



HAL
open science

Evolution thermique du système lithosphère-asthénosphère dans les zones continentales stables

Béatrice de Voogd

► **To cite this version:**

Béatrice de Voogd. Evolution thermique du système lithosphère-asthénosphère dans les zones continentales stables. Géophysique [physics.geo-ph]. Université Scientifique et Médicale de Grenoble, 1980. Français. NNT: . tel-00761747

HAL Id: tel-00761747

<https://theses.hal.science/tel-00761747>

Submitted on 6 Dec 2012

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.

H. Pecher

INSTITUT DE RECHERCHES INTERDISCIPLINAIRES DE GÉOLOGIE ET DE MÉCANIQUE
LABORATOIRE DE GÉOPHYSIQUE INTERNE

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE
DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE 3^e CYCLE

Spécialité : PHYSIQUE

Mention : GEOPHYSIQUE

par

Béatrice DE VOOGD

SUJET

**Evolution thermique
du système lithosphère-asthénosphère
dans les zones continentales stables**

Soutenue le 4 Juillet 1980 devant la Commission d'Examen

M. L. LLIBOUTRY	Président
M. G. PERRIER	Rapporteur
M. F. ALBARÈDE	Examineurs
M. G. VASSEUR	

GRENOBLE

INSTITUT DE RECHERCHES INTERDISCIPLINAIRES DE GÉOLOGIE ET DE MÉCANIQUE
LABORATOIRE DE GÉOPHYSIQUE INTERNE

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE
DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE 3^e CYCLE
Spécialité : PHYSIQUE
Mention : GEOPHYSIQUE

par

Béatrice DE VOOGD

SUJET

**Evolution thermique
du système lithosphère-asthénosphère
dans les zones continentales stables**

Soutenu le 4 Juillet 1980 devant la Commission d'Examen

M. L. LLIBOUTRY	Président
M. G. PERRIER	Rapporteur
M. F. ALBARÈDE	Examineurs
M. G. VASSEUR	

GRENOBLE

Service de Ventes

Évaluation

des livres

et

Je remercie tous ceux qui m'ont aidée,
en particulier Georges Poupinet, qui est
à l'origine de ce travail.

TABLE DES MATIÈRES

	<u>Page</u>
<u>INTRODUCTION</u>	p.1
<u>CHAPITRE I - FLUX DE CHALEUR ET ANOMALIES DE VITESSE</u> <u>RELATION AVEC L'ÉPAISSEUR DE LA LITHOSPHERE CONTINENTALE</u>	p.3
I.1. INTRODUCTION	p.5
I.2. DÉFINITION DE LA LIMITE LITHOSPHERE-ASTHENOSPHERE : NOTION D'ÉPAISSEUR DE LA LITHOSPHERE CONTINENTALE	p.6
a) Définition rhéologique	p.6
b) Définition déduite de la sismologie	p.6
c) Définition thermodynamique	p.7
I.3. RAPPELS THÉORIQUES SUR LE FLUX THERMIQUE ET LA CONDUCTION DE LA CHALEUR	p.8
a) Définitions et unités	p.8
b) Equation de propagation de la chaleur par conduction	p.9
c) Méthodes de mesure du flux de chaleur	p.10
I.4. MESURES DE FLUX DE CHALEUR : NOS DONNÉES	p.11
I.5. ERREUR SUR LES MESURES DE FLUX	p.15
I.6. SIGNIFICATION DES MESURES DE FLUX : RECHERCHE DU FLUX D'ORIFINE PROFONDE	p.16
a) Que représente le flux de chaleur mesuré en surface ?	p.16
b) Les roches radioactives : sources de chaleur internes	p.17
c) Définition du flux réduit	p.18
d) Mesures du flux réduit	p.18
e) Interprétation des mesures de flux réduit	p.20
f) Autres déterminations du flux réduit	p.20
I.7. UTILISATION DES ANOMALIES DE TEMPS DE PROPAGATION VERTICAL DES ONDES P POUR ETUDIER L'ÉPAISSEUR DE LA LITHOSPHERE CONTINENTALE - RELATION AVEC LE FLUX RÉDUIT	p.22
a) Anomalies de station de la phase P	p.22
- définition d'un résidu	
- anomalies de station Rp	
- signification des anomalies de station	

b) Calcul de l'anomalie de propagation ΔR_p due à une petite variation du géotherme dans la lithosphère	p.25
c) Relation expérimentale entre le flux de chaleur et les anomalies de station	p.32
I.8. EXISTENCE D'UNE EVOLUTION DE LA LITHOSPHERE CONTINENTALE AVEC L'AGE	p.45
a) Dépendance du flux de chaleur à l'âge	p.45
b) Dépendance des anomalies de propagation des ondes P à l'âge	p.47
I.9. CONCLUSION	p.49
<u>CHAPITRE II - MODELISATION TRES SCHEMATIQUE DE L'EVOLUTION THERMIQUE DE LA LITHOSPHERE CONTINENTALE</u>	p.51
II.1. INTRODUCTION	p.53
II.2. APERCU BIBLIOGRAPHIQUE DE QUELQUES MODELES NUMERIQUES	p.54
II.3. DEFINITION DE NOTRE MODELE - CONDITIONS AUX LIMITES UTILISEES	p.58
II.4. FACTEURS DE L'EVOLUTION TEMPORELLE DE LA LITHOSPHERE CONTINENTALE	p.60
a) Effet de la chaleur latente des matériaux de l'asthénosphère	p.60
b) Décroissance radioactive avec le temps	p.63
c) Erosion	p.64
d) Flux de chaleur en provenance de l'asthénosphère	p.64
II.5. VALEURS NUMERIQUES DES CONSTANTES ET PARAMETRES UTILISES DANS LES CALCULS	p.65
II.6. CALCUL ANALYTIQUE DE QUELQUES GEOTHERMES D'EQUILIBRE	p.66
a) Epaisseur maximale de lithosphère que l'on peut atteindre, pour un flux q_a donné en provenance de l'asthénosphère	p.66
b) Géotherme d'équilibre calculé pour modèle à 3 couches	p.67
c) Calcul d'un géotherme d'équilibre avec une production radiogénique variable	p.70
d) Conclusion	p.73
II.7. MODELE ANALYTIQUE SIMPLE OU L'ON RESOUD L'EQUATION DE CONDUCTION EN REGIME STATIONNAIRE A DIFFERENTS INSTANTS	p.74
II.8. RESOLUTION DE L'EQUATION DE CONDUCTION PAR UNE SOLUTION DE LA FORME : $T(z, t) = \lambda z + e^{-\alpha t} \cdot f(z)$	p.78
II.9. CONCLUSION SUR LES CALCULS ANALYTIQUES	p.86

II.10. CALCULS NUMERIQUES PAR DIFFERENCES FINIES	p.87
a) Principe de la méthode et condition de convergence	p.87
b) Calculs	p.89
c) Résultats et conséquences	p.89
II.11. CONCLUSION SUR LES MODELES THERMIQUES D'EPAISSISSEMENT DE LA LITHOSPHERE	p.93

CHAPITRE III : CONTRASTE DE DENSITE ENTRE L'ASTHENOSPHERE ET LA BASE DE LA LITHOSPHERE p.95

III.1. INTRODUCTION	p.97
III.2. STRUCTURE DU MANTEAU SUPERIEUR SOUS LES ZONES CONTINENTALES STABLES	p.98
a) Informations données par la dispersion des ondes de surface	p.98
b) Epaisseurs de lithosphère déduites des ondes de volume	p.99
c) Hétérogénéités latérales du manteau supérieur mises en évidence par les anomalies de station	p.100
d) Conclusion	p.100
III.3. EXISTENCE DU PARADOXE DES "NON SINKING-CRATONS"	p.102
III.4. EVOLUTION DE LA CROUTE CONTINENTALE	p.104
III.5. CONTRASTE DE DENSITE ENTRE LA BASE DE LA LITHOSPHERE CONTINENTALE ET L'ASTHENOSPHERE SOUS-JACENTE	p.113
III.6. CONCLUSION	p.118

CONCLUSIONS GENERALES p.120

ANNEXE A : VALEURS DES ANOMALIES DE STATIONS p.122

ANNEXE B : PROGRAMME DE DIFFERENCES FINIES EXPLICITES p.125

ANNEXE C : BIBLIOGRAPHIE UTILISEE POUR ETUDIER L'EVOLUTION DE LA CROUTE CONTINENTALE p.129

BIBLIOGRAPHIE p.133

I N T R O D U C T I O N

L'étude de l'évolution temporelle de la lithosphère continentale nécessite quelques remarques préliminaires sur les théories qui s'affrontent à propos de la formation et de l'évolution des continents. Deux grandes hypothèses se dégagent et s'opposent :

- processus géologiques uniques, caractéristiques de certaines époques, et ne se reproduisant plus ensuite ;

ou

- continuité dans l'histoire géologique : les processus d'évolution se retrouvent, quasiment identiques, à tout âge de la Terre (actualisme).

Nous nous placerons dans ce deuxième type de théories, quoique les arguments géochimiques en faveur d'une croissance progressive de la surface des continents soient très controversés (Allègre, 1977).

Une certaine forme d'actualisme est conservée dans la théorie des cycles de Wilson (1957, 1968) : cycles d'ouverture et de fermeture d'océans, avec accréation le long des marges continentales. Cette extension de la tectonique des plaques a été très critiquée, et l'interprétation des anciennes sutures géologiques est parfois contestée. Un fait remarquable est que l'on trouve des croûtes continentales de tout âge. Dans la région de Gothaab (Groenland), une formation granitique aurait un âge de 38 milliards d'années (Black et al., 1971). Moorbath (1977) fait quelques remarques sur la datation des structures continentales et se rallie aux modèles uniformitaires de croissance continue des continents. Au début, il y avait sans doute assez peu de croûte continentale. La croissance et l'évolution des continents au cours des temps géologiques serait le résultat d'une différenciation chimique, irréversible, du manteau supérieur, et de phases d'accréation (en particulier sur les bords des "petits" continents déjà existants). Ce phénomène est peut-être ce que l'on observe sur les côtes ouest-américaines, lié à la subduction du Pacifique. Remarquons enfin que la croûte continentale, dès l'instant où elle est formée, ne peut ni subducter, ni être détruite. Elle évolue seulement par le biais de l'érosion et de la sédimentation.

Dans tout ce qui suit, nous nous intéressons à l'évolution possible des zones continentales stables. Pour éclairer les nombreux résultats de la sismologie sur la structure actuelle de la lithosphère continentale, nous avons suivi l'approche suggérée par Oxburgh et Parmentier (1978) : "The proper understanding of a wide range of tectonic and thermal phenomena within continents depends on the knowledge of the 'normal' continental temperature distribution and how it may have changed with time". La grandeur que nous utiliserons tout au long de l'exposé pour caractériser la lithosphère est son épaisseur.

Dans le premier chapitre, nous présentons les observations géothermiques et sismiques qui décrivent l'évolution des plaques continentales. Nous chercherons à relier le flux de chaleur et les anomalies de propagation des ondes P à l'épaisseur de la lithosphère. Le géotherme continental évolue avec l'âge à l'intérieur de la lithosphère, et celle-ci s'épaissit progressivement. Parallèlement, Poupinet a montré que le temps de parcours vertical des ondes P présentait aussi une dépendance avec l'âge des plaques continentales.

Les modèles décrits jusqu'ici n'expliquent pas l'évolution, observée, de la lithosphère continentale pour des périodes très longues, supérieures à 500 millions d'années par exemple. Par conséquent, dans le chapitre II, nous modélisons l'évolution avec l'âge du flux de chaleur et de l'épaisseur de la lithosphère sur de grandes périodes. Les paramètres principaux que nous pourrions ajuster sont : la distribution des éléments radioactifs, le taux d'érosion ou de sédimentation, le flux en provenance de l'asthénosphère. Nous verrons que les modèles thermiques usuels, valables pour les océans, s'appliquent assez mal aux continents anciens.

Une contradiction importante est exposée dans le chapitre III : l'épaississement de la lithosphère continentale pendant 1 ou 2 milliards d'années devrait entraîner une augmentation de densité par contraction thermique. Un tel modèle de refroidissement est en contradiction avec le fait que les cratons ne sont pas en dessous du niveau des mers. Nous envisageons deux processus pouvant stabiliser les mouvements verticaux des plaques de lithosphère lorsqu'elles vieillissent : une évolution de la croûte capable d'assurer l'équilibre isostatique de la lithosphère, et une diminution de la densité à la base de la lithosphère par différenciation chimique. Nous montrons l'inefficacité de la première hypothèse, ce qui favorise un modèle où la lithosphère continentale serait chimiquement différenciée à partir de l'asthénosphère.

CHAPITRE I

FLUX DE CHALEUR ET ANOMALIES DE VITESSE. RELATION AVEC L'ÉPAISSEUR DE LA LITHOSPHÈRE CONTINENTALE

I - 1. INTRODUCTION

Polyak et Smirnov (1968) suggèrent que le flux de chaleur moyen d'une région décroît avec l'âge du dernier événement orogénique. Cette décroissance du géotherme continental avec le vieillissement de la plaque considérée a été confirmée par de nombreux auteurs (Sclater et Francheteau 1970, Chapman et Pollack 1975). Toutefois, la dépendance du flux thermique à l'âge est un fait encore controversé (Rao et Jessop 1975) et mal expliqué pour les continents. Les observations de Chapman et Pollack (1977) laissent penser qu'il existe des variations latérales du gradient de température dans le manteau supérieur. D'autres auteurs (Sclater et al. 1980) considèrent que les continents d'âge supérieur à 500 millions d'années ont atteint un état d'équilibre thermique stable, et n'évoluent plus que par les modifications superficielles dans la répartition des roches radioactives de la croûte. Dans l'hypothèse d'un modèle thermique, où la lithosphère est produite par solidification des matériaux de l'asthénosphère, des variations du flux sous le Moho impliquent l'existence de différentes épaisseurs de lithosphère continentale.

I - 2. DEFINITION DE LA LIMITE LITHOSPHERE-ASTHENOSPHERE :
NOTION D'ÉPAISSEUR DE LA LITHOSPHERE CONTINENTALE

Le succès de la théorie de la tectonique des plaques a incité de nombreux chercheurs à étudier les concepts de lithosphère et d'asthénosphère. Avant d'aborder les calculs numériques, nous allons recenser les différentes définitions de la lithosphère, en précisant leur signification. Nous essayerons de montrer les liens éventuels entre les trois points de vue : rhéologique, sismologique et thermique.

C'est la tectonique des plaques qui définit véritablement le concept de lithosphère : la lithosphère est la calotte sphérique rigide qui se déplace par rapport au manteau sous-jacent (Le Pichon, Francheteau et Bonnin (1973). Ainsi, on peut considérer que l'asthénosphère commence pour la profondeur où l'écoulement dans le manteau a une vitesse de 0.995 fois la vitesse de déformation de la plaque en surface (Froidevaux, Schubert et Yuen, 1977).

Cette définition théorique n'est pas très commode dans la pratique, et nous allons utiliser d'autres critères pour essayer de caractériser la lithosphère continentale et connaître son épaisseur.

a) Définition rhéologique :

C'est la définition historique de l'asthénosphère. Etymologiquement, elle provient du grec "asthénès" = faible. La découverte, au siècle dernier, de l'existence de processus de compensation isostatique a conduit les géologues à imaginer l'asthénosphère : couche suffisamment fluide ("faible") pour permettre les mouvements verticaux de la lithosphère, couche rigide, flottant sur l'asthénosphère. La limite lithosphère-asthénosphère peut alors être définie par un seuil de viscosité, de l'ordre de 10^{22} poises (Liboutry 1976). L'épaisseur de la lithosphère rhéologique n'est pas nécessairement celle de la couche de matériaux qui se translate lors du mouvement des plaques. Elle est généralement plus petite.

b) Définition déduite de la sismologie

De nombreux sismologues ont cherché à relier ce découplage rhéologique aux données de la sismologie. Le toit de la zone à moindre vitesse (LVZ), lorsque celle-ci

est observée, est souvent identifiée avec la limite lithosphère-asthénosphère. Les longs profils d'enregistrements des sondages sismiques profonds et l'étude des ondes de surface nous donnent des informations sur la structure du manteau supérieur et quelques valeurs de l'épaisseur de la lithosphère. Citons par exemple : Masse et al. (1972), Biswas et Knopoff (1974), Steinmetz, Hirn et Perrier (1974), Kurita (1976), Calcagnile et Panza (1978), Sacks et Snoke (1979) et la thèse d'état de Cara (1978).

Il semble que l'asthénosphère est bien plus développée sous les zones jeunes que sous les boucliers. La zone à moindre vitesse n'est pas mise en évidence sous les vieux cratons, mais cela ne signifie pas qu'elle y est inexistante.

Le toit de la LVZ ne coïncide pas nécessairement avec la limite lithosphère-asthénosphère, et le découplage rhéologique n'est pas forcément lié à la fusion partielle du manteau supérieur (Gueguen, thèse d'Etat 1979). La LVZ correspond à une loi de vitesse $v(z)$ qui n'est sans doute pas semblable à la loi en viscosité $\nu(z)$. De plus, les récents travaux sur l'atténuation des ondes (Goetze 1977) montrent qu'une couche à moindre vitesse peut exister sans qu'il y ait fusion partielle. Par conséquent, nous distinguerons dans notre exposé les notions de couche à faible vitesse et d'asthénosphère, puisque les phénomènes physiques correspondants sont différents.

c) Définition thermodynamique

Une définition très commode, et que nous utiliserons, est d'identifier la limite lithosphère-asthénosphère à une isotherme $T = T_1$. Dans tous les calculs, nous prendrons $T_1 = 1300^\circ\text{C}$. Cette définition est arbitraire et nous ne l'interprétons pas ici comme étant le solidus d'un des constituants du manteau supérieur. Il n'est d'ailleurs pas nécessaire de supposer qu'il y a fusion partielle.

En l'absence de toute autre possibilité, nous assimilerons donc la limite lithosphère-asthénosphère à une isotherme. Puisque nous nous intéressons à des modèles thermiques, les épaisseurs de lithosphère que nous calculons correspondent à cette définition. Malheureusement, les données à notre disposition sur l'épaisseur des plaques continentales proviennent de la sismologie et ne peuvent donc apporter une contrainte précise et fiable à notre modèle thermique. Remarquons enfin que, avec cette définition, l'épaisseur de la lithosphère continentale est directement reliée à la répartition verticale de température et donc au flux de chaleur.

I - 3. RAPPELS THEORIQUES SUR LE FLUX THERMIQUE ET LA CONDUCTION

DE LA CHALEUR (Carslaw and Jaeger 1959)

Nous nous intéressons aux échanges de chaleur entre la surface et l'intérieur de la Terre. Les échanges thermiques à travers les plaques continentales se font essentiellement par conduction.

a) Définitions et unités

- Le flux de chaleur (q) est la quantité de chaleur (δQ) qui traverse une surface (S) par unité de temps (δt) :

$$q = \frac{1}{S} \frac{\delta Q}{\delta t}$$

Les unités usuelles sont le mW/m^2 et le HFU (Heat Flow Unit).

$$1 \text{ HFU} = 1 \mu \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{s} = 10^{-6} \text{ cal/cm}^2 \cdot \text{s} = 41.8 \text{ mW/m}^2.$$

- La conductivité thermique (K) caractérise l'aptitude du matériau (roche pour nous) à conduire la chaleur.

Dans le cas d'un échange conductif, le flux de chaleur s'exprime ainsi :

$$\vec{q} = -K \text{ grad } T$$

qui se réduit : $q = K \frac{\partial T}{\partial z}$ pour un problème à une dimension.

K s'exprime en $\text{cal/cm} \cdot \text{s} \cdot ^\circ$ ou en $\text{mW/m} \cdot ^\circ$

- Diffusivité thermique D

soit ρ la masse volumique de la roche
soit C la chaleur spécifique de la roche.

$$D = \frac{K}{\rho C} \text{ et s'exprime en } \text{m}^2/\text{s}.$$

La propagation de la chaleur est d'autant plus rapide que la diffusivité est plus grande.

- Ordres de grandeurs

. Le flux mesuré en surface sur les continents varie généralement entre 30 et 100 mW/m^2 (soit de 0.7 à 2.4 HFU).

. La conductivité moyenne des roches du manteau supérieur est de 2930 $\text{mW/m} \cdot ^\circ = 0.007 \text{ cal/cm} \cdot \text{s} \cdot ^\circ$

Pour la croûte, la valeur est plus faible et varie selon la nature des roches. Une valeur moyenne est : 0.006 $\text{cal/cm} \cdot \text{s} \cdot ^\circ = 2500 \text{ mW/m} \cdot ^\circ$.

. La diffusivité thermique des roches est de l'ordre de $10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ ($\approx 30 \text{ km}^2/\text{Ma}$).

b) Equation de propagation de la chaleur par conduction

. Cas simple d'une propagation rectiligne à travers un milieu ne contenant aucune source de chaleur, et caractérisé par (K, ρ, C) :

$$K \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \rho C \frac{\partial T}{\partial t}$$

. Mais, en réalité, il existe des sources de chaleur non négligeables à l'intérieur de l'écorce terrestre.

Soit A la chaleur interne libérée par unité de temps et de volume ; l'équation précédente se complique et devient :

$$K \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + A = \rho C \frac{\partial T}{\partial t}$$

A s'exprime en HGU (Heat Generation Unit) ou en mW/m^3 .

$$1 \text{ HGU} = 10^{-13} \text{ cal/cm}^3 \cdot \text{s}.$$

. Equation générale à trois dimensions

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = K \Delta T + A$$

et, s'il y a un terme convectif (vitesse \vec{V}) :

$$\rho C \left(\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{V} \cdot \text{grad } T \right) = A + K \Delta T$$

c) Méthodes de mesure du flux de chaleur

. Mesure de la conductivité thermique de la roche considérée : la méthode la plus précise consiste à prélever des carottes dans le forage où les mesures sont effectuées. Sinon, on se contente d'une estimation de la nature des roches traversées dans le forage.

. Mesure du gradient thermique $\frac{\partial T}{\partial z}$:

Une thermistance est descendue dans le forage au bout d'un câble électrique. Ceci permet d'effectuer des mesures de température à intervalles réguliers de profondeur. Le gradient de température est la pente de la courbe obtenue.

Ces deux mesures donnent le flux de chaleur q .

. Nous citerons pour mémoire deux autres méthodes utilisées :

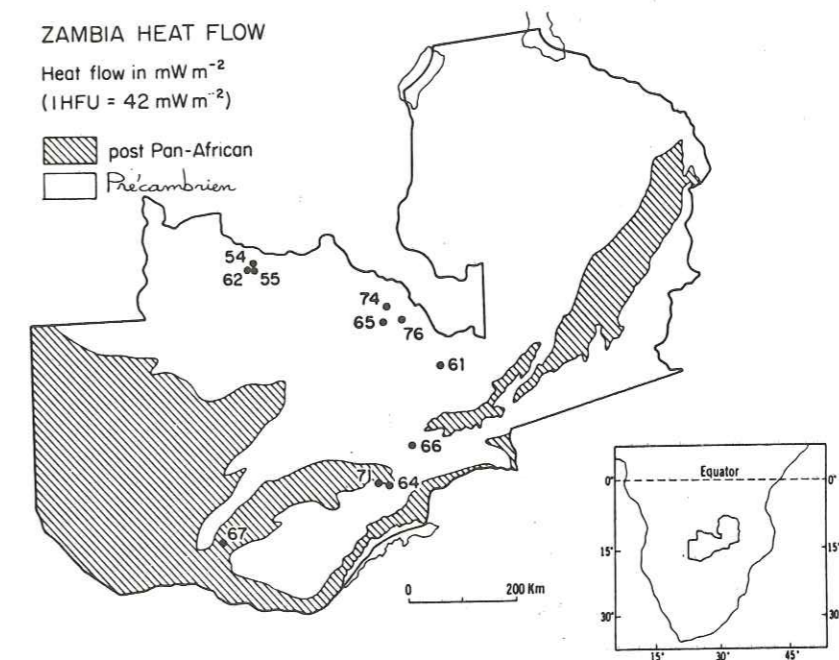
- mesures de fond de trou
(en général dans les forages pétroliers)
- température des sources thermominérales
(Passavy 1976 - thèse).

I - 4. MESURES DE FLUX DE CHALEUR : NOS DONNEES

Nous disposons des données mondiales de flux de chaleur (1975), recensées par Jessop, Hobart et Sclater (1976). Ce fichier nous a été fourni par l'intermédiaire du CNEXO sur bande magnétique du N.G.S.D.C. (National Geophysical and Solar Terrestrial Data Center). Nous avons complété ce fichier par les mesures publiées entre 1975 et 1980 pour les régions suivantes : la Zambie (Chapman et Pollack, 1977), l'Ukraine (Kutas, 1977), la Roumanie (Veliciu et al., 1977), le Niger (Verheijen, 1979), la France (Groupe Flux Chaf., 1978) et le Canada (Jessop et Lewis, 1979).

Les figures n°1 à 5 donnent quelques exemples des données sur le flux de chaleur mesuré en surface.

Figure n°1: Mesures de flux de chaleur en Zambie
d'après Chapman et Pollack (1977)



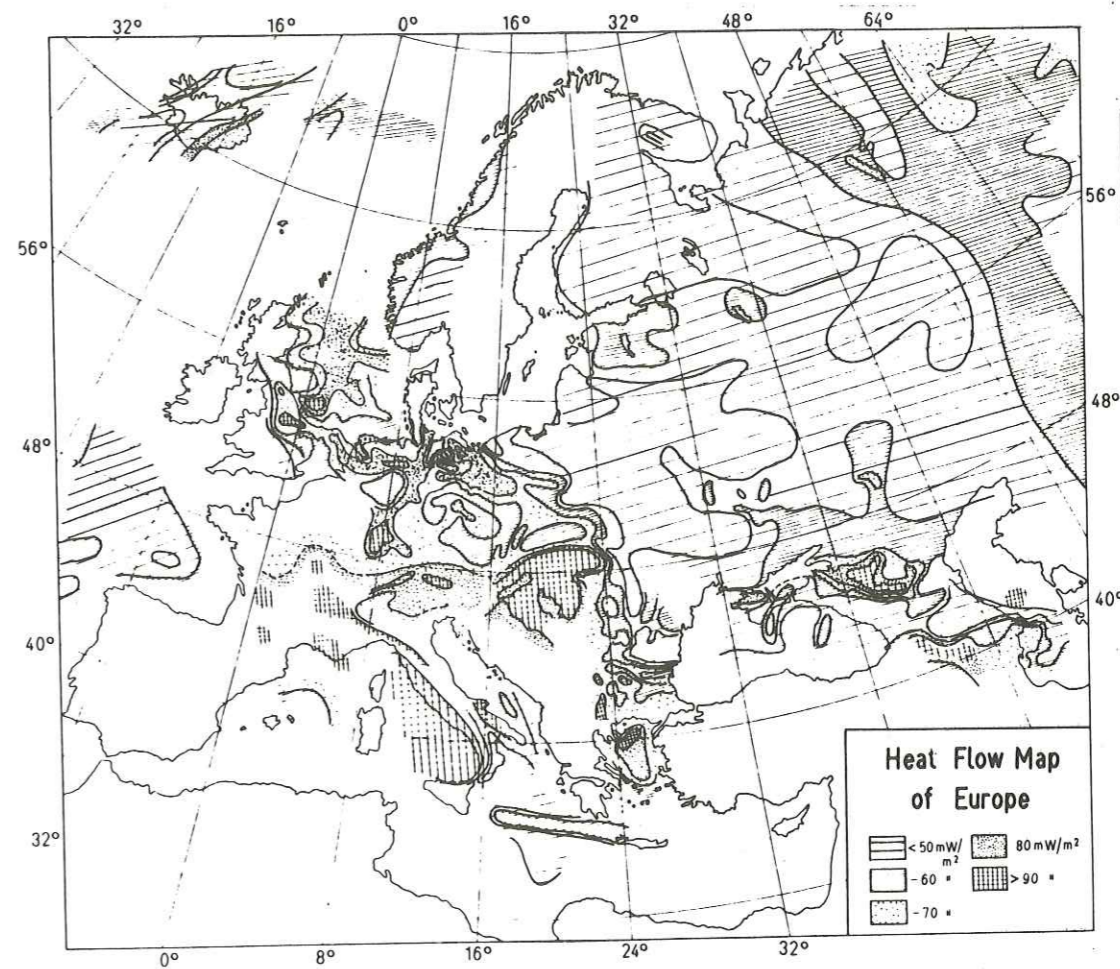
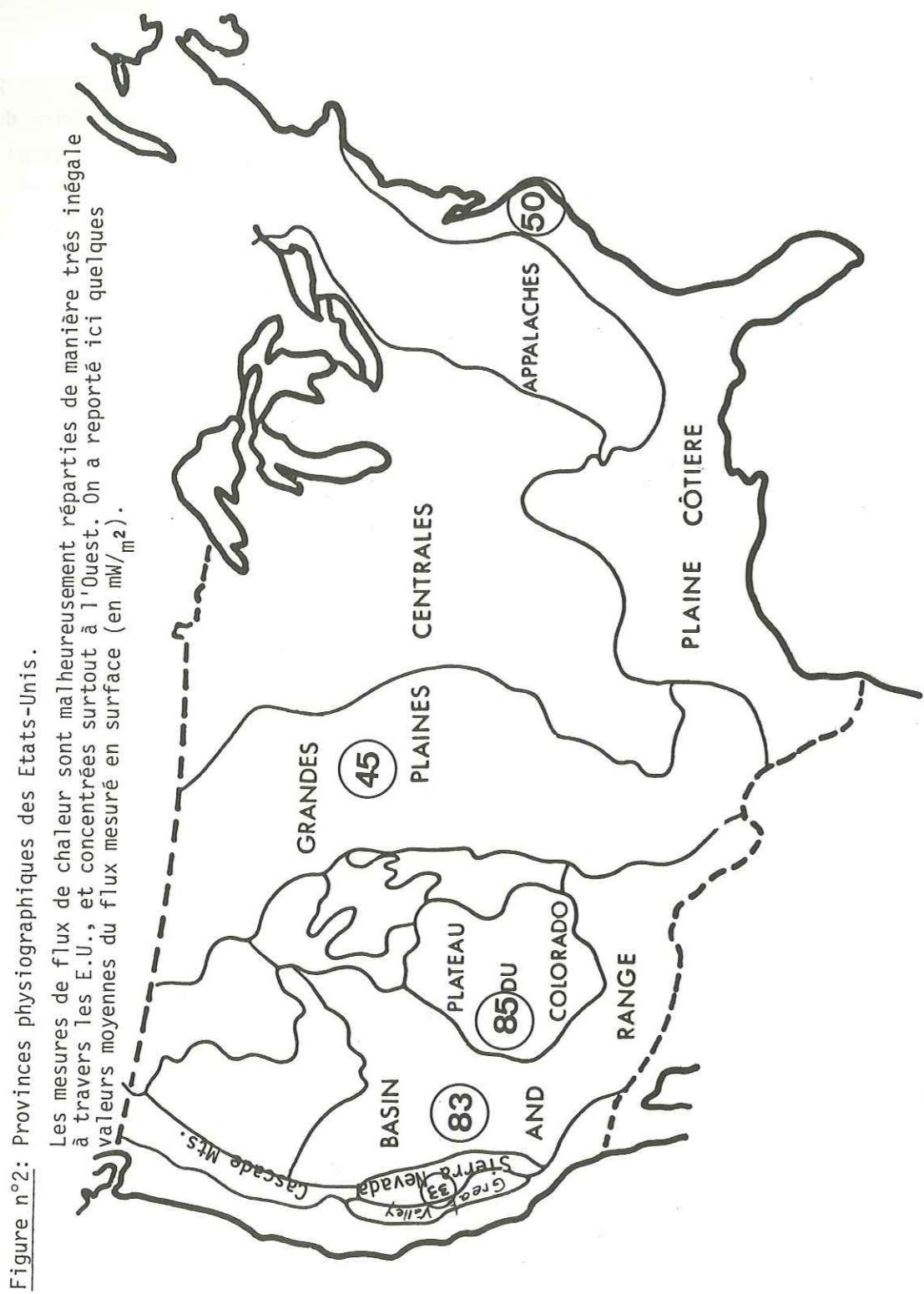
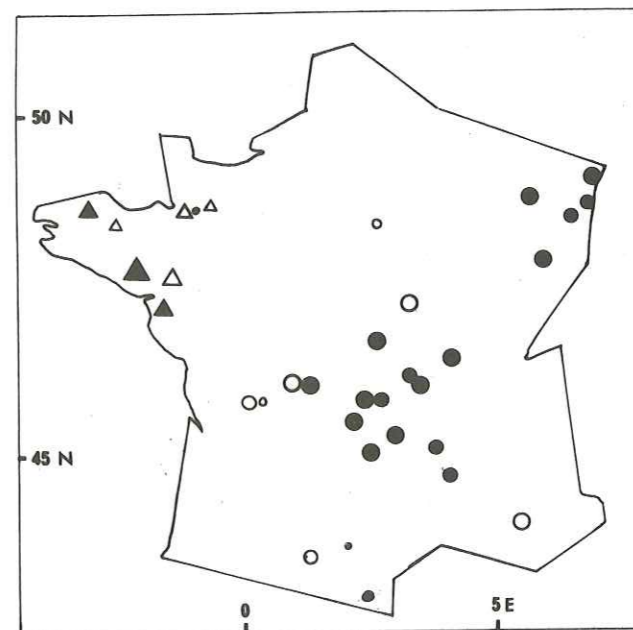


figure 3 tirée de Hurtig et Oelsner (1977)

figure 4 données françaises.

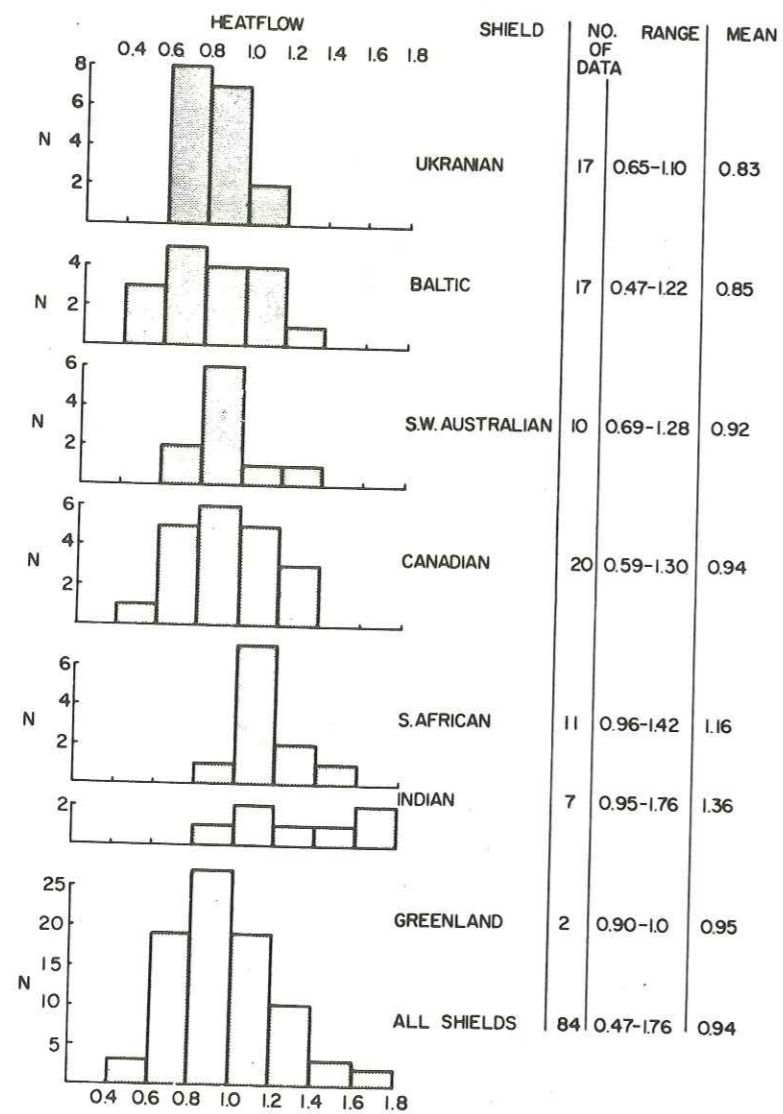
mw/m^2

- ○ ● > 95
- ▲ ○ ● 80-95
- △ ○ ● 65-80
- △ ○ ● < 65



- Groupe Fluxchaf, 1978
- Hentiger et Jolivet, 1970.
- ▲ P. Watremez et R. Gable, 1980, 8ème R.A.S.T. Marseille

Figure n°5, tirée de Rao et Jessop (1975)
mesures du flux de chaleur sur les boucliers
(flux exprimé en HFU)



I - 5. ERREUR SUR LES MESURES DE FLUX

La qualité des mesures de flux n'est pas homogène. Les mesures de ce fichier proviennent d'un grand nombre d'auteurs qui ont procédé de manières différentes. Il est hors de notre propos de reprendre une à une les données en remontant aux publications originales (parfois inexistantes). Nous nous contenterons d'énumérer ici les principales causes d'erreur sur les mesures du flux de chaleur en surface.

Le problème des variations climatiques se dresse dès que l'on veut comparer des mesures de flux de différents pays. Divers auteurs ont étudié les effets de la dernière glaciation sur les valeurs du flux en surface en Amérique du Nord. Ils proposent plusieurs modèles pour corriger les mesures brutes, mais l'incertitude sur la valeur de la correction reste grande. Nous retiendrons simplement que cette perturbation n'est pas négligeable, et pourrait donner une mesure inférieure de 20 à 30 % à la valeur réelle du flux (Crain, 1968 ; Horai, 1969 ; Jessop, 1971 ; Sass et al., 1971 ; Beck, 1977). Dans notre fichier, des corrections paléoclimatiques n'ont été faites que pour quelques mesures, ce qui introduit des erreurs importantes lorsqu'on veut comparer des régions lointaines.

Le manque d'homogénéité des valeurs de flux est encore accentué par le fait que certaines valeurs sont les résultantes de mesures faites dans des trous très voisins, mais différents, alors que d'autres sont des moyennes de mesures toutes faites dans le même forage. Dans ce dernier cas, un trou pas assez profond ou n'ayant pas encore atteint l'équilibre thermique peut donner une valeur erronée. De plus, une mesure ponctuelle peut être complètement faussée par une circulation d'eau dans le sol. L'existence de circulation d'eau à petite et grande échelle devrait être étudiée avec soin, en tenant compte de la géologie locale, chaque fois qu'une mesure de flux est effectuée (Lachenbruch et Sass (1977), Lewis et Beck (1977), et Lucazeau (1979)).

Enfin, si l'on obtient une bonne mesure du gradient de température, il reste encore à estimer la conductivité thermique. Parfois, une carotte a pu être prélevée à l'endroit où a été réalisée la mesure du gradient de température. Souvent, la conductivité est une estimation faite à partir de la géologie du site.

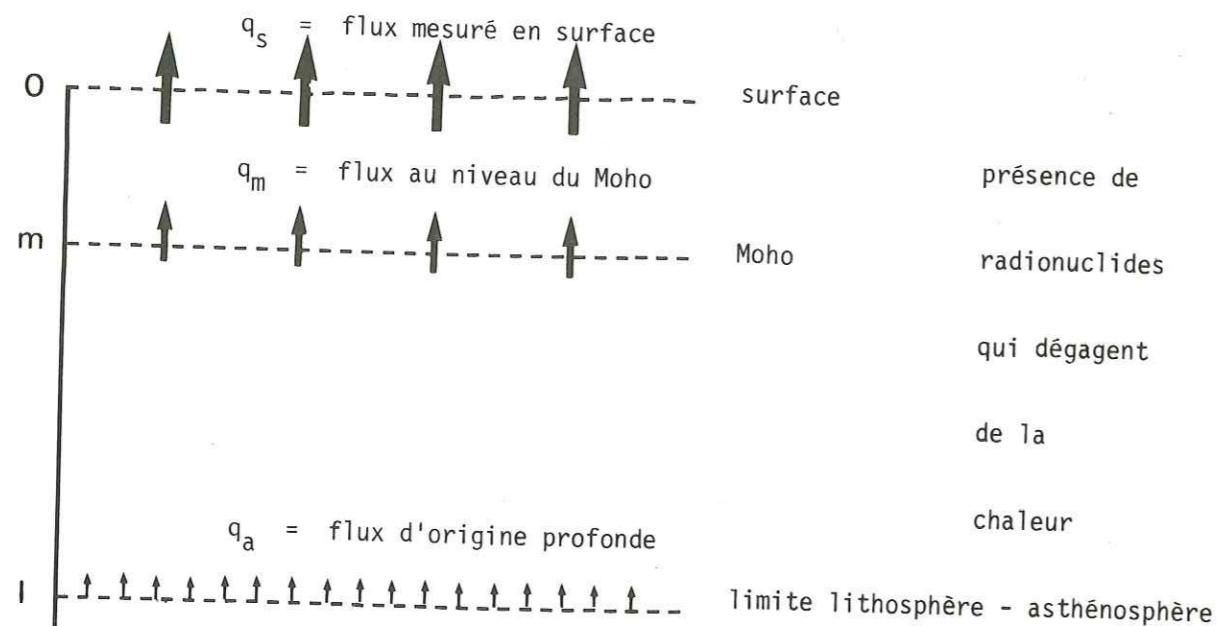
En conclusion, il ne faut pas s'attendre à une précision de plus de 20 % sur le flux de chaleur mesuré en surface.

I - 6. SIGNIFICATION DES MESURES DE FLUX :

RECHERCHE DU FLUX D'ORIGINE PROFONDE

a) Que représente le flux de chaleur mesuré en surface ?

Mises à part les perturbations climatiques, les circulations d'eau et les diverses erreurs de mesure, que représente le flux de chaleur mesuré en surface ? Ce flux en surface est la somme d'un flux d'origine profonde et d'un flux créé par les sources de chaleur internes à la croûte : les roches radioactives. Le flux de chaleur que l'on mesure a donc des causes profondes et des causes superficielles.



On suppose que le flux est dirigé verticalement.

Soit $A(z)$ la loi inconnue de répartition verticale des sources de chaleur radioactives.

$$q_s = q_m + \int_0^m A(z) dz ; \text{ ou, plus généralement : } q_s = q(z) + \int_0^z A(u) du$$

Nous verrons dans les paragraphes suivants comment on peut évaluer la contribution des roches radioactives de la croûte à la valeur globale du flux en surface.

De plus, les sources de chaleur varient dans le temps, en particulier au cours des différents événements orogéniques que subissent les continents. Le flux mesuré à un instant donné ne dépend donc pas uniquement de la répartition actuelle de la radioactivité. Il dépend aussi de ce qui existait avant. Il est donc indispensable de savoir si l'équilibre thermique de la région est atteint. Deux cas peuvent se présenter : un régime thermique transitoire (pendant et après une phase d'érosion intensive ou un épisode orogénique quelconque) et un régime permanent (cas des zones "stables").

Puisque nous nous intéressons à des zones continentales "normales", nous éliminerons les régions qui ont été le siège d'activités tectoniques récentes. Sclater, Jaupart et Galson (1980) n'observent aucune relation nette entre le flux et l'âge pour les zones continentales d'âge supérieur à 400 ou 500 millions d'années, et concluent que ces régions ont atteint un équilibre thermique. Nous décidons de ne comparer entre elles que des régions d'âge supérieur à 400 millions d'années. Ce critère d'âge est un peu arbitraire, mais nous le trouvons commode et raisonnable pour définir ce que nous appellerons une lithosphère continentale "normale" ou "stable". Cela n'exclut bien évidemment pas une certaine activité tectonique (lents déplacements horizontaux et verticaux). Les cas extrêmes que nous étudierons sont représentés par les provinces datant du Paléozoïque et de l'Archéen. Nous raisonnerons donc en supposant que la plaque étudiée est en régime permanent (ou quasi-permanent).

Revenons maintenant au problème essentiel qui est de séparer les causes superficielles du flux en surface des causes profondes, de manière à pouvoir étudier ces dernières.

b) Les roches radioactives : sources de chaleur internes

Ces sources de chaleur internes à la plaque continentale donnent naissance à un flux de chaleur qui se superpose au flux en provenance de l'asthénosphère. La production de chaleur est fonction de l'abondance relative des divers radio-éléments, de leur période, et de l'énergie dégagée par chaque désintégration. Dans la croûte, les radionuclides fournissant le plus de chaleur sont : ^{232}Th , ^{238}U , ^{235}U et ^4K , avec comme productions de chaleur respectives, pour 1 gramme : 6.3, 22.4, 117 et 6.6 en 10^{-9} cal/s. Pour mesurer la production radiogénique A , on fait un carottage. Les échantillons recueillis permettent de connaître les abondances relatives de chaque radionuclide (par spectrométrie γ).

Les teneurs en éléments radioactifs dépendent essentiellement de la nature des roches, mais évoluent au cours des différents épisodes orogéniques auxquels sont soumis ces roches. Malheureusement, les mécanismes des processus de différenciation qui donneraient un enrichissement des couches périphériques en éléments radioactifs sont encore assez mal connus. Les comportements géochimiques de ces radionuclides peuvent être divers. Il est actuellement impossible de se donner un modèle de répartition verticale des sources de chaleur radioactives.

c) Définition du flux réduit

La seule indication que l'on ait sur la répartition verticale des sources de chaleur radioactives est la relation expérimentale observée entre le flux de chaleur (q_s) et la valeur de la production radiogénique en surface (A_o). Birch (1968) et Roy et al. (1968) ont ainsi introduit la notion de flux réduit (q^*), à partir de la corrélation expérimentale :

$$q_s = q^* + b A_o$$

où q^* et b sont des constantes, caractéristiques du socle de vastes provinces géologiques.

d) Mesures du flux réduit

La production radiogénique A_o n'a été mesurée qu'en peu de régions, et la loi de Birch, $q_s = q^* + b A_o$, n'a été vérifiée que pour quelques endroits. De plus, q^* ne peut être déterminé avec certitude que si l'on possède des mesures où A_o prend un large éventail de valeurs, en particulier des valeurs faibles. Actuellement, aucune théorie physique sur la répartition des roches radioactives ne nous permet d'extrapoler les mesures pour trouver le flux réduit.

17 provinces de flux, au sens de la loi de Birch $q_s = q^* + b A_o$, ont été recensées, et sont indiquées sur la figure n°6, tirée de Vitorello et Pollack (1980).

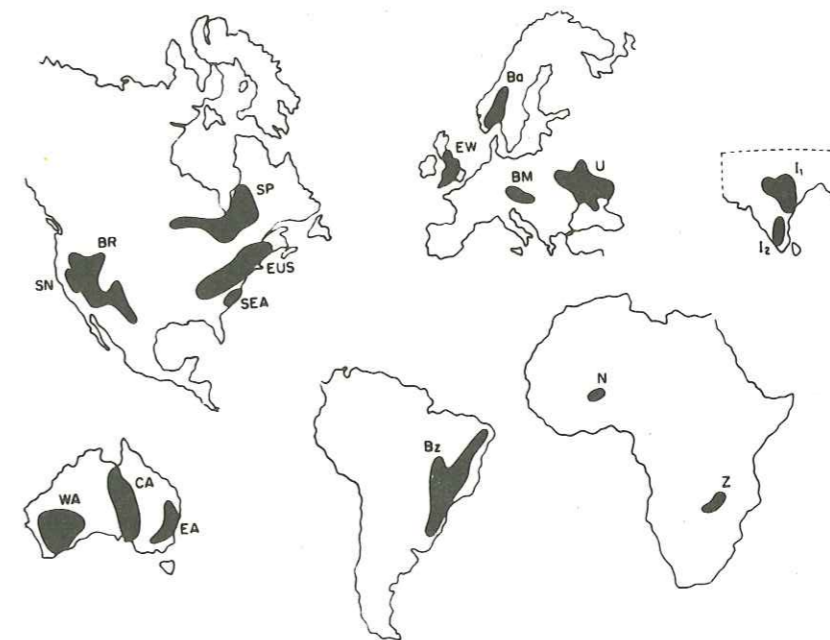


Fig. 6 Geographic distribution of 17 heat flow provinces where the relationship between measured heat flow and radiogenic heat production from near-surface rocks has been empirically determined: SN denotes Sierra Nevada; SP, Superior Province; EUS, eastern United States; SEA, southeastern Appalachians; Bz, Brazilian coastal shield; Ba, Baltic shield; EW, England and Wales; BM, Bohemian Massif; U, Ukrainian shield; N, Niger; Z, Zambia; I₁, late Proterozoic province of India; I₂, Archean shield of India; WA, western Australia; CA, central Australia; EA, eastern Australia; and BR, Basin and Range.

(Vitorello et Pollack, 1980)

e) Interprétation des mesures de flux réduit

Quelques mesures de production radiogénique ont été faites dans les forages profonds et montrent une décroissance de cette production de chaleur avec la profondeur (Lachenbruch et Bunker 1971, Swanberg 1972, Hawkesworth 1974).

Les seules conclusions que l'on puisse tirer des données de production radiogénique sont :

- une plus grande concentration des radionuclides près de la surface.
- l'existence de grandes variations latérales dans la répartition des roches radioactives.

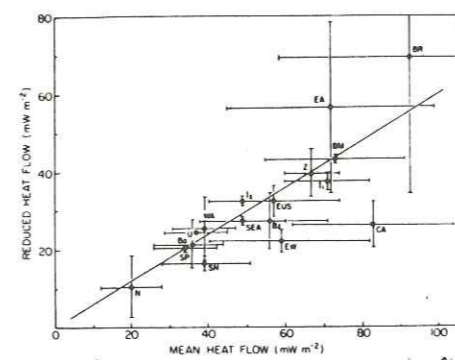
Divers auteurs ont donné une interprétation de la loi expérimentale $q_s = q^* + bA_0$, compatible avec les données. Roy et al. (1968) ont interprété leurs résultats en assimilant b à l'épaisseur de la couche qui contient les radionuclides. Ils supposent une radioactivité A_0 constante dans toute la couche. Le flux réduit q^* est alors le flux à la base de cette couche, généralement assimilée à la croûte. Pour rendre compte de la plus grande concentration de radionuclides vers la surface, Lachenbruch (1970) propose une décroissance exponentielle de la production radiogénique avec la profondeur : $A(z) = A_0 e^{-z/b}$. Cette distribution est la plus couramment utilisée. Elle permet une conservation de la loi $q_s = q^* + bA_0$ après une phase d'érosion.

f) Autres déterminations du flux réduit

Pollack et Chapman (1977) observent une corrélation expérimentale entre le flux réduit et le flux moyen d'une région : $q_* = 0.6 q_s$. Nous reproduisons ici la courbe de Vitorello et Pollack (1980) qui, plus récente, regroupe 17 valeurs de flux réduit (figure 7). Cette relation empirique suggère que 40 % du flux moyen à la surface d'une région est créé par la croûte (ou sa partie supérieure), enrichie en éléments radioactifs. Les 60 % restants, qui représentent le flux réduit, ont une origine plus profonde.

On peut remarquer que cette relation empirique est vérifiée pour des régions d'âges divers. Une conséquence très importante des hypothèses de Chapman, Pollack et Vitorello est que, si le flux réduit q_* est égal à 40 % du flux moyen en surface, comme ce dernier décroît avec l'âge, il devrait en être de même pour le flux réduit.

Figure n°7, tirée de Vitorello et Pollack (1980):



Relation entre le flux réduit et le flux moyen de la région correspondante, pour les 17 provinces recensées sur la figure n°6. La droite $q^* = 0.6 \bar{q}_s$ a été tracée.

Le flux réduit devrait donc varier avec l'âge, et le flux total mesuré en surface serait alors corrélé à l'évolution des plaques continentales. Malheureusement, les données ne nous autorisent à donner aucune conclusion pour des âges supérieurs à 500 millions d'années.

Nous pouvons donc conclure que le flux réduit est mal connu. Les mesures sont peu nombreuses, et leur interprétation encore incertaine. Nous allons maintenant étudier une autre donnée qui devrait nous aider à mieux connaître l'épaisseur de la lithosphère continentale : les résidus des ondes P.

I - 7. UTILISATION DES ANOMALIES DE TEMPS DE PROPAGATION VERTICAL DES ONDES P

POUR ETUDIER L'ÉPAISSEUR DE LA LITHOSPHERE CONTINENTALE.

RELATION AVEC LE FLUX RÉDUIT

Les anomalies de station sont un outil puissant pour comparer la structure du manteau supérieur sous les divers observatoires sismologiques répartis sur le globe.

Tout d'abord, nous rappellerons brièvement comment on calcule une anomalie de station, et ce que cela signifie. Nous verrons que les anomalies de station sont un marqueur des propriétés du manteau supérieur sous la station considérée.

Ensuite nous calculerons la différence de temps de propagation due à une petite variation du géotherme dans la lithosphère. Nous chercherons donc à interpréter les anomalies de station en termes de différences de température.

a) Anomalies de station de la phase P

L'International Seismological Center (I.S.C.), en Grande-Bretagne, regroupe toutes les informations envoyées par les nombreux observatoires sismologiques répartis sur le globe. L'I.S.C. stocke ses bulletins mensuels sur bandes magnétiques, ce qui permet une étude statistique des données de la sismicité mondiale.

Après un bref rappel sur ce que représente une anomalie de station, nous utiliserons tels quels les résultats des travaux de Poupinet (1977) et de Pillet (1979) relatifs à la propagation des ondes P. Nous y puiserons la liste des anomalies de stations (R_p) qui nous serviront par la suite.

. Définition d'un résidu ou (O-C)

L'heure d'arrivée (H_o) de l'onde P engendrée par un séisme est lue en chaque observatoire. L'hypocentre et l'heure origine du séisme étant connus, on peut calculer une heure d'arrivée H_c . H_c correspond à un temps de propagation théorique, déduit des tables de Jeffreys-Bullen. Donc, on obtient, pour chaque station et pour chaque séisme, un résidu : $H_o - H_c = (O-C) =$ différence entre les temps de propagation observé et calculé. (O-C) indique une anomalie de structure sur le trajet du rai, mais on voit tout de suite que ce résidu dépend de la méthode choisie pour déterminer les paramètres du séisme (épicycle, heure origine, ...) et pour calculer H_c . Ceci n'est toutefois pas gênant si on considère ces données comme des mesures relatives.

. Anomalies de station R_p

Nous reprendrons le point de vue de Cleary and Hales (1966) qui consiste à décomposer le résidu en trois termes :

$$(O-C) = r_j + r_k + r_i$$

où r_j est une anomalie de source
 r_k est une anomalie du manteau supérieur
 r_i est une anomalie près de la station.

La moyenne arithmétique de tous les résidus $(R_i)_{i=1,n}$ d'une station est considérée comme une bonne estimation de l'anomalie R_p de cette station, du moins si le nombre de données est grand.

L'erreur sur la moyenne, multipliée par $1.96/\sqrt{n}$ correspond à une probabilité de 95 % pour que l'estimation de la moyenne soit dans l'intervalle donné. Donc, dans ce qui suit, l'erreur due à la dispersion des résidus d'une même station est :

$$\epsilon_R = 1.96 \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n R_i^2 - \frac{(\sum_{i=1}^n R_i)^2}{n}}{n(n-1)}}$$

où n est le nombre d'événements utilisés pour calculer l'anomalie de station.

Nous ne détaillerons pas ici les procédés utilisés pour éliminer d'éventuelles anomalies azimutales ou les effets de l'altitude de la station par exemple. Pillet (thèse 1979) a calculé plusieurs fichiers d'anomalies de stations, en appliquant diverses méthodes. Son travail montre en définitive une assez bonne corrélation entre les différents fichiers. L'étude de la corrélation entre ces fichiers nous indique une estimation de l'erreur de méthode ϵ_m commise lorsqu'on utilise un fichier calculé par une méthode donnée.

Nous prendrons $\epsilon_m = 0.2$ s.

Pour notre étude, nous utiliserons le fichier calculé avec 11 ans de données (1964 à 1975).

Pour chaque station figurant dans ce fichier, R_p est connu à $\pm \sigma_R$ près, où :

$$\sigma_R = \epsilon_R + \epsilon_m = \epsilon_R + 0.2 \text{ (en secondes).}$$

La liste de la totalité de ce fichier se trouve en Annexe A. Page 37 nous donnons l'histogramme des valeurs utilisées pour notre étude.

Signification des anomalies de station

Une anomalie de station est un terme de correction de temps relatif à chaque observatoire. Les résidus sont assimilables à des variations de temps de parcours vertical sous la station :

$$(O-C) = - \int_0^Z \frac{\Delta V}{V^2} dz$$

L'éventail des anomalies de station est trop large pour pouvoir expliquer celles-ci par des phénomènes affectant uniquement la croûte.

Seulement 3 % des valeurs sont en dehors de l'intervalle -1.2 s, +1.2 s. Dans leur quasi-totalité, les données peuvent être expliquées par des variations de vitesse dans les premiers 300 kilomètres. Les anomalies de stations sont donc une information sur le manteau supérieur. Pourtant, l'étude de Jeffreys et Singh (1973) n'avait pas pu mettre en évidence une relation satisfaisante entre résidus et géologie.

Poupinet (thèse, 1977) utilise les anomalies de station pour faire une description des variations latérales de la structure du manteau terrestre. Il observe "presque toujours une cohérence géographique dans la répartition des résidus", et montre une dépendance entre résidu et âge du socle. Il montre que les anomalies de station sont un marqueur des propriétés du manteau supérieur sous la station considérée.

b) Calcul de l'anomalie de propagation ΔR_p due à une petite variation du géotherme dans la lithosphère

Dans l'hypothèse d'un manteau supérieur chimiquement homogène, Hales et Herrin (1972) avaient suggéré que les anomalies de propagation des ondes sismiques pouvaient être expliquées par des variations de température. Poupinet (1979) a repris ce raisonnement pour interpréter les résidus qu'il calcule en termes de différences de température. Ainsi, les temps d'arrivée des ondes sismiques sont liés à la température du manteau, mais comment savoir si le refroidissement de la lithosphère est suffisant pour expliquer tout le retard observé dans les boucliers ?

Dans ce but, nous allons faire un calcul où les anomalies de propagation des ondes P sont interprétées en termes de différences de température. Nous en déduirons par la suite une relation entre l'anomalie (R_p) et le flux de chaleur. Le nombre insuffisant de mesures de flux réduit ne nous permettra pas de justifier les hypothèses de ce calcul. Nous verrons cependant que les anomalies de station dépendent très fortement de la répartition verticale des températures dans la plaque.

Modèle utilisé

Nous verrons dans le chapitre II comment plusieurs auteurs (Kono et Amano 1978, Crough et Thompson 1976) ont cherché à adapter aux structures continentales le modèle océanique d'une lithosphère s'épaississant par refroidissement conductif et solidification de l'asthénosphère sous-jacente (Yoshii 1973, Parker et Oldenburg 1973, Kono et Yoshii 1975, Oldenburg 1975, Yoshi et al. 1976, Ito 1976). Dans un premier temps, nous voulons utiliser ce modèle simple pour calculer la corrélation entre le flux de chaleur, les anomalies de propagation des ondes P et l'épaisseur de la lithosphère.

Pour concrétiser l'exposé, nous nous placerons dans le cas d'un refroidissement.

Précisons les hypothèses de notre modèle :

- Manteau supérieur chimiquement homogène : c'est l'hypothèse de base de ce calcul. La limite lithosphère-asthénosphère est alors définie par l'isotherme $T = T_1$.
- Lithosphère déjà ancienne, en quasi-équilibre : on s'intéresse à un refroidissement lent.
- Donc, évolution à partir d'un temps t_1 nettement postérieur au dernier "événement thermique".
- Comme nous l'avons déjà remarqué, les anomalies de station sont une information sur le manteau supérieur et correspondent à des temps de parcours quasiment verticaux.

Cette variation du géotherme entraîne :

- Une modification Δq_s du flux de chaleur que l'on peut mesurer en surface.
- Une variation $\Delta V(z)$ de la vitesse des ondes P, due au refroidissement de la lithosphère initiale ($0 < z < l$), donc une variation ΔR_1 de l'anomalie de station que l'on observait au temps t_1 .
- Une variation de vitesse ΔV_a dans la couche $l < z < l + \Delta l$ due à la solidification des matériaux de l'asthénosphère, ou, plus exactement, due au remplacement d'une couche Δl d'asthénosphère par de la lithosphère, donc une variation ΔR_2 de l'anomalie de station initiale.

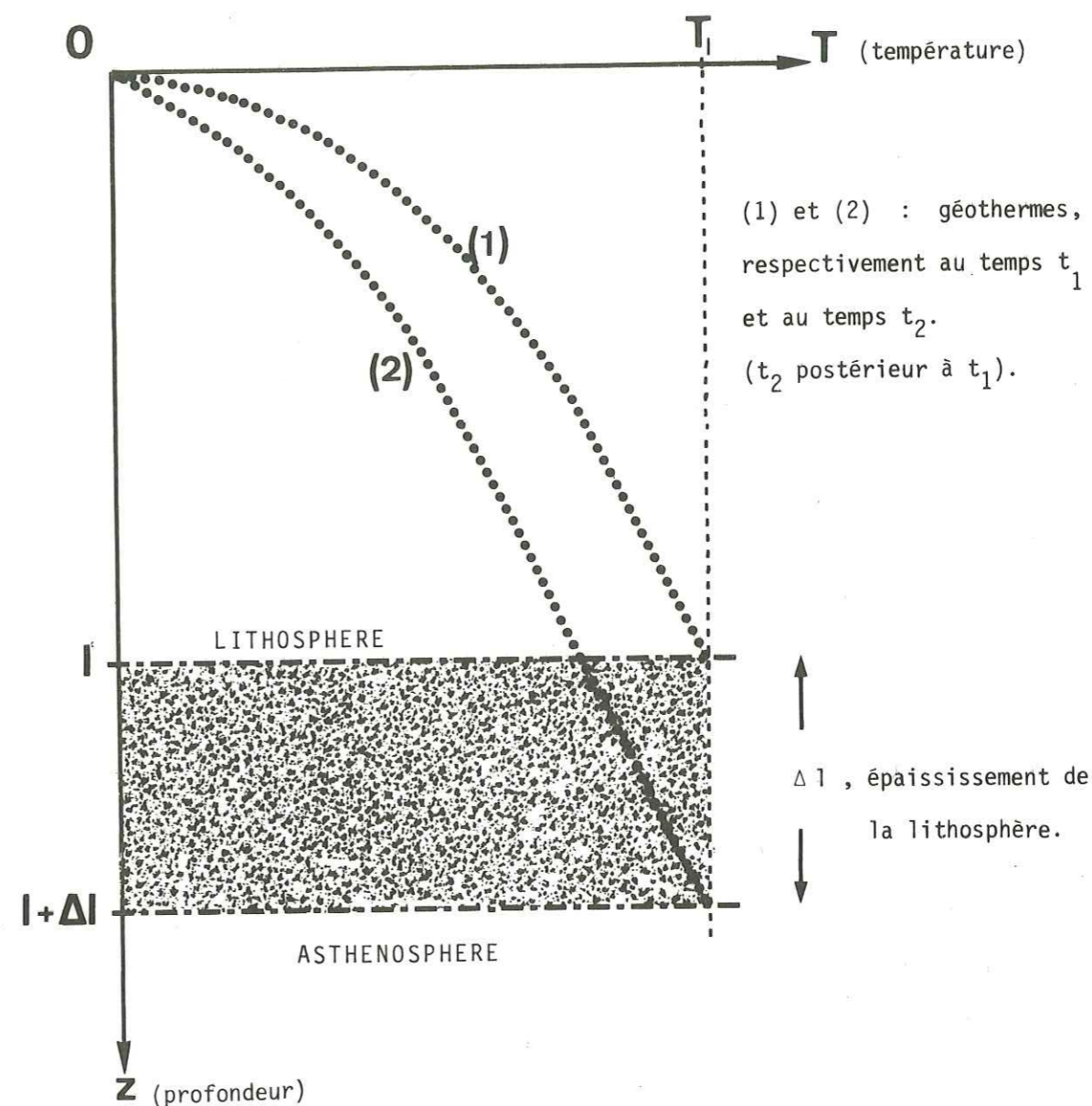


Figure 8 : De t_1 à t_2 , le géotherme évolue lentement de l'état (1) à l'état (2). Ce refroidissement entraîne un épaissement Δl de la lithosphère par solidification des matériaux de l'asthénosphère.

Donc ce refroidissement, entre les temps t_1 et t_2 , entraîne une variation ΔR_p de l'anomalie de station initiale :

$$\Delta R_p = \Delta R_1 + \Delta R_2 .$$

Calcul de la variation de l'anomalie de station ($\Delta R_p = \Delta R_1 + \Delta R_2$)

Soit $V(z)$ la loi de vitesse des ondes P dans la lithosphère initiale ($t = t_1$). Pour un trajet vertical dz , à la vitesse V , le temps de parcours est : $dt = \frac{dz}{V}$ si, en z , V varie et devient $V + \Delta V$ (ΔV petit) : dt va varier de $\Delta(dt) = -\frac{\Delta V}{V^2} dz$.

$$a = \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p : \text{coefficient de dépendance de la vitesse à la température (à pression donnée)}$$

$$\text{il vient : } \Delta(dt) = -a \frac{\Delta T}{V^2} dz ,$$

soit, en intégrant sur l'épaisseur de la lithosphère :

$$\Delta t = \Delta R_1 = - \int_0^l a \frac{\Delta T}{V^2} dz$$

Par ailleurs, soit ΔV_a le saut de vitesse lors du passage de la lithosphère à l'asthénosphère :

$$\Delta R_2 = - \Delta l \frac{\Delta V_a}{V_1^2}$$

où V_1 est la vitesse des ondes P à la base de la lithosphère.

On obtient donc la formule :

$$\Delta R_p = - \int_0^l a \frac{\Delta T}{V^2} dz - \Delta l \frac{\Delta V_a}{V_1^2}$$

Calcul numérique

Il peut se faire de deux manières :

- (1) * Calcul approché, en prenant des valeurs constantes dans chaque couche $z_i < z < z_{i+1}$, d'épaisseur Δz :

$$\Delta R_p = \Delta z \sum_{i=1}^n \frac{a_i}{V_i^2} (T_{i2} - T_{i1}) - \Delta l \frac{\Delta V_a}{V_1^2}$$

où T_{i2} est la température en z_i au temps t_2 ($T_{i2} < T_{i1}$ si refroidissement).

- (2) * Ou calcul exact mais en prenant des géothermes et une loi $V(z)$ simples de manière à pouvoir intégrer $\int_0^l a \frac{\Delta T}{V^2} dz$.

Valeur des paramètres

. $T_1 = 1300^\circ\text{C}$; cette valeur peut paraître quelque peu arbitraire. Pour notre raisonnement, il n'est pas nécessaire de connaître T_1 avec précision. Nous nous fixerons donc $T = 1300^\circ\text{C}$ comme limite lithosphère-asthénosphère.

. Le coefficient $a = \left(\frac{\partial V}{\partial T}\right)_p$, donnant la dépendance de la vitesse des ondes sismiques à la température a été mesuré pour plusieurs minéraux et à différentes températures (Anderson 1968, Graham 1970, Ahrens 1973). Nous utiliserons les conclusions de Bottinga et Allègre (1976) :

$$a = - 4,8 \cdot 10^{-4} \text{ km/s.}^\circ \text{ pour la péridotite}$$

$$a = - 6,6 \cdot 10^{-4} \text{ km/s.}^\circ \text{ pour l'olivine.}$$

. V_1 = vitesse des ondes P à la base de la lithosphère. Nous prendrons $V_1 = 8,6 \pm 0,2 \text{ km/s.}$

. ΔV_a : écart entre les vitesses moyennes dans la couche d'asthénosphère et une couche de lithosphère à même profondeur.

Nous prendrons $\Delta V_a = 0,3 \pm 0,1$ km/s.

pour $\Delta V_a = 0.3$ km/s
 $V_1 = 8.6$ km/s

$$\frac{\Delta V_a}{V_1^2} = 0.004056$$

et nous considérerons que :

$$0,0026 < \frac{\Delta V_a}{V_1^2} < 0,0057 \quad (\text{km/s})^{-1}$$

Dans le chapitre II, nous utiliserons la formule (1) pour faire des calculs aussi précis que possible de l'évolution de l'anomalie de station R_p .

Pour conclure ce premier chapitre, nous nous contenterons d'un calcul très simple, en utilisant un géotherme rectiligne. Ce sera suffisant pour fixer les ordres de grandeurs des variables. Nous verrons d'ailleurs par la suite que ce calcul est en fait très proche de la réalité en ce qui concerne les valeurs numériques ainsi obtenues.

Soit le géotherme rectiligne $T(z) = T_1 \frac{z}{l}$

$\Delta T(z) = -T_1 \frac{z}{l^2} \Delta l$; la formule précédente devient alors tout simplement :

$$\Delta R_p = \left(\frac{a}{2 V_m^2} T_1 - \frac{\Delta V_a}{V_1^2} \right) \Delta l$$

où V_m = vitesse moyenne des ondes P dans la lithosphère.

Nous prendrons $V_m = 7$ km/s.

En considérant

$$\begin{cases} -6,6 \cdot 10^{-4} < a < 5 \cdot 10^{-4} \text{ (km/s}^\circ\text{)} \\ 0,0026 < \frac{\Delta V_a}{V_1^2} < 0,0057 \text{ (km/s)} \end{cases}$$

$$-0,0145 \Delta l < \Delta R_p < -0,0092 \Delta l \quad (\Delta l \text{ en km})$$

(en s)

Prenons une conductivité moyenne K de 2900 mW/m. $^\circ$:

le flux en surface, tout simplement ici la pente de ce géotherme rectiligne,

est : $q = K \frac{T_1}{l}$

$$\Delta q = -K T_1 \frac{\Delta l}{l^2}$$

Δl (km)	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
$-\Delta R_p$ secondes	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0
$-\Delta Q$ (1)	2.25	4.18	5.85	7.3	8.6	9.8	10.8	11.7	12.5	13.3
en mW/m ²	(2)	2.4	4.5	6.3	7.8	9.2	10.5	11.6	12.6	13.5
	(3)	1.6	3.0	4.2	5.3	6.3	7.2	8.0	8.7	9.4
	(4)	3.4	6.3	8.7	10.8	12.6	14.1	15.5	16.8	17.9
	(5)	0.9	1.7	2.5	3.1	3.8	4.3	4.9	5.4	5.9

(1) $K = 2700$ mW/m. $^\circ$; $l = 120$ km

(2) $K = 2900$ mW/m. $^\circ$; $l = 120$ km

(3) $K = 2900$ mW/m. $^\circ$; $l = 150$ km

(4) $K = 2900$ mW/m. $^\circ$; $l = 100$ km

(5) $K = 2900$ mW/m. $^\circ$; $l = 200$ km

Ce calcul montre immédiatement que les ΔQ obtenus sont trop faibles pour être mis en évidence par les mesures. Au contraire, des ΔR_p de 0,2 s sont significatifs. Ceci explique la cohérente répartition géographique des anomalies de station trouvée par Poupinet (1979). Cette dépendance à l'âge au sein d'un même bouclier n'est pas détectable pour le flux.

c) Relation expérimentale entre le flux de chaleur (q) et les anomalies de station (R_p) - Courbe

Le dépouillement des données pour obtenir un fichier de points (q - R_p) est la principale difficulté de ce travail. Dans de rares régions, bouclier Canadien par exemple, les mesures de flux sont nombreuses et cohérentes, ce qui justifierait un traitement statistique systématique. Mais le plus souvent, les données sont rares, très dispersées, et il est difficile de se fixer un flux moyen raisonnable. De plus, le flux de chaleur n'est généralement pas connu près des stations sismologiques, et il est difficile de corrélérer des données géographiquement trop lointaines. La plupart du temps, le flux moyen que nous avons déterminé n'est qu'un ordre de grandeur. A moins de faire une étude géologique fine, il est impossible de savoir si certaines mesures de flux ne sont pas perturbées par des anomalies locales en surface. Sur quels critères éliminer les points "douteux" ? Nous avons abordé ce problème de dépouillement de deux façons :

* "à la main" :

Chaque région est considérée comme un cas particulier. Les zones considérées sont de tailles très diverses. Ce découpage a été fait selon trois critères :

- homogénéité des valeurs de flux
- positions des mesures de flux par rapport aux stations sismologiques les plus proches
- unité géologique (par exemple : le bouclier Canadien, le bouclier Indien, le fossé Rhéna, ...).

* d'une manière systématique :

Nous ne faisons pas de moyenne sur la valeur de R_p . Pour chaque station, nous recherchons les valeurs de flux obtenues dans un rayon $D < 300$ km, et en faisons la moyenne, ce qui nous donne, pour chaque point :

- R_p = anomalie de station
- σ_{R_p} = erreur sur R_p
- \bar{q} = moyenne du flux autour de la station
- $\sigma_{\bar{q}}$ = erreur sur \bar{q} (écart type + erreurs de mesure)
- k = nombre de mesures qui entrent dans \bar{q} .

Nous supprimons les points (\bar{q} , R_p) où :

- $k < 4$
 - ou
 - $\sigma_{\bar{q}} > 20 \text{ mW/m}^2$
- (et $\sigma_{R_p} < 0.2 \text{ s}$)

Et bien sûr, comme nous nous intéressons ici aux structures continentales stables, nous avons éliminé du fichier les stations situées dans des zones "anormales" telles que :

- . le Japon (arc insulaire)
- . l'Islande (ride médio-Atlantique)
- . Calcutta (R_p très élevé, "faussé" par l'Himalaya ?)
- . la subduction de l'Hindou Kouch et du Pamir
- . le fossé Rhéna.

Des courbes tracées en prenant un rayon D de 200 km ou moins montrent une dispersion des points beaucoup plus importante. C'est pourquoi la courbe ci-jointe correspond à $D = 300$ km (figure 11).

Les figures n°9 et 10 montrent les points obtenus "à la main", en considérant chaque région comme un cas particulier. Elles représentent les mêmes valeurs, mais à des échelles différentes.

Figure n°9

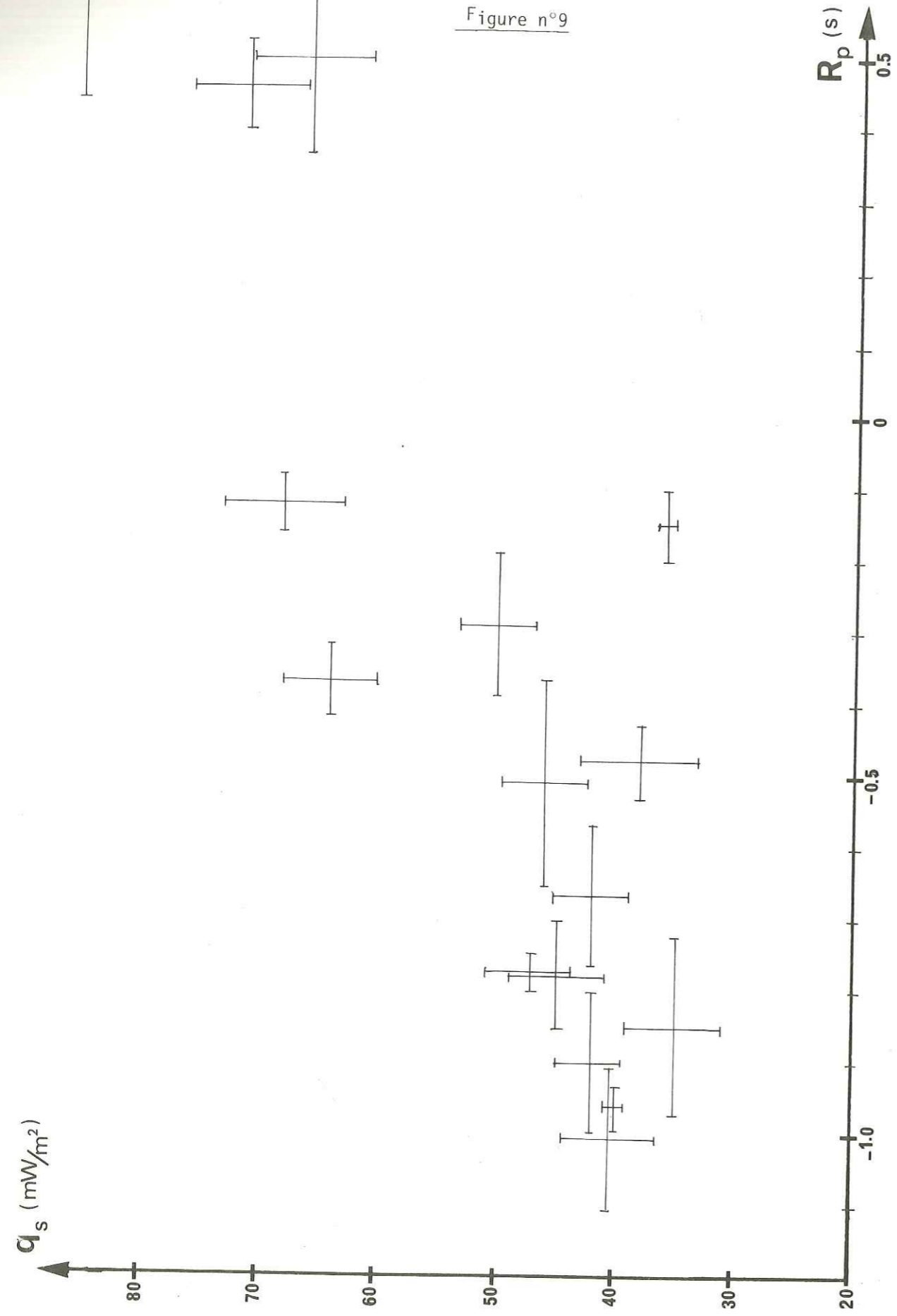
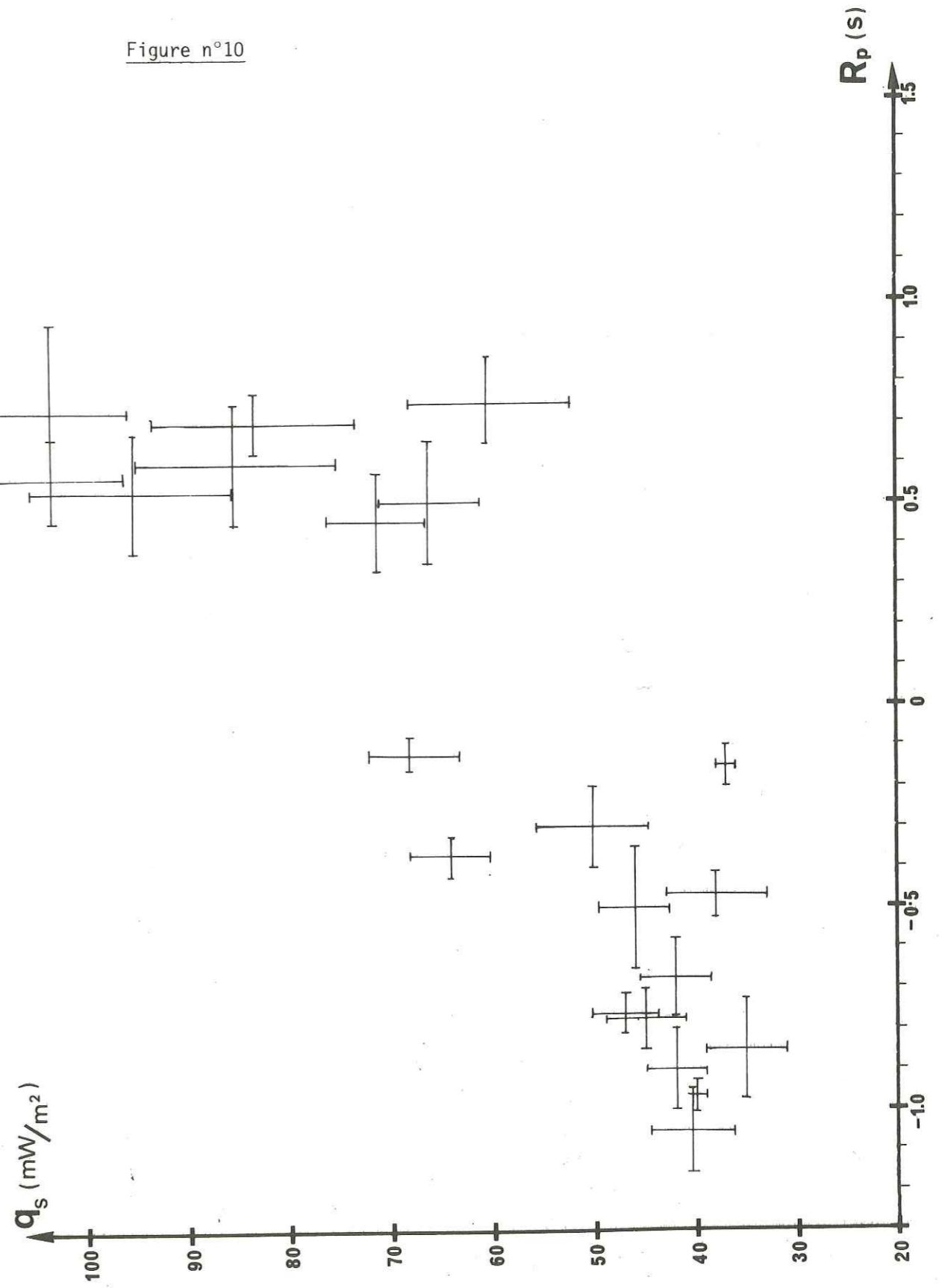


Figure n°10



VALEURS DE \bar{q} UTILISEES DANS LA COURBE (\bar{q} , R_p) de la figure n°11.

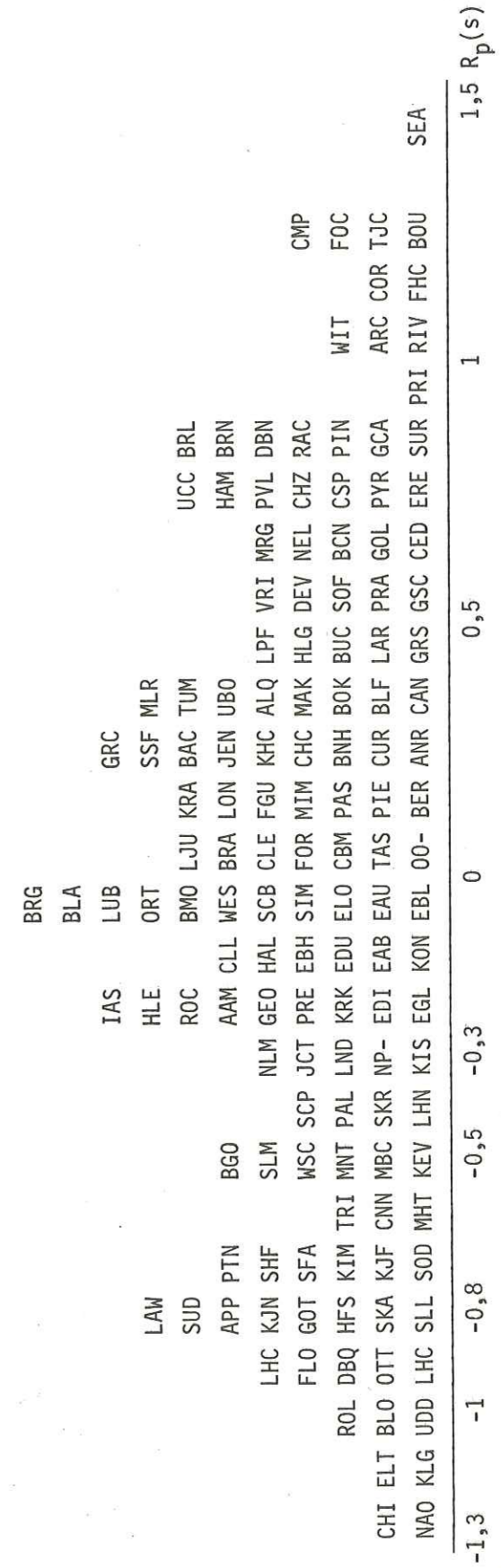
Valeur moyenne de cet histogramme :

$$\left\{ \begin{array}{l} m_q = 56,3 \text{ mW/m}^2 \\ \sigma < 11,3 \end{array} \right.$$

37.8	48.2	59.7	65.0	73.3
36.7	45.4	51.3	68.4	71.1
38.2	48.0	56.4	60.0	79.9
34.8	49.6	51.2	65.2	76.5
37.8	47.4	53.9	67.9	76.3
34.6	49.6	55.2	67.3	71.4
34.5	49.6	56.4	67.5	74.8
34.5	45.8	55.2	68.7	70.9
35.0	47.8	56.4	61.8	71.1
33.0	47.4	59.4	63.5	71.1
38.6	47.4	53.9	63.6	71.1
34.2	47.4	51.6	62.0	77.6
				81.0

La moyenne de toutes les mesures de flux continentales est très légèrement plus élevée (60 mW/m²) car elle inclut des valeurs très élevées et isolées, que nous avons exclues de notre étude car résultant d'anomalies locales (sources chaudes, par exemple).

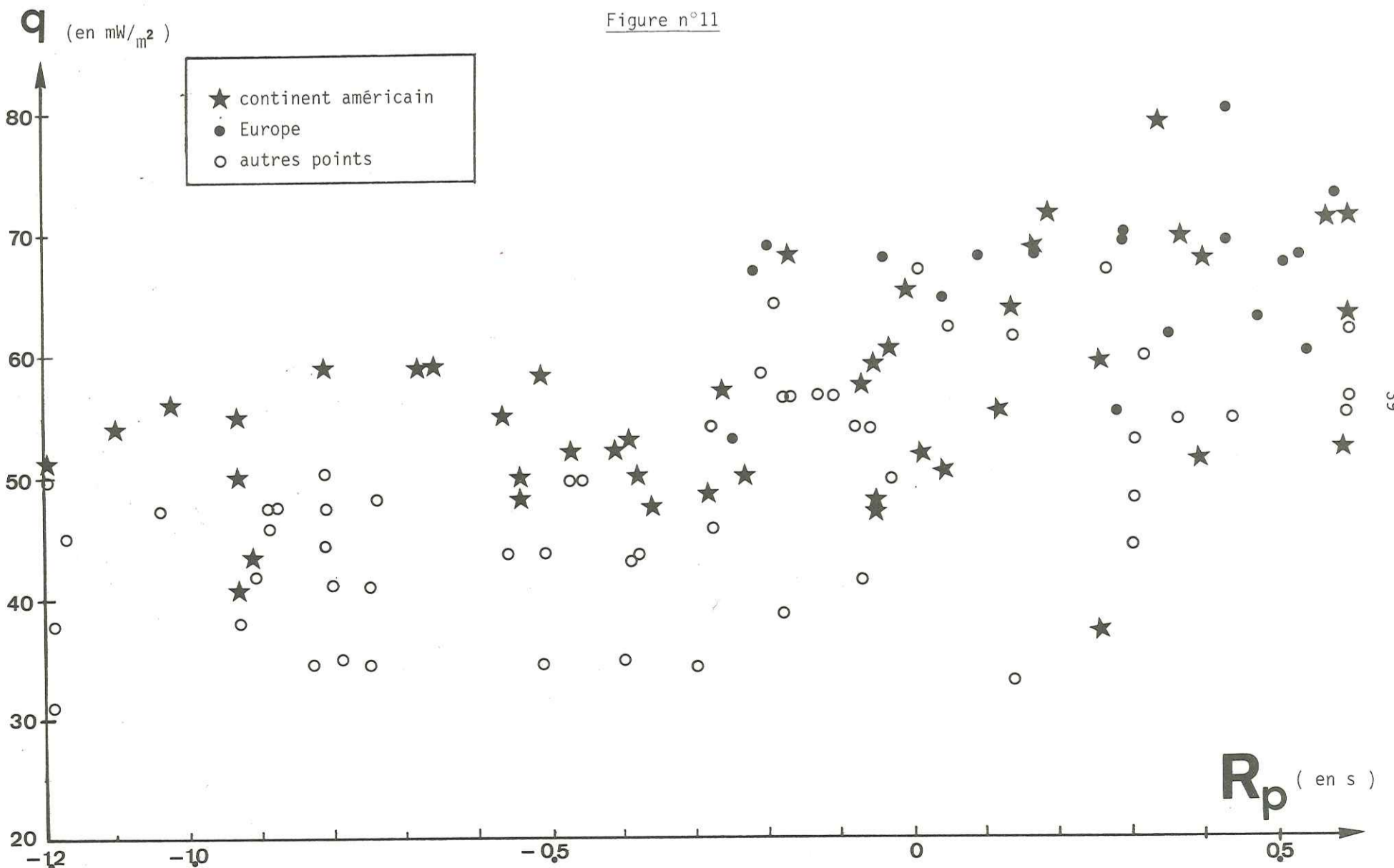
Histogramme des valeurs de R_p utilisées dans la courbe flux - R_p :
 l'éventail des valeurs utilisées est grand ; cet histogramme ressemble bien à celui de la totalité des anomalies de propagation des ondes P. (voir thèse Poupinet, page 38).

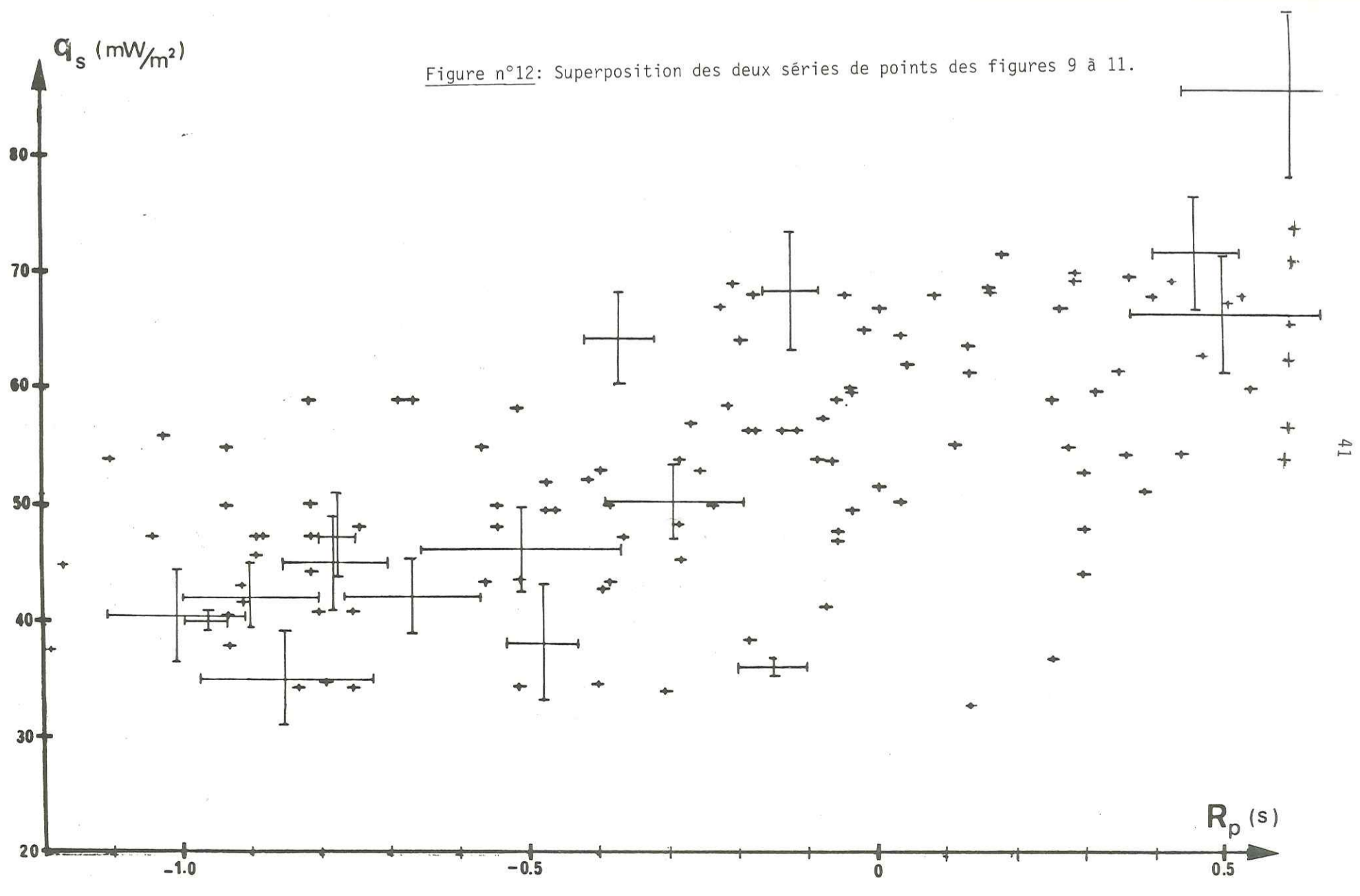


	R_p en q en mW/m ²
Scandinavie	-0.88 47.4
Grande-Bretagne	-0.03 59.6
Australie	-1.19 37.8
Afrique du Sud	.30 48.0
Inde	0.36 54.3
U.R.S.S. n° 2	-0.46 49.6
U.R.S.S. n° 4	0.44 54.4
Canada	-0.56 43.5
U.S.A.	-0.07 57.4
Lacs canadiens	-0.93 40.7
Europe	.29 69.9

-0.81 50.2	-0.81 47.4	-1.04 47.4	-0.89 45.8	-1.25 49.6	-0.47 49.6	-0.30 34.2	-0.18 38.6	+0.14 33.0	-0.79 35.0	-0.83 34.5	-0.75 34.5	-0.51 34.6	-0.89 47.4	-0.03 49.6			
+0.32 59.7	+1.01 54.8																
-0.28 45.4	-0.74 48.2	+0.14 61.3	0.87 61.5														
U.R.S.S. n° 1	0.01 66.8	0.27 66.8															
U.R.S.S. n° 3	0.30 44.2	-1.17 45.0															
0.76 55.9	.30 52.8	-0.06 53.8	-0.40 34.8														
-0.38 43.5	-0.19 64.1	-0.93 38.1	-0.81 44.4	-0.75 41.0	-0.80 41.0	0.05 62.0	-0.07 41.4	-0.91 41.8	-0.39 42.9	-0.51 43.7							
-0.91 43.2	-0.39 53.0	-0.51 58.3	0.86 77.6	1.07 71.1	.68 71.1	1.11 71.1	.57 70.9	.14 63.6	.92 63.5	.77 61.8	1.21 67.5	.61 67.9	1.24 74.8	-.23 50.0	-1.22 51.1		
-1.02 56.9	-0.93 50.3	-0.81 59.4	-0.68 59.4	.19 71.4	-0.54 50.1	-0.03 60.0	-0.28 48.4	-0.93 55.0	-1.10 54.3	-.56 55.0	.68 76.3	.69 76.5	.26 59.2	.34 79.9	.04 50.3	-0.47 52.8	
-.26 57.5	.26 36.7	-.54 48.2	.01 51.6	-.66 59.4	-.01 65.0	1.12 37.8	-.41 52.2	-.05 59.3	-.36 47.3	-0.05 47.3	.17 68.6	.37 69.5	-0.05 47.8	.12 55.2	1.48 55.2	.39 51.2	
.61 51.3	.40 67.8	-.17 68.0	-.38 50.0	.71 71.1	.84 66.1	-.79 58.1											
U.S.A.	-0.07 57.4	-0.91 43.2	-0.39 53.0	-0.51 58.3	0.86 77.6	1.07 71.1	.68 71.1	1.11 71.1	.57 70.9	.14 63.6	.92 63.5	.77 61.8	1.21 67.5	.61 67.9	1.24 74.8	-.23 50.0	-1.22 51.1
-1.02 56.9	-0.93 50.3	-0.81 59.4	-0.68 59.4	.19 71.4	-0.54 50.1	-0.03 60.0	-0.28 48.4	-0.93 55.0	-1.10 54.3	-.56 55.0	.68 76.3	.69 76.5	.26 59.2	.34 79.9	.04 50.3	-0.47 52.8	
-.26 57.5	.26 36.7	-.54 48.2	.01 51.6	-.66 59.4	-.01 65.0	1.12 37.8	-.41 52.2	-.05 59.3	-.36 47.3	-0.05 47.3	.17 68.6	.37 69.5	-0.05 47.8	.12 55.2	1.48 55.2	.39 51.2	
.61 51.3	.40 67.8	-.17 68.0	-.38 50.0	.71 71.1	.84 66.1	-.79 58.1											
Lacs canadiens	-0.93 40.7																
Europe	.29 69.9	.87 68.2	.17 69.4	.70 68.4	1.01 63.0	.84 63.4	.74 64.7	.58 73.3	-0.04 68.4	.80 68.4	-.22 68.7	-.20 69.0	.29 69.2	-.25 53.8	1.23 55.5	.51 67.3	.47 62.8
.09 68.3	.28 55.0	1.25 61.5	.54 60.0	.35 61.5	0.04 64.6	.83 68.4	.43 69.2	.77 67.3	.75 65.2	.43 81.0	.21 96.3	.13 95.0	.26 96.8				
.53 67.9																	

POINTS DE LA FIGURE N°11





Reprenons les calculs du paragraphe I-7-b:

En intégrant les équations obtenues, on obtient une relation théorique entre le flux de chaleur et l'anomalie de station correspondante:

$$\Delta q = \frac{q^2}{KT_1 M} \Delta R_p, \quad \text{où } M = -\frac{\Delta R_p}{\Delta l}$$

si R_p est en seconde et q en mW/m , il vient:

$$34 \leq MKT_1 \leq 55$$

$$R_p = \frac{-MKT_1}{q} + \text{cste.} \quad (\text{courbe dessinée figure n°13})$$

Cette relation n'est valable que pour R_p inférieur à 0.3 ou 0.4 s, et en supposant que le manteau ne présente pas d'anomalie particulière en ce point.

Dans ce calcul, q est plutôt un flux réduit, puisque l'on n'a pas tenu compte de la production radiogénique; d'ailleurs, R_p est assez proche d'une mesure de flux réduit.

En conclusion de ce paragraphe, nous aimerions insister sur quelques remarques:

- * les anomalies de station des ondes P nous semblent bien explicables par des variations de température dans la lithosphère.
- * le calcul d'une anomalie de station équivaut à la mesure d'un flux réduit.
- * les anomalies de station sont des contraintes aux modèles d'évolution de la lithosphère continentale. Les mesures de flux, par contre, ne sont guère utilisables car trop peu sensibles aux variations du géotherme: l'erreur sur la mesure masque une éventuelle fluctuation de la quantité mesurée.

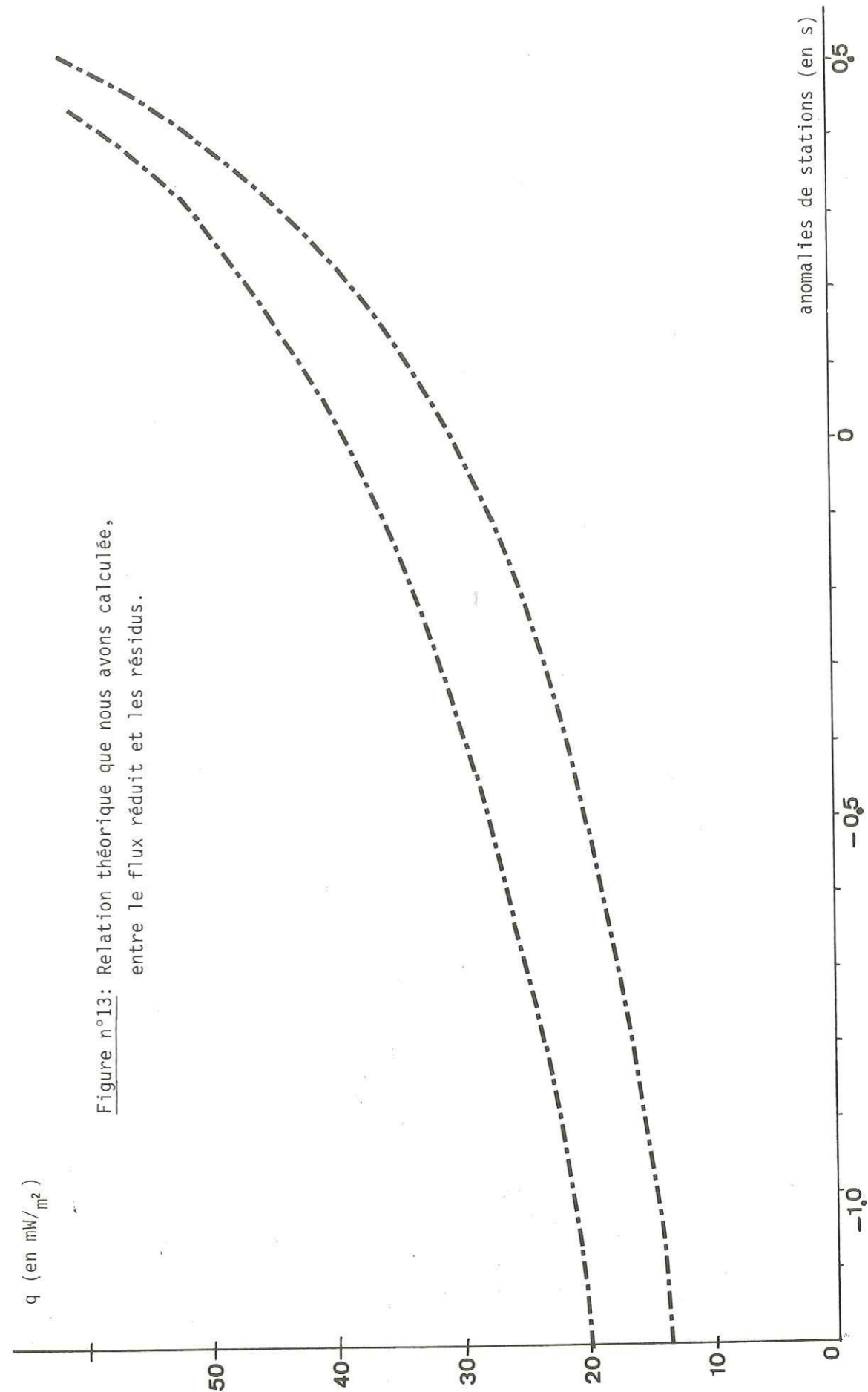


Figure n°13: Relation théorique que nous avons calculée, entre le flux réduit et les résidus.

I - 8. EXISTENCE D'UNE EVOLUTION DE LA LITHOSPHERE CONTINENTALE AVEC L'AGE

Notre étude portant sur l'évolution de la lithosphère continentale, nous nous intéressons à la corrélation qui semble exister entre l'âge d'une région et les autres données que nous utilisons pour la caractériser :

les anomalies de propagation des ondes sismiques et le flux de chaleur.

a) Dépendance du flux de chaleur à l'âge

Polyak et Smirnov (1968) suggèrent que le flux moyen décroît avec l'âge du dernier événement orogénique d'une région. Cette relation empirique a été confirmée par Sclater et Francheteau (1970) et Chapman et Pollack (1975).

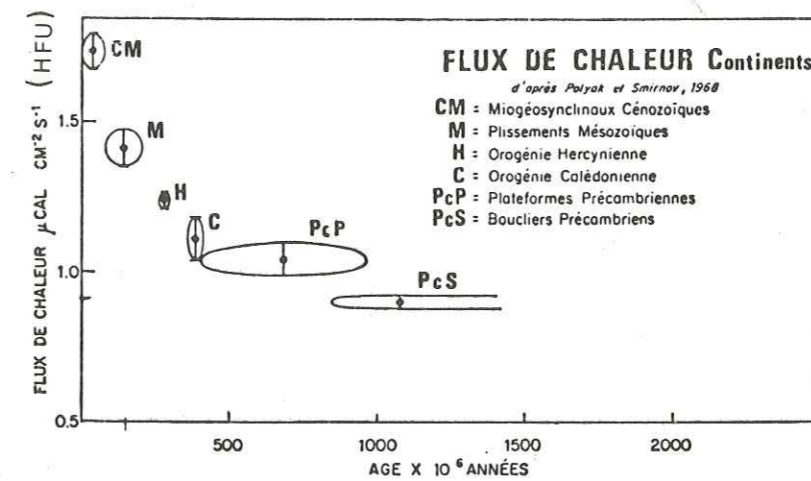


figure 14: flux de chaleur en fonction de l'âge, à travers les continents. (POLYAK et SMIRNOV, 1968).

Cette corrélation est contestée par Rao et Jessop (1975) pour les boucliers : "There is no basis for a relationship of heat flow with age in shields, but there is an indication of a direct relation of heat flow with surface heat generation, and surface rocks of all radioactivity levels may be found of all ages throughout the Precambrian Era".

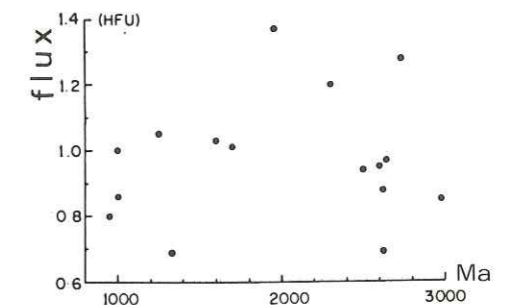


figure 15: flux de chaleur en fonction de l'âge, pour les boucliers seulement. D'après RAO et JESSOP (1975).

La décroissance du flux de chaleur avec l'âge nous paraît globalement vérifiée malgré la dispersion des données. Cette dispersion des données décroît avec l'âge, et il semble que le flux tende vers un équilibre pour les régions d'âge supérieur à 800 ou 1 000 Ma. Sclater et al. (1980) suggèrent l'existence d'une valeur d'équilibre pour le flux des provinces anciennes (âge > 800 Ma). Ceci expliquerait l'absence de corrélation entre flux et âge dans les boucliers (voir figure 15, Rao et Jessop 1975). Cette absence de corrélation résulte peut-être de la faible précision relative des mesures de flux de chaleur. Il est probable que dans les boucliers, zones stables et en quasi-équilibre thermique, les variations du flux sont masquées par l'incertitude sur les mesures et les variations de la répartition des roches radioactives.

L'interprétation de cette corrélation nécessite deux sortes de précisions :

Considère-t-on la variation du flux réduit ou du flux total ?

La croûte, à cause de la décroissance de la radioactivité des roches, peut jouer un grand rôle dans cette variation du flux de chaleur avec l'âge.

Quel âge mesure-t-on ? Celui des roches du socle ou celui du dernier épisode orogénique ?

Tout ceci est capital lorsque l'on tente une interprétation de cette corrélation flux - âge.

b) Dépendance des anomalies de propagation des ondes P à l'âge

Contrairement aux mesures actuelles de flux de chaleur, les anomalies de station présentent une répartition géographique cohérente et bien mise en évidence par les données. Poupinet (1979) a étudié cette distribution des résidus à travers les continents, ainsi que la relation entre résidus des ondes P et âge des plaques continentales. Dans les boucliers (Amérique du Nord et Scandinavie, par exemple) il observe des anomalies s'étalant de -1.2 s à -0.4 s en moyenne. En général, ces valeurs ont une répartition quelque peu concentrique : elles augmentent lorsque l'on se déplace de l'intérieur vers les frontières de chaque bouclier. Les anomalies des ondes P rendent compte de la structure du manteau supérieur sous la station sismologique considérée et permettent la détection d'hétérogénéités latérales de petite échelle.

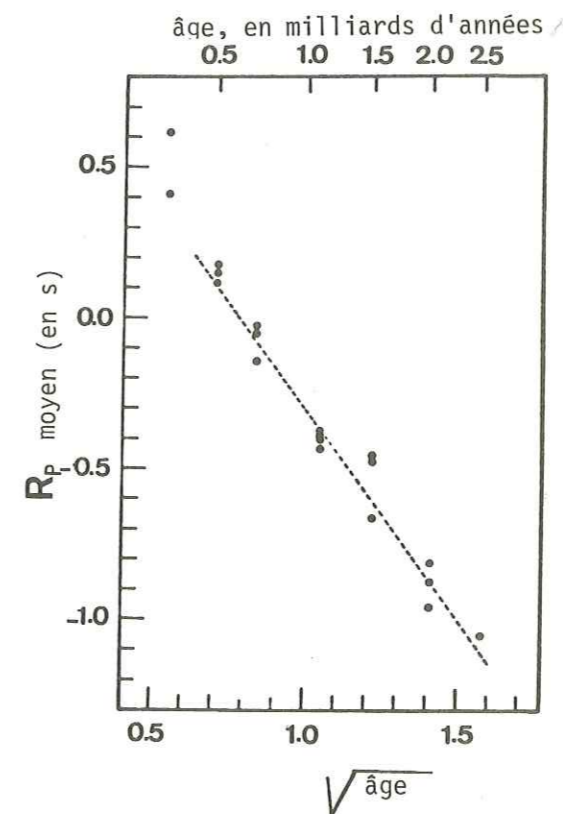


figure 16, d'après Poupinet(1979):

Corrélation entre les moyennes d'anomalies de P par province et l'âge moyen du socle de ces provinces. Cet âge est un minimum pour la zone considérée. L'erreur sur l'âge est d'environ 200 Ma pour les orogénies les plus récentes, et peut atteindre 400 Ma pour les plus anciennes. L'ajustement par moindres carrés, fait pour les âges supérieurs à 400 Ma, donne l'équation $R_p = 1.1 - 1.4\sqrt{t}$

Poupinet a cherché à déterminer au mieux l'âge du socle autour de chaque station (ou de chaque groupe de stations). Nous reproduisons ci-dessus la courbe qu'il obtient. La proportionnalité des résidus à la racine carrée de l'âge suggère un processus de refroidissement.

I-9. CONCLUSION

Dans ce premier chapitre, nous avons présenté les observations géothermiques et sismiques qui décrivent l'évolution des plaques continentales. Nous avons cherché, par le calcul et par les données expérimentales, à relier le flux de chaleur et les anomalies de propagation des ondes P à l'épaisseur de la lithosphère. Nous avons interprété les anomalies de station en termes de différences de température, et les résultats semblent justifier cette hypothèse. Le flux mesuré en surface est beaucoup plus difficile à interpréter. Il nous est apparu très délicat de séparer les causes profondes des causes superficielles de ce flux de chaleur. Une anomalie de station correspond à une mesure de flux réduit. Il aurait été intéressant de comparer ces deux types de données. Le flux réduit est malheureusement très mal connu, et, en l'absence d'un nombre suffisant de données, nous admettons que la relation empirique de Pollack et Chapman ($q^* = 0.6 \bar{q}_s$) nous autorise à comparer les anomalies de propagation au flux moyen autour de la station considérée. Les données montrent indéniablement une corrélation entre ce flux moyen et les résidus des ondes P, malgré la dispersion des mesures de flux (20% d'erreur en moyenne). De plus la dépendance de ces deux variables à l'âge de la région correspondante, même pour des âges anciens (>500 Ma), nous incite à étudier de plus près les modèles d'évolution de la lithosphère continentale.

CHAPITRE II

MODÉLISATION TRÈS SCHÉMATIQUE DE
L'ÉVOLUTION THERMIQUE DE LA LITHOSPHERE
CONTINENTALE

II - 1. INTRODUCTION

Les données expérimentales nous ont montré que l'épaisseur de la lithosphère continentale pouvait varier entre 100 et 200 km, et suggèrent une évolution des plaques stables; On observe des valeurs élevées du flux pour les régions jeunes, correspondant à une lithosphère continentale en cours de création ou de transformation. Par la suite, la plaque continentale atteint un équilibre thermique. Certains auteurs (Sclater et al., 1980) pensent donc que les continents anciens, d'âge supérieur à 500 Ma, n'évoluent plus que par le jeu de l'érosion et de la décroissance radioactive. Dans la plupart des modèles géophysiques de la lithosphère continentale, on suppose que les plaques continentales sont constituées du même matériaux que les plaques océaniques. L'épaisse croûte qui caractérise les continents serait alors la cause de l'évolution particulière des plaques continentales (Mac Kenzie, 1969).

Nous allons calculer les épaisseurs de lithosphère que l'on peut obtenir en supposant que la plaque continentale s'épaissit par simple refroidissement et solidification des matériaux de l'asthénosphère. Les paramètres principaux que nous pourrions ajuster sont : la distribution des éléments radioactifs, le taux d'érosion (ou de sédimentation) et le flux en provenance de l'asthénosphère. Nos calculs seront contraints par les données du chapitre précédent. Nous ferons quelques calculs analytiques de géothermes d'équilibre, et présenterons ensuite un modèle numérique, par différences finies explicites, de résolution de l'équation de conduction de la chaleur à travers une plaque de lithosphère continentale. Notre but est de montrer si un modèle d'évolution purement thermique, tel qu'il a été développé par Kono et Amano (1978) par exemple, peut expliquer l'évolution de zones continentales d'âge supérieur à 500 millions d'années.

II - 2. APERCU BIBLIOGRAPHIQUE DE QUELQUES MODELES NUMERIQUES

Nous citons ici quelques modèles publiés sur le calcul de l'évolution de la lithosphère continentale :

Le livre théorique de Carslaw et Jaeger (1959) donne les méthodes analytiques classiques de résolution de l'équation de conduction de la chaleur pour différentes conditions aux limites. Pour les méthodes numériques par différences finies, nous avons consulté l'ouvrage de Croft et Lilley (1977).

Le modèle que nous étudierons dans ce chapitre est celui de Kono et Amano (1978). Ils supposent que la limite lithosphère-asthénosphère est un solidus. La lithosphère, se refroidissant, va donc s'épaissir par solidification du sommet de l'asthénosphère. L'équation de conduction de la chaleur est résolue par un calcul numérique par différences finies explicites, en tenant compte des facteurs suivants : érosion - production radiogénique dans la croûte - chaleur latente de fusion à la limite lithosphère-asthénosphère - existence d'un flux de chaleur en provenance de l'asthénosphère et dirigé verticalement. Les calculs numériques basés sur ces hypothèses leur permettent d'expliquer la relation observée entre flux de chaleur, épaisseur de la lithosphère continentale et âge. Ces résultats sont intéressants, mais nous pensons que ce modèle mérite d'être réétudié. En particulier, nous recherchons plus de détails quantitatifs sur l'influence de la répartition des éléments radioactifs dans la croûte et dans le manteau supérieur. Nous nous intéressons à une évolution lente, à partir d'un état de quasi-équilibre, c'est-à-dire à la partie de leurs résultats où le temps est supérieur à 500 millions d'années environ. De plus, la courbe expérimentale, d'épaisseur de la lithosphère continentale en fonction de l'âge, utilisée pour contraindre leur modèle, ne tient pas compte des données sismologiques récentes. Ils mélangent des données d'origines diverses et utilisent des valeurs beaucoup trop faibles pour l'épaisseur des boucliers (figures 17 et 18).

D'autres modèles thermiques ont été proposés par Francheteau (1972), Crough et Thompson (1976), Pollack et Chapman (1977), Vitorello et Pollack (1980), Sclater et al. (1980). Les figures 19 à 21 résument quelques-uns de leurs résultats.

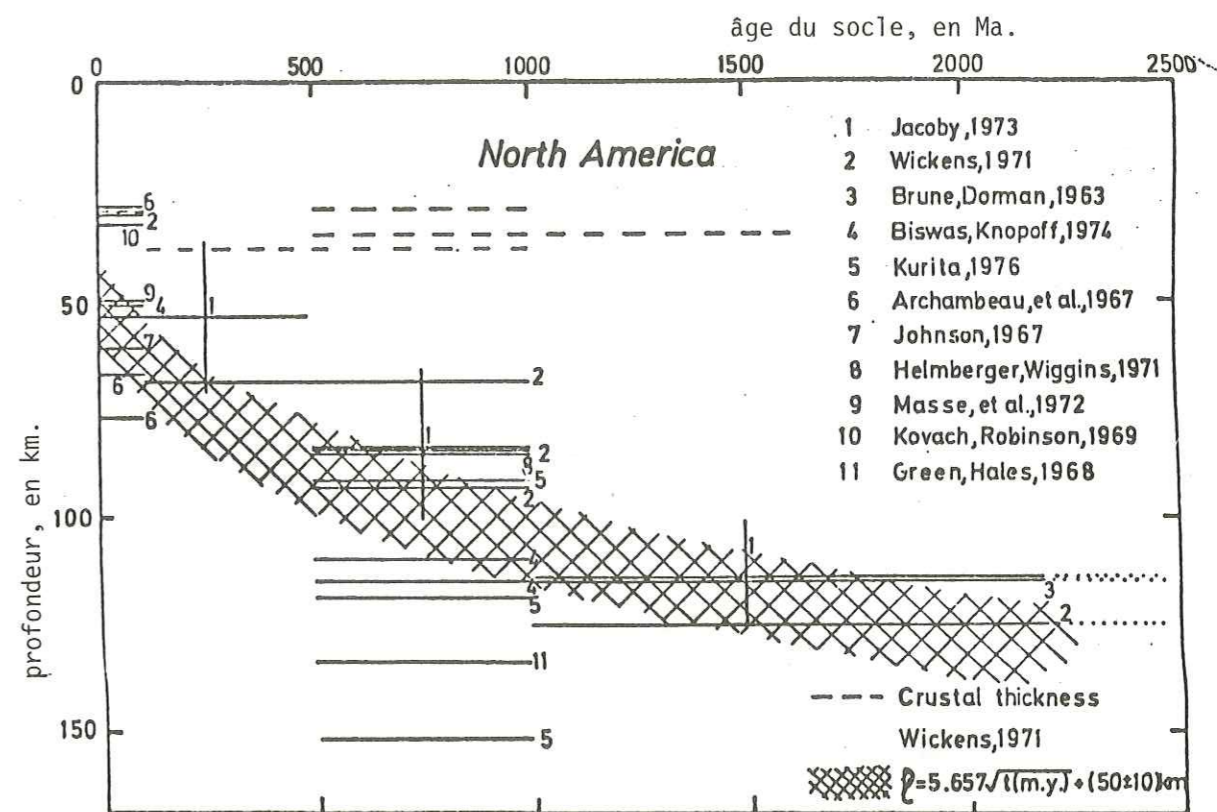


Figure n°17 : données sur l'épaisseur de la lithosphère continentale utilisées par Kono et Amano (1978) pour contraindre leur modèle.

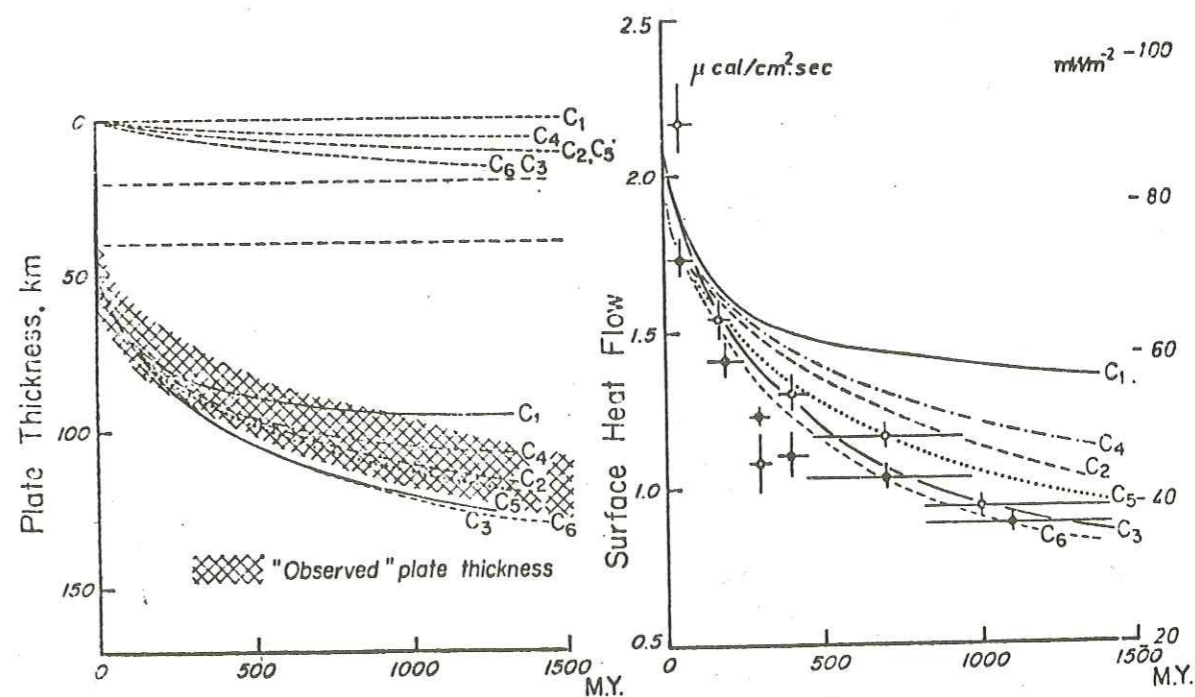


Figure n° 18 : principaux résultats des calculs par différences finies réalisés par Kono et Amano (1978).

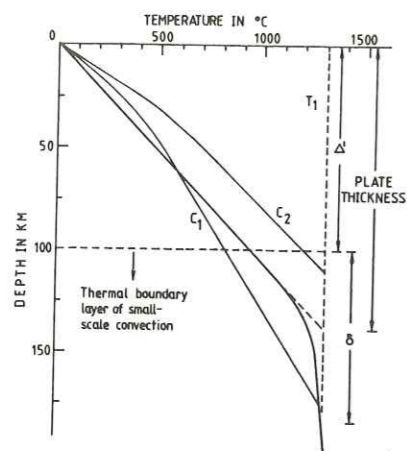


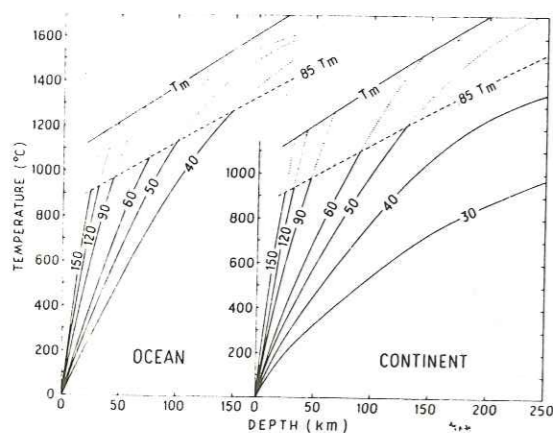
Fig. Comparison of two continental geotherms (C_1 and C_2 from Figure 22) with the equilibrium geotherm in the oceanic plate (heavy curve) showing the role played by small-scale convection in the boundary layer. Δ is the thickness of the mechanical boundary layer, and δ is the thermal length scale governing the actual temperature structure in the boundary layer. Also shown is the plate thickness obtained by the fit to the depth and heat flow observations [after Parsons and McKenzie, 1978].

Figure n° 19 et n° 20, tirées de Sclater et al. (1980)

Ces auteurs ne trouvent aucune évolution des structures continentales au delà de 500 millions d'années. Ils contestent l'existence de différences notables entre les bassins océaniques à l'équilibre et les continents. En particulier, ils considèrent que les lithosphères de ces deux structures ont sensiblement la même épaisseur. Ils concluent alors que les continents seraient simplement de la lithosphère ayant atteint l'équilibre thermique sans être détruite dans une subduction. Cette approche du problème ne nous paraît pas compatible avec l'ensemble des données de la sismologie.

Nous illustrons ci-dessous un point de vue opposé, avec une figure tirée de Pollack et Chapman (1977).

figure n° 21



Geotherm families for oceanic and continental regions; family parameter is heat flow in mW m^{-2} . T_m is mantle solidus; geotherms dotted above $0.85 T_m$ to indicate provisionality.

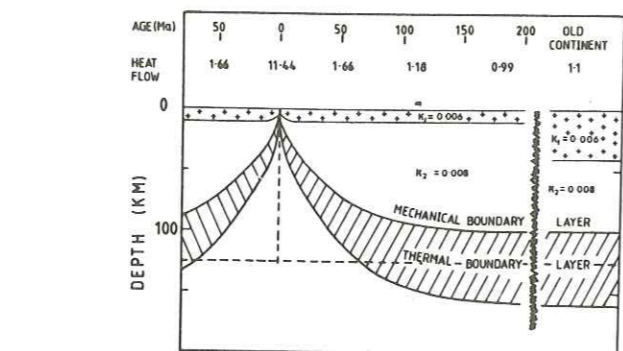


Fig. Schematic diagram modified from Parsons and McKenzie [1978] showing the division of the lithosphere into two regions of different rheologies beneath both oceans and continents. All the depth estimates are speculative. The dashed line indicates the plate of constant thickness approximation. The temperature structures beneath the equilibrium ocean and the old continent can be found in Figure 22. The heat flow is in units of $1 \mu\text{cal/cm}^2 \text{ s}$ (41.8 mW/m^2).

Les quelques modèles que nous venons de citer sont statiques et négligent la chaleur dissipée par frottement visqueux lors du mouvement horizontal des plaques. Froidevaux et al. (1975 et 1977) présentent un modèle thermo-mécanique à une dimension avec une vitesse, non nulle, de déplacement horizontal. Ce modèle inclut une viscosité fonction de la température, de la pression et de la contrainte subie. Des études expérimentales et théoriques indiquent que la dislocation est le principal mécanisme de déformation du manteau supérieur dans sa phase solide. Ce modèle dynamique est en bon accord avec les études géochimiques publiées sur les péridotites. Un résultat que nous retiendrons de leur étude est que la lithosphère continentale peut raisonnablement être considérée comme une plaque rigide se déplaçant sur l'asthénosphère sous-jacente. Dans tout ce qui suit, nous ne parlerons pas de la convection. Nous limitons volontairement notre étude à l'étude de la lithosphère.

La formation et l'évolution de la croûte continentale ont été étudiées par divers auteurs qui, souvent, cherchent à expliquer ainsi les différences entre océans et continents. Les valeurs élevées du flux de chaleur dans les zones jeunes ont été expliquées par divers modèles où interviennent, en particulier : une érosion importante, un amincissement de la croûte par étirement (Mac Kenzie 1978), des perturbations thermiques conséquences d'une activité tectonique intense (Albarède, 1976, England et Richardson 1980). Nous citons ces exemples pour mémoire et parce que la formulation mathématique est semblable à celle du problème qui nous intéresse. Mais ces modèles proposent des études ponctuelles et limitées dans l'espace et le temps (évolution de 0 à 200 Ma en général), alors que nous nous intéressons à l'évolution des continents anciens et stables.

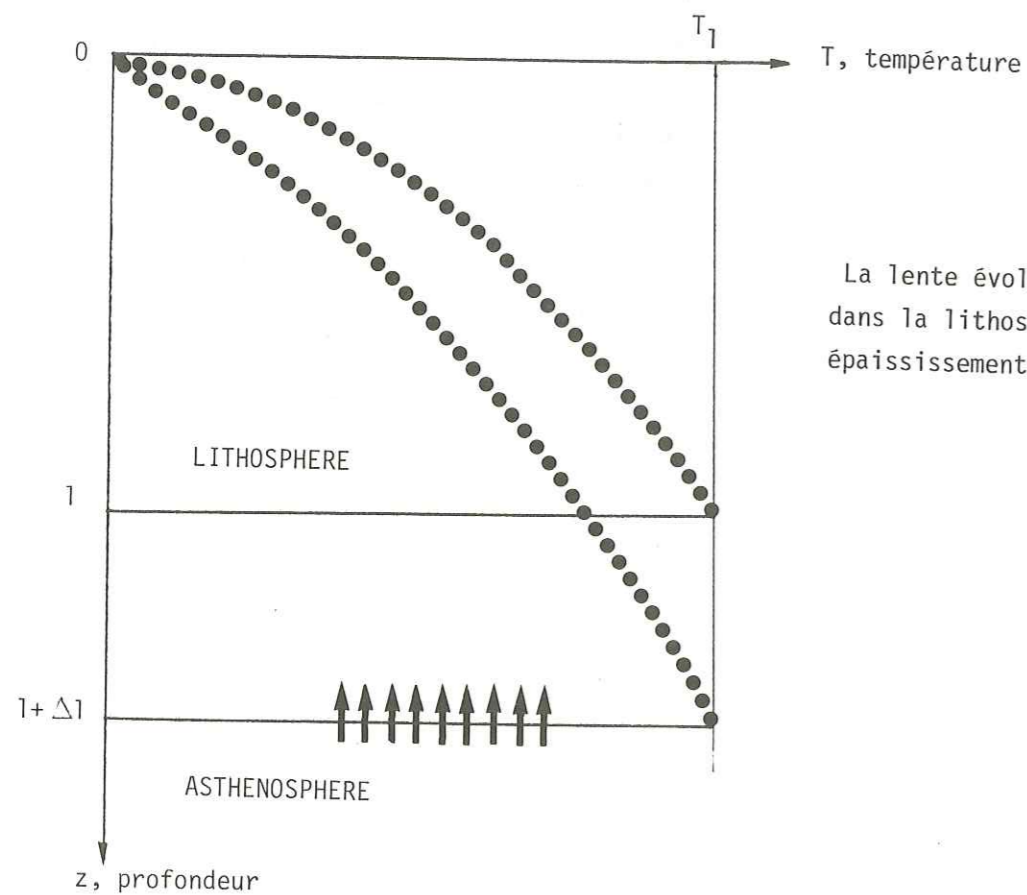
"The lithosphere is less than 100 km thick over most of the globe, but thickens appreciably and becomes more viscous beneath the Precambrian shields and platform, regions of low heat flow. These characteristics of shields are consistent with recently reported models of the driving mechanisms of plate system, which require greater retarding forces beneath the plates with large continental areas."

II - 3. POSITION DU PROBLEME : DEFINITION DE NOTRE MODELE

On s'intéresse à l'évolution de la lithosphère continentale depuis un temps t_0 très nettement postérieur (quelques centaines de millions d'années) à sa formation. Dans cette partie du travail, nous ne nous posons pas de questions sur l'origine et la création de la lithosphère continentale. Il s'agit d'abord d'observer la lithosphère actuelle et de comprendre comment elle peut continuer à s'épaissir avec le temps.

Dans ce chapitre, nous utilisons un modèle thermique purement conductif, à une dimension (verticale), avec des conditions sur le flux et la température aux limites de la plaque de lithosphère. La limite lithosphère-asthénosphère est définie comme étant l'isotherme $T = T_1 = 1300^\circ\text{C}$.

Nous réutilisons le schéma du chapitre I:



La lente évolution du géotherme dans la lithosphère entraîne un épaississement de la plaque.

Le géotherme dans la lithosphère, $T(z)$, peut être décrit par les équations mathématiques suivantes:

$$c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + A(z,t), \text{ équation de conduction de la chaleur}$$

$$\text{A chaque instant } t \begin{cases} \text{en } z=0 : T=0 \\ \text{en } z=1(t) : T=T_1=1300^\circ \text{ et } K \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_1 = q_a \end{cases}$$

Pour chaque calcul, nous devons également nous fixer la valeur de la diffusivité thermique. En général, nous prendrons un modèle à trois couches de diffusivité constante.

Rappelons enfin que nous nous intéressons à une évolution lente, sur une grande échelle de temps (quelques centaines de millions d'années), et à partir d'un état de quasi équilibre (zones continentales stables).

II - 4. FACTEURS DE L'EVOLUTION TEMPORELLE DE LA LITHOSPHERE CONTINENTALE

A la limite lithosphère-asthénosphère, la vitesse d'épaississement de la lithosphère par solidification de l'asthénosphère est le résultat d'un équilibre thermique entre la chaleur perdue par conduction à travers la plaque, la chaleur produite lors du changement de phase des matériaux de l'asthénosphère et le flux de chaleur (q_a) en provenance de l'asthénosphère. La chaleur perdue par conduction à travers la plaque dépend des températures aux limites (fixes dans notre modèle) et des sources de chaleur radioactives dans la plaque. L'érosion, ou la sédimentation, interviennent de deux façons : modification de l'épaisseur de la plaque et modification de la répartition verticale des roches radioactives.

Avant de commencer les calculs, nous allons donner quelques précisions sur ces "facteurs", éventuellement responsables de l'épaississement de la lithosphère continentale avec le temps.

a) Effet de la chaleur latente des matériaux de l'asthénosphère

S'il y a fusion partielle dans l'asthénosphère, le système lithosphère-asthénosphère doit dégager (ou absorber) la quantité de chaleur L correspondant à la solidification (ou à la fusion) des matériaux du manteau supérieur lors de l'épaississement (ou de l'amincissement) de la lithosphère. Nous allons évaluer les effets de ce changement de phase sur la distribution de température calculée dans la plaque, par exemple dans le cas d'un épaississement par refroidissement. Pour cela, on peut écrire l'équation de la chaleur sous la forme :

$$K \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \underbrace{A + H(L)} = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t}$$

sources internes de chaleur à considérer.

où

- A : production radioactive
- $H(L)$: chaleur libérée lors de la transition de phase.

Ce terme est nul pour $T < T_1$; $T_1 = 1300^\circ\text{C}$, température de fusion supposée.

ou, plus simplement, on considère la même équation de conduction de la chaleur :

$$K \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + A = \rho C_p \frac{\partial T}{\partial t}$$

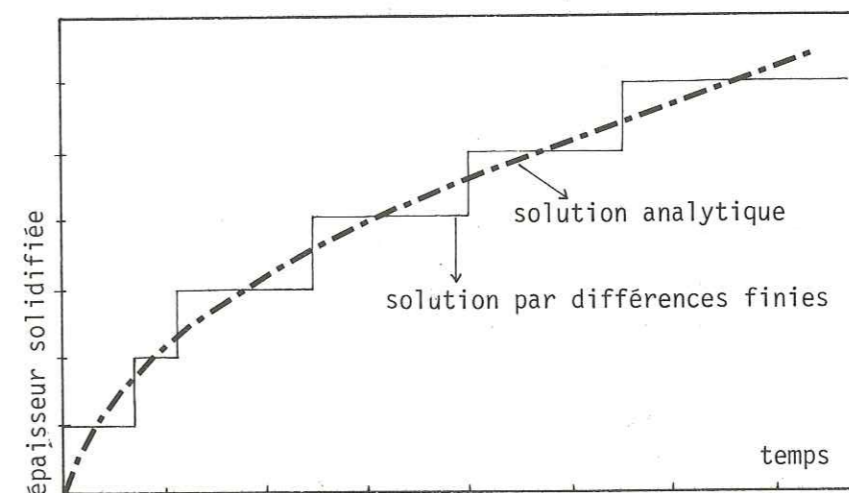
mais avec, en plus, la condition aux limites :

$$\rho L \frac{dl}{dt} = K \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right)_1 - q_a \quad \text{en } z = 1.$$

Nous allons voir que le terme $\rho L \frac{dl}{dt}$ est négligeable dans le cas qui nous intéresse. Il nous faut cependant mentionner deux problèmes :

- quel est l'effet de la chaleur latente de solidification sur la stabilité et la précision des méthodes numériques utilisées ?
- quelle importance, quantitativement, a ce terme, dans le phénomène physique que nous voulons modéliser ?

Le premier point a été traité par Price et Slack (1953). Nous résumons rapidement les conclusions de leur étude théorique. Ils utilisent une solution numérique par différences finies explicites et procèdent comme suit : chaque point de la grille qui atteint le point de fusion T_1 reste à cette même température jusqu'à ce que toute la chaleur latente de cette case de la grille ait été libérée ; ils calculent donc une progression par "à coups" de la frontière liquide-solide. La présence d'un terme de chaleur latente n'affecte nullement la stabilité des calculs numériques. Ils montrent enfin que l'erreur commise en utilisant la méthode des différences finies est négligeable :



L'importance de ce changement de phase est facile à évaluer dans le calcul par différences finies. A chaque étape du refroidissement, la transition de phase considérée introduit une différence de température ΔT_L , sorte de perturbation du géotherme conductif existant.

$$\Delta T_L = \frac{\text{chaleur latente}}{\text{chaleur spécifique}} = \frac{335 \text{ J/kg}}{1 \text{ J/g.}^\circ} < 0.34^\circ$$

Dans le calcul par différences finies, il suffit, lorsqu'un point x_i de la grille atteint la température de fusion T_f , de modifier $T(x_i)$ en $T(x_i) + \frac{L}{C_p}$. Le rapport $\frac{L}{C_p}$ étant parfaitement négligeable devant l'évolution du géotherme due aux autres facteurs (radioactivité, érosion...), nous n'en tiendrons pas compte dans les calculs.

Remarquons enfin que :

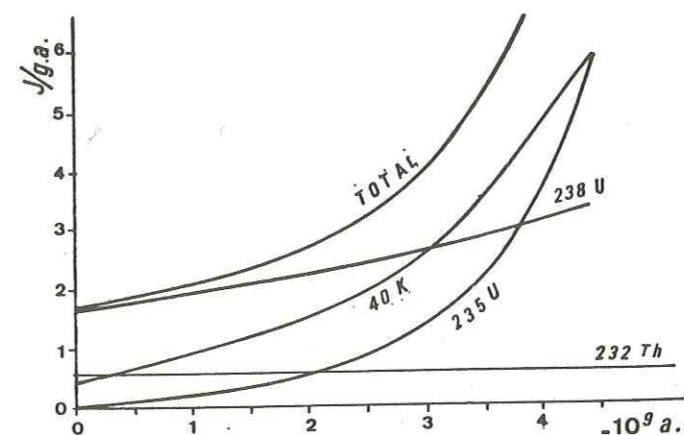
- * cette approximation ne peut que nous donner des lithosphères légèrement plus épaisses, ce qui n'est pas gênant pour nos conclusions.
- * on ignore l'importance réelle de ce changement de phase. Le pourcentage de fusion partielle existant dans l'asthénosphère est très mal connu.

L'épaississement de la lithosphère océanique étant dix fois plus rapide, il y a, dans ce cas, dix fois plus de chaleur libérée lors du refroidissement. C'est peut-être également le cas pour une lithosphère continentale jeune. Kono et Amano (1978) expliquent ainsi les différences entre océans et continents : "So, the released latent heat in the oceanic regions, compensates for the heat production within the continental crust". Selon eux, ceci expliquerait l'égalité des flux en surface moyennés sur les océans et sur les continents, sans introduire de différence fondamentale entre lithosphère océanique et lithosphère continentale.

Par la suite, puisque nous nous intéressons à l'évolution des continents d'âge supérieur à 500 millions d'années, nous négligerons dans les calculs les effets de la chaleur latente de solidification des matériaux de l'asthénosphère.

b) Décroissance radioactive avec le temps

Nous avons déjà mentionné l'existence d'un flux de chaleur créé par les roches radioactives (Chap. I-6.b). Ces sources de chaleur diminuent avec le temps selon une loi exponentielle (figure ci-dessous).



production de chaleur par gramme d'isotope et par an au cours des temps géologiques (Lee, 1967).

Pour les calculs, nous prendrons un taux de décroissance moyen, correspondant à une "période moyenne" de 4.4×10^9 ans. Ceci revient à utiliser une loi de décroissance :

$$A(t) = A(0) \cdot e^{-\alpha t}$$

où $\alpha = 0,000158/\text{Ma}$
les valeurs du coefficient de décroissance radioactive sont données dans le tableau ci-contre.

âge en Ma	$e^{-\alpha t}$
0	1
1000	0.85
2000	0.73
3000	0.62
4000	0.53

c) Erosion

L'érosion enlève les couches superficielles, riches en roches radioactives. Ce phénomène peut être assez important et atteindre plusieurs kilomètres par millions d'années. Ce taux d'érosion est très variable selon les régions, et généralement proportionnel à l'altitude. Un taux d'érosion élevé et se prolongeant au cours des temps géologiques enlèverait une grosse part de la production radiogénique. En supprimant une importante quantité de sources de chaleur, l'érosion serait donc un facteur essentiel de refroidissement des continents (Kono et Amano, 1978). Toutefois, il ne nous paraît pas raisonnable d'admettre dans les calculs des phases d'érosion suffisamment importante en vitesse et (ou) en durée pour diminuer notablement le flux de chaleur créé par la radioactivité des roches de la croûte. Les mesures ne montrent pas de diminution de la production radiogénique en surface avec l'âge des structures. Au contraire, on remarque des valeurs très diverses aussi bien dans les boucliers précambriens que dans les plateformes paléozoïques. De plus, si on admet un amincissement important par érosion, on doit également tenir compte de l'augmentation du flux de chaleur due à cet amincissement (England et Richardson, 1980). L'érosion est un facteur essentiel pour des études locales et intéressantes de courtes périodes de temps (voir, par exemple, Albarède, 1976). England et Richardson ont montré que l'érosion intervenait pour une grande part dans le flux de chaleur des ceintures orogéniques, et ce pendant 100 à 300 Ma. Mais leur étude concerne des zones relativement jeunes, hors de notre propos. Pour nos calculs, nous admettrons cependant une petite diminution de la production radiogénique, due à l'érosion.

d) Flux de chaleur en provenance de l'asthénosphère

Dans le chapitre I, nous avons discuté de la signification du flux de chaleur mesuré en surface. Les variations de ce flux sont très souvent le reflet de phénomènes intracrustaux. Le flux réduit, tel qu'il est défini par la loi de Birch ($q_s = q^* + bA_0$) ne représente pas le flux q_a en provenance de l'asthénosphère. Nous avons donc fort peu de renseignements pour connaître la valeur de q_a . Les modèles précédemment cités suggèrent, pour les zones stables, un flux q_a compris entre 15 et 25 mW/m^2 . D'autre part, nous supposons q_a constant dans le temps.

II-5. VALEURS NUMERIQUES DES CONSTANTES ET PARAMETRES UTILISES DANS LES CALCULS.

température définissant la limite inférieure de la lithosphère (T_1)	$T_1 = 1300^\circ\text{C}$	en réalité, la température de fusion dépend de la pression
conductivité thermique (K)	2000 à 3000 mW/m° 0.005 à 0.007 cal/cm.s°	si on utilise un géotherme réaliste, la variation de K due à l'augmentation de température avec la profondeur est compensée par la variation de pression correspondante (Schatz et Simmons, 1972)
chaleur spécifique (C_p)	1 J/g° 0.24 cal/g°	
densité (ρ)	en g/cm^3	2.6 pour une couche granitique 3.0 pour une couche basaltique 3.4 pour le manteau supérieur
chaleur latente de fusion des roches du manteau supérieur (L)	335 J/kg ou 80 cal/g	
production radiogénique (A)	A_0 , mesuré en surface: de 0 à 10 HGU	
décroissance radioactive dans le temps	$\alpha = 0.000158 / \text{Ma}$	
flux en provenance de l'asthénosphère (q_a)	de 10 à 25 mW/m^2	

notations: $\left\{ \begin{array}{l} l \text{ représente l'épaisseur de la lithosphère} \\ z \text{ représente la profondeur} \\ T \text{ représente la température} \\ t \text{ représente le temps} \end{array} \right.$

conditions aux limites: en $z=0$: $T=0$
en $z=l$: $T=T_1$ (c'est en fait la définition de 1)
 $\left. \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) \right|_l = q_a$

II - 6. CALCUL ANALYTIQUE DE QUELQUES GEOTHERMES D'EQUILIBRE

Nous avons vu que divers auteurs ont calculé analytiquement des géothermes dans la lithosphère en faisant des hypothèses simplificatrices et parfois contestables. Ces mêmes techniques pourraient être appliquées à des modèles plus réalistes, mais la complexité des calculs risquerait de masquer les idées physiques et les mécanismes en jeu. Les méthodes de calcul par différences finies nous paraissent bien adaptées à la modélisation de l'évolution thermique de la lithosphère continentale. Elles ont l'avantage d'être simples et commodes. De plus, elles mettent en avant les conditions aux limites qui, sur le plan physique, sont de première importance. Toutefois, nous ferons quelques calculs analytiques simples (en régime stationnaire) pour introduire la modélisation et fixer quelques ordres de grandeur des paramètres. En premier lieu, nous calculons les épaisseurs de lithosphère obtenues avec quelques géothermes réalistes.

a) Epaisseur maximale de lithosphère que l'on peut atteindre, pour un flux q_a donné en provenance de l'asthénosphère

Nous avons fait un calcul préliminaire élémentaire pour avoir une idée des épaisseurs de lithosphère correspondant à un flux q_a donné à la base de la lithosphère, et pas de production radiogénique; le géotherme est alors rectiligne, et c'est le plus "froid" que l'on puisse avoir (pas de flux de chaleur créé par la radioactivité dans la plaque). Nous avons supposé 3 couches de conductivité thermique constante :

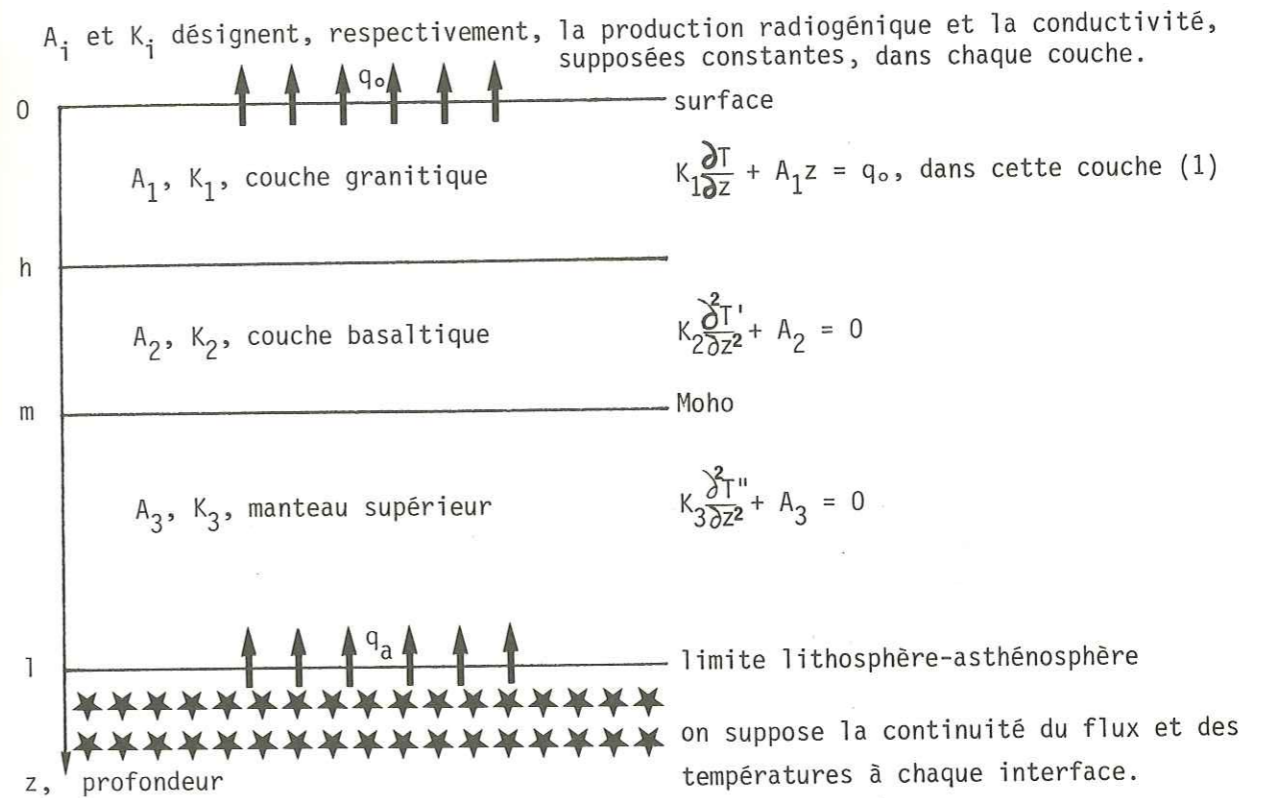
- * $K_1 = 2090 \text{ mW/m.}^\circ$ pour $0 \leq z \leq 20 \text{ km}$
- * $K_2 = 2510 \text{ mW/m.}^\circ$ pour $20 < z \leq 40 \text{ km}$
- * $K_3 = 2930 \text{ mW/m.}^\circ$ pour $40 < z$

résultats:

q_a en mW/m^2	10	15	20	25	30
q_a en HFU	0.24	0.36	0.48	0.60	0.72
l en km	370	254	179	141	116

Dès maintenant, remarquons l'importance de la valeur donnée à q_a sur l'épaisseur de la lithosphère.

b) Géotherme d'équilibre calculé pour modèle à trois couches



Résolution :

$$K_1(T - T_0) + A_1 \frac{z^2}{2} = q_0 z \quad \text{or } T_0 = 0 \quad \text{donc : } \boxed{K_1 T = q_0 z - \frac{A_1 z^2}{2}}$$

$$\text{en } z = h : K_1 T_h = q_0 h - \frac{A_1 h^2}{2}$$

$$\text{Pour la couche 2 : } K_2 \frac{\partial T'}{\partial z} + A_2 z = \text{cste}$$

$$\text{flux en } z = h \Rightarrow \text{cste} - A_2 h = q_0 - A_1 h$$

$$\Rightarrow K_2 \frac{\partial T'}{\partial z} + A_2 (z - h) = q_0 - A_1 h$$

$$K_2 T' + A_2 \left(\frac{z^2}{2} - hz \right) = q_0 z - A_1 h z + \text{cste}$$

en $z = h$:

$$\frac{1}{K_1} \left(q_0 h - \frac{A_1 h^2}{2} \right) = \frac{1}{K_2} \left(\text{cste} + q_0 h - A_1 h^2 + A_2 \frac{h^2}{2} \right) \quad \text{d'où :}$$

$$K_2 T' = q_0 z - A_1 h z - A_2 \left(\frac{z^2}{2} - h z \right) - q_0 h + A_1 h^2 - A_2 \frac{h^2}{2} + \frac{K_2}{K_1} \left(q_0 h - \frac{A_1 h^2}{2} \right)$$

$$K_2 T' = q_0 (z - h) - \frac{A_2}{2} (z - h)^2 - A_1 h (z - h) + \frac{K_2}{K_1} \left(q_0 h - A_1 \frac{h^2}{2} \right)$$

Pour la couche 3 : $K_3 \frac{\partial T}{\partial z} + A_3 (z - l) = q_a$ (= flux en l)

$$K_3 T'' + A_3 \left(\frac{z^2}{2} - lz \right) = q_a z + \text{cste} \quad \text{en } z = l : T = T_1 \text{ donne :}$$

$$K_3 (T'' - T_1) + \frac{A_3}{2} (1 - z)^2 + q_a (1 - z) = 0$$

pour obtenir q_0 et l , il reste à exploiter les conditions de continuité en $z = m$:

$$q_0 = q_a + A_1 h + A_2 (m - h) + A_3 (1 - m) = q_a + \int_0^1 A(z) dz$$

$$T'_m = T''_m \text{ donne :}$$

$$q_0 \left(\frac{m-h}{K_2} + \frac{h}{K_1} \right) = T_1 - \frac{1}{K_3} \left[\frac{A_3}{2} (1-m)^2 + q_a (1-m) \right] + \frac{1}{K_2} \left[\frac{A_2}{2} (m-h)^2 + A_1 m(m-h) \right] + \frac{A_1}{K_1} \frac{h^2}{2}$$

et l est alors donnée par l'équation :

$$\frac{A_3}{2K_3} (1-m)^2 + (1-m) \left[\frac{q_a}{K_3} + A_3 \left(\frac{m-h}{K_2} + \frac{h}{K_1} \right) \right] - T_1 + \frac{A_1}{K_1} \frac{h^2}{2} + \frac{A_2}{K_2} \frac{(m-h)^2}{2} - \frac{A_1}{K_2} (m-h)^2 + \frac{A_2}{K_1} h (m-h) + q_a \left(\frac{m-h}{K_2} + \frac{h}{K_1} \right) = 0$$

Exemple numérique :

$$\begin{aligned} m &= 40 \text{ km} & ; & & K_1 &= 2000 \text{ mW/m}^\circ & ; & & A_1 &= 4 \text{ HGU} \\ h &= 20 \text{ km} & ; & & K_2 &= 2500 \text{ mW/m}^\circ & ; & & A_2 &= 1 \text{ HGU} \\ T_1 &= 1300^\circ\text{C} & ; & & K_3 &= 3000 \text{ mW/m}^\circ & ; & & A_3 &= 0,2 \text{ HGU} \\ q_a &= 25 \text{ mW/m}^2 \end{aligned}$$

$$(1 \text{ HGU} = 0,418 \cdot 10^3 \text{ mW/m} \cdot \text{km}^2)$$

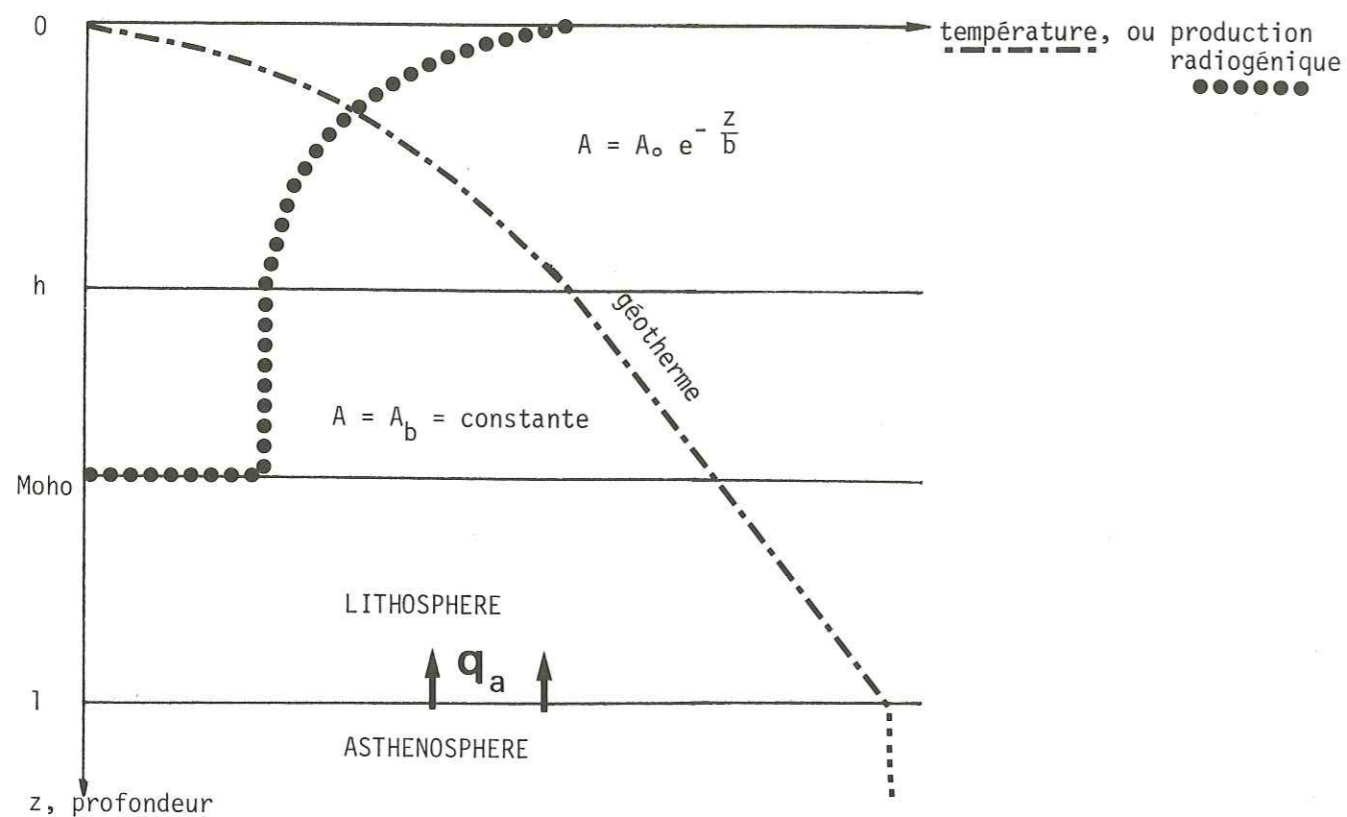
$$\text{On arrive à : } (1-m)^2 + 706,103 (1-m) - 64\,606,33 = 0$$

$$l = m + 82 \quad \Rightarrow \quad \underline{l = 122 \text{ km.}}$$

$$\begin{aligned} q_0 &= 25 + 4 \times 0,418 \times 20 + 0,418 \times 20 + 0,2 \times 0,418 \times 82 \\ &= 25 + 0,418 (80 + 20 + 16,4) = \underline{74 \text{ mW/m}^2}. \end{aligned}$$

c) Calcul d'un géotherme d'équilibre avec une production radiogénique variable

soient K_1, K_2, K_3 les conductivités (constantes) de chaque couche.



On a donc, dans ce modèle de lithosphère à trois couches, trois équations à résoudre :

$$\begin{aligned} (1) \quad K_1 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + A_0 e^{-z/b} &= 0 \\ (2) \quad K_2 \frac{\partial^2 T'}{\partial z^2} + A_b &= 0 \\ (3) \quad K_3 \frac{\partial^2 T''}{\partial z^2} &= 0 \end{aligned}$$

+ 8 conditions aux limites qui donnent les 6 cstes d'intégration, q_0 et l .

Résolution :

$$\begin{aligned} K_1 \frac{\partial T}{\partial z} - A_0 b e^{-z/b} &= \alpha_1 & ; & & K_1 T + b^2 A_0 e^{-z/b} = \alpha_1 z + \beta_1 \\ K_2 \frac{\partial T'}{\partial z} + A_b z &= \alpha_2 & ; & & K_2 T' + A_b \frac{z^2}{2} = \alpha_2 z + \beta_2 \\ K_3 \frac{\partial T''}{\partial z} &= \alpha_3 & ; & & K_3 T'' = \alpha_3 z + \beta_3 \end{aligned}$$

Ecriture des 8 conditions aux limites :

$$\text{en } z = 0 : \quad \begin{cases} \beta_1 = b^2 A_0 \\ \alpha_1 + A_0 b = q_0 \end{cases}$$

$$\text{en } z = h : \quad \begin{cases} \frac{1}{K_1} [\alpha_1 h + \beta_1 - b^2 A_0 e^{-h/b}] = \frac{1}{K_2} [\alpha_2 h + \beta_2 - A_b \frac{h^2}{2}] \\ \alpha_1 + A_0 b e^{-h/b} = \alpha_2 - A_b h \end{cases}$$

$$\text{en } z = m : \quad \begin{cases} \frac{1}{K_2} [\alpha_2 m + \beta_2 - \frac{m^2}{2} A_b] = \frac{1}{K_3} [\beta_3 + m \alpha_3] \\ \alpha_3 = \alpha_2 - A_b m \end{cases}$$

$$\text{en } z = 1 : \quad \begin{cases} K_3 T_1 = \alpha_3 l + \beta_3 \\ \alpha_3 = q_a \end{cases}$$

Solution :

$$* T = \frac{1}{K_1} \left[(q_0 - b A_0)z + b^2 A_0 (1 - e^{-z/b}) \right]$$

$$* T' = \frac{A_b}{K_2} \frac{z^2}{2} + \frac{z}{K_2} (q_a + m A_b) + T_1 + \frac{q_a}{K_3} (m-1) - \frac{mq_a}{K_2} - \frac{m^2 A_b}{2 K_2}$$

$$= - (m - z)^2 \frac{A_b}{2 K_2} - (m - z) \frac{q_a}{K_2} + T_1 + \frac{q_a}{K_3} (m - 1)$$

$$* T'' = T_1 - \frac{q_a}{K_3} (1 - z)$$

$$* q_0 = q_a + (m - h) A_b + b A_0 (1 - e^{-h/b}) = q_a + \int_0^1 A(z) dz$$

$$* l = m + \frac{K_3}{q_a} T_1 + \frac{K_3}{K_2 q_a} \left[- \frac{A_b}{2} (m - h)^2 - q_a (m - h) \right]$$

$$- \frac{K_3}{K_1 q_a} \left[h (q_0 - b A_0) + b^2 A_0 (1 - e^{-h/b}) \right]$$

ou, plus simple :

$$l = m + \frac{K_3}{q_a} (T_1 - T_m) \quad \text{où } T_m \text{ représente la température au niveau du Moho.}$$

Dans ce modèle, les géothermes sont rectilignes sous le Moho puisque la production radiogénique y est nulle.

Le tableau de la page suivante donne un exemple numérique calculé avec:

$$\left\{ \begin{array}{l} K_1 = 2090 \text{ mW/m.}^\circ \\ K_2 = 2510 \text{ mW/m.}^\circ \\ K_3 = 3000 \text{ mW/m.}^\circ \end{array} \right. \quad \text{et} \quad \left\{ \begin{array}{l} m = 40 \text{ km} \\ h = 20 \text{ km} \end{array} \right.$$

avec une répartition de la production radiogénique définie par:

$$b = 10 \text{ km}, A_b = 1 \text{ HGU} \text{ et } A_0 \text{ variable.}$$

A_0 en HGU	q_a en mW/m	q_s en mW/m	T au Moho (en °C)	l en km
2	10	25.6	313	336
2	15	30.6	400	220
2	20	35.6	488	162
2	25	40.6	576	127
2	30	45.6	664	104
4	10	32.8	336	329
4	30	52.8	688	101
6	10	40	360	322
6	30	60	710	99
8	10	47.3	384	315
8	20	57.3	559	151
8	30	67.3	735	96

d) Conclusion

Ces calculs élémentaires de géothermes d'équilibre nous ont permis de nous familiariser avec les paramètres du problème que nous allons étudier plus en détail dans les paragraphes suivants. Il était en particulier intéressant de connaître les épaisseurs maximales de lithosphère que l'on peut atteindre pour des valeurs données des différents paramètres: conductivité, flux à la base de la plaque, quantité de chaleur produite par radioactivité dans la plaque.

II - 7. MODELE ANALYTIQUE SIMPLE OU L'ON RESOUD L'EQUATION DE CONDUCTION EN REGIME
STATIONNAIRE A DIFFERENTS INSTANTS

On suppose donc que la lithosphère est en quasi-équilibre (évolution lente).

Les facteurs de l'évolution seront ici :

$$\left\{ \begin{array}{l} A(z,t) = A(z) e^{-\alpha t} \quad \text{où} \quad \alpha = 0,000158 / \text{Ma} \\ \text{. l'érosion, de } 2 \text{ km}/200 \text{ Ma} \end{array} \right.$$

Nous prendrons une conductivité thermique moyenne de :

$$K = 2,5 \text{ W/m}^\circ.$$

A chaque instant, le géotherme est donné par :

$$K \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + A(z) = 0$$

Nous supposerons ici une répartition exponentielle de la production radiogénique, selon la loi de Birch :

$$A(z) = A_0 e^{-z/b} \quad \text{avec} \quad \left\{ \begin{array}{l} b = 10 \text{ km} \\ A_0 = 8 \text{ HGU} \\ = 8 \times 4,18 \cdot 10^{-4} \text{ mW/m}^3 \end{array} \right.$$

d'où l'équation à résoudre, à chaque instant :

$$K \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + A_0 e^{-z/b} = 0$$

avec deux conditions aux limites :

$$\left\{ \begin{array}{l} q_a = 25 \text{ mW/m}^2 \\ T(0) = 0 \end{array} \right.$$

A t, donné, le géotherme est :

$$T(z) = \frac{q_a}{K} z + \frac{b^2 A_0}{K} [1 - e^{-z/b}]$$

on trace ainsi le géotherme tous les 200 millions d'années, en tenant compte de :

- l'érosion
- de la multiplication de A_0 par un facteur $e^{-\alpha t}$.

z (km)	0	2	4	6	8	10	12
A (z) à t=0	8,00	6,55	5,36	4,39	3,59	2,94	2,41

t (Ma)	200	400	600	800	1000	1200
$e^{-\alpha t}$	0,97	0,94	0,91	0,88	0,85	0,83

Résultats : Voir courbe qui suit.(figure n°22)

Remarque : Ici, $T(z) = \frac{q_a}{K} z + \frac{b^2 A_0}{K} (1 - e^{-z/b})$

si $z_{\text{Moho}} = 40 \text{ km}$: $e^{-\frac{z_{\text{Moho}}}{b}} = 0,018$

donc, pour $z > 40 \text{ km}$, on peut négliger $e^{-z/b}$ et supposer que :

$$T(z) \approx \frac{q_a}{K} z + \frac{b^2 A_0}{K}$$

donc, si $b < 10$ ou 15 km , l'épaisseur de la lithosphère est donnée très simplement par la formule approchée :

$$1 = [T_1 - b^2 \frac{A_0}{K}] \frac{K}{q_a} \quad \text{à un instant } t \text{ fixé.}$$

(où $T_1 = 1300^\circ\text{C}$)

Exemple numérique :

avec $A(0,0) = 8 \text{ HGU}$

$A(0,1400 \text{ Ma}) = \frac{A_0}{e} \times e^{-\alpha t} = 2,5 \text{ HGU}$

↑ car érosion de 10 km

l_0 à $t = 0$ (km)	l à $t = 1400 \text{ Ma}$ (km)
117	126
127	136
159	170

→ pour $K = 2500 \text{ mW/m}^\circ$ et $q_a = 25 \text{ mW/m}^2$

→ $K = 2700 \text{ mW/m}^\circ$ et $q_a = 25 \text{ mW/m}^2$

→ $K = 2700 \text{ mW/m}^\circ$ et $q_a = 20 \text{ mW/m}^2$

Remarque :

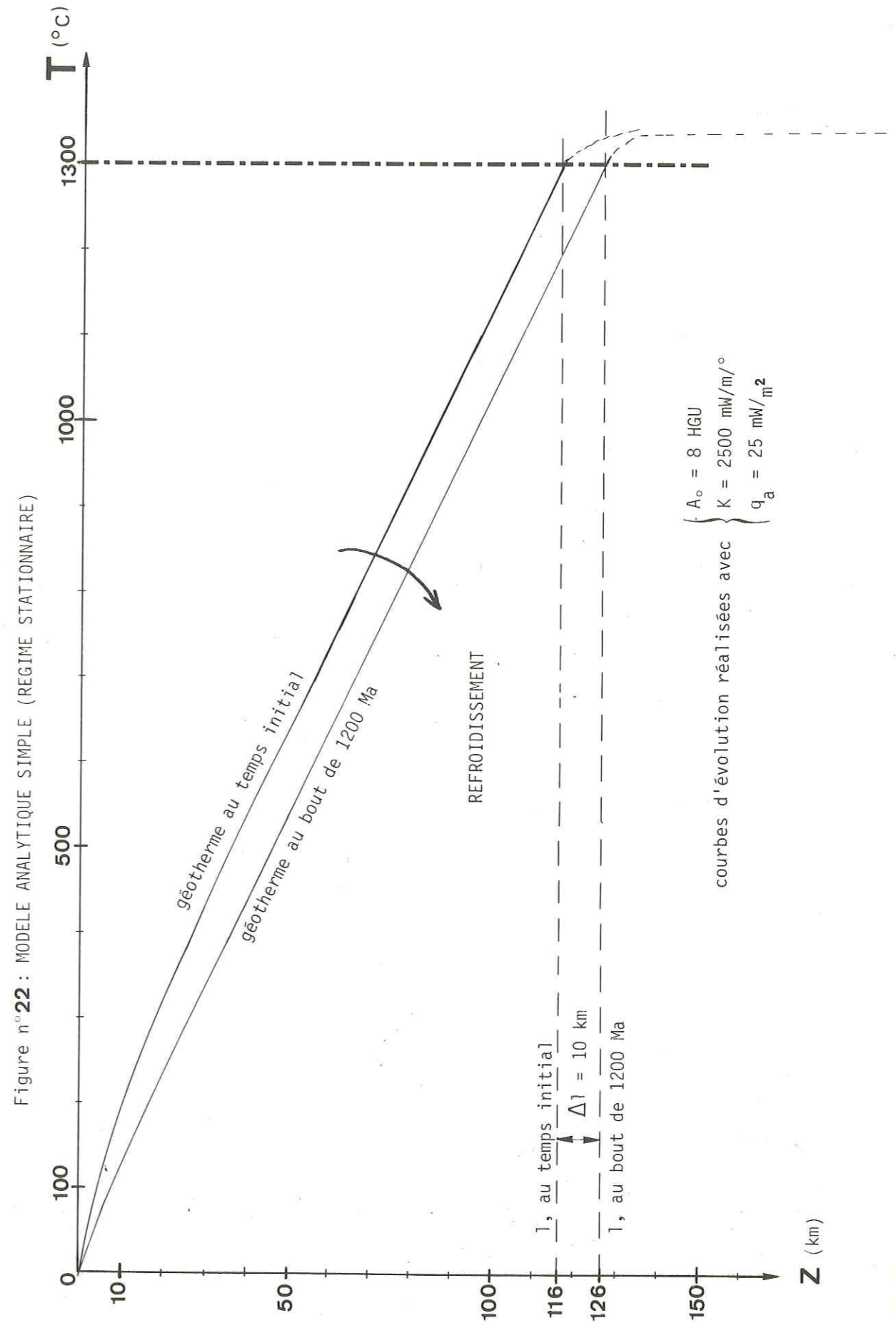
ΔT_R au niveau du Moho dû à la production radiogénique dans la croûte.

soit $z_{\text{Moho}} = 40 \text{ km}$: $e^{-\frac{z_{\text{Moho}}}{b}} = 0,018$

$\Rightarrow T_{\text{Moho}} = \frac{q_a}{K} z_{\text{Moho}} + \frac{b^2 A_0}{K} (1 - e^{-\frac{z_{\text{Moho}}}{b}})$
 $= 400 + 133,76(1 - 0,018)$

$= 400 + 131,35 \approx 531^\circ\text{C}$

↑ ΔT_R
 gradient de température dû au flux q_a
 en provenance de l'asthénosphère.



II - 8. RESOLUTION DE L'EQUATION DE CONDUCTION PAR UNE SOLUTION DE

LA FORME : $T(z,t) = \lambda z + e^{-\alpha t} \cdot f(z)$

But : Résoudre l'équation de conduction de la chaleur, avec $K = \text{cst}$, et $A(z)$ qui suit loi de Birch : $A = A_0 e^{-z/b}$.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{K}{\rho C_p} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{A(z,t)}{\rho C_p} ; \quad \text{soit } D = \frac{K}{\rho C_p} :$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{D}{K} A_0 e^{-\beta z} e^{-\alpha t} \quad (\text{où } \beta = \frac{1}{b})$$

Hypothèse :

On cherche une solution de la forme $T(z,t) = \lambda z + e^{-\alpha t} \cdot f(z)$
d'où l'équation à résoudre :

$$f''(z) + \frac{\alpha}{D} f(z) + \frac{A_0}{K} e^{-\beta z} = 0$$

nécessite deux conditions aux limites :

* $T(0,t) = 0$

* conditions sur le flux, par exemple $K \frac{\partial T}{\partial z}(0,0) = q_0$

de plus $\lim_{t \rightarrow +\infty} \frac{\partial T(z,t)}{\partial z} = \lambda = \frac{q^*}{K}$ où $q^* = \text{flux réduit}$

q^* est le flux de chaleur résiduel lorsque toutes les charges radioactives sont épuisées.

Résolution :

Posons $k = \sqrt{\frac{\alpha}{D}}$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{solution sans second membre} : f_1(z) = A \sin kz + B \cos kz \\ \text{solution particulière avec second membre} : f_2(z) = C e^{-\beta z} = -\frac{A_0}{K(\beta^2 + k^2)} e^{-\beta z} \end{array} \right.$$

d'où la solution générale :

$$T(z,t) = \lambda z + e^{-\alpha t} \left[A \sin kz + B \cos kz - \frac{A_0}{K(\beta^2 + k^2)} e^{-\beta z} \right]$$

$$T(0,t) = 0 = e^{-\alpha t} \left[B - \frac{A_0}{K(\beta^2 + k^2)} \right] \quad \text{donne } B.$$

$$\frac{\partial T}{\partial z}(0,0) = \lambda - A k + \beta \frac{A_0}{K(\beta^2 + k^2)} = \frac{q_0}{K}$$

$$\Rightarrow A = \frac{-1}{k} \left(\frac{q_0}{K} - \lambda - \beta \frac{A_0}{K(\beta^2 + k^2)} \right)$$

d'où finalement :

$$T(z,t) = \frac{q^*}{K} z + e^{-\alpha t} \left[-\frac{1}{k} \left(\frac{q_0 - q^*}{K} - \frac{A_0}{K(\beta^2 + k^2)} \right) \sin kz + \frac{A_0}{K(\beta^2 + k^2)} (\cos kz - e^{-\beta z}) \right]$$

Ordres de grandeurs possibles des constantes :

$K = 2 \text{ à } 3 \text{ W/m}^\circ$

$\alpha = 0,000158 / \text{Ma}$ pour toutes les courbes

$q^* = 10 \text{ à } 25 \text{ mW/m}^2$

$q_0 = \text{flux en surface}$; inutile d'en préciser la valeur pour ce calcul.

$A_0 = 1 \text{ à } 10 \text{ HGU}$ (1 HGU = $4,18 \cdot 10^{-4} \text{ mW/m}^3$)

$\beta = \frac{1}{b}$ où b varie de 5 à 15 km (ou plus ??)

$$D = \frac{K}{\rho C_p} = 0,8 \text{ à } 0,9 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

$$k = \sqrt{\frac{\alpha}{D}}$$

dans tous les cas, $\beta^2 \gg k^2$, d'où

$$T(z,t) = \frac{q^*}{K} z + e^{-\alpha t} \left[\underbrace{-\frac{1}{kK} (q_0 - q^* - \frac{A_0}{\beta})}_{A} \sin kz + \underbrace{\frac{A_0}{K\beta^2}}_B (\cos kz - e^{-\beta z}) \right]$$

$A < 0$ n'a pas de sens

$$q_0 > q^* + \frac{H_0}{\beta} \quad (\text{si équilibre, } q_0 = q^* + \frac{A_0}{\beta})$$

$$\text{Donc, si on admet } q_0 - q^* - \frac{H_0}{\beta} < 20 \text{ mW/m}^2$$

$$k < 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ /km}$$

$$z < 200 \text{ km} \quad \text{alors } kz < 0,5 \text{ rd}$$

$$\sin kz < 0,48$$

et

$$0 < A \sin kz < 1,92$$

donc

$$0 < A \sin kz < 2^\circ$$

négligeable

comme $e^{-\alpha t} < 1$, dans tous les cas :

$$e^{-\alpha t} \cdot A \sin kz \ll \frac{q^*}{K} z \quad \text{d'où la solution étudiée :}$$

$$T(z,t) = \frac{q^*}{K} z + e^{-\alpha t} \frac{A_0 b^2}{K} (\cos kz - e^{-z/b})$$

Remarque :

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \frac{q^*}{K} + e^{-\alpha t} \frac{A_0 b^2}{K} (k \sin kz + \frac{1}{b} e^{-z/b})$$

$\underbrace{\hspace{10em}}_{\approx 0} \quad \underbrace{\hspace{10em}}_{\text{tend vers 0}}$

à partir d'une certaine profondeur (≈ 2 à $3b$), les géothermes sont parallèles et de pente $\frac{q^*}{K}$.

Résultats: figures n°23 à 26.

On remarquera les faibles différences d'épaisseur de lithosphère obtenues par ce calcul: une dizaine de kilomètres pour un refroidissement pendant 2 milliards d'années. Cependant les géothermes dépendent très fortement du flux d'origine profonde et de la répartition des sources radioactives. Une variation dans le temps de ces deux paramètres serait donc susceptible d'entraîner un épaississement important de la lithosphère continentale.

Figure n°23: influence de la conductivité thermique K.

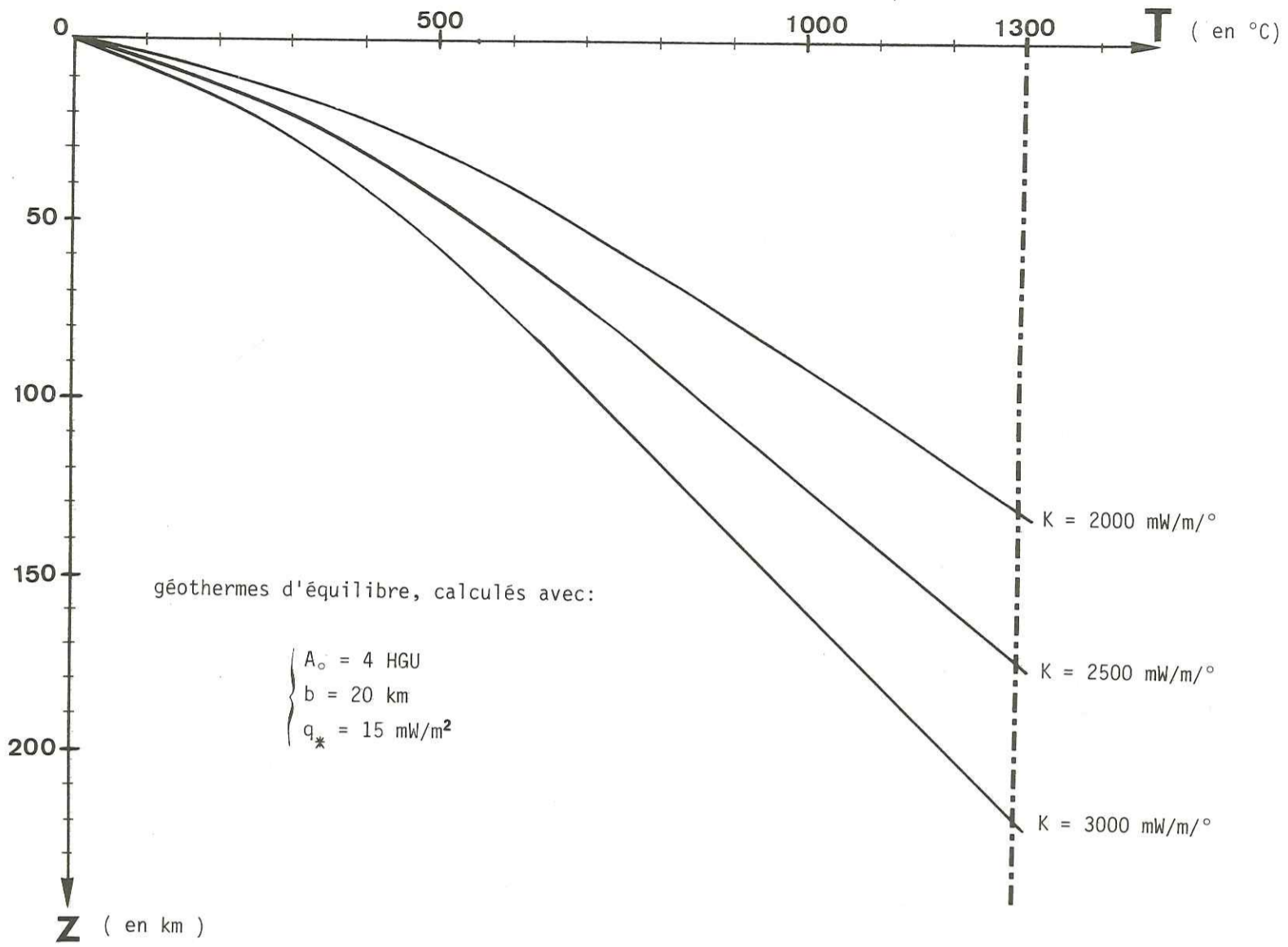


Figure n°24

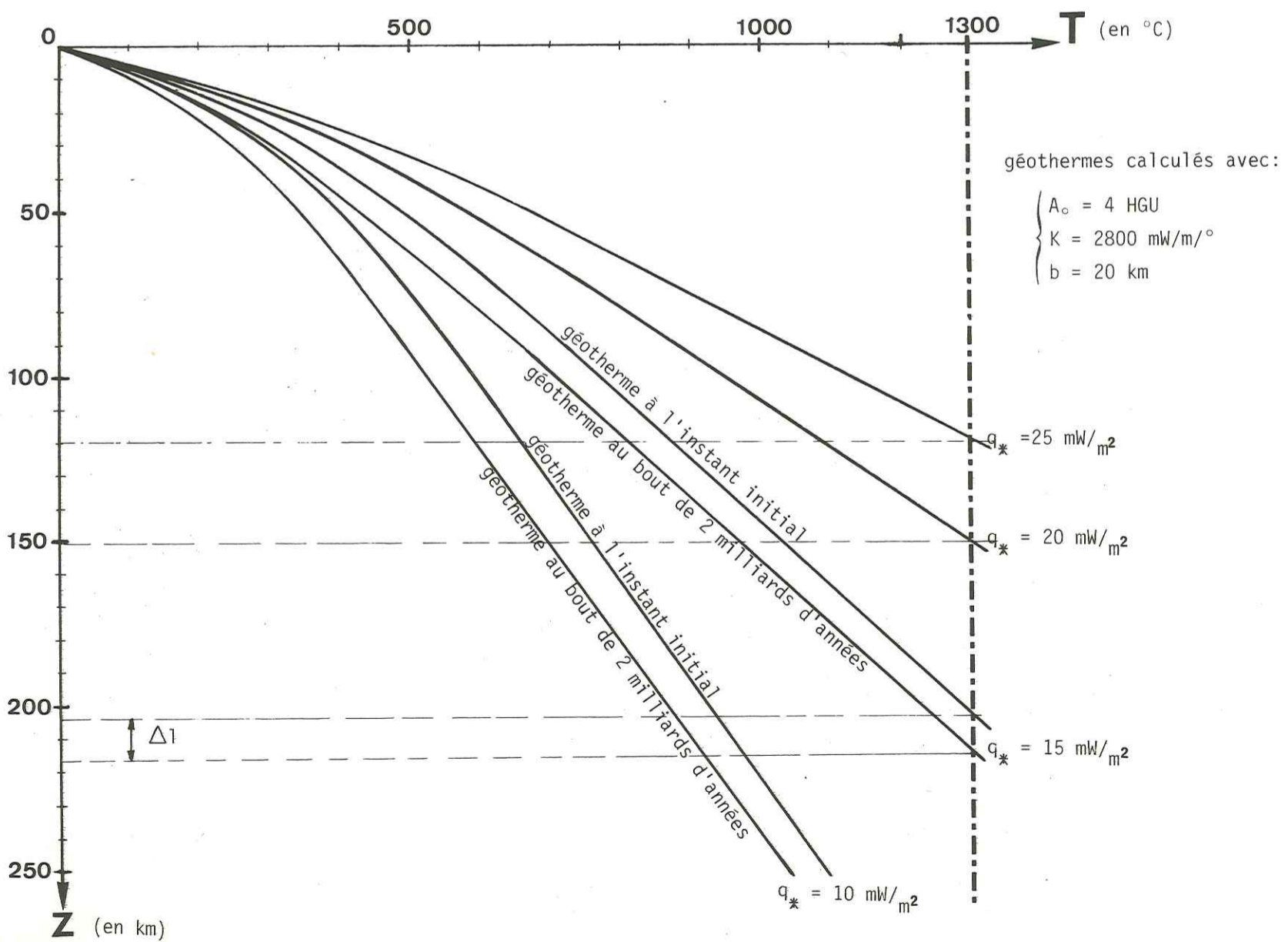


Figure n°25: Evolution du géotherme pendant 4 milliards d'années; courbes tracées pour deux valeurs de q_* .

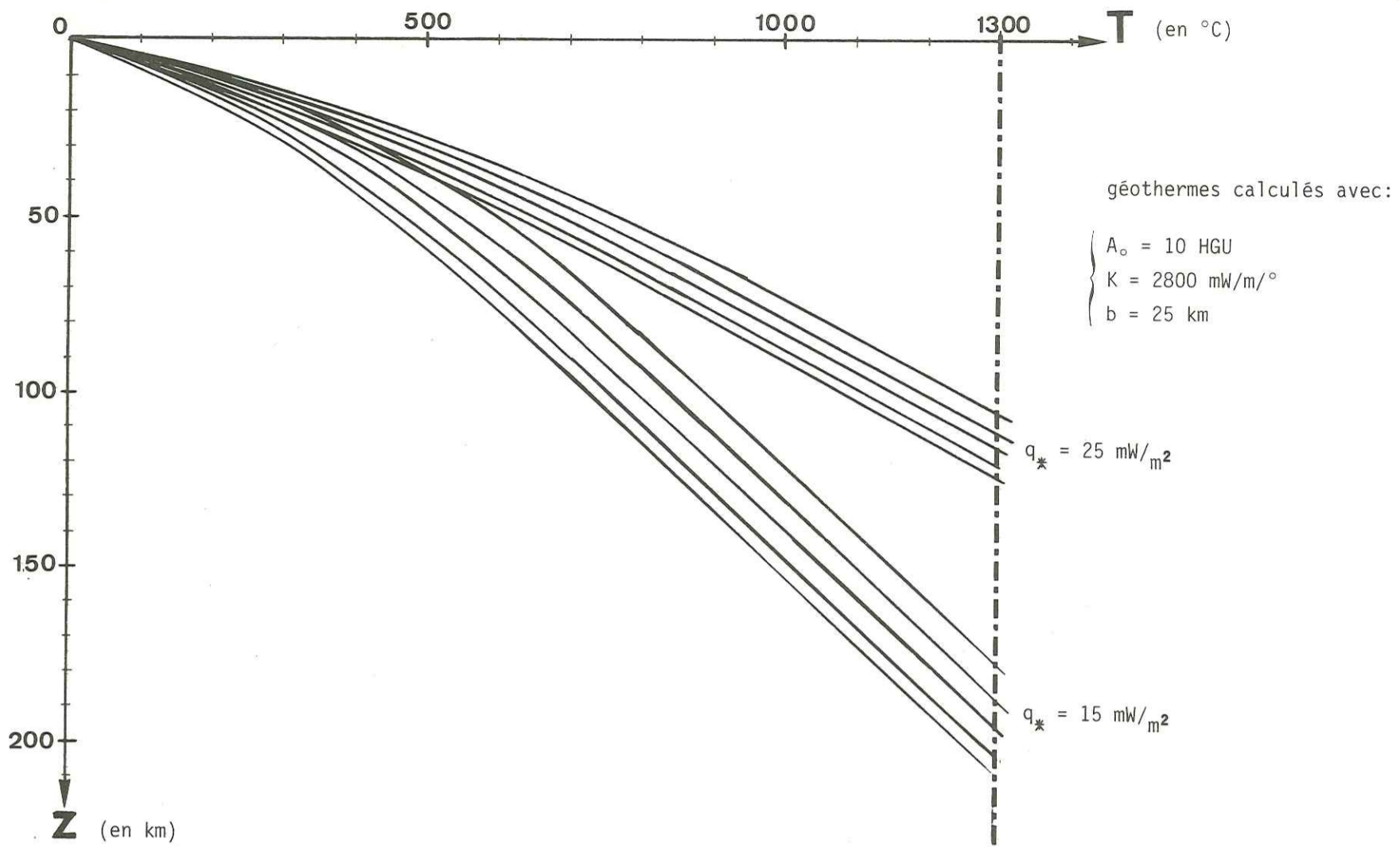
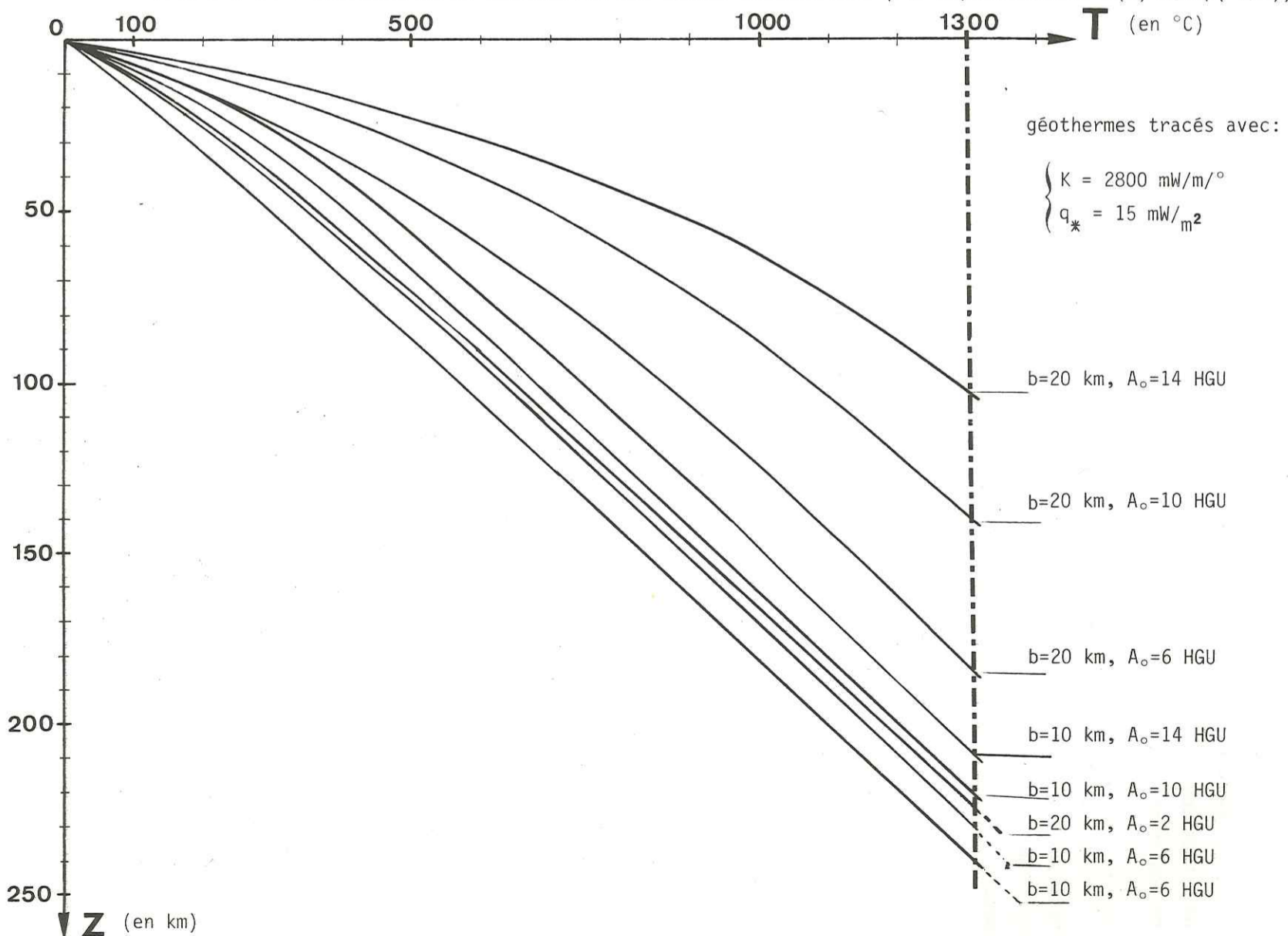


Figure n°26: INFLUENCE DE LA REPARTITION DES ROCHES RADIOACTIVES (loi exponentielle: $A(z)=A_0 \exp(-z/b)$)



II - 9. CONCLUSION SUR CES CALCULS ANALYTIQUES

Ces calculs analytiques nous ont permis de nous familiariser avec les valeurs possibles des différents paramètres qui régissent l'équilibre thermique de la lithosphère continentale.

Nous constatons que le géotherme dépend très fortement du flux q_a en provenance de l'asthénosphère. La conductivité thermique K influe également beaucoup sur la forme des géothermes, mais cela n'est pas gênant pour notre étude, du moins dans la mesure où l'on suppose que K ne varie pas dans le temps.

Pour étudier l'évolution thermique de la lithosphère continentale, il est donc très important de faire des hypothèses sur la valeur de q_a . En particulier, q_a est-il le même en tous points d'un continent ? q_a est-il relié, et comment, à l'âge de la structure continentale sous-jacente ?

Les méthodes numériques qui suivent nous permettent de chiffrer les évolutions possibles en fonction des différents paramètres, en supposant un flux asthénosphérique q_a fixé dans le temps.

II - 10. CALCULS NUMERIQUES PAR DIFFERENCES FINIES

a) Principe de la méthode et condition de convergence

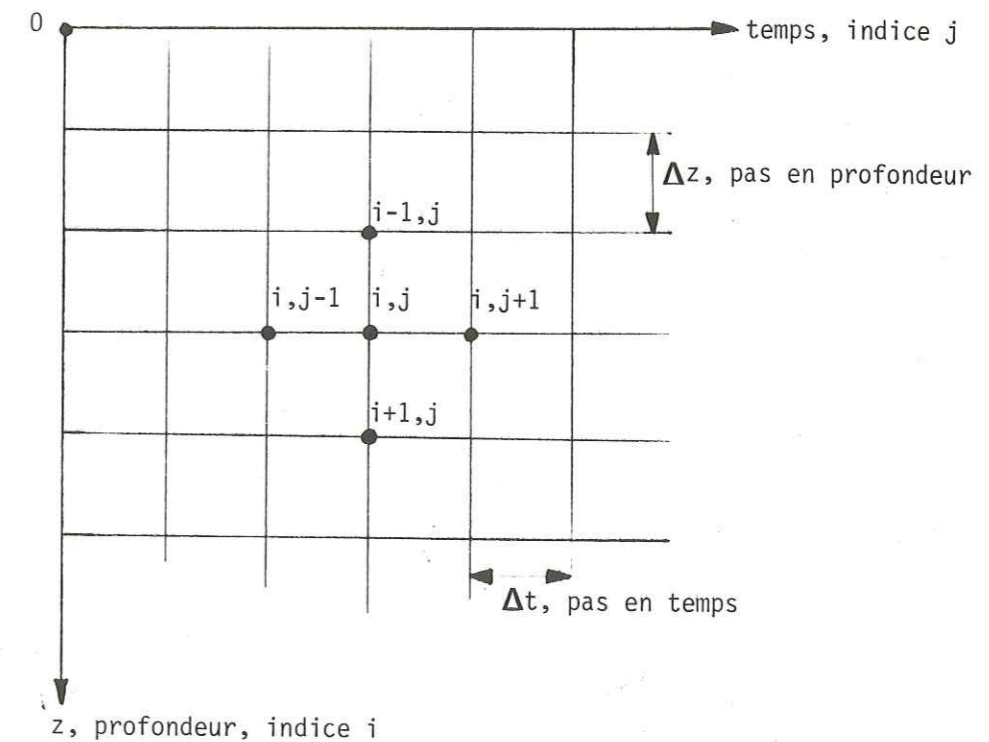
On cherche à résoudre l'équation de conduction de la chaleur :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{1}{D} \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{A(z,t)}{K} = 0 \quad (\text{où } D = \frac{K}{\rho C_p} = \text{diffusivité})$$

La méthode consiste à remplacer une équation différentielle par un système d'équations linéaires. Pour cela, on remplace les dérivées d'une fonction $f(x)$ par des différences du type :

$$\frac{df}{dx} \approx \frac{f(x+\Delta x) - f(x)}{\Delta x} ;$$

par exemple ici :



On part de l'axe Oz (\Leftrightarrow géotherme arbitraire à $t = 0$).
Donc, $\forall i, T_{i,0}$ est connu

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial z^2} &\approx [T_{i+1}(t) - 2T_i(t) + T_{i-1}(t)] \cdot \frac{1}{\Delta z^2} \\ \frac{\partial T_{ij}}{\partial t} &\approx \frac{1}{\Delta t} (T_{i,j+1} - T_{i,j}) \end{aligned} \right\} \Rightarrow$$

$$T_{i,j+1} = \frac{D \Delta t}{(\Delta z)^2} (T_{i+1,j} + T_{i-1,j}) + (1 - 2 \frac{D \Delta t}{(\Delta z)^2}) T_{i,j} + D \frac{\Delta t}{K} H_{i,j}$$

formule explicite

Il faut $D \frac{\Delta t}{(\Delta z)^2} < 0.5$ pour que cette méthode converge (c.n.s.).

Cette méthode "explicite" néglige le deuxième ordre.

Elle nécessite les conditions aux limites : $T_{i,0}$; $T_{0,j}$ et $T_{1,j}$.

Plus précise : la méthode de Crank-Nicholson (dite semi-implicite) :

$$T_{i,j+1} - T_{i,j} = D \frac{\Delta t}{(\Delta z)^2} [(T_{i-1,j} + T_{i-1,j+1}) - 2(T_{i,j} + T_{i,j+1}) + (T_{i+1,j} + T_{i+1,j+1})]$$

permet de mettre une condition sur le flux q_a à la base de la lithosphère.

Nous possédons un programme de résolution d'une équation parabolique par cette méthode. Mais les calculs sont plus longs et donnent en fait le même résultat. Pour notre travail, nous n'avons pas de problèmes de convergence, et par conséquent, nous utiliserons les différences finies explicites, reprenant le modèle de Kono et Amano (1978).

b) Calculs

La principale difficulté mathématique est la modification dans le temps des dimensions de notre domaine d'intégration: la lithosphère. Trois méthodes peuvent rendre compte de cet épaississement:

* une épaisseur d'intégration supérieure à l'épaisseur maximale atteinte à l'équilibre. Dans ce cas, le géotherme n'a plus de signification au delà de 1300 °C.

* au lieu d'utiliser un géotherme fictif, on peut utiliser une conductivité très grande sous la lithosphère. La résolution de l'équation de conduction de la chaleur donne alors un géotherme réaliste dans tout le domaine d'intégration.

* La troisième méthode, la seule utilisée dans les résultats que nous présentons ici, consiste à utiliser une grille variable. Dans le programme, on inclut un test qui augmente la grille de différences finies d'un pas en z (Δz) chaque fois qu'il y a eu un refroidissement suffisant. (programme reproduit en annexe).

Les pas en temps et en profondeur que nous avons utilisés sont respectivement: $\Delta t = 20\ 000$ ou $40\ 000$ ans, et $\Delta z = 2$ km. Les conditions de convergence sont remplies par ce maillage. Un pas en temps de $40\ 000$ ans donne suffisamment de précision lorsqu'on est proche d'un état d'équilibre.

c) Résultats et conséquences

Les principaux résultats sont résumés dans les courbes qui suivent. Nous ferons ici une remarque sur l'importance de l'épaississement de la lithosphère obtenu dans les divers calculs. On part d'un géotherme initial arbitraire, tel que l'épaisseur initiale l_0 soit inférieure à l'épaisseur calculée à un temps t postérieur, $l(t)$. Si l_0 correspond à un géotherme proche d'un état d'équilibre, l'évolution sera lente et faible. Si, par contre, l_0 est très inférieure à $l(t)$, par exemple $l_0 = 50$ km et $l(t)$ variant de 50 à 130 km, comme le calcul démarre loin de l'équilibre, l'évolution est très rapide au début (figure n°27), mais cet épaississement "artificiel" n'a aucune signification physique. Il faut en général 200 à 300 millions d'années pour atteindre une épaisseur de quasi équilibre thermique, pour les conditions aux limites fixées (q_a en particulier). Cette partie de la courbe ne nous intéresse pas. Notre objectif est différent de celui de Kono et Amano (1978). Une fois la lithosphère en quasi équilibre, nous cherchons comment elle peut évoluer. Au delà de cet équilibre, l'érosion est assez faible (1 à 2 km/200 Ma), et il n'y a plus de perturbations thermiques. Si l'on admet un flux constant en provenance de l'asthénosphère, il ne reste plus qu'une lente évolution due à la décroissance radioactive. Entre 500 et 2000 Ma les calculs donnent un épaississement d'une dizaine de kilomètres seulement.

Modèles calculés avec: conductivité thermique, K, constante (K=2500 à 2700 mW/m/°)
production radiogénique usuelle $A=A_0 \cdot \exp(-z/b) \cdot \exp(-t)$
érosion de 2km/200Ma, pendant 1000Ma, soit 10km érodés.

Calculs n°1 et 2: vérification de la faible incidence des valeurs choisies pour ρC_p et C_p .

(1)	t en Ma	0	5	10	25	50	83	105	155	246	347	442	530	827	900	1050	1400
	l en km	50	66.5	73	84	97	104	108	114	118	122	122	124	124	124	124.5	127.6

valeurs obtenues avec $\rho C_p = 3.2 \uparrow$ et avec $\rho C_p = 3.4 \text{ J/cm}^3/\text{°} \downarrow$

(2)	t en Ma	0	15	20	50	70	100	150	165	225	257	300	450	830	900	1000	1120	1200	1400
	l en km	50	76	80	94	100	106	112	114	116	118	120	122	122	124	124	126	127	127.5

Nous utiliserons la valeur : $\rho C_p = 3.4 \text{ J/cm}^3/\text{°}$

La comparaison des tableaux n°2, 3 et 4 montre que plus il y a de production radiogénique, plus l'évolution (le refroidissement) est lente.

(3)	t	0	29	47	97	125	143	166	230	263	308	460	830	1026	1100	1200	1400
	l	50	84	92	104	108	110	112	114	116	118	120	120	122	124	125	126

La comparaison des tableaux n°5 et 2 montre l'influence de la valeur choisie pour la conductivité thermique K. Le tableau n°5 correspond à K=2700mW/m/° et le n°2 à 2500 mW/m/°.

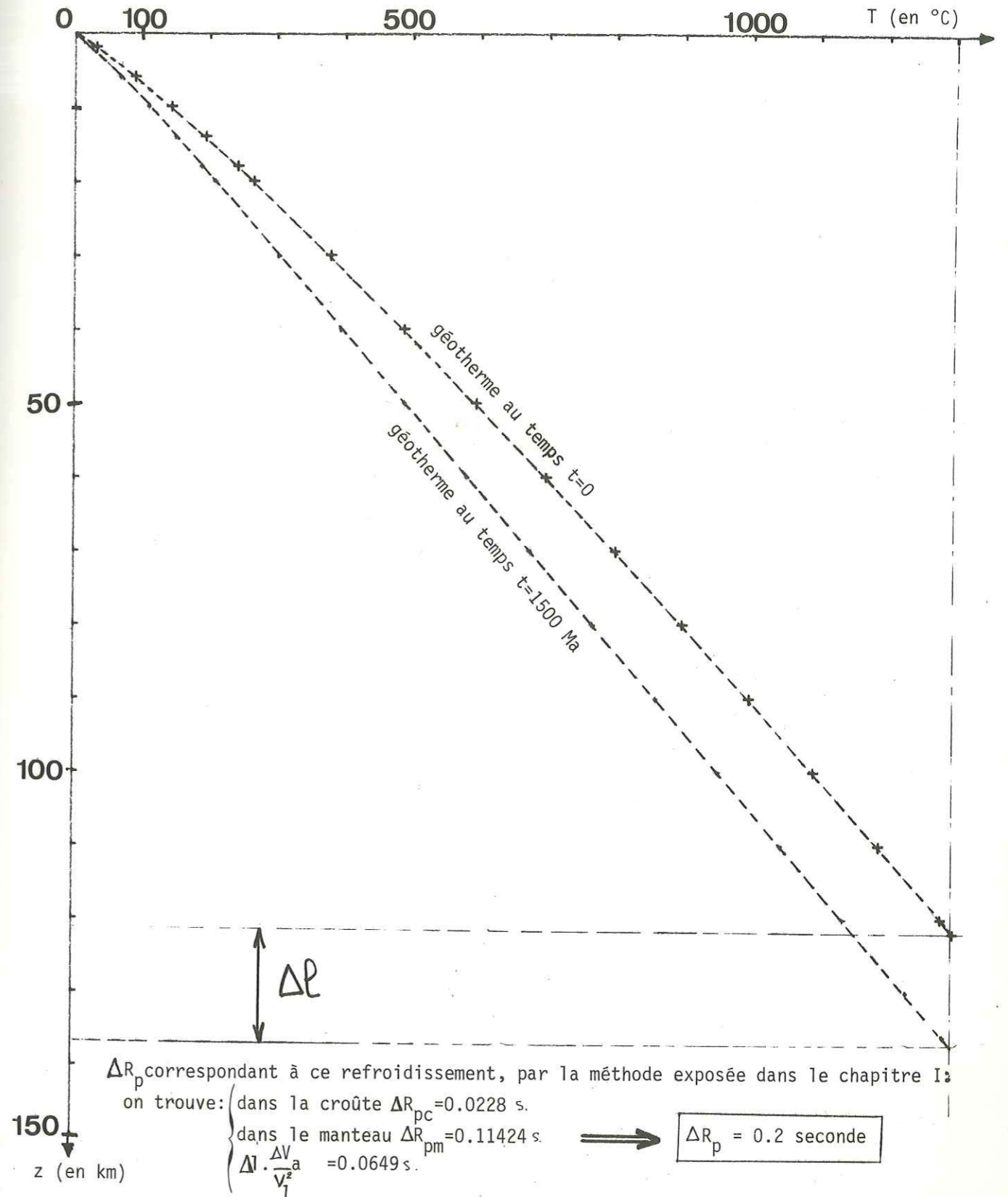
(4)	t	0	10	48	102	144	219	250	350	534	829	1050	1200	1400
	l	50	72	94	108	114	118	120	124	126	124	126	128	129

(5)	t	0	25	50	70	100	118	165	210	236	300	429	516	800	930	1000	1200	1400
	l	50	86	100	106	113	116	122	124	126	130	132	134	134	134	136	137	138

La valeur choisie pour K n'influe pas sur la constante de temps de l'évolution de la lithosphère, mais simplement sur les géothermes d'équilibre obtenus. Les gradients de température initiaux et finaux sont modifiés, mais dans un même rapport. Par conséquent, nous ne nous occuperons plus de la valeur de la conductivité thermique, et la supposons constante dans le temps.

Remarquons enfin que dans les 5 tableaux présentés ici la variation d'épaisseur de la lithosphère entre 500 et 1500 Ma ne dépasse jamais une dizaine de kilomètres, ce qui est nettement insuffisant pour expliquer des différences de temps de propagation des ondes P dans le manteau supérieur de l'ordre de la seconde.

Figure n°27



II.11. CONCLUSION SUR LES MODELES THERMIQUES D'EPAISSISSEMENT DE LA LITHOSPHERE

Nous avons présenté dans ce chapitre plusieurs calculs d'épaisseurs de la lithosphère et de répartition verticale de la température dans celle-ci. Notre but initial était de développer le modèle de Kono et Amano (1978), par exemple, pour expliquer l'évolution de zones continentales stables et "normales", d'âge supérieur à 500 millions d'années. L'érosion, en diminuant le flux de chaleur créé par les roches radioactives, pourrait effectivement expliquer l'évolution de la lithosphère continentale dans les 500 premiers millions d'années qui suivent sa création. Les variations de la répartition des roches radioactives et un refroidissement par conduction sont des causes de l'évolution du flux de chaleur mesuré à la surface des continents, mais ce ne sont pas les seules. En particulier, ces processus expliquent mal l'évolution de la lithosphère sur de longues périodes. Si l'on veut justifier que chaque province conserve son individualité thermique au cours de l'histoire géologique, marquée par les importants déplacements des plaques, on est obligé de supposer un flux q_a constant en provenance de l'asthénosphère. C'est ce que nous avons admis ici. Ce flux d'origine profonde est le paramètre essentiel qui fixe l'épaisseur, à l'équilibre, de la plaque lithosphérique. Dans ce modèle, q_a "mesure" l'épaisseur de la lithosphère. Peut-être devrait on faire la démarche inverse: l'épaisseur, l , est-elle la cause ou le résultat du gradient de température qui existe entre le Moho et la base de la lithosphère? Si l'on connaissait avec certitude l'épaisseur de la lithosphère continentale, et la répartition verticale de la radioactivité dans la croûte, on pourrait en déduire le gradient de température dans le manteau supérieur. Cette approche n'est guère possible actuellement mais est intéressante d'un point de vue théorique.

Les processus thermiques envisagés dans ce chapitre ne peuvent expliquer une évolution de la lithosphère continentale sur de longues périodes de temps. Le chapitre suivant va nous amener à abandonner l'idée d'une évolution purement thermique.

CHAPITRE III

CONTRASTE DE DENSITÉ ENTRE L'ASTHÉNSPHERE

ET LA BASE DE LA LITHOSPHERE

III - 1. INTRODUCTION

Dans la plupart des modèles géophysiques de la lithosphère continentale, on suppose que les plaques continentales sont constituées du même matériau que les plaques océaniques. L'épaisse croûte qui caractérise les continents serait alors la cause de l'évolution particulière des plaques continentales (Mac Kenzie, 1969). Quelques auteurs ont pensé que la lithosphère continentale pourrait être créée par différenciation chimique de l'asthénosphère sous-jacente (Ringwood 1969 et 1975, Jordan 1976, 1978 et 1979, Oxburgh et Parmentier 1978).

De ces deux hypothèses découlent deux types de modèles très différents pour expliquer l'évolution des continents :

- des modèles thermiques (Crough et Thompson 1976, Pollack et Chapman 1977, Kono et Amano 1978)
- des modèles chimiques (Jordan 1978, Oxburgh et Parmentier 1978).

Comme dans le chapitre II, nous nous intéressons à l'évolution des zones continentales "normales", et nous éliminons les régions qui ont été le siège d'activités tectoniques récentes. Nous décidons de ne comparer entre elles que des régions d'âge supérieur à 400 millions d'années. Ce critère d'âge est un peu arbitraire, mais nous le trouvons commode et raisonnable pour définir ce que nous appellerons une lithosphère continentale "normale" ou "stable". Cela n'exclut bien évidemment pas une certaine activité tectonique (déplacements horizontaux et verticaux). Les cas extrêmes sont alors représentés par les provinces datant du Paléozoïque et de l'Archéen. Nous pourrions prendre comme exemples l'Europe de l'Ouest et le bouclier scandinave, pour lesquels nous disposons de nombreuses données sismiques ainsi que de mesures de flux de chaleur.

Sauf précisions supplémentaires, nous parlerons de la lithosphère continentale, et utiliserons la définition usuelle de la lithosphère, déduite de la tectonique des plaques. Nous avons déjà montré que les modèles thermiques ne sont pas vraiment satisfaisants pour expliquer l'évolution des continents. Nous voulons ici mettre en évidence une autre contradiction qui apparaît lorsqu'on veut expliquer les données de la sismologie par des modèles purement thermiques. Nous allons tout d'abord rappeler quelques résultats importants sur la structure du manteau supérieur sous les continents, et montrer comment ces données favorisent l'hypothèse d'une différenciation chimique à la base de la lithosphère.

III - 2. STRUCTURE DU MANTEAU SUPERIEUR SOUS LES ZONES CONTINENTALES STABLES

Nous voulons connaître les hétérogénéités latérales qui existent sous les continents et nous allons être amenés à comparer la structure du manteau supérieur en différents endroits. Ce sujet a été abondamment traité en sismologie, et nous présentons ci-après les résultats qui nous paraissent les plus marquants pour notre étude.

a) Informations données par la dispersion des ondes de surface

Knopoff (1972) a recensé les données connues à l'époque sur la vitesse de phase des ondes de Rayleigh. Plusieurs de ses courbes de dispersion ont été refaites, et les résultats plus récents sont en bon accord avec les conclusions de Knopoff (Souriau-Thévenard 1976, Calcagnile et Panza 1978). Ainsi, l'Europe de l'Ouest correspondrait à une plateforme continentale asismique tandis que la Scandinavie est classée dans la catégorie des boucliers.

On observe, pour les ondes de période égale à 100 secondes, une vitesse de phase plus grande sous les boucliers que sous les plateformes continentales (différence de 0.10 à 0.15 km/s). Si l'on regarde les distributions de vitesse, on voit qu'une couche à moindre vitesse existe sous les lithosphères du Paléozoïque, mais n'est pas détectée sous les boucliers. Cela signifie que la lithosphère continentale est plus épaisse sous les boucliers. Wickens (1971) a étudié la croûte et le manteau supérieur dans un certain nombre de régions du Canada. Il observe des différences notables entre les régions. L'épaisseur maximale de lithosphère est trouvée dans la partie centrale du bouclier, au nord de la baie d'Hudson, mais la zone à moindre vitesse y est mal définie.

Les ondes de surface de longues périodes sont en fait mal adaptées pour étudier les continents car les structures géologiques homogènes y sont de dimensions restreintes. Il est difficile de voir les variations d'épaisseur de la lithosphère sous les boucliers avec les ondes de surface.

b) Epaisseurs de lithosphère déduites des ondes de volume

Il est en général très difficile de "voir" le bas de la lithosphère à l'aide des ondes de volume, à cause de la présence d'une zone à moindre vitesse. Il faut donc utiliser des profils suffisamment longs pour sonder la couche à moindre vitesse et obtenir ainsi des renseignements sur l'épaisseur de la lithosphère.

Nous citerons deux exemples d'études des ondes de volume donnant des valeurs de l'épaisseur de la lithosphère continentale dans des zones stables.

Un long profil d'enregistrement de sondages sismiques profonds a été réalisé en 1972 entre le Nord de l'Ecosse et la vallée du Rhône. Steinmetz, Hirn et Perrier (1974) ont étudié ce profil. Ils observent, vers 190 km de profondeur, un réflecteur qui pourrait correspondre à la base de l'asthénosphère. On aurait alors une épaisseur de lithosphère inférieure à 150 km (fig. 28). Ce résultat est à comparer avec la valeur obtenue par Sacks, Snoko et Husebye (1979) pour le bouclier scandinave. Ils utilisent les données du réseau NORSAR et observent des ondes Sp. La conversion d'ondes S en P s'effectue à 250 km (± 15) sous le bouclier Baltique. En étudiant la polarité des ondes Sp et S, ils concluent que cette discontinuité pourrait être la limite lithosphère-asthénosphère sous ce bouclier. Nous retiendrons donc une épaisseur de 250 km pour la lithosphère sous le bouclier scandinave.

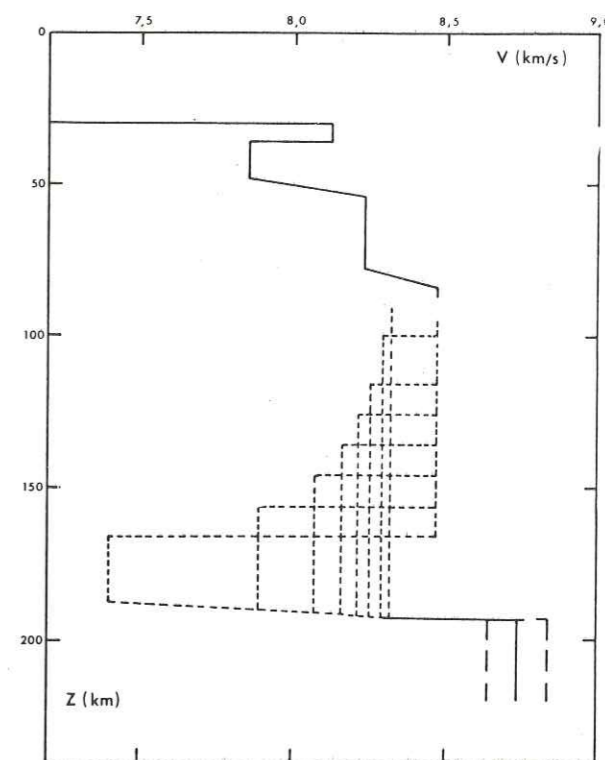


Fig.
Couche à moindre vitesse : éventail des solutions satisfaisant les observations.

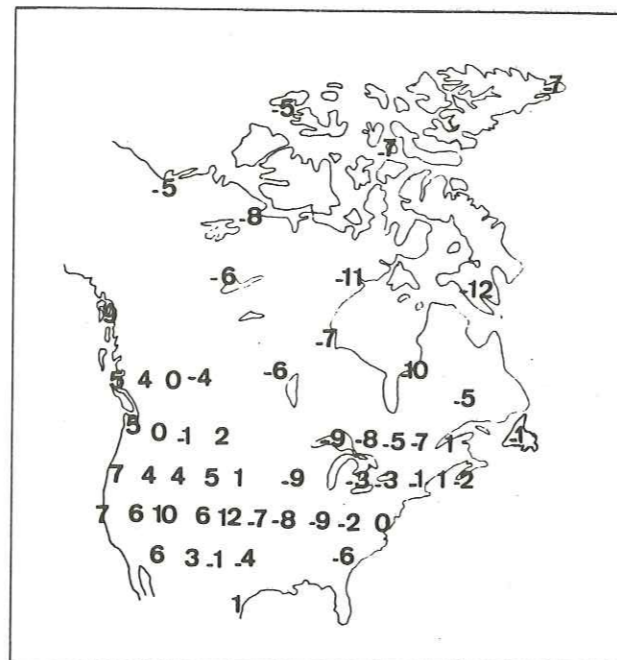
figure tirée de Steinmetz, Hirn et Perrier (1974).
28

c) Hétérogénéités latérales du manteau supérieur mises en évidence par les anomalies de station

L'étude des différences de temps de propagation vertical des ondes P apporte des données fiables et très intéressantes (Hales et Herrin (1972), Poupinet (1979)). La distribution des anomalies de station est à peu près la même sur la plupart des continents. En particulier, Poupinet a montré qu'il existait d'importantes variations du temps de parcours vertical et donc de la structure du manteau sous les boucliers précambriens. Des différences d'anomalies de 0.8 s existent à l'intérieur d'un même bouclier. En général, les temps de parcours verticaux des ondes P augmentent lorsque l'on va du centre vers les limites d'un bouclier.

Nous donnons ici l'exemple de l'Amérique du Nord (tiré de Poupinet (1979)). Un résidu moyen a été calculé pour chaque secteur de 5° en latitude sur 5° en longitude. Les résidus sont exprimés en dixièmes de seconde.

Poupinet a interprété les différences de temps de parcours verticaux en termes de différences de température. Ainsi, il relie les résidus à des différences d'épaisseurs de la lithosphère. Par exemple, il observe une avance d'environ une seconde du bouclier scandinave par rapport à l'Europe de l'Ouest. Ceci correspond à 100 km de différence d'épaisseur de lithosphère.



d) Conclusion sur les données de la sismologie

Il nous paraît clair que des hétérogénéités latérales très nettes existent dans les 300 premiers kilomètres sous les continents (Cara, thèse 1979). On peut contester la valeur "absolue" donnée pour l'épaisseur des plaques continentales, mais l'homogénéité des méthodes, toutes inscrites dans le cadre de la tectonique des plaques, nous autorise à comparer les valeurs obtenues.

Par conséquent, nous concluons que la lithosphère continentale est plus épaisse d'environ 100 kilomètres sous un vieux craton datant de l'Archéen que sous une plateforme paléozoïque.

De plus, les données mondiales d'anomalies de station, d'épaisseur de lithosphère et de flux de chaleur semblent dépendre de l'âge de la lithosphère, à l'intérieur des plaques continentales stables. Cette relation à l'âge implique l'idée d'évolution, même pour des régions d'âge ancien (supérieur à 400 millions d'années).

III - 3. EXISTENCE DU PARADOXE DES "NON-SINKING CRATONS"

Crough et Thompson (1976) et Kono et Amano (1978) ont présenté un modèle thermique d'évolution de la lithosphère continentale : ils assimilent la limite lithosphère-asthénosphère à un solidus. La lithosphère, se refroidissant, va donc s'épaissir par solidification du sommet de l'asthénosphère. Ce modèle thermique est celui utilisé avec succès pour expliquer les données de flux de chaleur, de bathymétrie et d'épaisseur de lithosphère pour les océans (Parsons et Sclater, 1977). Appliqué aux continents, il ne semble pas aussi satisfaisant, comme nous l'avons vu dans le chapitre II. Une contradiction fondamentale a été relevée par Jordan (1978) et Oxburgh et Parmentier (1978) : la compensation isostatique, consécutive à la contraction thermique engendrée par le refroidissement de la lithosphère entraîne la subsidence des bassins océaniques. De tels mouvements verticaux devraient exister pour les continents. Ainsi, le refroidissement d'une plaque continentale pendant un milliard d'années, devrait entraîner une subsidence de plusieurs kilomètres. Nous reproduisons ici une figure tirée de Oxburgh et Parmentier (1978) :

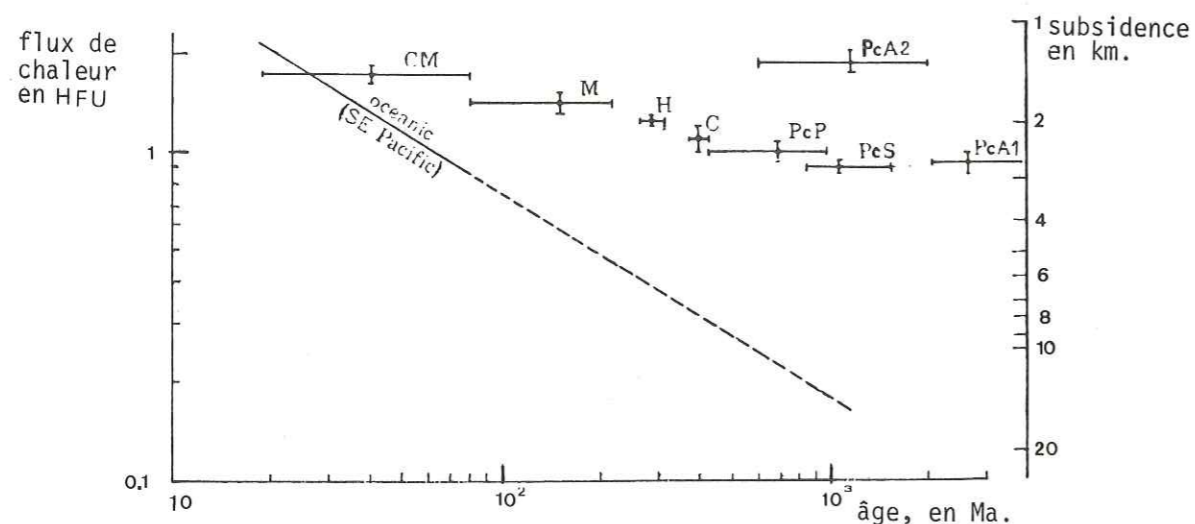


figure n°29: flux de chaleur et subsidence en fonction de l'âge. Océans: données du Pacifique (droite en traits pleins) continents: CM, Cénozoïque; M, Mésozoïque; H, Hercynien; C, Calédonien; PcP, plateformes précambriennes; PcS, boucliers précambriens; PcA1, ouest Australie (précambrien); PcA2, Australie centrale (précambrien). Données de Sclater et Francheteau 1970, et Sass et al. 1976.

La droite en tirets donne une idée de la subsidence que l'on devrait observer pour les continents anciens si la lithosphère continentale se refroidissait sur de longues périodes selon le modèle océanique.

Les modèles thermiques usuels, valables pour l'évolution de la lithosphère océanique, sont donc en contradiction avec le fait que les cratons ne sont pas en dessous du niveau des mers.

Suite au paragraphe précédent, nous pensons que d'importantes différences d'épaisseur de lithosphère existent pour les continents. Si nous admettons la valeur probable de 100 kilomètres de différence entre une plateforme paléozoïque et un bouclier archéen, nous sommes confrontés au paradoxe soulevé par Jordan (1978). Tout modèle thermique explique l'épaississement avec l'âge de la lithosphère continentale par un refroidissement, ce qui implique une augmentation de densité. Pour éviter la contradiction soulevée par Jordan, nous devons admettre l'existence d'un processus qui diminue la masse des matériaux d'une colonne donnée, dans le manteau supérieur. La tectonique des plaques nous oblige à considérer un mécanisme de compensation interne à la lithosphère, et écarte tout modèle qui ferait appel à des variations de densité dans l'asthénosphère lors du mouvement des continents. L'absence d'anomalies gravimétriques à l'air libre, de grande longueur d'onde, supérieures à 30 mgal en amplitude, implique que, à une échelle régionale suffisamment large, la lithosphère est en équilibre isostatique quasi-parfait.

Nous avons envisagé deux hypothèses qui permettraient de satisfaire à l'équilibre isostatique lors du vieillissement et donc de l'épaississement de la lithosphère continentale :

- diminution de la densité de la croûte continentale, de manière à compenser l'augmentation de la masse de la colonne de lithosphère correspondante,

ou

- existence d'une relation entre les densités de la lithosphère et de l'asthénosphère sous-jacente, qui maintiendrait les plaques continentales en équilibre isostatique à chaque instant lorsqu'on remplace une couche d'asthénosphère par une couche de lithosphère.

III - 4. EVOLUTION DE LA CROÛTE D'UN CONTINENT "STABLE"

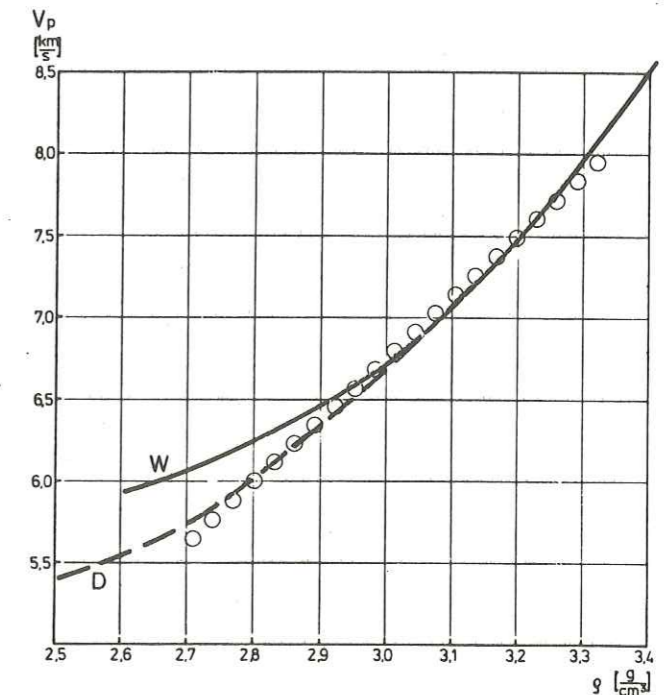
(Etude bibliographique réalisée par Michel Campillo)

Pour compenser l'augmentation de densité de la lithosphère avec l'âge, nous allons tout d'abord regarder si le poids d'une colonne de croûte dans un bouclier Précambrien est inférieur à celui d'une colonne de même hauteur dans une région datant du Paléozoïque. Une telle étude a déjà été menée par Meissner et Vetter (1976) en Europe. La structure de la croûte de l'Europe de l'Ouest a fait l'objet de nombreuses études (Giese et al. (1976), Perrier et Ruegg (1973), Hirn (1976) par exemple). La croûte paléozoïque de l'Europe de l'Ouest est caractérisée par une valeur moyenne de la vitesse des ondes P de 6.1 à 6.2 km/s et une épaisseur moyenne de 30 kilomètres. Pour un bouclier précambrien, tel que le bouclier scandinave, la croûte est généralement un peu plus épaisse (environ 40 km) et la vitesse moyenne des ondes P y est plus élevée (6.4 à 6.5 km/s).

La différence de masse calculée entre deux colonnes de croûte (colonnes se prolongeant éventuellement dans le manteau supérieur pour les croûtes les plus minces) dépend de la relation utilisée pour relier la densité à la vitesse des ondes P. Meissner et Vetter (1976) ont comparé les profils de densité de la croûte de l'Europe de l'Ouest et de la croûte du bouclier scandinave en utilisant les relations entre densité et vitesse des ondes P données par Dortman et Magid (1968) et par Woollard (1968, 1969) (figure 30). Ils ont montré que la relation de Dortman et Magid est en bon accord avec les données de la gravimétrie. Ce résultat a d'ailleurs été confirmé par la relation entre densité et vitesse trouvée par Perrier et Ruegg (1973) en France, dans le Massif Central.

Figure n° 30

Relation entre vitesse et densité d'après des études en laboratoire compilées par Woollard (courbe W) et Dortman et Magid (courbe D) et la relation expérimentale de Perrier et Ruegg (1973) (000).



La relation de Woollard maximise le contraste de densité entre la croûte paléozoïque et la croûte précambrienne. En l'utilisant, on trouve qu'une colonne de croûte paléozoïque est plus légère qu'une colonne de même hauteur prise dans un bouclier précambrien. Considérons l'autre extrême : la relation de Dortman et Magid minimise ce contraste de densité et donne une colonne de croûte précambrienne très légèrement plus lourde qu'une colonne paléozoïque. L'étude de Meissner et Vetter suggère donc que l'évolution de la croûte ne peut pas correspondre à un processus qui compenserait l'augmentation de densité de la lithosphère avec le temps. On pourrait même penser que les différences observées tendraient à accroître le déséquilibre isostatique. Meissner et Vetter (1976) ont conclu que l'équilibre isostatique existant était réalisé avec une croûte plus épaisse et plus dense, comprenant plus de roches gabbroïques, dans le cas d'un bouclier, et avec, parallèlement, une croûte plus mince et moins dense, comprenant plus de roches granitiques, pour ce qui est de l'Europe de l'Ouest. En fait, l'épaisseur de la croûte semble varier de 35 km à 50 km au sein des boucliers précambriens, et ceci de façon aléatoire. L'épaisseur sous la province du Supérieur est d'environ 35 km alors que c'est la province la plus vieille d'Amérique du Nord.

Nous avons entrepris une étude bibliographique systématique de la croûte des continents stables (voir, en annexe, les références des résultats utilisés pour tracer les courbes qui suivent). Nous utiliserons la loi $\rho = 1.25 + 0.26 V$ (valable pour $6 < V < 8.2$ km/s) donnée par Perrier et Ruegg (1973) à la suite d'une étude détaillée de différents profils sismiques effectués en France dans le Massif Central. C'est une bonne approximation dans le domaine de vitesses qui nous intéresse (figure 30). Tout d'abord, nous avons reporté la vitesse moyenne des ondes P dans la croûte en fonction de l'épaisseur de celle-ci (figure 31).

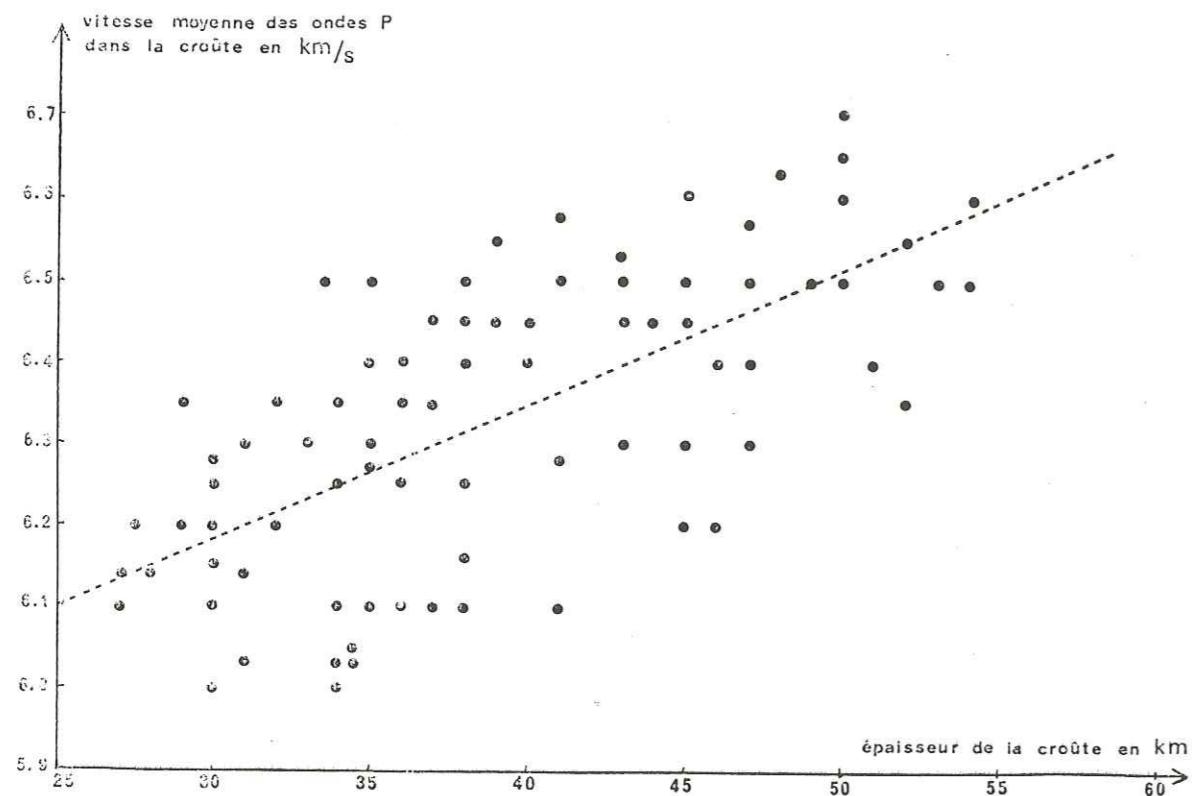
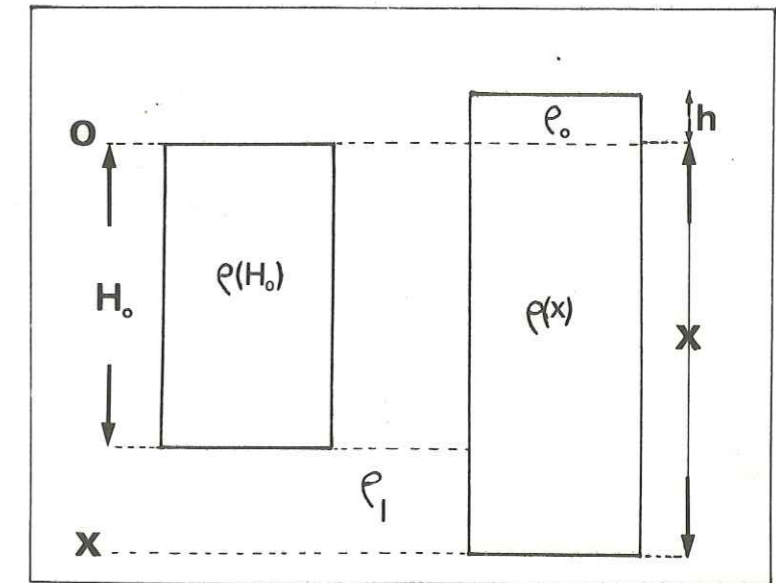


Figure n°31: relation entre l'épaisseur de la croûte et la vitesse moyenne des ondes P.

Une régression linéaire par moindres carrés donne une loi linéaire entre vitesse moyenne et épaisseur de la croûte : $V = 5.69 + 0.0166 H$. Combinée avec la relation de Perrier et Ruegg, elle devient : $\rho = 2.73 + 0.0043 H$. Cette formule donne lieu à un petit calcul intéressant :

On considère (voir figure ci-contre) un modèle en équilibre où la croûte a une épaisseur variable (hypothèse d'Airy) et où la densité varie en fonction de l'épaisseur de la croûte (hypothèse de Pratt).



h : altitude de la croûte la plus épaisse; la couche superficielle d'épaisseur h est supposée de densité constante ρ_0 .

ρ_1 représente la densité moyenne du manteau supérieur sous le Moho.

Soit H_0 l'épaisseur de croûte correspondant à une altitude nulle. Pour qu'il y ait même pression à la profondeur x , on doit avoir :

$$\rho(H_0) \times H_0 + \rho_1 (x - H_0) = \rho_0 h + x \rho(x)$$

avec $\rho_1 = 3.32$, $H_0 = 30$ km , $\rho_0 = 2,67$ on obtient :

$$h = -0.00161 x^2 + 0.221 x - 5.18 \quad (x \text{ et } h \text{ sont en km})$$

x en km	30	40	50	60
h en km	0	1,08	1,85	2,28

Ce petit calcul justifie l'absence de corrélation claire entre altitude et épaisseur de la croûte et montre que l'équilibre isostatique est bien vérifié au seul niveau de la croûte.

Ensuite, nous avons calculé le poids d'une colonne de croûte (et de lithosphère, éventuellement) de 70 km de haut. Les figures 33 et 34 montrent que ce poids est quasiment constant.

La figure 35 montre qu'aucune corrélation n'a pu être mise en évidence entre le poids des structures superficielles (colonne de 70 km) et leur âge.

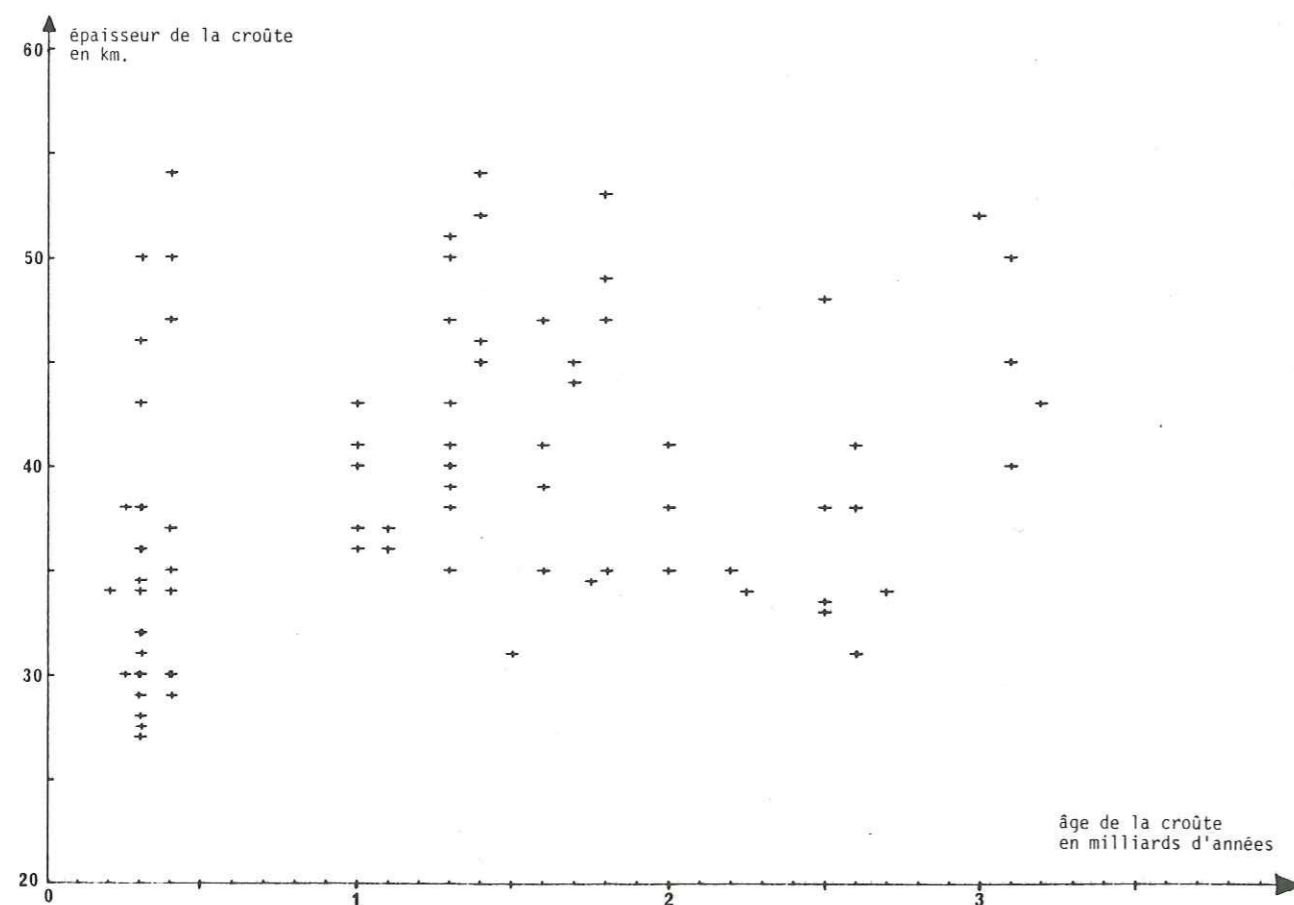
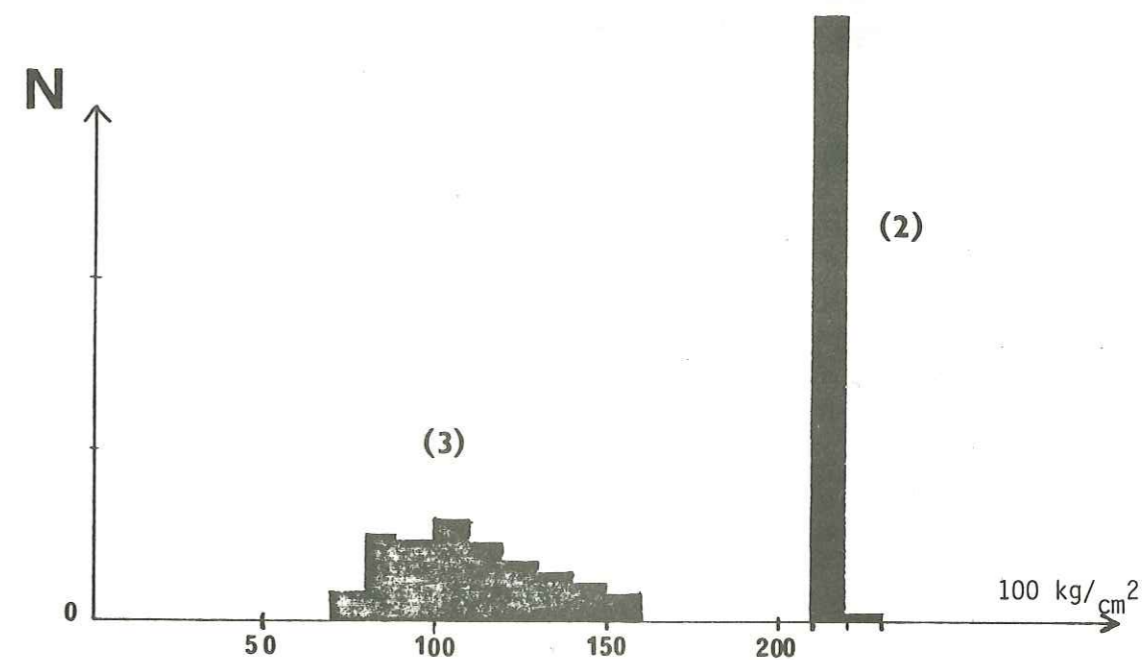
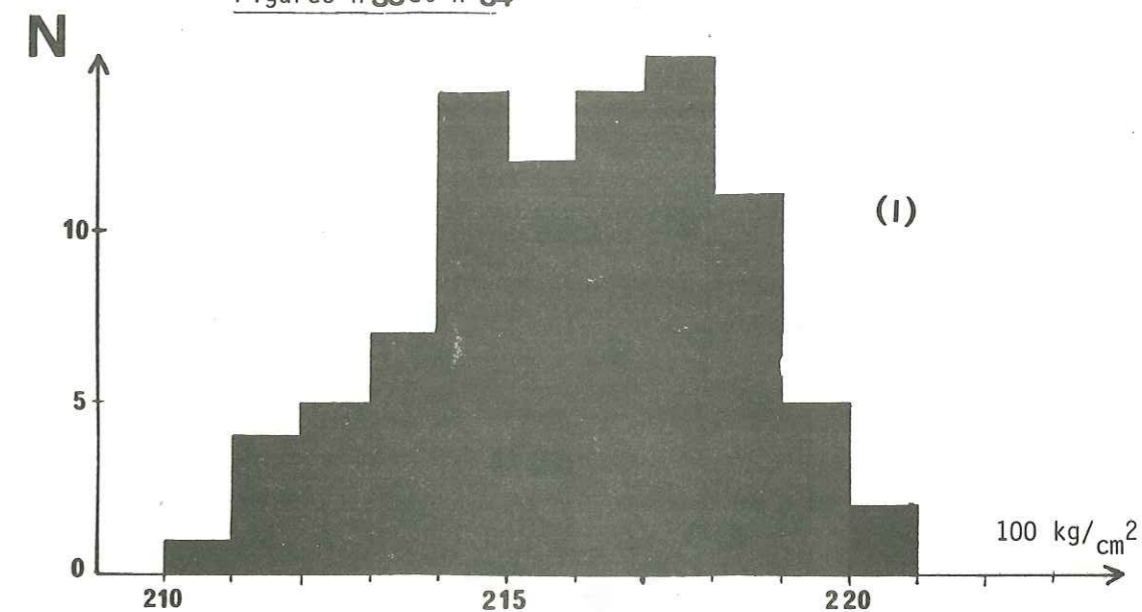


Figure n°32: aucune corrélation entre âge des structures et épaisseur de la croûte.

Figures n°33 et n°34



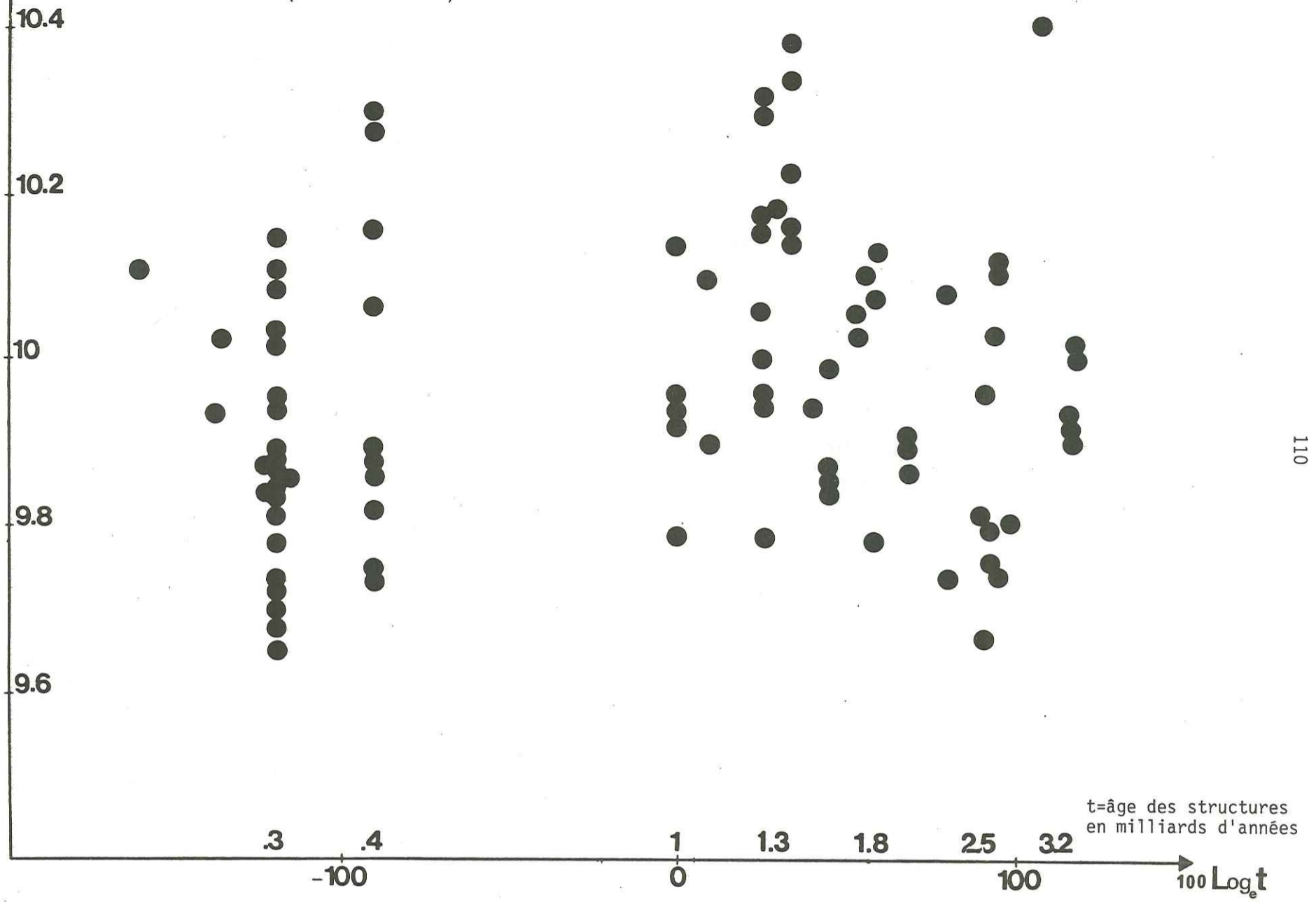
(1): histogramme des poids d'une colonne de lithosphère de 70 km, prise à partir de la surface.

(2): mêmes données que (1), mais présentées avec une échelle différente pour permettre une comparaison avec (3).

(3): poids de la croûte seule (donc colonnes de hauteur variable).

La comparaison de (2) et (3) permet de visualiser l'ordre de grandeur de la dispersion des données. On peut en conclure que le poids d'une colonne de lithosphère de 70 km est quasiment constant.

SECONDES
 temps de parcours vertical d'une onde P
 dans une colonne de 70 km (croûte et lith.)



poids d'une colonne de 70 km
 de haut, exprimé en 10^2 kg/cm^2

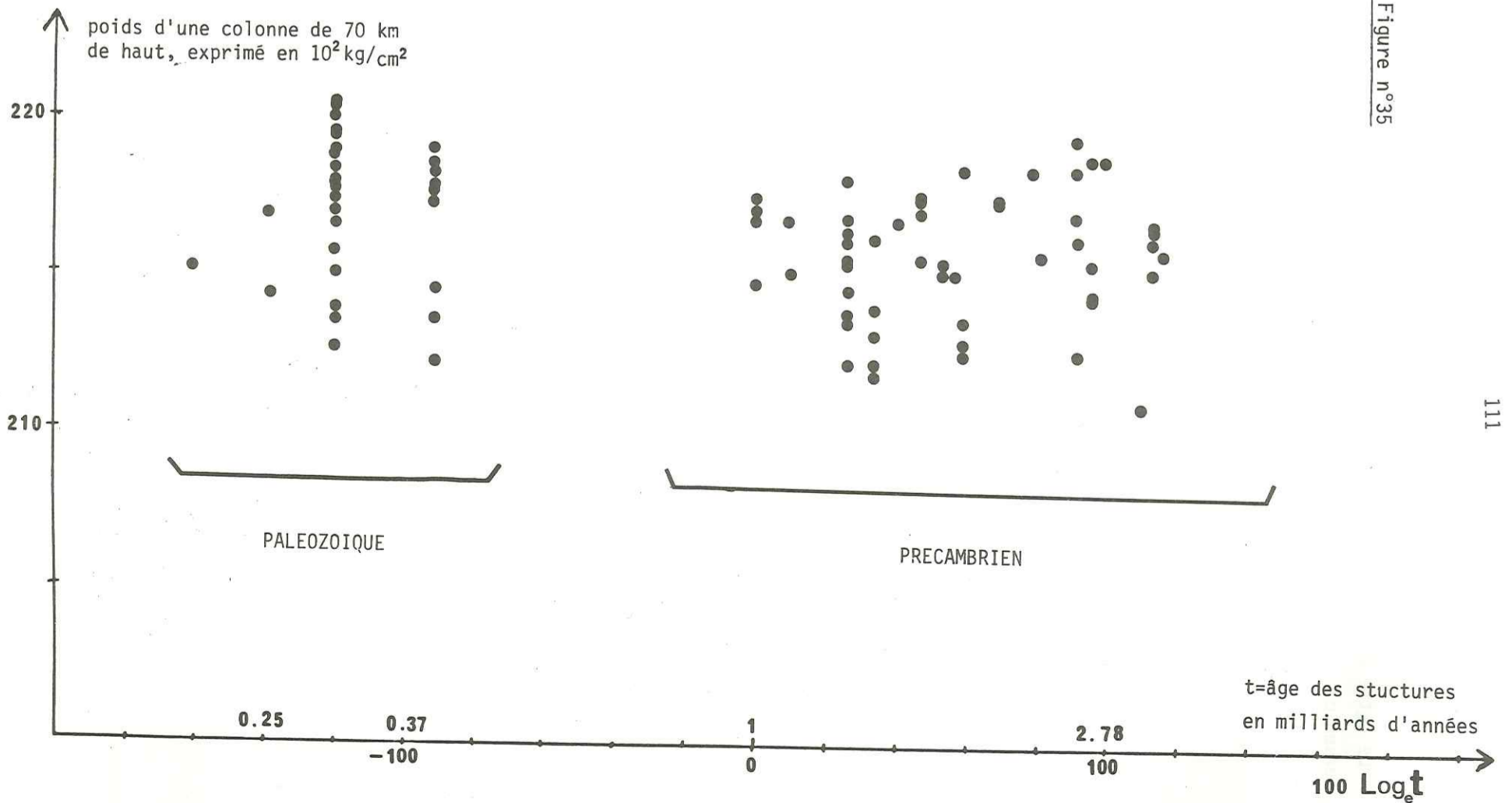


Figure n°35

De cette étude, nous retiendrons que les différences dans la structure de la croûte, lorsqu'on compare un bouclier à une plateforme paléozoïque, ne peuvent pas correspondre à un processus qui compenserait l'augmentation de densité de la lithosphère avec le temps.

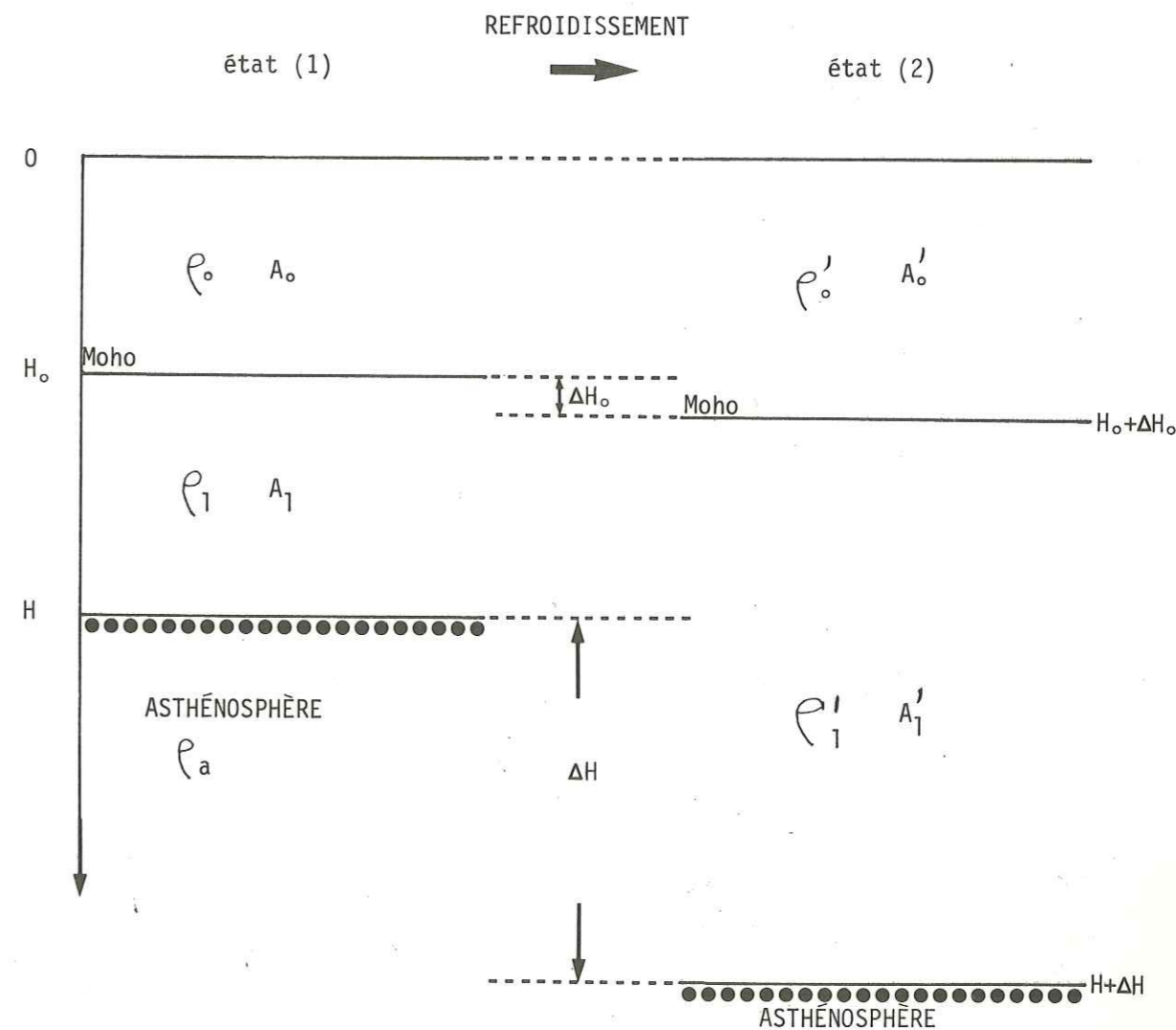
Nous étions à la recherche d'une éventuelle diminution de la densité de la croûte continentale avec le temps, mais les données de la sismologie semblent bien indiquer le contraire. L'évolution de la croûte continentale n'éclaire en rien le paradoxe des "non-sinking cratons".

Nous allons maintenant examiner les conséquences de notre deuxième hypothèse.

III - 5. CONTRASTE DE DENSITE ENTRE LA BASE DE LA LITHOSPHERE CONTINENTALE ET L'ASTHENOSPHERE SOUS-JACENTE

Nous venons de voir que l'évolution de la croûte continentale ne pouvait pas empêcher les continents de subsider. Nous cherchons maintenant s'il peut exister un contraste de densité entre la base de la lithosphère et l'asthénosphère sous-jacente, qui maintiendrait les plaques continentales en équilibre isostatique lorsqu'elles se refroidissent et donc s'épaississent.

Les hypothèses de notre calcul sont illustrées par le schéma ci-dessous :
(ρ_i pour les densités, et A_i pour les productions radiogéniques)



Ecrivons l'égalité des masses entre l'état (1) et l'état (2) :

$$\int_0^{H_0} \rho_0 dz + \int_{H_0}^{H_0+\Delta H_0} \rho_1(z,H) dz + \int_{H_0+\Delta H_0}^H \rho_1(z,H) dz + \int_H^{H+\Delta H} \rho_a(z,H) dz \quad (\text{pour l'état (1)})$$

$$= \int_0^{H_0} \rho_0' dz + \int_{H_0}^{H_0+\Delta H_0} \rho_0' dz + \int_{H_0+\Delta H_0}^H \rho_1'(z,H+\Delta H) dz + \int_H^{H+\Delta H} \rho_1'(z,H+\Delta H) dz$$

(pour l'état (2))

Dans le paragraphe précédent, nous avons donné deux lois expérimentales ; l'une entre l'épaisseur de la croûte et la vitesse moyenne des ondes P ($V = 5.69 + 0,0166 H$) et l'autre entre la densité moyenne et la vitesse ($\rho = 1.25 + 0.26 V$). On en déduit la relation : $\rho_0 = 2.73 + 0.0043 H_0 = 2.73 + \lambda H_0$, où λ est en $\text{g/cm}^3 \cdot \text{km}$.

L'équation précédente se réduit alors à :

$$-\lambda H_0 \Delta H_0 + \Delta H_0 (\rho_1 - \rho_0') + \int_{H_0+\Delta H_0}^H (\rho_1 - \rho_1') dz + \int_H^{H+\Delta H} (\rho_a - \rho_1') dz = 0 \quad (E)$$

Calcul des termes de l'équation (E) :

$$\rho_1 - \rho_1' = \rho_1(H, H_0) - \rho_1(H+\Delta H, H_0+\Delta H_0) = -\Delta H \frac{\partial \rho_1}{\partial H} - \Delta H_0 \frac{\partial \rho_1}{\partial H_0} ;$$

et, d'autre part :

$$\int_H^{H+\Delta H} \rho_a(z,H) dz - \int_H^{H+\Delta H} \rho_1'(z,H+\Delta H, H_0+\Delta H_0) dz =$$

en prenant une valeur moyenne pour $z \in [H, H+\Delta H]$

$$= \rho_a\left(H + \frac{\Delta H}{2}, H\right) \times \Delta H - \rho_1\left(H + \frac{\Delta H}{2}, H+\Delta H, H_0+\Delta H_0\right) \times \Delta H$$

$$= \Delta H \times (\rho_a - \rho_1) = \Delta H \cdot \Delta \rho$$

Donc, en récapitulant les termes de l'équation (E) :

$$\Delta H_0 (\rho_1 - \rho_0') - \int_{H_0+\Delta H_0}^H \left[\Delta H \frac{\partial \rho_1}{\partial H} + \Delta H_0 \frac{\partial \rho_1}{\partial H_0} \right] dz + \Delta H \cdot \Delta \rho = 0$$

$-\lambda H_0 \Delta H_0$

Calcul de $\frac{\Delta \rho_1}{\partial H}$ dans un cas simple :

nous prendrons deux couches de production radiogénique constante (A_0 dans la croûte et A_1 dans le manteau supérieur), et une conductivité thermique (K) constante.

Dans le manteau supérieur, le géotherme $T(z)$ est alors donné par l'équation :

$$K \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + A_1 = 0, \quad \text{valable pour } H_0 \leq z \leq H.$$

qui se résoud en :

$$T(z) = -\frac{A_1}{2K} (z - H_0)^2 + \frac{(q_s - A_0 H_0)}{K} (z - H) + T_1 + \frac{A_1}{2K} (H - H_0)^2$$

et d'où l'on déduit :

$$\frac{\partial T}{\partial H} = \frac{A_0 H_0 - q_s}{K} + \frac{A_1}{K} (H - H_0)$$

$$\frac{\partial T}{\partial H_0} = \frac{(A_1 - A_0)}{K} \cdot (z - H)$$

Nous prendrons, comme loi de variation de la densité avec la température :

$$\frac{\partial \rho}{\partial T} = -\alpha \rho.$$

α est le coefficient de contraction thermique

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial H} = \frac{\partial \rho}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial H} = -\alpha \rho_1 \left[\frac{A_1}{K} (H - H_0) - \frac{q_s - A_0 H_0}{K} \right]$$

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial H_0} = \frac{\partial \rho}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial H_0} = -\alpha \rho_1 \left[\frac{(A_1 - A_0)(z - H)}{K} \right]$$

En revenant à l'équation (E), on obtient :

$$\Delta\rho = -\frac{\Delta H_0}{\Delta H} (\rho_1 - \rho_0) - \frac{\alpha\rho_1}{K} \left[A_1(H-H_0) - (q_s - A_0 H_0) \right] \cdot (H-H_0-\Delta H_0) + \frac{\Delta H_0}{\Delta H} \cdot \frac{\alpha\rho_1}{2K} (A_1 - A_0) (H_0 + \Delta H_0 - H)^2 + \lambda H_0 \frac{\Delta H_0}{\Delta H}$$

Cette formule donne l'expression de la différence de densité $\Delta\rho (= \rho_a - \rho_1)$ qui doit exister à la limite lithosphère-asthénosphère pour qu'il y ait équilibre isostatique (sans mouvement vertical).

Exemple numérique :

Si $\Delta H_0 \ll H - H_0$, hypothèse vérifiée dans la pratique, la formule précédente se simplifie :

$$\Delta\rho = -\frac{\Delta H_0}{\Delta H} (\rho_1 - \rho_0) + \frac{\alpha\rho_1}{K} (H - H_0) \left[q_a + \frac{\Delta H_0}{\Delta H} \cdot \frac{(A_1 - A_0)}{2} \cdot (H - H_0) \right] - \lambda H_0 \frac{\Delta H_0}{\Delta H}$$

Valeurs des paramètres :

- $\alpha = 25 \cdot 10^{-6} / ^\circ$ = coefficient de dilatation thermique
- $\rho_1 = 3.3 \text{ g/cm}^3$ = densité moyenne dans le manteau supérieur
- $\rho_0 = 2.9 \text{ g/cm}^3$ = densité moyenne dans la croûte
- $K = 2800 \text{ mW/m}^\circ$ = conductivité moyenne dans la lithosphère
- $H - H_0 = 100 \text{ km}$
- $q_a = 15 \text{ à } 25 \text{ mW/m}^2$; $\lambda = 0,0043 \text{ g/cm}^3 \cdot \text{km}$
- $\Delta H_0 = 10 \text{ km (maximum)}$
- $\Delta H = 100 \text{ km, d'après le paragraphe III-2.}$

. avec $\Delta H_0 = 0$:

$$\Delta\rho = \frac{\alpha\rho_1}{K} (H - H_0) q_a > 0 \quad (\text{donc } \rho_a > \rho_1)$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{pour } q_a = 15 \text{ mW/m}^2 & \rho_a - \rho_1 = 0,04 \text{ g/cm}^3 \\ \text{pour } q_a = 25 \text{ mW/m}^2 & \rho_a - \rho_1 = 0,07 \text{ g/cm}^3. \end{array} \right.$$

. avec $\Delta H_0 = 10 \text{ km}$ et $H_0 = 35 \text{ km}$ (épaisseur initiale de la croûte).

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{pour } q_a = 15 \text{ mW/m}^2 & , \quad \rho_a - \rho_1 = 0,01 \text{ g/cm}^3 \\ \text{pour } q_a = 25 \text{ mW/m}^2 & , \quad \rho_a - \rho_1 = 0,04 \text{ g/cm}^3 \end{array} \right.$$

. Plus simplement, on peut faire le calcul en prenant un géotherme rectiligne, c'est-à-dire en négligeant l'effet de la production radiogénique.

On obtient alors $\rho_a - \rho_1 = \frac{1}{2} \alpha \rho_1 T_1$, où T_1 est la température qui définit la limite lithosphère-asthénosphère ($T_1 = 1300^\circ\text{C}$) ; dans ce calcul, on trouve encore $\rho_a > \rho_1$ ($\rho_a - \rho_1 \approx 0,05 \text{ g/cm}^3$).

Nous arrêtons là ces exemples numériques. L'important est de souligner que tous nos calculs donnent $\rho_a > \rho_1$.

Cela signifie que pour empêcher les plaques continentales de couler en dessous du niveau de la mer lorsqu'elles vieillissent, la densité à la base de la lithosphère continentale doit être inférieure à la densité de l'asthénosphère sous-jacente. L'augmentation de masse résultant de la décroissance du géotherme dans la plaque est compensée par une diminution de masse lors du remplacement d'une couche d'asthénosphère par une couche de lithosphère continentale. Une telle conclusion semble s'imposer si l'on admet une importante différence d'épaisseur de lithosphère entre les boucliers et les régions datant du paléozoïque, et si la croûte ne compense pas l'augmentation de densité due à la contraction thermique. Bien sûr, nous supposons que les plaques paléozoïques et précambriennes ont les mêmes propriétés chimiques.

Nous supposons implicitement que la structure d'une plaque évolue progressivement dans le temps. Ou, on pourrait aussi supposer une évolution dans le temps du processus de formation des continents.

III - 6. CONCLUSION

Les données sismologiques laissent penser que la lithosphère est environ 100 km plus épaisse sous une plaque d'âge archéen que sous une plaque du Paléozoïque. Selon les modèles thermiques précédemment cités, cela signifie que la plaque se refroidit avec le temps, et donc que sa densité augmente. Si la lithosphère continentale et l'asthénosphère ont la même composition chimique, l'équilibre isostatique n'est plus vérifié lorsque la plaque de lithosphère se refroidit, s'épaissit et s'alourdit. Ces modèles thermiques sont donc en contradiction avec le fait que les cratons ne sont pas en dessous du niveau des mers. C'est le paradoxe soulevé par Jordan (1978). Il nous faut invoquer un mécanisme de compensation qui joue au fur et à mesure que la plaque de lithosphère vieillit.

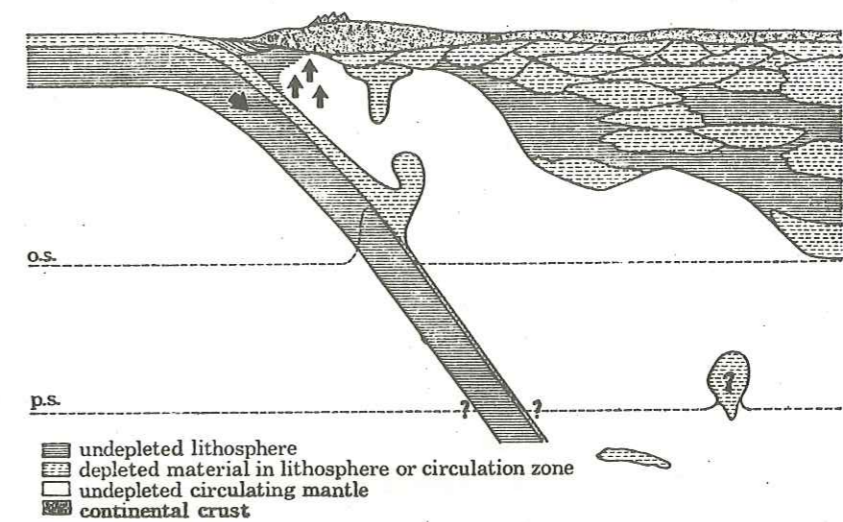
Deux processus pouvant stabiliser les mouvements verticaux de la plaque ont été envisagés :

- diminution avec l'âge du poids d'une colonne de croûte.
- contraste de densité entre le bas de la lithosphère et l'asthénosphère.

Les longs profils d'enregistrements sismiques profonds montrent que le poids d'une colonne de croûte est quasiment constant ou légèrement augmentant avec l'âge. Par conséquent, l'évolution de la croûte continentale ne peut être un mécanisme de compensation isostatique pour la lithosphère.

La seule condition simple pour empêcher la subsidence des continents serait que la densité à la base de la lithosphère soit légèrement inférieure (environ 0.04 g/cm^3) à celle de l'asthénosphère. Ceci est valable quelle que soit l'épaisseur de la lithosphère.

Cette conclusion favorise un modèle où la lithosphère continentale serait chimiquement différenciée à partir de l'asthénosphère (Ringwood 1969 et 1975, Jordan 1978 et 1979). Osburgh et Parmentier (1978) ont suggéré un modèle où l'évolution de la lithosphère continentale comprendrait des phases de refroidissement et d'épaississement par accrétion, à sa base, de matériaux de faible densité. Nous concluons ce chapitre sur une figure tirée de leur article :



Subduction of a lithospheric slab with a depleted top and undepleted base (oceanic crust omitted), at a continental margin; vertical arrows indicate rise of magmas. A diapir is shown about to separate from the top of the slab: o.s., olivine-spinel phase change; p.s., post-spinel phase change.

Ce schéma résume le modèle de création et d'évolution de la lithosphère continentale suggéré par Osburgh et Parmentier (1978).

C O N C L U S I O N S G E N E R A L E S

En 1975, Jordan avait étudié des ondes ScS de longues périodes, et conclu qu'il existait des hétérogénéités latérales dans le manteau pouvant dépasser 400 km de profondeur. En particulier il obtenait des différences de temps de propagation entre le noyau et la surface de 4s entre les boucliers continentaux et les océans (Sipkin et Jordan, 1975 et 1976). Jordan a alors suggéré que l'épaisseur des plaques de lithosphère, mobiles dans le cadre de la tectonique des plaques, pouvait dépasser 200 km. Les conclusions de Jordan sont très controversées (Okal et Anderson 1975, Hales 1976). Mais, par une étude tout à fait différente, Frohlich et Barazangi (1980) retrouvent des résultats semblables, et confirment l'existence de différences importantes dans le manteau sous les océans et les continents.

Les modèles de formation de la lithosphère océanique par accréation au niveau des dorsales océaniques ont permis d'expliquer la décroissance du flux de chaleur à partir de l'axe des dorsales et l'épaississement de la lithosphère en fonction de son âge (Mac Kenzie 1967, Sclater et Francheteau 1970, Bottinga et Allègre 1973).

L'histoire des continents est beaucoup moins bien comprise. Nous nous sommes intéressés à l'évolution possible des zones continentales stables, d'âge supérieur à 500 millions d'années. Nos données, anomalies de stations et flux de chaleur, sont principalement le reflet de la décroissance du géotherme dans la lithosphère continentale, à partir de son âge de formation. Ces observations décrivent l'épaississement des plaques continentales, ou plus généralement, leur évolution. Les mesures de flux de chaleur donnent trop peu de renseignements sur les continents anciens. Les éventuelles variations du flux d'une zone à l'autre sont sans doute masquées par l'incertitude sur la mesure et des perturbations thermiques intracrustales. Le calcul d'une anomalie de propagation verticale correspond à une mesure de flux réduit, et ces deux variables sont liées à l'épaisseur de la lithosphère au point considéré. Nous avons identifié la limite lithosphère-asthénosphère à l'isotherme $T=1300^{\circ}\text{C}$, définition commode et raisonnable. Les variations du flux réduit devraient correspondre à des variations de l'épaisseur de la plaque. La connaissance du flux réduit est malheureusement insuffisante pour contraindre les modèles d'épaississement de la lithosphère continentale avec l'âge.

Dans le chapitre II, nous avons utilisé le modèle numérique de Kono et Amano (1978), complété par quelques calculs analytiques en régime stationnaire. Ces calculs nous montrent que le flux q_a en provenance de l'asthénosphère est le paramètre essentiel qui fixe l'épaisseur, à l'équilibre, de la plaque lithosphérique. Les modifications de la répartition verticale des éléments radioactifs et l'érosion sont des facteurs essentiels de l'évolution thermique du système lithosphère-asthénosphère, mais sont insuffisants pour expliquer des variations de l'épaisseur de la lithosphère de 100 km. Peut-être faudrait-il envisager le problème différemment: se fixer des épaisseurs de lithosphère et en déduire le gradient de

température dans le manteau supérieur. La sismologie nous fournira sans doute des données supplémentaires sur ces épaisseurs de plaques.

Le chapitre III présente un autre argument en faveur du modèle de Jordan: l'alourdissement que devrait entraîner une augmentation de densité par contraction thermique lors du refroidissement des continents. La seule condition simple pour empêcher la subsidence des continents serait que la densité à la base de la lithosphère soit légèrement inférieure à celle de l'asthénosphère.

Deux processus d'accréation ont été envisagés pour faire épaisir la lithosphère continentale:

* une accréation thermique, par solidification des matériaux de l'asthénosphère; il faut remarquer que, dans ce cas, l'asthénosphère et la base de la lithosphère ont la même composition chimique. L'évolution des plaques continentales serait alors tout à fait semblable à celle des plaques océaniques, le refroidissement (conductif) se faisant plus lentement.

* une accréation mécanique, par différenciation irréversible des matériaux de l'asthénosphère pour créer de nouvelles couches de lithosphère à la base de celle-ci. La lithosphère continentale serait alors un empilement de strates de plus en plus jeunes. Dans ce modèle, la lithosphère continentale a une existence physico-chimique distincte de l'asthénosphère. La lithosphère pourrait s'épaissir par montées successives de diapirs constitués de roches de faible densité, produits d'une différenciation des matériaux de l'asthénosphère sous-jacente.

Notre étude rejette l'unicité du premier processus. Un mélange de ces deux modèles nous paraît raisonnable. D'autres données sur l'épaisseur de la lithosphère sous les boucliers pourraient préciser l'importance relative de chacun des mécanismes envisagés.

ANNEXE A

ANF	0.05	ANK	-0.62	AFI	0.31	AFR	0.80	ATA	-0.06	ATK	-0.18	AKU	1.03	ALA	0.85
AIR	0.39	ALE	-0.73	ALG	-0.04	ALI	0.77	ALM	-0.07	ALN	0.34	ALT	0.25	ANG	-0.79
ANP	0.72	ANR	0.56	ANR	0.27	ANT	-0.87	APA	-0.90	APP	-0.89	APT	-0.12	AOU	1.02
ARC	1.07	ARF	-0.48	ARG	0.05	ARH	0.84	ART	1.38	ASD	-0.16	ASH	0.58	ASP	-0.57
ASU	0.82	ATH	-0.60	ATL	-0.70	ATU	0.06	AVF	0.02	AWT	-0.02	RAA	-0.60	RAA	-0.18
RAC	0.28	RAF	-0.88	RAG	-0.91	RAK	2.39	RAV	-0.33	RAQ	-1.13	RAE	0.38	RCK	-0.23
RCN	0.48	RCR	-2.10	RDH	-0.03	RDF	-1.10	RDS	2.37	RFC	-0.73	RFL	0.33	RFO	0.78
RFR	0.14	RFS	0.28	RFD	-0.15	RGN	-0.54	BHA	-0.37	RHK	-0.39	RHP	-0.33	RIG	-0.09
RTO	0.97	RKR	1.00	RKS	0.65	RLA	-0.05	RLC	-1.11	RLF	0.30	RLK	0.31	RIO	-1.02
RIE	-0.06	RL7	-0.05	RMN	0.80	RMO	-0.01	RNG	-1.20	RNH	0.26	RNS	0.14	ROC	0.18
RDD	-0.63	RQG	0.95	ROK	0.36	ROI	2.00	ROM	-0.73	ROU	1.21	ROZ	-0.42	RPT	-0.46
RRA	0.09	RRR	1.17	RQG	-0.04	RPK	0.45	RRL	0.83	RHN	0.80	RRS	-0.51	RPW	0.33
RSF	0.16	RTP	0.67	RTY	0.73	RUR	-0.25	RUC	-0.47	RUD	0.79	RUG	0.77	RUH	0.05
RUI	-0.51	RUT	0.08	RYA	0.50	RYR	0.20	R7M	0.15	CAC	-0.37	CAL	2.09	CAN	0.32
CAR	-0.74	CRC	0.56	CRM	0.05	CRN	-0.23	CR7	0.86	CCH	-0.80	CDF	0.27	CED	0.68
CFN	-0.29	CFR	1.03	CF4	0.77	CFE	0.86	CH7	0.70	CHA	0.23	CHC	0.26	CHG	-0.03
CHI	-1.22	CHK	-0.79	CHN	-0.57	CHT	1.10	CMC	-0.77	CIP	-0.19	CMP	1.25	CKM	0.38
CIF	0.01	CLK	-0.49	CLL	-0.20	CLS	0.43	CM7	0.70	CMN	0.58	CNT	1.06	CNG	-0.02
CMH	-0.67	CNN	-0.66	CNT	0.42	CMU	-0.36	CN7	0.29	CMZ	0.21	CPI	-0.30	COI	-0.62
COM	0.85	CON	-0.06	COO	1.11	COP	0.27	COR	1.12	CPI	-0.30	CPO	-0.83	CPP	-0.51
CPX	0.80	CRC	0.76	CRT	1.25	CR7	1.03	CSA	-0.35	CSC	-0.41	CSH	0.37	CSP	0.71
CTA	-0.62	CUM	0.16	CUR	0.30	DAC	0.66	DAG	-1.07	DAI	0.04	DAV	-1.17	NAV	-0.23
DRN	0.84	DRO	-0.93	DCC	0.03	DDT	-0.21	DDR	-0.74	DFI	-0.86	DEV	0.51	DTM	0.91
DJA	-0.20	DMK	0.11	DNP	-0.54	DOM	-0.43	DOU	0.48	DRR	0.09	DPV	-0.75	DSH	-0.19
DUG	0.45	DMN	-0.92	DUP	0.40	FAR	-0.11	FAU	-0.08	FRH	-0.18	FRI	-0.03	FRR	0.55
FBS	-0.21	FC7	0.90	FDC	0.57	FDT	-0.28	FAU	-0.08	FRH	-0.18	FRI	-0.03	FRR	0.55
FKA	0.17	FKN	-1.01	EL3	-0.97	FLL	-0.01	FLO	-0.10	FSK	0.08	FSM	-0.95	FIL	-0.18
FRR	-0.09	FRE	0.76	ER7	0.73	FSA	-0.23	FAV	-0.75	FAY	-0.87	FRC	-1.26	EMM	0.10
FV7	-0.71	FWT	-0.53	F7N	-0.02	FAV	-0.75	FAY	-0.87	FRC	-1.26	FIR	1.13	FUP	0.50
FFA	0.21	FFL	0.10	FFC	-0.64	FGU	0.17	FHC	1.11	FIR	1.13	FIR	1.13	FDF	-0.95
FIG	1.68	FIN	0.19	FIO	-0.93	FOC	1.23	FOR	0.04	FUR	0.37	FVK	0.39	FKS	0.73
FRM	-0.72	FRR	0.59	FRI	0.33	FOS	0.38	FUD	-0.76	FUR	0.37	FRF	0.42	FRT	0.18
GAI	0.56	GAR	-0.52	GBA	-0.27	GCA	0.86	GOD	-0.44	GFM	-0.61	FVM	-0.41	FYU	0.42
GTP	0.37	GKA	0.71	GIA	0.84	GID	0.72	GLP	0.04	GMA	0.09	GN7	-0.31	GII	-0.74
GDI	0.61	GOT	-0.89	GPD	-0.03	GRC	0.26	GRE	-0.26	GRF	0.62	GRH	2.16	GOA	-0.58
GRM	0.18	GRP	0.24	GRS	0.44	GRV	-0.96	GSC	0.57	GUA	-0.82	GRM	2.42	GRK	0.59
H&C	-0.07	HAK	-0.83	HAL	-0.19	HAM	0.77	HAN	0.42	HAI	0.17	GRM	2.42	GWC	-0.99
HFF	0.14	HFI	-0.01	HFN	2.87	HFP	1.52	HFT	1.30	HFS	-0.81	HRM	1.03	HCC	1.01
HKC	0.87	HKL	1.10	HKT	0.05	HLF	-0.22	HIG	0.43	HIS	-0.81	HMI	0.08	HMC	-0.10
HDI	0.09	HON	0.70	HOP	0.95	HIS	0.58	HIA	0.55	HIW	0.10	HNR	-0.58	HOF	-0.21
HVR	-0.79	HYD	0.37	IAS	-0.25	IFD	0.32	ILG	-0.86	HVD	0.35	HVO	0.57	HWA	1.86
TNK	-0.48	TNY	-0.71	IRK	-0.48	ISA	-0.17	ISK	-0.05	ITD	-0.30	IMA	-0.13	INH	-0.42
JAN	0.34	JAS	0.31	JAY	-0.25	JCT	-0.36	JFN	0.29	ITD	-0.30	IST	0.18	I7M	-0.17
KAA	-1.07	KAR	0.29	KAS	0.72	KAT	0.77	KAV	-0.39	JFR	0.78	JMT	1.19	JOS	0.49
KCH	1.19	KDR	0.10	KDC	-0.31	KD7	0.41	KFB	1.03	KRL	-0.72	KRS	0.03	KCA	1.10
KFS	0.89	KFT	0.20	KFV	-0.51	KFW	0.11	KFC	0.36	KRF	1.22	KFP	0.46	KER	-0.46
KTC	-0.96	KTM	-0.74	KIP	0.39	KTP	-0.94	KIS	-0.40	KHC	0.29	KHE	0.13	KHO	0.25
KIG	-1.19	KIS	-1.24	KMU	0.07	KNA	-0.78	KOA	-1.15	KJF	-0.75	KJN	-0.83	KKR	-1.00
KDR	0.84	KPD	0.77	KPH	0.25	KRA	0.17	KRD	-0.30	KND	0.43	KON	-0.18	KOU	0.01
KPT	0.61	KRV	-0.19	KSA	0.52	KSP	0.35	KRG	0.07	KRL	1.14	KRP	0.52	KRR	-0.63
KUN	0.54	KUP	0.06	KUS	-0.20	KYS	-0.01	KZM	0.56	KT7	0.60	KUG	0.24	KUL	-0.57
LAD	0.07	LAR	0.40	LAT	0.09	LAW	-0.81	LRF	0.13	LAF	0.53	LAH	-0.49	LAN	0.46
LFA	0.56	IFF	0.73	LGN	-0.94	LHA	0.96	LHC	-0.93	ICG	1.67	LFE	1.00	LEM	-0.36
LJI	0.04	IMG	-0.01	LMP	-0.17	LMP	0.48	LMT	0.58	LHN	-0.47	LTC	-0.96	LIS	0.89
LNS	0.68	INV	-0.61	LOM	0.16	ION	0.12	LOR	0.11	IND	-0.39	LNM	1.24	LNR	-0.49
LPO	0.77	IP7	0.14	LRA	-0.84	IRG	0.55	LSF	0.47	LPA	-0.65	LPR	-0.33	LPF	0.43
LUG	-0.21	IUS	0.36	IUX	1.61	IVN	1.93	IVV	0.28	LSM	0.85	LUA	1.43	LUR	-0.05
MAK	0.30	MAL	0.49	MAN	0.48	MAS	0.07	MAT	-1.13	LWI	0.41	MAA	0.72	MAG	0.44
MRT	-0.94	MCR	-0.41	MCC	0.30	MCK	-0.99	MCN	0.74	MAW	0.18	MAR	-0.56	MRO	0.28
MDR	-0.06	MD7	-0.15	MED	-0.27	MEK	-1.19	MEN	-0.57	MCO	0.88	MCV	0.86	MDC	0.85
										MFR	-0.66	MFS	0.29	MFF	0.62

MFP	0.39	MGL	-0.04	MGN	1.12	MHC	0.72	MHT	-0.68	MTC	-1.01	MTD	0.61	MTM	0.19
MTR	-0.39	M77	0.26	MJ7	-0.11	MKS	0.88	MLR	0.35	MLS	0.93	MMA	0.57	MNG	-1.02
MNI	0.30	MNT	-0.51	MNV	0.56	MNW	-0.35	MNY	0.40	MOK	-0.03	MOM	0.13	M00	0.85
MOS	-0.42	MOX	0.02	MOY	-0.07	MOT	0.56	MRG	0.51	MQR	-0.48	MRT	0.19	MSH	0.67
MST	-0.25	M50	0.02	MS7	0.18	MTD	-0.91	MTN	-1.12	MUN	-0.81	MUR	1.06	MWT	0.14
NAH	1.31	NAT	1.32	NAN	0.14	NAO	-1.25	NAT	-0.97	NCS	-1.26	NDF	1.39	NDT	-1.22
NFI	0.69	NFM	-0.89	NFW	-0.27	NGS	0.32	NHA	-0.06	NJA	0.77	NIF	0.51	NIK	-1.13
NTI	-0.17	NKM	0.81	NLG	-0.59	NLM	-0.38	NNA	-0.98	NOR	-0.70	NOU	0.03	NPA	-0.38
NPI	1.30	NPS	-0.58	NRN	0.06	NRR	0.41	NTT	-0.07	NUF	1.08	NUR	-0.79	NVI	-0.26
NYC	0.45	NYM	0.46	ORR	-0.62	OHC	-0.07	OHR	-0.38	OTC	-0.31	OTS	-0.42	OKA	-0.14
OKH	0.83	NIC	0.71	ONE	2.70	OOA	0.03	OPA	0.38	ORT	-0.05	ORV	-0.17	OSA	0.49
OSK	0.28	OTT	-0.91	OJA	-0.07	OUI	-1.19	OWA	-0.03	OXF	-1.30	OXM	0.28	OYM	-0.77
PAA	-1.07	PAD	2.19	PAE	0.74	PAI	-0.47	PAQ	0.32	PAS	0.14	PAT	0.68	PAU	-0.28
P8V	1.02	PAX	-0.25	PRA	0.16	PRJ	0.36	PDA	1.20	PEK	-0.32	PFL	-0.47	PET	-0.42
P8C	0.53	PHI	1.85	PIF	0.14	PIM	-0.33	PJA	0.84	PJD	-0.25	PJG	-0.80	PKR	0.41
PIG	-0.12	PLV	1.45	PMA	-0.25	PMG	-0.24	PKM	1.56	PMO	0.55	PMR	-0.86	PNJ	0.38
PMK	0.76	PNS	-0.14	PNT	-0.15	P00	-0.80	PPM	1.39	PPN	0.81	PPT	0.83	PR4	0.53
PRF	-0.28	PRI	0.92	PRK	0.11	PRN	1.42	PRS	0.48	PRT	0.97	PRU	0.25	PRY	-0.49
PR7	0.98	PSO	0.64	PS7	0.29	PTI	-0.65	PTN	-0.79	PTO	0.04	PUL	-0.50	PVC	-0.12
PVI	0.74	PYA	-0.13	PYR	0.77	OCF	0.50	QMR	0.14	QHF	-0.31	QHI	1.34	RAR	-0.61
RAC	0.87	PAL	-0.35	PAM	1.01	PAQ	0.20	RAR	0.55	RAV	0.12	RRA	-0.19	RR7	0.07
RCD	0.13	PCT	0.72	REN	1.13	RES	-0.75	PFY	1.31	RHO	0.65	RIV	1.01	RKT	0.05
RMP	0.14	ROC	-0.26	ROI	-1.10	ROM	0.73	POX	-0.02	PSR	0.35	RSL	0.49	RUV	0.35
SAC	0.72	SAM	-0.25	SAN	-0.49	SAO	0.43	SAP	0.03	SAR	1.00	S4V	0.94	SBA	0.83
SCR	-0.07	SCG	-0.30	SCH	-0.52	SCM	0.16	SCN	-0.93	SCO	1.37	SCP	-0.41	SDR	-0.06
SFA	1.48	SCH	0.42	SFM	-0.88	SFN	0.18	SEO	-0.19	SFS	-0.50	SFT	-0.20	SFA	-0.75
SFF	0.70	SFR	0.67	SFS	1.46	SGR	0.26	SHA	1.00	SHC	0.71	SHE	1.19	SHF	-0.80
SHI	-0.61	SHK	-0.40	SIA	-0.27	SIA	0.27	SHC	-0.49	SHD	1.67	SHI	-0.06	STR	-0.43
SIT	0.92	SJG	-1.26	SJP	-0.68	SKA	-0.81	SKI	-0.95	SKO	0.23	SKR	-0.46	SLC	0.33
SLD	0.84	SLL	-0.88	SLM	-0.56	SLN	-0.93	SMM	-0.11	SMN	0.54	SMY	-0.45	SNA	-0.41
SNG	0.59	SOC	-0.21	SOD	-0.79	SOF	0.58	SOM	0.66	SOP	-0.17	SOR	-0.60	SPA	0.17
SPF	0.35	SPK	0.78	SPO	0.56	SPT	0.70	SRD	1.01	SPT	-0.25	SRY	-1.10	SSA	-1.73
SSR	0.78	SSC	0.14	SSF	0.21	SSS	0.69	STC	1.02	STG	0.25	STH	0.42	STJ	-0.26
STK	0.22	STR	0.67	STU	0.02	SUD	-0.81	SUI	-0.30	SUM	0.30	SUP	0.87	SUV	-0.12
SVF	-0.57	SVI	-0.97	SVT	-0.6										

ANNEXE B

PROGRAMME DE DIFFERENCES FINIES EXPLICITES

```

DIMENSION T0(100),T1(100),A(100),A2(100),A4(100),A6(100),
6A8(100),A10(100)
DZ=2
RK=2500
DT=0.04
ZL=50
NZ=25
NN=NZ-1
B=10
TPS=0
QA=25
RD=0.000158
A(0)=12
DO 1 I=0,NZ
1 T0(I)=26*I*DZ
AR=EXP(-DZ/B)
DO 2 I=1,NZ
2 A(I)=A(I-1)*AR
AD=EXP(-TPS*RD)
J=0
DM=RK*DT/(3.4*DZ*31.536)
100 TPS=TPS+DT
J=J+1
T1(0)=T0(0)
DO 3 I=1,NN
3 T1(I)=DM*(T0(I+1)+T0(I-1))+T0(I)*(1-2*DM)+A(I)*AD*DT*13.182/
T1(NZ)=T1(NN)+DZ*1000*QA/RK
ZIL=(1300-T1(NZ))*RK*0.001/QA
IF(ZIL.LT.DZ)GOTO10
ZL=ZL+ZIL
NZ=NZ+1
NN=NZ-1
T1(NZ)=T1(NN)+DZ*1000*QA/RK
WRITE(6,101)TPS
WRITE(6,102)(T1(I),I=0,NZ)
WRITE(6,103)ZL
101 FORMAT(12X,F12.2)
102 FORMAT(2X,10F10.3)
103 FORMAT(20X,F6.2///)
DO 4 I=1,NZ
4 T0(I)=T1(I)
IF(J.EQ.5000)GOTO200
GOTO100
200 T0(1)=0
J=0
300 TPS=TPS+DT
T1(1)=T0(1)
J=J+1
DO 6 I=2,NN
6 T1(I)=DM*(T0(I+1)+T0(I-1))+T0(I)*(1-2*DM)+A(I)*AD*DT*13.182/
T1(NZ)=T1(NN)+DZ*1000*QA/RK

```

```

ZIL=(1300-T1(NZ))*RK*0.001/QA
IF(ZIL.LT.DZ)GOTO20
ZL=ZL+ZIL
NZ=NZ+1
NN=NZ-1
T1(NZ)=T1(NN)+DZ*1000*QA/RK
WRITE(6,101)TPS
WRITE(6,102)(T1(I),I=1,NZ)
WRITE(6,103)ZL
20 DO 7 I=2,NZ
7 T0(I)=T1(I)
IF(J.EQ.5000)GOTO400
GOTO300
400 T0(2)=0
J=0
500 TPS=TPS+DT
T1(2)=T0(2)
J=J+1
DO 9 I=3,NN
9 T1(I)=DM*(T0(I+1)+T0(I-1))+T0(I)*(1-2*DM)+A(I)*AD*DT*13.182/3.4
T1(NZ)=T1(NN)+DZ*1000*QA/RK
ZIL=(1300-T1(NZ))*RK*0.001/QA
IF(ZIL.LT.DZ)GOTO40
ZL=ZL+ZIL
NZ=NZ+1
NN=NZ-1
T1(NZ)=T1(NN)+DZ*1000*QA/RK
WRITE(6,101)TPS
WRITE(6,102)(T1(I),I=2,NZ)
WRITE(6,103)ZL
40 DO 45 I=3,NZ
45 T0(I)=T1(I)
IF(J.EQ.5000)GOTO600
GOTO500
600 T0(3)=0
J=0
700 TPS=TPS+DT
T1(3)=T0(3)
J=J+1
DO 12 I=4,NN
12 T1(I)=DM*(T0(I+1)+T0(I-1))+T0(I)*(1-2*DM)+A(I)*AD*DT*13.182/3.4
T1(NZ)=T1(NN)+DZ*1000*QA/RK
ZIL=(1300-T1(NZ))*RK*0.001/QA
IF(ZIL.LT.DZ)GOTO80
ZL=ZL+ZIL
NZ=NZ+1
NN=NZ-1
T1(NZ)=T1(NN)+DZ*1000*QA/RK
WRITE(6,101)TPS
WRITE(6,102)(T1(I),I=3,NZ)
WRITE(6,103)ZL
60 DO 13 I=4,NZ

```

```

13 T0(I)=T1(I)
IF(J.EQ.5000)GOTO800
GOTO700
800 T0(4)=0
J=0
900 TPS=TPS+DT
T1(4)=T0(4)
J=J+1
DO 15 I=5,NN
15 T1(I)=DM*(T0(I+1)+T0(I-1))+T0(I)*(1-2*DM)+A(I)*AD*DT*13.182/3.4
T1(NZ)=T1(NN)+DZ*1000*QA/RK
ZIL=(1300-T1(NZ))*RK*0.001/QA
IF(ZIL.LT.DZ)GOTO60
ZL=ZL+ZIL
NZ=NZ+1
NN=NZ-1
T1(NZ)=T1(NN)+DZ*1000*QA/RK
WRITE(6,101)TPS
WRITE(6,102)(T1(I),I=4,NZ)
WRITE(6,103)ZL
80 DO 16 I=5,NZ
16 T0(I)=T1(I)
IF(J.EQ.5000)GOTO1000
GOTO900
1000 T0(5)=0
J=0
K=0
1100 TPS=TPS+DT
K=K+1
T1(5)=T0(5)
J=J+1
DO 18 I=6,NN
18 T1(I)=DM*(T0(I+1)+T0(I-1))+T0(I)*(1-2*DM)+A(I)*AD*DT*13.182/3.4
T1(NZ)=T1(NN)+DZ*1000*QA/RK
ZIL=(1300-T1(NZ))*RK*0.001/QA
IF(ZIL.LT.DZ)GOTO85
ZL=ZL+ZIL
NZ=NZ+1
NN=NZ-1
T1(NZ)=T1(NN)+DZ*1000*QA/RK
WRITE(6,101)TPS
WRITE(6,102)(T1(I),I=5,NZ)
WRITE(6,103)ZL
85 DO 19 I=6,NZ
19 T0(I)=T1(I)
IF(K.LT.1000)GOTO84
K=0
WRITE(6,101)TPS,DT
WRITE(6,102)(T1(I),I=5,NZ)
84 IF(J.EQ.10000)GOTO1200
GOTO1100
1200 WRITE(6,101)TPS
WRITE(6,102)(T0(I),I=5,NZ)
STOP
END

```

ANNEXE CBIBLIOGRAPHIE UTILISEE POUR ETUDIER L'EVOLUTION DE LA CROUTE CONTINENTALE

(Bibliographie de M. Campillo) -

- 1) P. GIESE
"Résultats of the generatized Interpretation of the deep seismic Sounding Data", in "Explosion seismology in Central Europe", 1976, (p 201), edited by Grese - Prodekl - Stein.
- 2) E. HURTIG - R.P. DESBERG (1974)
"Analysics of records from quarry blasts at Collm and Moxa seismological stations", in XIVth General Assembly of the ESC, Trieste 1974, (p 275 - 279).
- 3) V.P. SOLLOGUB, A. GUTERCH, A.V. CHEKUNOV, R. MATERZOK, V.S. GEYKO, J. PAJCHEL M.P. LIVANOVA, E. PERCHUY et T. KOWALSKI (1974)
"Deep Structure of the earth's crust along the western part of International Profile VIII", in XIVth General Assembly of the ESC, Trieste, 1974, (p 317-326).
- 4) A. GUTERCH (1976)
"Structure and physical properties of the earth's crust in Poland in the light of new data of D.S.S.", in "Proceedings of the XVth General Assembly of the ESC", 1976, Krakow.
- 5) A. GUTERCH, R. MATERZOK, J. PAJCHEL, E. PERCHUY (1974)
"Crustal Structure from deep seismic sounding along International Profile VII on the territory of Poland", in "XIVth Assembly of the ESC", 1974, Trieste.
- 6) MARKVARD, SELLEVOLL, WARRICK (1971)
"A refraction study of the crustal structure in southern Norway", in Bull. Seism. Soc. Am., vol. 61, n° 2, p 457.

- 7) BERANEK, MAYEROVA, ZOUNKOVA, ZATOPEK, HOLUB, ANGENHEISTER, GEBRANDE, MILLER (1974)
"Results from DSS along the IP VII in Czechoslovakia and the Federal Republic of Germany", in XIVth General Assembly of the ESC, Trieste 1974, p 295-304).
- 8) PRODEHL, MOREIRA, MUELLER, MENDES (1974)
"Deep Seismic experiments in Central and Southern Portugal" in XIVth General Assembly of the ESC, Trieste 1974, p 261.
- 9) PAYO (1972)
"Crust Mantle velocities in the Iberian Peninsula and tectonic implication of the Seismicity in this areas" in A XIII a Adunare generală a comisici seismologice europene (Pantea A III a) Brazov 1972).
- 10) BELYAEVSKI (1974)
"Zemmaïa Kora v'prodelar turitopi SSSR" Moscou 1974.
- 11) SOLLOGUB, CHEKUNOV, KHARECHKO, TRIPOLSKIY, BABINETS 1976
"Structure of the earth's crust in the region of old platforms" in Publications of the institute of geophysics A - 4 (115), Polish Academy of Sciences 1976.
- 12) PUZUREV, MANDELBAUM, KRYLOV, MISHENKIN, KRUPSKAYA, PETRICK (1973)
"Deep Seismic investigations in the Baïkal rift zone" in Tectonophysics, 20 (1 - 4) p 85-95.
- 13) GUTERCH et Al (1972)
"Seismic structure of the Moho discontinuity in the region of the fore sudetic monochine" in A XIII a Adunare generala a comisici seismologice europene. Brazov - 1972.
- 14) BULIN (1968)
"The structure of the earth's crust in Southern Karelia by the data of earth quakes" in Proceedings of the Xth Assembly of ESC" Leningrad 1968.
- 15) KHALEVIN, DRUZHININ, RYBALKA, NEZOLENOVA (1968)
"Investigations of the earth's crust and the upper mantle structure of the Ural region" in Proceedings of the Xth Assembly of ESC Leningrad 1968.

- 16) KOSMINSKAYA, BELYAEVSKY, VOLVOVSKY (1969)
"Explosion seismology in the USSR" in The earth's crust and upper mantle, Pe.mbroke J. Hart editer. Geophysical Monograph 13, 1969.
- 17) STEINHART, MEYER, WOOLLARD (1961)
"Explosion studies of the continental structure : Arkansas Missouri 1958" Carnegie Institute of Washington, Pub. 622-1961.
- 18) BERRY (1973)
"Crust and upper inCanada" in Tectonophysics 20 (1 - 4), 1973.
- 19) MEYER, STEINHART, BONINI (1961)
"Explosion studies of continental structure : Montana 1959" Carnegie Institute of Washington, Pub. 622-1961.
- 20) MEREN, HUNTER (1969)
"Crustal and upper Mantle structure under the canadian shield from project Early Prise Data" in Bull. Seism. Soc. Am., vol. 59, p 147 (1969).
- 21) HALL, BRISBIN (1965)
Geophysics 1965, 30 (6), 1053-1067, "Crustal structure from converted head waves in central western Manitoba".
- 22) BRUME DORMAN (1963)
"Seismic Waves and Earth Structure in the Canadian Shield", in Bull. Seism. Soc. Am., 1963, 53, n° 1, p 167-209.
- 23) STEINHART MEYER WOOLLARD (1961)
"Explosion studies of the continental structure : Wiscousim upper Michigan, 1958-1959", Carnegie Institute of Washington, Pub. 622-1961.
- 24) EWING, DAINY, BLANCHARD, KEEN (1966)
"Seismic studies on the eastern seaboard of Canada : the Appalachian system", in : Canadian journal of Earth's Sciences, 1966, 289, 109.
- 25) BAMFORD et Al (1976)
"A lithospheric seismic profile in Britain" in Geophys. J.R. Astr. Soc. (1976) 44, 145-160.

- 26) PERRIER, RUEGG (1973)
"Structure profonde du Massif Central Français", in Annales Geophys. A 29, fasc. 4, 1973, p 435-502.
- 27) CLEARY (1973)
"Australian crustal structure", in Tectonophysics 20 (1973), p 241-248.
- 28) MATHUR (1974)
"Crustal Structure in Southwestern Australia from seismic from seismic and gravity data", in tectonophysics 24, 151-182, 1974.
- 29) BERRY FUCHS (1973)
"Crustal Structure of the Superior and Grenville provinces of the Northeastern Canadian Shield", in Bull. Seism. Soc. Am., Vol. 63, n° 4, p 1393-1492.
- 30) DAINY, CE. & M.J. KEEN, BLANCHARD (1966)
"Review of geophysical evidence on crust and upper mantle structure on the eastern seaboard of Canada", in : The Earth beneath the continents, Steinhart et Jefferson Smith éditeurs. Geophysical Monograph 10, 1966.
- 31) NARAIN (1973)
Crustal Structure of the Indian subcontinent, in Tectonophysics 20 (1 - 4) p 249-260.
- 32) BARR (1971)
"Crustal Refraction experiment : Yellowknife 1966", in journal of Geophysical research, 1971, vol. 76; n° 8.
- 33) MEISNER, BARTELTSEN, GLOCKE, KAMINSKY (1976)
"An interpretation of wide angle measurements in the Rhenish Massif", in Explosion seismology in Central Europe, 1976, p 245.

B I B L I O G R A P H I E

- ALBAREDE F. (1976)
Thermal models of post-tectonic decompression as exemplified by the Haut-Allier granulites.
Bull. Soc. Géol. France (7) n° 4, p 1023.
- ALBAREDE F. (1975)
The heat flow-heat generation relationship : an interaction model of fluids with cooling intrusions.
Earth and Planetary Sci. Letters 27, p 73.78.
- AHRENS T.J. (1973)
Petrological properties of the upper 670 km of the Earth's mantle ; geophysical implications.
Phys. Earth. Planet. Int. 7, 167.186.
- ALLEGRE et MATTAUER (1970)
Structure et dynamique de la lithosphère.
Livre compte-rendu d'un colloque.
- ALLEGRE C.J. (1977)
La formation et l'évolution de la croûte continentale au cours des temps géologiques.
Résumé dans "5e Réunion Annuelle des Sciences de la Terre, Rennes".
- ANDERSON O.L., SCHREIBER E., LIEBERMANN R.L., SOGA N. (1968)
Some elastic constant data on minerals relevant to geophysics.
Rev. Geophys. 6, 491.524.
- ANDERSON Don L. et SPETZLER H. (1970)
Partial melting and the low-velocity zone.
Phys. Earth. Planet. Interiors n° 4, p 62.64.
- ANDERSON Don L. (1979)
The deep structure of continents.
J.G.R., vol. 84, n° B13, p 7555.

- ANDERSON Don L. (1979)
The upper mantle transition region : eclogite ?
Geoph. Res. Let. vol. 6, n° 6, p 433.
- BEAUMONT C. (1978)
The evolution of sedimentary basins on a viscoelastic lithosphere :
theory and examples.
Geophys. J.R. astr. Soc. 55, p 471.497.
- BECK A.E. (1977)
Climatically perturbed temperature gradients and their effect on re-
gional and continental heat-flow meas.
Tectonophysics 41, p 17.39.
- BICKLE M.J. (1978)
Heat loss from the earth : a constraint on Archaean tectonics from the
relation between geothermal gradients and the rate of plate production.
Earth and Plan. Sc. Let. 40, p 301.315.
- BIRCH F., ROY R.F. et DECKER E.R. (1968)
Heat flow and thermal history in New England and New York, in :
"Studies of Appalachian Geology".
E. An. Zen (ed.), Interscience, New York, p 437.451.
- BISWAS N.M. et KNOPOFF L. (1974)
The structure of the upper mantle under the U.S. from the dispersion
of Rayleigh waves.
Geophys. J.R. Astr. Soc. 36, 515.
- BLACK L.P., GALE N.H., MOORBATH S., PANKHURST R.J. et Mc GREGOR V.R. (1971)
Isotopic dating of very early Precambrian amphibolite facies gneisses
from the Gothaab district, West Greenland.
E.P.S.L. n° 12, 245.259.
- BOTT M.H.P. (Editor) (1976)
Special issue :
Sedimentary basins of continental margins and cratons.
Tectonoph. vol. 36, n° 1.3.
- BOTT M.H.P. et N.J. KUSZNIR (1979)
Stress distributions associated with compensated plateau uplift struc-
tures with application to the continental splitting mechanism.
Geophys. J.R. astr. Soc. 56, p 451.459.

- BOTTINGA Y., ALLEGRE C. (1973)
Geophysical, petrological and geochemical models of the oceanic
lithosphere.
Tectonoph.18, p 1 à 17.
- BOTTINGA Y. (1974)
Thermal aspects of sea-floor spreading, and the nature of the suboc-
eanic lithosphere.
Tectonophysics 21, p 15 à 38.
- BOTTINGA Y. et ALLEGRE C. (1976)
Geophysical, petrological and geochemical models of the oceanic
lithosphere.
Tectonophysics 32, p 9.59.
- BOYD F.R. et Mc CALLISTER R.H.M. (1976)
Densities of fertile and sterile garnet peridotites.
Geoph. Res. Let., vol. 3, n° 9, p 509.
- CALCAGNILE G. et PANZA G.F. (1978)
Crust and upper mantle structure under the Baltic shield and Barents
sea from the dispersion of Rayleigh waves.
Tectonophysics 47, p 59.71.
- CARA M. (1978)
Etude du manteau supérieur à partir des harmoniques des ondes de
surface.
Thèse d'Etat.
- CARSLAW H.S. et JAEGER J.C. (1959)
Conduction of heat in Solids.
Livre de "Oxford University Press" (500 pages).
- CERMAK V. et JESSOP A.M. (1971)
Heat flow, heat generation and crustal temperature in the Kapuskasing
area of the Canadian shield.
Tectonophysics 11, p 287.303.
- CHANDLER A., SWANBERG C.A., CHESSMAN, SIMMONS G., SMITHSON S.B., GRONLIE G. et HEIER K.S.
Heat flow - heat generation studies in Norway. (1974)
Tectonophysics 23, p 31.48.

- CHAPMAN D.S. et POLLACK H.N. (1975)
Global heat flow : a new look.
E.P.S.L. vol. 28, p 23.32.
- CHAPMAN D.S. et POLLACK H.N. (1977)
Regional geotherms and lithospheric thickness
Geology, vol. 5, p 265.268.
- CHAPMAN et POLLACK (1977)
Heat flow and heat production in Zambia : evidence for lithospheric thinning in central Africa.
Tectonophysics 41, p 79 à 100.
- CLARK S.P. et JAGER E. (1969)
Denudation rate in the Alps from geochronologic and heat flow data.
American Journal of Science, vol. 267, page 1143 à 1160.
- CLEARY J.R. et HALES A.L. (1966)
An analysis of the travel times of P waves to North American stations, in the distance range 32° to 100°.
Bull. Seism. Soc. Am. 56, 467.489.
- COSTAIN J.K., GLOVER L. et SINHA A.K. (1980)
Low - temperature geothermal resources in the Eastern United States + Abstract de J.K. COSTAIN (1978).
A new model for the linear relationship between heat flow and heat generation.
Dans EOS, vol. 61, n° 1, Janvier 1980.
- COURTILLOT V., FRANCHETEAU J. (1976)
Chap. 40 : Géothermie.
Traité de Géophysique interne (chez Masson) publié par J. Coulomb et G. Jobert.
- CRAIN I.K. (1968)
The glacial effect and the significance of continental terrestrial heat flow measurements.
E.P.S.L. 4, p 69.72.
- CROFT D.R. et LILLEY D.G. (1977)
Heat transfer calculations using finite difference equations.
280 p. ed. by Applied Science publishers.

- CROUGH S.T. et THOMPSON G.A. (1976)
Thermal model of continental lithosphere.
J.G.R., vol. 81, n° 26.
- CROUGH S.T. et THOMPSON G.A. (1976)
Numerical and approximate solutions for lithospheric thickening and thinning.
Earth and Planetary Science Letters 31, p 397.402.
- CROUGH S.T. (1977)
Approximate solutions for the formation of the lithosphere.
Physics of the Earth and Planet. Inter. 14, p 365.377.
- DORTMAN N.B. et MAGID M. (1968)
New data on the velocity of compressional waves in crystalline rocks.
Sovjetsk. Geologiya, 5, 123.125.
- ENGLAND P.C. et RICHARDSON S.W. (1980)
Erosion and the age dependence of continental heat-flow.
- FRANCHETEAU (1972)
Le flux de chaleur à travers les continents et les océans et la tectonique des plaques.
"Structure et dynamique de la lithosphère", ed. par Allègre et Mattauer (Hermann).
- FROIDEVAUX C. et SCHUBERT G. (1975)
Plate motion and structure of the continental asthenosphere : a realistic model of the upper mantle.
J.G.R., vol. 80, n° 17, p 2553.
- FROIDEVAUX C., SCHUBERT et YUEN D.A. (1977)
Thermal and mechanical structure of the upper mantle : a comparison between continental and oceanic models.
Tectonophysics 37, p 233.246.
- GABLE R. et GOGUEL J.
Carte de flux de chaleur de l'Europe. Collaboration pour la carte Française.
- GIESE P. et PRODEHL C. et STEIN A. (1976) , éditeurs.
Explosion seismology in Central Europe (data and results).

- GOETZE C. (1977)
Bounds on the subsolidus attenuation for four rock types at simultaneous high temperature and pressure.
Tectonophysics 42, p T1.T5.
- GRAHAM R.K. (1970)
Elasticity and composition of the upper mantle.
Geophys. J. 20, 285.302.
- FLUXCHAF Groupe (1978)
Nouvelles déterminations du flux géothermique en France.
Comp. Rend. Acad. Sci. Paris, 268, D, p 933.
- GUEGUEN Y. (1979)
Les dislocations dans l'olivine des péridotites.
Thèse d'Etat (Nantes).
- HALES A.L. et HERRIN E. (1972)
Travel times of seismic waves.
Livre "Nature of the Solid Earth", ed. Robertson.
- HAWKESWORTH C.J. (1974)
Vertical distribution of heat production in the basement of the eastern Alps.
Nature, 249, 435,436.
- HENTIGER R. et JOLIVET J. (1970)
Nouvelles déterminations du flux géothermique en France.
Tectonophysics, 10, p 127.146.
- HIRN A. (1976)
Sondages sismiques profonds en France.
Bull. Soc. Géol. France, XVIII.5, p 1065.1071.
- HORAI K. (1969)
Effect of past climatic changes on the thermal field of the earth.
E.P.S.L. 6, p 39.42.
- HURTIG E. et OELSNER C. (1977)
Heat flow, temperature distribution and geothermal models in Europe : some tectonic implications.
Tectonoph. 41, p 147.156.

- HYNDMAN R.D., LAMBERT I.B., HEIER K.S., JAEGER J.C. et RINGWOOD A.E. (1968)
Heat flow and surface radioactivity measurements in the Precambrian shield of Western Australia.
Phys. Earth. Planet. Int. 1, p 129.135.
- ITO K. (1976)
Heat flow and thickness of the oceanic lithosphere.
E.P.S.L. 30, 65.
- JAEGER J.C. (1970)
Heat flow and radioactivity in Australia.
E.P.S.L. 8, 285-292.
- JEFFREYS H., SINGH K. (1973)
Comparison of station errors in seismology.
Geog. J.R. astr. Soc. (32) p 423.437.
- JESSOP A.M. (1971)
The distribution of glacial perturbation of heat flow in Canada.
Can. J. Earth Sci., 8, 162.166.
- JESSOP A.M., HOBART M.A., SCLATER J.G. (1976)
The world heat flow data collection, 1975.
Geothermal series n° 5, Ottawa, Canada.
- JESSOP A.M. et LEWIS T. (1979)
Heat flow and heat generation in the superior province of the Canadian shield.
Tectonophysics (à paraître).
- JINGHWA K. HSU (1965)
Isostasy, crustal thinning, mantle changes, and the disappearance of ancient land masses.
American J. of Scie. vol. 263, p 97.109.
- JORDAN S.K. (1978)
Statistical model for gravity, topography and density contrasts in the Earth.
J.G.R., vol. 83, n° B4.
- JORDAN T.H. (1976)
Peridotites, eclogites and the evolution of the continental tectosphere.
Geol. Soc. Am. Abstracts, 8, 944.945.
- JORDAN T.H. (1978)
Composition and development of the continental tectosphere.
Nature, 247, 544.548.

- JORDAN T.H. (1979)
Mineralogies, densities and seismic velocities of garnet lherzolites and their geophysical implications.
"Inclusions in Kimberlites and other Volcanics".
Ed. F.R. Boyd and H.O.A. Meyer. Proceedings of the second International Kimberlite Conference, vol. 2, A.G.U.
- KNOPOFF L. (1972)
Observation and inversion of surface-wave dispersion.
Tectonophysics 13 (1.4), p 497.519.
- KONO Y. et YOSHII T. (1975)
Numerical experiments on the thickening plate model.
J. Phys. Earth. 23, p 63.75.
- KONO Y., AMANO M. (1978)
Thickening model of the continental lithosphere.
Geophys. J.R. astr. Soc. 54, (1978), p 405.416.
- KURITA T. (1976)
Crustal and upper mantle structure in the Central United States of America from body-wave spectra, surface wave dispersion, travel time residuals and synthetic seismograms.
Phys. Earth. Planet. Int. 12, 65.
- KUTAS R.I. (1977)
Investigation of heat flow in the territory of the Ukraine.
Tectonophysics 41, p 139.145.
- LACHENBRUCH A.H. (1968)
Preliminary geothermal model of the Sierra Nevada.
J.G.R., 73, p 6977.6989.
- LACHENBRUCH A.H. (1970)
Crustal temperature and heat production. Implications of the linear heat flow relation.
J.G.R. 75, p 3291.3300.
- LACHENBRUCH A.H. et BUNKER C.M. (1971)
Vertical gradients of heat production in the continental crust. Some estimates from borehole data.
J.G.R. 76, p 3852.3860.

- LACHENBRUCH A.H. et SASS J.H. (1977)
Heat flow in the United States and the thermal regime of the crust.
"The Earth's Crust".
Geophys. Monogr., vol. 20, p 626.675.
- LANDSTROM O., LARSON S.A., LIND G. et MALMQVIST D. (1980)
Geothermal investigations in the Bohus granite area in south western Sweden.
Tectonophysics 64, p 131.162.
- LEE (1967)
Thermal history of the Earth.
PhD. Thesis (University of California, Los Angeles).
- LEEDS A.R., KNOPOFF L. et KAUSEL E.G. (1974)
Variations of upper mantle structure under the Pacific ocean.
Science, 186.141.
- LE PICHON X., FRANCHETEAU J. et BONNIN J. (1973)
Plate tectonics.
300 p. Elsevier, Amsterdam.
- LEWIS J.F. et HYNDMAN R.D. (1976)
Oceanic heat flow measurements over the continental margins of eastern Canada.
Canadian Journal of Earth Sciences, vol. 13, n° 8, 1976, p 1031.1038.
- LEWIS T.J. et BECK A.E. (1977)
Analysis of heat flow data. Detailed observations in many holes in a small area.
Tectonop. 41, p 41.59.
- LLIBOUTRY L. (1976)
Chap. 41 : courants de convection et dynamique des plaques, et
Chap. 17 : Isostasie, propriétés rhéologiques du manteau supérieur.
Traité de géophysique interne (chez Masson) publié par J. Coulomb et G. Jobert.
- LOVE A.E.H. (1911)
Some problems of geodynamics (being an essay to which the Adams prize in the University of Cambridge was adjudged in 1911).

- LUCAZEAU F. (1979)
Phénomènes de perturbations thermiques dues à des circulations karstiques dans la région de Montpellier.
DEA (Montpellier).
- MAC CULLOCH M.T. et WASSERBURG G.J. (1978)
Sm-Nd and Rb-Sr Chronology of continental crust formation.
Times of addition to continents of chemically fractionated mantle-derived materials are determined.
Science, vol. 200, n° 4345, p 1003.
- Mc KENZIE D.P. (1967)
Some remarks on heat flow and gravity anomalies.
J.G.R. n° 72, p 6261.6273.
- MAC KENZIE D.P. (1969)
Speculations of the consequences and causes of plate motions.
Geoph. J.R. ast. Soc. 18, p 1.32.
- MAC KENZIE D. (1978)
Some remarks on the development of sedimentary basins.
Earth and Planetary Sc. Letters 40, p 25.32.
- MAC NUTT M.K. et PARKER R.L. (1978)
Isostasy in Australia and the evolution of the compensation mechanism.
Science, vol. 199.
- MASSE R.P., LANDISMAN M. et JENKINS J.B. (1972)
An investigation of the upper mantle compressional velocity distribution beneath the Basin and Range province.
Geophys. J. Roy. Astr. Soc. 30, 19.
- MAVKO G. et NUR A. (1975)
Melt squirt in the asthenosphere.
J.G.R., vol. 80, n° 11, p 1444.
- MEISSNER R. et VETTER U. (1976)
Investigations on isostatic balance in different parts of Eurasia based on seismic and gravity data.
"Explosion Seismology in Central Europe" edited by Giese-Prödhil-Steim.

- MOORBATH S. (1977)
The oldest rocks and the growth of continents.
Sci. American, vol. 236, n° 3, p 92 à 105.
- MUELLER S. (1977)
A new model of the continental crust.
"The Earth Crust". Geophysical Monograph. 20.
- O'CONNELL R.J. (1976)
The effect of mantle phase changes on postglacial rebound.
J.G.R. Vol. 81, n° 5, p 971 à 974.
- O'HARA M.J. (1970)
Upper mantle composition inferred from laboratory experiments and observation of volcanic products.
Phys. Earth. Planet. Interiors 3, p 236.245.
- O'HARA M.J. (1975)
Is there an Icelandic mantle plume ?
Nature, vol. 253, p 708.
- OLDENBURGH D.W. (1975)
A physical model for the creation of the lithosphere.
Geophys. J. Roy. Astr. Soc., 43, 725.451.
- O'NIONS R.K. et PANKHURST R.J. (1978), E.P.S.L. 38, p.211 à 236.
Early Archean rocks and geochemical evolution of the earth's crust.
- OXBURGH E.R. et PARMENTIER E.M. (1978)
Thermal processes in the formation of continental lithosphere.
Phil. Trans. R. Soc. Lond. A., vol. 288, p 415.429.
- PARKER R.L. et OLDENBURG D.W. (1973)
Thermal model of ocean ridges.
Nature 242, 137.139.
- PARSONS B. et SCLATER J.G. (1977)
On analysis of the variation of ocean floor bathymetry and heat flow with age.
Vol. 82, n° 5, J.G.R., p 803.
- PASSAVY (1976)
Inventaire des sources thermominérales du Languedoc Roussillon et esquisse d'une application géothermique des eaux chaudes.
Thèse Montpellier.

- PERRIER G. et RUEGG J.C. (1973)
Structure profonde du Massif Central français.
Ann. Geophys. 2 g, 435.502.
- PILLET (1979)
Anomalies de propagation des ondes sismiques du manteau inférieur et du noyau terrestres.
Thèse, Université de Grenoble.
- POLLACK H.N. et CHAPMAN D.S. (1977)
Mantle heat flow.
E.P.S.L., vol. 34, p 174.184.
- POLLACK H.N. et CHAPMAN D. (1977)
On the regional variation of heat flow, geotherms, and lithospheric thickness.
Tectonophysics 38, p 279.296.
- POLYAK B.G. et SMIRNOV Y.A. (1968)
Relationship between terrestrial heat flow and the tectonics of continents.
Geotectonics, Engl. Transl. 4, 205.213.
- POUPINET G. (1977)
Hétérogénéités du manteau terrestre déduites de la propagation des ondes de volume. Implication géodynamique.
Thèse d'Etat, Grenoble.
- POUPINET G. (1979)
On the relation between P. wave travel time residuals and the age of continental plates.
E.P.S.L. 43, p 149.161.
- PRICE P.H. et SLACK M.R. (1953)
The effect of latent heat on numerical solutions of the heat flow equation.
British journal of applied physics, vol. 5, p 285.
- RAMANANTOANDRO R. et MANGHNANI M.H. (1978)
Temperature dependence of the compressional wave velocity in an anisotropic dunite : measurements to 500°C at 10 kbar,

- RAO R.U.M. et JESSOP A. (1975)
A comparison of the thermal characters of shields.
Journal Canadian des sciences de la terre, n° 3, vol. 12, 1975,
p 347.360.
- RICHARDSON S.W. et ENGLAND P.C. (1979)
Metamorphic consequences of crustal eclogite production in overthrust orogenic zones.
Earth & Planetary Scie. Letters 42, 183 à 190.
- RINGWOOD A.E. (1969)
Composition and Evolution of the upper mantle.
Geophysical Monograph n° 13, "The earth crust and upper mantle".
- RINGWOOD A.E. (1975)
Composition and petrology of the Earth's mantle.
618 p., Mc Graw-Hill, New York.
- ROY R.F., BLACKWELL D.D. et BIRCH F. (1968)
Heat generation of plutonic rocks and continental heat flow provinces.
E.P.S.L. 5, p 1.12.
- ROY R.F., BLACKWELL D.D. et DECKER E.R. (1972)
Continental heat flow.
Dans : "The nature of the Solid Earth", Robertson, p 506.543.
- ROYDEN L., SCLATER J.G. and HERZEN R.P.V. (1980)
Continental margin subsidence and heat flow : important parameters in formation of petroleum hydrocarbons.
to be published.
- SACKS I.S., SNOKE J.A. et HUSEBYE E.S. (1979)
Lithosphere thickness beneath the Baltic shield.
Tectonophysics 56, p 101.110).
- SASS J.H., LACHENBRUCH A.H. et JESSOP A.M. (1971)
Uniform heat flow in a deep hole in the Canadian Shield, and its paleoclimatic implications.
J.G.R., vol. 76, n° 35.
- SASS J.H., NEILSEN B.L. et WOLLENBERG H.A. (1972)
Heat flow and surface radioactivity at two sites in South Greenland.
J.G.R. 77, p 6435.

- SASS J.H., JAEGER J.C. et MUNROE R.J. (1976)
Heat flow and near-surface radio-activity in the Australian continental crust.
Open file report 76.250., U.S.G.S.
- SASS J.H. et al. (1976)
A new heat flow contour map of the conterminous United States.
Open file report 76.756., U.S.G.S.
- SCHATZ J.F. et SIMMONS G. (1972)
Thermal conductivity of earth materials at high temperatures
Journal of Geoph. research, vol.77, n°35 p.6966.
- SCHLUE J.W. et KNOPOFF L. (1976)
Shear wave anisotropy in the upper mantle of the Pacific basin.
Geophys. Res. Lett. 3, 359.
- SCLATER J.G. et FRANCHETEAU J. (1970)
The Implications of terrestrial heat flow observations on current tectonic and geochemical models of the crust and upper mantle of the earth.
Geophys. J.R. astr. Soc. 20, p 509.542.
- SCLATER J.G., JAUPART C. et GALSON D. (1980)
The heat flow through oceanic and continental crust and the heat loss of the earth. Reviews of Geoph. and Space Phys. vol.18, n°1
- SCRUTTON R.A. (1979)
On sheared passive continental margin.
Tectonophysics 59, p 293.305.
- SIMMONS G. et NUR A. (1968), Science, 162, p.789 à 791.
Granites : Relation of properties insitu to laboratory measurements.
- SMITH D.L., NUCKELS C.E., JONES R.L. et COOK G.A. (1979)
Distribution of heat flow and radioactive heat generation in Northern Mexico.
J.G.R., vol. 84, n° B 5, p 2371.
- SOURIAU-THEVENARD A. (1976)
Structure profonde sous la France obtenue à partir des ondes de surface.
Bull. Soc. Geol. France, XVIII.5., p 1085.
- STEINMETZ L., HIRN A. et PERRIER G. (1974)
Réflexions sismiques à la base de l'asthénosphère.
Annales de géophysiques (tome 30, n° 2).

- SWANBERG C.A. (1972)
Vertical distribution of heat generation in the Idaho Batholith.
J.G.R. 77, p 2508.2513.
- SWANBERG C.A. et BLACKWELL D.D. (1973)
Areal distribution and geophysical significance of heat generation in the Idaho Batholith and adjacent intrusions in Eastern Oregon and Western Montana.
Bull. Geol. Soc. Am. 84, p 1261.
- SWANBERG C.A., CHESSMAN M.D., SIMMONS G., GRONLIE G., et HEIER K.S. (1973)
Heat flow - heat generation studies in Norway.
Tectono. 23, p 31.48.
- TARKOV A.P. (1978)
On the possible density inversion in the upper mantle of the earth.
Phys. of the Earth and Plan. Int. 17, p 290
- TIEN-CHANG LEE (1979)
Erosion, uplift, exponential heat source distribution, and transient heat flux.
J.G.R., vol. 84, p 585 à 590
- TOKSOZ M.N., HAMED J.A. (1967)
Seismic delay times : correlation with other data.
Science, vol. 158, p 783.
- TURCOTTE D.L., Mac AD00 et CALDWELL J.G. (1978)
An elastic - perfectly plastic analysis of the bending of the lithosphere at a trench.
Tectonophysics, 47, p 193 à 205.
- TURCOTTE D.L. et Mac AD00 D.C. (1979)
Geoid anomalies and the thickness of the lithosphere.
J.G.R. vol. 84, n° B5, p 2381.
- VAN DE LINDT W.J. (1967)
Movement of the Mohorovicic Discontinuity under Isostatic Conditions.
J.G.R., vol. 72, n°4, p.1289.
- VELICIU S., CRISTIAN M., PARASCHIV D. et VISARION M. (1977)
Preliminary data of heat flow distribution in Romania.
Geothermics, vol. 6, p 95.98.

- VERHEIJEN P.J.T. et AJAKAIYE D.E. (1979)
Heat flow measurements in the Riviwai ring complex, Nigeria.
Tectonophysics 54, T 27 à T 32.
- VERMA A.K., HAMZA V.M. et PANDA P.K. (1970)
Further study of the correlation of heat flow with age of basement
rocks.
Tectonophysics 10, p 301 à 320.
- VITORELLO I., POLLACK H.N. (1980)
On the secular variation of continental heat flow and the thermal
evolution of continents.
J.G.R., vol.85, n°B2, p.983 à 995.
- WATREMEZ P. et GABLE R. (1980)
Déterminations de flux de chaleur sur le massif Armoricaïn.
8e R.A.S.T., Marseille.
- WICKENS A.J. (1971)
Variations in lithospheric thickness in Canada.
Canadian Journal of Earth Sciences (vol. 8).
- WILSON, J.T. (1957)
Origin of the earth's crust.
Nature, 179, p 228.230.
- WILSON J.T. (1968)
Theories of building of continents.
The Earth's mantle, ed. Gaskell, p 445.474, Académie Press, N. York &
London.
- WOOLLARD G.P. (1968)
The interrelationship of the crust, the uppermantle and isostatic
gravity anomalies in the United States.
Dans "The Crust and upper mantle of the Pacific area", édité par
L. Knopoff et al., Geophys. Monogr. 12, A.G.U. Washington, D.C.,
320.341.
- WOLLARD G.P. (1969)
Regional variations in gravity,
Dans "The Earth's crust and upper mantle" édité par Hart P.J.,
Geophys. Monogr. 13, A.G.U., Washington D.C.

- YOSHII T. (1973)
Upper mantle structure beneath the north Pacific and the marginal seas.
J. Phys. Earth. 21, p 313,328.
- YOSHII T., KONO Y., ITO K. (1976)
Thickening of The Oceanic Lithosphere.
"The Geophysics of the Pacific Ocean Basin and its margins".
Geophysical Monograph 19, p 423.

Dernière page d'une thèse

VU

Grenoble, le 2 juin 1980

φ. Le Président de la thèse


G. PERRIER

Vu, et permis d'imprimer,

Grenoble, le 13 JUN 1980

Le Président de l'Université
Scientifique et Médicale





D. B. CAU