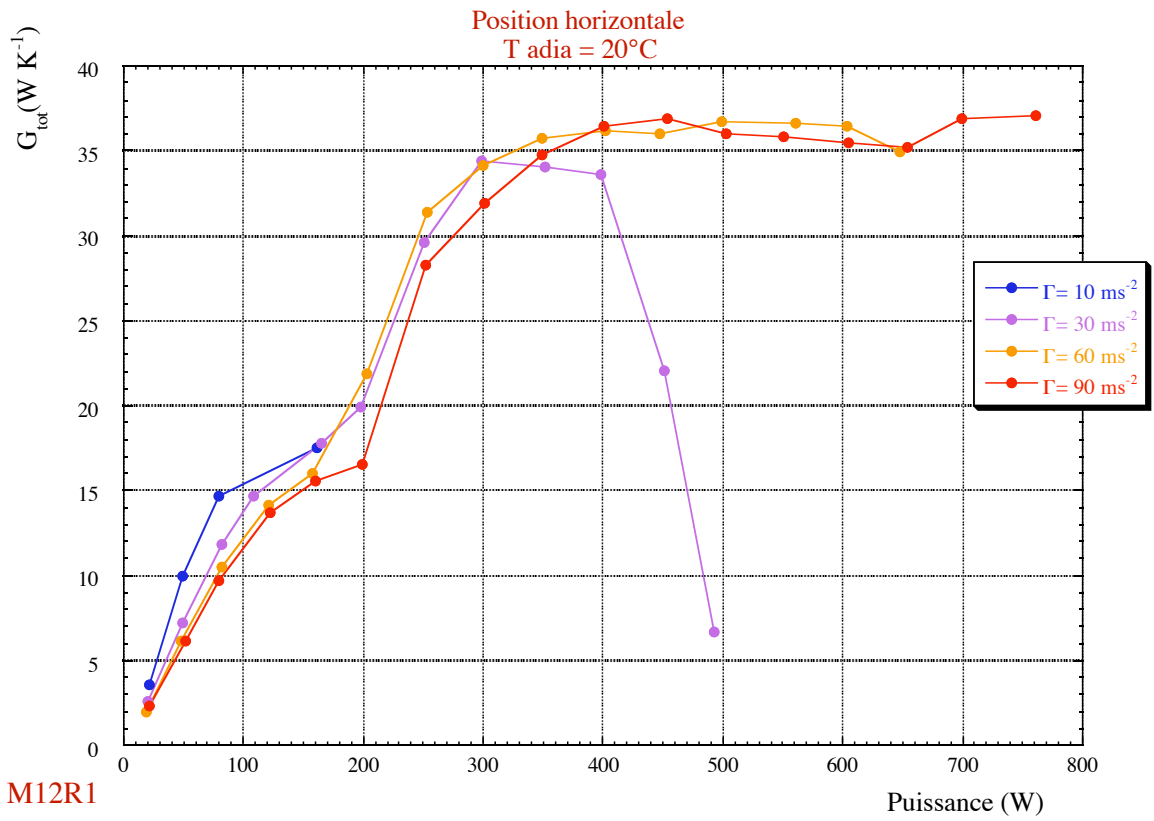
$\Gamma = 90 \text{ m s}^{-2}$



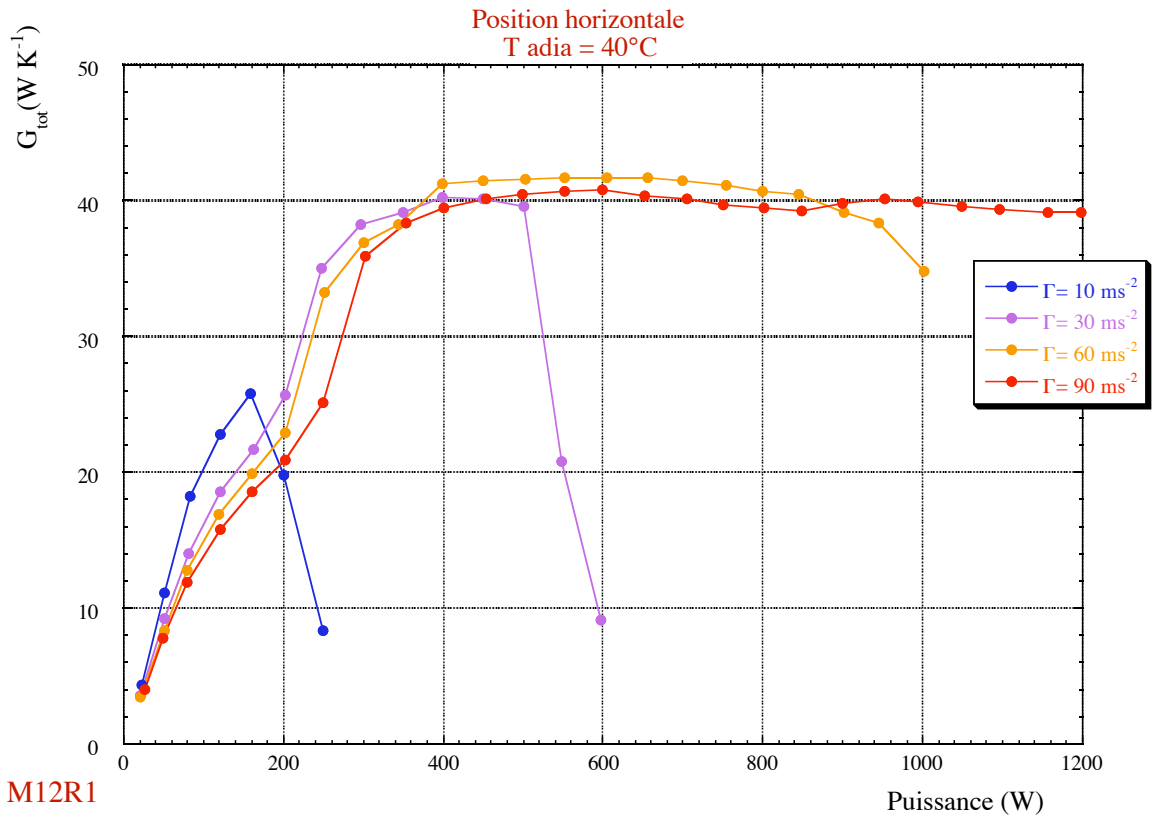
Influence de l'accélération
 $T_{adia} = 0^\circ\text{C}$



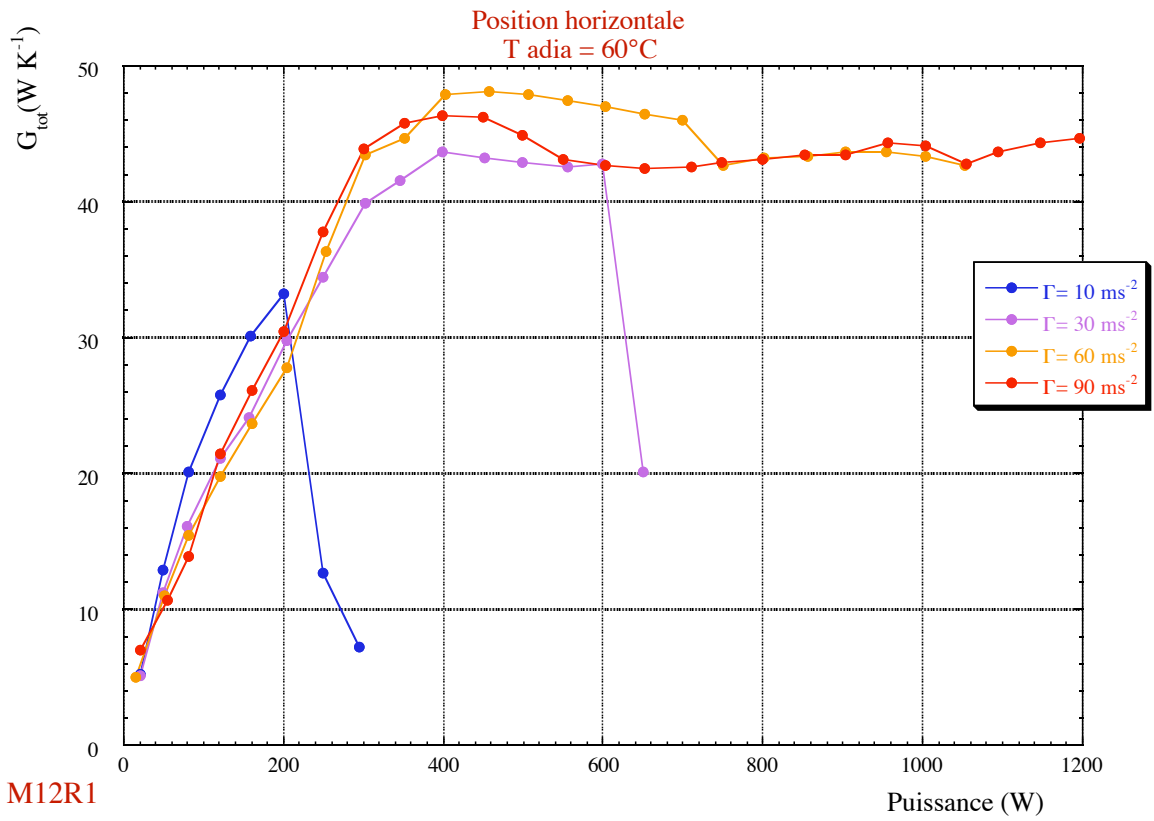
1.2.4 $T_{adia} = 20^{\circ}C$



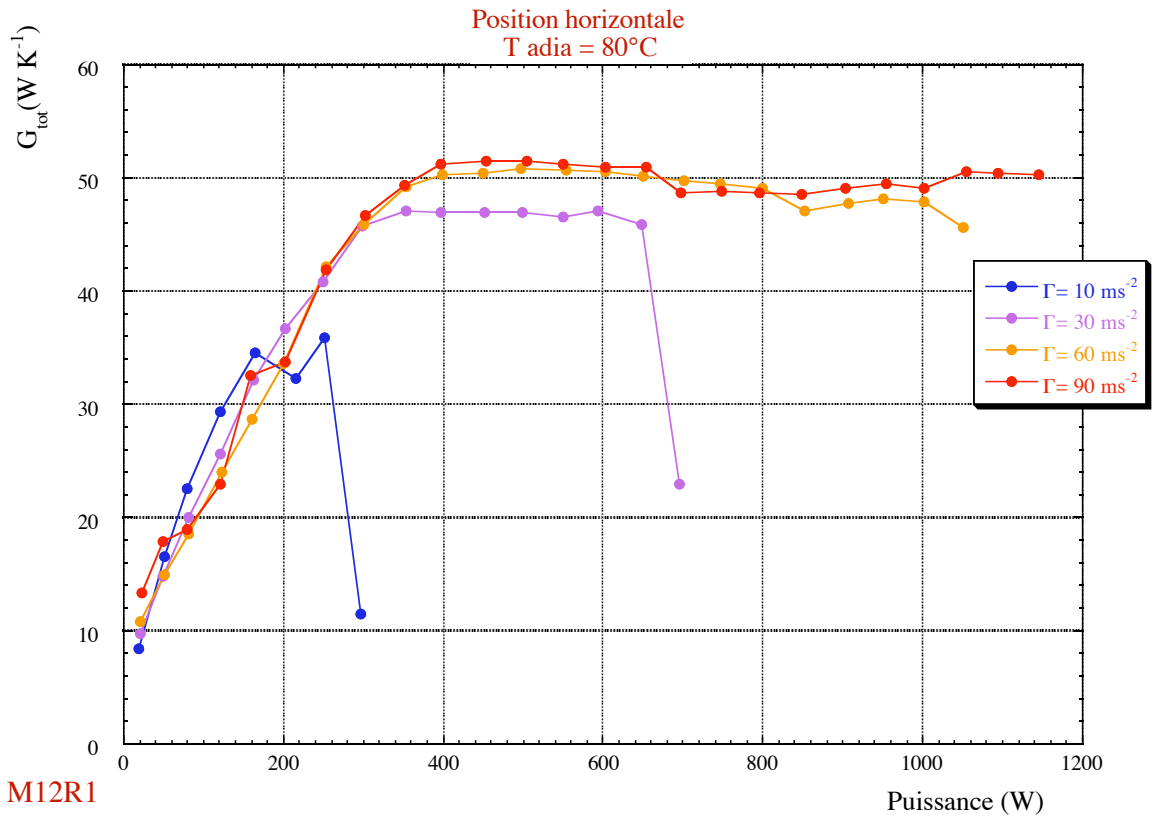
1.2.5 $T_{adia} = 40^{\circ}C$



1.2.6 $T_{adia} = 60^\circ\text{C}$



1.2.7 $T_{adia} = 80^\circ\text{C}$



1.2.8 $T_{adia} = 100^{\circ}\text{C}$ 