

Evaluation de la sous-criticité lors des opérations de chargement d'un réacteur nucléaire REP

A. Verdier

▶ To cite this version:

A. Verdier. Evaluation de la sous-criticité lors des opérations de chargement d'un réacteur nucléaire REP. Physique [physics]. Université Claude Bernard - Lyon I, 2005. Français. NNT: . tel-00009682

HAL Id: tel-00009682 https://theses.hal.science/tel-00009682

Submitted on 5 Jul 2005

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.





Thèse

présentée devant

1'Université Claude Bernard Lyon-1

pour l'obtention du

DIPLOME de DOCTORAT

(arrêté du 25 avril 2002)

par

Aude VERDIER

Evaluation de la sous-criticité lors des opérations de chargement d'un réacteur nucléaire REP

Soutenue le 7 avril 2005 devant la Commission d'Examen

Jury: M. P. Reuss Rapporteur et Président du jury

M. J.-C. Sens Rapporteur

M. A. Chevarier Directeur de thèse

M. L. Belœil M. C. Jammes M. A. Souloumiac M. L. Daudin









N° d'ordre : 34-2005 Année 2005

THÈSE

présentée devant

L'UNIVERSITÉ CLAUDE BERNARD - LYON I

pour l'obtention du

DIPLÔME DE DOCTORAT

(arrêté du 25 avril 2002)

par

Aude VERDIER

Évaluation de la sous-criticité lors des opérations de chargement d'un réacteur nucléaire REP

présentée et soutenue publiquement le 7 avril 2005

JURY: Pr. Paul REUSS Rapporteur - Président du jury

Pr. Jean-Claude SENS
Rapporteur
Pr. Alain CHEVARIER
Directeur de thèse
Dr. Laurent BELŒIL
Examinateur
Dr. Christian JAMMES
Examinateur
Dr. Antoine SOULOUMIAC
Examinateur

M. Lucien DAUDIN Invité

Remerciements

Cette thèse a été réalisée sous la direction de M. Chevarier. Je le remercie de m'avoir aidée et encouragée tout au long de ce projet.

Je tiens également à remercier M. Biron, qui est à l'origine de ce travail, et l'a encadré dans sa première partie.

Ma plus profonde gratitude à M. Belœil, qui a assuré l'encadrement de ma thèse dans sa seconde partie. Je lui suis très reconnaissante pour sa grande disponibilité, son soutien inconditionnel et ses conseils avisés. Sa générosité et son humanité m'ont encouragée à chaque instant. Je le remercie également pour son aide inestimable lors de la rédaction de mon rapport de thèse.

Mes remerciements à M. Jammes, mon responsable au CEA, pour son soutien et son aide tout au long de ce travail. Il a su prodiguer conseils techniques et encouragements dès que j'en avais besoin, et je lui en suis sincèrement reconnaissante.

Je remercie M. Reuss, qui m'a fait l'honneur de présider le jury et d'être l'un des rapporteurs de ce travail. Tous mes remerciements à M. Sens, également rapporteur de cette thèse, ainsi qu'à MM. Daudin et Souloumiac pour avoir accepté d'être membres du jury. Je remercie par ailleurs le jury pour l'intérêt qu'il a manifesté envers mon travail.

Je suis très reconnaissante à M. Hemmerich et à Mme. Ferrier pour m'avoir accueillie au sein de la division PR du SEPTEN et épaulée lorsque c'était nécessaire.

Je remercie également M. Stelletta, chef du groupe NC, pour m'avoir intégrée au sein de son équipe et pour son soutien.

Tous mes remerciements à M. Gy pour son aide précieuse lors de mes nombreux déboires informatiques et pour ses explications techniques très enrichissantes.

Je tiens également à remercier chaleureusement l'ensemble des personnes que j'ai côtoyées chaque jour au SEPTEN et avec lesquelles j'ai eu plaisir à travailler.

Je suis très reconnaissante à M. Trama pour avoir soutenu administrativement ma thèse et pour m'avoir accueillie à plusieurs reprises dans son équipe. Je le remercie de m'avoir donné les moyens d'effectuer l'expérimentation Ulysse.

Je remercie également M. Haan, pour son aide lors du montage financier de la thèse.

Tous mes remerciements à M. Lescop pour ses conseils en ce qui concerne la partie instrumentale de la thèse. Je le remercie également pour son aide précieuse lors de la préparation et de la réalisation de l'expérimentation Ulysse ainsi que pour son accueil lors de mes différentes missions à Saclay.

Je suis très reconnaissante à M. Normand pour son aide sur les aspects instrumentation de ma thèse.

Je tiens également à remercier l'ensemble du laboratoire LETS pour son accueil lors de mon séjour de quelques mois.

Je remercie M. Diop pour m'avoir accueillie au sein de son équipe et pour avoir mis à ma disposition le matériel nécessaire à la réalisation de mes simulations.

Tous mes remerciements aux membres du laboratoire LEPP pour leur accueil.

Je remercie également M. Meyer pour l'intérêt qu'il a porté à mes travaux.

Je souhaite remercier l'ensemble de l'équipe Ulysse, pour leur aide lors de l'expérimentation sur le réacteur et leur accueil chaleureux.

Enfin, je tiens à remercier tous les membres de ma famille pour leur soutien pendant ces trois années.

Merci à Yann pour être à mes côtés.

Table des matières

	Remerciements			
	List	e des fig	gures	xiii
	Liste des tableaux			
	Intr	oductio	n	1
Ι	Pré	sentatio	on de la problématique	5
1	Rap	pels de	neutronique	9
	1.1	_	hèses	9
	1.2		ues définitions	10
	1.3	, -	ssement de l'équation de Boltzmann	10
		1.3.1	•	11
			1.3.1.1 Apparitions par diffusion	11
			1.3.1.2 Les sources	11
		1.3.2	Les disparitions	13
			1.3.2.1 Disparitions par absorption et diffusion	13
			1.3.2.2 Disparitions par déplacement hors du volume dV (fuite)	13
		1.3.3	Augmentation du stock	14
		1.3.4	Bilan	14
		1.3.5	Conditions aux limites et aux interfaces	15
			1.3.5.1 Conditions aux interfaces	15
			1.3.5.2 Conditions aux limites	15
	1.4	Appro	ximation de la diffusion	16
		1.4.1	Hypothèses et définitions	16
		1.4.2	Établissement de l'équation de la diffusion	17
		1.4.3	Conditions aux limites et aux interfaces	17
		1.4.4	Équation de la diffusion pour des neutrons mono-énergétiques	18
	1.5		eur sous-critique et définition de la réactivité	18
		1.5.1	État stationnaire	18
			1.5.1.1 Expression de l'équation de Boltzmann pour un état stationnaire	19
			1.5.1.2 Expression de l'équation de la diffusion pour un état stationnaire	19
		1.5.2	Cas du réacteur critique	20
		1.5.3	Cas du réacteur non-critique	20
		1.5.4	Le coefficient de multiplication	20
			1.5.4.1 Expression exacte du coefficient de multiplication effectif	20
			1.5.4.2 Définition à l'aide des opérateurs adjoints	21

			1.5.4.3 Expression approchée du coefficient de multiplication effectif
2	Étud	le du m	ode de surveillance actuel d'un réacteur au chargement
	2.1	Le cha	argement d'un REP
	2.2		thode de surveillance actuelle : les Chambres Niveau Source (CNS)
		2.2.1	Description des détecteurs
			2.2.1.1 Principe de fonctionnement
			2.2.1.2 Domaine de sensibilité
			2.2.1.3 Discrimination neutron/gamma
		2.2.2	Positionnement des détecteurs dans le cœur
		2.2.3	Sensibilité et efficacité du détecteur
		2.2.3	2.2.3.1 Sensibilité du détecteur
			2.2.3.1 Sensionne du détecteur
		2.2.4	
	2.2		Les données utilisables lors du chargement
	2.3	-	se de l'incident de Dampierre (tranche 4, cycle 18)
		2.3.1	Présentation de l'incident
		2.3.2	Analyse de la réponse des CNS
			2.3.2.1 Étude du taux de comptage
			2.3.2.2 Évolution du taux de comptage et de la réactivité
			2.3.2.3 Études prospectives : détectabilité de l'approche à la divergence
		2.3.3	Interprétation
	3.1	Choix	de la méthode de mesure
		3.1.1	Les méthodes statiques
		3.1.2	Les méthodes dynamiques
		3.1.3	Les méthodes de bruit
	3.2		re de la réactivité par les méthodes de bruit
	J. _	3.2.1	Le bruit neutronique
		3.2.2	Les méthodes de Rossi- α et de Feynman- α : aspect théorique
		3.2.2	3.2.2.1 Équation de la loi de probabilité
			3.2.2.2 Évolution des grandeurs moyennes
			3.2.2.3 Moments d'ordre 2
			3.2.2.4 Formule de Feynman- α
			3.2.2.6 Lien entre la formule de Rossi- α et la formule de Feynman- α
ı	Prés	entatio	n générale des essais sur le réacteur expérimental Ulysse
	4.1		ntation du réacteur Ulysse (INSTN, SACLAY)
	4.2	Descri	ption du mode opératoire
		4.2.1	Description de la chaîne de mesure
		4.2.2	Description des essais
	4.3	Simula	ation avec le code de transport Monte Carlo TRIPOLI 4
		4.3.1	Présentation du code de calcul
		4.3.2	Géométrie simulée
		4.3.2 4.3.3	

		4.3.5	Présentation des résultats	64
5	Trai	tement	des données par les méthodes MSM et MSA	67
	5.1	Rappe	l théorique	67
	5.2	En pra	tique	68
		5.2.1	Principe de la mesure	68
		5.2.2	Temps mort	68
		5.2.3	Incertitude associée	68
	5.3	Présen	tation des résultats de la méthode MSA	69
	5.4	Applic	cation de la méthode MSM	71
		5.4.1	Les simulations effectuées	71
		5.4.2	Résultats de la méthode MSM	72
6	Trai	tement	des données par la méthode de Rossi- α	73
	6.1	Rappe	l théorique	73
	6.2		tique	73
		6.2.1	Principe de la mesure	73
		6.2.2	Choix des paramètres Δt et T	74
		6.2.3	Prise en compte du temps mort	74
		6.2.4	Choix de la fenêtre d'ajustement	75
		6.2.5	Qualité des ajustements	76
		6.2.6	Incertitude associée	77
	6.3	Analys	se des résultats	77
		6.3.1	Analyse de l'influence de T	77
		6.3.2	Qualité de l'ajustement en fonction de la réactivité	79
		6.3.3	Influence de la durée d'acquisition	83
		6.3.4	Bilan des résultats	84
7	Trai	tement	des données par la méthode de Feynman- α	87
-	7.1		l théorique	87
	7.2		tique	88
		7.2.1	Principe de la mesure	88
			Choix des paramètres T et k	88
		7.2.3	Prise en compte du temps mort	89
		7.2.4	Qualité des ajustements	89
		7.2.5	Incertitude associée	89
	7.3		se des résultats	90
	7.5	7.3.1	Analyse de l'influence de la prise en compte du temps mort	90
		7.3.2	Bilan des résultats	92
8	Bila 1		xpérimentation araison des différents résultats	97 97
	8.2		cation à un REP	101
		8.2.1	Évaluation du temps d'acquisition nécessaire	101
			8.2.1.1 Principe de l'estimation	101
			8.2.1.2 Cas du réacteur Ulysse	103
		0.2.2	8.2.1.3 Cas d'un REP	103
		8.2.2	Prise en compte des effets spatiaux	104
		8.2.3	Autres considérations	105

III	Aı	nalyse des informations disponibles en fonction de la position du détecteur	109
9	Prés	entation des simulations	113
	9.1	Géométrie simulée	113
		9.1.1 Le cœur	113
		9.1.2 Le détecteur	115
		9.1.3 Modification de l'assemblage manutentionné	119
	9.2	Les sources	119
	9.3	Calculs effectués	120
10	Anal	lyse des résultats	123
	10.1	Répartition des sources	123
	10.2	Surveillance de l'état sous-critique	124
		10.2.1 Influence de la position du détecteur sur le taux de comptage	124
		10.2.2 Influence de la position du détecteur sur la zone de couverture du compteur	125
		10.2.2.1 Principe général	125
		10.2.2.2 Étude de la zone de couverture du compteur	126
		10.2.2.3 Influence de la distance détecteur-assemblage sur la carte d'im-	
		portance	127
		10.2.3 Bilan	129
	10.3	Discrimination des assemblages	130
		10.3.1 Par le taux de comptage	130
		10.3.2 Par la différenciation des sources	131
	Cone	clusion générale	137
IV	Ar	nnexes	143
A	Dém	onstration complète de la méthode de Feynman- $lpha$	145
	A.1	Rappels sur les phénomènes stochastiques	145
	A.2		146
	A.3	Introduction des fonctions de génération	148
		A.3.1 Définitions	148
		A.3.2 Équations associées	149
	A.4	Moments d'ordre 1	149
	A.5	Moments d'ordre 2	150
	A.6	Formule de Feynman- α	151
В	La n	néthode de résolution des équations de la cinétique	153
	B.1	Principe de la méthode	153
	B.2	Aspect théorique	153
		B.2.1 Opérateur de production	154
		B.2.2 Factorisation du flux	154
		B.2.3 Première équation	155
		B.2.4 Équation des précurseurs	156
		B.2.5 Bilan : équations de la cinétique ponctuelle	156
		B.2.6 Loi d'évolution de p(t)	157
	R 3	En protique	157

TABLE DES MATIÈRES

\mathbf{C}	Synt	thèse des différents calculs réalisables avec le code TRIPOLI 4	159
	C.1	Les calculs de criticité	159
	C.2	Les calculs sous-critiques à source	159
		Les calculs de propagation	160
D	Noti	on de temps mort	161
	D.1	Détecteur paralysable	161
	D.2	Détecteur non-paralysable	163
E	Qua	lité d'un ajustement d'une courbe théorique à des données expérimentales	165
	E.1	Analyse des résidus	165
	E.2	Évaluation de la qualité d'un ajustement	165
		E.2.1 Le coefficient de détermination R^2	166
		E.2.2 L'écart type résiduel	166
F	Con	tribution des assemblages : résultats complets	167
	F.1	Configuration 1: l'assemblage J15 est un UO ₂ 4 ^{ème} tour	167
	F.2	Configuration 2: l'assemblage J15 est un UO ₂ neuf	175
	F.3	Configuration 3: l'assemblage J15 est un MOx neuf	177
	Bibl	iographie	179

Table des figures

2.1	Chargement en diagonale et en mode serpent
2.2	Représentation schématique d'un détecteur proportionnel à dépôt de Bore
2.3	Représentation graphique de la section efficace de la réaction (n,α) sur le ^{10}B en fonction de l'énergie du neutron [Janis 01]
2.4	Schéma représentant la position des deux CNS sur un REP 900 MWe (CPY)
2.5	Positionnement axial d'une CNS par rapport au combustible sur un REP 900 MWe (CPY).
2.6	Représentation schématique de la position des détecteurs dans le cœur pour un REP 900
	MWe (CPY)
2.7	Incident de chargement sur la centrale de Dampierre (avril 2001) : configuration du cœur lorsque l'erreur a été détectée.
2.8	Incident de chargement sur la centrale de Dampierre (avril 2001) : plan de chargement
2.9	initialement prévu.
	Évolution du taux de comptage en fonction du numéro de séquence
2.102.11	Évolution du k_{eff} en fonction de la séquence
2.11	Évolution du taux de comptage en fonction du k_{eff}
3.1	Illustration de la différence entre paires accidentelles et paires corrélées
4.1	Représentation du réacteur Ulysse (coupe verticale)
4.2	Représentation du cœur du réacteur Ulysse (coupe horizontale)
4.3	Schéma de principe de la chaîne de mesure
4.4	Coupe verticale de la géométrie simulée
4.5	Coupe horizontale de la géométrie simulée
4.6	Représentation d'un assemblage combustible et d'un faux élément
4.7	Représentation de la géométrie avec une barre basse et une barre haute
6.1	Principe de la création de l'histogramme pour la méthode Rossi- $lpha$
6.2	Représentation graphique de l'histogramme obtenu par la méthode de Rossi- $lpha$
6.3	Histogramme obtenu par la méthode de Rossi- α
6.4	Méthode Rossi- α , analyse des résidus lorsque le détecteur est en HN1, pour le cas le plus sous-critique, avec $T=0,05$ s
6.5	Évolution de α en fonction du choix de T pour les différents états sous-critiques étudiés.
6.6	Évolution du paramètre R^2 en fonction du choix de T pour les différents états sous-
	critiques étudiés.
6.7	Évolution du paramètre RMSE en fonction du choix de T pour les différents états souscritiques étudiés.
6.8	Méthode Rossi-α, graphiques obtenus lorsque le détecteur est dans le canal HN1, pour la
0.0	configuration la plus proche de la criticité, avec $T=0,25$ s
6.9	Méthode Rossi-α, graphiques obtenus lorsque le détecteur est dans le canal HS1, pour la
0.7	configuration la plus proche de la criticité, avec $T=0,25$ s

6.10	Méthode Rossi- α , graphique représentant le diagramme Rossi- α lorsque le détecteur est dans le canal VRCC, pour la configuration la plus proche de la criticité, avec T =0,25 s	82
6.11	Méthode Rossi- α , graphiques obtenus lorsque le détecteur est dans le canal HN1, pour la configuration 3, avec T =0,09 s	85
7.1	Comparaison de la forme théorique de Y en fonction du choix de T	89
7.2	Méthode Feynman-α, analyse des résidus lorsque le détecteur est en HN1, en prenant en	
	compte le temps mort, dans la configuration où le réacteur est le plus sous-critique	90
7.3	Méthode de Feynman- α , résultats obtenus sans prendre en compte le temps mort lorsque	
7.4	le détecteur est en HN1 et pour la configuration 3	91
7.4	Méthode de Feynman- α , résultats obtenus en prenant en compte le temps mort lorsque le détecteur est en HN1 et pour la configuration $3. \dots \dots \dots \dots \dots \dots$	92
7.5	Méthode de Feynman- α , résultats obtenus en prenant en compte le temps mort lorsque le	92
7.5	détecteur est en HN1 et pour la configuration la plus proche de la criticité	94
7.6	Méthode de Feynman- α , résultats obtenus en prenant en compte le temps mort lorsque le	
	détecteur est en HS1 et pour la configuration la plus proche de la criticité	94
7.7	Méthode de Feynman- α , résultats obtenus en prenant en compte le temps mort lorsque le	
	détecteur est en VRCC et pour la configuration la plus proche de la criticité	95
8.1	Comparaison des valeurs de la réactivité obtenues avec les différentes méthodes et pour	
0.1	les trois positions du détecteurs (en haut à gauche, HN1, en haut à droite, HS1 et en bas,	
	<i>VRCC</i>)	99
9.1	Représentation des différents assemblages simulés	114
9.2	Position du détecteur lors des simulations pour les cas a et c (coupe horizontale)	116
9.3	Position du détecteur lors des simulations pour le cas a1 (coupe verticale)	117
9.4	Position du détecteur lors des simulations pour les cas b (vue du dessus)	117
9.5	Position du détecteur lors des simulations pour les cas b (coupe verticale)	118
9.6	Position du détecteur dans le cas c (coupe verticale)	118
10.1	Répartition de l'ensemble des sources (inhérentes + induites) dans la géométrie simulée.	123
10.2	Contribution des assemblages pour la configuration 1 (UO $_2$ $_4^{\grave{e}me}$ tour en J15), lorsque le	
	détecteur est en position b1 (en haut à gauche), a1 (en haut à droite) et a2 (en bas)	126
10.3	Contribution des assemblages pour la configuration 1 (UO_2 $4^{\grave{e}me}$ tour en J15), lorsque le	
	détecteur est progressivement éloigné de la colonne fissile (position b1 en haut à gauche,	100
10.4	$b2$ en haut à droite et $b3$ en bas). Les incertitudes sont données en annexe F Contribution des assemblages pour la configuration 1 (UO_2 $4^{\grave{e}me}$ tour en $J15$), lorsque le	128
10.4	Contribution des dissemblages pour la configuration 1 (OO_2 4 ** lour en 313), torsque le détecteur est dans la configuration a2 ($CNS + 45^{\circ}$) et a3 ($CNS + 45^{\circ}$ - 60 cm)	129
10.5	Contribution des assemblages lorsque le détecteur est au dessus de J15 et H15 (10 cm),	12)
10.5	lorsque l'assemblage J15 et un UO_2 $4^{\grave{e}me}$ tour (en haut à gauche), un UO_2 neuf (en haut à droite) et un MOX neuf (en bas)	132
10.6	Contribution des assemblages lorsque le détecteur est en position c, lorsque l'assemblage	132
10.0	If $UO_2 = 4^{2me}$ tour (en haut à gauche), un UO_2 neuf (en haut à droite) et un MOX neuf (en bas)	133
B.1	Évolution du rapport Nb/Nb_0 en fonction de la réactivité pour différentes valeurs de t	158
D.1	Illustration des deux modèles de temps mort [Knoll 01]	162
F.1	Résultats obtenus lorsque le détecteur est situé en a1 (position type CNS)	168
F.2	Résultats obtenus lorsque le détecteur est situé en a2 (position type CNS + 45°)	169

TABLE DES FIGURES

F.3	Résultats obtenus lorsque le détecteur est situé en a3 (position type CNS + 45° - 60 cm).	170
F.4	Résultats obtenus lorsque le détecteur est situé en b1 (au dessus de l'assemblage J15 +	
	10 cm)	171
F.5	Résultats obtenus lorsque le détecteur est situé en b2 (au dessus de l'assemblage J15 +	
	<i>30 cm</i>)	172
F.6	Résultats obtenus lorsque le détecteur est situé en b3 (au dessus de l'assemblage J15 +	
	50 cm)	173
F.7	Résultats obtenus lorsque le détecteur est situé en c (contre J15 et H15)	174
F.8	Résultats obtenus lorsque le détecteur est situé en b1 (au dessus de l'assemblage J15 +	
	10 cm)	175
F.9	Résultats obtenus lorsque le détecteur est situé en c (contre J15 et H15)	176
F.10	Résultats obtenus lorsque le détecteur est situé en b1 (au dessus de l'assemblage J15 +	
	10 cm)	177
F.11	Résultats obtenus lorsque le détecteur est situé en c (contre J15 et H15)	178

Liste des tableaux

1.1	Temps de demi-vie, constante de décroissance et paramètre d'abondance pour chaque groupe de précurseurs issus de la fission de $l'^{235}U$ [Lamarsh 01]	12
4.1 4.2	Synthèse des différents essais effectués sur le réacteur Ulysse	65
5.1 5.2	Évaluation de la réactivité par la méthode MSA	70 72
6.1	Valeurs de T retenues pour les différents états sous-critiques du réacteur	79
6.2	* **	
	Variation de la qualité de l'ajustement en fonction de la réactivité pour la méthode Rossi- α .	00
6.3	Valeurs de α , des paramètres R^2 et RMSE lorsque le détecteur est en HN1, pour la confi-	0.1
<i>-</i> 1	guration 2 et un intervalle d'étude de 0,09s	83
6.4	Valeurs de α , des paramètres R^2 et RMSE lorsque le détecteur est en HN1, pour la confi-	0.0
	guration 5 et un intervalle d'étude de 0,05s	83
6.5	Résultats des ajustements avec la méthode de Rossi- α	84
7.1	Valeurs de T retenues pour les différents états sous-critiques du réacteur	88
7.2	Méthode Feynman-α; comparaison des résultats obtenus pour le canal HN1 avec et sans	
	prise en compte du temps mort	91
7.3	Résultats des ajustements avec la méthode de Feynman- α	93
7.5	Resultais des ajusiements avec la mentode de l'eyintait et	,,
8.1	Comparaison des résultats obtenus lorsque le détecteur est dans le canal HN1	97
8.2	Comparaison des résultats obtenus lorsque le détecteur est dans le canal HS1	98
8.3	Comparaison des résultats obtenus lorsque le détecteur est dans le canal VRCC	98
9.1	Sources indépendantes prises en compte dans les simulations	119
10.1	Taux de comptage obtenus par la simulation TRIPOLI pour les différentes configurations.	124

Introduction

La sûreté nucléaire désigne l'ensemble des dispositions mises en œuvre pour que le fonctionnement d'une installation nucléaire n'entraîne aucun effet dommageable sur les individus et l'environnement. Dans les centrales nucléaires, cette démarche repose essentiellement sur le principe de la défense en profondeur et sur le confinement des matières radioactives.

La méthode de défense en profondeur met en place plusieurs lignes de défense successives et indépendantes, à différents niveaux (conception, exploitation, situations accidentelles). Pendant la phase d'exploitation de l'installation, les précautions prises s'attachent à limiter la probabilité d'occurrence des incidents et à arrêter leur évolution. La démarche implique principalement : la prévention pour éviter une situation anormale ; la surveillance, pour détecter tout début d'anomalie ; l'action pour revenir à un état sûr.

Cette démarche s'applique à l'ensemble des états d'un réacteur nucléaire à eau sous pression (REP), notamment lors de son chargement auquel nous nous sommes interessés tout particulièrement.

Lors du chargement d'un réacteur nucléaire, une partie des assemblages est remplacée par des assemblages neufs. Dans un même cœur cohabitent donc des assemblages ayant des irradiations distinctes. Selon cette irradiation et les particularités propres aux éléments combustibles (nature du combustible, présence de barres absorbantes...), les assemblages ont des propriétés multiplicatrices et des sources indépendantes¹ très différentes.

Le plan de chargement (qui spécifie la position en cœur de chaque assemblage) est défini de façon à respecter les limites imposées par le respect de la sûreté du réacteur (en terme de puissance locale atteinte, d'efficacité des moyens de contrôle et d'irradiation maximale pour ne citer que les principales) tout en permettant l'atteinte des objectifs économiques du cycle (durée de campagne, irradiation de décharge des assemblages...). Un écart vis à vis de ce plan de chargement, dû à une erreur de positionnement d'un ou plusieurs assemblages, peut réduire l'écart à la criticité.

Pour éviter ce type d'incident, il est nécessaire de surveiller le comportement du cœur afin de pouvoir alerter l'exploitant si celui-ci est anormal.

Actuellement, un élément de cette surveillance est constitué par les Chambres Niveau Source (CNS), qui sont des détecteurs neutroniques à dépôt de bore situés dans le béton du puits de cuve, à environ 75 cm du combustible. Notre étude a pour but d'examiner la possibilité de garantir, à l'aide d'une détection neutronique de ce type, une surveillance de la réactivité ou, a minima, du bon chargement.

Tout d'abord, il est nécessaire d'effectuer un bilan sur le fonctionnement des CNS afin d'en cerner les principales limites. Cette analyse a été effectuée à partir de différentes études réalisées sur l'incident de Dampierre 418 qui illustre particulièrement bien le problème de la surveillance du chargement. Lors de cet incident, une erreur a entraîné l'oubli d'un assemblage dans le bâtiment combustible. Le chargement a alors été décalé, c'est à dire que les assemblages suivants ont été positionnés systématiquement à la place prévue pour l'assemblage précédemment chargé. De ce fait, un massif d'assemblages combustibles neufs a été créé ce qui a conduit à un niveau de réactivité significativement supérieur à celui attendu. Le signal perçu par les CNS n'a pas permis de donner l'alerte, ce qui démontre que la surveillance par les seules CNS n'est pas suffisante.

¹Terme désignant les sources de neutrons autres que la fission induite.

Une première amélioration du système peut consister à ne pas se contenter du niveau du taux de comptage mais à analyser plus finement le signal des détecteurs. En particulier, il existe des méthodes spécifiques, appelées méthodes de bruit, qui permettent d'obtenir une évaluation de la réactivité à partir du moment d'ordre deux du signal perçu par les CNS. Les deux méthodes étudiées ici sont celles de Rossi- α et de Feynman- α .

Ces méthodes ont été mises en place sur le réacteur expérimental Ulysse (INSTN, Saclay) afin d'étudier leur applicabilité à un réacteur industriel. Lors de cette expérimentation le signal perçu par un détecteur type CNS, positionné successivement en différents points du cœur, a été enregistré et ceci pour différents états sous-critiques du réacteur. Le signal obtenu a ensuite été traité informatiquement en vue d'obtenir une évaluation de la réactivité du cœur par les méthodes MSA-MSM, Rossi- α et Feynman- α . Nous nous sommes alors demandés si ces dernières pourraient être utilisées sur un réacteur industriel pour la surveillance du chargement.

Nous avons ensuite souhaité rechercher plus globalement quelles étaient les informations neutroniques disponibles dans l'ensemble du cœur et de son voisinage.

Dans un premier temps, nous nous sommes demandés si un positionnement plus judicieux des détecteurs pourrait permettre une meilleure surveillance de la sous-criticité du cœur. Nous avons ensuite examiné s'il était possible d'envisager une surveillance locale, qui aurait simplement pour objectif de vérifier que la nature de l'assemblage manutentionné correspond à celle de l'assemblage attendu. Pour cela nous avons eu recours à des simulations numériques à l'aide du code de transport Monte-Carlo TRIPOLI 4. Grâce à des développements récents apportés à cet outil, la contribution de chacune des sources de neutrons en différents points du cœur a pu être quantifiée. Ainsi, pour chaque position du détecteur, la provenance des neutrons détectés a pû être établie.

Première partie

Présentation de la problématique

Cette partie introduit les différents problèmes auxquels nous nous sommes confrontés tout au long de notre étude. Celle-ci s'est intéressée en particulier aux états largement sous-critiques des Réacteurs nucléaires à Eau sous Pression (REP) en cours de chargement.

Dans un premier temps, il nous a paru nécessaire de présenter les différents concepts utiles à la compréhension des systèmes sous-critiques. Dans ces rappels, l'accent est mis sur la définition du coefficient de multiplication qui a un rôle essentiel dans l'appréciation de la sous-criticité.

Après avoir présenté les systèmes sous-critiques, le second chapitre s'intéresse plus particulièrement à leur surveillance et au dispositif qui en est actuellement chargé sur les REP.

Chapitre 1

Rappels de neutronique

Ce chapitre n'a pas pour but de développer de façon complète la théorie des réacteurs nucléaires. Pour cela, nous renvoyons le lecteur aux nombreux ouvrages de la littérature dont les principales références apparaissent tout au long de ce chapitre.

Ces rappels ont pour objectif de définir les différentes grandeurs utilisées par la suite ainsi que de mettre l'accent sur les concepts clefs de notre étude, à savoir le réacteur sous-critique et la réactivité.

1.1 Hypothèses

La neutronique vise à décrire le comportement des neutrons dans un réacteur. Pour cela, quelques hypothèses sont nécessaires. Les principales sont les suivantes :

- Les neutrons sont assimilés à des particules ponctuelles de masse m, définies par leur position et leur vitesse [Bell 70]. Comme tout objet microscopique, le neutron a un aspect corpusculaire et ondulatoire. Très généralement, l'aspect ondulatoire n'est pas pris en compte.
- Les fluctuations de la population neutronique sont négligées [Bell 70]. Les différentes grandeurs étudiées comme le flux et la densité neutronique sont bien sûr des valeurs fluctuantes autour d'une valeur moyenne. Cependant, pour établir les équations de la neutronique, seules les valeurs moyennes sont prises en compte 1.
- Les interactions neutrons-neutrons sont négligées [Rozon 92]. En effet, la densité neutronique est suffisamment faible par rapport à la densité atomique pour considérer que la probabilité qu'un neutron interagisse avec un autre neutron est négligeable devant la probabilité d'interaction d'un neutron avec un noyau.
- L'instabilité du neutron est négligée [Bussac 85]. Le neutron est en effet une particule instable qui se désintègre selon la réaction suivante :

$$n \longrightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

Cette réaction a une période de 11 minutes. Dans un réacteur nucléaire, le temps de vie (c'est à dire la durée entre la naissance et la disparition d'un neutron), est de l'ordre de la milliseconde. Par conséquent, le neutron n'a qu'une très faible probabilité de se désintégrer avant d'être absorbé. Cette probabilité est considérée comme négligeable.

¹Ces fluctuations peuvent par ailleurs être utilisées afin d'obtenir des informations sur certaines grandeurs cinétiques du réacteur (voir chapitre 3).

Ces définitions permettent de simplifier la description du comportement des neutrons dans un réacteur nucléaire.

1.2 Quelques définitions

Pour pouvoir décrire le comportement des neutrons, il est également nécessaire de définir certains concepts.

Un neutron est considéré comme étant un objet ponctuel, caractérisé par sa position \vec{r} et sa vitesse \vec{v} . Celle-ci est généralement définie par sa norme v (qui ne dépend que de l'énergie E du neutron) et sa direction $\vec{\Omega}$.

La densité angulaire de neutrons $N\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)$ est telle que $N\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)dVd\vec{\Omega}dE$ représente le nombre de neutrons d'énergie E à dE près se trouvant à l'instant t dans le volume dV autour de \vec{r} et se déplaçant dans la direction $\vec{\Omega}$ à $d\vec{\Omega}$ près.

Le flux angulaire de neutrons $\Psi\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)$ est défini à partir de la densité angulaire par :

$$\Psi\left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t\right) = N\left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t\right) \cdot v \tag{1.1}$$

 $\Psi\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)d\vec{\Omega}dE$ représente le nombre de neutrons d'énergie E à dE près, se déplaçant dans la direction $\vec{\Omega}$ à $d\vec{\Omega}$ près et qui traversent à t une surface de $1~cm^2$ centrée sur \vec{r} et perpendiculaire à $\vec{\Omega}$.

Le flux scalaire $\Phi(\vec{r}, E, t)$ est défini en intégrant le flux angulaire sur toutes les directions :

$$\Phi\left(\vec{r}, E, t\right) = \int_{\Omega} \Psi\left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t\right) d\Omega \tag{1.2}$$

La section efficace macroscopique d'une réaction est notée $\Sigma\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)$.

 $\Sigma\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)dx = \Sigma\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)vdt \text{ est la probabilité qu'un neutron de vitesse } \vec{v} \text{ interagisse avec le milieu selon la réaction en question lorsqu'il parcourt au temps } t \text{ une distance infinitésimale } dx \text{ en } \vec{r}. \text{ Étant donné qu'il y a } N\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right) \text{ neutrons de vitesse } \vec{v} \text{ au temps } t \text{ dans le volume } dV \text{ autour de } \vec{r}, \text{ il y aura } N\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)v\Sigma\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)dtdV \text{ réactions dans le volume } dV \text{ autour de } \vec{r} \text{ pendant } dt.$

Par conséquent et d'après (1.1), le taux de réaction T représentant le nombre de réactions par unité de temps engendrées dans dV par un neutron de vitesse \vec{v} situé en \vec{r} au temps t est défini par :

$$T = \Sigma \left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t \right) \cdot \Psi \left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t \right) dV$$
 (1.3)

1.3 Établissement de l'équation de Boltzmann

L'équation de Boltzmann permet de décrire le comportement de la population neutronique dans son ensemble. Elle est obtenue grâce à un bilan neutronique effectué sur un volume de contrôle $dVd\vec{\Omega}dE$ autour de \vec{r} , $\vec{\Omega}$ et E. Il s'agit d'une équation exacte obtenue sans approximation.

1.3.1 Les créations

Les créations ont deux contributions, la diffusion et les sources de neutrons.

1.3.1.1 Apparitions par diffusion

Lors d'une diffusion, le neutron change de direction et/ou d'énergie. Il peut alors entrer dans le volume de contrôle. Chaque diffusion faisant passer le neutron de la direction $\vec{\Omega}'$ à $\vec{\Omega}$ et de l'énergie E' à E (avec éventuellement $\vec{\Omega}' = \vec{\Omega}$ et/ou E' = E) contribue donc aux créations.

Pour chacune de ces diffusions, un neutron apparaît dans le volume de contrôle. D'après (1.3), R_s , le nombre de neutrons qui entrent par diffusion dans le volume de contrôle par unité de temps est égal à :

$$R_s = \int_{\Omega} \int_{E} \Sigma_s \left(\vec{r}, \vec{\Omega}' \to \vec{\Omega}, E' \to E, t \right) \cdot \Psi \left(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t \right) \cdot d\vec{\Omega}' dE' dV \tag{1.4}$$

où \sum_s est la section efficace macroscopique de diffusion.

1.3.1.2 Les sources

Dans un réacteur en fonctionnement, la source principale de neutrons est la fission induite sur $1'^{235}U$, $1'^{238}U$ et/ou le ^{239}Pu . Elle génère des neutrons prompts et des neutrons qualifiés de « retardés ».

Source de neutrons prompts

Lors de la fission, il y a émission instantanée de neutrons dits prompts.

Si \sum_f est la section efficace macroscopique de fission, R_f , le nombre de fissions par unité de temps engendrées dans dV par un neutron de vitesse \vec{v} situé en \vec{r} au temps t est défini d'après (1.3) par :

$$R_f = \Sigma_f \left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t \right) \cdot \Psi \left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t \right) \cdot dV \tag{1.5}$$

Le nombre moyen de neutrons prompts émis par fission est noté $\nu_p\left(E'\right)$ où E' est l'énergie du neutron provoquant la fission. Le nombre total de neutrons prompts émis par fission (N_f) est obtenu en considérant tous les neutrons responsables d'une fission :

$$N_f = \int_{\Omega} \int_{E} \nu_p \left(E' \right) \Sigma_f \left(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t \right) \cdot \Psi \left(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t \right) \cdot d\vec{\Omega}' dE' dV \tag{1.6}$$

Seuls les neutrons émis avec une énergie E appartiennent au domaine de contrôle. Soit $\chi_p(E)$ le spectre de fission. Il s'agit de la proportion de neutrons prompts émis à une énergie E. Le nombre de neutrons prompts S_f créés dans le volume de contrôle par unité de temps est alors :

$$S_f = \chi_p(E) \int_{\Omega} \int_{E} \nu_p(E') \, \Sigma_f\left(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t\right) \cdot \Psi\left(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t\right) \cdot d\vec{\Omega}' dE' dV \tag{1.7}$$

Source de neutrons retardés

Lors de la fission, des produits de fission sont générés. Ces éléments sont fortement instables et sont emetteurs β^- . Pour certains d'entre eux, le noyau obtenu suite à la désintégration β^- est un emetteur de neutron. Compte tenu des périodes de demi-vie de ces précurseurs, les neutrons sont émis au bout d'un certain temps après la fission : ce sont les neutrons dits *retardés*.

Généralement, les précurseurs sont regroupés en 6 familles, chacune étant caractérisée par une constante de désintégration λ_i et un paramètre d'abondance β_i (nombre de neutrons retardés de l'espèce i par neutron issu de fission). Le tableau 1.1 donne la valeur de ces paramètres pour chaque groupe de précurseurs lors de la fission de l' ^{235}U .

Groupe	Temps de demi-vie en s	Constante de décroissance λ_i en s^{-1}	Paramètre d'abondance eta_i en pcm
1	55,72	0,0124	21,5
2	22,72	0,0305	142,4
3	6,22	0,111	127,4
4	2,30	0,301	256,8
5	0,610	1,14	74,8
6	0,230	3,01	27,3
		total	$\beta \approx 650 pcm$

TAB. 1.1 – Temps de demi-vie, constante de décroissance et paramètre d'abondance pour chaque groupe de précurseurs issus de la fission de l' ^{235}U [Lamarsh 01].

Soit $C_i(\vec{r},t)$ la concentration des précurseurs du groupe i en \vec{r} au temps t. Lors d'une désintégration, il y a émission d'un neutron retardé. Ces neutrons retardés sont émis selon un spectre discret noté $\chi_{di}(E)$.

Le nombre de neutrons retardés émis dans le volume de contrôle par unité de temps, noté S_r , s'exprime alors simplement sous la forme :

$$S_r = \sum_{i=1}^{6} \chi_{di}(E) \lambda_i C_i(\vec{r}, t) dV$$
(1.8)

Toutefois, dans cette expression, la concentration des précurseurs n'est pas connue. Pour être complet, il est donc nécessaire d'établir l'équation différentielle régissant cette concentration. Cette équation est obtenue par un bilan entre les productions et les disparitions.

Les précurseurs sont émis lors de la fission et disparaissent pas décroissance radioactive.

Lors d'une fission, $\nu_{di}\left(E'\right)$ précurseurs du groupe i sont créés, avec E' énergie du neutron responsable de la fission. De la même façon que pour la production des neutrons prompts, le nombre de précurseurs par unité de temps et de volume créés en \vec{r} à t est :

$$\int_{\Omega} \int_{E} \nu_{di} \left(E' \right) \Sigma_{f} \left(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t \right) \cdot \Psi \left(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t \right) \cdot d\vec{\Omega}' dE' \tag{1.9}$$

Le terme de disparition s'obtient à partir de la constante de désintégration λ_i et s'écrit :

$$-\lambda_i C_i(\vec{r}, t) \tag{1.10}$$

L'équation donnant l'évolution de la concentration $C_i(\vec{r},t)$ en fonction du temps est alors :

$$\frac{\partial}{\partial t}C_{i}\left(\vec{r},t\right) = \int_{\Omega} \int_{E} \nu_{di}\left(E'\right) \Sigma_{f}\left(\vec{r},\vec{\Omega}',E',t\right) \cdot \Psi\left(\vec{r},\vec{\Omega}',E',t\right) \cdot d\vec{\Omega}' dE' - \lambda_{i}C_{i}\left(\vec{r},t\right) \quad (1.11)$$

Autres sources

Il existe également d'autres sources de neutrons, appelées dans la suite *sources indépendantes* [Rozon 92] et notées *S*.

Il s'agit:

- Des neutrons issus de fissions spontanées.
- Des réactions (γ,n) sur le deutérium de l'eau (teneur en deutérium dans l'eau : environ 0,015 % [Diop 02]).
- Des réactions (α,n) sur l'oxygène contenu dans le combustible oxyde.
- Des réactions du type (n,2n), (n,3n) ... (n,xn).

Dans certains réacteurs, une source externe permet d'initier la fission. Le plus souvent, il s'agit d'une source Am-Be produisant des neutrons par réaction (α,n) .

1.3.2 Les disparitions

Les disparitions de neutrons se font par absorption, par diffusion ou par fuite.

1.3.2.1 Disparitions par absorption et diffusion

Si \sum_t est la section macroscopique totale (somme des sections efficaces d'absorption (capture + fission) et de diffusion), R_t , le nombre de disparitions de neutron par absorption ou par diffusion par unité de temps est d'après (1.3):

$$R_t = \Sigma_t \left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t \right) \cdot \Psi \left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t \right) \cdot dV \tag{1.12}$$

Pour une absorption ou une diffusion, un seul neutron disparaît. R_t est donc le nombre de neutrons qui disparaissent par absorption ou diffusion.

1.3.2.2 Disparitions par déplacement hors du volume dV (fuite)

Le volume dV est délimité par une surface S. Soit ds un élément infinitésimal de cette surface défini par sa normale sortante $d\vec{s}$.

Le nombre de neutrons d'énergie E, de direction $\vec{\Omega}$ passant à travers ds par unité de temps est [Barjon 93] :

$$N\left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t\right) \vec{v} \cdot d\vec{s} \tag{1.13}$$

Le vecteur $d\vec{s}$ est normal à la surface, pointant vers l'extérieur du volume dV. Par conséquent, si les neutrons d'énergie E sortent du volume en traversant ds le produit scalaire $\vec{v} \cdot d\vec{s}$ est positif et il est négatif lorsque les neutrons y entrent.

Le nombre total de neutrons sortant du volume dV par unité de temps est donc :

$$F = \oint_{\mathcal{S}} N\left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t\right) \vec{v} \cdot d\vec{s} = \oint_{\mathcal{S}} \Psi\left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t\right) \cdot \vec{\Omega} \cdot d\vec{s}$$
 (1.14)

Il s'agit bien d'un bilan représentant le nombre de neutrons sortant du volume dV.

D'après le théorème de Green-Ostrogradski :

$$\oint_{s} \Psi\left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t\right) \cdot \vec{\Omega} \cdot d\vec{s} = \int_{dV} div(\vec{\Omega}\Psi) dV \tag{1.15}$$

De plus

$$div(\vec{\Omega}\Psi) = \vec{\Omega} \cdot gr\vec{a}d\Psi + \Psi \cdot div(\vec{\Omega}) = \vec{\Omega} \cdot gr\vec{a}d\Psi$$
 (1.16)

Le terme de fuite est donc :

$$F = \int_{dV} \vec{\Omega} \cdot gr\vec{a}d\Psi \left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t\right) dV$$
 (1.17)

Le volume de contrôle dV est suffisamment petit pour que $\vec{\Omega} \cdot gr\vec{a}d\Psi \left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t \right)$ soit considéré comme uniforme sur l'ensemble du volume dV.

L'équation précédente peut donc se simplifier en écrivant :

$$F = \vec{\Omega} \cdot gr\vec{a}d\Psi \left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t\right) \int_{dV} dV = \vec{\Omega} \cdot gr\vec{a}d\Psi \left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t\right) dV \tag{1.18}$$

1.3.3 Augmentation du stock

Il s'agit de la variation de la population neutronique avec le temps :

$$\frac{\partial N}{\partial t}dV = \frac{1}{v}\frac{\partial \Psi}{\partial t}dV \tag{1.19}$$

1.3.4 Bilan

Le bilan consiste à écrire que la variation du nombre de neutrons dans le volume de contrôle est égale au nombre de neutrons qui apparaissent dans ce volume moins le nombre de neutrons qui disparaissent.

D'après les expressions obtenues précédemment, ce bilan peut se mettre sous la forme :

$$\frac{1}{v}\frac{\partial\Psi}{\partial t}dV = -F - R_t + R_s + S_f + S_r + S \tag{1.20}$$

L'équation de Boltzmann se déduit du bilan précédant en divisant par dV:

$$\frac{1}{v}\frac{\partial\Psi}{\partial t} = -\vec{\Omega} \cdot gr\vec{a}d\Psi\left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t\right) - \Sigma_{t}\left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t\right) \cdot \Psi\left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t\right)
+ \int_{\Omega} \int_{E} \Sigma_{s}\left(\vec{r}, \vec{\Omega}' \to \vec{\Omega}, E' \to E, t\right) \cdot \Psi\left(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t\right) \cdot d\vec{\Omega}' dE'
+ \chi_{p}(E) \int_{\Omega} \int_{E} \nu_{p}\left(E'\right) \Sigma_{f}\left(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t\right) \cdot \Psi\left(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t\right) \cdot d\vec{\Omega}' dE' + S_{r} + S$$
(1.21)

Dans la suite, l'équation de Boltzmann sera notée sous la forme simplifiée suivante :

$$\frac{1}{v}\frac{\partial\Psi}{\partial t} = P_{fp}\Psi + P_s\Psi - M\Psi + S_r + S \tag{1.22}$$

avec

 $-P_{fp}$ opérateur de production par fission des neutrons prompts tel que :

$$P_{fp}\Psi = \chi_p(E) \int_{\Omega} \int_{E} \nu_p(E') \, \Sigma_f\left(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t\right) \cdot \Psi\left(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t\right) \cdot d\vec{\Omega}' dE' \qquad (1.23)$$

 $-P_s$ opérateur d'apparition par diffusion tel que :

$$P_s \Psi = \int_{\Omega} \int_{E} \Sigma_s \left(\vec{r}, \vec{\Omega}' \to \vec{\Omega}, E' \to E, t \right) \cdot \Psi \left(\vec{r}, \vec{\Omega}', E', t \right) \cdot d\vec{\Omega}' dE' \tag{1.24}$$

- M opérateur de disparition tel que :

$$M\Psi = \vec{\Omega} \cdot gr\vec{a}d\Psi \left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t\right) + \Sigma_t \left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t\right) \cdot \Psi \left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t\right)$$
(1.25)

L'équation de Boltzmann étant une équation intégro-différentielle, il est nécessaire de lui adjoindre des conditions aux limites pour la résoudre.

1.3.5 Conditions aux limites et aux interfaces

1.3.5.1 Conditions aux interfaces

Les réacteurs nucléaires sont largement hétérogènes. Lors de ses déplacements dans le cœur, un neutron traverse un grand nombre d'interfaces. Le flux angulaire doit être continu sur ces interfaces, c'est à dire [Ott 89] :

$$\Psi\left(\vec{r}_{-}, \vec{\Omega}, E, t\right) = \Psi\left(\vec{r}_{+}, \vec{\Omega}, E, t\right) \tag{1.26}$$

où \vec{r}_- et \vec{r}_+ représente les deux côtés d'une même interface.

1.3.5.2 Conditions aux limites

Le volume de définition doit être tel que :

- Aucun neutron sortant du volume ne peut y entrer à nouveau.
- Il n'existe aucune source de neutrons à l'extérieur du volume.

La surface extérieure de ce volume est appelée surface libre [Bell 70].

Soit \vec{r}_s le vecteur définissant cette surface libre. Ce vecteur est défini de façon à ce qu'il pointe vers l'extérieur du domaine.

Les conditions précédentes impliquent [Ott 89] :

$$\Psi\left(\vec{r}_s, \vec{\Omega}, E, t\right) = 0 \qquad si \qquad \vec{\Omega}.\vec{r}_s < 0 \tag{1.27}$$

En pratique, les systèmes étudiés ne peuvent être parfaitement isolés de leur environnement. Un neutron quittant le système aura donc une certaine probabilité d'y revenir. Toutefois, il est possible de choisir la surface libre de façon à ce que cette probabilité soit négligeable (au niveau de la cuve par exemple).

L'équation de Boltzmann est très complexe et n'a pas de solution générale analytique. Elle est donc souvent simplifiée et mise sous la forme de l'équation de la diffusion.

1.4 Approximation de la diffusion

La démonstration de cette équation peut se faire à l'aide de l'approximation P1 de l'équation de Boltzmann [Bussac 85]. Il est également possible de l'établir à l'aide d'un bilan neutronique semblable à celui effectué pour obtenir l'équation de Boltzmann. C'est cette approche qui sera considérée dans la suite.

1.4.1 Hypothèses et définitions

La première hypothèse consiste à s'affranchir de la dépendance en $\vec{\Omega}$.

Pour cela, les milieux sont supposés isotropes. Les sections efficaces macroscopiques ne dépendent donc pas de $\vec{\Omega}$.

Le vecteur courant de neutrons $\vec{J}(\vec{r}, E, t)$, la densité neutronique $n(\vec{r}, E, t)$, le flux $\Phi(\vec{r}, E, t)$ et les sources $S(\vec{r}, E, t)$ sont alors définis tels que :

$$\vec{J}(\vec{r}, E, t) = \int_{\Omega} \vec{\Omega} \cdot \Psi \left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t \right) d\Omega$$

$$\Phi (\vec{r}, E, t) = \int_{\Omega} \Psi \left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t \right) d\Omega$$

$$n(\vec{r}, E, t) = \int_{\Omega} N \left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t \right) d\Omega$$

$$S(\vec{r}, E, t) = \int_{\Omega} S \left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t \right) d\Omega$$
(1.28)

La seconde approximation consiste à introduire la loi de Fick [Ott 89] :

$$\vec{J} = -D \cdot g\vec{rad}\Phi \tag{1.29}$$

où D est le coefficient de diffusion du milieu.

Cette relation traduit le concept intuitif selon lequel les neutrons se déplacent des zones où ils sont nombreux vers celles où ils le sont moins. Cette loi est valable si le milieu est homogène, loin des interfaces, des sources et des absorbants.

1.4.2 Établissement de l'équation de la diffusion

Le bilan neutronique, analogue à celui effectué précédemment pour l'équation de Boltzmann, est effectué sur un volume de contrôle dVdE autour de \vec{r} et de E [Rozon 92]. Le volume dV est pris cubique égal à dxdydz.

Par rapport au bilan précédemment effectué, deux modifications sont toutefois apportées :

- Les grandeurs utilisées sont intégrées sur $\vec{\Omega}$. Les taux de réaction et les sources n'ont donc plus de dépendance en $\vec{\Omega}$ et les apparitions ainsi que les disparitions par diffusion ne peuvent se faire que par un changement d'énergie.
- Le terme de fuite s'exprime à l'aide du vecteur courant de neutrons $\vec{J}(\vec{r}, E, t)$. Les entrées dans le volume dxdydz s'écrivent :

$$J_x dy dz + J_y dx dz + J_z dx dy ag{1.30}$$

et les sorties:

$$J_{x+dx}dydz + J_{y+dy}dxdz + J_{z+dz}dxdy (1.31)$$

Lors du bilan, une division par dxdydz permet de faire apparaître la divergence du courant. Le flux est ensuite introduit en remplaçant $n(\vec{r}, E, t)$ par $\frac{1}{v}\Phi(\vec{r}, E, t)$ où v est la vitesse du neutron.

L'équation de la diffusion est enfin obtenue en introduisant la loi de Fick (1.29) et en effectuant l'approximation généralement admise que D est indépendant de \vec{r} . Elle s'écrit sous la forme :

$$\frac{1}{v}\frac{\partial\Phi}{\partial t} = D\triangle\Phi\left(\vec{r},E,t\right) - \Sigma_{t}\left(\vec{r},E,t\right) \cdot \Phi\left(\vec{r},E,t\right) + \int_{E} \Sigma_{s}\left(\vec{r},E'\to E,t\right) \Phi\left(\vec{r},E',t\right) dE' + \chi_{p}(E) \int_{E} \nu_{p}\left(E'\right) \Sigma_{f}\left(\vec{r},E',t\right) \cdot \Phi\left(\vec{r},E',t\right) \cdot dE' + S_{r} + S \tag{1.32}$$

Cette équation peut être notée sous la forme simplifiée suivante :

$$\frac{1}{v}\frac{\partial\Phi}{\partial t} = -M\Phi\left(\vec{r}, E, t\right) + P_s\Phi\left(\vec{r}, E, t\right) + P_{fp}\Phi\left(\vec{r}, E, t\right) + S_r + S \tag{1.33}$$

avec:

- M opérateur de disparition tel que :

$$M\Phi = -D\triangle\Phi(\vec{r}, E, t) + \Sigma_t(\vec{r}, E, t) \cdot \Phi(\vec{r}, E, t)$$
(1.34)

 $-P_s$ opérateur d'apparition par diffusion tel que :

$$P_s \Phi = \int_E \Sigma_s \left(\vec{r}, E' \to E, t \right) \Phi \left(\vec{r}, E', t \right) dE'$$
 (1.35)

 $-P_{fp}$ opérateur de production par fission des neutrons prompts tel que :

$$P_{fp}\Phi = \chi_p(E) \int_E \nu_p(E') \, \Sigma_f(\vec{r}, E', t) \cdot \Phi(\vec{r}, E', t) \cdot dE'$$
(1.36)

1.4.3 Conditions aux limites et aux interfaces

Pour résoudre l'équation de la diffusion, il faut lui associer des conditions aux limites. Le flux utilisé dans la théorie de la diffusion est obtenu par intégration du flux angulaire. Les conditions

aux limites pour l'équation de la diffusion sont donc obtenues en adaptant celles nécessaires à la résolution de l'équation de Boltzmann.

Dans la théorie de la diffusion, le flux n'a plus de dépendance angulaire. Il est alors difficile de traduire le fait qu'aucun neutron ne peut pénétrer dans le domaine de définition. Une surface extrapolée [Bussac 85] est alors définie et la condition équivalente est l'annulation du flux sur cette surface.

Comme dans le cas du flux angulaire, le flux doit être continu aux interfaces.

Équation de la diffusion pour des neutrons mono-énergétiques

L'équation de la diffusion pour des neutrons mono-énergétiques est obtenue en s'affranchissant de la dépendance en énergie. Dans ce cas, il n'y a plus ni apparitions, ni disparitions par diffusion (puisque tous les neutrons ont la même vitesse).

Par conséquent :

- Le terme $\int_E \Sigma_s \left(\vec{r}, E' \to E, t \right) \Phi \left(\vec{r}, E', t \right) dE'$ disparaît de l'équation. Le terme $\Sigma_t \left(\vec{r}, E, t \right) \cdot \Phi \left(\vec{r}, E, t \right)$ est remplacé par $\Sigma_a \left(\vec{r}, t \right) \cdot \Phi \left(\vec{r}, t \right)$ puisqu'il n'y a plus de disparitions par diffusion.
- La fission ne produisant plus que des neutrons d'une seule énergie, l'intégration sur l'énergie n'est plus nécessaire.

L'équation de la diffusion se met alors sous la forme :

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \Phi\left(\vec{r}, t\right)}{\partial t} = D \triangle \Phi\left(\vec{r}, t\right) - \Sigma_{a}\left(\vec{r}, t\right) \cdot \Phi\left(\vec{r}, t\right) + \nu_{p} \Sigma_{f}\left(\vec{r}, t\right) \cdot \Phi\left(\vec{r}, t\right) + S_{r}\left(\vec{r}, t\right) + S\left(\vec{r}, t\right) \tag{1.37}$$

Compte tenu des hypothèses nécessaires à son établissement, l'équation de la diffusion n'est pas, en toute rigueur, adaptée à la détermination du flux en un point précis, notamment au niveau du baffle ou à l'interface entre l'eau et le combustible. Elle permet toutefois d'obtenir une bonne estimation du k_{eff} (voir définition au paragraphe suivant), lorsque le réacteur est homogène (répartition homogène des sources et des milieux multiplicateurs). De plus, il apparaît en pratique que, sur les réacteurs REP EDF, le flux obtenu par l'équation de la diffusion est une assez bonne approximation du flux réel.

1.5 Réacteur sous-critique et définition de la réactivité

Maintenant que les équations de base de la neutronique sont établies, nous allons nous intéresser plus en détail à l'état sous-critique, qui est le centre de notre étude.

1.5.1 État stationnaire

Très souvent, un réacteur nucléaire peut être considéré comme étant dans un état stationnaire, c'est à dire que sa population neutronique ne varie pas au cours du temps. C'est le cas notamment d'un réacteur au chargement.

1.5.1.1 Expression de l'équation de Boltzmann pour un état stationnaire

Pour un état stationnaire, la concentration des précurseurs est considérée comme indépendante du temps. L'équation (1.11) permet donc d'écrire :

$$\lambda_i C_i(\vec{r}) = \int_{\Omega} \int_{E} \nu_{di} \left(E' \right) \Sigma_f \left(\vec{r}, \vec{\Omega}', E' \right) \cdot \Psi \left(\vec{r}, \vec{\Omega}', E' \right) \cdot d\vec{\Omega}' dE' \tag{1.38}$$

Et la source S_r (définie par l'équation (1.8)) devient :

$$S_r = \sum_{i=1}^{6} \chi_{di}(E) \int_{\Omega} \int_{E} \nu_{di} \left(E' \right) \Sigma_f \left(\vec{r}, \vec{\Omega}', E' \right) \cdot \Psi \left(\vec{r}, \vec{\Omega}', E' \right) \cdot d\vec{\Omega}' dE'$$
 (1.39)

Il est alors possible de définir un opérateur P_f tel que $P_f\Psi$ représente l'ensemble des neutrons (prompts + retardés) émis par fission :

$$P_{f}\Psi = P_{fp}\Psi + S_{r}$$

$$= \chi_{p}(E) \int_{\Omega} \int_{E} \nu_{p}(E') \Sigma_{f}(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') \cdot \Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') \cdot d\vec{\Omega}' dE'$$

$$+ \sum_{i=1}^{6} \chi_{di}(E) \int_{\Omega} \int_{E} \nu_{di}(E') \Sigma_{f}(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') \cdot \Psi(\vec{r}, \vec{\Omega}', E') \cdot d\vec{\Omega}' dE'$$

$$(1.40)$$

Cette expression peut par ailleurs se simplifier en faisant l'approximation que ν_p et ν_{di} ne dépendent pas de l'énergie du neutron incident et en posant [Rozon 92] :

$$\nu \chi(E) = \nu_p \chi_p(E) + \sum_{i=1}^{6} \nu_{di} \chi_{di}(E)$$
 (1.41)

 $P_f\Psi$ se met alors sous la forme :

$$P_f \Psi = \nu \chi(E) \int_{\Omega} \int_{E} \Sigma_f \left(\vec{r}, \vec{\Omega}', E' \right) \cdot \Psi \left(\vec{r}, \vec{\Omega}', E' \right) \cdot d\vec{\Omega}' dE'$$
 (1.42)

En reportant cette expression dans l'équation (1.22) et en considérant le flux comme stationnaire, l'équation de Boltzmann se met sous la forme :

$$P_f \Psi + P_s \Psi + S = M \Psi \tag{1.43}$$

1.5.1.2 Expression de l'équation de la diffusion pour un état stationnaire

En considérant que le flux est indépendant du temps, l'équation de la diffusion (1.37) se simplifie sous la forme :

$$\nu_p \Sigma_f \Phi + S_r + S = \Sigma_a \Phi - D \triangle \Phi \tag{1.44}$$

De plus, il est généralement admis qu'il existe B^2 tel que

$$D\triangle\Phi = -B^2\Phi \tag{1.45}$$

Pour simplifier encore, les neutrons retardés ne sont souvent pas pris en compte dans l'équation de la diffusion. L'équation de la diffusion a alors la forme suivante :

$$\nu_p \Sigma_f \Phi + S = \Sigma_a \Phi + DB^2 \Phi \tag{1.46}$$

Les équations de Boltzmann et de la diffusion en stationnaire représentent un état d'équilibre entre le nombre de neutrons émis et le nombre de neutrons qui disparaissent.

1.5.2 Cas du réacteur critique

Lorsque le réacteur est en puissance, les productions de neutrons par fission induite sont bien plus importantes que les productions par les sources indépendantes, c'est à dire $S \ll P_f \Psi$. L'équation (1.43) peut donc s'écrire :

$$P_f \Psi + P_s \Psi = M \Psi \tag{1.47}$$

Le réacteur est alors dit critique, c'est à dire qu'il y a équilibre entre les productions et les absorptions en ne considérant que les sources de neutrons par fission (neutrons prompts et retardés).

Dans ce cas, le flux solution de l'équation (1.47) est le flux réel présent dans le cœur, à un facteur près. En effet, l'équation précédente étant linéaire, si Ψ en est solution alors $2\Psi, 3\Psi, ..., n\Psi$ le sont également. La résolution de l'équation précédente permet d'obtenir la forme du flux mais ne donne pas d'indication sur le nombre de neutrons en lui-même. À ce degré de description, l'équilibre apparaît comme indépendant du niveau de flux dans le réacteur².

1.5.3 Cas du réacteur non-critique

Si les productions par fission sont trop importantes pour qu'il y ait équilibre entre production et disparition, la population neutronique augmente et aucun équilibre ne peut être atteint sans changer les propriétés du milieu (par exemple en insérant les barres ou en augmentant la concentration en bore). Le réacteur est alors dans un état sur-critique.

Si l'augmentation est trop rapide, la réaction s'emballe, le flux neutronique augmente brutalement et il y a divergence.

Bien évidemment, une augmentation contrôlée de la population neutronique est temporairement nécessaire lors du démarrage et lorsqu'une augmentation de la puissance est nécessaire.

Un réacteur est dit sous-critique lorsque les disparitions sont plus importantes que les productions, toujours en négligeant les sources indépendantes. La population neutronique décroît alors. Toutefois, à un certain moment, les sources indépendantes ne sont plus négligeables par rapport aux sources de fissions. L'équation de Boltzmann doit être considérée dans sa forme initiale (1.43). La présence des sources indépendantes permet alors d'équilibrer le bilan et le réacteur sous-critique se trouve dans un état stable avec un flux neutronique constant et non nul. Dans ce cas là, le flux est obtenu en résolvant l'équation avec source et, contrairement au cas du réacteur critique, le niveau de flux est parfaitement déterminé.

1.5.4 Le coefficient de multiplication

1.5.4.1 Expression exacte du coefficient de multiplication effectif

Du point de vue de la sûreté, il est essentiel de connaître l'écart à la criticité. Pour cela, il est intéressant de quantifier l'écart à la criticité, l'état critique étant l'état stable qu'il ne faut pas « dépasser ».

Pour ce faire, il est nécessaire de modifier l'équation de Boltzmann en introduisant un scalaire λ tel que :

²En pratique, à partir d'un certaine puissance, le niveau de flux est imposé par l'ensemble des contre-réactions (effets de température du modérateur et du combustible, concentration des poisons consommables ...) [Bussac 85].

$$\lambda P_f \Psi = (M - P_s) \Psi \tag{1.48}$$

 λ peut être vu comme la valeur propre associée au vecteur propre Ψ . Mathématiquement, l'équation (1.48) a un ensemble de solutions $\{\Psi_i\}$ associé à un ensemble de valeurs propres $\{\lambda_i\}$. Seul le mode fondamental Ψ_0 a une signification physique [Rozon 92]. Il est associé à la valeur propre de module minimal λ_{min} .

Le coefficient de multiplication effectif, k_{eff} , est alors défini par :

$$k_{eff} = \frac{1}{\lambda_{min}} \tag{1.49}$$

Ainsi:

$$\frac{1}{k_{eff}} P_f \Psi_0 = (M - P_s) \Psi_0 \tag{1.50}$$

Physiquement, l'introduction du k_{eff} permet d'ajuster les productions par fission afin de rétablir l'équilibre entre les productions et les disparitions lorsque les sources indépendantes sont supprimées. Tout système peut ainsi être associé à un système critique. Si $k_{eff}=1$ le réacteur est critique et les productions sont égales aux disparitions. Si $k_{eff}>1$, cela signifie qu'il est nécessaire de diminuer les productions par fission pour retrouver un équilibre et le réacteur est sur-critique. À l'inverse, si $k_{eff}<1$, le réacteur est sous-critique.

Il est important de noter que le flux solution de l'équation (1.50) n'est pas le flux réel présent dans le cœur mais celui d'un réacteur fictif appelé réacteur critique associé ayant un opérateur de production $P'_f = \frac{1}{k_{eff}} P_f$.

La réactivité ρ est définie à partir du k_{eff} :

$$\rho = 1 - \frac{1}{k_{eff}} \tag{1.51}$$

Comme le k_{eff} , la réactivité est sans unité. Elle est souvent exprimée en pcm (10^{-5}). Si le réacteur est critique, $\rho = 0$. Il est sous-critique lorsque $\rho < 0$ et sur-critique si $\rho > 0$. Tout comme le k_{eff} , l'introduction de la réactivité est purement mathématique, même si ce paramètre n'est pas dénué de signification physique. Par conséquent, ρ n'est pas mesurable directement.

1.5.4.2 Définition à l'aide des opérateurs adjoints

Pour obtenir le k_{eff} de façon rigoureuse à partir de l'équation (1.50), il est nécessaire d'intégrer cette équation sur l'espace. Auparavant, nous allons introduire une fonction poids quelconque notée w.

Le k_{eff} s'écrit alors³ :

$$k_{eff} = \frac{\langle w, P_f \Psi_0 \rangle}{\langle w, (M - P_s) \Psi_0 \rangle}$$
 (1.52)

La valeur du k_{eff} ne dépend pas du choix de la fonction poids. Celle-ci permettra toutefois de faciliter les calculs. Elle est généralement prise comme étant le flux adjoint⁴ Ψ_0^+ [Ott 85].

³Pour simplifier, la notation suivante est utilisée $\langle f,g\rangle=\int_E\int_V f\cdot g\cdot dEdV$

 $^{{}^4}O^+$ opérateur adjoint de O est défini par : $\langle f, Og \rangle = \langle O^+f, g \rangle$

Celui-ci est défini à partir de l'équation adjointe à l'équation (1.50) :

$$\frac{1}{k_{eff}}P_f^+\Psi_0^+ = (M^+ - P_s^+)\Psi_0^+ \tag{1.53}$$

Le coefficient de multiplication est alors :

$$k_{eff} = \frac{\left\langle \Psi_0^+, P_f \Psi_0 \right\rangle}{\left\langle \Psi_0^+, (M - P_s) \Psi_0 \right\rangle} \tag{1.54}$$

Il est également possible de définir le coefficient de multiplication à partir du flux réel. Pour cela, il est nécessaire de multiplier l'équation (1.43) par le flux adjoint et d'intégrer sur le volume :

$$\langle \Psi_0^+, P_f \Psi \rangle + \langle \Psi_0^+, S \rangle = \langle \Psi_0^+, (M - P_s) \Psi \rangle$$
 (1.55)

En utilisant les propriétés des opérateurs adjoints et la relation (1.53), le k_{eff} peut s'écrire sous deux formes équivalentes :

$$k_{eff} = 1 - \frac{\langle \Psi_0^+, S \rangle}{\langle \Psi_0^+, (M - P_s) \Psi \rangle}$$

$$(1.56)$$

$$= 1 + \frac{\left\langle \Psi_0^+, S \right\rangle}{\left\langle \Psi_0^+, P_f \Psi \right\rangle} \tag{1.57}$$

D'après (1.51), (1.54) et (1.57), la réactivité devient alors :

$$\rho = \frac{\left\langle \Psi_0^+, (P_f + P_s - M)\Psi \right\rangle}{\left\langle \Psi_0^+, P_f \Psi \right\rangle} \tag{1.58}$$

La réactivité ainsi définie à partir d'un état stationnaire est appelée *réactivité statique* [Rozon 92] par opposition à la réactivité dynamique issue des équations de la cinétique (voir annexe B).

1.5.4.3 Expression approchée du coefficient de multiplication effectif

Considérons maintenant l'équation de la diffusion simplifiée et introduisons dans cette équation le k_{eff} , de façon similaire à ce qui a été effectué pour l'équation de Boltzmann. Il vient :

$$\frac{\nu_p}{k_{eff}} \Sigma_f \Phi = \Sigma_a \Phi + DB^2 \Phi \tag{1.59}$$

Soit:

$$\left(\frac{\nu_p}{k_{eff}}\Sigma_f - \Sigma_a - DB^2\right)\Phi = 0$$
(1.60)

Cette équation a une solution non nulle si :

$$\frac{\nu_p}{k_{eff}} \Sigma_f - \Sigma_a - DB^2 = 0 \tag{1.61}$$

C'est à dire:

$$k_{eff} = \frac{\nu_p \Sigma_f}{\Sigma_a + DB^2} \tag{1.62}$$

Le coefficient de multiplication apparaît ici comme étant le rapport entre les productions et les disparitions.

De manière analogue, le coefficient de multiplication infini, noté k_{∞} est obtenu en négligeant les fuites (milieu infini) :

$$k_{\infty} = \frac{\nu_p \Sigma_f}{\Sigma_a} \tag{1.63}$$

Pour obtenir une estimation du flux, il faut utiliser l'équation avec les sources indépendantes, soit :

$$\nu_p \Sigma_f \Phi + S = \Sigma_a \Phi + DB^2 \Phi \tag{1.64}$$

En regroupant les termes, cette équation devient :

$$\left(\Sigma_a + DB^2\right) \left(\frac{\nu_p \Sigma_f}{\Sigma_a + DB^2} - 1\right) \Phi = S$$

En introduisant le k_{eff} défini à partir de l'équation sans source :

$$\Phi\left(\vec{r}\right) = \frac{S\left(\vec{r}\right)}{\left(\Sigma_a + DB^2\right)} \cdot \frac{1}{1 - k_{eff}} \tag{1.65}$$

Cette expression est issue de l'équation de la diffusion. En toute rigueur, elle est donc valable lorsque le réacteur est homogène.

L'équation (1.65) traduit le fait qu'en régime sous-critique à source, un équilibre peut être obtenu avec un flux non nul. En effet, la présence des sources indépendantes permet d'équilibrer les productions et les disparitions. Dans un réacteur nucléaire, un état stationnaire peut donc être obtenu dans deux cas : si le réacteur est critique et les sources indépendantes négligeables ou si le réacteur est sous-critique en présence de sources indépendantes.

En régime sous-critique, le niveau de flux est lié aux sources S et aux propriétés multiplicatrices du milieu. Par conséquent, une augmentation du flux peut être due à une augmentation des sources et/ou à une augmentation du coefficient de multiplication.

Chapitre 2

Étude du mode de surveillance actuel d'un réacteur au chargement

Notre étude s'est tout particulièrement intéressée aux systèmes largement sous-critiques que sont les réacteurs nucléaires au chargement. Ce chapitre a pour objectif de faire un bilan du système de surveillance actuel de ces systèmes sous-critiques.

Après une brève description du mode de chargement d'un Réacteur à Eau sous Pression (REP) de type 900 MWe, le dispositif utilisé actuellement pour la surveillance de cette étape sera décrit plus en détail.

Dans un second temps, les limitations de cette instrumentation vis à vis de la surveillance du chargement seront mises en évidence.

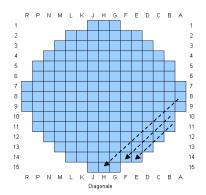
2.1 Le chargement d'un REP

Lors d'un arrêt tous les assemblages sont transférés du bâtiment réacteur (cœur) au bâtiment combustible, où ils sont stockés. Le chargement est l'opération qui consiste à placer les assemblages combustibles dans le cœur après un tel arrêt en vue du redémarrage.

La position finale de chaque assemblage est déterminée par *le plan de chargement*. Ce plan est calculé au préalable, en prenant en compte les particularités de chaque assemblage (type de combustible, présence de barres, irradiation...) de façon à respecter les limites imposées par le respect de la sûreté (en terme de puissance locale atteinte, d'efficacité des moyens de contrôle et d'irradiation maximale pour ne citer que les principales) tout en permettant l'atteinte des objectifs économiques du cycle (durée de campagne, irradiation de décharge des assemblages ...).

Les assemblages sont ensuite placés un par un dans le cœur, selon *la séquence de chargement*. Elle permet de définir l'ordre dans lequel sont positionnés les assemblages. Elle doit prendre en compte les contraintes techniques et les impératifs dûs à la sûreté. Généralement, les cœurs sont chargés en diagonale ou en mode serpent. La figure 2.1 donne une illustration de ces deux types de séquence.

Le chargement est effectué cuve ouverte, dans les conditions normales de température et de pression. Les assemblages « barrés » sont manutentionnés avec leurs barres et la concentration en bore du modérateur est augmentée (plus de 2000 ppm) afin que la sûreté soit garantie.



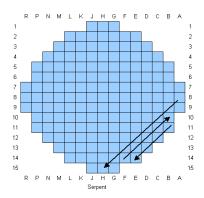


FIG. 2.1 – Chargement en diagonale et en mode serpent.

2.2 La méthode de surveillance actuelle : les Chambres Niveau Source (CNS)

Le principe de la surveillance actuelle du chargement est de contrôler l'évolution du flux neutronique. Ce paragraphe a pour but de présenter l'instrumentation utilisée pour cela.

2.2.1 Description des détecteurs

Lors du chargement, le flux neutronique dans le cœur est assez faible (environ $10^5\ n.cm^{-2}.s^{-1}$ en fin de chargement) et le flux gamma peut être important. Il est donc nécessaire d'utiliser des détecteurs très sensibles aux neutrons et peu influençables par le rayonnement gamma. Les détecteurs répondant à cette attente sont les compteurs proportionnels à dépôt de bore.

2.2.1.1 Principe de fonctionnement

Ces détecteurs sont formés :

- D'un tube dont l'intérieur est recouvert sur quelques μm d'un dépôt de bore enrichi en $^{10}_5B$ (cathode).
- D'un fil métallique d'environ 25 μm disposé selon l'axe du cylindre (anode).

L'intérieur du détecteur est rempli d'un gaz constitué d'un mélange Argon et CO_2 [Merlin Gerin].

Le neutron incident interagit avec le dépôt de bore et crée une particule chargée qui ionise le gaz contenu dans le détecteur. Une haute tension, appliquée aux électrodes du compteur proportionnel (800 V environ), permet d'amplifier et de collecter les charges. La figure 2.2 présente un schéma très simplifié de ce type de capteur.

Les neutrons sont convertis en particules détectables selon les réactions suivantes [Knoll 01] :

$${}^{10}_{5}B + n \rightarrow \begin{cases} {}^{7}_{3}Li^{2-} + {}^{4}_{2}\alpha^{2+} + 2,792 \ MeV & (6\%) \\ {}^{7}_{3}Li^{2-*} + {}^{4}_{2}\alpha^{2+} + 2,310 \ MeV & (94\%) \\ \\ {}^{7}_{3}Li^{2-} + \gamma (480 \ KeV) \end{cases}$$
(2.1)

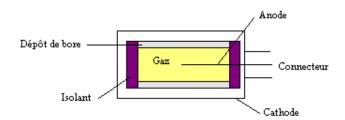


FIG. 2.2 – Représentation schématique d'un détecteur proportionnel à dépôt de Bore.

Dans 94 % des cas, la particule 7Li obtenue est dans un état excité et retourne dans un état stable en émettant un photon gamma de 480 KeV.

Les lois de conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie, associées à la faible énergie du neutron incident, amènent les conclusions suivantes :

- Les particules α et 7Li sont émises dans des directions exactement opposées. Une seule de ces particules ionise donc le gaz contenu dans le détecteur.
- Pour chacune des deux réactions, l'énergie est toujours répartie de la même façon entre les particules émises. Par exemple, dans le cas où la particule 7Li obtenue est dans un état excité, l'énergie de la particule α est d'environ 1,47 MeV alors que celle de l'ion $^7_3Li^{2-}$ est de 0,84 MeV.

Les particules α et 7Li obtenues ionisent le gaz contenu dans le détecteur en créant des paires (ions - électrons). Du fait de la valeur de la haute tension, l'accélération de ces paires est telle qu'elles ionisent à leur tour le gaz et génèrent de nouvelles charges. Ce mode de fonctionnement permet donc de multiplier les charges. Celles-ci sont ensuite collectées pour former un signal exploitable.

2.2.1.2 Domaine de sensibilité

Compte tenu de la section efficace de la réaction (n,α) sur le ^{10}B (figure 2.3), les compteurs proportionnels à dépôt de bore sont essentiellement sensibles aux neutrons thermiques (neutron d'énergie de l'ordre de 0,025 eV [GAUTHRON 86]). Les compteurs sont donc entourés de polyéthylène afin de permettre la thermalisation des neutrons et de favoriser leur détection.

Les compteurs proportionnels présentés ici fonctionnent à faible flux, dans une gamme variant de 0,1 $n.cm^{-2}.s^{-1}$ à 10^5 $n.cm^{-2}.s^{-1}$ [EDF 89]. Cette gamme de sensibilité permet de couvrir l'ensemble du chargement et le début de l'approche sous-critique.

Si le flux de neutrons est trop important $(>10^5 \ n.cm^{-2}.s^{-1})$, les impulsions s'empilent et il n'est plus possible de les discriminer entre elles.

2.2.1.3 Discrimination neutron/gamma

Les détecteurs sont utilisés en mode impulsion, c'est à dire qu'une impulsion correspond à un neutron incident. Cette utilisation est bien adaptée aux faibles flux et a l'avantage de discriminer efficacement les neutrons des gamma. En effet, les gamma peuvent facilement interagir avec le

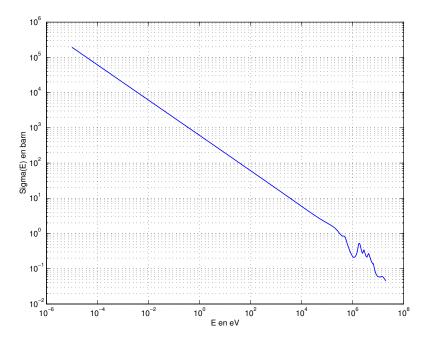


FIG. 2.3 – Représentation graphique de la section efficace de la réaction (n,α) sur le ^{10}B en fonction de l'énergie du neutron [Janis 01].

gaz du détecteur. Toutefois, lorsqu'ils interagissent, ils déposent beaucoup moins d'énergie que les particules α et 7Li . Les impulsions obtenues ont donc des amplitudes différentes. Il suffit alors de régler le seuil de discrimination afin de ne capter que les impulsions issues de la réaction des neutrons avec le bore.

2.2.2 Positionnement des détecteurs dans le cœur

Dans un REP 900 MWe, il y a deux détecteurs situés aux azimuts 0° et 180° (figure 2.4). Axialement, ces détecteurs sont situés au quart inférieur du cœur et couvrent un huitième de sa hauteur [EDF 89] (figure 2.5). Les détecteurs sont situés dans les puits de cuve, après le calorifuge, à environ 75 cm du combustible (figure 2.6).

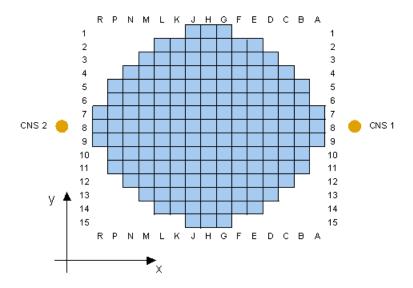


FIG. 2.4 – Schéma représentant la position des deux CNS sur un REP 900 MWe (CPY).

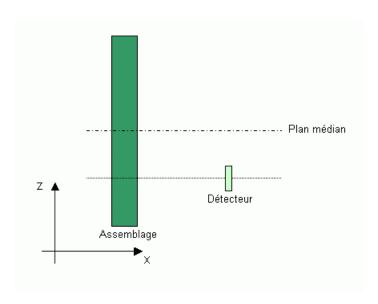


FIG. 2.5 – Positionnement axial d'une CNS par rapport au combustible sur un REP 900 MWe (CPY).

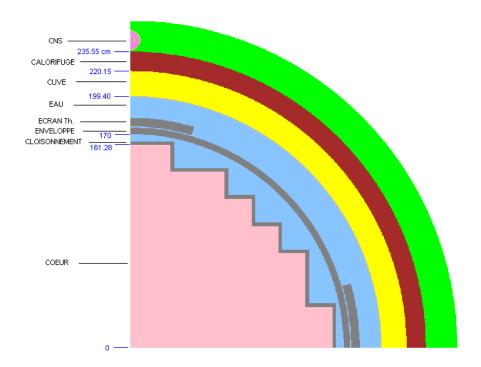


FIG. 2.6 – Représentation schématique de la position des détecteurs dans le cœur pour un REP 900 MWe (CPY).

2.2.3 Sensibilité et efficacité du détecteur

Les CNS étant actuellement utilisées dans le but d'obtenir une information sur le niveau de flux dans le réacteur, il est essentiel de relier le taux de comptage à ce niveau de flux.

2.2.3.1 Sensibilité du détecteur

La sensibilité du détecteur ou efficacité intrinsèque permet de relier le nombre de détections au nombre de neutrons incidents sur le détecteur. Elle est définie par [Knoll 01] :

$$s = \frac{nombre\ de\ d\'etections}{nombre\ de\ neutrons\ incidents} \tag{2.2}$$

Cette valeur, obtenue en plongeant le détecteur dans un flux unitaire, est fournie par le constructeur¹.

Les CNS sont utilisées afin d'obtenir une information sur le niveau de flux du réacteur. La sensibilité permet quant à elle de relier le nombre de détections au nombre de neutrons incidents. Pour avoir la relation qui nous intéresse, il est donc nécessaire d'exprimer le niveau de flux en fonction du nombre de neutrons incidents sur le détecteur.

Pour cela, il nous faut tout d'abord connaître le nombre de neutrons présents dans le réacteur.

Ce nombre, noté Nb peut s'obtenir à partir de la densité neutronique angulaire $N\left(\vec{r},\vec{\Omega},E,t\right)$:

$$Nb = \int_{\Omega} \int_{E} \int_{V} N\left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t\right) dV d\Omega dE = \int_{\Omega} \int_{E} \int_{V} \frac{1}{v} \Psi\left(\vec{r}, \vec{\Omega}, E, t\right) dV d\Omega dE$$
 (2.3)

Il est bien évident que *Nb* est difficile à évaluer puisque pour cela il est nécessaire de connaître le flux angulaire de neutrons. Cette grandeur est accessible par l'équation de Boltzmann qui n'a pas de solution analytique. Il sera possible d'estimer *Nb* à l'aide d'un code de calcul.

Une fois le nombre de neutrons présents dans le réacteur évalué, il est nécessaire de propager les neutrons jusqu'au détecteur afin d'obtenir le nombre de neutrons atteignant ce dernier. Cette opération nécessite là encore l'utilisation d'un code de calcul.

Ensuite, il faut évaluer l'angle solide sous lequel le détecteur reçoit les neutrons incidents puisque la sensibilité est donnée pour un détecteur immergé dans un flux neutronique unitaire et isotrope, c'est à dire pour un angle solide de 4Ω sr.

Nous voyons ici que dans le cas d'un réacteur nucléaire, il est très difficile d'exprimer le nombre de détections en fonction du flux, car les grandeurs entrant en jeu sont très difficilement accessibles.

Un autre paramètre a alors été introduit afin de relier artificiellement le taux de comptage et le flux. Il s'agit de l'efficacité neutronique de détection.

2.2.3.2 Efficacité du détecteur

L'efficacité neutronique de détection s'exprime sous la forme :

 $^{^{1}}$ Les compteurs utilisés sur un REP 900 MWe (CPY) ont une sensibilité de 1 %. La surface sensible de ces détecteurs étant de l'ordre de $800~cm^{2}$, cela signifie que lorsqu'ils sont soumis à un flux de $1~n.cm^{-2}.s^{-1}$ ils ne détectent que 8 cps/s (valeur de sensibilité usuellement donnée par le constructeur). Cela peut paraître assez faible mais cette sensibilité est correcte pour un détecteur.

$$\varepsilon = \frac{nombre\ de\ d\acute{e}tections}{nombre\ de\ neutrons\ \acute{e}mis\ par\ fission\ dans\ le\ r\acute{e}acteur} \tag{2.4}$$

Compte tenu de sa définition, l'efficacité neutronique de détection est très difficile à évaluer. En fait, les mêmes problèmes que précédemment apparaissent. Comparativement à la sensibilité du détecteur, ε n'est pas une grandeur intrinsèque du capteur mais un paramètre étroitement lié à la géométrie et à la composition des différents éléments présents dans le cœur étudié.

Ce paramètre est en fait utilisé dans de nombreuses expressions théoriques afin d'exprimer le lien entre le flux et le taux de comptage.

Soit Σ_d la section efficace macroscopique de détection. Le taux de comptage est défini à partir de cette section efficace par :

$$c = \langle \Sigma_d, \Psi \rangle \tag{2.5}$$

En reprenant les notations utilisées dans le paragraphe (1.5.4.2), l'efficacité du détecteur est généralement définie par :

$$\varepsilon = \frac{\langle \Sigma_d, \Psi \rangle}{\langle \Psi_0^+, P_f \Psi \rangle} \tag{2.6}$$

Cette expression permet de relier le taux de comptage au flux présent dans le réacteur. Toutefois, les grandeurs entrant en compte sont complexes et peuvent difficilement être évaluées autrement que par un code de calcul.

 ε est surtout utilisé afin de relier la réactivité au taux de comptage. En effet, nous avons vu précédemment que la réactivité pouvait se mettre sous la forme :

$$\rho = -\frac{\left\langle \Psi_0^+, S \right\rangle}{\left\langle \Psi_0^+, P_f \Psi \right\rangle} \tag{2.7}$$

Ainsi, en introduisant c et en notant $S_{eff}=\left\langle \Psi_{0}^{+},S\right\rangle$, la réactivité s'exprime « simplement » sous la forme :

$$\rho = -\varepsilon \frac{S_{eff}}{c} \tag{2.8}$$

Cette relation est à la base de deux méthodes de mesure de la réactivité présentées dans le chapitre suivant. Cette écriture simplifiée de la réactivité en fonction du taux de comptage masque toutefois la difficulté. En effet, dans cette expression, ε n'est pas mesurable ni même facile à évaluer

Bien que le lien entre taux de comptage et flux neutronique dans le cœur ne soit pas facile à obtenir, il est souvent considéré que les CNS fournissent un signal proportionnel au flux présent dans le cœur

Voyons maintenant comment ces détecteurs sont utilisés en pratique pour surveiller le chargement.

2.2.4 Les données utilisables lors du chargement

Le principal moyen de surveillance du chargement est constitué par une alarme qui se déclenche lorsque le taux de comptage perçu par l'un des deux détecteurs est trois fois supérieur à une valeur seuil. En raison de la forte augmentation du flux entre le début et la fin du chargement, la valeur seuil doit être ré-étalonnée au cours de celui-ci.

L'alarme a pour but de détecter une montée brutale du flux qui peut être significative d'une approche à la divergence.

Le taux de comptage de chaque détecteur est lissé par un système d'acquisition et est relevé par les opérateurs pour chaque étape du chargement et pour chaque détecteur.

2.3 Analyse de l'incident de Dampierre (tranche 4, cycle 18)

Cet incident a conduit à étudier plus en détail le comportement des CNS lors du chargement. Les paragraphes suivants ont pour objectif de présenter cet incident ainsi que les conclusions des travaux qui en ont découlé.

2.3.1 Présentation de l'incident

Le 2 avril 2001, lors du rechargement de la tranche 4, cycle 18, de la centrale nucléaire de Dampierre en Burly, une erreur entraîna l'oubli de l'assemblage 25 dans le bâtiment combustible. Le chargement a alors été décalé, c'est à dire que les assemblages ont été placés systématiquement à la place prévue pour l'assemblage précédemment chargé (le 26 à la place du 25, le 27 à celle du 26, etc..).

Avant que l'erreur ne soit détectée, 138 assemblages ont ainsi été déposés, dont 114 à une position erronée. Du fait du mode de chargement (en diagonale) et du plan de chargement, ce décalage a conduit à la création d'un massif constitué de 5 assemblages UO_2 neufs sans grappe de contrôle et d'un assemblage MOx. La figure 2.7 présente la configuration du cœur lorsque l'erreur a été détectée. À titre de comparaison, la figure 2.8 donne le plan de chargement initialement prévu.

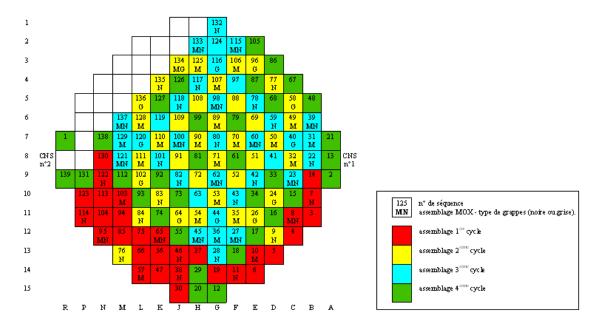


FIG. 2.7 – Incident de chargement sur la centrale de Dampierre (avril 2001) : configuration du cœur lorsque l'erreur a été détectée.

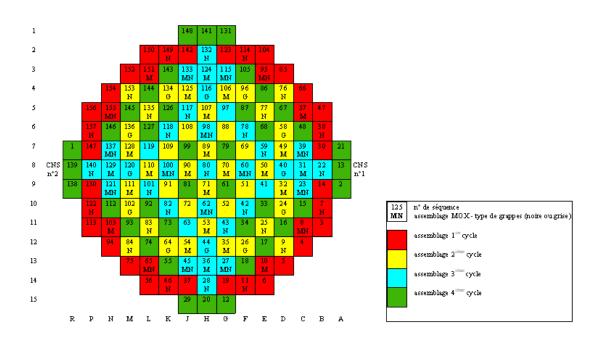


FIG. 2.8 – Incident de chargement sur la centrale de Dampierre (avril 2001) : plan de chargement initialement prévu.

Cette erreur est survenue lors d'un chargement consécutif à un déchargement dû à un arrêt fortuit (février 2001) pour réaliser une intervention de maintenance sur un générateur de vapeur. Le cœur avait alors atteint un taux d'irradiation moyen de 1950 MWJ/t (deux mois de fonctionnement seulement). Pour le chargement en avril et en raison de cette faible irradiation, le cœur n'a pas été modifié et les assemblages ont été chargés avec cette irradiation supplémentaire.

2.3.2 Analyse de la réponse des CNS

2.3.2.1 Étude du taux de comptage

Le cœur n'ayant pas été modifié, il est possible de comparer le taux de comptage des CNS relevé lors du chargement erroné à celui mesuré lors du chargement initial de la tranche en décembre 2000. Il faut toutefois se montrer prudent car la différence d'irradiation n'est pas négligeable.

Suite à l'erreur de chargement, le taux de comptage est en moyenne de 30 % supérieur à celui relevé en décembre 2000 (figure 2.9). Cette augmentation a entraîné 5 recalages de l'alarme au lieu de 4.

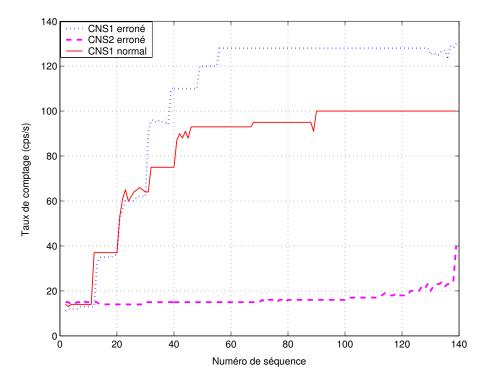


FIG. 2.9 – Évolution du taux de comptage en fonction du numéro de séquence.

Toutefois, l'allure des deux courbes est semblable et il est difficile de savoir si l'augmentation du taux de comptage observée est due à la différence d'irradiation entre les deux cœurs ou à l'erreur de chargement. La seule comparaison des deux courbes sans un recoupement approfondi avec la nature des assemblages en mouvement ne permet pas d'identifier l'erreur².

Pour la CNS 1, le taux de comptage dans le cas de l'erreur de chargement évolue en 6 sauts environ. Une étude du plan de chargement montre que ces sauts sont généralement dus au po-

²Notons ici que les plans de chargement étant différents d'un cycle à l'autre, aucune référence n'est disponible (le cas de Dampierre 418 de rechargement en cours de cycle suite à une opération de maintenance est exceptionnel).

sitionnement d'assemblages ayant des sources indépendantes importantes à proximité des CNS. Par exemple, la séquence 30 (assemblage 31) positionne un assemblage 3ème cycle en face de la CNS 1. Le taux de comptage augmente alors brutalement (+20 cps/s). En revanche, lors de la création du massif réactif (séquence 84 à 122), le taux de comptage de la chaîne n'augmente pas significativement.

Quant à la CNS 2, son taux de comptage est stable jusqu'à la séquence 138 qui positionne un assemblage à proximité d'elle. Le taux de comptage augmente alors sensiblement.

Les CNS semblent donc essentiellement sensibles aux sources indépendantes portées par les assemblages proches d'elles.

2.3.2.2 Évolution du taux de comptage et de la réactivité

Ce paragraphe a pour but d'étudier l'évolution du taux de comptage des CNS lors du chargement erroné en fonction de la réactivité.

Le k_{eff} a été évalué par trois études différentes [Gy 01], [Peneliau 02] et [Trakas 01] et les résultats obtenus ont permis de tracer l'évolution de la réactivité en fonction de la séquence (figure 2.10).

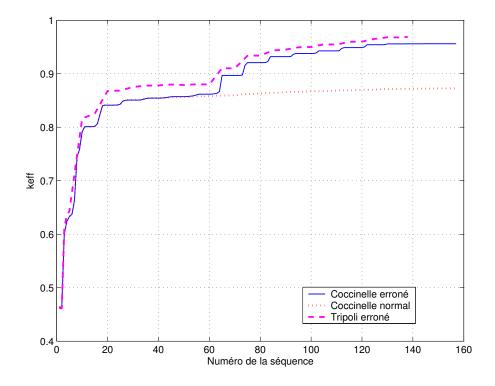
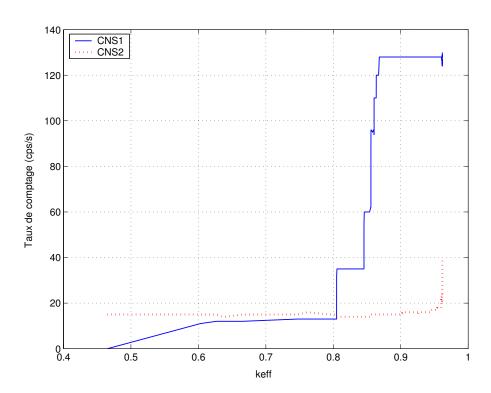


FIG. $2.10 - \text{\'e}volution\ du\ k_{eff}$ en fonction de la séquence. Les deux courbes du bas représentent des évaluations du k_{eff} à l'aide du code de diffusion 2D COCCINELLE dans le cas du chargement erroné et du chargement normal [Gy 01]. La dernière courbe représente une évaluation du k_{eff} avec le code de transport Monte Carlo TRIPOLI 4 dans le cas du chargement erroné [Peneliau 02].

Les valeurs obtenues par l'étude [Gy 01] indiquent qu'au cours du chargement erroné le k_{eff} a augmenté de façon significative lors des séquences 65, 74, 84, 93, 103, 112 et 122, c'est à dire lorsque les assemblages neufs ont été regroupés. Il y a donc bien eu création d'un massif réactif.



La figure 2.11 représente l'évolution du taux de comptage en fonction du k_{eff} .

FIG. 2.11 – Évolution du taux de comptage en fonction du k_{eff} . Les valeurs du k_{eff} prises ici sont celles évaluées par le code de diffusion 2D COCCINELLE.

Ce graphique nous montre que :

- Le taux de comptage de la CNS 1 augmente brutalement (de 35 cps/s environ à 125 cps/s) pour une même valeur de k_{eff} (environ 0,85)
- La CNS 2 a un taux de comptage fixe sur une grande plage de k_{eff} .

Le taux de comptage ne semble donc pas corrélé au k_{eff} .

2.3.2.3 Études prospectives : détectabilité de l'approche à la divergence

Une étude réalisée sur l'ensemble des gestions du Parc en exploitation a montré que la marge à la criticité sur une erreur au chargement de type Dampierre 418 devrait rester supérieure à 2 000 pcm [Gy 02]. Toutefois, la question qui s'est posée à la suite de l'incident de Dampierre 418 est de savoir quelle aurait été la réponse des CNS dans le cas d'une erreur ayant entraîné une divergence. Des simulations ont alors été effectuées afin de répondre à cette question [Gy 01][Trakas 01].

Le principe général de ces études a été de simuler un chargement menant à une situation surcritique et d'étudier l'évolution de la réponse des CNS lors de l'approche à la divergence. La conclusion de ces études est que, dans certains cas, l'approche de la divergence n'entraîne aucune augmentation du signal des CNS. Sa détection est envisageable lorsque le massif réactif créé n'est pas trop éloigné de l'une des deux CNS [Gy 01].

2.3.3 Interprétation

Dans le chapitre 1, il a été démontré que le flux dépend à la fois des propriétés multiplicatrices du milieu et des sources indépendantes, selon la relation :

$$\Phi \propto \frac{S}{1 - k_{eff}}$$

À chaque étape du chargement, un assemblage est positionné. Cet assemblage apporte de la réactivité *et* des sources indépendantes (excepté dans quelques cas particuliers, comme par exemple lors du positionnement d'un assemblage UO₂ neuf qui n'a pas de sources indépendantes).

Les calculs effectués ont montré que, lors du chargement de Dampierre 418, le k_{eff} vaut 0,86 après le positionnement des 20 premiers assemblages pour atteindre 0,96 à la fin du chargement. Une telle augmentation correspond à une multiplication par 3,6 du facteur $\frac{1}{1-k_{eff}}$.

Les sources indépendantes ont quant à elles augmenté approximativement de $9,3.10^9 \ n/s$ (après 20 assemblages) à $6.10^{10} \ n/s$, soit une multiplication par 6 environ.

Les valeurs présentées ici, bien qu'approximatives, montrent qu'une augmentation du k_{eff} peut avoir la même influence sur le niveau du flux qu'une augmentation des sources indépendantes. Il est donc très difficile de connaître l'origine de l'augmentation du flux et par conséquent, une surveillance du k_{eff} par le niveau de flux est particulièrement complexe.

Les études réalisées suite à l'incident de Dampierre 418 indiquent que l'évolution du taux de comptage relevé par les CNS ne permet pas nécessairement de détecter l'erreur de chargement. Par ailleurs l'évolution du signal de ces compteurs ne permettrait pas une détection systématique de l'approche à la divergence.

Ainsi, il semble difficile d'accéder à la sous-criticité du cœur par la seule mesure du niveau de flux, notamment parce que celui-ci dépend tout autant des sources indépendantes que de la réactivité.

Pour améliorer la surveillance actuelle, la première réaction consiste alors à examiner s'il n'est pas possible d'accéder au k_{eff} , facteur caractéristique de la sous-criticité, à l'aide d'une analyse du signal perçu par les CNS.

Deuxième partie

Mesure de la réactivité : application à un réacteur expérimental

Cette partie a pour objectif d'étudier les différentes méthodes d'obtention du k_{eff} à partir du signal perçu par les compteurs disponibles lors du chargement d'un réacteur nucléaire REP (CNS).

Dans un premier temps, il a été nécessaire de faire un choix parmi l'ensemble des méthodes permettant de mesurer la réactivité afin de sélectionner les plus adaptées à la surveillance du réacteur au chargement.

Afin de pouvoir cerner les difficultés susceptibles d'être rencontrées lors de leur application sur un REP, les méthodes envisagées ont ensuite été mises en oeuvre sur un réacteur expérimental.

Nous allons ici présenter les essais réalisés ainsi que le mode d'application et les résultats obtenus pour chacune des méthodes sélectionnées.

Chapitre 3

Présentation des méthodes utilisées

Il existe de nombreuses méthodes permettant d'évaluer le k_{eff} à partir du taux de comptage [Uhrig 70]. Ce chapitre a pour objectif de choisir parmi les diverses méthodes disponibles celles qui semblent adaptées à la surveillance d'un réacteur au chargement. Les méthodes sélectionnées seront ensuite présentées en détail.

3.1 Choix de la méthode de mesure

Les méthodes de mesure de la réactivité sont généralement regroupées en trois catégories, à savoir les méthodes statiques, les méthodes dynamiques et les méthodes de bruit. Ce paragraphe a pour objectif de présenter brièvement les caractéristiques des principales méthodes de chacune de ces catégories afin de pouvoir porter notre choix sur un type de méthode en particulier. Seule une description succincte des différentes méthodes a été réalisée, une description plus détaillée pourra être trouvée dans la littérature [Uhrig 70][Ott 85][Perret 03].

3.1.1 Les méthodes statiques

Les mesures statiques sont basées sur un état stable du réacteur. La mesure s'intéresse à des grandeurs moyennes, qui ne varient pas au cours du temps.

Les principales méthodes de cette catégorie sont les suivantes :

- Les méthodes de multiplication de source modifiée (MSM) et amplifiée (MSA). Elles sont basées sur le fait que pour une configuration donnée le rapport des réactivités est proportionnel au rapport des taux de comptage. La connaissance d'un état de référence (taux de comptage et réactivité) et du taux de comptage de l'état inconnu permet d'obtenir une évaluation de la réactivité de cet état. Ces méthodes ont pour inconvénient principal de nécessiter la connaissance d'un état de référence du réacteur.
- La méthode de la source asymétrique entre également dans la catégorie des méthodes dites statiques. Elle consiste à étudier le rapport des taux de comptage de deux détecteurs après avoir inséré une source dans le cœur de manière asymétrique (et après stabilisation du flux).
 Le désavantage de cette méthode est justement la nécessité d'introduire une source dans le cœur ce qui n'est pas facilement réalisable et pose des problèmes de sûreté.

3.1.2 Les méthodes dynamiques

Les méthodes dynamiques sont basées sur un transitoire.

Les principales méthodes sont :

- Les méthodes de mesure par chute de barre. Elles consistent à faire chuter une barre à partir de l'état critique. Le transitoire qui en découle permet d'obtenir une valeur de la réactivité. Le transitoire peut également être obtenu à la suite de l'éjection d'une barre, d'une source, etc....
- La méthode de source pulsée. Elle a pour principe d'augmenter artificiellement et temporairement les sources, en apportant à un temps t une bouffée de neutrons. Le flux augmente alors rapidement puis décroît. Cette décroissance permet d'obtenir la période prompte et donc la réactivité.

Le principal désavantage de ces méthodes est de nécessiter une forte perturbation du cœur, ce qui est difficilement envisageable dans le cas du chargement d'un REP, compte tenu des contraintes industrielles.

3.1.3 Les méthodes de bruit

Les méthodes de bruit s'intéressent à l'étude des fluctuations neutroniques. Elles consistent à enregistrer les différentes grandeurs en temps réel, afin d'obtenir l'évolution des fluctuations au cours du temps. L'étude de celles-ci permet de remonter à la réactivité.

Les principales méthodes de bruit sont la méthode de Rossi- α , qui se base sur la probabilité de détecter un neutron à t_2 dans dt_2 sachant qu'un neutron a été détecté à t_1 dans dt_1 et la méthode de Feynman- α , qui étudie l'évolution au cours du temps du rapport variance/moyenne du taux de comptage.

Les deux méthodes précédentes sont basées sur une analyse temporelle des fluctuations. Il est également possible de passer dans le domaine des fréquences en calculant la densité spectrale de puissance du taux de comptage. Il s'agit en fait de la transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation, fonction qui par ailleurs est obtenue par la méthode de Rossi- α .

D'autres méthodes basées sur des principes similaires ont été développées (méthode de Benett, de Mogilner, de Babala, etc...). Une description de ces méthodes peut se trouver dans la référence [Uhrig 70].

Le chargement d'un réacteur est une étape particulière où toute mesure doit être réalisée en fonction des contraintes suivantes :

- Contrainte de sûreté : lors de l'arrêt du réacteur des personnes sont amenées à travailler dans le bâtiment réacteur.
- Contrainte industrielle : le chargement doit être rapide afin que le démarrage de la tranche puisse se faire au plus tôt.

Par conséquent, certaines méthodes énoncées plus haut, comme les mesures par chute de barre ou éjection de source, paraissent délicates à envisager puisqu'elles posent des problèmes de sûreté et sont très coûteuses en temps.

En fait, les seules méthodes respectant les deux contraintes ci-dessus sont les méthodes MSM, MSA et les méthodes de bruit.

Étant donné que les méthodes de bruit ne nécessitent pas de recalage par rapport à un état de

référence, nous nous sommes plus particulièrement intéressés à celles-ci.

La section suivante a pour objet d'expliquer plus en détail la provenance du bruit neutronique. Dans un second temps, une analyse théorique permet d'obtenir les relations usuelles utilisées pour appliquer les principales méthodes de bruit.

3.2 Mesure de la réactivité par les méthodes de bruit

3.2.1 Le bruit neutronique

Lorsque le réacteur est dans un état stationnaire, le flux est constant au cours du temps. Toutefois, une observation plus attentive indique que celui-ci fluctue de façon apparemment aléatoire autour de sa valeur moyenne. Ce phénomène est appelé *bruit neutronique*. Ces fluctuations ne sont habituellement pas prises en compte dans les équations de la neutronique, qui s'intéressent aux valeurs moyennes.

Ces fluctuations sont principalement dues au caractère probabiliste des phénomènes neutroniques [Williams 74].

En effet, le comportement d'un neutron est décrit par des probabilités. Tout d'abord, le neutron a une certaine probabilité de parcourir une distance avant d'interagir. Ensuite, il existe une certaine probabilité pour que lorsqu'il interagit, il soit capturé, diffusé ou qu'il induise une fission. Dans le cas d'une fission, il existe une probabilité $p(\nu)$ pour qu'il y ait émission de ν neutrons.

Généralement, seules les valeurs moyennes sont prises en compte, à savoir le temps de vie moyen, le nombre moyen de fissions, de diffusions et de captures, et le nombre moyen de neutrons émis par fission.

Toutefois, il est possible qu'à un instant *t*, il y ait plus de captures qu'il n'y en a en moyenne, ou que les fissions produisent moins de neutrons qu'en moyenne. Dans ce cas, le flux réel au temps *t* sera légèrement inférieur à la valeur moyenne.

Inversement, il peut y avoir plus de fissions ou plus de neutrons émis par fission. Le flux réel au temps t sera alors très légèrement supérieur à la valeur moyenne.

L'ensemble de ces phénomènes statistiques amène le flux neutronique à fluctuer autour d'une valeur moyenne.

Pour un réacteur en puissance, le bruit peut également provenir de perturbations d'ordre mécanique (vibrations des barres, variations de température et de pression [Williams 74]). Ces phénomènes n'entrent pas dans le cadre de notre étude puisque nous nous sommes intéressés à un réacteur au chargement, à puissance nulle.

Le bruit neutronique est donc induit par les différents phénomènes neutroniques qui ont lieu dans un réacteur nucléaire. Par conséquent, ces fluctuations contiennent des informations sur certains paramètres du réacteur étudié, comme le nombre de neutrons moyens émis par fission, la proportion de neutrons retardés ou la réactivité.

Les méthodes de Rossi- α et Feynman- α ont pour but d'analyser ces fluctuations afin d'obtenir une estimation d'un de ces paramètres. Nous allons maintenant établir l'expression théorique utilisée pour chacune de ces méthodes.

3.2.2 Les méthodes de Rossi- α et de Feynman- α : aspect théorique

Dans la suite et pour simplifier les développements effectués, seuls les neutrons prompts sont considérés. L'introduction des neutrons retardés ne modifie pas le principe de la démonstration mais complique considérablement les développements mathématiques. Les résultats obtenus en prenant en compte les neutrons retardés peuvent être trouvés dans la référence [Williams 74].

La méthode de Feynman- α est basée sur l'expression du rapport variance/moyenne du nombre de détections (noté Z) perçu par le compteur. La méthode de Rossi- α est obtenue en intégrant la formule de Feynman- α . Dans les deux cas, il est donc nécessaire d'établir l'équation d'évolution du nombre de détections Z.

Les développements mathématiques détaillés sont présentés dans l'annexe A. Nous allons reprendre ici les étapes essentielles.

3.2.2.1 Équation de la loi de probabilité

Le système $\{N(t), Z(t)\}$, composé du nombre de neutrons N à t et du nombre de détections Z sur [0, t], est markovien (annexe A).

La connaissance de $P(N,Z,t|N_0,0,0)$, probabilité qu'il y ait N neutrons à t et Z détections sur [0,t] sachant qu'il y a eut N_0 neutrons à t=0 et que le comptage débute à t=0, suffit donc pour établir l'évolution du système. Afin de ne pas alourdir les notations, cette probabilité sera notée par la suite P(N,Z,t).

L'équation différentielle régissant P(N,Z,t) est obtenue en effectuant un bilan des différentes possibilités permettant d'obtenir le système $\{N(t+\Delta t), Z(t+\Delta t)\}$ à partir du système $\{N'(t), Z'(t)\}$ avec $N' \neq N$ <u>et</u> $Z' \neq Z$.

 Δt est supposé suffisamment petit pour qu'une seule interaction ait lieu dans l'intervalle de temps $[t, t + \Delta t]$.

Les différentes possibilités de transitions sont les suivantes :

- Il existe N-1 neutrons à t et un neutron est émis par la source durant Δt .
- Il y a N+1 neutrons à t et l'un de $\cos N+1$ neutrons est capturé durant Δt .
- Il existe N+1-n neutrons à t et l'un de ces N+1-n neutrons induit durant Δt une fission émettant n neutrons prompts.
- Il y a N+1 neutrons à t, Z-1 détections sur [0,t] et l'un des N+1 neutrons est détecté entre t et $t+\Delta t$.

Il est maintenant nécessaire de définir les probabilités de transition de chacun de ces états à celui qui nous intéresse.

Dans la première partie, nous avons vu que la probabilité qu'il y ait une interaction du type i dans l'intervalle de temps Δt s'écrit à l'aide de la section efficace macroscopique $\Sigma_i v \Delta t$. Les probabilités de transition infinitésimales s'expriment alors dans chacun des cas précédents à l'aide des sections efficaces macroscopiques de capture (Σ_c) , de fission (Σ_f) et de détection (Σ_d) . Il est également nécessaire d'introduire p(n), la probabilité qu'une fission émette n neutrons prompts.

À titre d'exemple, la probabilité de transition dans le second cas peut s'écrire :

$$\underbrace{P(N+1,Z,t)}_{\text{probabilit\'e de transition}} \cdot \underbrace{(N+1)\Sigma_c v \Delta t}_{\text{probabilit\'e de transition}}$$

$$\det{(N_0,0,0)} ~~\grave{\text{a}}~ (N+1,Z,t) \qquad \text{infinit\'e simale de } (N+1,Z,t)$$

$$~~\grave{\text{a}}~ (N,Z,t+\Delta t)$$

À partir des différentes expressions des probabilités de transition, l'équation d'évolution de P(N,Z,t) s'écrit :

$$\frac{d}{dt}P(N,Z,t) = SP(N-1,Z,t) + (N+1)P(N+1,Z,t)v\Sigma_{c}
+ \sum_{n} (N+1-n)P(N+1-n,Z,t)p(n)\Sigma_{f}v
+ (N+1)P(N+1,Z-1,t)\Sigma_{d}v - P(N,Z,t)(S+N(\Sigma_{c}+\Sigma_{f}+\Sigma_{d})v)$$
(3.1)

Les 4 premiers termes de droite représentent les 4 transitions possibles entre un état (N', Z') et (N, Z) avec $N' \neq N$ <u>et</u> $Z' \neq Z$. Le dernier terme est lié au fait qu'il est possible d'obtenir N neutrons à $t + \Delta t$ et Z détections sur $[0, t + \Delta t]$ s'il y a N neutrons à t et Z détections sur [0, t] et aucune interaction sur Δt .

3.2.2.2 Évolution des grandeurs moyennes

L'évolution des grandeurs moyennes est obtenue à l'aide des fonctions de génération F(x,y,t) et f(x). Celles-ci sont définies à partir des probabilités P(N,Z,t) et p(n) introduites au paragraphe précédent. Elles sont telles que :

$$F(x,y,t) = \sum_{N} \sum_{C} P(N,Z,t) x^{N} y^{Z}$$
(3.2)

$$f(x) = \sum_{n} p(n)x^{n} \tag{3.3}$$

Ces fonctions apparaissent comme des artifices mathématiques permettant d'obtenir les valeurs moyennes du nombre de neutrons (\overline{N}) et du taux de comptage (\overline{Z}) ainsi que la variance de ces quantités sans qu'il soit nécessaire de résoudre l'équation (3.1).

En dérivant l'équation régissant ces fonctions de génération par rapport à x et en prenant x=y=1, il vient en effet :

$$\frac{d\overline{N}}{dt} = S + v[-\Sigma_c + (\bar{\nu}_p - 1)\Sigma_f - \Sigma_d]\overline{N}$$
(3.4)

En introduisant successivement:

- la section efficace macroscopique d'absorption $\Sigma_a = \Sigma_c + \Sigma_d + \Sigma_f$, qui prend en compte la section efficace de détection du détecteur Σ_d
- la section efficace de détection du détecteur \sum_d le coefficient de multiplication infini $k_\infty = \frac{\bar{\nu}_p \Sigma_f}{\Sigma_a}$
- la réactivité $\rho = 1 \frac{1}{k_{\infty}}$
- le temps de génération des neutrons prompts $\Lambda = \frac{1}{v \bar{\nu}_p \Sigma_f}$
- l'inverse de la période prompte $\alpha = -\frac{\rho}{\Lambda}$

L'équation 3.4 prend la forme bien connue de l'équation de la cinétique sans neutron retardé :

$$\frac{d\overline{N}}{dt} = -\alpha \overline{N} + S \tag{3.5}$$

Le réacteur étudié est considéré comme étant dans un état stable, c'est à dire que les valeurs moyennes sont supposées constantes. La valeur asymptotique de \overline{N} est alors $\overline{N} = \frac{\overline{S}}{\alpha}$.

Avec la définition $\Phi = \overline{N}v$ et en remarquant que $\frac{v}{\alpha} = \frac{1}{\Sigma_a(1-k)}$, il est possible de retrouver la relation 1.65 en milieu infini:

$$\Phi = \frac{S}{\Sigma_a (1 - k_{eff})} \tag{3.6}$$

De la même manière, dériver par rapport à y l'équation régissant l'évolution des fonctions de génération, permet d'obtenir l'équation d'évolution du nombre moyen de détections :

$$\frac{d\overline{Z}}{dt} = v\Sigma_d \overline{N} = \varepsilon v\Sigma_f \overline{N} \tag{3.7}$$

Comme nous l'avons évoqué dans le paragraphe 2.2.3.2, cette équation indique que le taux de comptage s'obtient en intégrant le nombre de neutrons émis par fission après multiplication par l'efficacité de détection ε (terme traduisant la propagation des neutrons jusqu'au détecteur).

3.2.2.3 Moments d'ordre 2

Pour obtenir la variance du nombre de détections il est nécessaire de dériver deux fois les fonctions de génération par rapport à x et y. Le système d'équations obtenu s'écrit alors :

$$\frac{d\overline{N(N-1)}}{dt} = (2S + v\Sigma_f \overline{\nu_p(\nu_p - 1)})\overline{N} - 2\alpha\overline{N(N-1)}$$

$$\frac{d\overline{Z(Z-1)}}{dt} = 2v\Sigma_d \overline{NZ}$$
(3.8)

$$\frac{dZ(Z-1)}{dt} = 2v\Sigma_d \overline{NZ} \tag{3.9}$$

$$\frac{d\overline{NZ}}{dt} = S\overline{Z} - \alpha \overline{NZ} + v\Sigma_d \overline{N(N-1)}$$
(3.10)

Définissons à présent les quantités suivantes :

$$\mu_{NN} = \overline{N(N-1)} - \overline{N}^2 \tag{3.11}$$

$$\mu_{ZZ} = \overline{Z(Z-1)} - \overline{Z}^2 \tag{3.12}$$

$$\mu_{NZ} = NZ - NZ \tag{3.13}$$

Les équations régissant les grandeurs μ_{NN} , μ_{ZZ} et μ_{NZ} s'obtiennent à partir des équations pour les moments.

Étant donné que le comptage débute à t=0, les conditions initiales suivantes sont associées aux deux dernières équations :

$$\mu_{ZZ} \quad (0) = 0 \tag{3.14}$$

$$\mu_{NZ} \quad (0) = 0 \tag{3.15}$$

Pour un état stationnaire du réacteur, la valeur moyenne \overline{N} est constante au cours du temps. Par conséquent $\overline{N(N-1)}$ est également constante. Ces deux conditions induisent :

$$\frac{d\overline{N}}{dt} = 0 ag{3.16}$$

$$\frac{d\overline{N}}{dt} = 0 \tag{3.16}$$

$$\frac{d\mu_{NN}}{dt} = 0 \tag{3.17}$$

En résolvant les différentes équations, et en prenant en compte les conditions initiales précédentes, l'expression de μ_{ZZ} s'écrit :

$$\mu_{ZZ} = \overline{Z} \frac{v \Sigma_d^2 \Sigma_f^2 \overline{\nu_p(\nu_p - 1)}}{2\alpha} \left(t - \frac{1 - e^{-\alpha t}}{\alpha}\right)$$
(3.18)

3.2.2.4 Formule de Feynman- α

Comme nous l'avons dit précédemment, la formule de Feynman- α permet d'obtenir l'expression du rapport variance/moyenne du taux de comptage. Formellement, ce rapport peut s'écrire :

$$\frac{\overline{Z^2} - \overline{Z}^2}{\overline{Z}}$$

Cette grandeur s'obtient facilement à partir de μ_{ZZ} :

$$\frac{\mu_{ZZ}}{\overline{Z}} = \frac{\overline{Z(Z-1)} - \overline{Z}^2}{\overline{Z}} = \frac{\overline{Z^2} - \overline{Z}^2}{\overline{Z}} - 1$$
 (3.19)

En utilisant les définitions précédentes pour ε et Λ , en définissant le facteur de Diven D par $D=rac{\overline{
u_p(
u_p-1)}}{\overline{
u_p}^2}$ et en utilisant l'expression de μ_{ZZ} obtenue précédemment, la formule de Feynman-lpha s'écrit :

$$\frac{\overline{Z^2} - \overline{Z}^2}{\overline{Z}} = 1 + \frac{\varepsilon D}{\alpha^2 \Lambda^2} \left(1 - \frac{1 - e^{-\alpha t}}{\alpha t}\right)$$
(3.20)

Dans le cas d'un processus purement poissonnien, la variance est égale à la moyenne et le rapport précédent vaut 1. Les fluctuations dues aux phénomènes neutroniques entraînent un écart vis à vis de la loi de Poisson.

3.2.2.5 Formule de Rossi- α

La méthode de Rossi- α s'intéresse aux paires de comptage, c'est à dire aux évènements qui créent une détection à deux instants séparés par l'intervalle de temps τ . Plus précidemment, elle donne l'expression de la probabilité de détecter un neutron à t_2 dans dt_2 sachant qu'un neutron a été détecté à t_1 dans dt_1 .

Considérons maintenant une chaîne de fission. Elle est composée d'un neutron qui engendre une fission, qui émet des neutrons, etc ... En régime sous-critique, les chaînes de fissions sont finies, c'est à dire qu'au bout d'un certain temps, la chaîne s'éteint, les derniers neutrons ayant disparu sans provoquer de fission (captures stériles ou fuites). Chaque chaîne a pour origine l'émission d'un neutron par une source indépendante.

Les paires de comptage évoquées plus haut ont alors deux origines différentes :

- Il peut s'agir de paires accidentelles. Dans ce cas, les deux neutrons produisant les comptages sont issus de deux chaînes de fission différentes.
- Il peut s'agir de paires corrélées. Les neutrons produisant les deux comptages ont alors un ancêtre commun, c'est à dire qu'une même fission est à l'origine de l'existence de ces neutrons.

La figure 3.1 représente schématiquement la différence entre ces deux possibilités.

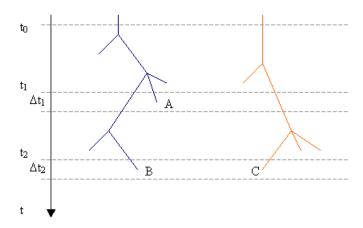


FIG. 3.1 – Illustration de la différence entre paires accidentelles et paires corrélées. A, B et C représentent trois comptages, ayant eu lieu à t_1 dans dt_1 puis à t_2 dans dt_2 . Les neutrons détectés en A et C n'ont pas d'ancêtre commun. Il s'agit d'une paire accidentelle. Les neutrons détectés en A et B ont un ancêtre commun, il y a corrélation.

 ϵdt est la probabilité qu'une fission induise un comptage dans dt. Le nombre de fissions moyen par unité de temps étant égal à $v\Sigma_f\overline{N}$, la probabilité qu'il y ait un comptage sur dt est $\epsilon v\Sigma_f\overline{N}dt$. La probabilité d'avoir une paire accidentelle, nommée $P_{acc}(t_1,t_2)$, est alors :

$$P_{acc}(t_1, t_2) = \left(\varepsilon v \Sigma_f \overline{N}\right) dt_1 dt_2 \tag{3.21}$$

La partie corrélée s'obtient à partir de la formule de Feynman- α . En effet, comme indiqué dans la référence [Williams 74], la probabilité d'avoir une paire correlée, notée $P_{corr}(t_1,t_2)$ est égale à :

$$P_{corr}(t_1, t_2) = \frac{1}{2} \frac{d^2(\overline{Z(\tau)^2} - \overline{Z(\tau)^2})}{d\tau^2} dt_1 dt_2$$
(3.22)

où
$$\tau = t_2 - t_1$$

La probabilité, notée $P(t_1,t_2)$, de détecter un neutron à t_2 dans dt_2 sachant qu'un neutron a été détecté à t_1 dans dt_1 est égale à la somme de $P_{acc}(t_1,t_2)$ et $P_{corr}(t_1,t_2)$.

En utilisant l'expression de Feynman- α et celle de \overline{Z} (obtenue par la relation 3.7), $P(t_1,t_2)$ s'écrit sous la forme :

$$P(t_1, t_2) = \varepsilon v \Sigma_f \overline{N} \left(\varepsilon v \Sigma_f \overline{N} + \frac{\varepsilon D}{2\alpha \Lambda^2} e^{-\alpha(t_2 - t_1)} \right)$$
 (3.23)

3.2.2.6 Lien entre la formule de Rossi- α et la formule de Feynman- α

 \mathcal{N} , le nombre de paires de comptage espéré sur un intervalle de temps t s'exprime à partir de $P(t_1,t_2)$ sous la forme :

$$\mathcal{N} = \int_{t_2=0}^{t} \int_{t_1=0}^{t_2} P(t_1, t_2) dt_1 dt_2$$
 (3.24)

Supposons qu'il y ait \overline{Z} comptages sur l'intervalle de temps [0,t]. Le nombre de paires de comptage est également la combinaison de 2 parmi \overline{Z} , soit :

$$\mathcal{N} = C_{\overline{Z}}^2 = \frac{\overline{Z}!}{2!(\overline{Z} - 2)!} = \frac{\overline{Z(Z - 1)}}{2}$$
(3.25)

Par conséquent, la relation entre le rapport variance/moyenne du taux de comptage et la probabilité $P(t_1,t_2)$ s'écrit :

$$\frac{\overline{Z^2} - \overline{Z}^2}{\overline{Z}} = \frac{2}{\overline{Z}} \cdot \int_{t_2=0}^t \int_{t_1=0}^{t_2} p(t_2 - t_1) dt_1 dt_2 - \overline{Z} + 1$$
 (3.26)

Cette relation exprime le lien entre les méthodes de Rossi- α et de Feynman- α .

Ces deux méthodes étudient le même phénomène, à savoir les fluctuations du nombre de détections enregistrées. Toutefois, leur approche est légèrement différente, ce qui nécessite lors de leur mise en pratique un traitement informatique distinct.

Chapitre 4

Présentation générale des essais sur le réacteur expérimental Ulysse

Les essais réalisés sur le réacteur Ulysse (INSTN, SACLAY) ont eu pour objectif de mettre en oeuvre les trois méthodes de mesure de la réactivité sélectionnées sur un réacteur expérimental en vue d'en cerner les avantages et les limitations.

Notre choix s'est porté sur ce réacteur pour des raisons essentiellement pratiques. Tout d'abord, il a l'avantage d'être assez disponible. Les essais ont donc pu être menés dans un délai qui permettait de réaliser l'ensemble des analyses dans le cadre de la thèse. En outre, les facilités d'instrumentation de ce réacteur se prêtaient relativement bien à l'expérimentation envisagée.

Nous allons tout d'abord présenter plus en détail ce réacteur puis les modalités de l'expérimentation.

4.1 Présentation du réacteur Ulysse (INSTN, SACLAY)

Le réacteur expérimental Ulysse a été construit en 1961 à l'Institut National des Sciences et Techniques Nucléaires (INSTN, Saclay). Il est utilisé par des étudiants lors de travaux pratiques mais aussi par des techniciens conducteurs de pile lors de leur formation initiale et lors de leurs formations de recyclage. Il est également utilisé pour la recherche expérimentale.

Il s'agit d'un réacteur à eau légère offrant un flux de $1,4.10^{12}~n.cm^{-2}.s^{-1}$ pour une puissance nominale de 100~kW. Son cœur est constitué d'un cylindre de graphite (réflecteur intérieur) entouré de deux anneaux. Le premier anneau est constitué de 24 faux éléments en graphite et le second comporte 24 éléments combustibles séparés par des coins en graphite. Chaque élément combustible est constitué de 11 plaques contenant de l'uranium enrichi à 90 %. L'ensemble se trouve à l'intérieur d'un bloc en graphite (réflecteur extérieur).

Une source Américium-Béryllium de 1 Ci permet d'initier la réaction. Le contrôle du réacteur est effectué par une barre de réglage, deux barres de contrôle et trois barres de sécurité.

La figure 4.1 présente une vue générale du réacteur Ulysse en coupe verticale. La figure 4.2 donne une coupe horizontale du cœur.

Dans les différents essais réalisés, le détecteur a été placé dans différents canaux. Une série d'essais a été réalisée avec le capteur en HN1, une autre avec le détecteur en HS1 et une dernière série avec le capteur dans le canal central (VRCC) (Figure 4.2).

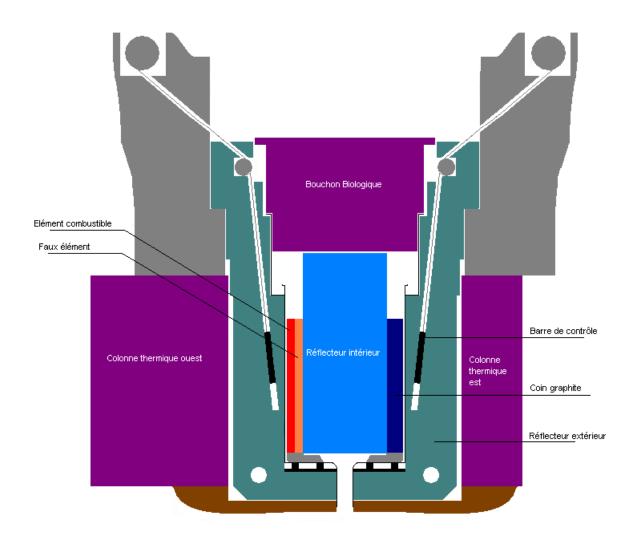


FIG. 4.1 – Représentation du réacteur Ulysse (coupe verticale).

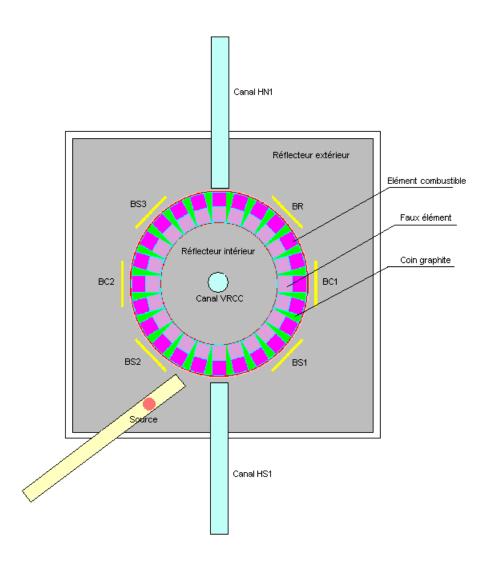


FIG. 4.2 – Représentation du cœur du réacteur Ulysse (coupe horizontale).

Remarque 1 : L'axe des canaux HN1 et HS1 étant radial, les détecteurs positionnés dans ces canaux ont un bord contre le combustible et un bord très éloigné du cœur. Par conséquent, seule une partie de la zone sensible du détecteur est utilisée. Malgré cela, le taux de comptage relevé dans chaque position est amplement suffisant pour les analyses.

Remarque 2 : Pour favoriser la détection des neutrons, il conviendrait d'entourer le détecteur de polyéthylène, ce qui n'a pas été effectué dans notre étude car la taille des canaux n'aurait pas permis d'utiliser une couche de polyéthylène suffisante pour garantir une bonne thermalisation des neutrons.

4.2 Description du mode opératoire

4.2.1 Description de la chaîne de mesure

La chaîne de mesure comprend :

- Un détecteur fourni par le Laboratoire Électronique et Traitement du Signal du CEA/SACLAY (DRT/LIST/DIMRI/SIAR/LETS). Il s'agit d'un compteur proportionnel à dépôt de bore de type CPNB65, d'une sensibilité de 20 cps/s, utilisé en mode impulsion.
- Un dispositif de mise en forme du signal, composé d'un pré-amplificateur, d'un amplificateur et d'un discriminateur. Il permet d'obtenir en sortie des impulsions calibrées 0-5V (TTL).
- Un dispositif de traitement numérique (National Instrument). Il comporte notamment une carte d'acquisition qui permet de stocker en mémoire l'intervalle de temps entre les neutrons détectés par le compteur. Il est ainsi possible de reconstituer l'historique des détections. Cela permet d'effectuer à posteriori plusieurs traitements différents.

La figure 4.3 représente un shéma simplifié de la chaîne d'acquisition.

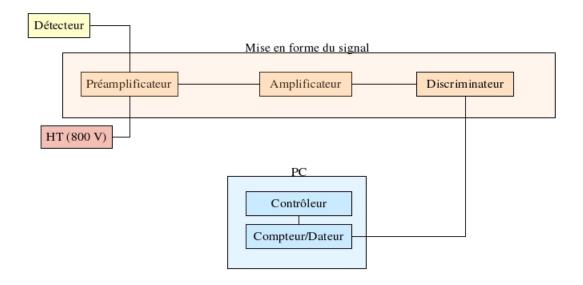


FIG. 4.3 – Schéma de principe de la chaîne de mesure.

Les impulsions en sortie du détecteur ont une largeur de l'ordre de 250 ns. L'horloge interne du compteur/dateur a une fréquence de 80 MHz, ce qui permet de mesurer l'intervalle entre les impulsions avec une précision de 12 ns.

Le principal défaut de ce système est lié à la capacité de traitement du contrôleur compte tenu du taux de comptage perçu par les détecteurs. Au bout d'un certain temps d'acquisition, les signaux ne peuvent plus être enregistrés assez vite et il y a un risque de perte d'informations. Dans ce cas, l'acquisition s'arrête avant qu'il n'y ait eu perte de données et reprend quasi-instantanément. Les fichiers obtenus sont ensuite traités un par un et les résultats concaténés. Un certaine quantité de données est ainsi perdue mais cela reste minime au regard de la quantité totale de données collectées. Ceci aurait pu être évité en utilisant un contrôleur ayant une capacité de traitement plus importante, mais il était difficile d'imaginer que les taux de comptage seraient aussi important à l'arrêt.

4.2.2 Description des essais

Les essais se sont déroulés sur 6 jours, le 19 février 2003 puis du 24 au 28 février 2003.

Le capteur a tout d'abord été placé dans le canal HN1. Quatorze mesures de 30 minutes ont été menées, ceci avec des positions des barres différentes afin d'avoir des états avec des réactivités différentes. Pour chaque état, les acquisitions ont été réalisées sur au moins $2\times30\,min$, ceci pour se rapprocher des conditions d'un chargement où le temps entre la dépose de deux assemblages est de l'ordre de 30 min. Toutes les mesures ont été répétées au moins deux fois afin de pallier une éventuelle erreur de manipulation. Certaines acquisitions ont été répétées afin d'augmenter la statistique.

Une série d'essais a ensuite été réalisée avec le détecteur dans le canal HS1. Pour la dernière série de mesures le détecteur a été placé dans le canal central (VRCC).

Une mesure de la réactivité a été réalisée en utilisant la méthode de résolution des équations de la cinétique (voir annexe B) pour chaque position du détecteur, afin d'obtenir un point de comparaison.

Un récapitulatif des essais est donné dans le tableau 4.1. Ce tableau indique la durée d'acquisition prévue lors de la mise en place de l'expérimentation ainsi que la durée d'acquisition réelle. La dernière colonne donne des réactivités approximatives. Il s'agit de valeurs évaluées sommairement par l'exploitant, excepté les valeurs suivies d'une * qui ont été obtenues par la méthode de résolution des équations de la cinétique. Pour ces valeurs, le nombre entre crochets correspond à l'incertitude associée, due à la lecture sur le graphe.

Remarque : Dans la suite, les différentes configurations du réacteur sont numérotées de 1 à 5, la configuration n°1 représentant la configuration la plus proche de la criticité et la n°5 la plus éloignée.

4.3 Simulation avec le code de transport Monte Carlo TRIPOLI 4

Afin de mieux comprendre l'influence des différents paramètres (position du détecteur, poids des barres) sur la réactivité, des simulations avec le code de transport Monte Carlo TRIPOLI 4 ont été effectuées.

BS1	BS2	BS3	BC1	BC2	BR	Durée prévue (s)	Durée réelle (s)	ρ approchée (pcm)		
Canal I	Canal HN1									
haut	haut	haut	haut	311 mm	bas	2×1800	3514	-354* [10]		
haut	haut	haut	bas	bas	bas	4×1800	7225	-2000		
haut	haut	bas	bas	bas	bas	2×1800	3617	-2500		
haut	bas	bas	bas	bas	bas	2×1800	3627	-3500		
bas	bas	bas	bas	bas	bas	4×1800	7296	-4500		
Canal I	Canal HS1									
haut	haut	haut	haut	348 mm	bas	2×1800	3485	-383* [10]		
haut	haut	haut	bas	bas	bas	4×1800	5380	-2000		
haut	haut	bas	bas	bas	bas	2×1800	3593	-2500		
haut	bas	bas	bas	bas	bas	2×1800	1797	-3500		
bas	bas	bas	bas	bas	bas	7200	7189	-4500		
Canal V	VRCC									
haut	haut	haut	haut	446 mm	bas	1800	1356	-350* [10]		
haut	haut	haut	bas	bas	bas	2×1800	3542	-2000		
haut	haut	bas	bas	bas	bas	2×1800	3560	-2500		
haut	bas	bas	bas	bas	bas	2×1800	3584	-3500		
bas	bas	bas	bas	bas	bas	3600	3593	-4500		

 $TAB.\ 4.1-Synth\`ese\ des\ différents\ essais\ effectu\'es\ sur\ le\ r\'eacteur\ Ulysse.$

4.3.1 Présentation du code de calcul

Le code TRIPOLI 4 développé par le CEA/SERMA/LEPP résout l'équation de Boltzmann par la méthode de Monte Carlo [Tripoli 01]. Il peut également être vu comme un code simulant l'histoire des particules en prenant en compte l'ensemble des probabilités d'interactions de cellesci avec le milieu dans lequel elles se déplacent.

Les sections efficaces utilisées par ce code sont à énergie ponctuelle. Il n'y a donc aucune approximation liée à l'hypothèse multi-groupe et à l'autoprotection qui en découle.

Les seules approximations utilisées par ce code sont celles effectuées au préalable lors de l'évaluation des données nucléaires.

Par conséquent, le code TRIPOLI 4 est généralement considéré comme un outil de référence. Par ailleurs, lors de l'évaluation du code, les comparaisons entre la mesure et les calculs donnent des résultats très satisfaisants.

Ce code de calcul peut être utilisé pour obtenir différentes grandeurs, comme la réactivité ou le flux. Les différentes utilisations de ce code sont brièvement présentées dans l'annexe C.

Remarque : L'utilisation du code TRIPOLI 4 nécessite la connaissance détaillée des dimensions géométriques et des compositions des différents éléments présents dans la géométrie simulée. Dans notre cas, les données collectées ne sont pas très précises (par exemple, il n'existe aucune donnée sur les impuretés contenues dans les différents matériaux). Les résultats obtenus doivent par conséquent être considérés en relatif et non en absolu.

4.3.2 Géométrie simulée

Le cœur simulé a été inscrit dans un bloc de béton aux dimensions telles que l'ensemble des éléments soit inclus dans ce bloc (sauf éventuellement l'extrémité des barres lorsqu'elles sont en position haute).

Le réflecteur extérieur a ensuite été modélisé, ainsi que le caisson de graphite boré. À l'intérieur, les éléments suivants ont été modélisés :

- la cuve
- le modérateur
- les éléments combustibles ainsi que les faux éléments et les coins en graphite
- le réflecteur intérieur
- les barres de commande (plusieurs dispositions suivant l'état sous-critique)
- le détecteur (un calcul par position du détecteur)

Les figures 4.4 et 4.5 donnent des représentations générales de la géométrie simulée, lorsque le détecteur est dans le canal HS1 et que toutes les barres sont en position basse.

La figure 4.6 présente un faux élément ainsi qu'un assemblage combustible avec 11 plaques combustibles.

La figure 4.7, montre un exemple de barre de contrôle en position haute.

Ces figures ont été générées lors de la simulation par le code de calcul.

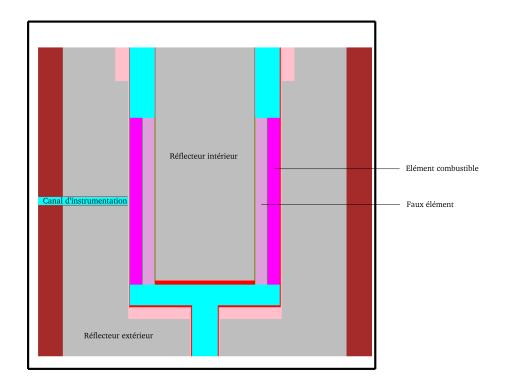


FIG. 4.4 – Coupe verticale de la géométrie simulée.

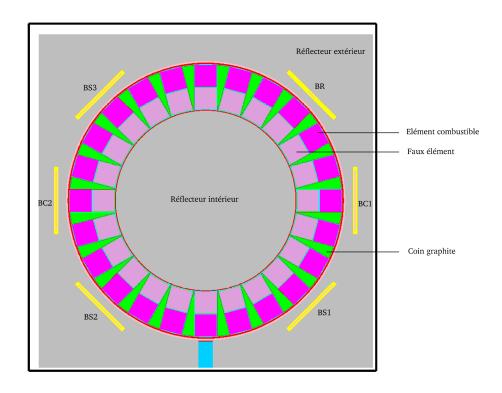


FIG. 4.5 – Coupe horizontale de la géométrie simulée.

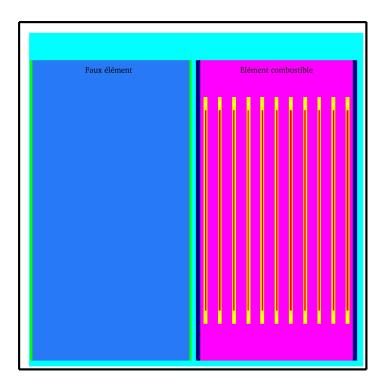


FIG. 4.6 – Représentation d'un assemblage combustible et d'un faux élément.

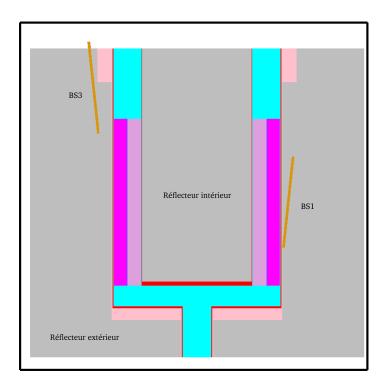


FIG. 4.7 – Représentation de la géométrie avec une barre basse et une barre haute.

Remarque: Il est bien évident que la géométrie prise en compte est une géométrie simplifiée du cœur Ulysse. Par conséquent, certains éléments n'ont pas été modélisés. Par exemple, toutes les structures de soutien, telles que les grilles de support des plaques combustibles, les deux couronnes sur lesquelles reposent les assemblages, etc., n'ont pas été modélisées. Le réacteur Ulysse comporte également un grand nombre de canaux permettant l'insertion d'instruments de mesure. Lorsqu'ils ne sont pas utilisés, ces canaux sont remplis de différents matériaux (graphite, plomb). Ces canaux étant en grand nombre, ils n'ont pas été modélisés.

4.3.3 Les compositions

Les différents éléments ont les compositions suivantes :

- Le bloc extérieur est en béton, le caisson est en graphite boré.
- Le réflecteur intérieur, le réflecteur extérieur, les faux éléments et les coins sont en graphite avec une enveloppe en aluminium.
- Le modérateur est de l'eau légère.
- Le combustible est un alliage aluminium uranium enrichi à 90 % en U235.
- Les barres de contrôle sont en Argent-Indium-Cadmium
- Le détecteur est constitué d'une enveloppe en aluminium recouverte d'un dépôt de bore.
 L'intérieur du détecteur est constitué d'air.

La méconnaissance du taux d'absorption des impuretés contenues dans les différentes compositions et notamment dans le graphite a nécessité un recalage.

Dans un premier temps, la composition du graphite a été modifiée en ajoutant du bore en faible quantité. Pour cela, nous nous sommes basés sur les caractéristiques du graphite présentées dans la référence [Bonal 02].

La concentration en bore a ensuite été ajustée afin d'obtenir une valeur de la réactivité pour le canal HN1 et la configuration n°1, proche de la valeur obtenue par les méthodes de résolution des équations de la cinétique. La concentration a été prise telle que le code de calcul a évalué la réactivité de cet état à -647 pcm (la valeur obtenue par la méthode de résolution des équations de la cinétique donne -350 pcm).

4.3.4 Calculs effectués

Pour chaque état sous-critique et pour chaque position du détecteur, un calcul de k_{eff} a été effectué, soit 15 calculs en tout. Dans la plupart des cas, 6.10^6 neutrons ont été simulés (ce qui représente environ 27 heures de calculs sur une machine bi-processeur avec 2,66~GHz par processeur).

L'incertitude donnée sur le k_{eff} est l'écart type fourni par le code de calcul lors des simulations. Cette valeur est ensuite propagée sur la réactivité (selon la méthode présentée dans la référence [ISO 95]):

$$u(\rho) = \frac{u(k_{eff})}{k_{eff}^2}$$

4.3.5 Présentation des résultats

Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 4.2.

		Canal HN1			
n° de la configuration	1	2	3	4	5
Neutrons simulés	6.10^{6}	$7, 2.10^6$	6.10^{6}	6.10^{6}	6.10^{6}
k_{eff}	0,99357	0,97346	0,96258	0,94814	0,93090
Incertitude associée	$4,01.10^{-4}$	$3,71.10^{-4}$	$3,99.10^{-4}$	$4,05.10^{-4}$	$3,97.10^{-4}$
ρ (pcm)	-647	-2726	-3887	-5469	-7423
$\rho_i - \rho_{i-1}$ (pcm)	-	-2079	-1161	-1582	-1954
Incertitude associée (pcm)	41	39	43	45	46
Incertitude relative (%)	6, 28	1,44	1,11	0,82	0,62
		Canal HS1		•	
n° de la configuration	1	2	3	4	5
Neutrons simulés	6.10^{6}	10.10^6	6.10^{6}	6.10^{6}	6.10^{6}
k_{eff}	0,99278	0,97245	0,96082	0,94806	0,93158
Incertitude associée	$4,01.10^{-4}$	$3,21.10^{-4}$	$4,04.10^{-4}$	$4,18.10^{-4}$	$4,06.10^{-4}$
ρ (pcm)	-727	-2833	-4078	-5479	-7344
$\rho_i - \rho_{i-1}$ (pcm)	-	-2107	-1245	-1401	-1865
Incertitude associée (pcm)	41	34	44	46	47
Incertitude relative (%)	5,60	1,20	1,07	0,85	0,64
	(Canal VRCC			
n° de la configuration	1	2	3	4	5
Neutrons simulés	6.10^{6}	6.10^{6}	6.10^{6}	6.10^{6}	6.10^{6}
k_{eff}	0,99057	0,97094	0,96028	0,94530	0,92926
Incertitude associée	$4,15.10^{-4}$	$4,03.10^{-4}$	$3,99.10^{-4}$	$3,98.10^{-4}$	$3,95.10^{-4}$
ρ (pcm)	-952	-2993	-4136	-5787	-7316
$\rho_i - \rho_{i-1} \text{ (pcm)}$	-	-2041	-1143	-1651	-1827
Incertitude associée (pcm)	42	43	43	45	46
Incertitude relative (%)	4,44	1,43	1,05	0,77	0,60

TAB. 4.2 – Valeurs du k_{eff} obtenues par la simulation avec le code de calcul TRIPOLI 4. Les incertitudes sur le k_{eff} correspondent aux écarts type donnés directement par le code de calcul.

Les valeurs obtenues ont des incertitudes relatives de l'ordre de 6 % pour l'état le plus proche de la criticité et de l'ordre de 1 % pour les autres cas. Ces incertitudes sont satisfaisantes et suffisent largement compte tenu de l'objectif de ces calculs, à savoir évaluer la réactivité pour chaque cas en vue d'effectuer des comparaisons.

Les valeurs de la réactivité obtenues par le code de calcul ne sont pas les mêmes selon la position du détecteur pour un même état sous-critique. En particulier, les valeurs obtenues lorsque le détecteur est dans le canal central (VRCC) sont plus faibles que celles obtenues lorsque le détecteur est dans l'un des canaux périphériques.

Cette différence peut s'interpréter en remarquant qu'un détecteur est un absorbant puisqu'il convertit les neutrons incidents en particules détectables, comme l'indiquent les équations (2.1). Dans le canal central (VRCC), le détecteur est soumis à un flux de neutrons beaucoup plus important que lorsqu'il est dans l'un des canaux périphériques. De plus, l'ensemble de sa surface sensible est soumise à ce flux, alors que dans les deux autres cas, une partie de la surface sensible est loin du cœur, dans une zone où la densité neutronique est faible. Par conséquent, lorsqu'il est dans le canal VRCC, le détecteur capte beaucoup plus de neutrons que dans les autres cas, ce qui entraîne une diminution de la réactivité.

La présence du détecteur perturbe donc les propriétés du réacteur, en augmentant l'absorption neutronique.

Les résultats indiquent également que le passage d'une configuration des barres à une autre induit approximativement la même antiréactivité pour les trois positions du détecteur. Par exemple, le passage de la configuration 1 à 2 implique une diminution de la réactivité de l'ordre de -2075 pcm (-2079 pour le canal HN1, -2107 pour le canal HS1, -2041 pour le canal VRCC).

En conclusion, deux paramètres agissent sur la réactivité, à savoir la position du détecteur et la configuration des barres. Pour une même position des barres, la réactivité n'est pas la même suivant la position du détecteur. Par contre, pour les trois positions des détecteurs, le poids des barres est le même.

Chapitre 5

Traitement des données par les méthodes MSM et MSA

Ce chapitre a pour but de présenter les résultats obtenus lors de l'application des méthodes de multiplication de source modifiée (MSM) et amplifiée (MSA) sur le réacteur expérimental Ulysse.

Avant tout, un bref rappel théorique est nécessaire.

5.1 Rappel théorique

L'efficacité de détection du compteur est définie par la relation (2.8) :

$$\rho = -\varepsilon \frac{S_{eff}}{c}$$

La méthode MSM est basée sur le rapport entre deux états, notés 1 et 2. La relation précédente permet d'obtenir :

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0} \cdot \frac{c_0}{c_1} \cdot \frac{S_{eff_1}}{S_{eff_0}} \tag{5.1}$$

où:

- $-\rho_i$ est la réactivité de l'état i $(i=0\ ou\ 1)$
- $-\varepsilon_i$ est l'efficacité du détecteur de l'état i
- $-c_i$ est le taux de comptage de l'état i
- $-S_{eff_i}$ est la source efficace de l'état i

La méthode MSM consiste à :

- Partir d'un état de référence pour lequel ρ_0 et c_0 sont connus
- Évaluer ε_i , S_{eff_i} , si besoin à l'aide du code de calcul approprié
- Mesurer le taux de comptage c_1
- Déduire des données précédentes et grâce à l'équation (5.1) la réactivité ρ_1

En pratique, il n'est pas toujours facile d'évaluer les valeurs ε_i et S_{eff_i} . Dans notre cas, une évaluation de ces grandeurs a été réalisée à l'aide du code de calcul TRIPOLI 4.

Une première série de calculs permet d'obtenir une valeur du coefficient de multiplication pour les différents états du réacteur. Une seconde série de simulations permet d'évaluer le taux de comptage perçu par le détecteur dans chaque état du réacteur. Il est alors possible d'obtenir une évaluation du facteur correctif en calculant le rapport :

$$f = \frac{\rho_{th1} \cdot c_{th1}}{\rho_{th0} \cdot c_{th0}} = \frac{\varepsilon_{th1} \cdot S_{eff_{th1}}}{\varepsilon_{th0} \cdot S_{eff_{th0}}}$$
(5.2)

où l'indice th indique qu'il s'agit des valeurs théoriques calculées par le code de calcul.

La réactivité de l'état 1 est alors évaluée à partir des taux de comptages mesurés et de la réactivité de l'état de référence :

 $\rho_1 = f \cdot \frac{\rho_0 c_0}{c_1} \tag{5.3}$

La méthode Multiplication de Source Amplifiée (MSA) permet de s'affranchir de ce calcul. Elle consiste à dire que si l'état 0 et l'état 1 sont suffisamment proches il est possible de supposer que $\varepsilon_1 \cong \varepsilon_0$ et $S_{eff_1} \cong S_{eff_0}$. L'équation (5.1) devient alors :

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{c_0}{c_1} \tag{5.4}$$

Le rapport des réactivités est ici directement égal au rapport des taux de comptage.

5.2 En pratique

5.2.1 Principe de la mesure

Que ce soit pour la méthode MSM ou MSA, la seule donnée mesurable dans notre cas est le taux de comptage. À partir de la liste des temps d'arrivée de chaque neutron, le taux de comptage est évalué pour chaque configuration du réacteur. Pour cela, un programme en langage C permet de calculer pour chaque cas le nombre de coups détectés pendant un temps t (environ 30 min). Une simple division permet alors d'obtenir une évaluation du taux de comptage.

5.2.2 Temps mort

Le temps mort τ est par définition l'intervalle de temps minimal qui doit séparer deux évènements pour que le compteur puisse identifier systématiquement chacun de ces évènements. Dans l'intervalle de temps τ après une première détection, il est donc possible que le détecteur « rate » un certain nombre d'évènements.

La prise en compte du temps mort consiste alors à supprimer les coups qui succèdent à un premier coup dans un intervalle de temps inférieur à τ . Les taux de comptage évalués à partir de ces données sont ensuite corrigés. Approximativement, cette correction est de la forme $c (1 + c \cdot \tau)$ (voir annexe D) où c est le taux de comptage calculé et τ est le temps mort imposé (250 ns).

5.2.3 Incertitude associée

La première source d'incertitude est liée à la méthode d'obtention du taux de comptage par elle-même. Le processus étant poissonien au premier ordre, l'incertitude type associée au nombre de coups enregistrés N est \sqrt{N} .

La seconde source d'incertitude est liée à l'électronique d'acquisition. En effet, cette électronique compte le nombre de coups d'horloge entre les neutrons incidents sur le détecteur. Or

la fréquence de cette horloge est de 80 MHz. Par conséquent le temps entre deux détections est connu à plus ou moins un coup d'horloge, soit à plus ou moins 12,5 ns. Toutefois, compte tenu de la valeur moyenne du temps entre deux coups (3 ms pour les plus forts taux de comptage), cette correction est négligée.

Finalement, le taux de comptage c est obtenu à partir du nombre de coups N enregistrés sur l'intervalle de temps t:

$$c = \frac{N}{t} \left(1 + \frac{N}{t} \cdot \tau \right) \tag{5.5}$$

où τ est le temps mort imposé.

D'après la loi de propagation des incertitudes, l'incertitude type associée à ce taux de comptage est [ISO 95] :

$$u(c) = \frac{1}{t} \cdot \left(1 + \frac{2N\tau}{t}\right) \cdot \sqrt{N} \tag{5.6}$$

De même, il est possible d'associer une incertitude à la valeur de la réactivité obtenue par la méthode MSA et calculée à partir de l'équation (5.4) :

$$u^{2}(\rho_{1}) = \left(\frac{c_{0}}{c_{1}}\right)^{2} u^{2}(\rho_{0}) + \left(\frac{\rho_{0}}{c_{1}}\right)^{2} u^{2}(c_{0}) + \left(\frac{\rho_{0}c_{0}}{c_{1}^{2}}\right)^{2} u^{2}(c_{1})$$
(5.7)

Pour la méthode MSM, il faut prendre en compte le facteur correctif f. L'incertitude associée à ce facteur s'obtient à partir de la relation (5.2):

$$u^{2}(f) = \left(\frac{f}{\rho_{th1}}\right)^{2} u^{2}(\rho_{th1}) + \left(\frac{f}{c_{th1}}\right)^{2} u^{2}(c_{th1}) + \left(\frac{f}{\rho_{th0}}\right)^{2} u^{2}(\rho_{th0}) + \left(\frac{f}{c_{th0}}\right)^{2} u^{2}(c_{th0})$$
(5.8)

L'incertitude sur la réactivité obtenue par la méthode MSM est alors :

$$u^{2}\left(\rho_{1}\right)=\left(\frac{c_{0}f}{c_{1}}\right)^{2}u^{2}\left(\rho_{0}\right)+\left(\frac{\rho_{0}f}{c_{1}}\right)^{2}u^{2}\left(c_{0}\right)+\left(\frac{\rho_{0}c_{0}f}{c_{1}^{2}}\right)^{2}u^{2}\left(c_{1}\right)+\left(\frac{\rho_{0}c_{0}}{c_{1}^{2}}\right)^{2}u^{2}\left(f\right) \tag{5.9}$$

5.3 Présentation des résultats de la méthode MSA

Le tableau 5.1 donne les résultats obtenus par la méthode MSA. La valeur de la réactivité de l'état de référence a été prise comme égale à la valeur fournie par la méthode de résolution des équations de la cinétique, à savoir -354 [10] pcm¹ lorsque le détecteur est dans le canal HN1, -383 [10] pcm lorsque le détecteur est dans le canal HS1 et -350 [10] pcm lorsque le détecteur est dans le canal VRCC.

D'après le tableau 5.1, les taux de comptage varient très largement selon la position du détecteur, pour un même état sous-critique. Notamment, le taux de comptage mesuré dans le réflecteur intérieur (VRCC) est beaucoup plus important que celui des détecteurs externes (HN1 et HS1). Il est en moyenne 5 fois plus grand que le taux de comptage détecté en HN1 et 2 fois plus grand que celui détecté en HS1. Deux raisons à cela : le flux au centre est plus important qu'en périphérie et toute la région sensible du détecteur est exposée. Le détecteur dans le canal VRCC perçoit donc plus de neutrons que lorsqu'il est dans l'un des deux autres canaux et son taux de comptage est donc supérieur.

¹Nous utilisons ici la notation préconisée par la référence [ISO 95] : le nombre entre crochets correspond à l'incertitude associée.

	C 1	TTN/1					
Canal HN1							
n° de la configuration	1	2	3	4	5		
Taux de comptage (cps/s)	78 525	12 844	7 741	4 612	3 220		
Incertitude associée (cps/s)	4,86	1,34	1,47	1,13	0,67		
ρ MSA (pcm)	-	-2 164	-3 591	-6 027	-8 632		
Incertitude associée (pcm)	-	61	101	170	244		
Incertitude relative (%)	-	2,82	2,82	2,82	2,82		
	Canal	HS1					
n° de la configuration	1	2	3	4	5		
Taux de comptage (cps/s)	91 040	27 734	24 724	18 114	15 007		
Incertitude associée (cps/s)	5,28	1,99	2,65	3,20	1,45		
ρ MSA (pcm)	-	-1 257	-1 410	-1 925	-2 323		
Incertitude associée (pcm)	-	33	37	50	61		
Incertitude relative (%)	-	2,61	2,61	2,61	2,61		
	Canal V	VRCC					
n° de la configuration	1	2	3	4	5		
Taux de comptage (cps/s)	316 535	55 587	43 366	26 880	19 841		
Incertitude associée (cps/s)	16,92	4,04	3,55	2,77	2,37		
ρ MSA (pcm)	=	-1 993	-2 555	-4 121	-5 584		
Incertitude associée (pcm)	-	57	73	118	160		
Incertitude relative (%)	-	2,86	2,86	2,86	2,86		

TAB. 5.1 - 'Evaluation de la réactivité par la méthode MSA.

De plus, lorsque le réacteur est très sous-critique, il y a un écart important entre les taux de comptage des détecteurs HN1 et HS1 (le taux de comptage en HS1 pour l'état le plus sous-critique est environ 4,5 fois plus grand que celui en HN1). Cela peut s'expliquer par la présence de la source à proximité du détecteur HS1, qui conduit à une augmentation locale du nombre de neutrons. La source étant constante, elle induit un taux de comptage minimum vis à vis du détecteur.

Les variations du taux de comptage en fonction de la position des détecteurs traduisent l'inhomogénéité du flux dans le réacteur.

Les incertitudes obtenues sur les valeurs de la réactivité sont assez bonnes, puisque l'incertitude relative est de l'ordre de 2.8 %.

Dans notre cas, la méthode MSA n'est pas forcément bien adaptée. En effet, celle-ci est sensée s'appliquer pour des états très proches. Ici, la différence de flux entre deux états sous-critiques est assez importante comme l'attestent les écarts entre les taux de comptage.

5.4 Application de la méthode MSM

L'utilisation de la méthode MSM nécessite de calculer le facteur correctif f, défini par la relation (5.2).

Pour cela, il est nécessaire d'utiliser un code de calcul qui permette de propager les neutrons jusqu'au détecteur. C'est le cas du code TRIPOLI 4.

5.4.1 Les simulations effectuées

Deux types de calcul sont nécessaires, un calcul de k_{eff} et un calcul à source permettant d'évaluer le taux de comptage.

Les valeurs du k_{eff} sont issues des simulations présentées dans le chapitre 4.3.

Pour le taux de comptage, les calculs se basent également sur les simulations précédemment effectuées mais quelques modifications sont nécessaires.

Tout d'abord, il ne s'agit plus d'un calcul de criticité mais d'un calcul à source : le code de calcul ne résout plus l'équation sans source pour obtenir le k_{eff} mais l'équation avec source, pour obtenir le flux réel (voir annexe C). Par conséquent, il est nécessaire de définir les sources exactes. Dans le cas du réacteur Ulysse, il n'existe qu'une seule source : la source Am-Be de 1 Ci.

Le flux est ensuite propagé jusqu'au détecteur. L'estimation du taux de comptage est obtenue en calculant le taux de réaction des neutrons sur le bore du détecteur. Toutefois, cette grandeur ne correspond pas réellement au taux de comptage perçu par le compteur. En effet, l'épaisseur du dépôt de bore a dû être augmentée pour les besoins de la simulation². Le taux de comptage calculé peut être raisonnablement considéré comme proportionnel au taux de comptage réel.

 $12,6.10^6$ particules ont été simulées, excepté pour la configuration n°1 où la simulation a été stoppée à $7,2.10^6$ particules (arrêt de la simulation après 10 jours).

Ces calculs nécessitent beaucoup de temps machine. Par exemple, pour la configuration n° 3, les simulations ont été lancées en parallèle sur 10 processeurs 2,66 GHz et ont duré un peu plus de 5 jours. Par ailleurs, les calculs sont d'autant plus longs que le réacteur est proche de la criticité.

²Au cours de la simulation, un neutron se déplace par pas de longueur 10⁻⁴ cm. Or, l'épaisseur réelle du dépôt de bore est de l'ordre du micron. Par conséquent, les neutrons risquent de traverser le dépôt sans le voir. Pour éviter cela, l'épaisseur du dépôt a été artificiellement pris égal à 1 mm.

Pour des raisons pratiques évidentes, les calculs ont donc été effectués pour une seule position du détecteur, à savoir lorsqu'il est dans le canal HN1.

5.4.2 Résultats de la méthode MSM

Le tableau 5.2 donne les résultats obtenus pour la méthode MSM, lorsque le détecteur est dans le canal HN1. La valeur de la réactivité de l'état de référence a été prise comme égale à la valeur fournie par la méthode de résolution des équations de la cinétique à savoir -354 [10] pcm.

Pour le calcul du facteur MSM, les valeurs de la réactivité et des taux de comptage prises en compte sont celles obtenues par le code TRIPOLI 4. Elles sont présentées dans le tableau 4.2 pour la réactivité et dans le tableau 5.2 pour le taux de comptage.

Canal HN1					
n° de la configuration	1	2	3	4	5
Taux de comptage TRIPOLI (cps/s)	66 256	14 365	8 630	5 578	3 686
Incertitude relative (%)	0,83	0,40	0,38	0,40	0,45
f	-	0,91	0,78	0,71	0,64
Incertitude associée	-	0,06	0,05	0,05	0,04
ρ MSM (pcm)	-354*	-1 978	-2 812	-4 292	-5 513
Incertitude associée (pcm)	10	140	198	300	385
Incertitude relative (%)	-	7,10	7,04	7,00	6,98

TAB. 5.2 - 'Evaluation de la réactivité par la méthode MSM. Pour la configuration $n^{\circ}1$, la valeur de la réactivité MSM indiquée correspond à la valeur de référence utilisée pour l'évaluation de la réactivité dans les autres cas.

Remarque: Les résultats obtenus (tableaux 5.1 et 5.2) indiquent que le taux de comptage calculé est proche du taux de comptage mesuré. Pourtant, les différences entre la modélisation et la situation réelle (notamment au sujet de l'épaisseur du dépôt de bore) sont telles que ce ne devrait pas être le cas. Différents effets doivent se compenser (le flux simulé au niveau du détecteur doit être moins important qu'il ne l'est en réalité mais le compteur simulé détecte plus) pour aboutir à cette similitude.

Les valeurs obtenues pour le facteur MSM sont significatives. En effet, et excepté pour la configuration n° 2, ce facteur est nettement inférieur à 1. Par conséquent, il est clair que l'approximation de base nécessaire à la méthode MSA n'est pas applicable dans notre situation. Les écarts entre les états sous-critiques sont trop importants pour son utilisation.

La méthode MSM est quant à elle plus satisfaisante d'un point de vue théorique. Elle semble permettre de corriger efficacement les valeurs obtenues par la méthode MSA pour obtenir une évaluation de la réactivité. Toutefois, pour que les corrections soient valides, il est nécessaire de simuler le cœur avec précision ce qui n'a pas pu être le cas dans notre étude, compte tenu du manque de données disponibles. Les simulations effectuées ici avec le code de calcul TRIPOLI 4 sont très coûteuses en temps de calcul ce qui rend la méthode MSM très lourde à utiliser.

Les deux méthodes présentées dans ce chapitre ne sont donc pas adaptées à une surveillance en temps réel lors du chargement.

Chapitre 6

Traitement des données par la méthode de Rossi- α

Ce chapitre a pour but de présenter les différentes étapes qui ont permis d'appliquer la méthode de Rossi- α sur le réacteur expérimental Ulysse.

6.1 Rappel théorique

Elle est basée sur l'étude de la probabilité de détecter un neutron à t_2 dans dt_2 sachant qu'un neutron a été détecté à t_1 dans dt_1 . En négligeant les neutrons retardés et comme démontré précédemment, l'expression théorique de cette probabilité peut se mettre sous la forme simplifiée suivante :

$$P(t_1, t_2) = C_1 + C_2 e^{-\alpha(t_2 - t_1)}$$
(6.1)

où:

- $-C_1$ et C_2 sont deux constantes
- $-\alpha$ est la constante de décroissance des neutrons prompts telle que

$$\alpha = \frac{\beta - \rho}{\Lambda}$$

avec β proportion des neutrons retardés et Λ temps de génération des neutrons prompts.

6.2 En pratique

6.2.1 Principe de la mesure

Un programme en langage C permet de calculer la probabilité caractéristique de la méthode de Rossi- α à partir de la liste des temps d'arrivée des neutrons sur le détecteur.

En pratique, ce programme consiste à définir une fenêtre temporelle T et à la diviser en n intervalles de temps Δt . Pour chaque détection, le programme détermine dans quel intervalle Δt ont eu lieu les détections suivantes. En fait, il calcule le nombre de détections ayant eu lieu entre $k\Delta t$ et $(k+1)\Delta t$ secondes après une première détection. Les résultats sont mis sous la forme d'un histogramme de largeur T dont le pas de temps est Δt .

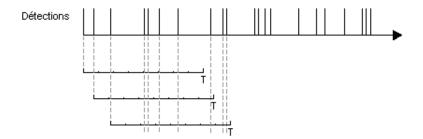


FIG. 6.1 – Principe de la création de l'histogramme pour la méthode Rossi- α . L'intervalle T est divisé en n intervalles. Le programme détermine dans quel intervalle ont eu lieu les détections suivantes.

La figure 6.1 illustre ce principe.

Le logiciel Matlab a ensuite été utilisé afin d'ajuster la fonction théorique aux données expérimentales [Matlab]. L'ajustement est effectué par la méthode des moindres carrés et permet d'obtenir une estimation du paramètre α . À partir de α et sous réserve de connaître β et Λ , il est possible d'obtenir une estimation de la réactivité.

6.2.2 Choix des paramètres Δt et T

La valeur $n=T/\Delta t$ a été fixée à 1000. Ainsi le nombre de points de l'histogramme est suffisant pour pouvoir effectuer les ajustements.

Le modèle étant exponentiel, la valeur de T peut être choisie telle que :

$$Be^{-\alpha T} = \frac{B}{1000}$$

Cela permet de s'assurer que les courbes obtenues représentent l'ensemble de l'exponentielle.

Cela correspond approximativement à :

$$T = \frac{7}{\alpha}$$

Une étude paramétrique sur T a été réalisée autour de la valeur $7/\alpha$ afin de choisir les valeurs de T optimales pour chaque état du réacteur. Cette analyse est présentée dans le paragraphe 6.3.1.

6.2.3 Prise en compte du temps mort

La prise en compte du temps mort dans la méthode de Rossi- α est relativement aisée. Dans cette étude, le temps mort est considéré comme étant égal à 250~ns. Par conséquent, il suffit de s'affranchir des points d'abscisses T < 250~ns. En pratique et compte tenu des valeurs de T utilisées, il suffit de ne pas considérer le premier point de chaque graphe. Ce point n'est de toutes façons jamais pris en compte car il est extrêmement élevé dans l'ensemble des études, à cause du bruit de fond de l'électronique d'acquisition.

6.2.4 Choix de la fenêtre d'ajustement

Notre étude s'intéresse à la décroissance exponentielle de l'histogramme obtenu. Dans certains cas (figures 6.2 et 6.3), l'extrémité de la courbe présente une décroissance plus ou moins brutale. Les données ont alors été rognées afin de se concentrer sur la partie intéressante (à savoir la décroissance exponentielle) et pouvoir ainsi effectuer les ajustements.

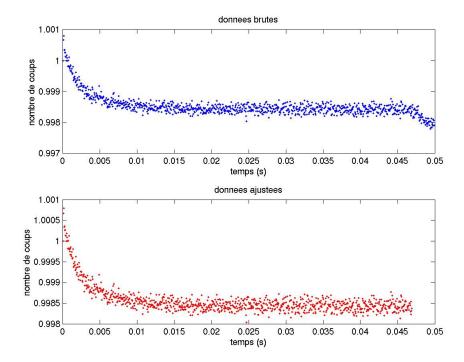


FIG. 6.2 – Représentation graphique de l'histogramme obtenu par la méthode de Rossi- α . Les données traitées sont celles obtenues avec le détecteur en HS1 et pour l'état le plus sous-critique. La valeur de T choisie est de 0,05 s. La figure du haut représente les données brutes et celle du bas les données "rognées" pour effectuer l'ajustement.

Pour être plus rigoureux, il aurait fallu définir une fenêtre d'ajustement avec un seuil minimal et un seuil maximal variable afin d'analyser l'évolution de la qualité de l'ajustement en fonction de la taille de la fenêtre.

Ces études n'ont pas été effectuées ici car elles sont très coûteuses en temps. De plus, une telle rigueur n'est pas nécessaire dans une étude dont le but est d'évaluer l'applicabilité des méthodes en obtenant une estimation de la réactivité.

Remarque : Pour pouvoir effectuer l'ajustement plus aisément, les données ont été "normalisées". En fait pour l'ensemble des ajustements, chaque point de l'histogramme a été divisé par la valeur obtenue pour le premier point (après avoir éliminé la valeur prenant en compte le temps mort). Dans l'ensemble des graphes, les valeurs en ordonnées ne sont pas un nombre de coups mais un nombre d'évènements normalisé.

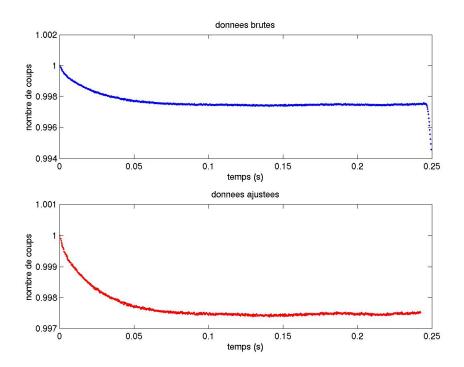


FIG. 6.3 – Histogramme obtenu par la méthode de Rossi- α . Les données traitées sont celles obtenues avec le détecteur en HN1 et pour l'état le plus proche de la criticité. La valeur de T choisie est de 0,25s. La figure du haut représente les données brutes et celle du bas les données "rognées" pour effectuer l'ajustement.

6.2.5 Qualité des ajustements

Les différents paramètres cités dans ce paragraphe sont définis plus précisément en annexe (E).

Pour chaque ajustement réalisé, quatre graphiques ont été tracés. Ils représentent les paramètres suivants :

- les points expérimentaux ainsi que l'ajustement correspondant
- les résidus obtenus
- l'histogramme des résidus
- le test de Henry

La figure 6.4 donne un exemple des différentes courbes obtenues.

Ces graphiques permettent de juger de la qualité de l'ajustement. Le graphe des résidus doit présenter un nuage de points uniformément répartis autour de 0. L'histogramme des résidus doit être gaussien ce qui est vérifié par le test de Henry. L'histogramme est gaussien lorsqu'en appliquant le test de Henry les points obtenus s'alignent sur une droite.

La qualité de l'ajustement est également appréciée par les paramètres $^1\,R^2$ et RMSE (Root Mean Squared Error).

 $^{^{1}}$ Plus le paramètre R^{2} est proche de 1 et plus l'ajustement est bon. Inversement, plus le paramètre RMSE est proche de 0 et plus l'ajustement est bon.

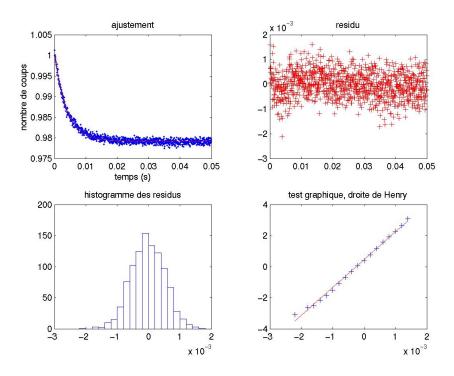


FIG. 6.4 – Méthode Rossi- α , analyse des résidus lorsque le détecteur est en HN1, pour le cas le plus sous-critique, avec T=0,05 s. La valeur de α obtenue est de 250,8 [2,24] s^{-1} .

6.2.6 Incertitude associée

L'incertitude sur α est donnée par le logiciel Matlab lors de l'ajustement².

L'incertitude sur la réactivité se déduit de l'incertitude sur le paramètre α selon la loi suivante :

$$u^{2}(\rho) = u^{2}(\beta) + \alpha^{2}u^{2}(\Lambda) + \Lambda^{2}u^{2}(\alpha)$$

$$(6.2)$$

Dans notre étude, les incertitudes sur β et Λ ne sont pas connues. L'incertitude sur ces valeurs a été estimée à 5%.

6.3 Analyse des résultats

6.3.1 Analyse de l'influence de T

Une étude paramétrique sur la valeur de T a été réalisée pour les résultats obtenus lorsque le détecteur se trouve dans le canal HN1. Cette étude permet de fixer une valeur de T pour les différents états sous-critiques en fonction de la qualité de l'ajustement.

L'étude n'a pas été effectuée pour le cas où le réacteur est le plus proche de la criticité à cause de la durée des calculs. La valeur de T choisie dans ce cas est déduite des valeurs obtenues pour les autres états sous-critiques.

 $^{^2}$ Les ajustements réalisés avec Matlab donnent un intervalle de confiance pour α avec un niveau de confiance à 95%. La valeur de l'incertitude associée à α a été calculée à partir de cet intervalle [Matlab].

Plusieurs paramètres ont été étudiés, à savoir l'évolution de la valeur de α en fonction du temps T et l'évolution des paramètres traduisant la qualité de l'ajustement (paramètres R^2 et RMSE). Les figures 6.5, 6.6 et 6.7 représentent graphiquement ces évolutions.

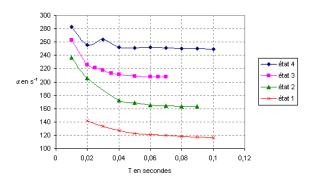


FIG. 6.5 – Évolution de α en fonction du choix de T pour les différents états sous-critiques étudiés. La numérotation des états diminue avec le k_{eff} , l'état l étant donc l'état le plus proche de la criticité et l'état l le plus éloigné.

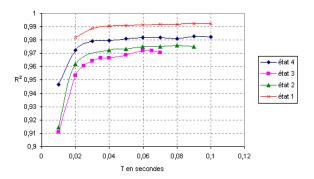


FIG. 6.6 – Évolution du paramètre R^2 en fonction du choix de T pour les différents états sous-critiques étudiés. La numérotation des états diminue avec le k_{eff} , l'état 1 étant donc l'état le plus proche de de la criticité et l'état 4 le plus éloigné.

Intéressons-nous tout d'abord aux figures 6.6 et 6.7 représentant l'évolution de la qualité de l'ajustement en fonction de T. Ces deux figures nous indiquent que la qualité de l'ajustement est d'autant meilleure que T est grand. Toutefois, à partir d'une certaine valeur seuil l'évolution n'est plus aussi flagrante en particulier pour le paramètre R^2 qui présente un plateau.

La figure 6.5 représentant l'évolution de α en fonction de T, présente elle-aussi un plateau après une diminution brutale. Ce plateau est obtenu pour des valeurs de T proches de celles à partir desquelles les paramètres R^2 et RMSE se stabilisent.

Par conséquent, à partir d'une certaine valeur de T, les valeurs de R^2 , RMSE et α ne varient que très peu. Étant donné que les calculs sont d'autant plus longs que T est grand, T a été pris comme étant proche de cette valeur seuil.

Le tableau 6.1 présente les valeurs de T retenues. Cela correspond approximativement à $T=12,5/\alpha$. La valeur de T pour l'état le plus réactif a été évaluée par ce rapport.

Remarque : Les différentes études réalisées n'ont pas la même statistique. Les acquisitions

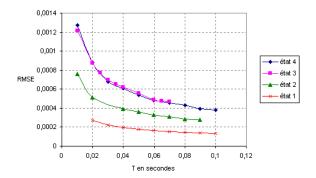


FIG. 6.7 – Évolution du paramètre RMSE en fonction du choix de T pour les différents états sous-critiques étudiés. La numérotation des états augmente avec le k_{eff} , l'état l étant donc l'état le plus éloigné de la criticité et l'état l le plus proche.

n° de la configuration	1	2	3	4	5
α indicative (s^{-1})	50	132,5	157,5	207,5	257,5
T en secondes	0,25	0,09	0,08	0,06	0,05

TAB. 6.1 – Valeurs de T retenues pour les différents états sous-critiques du réacteur. Les valeurs de α présentées ici ont été obtenues à partir de la relation $\alpha = (\beta - \rho)/\Lambda$, en prenant pour ρ les valeurs estimées par l'exploitant (seules valeurs disponibles au moment des ajustements) présentées dans le tableau 4.1, $\beta = 650$ pcm et $\Lambda = 2.10^{-4}$.

réalisées pour les configurations 2 et 5 ont duré 2 heures alors que celles pour les configurations 3 et 4 ont été réalisées sur 1 heure. Par conséquent, les graphiques présentés dans ce paragraphe ne doivent pas être utilisés pour comparer la qualité de l'ajustement en fonction de la réactivité. Une telle étude est réalisée dans le paragraphe suivant en considérant des durées d'acquisition identiques.

6.3.2 Qualité de l'ajustement en fonction de la réactivité

Ce paragraphe a pour but d'analyser l'évolution de la qualité de l'ajustement en fonction de la réactivité.

Pour les comparaisons, les calculs présentés ont été effectués à partir de données acquises pendant la même durée, à savoir une heure. Les résultats obtenus peuvent donc être légèrement différents des résultats présentés dans le tableau 6.5 qui prennent en compte l'ensemble de la statistique.

Trois mesures ont été réalisées sur 30 min uniquement et n'entrent donc pas dans le comparatif (canal HS1, configurations 1 et 4, canal VRCC, configuration 1).

Le tableau 6.2 présente les différents résultats obtenus.

Bien que l'ensemble des ajustements soit de qualité satisfaisante, ceux-ci sont d'autant meilleurs que le réacteur est proche de la criticité.

Toutefois, lorsque le réacteur est au plus proche de la criticité, de nombreux problèmes se posent. Pour les résultats obtenus avec le détecteur en HN1 et en HS1, le graphe des résidus

Canal HN1						
n° de la configuration	1	2	3	4	5	
$\alpha (s^{-1})$	43,86	114,3	163,4	207,6	254,9	
Incertitude associée (s^{-1})	0,19	0,82	1,63	2,24	3,11	
ρ (pcm)	-227	-1636	-2618	-3502	-4448	
Incertitude associée (pcm)	55	120	170	215	264	
R^2	0,9958	0,9886	0,9762	0,9719	0,9657	
RMSE	2,99.10 ⁻⁵	1,69.10 ⁻⁴	2,85.10 ⁻⁴	4,90.10 ⁻⁴	7,21.10 ⁻⁴	
	C	anal HS1				
n° de la configuration	1	2	3	4	5	
$\alpha (s^{-1})$	-	129,7	171,4	-	365,1	
Incertitude associée (s^{-1})	-	1,53	2,40	-	9,29	
ρ (pcm)	-	-1944	-2778	-	-6652	
Incertitude associée (pcm)	-	137	181	-	411	
R^2	-	0,969	0,9573	-	0,8689	
RMSE	-	7,95.10 ⁻⁵	8,73.10 ⁻⁵	-	1,20.10 ⁻⁴	
	Ca	nal VRCC				
n° de la configuration	1	2	3	4	5	
$\alpha (s^{-1})$	-	114,5	144,6	179,5	231,2	
Incertitude associée (s^{-1})	-	0,31	0,51	0,92	1,53	
ρ (pcm)	-	-1640	-2242	-2840	-3974	
Incertitude associée (pcm)	-	119	148	183	235	
R^2	-	0,9981	0,9975	0,9945	0,9904	
RMSE	-	4,10.10 ⁻⁵	4,95.10 ⁻⁵	9,15.10 ⁻⁵	1,28.10 ⁻⁴	

Tab. 6.2 – Variation de la qualité de l'ajustement en fonction de la réactivité pour la méthode Rossi- α .

n'est pas du tout homogène. Les données expérimentales présentent de fortes fluctuations autour de l'exponentielle décroissante (figures 6.8 et 6.9). De plus, les données obtenues alors que le détecteur est dans le canal VRCC n'ont pu être ajustées car elles ne semblent pas suivre le modèle théorique (6.10).

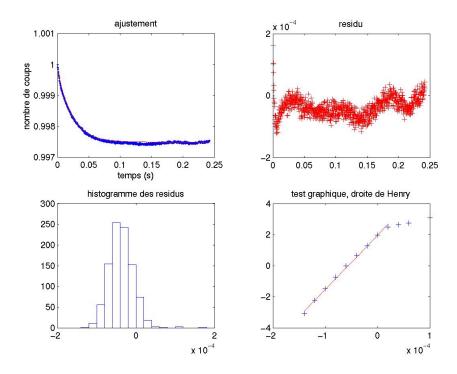


FIG. 6.8 – Méthode Rossi- α , graphiques obtenus lorsque le détecteur est dans le canal HN1, pour la configuration la plus proche de la criticité, avec T=0,25 s. L'ajustement donne α = 250,8 [2,24] s⁻¹

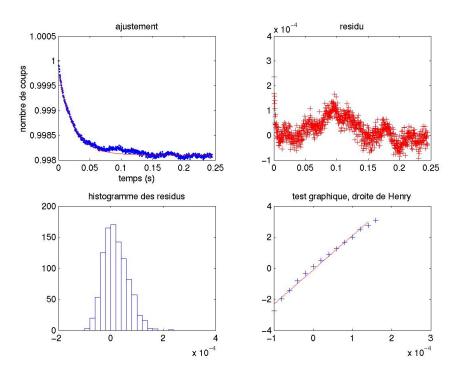


FIG. 6.9 – Méthode Rossi- α , graphiques obtenus lorsque le détecteur est dans le canal HS1, pour la configuration la plus proche de la criticité, avec T=0,25 s. L'ajustement donne α = 365,1 [9,29] s^{-1}

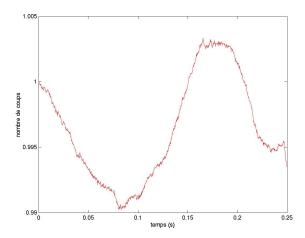


FIG. 6.10 – Méthode Rossi- α , graphique représentant le diagramme Rossi- α lorsque le détecteur est dans le canal VRCC, pour la configuration la plus proche de la criticité, avec T=0,25 s. L'allure de la courbe n'a pas permis un ajustement.

6.3.3 Influence de la durée d'acquisition

Ce paragraphe a pour but d'analyser l'influence de la durée d'acquisition sur l'évaluation du paramètre α .

Pour cela, nous avons appliqué la méthode Rossi- α pour 4 durées d'acquisition différentes (30 min, 1h, 1h30 et 2h) dans deux cas différents, à savoir lorsque le détecteur est dans le canal HN1 pour les configurations 2 et 5. Les intervalles d'étude considérés pour appliquer la méthode sont ceux présentés dans le tableau 6.5.

Les valeurs de α et des paramètres jugeant la qualité de l'ajustement sont représentés dans les tableaux 6.3 et 6.4.

Temps d'acquisition en min	30	60	90	120
$\alpha (s^{-1})$	116,2	114,3	116,4	116,8
Incertitude associée (s^{-1})	1,07	0,82	0,71	0,66
ρ (pcm)	-1674	-1636	-1678	-1686
Incertitude associée (pcm)	123	120	122	122
R^2	0,9803	0,9886	0,9912	0,9924
RMSE	2,22.10 ⁻⁴	1,69.10 ⁻⁴	1,47.10 ⁻⁴	1,37.10 ⁻⁴

TAB. 6.3 – Valeurs de α , des paramètres R^2 et RMSE lorsque le détecteur est en HN1, pour la configuration 2 et un intervalle d'étude de 0,09s.

Temps d'acquisition en min	30	60	90	120
$\alpha (s^{-1})$	259,6	254,9	252,2	250,8
Incertitude associée (s^{-1})	4,54	3,11	2,60	2,24
ρ (pcm)	-4542	-4448	-4394	-4366
Incertitude associée (pcm)	277	264	260	257
R^2	0,9321	0,9657	0,9752	0,9808
RMSE	1,03.10 ⁻³	7,21.10 ⁻⁴	6,14.10 ⁻⁴	5,40.10 ⁻⁴

TAB. 6.4 – Valeurs de α , des paramètres R^2 et RMSE lorsque le détecteur est en HN1, pour la configuration 5 et un intervalle d'étude de 0,05s.

Les résultats obtenus nous indiquent que comme prévu, les ajustements sont d'autant meilleurs que le temps d'acquisition est long. Toutefois, même pour les temps les plus courts, la qualité des ajustements est satisfaisante.

Quant à la valeur de ρ , nous pouvons remarquer que l'écart maximal entre les différentes valeurs obtenues est de 50 pcm pour la configuration 2 et de 175 pcm pour la configuration 5. Ces différences sont négligeables compte tenu de l'incertitude sur les valeurs de la réactivité. Par ailleurs, les incertitudes sur la réactivité ne varient pas de manière significative avec le temps d'acquisition.

Bien que l'ajustement soit d'autant meilleur que le temps d'acquisition est long, il est possible d'obtenir une bonne estimation de ρ avec une acquisition de 30 min.

6.3.4 Bilan des résultats

Le tableau 6.5 donne les valeurs de α obtenues lors de l'ajustement des données expérimentales par Matlab [Matlab] suivant la méthode Rossi- α , en prenant comme intervalles d'étude les valeurs indiquées dans le tableau 6.1 et comme temps d'acquisition ceux présentés dans le tableau 4.1.

	Canal HN1							
n° de la configuration	1	2	3	4	5			
$\alpha (s^{-1})$	43,86	116,8	163,4	207,6	250,8			
Incertitude associée (s^{-1})	0,19	0,66	1,63	2,24	2,24			
ρ (pcm)	-227	-1 686	-2 618	-3 502	-4 366			
Incertitude associée (pcm)	55	122	170	215	257			
Incertitude relative (%)	24,08	7,23	6,48	6,14	5,88			
R^2	0,9958	0,9924	0,9761	0,9719	0,9808			
RMSE	2,99.10 ⁻⁵	1,37.10 ⁻⁴	2,85.10 ⁻⁴	4,90.10 ⁻⁴	5,40.10 ⁻⁴			
	C	anal HS1						
n° de la configuration	1	2	3	4	5			
$\alpha (s^{-1})$	42,42	133,7	171,4	259,6	366,4			
Incertitude associée (s^{-1})	0,39	1,33	2,40	8,67	9,29			
ρ (pcm)	-198	-2 024	-2 778	-4 542	-6 678			
Incertitude associée (pcm)	54	140	181	314	412			
Incertitude relative (%)	27,22	6,92	6,51	6,91	6,17			
R^2	0,9813	0,9779	0,9573	0,7945	0,8711			
RMSE	4,57.10 ⁻⁵	6,56.10 ⁻⁵	8,73.10 ⁻⁵	1,18.10 ⁻⁴	1,12.10 ⁻⁵			
	Ca	nal VRCC						
n° de la configuration	1	2	3	4	5			
$\alpha (s^{-1})$	-	114,5	144,6	179,5	231,2			
Incertitude associée (s^{-1})	-	0,31	0,51	0,92	1,53			
ρ (pcm)	-	-1 640	-2 242	-2 940	-3 974			
Incertitude associée (pcm)	-	119	149	183	235			
Incertitude relative (%)	-	7,27	6,63	6,24	5,93			
R^2	-	0,9981	0,9975	0,9935	0,9904			
RMSE	-	4,10.10 ⁻⁵	4,95.10 ⁻⁵	9,15.10 ⁻⁵	1,28.10 ⁻⁵			

TAB. 6.5 - Résultats des ajustements avec la méthode de Rossi- α .

Dans l'ensemble, la représentation graphique des données et des ajustements montre que le modèle théorique choisi est représentatif du phénomène observé.

Les valeurs des paramètres R^2 et RMSE le confirment. En effet, R^2 est supérieur à 0,95 dans 80 % des cas. Quant au paramètre RMSE, il est inférieur à 0,0005 dans 86 % des cas.

L'analyse du graphe des résidus indique une petite tendance. En effet, pour certains ajustements (lorsque le détecteur est dans le canal HN1, pour une réactivité indicative de -2726 pcm par exemple), il y a un "pic négatif" sur le graphe des résidus (figure 6.11). Les résidus ne sont donc pas toujours gaussien, ce qui implique que le modèle n'est pas parfaitement adapté. Ce pic est toutefois très léger.

Pour les différentes positions du détecteur, les ajustements sont assez mauvais lorsque le ré-

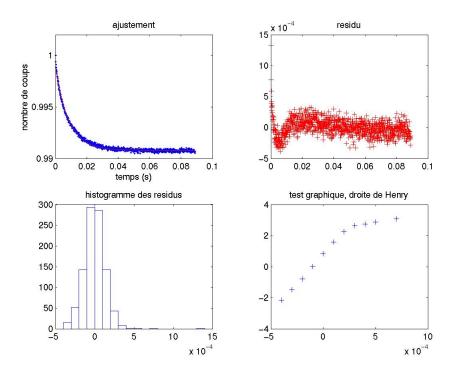


FIG. 6.11 – Méthode Rossi- α , graphiques obtenus lorsque le détecteur est dans le canal HN1, pour la configuration 3, avec T=0,09 s. L'ajustement donne α = 116,8 [0,66] s⁻¹

acteur est dans un état très proche de la criticité (figures 6.8 et 6.9). En effet, les données expérimentales présentent de nombreuses fluctuations qui ne sont pas prises en compte par le modèle. Pourtant, les paramètres R^2 et RMSE sont bons. Ces paramètres sont donc à utiliser avec précaution. Les données obtenues pour un tel état sous-critique avec le détecteur dans le canal central (VRCC) n'ont pas pu être traitées car elles sont trop différentes du modèle attendu (6.10). Par ailleurs les incertitudes relatives sur les valeurs de la réactivité sont très importantes (24% et 27%), ce qui traduit bien le fait que les ajustements ne sont pas très bons.

Dans les autres configurations, les incertitudes relatives sur la réactivité sont inférieures à 7 % ce qui est tout à fait correct dans le cadre de mesures ayant pour but d'estimer la sous-criticité.

Chapitre 7

Traitement des données par la méthode de Feynman- α

Ce chapitre a pour but de présenter les différentes étapes qui ont permis d'appliquer la méthode de Feynman- α sur le réacteur expérimental Ulysse.

7.1 Rappel théorique

Cette méthode a pour but de mesurer la réactivité à partir de l'étude du rapport variance/moyenne du taux de comptage sur un intervalle de temps *t*. Comme nous l'avons démontré précédemment, ce rapport s'exprime sous la forme (en négligeant les neutrons retardés) :

$$\frac{variance}{moyenne} = \frac{\overline{c^2} - \overline{c}^2}{\overline{c}} = 1 + Y(t) = 1 + A_2 \left(1 - \frac{1 - e^{-\alpha t}}{\alpha t} \right)$$
(7.1)

avec:

- $-\bar{c}$ taux de comptage sur l'intervalle de temps t
- A_2 constante, avec $A_2 = \frac{\epsilon D}{\alpha^2 \Lambda^2}$ (voir paragraphe 3.2.2.4)
- $-\alpha$ constante de décroissance des neutrons prompts telle que

$$\alpha = \frac{\beta - \rho}{\Lambda}$$

L'expression précédente est obtenue dans le cas le plus simple. La prise en compte du temps mort τ amène la modification suivante ([Hashimoto 96]) :

$$\frac{variance}{moyenne} = \frac{\overline{c^2} - \overline{c}^2}{\overline{c}} = 1 + Y(t) = 1 + A_3 \left(1 - \frac{1 - e^{-\alpha t}}{\alpha t} \right) - 2R\tau \tag{7.2}$$

avec les mêmes définitions que précédemment et :

- A3 constante
- R taux de comptage moyen

7.2 En pratique

7.2.1 Principe de la mesure

À partir de la liste des temps d'arrivée des neutrons sur le détecteur, un programme en C permet de calculer le rapport variance/moyenne en fonction du temps *t*.

Pour cela, la valeur maximale de t est fixée à T. L'intervalle T est alors divisé en k intervalles de temps, ce qui permet d'obtenir k points expérimentaux. Le programme calcule alors le nombre de coups détectés par le compteur sur chacun des k intervalles. Le rapport variance/moyenne se calcule ensuite facilement. À partir de ce rapport, il est possible de tracer l'évolution de Y(t).

Le logiciel Matlab permet ensuite d'ajuster la fonction théorique aux données expérimentales par la méthode des moindres carrés [Matlab] afin d'obtenir une évaluation du paramètre α . À partir de α et sous réserve de connaître β et Λ , il est possible d'obtenir une estimation de la réactivité.

7.2.2 Choix des paramètres T et k

Le paramètre k a été fixé à $1\,000$ afin que la courbe obtenue ait un nombre de points significatif.

L'intervalle T a été choisi en fonction de deux paramètres :

- T doit être suffisamment important pour que la courbe obtenue permette un ajustement cohérent. En effet, l'ajustement a été réalisé sur l'ensemble des données, sans exclure de points. Par conséquent, l'influence de T sur l'ajustement est important.
- Plus T est grand plus les calculs sont longs.

Après une analyse rapide de l'évolution de Y en fonction de T, T a été pris égal à $20/\alpha$ (la valeur de α correspondante est calculée à partir des valeurs de la réactivité estimées sommairement par l'exploitant, seules valeurs disponibles au moment des ajustements). Cette valeur de T est telle que $Y(T)\cong 0,95A_2$, où A_2 est la valeur asymptotique de Y(t). Une telle valeur permet de se concentrer sur la partie intéressante de Y, à savoir la zone croissante et une partie du plateau. La figure T0,1 représente l'influence du choix de l'intervalle de temps T0 sur la forme de Y0.

Le tableau 7.1 donne les valeurs de *T* considérées.

n° de la configuration	1	2	3	4	5
α indicative (s^{-1})	50	132,5	157,5	207,5	257,5
T en secondes	0,4	0,15	0,13	0,1	0,08

TAB. 7.1 – Valeurs de T retenues pour les différents états sous-critiques du réacteur. Les valeurs de α présentées ici ont été obtenues à partir de la relation $\alpha = (\beta - \rho)/\Lambda$, en prenant pour ρ les valeurs estimées par l'exploitant (4.1), $\beta = 650$ pcm et $\Lambda = 2.10^{-4}$.

Pour être plus rigoureux, il aurait fallu faire le calcul pour *T* grand (1 s peut-être) avec un grand nombre de points afin d'avoir une bonne précision (10 000 points environ). Il serait alors possible de réaliser une étude paramétrique sur la fenêtre d'ajustement afin d'obtenir l'ajustement le plus significatif. Cette démarche plus rigoureuse serait beaucoup plus coûteuse en temps de calcul.

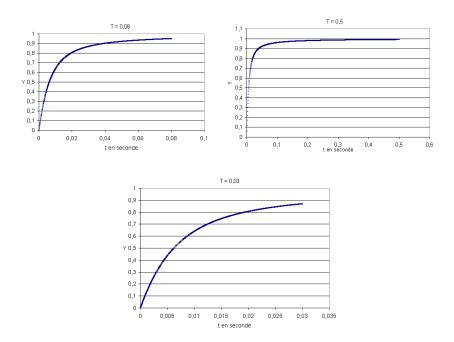


FIG. 7.1 – Comparaison de la forme théorique de Y en fonction du choix de T. Les graphes sont obtenus en traçant $1-\frac{1-e^{-\alpha t}}{\alpha t}$, pour $t\in[0,T]$, et pour $\alpha=257,5$ (valeur obtenue avec $\rho=-4500$ pcm, $\beta=650$ pcm, $\Lambda=2.10^{-4}$ s⁻¹). L'allure des courbes pour T=0.03 s et T=0.5 s laisse penser que l'ensemble des informations contenues dans Y ne serait pas prises en compte lors de l'ajustement.

7.2.3 Prise en compte du temps mort

La prise en compte du temps mort consiste à supprimer les coups qui succèdent à un premier coup dans un intervalle de temps inférieur à τ (250 ns). La prise en compte de ce temps mort modifie le nombre de coups détectés pour un intervalle de temps t et par conséquent le rapport variance/moyenne. Le paragraphe 7.3.1 analyse l'influence de la qualité de l'ajustement en fonction de la prise en compte du temps mort.

7.2.4 Qualité des ajustements

Les différentes grandeurs utilisées afin de juger de la qualité des ajustements sont les mêmes que celles utilisées pour la méthode de Rossi- α .

La figure 7.2 donne un exemple des différentes courbes obtenues.

7.2.5 Incertitude associée

L'incertitude sur α est obtenue de façon identique à la méthode de Rossi- α , c'est à dire :

$$u^{2}(\rho) = u^{2}(\beta) + \alpha^{2}u^{2}(\Lambda) + \Lambda^{2}u^{2}(\alpha)$$

$$(7.3)$$

Dans cette étude, l'incertitude relative sur β et Λ a été estimée à 5 %.

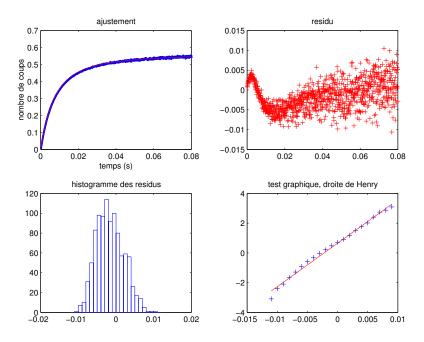


FIG. 7.2 – Méthode Feynman- α , analyse des résidus lorsque le détecteur est en HN1, en prenant en compte le temps mort, dans la configuration où le réacteur est le plus sous-critique. Les ajustements donnent $\alpha = 239, 4 \ [0,46] \ s^{-1}$

7.3 Analyse des résultats

7.3.1 Analyse de l'influence de la prise en compte du temps mort

Ce paragraphe a pour but de comparer pour une série d'études les résultats obtenus lorsque le temps mort est pris en compte et lorsqu'il ne l'est pas. Nous avons choisi d'effectuer cette étude pour les données enregistrées lorsque le détecteur est dans le canal HN1.

Le tableau 7.2 représente les différents résultats obtenus.

L'analyse de ce tableau nous amène à une première conclusion : les valeurs de α obtenues sont plus faibles lorsque le temps mort est pris en compte que lorsqu'il ne l'est pas, en particulier pour les états fortement sous-critiques. Cela montre l'importance de l'évaluation du temps mort dans l'application de la méthode de Feynman- α . Compte tenu de cette remarque, une analyse plus rigoureuse aurait dû être effectuée afin d'évaluer plus précisément la valeur du temps mort. Cela aurait permis d'avoir des valeurs de α plus fiables.

Excepté pour le cas le plus proche de la criticité, les valeurs obtenues pour les paramètres \mathbb{R}^2 et RMSE indiquent que l'ajustement est de meilleur qualité lorsque le temps mort est pris en compte.

L'analyse de la représentation graphique des résidus montre la présence d'un pic au début de chaque ajustement. Toutefois, ce pic est réduit lorsque le temps mort est pris en compte. Par exemple pour le cas où le détecteur est en HN1 et dans la configuration n° 2, la valeur maximale du pic est d'environ 0,04 sans temps mort et de 0,01 avec.

L'ensemble de ces éléments nous permet de conclure que les ajustements sont meilleurs quand le temps mort est pris en compte. Par la suite, les résultats présentés prennent tous en compte le temps mort.

Sans temps mort						
n° de la configuration	1	2	3	4	5	
$\alpha (s^{-1})$	31,47	113,6	170,1	217,9	275,7	
Incertitude associée (s^{-1})	0,18	0,36	0,77	1,07	1,58	
ρ (pcm)	21	-1622	-2752	-3708	-4864	
Incertitude associée (pcm)	45	118	174	221	279	
Incertitude relative (%)	220,30	7,30	6,32	5,97	5,74	
R^2	0,9963	0,9988	0,9973	0,9964	0,995	
RMSE	0,08617	0,01917	0,01846	0,01804	0,01811	
	Avec	temps mor	rt			
n° de la configuration	1	2	3	4	5	
$\alpha (s^{-1})$	31,33	108,8	157	195,5	239,4	
Incertitude associée (s^{-1})	0,18	0,20	0,36	0,41	0,46	
ρ (pcm)	23,4	-1526	-2490	-3260	-4138	
Incertitude associée (pcm)	45	114	160	198	242	
Incertitude relative (%)	193,53	7,45	6,45	6,08	5,84	
R^2	0,9964	0,9997	0,9995	0,9996	0,9997	
RMSE	0,08643	0,01137	0,009682	0,007657	0,006019	

TAB. 7.2 – Méthode Feynman- α ; comparaison des résultats obtenus pour le canal HN1 avec et sans prise en compte du temps mort.

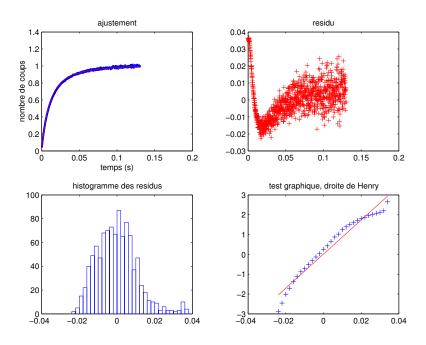


FIG. 7.3 – Méthode de Feynman- α , résultats obtenus sans prendre en compte le temps mort lorsque le détecteur est en HN1 et pour la configuration 3. Les ajustements donnent $\alpha=170,1\ [0,77]\ s^{-1}$.

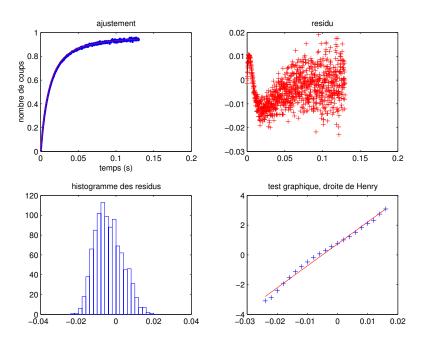


FIG. 7.4 – Méthode de Feynman- α , résultats obtenus en prenant en compte le temps mort lorsque le détecteur est en HN1 et pour la configuration 3. Les ajustements donnent $\alpha = 157 \ [0,36] \ s^{-1}$.

7.3.2 Bilan des résultats

Le tableau donne les valeurs de α obtenues lors de l'ajustement des données expérimentales par Matlab dans le cas où le temps mort est pris en compte. Pour α , l'incertitude associée est calculée par Matlab. Les incertitudes sont ensuite propagées sur la valeur de ρ .

Pour le canal HN1 et l'état très proche de la criticité, la mesure donne une réactivité positive, ce qui est problématique. Toutefois, l'incertitude relative sur cette mesure est extrêmement élevée, la valeur de la réactivité obtenue n'est donc pas fiable.

De manière générale, les résultats sont particulièrement mauvais lorsque le réacteur est dans un état très proche de la criticité. Dans les trois cas et particulièrement lorsque le détecteur est en HS1 et en VRCC, de nombreuses fluctuations apparaissent sur le graphe des données expérimentales (figures 7.5, 7.6 et 7.7).

	Canal HN1						
n° de la configuration	1	2	3	4	5		
$\alpha (s^{-1})$	31,33	108,8	157	195,5	239,4		
Incertitude associée (s^{-1})	0,18	0,20	0,36	0,41	0,46		
ρ (pcm)	23	-1 526	-2 490	-3 260	-4 138		
Incertitude associée (pcm)	45	114	160	198	242		
Incertitude relative (%)	193,55	7,45	6,45	6,08	5,84		
R^2	0,9964	0,9997	0,9995	0,9996	0,9997		
RMSE	0,08643	0,01137	0,009682	0,007657	0,006019		
	C	anal HS1					
n° de la configuration	1	2	3	4	5		
$\alpha (s^{-1})$	39,51	120,8	165,5	228,5	351,9		
Incertitude associée (s^{-1})	0,46	0,41	8,78	1,63	2,50		
ρ (pcm)	-140	-1 766	-2 660	-3 920	-6 388		
Incertitude associée (pcm)	52	125	243	233	357		
Incertitude relative (%)	37,08	7,10	6,38	5,95	5,59		
R^2	0,9833	0,9989	0,997	0,9967	0,9963		
RMSE	0,1632	0,01486	0,0187	0,0168	0,01189		
	Ca	nal VRCC					
n° de la configuration	1	2	3	4	5		
$\alpha (s^{-1})$	70,56	109,2	145,4	183,4	241,5		
Incertitude associée (s^{-1})	2,64	0,26	0,26	0,26	0,31		
ρ (pcm)	-761	-1 534	-2 258	-3 018	-4 180		
Incertitude associée (pcm)	94	114	149	186	244		
Incertitude relative (%)	12,34	7,43	6,60	6,17	5,83		
R^2	0,9963	0,9996	0,9998	0,9999	0,9999		
RMSE	0,01189	0,02387	0,01346	0,007349	0,005271		

TAB. 7.3 – Résultats des ajustements avec la méthode de Feynman- α .

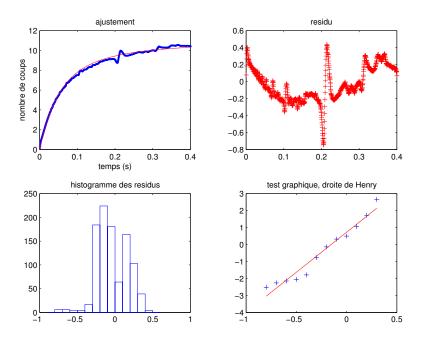


FIG. 7.5 – Méthode de Feynman- α , résultats obtenus en prenant en compte le temps mort lorsque le détecteur est en HN1 et pour la configuration la plus proche de la criticité. La présence de fluctuations perturbe les ajustements. Les ajustements donnent $\alpha=31,33$ [0,18] s^{-1} .

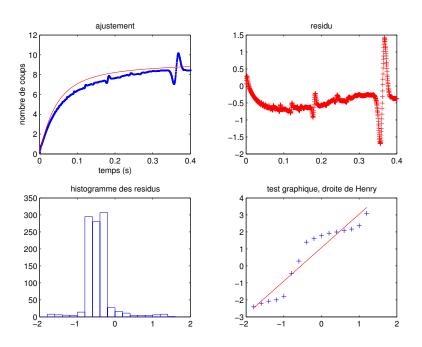


FIG. 7.6 – Méthode de Feynman- α , résultats obtenus en prenant en compte le temps mort lorsque le détecteur est en HS1 et pour la configuration la plus proche de la criticité. La présence de fluctuations perturbe les ajustements. Les ajustements donnent $\alpha=39,51$ [0,46] s^{-1} .

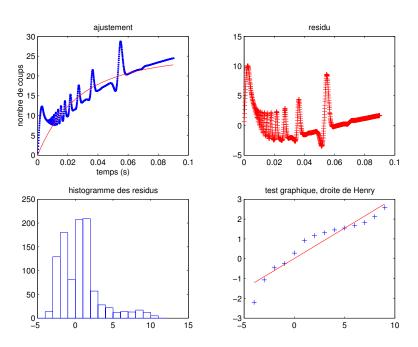


FIG. 7.7 – Méthode de Feynman- α , résultats obtenus en prenant en compte le temps mort lorsque le détecteur est en VRCC et pour la configuration la plus proche de la criticité. La présence de nombreuses fluctuations perturbe grandement les ajustements. Les ajustements donnent $\alpha=70,56$ [2,64] s^{-1} .

Notre modèle n'est alors plus adapté aux données même si l'allure de l'ensemble peut s'en rapprocher. Pour ces cas là, les paramètres \mathbb{R}^2 et RMSE sont les plus mauvais de tous les ajustements réalisés.

Pour l'ensemble des autres cas, la représentation graphique des données et des ajustements montre que le modèle théorique choisi est représentatif du phénomène observé. Les valeurs des paramètres R^2 et RMSE le confirment. En effet, R^2 est supérieur à 0,99 dans 93 % des cas sans temps mort et il est supérieur à 0,995 dans 93 % des cas avec temps mort. Quant au paramètre RMSE, il est inférieur à 0,03 dans 80 % des cas sans temps mort et dans 86 % des cas avec temps mort.

Dans tous les cas, le graphe des résidus montre une tendance forte avec la présence d'un pic au début de l'ajustement. Ce pic est réduit lorsque le temps mort est pris en compte (par exemple pour le cas où le détecteur est en HN1 et pour la configuration 3 (figures 7.3 et 7.4), la valeur maximale du pic est de 0,04 sans temps mort et de 0,01 avec). La présence de ce pic sous-entend qu'un certain nombre de phénomènes ne sont pas pris en compte par le modèle. Compte tenu de ce pic, l'histogramme des résidus bien que gaussien en première approximation est légèrement déformé.

Les chapitres précédents ont permis de présenter le mode d'application de différentes méthodes permettant d'obtenir une évaluation de la réactivité lors des expérimentations sur le réacteur Ulysse. Les résultats ont été donnés méthodes par méthodes.

Nous allons maintenant comparer les différents résultats afin de déterminer leur applicabilité à un REP.

Chapitre 8

Bilan de l'expérimentation

8.1 Comparaison des différents résultats

Les tableaux 8.1, 8.2 et 8.3 effectuent un bilan des différentes valeurs de la réactivité obtenues avec l'ensemble des méthodes utilisées.

Canal HN1					
n° de la configuration	1	2	3	4	5
Réactivité indicative (pcm)	-350	-2 000	-2 500	-3 500	-4 500
$\rho_i - \rho_{i-1} \text{ (pcm)}$	-	-1 650	-500	-1 000	-1 000
Réactivité TRIPOLI 4 (pcm)	-647	-2 726	-3 887	-5 469	-7 423
Incertitude associée (pcm)	41	39	43	45	46
Incertitude relative (%)	6,28	1,44	1,11	0,82	0,62
$\rho_i - \rho_{i-1} \text{ (pcm)}$	-	-2 079	-1 161	-1 582	-1 954
Réactivité MSA (pcm)	-	-2 164	-3 591	-6 027	-8 632
Incertitude associée (pcm)	-	61	101	170	244
Incertitude relative (%)	-	2,82	2,82	2,82	2,82
$\rho_i - \rho_{i-1}$ (pcm)	-	-	-1 427	-2 436	-2 605
Réactivité MSM (pcm)	-	-1 978	-2 812	-4 292	-5 513
Incertitude associée (pcm)	-	140	198	300	385
Incertitude relative (%)	-	7,10	7,04	7,00	6,98
$\rho_i - \rho_{i-1} \text{ (pcm)}$	-	-	-834	-1 480	-1 221
Réactivité Rossi-α (pcm)	-227	-1 686	-2 618	-3 502	-4 366
Incertitude associée (pcm)	55	122	170	215	257
Incertitude relative (%)	24,08	7,23	6,48	6,14	5,88
$\rho_i - \rho_{i-1} \text{ (pcm)}$	-	-1 459	-932	-884	-864
Réactivité Feynman- α (pcm)	23	-1 526	-2 490	-3 260	-4 138
Incertitude associée (pcm)	45	114	160	198	242
Incertitude relative (%)	193,55	7,45	6,45	6,08	5,84
$\rho_i - \rho_{i-1}$ (pcm)	-	-1 549	-964	-770	-878

TAB. 8.1 – Comparaison des résultats obtenus lorsque le détecteur est dans le canal HN1.

La figure 8.1 représente graphiquement l'ensemble des résultats obtenus.

Canal HS1					
n° de la configuration	1	2	3	4	5
Réactivité indicative (pcm)	-350	-2 000	-2 500	-3 500	-4 500
$\rho_i - \rho_{i-1} \text{ (pcm)}$	-	-1 650	-500	-1 000	-1 000
Réactivité TRIPOLI 4 (pcm)	-727	-2 833	-4 078	-5 479	-7 344
Incertitude associée (pcm)	41	34	44	46	47
Incertitude relative (%)	5,60	1,20	1,07	0,85	0,64
$\rho_i - \rho_{i-1} \text{ (pcm)}$	-	-2 107	-1 245	-1 401	-1 865
Réactivité MSA (pcm)	-	-1 257	-1 410	-1 925	-2 323
Incertitude associée (pcm)	-	33	37	50	61
Incertitude relative (%)	-	2,61	2,61	2,61	2,61
$\rho_i - \rho_{i-1} \text{ (pcm)}$	-	-	-153	-515	-398
Réactivité Rossi-α (pcm)	-198	-2 024	-2 778	-4 542	-6 678
Incertitude associée (pcm)	54	140	181	314	412
Incertitude relative (%)	27,22	6,92	6,51	6,91	6,17
$\rho_i - \rho_{i-1} \text{ (pcm)}$	-	-1 826	-754	-1 764	-2 136
Réactivité Feynman- α (pcm)	-140	-1 766	-2 660	-3 920	-6 388
Incertitude associée (pcm)	52	125	243	233	357
Incertitude relative (%)	37,08	7,10	6,38	5,95	5,59
$\rho_i - \rho_{i-1}$ (pcm)	-	-1 626	-894	-1 260	-2 468

 $TAB.\ 8.2-Comparaison\ des\ r\'esultats\ obtenus\ lorsque\ le\ d\'etecteur\ est\ dans\ le\ canal\ HS1.$

Canal VRCC					
n° de la configuration	1	2	3	4	5
Réactivité indicative (pcm)	-350	-2 000	-2 500	-3 500	-4 500
$\rho_i - \rho_{i-1} \text{ (pcm)}$	-	-1 650	-500	-1 000	-1 000
Réactivité TRIPOLI 4 (pcm)	-952	-2 993	-4 136	-5 787	-7 613
Incertitude associée (pcm)	42	43	43	45	46
Incertitude relative (%)	4,44	1,43	1,05	0,77	0,60
$\rho_i - \rho_{i-1}$ (pcm)	-	-2 041	-1143	-1 651	-1 827
Réactivité MSA (pcm)	-	-1 993	-2 555	-4 122	-5 584
Incertitude associée (pcm)	-	57	73	118	160
Incertitude relative (%)	-	2,86	2,86	2,86	2,86
$\rho_i - \rho_{i-1}$ (pcm)	-	-	-562	-1 567	-1 462
Réactivité Rossi-α (pcm)	-	-1 640	-2 242	-2 940	-3 974
Incertitude associée (pcm)	-	119	149	183	235
Incertitude relative (%)	-	7,27	6,63	6,24	5,93
$\rho_i - \rho_{i-1}$ (pcm)	-	-	-602	-698	-1034
Réactivité Feynman-α (pcm)	-761	-1 534	-2 258	-3 018	-4 180
Incertitude associée (pcm)	94	114	149	186	244
Incertitude relative (%)	12,34	7,43	6,60	6,17	5,83
$\rho_i - \rho_{i-1}$ (pcm)	-	-773	-724	-760	-1162

TAB. 8.3 – Comparaison des résultats obtenus lorsque le détecteur est dans le canal VRCC.

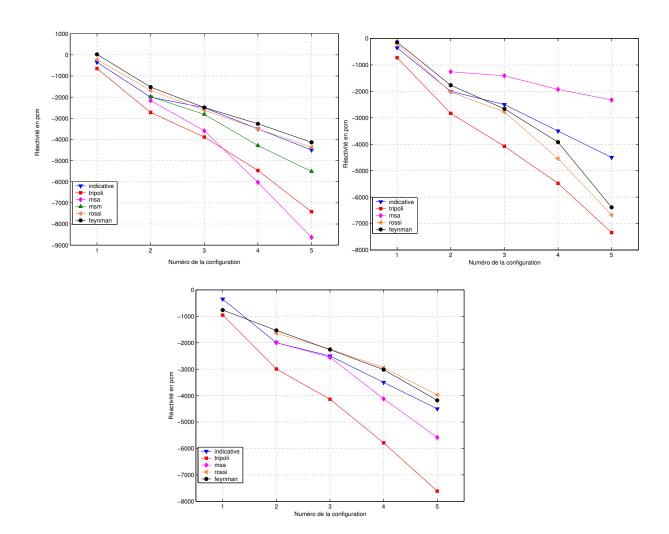


FIG. 8.1 — Comparaison des valeurs de la réactivité obtenues avec les différentes méthodes et pour les trois positions du détecteurs (en haut à gauche, HN1, en haut à droite, HS1 et en bas, VRCC).

La lecture des différents résultats amènent plusieurs remarques :

- Les valeurs de la réactivité obtenues diffèrent selon la méthode envisagée. Il est donc difficile de dégager une valeur particulière de la réactivité pour chaque état.
 Les résultats obtenus avec les méthodes Rossi-α et Feynman-α sont en accord et ceci pour les trois positions différentes des détecteurs. Cela n'a par ailleurs rien d'étonnant puisque les deux méthodes bien que différentes en pratique reposent sur les mêmes bases théoriques. Pour les canaux HN1 et VRCC, les valeurs obtenues sont relativement proches de celles évaluées sommairement par l'exploitant.
- Les incertitudes obtenues pour les méthodes Rossi-α et Feynman-α sont du même ordre de grandeur et sont suffisamment faibles pour obtenir une estimation de la réactivité.
 Toutefois, une légère préférence sera accordée à la méthode de Rossi-α, qui ne nécessite pas une évaluation précise du temps mort. Rappelons que pour la méthode de Feynman-α, l'estimation du temps mort est très importante puisque suivant sa valeur, les ajustements donnent des réactivités fortement différentes.
 - De plus, dans l'ensemble des cas, le graphe des résidus obtenu par la méthode de Feynman- α présente un pic relativement important, ce qui amène à penser que certains phénomènes ne sont pas pris en compte. Un pic apparaît également pour la méthode de Rossi- α mais son amplitude est beaucoup plus faible que dans le cas de la méthode de Feynman- α .
 - Les résultats obtenus par la méthode Rossi- α nous apparaissent donc plus fiables.
- Quant à la méthode MSA, elle semble mal adaptée à ce type d'étude. Par rapport aux autres valeurs obtenues, cette méthode semble sous-estimer la réactivité lorsque le réacteur se trouve en HN1 et en VRCC. En revanche, elle la sur-estime lorsque le détecteur est en HS1. Les états considérés sont en fait trop différents pour permettre d'appliquer la méthode MSA.
 - La méthode MSM a été appliquée lorsque le détecteur est dans le canal HN1. Le facteur correctif calculé est assez éloigné de l'unité ce qui induit une correction importante de la réactivité obtenue avec la méthode MSA. Ces corrections indiquent clairement que la méthode MSA sous-estime la réactivité dans le cas étudié, à savoir lorsque le détecteur est dans le canal HN1.
 - La calcul des facteurs correctifs avec le code Monte Carlo TRIPOLI 4 est très coûteux en temps machine (4 à 5 jours), ce qui rend cette méthode difficilement utilisable de manière industrielle.
- Le manque de données détaillées sur le réacteur Ulysse (données géométriques et compositions des matériaux) n'a pas permis de décrire de manière suffisamment précise le cœur lors des simulations. Ainsi, certains phénomènes neutroniques sont sous-évalués (absorption dans le graphite notamment). Les valeurs du k_{eff} obtenues par le code TRIPOLI 4 ne peuvent donc pas servir ici de valeurs de référence.
 - En revanche, les simulations permettent de mettre en évidence l'influence de la configuration du réacteur sur la réactivité.
 - Les résultats indiquent tout d'abord que pour une même configuration des barres, la réactivité du cœur dépend de la position du détecteur. Celui-ci se comporte en effet comme un absorbant qui influe sur les propriétés multiplicatrices du cœur. Le détecteur perturbe donc le cœur de façon plus ou moins importante selon sa position.
 - Par ailleurs, les simulations indiquent que l'insertion d'une barre donnée a la même influence sur la réactivité quelle que soit la position du détecteur. Toutefois, lors des mesures, la modification de la réactivité engendrée par une barre donnée dépend de la position du détecteur. Selon sa position, le détecteur ne perçoit pas de la même façon une même modification des propriétés multiplicatrices du cœur.
- La limitation principale de notre étude est due à l'absence de calculs de référence permettant

de juger de la validité des résultats.

Dans le cas où le réacteur est très proche de la criticité, une évaluation de la réactivité du réacteur a été effectuée par la méthode de résolution des équations de la cinétique. Toutefois, les valeurs obtenues par les méthodes de Rossi- α et de Feynman- α dans ce cas là ne sont pas très fiables et ne peuvent être utilisée pour une comparaison. En effet, de nombreuses fluctuations apparaissent sur le graphe des données ce qui rend les ajustements difficiles et peu précis.

De plus, les valeurs indicatives de la réactivité de chaque état ont été évaluées sommairement par l'exploitant et ne peuvent en aucun cas servir de référence pour valider les mesures effectuées.

Lors de cette expérimentation, les méthodes de Rossi- α et de Feynman- α ont permis d'obtenir une estimation satisfaisante de la réactivité. Toutefois, la position du détecteur a une importance non négligeable dans les résultats obtenus ce qui limite l'intérêt de ces méthodes.

Les résultats obtenus ici indiquent que les méthodes d'analyse du bruit neutronique permettent d'obtenir une évaluation satisfaisante de la réactivité dans le cas d'un réacteur expérimental.

8.2 Application à un REP

Ce paragraphe a pour objet de donner quelques éléments permettant de juger de l'applicabilité des méthodes de bruit sur un REP. En effet, dans le cas du réacteur expérimental Ulysse, les méthodes de bruit ont permis d'obtenir une évaluation de la réactivité dans les différents cas. Toutefois, il est difficile de transposer cette étude au cas d'un réacteur industriel compte tenu des différences (géométrie, type de combustible ...) entre les deux cœurs.

Tout d'abord et afin de cerner les principales difficultés liées à l'utilisation de ces méthodes sur un REP, nous avons cherché à évaluer le temps d'acquisition nécessaire à une estimation de la réactivité par les méthodes de bruit sur un cœur industriel au chargement.

8.2.1 Évaluation du temps d'acquisition nécessaire

8.2.1.1 Principe de l'estimation

Cette estimation a été réalisée pour la méthode de Feynman- α . Le résultat obtenu peut également être considéré comme une évaluation du temps d'acquisition nécessaire pour estimer la réactivité à l'aide de la méthode Rossi- α puisque celle-ci est fondée sur les mêmes principes physiques que la méthode de Feynman- α .

La méthode de Feynman- α est basée sur l'analyse de l'évolution du rapport variance/moyenne en fonction de l'intervalle d'étude t.

Rappelons que ce rapport s'exprime sous la forme :

$$\frac{variance}{moyenne}(t) = \frac{\overline{c^2}(t) - \overline{c}^2(t)}{\overline{c}(t)} = 1 + Y(t)$$
(8.1)

où \bar{c} est le taux de comptage moyen sur l'intervalle d'étude t.

Pour estimer la durée d'acquisition, il est nécessaire d'évaluer N, le nombre de fois où la mesure du taux de comptage a été effectuée sur un intervalle de temps de longueur t. En effet, T_m la durée totale de la mesure s'exprime sous la forme $T_m = Nt$.

Remarquons que N est utilisé lors de l'évaluation de \bar{c} , puisque :

$$\bar{c} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} c_i \tag{8.2}$$

où c_i est la $i^{\grave{e}me}$ mesure du taux de comptage sur t.

L'évaluation de N est effectuée à partir de l'incertitude relative associée à Y(t).

L'incertitude associée à Y(t) s'exprime en fonction de N, \bar{c} et Y(t) [Pacilio 65] :

$$u_Y^2 = \frac{2(1+Y)^2}{N} \left(1 + \frac{1+Y}{2\bar{c}}\right) \tag{8.3}$$

L'incertitude relative est le rapport $\frac{u_y}{y}$. Son expression théorique est la suivante :

$$\frac{u_Y}{Y} = \sqrt{\frac{2}{N}} \frac{(1+Y)}{Y} \sqrt{1 + \frac{1+Y}{2\bar{c}}}$$
 (8.4)

Le rapport $\frac{u_y}{y}$ est donc inversement proportionnel à \sqrt{N} .

L'incertitude relative donne une estimation de la qualité de la mesure. Afin de pouvoir ajuster une courbe théorique aux mesures, celle-ci est considérée comme satisfaisante si :

$$\frac{u_Y}{Y} = 0,05 (8.5)$$

En utilisant cette valeur dans (8.4), il est possible d'obtenir une estimation de N, en connaissant \bar{c} et Y.

 \bar{c} est simplement obtenu par la mesure.

L'évaluation de Y est effectuée grâce à sa valeur asymptotique. En effet, plus N est petit, plus l'incertitude relative est grande et plus la mesure est de mauvaise qualité. N sera par ailleurs d'autant plus petit que t est grand. L'estimation de Y sera donc effectuée pour la valeur maximale choisie pour l'intervalle d'étude, c'est à dire pour $T = \frac{20}{\alpha}$.

Pour cette valeur de t, Y vaut, d'après le paragraphe 7.1 :

$$Y(\frac{20}{\alpha}) \cong 0.95 \frac{\varepsilon D}{\alpha^2 \Lambda^2}$$
 (8.6)

À partir de l'équation précédente et de la connaissance de ε , D, α et Λ , une estimation de $Y(\frac{20}{\alpha})$ est possible. Reporter cette valeur ainsi que celle de \bar{c} , obtenue par la mesure, dans la relation 8.4, permet d'obtenir une équation dont la seule inconnue est N.

Le temps nécessaire à la mesure pour avoir une incertitude relative de 5% est alors :

$$T_m = NT = N\frac{20}{\alpha} \tag{8.7}$$

Nous allons maintenant vérifier qu'une telle estimation est cohérente en effectuant le calcul pour une configuration du réacteur Ulysse.

8.2.1.2 Cas du réacteur Ulysse

Le facteur de Diven vaut D=0,8 [Williams 74]. Dans le cas du réacteur Ulysse, $\Lambda=2.10^{-4}\,s$.

Pour la configuration 5 avec le détecteur en HN1, $\alpha \cong 240 \ s^{-1}$ et $\bar{c} \cong 3220 \ cps/s$.

Les calculs effectués avec le code de calcul TRIPOLI 4 (voir paragraphe 4.3) permettent d'évaluer le coefficient k_{amp} défini dans l'annexe C. La connaissance de ce facteur et des sources indépendantes (ici, la source Am-Be de 1 Ci) permet d'évaluer le nombre de neutrons émis par fissions. Il est approximativement de $2,3.10^6 n/s$.

L'efficacité du détecteur est obtenue en effectuant le rapport :

$$\varepsilon = \frac{nombre\ de\ d\acute{e}tections}{nombre\ de\ neutrons\ \acute{e}mis\ par\ fissions} = \frac{3220}{2,3.10^6} \cong 1,4.10^{-3} \tag{8.8}$$

L'ensemble de ces valeurs permet d'obtenir :

$$Y(\frac{20}{\alpha}) \cong 0,46 \tag{8.9}$$

Ce résultat est cohérent avec la valeur asymptotique représentée sur la figure 7.2.

La valeur de $Y(\frac{20}{\alpha})$ et de \bar{c} permet d'obtenir la relation suivante :

$$\frac{u_Y}{Y} \cong \frac{4,48}{\sqrt{N}} \tag{8.10}$$

Pour avoir $\frac{u_Y}{Y} = 0,05$, il faut N = 8028.

C'est à dire,

$$T_m = NT = N\frac{20}{\alpha} \cong 670 s \tag{8.11}$$

Un comptage de 11 min permettrait donc d'avoir une estimation satisfaisante du rapport variance/moyenne.

Dans les analyses réalisées suite aux mesures sur le réacteur Ulysse, une mesure sur 30 min a permis obtenir une évaluation satisfaisante de la réactivité. L'évaluation du temps d'acquisition nécessaire réalisée ici permet de retrouver le bon ordre de grandeur.

8.2.1.3 Cas d'un REP

Nous allons maintenant utiliser le même type de calcul afin d'évaluer le temps nécessaire à une estimation satisfaisante du rapport variance/moyenne sur un REP.

Le facteur de Diven a pour valeur D=0,8 [Williams 74].

Dans le cas d'un REP, le paramètre Λ vaut approximativement $\Lambda=35.10^{-6}~s$ [Barjon 93].

Les calculs effectués ici se sont basés sur le chargement normal de Dampierre 418 (voir paragraphe 2.3).

Après le positionnement des 28 premiers assemblages, le taux de comptage de la CNS face au massif est de l'ordre de $60 \ cps/s$. En outre, le k_{eff} est estimé à environ 0,85, ce qui correspond à $\alpha \cong 5228 \ s^{-1}$ [Gy 01].

Comme précédemment, le nombre de neutrons émis par fissions est évalué à partir du coefficient k_{amp} (calculé par le code TRIPOLI 4 dans l'étude [Peneliau 02]) et de l'intensité des sources indépendantes. Le nombre de neutrons émis par fissions est approximativement de $2,7.10^{10}n/s$.

L'efficacité du détecteur est alors de l'ordre de $\varepsilon \cong 2, 2.10^{-9}$.

L'ensemble de ces valeurs permet d'obtenir :

$$Y(\frac{20}{\alpha}) \cong 5.10^{-8} \tag{8.12}$$

Reporter cette estimation ainsi que la valeur de \bar{c} dans la relation (8.4) permet d'obtenir l'équation suivant pour N :

$$\frac{u_Y}{Y} \cong \frac{2,8.10^7}{\sqrt{N}} \tag{8.13}$$

Pour avoir $\frac{u_Y}{Y} = 0,05$, il faut alors $N \cong 3,15.10^{17}$.

C'est à dire,

$$T_m = NT = N\frac{20}{\alpha} \cong 1, 2.10^{15} s$$
 (8.14)

Ce qui correspond à des millions d'années.

Demandons-nous maintenant quel serait le taux de comptage nécessaire pour qu'une acquisition soit réalisable en 30 min.

En effet, le seul paramètre pouvant être ajusté dans notre calcul est le taux de comptage, qui apparaît directement dans l'équation 8.4 mais également dans le paramètre ε .

Pour qu'une acquisition de 30 min suffise et avec la valeur de la réactivité précédemment envisagée, il faut que N soit approximativement égal à $470520 \cong 5.10^5$. En utilisant les mêmes valeurs que précédemment, une résolution graphique permet de déterminer que le rapport $\frac{u_Y}{Y}$ vaut 0,05 pour un taux de comptage \bar{c} de l'ordre de 5.10^7 cps/s.

Une utilisation des méthodes de bruit serait envisageable si le détecteur avait un taux de comptage de l'ordre de $10^7\ cps/s$, contre $60\ cps/s$ actuellement.

Les estimations effectuées ici indiquent que le taux de comptage actuellement perçu par les CNS est beaucoup trop faible pour pouvoir utiliser les méthodes de bruit dans le temps imparti.

Remarque: L'évaluation du temps d'acquisition effectuée ici dépend étroitement du nombre de neutrons émis par fissions. Ce nombre a été évalué ici pour le cœur de Dampierre 418 partiellement chargé. Il est bien évident que le nombre de neutrons émis par fissions dépend des propriétés du cœur (nature des assemblages, sources indépendantes, concentration en bore ...). Par conséquent, la valeur du temps d'acquisition nécessaire à l'utilisation pourra varier suivant les cas. La valeur obtenue ici est toutefois tellement importante qu'il est hautement improbable qu'une configuration particulière réduise le temps nécessaire à 30 min.

8.2.2 Prise en compte des effets spatiaux

Les expérimentations réalisées sur le réacteur Ulysse montrent l'influence de la position du détecteur sur les valeurs obtenues pour la réactivité. Or, les développements précédents ne prennent pas en compte les effets spatiaux. Dans la théorie présentée, chaque neutron émis a la même probabilité de contribuer à la réponse du détecteur.

Il est pourtant évident qu'un neutron né dans un assemblage très éloigné du détecteur, n'aura que peu de chance d'induire un comptage. Pour avoir des résultats satisfaisants, il faut donc

prendre en compte les effets spatiaux dans les méthodes de bruit ce qui complique considérablement les calculs.

La base des développements présentés précédemment a consisté à chercher l'équation d'évolution de $P(N, Z, t|N_0, 0, 0)$, probabilité qu'il y ait N neutrons à t et Z détections sur [0, t], sachant qu'il y avait N_0 neutrons à t = 0 et que le comptage débute à t = 0.

Lorsqu'il s'avère nécessaire de prendre en compte les effets spatiaux, il faut s'intéresser à $P_{N_1N_2...}(R_1,t_1;R_2,t_2;...|\vec{r},\vec{v},t)$. Il s'agit de la probabilité qu'un neutron situé en \vec{r} au temps t et ayant une vitesse \vec{v} induise N_1 neutrons à t_1 dans la région spatio-temporelle R_1 , N_2 à t_2 dans R_2 , etc. . .

Nous ne présenterons pas ici les développement nécessaires à l'obtention des formules de Feynman- α et de Rossi- α lorsque les effets spatiaux sont pris en compte car ils sont extrêmement complexes. Une étude détaillée pourra par ailleurs être trouvée dans les références [Williams 74] et [Sheff 66].

Notons toutefois qu'il n'est généralement pas possible d'obtenir des expressions analytiques simples pour les méthodes de Feynman- α et de Rossi- α lorsque les effets spatiaux sont pris en compte. Il est alors nécessaire de recourir à des outils informatiques afin d'obtenir une représentation graphique des formules de Feynman- α et de Rossi- α .

8.2.3 Autres considérations

Les méthodes de Rossi- α et de Feynman- α permettent d'évaluer α , l'inverse de la période prompte. La réactivité est obtenue à partir de ce paramètre par la relation $\alpha = \frac{\rho - \beta}{\Lambda}$, où β est la proportion de neutrons retardés et Λ est le temps de génération moyen des neutrons prompts. Pour évaluer la réactivité, il est donc nécessaire de connaître β et Λ ce qui peut être problématique.

En effet, la fraction de neutrons retardés dépend du noyau fissile, et donc de la composition du combustible. Par exemple, un assemblage UO_2 neuf et un assemblage UO_2 irradié n'émettent pas la même proportion de neutrons retardés. La valeur de β peut donc varier au cours du chargement, et il en est de même pour la valeur de Λ .

Par conséquent, l'utilisation des méthodes de bruit lors du chargement nécessiterait une évaluation des paramètres β et Λ à chaque étape afin de pouvoir obtenir une estimation précise du paramètre α .

Cette partie nous a permis d'étudier différentes méthodes permettant d'évaluer la réactivité d'un cœur à partir du taux de comptage perçu par les CNS.

Compte tenu des contraintes liées au chargement d'un REP, notamment celles liées à la sûreté, les seules méthodes qui restent actuellement envisageables pour la mesure de la réactivité lors du chargement sont les méthodes MSA-MSM et les méthodes de bruit.

La méthode MSA permet de calculer la réactivité d'un état à partir de la connaissance de la réactivité d'un état de référence. Cette méthode est utilisable lorsque les deux états sont peu différents. L'application de cette méthode dans le cas du chargement d'un REP est problématique, tout d'abord car elle nécessite un état de référence mais aussi parce que les propriétés du cœur (forme du flux, intensité des sources...) varient beaucoup entre le début et la fin du chargement.

La méthode MSM permet de calculer grâce à des simulations un facteur correctif dont le but est de prendre en compte les différences entre les états. Dans notre cas, les calculs ont été effectuées avec le code TRIPOLI 4 et sont très coûteux en temps de calcul, ce qui limite l'intérêt de la méthode. De plus, cette méthode nécessite également la connaissance d'un état de référence, ce qui est problématique dans le cas du chargement.

Les méthodes de bruit ont été appliquées avec succès sur le réacteur expérimental Ulysse. Leur transposition à un réacteur type REP a ensuite été étudiée. Plusieurs problèmes apparaissent alors.

Une estimation du temps d'acquisition nécessaire en vue d'utiliser les méthodes de bruit lors du chargement montre que le taux de comptage perçu actuellement par les CNS est beaucoup trop faible pour pouvoir utiliser les méthodes de bruit avec succès.

De plus, étant donné la taille importante d'un réacteur type REP, les effets spatiaux doivent être pris en compte afin d'obtenir une évaluation fiable de la réactivité avec les méthodes de bruit. Cela conduit à des développements mathématiques complexes qui nécessitent l'utilisation d'outils informatiques.

Enfin, notons que les méthodes de bruit permettent de déterminer la valeur du paramètre α . Toutefois, celui-ci dépend de deux autres grandeurs, à savoir β et Λ . Pour obtenir une estimation précise de la réactivité, ces deux paramètres doivent être évalués au préalable. Or, ces grandeurs varient à chaque étape du chargement, ce qui rend difficile l'estimation de α .

L'ensemble de ces problèmes nous montre qu'il est actuellement impossible d'utiliser les méthodes de bruit, à partir de l'instrumentation actuelle, au cours du chargement d'un REP pour évaluer la réactivité.

Troisième partie

Analyse des informations disponibles en fonction de la position du détecteur

Les chapitres précédents mettent en évidence l'incapacité des CNS à surveiller la sous-criticité du cœur lors de la phase de chargement, que ce soit par l'observation directe du taux de comptage ou par une analyse plus complexe du signal perçu par les détecteurs.

En effet, une surveillance de la sous-criticité par le niveau de flux est délicate car celui-ci dépend à la fois de l'intensité des sources et de la réactivité. De plus, une analyse plus pointue du signal enregistré par les détecteurs à l'aide des méthodes de bruit est actuellement irréalisable, en raison du faible taux de comptage perçu par les chaînes sources. Par ailleurs, une telle analyse ne permettrait pas de s'affranchir des problèmes spatiaux, étant donné la faible zone de couverture du détecteur.

Il nous est alors apparu nécessaire d'examiner si un positionnement plus judicieux des détecteurs pourrait permettre de remédier à ces deux problèmes, à savoir obtenir un taux de comptage plus élevé et une meilleure couverture du cœur.

D'autre part, si la surveillance de l'état sous-critique n'est pas possible, une surveillance locale peut être envisagée. Elle aurait pour objectif de vérifier que la nature de l'assemblage manutentionné correspond à celle de l'assemblage attendu.

Cette partie a pour but d'étudier si les améliorations citées ci-dessus sont concevables. Pour cela, des simulations ont été effectuées afin d'évaluer l'influence de la position du détecteur à la fois sur le taux de comptage et sur la zone surveillée par le détecteur.

Chapitre 9

Présentation des simulations

Les calculs ont été réalisés à l'aide du code de calcul TRIPOLI 4. Ils portent sur une étape du chargement normal du cœur de Dampierre 4 cycle 18, tel qu'il a été présenté dans le chapitre 2. Ces simulations ont pour but d'analyser le taux de comptage et la provenance spatiale des neutrons perçus par un détecteur et ceci pour différentes positions de ce compteur.

9.1 Géométrie simulée

9.1.1 Le cœur

La géométrie modélisée correspond à une étape du chargement normal du cœur de Dampierre 418, conformément au plan de chargement présenté précédemment (figure 2.8).

La géométrie étant assez complexe (assemblages de différentes natures et de différents niveaux d'irradiation, présence des barres absorbantes...), il a été choisi de simuler un nombre limité d'assemblages afin de minimiser les temps de calcul. L'étude de l'évolution du coefficient de multiplication en fonction de la séquence (figure 2.10) indique qu'à partir de la séquence 25, le coefficient de multiplication ne varie plus de façon significative. Par conséquent, nous avons choisi de modéliser les 28 premiers assemblages, ce qui correspond à trois diagonales complètes (figure 9.1). Ainsi, le nombre d'assemblages simulés est limité tout en ayant un coefficient de multiplication significatif.

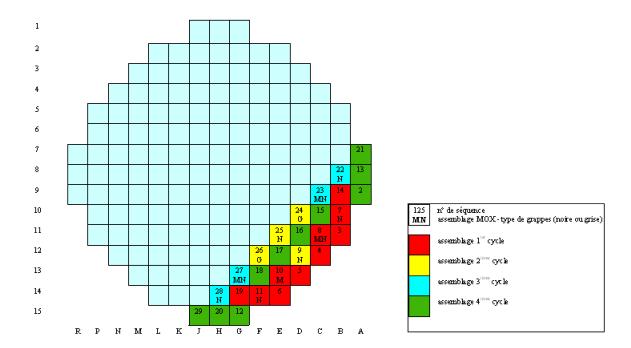


FIG. 9.1 - Représentation des différents assemblages simulés. Les assemblages UO_2 ont un enrichissement de 3.7%, les MOX neufs de 6.72% et les MOX irradiés de 5.3%. La concentration en bore est de 2350 ppm.

La description géométrique des assemblages, des structures internes et des compositions correspond à celle qui est présentée dans la note [Peneliau 02].

Le code de calcul TRIPOLI 4 permet de décrire la géométrie très finement. Afin d'alléger la modélisation, certaines simplifications ont été effectuées. Les plus importantes sont les deux suivantes :

- Aucun profil d'irradiation n'a été pris en compte. Les assemblages ont été modélisés crayon par crayon et le combustible à l'intérieur du crayon a été représenté par un seul cylindre.
- Les assemblages ont été regroupés en 6 lots. Le découpage a été imposé par les différences de nature et d'irradiation entre ces assemblages. Tous les éléments d'un même lot ont été considérés au burn-up moyen du lot, en prenant en compte la totalité des assemblages à charger dans le cœur. Le détail des évaluations de ces irradiations peut se trouver dans la référence [Peneliau 02].

Ces deux approximations induisent des écarts entre le flux réel et le flux simulé. Les résultats obtenus ne doivent donc pas être considérés en absolu.

9.1.2 Le détecteur

Représentation géométrique

Le détecteur a été représenté par un cylindre de 4,8 cm de diamètre et de 55,8 cm de long. Cela correspond au rayon extérieur et à la longueur utile¹ des compteurs proportionnels à dépôt de bore actuellement en place sur les REP 900 MWe [Merlin Gerin].

Dans le cas réel, le cylindre est rempli d'un gaz permettant le transport des charges (mélange d'argon et de CO₂). Étant donné qu'il n'y a aucune interaction entre les neutrons et les particules de ce gaz, il a été remplacé par du vide dans la simulation.

La surface interne du compteur est recouverte d'un dépôt de bore, dont l'épaisseur a été arbitrairement prise à 5.10^{-4} cm. L'épaisseur réelle du dépôt est de l'ordre du micron. Or, dans le code de calcul TRIPOLI 4, la précision utilisée pour les calculs de distances est de 10^{-4} cm [Tripoli 01]. Si le volume représenté est trop petit, il ne sera pas perçu. L'épaisseur du dépôt a donc été artificiellement augmentée ($\times 500$) afin de permettre l'interaction des neutrons avec le bore. Il est alors bien évident que le nombre d'interactions évalué par le code de calcul ne sera pas égal à la valeur attendue en réalité.

De façon semblable au cas des CNS sur un REP, le détecteur a été placé à l'intérieur d'un cylindre de polyéthylène de rayon égal à 8 cm (rayon identique à celui utilisé sur un REP 900 MWe [Merlin Gerin]). Le polyéthylène a pour but de ralentir les neutrons en vue de favoriser leur détection. La longueur du cylindre de polyéthylène a été prise arbitrairement à 70 cm, ce qui est suffisant pour envelopper entièrement le détecteur (avec une marge de 5 cm). En réalité ce cylindre est beaucoup plus long (environ 196 cm [Merlin Gerin]) car il contient également un autre compteur utilisé pour surveiller le flux dans la gamme intermédiaire. Pour simplifier la géométrie, la partie contenant ce second détecteur n'a pas été simulée.

Positionnement

Les simulations ont été effectuées pour 7 positions différentes du détecteur. Les positions envisagées ici ne seraient certainement pas utilisables en réalité compte tenu des contraintes géo-

¹La longueur utile correspond à la longueur de la zone sensible du capteur.

métriques du réacteur (excepté peut-être la position c). Cet aspect pratique n'a volontairement pas été considéré dans cette étude dont l'objectif est de proposer des éléments de réflexion.

Les positions simulées sont les suivantes :

Trois positions « hors cœur »:

- Position a1 (figures 9.2 et 9.3): position similaire à celle de la CNS 1, à 76 cm de l'assemblage le plus proche (distance entre le bord externe de l'assemblage A8 et le polyéthylène), à une côte $z \approx -45$ cm (distance radiale par rapport au centre du cœur ≈ 246 cm).
- Position a2 (figure 9.2): similaire à la position 1, avec une rotation axiale de 45° permettant une position symétrique par rapport aux assemblages combustibles (distance entre le bord externe de l'assemblage le plus proche et le polyéthylène ≈ 85 cm, distance radiale par rapport au centre du cœur ≈ 246 cm).
- Position a3 (figure 9.2) : similaire à la position 2, avec un rapprochement du détecteur (distance radiale par rapport au centre du cœur ≈ 184 cm).

Trois positions au dessus de l'assemblage manutentionné :

- Position b1 (figures 9.5 et 9.4): horizontalement, au dessus de l'assemblage manutentionné (assemblage J15), à environ 10 cm du combustible (distance entre le haut de la colonne fissile et le cylindre en polyéthylène).
- Position b2 : similaire à la position 4, à environ 30 cm de la colonne fissile.
- Position b3: similaire à la position 4, à environ 50 cm de la colonne fissile.

Une position très proche de l'assemblage manutentionné :

Position c (figure 9.2 et 9.6): axialement, contre l'assemblage manutentionné (contre les assemblages J15 et H14), à environ 3 cm du combustible (distance entre la colonne fissile et le polyéthylène), le centre du détecteur étant sur l'axe médian du cœur.

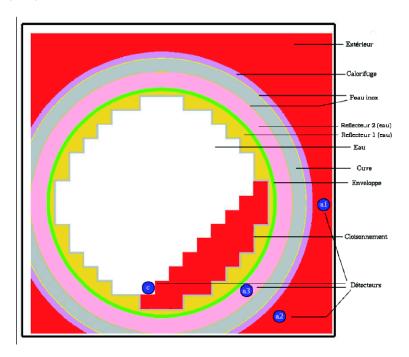
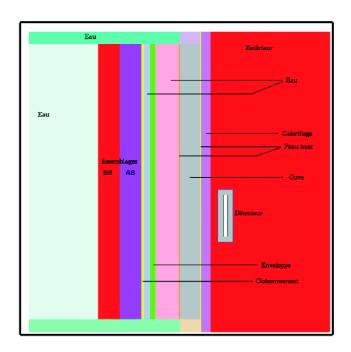


FIG. 9.2 – Position du détecteur lors des simulations pour les cas a et c (coupe horizontale).



 $Fig.\ 9.3-Position\ du\ détecteur\ lors\ des\ simulations\ pour\ le\ cas\ a1\ (coupe\ verticale).$

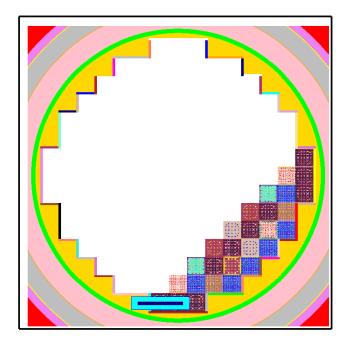


FIG. 9.4 – Position du détecteur lors des simulations pour les cas b (vue du dessus).

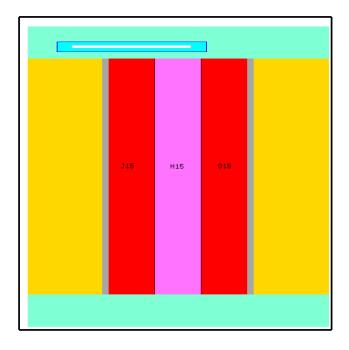
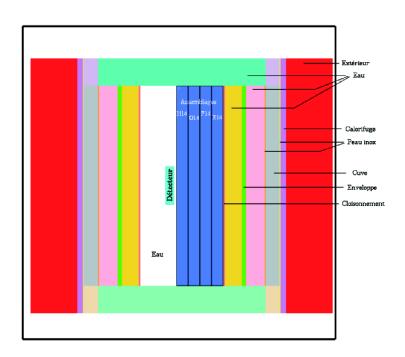


FIG. 9.5 – Position du détecteur lors des simulations pour les cas b (coupe verticale). Les différences entre ces trois positions proviennent de la distance verticale entre le haut de l'assemblage J15 et le détecteur (respectivement 10, 30 et 50 cm).



 $FIG.\ 9.6-\textit{Position du détecteur dans le cas c (coupe verticale)}.$

9.1.3 Modification de l'assemblage manutentionné

Afin d'évaluer l'impact d'une erreur sur l'assemblage manutentionné (assemblage J15), les 5 calculs ont été réalisés dans trois configurations différentes :

- Lorsque l'assemblage manutentionné est un UO_2 $4^{\grave{e}me}$ tour, donc très fortement irradié (irradiation moyenne de 35 018 MWj/t).
- Lorsqu'il s'agit d'un MOx neuf.
- Lorsqu'il s'agit d'un UO2 neuf.

Un calcul préliminaire a été réalisé avec le code TRIPOLI 4 afin d'évaluer l'état sous-critique de ces trois configurations. La réactivité obtenue est de l'ordre de $-12\,200$ [30] pcm. Les variations de nature de l'assemblage J15 ne modifient pas significativement la valeur de la réactivité, notamment en raison de l'isolement de cet assemblage vis à vis du reste du massif.

9.2 Les sources

Les sources indépendantes considérées sont reprises de la note [Diop 02]. Il s'agit des fissions spontanées, des réactions (α,n) et des réactions (γ,n) sur le deutérium de l'eau présente *dans les assemblages*. Les sources ont été évaluées pour chacun des lots considérés. Le tableau 9.1 fait un bilan des valeurs des sources utilisées dans les simulations.

	UO_2 enrichi à 3,7 %				
Irradiation (MWJ/t)	Fissions spontanées $n/(cm^3.s)$	$(\alpha, \mathbf{n}) \ n/(cm^3.s)$	(γ,n) à 250 keV $n/(cm^3.s)$	(γ,n) à 380 keV $n/(cm^3.s)$	
0	$1,20.10^{-1}$	$1,00.10^{-3}$	7,17	$3,33.10^{-1}$	
10141	4,47.10 ¹	9,54	9,86.10 ¹	4,58	
22664	1,17.10 ³	$1,44.10^2$	9,73.10 ¹	4,55	
32018	5,47.10 ³	$4,74.10^2$	9,75.10 ¹	4,54	
		MOX teneur en Pu 6,72 %			
Irradiation (MWJ/t)	Fissions spontanées $n/(cm^3.s)$	$(\alpha,\mathbf{n}) \ n/(cm^3.s)$	(γ,n) à 250 keV $n/(cm^3.s)$	(γ,n) à 380 keV $n/(cm^3.s)$	
0	$2,59.10^2$	$2,72.10^2$	6,18	$2,9.10^{-1}$	
	MOX teneur en Pu 5,3 %				
Irradiation (MWJ/t)	Fissions spontanées $n/(cm^3.s)$	$(\alpha, \mathbf{n}) \ n/(cm^3.s)$	(γ,n) à 250 keV $n/(cm^3.s)$	(γ,n) à 380 keV $n/(cm^3.s)$	
23691	5,40.10 ⁴	$4,76.10^3$	9,23.10 ¹	4,46	

TAB. 9.1 – Sources indépendantes prises en compte dans les simulations.

Les émissions de neutrons *hors assemblage*, provenant principalement des réactions (γ, n) sur le deutérium de l'eau, n'ont pas été prises en compte. Il s'agit de neutrons émis dans la zone du cœur *non chargée*, ainsi que dans les réflecteurs 1 et 2 (voir figure 9.2).

Le flux neutronique dû aux réactions (γ,n) sur le deutérium de l'eau de la partie non chargée du cœur peut être important en raison d'une plus faible atténuation du rayonnement gamma dans l'eau que du rayonnement neutronique. En particulier, lorsque le détecteur est situé dans l'eau du cœur à quelque dizaines de centimètres d'un assemblage, les émissions locales de neutrons dues aux réactions (γ,n) peuvent être plus importantes que le flux provenant des assemblages. Il est toutefois probable qu'une partie importante de ces neutrons (dont l'énergie est de l'ordre de 250 keV) soit absorbée par le polyéthylène entourant le détecteur, notamment lorsque les réactions (γ,n) ont lieu dans l'entourage immédiat de celui-ci.

De plus, notre étude s'est intéressée plus particulièrement à la contribution des sources de chaque assemblage à la réponse du détecteur. Les émissions de neutrons hors assemblages ont donc été négligées (rappelons ici que les émissions (γ, n) dans l'eau interne aux assemblages combustibles ont été prises en compte). Cette approximation peut conduire à une sous-estimation du flux loin du combustible, dans des zones de très faible flux neutronique mais elle est tout à fait acceptable dans le cadre de cette étude prospective dont le rôle n'est pas de procéder à une quantification fine mais de faire apparaître les grandes tendances.

Notons également que la prise en compte des photoneutrons est particulièrement complexe. Pour cela, il est nécessaire d'effectuer des calculs propageant les neutrons *et* les gamma afin de simuler les couplages entre ces deux types de particules. Ces calculs sont actuellement difficiles à réaliser.

9.3 Calculs effectués

Dans la version du code de calcul TRIPOLI 4 utilisée, il n'est pas possible de multiplier *et* de propager les neutrons au cours d'un même calcul. Par conséquent, les simulations ont été réalisées en deux étapes.

Calcul des sources de fissions induites

Dans un premier temps, un calcul *sous-critique à source* a été effectué afin d'évaluer pour chaque assemblage le nombre de neutrons émis par fissions induites sur ^{235}U et sur ^{239}Pu . Le calcul a été effectué pour les configurations présentées précédemment. Dans chacun des cas, 126.10^5 neutrons ont été simulés. Réalisé en parallèle sur environ 10 processeurs, le calcul pour une configuration donnée dure environ 6 heures.

Propagation des neutrons et calcul de la contribution des assemblages

Pour chaque assemblage combustible, les valeurs obtenues ont ensuite été ajoutées aux sources indépendantes. L'ensemble des sources de neutrons (à savoir les sources indépendantes et les sources induites évaluées par le premier calcul) a ensuite été transporté par un calcul de *propagation*. Lors de ce calcul, les neutrons ne sont pas multipliés (une fission est uniquement considérée comme une absorption).

La réponse demandée est le nombre de réactions (n,α) sur le ^{10}B du détecteur. D'un point de vue théorique et compte tenu du mode de fonctionnement des détecteurs utilisés, le nombre

de réactions (n,α) dans le dépôt de bore est représentatif du taux de comptage (à 90 %). Toutefois, les calculs réalisés ici ne donnent pas le taux de comptage perçu par un détecteur réel placé dans les configurations étudiées. En effet, plusieurs approximations amènent un écart entre le flux réel et le flux calculé (pas de prise en compte du profil axial des assemblages, regroupement par lots des assemblages, pas de prise en compte des sources de neutrons hors assemblage...). De plus, l'épaisseur du dépôt de bore simulé est plus importante que l'épaisseur réelle. Les résultats obtenus ne doivent donc pas être considérés en absolu. Ils permettent cependant d'effectuer des comparaisons entre les différentes configurations.

Lors de ce calcul, la version du code de calcul utilisée permet d'obtenir la contribution de chacune des sources mises en entrée du jeu de données à la réponse demandée.

Ce module fonctionne en deux étapes, une phase de création et une phase d'exploitation.

Lors de la première phase, le module stocke des informations dans un fichier, et ceci en parallèle de la simulation classique calculant les réponses demandées par l'utilisateur. Pour chaque particule contribuant à ces réponses, les informations collectées concernent la source où la particule est née (numéro de la source dans le jeu de données et énergie de naissance) ainsi que des informations côté « détecteur » (contribution à la réponse et énergie de la particule au moment où elle contribue).

Dans un second temps, les données collectées sont exploitées afin de fournir des informations sur les contributions de certaines parties de source (en provenance d'un élément géométrique donné ou d'un groupe d'énergie).

Les calculs menés ne peuvent pas être effectués en parallèle (exigence liée au module calculant la contribution des sources). Par conséquent, les simulations ont été lancées sur une seule machine. Dans chacun des cas, 126.10^5 neutrons ont été simulés. Le calcul pour une configuration donnée dure environ 3 jours (cette durée varie quelque peu en fonction de la position du détecteur).

Chapitre 10

Analyse des résultats

Dans un premier temps, nous avons cherché à savoir s'il n'existait pas un positionnement plus adapté à la surveillance de l'état sous-critique.

Dans un second temps, la possibilité de différencier les assemblages par une détection nucléaire a été étudiée. Une discrimination des assemblages ne permettrait pas de surveiller la souscriticité du cœur mais rendrait possible la détection d'une erreur de chargement.

10.1 Répartition des sources

Pour une meilleure analyse des résultats obtenus, nous allons tout d'abord représenter la répartition des sources dans la géométrie étudiée.

Les simulations effectuées avec le code de calcul TRIPOLI 4 permettent en effet d'obtenir une carte de l'ensemble des sources émises par les différents assemblages. Il s'agit à la fois des sources indépendantes (fissions spontanées, émissions (α,n) , émissions (γ,n)) et des sources inhérentes (fissions sur ^{235}U et sur ^{239}Pu). La figure 10.1 représente l'ensemble de ces sources.

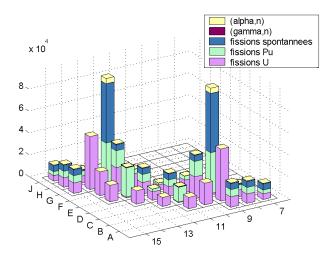


FIG. 10.1 - Répartition de l'ensemble des sources (inhérentes + induites) dans la géométrie simulée.

Les calculs effectués indiquent que pour le cœur partiel considéré le rapport entre l'intensité

des sources de fissions et l'intensité des sources indépendantes (coefficient k_{amp} calculé par TRI-POLI 4 et défini en annexe C) est de l'ordre de 3,58. Les productions par fissions sont donc du même ordre de grandeur que les productions par les sources indépendantes bien que légèrement plus importantes.

Sur la figure, deux pics apparaissent clairement en C9 et G13. Il s'agit des sources produites par des assemblages MOx 3^{ème} tour, pour lesquels les sources de fissions spontanées sont très élevées. Ces assemblages créent également, dans leur entourage immédiat, une augmentation des sources de fissions induites.

10.2 Surveillance de l'état sous-critique

Nous avons vu précédemment que la surveillance de la sous-criticité par le niveau de flux est délicate. En effet, celui-ci dépend à la fois des sources indépendantes et de la réactivité du cœur. Par conséquent, une variation du niveau de flux n'est pas nécessairement liée à une augmentation de la réactivité.

D'autre part, les méthodes de bruit peuvent permettre d'obtenir une évaluation de la réactivité en étudiant les fluctuations neutroniques du cœur. Toutefois, l'utilisation de ces méthodes est possible lorsque le taux de comptage est suffisamment important et lorsque le détecteur couvre une partie importante du cœur. En effet, la réactivité est un paramètre global qui ne peut être obtenu qu'en considérant l'ensemble du réacteur.

Ce paragraphe a pour but d'étudier différentes positions du détecteur afin de voir s'il est possible de trouver une position qui garantisse une couverture du cœur et un taux de comptage suffisant.

10.2.1 Influence de la position du détecteur sur le taux de comptage

Les simulations effectuées ont permis d'évaluer le taux de comptage perçu par le détecteur pour les différentes configurations (tableau 10.1).

		Assemblage J15			
		UO ₂ 4 ^{ème} tour	UO ₂ neuf	MOX neuf	
	a1 (CNS)	$2,46.10^2$ [1,19]	$2,42.10^2$ [1,16]	$2,46.10^2$ [1,12]	
	$a2 (CNS + 45^{\circ})$	$3,09.10^1$ [1,38]	$3,02.10^1$ [0,89]	$3,04.10^1 [0,90]$	
Position	$a3 (CNS + 45^{\circ} - 60 cm)$	$5,18.10^3$ [3,16]	$5,04.10^3$ [2,87]	$5,23.10^3$ [3,03]	
du	b1 (J15 +10 cm)	8, 59.10 ⁴ [3,34]	$6,27.10^4$ [3,15]	$6,54.10^4$ [2,79]	
détecteur	b2 (J15 +30 cm)	$2,56.10^3$ [1,49]	$2,03.10^3$ [1,40]	$2,17.10^3$ [1,39]	
	b3 (J15 +50 cm)	1, 42.10 ² [2,37]	$1,23.10^2$ [2,23]	$1,25.10^2$ [2,33]	
	c (contre J15 et H14)	$1,31.10^6$ [1,12]	$8,93.10^5$ [1,19]	$9,20.10^5$ [1,20]	

TAB. 10.1 – Taux de comptage obtenus par la simulation TRIPOLI pour les différentes configurations. Les valeurs entre crochets représentent l'incertitude relative associée aux taux de comptage estimés, en % (valeur donnée par le code de calcul).

Les résultats obtenus font apparaître les conclusions suivantes :

 Bien évidemment, la valeur du taux de comptage dépend étroitement de la distance entre le détecteur et le combustible. Lorsque le détecteur est positionné au dessus de l'assemblage J15 (positions b), la valeur du taux de comptage diminue de façon exponentielle en fonction de la distance au combustible, avec une constante de décroissance $\mu\cong 0,16\ cm^{-1}$, soit environ une décade tous les 15 cm.

Radialement, pour les positions hors cœur, le taux de comptage diminue d'environ deux décades lorsque le détecteur passe de la position a3 à la position a2 (le détecteur est alors éloigné du cœur de 60 cm par rapport à la position a3). Dans ces cas là, les neutrons traversent différents matériaux avant de parvenir au détecteur (eau, inox du cloisonnement et de l'enveloppe...), ce qui explique que l'atténuation n'est pas la même que dans le cas précédent où les neutrons se propageaient uniquement dans l'eau.

- Le taux de comptage le plus important est obtenu lorsque le détecteur est en position c (contre J15 et H14). Il s'agit de la configuration où le détecteur est au plus près du combustible
- Le taux de comptage le plus faible est obtenu pour la position a2, c'est à dire lorsque le détecteur est situé à 45° de la situation actuelle des détecteurs (rotation selon l'axe (Oz)). Il s'agit de la position où le détecteur est au plus loin du combustible (85 cm environ).

Positionner le détecteur au plus proche du combustible (position c) induirait donc une augmentation du taux de comptage d'un facteur 10^3 à 10^4 environ par rapport au taux de comptage perçu actuellement par les CNS.

Pour un détecteur situé au-dessus de l'assemblage en cours de manutention, l'éloignement du détecteur entraîne une diminution rapide du taux de comptage. Dans ce cas, le modèle d'atténuation en ligne droite permet une bonne estimation de la diminution du taux de comptage en fonction de la distance entre le combustible et le détecteur ($\mu \cong 0, 16 \ cm^{-1}$).

10.2.2 Influence de la position du détecteur sur la zone de couverture du compteur

10.2.2.1 Principe général

Le module utilisé ici permet d'obtenir la provenance de chaque neutron détecté. Il est ainsi possible de savoir quel est l'assemblage qui a émis le neutron détecté et quelle est la nature de la source dont il est issu (fissions induites sur ^{235}U ou sur ^{239}Pu , fissions spontanées, réactions (α,n) dans le combustible ou réactions (γ,n) dans l'eau des assemblages). Le code donne au final le taux de comptage induit par chacune de ces sources. Afin de pouvoir comparer les résultats obtenus dans les différentes situations, la contribution de chaque source a été exprimée en pourcentage.

Remarque 1: Les incertitudes sont données par le code de calcul et sont exprimées en %. Lorsque les contributions sont très faibles, les incertitudes peuvent être extrêmement importantes (jusqu'à 100 %!). C'est le cas en particulier pour les assemblages en limite de la zone d'influence et pour les neutrons émis par la source (γ,n) . Dans les autres cas, les incertitudes sont suffisamment faibles pour que les valeurs obtenues puissent être considérées comme significatives.

Remarque 2 : La somme des taux de comptage induits par chaque source de chaque assemblage devrait correspondre au taux de comptage total calculé dans le paragraphe précédent. En fait, il est légèrement plus faible (au minimum, la somme est égale à 95 % du taux de comptage total). Cela signifie que la provenance d'une partie des neutrons perçus par le détecteur n'est pas donnée par le code. Ce phénomène provient notamment de la valeur élevée de certaines incertitudes données par le code de calcul. L'écart entre les deux valeurs est toutefois suffisamment faible pour que les résultats obtenus permettent d'identifier une carte d'importance significative.

10.2.2.2 Étude de la zone de couverture du compteur

Nous allons nous intéresser en particulier aux résultats obtenus par les simulations lorsque l'assemblage « manutentionné » est un assemblage UO_2 $4^{\grave{e}me}$ tour et pour trois positions du détecteur :

- Lorsqu'il est au dessus de l'assemblage J15 (position b1).
- Lorsqu'il est en position CNS (position a1).
- Lorsqu'il est en position CNS + 45° (position a2).

Dans ces trois cas, les simulations ont permis d'obtenir la contribution de chacune des sources au taux de comptage final. Les résultats sont indiqués en pourcentage pour faciliter les comparaisons. La figure 10.2 présente les résultats obtenus.

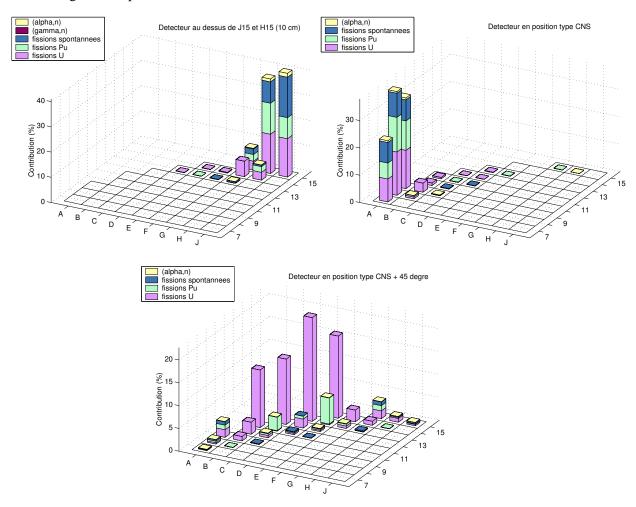


FIG. 10.2 – Contribution des assemblages pour la configuration 1 (UO_2 $4^{\grave{e}me}$ tour en J15), lorsque le détecteur est en position b1 (en haut à gauche), a1 (en haut à droite) et a2 (en bas). Les incertitudes sont données en annexe F.

Dans le premier cas (détecteur en b1), les neutrons perçus par le détecteur proviennent à plus de 99 % des 5 assemblages J15, H15, H14, G15 et G14. Il s'agit des trois assemblages situés sous le détecteur (J15, H15 et G15) et des deux assemblages ayant une face commune avec l'un de ces trois assemblages. Les deux assemblages situés sous le détecteur contribuent à eux seuls à près de 79 % de la réponse du détecteur.

Dans le second cas (détecteur en a1), c'est à dire lorsque le détecteur est placé dans une position proche de celle des CNS, il perçoit pour l'essentiel les neutrons provenant des assemblages A9, A8 et A7 (à plus de 97 %). Ces résultats confortent ce qui avait déjà été mis en évidence lors des études réalisées suite à l'incident de Dampierre 418 à savoir que, dans les gestions actuelles, de type faible fluence (assemblages irradiés en bout de médiane), les CNS sont presque exclusivement sensibles aux assemblages placés en bout de médiane (A9, A8 et A7).

Dans le dernier cas analysé (détecteur en a2), la zone d'influence est nettement plus importante. Cette zone comporte 4 assemblages UO₂ neufs situés sur la diagonale la plus proche du détecteur et 7 sur la diagonale située en « deuxième ligne ». Dans cette zone, les assemblages les plus proches contribuent à environ 68 % au taux de comptage.

Les résultats obtenus indiquent que les neutrons perçus par les compteurs proviennent donc des assemblages les plus proches. La zone géométrique contribuant à la réponse des détecteurs est réduite à quelques assemblages (une dizaine au maximum).

D'autre part, la nature des assemblages les plus proches du détecteur a une grande influence sur la zone de couverture. Lorsque le détecteur est en position a2, les assemblages les plus proches sont des assemblages UO₂ neufs. Ceux-ci émettent peu de neutrons, comme le montre la figure 10.1. Le détecteur perçoit alors des neutrons émis par les assemblages de « deuxième ligne », qui sont plus fortement émetteurs de neutrons.

En revanche, lorsque le détecteur est dans les deux autres positions, les assemblages les plus proches sont des UO_2 $4^{\grave{e}me}$ tour, dont les sources sont plus importantes. Dans ce cas-là, le détecteur ne perçoit pas de neutrons provenant d'assemblages situés en « deuxième ligne ».

L'étendue de la zone de couverture est donc étroitement liée à la nature des assemblages les plus proches du détecteur.

10.2.2.3 Influence de la distance détecteur-assemblage sur la carte d'importance

L'étude a été réalisée lorsque le détecteur est placé au dessus de l'assemblage J15 (position b1, b2 et b3). La figure 10.3 représente les résultats obtenus pour ces trois configurations.

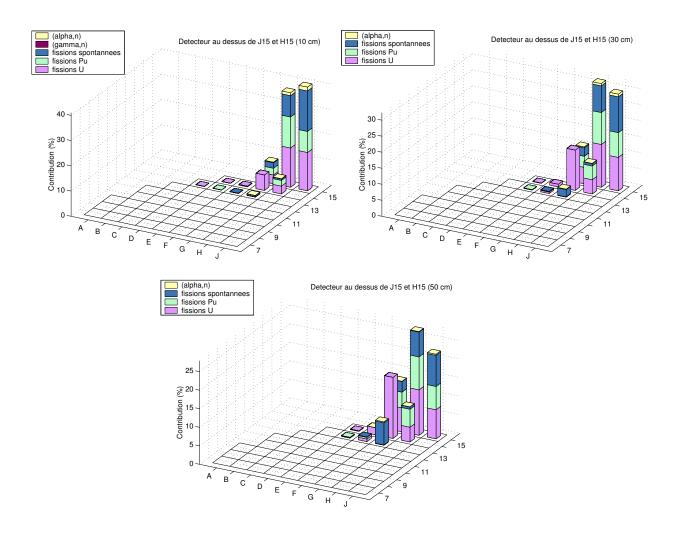


FIG. 10.3 – Contribution des assemblages pour la configuration 1 (UO_2 $4^{\grave{e}me}$ tour en J15), lorsque le détecteur est progressivement éloigné de la colonne fissile (position b1 en haut à gauche, b2 en haut à droite et b3 en bas). Les incertitudes sont données en annexe F.

Lorsque le détecteur est à environ 10 cm du combustible (position b1), le signal provient majoritairement des deux assemblages J15 et H15 (plus de 83 % de la contribution). Lorsque le détecteur est éloigné, la contribution de ces deux assemblages est moins élevée et l'importance des assemblages H14, G15, G14 et G13 augmente. Cependant, cet effet de nivellement de la nappe des contributions n'est pas extrêmement marqué alors que l'atténuation du signal est très conséquente (perte d'un facteur de l'ordre de 5.10^2 entre les positions b1 et b3).

Comparons maintenant les résultats obtenus dans les configurations a2 et a3 (figure 10.4).

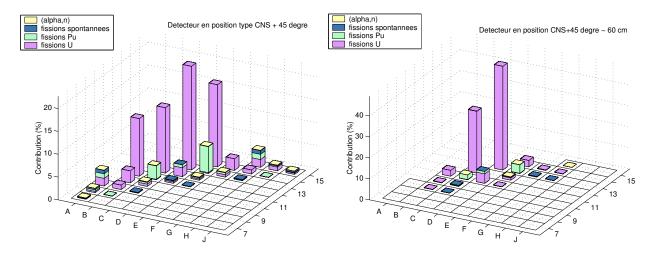


FIG. 10.4 – Contribution des assemblages pour la configuration 1 (UO_2 $4^{\grave{e}me}$ tour en J15), lorsque le détecteur est dans la configuration a2 (CNS + 45°) et a3 (CNS + 45° - 60 cm). Les incertitudes sont données en annexe F.

Dans le premier cas, c'est à dire lorsque le détecteur est le plus éloigné du combustible, les 4 assemblages les plus proches contribuent à 56 % du signal. 80 % du signal est obtenu avec 9 assemblages.

Dans le cas où le détecteur est plus proche, 85 % du signal est obtenu avec seulement 3 assemblages.

L'ensemble de ces résultats indique qu'il y a un effet d'écrantage, c'est à dire que lorsque le détecteur est trop près, les assemblages situés en « deuxième ligne » sont masqués par les assemblages les plus proches, même si ceux-ci portent peu de sources inhérentes.

Là encore, même si l'éloignement permet de niveler un peu la carte d'importance (sans l'étendre significativement), l'atténuation du signal est quant à lui très rapide. En effet, lorsque le détecteur est déplacé de la position a2 à a3 (rapprochement de 60 cm), le taux de comptage augmente de deux décades.

Par conséquent, lorsque le détecteur est éloigné du combustible, la zone de couverture est plus importante mais le taux de comptage est très fortement diminué par rapport à une position plus proche, ce qui limite très grandement l'intérêt d'un tel positionnement.

10.2.3 Bilan

Remarquons tout d'abord que dans l'ensemble des résultats obtenus, les assemblages les plus émetteurs de neutrons (assemblages G13, G14, F13 et C9, C10, B9, voir figure 10.1) ne sont pratiquement pas perçus par le détecteur et ceci quelle que soit sa position. La zone de couverture

des détecteurs est suffisamment peu étendue pour qu'une zone fortement émettrice de neutrons puisse rester inaperçue.

Par ailleurs, lorsque le détecteur est déplacé de la position type CNS à une position très proche du combustible (axialement à quelques centimètres de l'assemblage J15, position c), le taux de comptage est multiplié par un facteur de l'ordre de 10^3 à 10^4 . Sur un REP, le taux de comptage perçu par les CNS est de l'ordre de 100 cps/s. Le taux de comptage maximal envisageable serait donc de l'ordre de 5.10^5 cps/s, ce qui constitue une augmentation considérable par rapport à la valeur actuelle. Toutefois, un tel taux de comptage ne serait pas suffisant pour pouvoir utiliser les méthodes de bruit, puisque dans le chapitre 8, l'évaluation effectuée (pour le même cœur) indique qu'il faudrait un taux de comptage de l'ordre de 10^7 cps/s.

De plus, les positions étudiées ne permettent pas d'assurer une couverture suffisante du cœur puisque seulement quelques assemblages sont perçus par le détecteur.

La problématique est en fait la suivante : pour obtenir un taux de comptage important, il faut être très proche de la colonne fissile (moins de 10 cm), alors que pour augmenter la zone de couverture, il faut être à distance pour éviter les effets d'écrantage. Un compromis satisfaisant ces deux impératifs ne pouvant être trouvé, la surveillance de la sous-criticité par les méthodes de bruit lors du chargement apparaît comme impossible.

10.3 Discrimination des assemblages

Ce paragraphe a pour objectif d'étudier la possibilité de détecter une erreur sur la nature de l'assemblage manutentionné par la réponse d'un détecteur placé dans une des positions examinées. Un tel type de contrôle n'aurait pas pour but de surveiller la sous-criticité du cœur mais permettrait d'identifier une erreur de positionnement.

10.3.1 Par le taux de comptage

Dans un premier temps, nous avons cherché à étudier la possibilité de discriminer l'assemblage manutentionné par le taux de comptage mesuré. Pour chaque position du détecteur, l'assemblage J15 a été tout d'abord considéré comme étant un UO_2 $4^{\grave{e}me}$ tour puis un UO_2 neuf puis un MOX neuf. Le taux de comptage obtenu par les simulations pour les trois types d'assemblage a ensuite été comparé (voir tableau 10.1 présenté dans le paragraphe 10.2.1).

Lorsque le détecteur est dans une position proche de la CNS 1 et lorsqu'il est situé en diagonale (position a2), le changement d'assemblage n'entraîne pas de modification significative du taux de comptage.

De manière générale, l'influence de l'assemblage manutentionné sur le taux de comptage est significative lorsque le taux de comptage est élevé, c'est à dire lorsque le détecteur est très proche de l'assemblage (positions b1, b2 et c). Dans ces conditions, plus les sources indépendantes de l'assemblage sont importantes et plus le taux de comptage perçu est important. Le taux de comptage le plus élevé est donc obtenu lorsque l'assemblage J15 est un UO_2 $4^{\grave{e}me}$ tour et le plus faible lorsqu'il s'agit d'un UO_2 neuf. Toutefois, la différence entre les taux de comptage lorsqu'il s'agit d'un UO_2 neuf ou d'un UO_2 neuf est faible.

Par exemple, pour la position c (détecteur contre J15 et H14), le taux de comptage est multiplié par 1,37 (soit une augmentation du taux de comptage de $23\,200$ cps/s) lorsqu'un UO_2 $4^{\grave{e}me}$ tour est mis à la place d'un UO_2 neuf et par 1,04 (soit une augmentation du taux de comptage de $2\,700$ cps/s) lorsqu'un MOx neuf est mis à la place d'un UO_2 neuf.

Il faut toutefois se montrer prudent lors de l'interprétation d'un tel résultat. La figure 10.1 nous indique que le niveau des sources d'un assemblage varie en fonction de son environnement. En effet, bien que les sources indépendantes soient uniquement liées à la nature et à l'irradiation de l'assemblage combustible, les sources inhérentes quant à elles dépendent du positionnement de l'assemblage.

Par exemple, étudions le cas des assemblages E14 et G14, qui sont tous deux des assemblages UO₂ neufs. L'assemblage G14 est situé à côté d'un assemblage MOx 3ème tour, pour lequel les sources indépendantes sont très élevées. Ces sources sont largement multipliées par l'assemblage G14, dont la production de neutrons par fissions induites est importante. En revanche, les assemblages situés à proximité de l'assemblage E14 n'émettent que peu de sources indépendantes. Celui-ci produit par conséquent moins de neutrons par fissions induites que l'assemblage G14.

L'intensité des sources inhérentes émises par un assemblage dépend donc de l'environnement de cet assemblage.

En conclusion, la différentiation des assemblages par le niveau de flux se heurtent à deux problèmes majeurs :

- Les résultats obtenus sont à mettre en lien avec les calculs effectués suite à l'incident de Dampierre 418 [Peneliau 02]. Ceux-ci indiquent que, lors du chargement, le flux au niveau d'un détecteur situé au dessus de l'assemblage manutentionné (au contact de la colonne fissile) varie entre 10⁴ et 10⁵ n/cm².s selon l'intensité des sources indépendantes de l'assemblage concerné.
 - Bien qu'il existe effectivement des écarts entre les niveaux de flux au dessus de l'assemblage manutentionné en fonction de la nature de ce dernier, ceux-ci restent toutefois très faibles.
- Bien que les sources indépendantes soient uniquement liées à la nature et à l'irradiation de l'assemblage combustible, les sources inhérentes dépendent du positionnement de l'assemblage. Par conséquent, deux assemblages de même nature peuvent émettre des sources d'intensité très différentes.

Par conséquent, il ne semble pas possible de différencier les assemblages par le niveau de flux, en l'absence de calculs prévisionnels systématiques, irréalistes à ce jour.

10.3.2 Par la différenciation des sources

Analysons maintenant la contribution des différentes sources de l'assemblage J15 à la réponse du détecteur et ceci en fonction du type d'assemblage positionné.

La figure 10.5 représente les résultats obtenus pour les trois configurations suivantes : lorsque l'assemblage J15 est un UO_2 $4^{\grave{e}me}$ tour, un UO_2 neuf puis un MOX neuf. Dans les trois cas, le détecteur est situé au-dessus de l'assemblage J15 (position b1).

La figure 10.6 représente les résultats obtenus dans les trois configurations précédentes, lorsque le détecteur est situé contre J15 et H15 (position c).

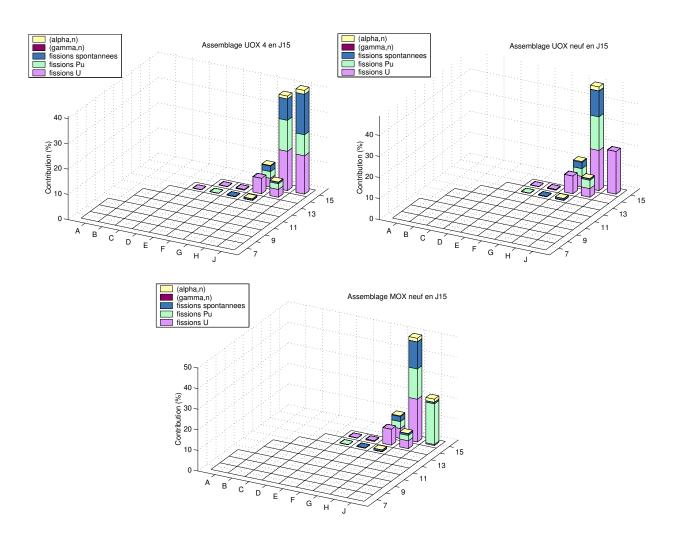


FIG. 10.5 – Contribution des assemblages lorsque le détecteur est au dessus de J15 et H15 (10 cm), lorsque l'assemblage J15 et un UO_2 $4^{\grave{e}me}$ tour (en haut à gauche), un UO_2 neuf (en haut à droite) et un MOX neuf (en bas). Les incertitudes sont données en annexe F.

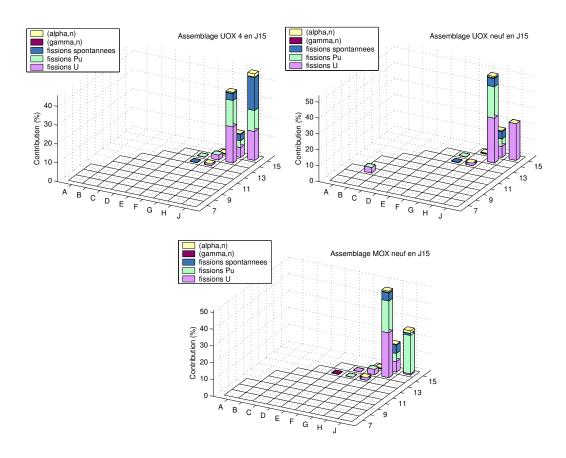


FIG. 10.6 – Contribution des assemblages lorsque le détecteur est en position c, lorsque l'assemblage J15 et un UO_2 $4^{\grave{e}me}$ tour (en haut à gauche), un UO_2 neuf (en haut à droite) et un MOX neuf (en bas). Les incertitudes sont données en annexe F.

À la lecture des résultats, il est possible de différencier clairement la nature de l'assemblage J15. Lorsque l'assemblage est un UO_2 neuf, la seule contribution est celle de la source de fission induite sur l' ^{235}U . Lorsqu'il s'agit d'un MOx neuf, la source principale provient des fissions induites sur le ^{239}Pu . En revanche lorsqu'il s'agit d'un UO_2 2me tour, les sources proviennent de toutes les contributions.

La signature de ces trois assemblages, conforme à ce qui pouvait être attendu, est donc en théorie suffisamment caractéristique pour pouvoir permettre une différenciation.

Toutefois, il faudrait pouvoir en pratique arriver par la mesure à obtenir la provenance des neutrons détectés. Ces neutrons provenant majoritairement de phénomènes de fissions (spontanées, induites sur $1^{235}U$ ou sur le ^{239}Pu), ils ont des caractéristiques semblables. Il semble par conséquent très difficile d'obtenir par la mesure, lors de la détection d'un neutron, la nature de la source qui l'a émis.

Remarquons également que la différenciation de deux éléments combustibles peut être délicate dans certains cas où les assemblages ont des caractéristiques proches, comme c'est le cas par exemple d'un UO_2 $2^{\grave{e}me}$ tour et d'un UO_2 $3^{\grave{e}me}$ tour.

Les résultats mettent également en évidence une autre difficulté. En effet, le signal associé à l'assemblage J15 n'est qu'une partie du signal total perçu par le détecteur (30 % environ). D'où une difficulté supplémentaire : la modification des sources n'intervient que sur une fraction du signal. Même lorsque le détecteur est au plus près du combustible, le détecteur perçoit des neutrons en provenance de plusieurs assemblages et non du seul assemblage manutentionné.

Il serait alors nécessaire d'extraire du signal perçu par le détecteur la part provenant de l'assemblage manutentionné pour ensuite essayer d'obtenir une information sur la nature des sources neutroniques de cet assemblage.

Compte tenu de l'ensemble de ces problèmes, une discrimination par la nature des sources neutroniques paraît actuellement irréalisable.

Les simulations effectuées ont permis de tester diverses positions du détecteur afin d'étudier l'influence de ce positionnement sur le taux de comptage.

Les résultats obtenus n'ont pas permis de trouver une position qui permettrait d'utiliser les méthodes de bruit avec succès. En effet, pour avoir un fort taux de comptage, il est nécessaire d'être au plus près du combustible mais dans ce cas, la zone de couverture du détecteur est limitée à deux ou trois assemblages.

En ce qui concerne la surveillance du chargement par une identification de nature nucléaire de l'assemblage manutentionné, deux alternatives ont été étudiées : une discrimination par le niveau de flux et une discrimination par la nature des sources.

Dans le premier cas, les études réalisées montrent tout d'abord que la variation du flux au niveau de l'assemblage manutentionné est faible. De plus, le niveau de sources inhérentes dépend étroitement de l'environnement immédiat de l'assemblage manutentionné. Par conséquent, une discrimination par le niveau de flux nécessite de connaître la réponse attendue par le détecteur pour chaque étape du chargement, afin de pouvoir la comparer à la valeur mesurée. Une telle évaluation, qui devrait être systématique, est d'une complexité telle qu'elle est aujourd'hui irréaliste.

La discrimination à partir de la nature des sources neutroniques de l'assemblage manutentionné pose de nombreux problèmes. La première difficulté qui apparaît est de pouvoir extraire de la réponse du détecteur le signal en provenance de l'assemblage manutentionné. D'autre part, lors de la détection d'un neutron, il faudrait obtenir par la mesure la nature de la source émettrice, ce qui est actuellement difficilement envisageable.

L'ensemble des études réalisées amènent à penser qu'une surveillance du chargement par une méthode nucléaire est actuellement impossible.

Conclusion générale

Sur un cœur REP EDF en cours de chargement, la seule surveillance de nature nucléaire est actuellement effectuée par les CNS qui sont des détecteurs mesurant l'intensité du flux neutronique en différents points à l'extérieur de la cuve. Les études réalisées suite à un incident survenu en avril 2001 ont montré que cette instrumentation, dont le rôle premier est la surveillance de la dilution, ne permet pas de garantir la détection d'une éventuelle erreur de chargement. Le but de ce travail était d'examiner la possibilité d'améliorer ce système en permettant le suivi de la réactivité du cœur.

La principale difficulté est que, durant le chargement du cœur, la fission induite n'est pas prépondérante devant les autres sources de neutrons. Or, l'intensité de ces dernières évolue lors du chargement. Une surveillance de la réactivité, donc de l'importance des fissions induites, par la seule analyse du niveau de flux vu par les CNS est alors impossible. Afin d'extraire une information plus riche du signal perçu par les CNS, nous nous sommes tout d'abord intéressés à différentes méthodes de traitement du signal permettant d'obtenir une estimation de la réactivité.

Compte tenu des contraintes industrielles et de sûreté imposées lors d'un chargement, les seules méthodes qui ont pu être retenues sont les méthodes MSA-MSM et les méthodes de bruit, dont les principales sont la méthode de Rossi- α et celle de Feynman- α .

Afin d'analyser l'applicabilité de l'ensemble de ces méthodes à un réacteur industriel, une campagne de mesures a été réalisée sur le réacteur expérimental ULYSSE (INSTN/SACLAY). Lors de cette expérimentation le signal perçu par un détecteur type CNS, positionné successivement en différents points du cœur, a été enregistré et ceci pour différents états sous-critiques du réacteur. Le signal obtenu a ensuite été traité informatiquement en vue d'obtenir une évaluation de la réactivité du cœur par les méthodes MSA-MSM, Rossi- α et Feynman- α .

L'application des méthodes MSA-MSM sur le réacteur Ulysse s'est heurtée à de nombreuses difficultés. En effet, pour pouvoir utiliser la méthode MSA, il est nécessaire de connaître un état de référence. L'état dont on cherche la réactivité doit avoir des caractéristiques proches de cet état de référence (forme du flux, réactivité...). Ceci est un problème majeur car les propriétés du cœur varient fortement entre deux états sous-critiques. La méthode MSM, quant à elle, permet de calculer un facteur correctif afin de prendre en compte la différence entre deux états. L'évaluation de ce facteur nécessite l'utilisation de codes de calcul et peut être très coûteuse en temps machine. L'ensemble des difficultés rencontrées, associé au fait que les méthodes MSA-MSM nécessitent la connaissance d'un état de référence, difficile à obtenir au cours du chargement, rendent impossible la surveillance recherchée par de telles méthodes.

Les méthodes de bruit s'intéressent, pour un état stationnaire, aux fluctuations temporelles du flux dues aux phénomènes neutroniques. L'application de ces méthodes a permis d'obtenir une évaluation satisfaisante de la réactivité dans l'ensemble des cas étudiés. Mais ce travail a également permis d'apprécier les limites de ces méthodes. Ainsi, leur application à un réacteur industriel en cours de chargement est apparue comme extrêmement délicate. Non seulement le taux de comptage perçu actuellement par les CNS est beaucoup trop faible, mais surtout la taille et l'hétérogénéité d'un REP en cours de chargement imposent une prise en compte dynamique des effets spatiaux qui semble aujourd'hui illusoire.

Ceci nous a amenés à conclure que l'instrumentation nucléaire actuelle ne pouvait constituer un moyen de mesure de la réactivité du cœur au cours du chargement. Nous avons alors examiné si une configuration d'instrumentation différente pouvait permettre d'effectuer le suivi de cette réactivité.

Nous avons tout d'abord cherché à savoir si, en positionnant différemment le détecteur, les méthodes de bruit pouvaient être applicables à un réacteur industriel. Pour cela, il est nécessaire non seulement d'augmenter fortement le taux de comptage (d'un facteur de l'ordre de 10^5 à 10^6), mais également que la zone de couverture du compteur permette une réelle surveillance du cœur en chargement. Un positionnement satisfaisant à ces deux impératifs nous est apparu comme impossible. Ceci nous conduit à considérer que les méthodes de bruit appliquées à des détecteurs de type CNS ne pourraient en aucun cas permettre de suivre la réactivité d'un REP en cours de chargement.

Face à ce constat, nous avons cherché à identifier l'assemblage manutentionné. Ceci ne permettrait pas de surveiller la réactivité du cœur mais pourrait être utile pour s'assurer que le chargement s'effectue sans erreur. Pour cela, deux techniques peuvent être considérées.

La première s'intéresse à la valeur du taux de comptage d'un détecteur positionné au plus près de l'assemblage manutentionné. Dans ce cas, l'impact sur le taux de comptage d'une erreur sur la nature de l'assemblage n'est pas suffisant pour induire des variations d'un ordre de grandeur supérieur à celles qui sont observées sur un chargement sans erreur, du fait de la diversité du niveau des sources inhérentes. Ainsi, pour qu'une erreur soit détectable, il serait nécessaire d'effectuer, pour chaque chargement, un calcul prédictif très poussé du taux de comptage attendu à chaque dépose d'assemblage. La finesse du calcul nécessaire, son caractère systématique et la qualité des mesures qui devraient y être associées font qu'une telle comparaison est aujourd'hui irréaliste.

La seconde technique envisagée s'intéresse à la nature de la source émettrice du neutron détecté. En effet, pour chaque type d'assemblage (UO_2 ou MOx de différentes irradiations...), la contribution des différents types de sources (fissions induites, fissions spontanées, réactions (α ,n) et (γ ,n)) n'est pas la même. Ainsi, si la provenance de chaque neutron pouvait être discriminée, il serait possible d'identifier la nature de l'assemblage émetteur. Actuellement, une telle différenciation est extrêmement difficile à réaliser par la mesure, notamment parce que les caractéristiques des neutrons émis par les sources sont proches. En outre, une telle discrimination nécessiterait d'isoler dans le signal total perçu par le détecteur la part provenant de l'assemblage manutentionné, ce qui apparaît comme très délicat.

L'ensemble des éléments qui viennent d'être présentés tendent à prouver qu'il n'existe actuellement pas de solution neutronique permettant d'envisager la détection certaine d'une erreur de chargement, que ce soit par une surveillance directe de la sous-criticité du cœur ou plus simplement par une discrimination des assemblages.

Une piste éventuelle, qui n'a pas été développée dans le cadre de ce travail, consisterait à s'intéresser aux émissions de photons gamma dans le cœur. En effet, ces émissions étant dues notamment aux fissions, l'équation bilan associée à ces particules contient des informations sur l'état sous-critique du cœur. Une analyse de type méthode de bruit appliquée aux gamma pourrait donc permettre d'obtenir une évaluation de la réactivité. Ces particules présentent l'avantage d'être moins atténuées dans l'eau que les neutrons.

Par conséquent, il est possible que le taux de comptage perçu par un détecteur gamma soit suffisant pour pouvoir utiliser les méthodes de bruit. Pour la même raison, la zone de couverture d'un détecteur gamma serait plus importante que celle d'un détecteur de neutrons. Toutefois, les gamma sont très fortement atténués par les structures externes, d'où le problème du positionnement d'un tel détecteur. Mais la principale difficulté associée à une surveillance de la réactivité via les photons gamma est liée à l'existence de réactions (γ,n) sur le deutérium contenu dans l'eau. Celles-ci induisent une absorption gamma dans l'ensemble du modérateur qui rend très complexe une corrélation du signal gamma avec les variations des propriétés multiplicatrices du combustible. Par ailleurs, la prise en compte des couplages neutrons-gamma avec les codes actuellement disponibles reste particulièrement délicate.

Pour assurer la surveillance du chargement, il nous semble en fait beaucoup plus raisonnable de se tourner vers des techniques non nucléaires. Une surveillance consistant à s'assurer que l'assemblage manutentionné est bien l'assemblage attendu peut être effectuée par une simple lecture vidéo du numéro de l'assemblage en cours de manutention. La faisabilité d'une telle identification a en effet été testée avec succès. Des dispositifs de ce type sont actuellement en place sur certains sites EDF et leur utilisation va être généralisée. Au-delà des dispositions d'exploitation déjà mises en œuvre pour prévenir toute erreur de chargement, ces méthodes, bien que ne permettant pas une surveillance directe de la réactivité, semblent actuellement les plus adaptées pour détecter une éventuelle erreur.

Quatrième partie

Annexes

Annexe A

Démonstration complète de la méthode de Feynman- α

Cette annexe reprend la présentation effectuée dans le chapitre 3, mais de façon plus rigoureuse en explicitant clairement chaque étape des développements mathématiques. Certains paragraphes apparaissant dans le chapitre 3 ont été repris tels quels afin que cette annexe ait une unité qui lui soit propre et qu'ainsi la lecture en soit facilitée.

La démonstration présentée ici est celle qui est communément considérée comme la plus rigoureuse. Elle permet par ailleurs de retrouver certains résultats présentés dans les rappels de neutronique (partie 1). Toutefois, les formules de Rossi- α et Feynman- α peuvent également être obtenues par des considérations physiques [Hoffmann 49].

Cette annexe se limite à démontrer l'expression théorique mise en oeuvre dans la méthode de Feynman- α , la relation utilisée pour la méthode de Rossi- α en découlant directement.

La méthode de Feynman- α est basée sur l'expression du rapport variance/moyenne du nombre de détections (noté Z) perçu par le compteur. La méthode de Rossi- α est obtenue en intégrant la formule de Feynman- α . Dans les deux cas, il est donc nécessaire d'établir l'équation d'évolution du nombre de détections Z.

Pour obtenir cette équation, il est tout d'abord nécessaire de rappeler certains concepts de base sur les phénomènes stochastiques.

A.1 Rappels sur les phénomènes stochastiques

La présentation reproduite ici reprend la démarche présentée dans la référence [Pazsit 96].

Afin de déterminer la loi d'évolution d'un processus stochastique, il est généralement nécessaire de connaître l'historique de ce processus. Par exemple, si l'on cherche à connaître la grandeur discrète N à t, il est souvent nécessaire de connaître, N_1 à t_1 , N_2 à t_2 ... N_n à t_n , avec $t > t_1 > t_2 > ... > t_n$.

Un processus est dit *markovien*, si l'état du système au temps t_0 détermine son évolution indépendamment de l'état du système aux temps $t < t_0$. Le processus est sans mémoire, les évènements ayant eu lieu dans le passé n'influencent pas directement les évènements futurs.

Par exemple, dans un milieu fissile sans neutron retardé, le nombre de neutrons N(t) est entièrement déterminé à partir du nombre de neutrons N_0 à t_0 . En revanche, en présence de neutrons

retardés, la connaissance de N_0 n'est pas suffisante. En effet, une partie des neutrons présents à t sont émis par les précurseurs à t_0 . Il est donc également nécessaire de connaître C_0 , nombre de précurseurs à t_0 dans le réacteur. Le système $\{N(t), C(t)\}$ est quant à lui markovien.

La loi d'évolution d'un processus de Markov peut donc être déterminée par $P(N,t|N_0,t_0)$, probabilité que la grandeur considérée soit égale à N au temps t sachant qu'elle valait N_0 à t_0 . La probabilité précédente est appelée probabilité de transition de l'état (N_0,t_0) à l'état (N,t).

Considérons maintenant un état intermédiaire (N',t'). Il est possible de passer de (N_0,t_0) à (N,t) en sommant sur l'ensemble de ces états intermédiaires. La probabilité de transition s'écrit alors :

$$P(N, t|N_0, t_0) = \sum_{N'} P(N, t|N', t') P(N', t'|N_0, t_0)$$
(A.1)

Cette relation est l'équation de Chapman-Kolmogorov.

Définissons maintenant la probabilité de transition infinitésimale $W_{N,M}(t)$ par :

$$P(N, t + dt|M, t) = W_{N,M}(t)dt$$
(A.2)

P(N, t + dt | M, t) étant une probabilité, sa somme est égale à 1, soit :

$$\sum_{N} P(N, t + dt | M, t) = 1$$

$$= \sum_{N} W_{N,M}(t)dt$$

$$= \sum_{N \neq M} W_{N,M}(t)dt + W_{N,N}(t)dt$$
(A.3)

C'est à dire:

$$W_{N,N}(t)dt = 1 - \sum_{N \neq M} W_{N,M}(t)dt$$
 (A.4)

En prenant t' tel que t = t' + dt, l'équation (A.1) devient alors :

$$P(N, t + dt | N_0, t_0) = \sum_{N'} W_{N,N'}(t) dt P(N', t | N_0, t_0)$$

$$= \sum_{N' \neq N} W_{N,N'}(t) dt P(N', t | N_0, t_0) + \left[1 - \sum_{N' \neq N} W_{N',N}(t) dt\right] P(N, t | N_0, t_0)$$

L'équation différentielle régissant $P(N,t|N_0,t_0)$ s'obtient alors en divisant par dt puis en faisant tendre dt vers 0:

$$\frac{d}{dt}P(N,t|N_0,t_0) = \sum_{N'\neq N} W_{N,N'}(t)P(N',t|N_0,t_0) - P(N,t|N_0,t_0) \sum_{N'\neq N} W_{N',N}(t) \quad (A.5)$$

Cette relation est *l'équation maîtresse directe*.

A.2 Application à un réacteur nucléaire

Nous allons maintenant utiliser l'équation maîtresse directe obtenue précédemment dans le cas d'un réacteur nucléaire.

Dans la suite et pour simplifier les développement effectués, seuls les neutrons prompts sont considérés. L'introduction des neutrons retardés ne modifie pas le principe de la démonstration mais complique considérablement les développements mathématiques. Les résultats obtenus en prenant en compte les neutrons retardés peuvent être trouvés dans la référence [Williams 74].

Soit $P(N, Z, t|N_0, 0, 0)$ la probabilité qu'il y ait N neutrons à t et Z détections sur [0, t], sachant qu'il y avait N_0 neutrons à t = 0 et que le comptage débute à t = 0. Afin de ne pas alourdir les notations, cette probabilité sera notée par la suite P(N, Z, t).

Considérons maintenant un intervalle de temps Δt suffisamment petit pour qu'une seule interaction ait lieu dans ce laps de temps.

Il est possible d'obtenir N neutrons à $t+\Delta t$ et Z détections sur $[0,t+\Delta t]$ dans l'un des cas suivants :

- il existe N-1 neutrons à t et un neutron est émis par la source durant Δt
- il y a N+1 neutrons à t et l'un de ces N+1 neutrons est capturé durant Δt
- il existe N+1-n neutrons à t et l'un de ces N+1-n neutrons induit durant Δt une fission émettant n neutrons prompts
- il y a N+1 neutrons à $t,\,Z-1$ détections sur [0,t] et l'un des N+1 neutrons est détecté entre t et $t+\Delta t$

Ces 4 cas représentent l'ensemble des transitions possibles pour obtenir N neutrons à $t+\Delta t$ et Z détections sur $[0,t+\Delta t]$. Il est maintenant nécessaire de définir les probabilités de transition infinitésimales pour chacun de ces cas.

Dans la première partie, nous avons vu que la probabilité qu'il y ait une interaction du type i dans l'intervalle de temps Δt s'écrit à l'aide de la section efficace macroscopique $\Sigma_i v \Delta t$. Les probabilités de transition infinitésimales s'expriment alors dans chacun des cas précédents à l'aide des sections efficaces macroscopiques de capture (Σ_c) , de fission (Σ_f) et de détection (Σ_d) . Il est également nécessaire d'introduire p(n), la probabilité qu'une fission émette n neutrons prompts.

À titre d'exemple, le second terme peut s'écrire :

$$\underbrace{P(N+1,Z,t)}_{\mbox{(probabilit\'e de transition de }(N_0,0,0)\ \mbox{`a}\ (N+1,Z,t)}_{\mbox{(probabilit\'e de transition infinit\'e simale de }(N+1,Z,t)$$

En reportant l'expression des différentes probabilités de transition dans l'équation maîtresse directe A.5, l'équation d'évolution de la loi de probabilité s'écrit :

$$\frac{d}{dt}P(N,Z,t) = SP(N-1,Z,t) + (N+1)P(N+1,Z,t)v\Sigma_{c}
+ \sum_{n} (N+1-n)P(N+1-n,Z,t)p(n)\Sigma_{f}v
+ (N+1)P(N+1,Z-1,t)\Sigma_{d}v - P(N,Z,t)(S+N(\Sigma_{c}+\Sigma_{f}+\Sigma_{d})v)$$
(A.6)

Les 4 premiers termes de droite représentent les 4 transitions possibles entre un état (N', Z') et (N, Z) avec $N' \neq N$ <u>et</u> $Z' \neq Z$. Le dernier terme est lié au fait qu'il est possible d'obtenir N neutrons à $t + \Delta t$ et Z détections sur $[0, t + \Delta t]$ s'il y a N neutrons à t et Z détections sur [0, t] et aucune interaction sur Δt .

Introduction des fonctions de génération **A.3**

A.3.1 **Définitions**

Les fonctions de génération F(x, y, t) et f(x) sont définies à partir des probabilités P(N, Z, t)et p(n) introduites au paragraphe précédent. Elles sont telles que :

$$F(x,y,t) = \sum_{N} \sum_{C} P(N,Z,t) x^{N} y^{Z}$$
(A.7)

$$f(x) = \sum_{n} p(n)x^{n} \tag{A.8}$$

Ces fonctions permettent d'obtenir les valeurs moyennes du nombre de neutrons (\overline{N}) et du taux de comptage (\overline{Z}) ainsi que la variance de ces quantités sans qu'il soit nécessaire de résoudre l'équation (A.6). En effet, les moments d'ordre 1 de ces fonctions s'expriment sous la forme :

$$\frac{\partial F}{\partial x} = \sum_{N} \sum_{Z} NP(N, Z, t) x^{N-1} y^{Z}$$
(A.9)

$$\frac{\partial F}{\partial y} = \sum_{N} \sum_{Z} ZP(N, Z, t) x^{N} y^{Z-1} \tag{A.10}$$

$$\frac{\partial F}{\partial x} = \sum_{n} np(n)x^{n-1} \tag{A.11}$$

C'est à dire en prenant x = y = 1:

$$\left. \frac{\partial F}{dx} \right|_{x=y=1} = \sum_{N} \sum_{Z} NP(N,Z,t) = \overline{N}$$
 (A.12)

$$\left. \frac{\partial F}{\partial y} \right|_{x=y=1} = \sum_{N} \sum_{Z} ZP(N,Z,t) = \overline{Z}$$
 (A.13)

$$\left. \frac{\partial F}{\partial x} \right|_{x=1} = \sum_{n} np(n) = \bar{\nu}_{p}$$
 (A.14)

Nous avons repris ici la notation habituelle $\bar{\nu}_p$ pour le nombre de neutrons moyen émis par fission.

De manière analogue, les moments d'ordre 2 permettent d'obtenir :

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2} \bigg|_{x=-1} = \overline{N(N-1)} \tag{A.15}$$

$$\left. \frac{\partial^2 F}{\partial u^2} \right|_{z=z=1} = \overline{Z(Z-1)} \tag{A.16}$$

$$\frac{\partial^2 F}{\partial x^2}\Big|_{x=y=1} = \overline{N(N-1)}$$

$$\frac{\partial^2 F}{\partial y^2}\Big|_{x=y=1} = \overline{Z(Z-1)}$$
(A.16)
$$\frac{\partial^2 F}{\partial x \partial y}\Big|_{x=y=1} = \overline{NZ}$$
(A.17)
$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2}\Big|_{x=y=1} = \overline{\nu_p(\nu_p-1)}$$
(A.18)

$$\left. \frac{\partial^2 f}{\partial x^2} \right|_{x=y=1} = \overline{\nu_p(\nu_p - 1)} \tag{A.18}$$

A.3.2 Équations associées

L'équation régissant la fonction de génération F(x, y, t) s'obtient à partir de l'équation (A.6). Multiplions tout d'abord par $x^N y^Z$ puis sommons sur N et Z:

$$\frac{d}{dt} \sum_{N} \sum_{Z} P(N, Z, t) x^{N} y^{Z} = Sx \sum_{N} \sum_{Z} P(N, Z, t) x^{N-1} y^{Z} P(N - 1, Z, t)
+ (N + 1) \sum_{N} \sum_{Z} P(N, Z, t) x^{N} y^{Z} P(N + 1, Z, t) v \Sigma_{c}$$

$$+ \sum_{N} \sum_{Z} P(N, Z, t) x^{N} y^{Z} \sum_{n} (N + 1 - n) P(N + 1 - n, Z, t) p(n) \Sigma_{f} v
+ \sum_{N} \sum_{Z} P(N, Z, t) x^{N} y^{Z} (N + 1) P(N + 1, Z - 1, t) \Sigma_{d} v
- P(N, Z, t) (S + N(\Sigma_{c} + \Sigma_{f} + \Sigma_{d}) v)$$
(A.19)

À partir de la définition des deux fonctions de génération et de leurs moments et en remarquant que P(N,Z,t)=0 si N<0, quelques changements de variables permettent d'obtenir les relations suivantes :

$$F(x,y,t) = \sum_{N} \sum_{Z} x^{N-1} y^{Z} P(N-1,Z,t)$$
 (A.20)

$$\frac{\partial F(x,y,t)}{\partial t} = \sum_{N} \sum_{Z} (N+1) x^{N} y^{Z} P(N+1,Z,t)
= \sum_{N} \sum_{Z} (N+1) x^{N} y^{Z-1} P(N+1,Z-1,t)$$
(A.21)

$$f(x)\frac{\partial F(x,y,t)}{\partial t} = \sum_{N} \sum_{Z} \sum_{n} P(N+1-n,Z,t)p(n)(N+1-n)x^{N}y^{Z} \quad (A.22)$$

L'équation différentielle pour la fonction F(x, y, t) s'écrit alors (en utilisant la notation F pour F(x, y, t) afin de simplifier les notations) :

$$\frac{\partial F}{\partial t} = S(x-1)F + v[(1-x)\Sigma_c + (f(x)-x)\Sigma_f + (y-x)\Sigma_d] \frac{\partial F}{\partial x}$$
 (A.23)

A.4 Moments d'ordre 1

Dérivons l'équation (A.23) par rapport à x :

$$\frac{\partial^2}{\partial t} \frac{F}{\partial x} = SF + S(x - 1) \frac{\partial F}{\partial x} + v[-\Sigma_c + (\frac{\partial f}{\partial x} - 1)\Sigma_f - \Sigma_d] \frac{\partial F}{\partial x}$$

$$+ v[(1 - x)\Sigma_c + (f(x) - x)\Sigma_f + (y - x)\Sigma_d] \frac{\partial^2 F}{\partial x^2}$$
(A.24)

Prenons maintenant x = y = 1:

$$\frac{d\overline{N}}{dt} = S + v[-\Sigma_c + (\bar{\nu}_p - 1)\Sigma_f - \Sigma_d]\overline{N}$$
(A.25)

Introduisons maintenant:

- la section efficace macroscopique d'absorption $\Sigma_a = \Sigma_c + \Sigma_d + \Sigma_f$, qui prend en compte
- la section efficace de détection du détecteur \sum_d le coefficient de multiplication infini $k_\infty = \frac{\bar{\nu}_p \Sigma_f}{\Sigma_a}$
- la réactivité $\rho=1-\frac{1}{k_{\infty}}$
- le temps de génération des neutrons prompts $\Lambda = \frac{1}{v \bar{\nu}_n \Sigma_f}$
- l'inverse de la période prompte $\alpha=-rac{
 ho}{\Lambda}$

L'équation A.25 prend la forme bien connue de l'équation de la cinétique sans neutron retardé :

$$\frac{d\overline{N}}{dt} = -\alpha \overline{N} + S \tag{A.26}$$

Dérivons maintenant l'équation (A.23) par rapport à y :

$$\frac{\partial^{2}}{\partial t} \frac{F}{\partial y} = S(x-1) \frac{\partial F}{\partial y} + v \Sigma_{d} \frac{\partial F}{\partial x}$$

$$+ v[(1-x)\Sigma_{c} + (f(x)-x)\Sigma_{f} + (y-x)\Sigma_{d}] \frac{\partial^{2} F(x,y,t)}{\partial x \partial y}$$
(A.27)

L'équation différentielle précédente permet d'obtenir la relation suivante :

$$\frac{d\overline{Z}}{dt} = v\Sigma_d \overline{N} = \varepsilon v\Sigma_f \overline{N} \tag{A.28}$$

Comme nous l'avons évoqué dans le paragraphe 2.2.3.2, cette équation indique que le taux de comptage s'obtient en intégrant le nombre de neutrons émis par fission après multiplication par l'efficacité de détection ε (terme traduisant la propagation des neutrons jusqu'au détecteur).

A.5 Moments d'ordre 2

Dériver deux fois l'équation (A.23) par rapport à x, permet d'obtenir l'équation différentielle pour N(N+1). Celle pour Z(Z+1) est obtenue en dérivant deux fois par rapport à y, et celle pour \overline{NZ} en dérivant par rapport à x et y. Le système d'équations obtenu s'écrit alors :

$$\frac{d\overline{N(N-1)}}{dt} = (2S + v\Sigma_f \overline{\nu_p(\nu_p - 1)})\overline{N} - 2\alpha\overline{N(N-1)}$$

$$\frac{d\overline{Z(Z-1)}}{dt} = 2v\Sigma_d \overline{NZ}$$
(A.29)

$$\frac{dZ(Z-1)}{dt} = 2v\Sigma_d \overline{NZ} \tag{A.30}$$

$$\frac{d\overline{NZ}}{dt} = S\overline{Z} - \alpha \overline{NZ} + v\Sigma_d \overline{N(N-1)}$$
(A.31)

Définissons à présent les quantités suivantes :

$$\mu_{NN} = \overline{N(N-1)} - \overline{N}^2 \tag{A.32}$$

$$\mu_{ZZ} = \overline{Z(Z-1)} - \overline{Z}^2 \tag{A.33}$$

$$\mu_{NZ} = \overline{NZ} - \overline{N}\overline{Z} \tag{A.34}$$

Les équations régissant les grandeurs μ_{NN} , μ_{ZZ} et μ_{NZ} s'obtiennent à partir des équations pour les moments. Elles s'écrivent :

$$\frac{d\mu_{NN}}{dt} = -2\alpha\mu_{NN} + \overline{\nu_p(\nu_p - 1)}v\Sigma_f\overline{N}$$
(A.35)
$$\frac{d\mu_{NZ}}{dt} = -\alpha\mu_{NZ} + v\Sigma_f\mu_{NN}$$
(A.36)

$$\frac{d\mu_{NZ}}{dt} = -\alpha\mu_{NZ} + v\Sigma_f \mu_{NN} \tag{A.36}$$

$$\frac{d\mu_{ZZ}}{dt} = 2v\Sigma_f \mu_{NZ} \tag{A.37}$$

Étant donné que le comptage débute à t=0, les conditions initiales suivantes sont associées aux deux dernières équations :

$$\mu_{ZZ} \quad (0) = \quad 0 \tag{A.38}$$

$$\mu_{NZ} \quad (0) = \quad 0 \tag{A.39}$$

Pour un état stationnaire du réacteur, la valeur moyenne \overline{N} est constante au cours du temps. Par conséquent N(N-1) est également constante. Ces deux conditions induisent :

$$\frac{d\overline{N}}{dt} = 0 \tag{A.40}$$

$$\frac{d\overline{N}}{dt} = 0 \tag{A.40}$$

$$\frac{d\mu_{NN}}{dt} = 0 \tag{A.41}$$

La relation (A.41) reportée dans l'équation (A.35) permet d'écrire :

$$\mu_{NN} = \frac{v\Sigma_f \overline{\nu_p(\nu_p - 1)}}{2\alpha} \overline{N}$$
 (A.42)

En remplaçant dans l'équation (A.36), puis en intégrant sur t, avec \overline{N} constante et $\mu_{NZ}(0) =$ 0, l'expression de μ_{NZ} s'écrit :

$$\mu_{NZ} = \frac{v\Sigma_d^2 \Sigma_f^2 \overline{\nu_p(\nu_p - 1)}}{2\alpha} \overline{N} (1 - e^{-\alpha t})$$
(A.43)

De même en reportant l'expression de μ_{NZ} dans (A.37) et en intégrant sur t, avec \overline{N} constante et $\mu_{ZZ}(0) = 0$, l'expression de μ_{ZZ} s'écrit :

$$\mu_{ZZ} = \overline{Z} \frac{v \Sigma_d^2 \Sigma_f^2 \overline{\nu_p(\nu_p - 1)}}{2\alpha} \left(t - \frac{1 - e^{-\alpha t}}{\alpha}\right) \tag{A.44}$$

Formule de Feynman- α

La formule de Feynman- α donne la relation entre le rapport variance/moyenne $\frac{\overline{Z^2} - \overline{Z}^2}{\overline{Z}}$, en fonction de α .

La valeur de $\frac{\overline{Z^2}-\overline{Z}^2}{\overline{Z}}$, s'obtient facilement à partir de μ_{ZZ} :

$$\frac{\mu_{ZZ}}{\overline{Z}} = \frac{\overline{Z(Z-1)} - \overline{Z}^2}{\overline{Z}} = \frac{\overline{Z^2} - \overline{Z}^2}{\overline{Z}} - 1 \tag{A.45}$$

En utilisant les définitions précédentes pour ε et Λ , et en définissant le facteur de diven D par :

$$D = \frac{\overline{\nu_p(\nu_p - 1)}}{\overline{\nu_p}^2} \tag{A.46}$$

La formule de Feynman- α s'écrit :

$$\frac{\overline{Z^2} - \overline{Z}^2}{\overline{Z}} = \frac{\varepsilon D}{\alpha^2 \Lambda^2} \left(1 - \frac{1 - e^{-\alpha t}}{\alpha t}\right) \tag{A.47}$$

Annexe B

La méthode de résolution des équations de la cinétique

La méthode explicitée ici a été utilisée lors des essais sur le réacteur expérimental Ulysse afin de connaître plus précisément la réactivité dans les trois cas suivants :

- détecteur en HN1, configuration des barres : BS1, BS2, BS3, BC1 en haut, BC2 à 311 mm et BR en bas
- détecteur en HS1, configuration des barres : BS1, BS2, BS3, BC1 en haut, BC2 à 348 mm et BR en bas
- détecteur en VRCC, configuration des barres : BS1, BS2, BS3, BC1 en haut, BC2 à 446 mm et BR en bas

B.1 Principe de la méthode

La méthode a pour but de connaître la réactivité du cœur pour un état donné, à partir d'un état de référence.

Le réacteur est tout d'abord mis en situation critique. La méthode consiste ensuite à chuter une barre et à enregistrer la décroissance de la densité neutronique en fonction du temps.

La décroissance expérimentale est comparée à des abaques donnant :

$$\frac{n}{n_0} = f_{\rho}(t)$$

où n est la densité de neutrons.

Grâce à ces abaques il est possible d'obtenir une évaluation de la réactivité ρ .

B.2 Aspect théorique

L'expression du rapport $\frac{n}{n_0}$ est obtenue à partir des équations de la cinétique ponctuelle. Ce paragraphe reprend rapidement la démonstration de ces équations telle qu'elle apparaît dans la référence [Rozon 92].

Les équations de la cinétique ponctuelle s'obtiennent à partir de l'équation de la diffusion. Il a été démontré dans le chapitre 1 que cette équation pouvait se mettre sous la forme simplifiée

suivante:

$$\frac{1}{v}\frac{\partial\Phi}{\partial t} = -M\Phi\left(\vec{r}, E, t\right) + P_s\Phi\left(\vec{r}, E, t\right) + P_{fp}\Phi\left(\vec{r}, E, t\right) + S_r + S \tag{B.1}$$

B.2.1 Opérateur de production

Avant d'aller plus loin, il est nécessaire d'introduire une fonction représentant la production des neutrons retardés.

Par analogie avec l'opérateur de production à l'état stationnaire (voir chapitre 1), nous définissons l'opérateur P_f tel que :

$$P_{f}\Phi = P_{fp}\Phi + P_{fd}\Phi$$

$$= \chi_{p}(E) \int_{0}^{\infty} \nu_{p}\left(E'\right) \Sigma_{f}\left(\vec{r}, E'\right) \cdot \Phi\left(\vec{r}, E, t\right) dE'$$

$$+ \sum_{i=1}^{6} \chi_{di}(E) \int_{0}^{\infty} \nu_{di}\left(E'\right) \Sigma_{f}\left(\vec{r}, E', t\right) \cdot \Phi\left(\vec{r}, E, t\right) \cdot dE'$$
(B.2)

Il est important de remarquer ici que $P_{fd}\Phi$ n'est pas la source instantanée de neutrons différés. Il s'agit d'une source virtuelle représentant la production de neutrons différés pour un état stationnaire dont le flux serait égal à $\Phi(\vec{r}, E, t)$. La source instantanée de neutrons est représentée par S_r .

L'équation de la diffusion est alors mise sous la forme :

$$\frac{1}{v}\frac{\partial\Phi}{\partial t} = -M\Phi\left(\vec{r}, E, t\right) + P_s\Phi\left(\vec{r}, E, t\right) + P_f\Phi\left(\vec{r}, E, t\right) - P_{fd}\Phi\left(\vec{r}, E, t\right) + S_r + S \tag{B.3}$$

B.2.2 Factorisation du flux

L'équation précédente est très complexe et sa résolution problématique. L'une des méthodes utilisées afin de simplifier cette résolution consiste à factoriser le flux.

Celui-ci est alors mis sous la forme :

$$\Phi\left(\vec{r}, E, t\right) = p(t)\psi\left(\vec{r}, E\right) \tag{B.4}$$

où:

- -p(t) est l'amplitude du flux neutronique.
- $-\psi(\vec{r},E)$ est la forme du flux.

L'approximation effectuée ici consiste à considérer que la forme du flux $\psi(\vec{r}, E)$ ne varie pas au cours du temps et est égale à la forme du flux à t=0. Il s'agit de *l'approximation de la cinétique point*.

Pour que la factorisation soit unique, il est nécessaire d'introduire une fonction poids w telle que 1 :

$$\left\langle w\left(\vec{r},E\right),\frac{1}{v}\psi\left(\vec{r},E\right)\right\rangle =C_{0}$$
 (B.5)

où C_0 est une constante.

 $^{^1}$ Pour simplifier, la notation suivante est utilisée $\langle f,g\rangle=\int_E\int_V f\cdot g\cdot dEdV$

La fonction poids est généralement prise comme étant égale au flux adjoint fondamental Φ_0^+ car cela permet de minimiser l'erreur sur la réactivité que peut entraîner l'approximation de la cinétique ponctuelle [Rozon 92].

B.2.3 Première équation

La première équation de la cinétique point est obtenue en multipliant scalairement l'équation de la diffusion B.3 par le flux adjoint fondamental Φ_0^+ .

En utilisant la factorisation du flux, on obtient l'expression suivante :

$$C_0 \frac{dp}{dt} = p(t) \left\langle \Phi_0^+, (P_f + P_s - M)\psi \right\rangle - p(t) \left\langle \Phi_0^+, \psi \right\rangle + \left\langle \Phi_0^+, S_r \right\rangle + \left\langle \Phi_0^+, S \right\rangle \tag{B.6}$$

Cette expression est ensuite divisée par $\langle \Phi_0^+, P_f \psi \rangle$, terme indépendant du temps :

$$\frac{C_0}{\left\langle \Phi_0^+, P_f \psi \right\rangle} \frac{dp}{dt} = p(t) \left[\frac{\left\langle \Phi_0^+, (P_f + P_s - M) \psi \right\rangle}{\left\langle \Phi_0^+, P_f \psi \right\rangle} - \frac{\left\langle \Phi_0^+, \psi \right\rangle}{\left\langle \Phi_0^+, P_f \psi \right\rangle} \right] + \frac{\left\langle \Phi_0^+, S_r \right\rangle}{\left\langle \Phi_0^+, P_f \psi \right\rangle} + \frac{\left\langle \Phi_0^+, S_r \right\rangle}{\left\langle \Phi_0^+, P_f \psi \right\rangle} \tag{B.7}$$

Définissons maintenant les éléments suivants :

 $-\Lambda$, le temps de génération des neutrons prompts :

$$\Lambda = \frac{C_0}{\left\langle \Phi_0^+, P_f \psi \right\rangle} \tag{B.8}$$

 $-\rho$, la réactivité dynamique :

$$\rho = \frac{\left\langle \Phi_0^+, (P_f + P_s - M)\psi \right\rangle}{\left\langle \Phi_0^+, P_f \psi \right\rangle} \tag{B.9}$$

 $-\beta$, la proportion de neutrons retardés :

$$\beta = \frac{\left\langle \Phi_0^+, \psi \right\rangle}{\left\langle \Phi_0^+, P_f \psi \right\rangle} \tag{B.10}$$

 $-\hat{S}_r$, la source de neutrons différés :

$$\hat{S}_{r} = \frac{\left\langle \Phi_{0}^{+}, S_{r} \right\rangle}{\left\langle \Phi_{0}^{+}, P_{f} \psi \right\rangle} = \frac{\left\langle \Phi_{0}^{+}, \sum_{i=1}^{6} \chi_{di}(E) \lambda_{i} C_{i}\left(\vec{r}, t\right) \right\rangle}{\left\langle \Phi_{0}^{+}, P_{f} \psi \right\rangle} = \sum_{i=1}^{6} \lambda_{i} \hat{C}_{i}\left(\vec{r}, t\right)$$
(B.11)

avec

$$\hat{C}_{i}\left(\vec{r},t\right) = \frac{\left\langle \Phi_{0}^{+}, \chi_{di}(E)C_{i}\left(\vec{r},t\right)\right\rangle}{\left\langle \Phi_{0}^{+}, P_{f}\psi\right\rangle} \tag{B.12}$$

 $-\hat{S}$, la source externe :

$$\hat{S} = \frac{\left\langle \Phi_0^+, S \right\rangle}{\left\langle \Phi_0^+, P_f \psi \right\rangle} \tag{B.13}$$

L'ensemble de ces définitions permet d'obtenir l'équation suivante :

$$\Lambda \frac{dp}{dt} = (\rho - \beta) p(t) - \sum_{i=1}^{6} \lambda_i \hat{C}_i + \hat{S}$$
(B.14)

En général, l'équation de la cinétique est plus connue sous la forme :

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} p(t) - \sum_{i=1}^{6} \lambda_i c_i + s$$
(B.15)

avec
$$c_i = \frac{\hat{C}_i}{\Lambda}$$
 et $s = \frac{\hat{S}}{\Lambda}$

B.2.4 Équation des précurseurs

Dans le chapitre 1, nous avons vu que l'équation bilan permettant d'obtenir la concentration des précurseurs pouvait se mettre sous la forme :

$$\frac{d}{dt}C_{i}\left(\vec{r},t\right) = \int_{0}^{\infty} \nu_{di}\left(E'\right) \Sigma_{f}\left(\vec{r},E',t\right) \cdot \Phi\left(\vec{r},E',t\right) dE' - \lambda_{i}C_{i}\left(\vec{r},t\right) \tag{B.16}$$

C'est à dire, en multipliant par $\chi_{di}(E)$ et en utilisant l'opérateur P_{fd} précédemment défini :

$$\frac{d}{dt}\chi_{di}(E)C_i(\vec{r},t) = P_{fd}\Phi - \lambda_i\chi_{di}(E)C_i(\vec{r},t)$$
(B.17)

De la même façon que précédemment, il faut alors multiplier scalairement par Φ_0^+ et normaliser par $\langle \Phi_0^+, P_f \psi \rangle$:

$$\frac{d}{dt} \frac{\left\langle \Phi_0^+, \chi_{di}(E) C_i(\vec{r}, t) \right\rangle}{\left\langle \Phi_0^+, P_f \psi \right\rangle} = p(t) \frac{\left\langle \Phi_0^+, P_{fd} \psi \right\rangle}{\left\langle \Phi_0^+, P_f \psi \right\rangle} - \lambda_i \frac{\left\langle \Phi_0^+, \chi_{di}(E) C_i(\vec{r}, t) \right\rangle}{\left\langle \Phi_0^+, P_f \psi \right\rangle}$$
(B.18)

L'équation cinétique pour les précurseurs s'écrit alors :

$$\frac{dc_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} p(t) - \lambda_i c_i \tag{B.19}$$

avec:

- les mêmes définitions que précédemment pour c_i et Λ
- $-\beta_i$, proportion de neutrons retardés pour le groupe i, tel que :

$$\beta_i = \frac{\left\langle \Phi_0^+, P_{fd} \psi \right\rangle}{\left\langle \Phi_0^+, P_f \psi \right\rangle} \tag{B.20}$$

B.2.5 Bilan : équations de la cinétique ponctuelle

Les équations de la cinétique ponctuelle se mettent donc sous la forme :

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\rho - \beta}{\Lambda} p(t) - \sum_{i=1}^{6} \lambda_i c_i + s$$

$$\frac{dc_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} p(t) - \lambda_i c_i$$
(B.21)

Ces équations permettent d'obtenir l'évolution de l'amplitude du flux, p, en fonction du temps. Cette grandeur n'est pas mesurable explicitement. Toutefois, cette grandeur est reliée au nombre de neutrons présents dans le réacteur, noté Nb, que l'on supposera mesurable, malgré les restrictions présentés dans le chapitre 2.

En effet:

$$Nb(t) = \int_0^\infty \int_V n(\vec{r}, E, t) dEDV$$
 (B.22)

$$= \int_0^\infty \int_V \frac{1}{v} \Phi\left(\vec{r}, E, t\right) dEDV \tag{B.23}$$

$$= p(t) \int_0^\infty \int_V \frac{1}{v} \psi(\vec{r}, E) dEDV$$
 (B.24)

$$= C_1 p(t) \tag{B.25}$$

où C_1 est une constante.

B.2.6 Loi d'évolution de p(t)

En effectuant les transformées de Laplace des équations B.21 et en notant P(s) et $G_i(s)$ les transformées de Laplace de p(t) et $c_i(t)$, il est facile d'obtenir :

$$P(s) = \frac{\Lambda \left(p_0 + \sum_i \frac{\lambda_i c_i}{s + \lambda_i} + S_{eff} \right)}{\Lambda s + \beta - \rho - \sum_i \frac{\lambda_i \beta_i}{s + \lambda_i}}$$
(B.26)

où p_0 est l'amplitude du flux au temps t = 0.

La connaissance des racines ω_i de cette équation permet d'écrire :

$$P(s) = p_0 \sum_{j} \frac{A_j}{s - \omega_j} \tag{B.27}$$

C'est à dire, en transposant dans le domaine temporel :

$$\frac{p(t)}{p_0} = \sum_j A_j e^{\omega_j t} \tag{B.28}$$

Les racines ω_i dépendent des différents paramètres caractéristiques du réacteur et en particulier de la réactivité. Elles sont obtenues par résolution numérique.

Par conséquent et puisque Nb est proportionnel à p, il est possible d'obtenir l'évolution de Nb :

$$\frac{Nb(t)}{Nb_0} = \sum_{j} A_j e^{\omega_j t} \tag{B.29}$$

où Nb_0 est le nombre de neutrons présents dans le réacteur à t=0.

B.3 En pratique

La méthode de détermination de la réactivité par résolution des équations de la cinétique consiste à tracer des abaques donnant l'évolution de Nb/Nb_0 . Pour des raisons pratiques, ces abaques sont généralement tracés en faisant varier la réactivité et en fixant le paramètre temps. Ensuite, il suffit de reporter sur ces abaques l'évolution de Nb/Nb_0 lors des mesures pour obtenir une évaluation de la réactivité.

La figure B.1 donne un exemple du type d'abaque employé.

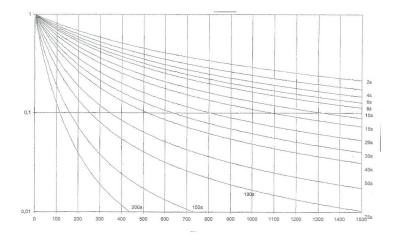


FIG. B.1 – Évolution du rapport Nb/Nb_0 en fonction de la réactivité pour différentes valeurs de t.

Annexe C

Synthèse des différents calculs réalisables avec le code TRIPOLI 4

Le code de calcul TRIPOLI 4 permet d'effectuer différents types de calcul que nous allons présenter ici.

Cette annexe ne traite que de la simulation des neutrons, puisqu'il s'agit des particules étudiées au cours de notre travail. Notons toutefois que le code de calcul TRIPOLI 4 permet également de simuler les photons gamma.

C.1 Les calculs de criticité

Ce type de calcul a pour but d'obtenir une évaluation du coefficient de multiplication k_{eff} . Le code résout alors l'équation aux valeurs propres (voir chapitre 1):

$$\frac{1}{k_{eff}}P_f\Psi_0 = (M - P_s)\Psi_0 \tag{C.1}$$

Il faut bien noter que le flux calculé dans ce type de calcul n'est pas le flux du réacteur réel mais le flux présent dans un réacteur fictif dont l'opérateur de production serait $\frac{1}{k_{eff}}P_f$. Cependant, dans le cadre usuel des études de criticité, la connaissance du flux importe peu : dans une démarche d'évaluation de la sûreté, c'est l'écart à la criticité qui est recherché. Cet écart est traditionnellement chiffré par le k_{eff} .

Dans les calculs de criticité, les sources mises en entrée du jeu de données servent uniquement à initier la simulation. Leur intensité n'a pas d'importance à priori.

C.2 Les calculs sous-critiques à source

Ce type de calcul permet d'obtenir le flux réel présent dans la géométrie simulée. Les résultats demandés peuvent être des taux de réactions, des flux, etc...

Le code résout alors l'équation de Boltzmann avec source :

$$P_f \Psi + P_s \Psi + S = F \Psi \tag{C.2}$$

Notons que le code s'intéresse aux états stationnaires, il ne permet pas d'obtenir l'évolution du flux au cours du temps.

Pour obtenir des résultats représentatifs de la réalité, il est nécessaire que les sources mises en entrée du jeu de données soient conformes aux sources réelles. Il est alors nécessaire d'évaluer précisément l'intensité des différentes sources indépendantes (fissions spontanées dans le combustible, réactions (α, n) dans le combustible, réactions (γ, n) sur le deutérium contenu dans l'eau). Ces évaluations nécessitent le plus souvent l'utilisation de codes de calculs spécifiques.

Au cours de telles simulation, le code calcule le coefficient d'amplification, noté k_{amp} , tel que :

$$k_{amp} = \frac{\int_{V} \nu \Sigma_{f} \Phi dV}{\int_{V} S dV}$$
 (C.3)

Ce coefficient permet de quantifier le rapport entre les sources indépendantes et les productions par fissions.

C.3 Les calculs de propagation

Ces calculs ont pour objet de transporter les particules mises en entrée du jeu de données. Les productions par fissions ne sont pas simulées. Les fissions sont en fait considérées uniquement comme des absorptions.

De manière générale, le but de ce type de calcul est de connaître l'atténuation des neutrons dans un milieu particulier.

Dans ce type de calculs, il est fréquent que l'utilisateur demande une réponse au niveau d'un petit volume, assez éloigné de la source. Il est alors nécessaire de simuler un grand nombre de particules afin d'avoir un résultat avec un écart type satisfaisant. Dans de tel cas, la simulation peut s'avérer particulièrement coûteuse en temps de calcul. Il est alors possible d'utiliser des techniques de *biaisage* afin d'accélérer les simulations. Ces méthodes consistent a affecter un poids aux différentes particules afin de privilégier la propagation des particules dans une direction donnée.

Annexe D

Notion de temps mort

Le temps mort est par définition l'intervalle de temps minimal qui doit séparer deux évènements pour que le compteur puisse identifier systématiquement chacun de ces évènements [Knoll 01]. Dans le cas du compteur proportionnel à dépôt de bore, le temps de collection des charges est de l'ordre de 250 ns. Pendant cette période un nouveau neutron peut ne pas être détecté.

Le temps mort doit être particulièrement pris en compte lors des calculs de taux de comptage. La valeur mesurée du taux de comptage doit être corrigée afin de prendre en compte les événements qui ont eu lieu dans le détecteur mais qui n'ont pas été comptabilisés à cause du temps mort.

La correction à appliquer dépend du comportement du détecteur, c'est à dire s'il est *paraly-sable* ou *non-paralysable*. Dans chacun des cas, le traitement du temps mort est différent (figure D.1).

Dans la suite, les notations de la référence [Knoll 01] sont utilisées, c'est à dire :

- Le nombre réel d'interactions par seconde dans le détecteur est noté n_r .
- Le taux de comptage enregistré est noté c.
- Le temps mort est noté τ .

D.1 Détecteur paralysable

Le détecteur est dit *paralysable* lorsque pour chaque détection le compteur se bloque pendant la durée τ du temps mort (figure D.1).

Il y a donc détection à partir du moment où deux évènements sont séparés par un intervalle de temps supérieur ou égal à τ . La distribution des intervalles pour un processus de comptage (processus poissonnien) est de la forme [Knoll 01] :

$$n_r e^{-n_r t}$$

La probabilité que deux intervalles soient séparés d'un temps supérieur ou égal à τ est alors :

$$\int_{t}^{\infty} n_r e^{-n_r t} dt = e^{-n_r \tau}$$

Le taux de comptage c est le nombre d'évènements séparés par un intervalle de temps supérieur

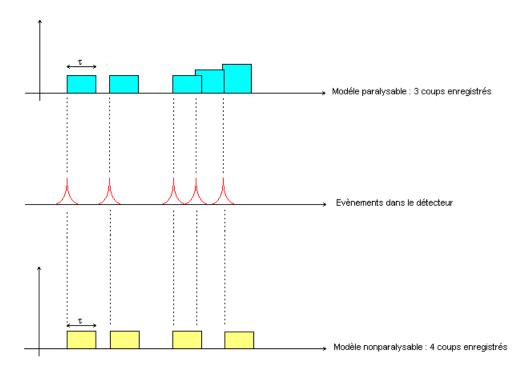


FIG. D.1 – Illustration des deux modèles de temps mort [Knoll 01].

à τ :

$$c = n_r e^{-n_r \tau}$$

Cette expression est trop complexe pour obtenir n_r directement à partir de c. L'approximation suivante est alors effectuée :

$$n_r = ce^{n_r \tau} \cong ce^{c\tau} \cong c(1 + c\tau)$$

D.2 Détecteur non-paralysable

Le détecteur est dit *non-paralysable* lorsque le compteur se bloque seulement pendant la durée τ après un événement. Dans ce cas là, le compteur se débloque après le temps τ , quoiqu'il se soit passé dans le détecteur (figure D.1).

Dans le cas non-paralysable, pour chaque événement enregistré il n'y a pas de comptage pendant τ : il y a donc perte de $n_r\tau$ comptages par événement enregistré. Il y a en tout c enregistrements par seconde d'où une perte globale de $cn_r\tau$ coups par seconde.

La relation entre n_r et c est alors :

$$n_r - c = cn_r \tau$$

d'où:

$$n_r = \frac{c}{1 - c\tau}$$

Lorsque le taux de comptage est petit devant l'inverse du temps mort comme c'est le cas dans notre étude (taux de comptage max : environ 8.10^4 , $1/\tau$: environ 4.10^6) il est possible de faire l'approximation suivante :

$$n_r \cong c (1 + c\tau)$$

Dans les deux cas, c'est à dire lorsque le détecteur est paralysable ou non-paralysable, il est donc nécessaire de corriger le taux de comptage mesuré par le facteur $(1+c\tau)$.

Remarque : Il est difficile d'associer exactement un modèle de traitement du temps mort à un détecteur car en réalité pour un même détecteur les deux situations (paralysable ou non-paralysable) peuvent avoir lieu aléatoirement.

Dans notre cas, le temps de collection est de 250 ns. Certains neutrons arrivant à $t < 250 \; ns$ peuvent ne pas être détectés. Il a été choisi d'imposer un temps mort de 250 ns afin de s'affranchir de ce problème. En pratique, tous les coups détectés dans un intervalle de temps inférieur à 250 ns après une première détection ne sont pas pris en compte.

Annexe E

Qualité d'un ajustement d'une courbe théorique à des données expérimentales

Lors de l'expérimentation sur le réacteur Ulysse et au cours de l'application des méthodes de Rossi- α et de Feynman- α , il a été nécessaire d'ajuster une courbe théorique à des données expérimentales.

Pour chaque ajustement (réalisé avec le logiciel Matlab[Matlab]), différents paramètres ont été analysés afin de juger de la qualité de ces ajustements.

E.1 Analyse des résidus

Soit (x_i, y_i) les points expérimentaux et (x_i, \hat{y}_i) les points obtenus par l'ajustement. Les résidus sont définis par :

$$r_i(x_i) = y_i(x_i) - \hat{y}_i(x_i)$$

La première vérification est visuelle : le graphe des résidus ne doit pas montrer de tendance. Si c'était le cas, cela voudrait dire qu'une partie des informations contenues dans les données n'est pas exploitée.

Les résidus doivent également suivre une distribution gaussienne de moyenne 0. En effet, ils doivent être aléatoirement distribués autour de zéro. Ce point est vérifié en appliquant le test de Henry [CEA 78]. Ce test ne permet pas de chiffrer le risque d'erreur mais il a l'avantage de permettre une vérification rapide.

Le principe de ce test est des plus simple. Il consiste à tracer la fonction de répartition en utilisant un papier à ordonnées gaussiennes. Si la distribution est normale, les points doivent s'aligner sur une droite.

E.2 Évaluation de la qualité d'un ajustement

Ce paragraphe est basé sur la documentation de Matlab [Matlab].

La qualité de l'ajustement est évaluée à l'aide de plusieurs paramètres.

Deux paramètres différents ont été calculés pour chaque ajustement, le coefficient de détermination, noté \mathbb{R}^2 et l'écart type résiduel, noté RMSE (Root Mean Squared Error).

E.2.1 Le coefficient de détermination R^2

Le coefficient de détermination s'interprète comme la part des variations de y expliquée par le modèle.

Ce coefficient est défini à partir de la somme quadratique des écarts entre les données et le modèle (SSE) et de la somme quadratique des écarts (SST).

Comme son nom l'indique, le paramètre SSE a pour expression :

$$SSE = \sum_{i=1}^{n} \omega_i (y_i - \hat{y}_i)^2$$

où ω_i est le poids. Il permet de déterminer l'importance de chacun des termes sur l'estimation des paramètres du modèle.

Le poids est pris comme étant l'inverse de la variance. Dans notre étude, le comptage est poissonien en première approximation, la variance est alors égale à y_i . La grandeur SSE peut alors s'écrire :

$$SSE = \sum_{i=1}^{n} \frac{(y_i - \hat{y}_i)^2}{y_i}$$

Le paramètre SST a pour expression :

$$SST = \sum_{i=1}^{n} \frac{(y_i - \bar{y}_i)^2}{y_i}$$

où \bar{y}_i est la valeur moyenne de y_i .

SST traduit la dispersion des valeurs expérimentales par rapport à la moyenne.

Le coefficient de détermination est alors défini par :

$$R^2 = 1 - \frac{SSE}{SST}$$

Ce paramètre peut prendre une valeur comprise entre 0 et 1. Plus la valeur est proche de un, plus l'ajustement est bon. Par exemple, $R^2=0,85$ signifie que le modèle explique $85\,\%$ des variations des données autour de la moyenne.

E.2.2 L'écart type résiduel

Pour calculer l'écart type résiduel, il faut connaître le nombre de degrés de liberté v du système. v est défini à partir du nombre de points n, et du nombre de paramètres à ajuster m:

$$v = n - m$$

L'écart type résiduel, noté RMSE (Root Mean Squared Error) est alors défini par :

$$RMSE = \sqrt{\frac{1}{v} \sum_{i=1}^{n} \frac{(y_i - \hat{y}_i)^2}{y_i}}$$

Plus la valeur de l'écart type résiduel est proche de θ , plus l'ajustement est bon.

Annexe F

Contribution des assemblages : résultats complets

Dans cette annexe , les résultats complets des études réalisées dans le chapitre 10 sont présentées. En particulier, pour chacun des graphiques présentés, les valeurs des incertitudes sont données.

Les incertitudes correspondent aux valeurs données directement par le code de calcul. Il s'agit d'un écart type normalisé, de type u_y/y , exprimé en pourcentage.

F.1 Configuration 1 : l'assemblage J15 est un UO $_2$ $4^{\grave{e}me}$ tour

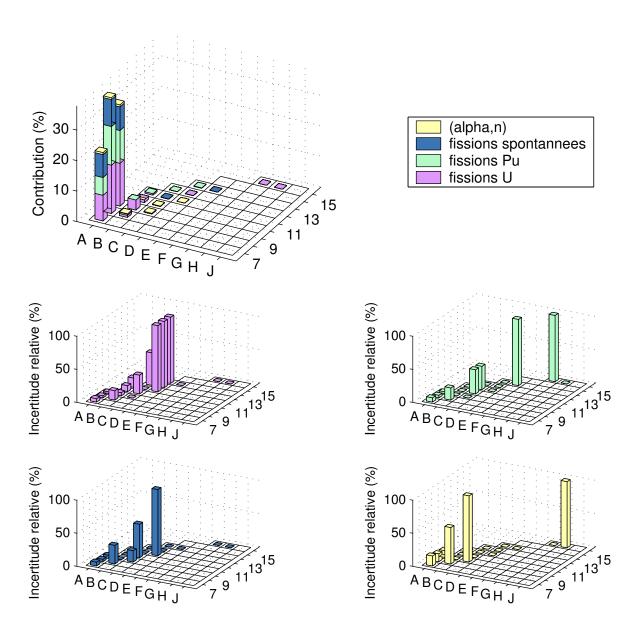


FIG. F.1 – Résultats obtenus lorsque le détecteur est situé en a1 (position type CNS).

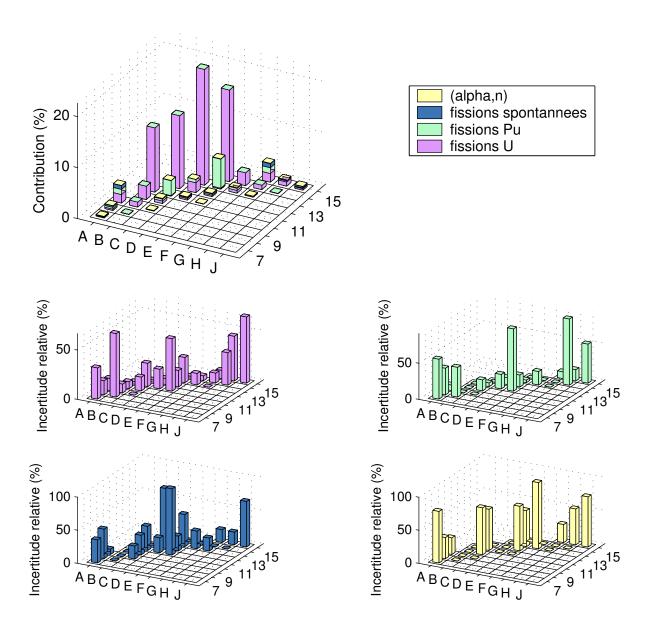


FIG. F.2 – Résultats obtenus lorsque le détecteur est situé en a2 (position type $CNS+45^{\circ}$).

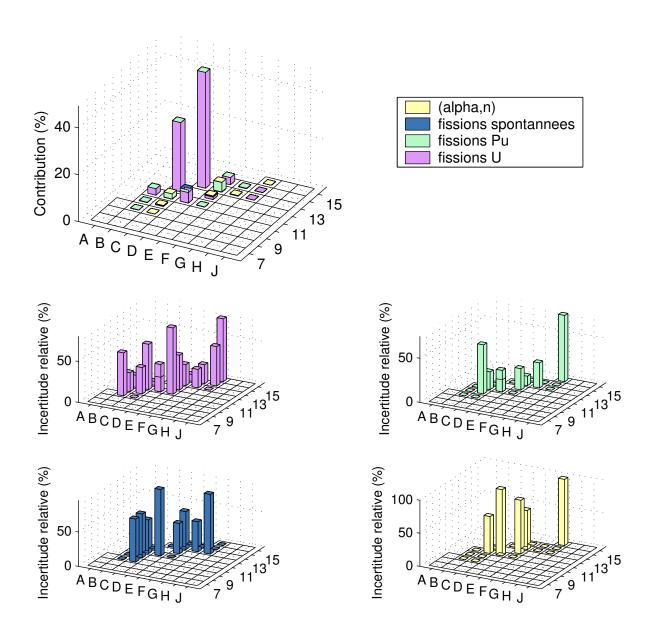


FIG. F.3 – Résultats obtenus lorsque le détecteur est situé en a3 (position type CNS + 45° - 60 cm).

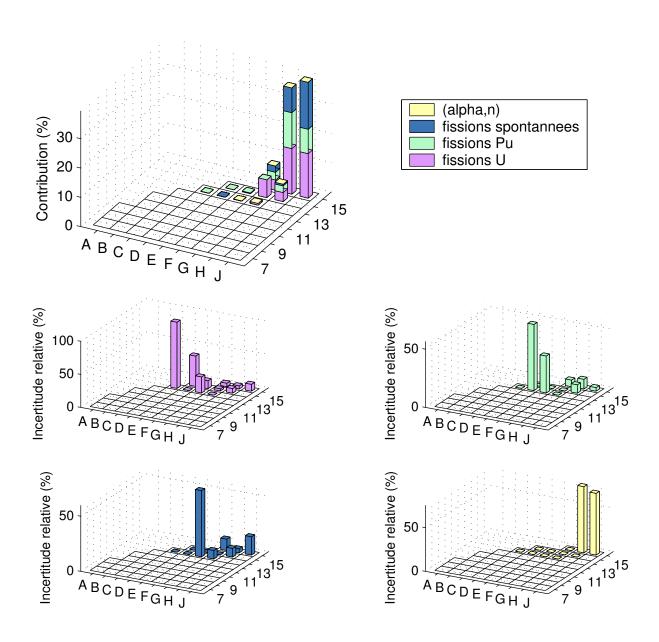


FIG. F.4 – Résultats obtenus lorsque le détecteur est situé en b1 (au dessus de l'assemblage J15 + 10 cm).

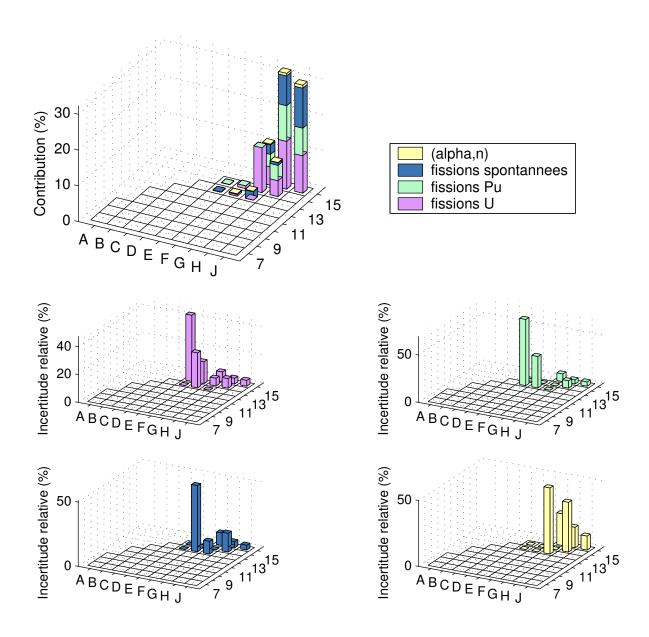


FIG. F.5 – Résultats obtenus lorsque le détecteur est situé en b2 (au dessus de l'assemblage J15 + 30 cm).

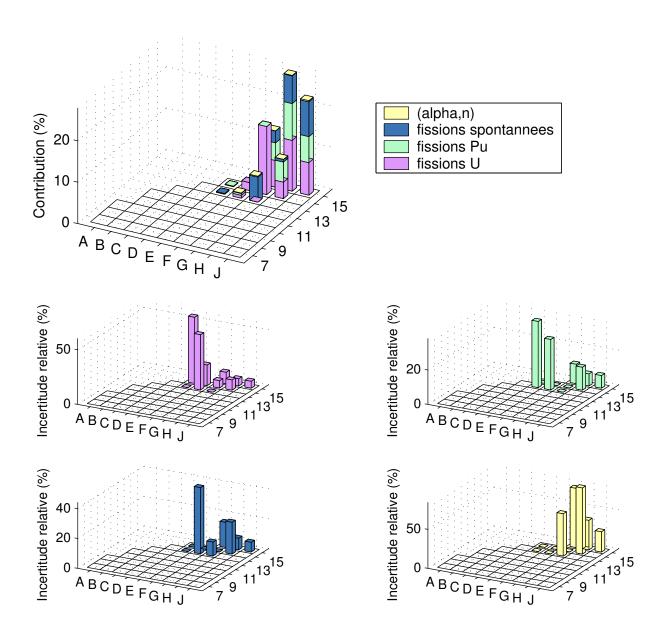


FIG. F.6 – Résultats obtenus lorsque le détecteur est situé en b3 (au dessus de l'assemblage J15 + 50 cm).

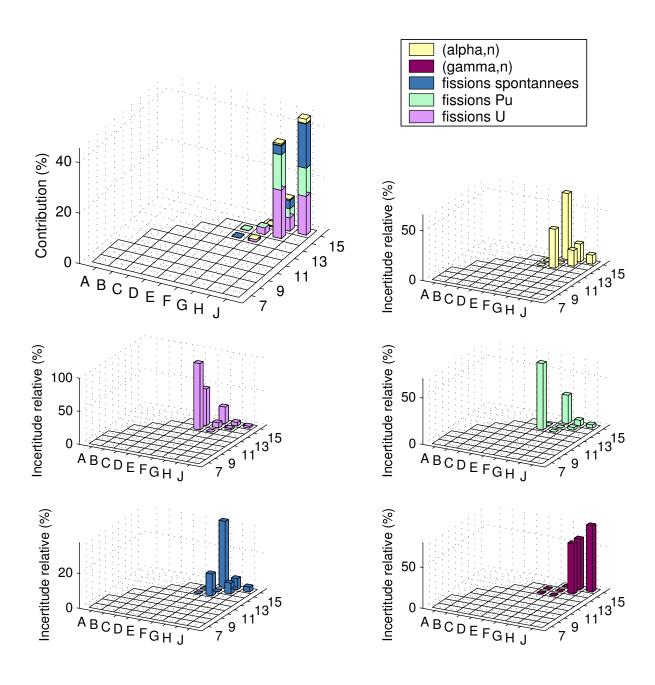


FIG. F.7 – Résultats obtenus lorsque le détecteur est situé en c (contre J15 et H15).

F.2 Configuration 2: l'assemblage J15 est un UO2 neuf

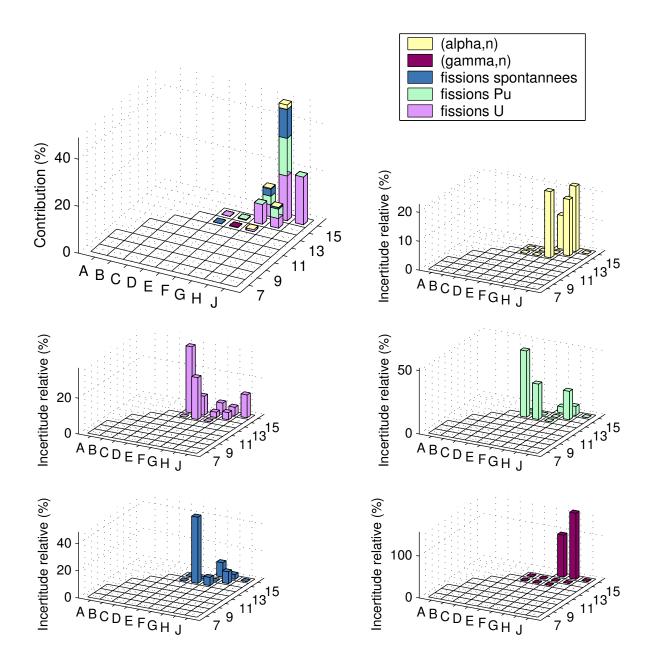


FIG. F.8 – Résultats obtenus lorsque le détecteur est situé en b1 (au dessus de l'assemblage J15 + 10 cm).

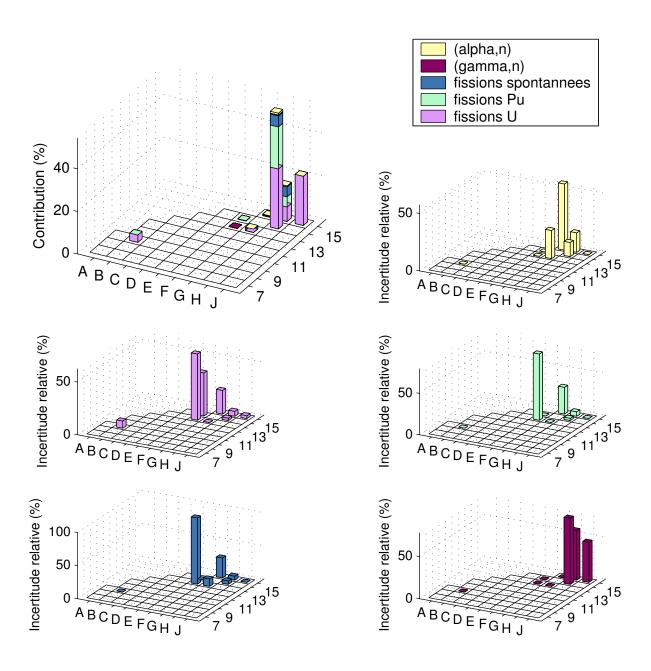


FIG. F.9 – Résultats obtenus lorsque le détecteur est situé en c (contre J15 et H15).

F.3 Configuration 3: l'assemblage J15 est un MOx neuf

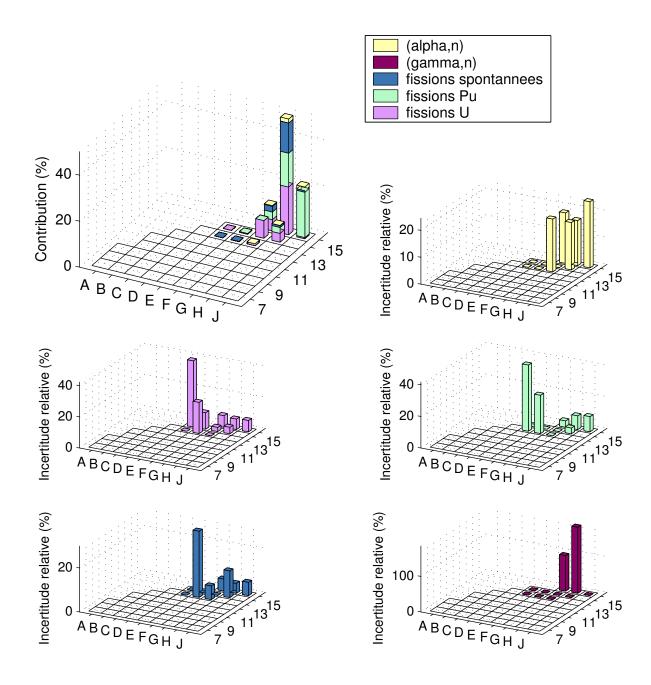


FIG. F.10 – Résultats obtenus lorsque le détecteur est situé en b1 (au dessus de l'assemblage J15 + 10 cm).

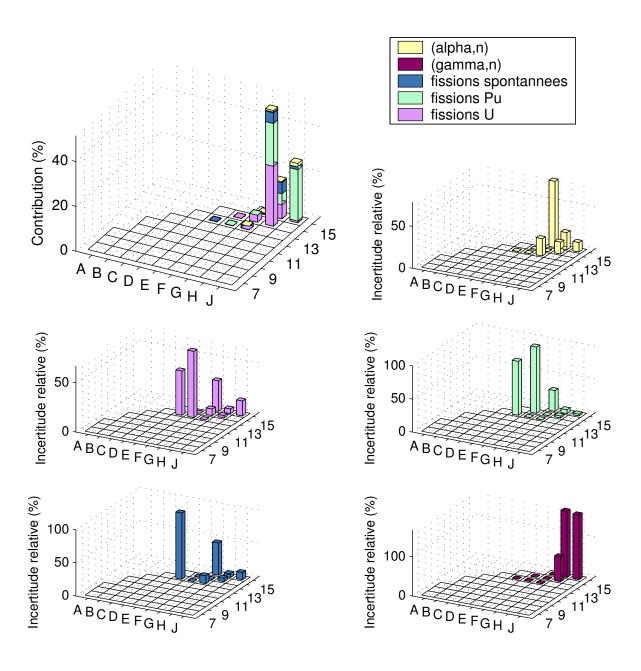


FIG. F.11 – Résultats obtenus lorsque le détecteur est situé en c (contre J15 et H15).

Bibliographie

[Barjon 93]	Robert BARJON, <i>Physique des Réacteurs nucléaires</i> , Institut des Sciences Nucléaires, Grenoble, 1993.			
[Bell 70]	Georges I. BELL, Samuel GLASSTONE, Nuclear Reactor Theory, Litton Educational Publishing, 1970.			
[Bonal 02]	Jean-Pierre BONAL, Isabelle BRESARD, Stephan PARRAUD, Caractérisation du graphite des réacteurs de la filière UNGG, www.ademe.fr/recherche/manifestations/materiaux_2002/Site/file/pdf/AF18028.PDF, 2002.			
[Bussac 85]	Jean BUSSAC, Paul REUSS, Traité de neutronique, Hermann, 1985.			
[CEA 78]	CEA, Statistique appliquée à l'exploitation des mesures, Tome 1, Masson, 1978.			
[Diop 02]	C. M. DIOP, Y. K. LEE, Détermination des sources volumiques de neutrons dans une cellule REP en réseau infini après arrêt de l'irradiation (1 mois), Rapport DM2S SERMA/LEPP/RT/01-3045/A, CEA/SACLAY, 2002.			
[EDF 89]	EDF, Guide d'exploitation et d'entretien n° 6 611 366, Système d'instrumentation nucléaire, 1989.			
[ISO 95]	Guide pour l'expression de l'incertitude de mesure, première édition, 1995, Organisation internationale de normalisation (Genève- Suisse).			
[GAUTHRON 86]	Maurice GAUTHRON, <i>Introduction au génie nucléaire, Tome 1, Neutronique et matériaux</i> , CEA, collection enseignement 1986.			
[Gy 01]	Jean-François GY, Corinne COURTEAU, Détectabilité de l'approche à la divergence suite à une erreur de chargement suivant un scénario de type « Dampierre », note ENTPN/01-00455-B, EDF/SEPTEN, 2001.			
[Gy 02]	Jean-François GY, <i>Marge à la criticité sur une erreur de chargement de type « Dampierre »</i> , note ENTPN/02-1093-A, EDF/SEPTEN , 2002.			
[Hashimoto 96]	Kengo HASHIMOTO, Kei OHYA, Yoshihiro YAMANE, <i>Experimental Investigations of Dead-Time Effect on Feynman-α Method</i> , Annals of Nuclear Energy, Vol. 23, n° 14, 1996.			
[Hetrick 71]	David L. HETRICK, <i>Dynamics of Nuclear Reactors</i> , The University of Chicago Press, 1971.			
[Hoffmann 49]	F. DE HOFFMANN, <i>Statistical Aspects of Pile Theory</i> , Science and Engineering of Nuclear Power, Vol II, Ch 9, Addison Wesley Publishing Co., Inc, 1949			
[Janis 01]	Janis, www.nea.fr/janis/welcome.html.			
[Knoll 01]	Glenn F. KNOLL, Radiation Detection and Measurement, John Wiley & Sons, 2001.			

[Lamarsh 01]	John R. LAMARSH, Anthony J. BARATTA, <i>Introduction to Nuclear Engineering</i> , Third edition, Prentice Hall, 2001.		
[Matlab]	Matlab, © 1994-2005 The MathWorks, Inc., www.mathworks.fr.		
[Merlin Gerin]	Merlin Gerin / Département Systèmes et électronique de sûreté, <i>Détecteurs pour réacteurs nucléaires</i> .		
[Lewis 71]	E. E. LEWIS, W. F. MILLER Jr, Computational Methods of Neutron Transport, American Nuclear Society, 1983.		
[Ott 85]	Karl O. OTT, Robert J. NEUHOLD, <i>Introductory Nuclear Reactor Dynamics</i> , the American Nuclear Society, 1985.		
[Ott 89]	Karl O. OTT, Winfred A. BEZELLA, <i>Introductory Nuclear Reactor Statics</i> , the American Nuclear Society, 1989.		
[Pacilio 65]	Nicola PACILIO, Short Time-Variance Method for Prompt-Neutron-Lifetime Measurements, Nuclear Science and Engineering, 22, 1965.		
[Pazsit 96]	I. Pázsit, <i>Fluctuations and stochastic phenomena in particle transport</i> , Lectures at the 2nd Frederic Joliot Summer School on Reactor Physics, Cadarache, France, 18-25 août 1996.		
[Peneliau 02]	Yannick PENELIAU, Étude de l'erreur de chargement du cœur de Dampierre 4 avec le code TRIPOLI-4 version 4.3 (Partie 1), Rapport SERMA/LEPP/RT/02-3146/A, CEA/SACLAY, 2002.		
[Perret 03]	Grégory PERRET, Amélioration et développement des méthodes de détermination de la réactivité - Maîtrise des incertitudes associées, Thèse, 2003.		
[Reuss 03]	Paul REUSS, Précis de neutronique, EDP sciences, 2003.		
[Rozon 92]	Daniel ROZON, <i>Introduction à la cinétique des réacteurs nucléaires</i> , Editions de l'Ecole Polytechnique de Montréal, 1992.		
[Sheff 66]	James R. SHEFF, Robert W. ALBRECHT, <i>The Space Dependence of Reactor Noise, I-Theory</i> , Nuclear Science and Engineering, 24, 1966.		
[Stacey 01]	Weston M. STACEY, Nuclear Reactor Physics, John Wiley & Sons, 2001.		
[Trakas 01]	C. TRAKAS, Analyse de la détectabilité de l'erreur de chargement DA-418 par les chambres CNS, note EPD DC 537, FRAMATOME ANP, 2001.		
[Tripoli 01]	Jean-Pierre BOTH, Alain MAZZOLO, Yannick PENELIAU, Odile PETIT, Benoit ROESSLINGER, <i>Notice d'utilisation du code TRIPOLI-4, version 4.3 : Code de transport de particules par la méthode de Monte Carlo</i> , Rapport SERMA/LEPP/RT/01-2901/C, CEA/SACLAY, 2001.		
[Uhrig 70]	Robert E. UHRIG, <i>Random Noise Techniques in Nuclear Reactor Systems</i> , The Ronald Press Company, 1970.		
[Williams 74]	M. M. R. WILLIAMS, Random Processes in Nuclear Reactors, Pergamon		

Press, 1974.

RÉSUMÉ

Lors du chargement d'un REP, une erreur de positionnement d'assemblages peut diminuer significativement l'écart à la criticité. L'incident de DAMPIERRE 4-18 a démontré que la surveillance nucléaire actuelle, basée sur les variations du taux de comptage au niveau de détecteurs ex-core, ne permettait pas de garantir la détection d'une telle erreur. La possibilité d'y parvenir par une analyse plus fine des signaux disponibles a donc été examinée. Les méthodes de bruit neutronique ont particulièrement retenu notre attention. La partie expérimentale de ce travail a été consacrée à leur application à un réacteur de recherche. Cependant, il se révèle impossible de les appliquer à l'instrumentation des REP. Différentes positions des détecteurs ont alors été explorées via des calculs de transport Monte Carlo donnant accès à la provenance des neutrons. Les résultats montrent que la technologie actuelle ne permet pas d'envisager une solution neutronique pour surveiller le chargement.

MOTS-CLÉS: Neutronique, Réactivité, Chargement, Instrumentation, Bruit, Monte-Carlo.

TITLE

Sub-criticality evaluation during loading operations of a Pressurized Water Reactor.

ABSTRACT

During the core loading period of a PWR, any fuel assembly misplacement may significantly reduce the existing criticality margin. The DAMPIERRE 4-18 event showed the present monitoring based on the variations of the ex-core detector counting rate cannot detect such misplacement. In order to circumvent that, a more detailed analysis of the available signal was gone. We particularly focused on the neutronic noise analysis methods. The experimental part of our work was dedicated to the application of those methods to a research reactor. Finally, our results showed that those methods cannot be used with the present PWR instrumentation. Various detector positions were then studied using Monte Carlo calculations capable of following the neutron origin. Our results showed that the present technology does not allow using any solution based on neutron detection for monitoring core loading.

KEYWORDS: Neutronic, Reactivity, Loading, Instrumentation, Noise, Monte-Carlo.

NOM: VERDIER	DATE de SOUTENANCE				
(avec précision du nom de jeune fille, le cas échéant) Prénoms : Aude	7 avril 2005				
TITRE: Evaluation de la sous-criticité lors des opérations de chargement d'un réacteur nucléaire REP					
Num	éro d'ordre : 34-2005				
	Physique Nucléaire et Physique des Particules				
	SSE :				
RESUME :					
Lors du chargement d'un REP, une erreur de positionn peut diminuer significativement l'écart à la critic DAMPIERRE 4-18 a démontré que la surveillance nucléa sur les variations du taux de comptage au niveau de ne permettait pas de garantir la détection d'une possibilité d'y parvenir par une analyse plus disponibles a donc été examinée. Les méthodes de bru particulièrement retenu notre attention. La partie et travail a été consacrée à leur application à un réac Cependant, il se révèle impossible de les appliquer des REP. Différentes positions des détecteurs ont a via des calculs de transport Monte Carlo donnant acc des neutrons. Les résultats montrent que la techn permet pas d'envisager une solution neutronique pe chargement.	eité. L'incident de ire actuelle, basée détecteurs ex-core, telle erreur. La fine des signaux ait neutronique ont expérimentale de ce cteur de recherche. à l'instrumentation alors été explorées cès à la provenance ologie actuelle ne				
MOTS-CLES : Neutronique, Réactivité, Chargement, Instrumentation Monte-Carlo.	, Bruit Neutronique,				
Laboratoire de recherche : Institut de Physique Nucléaire de Lyon et Service Etudes et Projets Thermiques et Nucléaire (EDF), Commissariat à l'Energie Atomique (CEA)					
Directeurs de recherches : Alain Chevarier, Laurent Belœil, Christian Jammes					
Président du jury : P. Reuss					
Composition du jury: P. Reuss, JC. Sens, A. Chevar L. Belœil, C. Jammes, A. Souloum L. Daudin					

Т