



HAL
open science

Caractérisation des coefficients de transfert de chaleur et de masse d'un mortier de béton et d'un sol

Philippe Belleudy

► **To cite this version:**

Philippe Belleudy. Caractérisation des coefficients de transfert de chaleur et de masse d'un mortier de béton et d'un sol. Mécanique [physics.med-ph]. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 1981. Français. NNT: . tel-00688095

HAL Id: tel-00688095

<https://theses.hal.science/tel-00688095>

Submitted on 16 Apr 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.

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE

ET

L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE
DE GRENOBLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR - INGÉNIEUR

par

Philippe BELLEUDY

Ingénieur E. N. S. H. G.

S U J E T

**Caractérisation des coefficients
de transfert de chaleur et de masse
d'un mortier de béton et d'un sol**

Soutenue le 28 Septembre 1981 devant la Commission d'Examen

M. P. BOIS	Président
M. P. EURIN	Rapporteur
M. J.-P. BARDON	
M. J.-L. MERCIER	Examineurs
M. G. VACHAUD	

" DE BETUN N'I'A PROUN "

graffiti - vallée du CIANS

AVANT - PROPOS

Les recherches qui font l'objet de ce mémoire ont été effectuées au sein du Groupe Hydrologie de l'Institut de Mécanique de Grenoble dans le cadre de la Convention 78.7.0912 au titre de l'action "Comportements Mécaniques et Thermiques des Structures des Bâtiments", passée entre le C.N.R.S. et la D.G.R.S.T. d'une part, le C.S.T.B. et l'I.M.G. d'autre part.

Messieurs les membres du jury m'ont fait l'honneur de s'intéresser à mon travail. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma profonde gratitude.

J'ai trouvé dans le groupe des conseils, des encouragements, une atmosphère de travail enrichissante mais aussi diverses choses difficiles à exprimer de manière académique. Chacun reconnaîtra sa contribution et saura prendre la part de remerciements que je lui destine.

S O M M A I R E

	<u>Pages</u>
INTRODUCTION	1
<u>CHAPITRE I</u> - GENERALITES SUR LES TRANSFERTS EN MILIEUX POREUX	3
<u>I.1.</u> Définitions et hypothèses	3
<u>I.2.</u> Transferts de masse	6
I.2.1. Eau liquide	6
I.2.2. Vapeur d'eau	7
I.2.3. Flux total d'eau	8
I.2.4. Evolution avec la température	8
I.2.5. Caractérisation hydrodynamique d'un milieu poreux .	9
<u>I.3.</u> Transferts de chaleur	11
I.3.1. Coefficients de transfert thermique	11
I.3.2. Méthodes de mesure	13
1. Cahier des charges	
2. Choix des méthodes transitoires	
<u>CHAPITRE II</u> - MESURE DES COEFFICIENTS DE TRANSFERT DE MASSE ISOTHERME DANS LE MORTIER DE CIMENT	15
<u>II.1.</u> Description du milieu poreux particulier	15
II.1.1. Composition	15
II.1.2. Inertie de la matrice	15
II.1.3. Etats de référence, densité, porosité	16
II.1.4. Caractères spécifiques du matériau mortier de ciment	17
<u>II.2.</u> Relation potentiel - teneur en eau	18
<u>II.3.</u> Relation diffusivité - teneur en eau	19
II.3.1. Dispositif expérimental	19
II.3.2. Mesure des teneurs en eau par gammamétrie	21
II.3.3. Résultats	24
1. Comptages initiaux	
2. Evolution de la teneur en eau et profils hydriques	
3. Détermination de la diffusivité	
II.3.4. Critiques et limites de l'expérience	31
1. Commentaires sur la valeur de la diffusivité	
2. Evolution avec la température	
<u>II.4.</u> La métrologie des milieux poreux fins	32

<u>CHAPITRE III</u> - MESURE DES PROPRIETES THERMIQUES PAR SONDE BITIGE	35
<u>III.1.</u> Introduction	35
<u>III.2.</u> Exposé de la méthode	35
III.2.1. Description du dispositif de mesure	35
III.2.2. Mise en équations	36
1. Source infiniment longue, infiniment fine	
2. Source infiniment fine de longueur $2l$	
3. Source de rayon a , de longueur $2l$	
III.2.3. Plan de recherche	42
III.2.4. Réduction des simplifications	42
III.2.5. Méthode de détermination de α et λ	44
III.2.6. Choix entre les deux formes analytiques	49
III.2.7. Conditions d'exploitation de la méthode	51
1. Nombre de points nécessaires à l'optimisation	
2. Choix des points où sera faite l'optimisation	
3. Rayon d'action	
4. Puissance de chauffe	
<u>III.3.</u> Essais	58
III.3.1. Sol fin	58
1. Présentation du matériau	
2. Expérience réalisée	
3. Mise en place de la sonde	
4. Résultats	
III.3.2. Mortier de ciment	66
1. Essai	
2. Comparaison avec d'autres déterminations	
III.3.3. Développements	68
1. Méthode graphique de dépouillement	
2. Application à la mesure de la teneur en eau	
CONCLUSION	73
BIBLIOGRAPHIE	77
ANNEXE I	83
ANNEXE II	88

PRINCIPALES NOTATIONS UTILISEES

n	porosité	—
w	teneur en eau pondérale	—
θ	teneur en eau volumique	—
S	degré de saturation	—
h	pression de l'eau liquide exprimée en hauteur d'eau	L
H	charge hydraulique	L
T	température	K
σ	tension superficielle de l'eau par rapport à l'air	$M.T^{-2}$
q_l	débit massique d'eau liquide par u. de surface	$M.L^{-2}.T^{-1}$
q_v	débit massique de vapeur d'eau par u. de surface	$ML^{-2}.T^{-1}$
J_l	débit volumique d'eau liquide par u. de surface	$L.T^{-1}$
J_v	débit volumique de vapeur d'eau par u. de surface	LT^{-1}
$D_{\theta l}$	coefficient de diffusivité isotherme de l'eau liquide sous l'effet d'un gradient de teneur en eau	$L^2.T^{-1}$
D_{Tl}	coefficient de diffusivité de l'eau liquide sous l'effet d'un gradient de température	$L^2.T^{-1}.K^{-1}$
$D_{\theta v}$	homologues de $D_{\theta l}$ et D_{Tl} pour la vapeur d'eau	$L^2.T^{-1}.K^{-1}$
D_{θ}	= $D_{\theta l} + D_{\theta v}$. diffusivité isotherme sous l'effet d'un gradient de teneur en eau	$L^2.T^{-1}$
D_T	= $D_{Tl} + D_{Tv}$: coefficient de thermomigration	$L^2.T^{-1}.K^{-1}$
D_{va}	coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air	$L^2.T^{-1}$
ρ_l	masse volumique de l'eau liquide	$M.L^{-3}$
ρ_v	masse volumique de la vapeur d'eau	$M.L^{-3}$
H_r	humidité relative	—
λ^*	conductivité thermique pure	} $MLT^{-3}.K^{-1}$
λ	conductivité apparente	
C	capacité calorifique volumique	$ML^{-1}.T^{-2}.K^{-1}$ (usi : $J/m^3.K$)
α	diffusivité thermique	$L^2.T^{-1}$
L	chaleur latente de vaporisation	$L^2.T^{-2}$
<u>Sonde à choc</u>		
Q	puissance de l'élément chauffant par unité de longueur	MLT^{-3}
a	rayon de l'élément chauffant	L
r	distance du thermocouple à l'élément chauffant	L
l	1/2 longueur de l'élément chauffant	L

INTRODUCTION

L'humidité dans les murs aggrave les pertes thermiques dans les bâtiments. La présence d'eau est due soit à des remontées capillaires du sol soit à une infiltration de façade en présence d'une pluie battante.

Le matériau qui constitue la structure, et l'enduit poreux que l'on applique sur la surface extérieure des murs sont alors le siège de phénomènes physiques très divers et couplés : infiltration capillaire de liquide, vaporisation de cette eau, diffusion de vapeur puis condensation en un autre point, conduction thermique, transport d'énergie sous forme de chaleur sensible ou de chaleur latente

C'est pourquoi une approche physique et non plus empirique de l'étude des matériaux poreux de construction constitue une priorité pour l'amélioration des connaissances concernant l'isolation des bâtiments.

Nous tentons dans ce travail une application aux matériaux de construction des méthodes classiques développées pour l'étude des sols. C'est-à-dire une validation des hypothèses et une adaptation des moyens de mesure dans une autre gamme de matériaux a priori plus compacts, de porosité plus faible et plus fine.

L'étude sera menée sur un matériau type, a priori bien défini par des normes et facilement reproductible, homogène macroscopiquement, c'est-à-dire au delà d'un volume représentatif relativement faible.

Elle portera sur un mortier de ciment. Celui-ci est en effet présent dans un béton où il enrobe les gros granulats ; d'autre part, son utilisation est envisagée dans l'isolation thermique des parois sous forme de crépi extérieur ou au sein de revêtements multicouches plus complexes, en particulier dans la rénovation de bâtiments anciens.

Dans la définition d'un éventail de moyens de mesure adaptés à ce genre de matériaux, nous serons amenés à présenter la mise au point d'un appareil original de mesure des propriétés conductrices, son application dans divers milieux poreux et son développement vers une nouvelle méthode de mesure de la teneur en eau.

CHAPITRE I

GENERALITES SUR LES TRANSFERTS EN MILIEU POREUX

Deux approches décrivent les transferts de masse et de chaleur en milieu poreux .

CARY et TAYLOR (6) ont proposé une résolution des phénomènes par la thermodynamique des processus irréversibles (TPI) :

On considère a priori que le flux local d'une grandeur extensive eau liquide, vapeur ou énergie, est fonction de toutes les "forces" susceptibles de se développer dans le système. En TPI "linéaire" :

$$J_i = \sum_j L_{ij} X_j$$

Un point de vue plus physique, et qui n'est pas incompatible avec la TPI, est dû à PHILIP et DE VRIES (34) :

Là aussi on sépare le flux total d'humidité en deux flux :

- le flux d'eau liquide proportionnel à un gradient de charge hydraulique
- le flux de vapeur d'eau qui suit la loi de diffusion des gaz de Fick.

Le transport d'énergie est dû à la conduction pure (loi de Fourier) et au transport de masse : convection ou transport de chaleur sensible et transport de chaleur latente lié au mouvement de vapeur d'eau.

Nous présentons ce chapitre comme une base de départ qui nous permettra de dégager de l'ensemble des transferts les mécanismes les plus efficaces et de cerner le problème de la caractérisation d'un milieu poreux.

1 - Définitions et hypothèses

Celles-ci sont maintenant classiques en physique des sols ; nous avons cependant la prétention de croire que notre travail intéressera le professionnel du bâtiment notamment, c'est pourquoi nous avons jugé utile de les rappeler.

Le milieu considéré est constitué de trois phases (fig.1) :

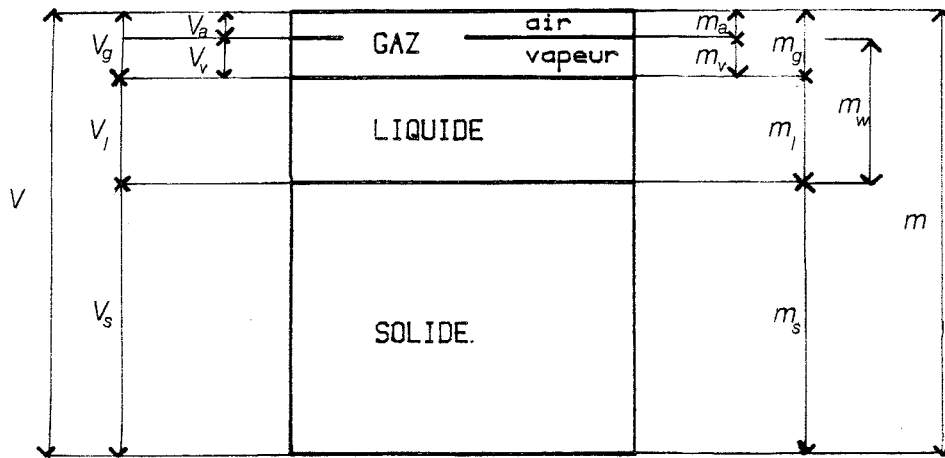


figure 1 - Représentation schématique d'un milieu poreux non saturé -

- une matrice solide poreuse, homogène et isotrope, indéformable et inerte chimiquement,
- de l'eau pure sous forme liquide,
- de l'air contenant de la vapeur d'eau. Cette phase gazeuse est à la pression atmosphérique.

Enfin, il existe en tout point un équilibre permanent, mais strictement local, entre l'eau liquide et la vapeur.

A une échelle macroscopique, c'est-à-dire en considérant un volume suffisamment grand (cf. GAUDET -18), l'état hydrique du milieu peut être décrit par les notions suivantes :

- la porosité

$$n = \frac{\text{volume des phases gazeuse et liquide}}{\text{volume total}} = \frac{V_v}{V}$$

- la teneur en eau pondérale

$$w = \frac{\text{masse d'eau}}{\text{masse de solide}} = \frac{m_l + m_v}{m_s}$$

dans bien des cas $m_v \ll m_l$, on néglige l'eau contenue sous forme vapeur.

- la teneur en eau volumique

C'est le rapport du volume équivalent d'eau liquide au volume total..

Avec la remarque précédente :

$$\theta = \theta_l = \frac{V_l}{V}$$

Notons toutefois que si la quantité d'eau sous forme de vapeur est négligeable dans le matériau, la contribution de cette phase gazeuse au transfert d'eau pourra être importante, en particulier aux basses teneurs en eau où cette phase gazeuse est continue.

Le milieu est dit saturé quand $\theta = \theta_{sat.} = n = \text{porosité}$.

On notera :

$$S = \text{degré de saturation} = \frac{\theta}{\theta_{sat.}}$$

- la pression de l'eau liquide du sol - h - sera exprimée en hauteur d'eau et rapportée à la pression atmosphérique

$$h = \frac{p_l - p_a}{\rho_l \cdot g}$$

où	p_l	est la pression absolue de l'eau	$M L^{-1} T^{-2}$
	p_a	est la pression atmosphérique	$M L^{-1} T^{-2}$
	ρ_l	est la masse volumique de l'eau liquide	$M L^{-3}$
	g	est l'accélération de la pesanteur	$L T^{-2}$

Cette pression interstitielle, négative dans la zone non saturée, représente la quantité d'énergie à dépenser contre les différentes forces de rétention de l'eau dans le milieu :

- la capillarité,
- les forces de Van der Waals,
- l'attraction moléculaire,
- les liaisons chimiques

- la charge hydraulique exprime le potentiel total par unité de poids :

$$H = h - z$$

où z est la cote du point considéré

L'axe des z est orienté positivement vers le bas.

Les deux grandeurs fondamentales que nous venons de définir, teneur en eau θ et pression h sont liées par une équation d'état, ici en conditions isothermes $h = h_T(\theta)$ que l'on peut appeler "isotherme de sorption". Cette relation n'est pas univoque, elle est affectée de phénomènes d'hystérésis importants (THONY - 43)

$h_T(\theta)$ est bien entendu différente à un autre niveau de température.

Quand les forces de liaison sont essentiellement capillaires, PHILIP et DE VRIES (34) montrent que l'on a :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{d\sigma}{dT} \cdot \rho$$

où σ est la tension superficielle de l'eau liquide par rapport à l'air.

2 - Transferts de masse

La loi de Darcy généralisée et l'extension de la loi de Fick aux milieux poreux sont maintenant classiques (2,3,8,18,19,32,34,40..) pour décrire respectivement les transferts de liquide et de vapeur d'eau.

2.1. Eau liquide

Le débit volumique unitaire, plus couramment appelé flux, d'eau liquide est proportionnel au gradient de charge hydraulique :

Loi de Darcy généralisée :
$$\vec{J}_\rho = \frac{q_\rho}{\rho_l} = -K(\theta) \text{grad } H$$

q_1 $K(\theta)$ H	est le débit massique par unité de surface est la conductivité hydraulique est la charge hydraulique, exprimée en hauteur d'eau ($H=h-z$)
-----------------------------	---

$$\vec{J}_\rho = -K \text{grad}(h-z) = -\left(K \frac{\partial h}{\partial \theta}\right) \text{grad} \theta - \left(K \frac{\partial h}{\partial T}\right) \text{grad} T + K \text{grad} z$$

Soit :
$$\vec{J}_\rho = -D_{\theta\rho} \text{grad} \theta - D_{T\rho} \text{grad} T + K \text{grad} z$$

$D_{\theta\rho}$ est le coefficient de diffusivité isotherme de l'eau liquide sous l'effet d'un gradient de teneur en eau $-L^2 T^{-1}$.

$D_{T\rho}$ est le coefficient de diffusivité de l'eau liquide sous l'effet d'un gradient de température $-L^2 T^{-1} K^{-1}$.

2.2. Vapeur d'eau

La loi de Fick décrit la diffusion de vapeur d'eau dans l'air :

$$q_v = -D_{va} \text{grad } p_v$$

q_v est le débit massique unitaire de vapeur d'eau

D_{va} est la diffusivité de la vapeur d'eau dans l'air

Le milieu de la diffusion n'est pas l'espace libre, mais un milieu poreux non saturé, on introduit :

- un facteur de tortuosité α

- la teneur volumique en gaz du sol $a = n - \theta$

$$k = \frac{p}{p - p_v}$$

où

p est la pression totale de la phase gazeuse
($= p_{atm.}$)
 p_v est la pression partielle de vapeur d'eau
au point considéré.

Le débit massique devient :

$$q_v = -D_{va} \cdot k \cdot \alpha \cdot a \cdot \text{grad } p_v$$

Soit, en équivalent volumique de liquide :

$$j_v = \frac{\rho_v}{\rho_l} \cdot \frac{q_v}{\rho_v} = -D_{va} \frac{1}{\rho_l} \cdot k \alpha a \text{grad } p_v \quad \text{: (I-1)}$$

avec :

$$\text{grad } p_v = \frac{\partial p_v}{\partial \theta} \text{grad } \theta + \frac{\partial p_v}{\partial T} \text{grad } T$$

La relation de Kelvin lie la pression de l'eau à l'humidité relative :

$$h = \frac{RT}{gM} \ln H_r$$

$$\text{avec } H_r = \frac{p_v}{p_{vs}} \quad = \text{humidité relative}$$

R = constante des gaz parfaits

gM = poids molaire de l'eau

On a donc, avec l'hypothèse $\frac{\partial p_{vs}}{\partial \theta} = 0$:

$$\text{grad } p_v = \rho_{vs} \frac{\partial H_v}{\partial \theta} \text{ grad } \theta + \left(H_v \frac{\partial \rho_{vs}}{\partial T} + \rho_{vs} \frac{\partial H_v}{\partial T} \right) \text{ grad } T$$

Remarquons que l'hypothèse que font PHILIP et DE VRIES (34) et que reprend SOPHOCLEOUS (54), soit : $\frac{\partial H_v}{\partial T} = 0$, peut être remise en cause pour des matériaux de porosité fine et dans le domaine des faibles teneurs en eau (cf. PERSON 32).

(I-1) s'écrit finalement :

$$\dot{J}_v = -D_{\theta v} \text{ grad } \theta - D_{Tv} \text{ grad } T \quad \text{: (I-2)}$$

où

$$D_{\theta v} = D_{va} \frac{\rho_v}{\rho_l} k \alpha a \frac{\partial \pi}{RT} \frac{\partial h}{\partial \theta}$$

$$D_{Tv} = D_{va} \frac{1}{\rho_l} k \alpha a \frac{\partial \rho_v}{\partial T}$$

$D_{\theta v}$ et D_{Tv} sont les coefficients de diffusion de vapeur d'eau respectivement sous l'effet d'un gradient de teneur en eau liquide et sous l'effet d'un gradient de température.

2.3. Flux total d'eau

Nous retrouvons donc la formule de PHILIP et DE VRIES :

$$\dot{J} = \dot{J}_l + \dot{J}_v = - (D_{\theta l} + D_{\theta v}) \text{ grad } \theta - (D_{Tl} + D_{Tv}) \text{ grad } T + K \text{ grad } z$$

$$\dot{J} = -D_{\theta} \text{ grad } \theta - D_T \text{ grad } T + K \text{ grad } z \quad \text{: (I-3)}$$

Si l'on fait abstraction du potentiel gravitaire, cette équation est strictement diffusive.

- D_{θ} est un coefficient global appelé diffusivité isotherme sous l'effet d'un gradient de teneur en eau liquide
- D_T est un coefficient de thermomigration, qui traduit le transport de masse sous l'effet d'un gradient de température.

2.4. Evolution avec la température

On notera que les formes des coefficients de transfert isotherme que nous venons d'exposer sont suffisamment explicites pour permettre l'étude de leur variation avec la température.

a) Phase liquide $D_l = \kappa(\theta) \cdot \frac{dh}{d\theta}$

CARY (6) montre des variations de $\kappa(\theta)$ en fonction du niveau de température comme l'inverse de la viscosité de l'eau liquide.

Le transport en phase liquide a lieu essentiellement aux fortes humidités ; ce sont alors des forces capillaires qui retiennent l'eau dans le sol et on aura :

$$\frac{\partial}{\partial T} \left(\frac{dh}{d\theta} \right) = \frac{d}{d\theta} \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right) = \frac{d}{d\theta} \left(\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dT} \cdot h \right) = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{dT} \frac{dh}{d\theta}$$

b) Phase vapeur

$$D_v = D_{va} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l} \right) k \cdot a \cdot \frac{\partial \pi}{RT} \cdot \frac{dh}{d\theta}$$

HAMBURGER (19) donne un ordre de grandeur du coefficient de température moyen de 1 % / °C pour D_{va} entre 0° et 42°C.

L'équation des gaz parfaits permet d'accéder aux variations de ρ_v et de k avec la température.

Enfin, nous avons déjà mentionné les variations de h , donc de $\frac{\partial h}{\partial \theta}$ avec la température.

Le comportement de D_v avec la température peut être déduit de ces considérations.

2.5. Caractérisation d'un milieu poreux

Après ce bref rappel théorique, nous pouvons cerner les propriétés essentielles qui caractérisent le milieu poreux : la porosité qui décrit sa texture, la relation pression - teneur en eau $h(\theta)$, la conductivité hydraulique $\kappa(\theta)$ ou bien la diffusivité hydraulique isotherme $D_\theta(\theta)$.

En effet, si l'on excepte certains cas particuliers, le transport d'eau sous l'effet d'un gradient d'humidité est largement plus important que la thermomigration.

2.5.1. Porosité

Elle est dans certains cas déterminée à l'aide d'un porosimètre à mercure. Cette technique consiste à injecter du mercure sous pression dans un échantillon. Les essais sur la terre cuite et le mortier réalisés par FOURRES, PERRIN et JAVELAS

(16) montrent que l'appareil n'est pas adapté à l'étude de tels matériaux : une quantité importante de pores n'est pas dans le domaine accessible par le porosimètre (rayon de pore compris entre 75 \AA et 75μ).

A défaut d'une répartition détaillée des pores en fonction de leur rayon, nous déterminons la porosité totale n par différence de masses entre états saturé et sec.

2.5.2. Isotherme de sorption

Deux méthodes permettent de déterminer la relation $h(\theta)$.

a) Utilisation de tensiomètres qui mesurent la pression de l'eau dans le sol à partir de l'équilibre de celle-ci avec l'eau contenue dans une bougie poreuse. La teneur en eau est mesurée simultanément par diffusion neutronique, gammamétrie ou gravimétrie.

b) Solutions salines. Cette méthode utilise la relation de Kelvin déjà évoquée (§ I-2.2). Celle-ci lie la pression de l'eau dans le sol à l'humidité relative de la phase gazeuse :

$$h = \frac{RT}{g\pi} \ln H_r$$

Si on place un échantillon de milieu poreux dans une atmosphère confinée, à une température et une humidité relative fixées, à l'équilibre la pression de l'eau dans le milieu poreux sera celle définie par la relation de Kelvin.

La teneur en eau est déterminée par pesée.

2.5.3. Diffusivité hydraulique isotherme

Plusieurs auteurs ont montré (2,26,21,48) et l'expérience a confirmé, que les effets gravitaires sont négligeables dans le genre de matériaux que nous étudions. La relation phénoménologique (I-3) qui lie les gradients de teneur en eau et de température à la densité de flux de masse se réduit en conditions isothermes à :

$$J = -D_\theta(\theta) \text{ grad } \theta$$

Supposons que l'on provoque un écoulement monodirectionnel dans un matériau initialement à une teneur en eau uniforme θ_0 . Au temps t :

$$\text{grad } \theta = \frac{\partial \theta}{\partial z}$$

est l'inverse de la pente du profil hydrique,

courbe isochrone, $z_t(\theta)$ pour la teneur en eau θ .
 . J est le débit par unité de surface à la cote $z(\theta)$

Posons l'équation de continuité en écoulement unidirectionnel :

$$\frac{\partial J}{\partial z} = - \frac{\partial \theta}{\partial t}$$

En intégrant entre $\theta = \theta_0$ tel que $J=0$ et $\theta = \theta(z)$

$$J = \frac{\partial}{\partial t} \int_{\theta_0}^{\theta(z)} z(\theta) \cdot d\theta$$

Une corrélation entre plusieurs couples $(J, \frac{\partial \theta}{\partial z})$ donne :

$$J_{\theta}(\theta) = \frac{J}{(\partial \theta / \partial z)}$$

La mesure de θ_0 en régime transitoire exige donc le suivi de l'évolution de $\theta(z,t)$ par une méthode non destructive, répétitive et précise.

3 - Transferts de chaleur

3.1. Coefficients de transfert thermique

L'équation de la chaleur, qui résulte du premier principe de la thermodynamique, s'écrit en milieu poreux :

$$(I-4) : \quad C \frac{\partial T}{\partial t} = \underbrace{\text{div}(\lambda^* \text{grad} T)}_A - \underbrace{\text{div}(L \rho_p J_v)}_B - \underbrace{C_p J_e \text{grad} T}_C$$

\downarrow \downarrow \downarrow
 variation de stock apport conductif transport de chaleur latente transport de chaleur sensible

(Si l'on assimile la teneur en eau totale à la seule teneur en eau liquide).

- . C est la capacité calorifique volumique du milieu poreux $= \rho \cdot c_p$
(unité si : $J/m^3.K$)
- . λ^* est le coefficient de conduction pure (usi = $W/m.K$) qui lie le flux de chaleur en un point au gradient de température (loi de Fourier)

- . L est la chaleur latente de changement de phase et le terme B représente le transport d'énergie induit par le mouvement de vapeur.
- . C_l est la capacité calorifique volumique de l'eau liquide.

Divers auteurs (11,12) ont montré que le transfert de chaleur sensible était négligeable devant le transfert de chaleur latente - $C \ll B$ - a fortiori devant le transfert conductif.

(I-4) devient donc en introduisant (I-2) :

$$C \frac{\partial T}{\partial t} = \text{div}[(\lambda^* + L \rho_l D_{Tv}) \text{grad} T] + \text{div}(\rho_l L D_{ov} \text{grad} \theta) \quad : (I-5)$$

$\lambda = (\lambda^* + L \rho_l D_{Tv})$ est la conductivité apparente du milieu poreux (32). Il ne sera pas possible, ni utile, de distinguer expérimentalement λ^* et λ .

Pour plus de simplicité, nous nommerons par la suite conductivité thermique le coefficient λ .

Nous noterons aussi $\alpha = \frac{\lambda}{C}$, - $L^2 T^{-1}$ - la diffusivité thermique.

La signification de C et λ dans un milieu poreux hétérogène mais considéré à une échelle macroscopique, demande quelques détails :

a) Capacité Calorifique

Du fait de l'additivité des enthalpies, C est la somme des capacités calorifiques volumiques des différents composants du milieu poreux. Soit :

$$C = C_s + \theta C_l + (n - \theta) C_a \quad : (I.6)$$

C_s est la capacité calorifique volumique du milieu sec

C_l est la capacité calorifique volumique de l'eau liquide = $4.18 \times 10^6 \text{ J/m}^3 \cdot \text{K}$

C_a est la capacité calorifique volumique de l'air = $1.25 \times 10^3 \text{ J/m}^3 \cdot \text{K}$ à 10°C

La contribution de l'air à C peut être négligée ($C_a \ll C_l$ et C_s)

b) Conductivité thermique

Elle dépend bien entendu de la conductivité thermique λ_i et de la fraction volumique α_i de chaque constituant. Une théorie, due à BURGER et développée par de VRIES (10) justifie, après une schématisation du milieu poreux, l'approximation suivante :

$$\lambda = \frac{\sum_i k_i x_i d_i}{\sum_i k_i x_i}$$

k_i exprime en particulier la qualité du contact entre les "grains" des différents constituants.

La conductivité de la vapeur prend en compte le transport de chaleur latente. λ dépend essentiellement de la teneur en eau dans le milieu poreux.

3.2. Méthode de mesure des coefficients de transfert thermique

3.2.1. Cahier des charges

Les propriétés mêmes du matériau que nous voulons étudier : le milieu poreux, éventuellement compact, et les conditions d'exploitation recherchées : étude ponctuelle et instantanée des propriétés thermiques nous guiderons dans la définition de la méthode de mesure à retenir.

La mesure ne devra pas modifier l'état du milieu, ni par sa durée, ni par les quantités de chaleur mises en jeu. Elle doit être possible dans des géométries limitées : dans un échantillon de dimensions réduites ou en présence de fronts d'humidité raides. Elle doit être enfin complète, un éventuel suivi de l'évolution des propriétés du matériau nous impose une mesure simultanée des différents coefficients.

3.2.2. Choix des méthodes transitoires

La démarche généralement choisie qui consiste à mesurer séparément la conductivité en régime thermique permanent et la capacité par une méthode calorimétrique ne répond pas à la dernière condition que nous avons énoncée.

D'autres arguments écartent définitivement les régimes permanents : S'ils paraissent a priori plus simples, ils le sont dans leur théorie mais assurément pas dans leur application pratique. Ils nécessitent en effet des complications fort gênantes des dispositifs de chauffage et de garde et des temps d'opération fort longs, prohibitifs dans l'étude des milieux poreux humides.

Les méthodes dites de régime transitoire sont plus récentes, elles sont basées sur l'observation d'un signal thermique, résultant d'une rupture d'équilibre, en fonction du temps.

Les signaux que MARTINET (29) qualifie d'"imposés" permettent la détermination des deux "constantes" thermiques λ et α . On fixe dans ce cas la quan-

tité d'énergie qui pénètre dans le matériau et on enregistre l'évolution de température provoquée.

Le régime transitoire permet quelquefois de prendre en compte ou d'évaluer les déperditions parasites (21,24,29) ou dans certains cas de les négliger : si l'on exploite le signal avant qu'il ait atteint les limites de l'éprouvette, par exemple.

Malgré les nombreux avantages qu'elles présentent sur les méthodes permanentes, les méthodes thermiques transitoires ont été longtemps repoussées à cause de la complexité de leur formulation et, jusque récemment, seul les cas simples ou simplifiés, présentant par exemple une asymptote "sympathique", ont été exploités (21,24,29,47,52)

L'évolution et la généralisation de moyens de calcul puissants ne doit pas systématiquement effacer des moyens d'exploitation plus rustiques mais permettent d'étendre l'application des régimes transitoires à la plupart des problèmes posés.

3.2.3. Procédure suivie

La mesure que nous ferons des coefficients de transfert thermocinétiques reposera sur une forme simplifiée de l'équation (I-5). Nous supposons que la teneur en eau est uniforme et que les paramètres λ et α ne dépendent pas de T .

(I-5) s'écrit alors :

$$\nabla^2 T = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{\partial T}{\partial t}$$

, λ et α s'obtiennent à partir de l'analyse du signal de température consécutif à un choc thermique dans le milieu.

CHAPITRE II
MESURE DES COEFFICIENTS DE TRANSFERT DE MASSE ISOTHERME
DANS UN MORTIER DE CIMENT

1 - Description du milieu poreux particulier

1.1. Composition

Le matériau utilisé est un "mortier normal" défini par la norme NF P 15-403 reproduite en annexe, composé en masse d'un part de liant (CPA 500 Lafarge), de trois parties de "sable normal" et d'une demi partie d'eau.

1.2. Inertie de la matrice

Le caractère artificiel du matériau est responsable de phénomènes inhabituels avec les milieux poreux classiques.

a) Durcissement

La théorie de l'hydraulicité, due à LE CHATELIER traite des phénomènes de prise et de durcissement des éléments actifs que sont dans un mortier de ciment ou un béton les liants hydrauliques, ciments et l'eau.

Un liant hydraulique est un système chimique de composés anhydres, instables en présence de l'eau : silicates bi et tricalciques, aluminates mono et tricalciques et sulfate de calcium. La réaction avec l'eau de ces composés anhydres donne un système de composés hydratés : hydrate de chaux ou portlandite Ca(OH)_2 , silicates de calcium hydratés ou tobermorite $3\text{CaO}, 2\text{SiO}_2, 3\text{H}_2\text{O}$, et aluminates calciques hydratés.

En présence d'une quantité d'eau insuffisante pour les dissoudre entièrement, les composés anhydres se dissolvent jusqu'à saturation. La cristallisation spontanée de cette solution sursaturée constitue un début de prise et permet la dissolution d'une nouvelle quantité de produits anhydres. Ainsi de suite, dissolution de composés anhydres et cristallisation des composés hydratés continuent simultanément jusqu'à la transformation totale du système anhydre en système hydraté, s'il y a assez d'eau .

A cette transformation correspond le durcissement progressif du liant, résultant du feutrage et de la soudure des fines aiguilles cristallines que constituent les cristaux. On comprend donc que les propriétés mécaniques et pour ce qui nous concerne, que la porosité du mortier, ne seront "stabilisées" qu'à la fin de cette hydratation, soit au bout de 28 jours si le matériau est conservé en atmosphère saturée ou en immersion. Cette durée est normalisée, elle est confirmée en ce qui concerne les propriétés de porosité par HANCOX (22) , HUGES (23) et MURATA (30) .

b) Carbonatation (50)

Le mortier est alors le siège d'une deuxième réaction chimique avec le gaz carbonique de l'air ambiant. Celui-ci agit sur les produits hydratés, portlandite et tobermorite en particulier : par exemple, carbonatation de la portlandite :



Retenons que cette réaction provoque une modification des propriétés des bétons et mortiers, en particulier de la porosité, et qu'elle s'accompagne généralement d'un gain de poids. Le dioxyde de carbone provenant de l'air ambiant, sa pénétration à l'intérieur du matériau est très lente. La carbonatation est donc une réaction "de surface" et ses effets ne seront sensibles que pour des éprouvettes ayant un fort rapport surface/volume. La vitesse de pénétration d'un front de carbonatation est très lente, il faut par exemple une année environ pour affecter les 5 premiers millimètres, 100 ans pour les 5 premiers centimètres.

1.3. Etats de référence, densité et porosité

La distinction entre eau libre, que l'on peut enlever facilement, et eau liée, qui fait partie du matériau et que l'on ne peut pas éliminer est plus tranchée dans les sols que dans le mortier. Dans notre cas, en effet, l'eau est présente de façon continue en fonction de son énergie de liaison.

La finesse du milieu laisse présager une courbe $h(\theta)$ du type de celle que l'on rencontre avec les argiles : frange capillaire étendue, pas de palier. La distinction eau capillaire - eau adsorbée est floue. S'ajoute enfin une eau de composition chimiquement présente dans les hydrates avec une énergie de liaison encore plus forte.

1.3.1. Etat sec

Dans ce contexte, un état sec de référence sera difficile à fixer. Une teneur en eau nulle est définie comme l'état hydrique d'équilibre dans une atmos-

phère totalement sèche. C'est l'asymptote de la courbe $h(\theta)$ quand le potentiel devient infini en valeur absolue.

Une atmosphère en équilibre avec un corps desséchant, solution d'acide ou gel de silice, permet d'approcher cet état. L'équilibre sera d'autant plus vite atteint que la température est élevée. Il faudra veiller cependant à ne pas détruire le matériau en ôtant l'eau liée chimiquement. Les valeurs maximales admises lors d'essais divers et que l'on trouve dans la littérature se situent au-delà de la valeur prudente de 60°C que nous adopterons.

1.3.2. Etat saturé

Celui-ci est plus facile à définir. C'est l'état initial du matériau à l'issue de la cure en atmosphère saturée définie au paragraphe 1.2 du présent chapitre.

1.3.3. Densité

Ce n'est que maintenant que l'on peut mesurer les densités sèche et saturée du mortier que nous étudions :

$$\text{Densité sèche : } d_{\text{sec}} = \frac{m_{\text{sec}}}{V} = 2.14$$

$$\text{Densité de l'éprouvette saturée : } d_{\text{sat}} = \frac{m_{\text{sat}}}{V} = 2.30$$

1.3.4. Porosité

$$n = \frac{m_{\text{sat}} - m_{\text{sec}}}{V} = d_{\text{sat}} - d_{\text{sec}} = 15.6 \%$$

L'examen de l'éprouvette fait apparaître des cavités importantes - jusqu'à 3 mm de diamètre - dues à un léger déficit dans le dosage de l'eau. L'essentiel de la porosité est cependant constitué de cavités de dimensions très réduites, inférieures au micron.

1.4. Caractères spécifiques au matériau mortier de ciment

L'étude des propriétés hydriques des matériaux de construction n'a été que peu traitée par les physiciens.

On trouve, par contre de nombreuses publications destinées aux professionnels du bâtiment et émanant de chercheurs soucieux d'établir des comparaisons entre différents matériaux mais qui ne se préoccupent guère des phénomènes mécaniques mis en jeu (22,23,28,30,35). Mais, tous insistent, et quelques expériences préliminaires les ont mises en évidence, sur certaines caractéristiques du matériau :

- Les précautions concernant l'âge et l'histoire de l'échantillon que nous avons déjà soulevées.
- La dépendance des valeurs numériques que nous obtiendrons de la composition et de la température. Rappelons à cette occasion notre but qui n'est que de fixer des ordres de grandeur et surtout d'adapter des techniques de mesure à ce genre de matériau.
- MURATA signale la quasi-impossibilité d'employer les mesures classiques de perméabilité dans un béton de densité élevée. Ce fait a été vérifié par un essai préliminaire où une différence de charge de 5 bars était imposée entre les deux faces d'une lame de 5 mm d'épaisseur saturée. Aucun écoulement mesurable n'a été constaté après une semaine.
- Considérant d'une part l'équilibre permanent liquide-vapeur à l'intérieur du matériau, d'autre part l'analogie formelle des deux transferts, d'eau liquide et de vapeur, qui obéissent à une loi de diffusion (chapitre I , § 2), et devant la difficulté de saisir séparément les deux phénomènes, BOMBERG (2.) et KIESSL et GERTIS (26') proposent de mesurer un coefficient global de transport de l'humidité, la diffusivité du matériau à la température considérée.

2 - Relation potentiel - teneur en eau - $h(\theta)$

* Les tensiomètres classiques, qui mesurent la pression de l'eau dans les sols ne sont pas utilisables ici. Ils ne permettent en effet de mesurer que des pressions supérieures à - 0.7 bars pour les meilleurs. Si le degré de saturation d'un sol est très partiel à ce niveau de pression, en présence d'une porosité très fine le matériau est encore quasiment saturé, nous sommes encore dans la frange capillaire.

* Solutions salines : Les échantillons de mortier sont placés conformément à la norme NF X 15.014 (reproduite en annexe) au-dessus de différentes solutions salines, c'est-à-dire dans une atmosphère d'humidité relative fixe et définie. L'équilibre est atteint au bout de quatre mois environ pour des échantillons de dimensions approximatives $30 \times 30 \times 10 \text{ mm}^3$.

Cette méthode est valable dans son principe et adaptée à notre matériau, mais des essais récents du même type ont montré que nos résultats, que nous ne présenterons donc pas ici, sont entachés d'une erreur relative pouvant aller jusqu'à 100 %. La carbonatation a en effet été favorisée par la grande surface spéci-

fique que nous avons choisie pour accélérer l'obtention de l'équilibre : l'évolution de la masse des éprouvettes est due non seulement à l'humidification mais aussi à la carbonatation du mortier particulièrement dans les états "intermédiaires" : VENUAT et ALEXANDRE (50) ont montré que cette carbonatation est particulièrement rapide quand l'atmosphère est proche de la demi-saturation.

Les essais doivent être menés sinon en atmosphère contrôlée, sous azote par exemple, du moins en limitant la carbonatation par réduction du nombre des pesées (où l'on renouvelle l'air de l'enceinte).

3 - Coefficient de diffusion isotherme de l'humidité - $D_{\theta}(\theta)$ -

3.1. Dispositif expérimental (figures 2)

La procédure que nous utiliserons a été introduite au § 2.5.3 du chap.I. Nous suivrons l'évolution des teneurs en eau dans différentes sections d'une éprouvette soumise à une remontée "capillaire".

L'échantillon parallélépipédique - dimensions approximatives $20 \times 5 \times 7 \text{ cm}^3$ - est initialement à la teneur en eau θ_0 uniforme et faible.

Exceptée l'extrémité inférieure, toutes les faces de l'éprouvette sont isolées hydrauliquement. Une mise à l'atmosphère est cependant ménagée au sommet pour éviter tout emprisonnement d'air.

L'expérience a été menée deux fois et l'on a fait varier la condition d'alimentation :

1. au temps $t = 0$, on applique au moyen d'une burette de Mariotte une charge nulle au pied de l'échantillon (figure 2a)
2. au temps $t = 0$, on impose une lame d'eau 1.5 cm au-dessous du pied (figure 2b). L'espace confiné situé entre la surface de l'eau et la base est donc au bout d'un certain temps saturé en vapeur d'eau mais le processus de diffusion de cette vapeur dans cet espace limite le débit d'eau arrivant à l'éprouvette.

Si l'on considère un équilibre liquide-vapeur permanent en tout point du milieu, et en particulier dès la cote $z = 0$, les deux essais reproduisent les mêmes phénomènes mécaniques, seule la vitesse du transfert sera différente.

La préparation de l'éprouvette est légèrement différente et l'on notera

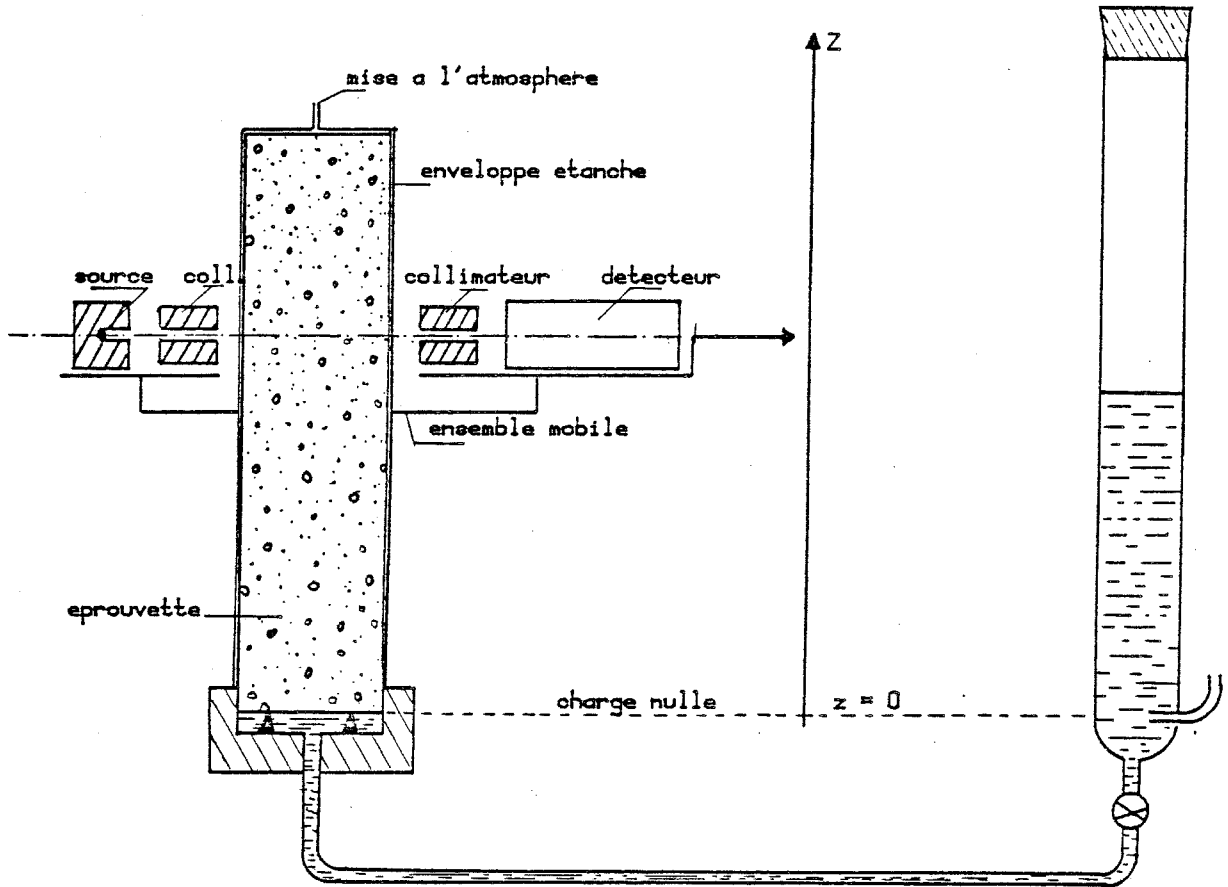


figure 2a - DISPOSITIF EXPERIMENTAL - Alimentation liquide

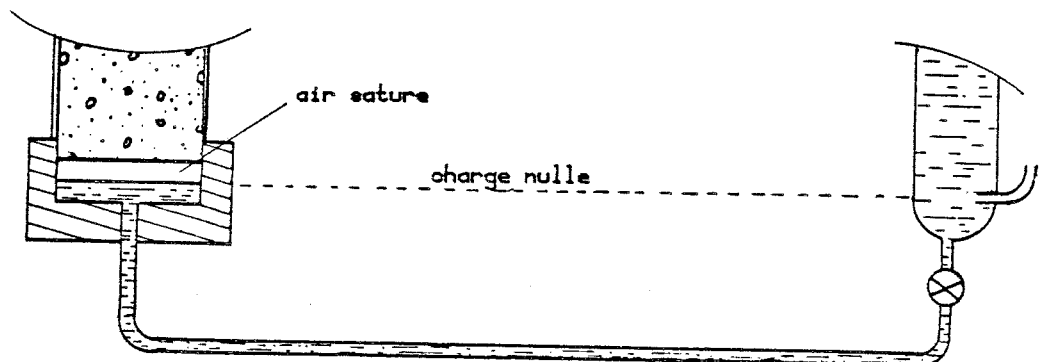


figure 2b - DISPOSITIF EXPERIMENTAL - Alimentation vapeur

sa teneur en eau initiale pour chaque essai :

- alimentation liquide (étuve 60°C sans desséchant) : $\theta_0 = 0.8 \%$
- alimentation vapeur (étuve 60°C en présence de silicagel) : $\theta_0 = 0$

Les deux essais se sont déroulés à 21° C.

L'écoulement est supposé vertical. Aux hétérogénéités près, l'humidité est uniforme dans une section considérée.

L'évolution des teneurs en eau est suivie par détermination de l'absorption d'une émission radioactive γ , à l'aide d'un ensemble mobile source-détecteur permettant d'effectuer des mesures dans différentes sections et à différents temps.

3.2. Mesure des teneurs en eau par gammamétrie

L'absorption d'un rayonnement γ n'a été utilisé que récemment pour les matériaux de construction (2,26,31,48); elle est pour les sols d'utilisation courante. Le principe de la mesure est longuement décrit par VACHAUD (44) et THONY (43) ; il repose sur l'utilisation de :

- une source radioactive (Americium 241)
- un ensemble de collimation,
- un détecteur amplificateur, comprenant notamment un discriminateur sélecteur d'amplitude qui permet d'éliminer les impulsions des photons diffusés,
- un ensemble de comptage qui additionne les impulsions reçues pendant un temps présélectionné.

3.2.1. Relation comptages - teneur en eau

Si N_0 et N sont les taux de comptage mesurés à deux instants, pour des teneurs en eau θ_0 et θ dans une section donnée, l'écart de teneur en eau sera :

$$\Delta\theta = \theta - \theta_0 = \frac{1}{\mu_w \rho_l l} \cdot \ln \left(\frac{N_0}{N} \cdot \frac{1 - N\tau}{1 - N_0\tau} \right) \quad : (II.1)$$

si l'on utilise une source de rayonnement monoénergétique.

μ_w est le coefficient d'absorption massique de l'eau pour l'énergie des photons considérée - $\mu = 0.2007 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$

ρ_l est la masse volumique de l'eau

l est l'épaisseur de l'éprouvette

τ est le temps de résolution, temps minimum qui sépare l'enregistrement de deux impulsions sur l'échelle de comptage $\tau = 3.2 \times 10^{-6} \text{ s}$

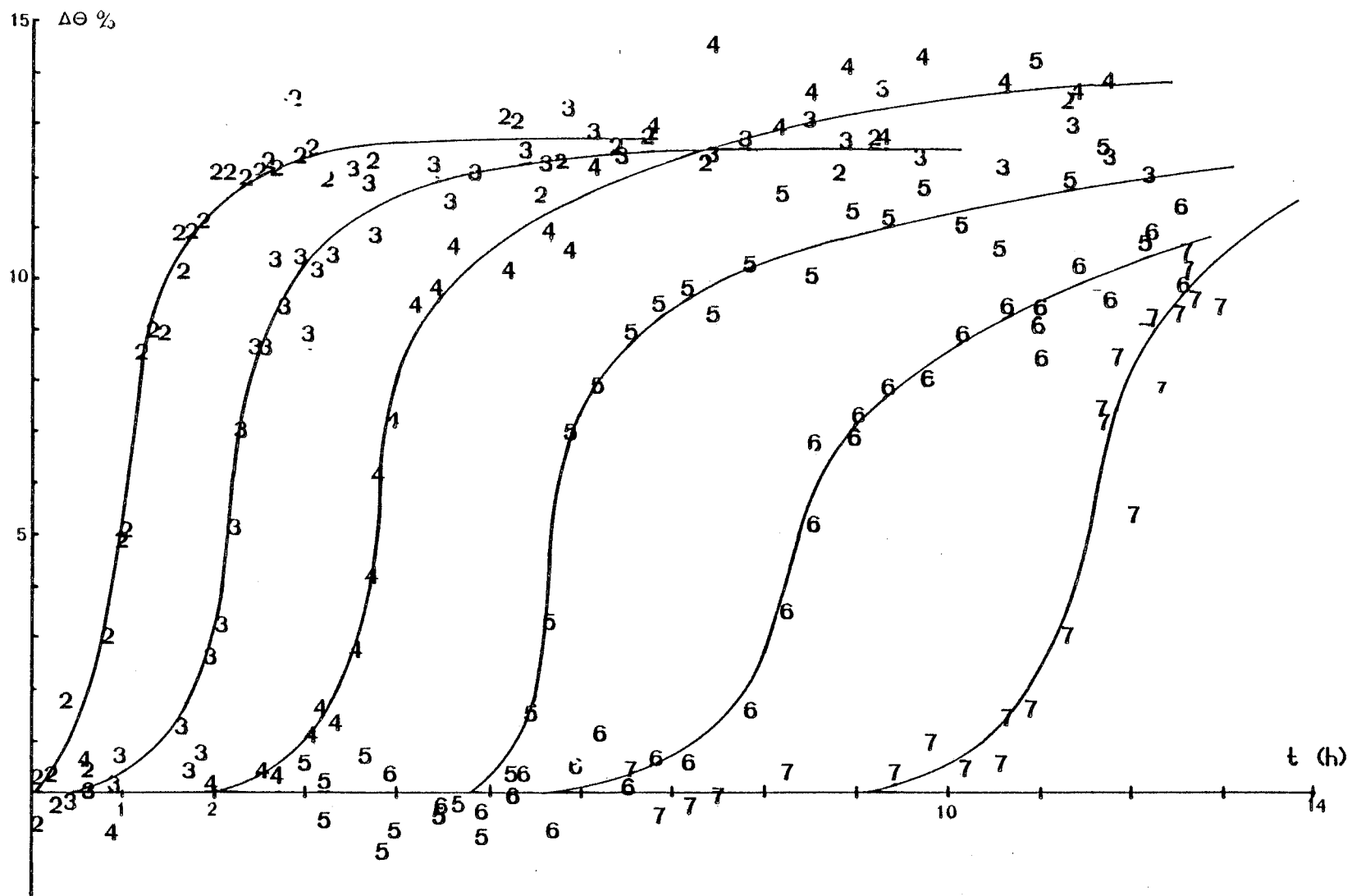


figure 3a - TENEUR EN EAU (TEMPS) - Alimentation liquide

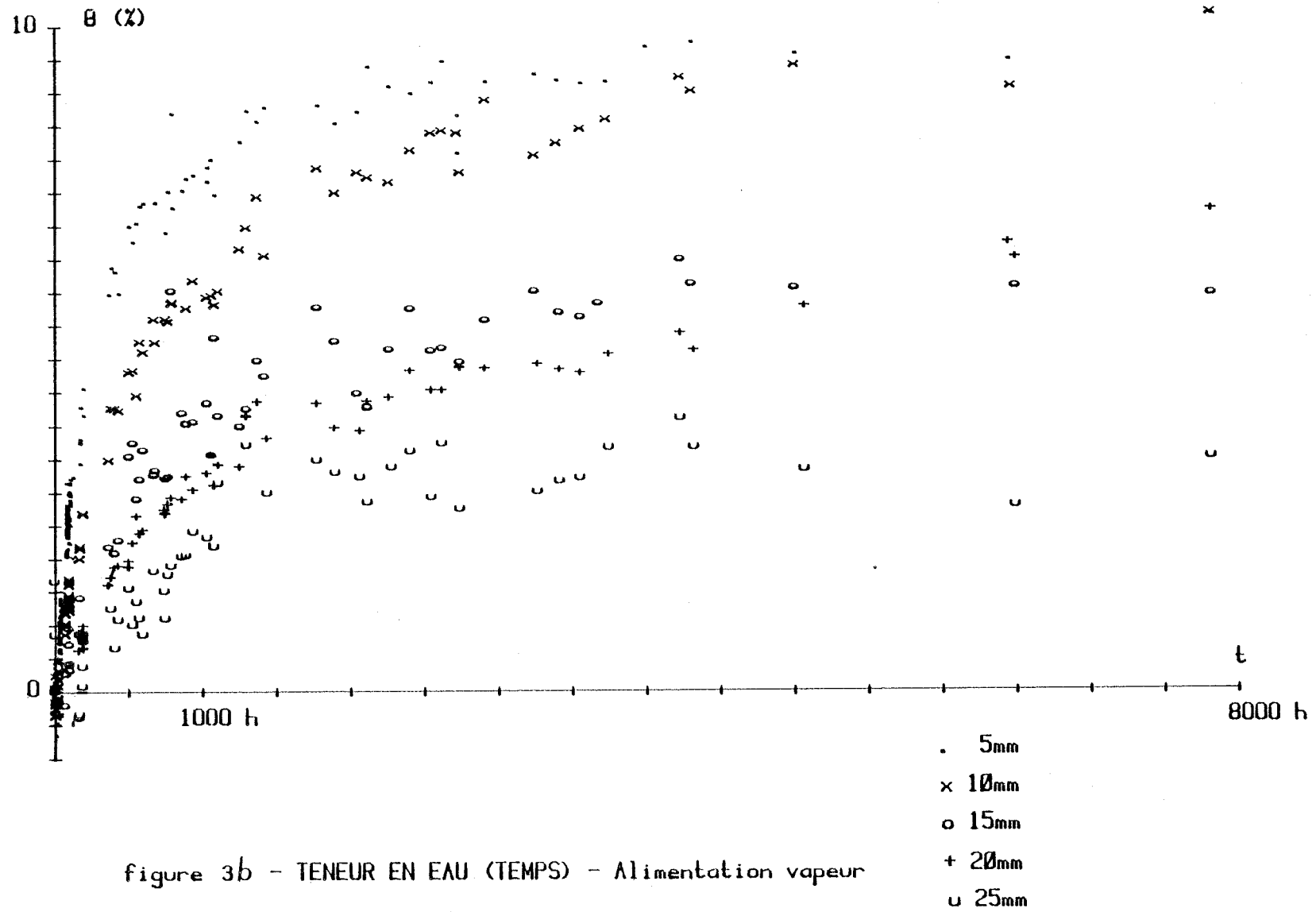


figure 3b - TENEUR EN EAU (TEMPS) - Alimentation vapeur

3.2.2. Épaisseur de l'éprouvette - l -

Elle était, pour nos essais de 5 cm. C'est la valeur utilisée jusqu'ici dans l'étude des sols ; l'étude du spectre d'énergie du rayonnement détecté montre alors un pic de transmission bien marqué. Une évaluation de l'incertitude de la mesure, par différentiation de la formule (II.1), mais ultérieure aux essais, a montré cependant que la précision est légèrement supérieure si $l = 3$ cm.

3.2.3. Collimation et hétérogénéité du matériau

Une collimation assez fine est nécessaire pour éliminer une grande partie des photons diffusés, elle permet de plus une mesure ponctuelle de la teneur en eau. Mais l'écoulement étant supposé monodimensionnel et uniforme dans une section considérée, et compte tenu de l'hétérogénéité du matériau, il faut que la mesure reste représentative de la teneur en eau moyenne.

La collimation utilisée produit un faisceau cylindrique de section circulaire de 5 mm de diamètre.

Ce point sera évoqué de nouveau au vu des mesures, de même que l'incertitude provoquée par l'aspect aléatoire de l'émission.

3.3. Résultats

3.3.1. Comptages initiaux

Les différentes sections étudiées ne sont pas rigoureusement identiques en structure, il a été nécessaire de mesurer pour chacune un taux initial de comptage intégrant l'épaisseur, la densité et la teneur en eau initiale dans la section de mesure. N_0 est le taux de comptage dans la section considérée avant l'arrivée du front d'humidification.

3.3.2. Evolution de la teneur en eau et profils hydriques

A partir des points expérimentaux que l'on a reproduits sur les figures 3a et 3b, on a tracé l'évolution des teneurs en eau dans les premiers centimètres en fonction du temps. On en déduit, figures 4a et 4b, les profils hydriques (courbes isochrones) pour chacun des essais. Nous observons tout d'abord les cinétiques très différentes que nous obtenons avec chacune des conditions d'alimentation.

. En alimentation liquide, il existe un front d'humidification raide qui se propage relativement rapidement - beaucoup moins vite cependant que dans un sable. On passe brutalement de l'état sec à une humidité proche de la saturation, du moins dans les premiers centimètres.

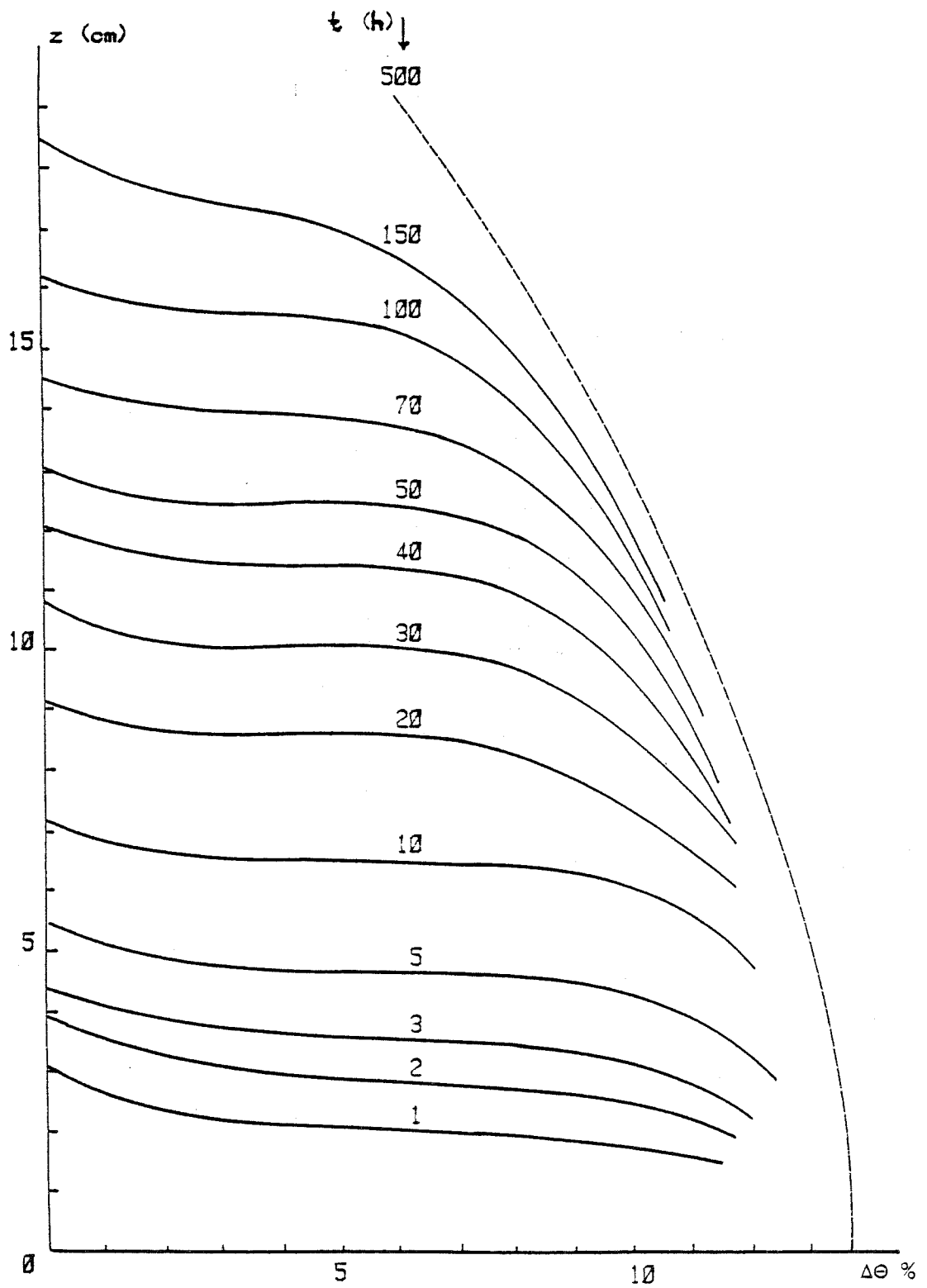


figure 4 a - PROFILS HYDRIQUES - Alimentation liquide

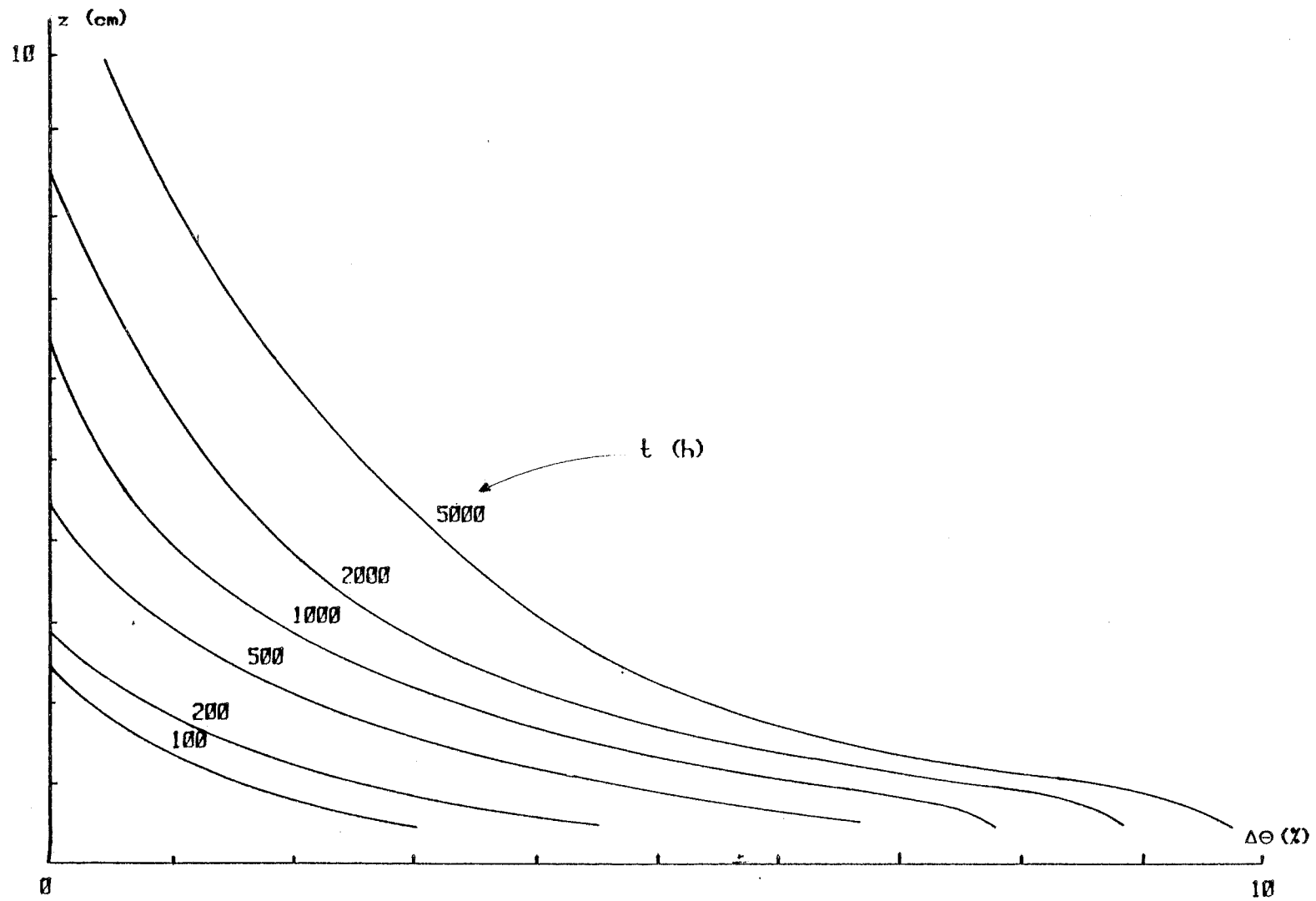


figure 4b - PROFILS HYDRIQUES - Alimentation vapeur

. L'alimentation vapeur, qui limite le flux d'eau à la base de l'échantillon, favorise l'aspect diffusif du transfert. Le temps nécessaire à une humidification du milieu, même partielle, est considérable.

La dispersion des points expérimentaux, que l'on observe sur les courbes 3a et 3b a deux causes :

a) l'émission aléatoire de la source

Le taux d'émission de la source suit une loi de Poisson. L'erreur relative sur le taux de comptage pendant l'intervalle de temps τ est :

$$\frac{\delta N}{N} = \frac{2}{\sqrt{N \cdot \tau}}$$

Or d'après l'équation (II.1) liant le taux de comptage à l'écart de teneur en eau $\Delta\theta$, on aura :

$$\delta(\Delta\theta) = \frac{1}{\mu_w \rho_w l} \cdot \delta \left[\ln \left(\frac{N_0}{N} \right) \right] = \frac{2}{\mu_w \rho_w l} \cdot \frac{\delta N}{N}$$

En inhibition avec alimentation liquide, nous avons choisi un temps de comptage de 60 s. On peut calculer un ordre de grandeur de l'erreur sur $\Delta\theta$ due à l'émission aléatoire :

$$\left. \begin{array}{l} N\tau \approx 30\,000 \\ \tau = 60 \text{ s} \\ \mu_w = 0.2 \text{ cm}^2/\text{g} \\ \rho_w = 1 \text{ g/cm}^3 \end{array} \right\} \longrightarrow \delta(\Delta\theta) = 2.3 \%$$

La cinétique plus lente de l'essai avec alimentation vapeur nous a permis de porter le temps de comptage à 600 s.

On a alors : $N\tau \approx 300\,000$ et $\delta(\Delta\theta) = 0.73 \%$

b) L'erreur sur z

Le positionnement de l'ensemble source-détecteur est fait manuellement et l'on peut évaluer l'incertitude sur z à ± 0.5 mm. C'est aussi le diamètre du faisceau cylindrique de photons imposé par la collimation.

Il s'ensuit, principalement au début de l'expérience, et du fait surtout de l'hétérogénéité du matériau, une dispersion non négligeable des résultats.

3.3.3. Détermination de la diffusivité

Les couples $J(\Delta\theta, t)$ et $\frac{\partial\theta}{\partial z}(\Delta\theta, t)$, déterminés à partir des profils hydriques des figures 4 a et b sont portés sur la figure 5 où une régression linéaire donne la diffusivité $D_0(\theta)$.

Les tableaux suivants montrent, pour chaque état de variation de teneur en eau $\Delta\theta$:

- le nombre n de couples $(J, \frac{\partial\theta}{\partial z})$ ayant servi à la régression,
- le coefficient de corrélation linéaire r
- la teneur en eau réelle : $\theta = \theta_0 + \Delta\theta$
- la diffusivité D_0
- l'ordonnée à l'origine A

* Essai 1 - alimentation liquide . $\theta_0 = 0.8 \%$

$\Delta\theta$ (%)	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
n	4	5	5	6	8	12	14	16	16	16	9
r (cm/h)	.791	.750	.978	.957	.943	.949	.930	.937	.973	.970	.956
θ (%)	2.8	3.8	4.8	5.8	6.8	7.8	8.8	9.8	10.8	11.8	12.8
D_0 (cm ² /h)	.0315	.0484	.0797	.0959	0.116	0.184	0.274	0.675	1.39	2.59	5.91
A (cm/h)	-3.23 .10 ⁻²	-1.09 .10 ⁻²	-2.62 .10 ⁻²	-2.88 .10 ⁻²	-3.99 .10 ⁻²	-3.36 .10 ⁻²	-2.43 .10 ⁻¹	-1.74 .10 ⁻¹	-5.25 .10 ⁻¹	-5.90 .10 ⁻¹	7.8 10 ⁻¹

* Essai 2 - alimentation vapeur. $\theta_0 = 0$

$\Delta\theta$ (%)	1	1.5	2	2.5	3	3.5	4	4.5	5	5.5	6
n	17	17	17	17	17	16	16	15	15	14	12
r (cm/h)	.961	.920	.979	.972	.949	.986	.974	.944	.919	.807	.756
θ (%)	1	1.5	2	2.5	3	3.5	4	4.5	5	5.5	6
D_0 (cm ² /h)	0.417	0.357	0.379	0.388	0.376	0.337	0.353	0.323	0.292	0.322	0.184
$10^4 A$ (cm/h)	-3.04	4.08	-3.29	-7.02	-9.22	-10.0	-18.1	-17.2	-17.7	-35.5	-9.73

Les valeurs de $D_0(\theta)$ ont été portées sur le graphe 6 .

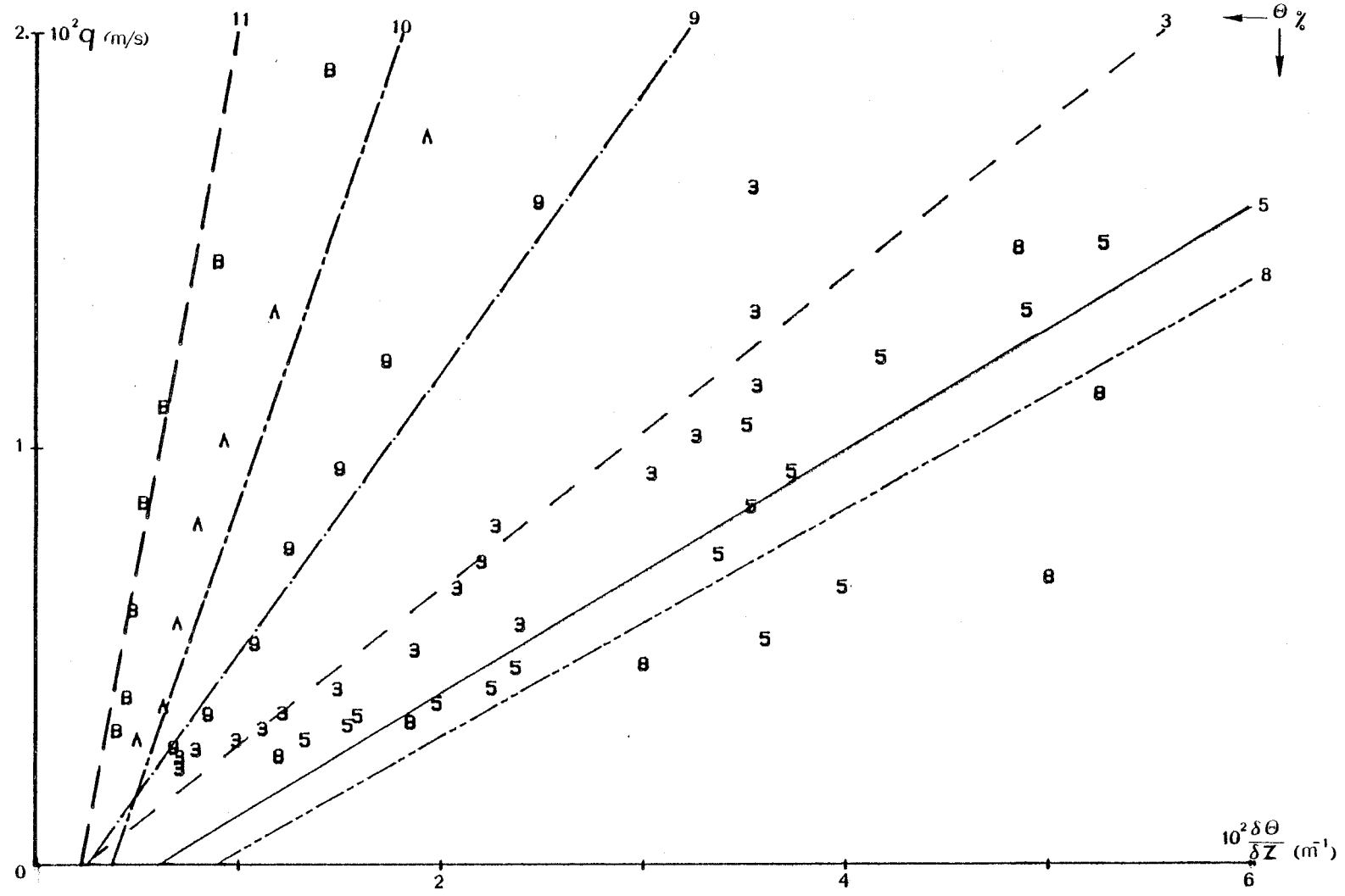
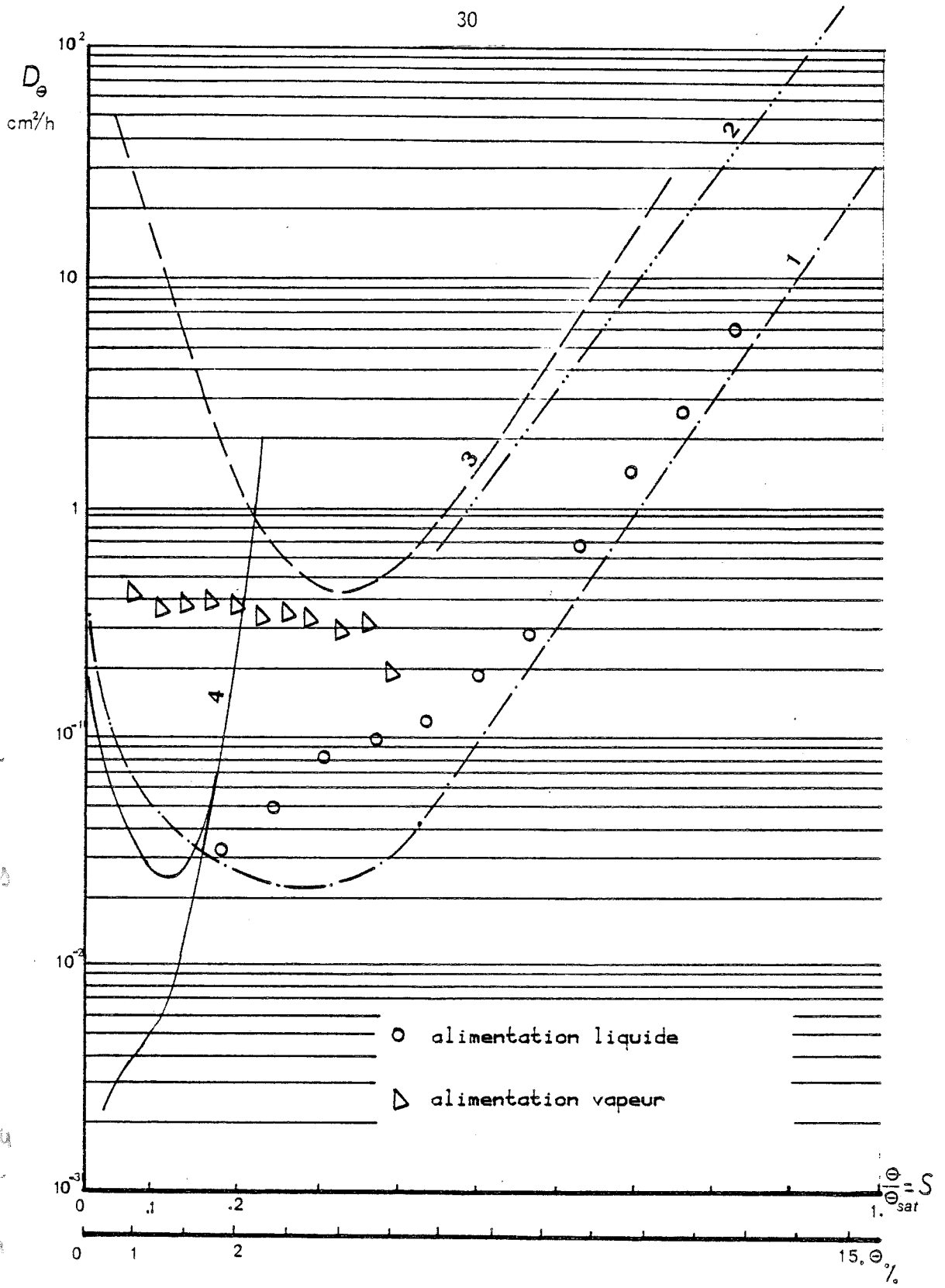


figure 5 - REGRESSION LINEAIRE -----> DIFFUSIVITE -



$10^{-1} \text{ cm}^2/\text{h}$
 $= 10^{-5} \text{ m}^2/\text{h}$
 $\approx 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}$

$\frac{D \Delta t}{\Delta x^2}$
 $\Delta x = 2 \times 10^{-6}$
 $\Delta t = \frac{4 \cdot 10^{-4}}{10^{-8}}$
 $= 10^4$

fig 6 - DIFFUSIVITE ISOTHERME (TETA) -

3.4. Critiques et limites de l'expérience

- L'essai 1, avec alimentation en phase liquide, a permis d'atteindre des teneurs en eau élevées. On remarquera cependant que la saturation n'a jamais été atteinte. La teneur en eau maximum à 500 h (voir figure 4a) est de 14.3 %. Nous avons déjà signalé la brutalité du front d'inhibition, il en ressort une grande imprécision sur le gradient de teneur en eau en-deçà de $\theta = 7\%$ et donc sur les valeurs de D_{θ} présentées.

- L'essai 2 ne nous a pas permis d'obtenir une humidité importante et il n'est exploitable que pour $\theta \leq 6\%$.

Les deux expériences sont donc complémentaires.

3.4.1. Commentaires sur la valeur de la diffusivité

Pour les fortes teneurs en eau, on retrouve une loi de variation de D_{θ} annoncée par GARDNER et MAYHUGH (17) et SCOTT et HANKS (39)

$$D_{\theta} = D_0 \exp(\theta - \theta_0)$$

Il est intéressant de comparer $D_{\theta}(\theta)$ obtenue pour le mortier avec les courbes $D_{\theta}(\theta)$ pour différents matériaux que l'on retrouve dans la littérature.

Ces valeurs ont été reportées sur la figure 6 en fonction du degré de saturation.

Numéro de la courbe	Matériau	Densité	Porosité %	Référence
1	Brique d'argile	1,8	30	BOMBERG (2)
2	Silt	1,5	36	VACHAUD (44)
3	Silt	?	30	GEE dans SHAPIRO (40)
4	Sable quartzeux	?	?	CRAUSSE (3) et (8)
		Teneur en eau pondérale à sat = 23 %		

Dans les dernières références et à la suite d'essais comparables aux nôtres - conditions aux limites différentes - on affirme isoler dans un cas un transfert en phase liquide uniquement. La branche inférieure de la courbe 4 porte le coefficient de diffusion liquide $D_{\theta 1}$ introduit au chapitre I.

Nous n'aurons pas une attitude aussi tranchée. Nous dirons seulement que nous avons mesuré dans les deux cas un coefficient de diffusion global. La participation de la phase gazeuse est certes plus importante aux faibles teneurs en eau. BOMBERG (2) et SHAPIRO (40) ont d'ailleurs mis en évidence cette "bosse" de la courbe de diffusivité qui représente la diffusion gazeuse au moment où le transport liquide devient quasiment nul.

Rappelons les réserves (§II.3.4) que nous avons émises sur les valeurs de $D_g(\theta)$ aux faibles teneurs en eau déterminées par le premier essai. La continuité de la courbe est en fait due à la dépendance des valeurs qui résulte de lissages successifs et nous choisissons d'écarter la branche inférieure de notre courbe expérimentale (figure 6)

Signalons enfin que $D_g(\theta)$ a été obtenue par remontée capillaire, donc en humidification, et qu'une hystérésis certaine est à prévoir.

3.4.2. Evolution de $D_g(\theta)$ avec la température

Nous avons donc mesuré une diffusivité apparente à 21°C qui résulte à la fois du transport de liquide et de la diffusion de vapeur d'eau.

$$D_g = D_{ge} + D_{gv}$$

Cette forme a été introduite au chapitre I et nous avons présenté une expression détaillée des coefficients de diffusion du liquide et de la vapeur.

Des essais isothermes, comme ceux que nous venons de décrire, réalisés à différents niveaux de température permettraient de définir les variations de la relation $D_g(\theta)$ et à l'aide des tendances dégagées au § 2.4 du chapitre I, de distinguer plus précisément les deux phases de l'eau.

méthodologie

4 - La méthodologie des milieux poreux fins

Nous pouvons maintenant avancer quelques conclusions sur la caractérisation des propriétés hydrodynamiques de milieux poreux fins.

. Bien entendu, les modèles avancés restent valables malgré une porosité assez différente de celle des sols.

. Ces conditions extrêmes ont permis d'amplifier des phénomènes qui restent très marginaux dans les sols, en particulier aux basses teneurs en eau. Un matériau tel que le mortier de ciment est donc un très bon "terrain" d'étude des mécanismes de liaison de l'eau dans le sol et de la contribution de la phase gazeuse aux différents phénomènes.

. En dehors de cet aspect théorique, retenons les précautions que nous aurons à prendre avec ce genre de matériau - concernant l'âge et le passé de l'échantillon - et les deux méthodes de laboratoire utilisables dans la caractérisation des milieux poreux fins :

- la réalisation d'équilibres thermodynamiques avec une atmosphère contrôlée en humidité, associée à des mesures de masse, permet d'accéder à la relation pression interstitielle - teneur en eau,
- malgré une faible porosité et une densité importante du matériau, la mesure de la teneur en eau par gammamétrie reste précise.

. La principale difficulté est en fait la cinétique très lente des transferts qui impose des précautions opératoires importantes, certains phénomènes parasites ne sont plus alors négligeables. Ces essais exigent également un appareillage fiable et un expérimentateur disponible pendant des périodes relativement longues.

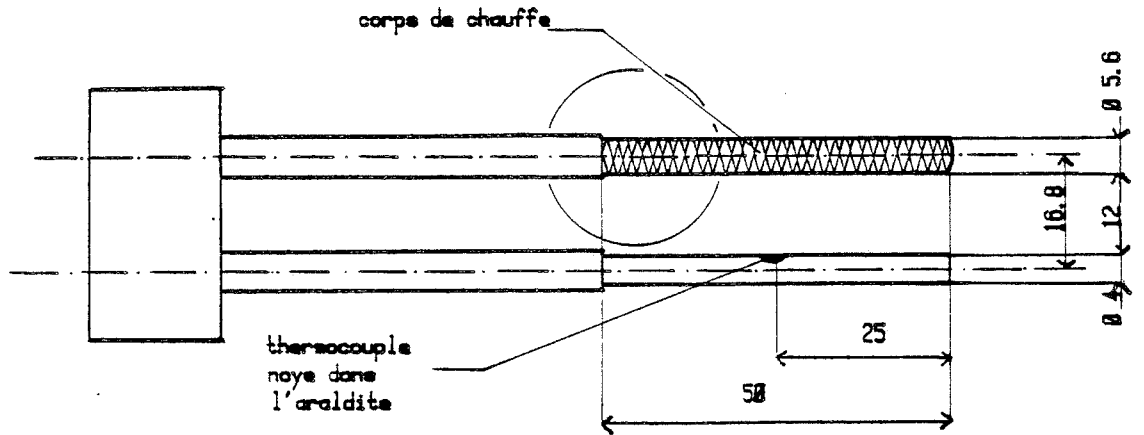


figure 7a - SONDE BITIGE - echelle 1

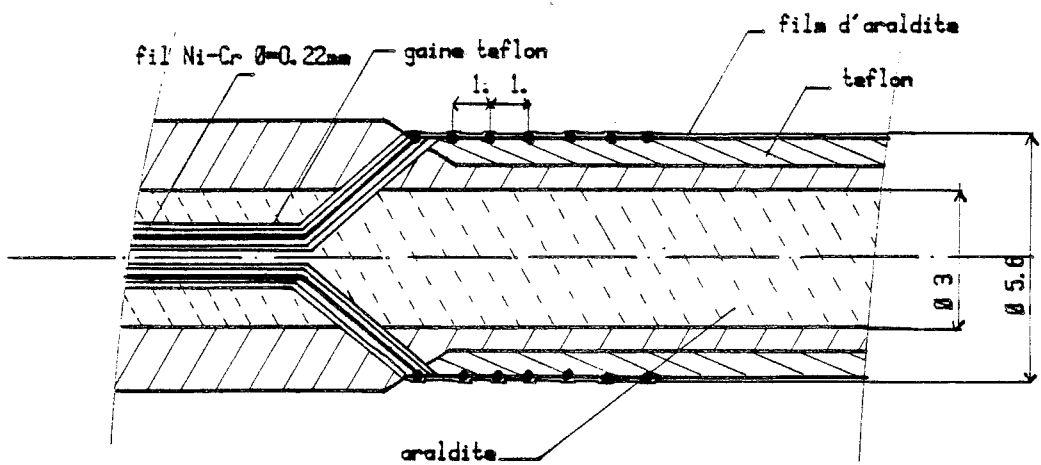


figure 7b - CORPS DE CHAUFFE - (coupe)

CHAPITRE III

MESURE DES PROPRIETES THERMIQUES PAR SONDE BITIGE

1 - Introduction

Un principe de mesure souvent utilisé, en particulier dans l'étude des milieux poreux, repose sur l'élévation de température en un ou plusieurs points produite par une condition de flux en milieu infini initialement à température uniforme.

Le cas le plus fréquemment étudié utilise l'élévation de température d'un élément chauffant cylindrique dispensant un échelon de puissance à partir de $t = 0$.

La sonde dans ce cas là est d'une mise en oeuvre très simple mais les hypothèses simplificatrices faites rendent parfois les résultats difficiles à exploiter.

Comme POUYAUD (36,37), SUNDBERG (41) , et TABBAGH (42) nous avons préféré mesurer le signal de température à une distance finie du corps chauffant cylindrique. La géométrie de la sonde chauffante, corps creux, de matériaux composites, fil résistif bobiné extérieurement ou au contraire central, ainsi que la résistance de contact à la surface de la sonde ont à ce moment là moins d'importance sur la mesure.

Nous avons aussi voulu étudier certaines des hypothèses simplificatrices faites jusqu'à maintenant et déterminer notamment les modifications à apporter à l'expression analytique du phénomène pour la rendre plus adéquate à décrire l'expérience.

2 - Exposé de la méthode

2.1. Description du dispositif de mesure

a) Géométrie de la sonde

La sonde, constituée de deux tiges, est dessinée en figure 7(a et b) Un fil résistif, d'alliage Ni-Cr , est enroulé à l'extrémité du corps de chauffe sur

la surface de celui-ci. Un bobinage dans les deux sens évite tout effet inductif. Cet élément chauffant est protégé par une mince couche de résine.

L'âme de ce corps de chauffe et celle de la sonde thermométrique sont identiques. Cette dernière porte un thermocouple Chromel-Constantan noyé dans de la résine et placé à égale distance des extrémités de l'élément chauffant. La position de ce thermocouple et la géométrie en général de la sonde ont été optimisées en analogie électrique par PETIT (33). On a recherché à cet effet des surfaces isothermes cylindriques au voisinage du thermocouple.

Les deux sondes sont rendues solidaires et maintenues parallèles par une noix en acier inoxydable.

b) Conditions expérimentales

La chaîne de mesure est représentée sur la figure 8. Le système sonde-milieu poreux étant initialement à température uniforme, un échelon de tension constant est imposé par l'alimentation régulée à partir de $t = 0$. On suit l'élévation de température $\Delta T(t)$ du thermocouple à l'aide d'un microvoltmètre-enregistreur.

2.2. Mise en équations

Présentons ici trois modèles théoriques, de simplicité décroissante mais de réalisme croissant, qui décrivent l'expérience. Ils résultent de l'intégration analytique de l'équation de la chaleur linéarisée en milieu homogène, isotrope et infini :

$$\nabla^2 T = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{\partial T}{\partial t}$$

dont la solution fondamentale donne l'élévation de température $\Delta T = T - T_0$ en un point (x, y, z) au temps t après une perturbation du milieu, initialement à la température T_0 uniforme, par une source ponctuelle et instantanée. Soit :

$$(III.1) : \quad \Delta T = \frac{Q_i}{8(\pi\alpha t)^{3/2}} e^{-\frac{(x^2+y^2+z^2)}{4\alpha t}} \quad (\text{cf. réf. 5})$$

Q_i est la quantité de chaleur libérée instantanément à $t = 0$ en $(0, 0, 0)$.

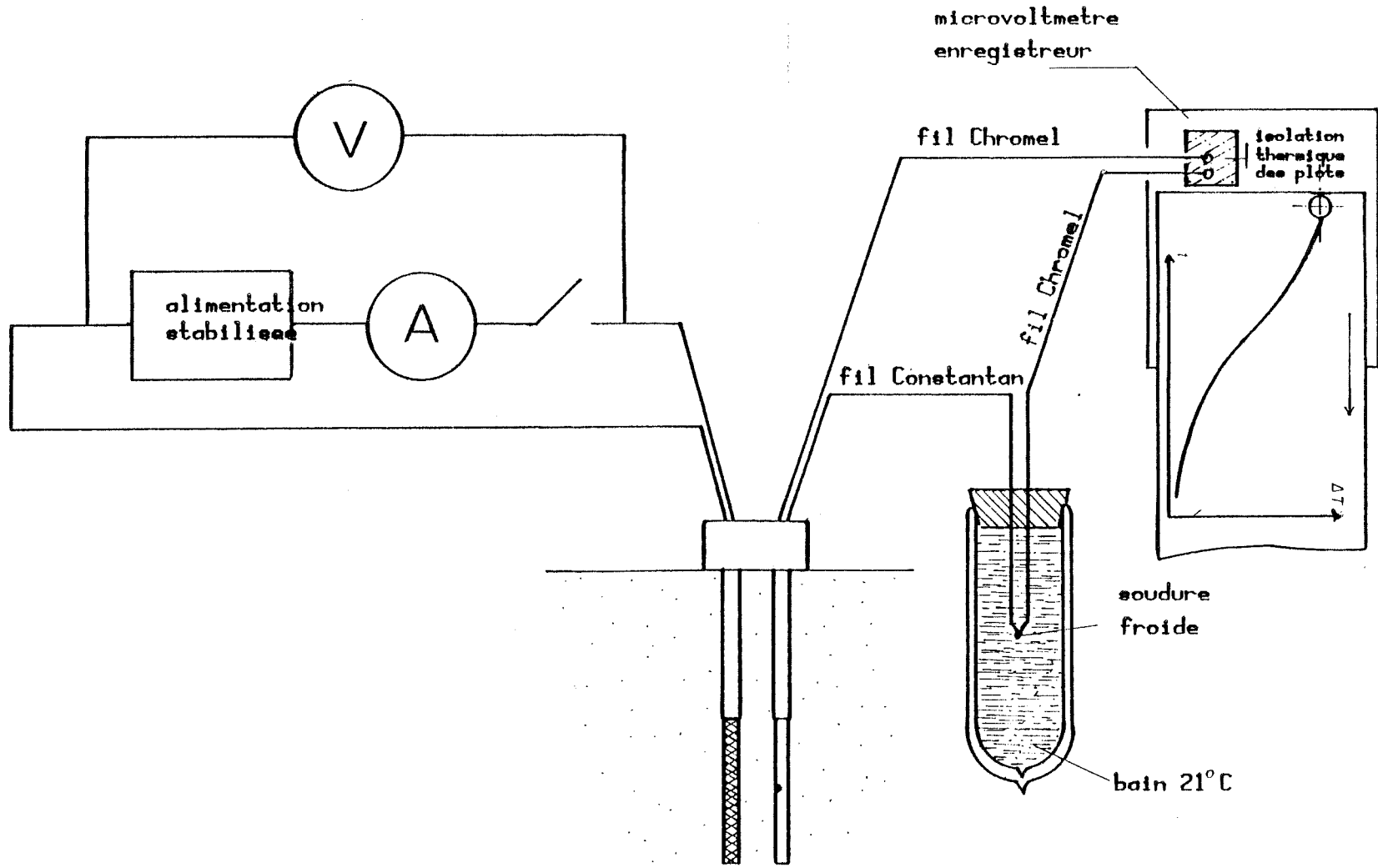
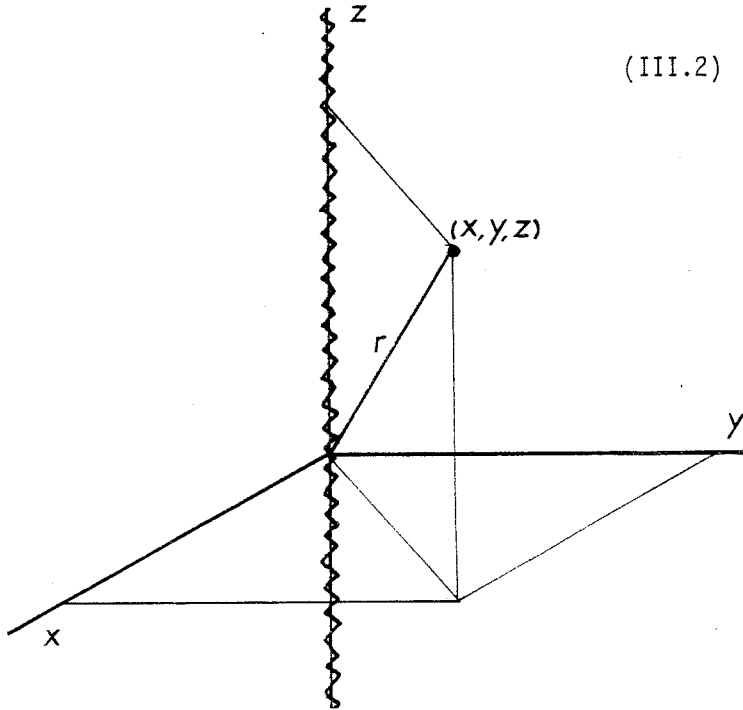


figure 8 - CHAINE D'ALIMENTATION ET DE MESURE -

a) Source infiniment longue, infiniment fine sur l'axe Oz

* Une double intégration de (III.1) dans le temps et dans l'espace donne :



$$(III.2) \quad \Delta T = \frac{Q}{4\pi\lambda} E_1\left(\frac{r^2}{4\alpha t}\right) \quad (\text{cf. réf.20})$$

où Q est la puissance de la source par unité de longueur et

$$E_1(x) = \int_x^{\infty} \frac{e^{-u}}{u} du$$

est une forme de l'exponentielle intégrale

figure 9 - SOURCE INFINIE -

* La formulation (III.2), que nous appellerons par la suite S_{∞} a été la plus fréquemment choisie, notamment par les utilisateurs de sondes monotiges ; la raison principale en est la simplicité de son développement asymptotique qui a séduit à une époque où les calculs numériques n'étaient pas aussi aisés qu'aujourd'hui. En effet :

$$E_1(x) = -\gamma - \ln x - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^n x^n}{n \cdot n!}$$

où γ est la constante d'Euler ($\gamma = .5772\dots$)

Quand l'argument est suffisamment grand :

$$E_1(x) \approx -\gamma - \ln x$$

* Signalons ici une analogie, que nous exploiterons, avec un problème de l'hydraulique des puits (38). Le rabattement à la distance r d'un puits à débit constant dans une nappe infiniment grande est :

$$(III.3) : \quad \Delta = \frac{Q}{4\pi K H} [-E_1(-u)] \quad \text{avec} \quad u = \frac{r^2}{4\alpha t}$$

Q est le débit pompé dans le puits ($r = 0$) à partir de $t = 0$
 K est la perméabilité relative du sol
 H est l'épaisseur initiale de la nappe
 $\alpha = \frac{K \cdot H}{n}$ où n est la porosité du sol.

(III.3) est identique à S_{∞} au signe près et l'on pourra faire le rapprochement entre :

le débit pompé dans le puits et la puissance de chauffe

K et λ

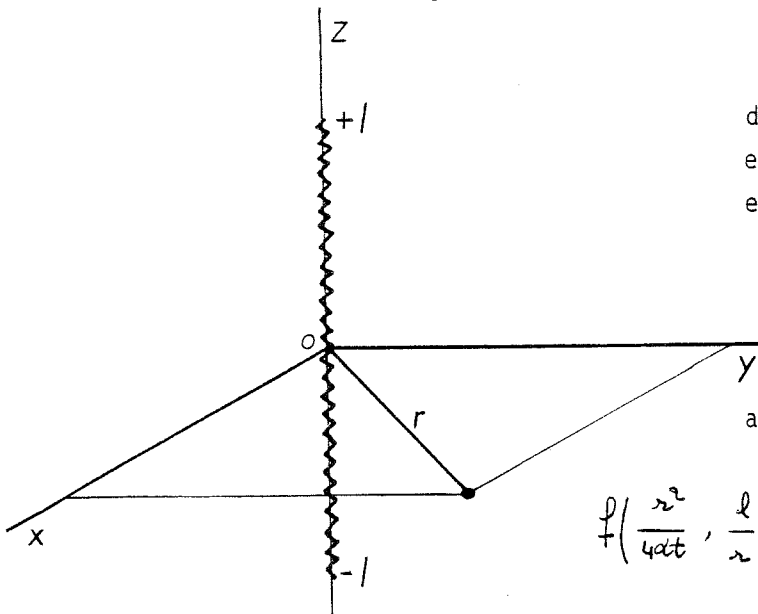
$\frac{n}{H}$ et C qui expriment tous les deux la capacité volumique de stockage du milieu.

* Comme le fait remarquer VOS (52), l'asymptote de l'exponentielle intégrale est atteinte d'autant plus rapidement que la distance à l'élément chauffant est faible, ce qui explique aussi le succès couplé qu'ont eu la sonde monotige et cette formulation.

b) Source infiniment mince de longueur $2l$ sur Oz

POUYAUD et CHARTIER (36) puis TABBAGH (42) qui mesurent l'élévation de température à distance ont aussi soulevé le problème de la source de longueur finie. Nous reprendrons la formulation qu'ont présentée HAMBURGER et MERCIER (20).

Le cas de figure est le suivant :



Le thermocouple est à la hauteur du milieu de l'élément chauffant. Là encore, une intégration dans le temps et dans l'espace donne :

$$\Delta T = \frac{Q}{4\pi\lambda} \cdot f\left(\frac{r^2}{4\alpha t}, \frac{l}{r}\right) \quad \text{: (III.4)}$$

avec :

$$f\left(\frac{r^2}{4\alpha t}, \frac{l}{r}\right) = 2 \int_0^l \exp\left(-\frac{r^2}{4\alpha t} u^2\right) \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{l/2\sqrt{\alpha t}}{u}\right) \cdot \frac{du}{u}$$

figure 10 - SOURCE DE LONGUEUR $2L$ -

Pour plus de commodité, nous adopterons dans la suite de l'exposé, la dénomination S2L pour désigner la formulation (III.4). Nous avons développé en annexe la décomposition en série de S2L qui permet un calcul relativement rapide et précis de ΔT avec des moyens actuels mais courants - dans notre cas, micro-ordinateur ZILOG en programmation FORTRAN.

c) Source cylindrique de rayon a, de longueur 2l et d'axe Oz

S2L a l'avantage sur S_{∞} d'exprimer la longueur de la sonde, mais il apparaît dans les deux modèles une approximation importante : on ne tient pas compte du diamètre fini de l'élément chauffant. Une intégration supplémentaire par rapport à S2L permet d'améliorer ce dernier modèle :

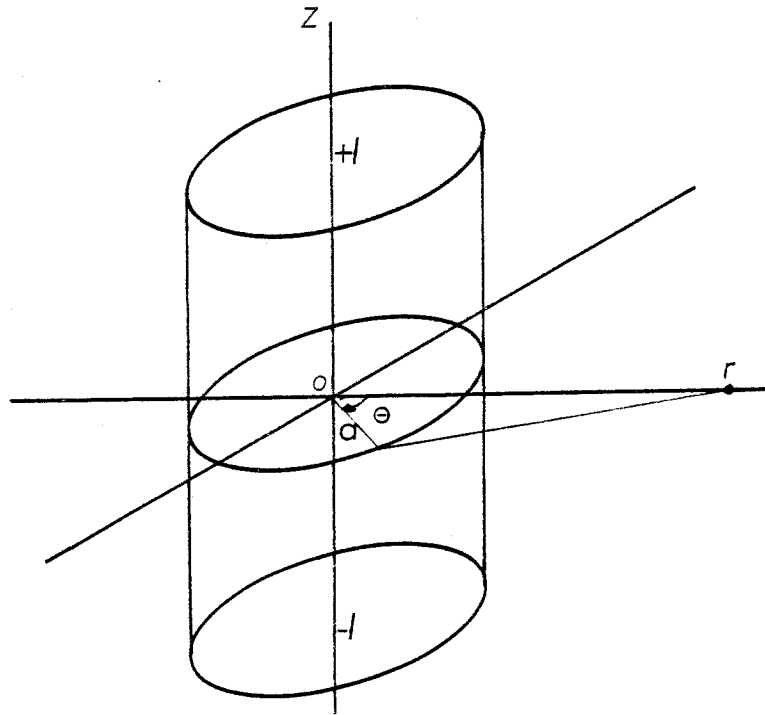


figure 11 - SOURCE 2L / RAYON A -

La réponse à une source instantanée de puissance Q_i est :

$$\Delta T = \frac{Q_i}{2\pi} \cdot \frac{1}{4\pi\alpha t} \cdot \int_0^{2\pi} \exp\left[-\frac{r^2+a^2-2ar\cos\theta}{4\alpha t}\right] \cdot \exp\left[-\frac{z^2}{4\alpha t}\right] \cdot d\theta$$

Soit :

$$\Delta T = \frac{Q_i}{4\pi\alpha t} \cdot \exp\left[-\frac{(r^2+a^2)/4\alpha t}{u^2}\right] \cdot \exp\left[-\frac{z^2}{4\alpha t}\right] \cdot I_0\left(\frac{ar}{2\alpha t}\right)$$

$$\dot{I}_0(x) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{x \cos \theta} d\theta$$

est une solution de l'équation de Bessel modifiée (ref. 5)

L'intégration dans le temps donne l'élévation de température dans le cas d'une source cylindrique de rayon a :

$$(III.5) : \Delta T = \frac{Q}{2\pi\lambda} \int_0^1 \dot{I}_0\left(\frac{ar}{2\alpha t}\right) \cdot \exp\left(\frac{-(r^2+a^2)/4\alpha t}{u^2}\right) \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{l/2\sqrt{\alpha t}}{u}\right) \cdot \frac{du}{u}$$

que l'on peut écrire :

$$\Delta T = \frac{Q}{2\pi\lambda} \int_0^1 \exp\left(\frac{-ar/2\alpha t}{u^2}\right) \cdot \dot{I}_0\left[\frac{ar/2\alpha t}{u^2}\right] \cdot \exp\left(\frac{-(r-a)^2/4\alpha t}{u^2}\right) \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{l/2\sqrt{\alpha t}}{u}\right) \cdot \frac{du}{u}$$

Q est la puissance de la source par unité de temps et par unité de longueur .

La contribution à la somme n'est pas uniformément répartie dans l'intervalle d'intégration .

En effet, quand u décroît :

$$\cdot \operatorname{erf}\left(\frac{l/2\sqrt{\alpha t}}{u}\right) \text{ tend vers 1 par valeur inférieure}$$

$$\frac{1}{u} \cdot \exp\left(\frac{-(r-a)^2/4\alpha t}{u^2}\right) \text{ tend vers 0.}$$

La présence de $e^{-x/u^2} \cdot \dot{I}_0\left(\frac{x}{u^2}\right)$ qui tend vers 0, et en tout cas reste inférieur à 1 ne modifie que peu l'intégrale.

Quand u tend vers 1, et dans le cas où a est petit

$$\dot{I}_0\left(\frac{ar/2\alpha t}{u^2}\right) \cdot \exp\left(\frac{-ar/2\alpha t}{u^2}\right) \text{ tend vers 1.}$$

En première approximation, la forme (III.5) est équivalente à :

$$\Delta T = \frac{Q}{2\pi\lambda} \int_0^1 \exp\left(\frac{-(r-a)^2/4\alpha t}{u^2}\right) \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{l/2\sqrt{\alpha t}}{u}\right) \cdot \frac{du}{u}$$

C'est l'expression de l'élévation de température par S2L à la distance $r' = \sqrt{r^2 + a^2}$.

Cette remarque nous amènera à ne pas utiliser l'expression exacte (III.5) dont le calcul, certes possible, eut été trop lourd. Nous confirmerons cependant au § 2.2.4 et nous exploiterons par la suite cette correction de distance que nous venons de mettre en évidence.

2.3. Plan de recherche

Pour que notre démarche soit claire, présentons ici en quelques lignes ce que sera dans la suite de ce chapitre la conduite du travail. Nous allons tout d'abord évaluer les simplifications faites dans nos modèles et éventuellement les affiner par des artifices peu coûteux. On déterminera ensuite les coefficients de transfert thermique par une méthode d'optimisation des paramètres qui fera coïncider réponse expérimentale et modèles.

La forme S2L vaut-elle la complication du calcul qu'elle entraîne par rapport à $S\infty$? Nous comparerons donc les deux expressions avant de définir les meilleures conditions d'exploitation de la méthode.

2.4. Réduction des simplifications

a) Effet de capacité

Le problème de l'épaisseur de la source - la puissance de chauffe est effectivement dissipée sur la surface d'un cylindre de rayon $a = 2.8$ mm - est équivalent à celui de l'"effet de capacité" en hydraulique des puits. Ceux-ci ont un rayon fini et au début d'un pompage une partie du débit prélevé provient donc directement du puits sans avoir transité dans l'aquifère. Il s'ensuit donc une erreur systématique qui limite la formule classique au rabattement (équation III.3).

Dans un mémoire récapitulatif (15), FORK ASIEWICZ indique que les formules classiques, dont (III.3) , toutes autres hypothèses vérifiées, donnent le rabattement au puits à 2% près dès que le temps de pompage est supérieur à la valeur :

$$t_{c,1} = \frac{25 \cdot r_p^2}{T} \quad : \text{(III.7)}$$

où r_p est le rayon du puits
 T est la transmissivité de l'aquifère $T = K.H \cdot L^{-2} T^{-1}$

Pour un piézomètre à distance du puits :

$$t_{c2} = \frac{12.5 r_p^2}{T} \cdot \frac{s+s'}{s}$$

où :

s est le rabattement observé au puits

s' est le rabattement observé au piézomètre au même instant $s' < s$

L'analogie sonde à choc - puits cylindrique peut être faite si l'on considère que le corps même de l'élément chauffant a une conductivité très supérieure à celle du milieu étudié ; la simplification est un peu forcée quand on considère la composition interne de la sonde, mais la quantité de chaleur stockée dans le corps de chauffe s'en trouve exagérée. Nous utiliserons de plus l'expression "au puits" (III.7) qui majore le temps critique au bout duquel, rappelons-le, l'expression de l'élément chauffant filiforme serait acceptable.

La capacité relative $n = \frac{C_{\text{milieu poreux}}}{C_{\text{sonde}}}$, imposée par l'analogie physique est introduite dans ces conditions par VOS (51) ; (III,7) devient :

$$t_c = \frac{25 \cdot a^2}{\alpha \cdot n}$$

où α est la diffusivité thermique du milieu.

Ici :

$$a = 2.8 \times 10^{-3} \text{ m}$$

$$\alpha \simeq 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$$

$$n = \frac{\text{capacité calorifique du milieu}}{\text{capacité calorifique de l'acier}} \simeq \frac{2 \cdot 10^{-6}}{1.2 \cdot 10^{-6}}$$

$$t_c \simeq 120 \text{ s}$$

Tout n'est pas rigoureux dans cette analogie mais il nous a semblé intéressant de la faire apparaître, pour l'idée qu'elle introduit et pour l'ordre de grandeur de t_c .

b) Décalage en temps

Les utilisateurs de sondes monotiges quant à eux, à partir de VAN DER HELD (46) ont introduit une correction t_0 sur le temps. Cet artifice a bien souvent été érigé en règle et appliqué quelle que soit la disposition des différents éléments dans la sonde : armature, fil résistif, thermocouple, air

c) Effet de distance

L'analyse que nous avons faite de la solution exacte (III.5) nous permet de résoudre le problème avec les hypothèses suivantes :

- les propriétés thermiques de la sonde et du milieu étudié sont proches,
- le rayon de l'élément chauffant est petit devant la distance de ce dernier au thermocouple.

L'effet de capacité est alors pris en compte en changeant cette distance r .

Nous avons retrouvé un résultat équivalent en comparant la réponse expérimentale $\Delta T(t)$ et les profils de température à différents temps calculés par S2L dans un cas où l'on connaissait les coefficients thermiques λ et α (figure 12). L'expression S2L décrit bien le phénomène mais à une distance $r = 20$ mm qui n'est pas la distance effective du thermocouple à l'axe de l'élément chauffant, soit 14.8 mm. La rigidité de la sonde et le mode de mise en place dans ce cas permettent d'affirmer que cette dernière valeur est restée constante.

Remarquons que cette idée de distance fictive, que les utilisateurs de sonde monotige ne pouvaient pas bien entendu introduire, prend en compte d'éventuelles résistances de contact entre les tiges de la sonde et le milieu dans lequel celle-ci est implantée. Il s'agit d'un troisième paramètre que nous choisissons d'introduire dans les formulations analytiques, indépendant de λ et α dans S2L lié à la diffusivité dans S_{∞} .

Le contact est meilleur quand la teneur en eau augmente : le milieu poreux peut avoir tendance à gonfler mais surtout un éventuel interstice entre celui-ci et les tiges de la sonde est moins résistant s'il est rempli d'eau, r doit donc diminuer dans ce cas.

2.5. Méthode de détermination de λ et α

La comparaison de la réponse $\Delta T(t)$ du thermocouple à un choc thermique avec une forme analytique permet d'obtenir les coefficients de transfert thermique et le paramètre géométrique.

Théoriquement deux points de $\Delta T(t)$ suffisent. En effet si α et r sont indépendants dans S2L : $\Delta T = \frac{Q}{\lambda} F(\alpha, r, t)$ il n'existe qu'un seul couple (α, r) pour lequel :

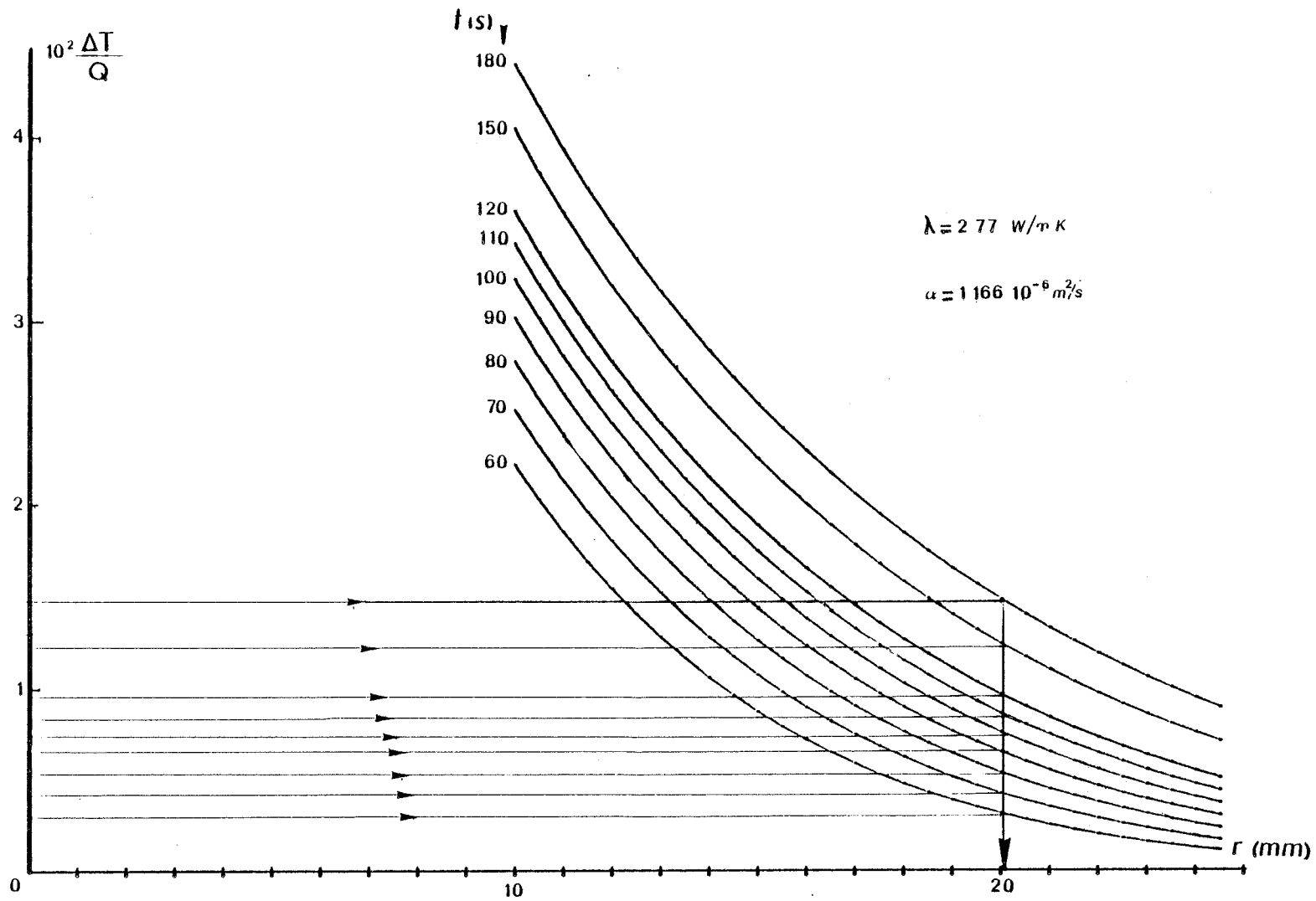


figure 12 - PROFILS DE TEMPERATURE -

$$\frac{\Delta T(t_1)}{\Delta T(t_2)} = \frac{F(\alpha, r, t_1)}{F(\alpha, r, t_2)} \quad : (III.6)$$

Ce couple solution sera donné par une résolution itérative de (III.6). On a ensuite :

$$\lambda = \frac{F}{\Delta T/Q} \Bigg|_{t_1, \text{ ou } t_2}$$

Remarquons cependant que si α et r sont indépendants dans S2L ils apparaissent dans le groupement $u = r/\alpha$ dans $S\infty$. La résolution itérative portera sur u uniquement et l'on ne connaîtra α que si l'on admet une valeur de r - déterminé dans un cas où α est connu par exemple.

En réalité, on va faire coïncider "au mieux" expression analytique et courbe expérimentale. Si l'on appelle ΔT_i et F_i , les valeurs de ΔT et F au temps t_i , on va dans un premier temps minimiser la fonction :

$$A(\alpha, r) = \sum \left[\frac{\Delta T_i}{\Delta T_j} - \frac{F_i(\alpha, r)}{F_j(\alpha, r)} \right]$$

puis on calculera :

$$\lambda = \left[\frac{F}{\Delta T/Q} \right]$$

Nous discuterons au § 2.2.7 du nombre et du choix des points qui serviront à l'optimisation.

Méthode d'optimisation des paramètres

Pour rendre le problème plus parlant, nous avons tracé la surface $A(\alpha, r)$ et deux coupes perpendiculaires suivant α et r (figures 13,14 et 15). Le calcul de A fait ici intervenir quatre points différents et se rapporte à un essai dans le mortier de béton. On constate que la solution du problème est bien unique : il n'y a qu'un "creux" sur la surface $A(\alpha, r)$. C'est pour ces valeurs des paramètres que l'expression analytique coïncide le mieux avec l'expérience. On constatera aussi, malgré une faible plage de variation, des pentes importantes vers ce creux : A est sensible à la variation de α et de r .

Il existe plusieurs méthodes permettant d'obtenir ce minimum, nous avons choisi la méthode "pattern-search" pour les raisons suivantes :

- aucune dérivation de $A(\alpha, r)$ n'est nécessaire,
- les calculs sont facilement programmables,
- les temps de calcul sont faibles,

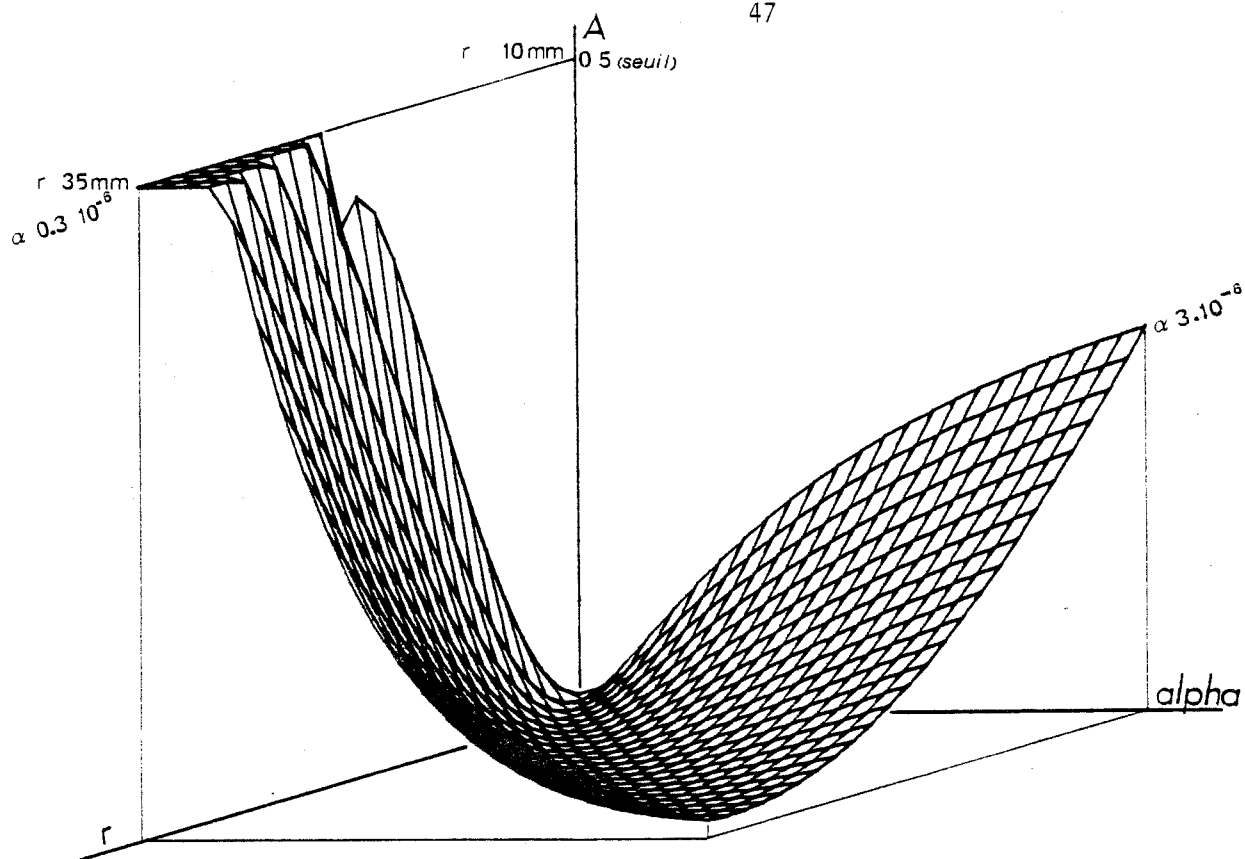


figure 13 - SURFACE $\Lambda(r, \alpha)$ -

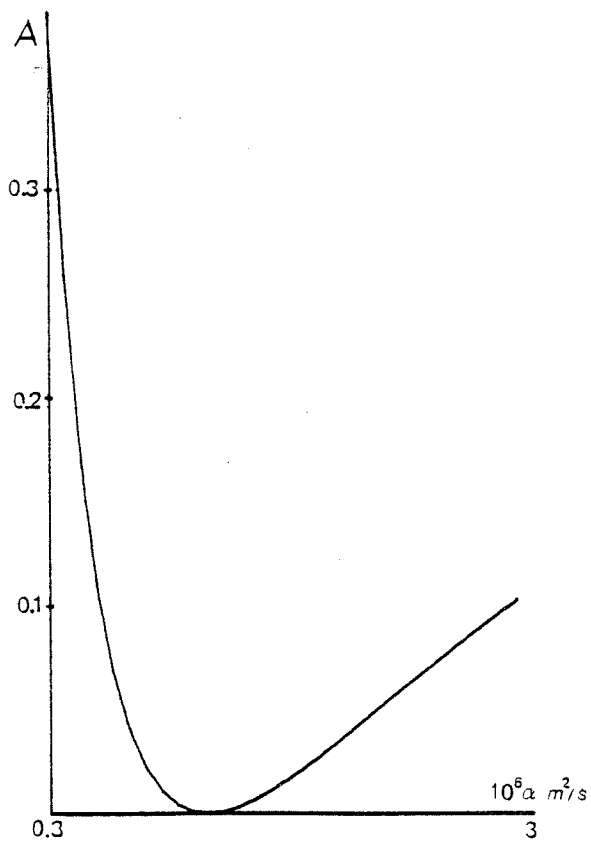


figure 14 - COUPE $r = 20 \text{ mm.}$ -

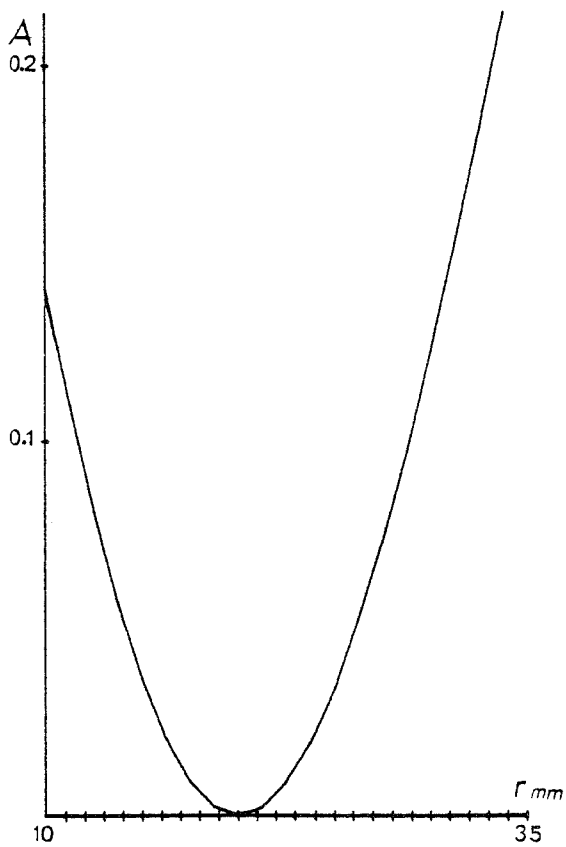


figure 15 - COUPE $\alpha = 1.18 \text{ E-06 m}^2/\text{s}$ -

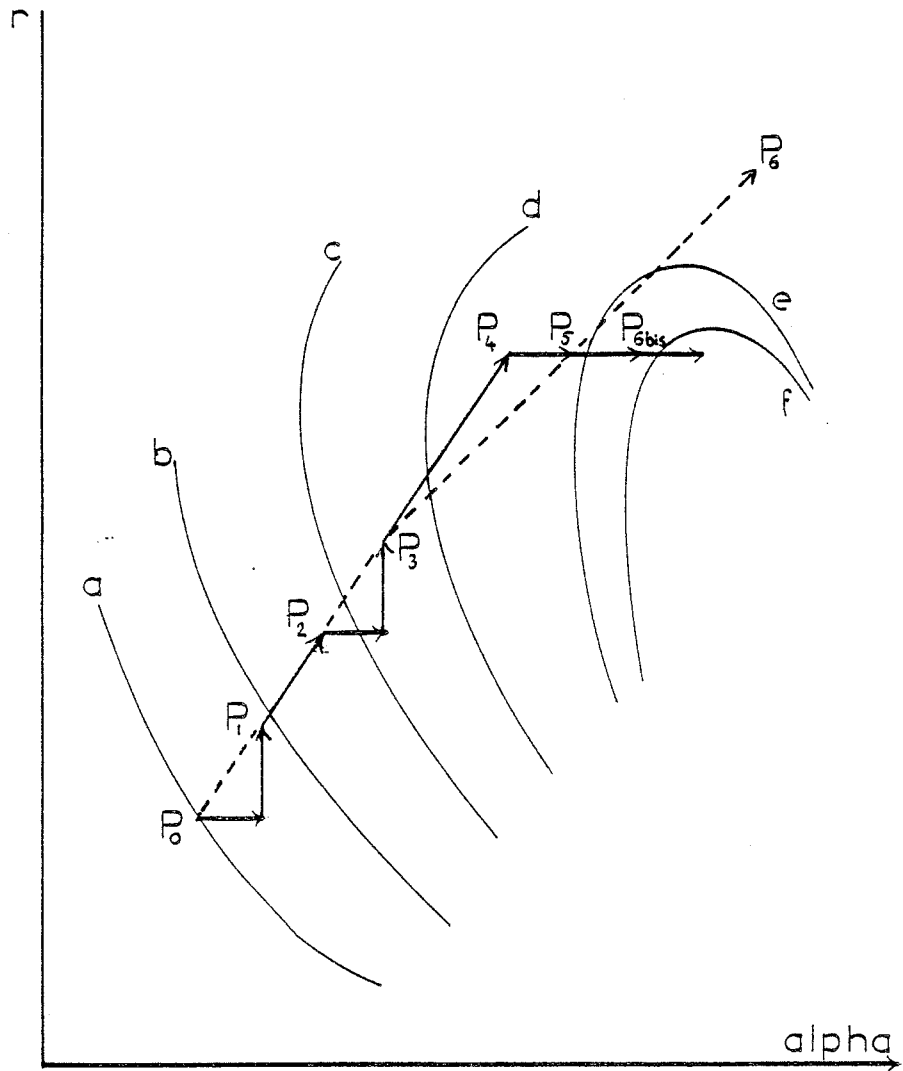


figure 16- SCHEMA D'OPTIMISATION

- le schéma d'optimisation évite les problèmes d'oscillation et de divergence.

Cette méthode décrite par WILDE (53) a été reprise et détaillée par GAUDET (18). Rappelons brièvement son principe.

A partir d'un point initial (α_0, r_0) on initialise le schéma par la recherche de $P_1(\alpha_1, r_1)$ tel que :

avec $\alpha_1 = \alpha_0 \pm \Delta\alpha$ et $r_1 = r_0 \pm \Delta r$, les incréments $\Delta\alpha$ et Δr étant donnés.
 $A(\alpha_1, r_1) \leq A(\alpha_0, r_0)$

Le temps de calcul est d'autant plus réduit que le chemin parcouru entre le point initial et le point final est plus court et que le nombre de points où l'on effectue les calculs sur ce chemin est plus faible.

C'est pourquoi on se place immédiatement en P_2 symétrique de P_0 par rapport à P_1 . A ce moment-là, si $A(P_2) < A(P_1)$, on étudie la perturbation locale due à $\pm\Delta\alpha$ et $\pm\Delta r$ autour de P_2 , comme on l'a fait autour de P_0 , sinon on applique cette transformation à P_1 . Dans les deux cas, le point résultant est P_3 et l'on recommence le schéma précédent à partir de P_4 symétrique de P_1 par rapport à P_3 . Le chemin parcouru dans la recherche du minimum est représenté sur la figure 16. Sur chaque courbe en trait fin, la fonction A a une valeur constante, décroissante de la courbe a à la courbe f . On voit que la recherche s'effectue sur la ligne de plus grande pente donc sur le chemin le plus court. Quand cette ligne n'est pas trop incurvée, le nombre de points de calcul nécessaires à la recherche de l'optimum est de plus réduit quand on double la distance entre P_{2i+1} et P_{2i+3} .

La recherche s'arrête quand, autour d'un point P_n , aucune des perturbations élémentaires $\pm\Delta\alpha$ et $\pm\Delta r$ n'améliore la valeur de la fonction à minimiser. On recommence alors le même schéma en P_n , comme on l'a fait en P_0 , en diminuant le pas de perturbation locale $\Delta\alpha$ et Δr . Le critère d'arrêt n'est pas une valeur donnée de A - que l'on ne connaît pas a priori - mais un certain accroissement des paramètres $\Delta\alpha_{\min}$ et Δr_{\min} .

2.6. Choix entre les deux formes analytiques

A partir de leur capacité à décrire l'expérience, nous cherchons ici à comparer les deux solutions $S\infty$ et $S2L$.

Toutes deux sont de la forme :

$$\Delta T = \frac{Q}{\lambda} F(t, \alpha, r)$$

Dans le cas de la solution S_{∞} , F est de la forme : $F(t, u)$
avec $u = r \sqrt{\alpha}$

A partir d'un même essai dans le mortier de béton, une optimisation sur quatre points a donné :

avec S_{∞} : $u = 16.94 \text{ s}^{1/2}$

avec S_{2L} : $r = 0.02 \text{ m}$, $\alpha = 1.1784 \text{ m}^2/\text{s}$, $r/\sqrt{\alpha} = 18.42 \neq u$

Traçons alors, pour chaque forme, l'écart relatif entre le calcul et l'expérience en fonction du temps - figure 17 - soit :

$$\frac{|\Delta T - \Delta T(S_{\infty})|}{\Delta T} \quad \text{et} \quad \frac{|\Delta T - \Delta T(S_{2L})|}{\Delta T}$$

Pour S_{∞} , la courbe ne tangente l'axe que pour les quatre points ayant servi à l'optimisation - et elle ne le touche pas vraiment. Pour S_{2L} le contact est plus étroit non seulement aux points d'optimisation mais aussi pour $t < t_1$, de façon remarquable et malgré une grande incertitude sur ΔT expérimental quand t est petit.

Quand $t > t_4$, on ne peut rien dire des positions respectives des deux courbes, il existe à ce moment une forte influence des conditions aux limites et S_{∞} comme S_{2L} ne décrivent plus le phénomène.

On voit dans ces conditions que la coïncidence entre l'expérience et le calcul a été forcée en ce qui concerne la forme S_{∞} . La solution (α, r) fournie dans ce cas là dépend du choix des points d'optimisation. Par contre, à condition de rester dans des limites imposées par les conditions extérieures, la solution par S_{2L} ne dépend pas des points où l'on mène l'optimisation.

Nous préférons donc, malgré un temps de calcul plus long, utiliser par la suite la forme S_{2L} qui décrit correctement le phénomène. Anticipons en disant que les coefficients de transfert thermique fournis par S_{2L} ne trahiront pas ce choix.

2.7. Conditions d'exploitation de la méthode

2.7.1) Nombre de points nécessaires à l'optimisation

Au § 2.2.5 du présent chapitre, nous avons introduit la fonction :

$$A(\alpha, r) = \sum_n \left[\frac{\Delta T_i}{\Delta T_j} - \frac{F_i(\alpha, r)}{F_j(\alpha, r)} \right]^2$$

$F(\alpha, r)$ est la fonction adimensionnelle apparaissant dans S2L :

$$F(\alpha, r) = \frac{1}{2\pi} \int_0^1 \exp \left[-\frac{r^2/4\alpha t}{u^2} \right] \cdot \exp \left[\frac{r/2\sqrt{\alpha t}}{u} \right] \cdot \frac{du}{u}$$

$T(t)$ est la réponse expérimentale à un choc de puissance constante .

L'indice i rapporte les valeurs de F et de ΔT au même temps t_i .

Le calcul des F_i étant relativement long, dans sa forme actuelle, il va de soi que l'on va essayer de caler la fonction sur la courbe expérimentale à l'aide d'un nombre minimum de points $T_i(t_i)$.

A partir d'un essai donné, nous allons donc progressivement augmenter le nombre de ces points jusqu'à ce que les valeurs de r , α et λ ne soient plus affectées quand les t_i varient.

Les t_i sont ici choisis dans l'intervalle (60 s - 120 s).

Le calcul d'optimisation est arrêté quand les pas de perturbation locale $\Delta\alpha$ et Δr deviennent respectivement inférieurs à $10^{-10} \text{ m}^2/\text{s}$ et 10^{-6} m .

• 2 points

$$A_2 = \left(\frac{\Delta T_1}{\Delta T_2} - \frac{F_1}{F_2} \right)^2$$

	r (mm)	$10^6 \cdot \alpha$ (m ² /s)
Valeur moyenne	19.962	1.178
Ecart type	0.185	0.0178

. 3 points

$$A_3 = \left(\frac{\Delta T_1}{\Delta T_2} - \frac{F_1}{F_2} \right)^2 + \left(\frac{\Delta T_2}{\Delta T_3} - \frac{F_2}{F_3} \right)^2$$

	r (mm)	$10^6 \cdot \alpha$ ($m^2 \cdot s^{-1}$)	λ ($w \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$)	$10^{-6} C$ ($J \cdot m^{-3} \cdot K^{-1}$)
Valeur moyenne	19.879	1.175	2.8727	2.433
Ecart type	0.108	0.0206	0.1051	0.050

. 4 points : Comme pour A_3 , nous avons donné plus de poids aux points centraux :

$$A_4 = \left(\frac{\Delta T_1}{\Delta T_3} - \frac{F_1}{F_3} \right)^2 + \left(\frac{\Delta T_2}{\Delta T_4} - \frac{F_2}{F_4} \right)^2 + \left(\frac{\Delta T_3}{\Delta T_3} - \frac{F_3}{F_3} \right)^2$$

	r (mm)	$10^6 \alpha$ ($m^2 \cdot s^{-1}$)	λ ($w \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$)	$10^{-6} C$ ($J \cdot m^{-3} \cdot K^{-1}$)
Valeur moyenne	19.901	1.182	2.873	2.431
Ecart type	0.076	.0060	0.053	0.037

. 5 points :

$$A_5 = \left(\frac{\Delta T_1}{\Delta T_3} - \frac{F_1}{F_3} \right)^2 + \left(\frac{\Delta T_2}{\Delta T_4} - \frac{F_2}{F_4} \right)^2 + \left(\frac{\Delta T_3}{\Delta T_5} - \frac{F_3}{F_5} \right)^2 + \left(\frac{\Delta T_2}{\Delta T_3} - \frac{F_2}{F_3} \right)^2 + \left(\frac{\Delta T_3}{\Delta T_4} - \frac{F_3}{F_4} \right)^2$$

	r (mm)	$10^6 \alpha$ ($m^2 \cdot s^{-1}$)	λ ($w \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$)	$10^{-6} C$ ($J \cdot m^{-3} \cdot K^{-1}$)
Valeur moyenne	19.93	1.182	2.860	2.419
Ecart type	0.104	.0076	0.073	0.050

La dispersion des résultats est due principalement à l'incertitude sur l'évaluation des ΔT_i - 5 % à 60 s, 2 % à 120 s. Elle est largement estompée quand on effectue l'optimisation sur quatre points. L'utilisation de 5 points n'est pas justifiée.

Les écarts-types σ_r et σ_α qui restent supérieurs respectivement à $(\Delta \alpha)_{\min}$ et $(\Delta r)_{\min}$ permettent cependant d'assurer une bonne précision sur α et r :

On peut admettre :

Les valeurs de λ et de C sont entachées d'une incertitude supplémentaire sur la puissance de l'élément chauffant.

On estime :
$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = \frac{\Delta C}{C} \# 4 \%$$

2.7.2) Choix des points où sera faite l'optimisation

Dans les conditions de l'expérience, on peut se demander quelles sont les limites dans le temps de l'équation S2L, du moins s'il existe des zones de la réponse $\Delta T(t)$ qui sont mal décrites par S2L donc qui ne devraient pas servir à l'exploitation de la mesure.

a) Limite inférieure - Une mauvaise précision sur la lecture de la courbe en deçà de $t = 60$ s rend son exploitation peu raisonnable. Pour les puissances de chauffe adoptées, ΔT à 60 s est de l'ordre de 0.3 K et la d. d. p. aux bornes du thermocouple est environ de 20 μV . La déviation du stylet de l'enregistreur - 20 mm - ne permet pas une incertitude relative inférieure à 5 %.

b) Limite supérieure - Il n'y en a théoriquement pas, mais il est évident que la réponse du thermocouple est d'autant plus influencée par un grand volume du milieu à étudier que le temps sera plus long. Autrement dit, si l'on veut une mesure locale des propriétés thermiques, donc de la teneur en eau du sol, nous devons nous limiter dans l'exploitation de la réponse ΔT .

Plusieurs méthodes nous ont permis de chiffrer cette limite supérieure :

- Sur la courbe 17 montrant les différences entre le calcul et l'expérience, on voit que la fonction S2L décrit mal l'expérience au-delà de $t = 180$ s. Dans ce cas, les côtés de l'éprouvette de mortier ne sont qu'à 25 mm du plan des deux tiges de la sonde et la diffusivité est $\alpha = 1.1178 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.
- Plus parlante est une vérification expérimentale où l'on a changé les conditions à la limite de l'éprouvette (figure 18). L'air du laboratoire, ou mieux présent dans une feuille de polystyrène expansé ($\lambda = 0.03 \text{ w/m.K}$) retient la chaleur dans l'éprouvette et déforme la réponse $\Delta T(t)$ à partir de 120 s. Inversement, si on ventile l'éprouvette, les échanges sont activés à partir de ce même temps critique et la réponse $\Delta T(t)$ est maintenant déformée vers de moindres ΔT . On peut donc dire que, à partir de 120 s, le signal est influencé par les limites, toujours à 25 mm, de l'éprouvette de mortier. L'équation S2L ne décrit alors plus le phénomène de façon satisfaisante. Le même problème se posera en cas d'hétérogénéité du matériau, notamment dans la distribution des teneurs en eau.
- Ces quelques valeurs, inférieures ou supérieures, sont bien entendu à

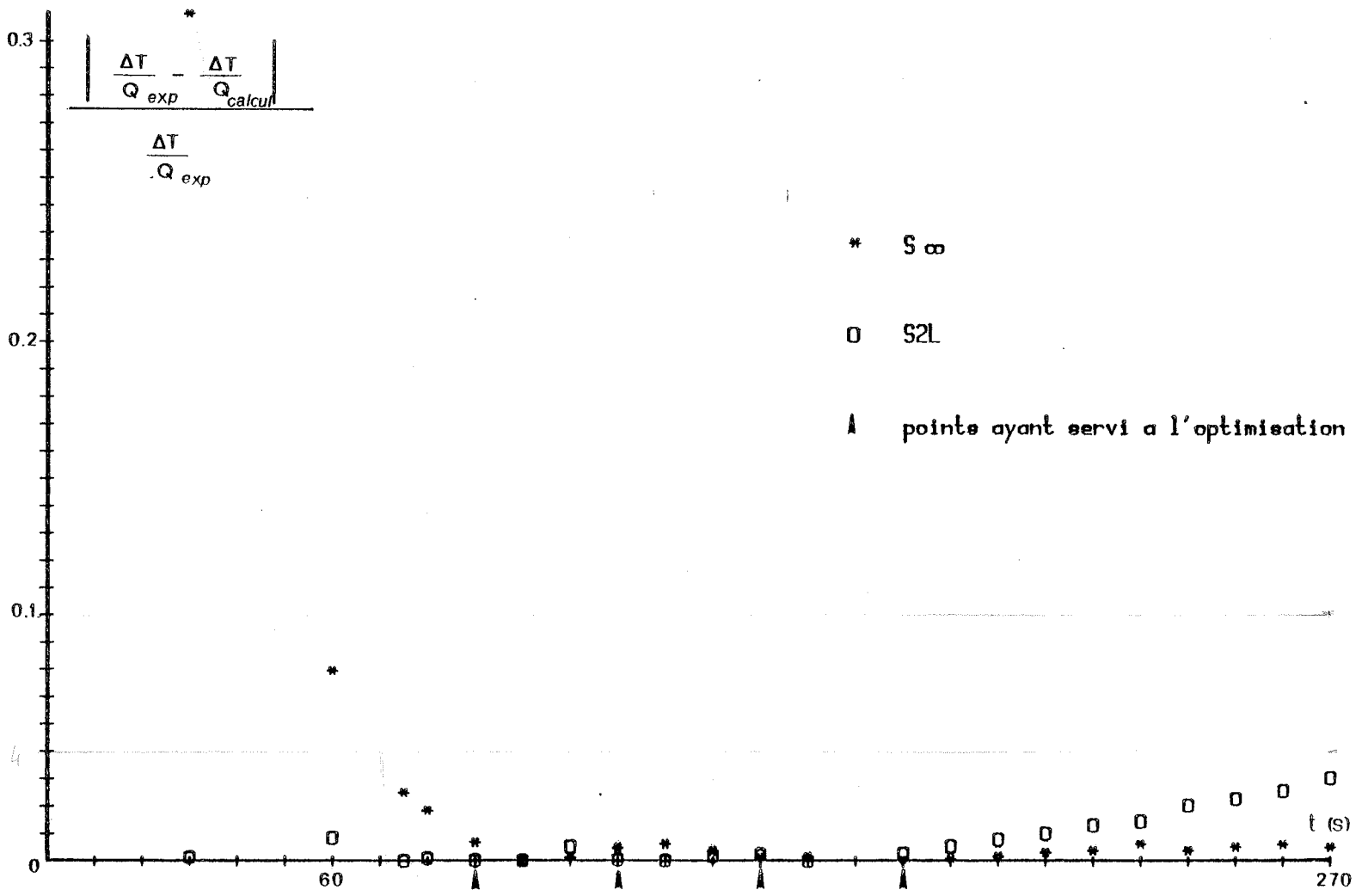


figure 17 - ECART MODELES/EXPERIENCE -

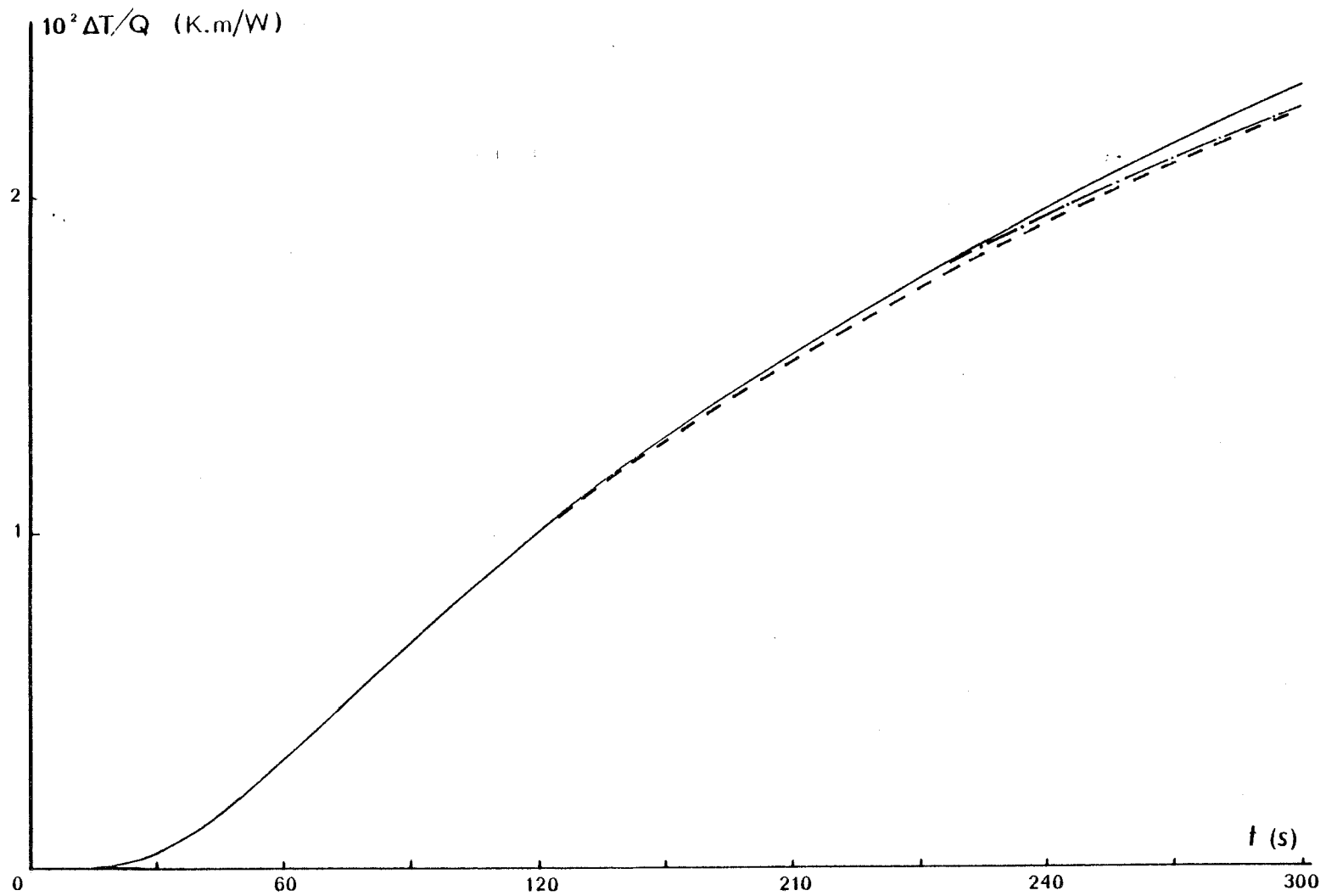


figure 18 - DELTA T /Q (TEMPS) -

— · — · — calcul par S2L

———— isolation polystyrene

- - - - ventilateur

corriger selon la géométrie de mesure, condition à la limite ou hétérogénéité, et aussi de la diffusivité thermique du milieu. C'est en fait la longueur caractéristique du transfert $\sqrt{\alpha \cdot t}$ que l'on doit garder dans certaines limites.

- Nous avons évoqué ici une idée que nous allons approfondir au paragraphe suivant : à un instant donné, la sonde "voit" un certain volume de sol autour d'elle et la réponse du thermocouple intègre les propriétés du milieu dans ce volume. On peut se rapprocher de la notion courante en hydraulique des puits de rayon d'action.

2.7.3 Rayon d'action

Revenons un instant à la formulation de l'échauffement autour d'un fil infiniment long :

$$S_{\infty} : \quad \Delta T = \frac{Q}{4\pi\lambda} \cdot E_1\left(\frac{r^2}{4\alpha t}\right)$$

Nous avons déjà signalé § 2.2.2 la forme asymptotique de S_{∞} quand $(r^2/4t)$ est faible :

$$\Delta T = \frac{Q}{4\pi\lambda} \left(-\gamma - \ln \frac{r^2}{4\alpha t} \right)$$

Par analogie avec l'hydraulique des puits (38) on appelle rayon d'action la valeur de r qui annule cette expression asymptotique. Soit :

$$R_a = \sqrt{\frac{4\alpha t}{e^{-\gamma}}}$$

Pour un puits dans un aquifère infiniment grand, c'est la distance à laquelle le fonctionnement du puits n'altère pas encore l'état de la nappe. Dans notre cas, c'est la distance parcourue par le signal issu de la source. C'est aussi l'abscisse du point d'intersection de l'asymptote de $\Delta T(\ln r)$, quand r n'est pas trop grand, avec l'axe $\Delta T = 0$ (cf figure 19).

Par analogie, on peut définir le rayon d'action dans le cas du fil source de longueur finie, c'est l'abscisse du point d'intersection de la tangente au point d'inflexion de $\Delta T(\ln r)$ avec l'axe $\Delta T = 0$. Cette valeur donne une idée du domaine intéressé par le choc : elle précise non seulement le volume où sont mesurés la conductivité et la diffusivité mais elle définit aussi le temps au-delà duquel la méthode n'est plus valable dans le cas d'une géométrie finie.

Donnons dans notre cas quelques valeurs de R_a lues sur la figure 19 :

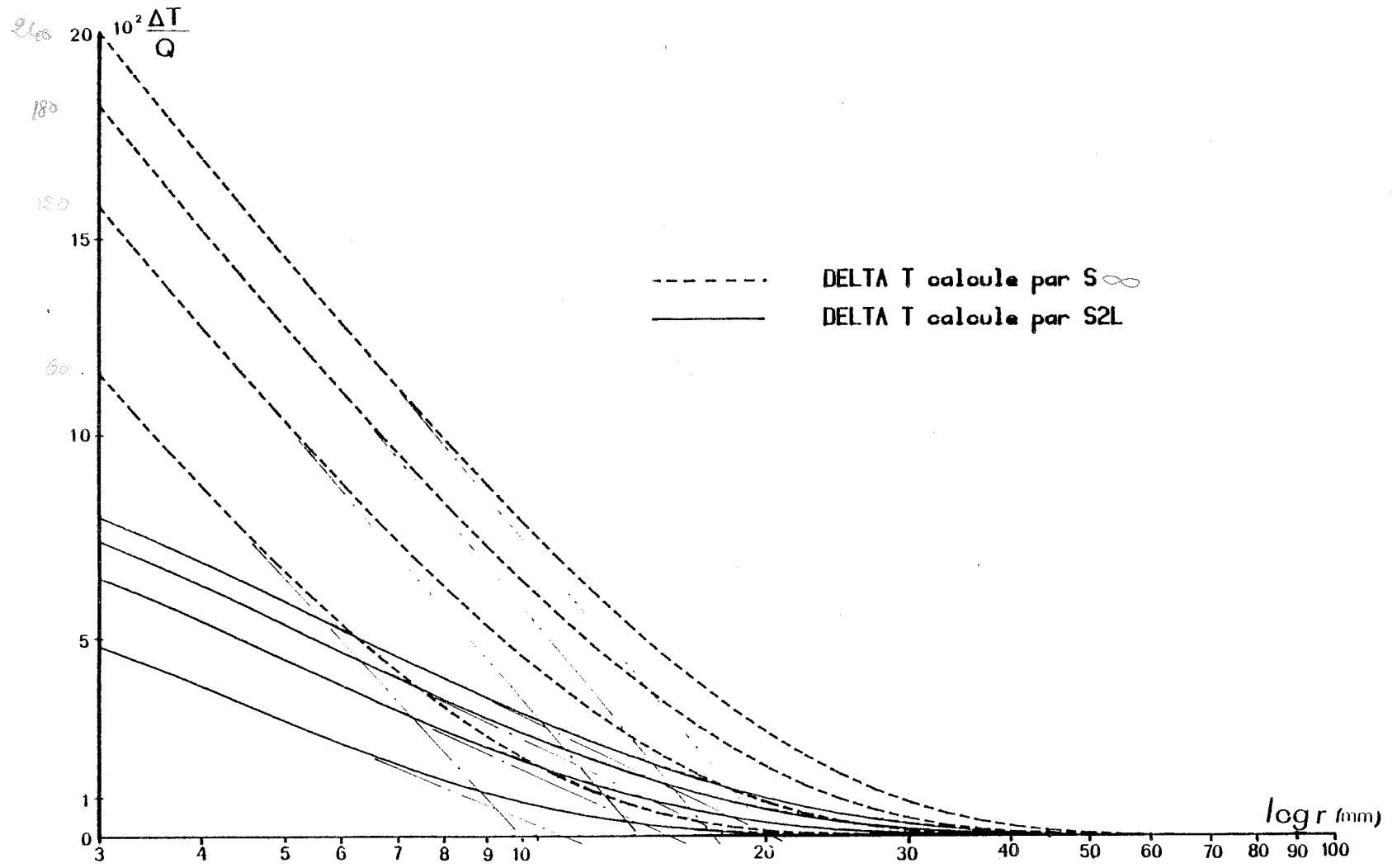


figure 19 - RAYON D'ACTION -

t (s)	60	120	180	240
Ra (mm)	11.5	15.2	18.1	21.4

2.7.4 Puissance de chauffe

Il va de soi que les effets parasites, migration d'humidité ou vaporisation par exemple, sont amplifiés par un choc trop intense. Nous avons veillé à ne pas trop perturber le milieu étudié en ne provoquant que des élévations de température faibles et de courte durée.

Un minimum cependant a été imposé par les sensibilités du capteur de température, thermocouple Cr-Ct, et de l'enregistreur. La puissance de chauffe, qui n'est pas forcément la même d'un choc à l'autre a été choisie de l'ordre de 1 W/cm d'élément chauffant. D'un point de vue pratique, remarquons que dans ce cas la puissance totale, de l'ordre de 5 W, sera facilement fournie par les batteries réduites d'un éventuel appareil de terrain.

3 - Essais

La sonde a simultanément été mise en oeuvre dans deux matériaux : en laboratoire dans un sol fin et dans le mortier de béton.

3.1. Sol fin

3.1.1. Présentation du matériau

Les propriétés de ce sol ont fait l'objet d'études détaillées : transfert de masse et de solutés par ELMALOGLOU (14), thermomigration par PERSON (32). Il s'agit d'un mélange de sol de surface d'un terrain naturel, séché en étuve, et d'un sable fin. La fraction volumique de quartz, par rapport au volume des matières solides est $FQ = 0.55$. La porosité $n = 40\%$.

3.1.2. Expérience réalisée

Le matériau est initialement à la teneur en eau uniforme $\theta_0 = 15\%$. Au cours d'une humidification progressive à 21°C, nous suivons le comportement des

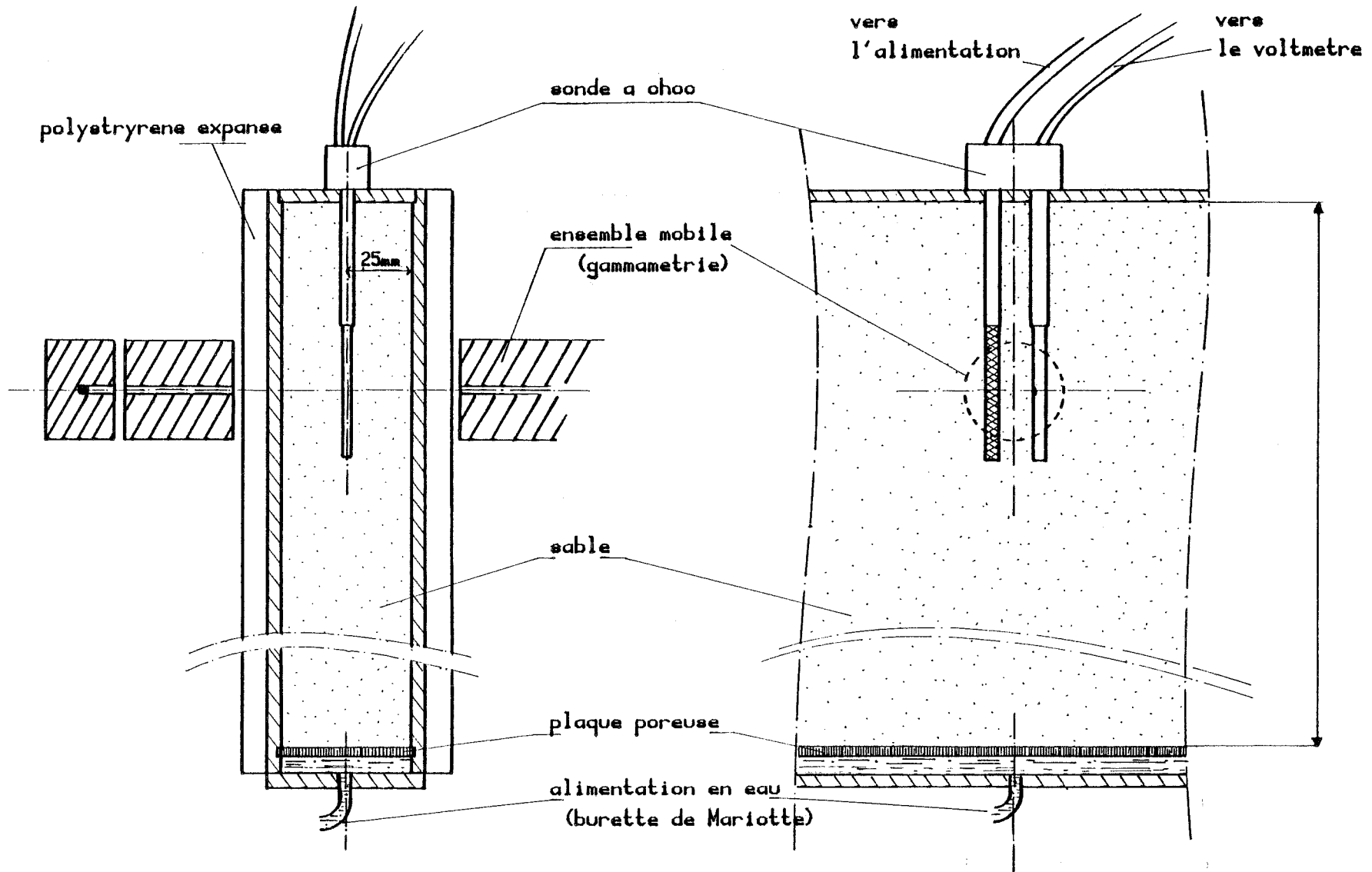


figure 20 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL - Sable fin

différents paramètres mesurés par la sonde à choc. Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure 20. La teneur en eau est mesurée indépendamment par gammamétrie dans le plan médian de la sonde, en particulier à la hauteur du thermocouple.

3.1.3. Mise en place de la sonde

La sonde est implantée dans une région homogène de l'échantillon parallélépipédique $30 \times 30 \times 5 \text{ cm}^3$ - décrit par PERSON (32). Les tiges sont verticales à 25 mm des parois. La cohésion du matériau à θ_0 est suffisante pour permettre une préparation du site avec un gabarit donc les tiges creuses ont un diamètre légèrement inférieur à celui de la sonde. Celle-ci est ensuite introduite dans les avant-trous ainsi aménagés.

3.1.4. Résultats

Commentons l'évolution de chacun des paramètres au cours d'une humidification lente (1 mois) entre $\theta_0 = 15 \%$ et $\theta = 31 \%$.

a) Conductivité thermique

Tous les points expérimentaux ont été portés sur la figure 21. Nous avons tracé en trait plein les valeurs de λ et en trait pointillé celles de λ^* calculées (32) à partir de la formule de de VRIES. La faible dispersion des points expérimentaux est due autant à l'incertitude sur θ qu'à celle sur λ .

b) Diffusivité thermique (fig 22)

Ses variations sont moins importantes et l'on retrouve la forme des courbes $\alpha(\theta)$ rencontrées dans la littérature représentée dans le cartouche.

c) Capacité calorifique (fig. 23)

Du fait de la quasi-constance de (θ) , les variations de C sont sensiblement les mêmes que celles de λ . La relation (I.5), qui exprime l'additivité de la capacité calorifique volumique, permet d'estimer en nous basant sur les mesures de C , la variation de teneur en eau $\Delta\theta$ à partir de $\theta_0 = 15 \%$.

Variation estimée et variation mesurée par gammamétrie sont portées sur la figure 24. Des essais ultérieurs devraient tenter d'éclaircir la surestimation de θ faite par la sonde à choc.

Notons qu'un point de la courbe $C(\theta)$ seulement permettra alors de connaître θ à partir d'une mesure de C .

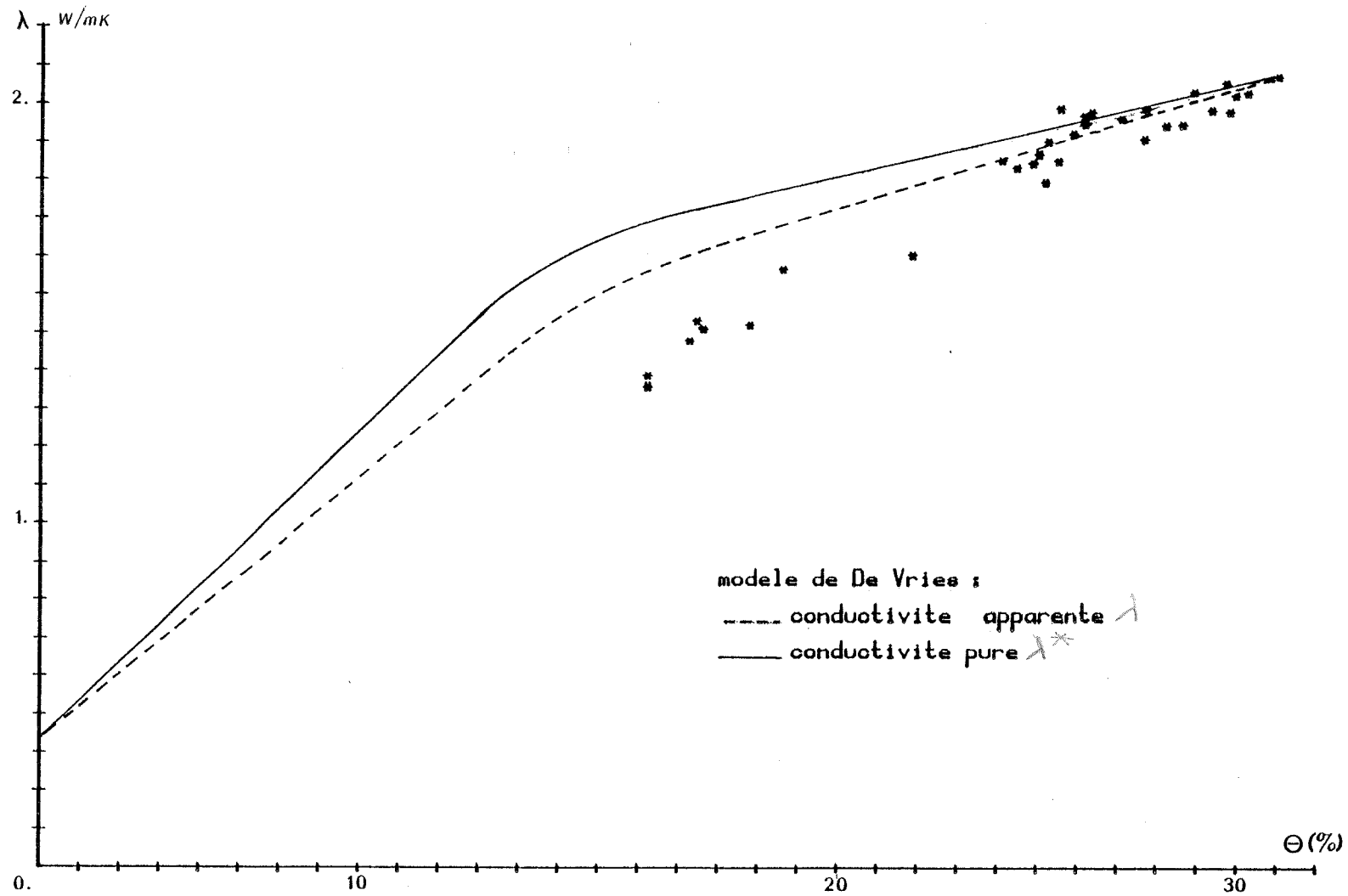


figure 21 - CONDUCTIVITE (TETA) - Sable fin

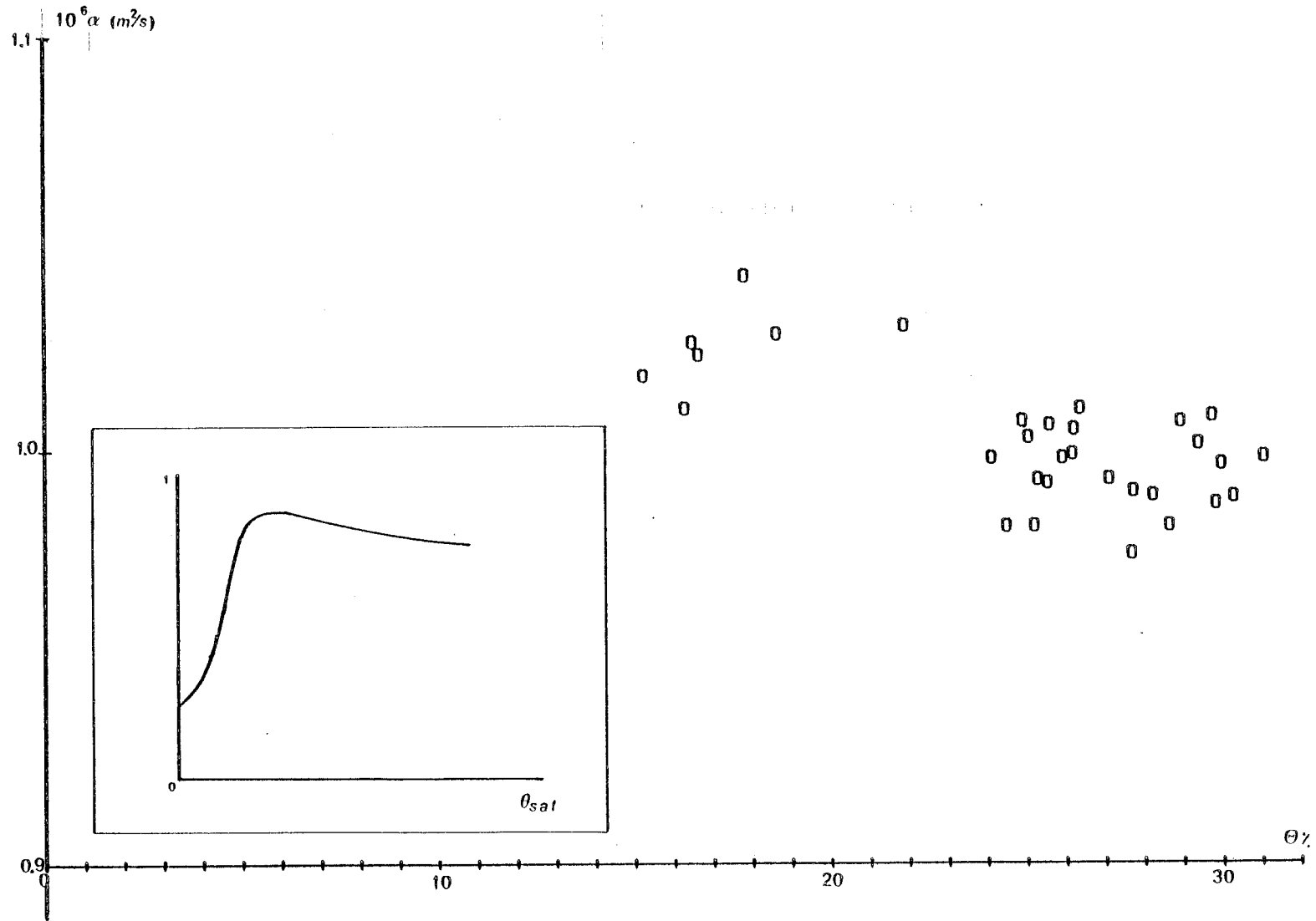


figure 22 - DIFFUSIVITE (TETA) - Sable fin

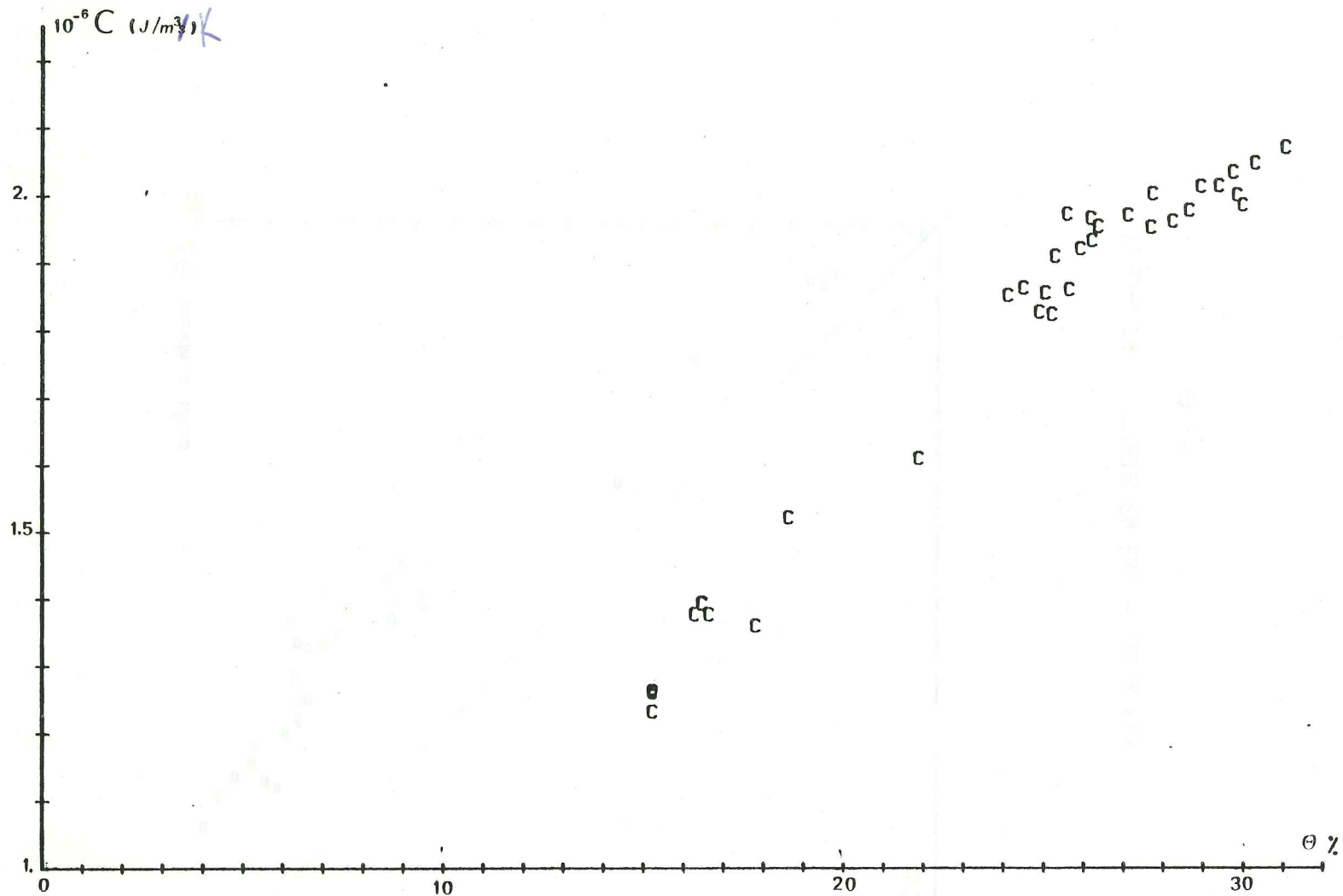


figure 23 - CAPACITE CALORIFIQUE (TETA) - Sable fin

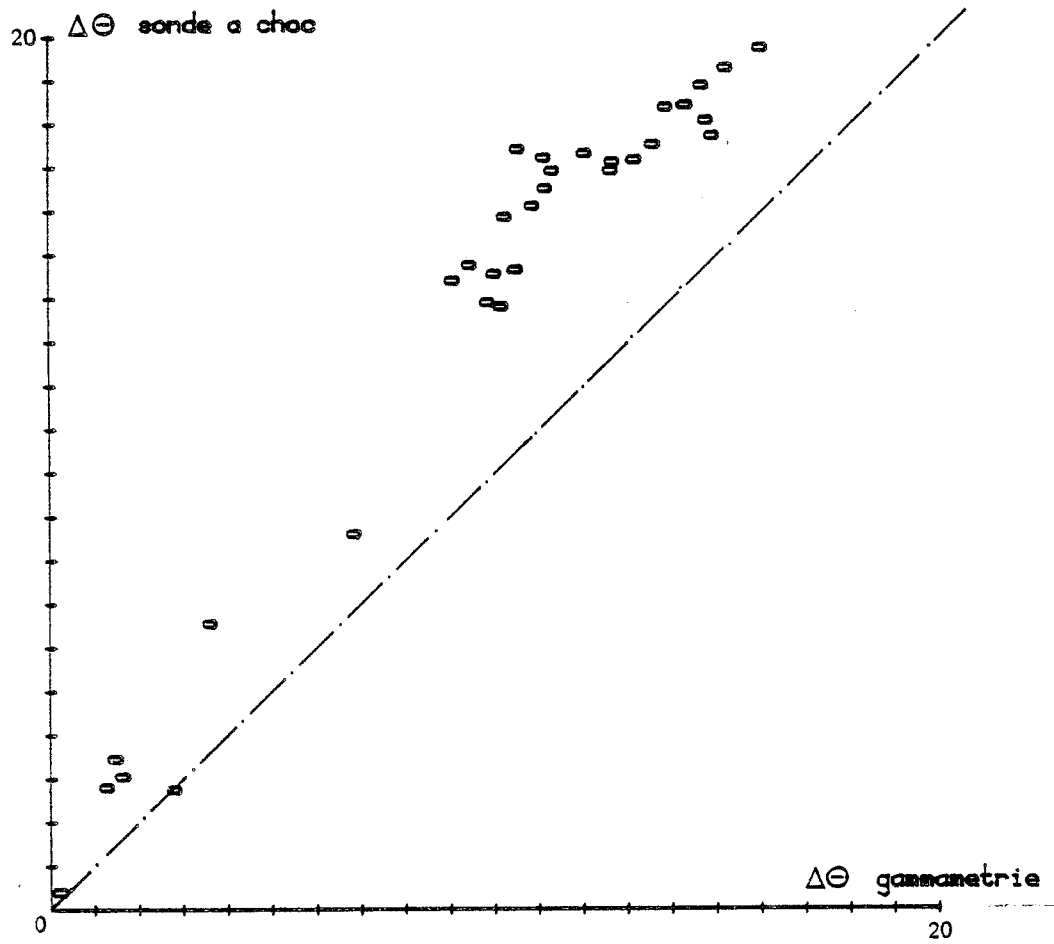


figure 24 - TENEUR EN EAU - Sable fin

$$\Theta_0 = 15\%$$

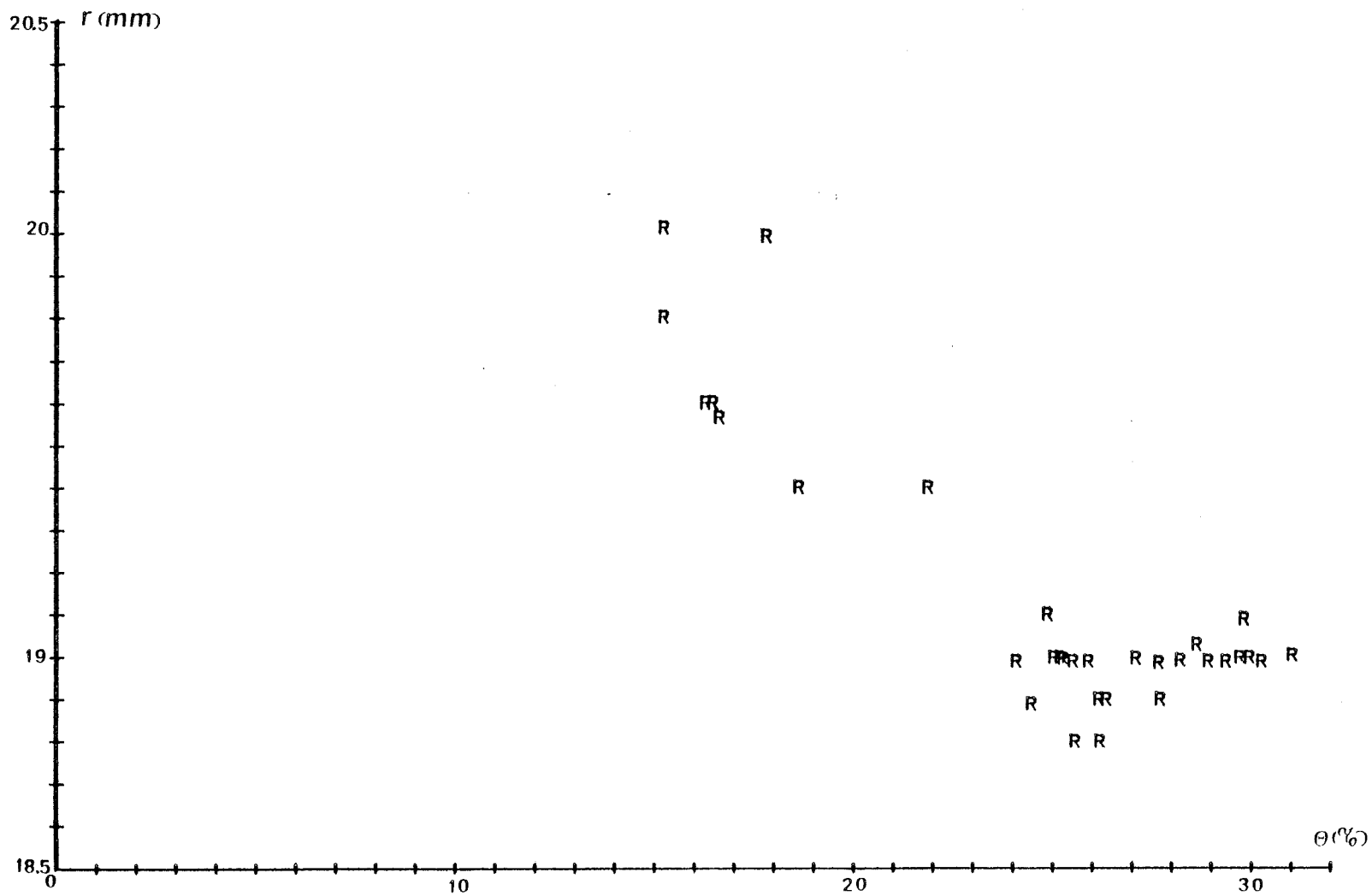


figure 25 - PARAMETRE GEOMETRIQUE - Sable fin

d) Paramètre géométrique r (fig.25)

Son évolution est remarquable. Comme prévu (§ 2.4), le contact s'améliore quand le matériau s'humidifie, r décroît donc légèrement. Il se stabilise quand l'interstice présent entre la sonde et le milieu poreux est plein d'eau.

3.2. Mortier de ciment

3.2.1. Essai

Le matériau est décrit au chapitre II.

La disposition est identique à celle exposée pour le sable. Pour obtenir des teneurs en eau uniformes à une cote donnée, l'éprouvette - $5 \times 7 \times 25 \text{ cm}^3$ - est étanchée par un vernis sur ses faces verticales. Afin d'éviter dans un premier temps des problèmes délicats de mise en place dans ce matériau, la sonde est introduite avant la prise de l'échantillon. Le plan des tiges est toujours vertical à 25 mm des parois. Le retrait, consécutif à la prise, comprime la sonde et assure en principe un contact optimum.

L'éprouvette est initialement saturée - $\theta_0 = 15 \%$. La lenteur des transferts ne nous a permis de suivre qu'un séchage partiel - entre θ_0 et $\theta = 13 \%$ environ et la variation des différents paramètres est donc peu importante. - figure 26 .

Notons ici la valeur de r qui est restée constante :

$$r_{\text{moyen}} = 2000 \text{ mm}, \text{ écart type : } \sigma_r = 0.0128$$

3.2.2. Comparaison à d'autres déterminations

Nous avons eu l'occasion de caractériser les propriétés thermiques du matériau avec différentes méthodes.

a) Conductivimètre SOTHERM QTM (cette référence n'est donnée qu'à titre indicatif)

Cet appareil sophistiqué analyse la réponse en température au voisinage d'un élément chauffant appliqué sur la surface polie de l'échantillon. Il permet des mesures rapides de la conductivité thermique des solides, mais dans une zone assez floue proche de la surface et il nécessite un certain apprêt du matériau à étudier.

b) Calorimètre

La mesure directe de c_{ps} , la chaleur massique du matériau sec, a été faite sur des éclats et des poudres d'un mortier de même composition avec un micro-calorimètre différentiel.

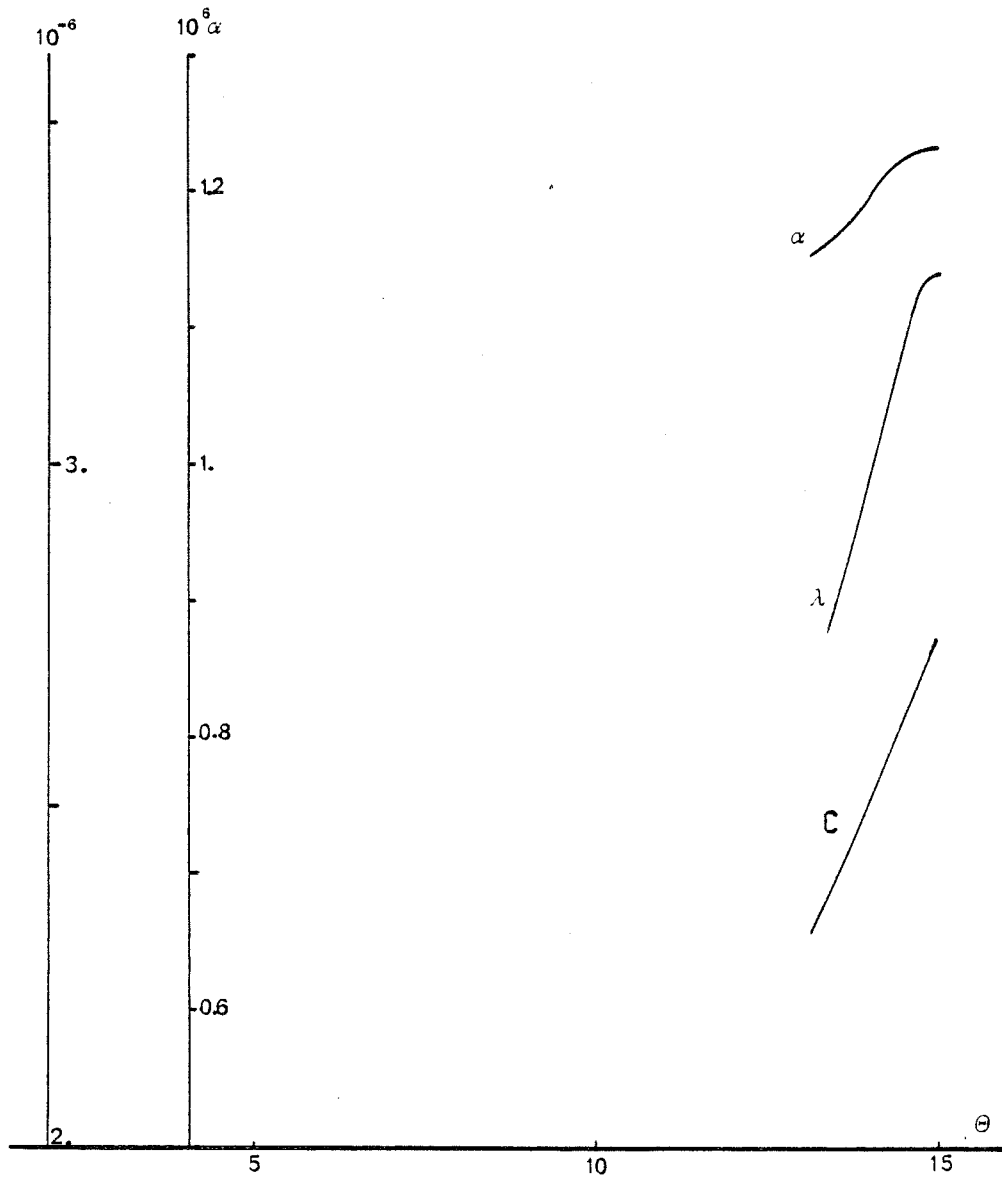
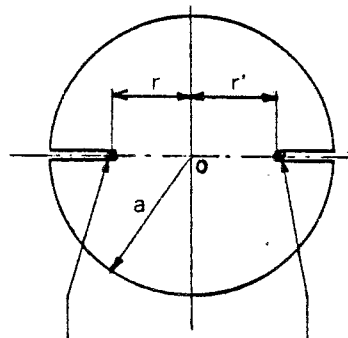


figure 26 - COEFFICIENTS THERMIQUES - Mortier

c) Méthode du barreau cylindrique

Cette méthode complète, mesure de λ et C , est due à JAEGER et SASS (24). Nous avons détaillé par ailleurs sa mise en oeuvre dans le mortier de ciment (21). Rappelons brièvement son principe.

L'échantillon est un cylindre de section circulaire de rayon a , suffisamment long ($l > 20 a$). Ses frontières sont isolées thermiquement. Une source rectiligne de chaleur parallèle à une génératrice du cylindre - coordonnées $(r', 0)$ - dispense un échelon de flux de chaleur constant. On étudie la réponse en température



Thermocouple Source

$\Delta T(t)$ en un point du cylindre de coordonnées (r, θ) . Nous avons adopté $r = r'$ et $\theta = \pi$. On montre que $\Delta T(t)$ tend asymptotiquement vers une droite dont la pente et l'abscisse pour $\Delta T = 0$ donnent λ et C du matériau.

d) Résultats

	λ (W/m.K)	α (m^2/s)	C	Observations
Sonde à choc	$\lambda_{sat} = 3.25$	$\alpha_{sat} = 1.1 \times 10^{-6}$	$C_{sat} = 3.5 \times 10^6$ J/m ³ .K	
Conductivimètre	$\lambda_{sat} = 2.969$	—	—	Méthode de choc incomplète
Micro-calorimètre	—	—	$C_{ps} = 0.187$ cal/g.K $C = 2.3 \times 10^6$ J/m ³ .K	Problèmes d'échantillonnage : représentativité d'un fragment de petites dimensions reproduction d'un mortier à partir de sa composition
Barreau cylindrique	$\lambda_{sat} = 3.095$	$\alpha_{sat} = 1.08 \times 10^{-6}$	$C_{sat} = 2.866 \times 10^6$ J/m ³ .K	Reproduction d'un mortier à partir de sa composition n'est applicable qu'à l'échantillon sec ou totalement saturé.

3.3. Développements3.3.1 Méthode graphique de dépouillement

Dans le cas où le paramètre r est constant, une méthode graphique

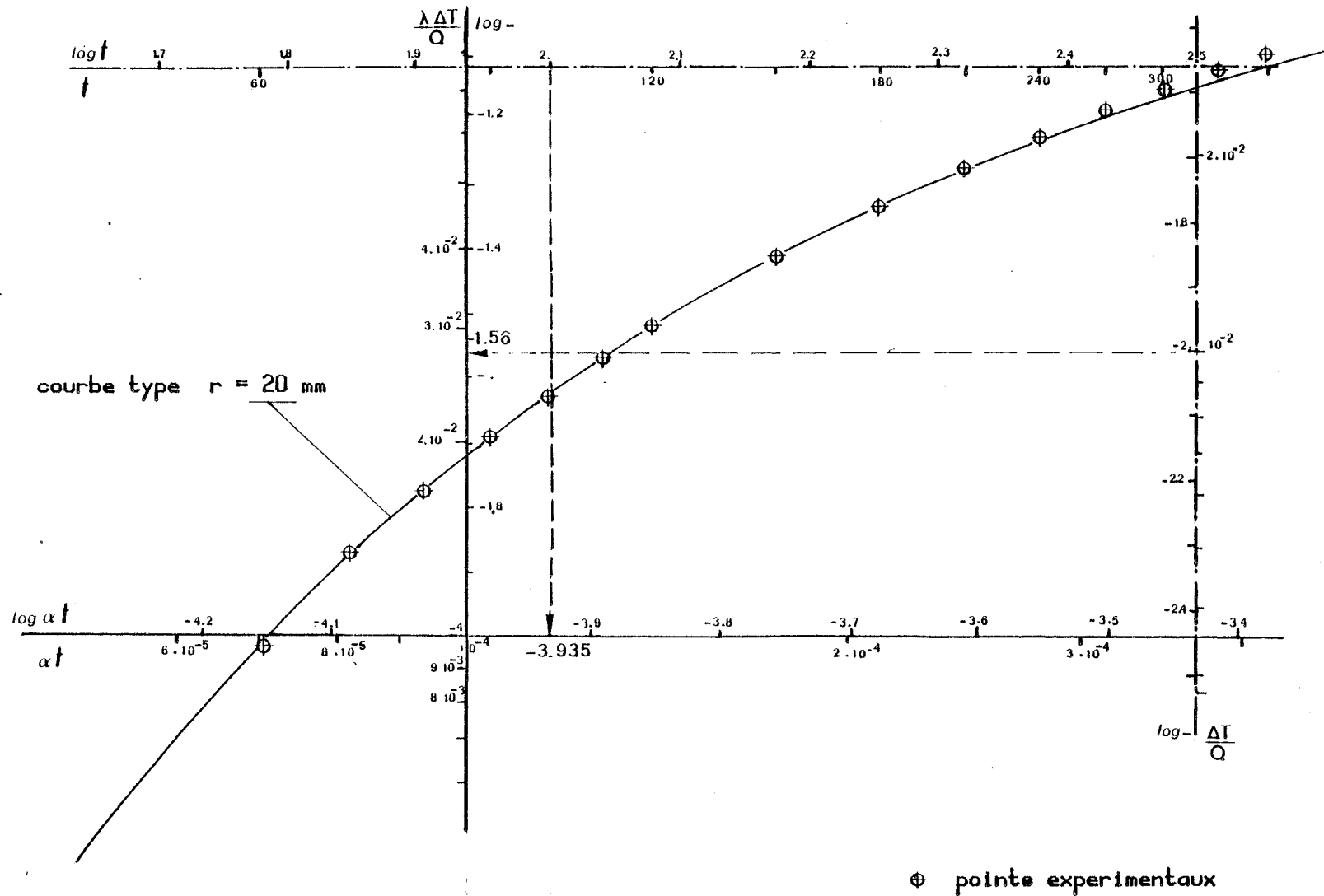


figure 28 - METHODE GRAPHIQUE -

bilogarithmique permet d'analyser très rapidement le signal $T(t)$. Ces procédés sont d'un emploi courant et ancien en hydraulique des nappes (THEIS, JACOB, WALTON, HANTUSH) et l'on trouvera un résumé de différentes techniques dans le rapport de FORK-ASIEWICZ (15). Nous trouvons quelques références de leur emploi en thermique transitoire en particulier par BECK (1).

Rappelons S2L :

$$\Delta T = \frac{Q}{4\pi\lambda} \cdot f\left(\frac{r^2}{4\alpha t}, \frac{l}{r}\right)$$

avec $f = 2 \int_0^1 \exp\left(-\frac{r^2}{4\alpha t} u^2\right) \cdot \operatorname{erf}\left(\frac{l}{2\sqrt{\alpha t}} \cdot \frac{du}{u}\right)$

r , supposé constant, est déterminé par une résolution itérative, ou bien, si l'on connaît un point $(\lambda, \alpha, \Theta)$ à partir des profils de température à différents temps. On trace la courbe type $\ln(f(\alpha.t)/4\pi)$ en fonction de $\ln(\alpha.t)$ d'une part et l'on porte par ailleurs les points expérimentaux $\ln(\Delta T/Q)$ fonction de $\ln(t)$ avec la même échelle. Ces deux courbes sont superposables avec le décalage d'abscisse $\ln \alpha$ et le décalage d'ordonnée $\ln \lambda$.

Illustrons cette technique avec l'essai déjà évoqué au § 2.7.1 (lors du choix du nombre de points). On lit sur la figure 28 :

axes horizontaux : $\ln t = 2 \rightarrow \ln(\alpha.t) = -3.935$

axes verticaux : $\ln \frac{\Delta T}{Q} = -2 \rightarrow \ln \frac{\lambda \Delta T}{Q} = -1.56$

d'où : $\alpha = 1.161 \times 10^{-6} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$, $\lambda = 2.75 \text{ W/m.K}$.

3.3.2 Application à la mesure de la teneur en eau

La méthode neutronique est la seule fiable et non destructive de la teneur en eau des sols en place.

Pour les meilleures sondes, la mesure intéresse une sphère de 20 à 40 cm de diamètre. Il s'ensuit donc une grande difficulté d'interprétation aux faibles profondeurs et un effet de "diffusion" non négligeable dans le cas de fronts d'humidité ou d'hétérogénéité brusques.

Il peut sembler par ailleurs intéressant de suivre l'évolution de

l'humidité dans certaines parois de bâtiment.

Un développement important de la sonde que nous venons de présenter sera son application à la mesure de la teneur en eau.

Celle-ci sera déduite de λ ou de C après un étalonnage expérimental de la sonde. On pourra utiliser aussi les relations déjà présentées : formule de VRIES pour $\lambda(\theta)$, ou mieux proportionnalité de C à θ .

Les premiers essais ont été réalisés "au champ". Deux sondes ont été implantées à 3 cm et 11 cm dans un sol argileux.

Des mesures ont été effectuées après une période ensoleillée - terrain "sec" - puis au lendemain de fortes précipitations (37 mm).

Les résultats sont résumés dans le tableau suivant.

	Terrain "sec"	Terrain humide	$\Delta\theta$ (%)
<u>3 cm</u> r (mm)	23.20	21.62	
$10^6 \alpha$ (m^2/s)	.83	.64	
λ ($W.m^{-1}.K^{-1}$)	1.68	1.48	
$10^6 C$ ($J.K^{-1}.m^{-3}$)	2.021	2.311	+ 6.9
<u>11 cm</u> r (mm)	21.40	21.09	
$10^6 \alpha$ ($m^2.s^{-1}$)	.94	.90	
λ ($W.m^{-1}K^{-1}$)	1.73	1.87	
$10^6 C$ ($J.m^{-3}K^{-1}$)	1.843	2.078	+ 5.6

Pour chaque essai, un échantillon a été prélevé mais la variabilité spatiale des propriétés du sol ne permet pas de confirmer les mesures de la sonde à choc.

Quelques précautions opératoires sont à observer dans le cas d'essais sur le terrain :

- les appareils, et le site lui-même doivent être protégés de l'apport parasite solaire au moment de la mesure,
- on préviendra tout effet électrique parasite par l'isolation du thermo-

couple de référence enterré à la même profondeur que la sonde et en réalisant l'enregistrement du signal à proximité immédiate de la sonde.

CONCLUSIONS

La caractérisation des coefficients de transfert n'est que partielle dans le mortier de ciment que nous avons étudié. Dans ce genre de matériau de porosité très fine, le coefficient de diffusion de masse dépend fortement de la température.

Des essais, semblables à celui que nous avons présenté à 21°C, réalisés à différents niveaux de température, permettront de déterminer $D_e(\theta, T)$

Les mesures des coefficients thermiques devraient par ailleurs être poursuivies dans une gamme plus complète de teneurs en eau.

Rappelons une nouvelle fois que les valeurs que nous avons mesurées sont celles du mortier "normal". Une certaine dispersion, en particulier dans les mesures de porosité et les mesures thermiques, et l'aspect même des coupes de différentes éprouvettes signale dans ce matériau artificiel des problèmes d'échantillonnage similaires à ceux que l'on rencontre dans des matériaux naturels comme les sols.

Ce n'est pas tant l'étude particulière du mortier de ciment qui nous paraît donc devoir être retenue mais plutôt :

- la validité des hypothèses propres aux milieux poreux classiques pour certains matériaux de construction. Avec certaines précautions, dues aux caractères particuliers de ces matériaux, les relations phénoménologiques qui décrivent les transferts en milieux poreux sont donc valables,
- la possibilité de caractérisation des coefficients de transfert essentiels d'eau et de chaleur dans ce genre de matériau par la compilation et la mise au point d'une batterie complète de moyens d'essais.

Deux directions de recherche nous apparaissent intéressantes à la fin de ce travail :

a) Etude des mécanismes de liaison et de transport aux faibles humidités

Les mécanismes de liaison de l'eau dans les milieux poreux aux faibles humidités sont encore peu connus. Certains phénomènes, s'ils sont peu importants dans les sols, semblent être amplifiés dans un matériau de porosité plus fine, éventuellement par des essais à différentes températures.

b) Affinage de la sonde à choc

Un nombre important d'essais, dans différents matériaux et dans une gamme complète de teneur en eau doit maintenant être réalisée. Les résultats que nous avons obtenu dans le sable sont satisfaisants certes mais ne sont pas une preuve suffisante de l'efficacité de la méthode. Quelques points gagneraient aussi à être éclaircis : la qualité du contact, une évaluation précise de l'incertitude ou les variations que nous n'avons pas pu expliquer de la capacité calorifique en particulier.

Signalons que, simultanément, les travaux sont poursuivis pour la réalisation d'un appareil de terrain. Celui-ci devrait contenir sous une forme maniable :

- un générateur de choc - La puissance de chauffe que nous utilisons (5 W) n'est pas incompatible avec des batteries de dimensions réduites.
- une chaîne de mesure et d'enregistrement du signal - Cet élément est déjà réalisé (4) et la montée en température est suivie et enregistrée à raison d'un point toutes les deux secondes. A l'issue d'une campagne de mesure, on peut alors traiter les enregistrements successifs au laboratoire. Il semble préférable dans certains cas d'envisager un dépouillement simultané des mesures.

Prévoyons donc enfin :

- un module de traitement du signal - Notre but était avant tout dans cette étude d'établir la liaison entre ce signal et le résultat (α , ρ). Nous avouons que des améliorations notables peuvent être apportées à nos programmes de calcul qui réduiraient à la fois le temps de traitement et le volume de travail demandé au système. La puissance actuelle de certaines calculatrices de bureau est alors suffisante pour envisager l'implantation d'une procédure de dépouillement des mesures sur un tel appareil.

Enfin, présentons quelques idées qu'il nous semble intéressant d'approfondir :

- la géométrie actuelle de la sonde est particulièrement étudiée pour le terrain. Elle convient aux matériaux de construction.
 - . Sur un produit fini, un perçage est nécessaire et l'on devra soigner la position, le parallélisme mais surtout le diamètre des avant-trous. Une pâte conductrice et très peu capacitive - donc de très grand α - ou un coulis très semblable au matériau à étudier peuvent parfaire le contact.
 - . Dans le cas d'éprouvettes de laboratoire ou d'éléments préfabriqués, on peut envisager une mise en place au moment de la prise du matériau. On

peut alors imaginer une autre disposition des éléments de la sonde. Nous pensons en particulier à un élément chauffant filiforme rendu indéformable et solidaire du thermocouple par collage sur une feuille de matière plastique. CULL (9) emploie cette technique en donnant à l'élément chauffant une forme circulaire.

- des conditions de flux diverses peuvent être envisagées :
 - . signal périodique, avec exploitation de l'amplitude et de la phase de la réponse,
 - . comme cela se fait en glaciologie (13) , remplacement de l'élément chauffant par un dispositif réfrigérant - utilisation de l'effet Peltier par exemple - qui permettrait l'application de la méthode à des matériaux tels que la neige ou la glace - contrôle à distance de la valeur en eau par exemple.
- enfin, l'adjonction d'une deuxième tige thermométrique, un peu comme le fait TABBAGH (42) . L'analyse différentielle des deux signaux de température permet dans certains cas de s'abstenir de la condition de flux, du moins diminue fortement l'influence des résistances de contact à l'élément chauffant et de son effet de capacité. On peut penser qu'en présence d'un flux d'eau important et avec une disposition choisie des trois tiges, l'étude comparée des signaux pourrait aussi permettre d'évaluer le transport de masse dans le milieu poreux.

Par ces quelques suggestions, nous avons voulu exprimer les nombreuses possibilités du choc thermique dans l'étude des milieux poreux.

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

- (1) BECK A.E., ANGLIN F.M., SASS J.M. (1971)
Analysis of heat flow data in-situ thermal conductivity measurements.
Can. J. of Earth Sciences, n°1, vol.8, p. 1-19.
- (2) BOMBERG M., (1974)
Moisture Flow through porous building materials.
Report n°52 - Lund Institute of Technology - Sweden.
- (3) BORIES S., CRAUSSE P., BACON G., (1979)
Etude fondamentale des transferts couplés de masse et de chaleur en milieu poreux. G.E.18
Institut de Mécanique des Fluides - Toulouse.
- (4) BRIANCON Ph., (1981)
Etude et réalisation d'un appareil de mesure in-situ de la diffusivité thermique en milieu poreux non saturé.
Mémoire de Diplôme d'étude supérieure. Univ. L. Pasteur .Strasbourg.
- (5) CARSLAW H.S., JAEGER J.C., (1959)
Conduction of heat in solids.
2nd. Edition . Oxford at the Clarendon Press.
- (6) CARY J.W., TAYLOR S.A. (1962)
The interaction of the simultaneous diffusions of heat and water vapor.
Soil Sci. Soc. Amer. Proc. Vol. 26, p. 413-416
- (7) CARY J.W. (1966)
Soil moisture transport due to thermal gradients : practical aspects.
Soil Sci. Soc. Amer. Proc. Vol.30, p. 428-433.
- (8) CRAUSSE P., BACON G., BORIES S. (1981)
Etude fondamentale des transferts couplés de chaleur-masse en milieu poreux.
Int. J. of Heat and Mass Transfert. Vol.24, n°6, p. 991-1004.
- (9) CULL J.P. (1974)
Thermal conductivity probes for rapid measurements in rock.
J. of Physics. E : Scientific Instrument 1974, vol.7, p. 771-774.
- (10) DE VRIES D.A., (1963)
Thermal properties of soils.
Physics of Plant Environment. Wan Wijk, North Holland - Amsterdam
p. 210-235.
- (11) DE VRIES D.A. (1972)
Heat transfer in soils -
in Heat and Mass transfer in the biosphere. John Wiley & Sons.
Wärme und Stoffübertragung, vol.13, p. 11-25.

- (12) DIMILESCU H.A., (1980)
An application of irreversible thermodynamics to the problem of heat and moisture migration in soil.
- (13) DUVAL P. ()
Fluage et recristallisation des glaces polycristallines.
Thèse de Docteur ès Sciences. Université Scientifique et Médicale de Grenoble. Pub. n°215 du Laboratoire de Glaciologie du CNRS.
- (14) ELMALOGLU S. (1980)
Effet des stratifications sur les transferts de matières dans les sols.
Thèse de Docteur-Ingénieur, Université de Grenoble.
- (15) FORKASIEWICZ J. (1972)
Interprétation des données de pompages d'essai pour l'évaluation des paramètres des aquifères.
Pub. n°72 SGN 273 AME - Bureau de Recherches Géologiques et Minières.
- (16) FOURES J.C., PERRIN B., JAVELAS R. (1980)
Comportement hygrothermique des parois de bâtiment - G.E. 23
Institut de Mécanique des Fluides - Toulouse.
- (17) GARDNER-MAVHUGH (1958)
Solutions and tests of the diffusion equation for the measurement of water in soil.
Soil Sci. Soc. of Amer. Journal, vol. 22, p. 197-201.
- (18) GAUDET J.P. (1978)
Transferts d'eau et de soluté dans les sols non saturés. Mesures et simulation.
Thèse de Docteur ès-Sciences. Université de Grenoble.
- (19) HAMBURGER J. (1973)
Thermomigration de l'humidité en milieu poreux non saturé.
Thèse de Docteur de Spécialité - Université de Grenoble.
- (20) HAMBURGER J., J.L. MERCIER, (1979)
Sonde à choc thermique, modèles théoriques, paramètres thermocinétiques d'un milieu poreux non saturé, leur relation avec la teneur en eau.
Séminaire "Comportement thermique et hydraulique de la zone non saturée".
EPF Lausanne - Suisse - Mai 1979.
- (21) HAMBURGER J, BELLEUDY Ph. (1980)
Une méthode de mesure simultanée de la diffusivité et de la conductivité thermique adaptée aux roches et aux matériaux de construction.
Comité des Milieux Poreux de l'AI RH. 7ème Symposium International - Transfert de Chaleur et de Masse en Milieu Poreux. Août 1980, Toulouse. France
- (22) HANCOX (1967)
A note on the form of the rate of drying curve for cement paste and its use in analysing the drying behaviour of this material.
Mat. et Constructions. Bull de la RILEM, n°36, Septembre 67.
- (23) HUGHES-LOWE-WALKER (1966)
The diffusion of water in concrete at temperatures between 50 and 95°C.
British J. of Appl. Phys. Vol. 17, p. 1545-62.

- (24) JAEGER J.C., SASS J.M. (1964)
A line Source Method for measuring thermal conductivity and diffusivity of cylindrical specimens of rock and other poor conductors.
 Brit. J. Appl. Phys. vol.15, p. 1187-94.
- (25) JURY W.A. (1973)
Simultaneous transport of heat and moisture through unsaturated porous media.
 Ph. D. dissertation - University of Wisconsin - Madison (U.S.A.).
- (26) KIESSL-GERTIS (1976)
Isothermer Feuchtetransport in porösen Baustoffen.
 Deutscher Ausschuss für Stahlbeton. Heft 258. Trad. UTI. FNBTp.
- (27) LAFUMA H. (1967)
Liants hydrauliques.
- (28) LOWE-HUGUES-WALKER (1971)
The diffusion of water in concrete at 30°C.
 Cement and Concrete research. 1971, vol.1, p. 547-557.
- (29) MARTINET J. (1965)
Contribution à l'étude de la thermocinétique : la détermination des constantes thermiques des solides au moyen des méthodes de régime variable.
 Service de documentation scientifique et technique de l'armement.
- (30) MURATA (1965)
Studies on the permeability of concrete.
 Mat. et Constr. Bull. RILEM, n°29, dec. 1965.
- (31) NIELSEN A.F. (1974)
Moisture distribution in cellular concrete during heat and moisture transfer.
 Heat insulation Laboratory. Technical University of Denmark. Med.29.
- (32) PERSON J.P. (1981)
Caractérisation des propriétés thermo-hydrauliques d'un sol non-saturé. Application au transport ou au stockage d'énergie par systèmes enterrés.
 Thèse de Docteur-Ingénieur, Université de Grenoble.
- (33) PETIT Ph. (1979)
Mémoire de fin d'études. E.N.S.A.I. Strasbourg.
- (34) PHILIP J.R., DE VRIES D.A. (1957)
Moisture movement in porous materials under temperature gradients.
 Trans. of the Amer. Geophysical Union. vol.38, p. 222-232.
- (35) PIHLAJAARA (1965)
A review on the research of drying of concrete.
 Mat. et Constr. Bull. RILEM, n°27, Juin 1965.

- (36) POUYAUD B., CHARTIER R. (1971)
Méthode thermodynamique de mesure de l'humidité des sols.
Cahiers ORSTOM. Série Hydrologie, vol. VIII, n°1, p. 65-98.
- (37) POUYAUD B. (1975)
La mesure de l'humidité des sols par chocs thermiques.
Cahiers ORSTOM. Série Hydrologie, vol. XII, n°4, p. 259-284.
- (38) SCHNEEBELI G. (1966)
Hydraulique souterraine. Eyrolles. Paris.
- (39) SCOTT-HANKS (1962)
Solution of the one dimensional diffusion equation for exponential and linear diffusivity functions by power series applied to flow of moisture in soils.
Soil Sci. 94, p. 314-322.
- (40) SHAPIRO H.N., MORAN M.J. (1978)
Simultaneous heat and mass transfer in soil with application to waste heat utilization.
6th. Int. Heat Transf. Conf. Toronto, Paper HM2.
- (41) SUNDBERG J. (1979)
Thermal parameters of soil.
Nordic Symposium of Earth Heat Pump Systems. Sweden, Oct.79, p. 62-71.
- (42) TABBAGH A. (1974)
Procédé de mesure in-situ des propriétés thermiques des sols.
Sciences du sol. Bull de l'A.F.E.S. n°4, p. 269-278.
- (43) THONY J.L. (1970)
Etude expérimentale des phénomènes d'hystérésis dans les écoulements en milieux poreux non saturés.
Thèse de Docteur-Ingénieur. Université de Grenoble.
- (44) VACHAUD G. (1968)
Contribution à l'étude des phénomènes d'écoulement en milieux poreux non-saturés.
Thèse de Docteur ès Sciences. Université de Grenoble.
- (45) VALENTA (1970)
Durability of concrete.
2nd. RILEM Symposium. Mat. et Constr. Bull. RILEM. Vol.3, n°17.
- (46) VAN DER HELD E.F.M.- VAN DRUNEN F.G. (1949)
A method of measuring the thermal conductivity of liquids.
Physica XV, n°10, p. 865-881.
- (47) VAN DER HELD E.F.M. - HARDEBOL J. , KALSHOVEN J. (1953)
On the measurement of the thermal conductivity by a non-stationary method.
Physica XIX, p. 208-216.
- (48) VAN DER KOOI (1971)
Moisture transport in cellular concrete roofs.
Publ. Wahlman. Delft - Holland.
- (49) VAUCLIN M. (1971)
Effets dynamiques de la relation succion-teneur en eau lors d'écoulements en milieu non-saturé.
Thèse de Docteur-Ingénieur, Université de Grenoble.

- (50) VENUAT M., ALEXANDRE J. (1968)
De la carbonatation du béton.
Publ. n°195, Centre d'Etudes et de Recherches de l'Industrie des
Liants Hydrauliques.
- (51) VOS B.H. (1955)
Measurements of thermal conductivity by a non steady-state method.
Appl. Sci. Res. Section A, vol.5, p. 425-437.
- (52) VOS B.H. (1965)
*Non steady state method for determination of moisture content in
structures.*
Symp. Humidity and moisture. Ed. Wexler.
- (53) WILDE D.J. (1964)
Optimum seeking methods.
Prentice Hall
- (54) SOPHOCLEOUS M. (1979)
Analysis of water and heat flow in unsaturated-saturated porous media
Water Res. Res., vol. 15, n°5 (1195-1206).
-

ANNEXE I

Normes françaises homologuées

1. Sable normal et mortier normal
2. Petites enceintes de conditionnement et d'essai utilisant des solutions aqueuses . (extrait)

NORME FRANÇAISE
HOMOLOGUÉE

LIANTS HYDRAULIQUES
Technique des essais
SABLE NORMAL ET MORTIER NORMAL

NF
P 15-403
Juillet 1963

Éditée par l'ASSOCIATION FRANÇAISE DE NORMALISATION (AFNOR) - Tour EUROPE CEDEX 7 92080 PARIS-LA DEFENSE - Tél. : (1) 788-11-11

1. OBJET DE LA NORME

La présente norme a pour objet de définir le mortier normal ainsi que le sable normal servant à sa préparation.

2. SABLE NORMAL

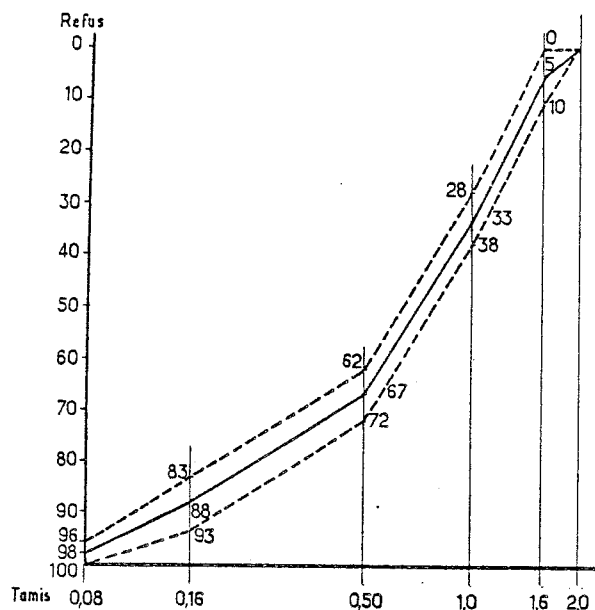
2.1. NATURE.

2.1.1 Le sable normal est un sable naturel, siliceux (le plus quartzueux possible en particulier dans sa partie fine), propre, à grains arrondis et sec.

2.1.2 Il est constitué par un mélange de sables provenant de la région de Leucate (Aude) avec un appoint de sables fins quartzueux répondant à la définition article 2.1.1.

2.2. GRANULARITÉ.

Sa courbe granulométrique déterminée par tamisage doit se trouver à l'intérieur du fuseau défini par les deux courbes limites du graphique ci-contre ou du tableau ci-dessous :



TAMIS Ouverture des mailles carrées	REFUS CUMULÉS en pour cent	FRACTIONNEMENT DU SABLE
0,08	98 ± 2	Fraction fine (subdivisée en 2 fractions de masses égales).
0,16	88 ± 5	
0,50	67 ± 5	Fraction moyenne
1,00	33 ± 5	
1,60	5 ± 5	Fraction grosse.
2,00	0	

2.3. DIVISION DU SABLE.

Les sables sont divisés en au moins 4 fractions distinctes afin d'éviter les fractions de sable de composition granulaire trop étendue pouvant entraîner leur ségrégation.

Les fractions sont mélangées en proportions convenables pour obtenir la granularité définie à l'article 2.2.

2.4. VÉRIFICATION DE LA GRANULARITÉ.

2.4.1 La vérification de la granularité du sable se fait sur un échantillon représentatif de 100 g de sable au moyen des six tamis indiqués.

2.4.2 Le sable et les tamis de contrôle doivent être parfaitement secs ; le tamisage est effectué conformément aux normes NF X 11-507 et NF P 18-304 ; il est poursuivi jusqu'à ce que moins de 0,5 g passe en 1 mn à travers chaque tamis.

Homologuée
le 31 juillet 1963
J. O. du 13-9-63

La présente norme remplace le projet de norme de même indice,
mis en application en septembre 1960.

2.5 LIVRAISON DU SABLE NORMAL.

- 2.51 Le sable normal est habituellement livré, prépesé et en sacs étanches contenant la quantité correspondant à la préparation de 3 éprouvettes $4 \times 4 \times 16$ (*).
- 2.52 Sinon, il appartient aux utilisateurs de constituer leur sable normal de façon qu'il réponde aux conditions des articles 2.1 à 2.4.

3 MORTIER NORMAL

3.1 DÉFINITION.

Le mortier normal se compose en masse d'une partie du liant à essayer, de trois parties de sable normal et d'une demi-partie d'eau ($\frac{E}{C} = 0,50$) (**).

3.2 PESÉE DES CONSTITUANTS (***)

- 3.21 La masse des constituants nécessaires aux essais est déterminée en fonction de l'éprouvette (ou des éprouvettes) à préparer ; elle est pesée avec une précision de 0,5 %.

- 3.22 Dans le cas de la préparation de 3 éprouvettes $4 \times 4 \times 16$, les quantités sont respectivement les suivantes :

sable normal sec	1 350 g
liant	450 g
eau	225 g

3.3 MALAXAGE.

- 3.31 Le mélange doit être effectué au moyen du malaxeur spécifié par la norme NF P 15-411.

- 3.32 Le malaxeur étant en position de fonctionnement :

- Verser l'eau dans le récipient ; lui ajouter le liant,
- Mettre le malaxeur en marche à la vitesse lente pendant une minute ; dans les 30 dernières secondes, introduire le sable,
- Mettre le malaxeur à la vitesse rapide pendant 2 mn,
- Arrêter le mouvement ; avec le batteur démonté de son axe, racler les parois et le fond du récipient de façon qu'aucune partie du mortier n'échappe au malaxage,
- Après remontage du batteur, reprendre le malaxage pendant 2 mn à vitesse rapide.

4 COMMENTAIRES NON HOMOLOGUÉS

4.1 EXCEPTION A LA RÈGLE $\frac{E}{C} = 0,50$.

Dans le cas de liants particuliers, il peut être fait exception à la règle $\frac{E}{C} = 0,50$ dans les essais des ciments, si les deux conditions suivantes sont remplies :

- 4.11 Le fabricant apporte la preuve que la valeur $\frac{E}{C} = 0,50$ ne convient pas au ciment essayé.

- 4.12 La proportion d'eau nécessaire pour réaliser avec le ciment essayé la plasticité type (fixée comme étant la moyenne des plasticités obtenues avec les ciments Portland et une valeur $\frac{E}{C} = 0,50$), diffère de cette dernière proportion d'au moins 0,05.

(*) La livraison ne peut porter la dénomination « Sable normal NF P 15-403 » que si elle est conforme aux articles 2.1 à 2.51 ci-dessus.

(**) Voir Commentaires 4.1.

(***) En ce qui concerne les conditions de température et d'humidité relative et pour l'eau utilisée, se conformer aux prescriptions de la norme NF P 15-401 « Technique des essais - Prescriptions générales ».

FASCICULE DE DOCUMENTATION	ENCEINTES ET CONDITIONS D'ESSAI PETITES ENCEINTES DE CONDITIONNEMENT ET D'ESSAI UTILISANT DES SOLUTIONS AQUEUSES	NF X 15-014 Novembre 1973
<p style="text-align: center;">AVANT-PROPOS</p> <p style="text-align: center;"><i>A sa date de publication, le présent fascicule de documentation est en large concordance technique avec la recommandation ISO/R 483.</i></p> <p style="text-align: center;">1. OBJET ET DOMAINE D'APPLICATION</p> <p>Le présent fascicule de documentation a pour objet d'indiquer les règles à respecter dans la construction et l'emploi des enceintes de conditionnement et d'essai de moins de 200 dm³ pour y obtenir, à des températures déterminées des atmosphères d'humidité relative constante, lorsque l'on utilise pour cela des solutions aqueuses saturées de sels ou des mélanges de glycérine et d'eau.</p> <p>Il spécifie les modes opératoires à respecter dans de telles conditions, pour maintenir dans les tolérances indiquées les humidités relatives des atmosphères de conditionnement et d'essai aux températures spécifiées par les normes particulières.</p> <p>Il donne des indications concernant les moyens d'obtenir des humidités choisies, dans de telles enceintes, à des températures de 5 à 60 °C.</p> <p>Les modes opératoires décrits s'appliquent, d'une part au conditionnement de petites quantités de matières avant l'essai, d'autre part à certains essais qui peuvent être réalisés entièrement dans une petite enceinte, comme, par exemple les essais électriques.</p> <p>Les règles et modes opératoires décrits ne s'appliquent pas aux enceintes permettant de fréquentes ouvertures.</p> <p style="text-align: center;">2. APPAREILLAGE</p> <p>2.1 VOLUME INFÉRIEUR A 14 dm³ :</p> <p>Un récipient adapté, de forme simple et dont les parois internes, facilement nettoyables, sont inertes vis-à-vis des solutions utilisées. La température sera maintenue constante et égale en tous ses points en plaçant le récipient dans une étuve, un bain d'eau, ou un laboratoire conditionné à température constante (voir remarque en fin de chapitre 2). Il est nécessaire de placer à l'intérieur de l'enceinte un thermomètre permettant d'effectuer un relevé de la température de l'essai en cours.</p> <p>Une circulation d'air est, d'une façon générale, spécialement recommandée, lorsque l'on doit essayer des matières hygroscopiques ; on ne peut obtenir une humidité relative parfaitement homogène qu'en utilisant un ventilateur dont les pales doivent être situées juste au dessus de la solution aqueuse.</p>		
		© AFNOR 1973 Droits de reproduction et de traduction réservés pour tous pays.

NF X 15-014

Cependant, si l'enceinte est destinée uniquement au conditionnement de produits pratiquement non absorbants ou à un conditionnement effectué sur une période de temps suffisamment longue par rapport aux capacités d'absorption d'eau des éprouvettes qui y sont placées, la circulation d'air peut ne pas être nécessaire.

Sans ventilation, la hauteur du récipient ne devra pas dépasser la plus petite dimension de la surface libre de la solution. Dans les récipients ventilés, cette hauteur peut atteindre 1,5 fois la plus petite dimension de cette surface libre.

ANNEXE 2

DECOMPOSITION EN SERIE DE L'EXPRESSION S2L EN VUE DE SON CALCUL

$$S2L : \quad \Delta T = \frac{Q}{4\pi\lambda} \int_0^1 \exp\left(-\frac{r^2}{4\alpha t}\right) \cdot \operatorname{erf} \frac{r/2\sqrt{\alpha t}}{u} \cdot \frac{du}{u} = \frac{Q}{2\pi\lambda} \cdot F(r, \alpha, t)$$

Soit, en posant les variables adimensionnelles $R = \frac{r}{2\sqrt{\alpha t}}$ et $l^+ = \frac{l}{r}$:

$$\Delta T = \frac{Q}{2\pi\lambda} \int_0^1 e^{-R^2/u^2} \cdot \operatorname{erf} \frac{R l^+}{u} \cdot \frac{du}{u}$$

Cette expression est équivalente, par le changement de variable $x = \frac{R l^+}{u}$

à :

$$[A1] : \quad \Delta T = \frac{Q}{2\pi\lambda} \int_{\mathbb{R}^+} e^{-\left(\frac{x}{l^+}\right)^2} \cdot \operatorname{erf} x \cdot \frac{dx}{x}$$

Rappelons un développement en série de la fonction erf :

$$\operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot e^{-x^2} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2^n}{D_n} \cdot x^{2n+1}$$

$$\text{avec : } D_n = 1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot \dots \cdot (2n+1)$$

[A1] peut alors s'écrire :

$$\Delta T = \frac{Q}{\lambda\pi^{3/2}} \int_{\mathbb{R}^+} e^{-x^2 \left(1 + \frac{1}{l^{+2}}\right)} \cdot \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{2^n}{D_n} \cdot x^{2n+1} \right] \cdot \frac{dx}{x}$$

Après une inversion de l'ordre dans lequel on effectue les sommations et en posant

$$B = 1 + \frac{1}{l^{+2}}$$

$$\Delta T = \frac{Q}{\sqrt{\pi}^{3/2}} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2^n}{D_n} \cdot \int_{\mathbb{R}^+} e^{-Bx^2} \cdot x^{2n} \cdot dx$$

Soit :

$$\Delta T = \frac{Q}{\sqrt{\pi}^{3/2}} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2^n}{D_n} \cdot I_n$$

avec :

$$D_n = (2n+1) \cdot D_{n-1}$$

$$D_0 = 1$$

$$I_n = \int_{\xi}^{\infty} e^{-Bx^2} \cdot x^{2n} \cdot dx \quad ; \quad \xi = R \cdot l^+$$

Une intégration par partie de I_n met en évidence la règle de récurrence :

$$I_n = \frac{\xi^{2n-1}}{2B} \cdot e^{-B\xi^2} + \frac{2n-1}{2B} \cdot I_{n-1}$$

$$I_0 = \int_{\xi}^{\infty} e^{-Bx^2} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2\sqrt{B}} [1 - \operatorname{erf}(\sqrt{B} \xi)]$$

La procédure de calcul de ΔT sera donc la suivante :

1. Calcul de I_0 - La série entière posée plus haut permet de calculer $\operatorname{erf}(\sqrt{B} \xi)$; le nombre de termes choisi - 30 - se montrera surabondant avec les arguments rencontrés.
2. Calcul successif des I_n et sommation progressive dans $F(\alpha, r, t)$
Là aussi, le choix empirique de 30 termes est suffisant et pourra être diminué pour une plus grande rapidité de calcul.

ERRATA

SOMMAIRE Chapitre I , §I.3.2 , rajouter :

3.Procédure suivie

p.28 Dans les tableaux le coefficient de corrélation linéaire
est sans unité.

p.30

