

N° d'ordre : 1521



X 50376
1995
177

THÈSE

présentée à

L'UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES DE LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

spécialité : ÉLECTRONIQUE

par

Xavier DÉROBERT

MÉTHODES D'AUSCULTATION ÉLECTROMAGNÉTIQUE DU BÉTON ARMÉ ET PRÉCONTRAIT PAR RADIOMÉTRIE ET IMAGERIE ACTIVE MICROONDE

Soutenue le 13 septembre 1995 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :	MM.	G. SALMER	Président
		Y. LEROY	Directeur de Thèse
		A. MAMOUNI	Directeur de Thèse
		C. PICHOT	Directeur de Thèse
		P. GELIN	Rapporteur
		R. LAGABRIELLE	Rapporteur
		P. A. ROLLAND	Examineur
		J. BILLARD	Examineur
	Mme	L. GARNERO	invitée



gen 20104123

50376
1995
177

"La clarté orne les pensées profondes"

VAUVENARGUES (1715-1747)

... puisse ma famille comprendre ce mémoire ...

À Annick,
à mes enfants.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été effectué au Laboratoire Central des Ponts et Chaussées -Centre de Nantes- (LCPC) avec l'appui de toute l'équipe du Département Hyperfréquences et Semiconducteurs (DHS) de l'Université de Lille 1 et de l'Institut d'Électronique et Microélectronique du Nord (IEMN).

Je tiens à exprimer ma plus vive reconnaissance à Monsieur le Professeur Y. LEROY, Responsable du groupe "Nouvelles applications des microondes" au DHS, d'avoir tenté cette aventure avec moi sur un matériau, comme le béton, qu'il a découvert, tout en me prodiguant des conseils amicaux et constructifs tout au long de ce travail.

Mes plus vifs remerciements s'adressent également à Monsieur A. MAMOUNI, Maître de conférence au DHS, qui m'a guidé, conseillé et encouragé aux bons moments jusqu'à l'aboutissement de ce travail.

Enfin, ma gratitude va à Monsieur C. PICHOT, Directeur de Recherche CNRS/UNSA au Laboratoire Informatique, Signaux et Systèmes de Sophia-Antipolis (I3S), non seulement pour son encadrement précieux, mais aussi pour son apport complémentaire sur la propagation des microondes dans un milieu complexe. J'espère continuer à travailler avec eux dans le cadre de nos développements de méthodes d'auscultation électromagnétique au sein du LCPC

Je remercie Monsieur le Professeur G. SALMER, Directeur du DHS de l'Institut d'Électronique et Microélectronique du Nord (IEMN), qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen.

Mes sincères remerciements s'adressent à Monsieur R. LAGABRIELLE, Chef de la Division Reconnaissance et Mécanique des Sols au LCPC, qui me fait l'honneur de juger ce travail dont il avait accepté le démarrage et qu'il a redécouvert à son aboutissement.

Je remercie Monsieur P. GELIN, Professeur à l'Ecole Nationale des Télécommunications de Bretagne, pour l'honneur qu'il me fait de juger ce travail.

Monsieur J. BILLARD, Délégué aux Actions Scientifiques au LCPC, et Monsieur ROLLAND, Responsable du thème "Circuits électroniques" à l'IEMN, me font le plaisir de participer à la commission d'examen. Je les en remercie.

Mes remerciements vont également à Mme L. GARNERO, Chargée de Recherche à l'Institut d'Optique Théorique et Appliquée, pour ses fructueux conseils concernant la méthode du recuit simulé et pour sa participation au jury en tant qu'invitée.

Je remercie l'ensemble de la section Reconnaissance et Géophysique du LCPC pour son soutien chaleureux, et tout particulièrement : Nathalie NEDELLEC pour son soutien à la dactylographie, Jacques ALEXANDRE pour ses conseils pleins de bons sens lors des essais thermiques, et Daniel SERVANT pour son aide technique.

Enfin, je ne saurais oublier d'adresser mes remerciements à Monsieur C. ODILLE, ingénieur conseil en Électrotechnique, pour son aide dans la conception de l'inducteur assurant le chauffage des gaines de précontrainte, parfaitement adapté à la géométrie du problème.

- SOMMAIRE -

INTRODUCTION GENERALE	1
 PREMIERE PARTIE : APPLICATION DE LA RADIOMETRIE MICROONDE SUR DES GAINES DE BETON PRECONTRAIT	
 chapitre I : Propriétés diélectriques des bétons dans le domaine microonde	
-1- Principe du béton armé et du béton précontraint.....	11
1-1 Béton armé.....	11
1-2 Béton précontraint.....	13
-2- Le système d'auscultation "SCORPION"	17
-3- Etude sur le béton.....	23
 chapitre II : Principe de la radiométrie microonde	
<i>Signal radiométrique émis par un matériau homogène</i>	
-1- Bases physiques de la radiométrie.....	33
1-1 Rayonnement du corps noir.....	33
1-2 Rayonnement d'un matériau réel absorbant.....	37
-2- Calcul de champs proches rayonnés par une méthode modale	41
-3- Etude numérique.....	47
3-1 Méthode modale.....	47
3-2 Méthode d'intégration de Gauss.....	57
 chapitre III : Chauffage et mesures radiométriques	
-1- Etude thermique.....	65
1-1 Etude de l'inducteur	65
1-2 Etude numérique.....	69
1-3 Etude expérimentale.....	73
-2- Etude radiométrique.....	77
2-1 Etude numérique.....	77
2-2 Matériel radiométrique	87
2-3 Procédure expérimentale	89
2-4 Etalonnage	91
2-5 Essais radiométriques.....	95
-3- Conclusion	105

chapitre IV : Etude numérique dans le cas d'un matériau à permittivité variable

-1-	Calcul de champ électromagnétique.....	109
-2-	Normalisation des modes.....	119
-3-	Fonctions de couplage.....	121
-4-	Etude numérique.....	123
-5-	Conclusion	139

**DEUXIEME PARTIE : METHODE DU RECUIT SIMULE APPLIQUE A L'IMAGERIE
MICROONDE ACTIVE EN REFLEXION
(CARTOGRAPHIE DES ACIERS DANS LE BETON ARME)**

chapitre I : Présentation

-1-	Contexte.....	143
-2-	Bref rappel historique sur l'imagerie microonde active appliquée au domaine du génie civil.....	147
-3-	Principe de la méthode du recuit simulé.....	155
	3-1 Présentation.....	155
	3-2 Schéma de l'algorithme.....	157
-4-	Problème direct	161
	4-1 Solution analytique.....	161
	4-2 Méthode intégrale.....	165

chapitre II : Etude numérique

-1-	Etude numérique dans le cas d'une barre isolée.....	173
	1-1 Recuit simulé à une variable.....	173
	1-1-1 Etude de la fonction coût J_1	173
	1-1-2 Etude du critère de Shannon.....	179
	1-1-3 Etude fréquentielle	183
	1-1-4 Etude d'un nouveau coût.....	185
	1-2 Recuit simulé à deux variables	191
-2-	Etude numérique dans le cas de deux barres.....	195
	2-1 Coûts classiques	195
	2-2 Etude d'un nouveau coût.....	197
	2-3 Recuit simulé.....	203
	2-4 Etude fréquentielle	213
-3-	Conclusion	217

CONCLUSION GENERALE	221
----------------------------------	-----

- INTRODUCTION GENERALE -

-INTRODUCTION GENERALE-

La recherche au sein du réseau des Laboratoires des Ponts et Chaussées (L.P.C.), dans le domaine ouvrages d'art, présente deux aspects principaux :

- l'étude des matériaux utilisés pour la construction,
- le fonctionnement des structures, ou éléments de structures, fabriqués avec ces matériaux.

L'étude des matériaux comporte leur identification et la recherche de leurs propriétés intrinsèques. Il s'agit là d'un des objectifs les plus anciens de la recherche et que l'on retrouvera d'ailleurs dans l'un des prochains chapitres sur le béton.

Cette étude s'intéresse, de plus, au comportement dans le temps des matériaux, soit du point de vue rhéologique (le fluage par exemple), soit du point de vue de la résistance aux agressions extérieures (la corrosion par exemple).

Dans le deuxième aspect est apparu rapidement le besoin de connaître l'état effectif des ouvrages en service, couvrant le territoire, pour répondre à des problèmes de sécurité vis-à-vis des usagers, ainsi qu'aux problèmes de trafic et de gestion des routes.

Les études liées à cette surveillance s'intéressent à l'état de contraintes mécaniques admissibles de l'ouvrage pour savoir si la structure portante est suffisamment dimensionnée pour le trafic routier toujours en évolution.

Plusieurs méthodes d'expérimentation, ou déjà opérationnelles, sont utilisées le plus souvent en complément les unes des autres. Elles visent à remonter à la connaissance des efforts, soit par des méthodes optiques, comme la photoélasticité ou l'holographie (stade expérimental), soit par des mesures de déformation et de déplacement [1]-[6].

Ces différentes recherches ou études de mises au point participent à la gestion technique de l'entretien du parc national des ouvrages d'art. En effet, les ouvrages, pour garder un état de service satisfaisant, doivent être surveillés, entretenus et réparés si nécessaire.

Pour prendre conscience de l'importance de cette gestion, il faut savoir qu'en 1982 on dénombrait environ 60000 ponts routiers en service en France d'une longueur d'au moins cinq mètres.

En l'absence de recenseurs régionaux, on peut simplement avancer que ce chiffre serait à doubler si l'on ajoute les ponts d'une longueur comprise entre deux et cinq mètres. La SNCF, pour sa part, gère environ 40000 ponts d'une longueur supérieure à cinq mètres.

Les ouvrages en maçonnerie sont les plus anciens, mais si l'on n'en construit plus, ils n'en restent pas moins les plus nombreux, constituant à eux seuls 56% du parc national. Les ponts métalliques, en fonte d'abord au début du siècle dernier, puis en fer, et maintenant en acier, représentent 8% du parc. Les ponts suspendus (et à haubans), pouvant quelques fois être très grands, représentent moins de 1%.

Enfin, les ponts en béton armé et en béton précontraint constituent 35% du total, et sont en constante progression. En effet, le béton armé s'est développé au début de ce siècle, puis avant la seconde guerre mondiale, E. FREYSSINET inventa le béton précontraint, et réalisa la célèbre série de ponts de la Marne juste après.

Ce type de matériau est apparu à la fin du siècle dernier pour se substituer à la maçonnerie. L'intérêt était de pouvoir diminuer les sections des piles et du tablier, et donc le poids total de la construction. Le béton ne pouvant pas travailler à la traction, on lui associe des armatures métalliques internes, placées en nappes, qui reprennent entièrement tous ces efforts.

Le nombre de ces ponts a fortement augmenté, surtout à partir de la période entre les deux guerres, et le béton armé est actuellement le matériau le plus employé pour la construction des ouvrages d'art.

Une fois le pont mis en service, il doit garantir des conditions de sécurité, d'utilisation et de confort convenables aux usagers. Or il se dégrade au cours du temps. En effet, il est soumis à des agressions dues à la pollution atmosphérique, aux variations de la température et surtout aux effets de l'eau, associées à des contraintes mécaniques importantes liées à des trafics de plus en plus lourds et intenses.

A plus ou moins longue échéance, les fondations sont attaquées, les poutres se fissurent, les aciers se corrodent, le béton se dégrade.

Pour éviter de laisser ces phénomènes se propager, les ponts et viaducs sont régulièrement surveillés, entretenus, réparés. Il se pose toutefois le problème de la vérification du calcul de dimensionnement associé aux derniers trafics enregistrés car pour la plupart des ponts anciens il ne reste plus de dossiers et de plans d'exécution.

Il est pourtant nécessaire de bien connaître le ferrailage constitutif : nombre de barres, diamètre et position dans le béton armé, ou la position des gaines de précontrainte et leur remplissage pour le béton précontraint.

Des méthodes de diagnostic sont mises au point, combinées à des techniques de contrôle non destructif permettant d'avoir une idée de l'état de l'ouvrage.

Un des rôles du réseau des L.P.C. rentre dans le développement de ces techniques d'auscultation par la recherche des méthodologies adaptées à chacun des problèmes rencontrés, la mise au point éventuelle des matériels utilisés, et enfin la vérification de leurs performances et limites. Cette recherche est programmée, et suivie à travers une trentaine d'actions élémentaires de recherche annuelles, au sein d'une commission interne, regroupant des physiciens et des spécialistes d'ouvrages d'art du réseau, dans le but de répondre aux besoins nationaux de notre Ministère.

La section de reconnaissance et géophysique, du Laboratoire Central des Ponts et Chaussées (L.C.P.C.), se préoccupe depuis plusieurs années du développement de certaines de ces méthodes d'auscultation sur des structures et fondations. Elle s'est particulièrement intéressée à la propagation d'ondes électromagnétiques et mécaniques, soit en réflexion, soit en transmission, pour remonter à des coupes-temps, des tomographies, ou des cartographies. Elle possède ainsi une panoplie de techniques d'auscultation complémentaires, opérationnelles ou en cours de mise au point.

Elle se doit de faire une veille technologique de matériels commercialisés, comme de méthodes développées par les divers laboratoires de recherche, pour vérifier l'état de l'art et tenter de les transposer à nos propres problèmes lorsqu'ils ne sont pas, ou mal résolus.

Il existe donc une action permanente de recherche sur l'application des microondes dans le génie civil. Et dans ce cadre, nous nous sommes plus particulièrement intéressés à certains problèmes de béton armé et précontraint à travers l'étude de deux techniques de détection électromagnétique hyperfréquence, l'une passive et l'autre active, que nous allons développer dans ce mémoire.

- [1] "Les ouvrages d'art" (1978), Bulletin de Liaison des Laboratoires des Ponts et Chaussées.
- [2] ACKER P. (1987), "Comportement mécanique des bétons : intérêt d'une approche physico-chimique", Thèse de doctorat de l'Université de Paris-Nord, Paris.
- [3] ABDUNUR C. (1985), "Mesure de contraintes sur ouvrages d'art par une méthode de libération miniaturisée", Bulletin de Liaison des L.P.C. n°138, pp.5-14.
- [4] ROSSI P., LE MAOU F. (janv. 1985), "Dispositif de détection et de localisation des fissures dans le béton utilisant des fibres optiques", Proc. des journées nationales du COFREND, Grenoble, pp.27-32.
- [5] ROSSI P., (1988), "Fissuration du béton : du matériau à la structure - Application de la mécanique linéaire de la rupture", Rapport de recherche L.P.C. n°150, 238p.
- [6] DE LARRARD F. (1988), "Formulation et propriétés des bétons à très hautes performances", Rapport de recherche L.P.C. n°149, 335p.

- PREMIERE PARTIE -

**APLICACION DE LA RADIOMETRIE MICROONDE
SUR DES GAINES DE BETON PRECONTRAIT**

chapitre I :

**Propriétés diélectriques des bétons
dans le domaine microonde**

chapitre I :
Propriétés diélectriques des bétons
dans le domaine microonde

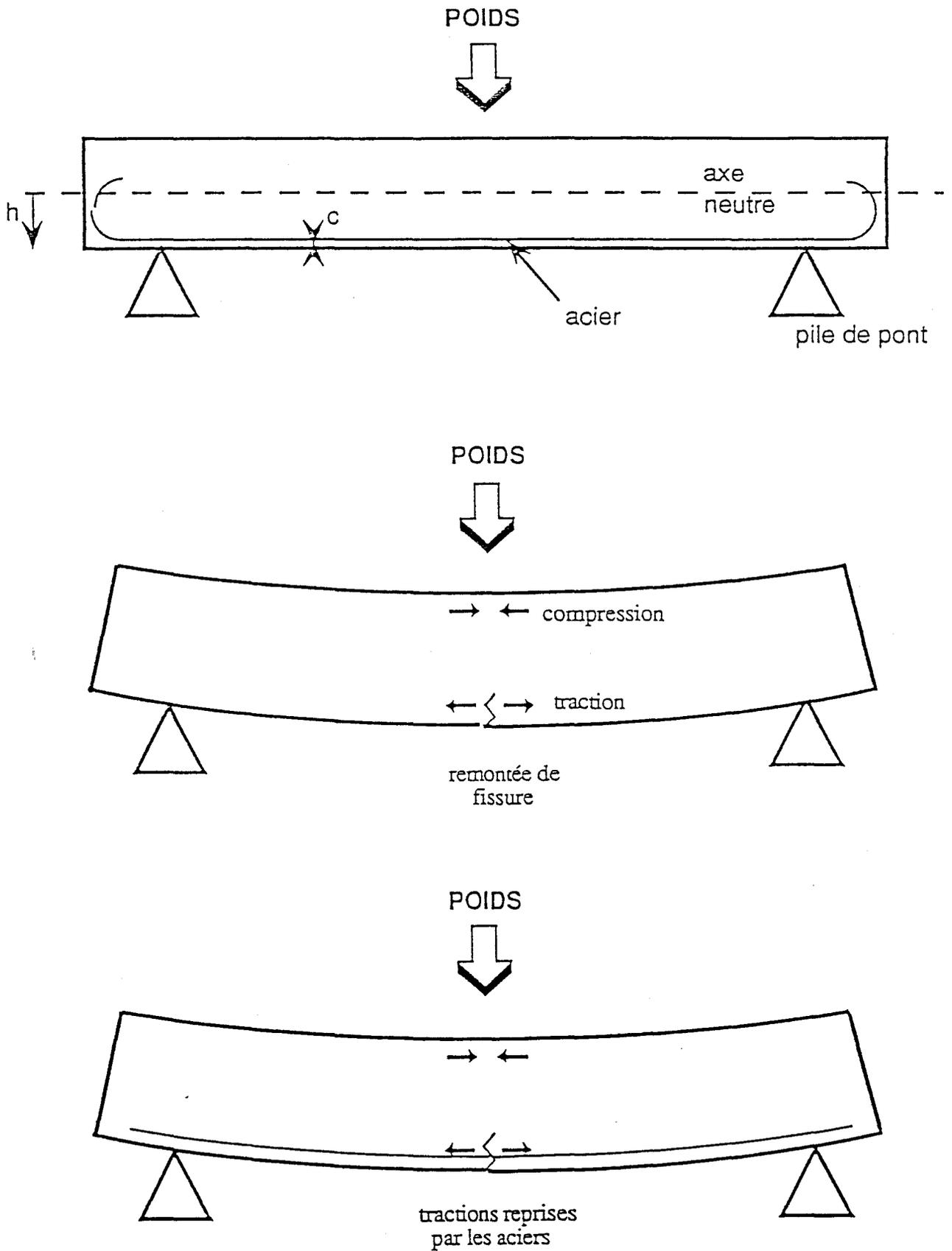


figure 1 : Principe de fonctionnement du béton armé.

PROPRIETES DIELECTRIQUES DES BETONS DANS LE DOMAINE MICROONDE

-1- PRINCIPE DU BETON ARME ET DU BETON PRECONTRAIN

1-1 BETON ARME

Parmi les différents types d'ouvrages, comme les ponts, viaducs, massifs de fondations, pieux, puits, tunnels ou murs de soutènement, nous ne nous intéresserons qu'aux ponts pour comprendre le fonctionnement du béton armé.

Pour répondre à sa fonction, qui est de permettre le franchissement d'un obstacle par une voie de circulation, un pont doit satisfaire à un certain nombre d'exigences géométriques (tracé en plan, profils en long et en travers), qui ne sont pas toujours compatibles avec son bon fonctionnement ou sa facilité de construction.

Son principe est de placer sur deux, ou plusieurs, piles un tablier sur lequel circulent les usagers. Le poids propre du tablier, ou une surcharge, entraîne son fléchissement. Il apparaît alors un état de compression dans la zone supérieure et un état de traction dans la zone inférieure (figure 1).

Le béton, malgré ses nombreuses qualités comme la bonne résistance à la compression, ne supporte pas les efforts de traction. Il se produit alors des fissures dans les zones de tractions maximales qui remontent le long de la section droite du tablier, menant celui-ci à la rupture.

Déjà, les romains utilisaient un mélange de chaux et de cendres volcaniques, ayant des propriétés voisines du ciment, pour fabriquer du mortier. Ils avaient recours à des astuces techniques pour éliminer ou limiter ces problèmes de traction en utilisant des voûtes et des arcs et dont le fonctionnement implique que toutes les sections soient toujours comprimées quel que soit la charge [1].

Le principe des armatures remonte aussi à l'Antiquité. On trouve des chaînages de bois ou de fer dans les constructions anciennes. Des goujons métalliques ont été employés pour réaliser la jonction entre les pierres (port de Carthage). Le rôle de ces armatures étaient déjà de tendre à augmenter la portée des ouvrages en reprenant toutes les contraintes autres que celles de compression.

Le béton armé fut réellement mis au point au cours de la seconde moitié du XIX^{ème} siècle. Les aciers étant placés dans le sens des efforts de traction, ils sont alors sollicités et reprennent en totalité ces contraintes, stoppant à leur niveau la remontée des fissures.

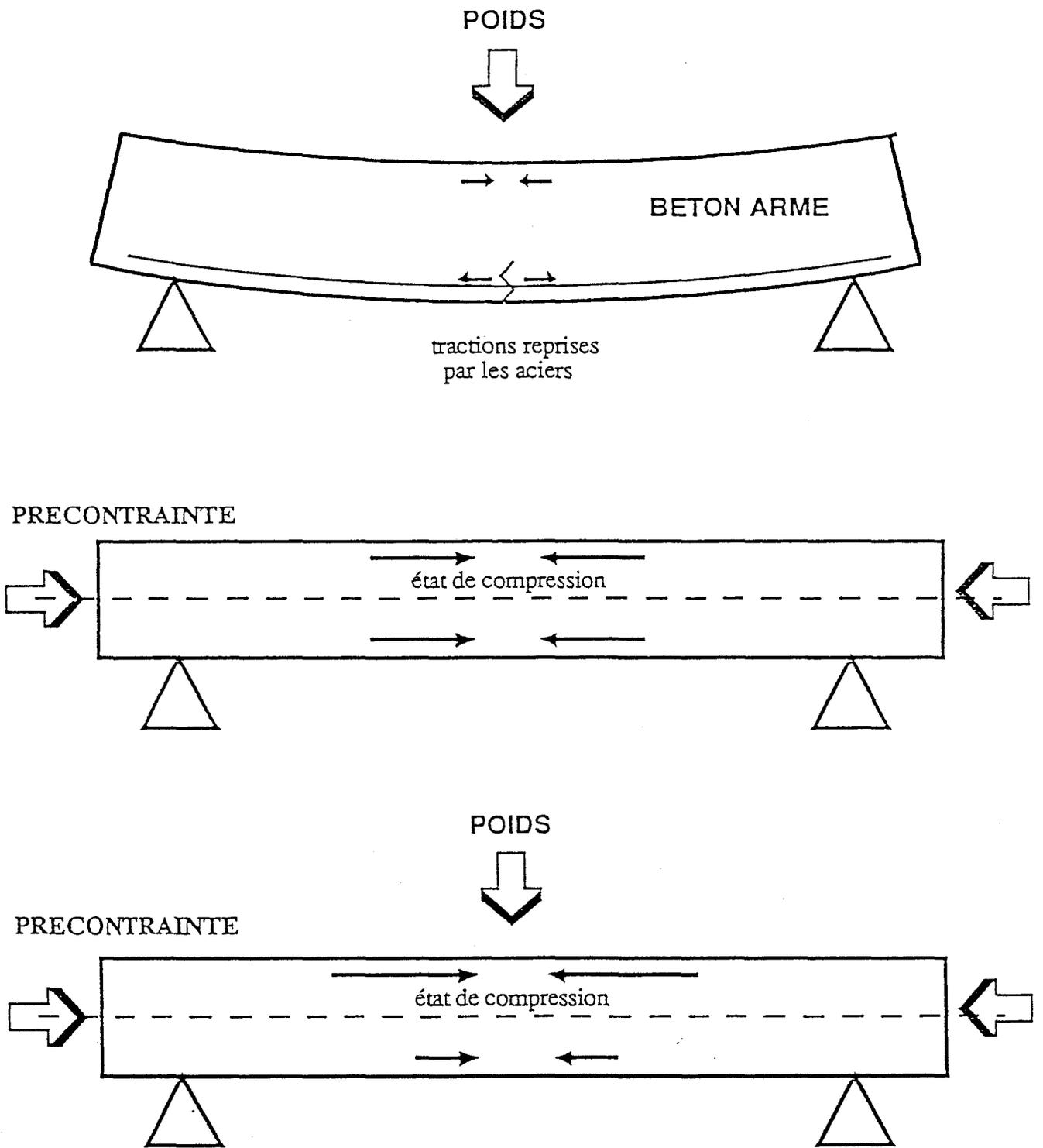


figure 2 : Principe de fonctionnement du béton précontraint.

La section totale de ces aciers à un endroit donné dépend de la surcharge maximale autorisée et de sa distance à la pile de pont la plus proche, c'est-à-dire du moment engendré par cette surcharge. Le travail de ces aciers entraîne alors un fléchissement du tablier.

Cependant ce phénomène limite très rapidement la portée des ouvrages puisqu'on ne peut pas surcharger indéfiniment le béton en ferrailage pour minimiser ces flèches.

1-2 BETON PRECONTRAINT

Depuis le début du XXème siècle, on a cherché à diminuer ou à supprimer la fissuration du béton armé. De nombreux ingénieurs ont cherché à obtenir une tension préalable aux armatures, de façon à imposer une compression initiale au béton. Mais, en pratique, ces tentatives furent des échecs car on ignorait totalement les phénomènes de fluage du béton et de relaxation des aciers et ceux-ci suffisaient à faire disparaître les faibles tensions initiales que l'on imposait aux armatures.

E. FREYSSINET découvrit le phénomène du fluage et comprit qu'il fallait une tension initiale très élevée des aciers pour répondre à ce problème.

Le principe est de comprimer tout le tablier pour éliminer les zones de tractions, les fissures et donc des flèches importantes du tablier. L'acier travaille alors avec un rendement bien meilleur et cela permet d'augmenter les portées des ponts de façon considérable (figure 2).

Dès la mise au point de cette technique, E. FREYSSINET a conçu les systèmes d'ancrage qui sont encore utilisés actuellement. En France, les aciers sont des câbles, formés de fils parallèles ou toronnés, qui peuvent suivre le tracé que l'on souhaite pour avoir l'effet le plus favorable.

Lors de la construction de l'ouvrage, on installe des gaines dans les coffrages avant le coulage du béton, qui serviront de guides. Les câbles sont tendus et ancrés aux extrémités. Puis, après mise en tension, les gaines sont injectées à l'aide d'un coulis de ciment.

La qualité de l'injection s'avère essentielle pour la durabilité des ouvrages en béton précontraint, du fait d'un phénomène particulièrement dangereux : la corrosion sous tension des aciers.

Ponts en béton précontraint
limités, renforcés ou détruits
pour corrosion des cables

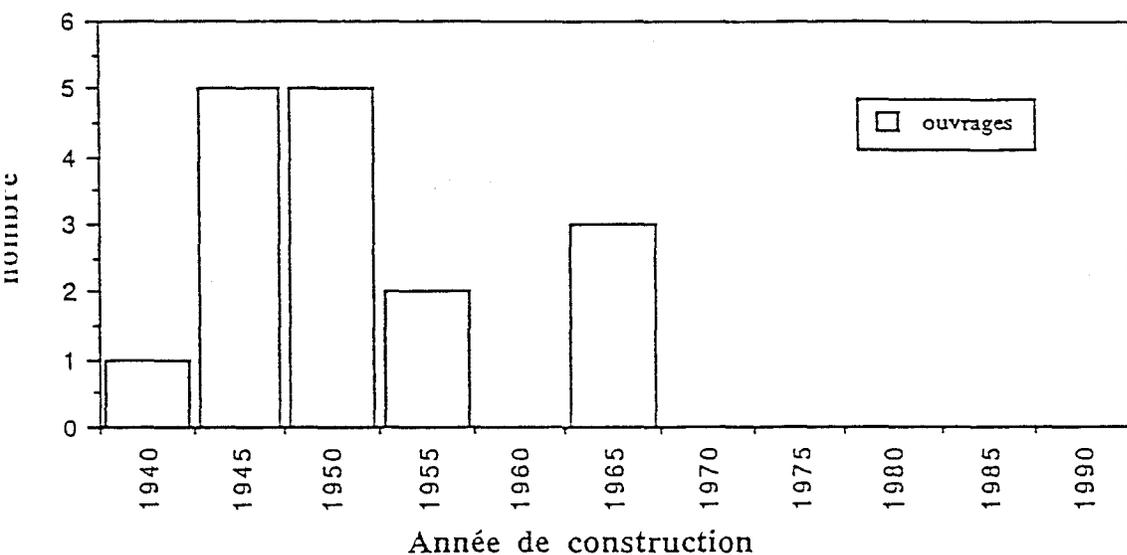


figure 3 : Exemple de cas étudié par un Laboratoire Régional (LR du Bourget).

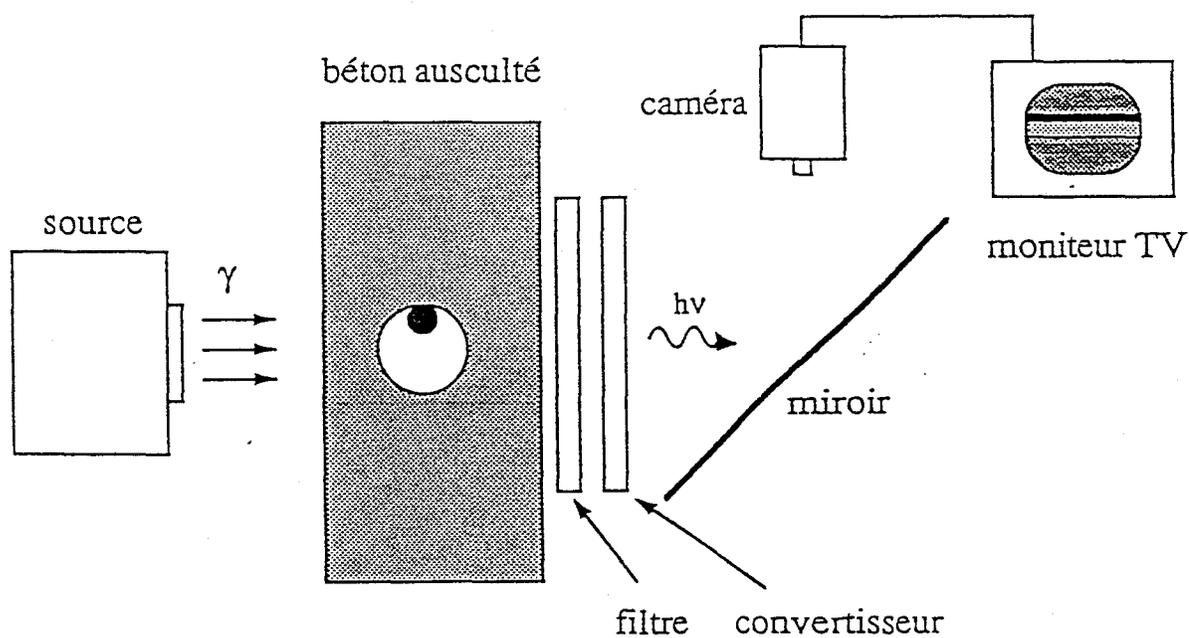


figure 4 : Principe de fonctionnement de la radioscopie.

Il s'agit d'une rupture fragile des aciers qui s'amorce sur un défaut, une fissure très fine ou une attaque de rouille, lorsque l'armature est sous tension.

Le coulis a le double rôle d'étanchéifier ancrages, gaines et câble, et de maintenir celui-ci dans un milieu basique qu'est le ciment, et ainsi éviter le phénomène d'oxydation.

Plusieurs des ouvrages construits par E. FREYSSINET ont dus être remplacés à cause de la corrosion des aciers. Nombre des ponts construits juste après la seconde guerre mondiale ont, ou ont eu, des problèmes. En effet, il n'existait alors pas de contrôle possible pour l'injection des gaines. La seule indication était l'estimation de la quantité de coulis injecté par rapport au volume de vide prévu à remplir dans la gaine. Entre 1950 et 1970, plus de mille ponts en béton précontraint ont été construits, et sont considérés aujourd'hui comme des ponts à risque (figure 3).

A partir de 1970, on considère que les méthodes d'injection de coulis ont été bien respectées puisque la gammagraphie venait d'apparaître dans certains Laboratoires Régionaux des Ponts et Chaussées (LRPC) et pouvait donc servir comme contrôle pour la réception des ouvrages (figure 4).

L'injection est un élément essentiel, sur la pérennité d'un ouvrage, que l'on contrôle maintenant avec beaucoup de soins dès la mise en place, ou a posteriori par des méthodes d'auscultation que l'on a cherché à développer très rapidement.

En parallèle à ce contrôle, on essaie de favoriser la précontrainte extérieure (au béton), les gaines en plastique, et le coulis en graisse ou en cire, qui permettraient une surveillance des ouvrages plus facile.

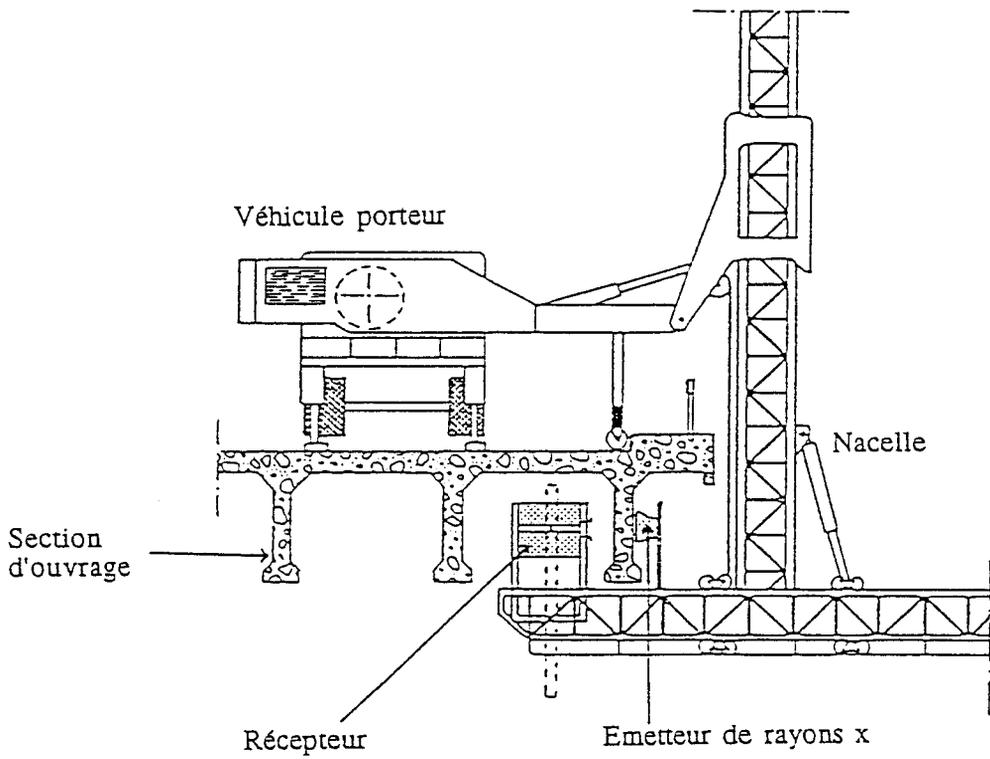


figure 5 : Radioscopie d'une âme de poutre.

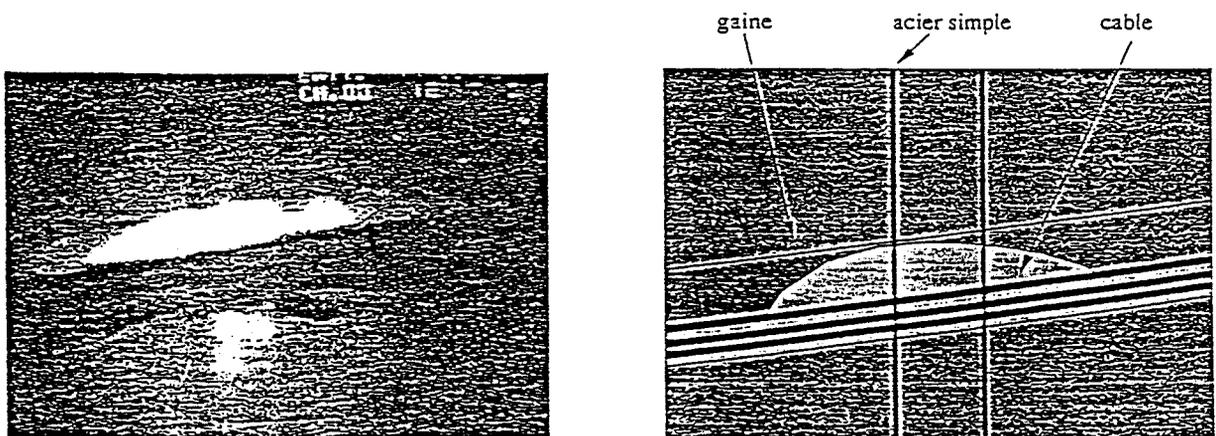


figure 6 : Exemple de défaut correspondant à un manque très important de coulis d'injection atteignant les câbles dans la zone blanche.

-2- LE SYSTEME D'AUSCULTATION "SCORPION"

Le laboratoire Régional de Blois est spécialisé, depuis 1968, dans le contrôle non destructif par radiographie X ou gamma des ouvrages d'art en béton précontraint.

Si, à l'époque, la technique radiographique était bien connue dans le domaine médical ou industriel (contrôle de soudures en particulier), le Laboratoire Régional de Blois fut l'un des premiers à l'appliquer au béton en utilisant non pas des rayons X comme en médecine, mais des rayons gamma de plus haute énergie [2]. L'épaisseur maximale de béton contrôlable était alors de 60 cm, avec des temps d'exposition n'excédant pas trente minutes, pour l'obtention de clichés photographiques.

Une source et un film sensible aux rayons gamma sont placés de part et d'autre d'une paroi de béton précontraint (ou armé). Le rayonnement émis, X ou gamma, est atténué par les matériaux traversés. Les défauts se traduisent sur le film par des variations anormales de la densité optique (figure 4).

Cette technique permet de détecter, non seulement des manques de remplissage en coulis d'injection, mais aussi des déformations de gaines, des déplacements de câbles, des torons ou fils de câbles cassés, des hétérogénéités dans le béton ou des fissures.

Appliquée au béton armé, elle permet plus particulièrement de déterminer avec précision la position des nappes de ferrailage, le maillage et le diamètre des aciers.

La présentation très visuelle des défauts recherchés a permis depuis dix ans d'améliorer considérablement les techniques de construction d'ouvrages. Cependant la technique radiographique X ou gamma a pour inconvénient d'être lente, ponctuelle, et de nécessiter le respect de normes sévères en matière de radioprotection aux rayonnements émis (rayons ionisants). Il est donc nécessaire de réaliser un très grand nombre de films pour des ouvrages dont certains peuvent atteindre plusieurs kilomètres de long (figure 6).

A partir de cette technique, a été étudié et mis au point un système de radioscopie télévisée capable d'ausculter en temps réel des épaisseurs de béton de 40 à 45 cm. Dans ce cas, le film radiographique est remplacé par un dispositif qui convertit en images visibles les rayons X ou gamma de haute énergie [3].

Ces images sont analysées par une caméra très sensible, affichées sur un moniteur de télévision, et peuvent être alors immédiatement exploitées et enregistrées sur magnétoscope.

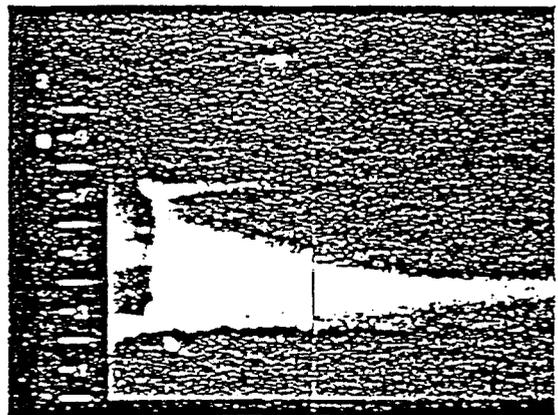
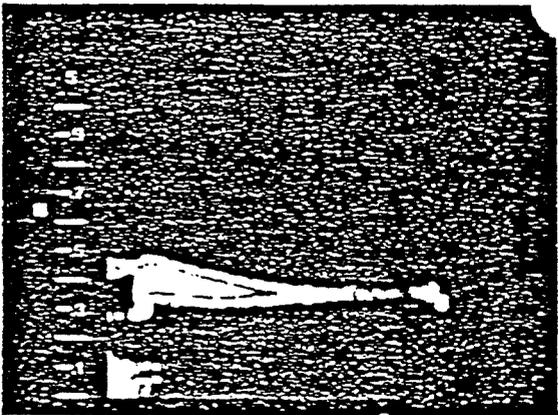
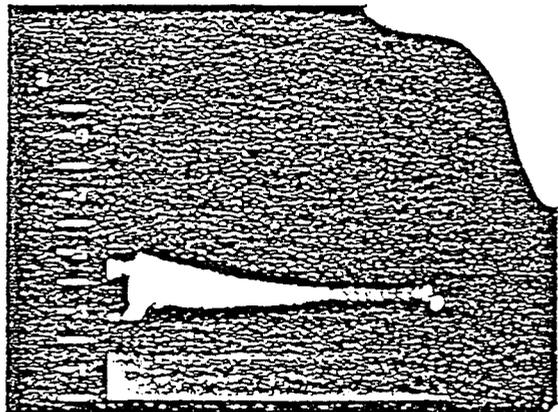
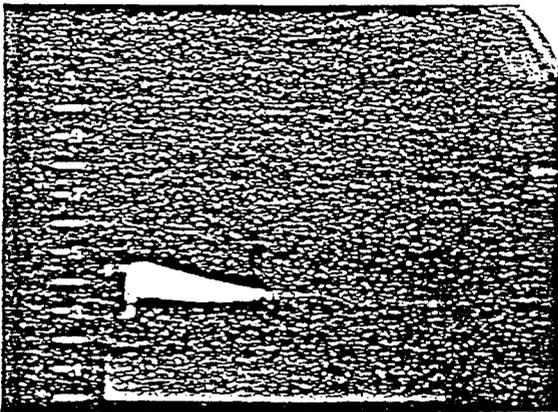
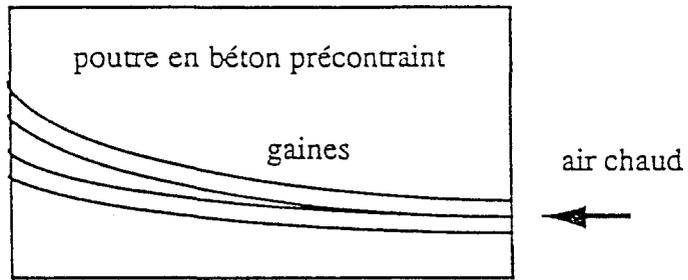


figure 7 : Images infra-rouges, prises au cours du temps, d'une poutre en béton contenant deux gaines (archives anciennes du LRPC de Strasbourg).

Pour des raisons de sécurité, il a été conçu un petit accélérateur linéaire de 4MeV, qui est monté au bout d'une passerelle roulante. Un camion plombé transporte le laboratoire de traitement des films, le pupitre de télécommande des déplacements de la passerelle et de contrôle de la radioscopie

Ce système, appelé SCORPION, est apparu comme un appareil tout nouveau, unique en son genre, puisque c'est sans doute la première fois qu'un système de radioscopie télévisée en haute énergie est utilisée de façon opérationnelle sur ouvrages d'art en béton précontraint (figure 5).

Toutefois cette technique présente quelques limites. Le travail en transmission ne permet pas une visualisation complète de l'ouvrage, il reste des zones d'ombre. Le rayonnement est en lui-même très dangereux et n'autorise pas son utilisation en milieu urbain. Les inconvénients liés à l'utilisation des rayonnements ionisants imposent de respecter les règles de sécurité inhérentes. Plus l'épaisseur de l'ouvrage à ausculter est importante, plus la puissance du rayonnement X ou γ doit être élevée, ce qui entraîne un coût plus important (emploi d'un accélérateur plus puissant) et des règles de sécurité à respecter plus sévères. Enfin, cette technique est onéreuse, est difficilement rentable vis-à-vis du coût de fonctionnement (tout en ayant le mérite d'exister) et très lourde de manèment.

C'est pourquoi toute étude de méthode physique complémentaire qui pourrait s'appliquer à l'auscultation des gaines métalliques de précontrainte, ou simplement à tout type de contrôle non destructif des ouvrages, intéresse le réseau des Laboratoires des Ponts et Chaussées, tant au niveau de la faisabilité qu'au niveau du transfert technologique.

L'idée d'envisager d'utiliser la radiométrie microonde pour l'auscultation des gaines de précontrainte vient du fait qu'aucun type d'ondes, mécaniques ou électromagnétiques (hormis les rayons X et gamma), ne peut traverser une gaine métallique et en ressortir une information exploitable - problème physique pour les ondes électromagnétiques et problème de longueur d'onde, et d'atténuation, pour les ondes mécaniques.

Si les microondes ne peuvent pas répondre directement au problème, par contre l'idée de chauffer des gaines est déjà ancienne. Le Laboratoire Régional des Ponts et Chaussées de Strasbourg a étudié la possibilité de détecter par rayons infrarouges la position d'une gaine, dans une poutre de béton, qui aurait été chauffée préalablement par air pulsé (figure 7).

Les résultats ont été très décevants puisqu'il fallait attendre vingt minutes pour que la partie superficielle du béton sensible à la technique infrarouge, soit échauffée par la conduction thermique dans le matériau et détectable sur une bande de plus de trente centimètre de large sur la poutre, à l'aide d'une caméra infrarouge. Cette mesure était bien en deçà des précisions demandées dans la recherche du positionnement de la gaine, après traitement numérique (figure 8).

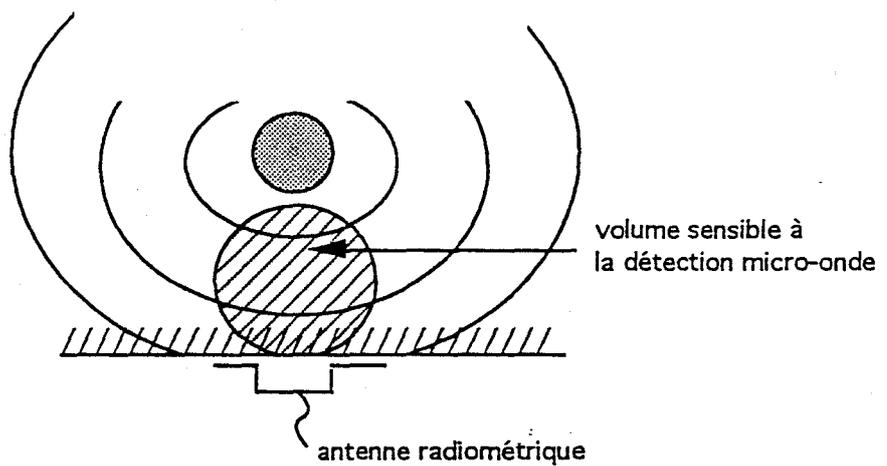
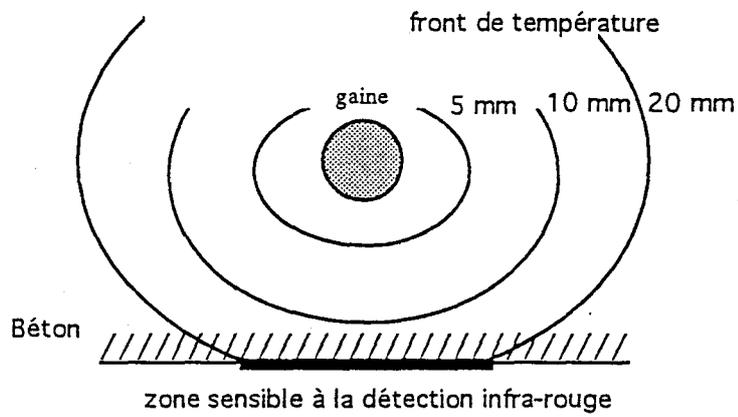


Figure 8 : Comparaison des deux techniques d'auscultation thermiques : infra-rouge et micro-onde, pour la détection d'une gaine au préalablement chauffée.

De plus, l'application était limitée aux ouvrages en construction qui, de nos jours, ne présentent plus aucun problème de mise en oeuvre de la précontrainte. Cependant, il faut retenir de ce travail que les quantités d'énergie de chauffage nécessaires pour déceler des gradients thermiques sur du béton par imagerie infrarouge doivent être prohibitives.

A l'inverse, on peut supposer que, sur un ouvrage en service, le chauffage direct d'une gaine, électriquement ou par induction, va entraîner des gradients thermiques différents suivant le remplissage de la gaine. Celle-ci va céder plus ou moins de chaleur au béton extérieur, énergie qui pourrait être alors détectée par radiométrie microonde, bien qu'indécelable par imagerie infrarouge (figure 8).

Notre étude va donc porter sur l'interaction de la radiométrie avec un matériau comme le béton afin tenter de valider cette hypothèse en essayant de déterminer les limites d'utilisation.

Il est à noter, avant de nous intéresser au principe de la radiométrie microonde, que la recherche bibliographique internationale d'articles scientifiques portant sur ce sujet (avec les mots-clefs : radiométrie - microondes - béton) n'a donné aucun résultat. Nous pourrions donc difficilement nous appuyer sur des travaux existants pour développer cette étude.

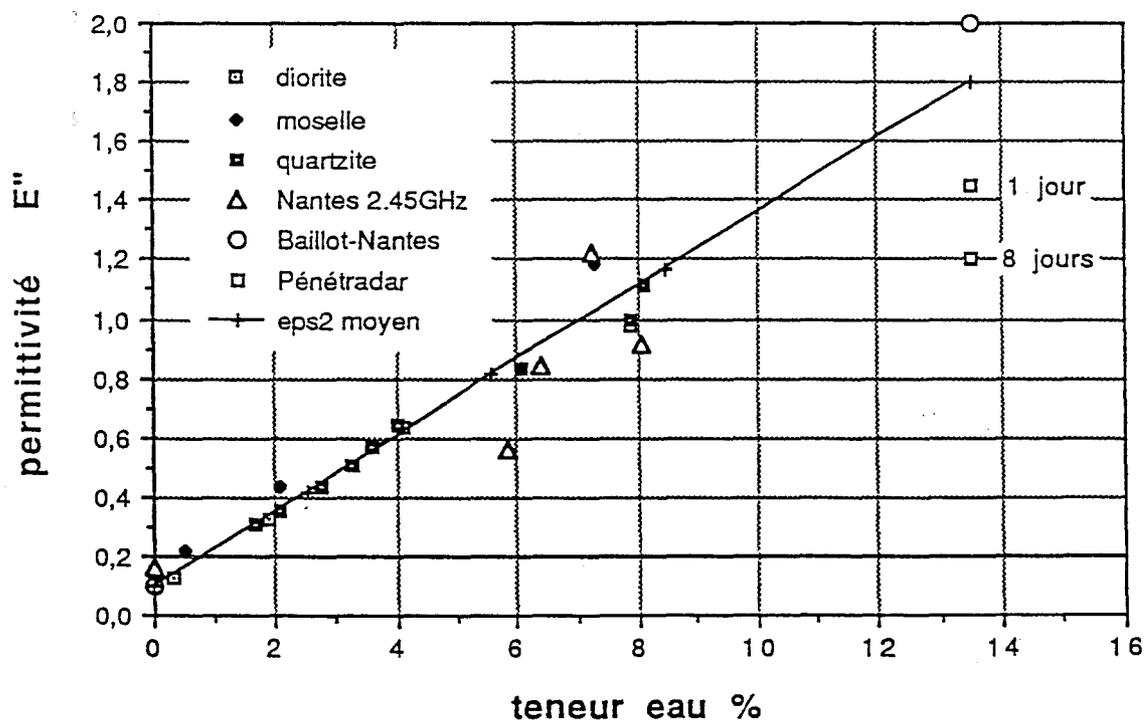
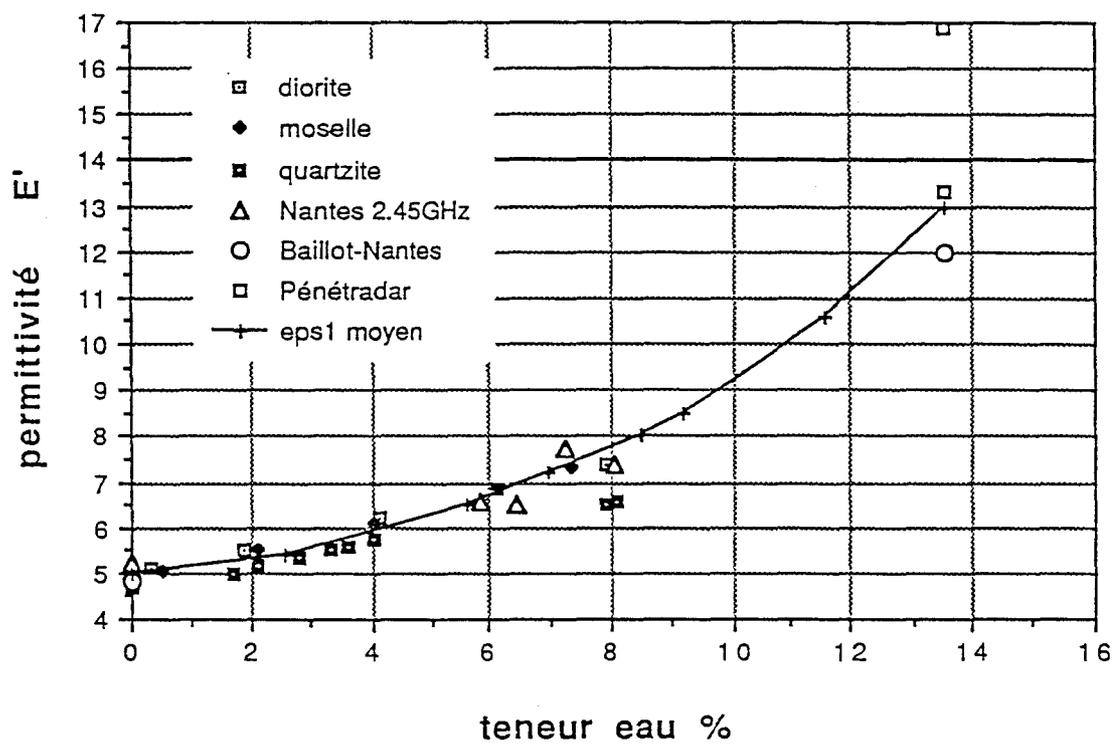


figure 9 : Permittivité de différents bétons en fonction de la teneur en eau volumique

-3- ETUDE SUR LE BETON

Le béton va être le milieu de propagation des ondes électromagnétiques, aussi il est nécessaire de bien le connaître. Il est composé de granulats et d'un liant, mélange de ciment et d'eau, dans des proportions variables mais se situant autour de :

- granulats : 1800 kg/m³
- ciment : 400 kg/m³
- eau : 200 kg/m³

Des réactions physico-chimiques se produisent dès le malaxage correspondant d'abord à la prise du béton, puis à son séchage. On considère qu'à la fin de ce séchage, il reste environ 80 l/m³ d'eau liée qui ne pourra jamais s'évaporer. Le béton est donc un milieu dont la permittivité va dépendre principalement de sa teneur en eau.

Il est à noter que la permittivité de l'eau liée (ou adsorbée) est totalement différente de celle de l'eau libre et qu'elle est actuellement étudiée sur des sables et limons par le Service Physique du Laboratoire Régional des Ponts et Chaussées (LRPC) de Rouen, en collaboration avec le Laboratoire de Physique des Interactions Ondes-Matières de l'Université de Bordeaux, pour des fréquences un peu plus basses, de 200 à 1000 MHz. Ce type d'eau n'intervient pas dans ce que l'on appelle la teneur en eau, bien que représentant 40 %, et n'est donc jamais prise en compte.

Pour ce qui concerne l'eau libre, le séchage naturel du béton est un phénomène extrêmement lent qui s'accompagne, pendant une phase souvent assez longue, d'importants gradients de teneurs en eau au voisinage des surfaces. En effet, dès son plus jeune âge, le béton se trouve en déséquilibre hygrométrique avec le milieu extérieur à cause du surplus d'eau contenu dans ses pores. Il se produit alors une migration très lente de l'eau par capillarité à travers les pores vers les couches en surface [4], [5].

Quelques études ont été menées dans le réseau des Laboratoires des Ponts et Chaussées (LPC) sur la permittivité des bétons, surtout pour des applications d'auscultations électromagnétiques.

La plus importante, et la plus complète, a été effectuée au LRPC de Rouen à 10 GHz [6]. Divers agrégats (diorite, sable de Moselle, et quartzite) ont été utilisés dans la composition des éprouvettes afin de voir leur incidence sur la permittivité. Les essais de teneur en eau n'ont pas pu aller au-delà de 8%, l'absorption étant devenue trop importante. Les résultats sont présentés sur la figure 9.

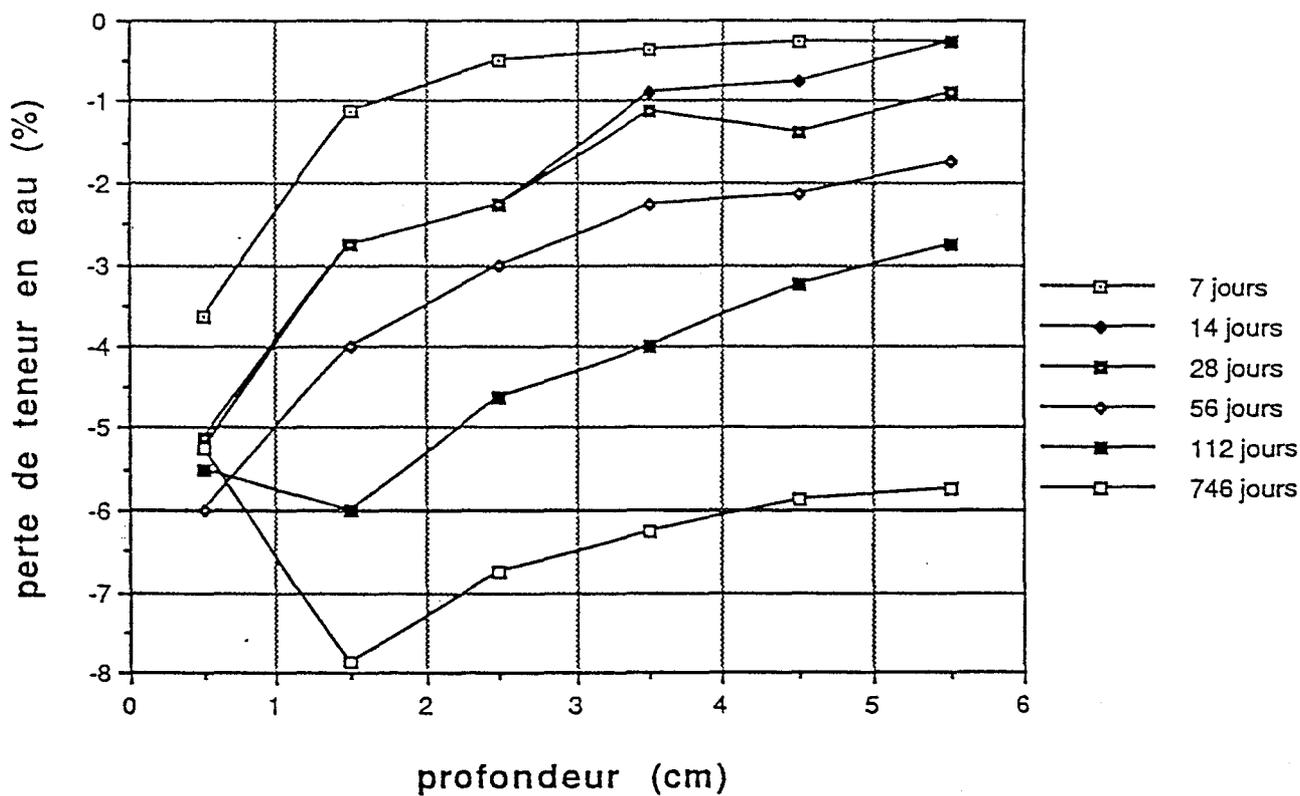
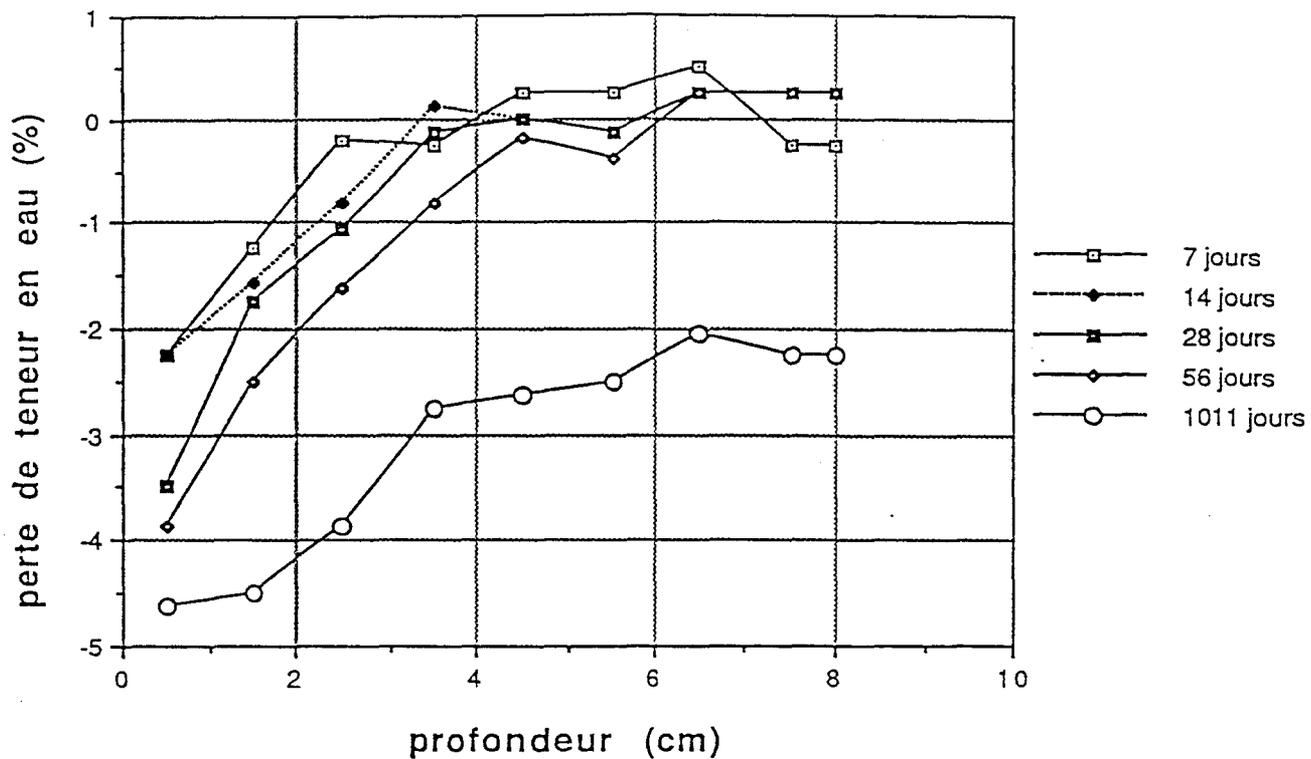


figure 10 : Mesure de la teneur en eau par gammadensimétrie sur éprouvettes cylindriques de diamètres 16 et 11 cm

Ces mesures leur ont permis d'établir des formules empiriques donnant la permittivité en fonction de la teneur en eau, qui restent toutefois non valables dans le cas de faibles teneurs en eau:

$$\varepsilon' = 0.302 W_W + 4.5 \quad \varepsilon'' = 0.143 W_W + 0.05 \quad (1)$$

où W_W représente la teneur en eau volumique du béton (en %).

Au laboratoire de Nantes, un banc de mesure à 2.45 GHz a permis de compléter ces mesures à une autre fréquence. G. BAILLOT a montré que la permittivité évoluait essentiellement pendant les trois premiers jours avant de se stabiliser et de décroître alors très lentement dans le temps [7]. Nos quelques essais ont confirmé l'imprécision des mesures sur un matériau aussi hétérogène que le béton.

Enfin, des mesures ont été effectuées à l'aide d'un radar, à 600 MHz par réflexion, sur un béton frais. Ils ont montré des variations très importantes de la permittivité dans la première semaine après la prise [8].

Tous ces résultats sont rassemblés dans la figure 9. Il apparaît que les valeurs doivent être prises avec précaution, et que l'incertitude augmente avec la teneur en eau dès que l'on dépasse des valeurs de l'ordre de 8 à 9 %. Nous retiendrons pour la suite de nos travaux, les courbes continues (qui ne correspondent pas à celles de l'équation (1)), tout en gardant à l'esprit cette incertitude.

Indépendamment de la recherche de la permittivité, le séchage du béton est un problème majeur pour le réseau des LPC car les phénomènes hygrométriques ont des conséquences importantes sur son comportement physique et mécanique, et plus particulièrement sur les déformations différées et sa durabilité.

Les variations de la teneur en eau sont, non seulement lentes dans le temps, mais incertaines et dépendant principalement de la géométrie du béton (ou de son épaisseur) et des conditions climatiques.

Ce problème a été étudié pendant de nombreuses années par la Division Bétons et Ciments pour Ouvrages d'Art du LCPC, qui a mis au point un banc de mesure appelé Gammadensimètre à béton permettant la détection de la teneur en eau, et sa répartition, à l'intérieur d'éprouvettes cylindriques [9]. Les résultats présentés figure 10 montrent la lenteur du phénomène de migration, ainsi que l'importance de la géométrie (et surtout de l'épaisseur) sur la teneur en eau au coeur du béton.

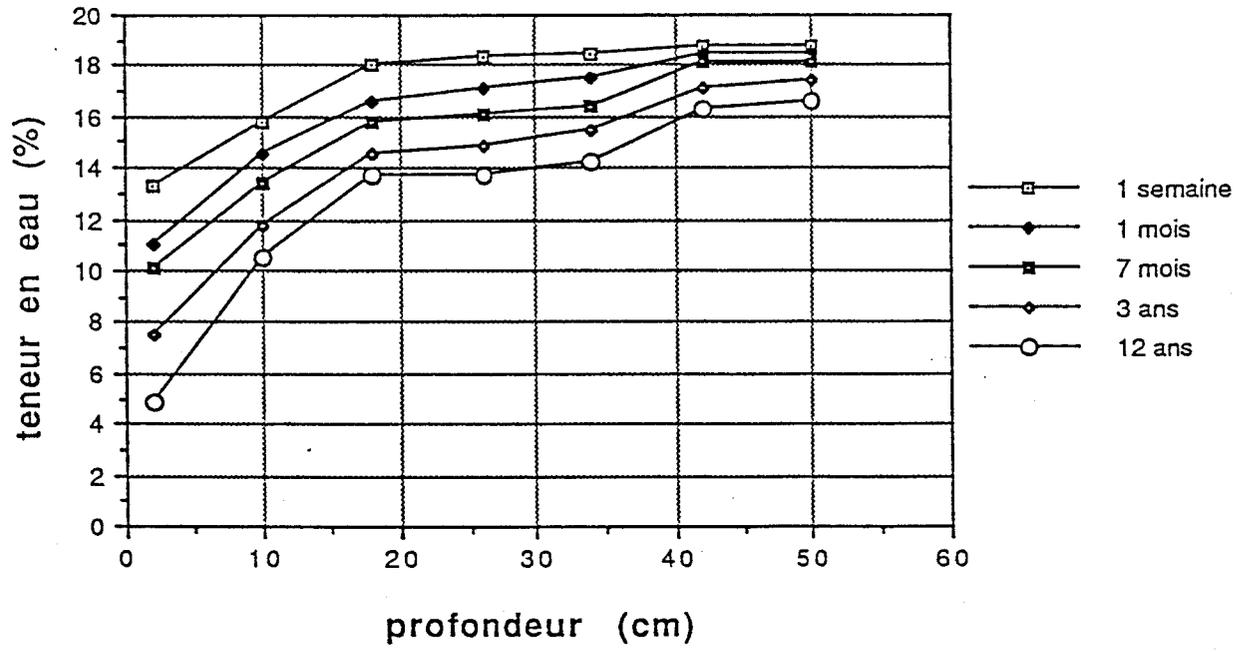
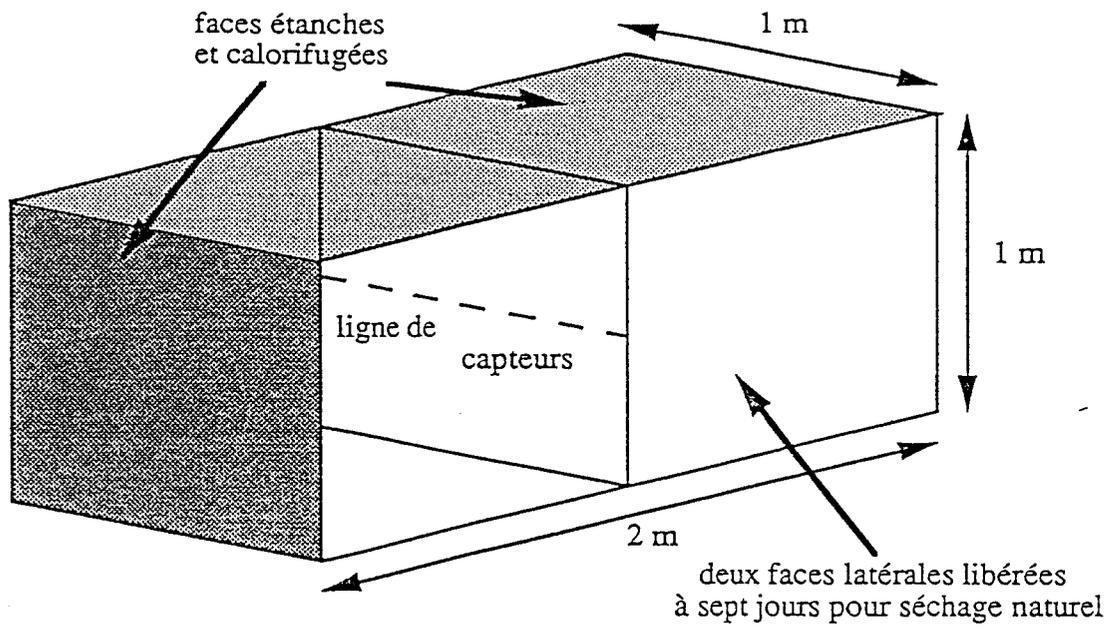


figure 11

Une autre étude a porté sur le séchage naturel de pièces massives sur un temps assez long (12 ans) et on a observé les phénomènes hygrométriques associés à ceux du fluage. Un bloc de 2m^3 a été équipé de différents types de capteurs dont des sondes hygrométriques pour avoir des informations à coeur [10].

Les résultats, présentés figure 11, confirment que même si on peut considérer un béton âgé comme sec en surface, sa teneur en eau reste toujours saturée, sinon très importante, à coeur pour des massifs épais. Quant aux zones plus minces, comme les âmes de poutres de ponts (20-30 cm d'épaisseur), le taux d'humidité interne peut être nettement plus faible.

Il faut noter que le gradient de teneur en eau, à partir de la surface, est très fort, d'une part, et qu'il n'évolue quasiment pas, dans le temps comme suivant le sens de la profondeur, d'autre part.

En parallèle, une étude sur les teneurs en eau dans les milieux poreux se poursuit depuis de nombreuses années au Service Physique du LCPC, à travers deux techniques de mesures hyperfréquences.

La première est une méthode capacitive utilisant deux électrodes que l'on plaque sur le matériau ausculté. Un circuit électronique est mis en résonance au travers de ces deux électrodes à quelques dizaines de mégahertz. Une différence de teneur en eau dans la première épaisseur du matériau modifie la fréquence de résonance qui est alors aussitôt détectée. Différents écartements des électrodes permettent de plus d'avoir une idée du gradient en teneur en eau suivant la profondeur.

L'application principale de cette méthode est l'auscultation des monuments historiques. Ceux-ci sont beaucoup plus sensibles que nos constructions modernes, les statues et ornements méritant tout particulièrement notre attention.

Pour comprendre les phénomènes d'agression qu'ils subissent, il est nécessaire de bien connaître les mouvements de migration de l'eau dans ce type de matériaux [11]. Aussi J. GODIN du LRPC d'Angers, s'est intéressé à la pierre de Caen, au tuffeau, matériaux principaux des monuments, et au sable, pour mesurer leur diffusivité hydraulique

Il a, de plus, utilisé la deuxième technique, méthode de réflectométrie hyperfréquence, sur ses échantillons. Le but de ce réflectomètre est de mesurer la permittivité complexe, à 10 GHz, d'un matériau granulaire in situ, et de manière non destructive. L'étude théorique et la réalisation de cet appareil ont été dirigées par J. MENARD du LRPC de Rouen, puis le réflectomètre a été confié à J. GODIN.

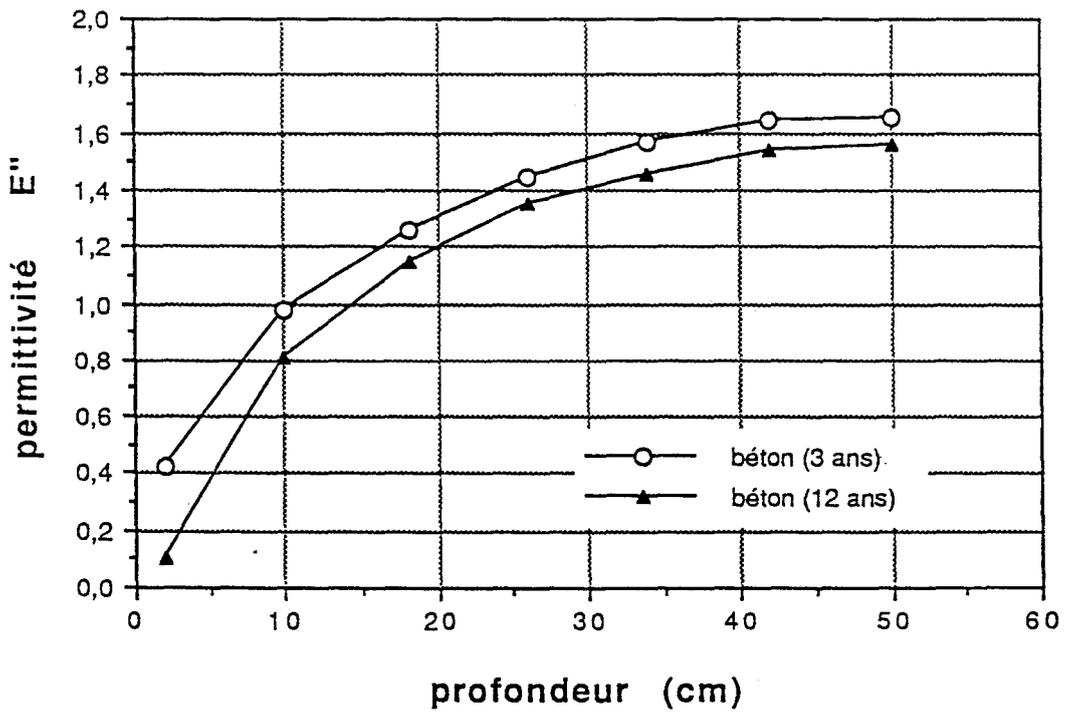
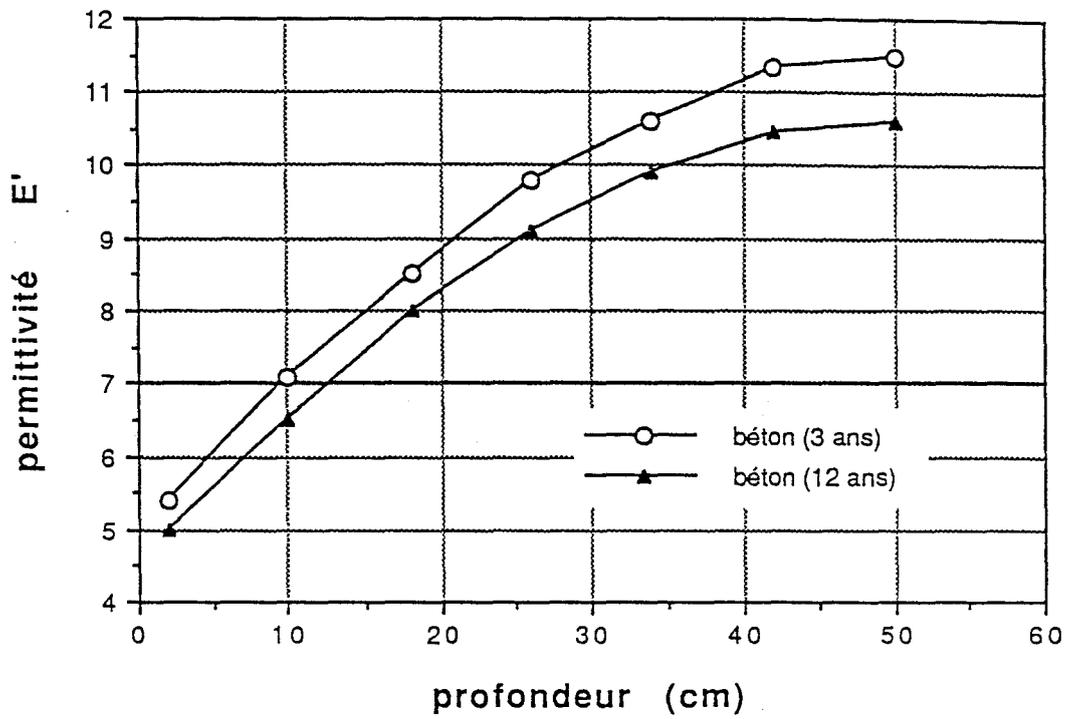


figure 12

Ce matériel devait, par sa sensibilité à l'eau, donner des informations sur la teneur en eau des premiers centimètres du milieu ausculté. J. GODIN a montré que le réflectomètre ne donnait qu'une mesure surfacique (cela est lié à son principe physique de fonctionnement) et donc ne répondait pas au problème de la teneur en eau dans les matériaux [12].

Les nombreuses recherches, quelques fois infructueuses, du réseau des LPC montrent l'importance et la complexité du phénomène de la migration de l'eau dans les matériaux de Génie Civil, surtout si l'on essaye de tenir compte des pluies, de la températures et de l'hygrométries ambiantes.

Cependant, ces divers résultats nous permettent d'avoir une idée approchée de ce que peut être la permittivité d'un béton en fonction de la profondeur, surtout pour les vingt premiers centimètres (figure 12).

L'importance des imprécisions dues à la combinaison de la géométrie du béton, de son âge, et de la nature du granulat utilisé, nous impose donc d'être très prudents sur la valeur d'une permittivité que l'on retiendrait, valeur que l'on prendra constante dans un premier temps.

- [1] GREZES B., LECROQ P. (1981), "Les tabliers de ponts", ENTPE, cours 2ème année, 230p.
- [2] ZOUBOFF V. (1971), "Examen par gammagraphie des ouvrages en béton précontraint", Bulletin de Liaison des Laboratoires des Ponts et Chaussées, n°56, pp.7-9.
- [3] DUFAY J. C., PICCARDI J. (1985), "SCORPION premier système de radioscopie télévisée haute énergie pour le contrôle non destructif des ouvrages d'art en béton précontraint", Bulletin de Liaison des Laboratoires des Ponts et Chaussées, n°139, pp.77-83.
- [4] MENSI R., ACKER P., ATTOLOU A. (1988), "Séchage du béton : analyse et modélisation", Materials and structures, 21, pp 3-12.
- [5] ABIAR G. (1986), "Cinétique de dessiccation et déformations différées du béton (analyse et modélisation)", Thèse de doctorat de l'ENPC, Paris.
- [6] MENARD J., BLONDEL O. (1986), "Constantes diélectriques des bétons", rapport interne, Laboratoire Régional des Ponts et Chaussées de Rouen.
- [7] BAILLOT G., SERVANT D. (1984), "Mesures de constantes diélectriques en microondes", rapport interne, Laboratoire Central des Ponts et Chaussées.
- [8] GIROT D., BENOIST J. M. (1985), "Auscultations au Pénétradar", rapport interne, Laboratoire Régional des Ponts et Chaussées de Rouen.
- [9] ATTOLOU A. (1984), "Etude du séchage du béton par gammadensimétrie", rapport interne, Laboratoire Central des Ponts et Chaussées.
- [10] ACKER et al (1990), "Drying and shrinkage of concrete : the case of massive parts", Proceedings 1st ASTM "Materials Engineering" Congress, Denver.
- [11] GODIN J. (1990), "Mesure de la teneur en eau par méthodes capacitives", compte-rendu interne FAER n°165570, Laboratoire Régional des Ponts et Chaussées d'Angers.
- [12] GODIN J. (1992), "Etude de l'hexaporte réflectométrique", compte-rendu interne FAER n°165141, Laboratoire Régional des Ponts et Chaussées d'Angers.

chapitre II :

**Principe de la radiométrie microonde.
Signal radiométrique émis par
un matériau homogène**

- PRINCIPE DE LA RADIOMETRIE MICROONDE - SIGNAL RADIOMETRIQUE EMIS PAR UN MATERIAU HOMOGENE

-1- BASES PHYSIQUES DE LA RADIOMETRIE

1-1 RAYONNEMENT DU CORPS NOIR

Lorsqu'un corps est porté à une température différente du zéro absolu, il émet spontanément un rayonnement de nature électromagnétique, dans une large bande de fréquence, qui transporte de l'énergie et peut se propager dans le vide [1]. L'origine physique du rayonnement électromagnétique, appelé aussi bruit thermique par les électroniciens et spécialistes des télécommunications, provient soit de l'addition des rayonnements individuels incohérents issus de l'agitation des particules électriques, ou des dipôles, du milieu dissipatif.

Une mesure de ce signal permet ainsi une mesure de la température au sein du matériau sans insertion d'aucun capteur, ce qui en fait son principal intérêt. Un apport énergétique, correspondant à un échauffement, augmente l'agitation moléculaire et donc le rayonnement électromagnétique.

Dans le cas le plus simple, le corps noir, considéré comme un étalon de rayonnement, est un radiateur idéal, qui, à une température et pour une longueur d'onde données, émet le maximum de signal. En partant de la théorie des quanta, Planck a défini la loi exprimant la puissance rayonnée ou plus exactement la brillance spectrale d'un corps noir : puissance émise par unité de surface du corps noir à la température T, dans un angle solide unité, pour une bande passante de 1 Hz à la fréquence f:

$$B(f, T) = \frac{2hf^3}{c^2} \frac{1}{\exp\left(\frac{hf}{kT}\right) - 1} \quad (1)$$

où

- c : vitesse de la lumière (3.10^8 m/s)
- h : constante de Planck ($6,63.10^{-34}$ J.s)
- k : constante de Boltzmann ($1,38.10^{-23}$ J/°K)
- T : température absolue (°K)
- f : fréquence considérée (Hz)

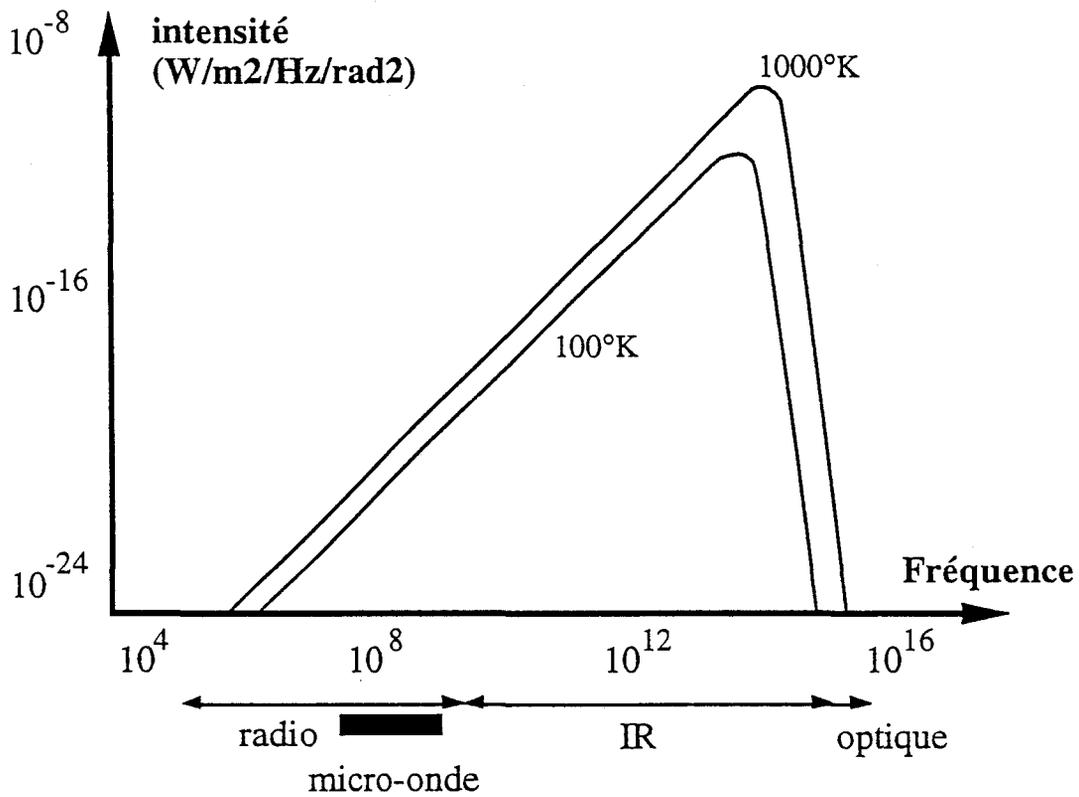


figure 1 : Brillance spectrale, ou intensité, du corps noir en fonction de la fréquence.

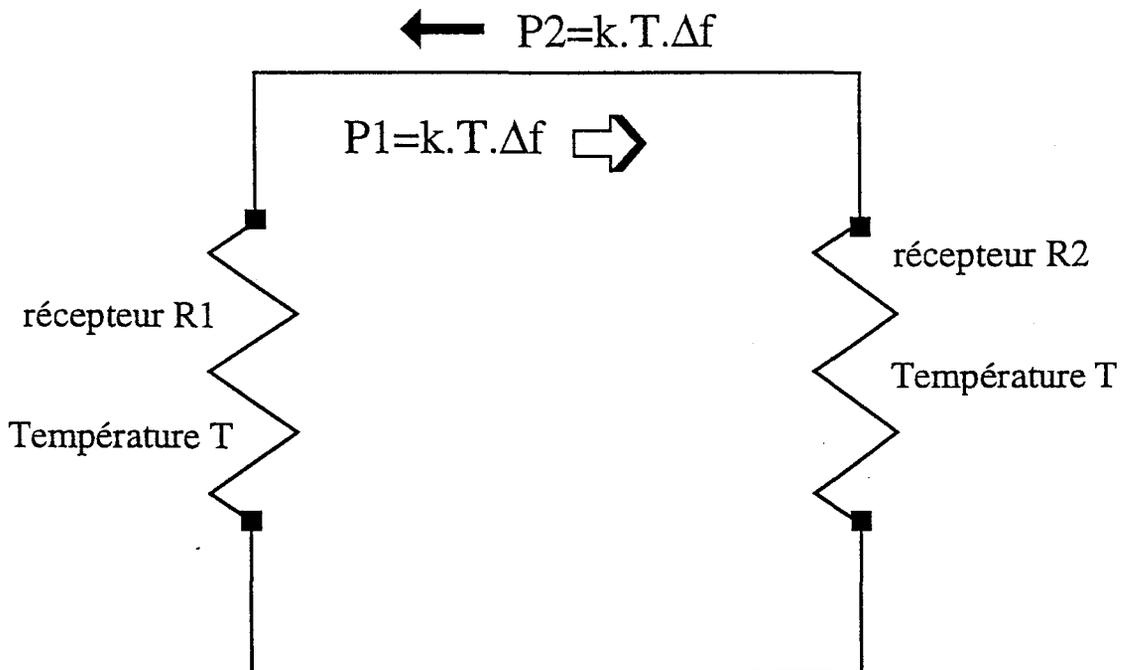


figure 2 : Evaluation des puissances échangées entre deux résistances caractéristiques dans une bande de fréquence Δf ($R_1=R_2=R_c$).

Ce raisonnement est basé sur une conséquence du deuxième principe de thermodynamique selon lequel, dans un système isotherme, les échanges d'énergie entre les différentes parties du système doivent s'équilibrer. A partir du bilan d'énergie absorbée par les parois supposées absorbantes et non réfléchissantes (corps noir), nous pouvons déduire les puissances rayonnées par celles-ci [2], [3].

La figure 1 représente la brillance spectrale du corps noir en fonction de la fréquence pour les températures de 100 et 1000°K. Elle permet d'expliquer que l'augmentation de température provoque un rayonnement dans une gamme spectrale couvrant des longueurs d'ondes de plus en plus courtes (corps qui rougissent au feu par exemple).

Aux fréquences microondes et pour des températures usuelles (supérieures à 100°K), lorsque $kT \gg hf$, ce qui revient à négliger les effets quantiques, la loi de Planck devient:

$$B(f,T) = 2.k.T.f^2/c^2 \quad (2)$$

Cette expression est nommée loi de Rayleigh-Jeans. Elle correspond à la partie linéaire en f^2 des courbes représentant $B(f,T)$ aux fréquences basses (figure 1).

De la même façon que le rayonnement électromagnétique peut se propager dans l'espace, il peut être guidé dans des câbles de raccord d'appareils électroniques (ou, terme plus général, lignes de transmission).

Considérons une ligne de transmission fermée à ses deux extrémités par deux résistances identiques, égales à l'impédance caractéristique de la ligne sans perte (figure 2). Cela signifie que ces éléments sont adaptés et il n'y a pas de réflexion électromagnétique par les résistances. Celles-ci absorbent entièrement un flux de puissance incident : on peut alors faire une analogie entre résistance caractéristique et corps noir.

Dans les conditions de Rayleigh-Jeans, l'énergie électromagnétique d'origine thermique rayonnée par chacune des résistances dans un intervalle de fréquence Δf , correspond à une puissance $k.T.\Delta f$, puissance entièrement absorbée, suivant le sens de propagation, par l'autre résistance. A l'équilibre thermique (température T), les deux résistances émettent la même puissance, soit :

$$P = k.T.\Delta f \quad (3)$$

Il s'agit d'une conséquence du théorème de Nyquist qui exprime en particulier que la puissance de rayonnement d'une résistance ne dépend pas de sa valeur, ni de la fréquence à laquelle on travaille (bruit blanc).

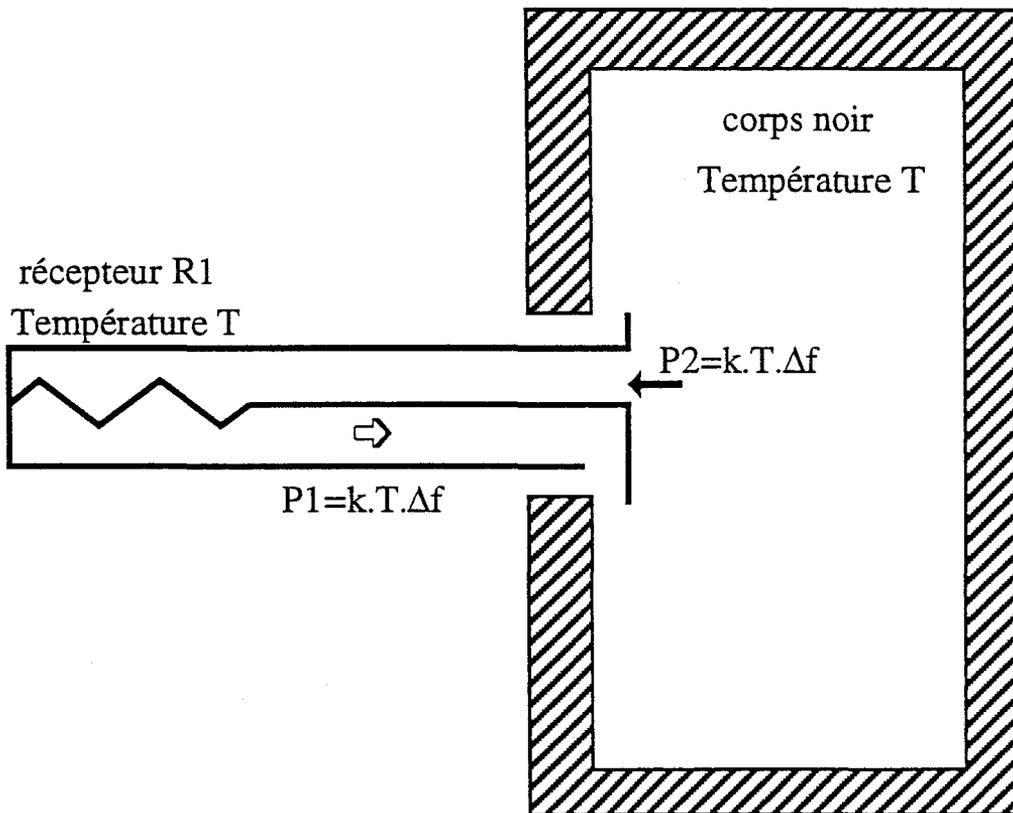


figure 3 : Système équivalent à la figure précédente, en équilibre thermodynamique, la résistance caractéristique R2 étant remplacée par une antenne adaptée en présence d'un corps noir.

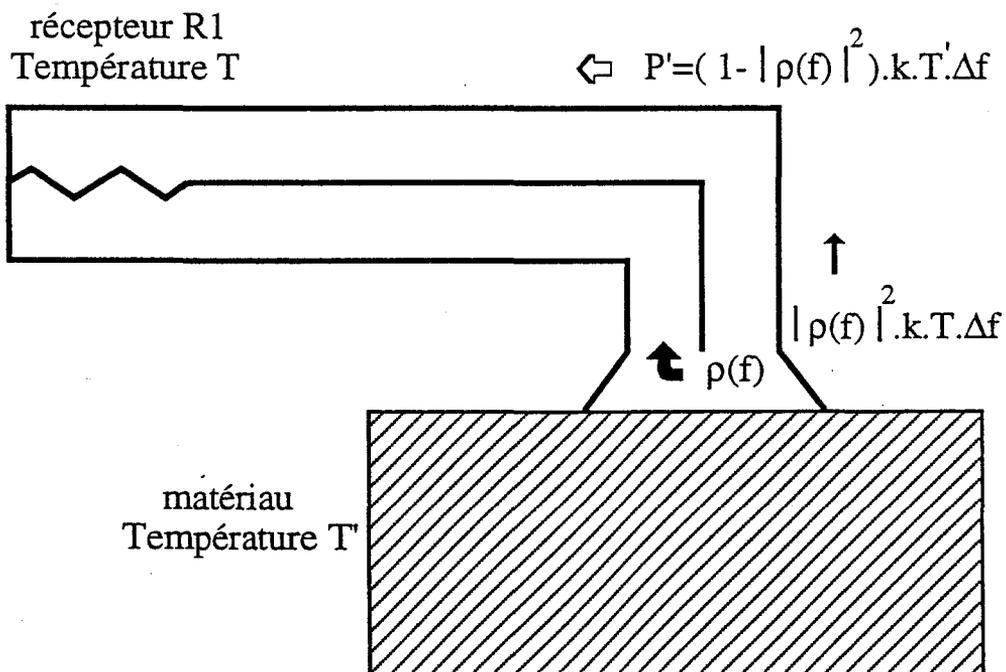


figure 4 : Puissance reçue par le récepteur dans le cas d'un matériau de température uniforme.

Notons que la figure 2 correspond au schéma simplifié d'un système radiométrique destiné à effectuer une mesure de température. En effet, en assimilant la résistance située à gauche à un récepteur adapté, un accroissement de la température de la résistance située à droite se traduit par une augmentation de la puissance cédée au récepteur. On peut ainsi fonder sur la mesure du signal détecté une détermination de la température de la résistance connectée au récepteur.

De la même façon, on peut remplacer la résistance de droite par une antenne adaptée (figure 3). En la supposant dirigée vers un corps noir de même température que le récepteur, l'équilibre thermique du système impose une puissance cédée au radiomètre par le corps noir de valeur :

$$P = k.T.\Delta f \quad (4)$$

Ainsi pour un système de bande passante connue, la puissance de bruit thermique ne dépend que de la température du corps noir (cas idéal). Il est donc possible de connaître, à partir de la puissance recueillie par le récepteur, la température du corps noir.

1-2 RAYONNEMENT D'UN MATERIAU REEL ABSORBANT

Dans la réalité, les matériaux ayant une permittivité diélectrique différente de celle de l'air présentent une surface partiellement réfléchissante. Ils sont caractérisés par un paramètre $\epsilon(f)$ appelé émissivité qui définit la capacité du matériau à recevoir, ou émettre, un rayonnement .

Un matériau d'émissivité $\epsilon(f)$, à une température T' , rayonne sur une bande de fréquence Δf , une puissance égale à :

$$P = \epsilon(f).k.T'.\Delta f \quad (5)$$

avec $\epsilon(f) \leq 1$, alors que $\epsilon(f) = 1$ pour un corps noir placé dans la même situation. Il est à noter que l'émissivité d'un matériau est liée au coefficient de réflexion en tension $\rho(f)$ à l'interface antenne-matériau, par la formule :

$$\epsilon(f) = 1 - |\rho(f)|^2 \quad (6)$$

On peut donc obtenir, dans le cas de la figure 4, une relation exprimant la puissance reçue par le récepteur :

$$P = |\rho(f)|^2.k.T.\Delta f + (1 - |\rho(f)|^2).k.T'.\Delta f \quad (7)$$

avec T la température de bruit du récepteur, à laquelle correspond une puissance de bruit réfléchi par le dioptré antenne-matériau.

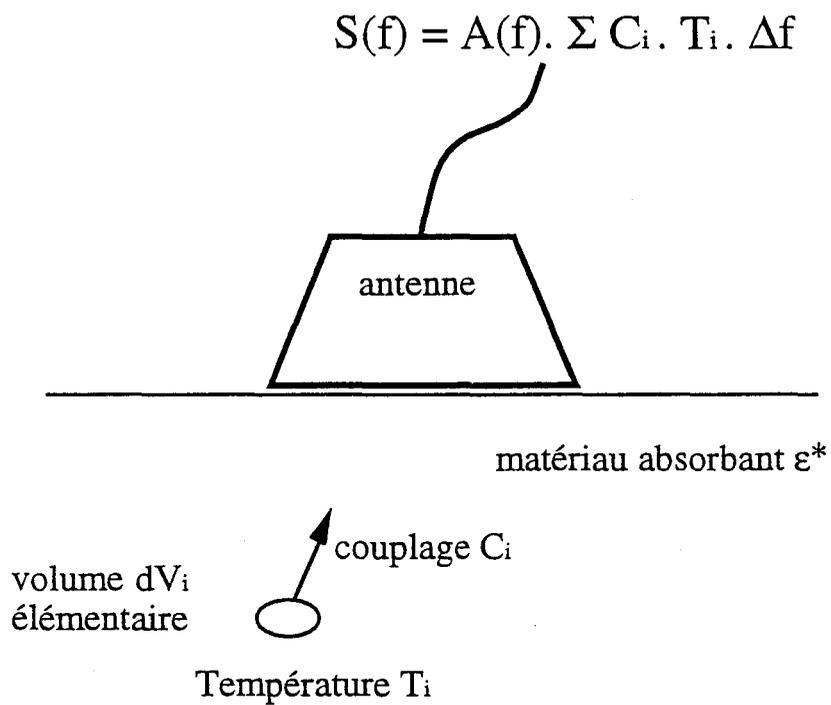


figure 5 : Principe de la radiométrie microonde.

Le problème se complique lorsque le matériau réel n'est pas porté à une température uniforme. On considère alors que le matériau est constitué d'une multitude de volumes élémentaires ΔV_i , à des températures T_i constantes sur chacun des ΔV_i . L'information liée au rayonnement de chacun des ΔV_i dépend de leur position devant l'antenne. Cette information est caractérisée par un paramètre appelé le coefficient de couplage C_i du volume ΔV_i .

Cette approche correspond tout à fait à celle des "radaristes" qui s'intéressent aux lobes de rayonnement des antennes. Le signal reçu par le récepteur peut s'exprimer par :

$$P = A(f) \cdot \sum C_i(f) \cdot T_i \cdot \Delta f \quad (8)$$

où $A(f)$ est un coefficient dépendant du capteur, et qui peut être déterminé lorsque le matériau présente une température T uniforme [4], alors :

$$P = k \cdot (1 - |\rho(f)|^2) \cdot \frac{\sum C_i(f) \cdot T_i}{\sum C_i(f)} \cdot \Delta f \quad (9)$$

Les valeurs C_i peuvent être obtenues par l'application du théorème de réciprocité des antennes, en utilisant le capteur en mode actif. Dans ce cas, un champ électrique E_i est créé dans le volume élémentaire ΔV_i , de conductivité σ_i . La puissance alors dissipée dans ΔV_i s'écrit :

$$\sigma_i(f) \cdot |E_i(f)|^2 \cdot \Delta V_i \quad (10)$$

qui peut être assimilé, à une constante près, au paramètre C_i précédent. Ainsi, la connaissance de C_i se déduit du carré de l'amplitude du champ rayonné en mode actif et de la conductivité σ_i .

Pour résoudre ce problème, une méthode modale, développée par le Centre hyperfréquences et Semi-Conducteurs de l'Université des Sciences et Technologies de Lille depuis quelques années à travers différentes thèses dont celles de MM. MAMOUNI [2] et BOCQUET [4], est présentée dans le paragraphe suivant.

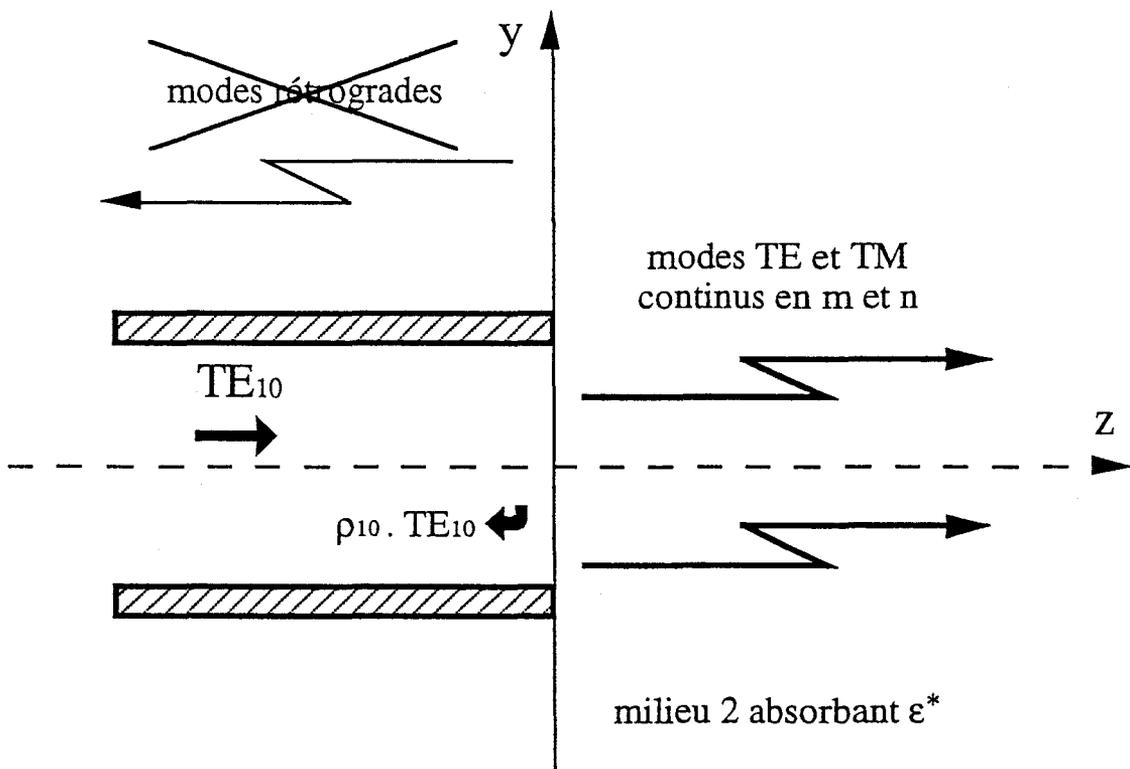


figure 6 : Modes pris en compte pour l'étude des paramètres de couplage.

-2- CALCUL DE CHAMPS PROCHES RAYONNES PAR UNE METHODE MODALE

L'antenne est définie par un guide d'onde rectangulaire, rempli d'un diélectrique sans perte et dont les parois sont infiniment conductrices. La détermination de la carte de champ électromagnétique rayonné par l'ouverture de ce guide dans un milieu dissipatif passe par le traitement de la discontinuité entre ces deux milieux (figure 6). Cette étude est complètement développée dans la thèse de A. MAMOUNI [2].

La propagation du champ dans ce guide est complètement définie, et bien connue de la littérature [4]. Les multiples réflexions de l'onde sur les parois ont pour résultante une certaine distribution des champs dans l'espace de la forme :

modes TE (Transverse Electrique) :

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} E_x \\ H_y \end{Bmatrix} &= \begin{Bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{Bmatrix} \cdot H_1 \cdot \frac{2n\Pi}{b} \cdot \sin\left((2m+1)\frac{\Pi x}{a}\right) \cdot \sin\left(2n\frac{\Pi y}{b}\right) \\ \begin{Bmatrix} E_y \\ H_x \end{Bmatrix} &= \begin{Bmatrix} A_1 \\ -B_1 \end{Bmatrix} \cdot H_1 \cdot (2m+1)\frac{\Pi}{a} \cdot \cos\left((2m+1)\frac{\Pi x}{a}\right) \cdot \cos\left(2n\frac{\Pi y}{b}\right) \\ H_z &= A_1 \cdot H_1 \cdot \sin\left((2m+1)\frac{\Pi x}{a}\right) \cdot \cos\left(2n\frac{\Pi y}{b}\right) \end{aligned} \quad (11)$$

Le terme $\exp[j(\omega t - \beta z)]$ a été volontairement omis par simplification. Les coefficients A_1, B_1 , et H_1 sont obtenus à partir de l'équation de propagation et de la normalisation des champs. On retrouve, bien entendu, des formules équivalentes pour les modes TM.

En fait, les dimensions a et b du guide sont choisies, pour une fréquence donnée, de façon à ce qu'il ne puisse exister qu'un seul mode dans le guide : TE_{10} ($m=1$ et $n=0$). Physiquement, cela signifie que les autres modes de propagation sont évanescents.

L'idée du Département Hyperfréquences et Semi-conducteurs (D.H.S.), pour le cadre de leurs applications, a été de définir que, dans le milieu 2 infini, homogène et isotrope, le champ électromagnétique est défini par tous les modes TE et TM utilisant, non plus pour des valeurs discrètes de m et n comme dans le guide, mais pour toutes les valeurs possibles continues.

Mathématiquement, on retrouve bien une base infinie en $\{\cos(px), \sin(qy), (p,q) \in \mathcal{R}^2\}$ pour décrire le champ au point (x,y,z) .

Le mode TE de paramètres p et q, noté TE_{pq}, est défini par :

$$\begin{cases} E_x \\ H_y \end{cases} = \begin{cases} -A_2 \\ -B_2 \end{cases} \cdot H_2 \cdot q \cdot \sin(px) \cdot \sin(qy)$$

$$\begin{cases} E_y \\ H_x \end{cases} = \begin{cases} -A_2 \\ B_2 \end{cases} \cdot H_2 \cdot p \cdot \cos(px) \cdot \cos(qy)$$

$$H_z = -H_2 \cdot \sin(px) \cdot \cos(qy)$$
(12)

De même, les termes A2, B2, et H2 sont obtenus à partir de l'équation de propagation et de normalisation des modes. Les formules sont équivalentes pour les modes TM.

Le champ électromagnétique total est alors défini à l'aide de tous ces modes TE_{pq} et TM_{pq} :

$$E_x(xyz) = \sum_p \sum_q [q_{pq}^{te} \cdot E_x^{te}(pq) + q_{pq}^{tm} \cdot E_x^{tm}(pq)] \cdot e^{-j\gamma_2 z}$$
(13)

γ_2 : vecteur d'onde suivant l'axe Oz.

q_{pq}^{te} et q_{pq}^{tm} : fonctions de couplage liées à la base mathématique des modes TE et TM.

Les formules sont analogues pour Ey, Ez, Hx, Hy, et Hz.

Comme p et q sont continus, on peut écrire l'équation (13) sous forme intégrale :

$$E_x(xyz) = \int_0^\infty \int_0^\infty [q_{pq}^{te} \cdot E_x^{te}(pq) + q_{pq}^{tm} \cdot E_x^{tm}(pq)] \cdot e^{-j\gamma_2 z} \cdot dp \cdot dq$$
(14)

Après détermination des modes de propagation de toute la structure (figure 6), les conditions de continuité sur la frontière donnent les valeurs des fonctions de couplage à partir des expressions suivantes :

$$E_{10} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \cdot (1 + \rho_{10}) = \int_0^\infty \int_0^\infty [q_{pq}^{te} \cdot E_{pq}^{te} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} + q_{pq}^{tm} \cdot E_{pq}^{tm} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}] \cdot dp \cdot dq$$

$$H_{10} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \cdot (1 - \rho_{10}) = \int_0^\infty \int_0^\infty [q_{pq}^{te} \cdot H_{pq}^{te} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} + q_{pq}^{tm} \cdot H_{pq}^{tm} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}] \cdot dp \cdot dq$$

(le calcul précis des fonctions de couplage est présenté dans la thèse de A. MAMOUNI [2]) (15)

Notons que dans l'hypothèse envisagée, on néglige les modes continus rétrogrades, qui se propageraient dans l'air hors de l'antenne (figure 6).

Nous avons ainsi la possibilité de calculer le champ électromagnétique total et la valeur du coefficient de couplage pour chacun des points du milieu dissipatif, et d'obtenir la puissance des signaux radiométriques issus d'un matériau homogène, quelque soit le gradient thermique existant au sein de cet objet.

-3- ETUDE NUMERIQUE

Les études, jusqu'à présent faites à l'Université de Lille en radiométrie, ont porté la plupart du temps sur des matériaux à fortes pertes que sont les tissus vivants [6], [7], ou sur des mesures d'humidité de matériaux solides [8]. Les seuls cas où des matériaux à faibles pertes ont été considérés concernent les textiles [9] et les enrobés bilumineux [4].

La méthode modale a été complètement développée puis validée dans le cadre de la thèse de doctorat de M. MAMOUNI [2] sur des matériaux tels que l'eau ou l'acétone, pour représenter muscles et tissus adipeux. Elle s'applique bien au cas des matériaux à fortes pertes et moins bien aux matériaux à faibles pertes. Elle a été reprise par la suite dans différentes thèses, dont celles de B. BOCQUET [4] et P. DEHOUR [10], et publications [11], [12].

Aussi le premier stade de notre étude est de voir les précisions auxquelles nous pouvons nous attendre en utilisant la méthode modale dans le cas du béton.

3-1 METHODE MODALE

La fréquence utilisée, à la fois pour le calcul numérique et pour les expérimentations, a été fixée par différents facteurs pour lesquels il a fallu trouver un compromis. L'application envisagée de détecter l'échauffement d'une gaine de précontrainte dans du béton, suggère une profondeur de pénétration suffisante des ondes électromagnétiques. Cependant pour que le radiomètre, que nous utilisons, n'ait pas un volume d'action trop important (afin de distinguer des gradients au coeur du béton) il est souhaitable que la fréquence utilisée soit suffisamment haute. Nous avons alors retenu une valeur de 1.5 GHz, fréquence qui a déjà été testée, et exploitée, par l'Université de Lille dans le domaine médical. Ce choix fréquentiel est développé au chapitre suivant.

Dans une section précédente, nous avons présenté cette méthode de calcul donnant l'expression des champs en fonction des paramètres de couplage:

$$\begin{aligned} E_x &= \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} [q^{te}(pq) \cdot E_x^{te}(pq) + q^{tm}(pq) \cdot E_x^{tm}(pq)] \cdot e^{-j\gamma_2 z} dpdq \\ E_y &= \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} [q^{te}(pq) \cdot E_y^{te}(pq) + q^{tm}(pq) \cdot E_y^{tm}(pq)] \cdot e^{-j\gamma_2 z} dpdq \\ E_z &= \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} q^{tm}(pq) \cdot E_z^{tm}(pq) \cdot e^{-j\gamma_2 z} dpdq \end{aligned} \quad (16)$$

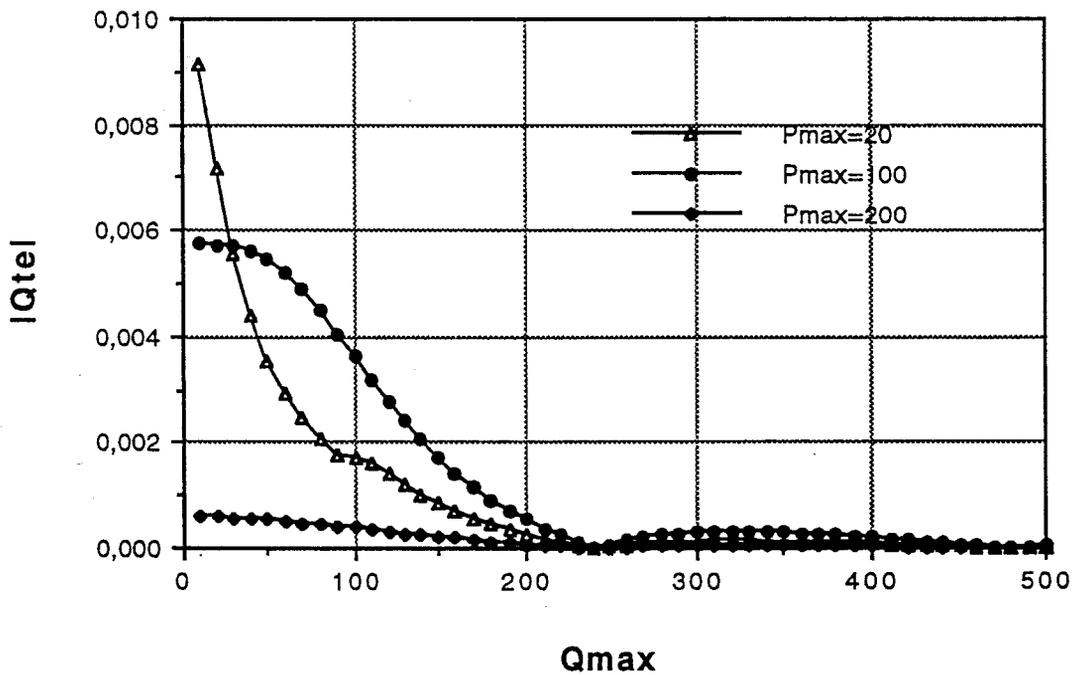
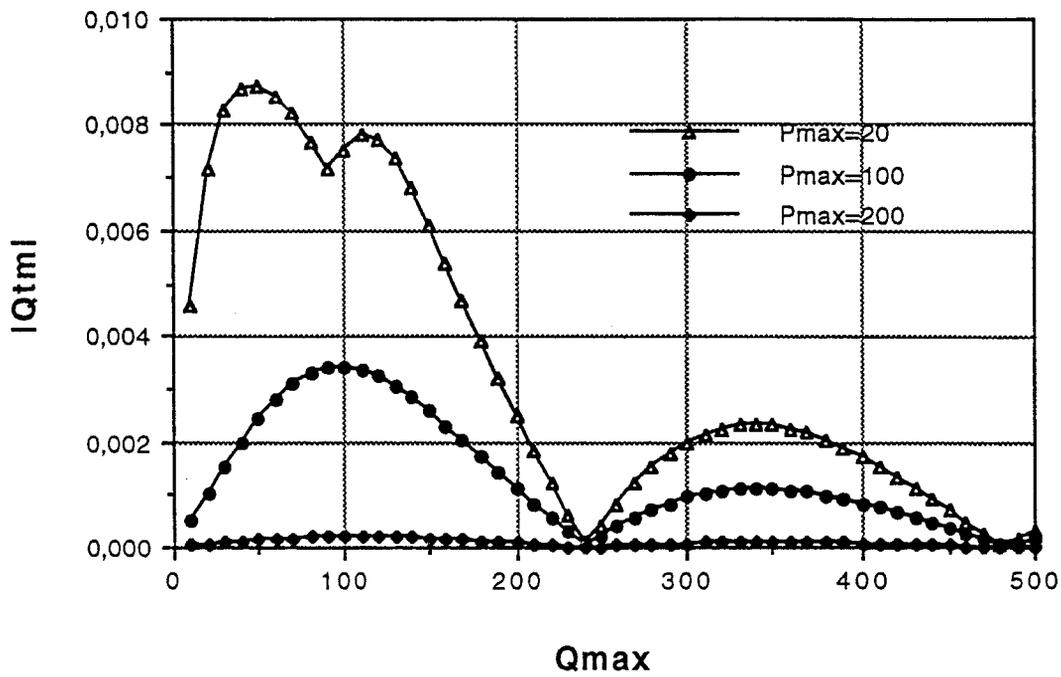


figure 7 : Fonctions de couplage q^{te} et q^{tm} des modes transmis dans le milieu semi-infini en fonction des vecteurs d'ondes transversaux p et q.
 ($f = 1,5 \text{ Ghz}$, $a = 5,2 \text{ cm}$, $b = 2,6 \text{ cm}$, $\epsilon_1 = 10$ et $\epsilon^* = (9-1,8j)$)

Une première étape concerne la stabilité numérique suivant le nombre de modes continus p et q pris en compte ainsi que le domaine d'intégration nécessaire. Nous nous sommes intéressé tout d'abord aux fonctions de couplage $q^{te}(pq)$ et $q^{tm}(pq)$, présentées figure 7, en fonction des nombres d'ondes transversaux p et q dans le cas d'un milieu semi-infini de permittivité moyenne $\epsilon^*=(9-1.8j)$ (nous noterons pour toute la suite de ce mémoire les permittivités complexes $\epsilon^*=9-j1,8$ sous la forme $\epsilon^*=(9-1.8j)$), l'antenne a pour dimensions $5,2*2,6 \text{ cm}^2$ et le guide une permittivité relative interne de 10.

Ces premiers calculs ont montré l'incidence différente de p et q dans les fonctions de couplage. On note que la constitution des modes continus devient négligeable pour des valeurs de p supérieures à 500m^{-1} , et pour des valeurs de q supérieures à $2500-3000\text{m}^{-1}$. L'ordre de grandeur de ces nombres dépend de la précision souhaitée des mesures, nous retiendrons cependant ceux-ci pour la suite des calculs.

La dissymétrie suivant les axes x et y provient des dimensions rectangulaires de l'antenne qui privilégie, par le calcul, l'importance des valeurs de q et de son domaine d'intégration. Cette différence d'atténuation des modes continus suivant p et q correspond physiquement à une diffraction plus importante de l'antenne dans la direction du petit côté que suivant le grand côté. Ces effets de diffraction conditionnent donc les paramètres de couplage C_i (présentés au chapitre précédent) liant l'antenne au volume élémentaire ΔV_i par le produit :

$$\sigma_i(f) \cdot | E_i(f) |^2 \cdot \Delta V_i \quad (17)$$

Pour être sûrs des choix des valeurs de p_{\max} et surtout de q_{\max} , nous nous sommes penchés sur le produit $q^{te}(pq) \cdot E_y^{te}(pq)$, qui apparaît dans le système d'équations (16). Les figures 8 et 9, présentent ce produit à quatre profondeurs, dans l'axe de propagation Oz , à $z=0 \text{ cm}$, $0,5 \text{ cm}$, 1 cm et 5 cm .

Elles confirment largement les valeurs de p_{\max} et q_{\max} annoncées précédemment dès que la profondeur dépasse les 5 mm . L'atténuation du produit est d'autant plus rapide que la profondeur concernée est grande (le produit $q^{tm}(pq) \cdot E_y^{tm}(pq)$ présente une évolution similaire).

Cette remarque peut s'avérer importante si on s'intéresse à la rapidité des calculs d'intégrales, en diminuant les valeurs du domaine d'intégration pour des profondeurs de plus en plus grandes. Les problèmes de précision ne se retrouveront donc que dans la première couche de surface du milieu ausculté.

Pour vérifier de manière globale ces résultats, un calcul de champ a été nécessaire. Les figures 10 et 11 montrent E_y , calculé suivant l'axe de propagation z , en fonction de p_{\max} et q_{\max} , puis en fonction de q_{\max} pour plusieurs profondeurs. Si nous confirmons que $p_{\max} = 1000$ est suffisant pour nos précisions de calculs, en revanche il nous faut utiliser un q_{\max} plus élevé que ce que les figures précédentes laissent suggérer.

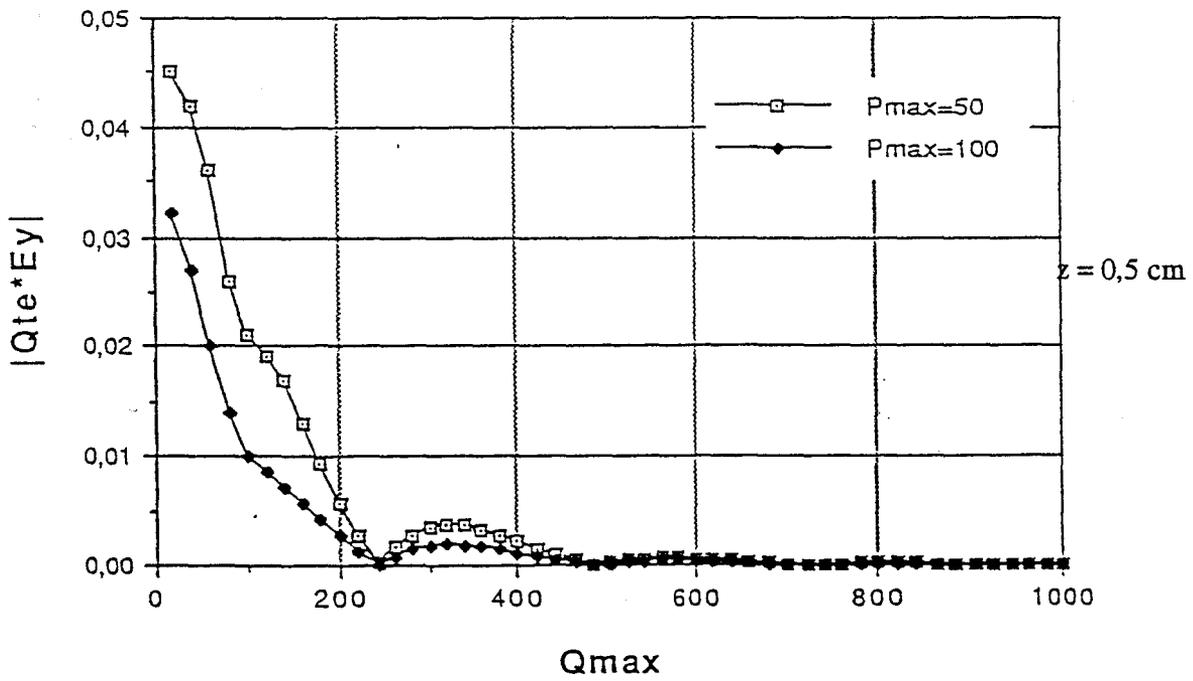
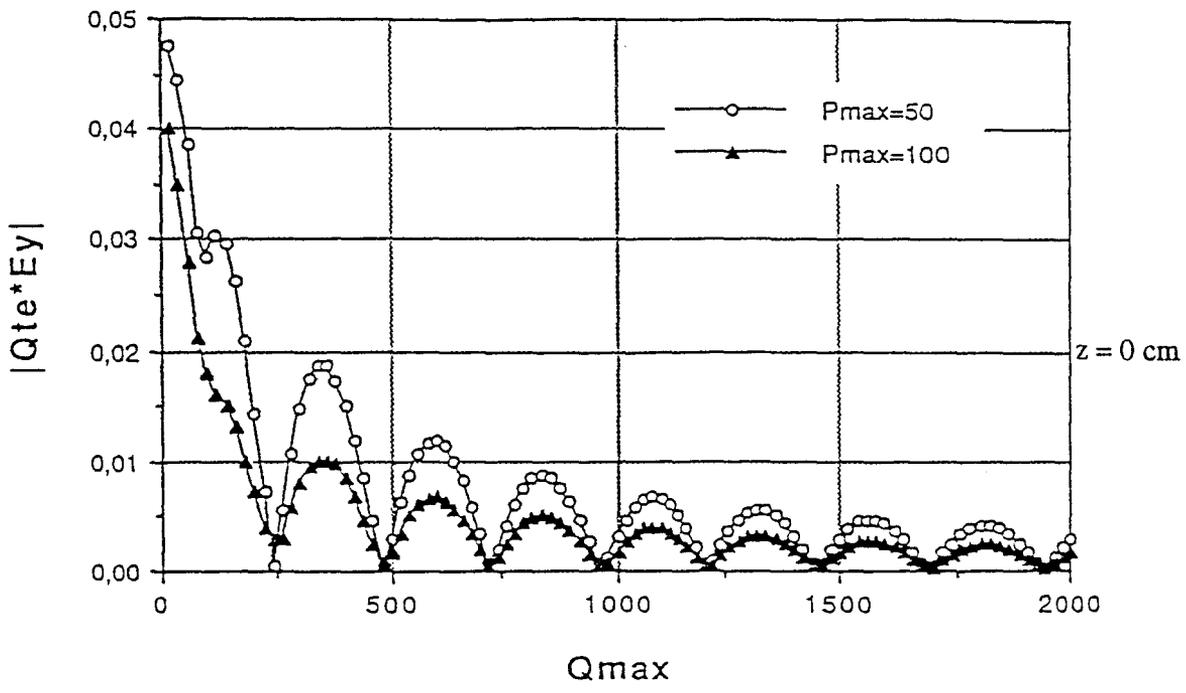


figure 8 : Evolution du produit $q^{te} \cdot E_y(pq)$, en fonction de p et q.

($f = 1,5 \text{ Ghz}$, $a = 5,2 \text{ cm}$, $b = 2,6 \text{ cm}$, $\epsilon_1 = 10$ et $\epsilon^* = (9-1,8j)$)

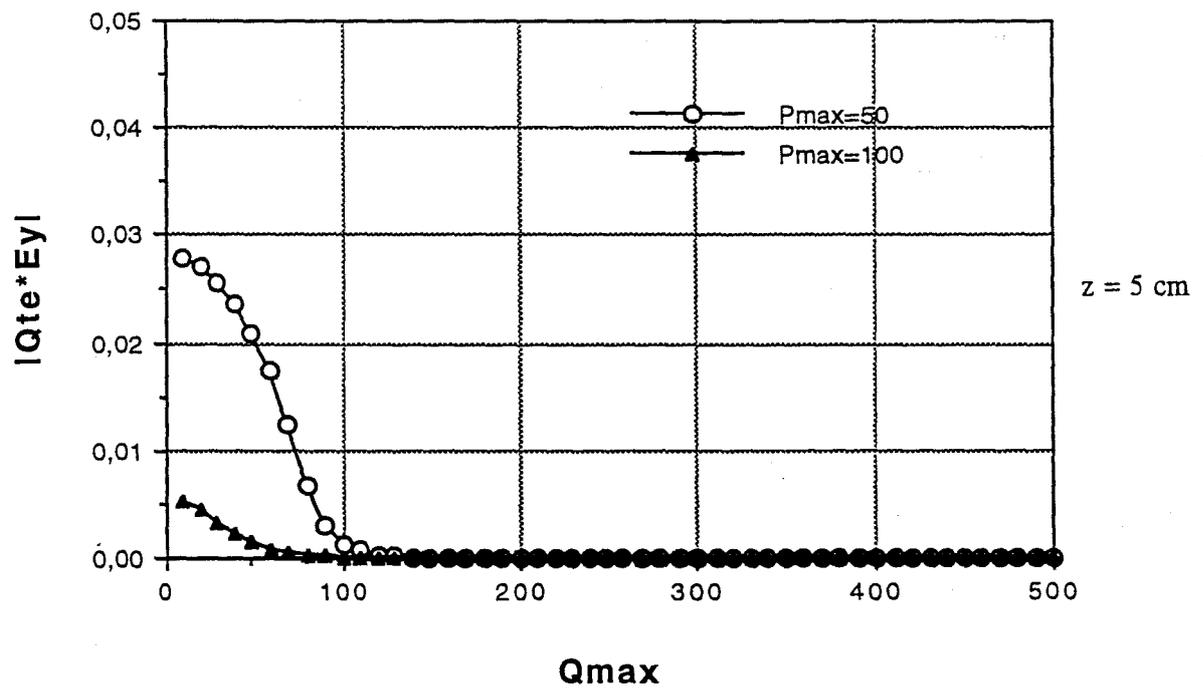
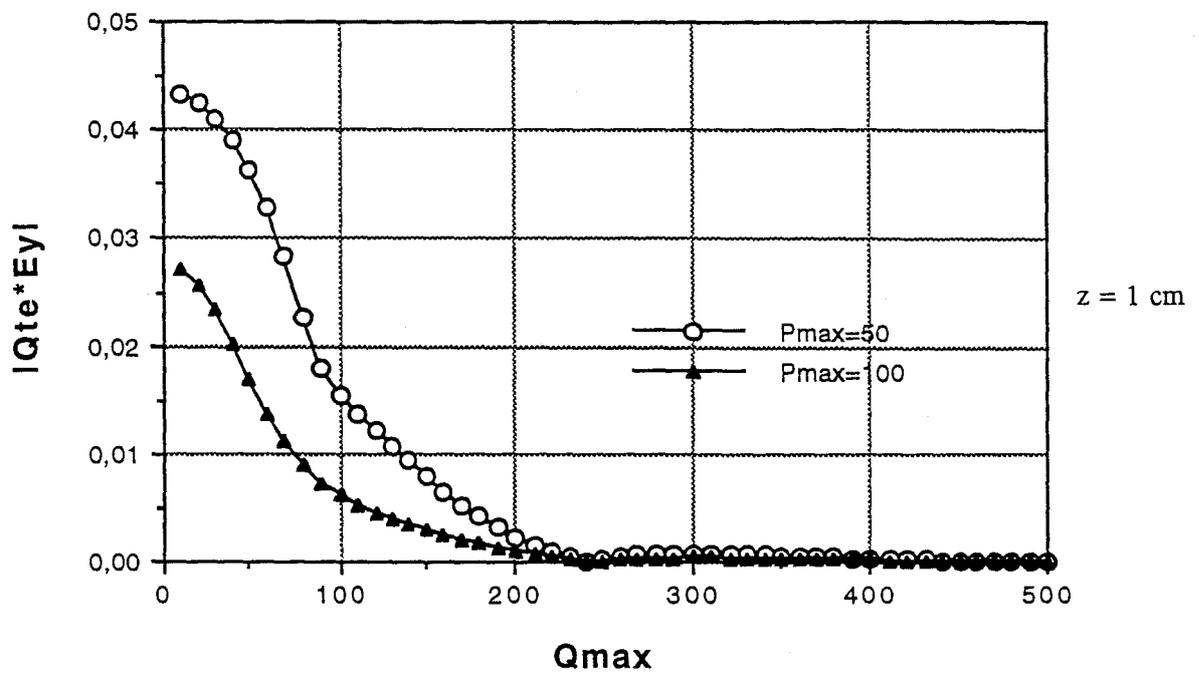


figure 9 : Evolution du produit $q^{te}.E_y(pq)$, en fonction de p et q.
 (f = 1,5 Ghz, a = 5,2 cm, b = 2,6 cm, $\epsilon_1 = 10$ et $\epsilon^* = (9-1,8j)$)

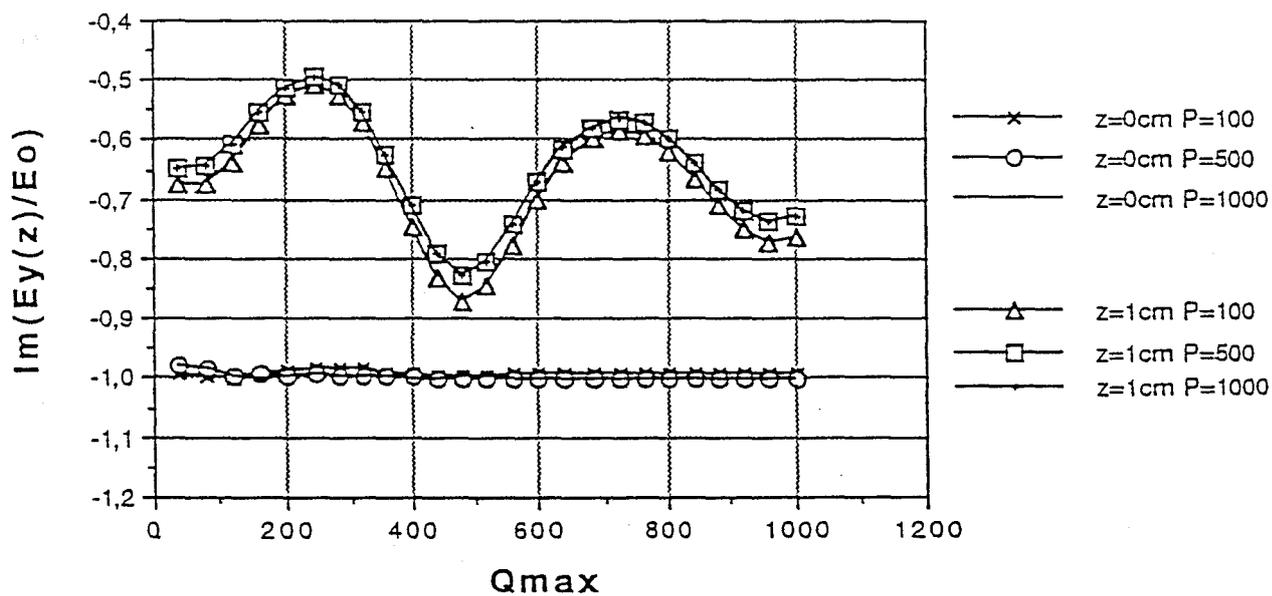
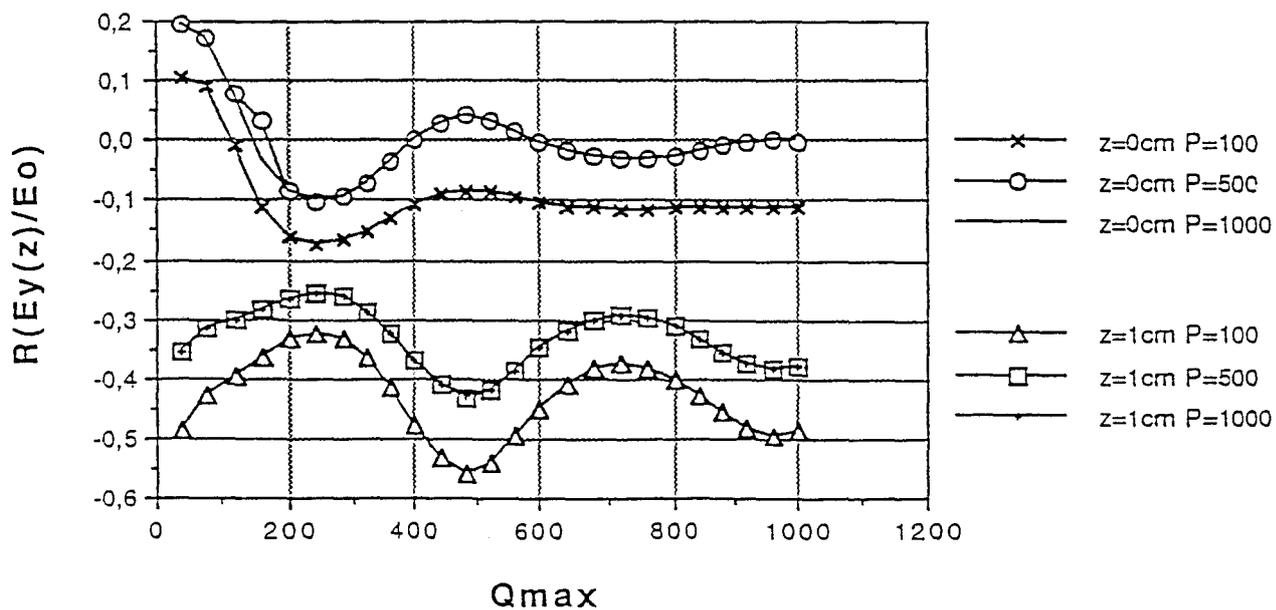


figure 10 : Evolution du champ E_y , pour différents P_{max} et à deux profondeurs données $z = 0$ et 1 cm, en fonction de Q_{max} .

($f = 1,5$ Ghz, $a = 5,2$ cm, $b = 2,6$ cm, $\epsilon_1 = 10$ et $\epsilon^* = (9-1,8j)$)

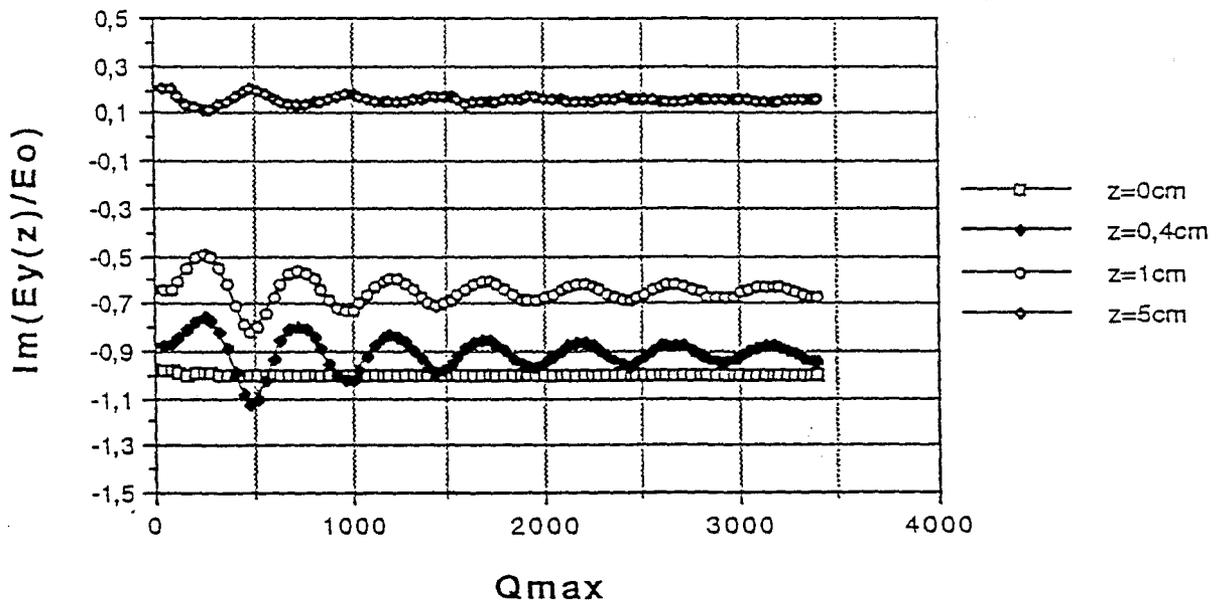
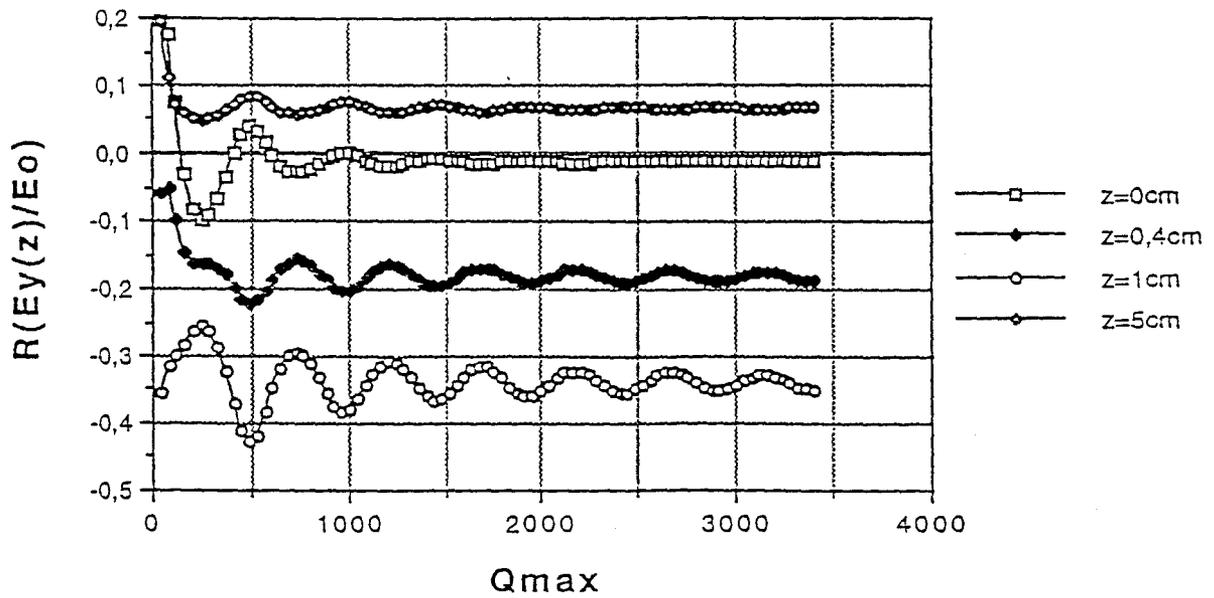


figure 11 : Evolution du champ Ey , avec $P_{max} = 1000$ et pour quatre profondeurs données

$z = 0, 0.4, 1$ et 5 cm, en fonction de Q_{max} .

($f = 1,5$ Ghz, $a = 5,2$ cm, $b = 2,6$ cm, $\epsilon_1 = 10$ et $\epsilon^* = (9-1,8j)$)

ϵ_1		ϵ_2	ϵ_2'	f (GHz)	$1- p_{10} ^2$	EN*	écart (%)
10	béton sec	6,3	0,54	1,5	0,974	0,514	47,2
10	béton sat.	12,5	1,86	1,5	0,977	0,722	26,1
25	eau	76,7	12	1,5	0,869	0,748	13,9

EN* : partie droite de l'équation de conservation de l'énergie

$$1-|p_{10}|^2 = \iint_0^\infty [|q^{te}(pq)|^2 \cdot R(P(pq)) + |q^{tm}(pq)|^2 \cdot R(P(pq))] dpdq$$

figure 12 : Vérification de l'équilibre du bilan énergétique dans le plan de la discontinuité.

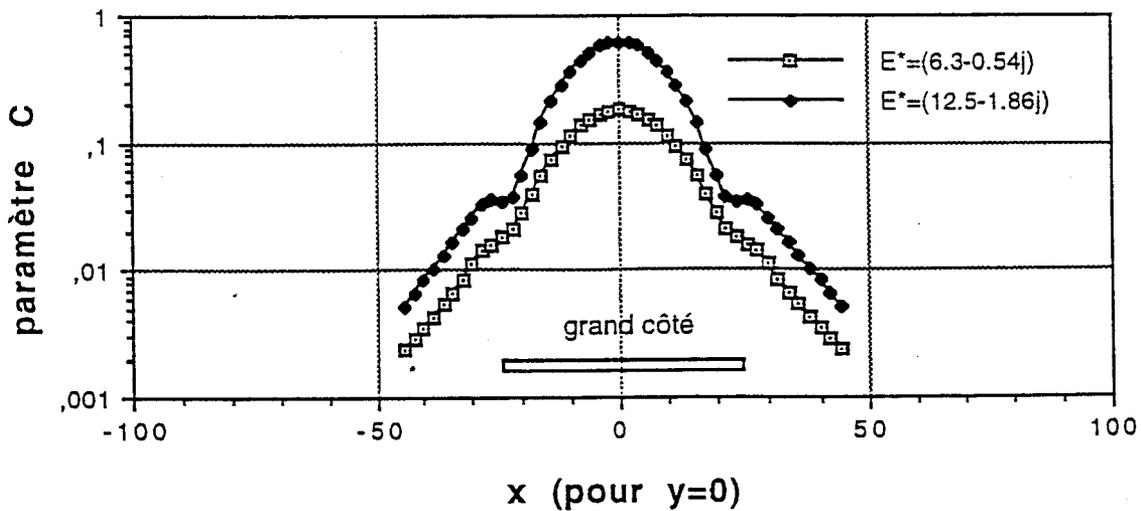
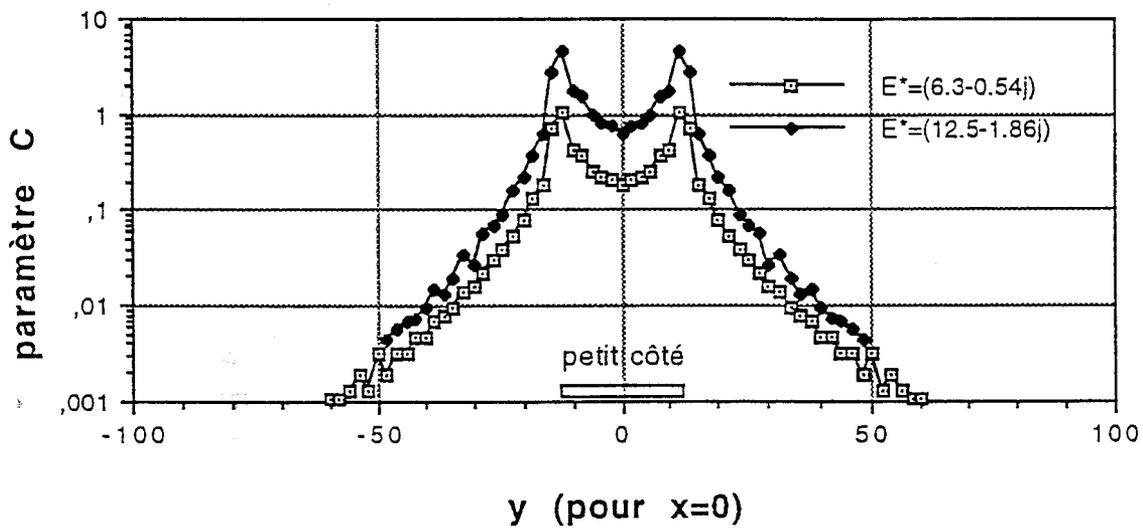


figure 13: Evolution du paramètre de couplage C_i , suivant le grand et le petit côté à $z=0$ cm, pour des valeurs extrêmes de permittivité de béton. ($f = 1,5$ Ghz, $a = 5,2$ cm, $b = 2,6$ cm, $\epsilon_1 = 10$)

Dans la mise en oeuvre de la méthode modale, parallèlement à l'étude de la stabilité numérique, on teste cette méthode à l'aide de l'expression qui traduit la loi de conservation de l'énergie à la discontinuité antenne-milieu.

$$1 - |\rho_{10}|^2 = \iint_0^{\infty} [|q^{te}(pq)|^2 \cdot R(P(pq)) + |q^{tm}(pq)|^2 \cdot R(P(pq))] dpdq \quad (18)$$

où ρ_{10} : coefficient de réflexion du guide rectangle monomode.
 $P(pq)$: puissance rayonnée dans le milieu semi-infini pour le mode (pq).

On obtient le tableau ci-contre (figure 12) pour des valeurs extrêmes de permittivité de béton (sec et saturé d'eau) en comparant $(1-\rho_{10}^2)$ par le calcul direct de ρ_{10} et par la puissance globale rayonnée de l'équation (18).

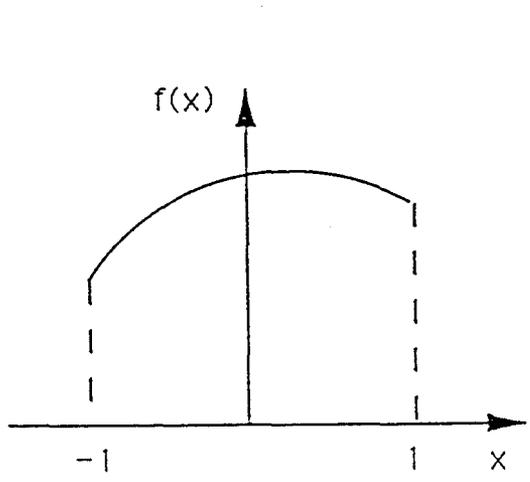
Ce type de test permet de prévoir la précision des calculs de champs, et donc des paramètres de couplage. Il faut retenir de ce tableau que le calcul modal donne des résultats entachés d'une erreur qui peut parfois dépasser 30% (heureusement pour nous, en général le béton a une teneur en eau interne très proche de la saturation). Cette imprécision provient très probablement du fait que nous négligeons les modes continus rétrogrades (figure 6), qui correspondent pratiquement à des effets de diffraction.

Cette idée est confirmée par la figure 13 présentant des exemples de paramètre de couplage calculés par la méthode modale. On note l'existence d'un champ électromagnétique non négligeable, à la profondeur $z=0\text{cm}$, en dehors du cadre correspondant à l'antenne, qui tend à augmenter lorsque le milieu est moins dissipatif. En d'autres termes, on retrouve ici l'effet des lobes arrières de rayonnement de l'antenne, phénomène bien connu en techniques radar, dont nous n'avons pas tenu compte dans nos hypothèses. Par comparaison, nous avons refait le calcul pour de l'eau (matériau à fortes pertes) en prenant comme valeurs de permittivité celles proposées par A. VON HIPPEL [13], l'effet des lobes arrières bien que plus faibles restent très présents (13,9% de l'énergie se diffuse dans les modes rétrogrades).

Les travaux antérieurs effectués à Lille, au Département Hyperfréquences et Semiconducteurs (D.H.S.) [2],[4] et [10], ont permis de valider la méthode modale sur des matériaux à fortes pertes mais sans avoir beaucoup d'expérience sur des matériaux à faibles pertes. Seuls des travaux en cours, réalisés dans le cadre d'une thèse par M. RIDAOUI au D.H.S., montrent que l'on peut améliorer la résolution de l'équation de la conservation de l'énergie, pour les matériaux à faibles pertes, en tenant compte des modes rétrogrades du guide central [14].

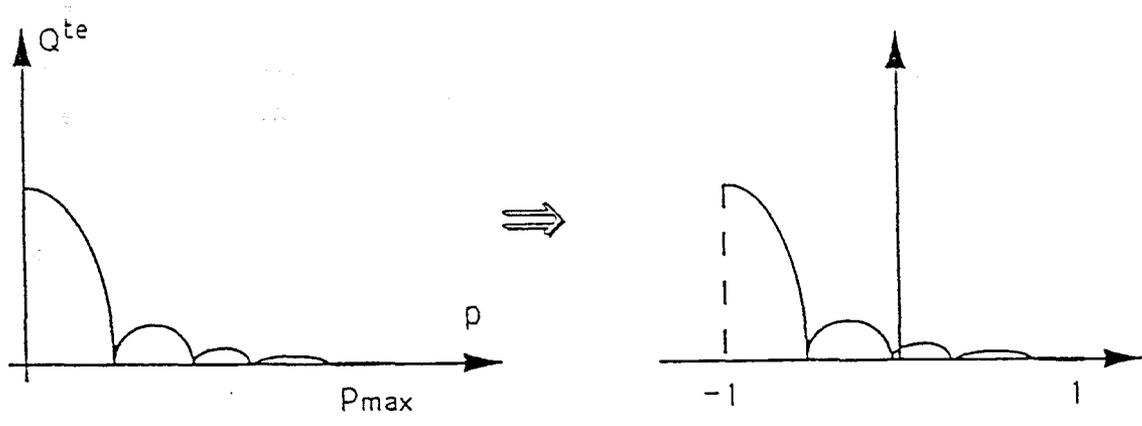
Cependant, malgré une imprécision importante sur le calcul des signaux radiométriques, une étude antérieure menée conjointement avec le D.H.S. et le Laboratoire Régional des Ponts et Chaussées de Rouen sur de l'enrobé (de permittivité voisine de celles du béton) montre l'intérêt de poursuivre ce type de recherche [5].

Principe du calcul d'intégrale par la Méthode de Gauss suivant le nombre de points choisis



$$\int f(x)dx = \sum \omega_i \cdot f(x_i)$$

n	x_i	ω_i
2	$\pm 0,57735$	1,00000
3	0,00000 $\pm 0,77460$	0,88889 0,55556
4	$\pm 0,33998$ $\pm 0,86114$	0,65215 0,34785
5
...



transformation

$$\int_0^{P_{max}} f(p)dp = \frac{P_{max}}{2} \int_{-1}^{+1} f\left[\frac{P_{max}}{2} \cdot (x+1)\right] dx$$

figure 14 : Principe de la méthode d'intégration de Gauss basée sur une affinité de la fonction étudiée pour la ramener dans le domaine [-1,+1].

3-2 METHODE D'INTEGRATION DE GAUSS

Les calculs d'intégrales, réalisées jusqu'à présent pour obtenir les champs électromagnétiques en tout point (x,y,z) et employés par l'Université de Lille, utilisent la méthode numérique des trapèzes.

Son principe est de faire un maillage de points sur la courbe à intégrer, puis de considérer qu'entre deux points successifs la courbe équivaut à une droite. Ceci est d'autant plus vrai que la dérivée de la courbe ne présente pas de variations fortes, d'une part, et que le pas de maillage est suffisant, d'autre part. L'intégrale peut alors s'écrire sous la forme :

$$\int_a^b f(x)dx = \sum_{i=0}^N \left(\frac{f(x_i) + f(x_{i+1})}{2} \right) \Delta x \quad (19)$$

avec : $x_0 = a$

$x_{N+1} = b$

Dans le calcul des intégrales en p et q, un pas de $\Delta p = \Delta q = 20\text{m}^{-1}$ est largement suffisant pour obtenir des valeurs correctes de champ. Nous avons toutefois utilisé un maillage plus serré ($\Delta p = \Delta q = 10\text{m}^{-1}$) lorsque cela a été nécessaire pour tester la méthode de calcul d'intégrale de Gauss, développée plus loin.

En prenant $P_{\max} = 1000\text{m}^{-1}$, $Q_{\max} = 3000\text{m}^{-1}$ et $\Delta p = \Delta q = 10\text{m}^{-1}$, nous devons faire 30000 itérations par intégrale double, pour calculer un champ E_x , ou E_y , E_z , en un point (x,y,z). On note que la précision du calcul pourrait être améliorée lorsqu'on fait coïncider les maillages de p et q avec les noeuds des fonctions q^{te} et q^{tm} , mais l'amélioration est toutefois faible en ce qui concerne le temps de calcul.

La carte des paramètres de couplage dans le volume global "vu" par l'antenne et avec un maillage assez fin (2 à 5 mm), correspond à un temps de calcul prohibitif. C'est pourquoi nous nous sommes intéressés à une autre méthode d'intégration qui limite le nombre d'itérations.

La méthode des points de Gauss permet de calculer une intégrale sur un domaine de [-1,+1] en prenant la valeur de la fonction correspondante en des points prédéterminés, indépendants de la fonction, affectés chacun d'une certaine pondération (figure 14). L'intégrale s'écrit alors :

figure 15-a :

$P_{max} = 1000$
 $Q_{max} = 1000$

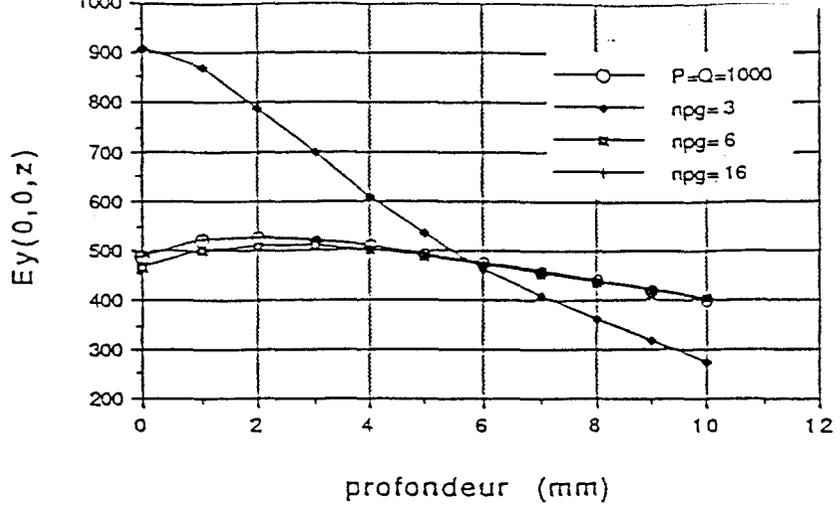


figure 15-b :

$P_{max} = 2000$
 $Q_{max} = 3000$

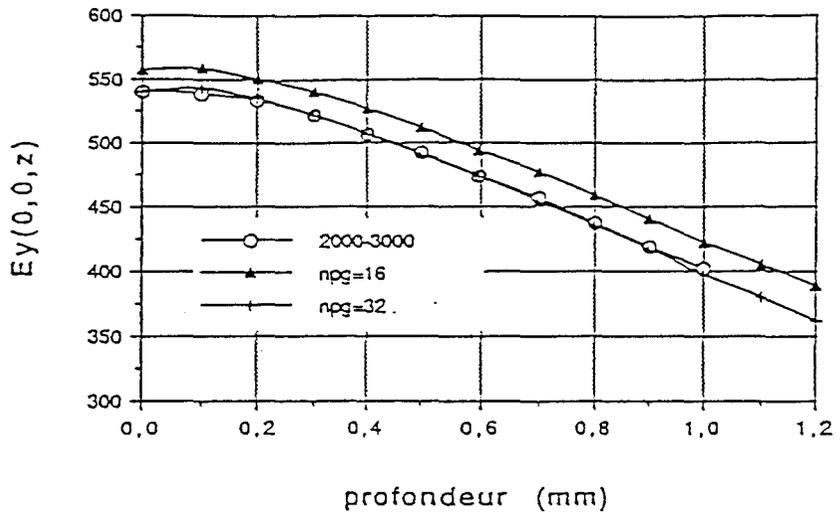


figure 15-c :

$P_{max} = 1500$
 $Q_{max} = 4000$

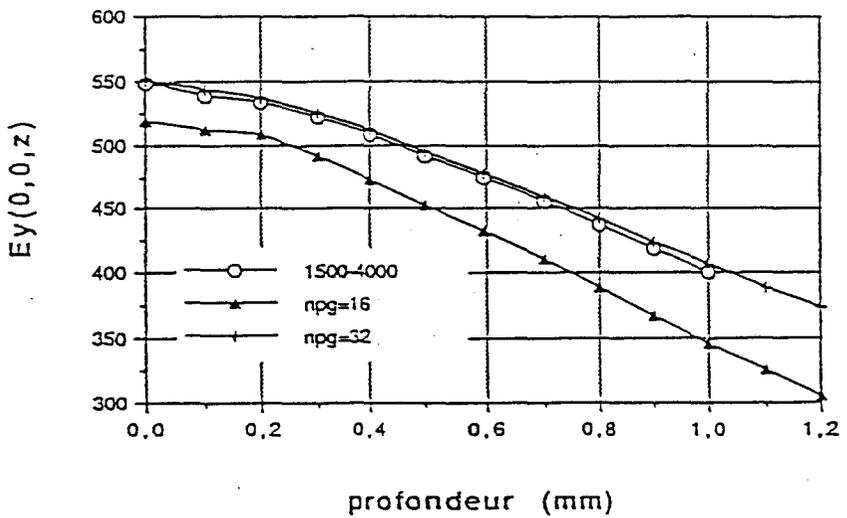


figure 15 : Comparaison de la méthode d'intégration de Gauss avec celle des trapèzes, où le couple de valeurs correspond à P_{max} et Q_{max} .

$$\int_{-1}^{+1} f(x)dx = \sum_{i=1}^N \omega_i \cdot f(x_i) \quad (20)$$

avec N : nombre de points de Gauss choisi,
 x_i : point de Gauss,
 ω_i : poids lié au point x_i ,

Cette méthode est basée sur un échantillonnage de la fonction. Dans notre cas, suivant la valeur de P_{max} (le raisonnement est identique pour la deuxième intégrale), les dérivées des fonctions $q^{te}(pq)$ varient plus ou moins vite lorsque l'on fait une homothétie pour les ramener dans le domaine $[-1,+1]$.

Lorsque P_{max} est grand, les fonctions $q^{te}(pq)$ présentent des variations importantes après leur transformation, et tendent rapidement vers zéro. Un échantillonnage plus important de points de Gauss est alors nécessaire pour garder une bonne précision. Cet échantillonnage peut nous être donné par M. ABRAMOWITZ et I. STEGUN qui proposent une table complète des points de Gauss [15].

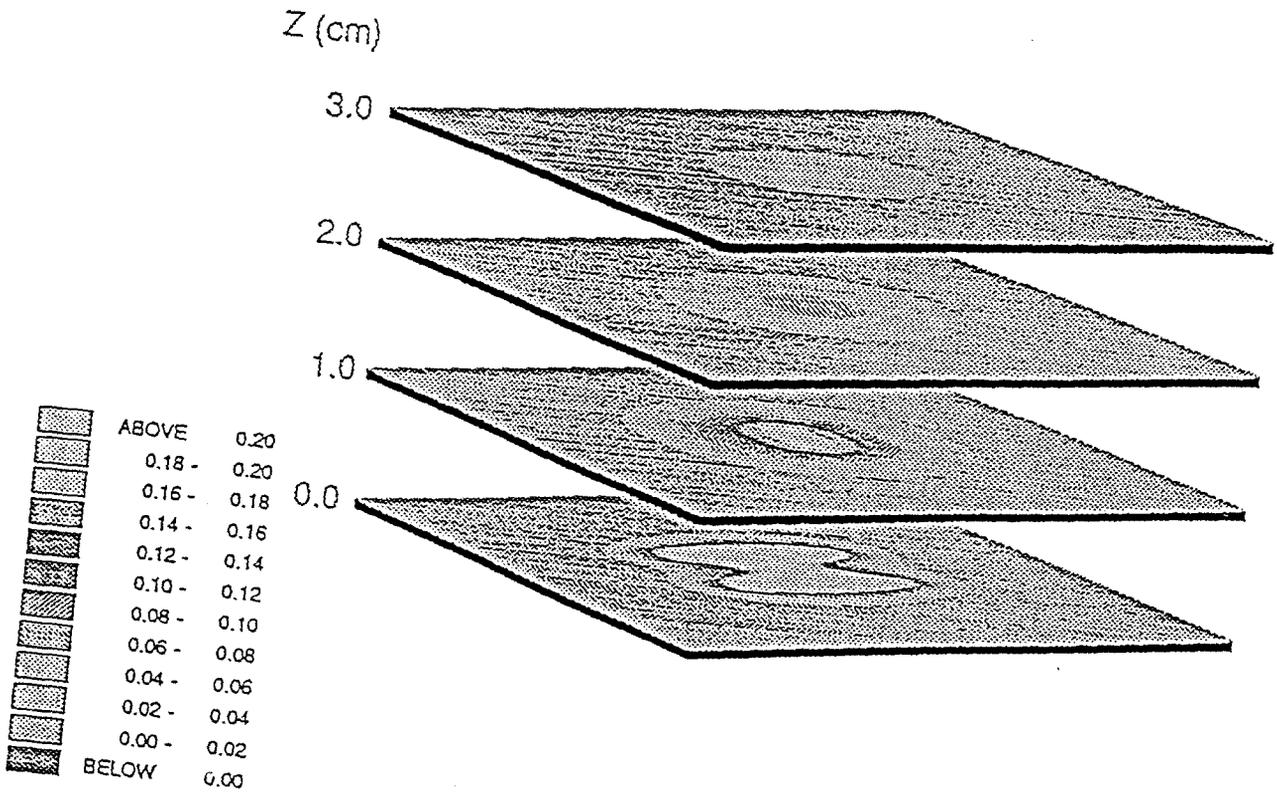
La figure 15-a confirme ce qui vient d'être présenté et montre que, si trois points donnent des valeurs aberrantes, six points de Gauss proposent déjà une approximation du champ très correcte. Pour un résultat exact, moins de seize points doivent suffire pour $P_{max}=1000m^{-1}$.

En temps de calcul sur une intégrale double, nous sommes passés de 10000 itérations pour obtenir une valeur de champ E_y (ou 2500 seulement si $\Delta p=\Delta q=20m^{-1}$) dans la méthode des trapèzes à 256 itérations par la méthode de Gauss. Soit un temps de calcul réduit dans un rapport de dix à quarante.

De nombreux essais ont montré que la méthode d'intégration de Gauss est valable (c'est-à-dire précise et rapide) lorsque nous prenons l'équivalent de deux points de Gauss par boucle, de la fonction q^{te} ou q^{tm} , rencontrée dans le domaine d'intégration choisi. Nous voyons, par exemple, que figure 7, pour $P_{max}=500m^{-1}$, les deux boucles de q^{te} , ou q^{tm} , imposent un minimum de quatre points de Gauss.

Cette règle de calcul est confirmée par les figures 15-b et 15-c où il faudrait respectivement 24 et 32 points de Gauss afin d'obtenir des valeurs de champs exactes. Dans chaque cas, le temps de calcul est réduit dans un rapport voisin de quarante grâce à un meilleur échantillonnage introduit par la méthode de Gauss.

$$E' = 6.3 \quad E'' = 0.54$$



$$E' = 12.5 \quad E'' = 1.86$$

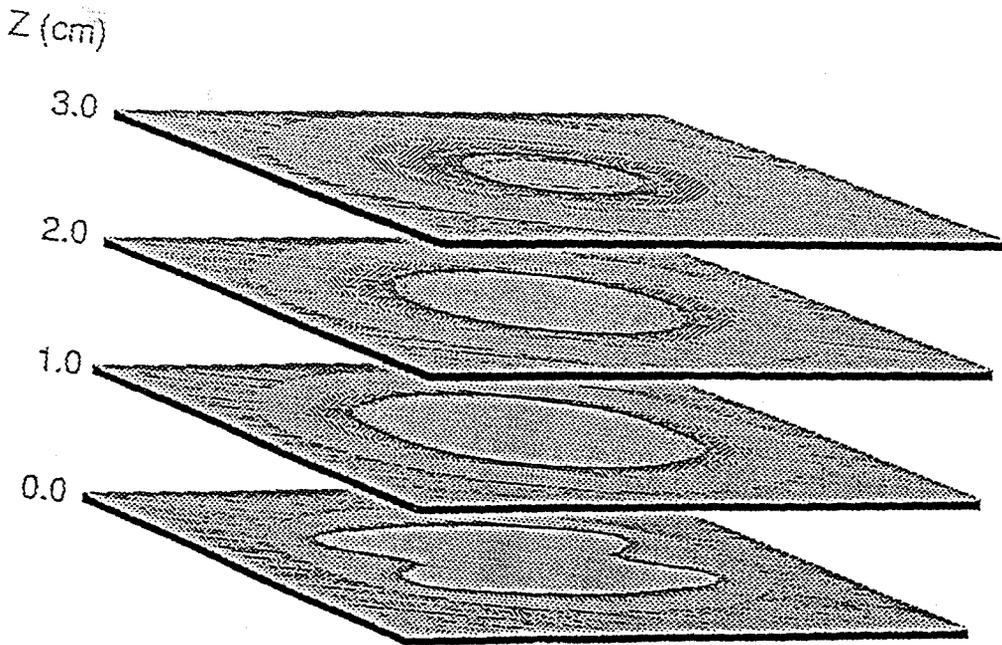


figure 16 : Vues tridimensionnelles des paramètres de couplages C_i pour des valeurs extrêmes de permittivité de béton.
 ($f = 1,5 \text{ Ghz}$, $a = 5,2 \text{ cm}$, $b = 2,6 \text{ cm}$, $\epsilon_1 = 10$)

Pour être sûr de l'efficacité de cette technique d'intégration, il faut impérativement pouvoir imposer un nombre de points de Gauss cohérent avec le choix de Pmax et Qmax. Ce nombre doit être obtenu automatiquement de façon à éviter tout risque d'erreur, ou de divergence.

Cette amélioration numérique nous permet de visualiser plus rapidement les champs dans le milieu ausculté. On a ainsi une information volumique sur le lobe de rayonnement de l'antenne.

Ceci est d'autant plus intéressant que le béton est un matériau hétérogène dont la permittivité est encore assez mal connue, dépendant de différents paramètres dont la teneur en eau. Nos calculs montrent une différence notable entre les cartes des champs correspondant aux permittivités extrêmes rencontrées dans le béton, à savoir : $\epsilon^*=(6.3-0.54j)$ pour un béton sec et $\epsilon^*=(12.5-1.86j)$ pour un béton saturé (figure 16).

Ainsi nous retrouvons les formes de lobes déjà étudiées par l'équipe du D.H.S., confirmées par d'autres équipes, principalement celle de l'Ecole Supérieure d'Electricité (E.S.E) dans les années 1980 [16], [17] - sujet qui reste toujours d'actualité comme le montrent divers laboratoires dont celui d'électromagnétisme de l'Université de Gent (Belgique) développant une autre méthode numérique de calcul de champs avec L. MARTENS et al. [18].

Le domaine médical reste, en effet, la principale source d'applications pour les études électromagnétiques comme le présentent aussi A. W. GUY développant les formes du champ électromagnétique issus d'un guide rectangulaire posé sur un bicouche de tissus biologiques [19] ou K. S. NIKITA et N. K. UZUNOGLU présentant le couplage d'un guide d'onde sur un tricouche pour une application d'hyperthermie [20]. Toutes ces études tendent vers des méthodes d'imagerie plus sophistiquées comme celle développée par le prototype de la société SATIMO et présentée dans la deuxième partie de ce mémoire, ou le système d'imagerie bidimensionnel étudié par S. CAORSI et G. L. GRAGNANI [21].

- [1] GERY M. (1985), "Transfert de Chaleur", cours de DEA, ENTPE, 207 p.
- [2] MAMOUNI A. (1988), "Radiométrie microonde en champ proche. Applications médicales", thèse de Doctorat d'Etat ès Sciences Physiques, Université des Sci. et Techn. de Lille-Flandre-Artois, 301p.
- [3] LEROY Y., "Radiométrie et thermographie microondes", Techniques de l'ingénieur, R 3030 pp. 2-8.
- [4] THUERY J. (1989), "Les microondes et leurs effets sur la matière", seconde édition, 575p.
- [5] BOCQUET B. (1989), "Contribution à l'exploitation de la radiométrie microonde", thèse de doctorat de l'Université des Sci. et Techn. de Lille-Flandres-Artois, 67p.
- [6] LEROY Y., MAMOUNI A., VAN DE VELDE J. C., BOCQUET B., DUJARDIN B. (1987), "Microwave radiometry for non-invasive thermometry", *Automedica*, Vol. 8, pp.181-202.
- [7] BOQUET B., MAMOUNI A., VAN DE VELDE J. C., LEROY Y. (1988), "Imagerie thermique par radiométrie microonde", *Revue Phys. Appl.* n°23, pp. 1273-1279.
- [8] LASRI T., DUJARDIN B., LEROY Y. (1991), "Microwave sensor for moisture measurements in solid materials", *IEEE PROCEEDINGS-H*, vol.138, n°5, octobre.
- [9] SAINSON J. C., MEYER B., LEROY Y., VAN DE VELDE J. C. (juin 1987), "Application de la radiométrie microonde destinée à l'industrie textile", Journées Nationales Microondes, Nice, France.
- [10] DEHOUR P. (1992), "Modélisation et Etude expérimentale de signaux radiométriques microondes : Couplage guide d'onde-milieu dissipatif stratifié", thèse de Doctorat de l'Université des Sci. et Techn. de Lille.
- [11] BOCQUET B., DEHOUR P., MAMOUNI A., VAN DE VELDE J.C., LEROY Y., (1993), "Near field microwave radiometric weighting functions for multilayered materials", *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, Vol.7, n° 11, pp. 1497-1514
- [12] MAMOUNI A., LEROY Y., BOCQUET B., VAN DE VELDE J. C., GELIN P. (1991), "Computation of near field radiometric signals : definition and experimental verification", *IEEE au MTT*, Vol. 39, n°1, pp.124-132.

- [13] VON HIPPEL A. (1961), "Dielectric materials and applications", The Technology Press of M.I.T. and WILEY J., London, 438 P.
- [14] RIDAOUI M., thèse de Doctorat en préparation à l'Université des Sci. et Techn. de Lille.
- [15] ABRAMOWITZ M., STEGUN I. (1970), "Handbook of mathematical functions", Dover Publ. Inc., New-York, pp. 916-919.
- [16] AUDET J., BOLOMEY J. C., PICHOT C., N'GUYEN D. D., ROBILLARD M., CHIVE M., LEROY Y. (1980), "Electrical Characteristics of Waveguide Applicators for Medical Applications", Journal of Microwave Power, 15 (3), pp. 177-186.
- [17] PICHOT C. (1982), "Problèmes de diffraction et de propagation des ondes électromagnétiques dans des milieux inhomogènes - Application au génie biomédical et à l'optique intégrée", thèse de Doctorat d'Etat, Université Paris XI (Orsay).
- [18] MARTENS L., VAN HESE J., DE LANGHE P., DE ZUTTER D., et DE WAGTER C. (1992), "Electromagnetic calculations using the FDTD-method for the analysis of waveguide applicators for microwave hyperthermia", EuMc, août 1992, Helsinki.
- [19] GUY A. W. (1971), "Electromagnetic Fields and Relative Heating Patterns Due to a Rectangular Aperture Source in Direct Contact with Bilayered Biological Tissue", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. MTT-19, n° 2, février.
- [20] NIKITA K. S., UZUNOGLU N. K. (1989), "Analysis of the Power Coupling from a Waveguide Hyperthermia Applicator into a Three-Layered Tissue Model", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 37, n° 11, novembre.
- [21] CAORSI S., GRAGNANI G. L. (1991), "A Multiview Microwave Imaging System for Two-Dimensional Penetrable Objects", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 39, n° 5, mai.

chapitre III :

Chauffage et mesures radiométriques

- CHAUFFAGE ET MESURES RADIOMETRIQUES -

-1- ETUDE THERMIQUE

L'idée associant l'auscultation des gaines métalliques de précontrainte et la radiométrie repose sur un chauffage préalable de la gaine par un moyen électrique, ou inductif. La gaine redistribue alors cette énergie à l'intérieur dans le coulis de ciment et à l'extérieur dans le béton. L'absence locale de coulis, dans la gaine, entraîne une redistribution des échanges thermiques avec le béton. Ces types d'échanges thermiques devraient pouvoir être détectés par radiométrie microonde.

Pour pouvoir modéliser correctement les signaux radiométriques, il nous faut contrôler le chauffage expérimental et connaître la précision de sa modélisation.

1-1 ETUDE DE L'INDUCTEUR

Les premières questions que nous nous sommes posés concernent d'une part le choix du moyen de chauffage de la gaine et d'autre part le contrôle de échauffement correspondant.

Les points d'ancrage des câbles de précontrainte étant capotés et injectés de coulis, donc inaccessibles, le chauffage inductif nous semble un procédé logique.

Les gaines se trouvant à des profondeurs de l'ordre de 10 à 15 cm, et étant recouvertes d'une nappe d'aciers à 4 cm de la surface et avec des mailles de 30 cm, il fallait concevoir un inducteur pouvant envoyer le flux entre les mailles et atteindre les profondeurs nous intéressant. Afin d'éviter que la plus grande partie du flux ne se referme directement entre les masses polaires de l'entrefer, le choix s'est porté sur un inducteur en fer à cheval, une bobine à chaque extrémité, et dont l'écartement entre bobines est de 60cm.

Le système est composé de deux bobines de 30 cm de long., soit 12.5 kg de cuivre, et de 46 kg de circuit magnétique, composant l'entrefer, donnant un poids total de 68 kg pour une consommation apparente de 10 kVA (voir figure 1). Tous les essais sont effectués sous une tension de 380 V, à 50 Hz, en sachant qu'il existe des générateurs à 400 Hz sur le marché, qui pourraient améliorer le chauffage dans les proportions du rapport des fréquences.

Les premières expérimentations ont porté sur le chauffage inductif de gaines dans l'air afin de mesurer par infra-rouge les gradients thermiques obtenus. Le dispositif expérimental est présenté figure 2. Il permet de chauffer un ensemble acier plus gaine tout en le photographiant à l'aide d'une caméra infra-rouge.

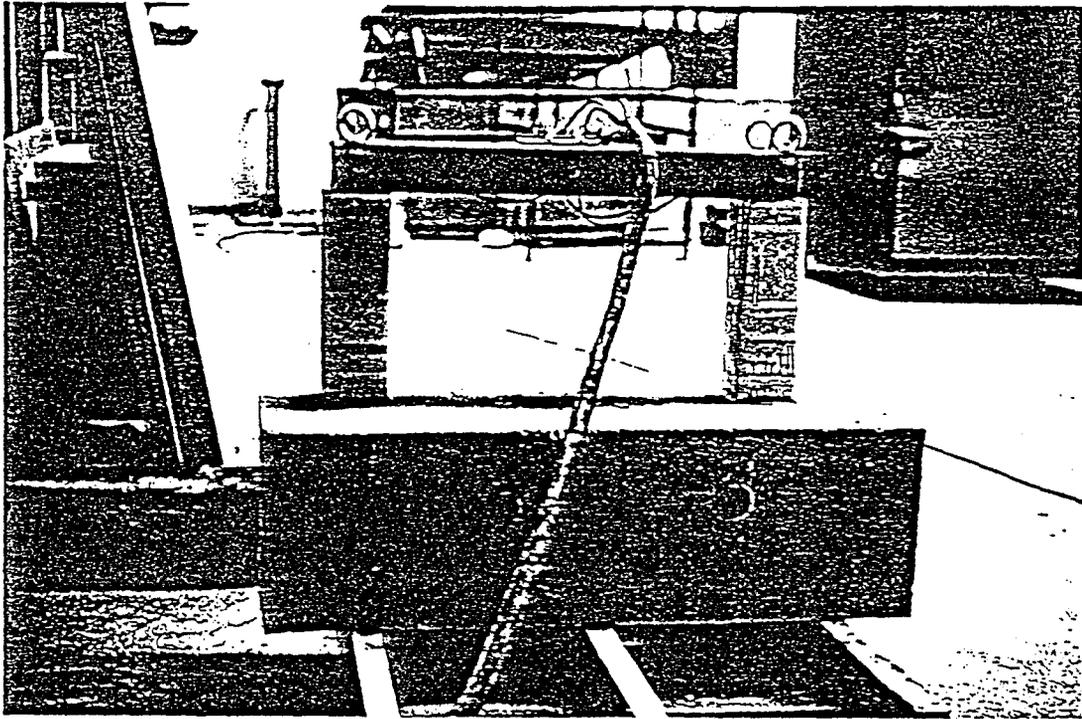


figure 1 : Inducteur composé de deux bobines de 30 cm de haut pour un espacement de 60 cm.

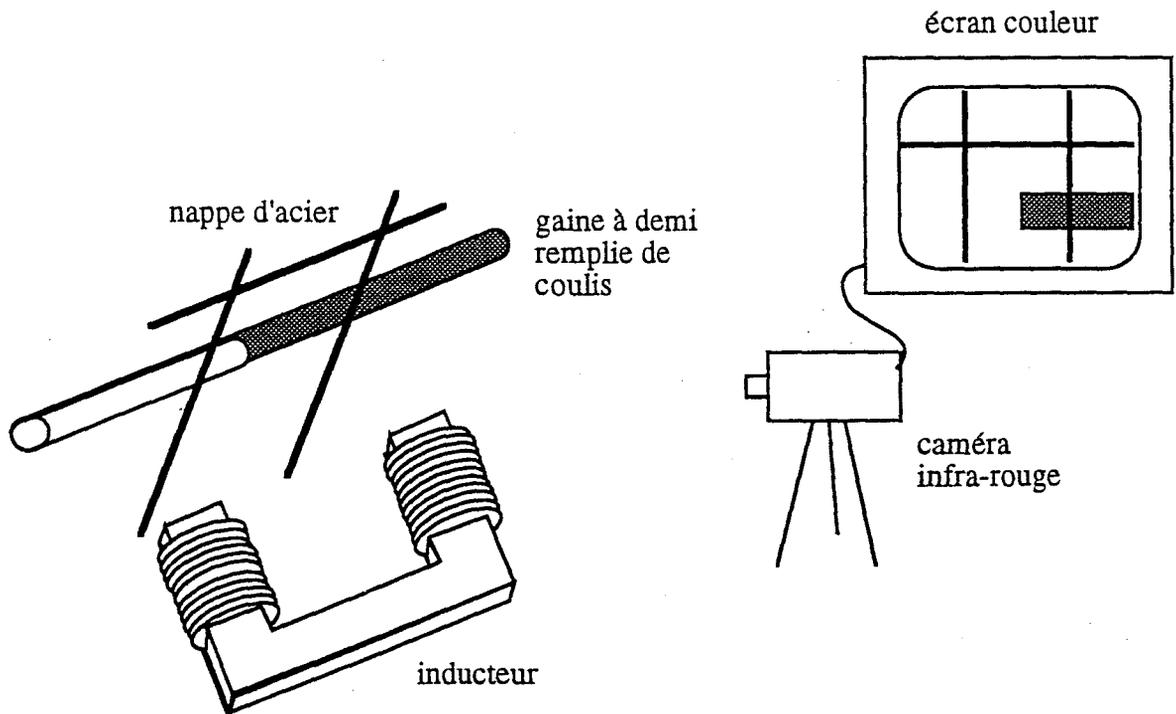


figure 2 : Dispositif expérimental de chauffage inductif filmé par caméra infra-rouge.

Diverses manipulations ont montré que la gaine pouvait être chauffée jusqu'à des profondeurs de 15-20 cm, avec des décalages par rapport au plan des bobines de 10 cm et de 35°. Elles ont de plus montré que la gaine pouvait chauffer malgré la présence d'aciers en surface, situés entre gaine et inducteur.

La présence des aciers de surface impose cependant une disposition assez précise de l'inducteur afin de limiter le court-circuitage du flux sur ces aciers, et donc favoriser le rendement du chauffage.

Les résultats peuvent se résumer dans les figures 3 et 4. La gaine est située à 10 cm environ des bobines, les aciers étant eux à 2-3 cm, le chauffage ayant duré successivement 1' et 1'15". Enfin, l'échelle de couleur, réglée avec le dispositif infra-rouge, correspond à peu près à une élévation de 2.5 °C par couleur, le premier niveau (soit le noir) étant calé sur la température ambiante de la gaine avant chauffage.

Un étalonnage préalable sur l'acier de la gaine nous a permis d'avoir, non seulement des informations qualitatives, mais aussi quantitatives.

De ces résultats, nous pouvons retenir quatre points importants :

- Le chauffage de l'acier horizontal supérieur est analogue à celui de la partie vide de la gaine. Cela signifie que, dans cette disposition et pour l'application qui nous intéresse, il n'y aurait pas de risque de surchauffe de cet acier, entraînant fissuration ou éclatement du béton.

- La variation de température entre les deux parties, vide et pleine, de la gaine est très franche et de plusieurs degrés, ce qui nous permet de supposer que ce gradient pourrait être détecté par radiométrie microonde, si la gaine se trouvait coulée dans du béton.

- On note que le coulis de ciment, dans la partie pleine de la gaine, sur la gauche des images, absorbe toute l'énergie inductive rayonnée, et que celle-ci n'est pas détectée par la caméra infra-rouge après une minute de chauffage avec cette échelle de couleur. Cela laisse entrevoir qu'il faudra beaucoup d'énergie pour détecter une gaine vide coulée dans un bloc de béton, et qu'une gaine pleine risque de rester invisible à la radiométrie microonde.

- Enfin, une mesure de la température sur le béton, à l'aide d'un thermocouple, montre un gradient très faible sur plus d'une vingtaine de centimètres au-dessus d'une gaine vide. On retrouve ainsi le résultat des essais effectués au LRPC de Strasbourg : la zone de détection est très large et centrée sur l'inducteur, et correspond bien au volume de détection radiométrique souhaité.

Pour notre étude thermique, on peut considérer que le chauffage inductif de pièces métalliques placées dans du béton, présente de nombreux avantages. Sur cette zone d'auscultation radiométrique, le temps de chauffage est parfaitement contrôlé, et si celui-ci n'est pas quantifiable il est cependant constant, à la fois dans le temps et le long de la gaine (lorsqu'elle est centrée). Cela nous permettra de le modéliser plus facilement dans la suite de cette étude.

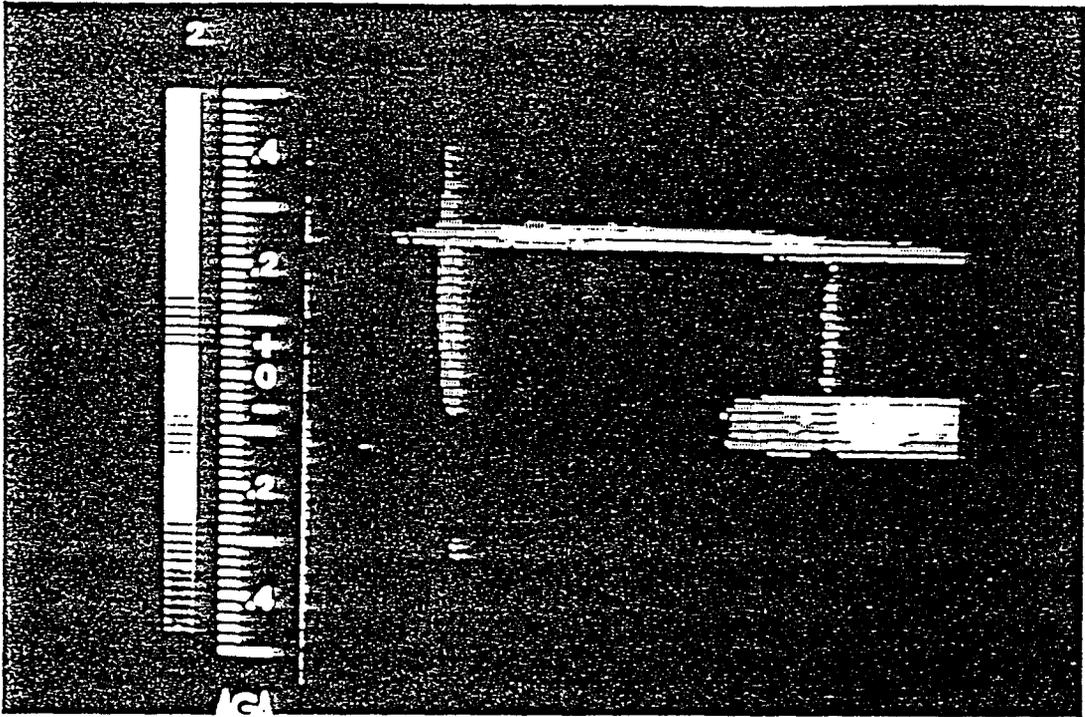


figure 3 : Détection infra-rouge d'une gaine à demi vide placée derrière un maillage d'acier selon le dispositif présenté figure 2 (la gaine est remplie d'un coulis de ciment dans sa partie gauche).

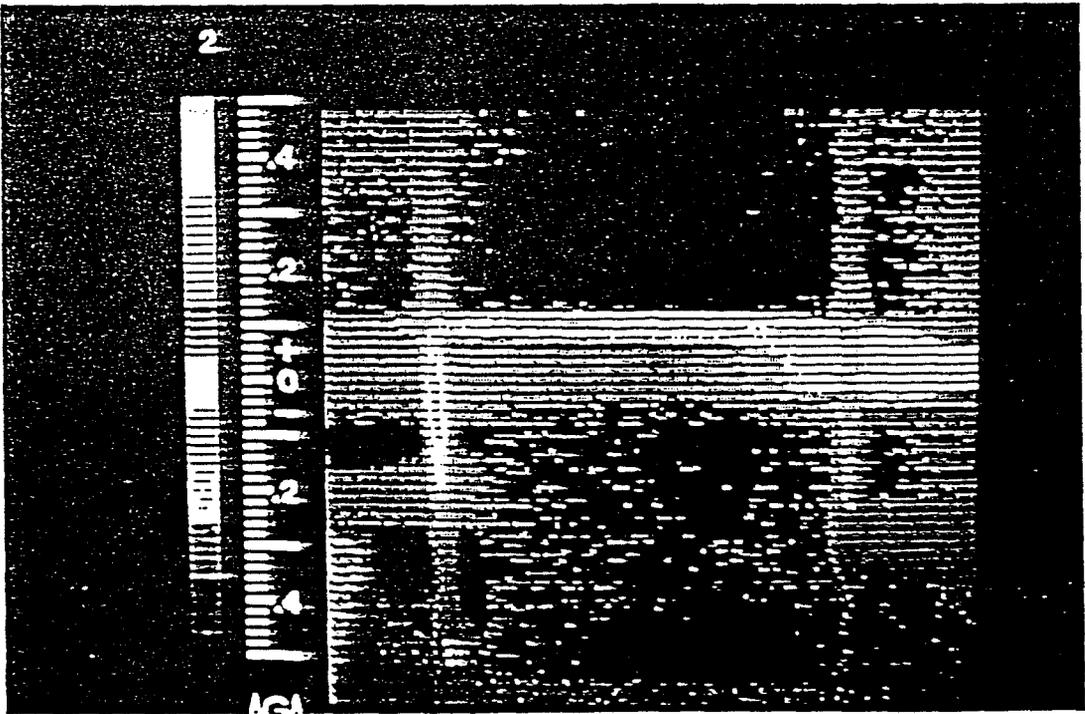


figure 4 : Détection infra-rouge d'une gaine, à demi vide, cette fois décentrée et située derrière l'acier horizontal selon le dispositif présenté figure 2.

D'un point de vue pratique, il faut garder en mémoire que notre "transformateur" est lourd et encombrant, mais que cette technique inductive possède des potentialités d'amélioration importantes en jouant sur la tension et la fréquence du courant.

1-2 ETUDE NUMERIQUE

Pour mieux comprendre les phénomènes thermiques qui se produisent au sein du béton, nous avons cherché à modéliser ce chauffage inductif. La forme géométrique simple du problème nous a incité à choisir la méthode des différences finies pour résoudre l'équation de la chaleur, méthode beaucoup plus simple que celle des éléments finis [1] [2].

Le principe est de transformer en tout point et à chaque instant cette équation, et les conditions aux limites spatio-temporelles, par des équations algébriques qui donnent une approximation du problème. On obtient ce résultat en remplaçant le domaine continu par un modèle discontinu de points, et les dérivées partielles par des différences finies [3].

Nous nous intéressons au cas monodimensionnel à coordonnées cylindriques d'un chauffage de béton par conduction, puisque nous avons un axe de révolution correspondant à l'axe de la gaine. Tout point est défini par deux paramètres, sa distance r à l'axe, et le temps t :

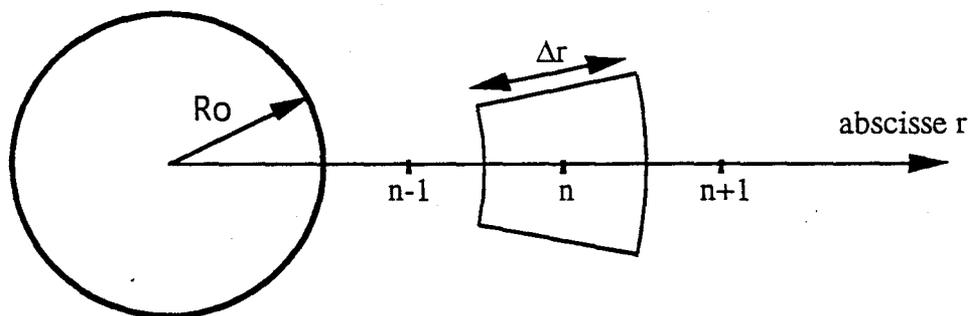


figure 5 : Principe de discrétisation cylindrique et monodimensionnelle.

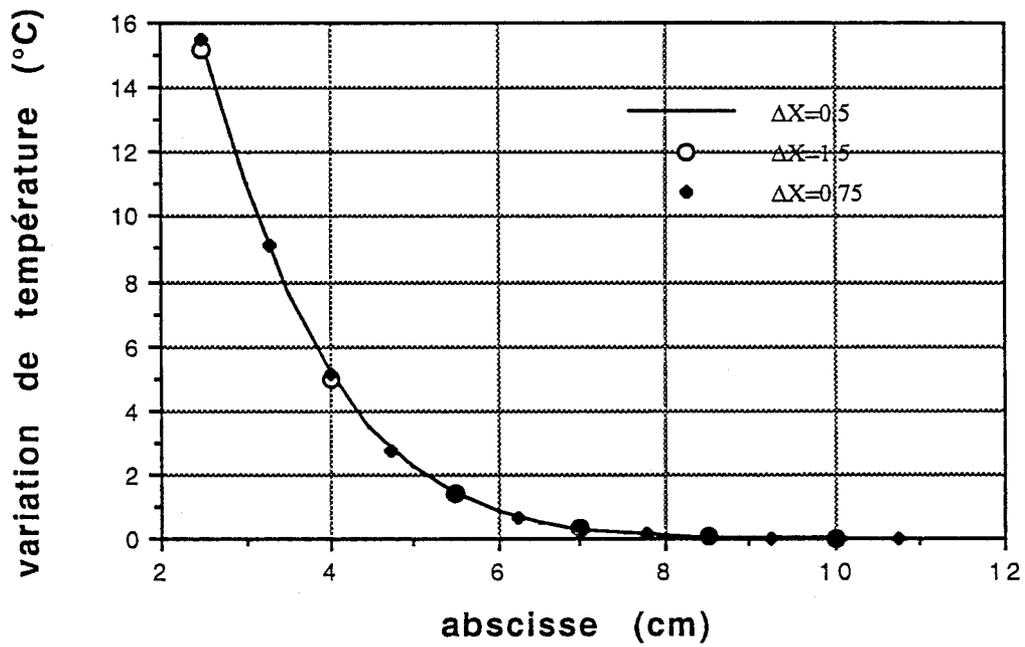


figure 6 : Etude de la convergence thermique, pour un chauffage donné, suivant le pas d'échantillonnage Δx .

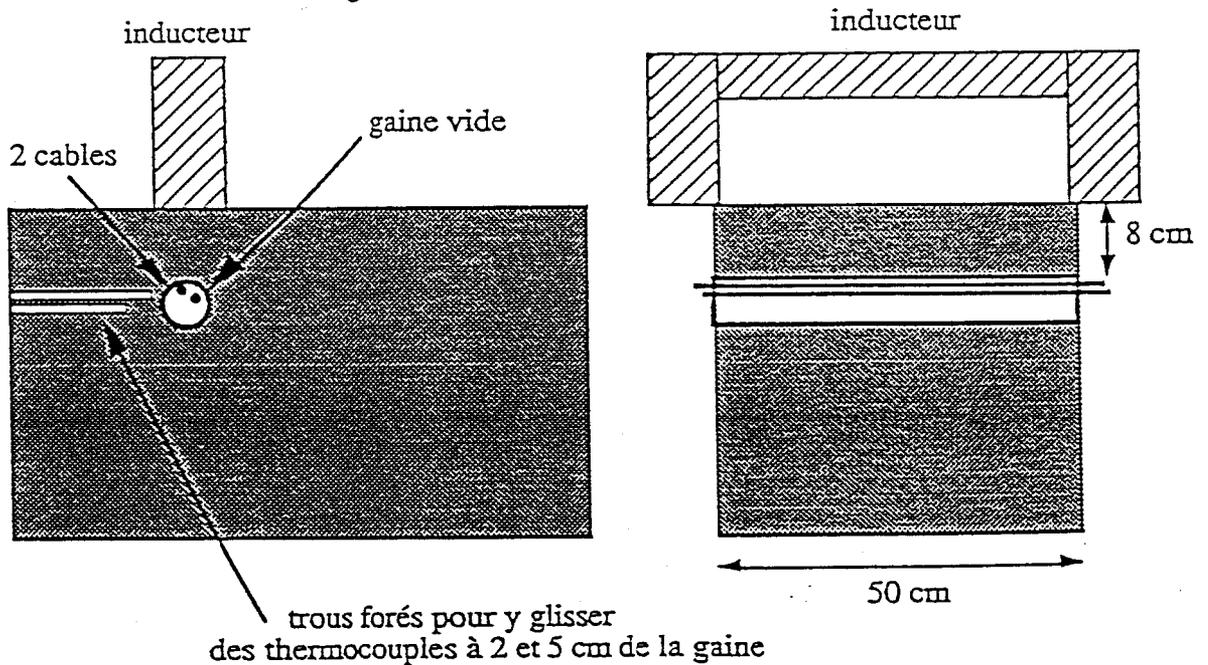


figure 7 : Dispositif expérimental sur un bloc de béton.

Nous nous définissons un maillage discret de points sur lesquels nous allons résoudre l'équation de la chaleur.

$$\lambda \cdot \left[\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right] + P = \rho C \cdot \frac{\partial T}{\partial t} \quad (1)$$

où T : température du béton,
 λ : conductivité thermique,
 P : puissance volumique rayonnée à coeur,
 ρ : masse volumique,
 C : capacité calorifique.

Nous noterons alors la température sous la forme :

$$T(r,t) = T(n, \Delta r, p, \Delta t) = T_n^p \quad (2)$$

Un développement limité à l'ordre 2 de la température au noeud (n,p) en fonction de l'abscisse r nous permet d'écrire le Laplacien thermique sous forme de différences finies :

$$\Delta T = \frac{T_{n+1}^p + T_{n-1}^p - 2T_n^p}{\Delta r^2} + \frac{T_{n+1}^p - T_{n-1}^p}{2\Delta r \cdot (R_0 + n\Delta r)} \quad (3)$$

En ce qui concerne la discrétisation dans le temps, nous utilisons un développement limité à l'ordre 1, puis nous écrivons l'équation de la chaleur à l'instant $(p+\theta)\Delta t$, où $\theta \in [0,1]$, en fonction des noeuds du maillage (n,p), soit :

$$\lambda \cdot \theta \cdot \left[\frac{T_{n+1}^{p+1} + T_{n-1}^{p+1} - 2T_n^{p+1}}{\Delta r^2} + \frac{T_{n+1}^{p+1} - T_{n-1}^{p+1}}{2\Delta r \cdot (R_0 + n\Delta r)} \right] + \lambda \cdot (1-\theta) \cdot \left[\frac{T_{n+1}^p + T_{n-1}^p - 2T_n^p}{\Delta r^2} + \frac{T_{n+1}^p - T_{n-1}^p}{2\Delta r \cdot (R_0 + n\Delta r)} \right] + P = \frac{\rho C}{\Delta t} \cdot (T_n^{p+1} - T_n^p) \quad (4)$$

Pour résoudre l'équation (4), nous pouvons jouer sur le paramètre θ et obtenir ainsi plusieurs schémas types de différences finies.

Le plus simple est dit explicite, pour $\theta=0$, car à chaque instant la température en tout point est calculable directement en fonction de la répartition thermique à l'instant précédent. Il faut cependant être très prudent vis-à-vis de sa convergence numérique qui n'est pas fiable, aussi nous l'avons écarté [4].

L'autre cas extrême correspond à $\theta=1$, et est appelé schéma implicite. Il a l'avantage de toujours converger, mais par contre l'équation (4) est beaucoup plus difficile à résoudre.

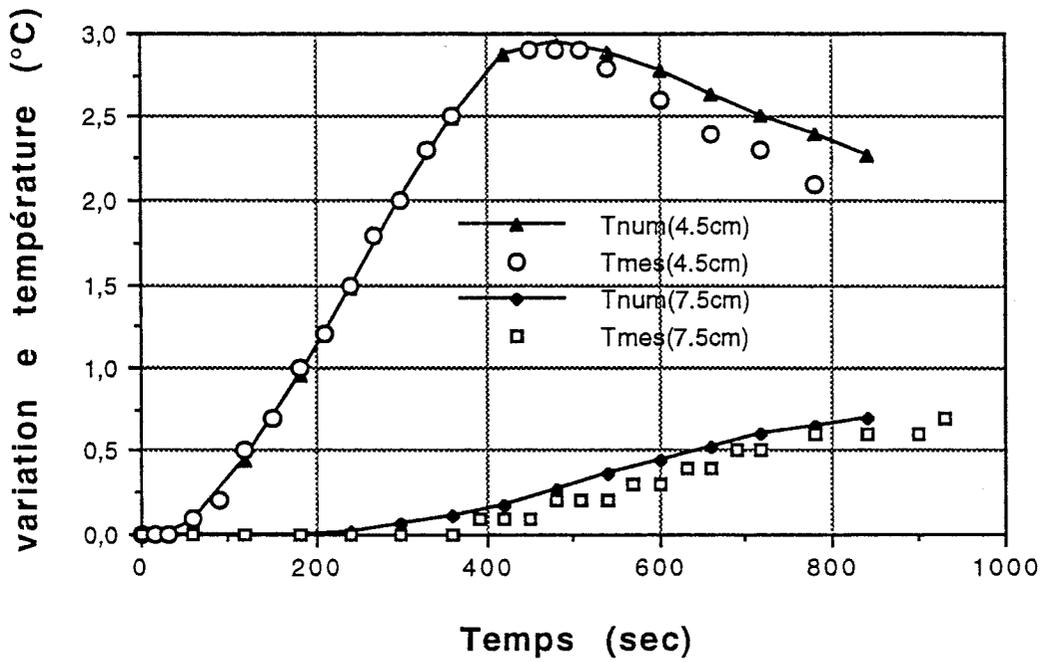


figure 8 : Profils thermiques pour 6 minutes de chauffage, à 4,5 et 7,5 cm du centre de la gaine.
 Gaine contenant 2 câbles, R=2,5 cm - Points blancs : mesures - Traits continus : modélisation -
 ex : Tnum(4,5cm) correspond à la température calculée à 4,5 cm du centre de la gaine.

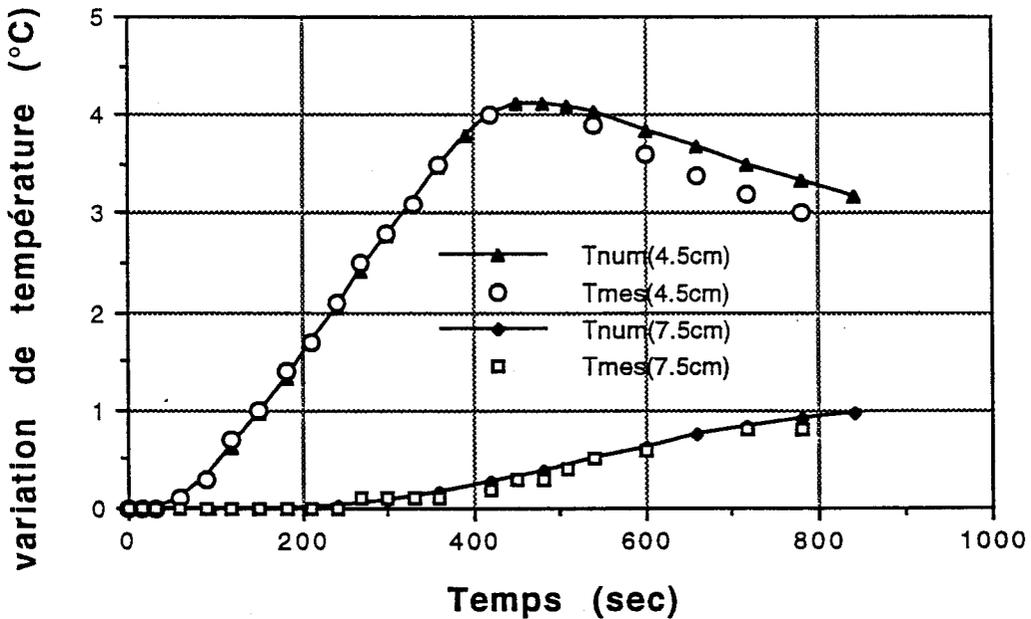


figure 9 : Profils thermiques pour 6 minutes de chauffage, à 4,5 et 7,5 cm du centre de la gaine.
 Gaine contenant 3 câbles, R=2,5 cm - Points blancs : mesures - Traits continus : modélisation -

Par symétrie vis-à-vis du maillage temporel, nous avons retenu le schéma semi-implicite où $\theta=1/2$, appelé schéma de Cranck-Nicholson, lui aussi toujours convergent.

Pour les conditions aux limites, nous avons fait plusieurs hypothèses afin de simplifier le programme :

- Tout d'abord, le milieu est considéré comme infini. Cela se traduit par le fait que, sur un maillage de N points, on se définit le point (N+1), avec $T_{N+1}=T_N$ dans l'équation de la chaleur.

- Le flux inductif absorbé par la gaine est constant dans le temps.

- La conductivité thermique de l'acier étant, à peu près, quinze fois plus importante que celle du béton, on se crée un nouveau point fictif où $T_0=T_1$, avec un pas de maillage suffisamment faible pour considérer que le volume élémentaire de béton a quand même une profondeur de Δr .

Nous aboutissons donc à un système d'équations, dont les inconnues sont les températures en chaque noeud, que l'on peut écrire et résoudre sous la forme matricielle :

$$A.T^{P+1} = B.T^P + C \quad (5)$$

Cette modélisation a été validée, par l'étude de la convergence (profils de température indépendant des maillages, voir figure 6) d'une part, et par des expérimentations sur un bloc de béton d'autre part.

1-3 ETUDE EXPERIMENTALE

Pour cette étude, nous avons fait construire un bloc de béton contenant une gaine vide, dont l'axe est situé à 10,5 cm de la surface. Nous avons foré deux trous pour pouvoir prendre la température pendant et après le chauffage, le thermomètre utilisé ayant une sensibilité de 0,1°C.

Nous avons fait coïncider nos mesures et notre modèle, à la fin du chauffage, au temps $t=360$ s, pour se donner une valeur de P dans l'équation de la chaleur (λ , ρ et C étant considérés connus) [5], [6].

La figure 8 montre que notre modèle est parfaitement calé pendant et peu après le chauffage. L'écart entre les pentes de refroidissement, à 4,5 cm du centre polaire, provient du fait que nous n'avons pas intégré de facteur de pertes dans nos conditions aux limites, au niveau de la gaine. Ce phénomène reste toutefois secondaire et nous montre dans quelle intervalle de temps nous pourrions mesurer les signaux radiométriques issus du béton.

Pour compléter nos mesures, nous avons plaqué notre thermomètre contre la gaine, là où les variations de température sont les plus importantes. L'imprécision de cette mesure, due à un mauvais contact possible et au fait que nous ne prenons pas la température sur la frontière gaine-béton, reste négligeable devant les variations numériques obtenues lorsque l'on change très légèrement les paramètres thermiques λ et P .

La prise de mesure s'est faite juste à la fin du chauffage, et nous avons obtenu :

$$T_{\text{mes}}(\text{gaine}) = 11.9^{\circ}\text{C} \quad \text{et} \quad T_{\text{num}}(\text{gaine}) = 11.23^{\circ}\text{C}$$

soit des résultats très satisfaisants qui valident notre étude numérique (les précisions sont analogues pour d'autres temps de chauffage).

Divers essais ont montré que la puissance absorbée par la gaine dépendait de la section d'acier vue par le flux inductif. Cela entraîne que la présence de plusieurs aciers, cas *général* des ouvrages d'art, favorise le chauffage du béton (figure 9).

Cette étude thermique terminée nous permet donc de nous intéresser aux signaux radiométriques et de regarder dans quelle mesure nous pouvons modéliser ces phénomènes.

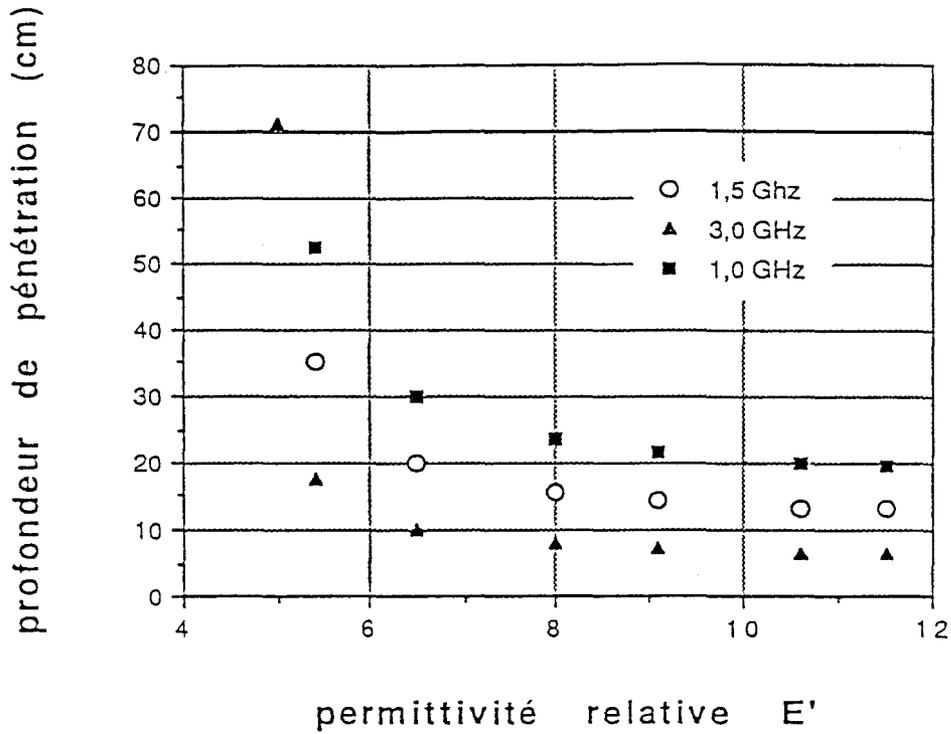


figure 10 : Profondeur de pénétration calculé en champ TEM en fonction de la partie réelle de la permittivité, pour trois fréquences données : 1, 1.5 et 3 GHz.

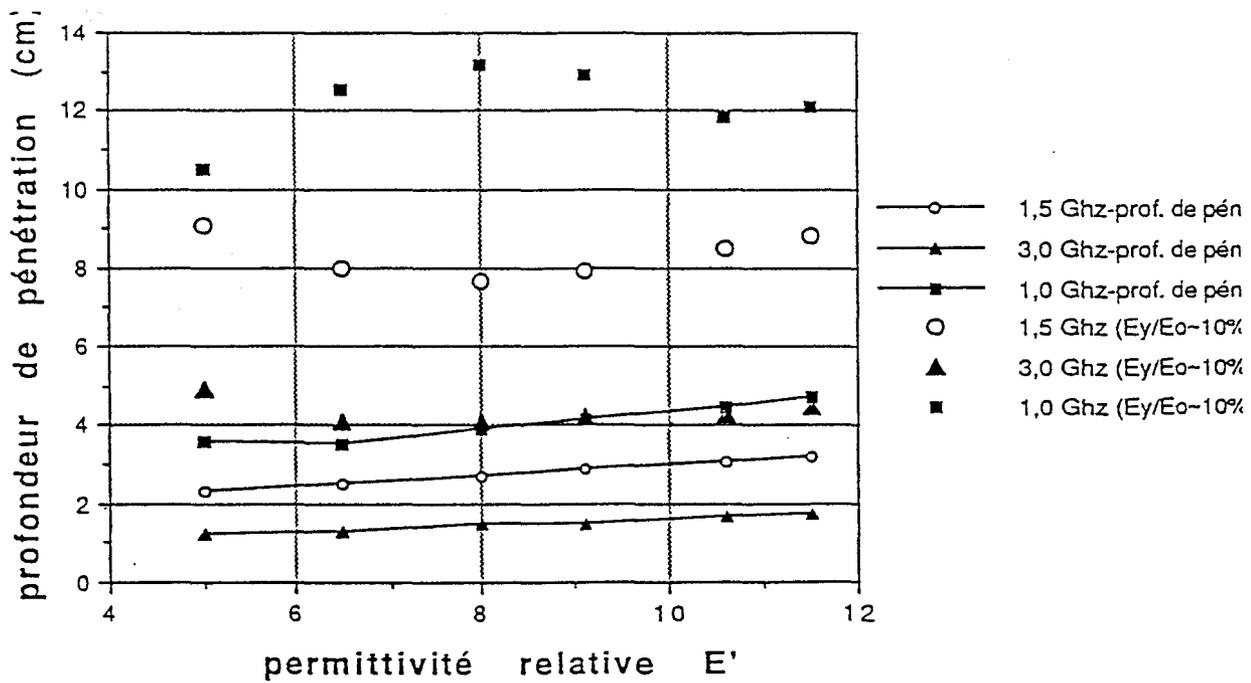


figure 11 : Profondeur de pénétration calculée par la méthode modale, en traits continus, et le rapport $E_y/E_o = 0.10$, en points discontinus, en fonction de la partie réelle de la permittivité ($f = 1.5$ GHz, $a = 5.2$ cm, $b = 2.6$ cm, $\epsilon_1 = 10$)

-2- ETUDE RADIOMETRIQUE

Maintenant que la température peut être calculée en tout point et à tout instant, nous allons pouvoir comparer les signaux radiométriques calculés à partir de la connaissance des paramètres de couplage et les valeurs expérimentales mesurées au moyen d'un radiomètre.

2-1 ETUDE NUMERIQUE

Pour pouvoir mener à bien nos essais en laboratoire, le D.H.S. nous a fourni un radiomètre expérimental. Mais, auparavant, il a fallu d'abord se fixer sur le choix d'une fréquence. De nombreux laboratoires, dont le D.H.S., s'intéressent aux profondeurs d'auscultation des systèmes radiométriques simples [7], soit multi-fréquentiels [8], souvent sur des multi-couches (les tissus du corps humain) [9], suivant les fréquences utilisées, mais principalement sur des matériaux à forts pertes.

Dans notre cas, il faut que nous puissions atteindre des profondeurs d'auscultation de l'ordre de la dizaine de centimètres dans du béton, d'une part, et utiliser une antenne de petite taille, avec un lobe de rayonnement réduit afin d'éviter d'être gêné par des signaux qui pourraient être diffractés par les aciers passifs existant sous forme de nappes à 3-4cm de profondeur.

Sachant que le D.H.S. avait déjà travaillé aux fréquences de 1,5 et 3 GHz [7], nous avons examiné les profondeurs de pénétration, correspondant à toute la gamme de permittivités d'un béton, à ces fréquences ainsi qu'à 1GHz. Pour cela, nous avons tout d'abord utilisé le calcul classique en mode TEM (figure 10), puis comparé au calcul du champ électrique dans le matériau par la méthode modale (figure 11).

Si le calcul en mode TEM reste valable pour des matériaux à fortes pertes, il n'a plus aucune signification physique pour des matériaux à faibles pertes puisque, pour notre application, nous restons dans le champ proche de l'antenne où le champ électrique, sur l'axe du système, ne décroît pas simplement de façon exponentielle, ce que montrent les résultats donnés figures 10 et 11. Pour avoir une idée de l'influence de la permittivité du matériau ausculté sur le champ électrique, nous avons présenté, figure 11, le rapport $(E_y/E_0) = 0,10$. Cette valeur donne une idée plus précise de la profondeur du volume couplé à l'antenne. Un calcul équivalent de la profondeur de pénétration d de l'eau donne les résultats suivants :

- section de l'antenne : $a = 3,29 \times 1,64 \text{ cm}^2$, avec $\epsilon_1 = 10$
- permittivité de l'eau : $\epsilon'_2 = 76,7$ et $\epsilon''_2 = 12$
- $d_{\text{modale}} = 2,36 \text{ cm}$ et $d_{\text{TEM}} = 2,15 \text{ cm}$.

On note que ces profondeurs varient généralement avec la fréquence, et qu'elles ne dépendent pratiquement pas de la permittivité dans le domaine des permittivités nous concernant. Si la fréquence de 3 GHz semble ne pas pénétrer suffisamment, en revanche les deux autres fréquences correspondent plus à nos besoins.

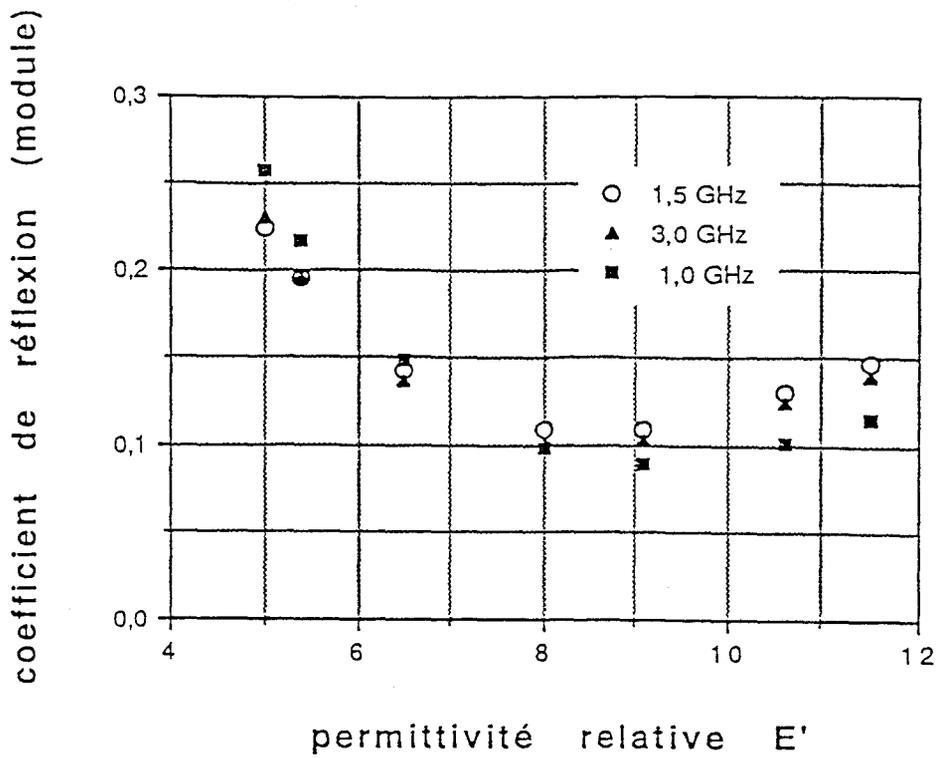


figure 12 : Coefficient de réflexion, calculé par la méthode modale, en fonction de la permittivité. ($f = 1, 1.5$ et 3 GHz, $a = 5,2$ cm, $b = 2,6$ cm, $\epsilon_1 = 10$)

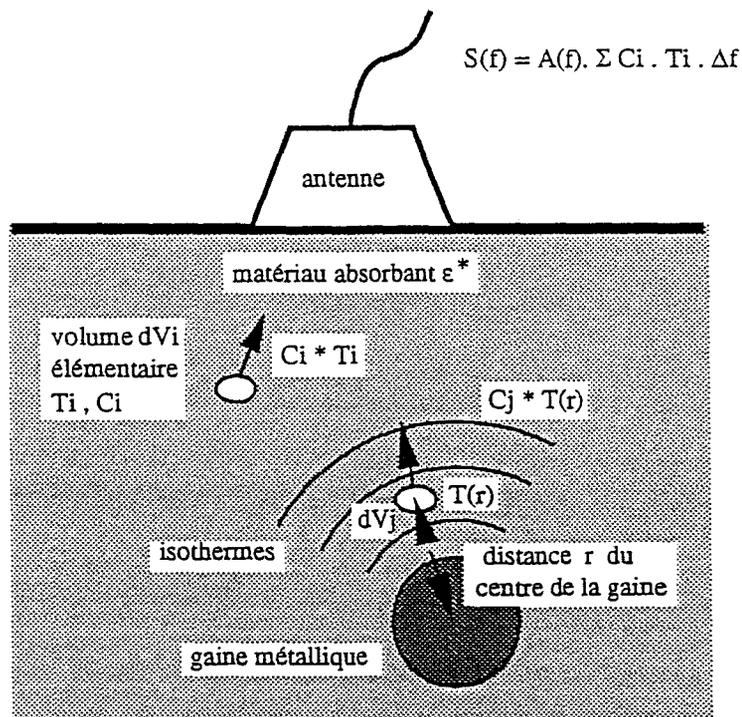


figure 13 : Principe du calcul radiométrique numérique associant les isothermes cylindriques (bidimensionnelles) au lobe de rayonnement volumique.

Pour des raisons de précisions de mesures, d'une part, et pour des raisons pratiques liées aux dimensions de l'antenne (parasitages dus aux éventuels aciers passifs de surface, ainsi que l'encombrement de l'antenne), d'autre part, nous avons retenu la fréquence de 1,5 Ghz.

Enfin, le diélectrique de l'antenne rectangulaire a été choisi de façon à minimiser le coefficient de réflexion. Parmi les diélectriques disponibles au D.H.S., celui ayant une permittivité $\epsilon_1=10.0$ semblait le plus intéressant. Le calcul du module du coefficient de réflexion suivant la permittivité du béton nous montre que la plage d'utilisation la plus intéressante se situe entre 7 et 10, plage qui est très représentative de la réalité (figure 12).

Le calcul du signal radiométrique est conduit comme suit. D'une part, le profil de température $T_i(x,y,z)$ dans le béton est calculé par application de l'équation de la chaleur lorsque la source chaude correspond à la gaine métallique (modèle bidimensionnel). D'autre part, les paramètres de couplage $C_i(x,y,z)$ sont calculés au moyen de la méthode modale (modèle tridimensionnel). Le signal radiométrique est calculé à partir de la somme des quantités $\sum T_i(x,y,z)C_i(x,y,z)$ correspondantes, et ceci pour différentes positions de l'antenne, et en fonction du temps. Le principe est présenté figure 13.

Cette figure montre que chaque volume élémentaire est associé à une température dépendant de sa distance au centre de la gaine. Cependant, il peut arriver que le volume de matériau couplé à l'antenne coïncide avec une partie de la gaine (figure 14). Le problème se pose donc pour le volume correspondant à cette partie de gaine. En effet, celle-ci étant métallique, aucun rayonnement n'est émis par ce volume. Par ailleurs, nous avons été amenés à admettre que le rayonnement de certains éléments peut se réfléchir sur la gaine avant de rejoindre l'antenne : on admet en première approche les lois de l'optique géométrique alors que la situation présente est plus complexe à cause des effets de diffraction, ou encore appelés de champ proche. Néanmoins, comme le calcul rigoureux de la présente situation est extrêmement complexe, cette hypothèse reste viable. De plus, elle est d'autant plus valable qu'en absence de la gaine, pour un milieu homogène, la somme des paramètres de couplage dans le volume correspondant est faible.

Nous ne nous intéressons qu'à la position de chaque volume élémentaire correspondant à l'image virtuelle des éléments composant la partie de gaine incluse dans le lobe de rayonnement. Cette hypothèse s'appuie sur le fait que la gaine, en pratique, affleure le lobe de rayonnement, quelle que soit la permittivité du béton, et que des volumes élémentaires plus éloignés vont correspondre à des trajets réfléchis trop longs pour que leurs signaux radiométriques puissent être pris en compte.

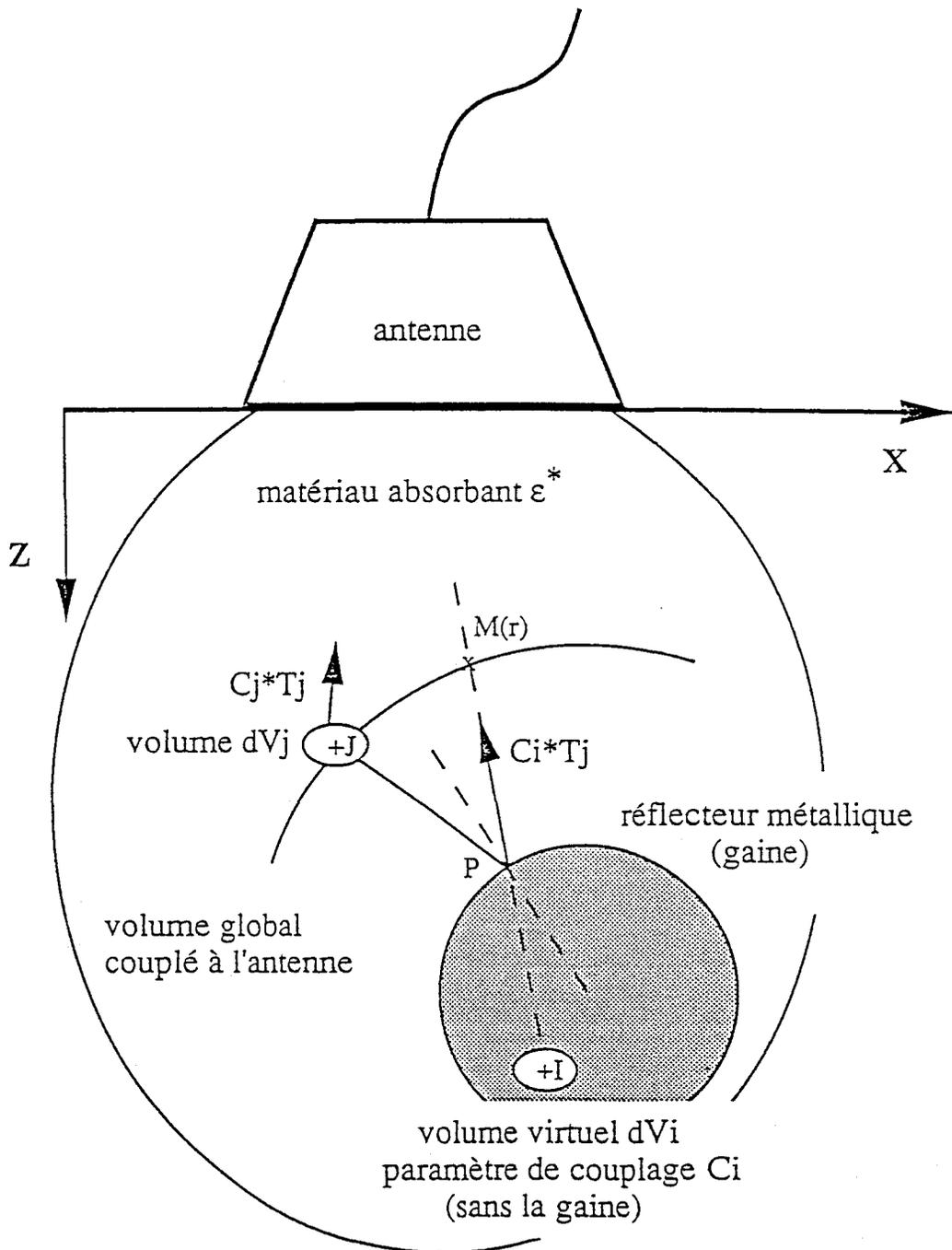


figure 14 : Principe du calcul radiométrique en tenant compte de la partie de gaine incluse dans le lobe de rayonnement.

Comme le montre la figure 14, pour tout élément V_i appartenant à la gaine, il faut calculer la position du volume V_j qui lui est associé et lui donner sa température T_j . Le signal radiométrique correspondant a pour valeur $C_i * T_j$. Or mathématiquement, le plus simple est de calculer non pas la position de V_j , mais celle du point M, à la même distance r du centre de la gaine que V_j , et situé sur la droite liant V_i à l'antenne.

Nous recherchons donc M défini par $IP = PM$ soit :

$$\begin{cases} x_M = 2 x_P - x_i \\ z_M = 2 z_P - z_i \end{cases} \quad (6)$$

Où P est l'intersection entre le cercle composant la gaine et la droite passant par l'antenne et V_i . Le calcul de X_p et Y_p se fait à l'aide des deux équations suivantes :

$$\begin{cases} \text{cercle : } (x-x_0)^2 + (z-z_0)^2 = R_0^2 \\ \text{droite : } z = \frac{z_i}{x_i} x \end{cases} \quad (7)$$

qui représentent la gaine d'une part, et la liaison antenne-d V_i d'autre part. On obtient ainsi P, puis M et $T_M(r)$, pour aboutir à un signal radiométrique élémentaire de $C_i * T_M(r)$.

Le volume global, dans lequel vont être calculés tous les paramètres de couplage, est défini par des valeurs extrêmes de x , y et z . Les tests d'arrêt correspondant, que nous avons choisis, sont de deux ordres (nous aurions pu en prendre d'autres).

Le premier donne la profondeur maximale en comparant, dans l'axe de l'antenne, le paramètre de couplage de surface C_{000} à ceux de profondeurs de plus en plus importantes C_{00z} . Le test est effectué sur le rapport des deux paramètres, présenté en pourcentage. Le deuxième test est défini par le rapport des paramètres suivants (présenté en pourcentage) :

$$\begin{aligned} C_{00} &= \sum_z C_{00z} \\ \text{et } C_{x0} &= \sum_z C_{x0z} \quad \text{ou} \quad C_{y0} = \sum_z C_{y0z} \end{aligned} \quad (8)$$

Il faut noter que le premier test est plus contraignant que le second (utilisé pour x_{\max} et pour y_{\max}). Ceci est logique puisque l'amplitude des champs s'affaiblit rapidement lorsqu'on s'éloigne de l'axe de l'antenne.

3' de chauffage - $\varepsilon^* 2 = 8,0 - j1,15$

figure 15-a-

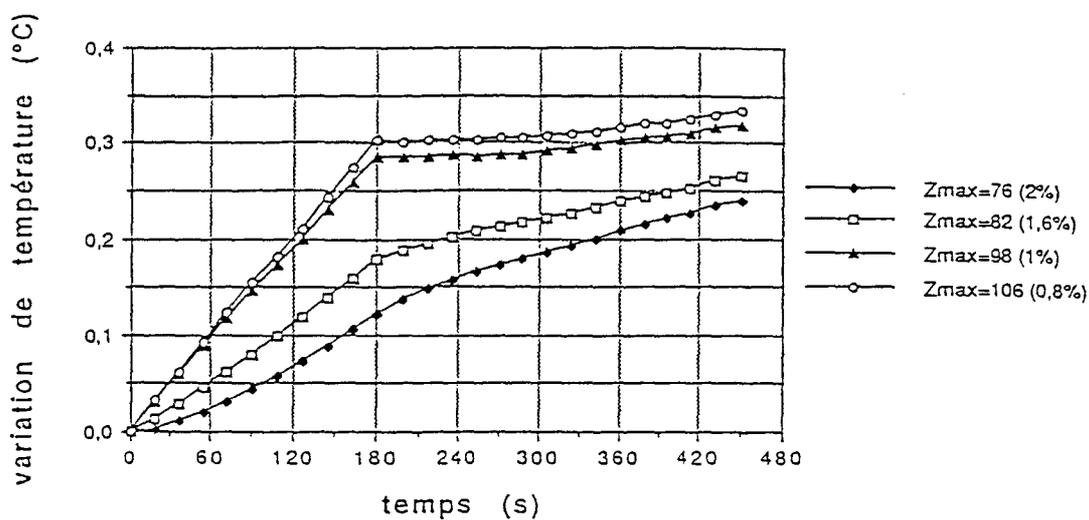


figure 15-b-

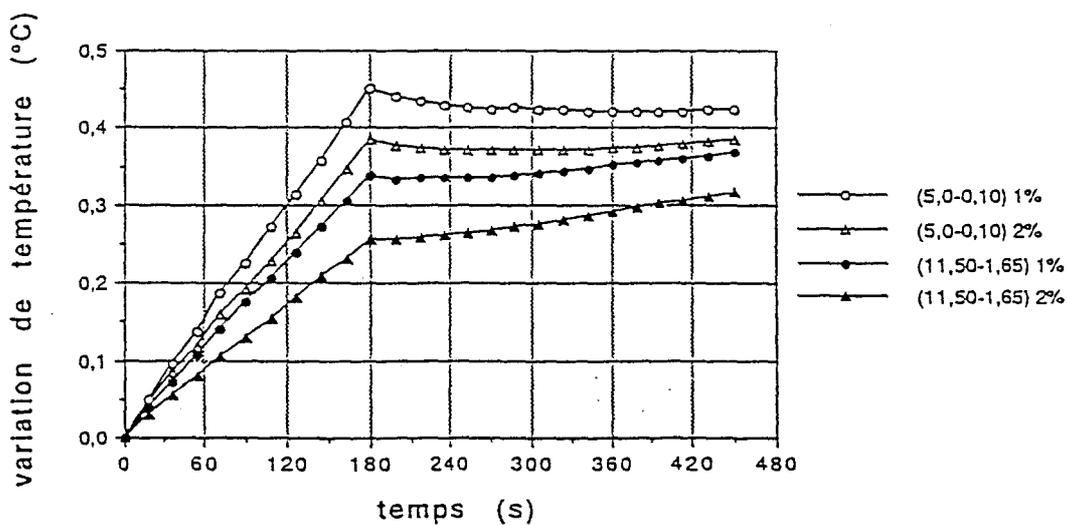


figure 15 : Stabilité numérique du premier test d'arrêt (en %) sur les signaux radiométriques, pour $x = 0$ cm. -a- : $\varepsilon^* = 8 - j1,15j$, Z_{max} étant précisé pour chaque valeur du test d'arrêt.

-b- : ε^* entre parenthèses, avec des valeurs de test d'arrêt de 1 et 2%.

($f = 1,5$ Ghz, $a = 5,2$ cm, $b = 2,6$ cm, $\varepsilon_1 = 10$)

Il faut, toutefois, prendre quelques précautions dans notre cas d'application puisque les gradients thermiques les plus importants se situent en profondeur. La figure 15 montre, pour un cas de figure donné, les signaux radiométriques correspondant à différentes profondeurs maximales du volume couplé à l'antenne. Celles-ci sont obtenues à l'aide du premier test suivant les précisions souhaitées.

On constate que les résultats radiométriques sont suffisamment précis pour un test de profondeur à partir de 1%. En effet, diminuer ce pourcentage n'apporte pas de variation significative sur les signaux alors que le temps de calcul des paramètres de couplage devient rapidement prohibitif (pour des raisons de rapidité, les calculs de stabilité ont été effectués en simple précision numérique. Par la suite, les signaux radiométriques sont obtenus et présentés en double précision numérique. Les temps de calcul des paramètres de couplage peuvent dépasser 48h sur une station SUN SS10).

On note, de plus, que le test d'arrêt pour x_{\max} et pour y_{\max} revêt une importance principalement pour les permittivités très faibles. Pour ces permittivités, le phénomène physique de diffraction du lobe de l'antenne est bien présent, et entraîne l'existence d'un volume "chaud" important couplé à l'antenne lorsqu'on la déplace latéralement par rapport à la gaine (le volume "chaud" étant la conséquence du chauffage de la gaine).

Cet effet latéral ne concerne que des permittivités de béton sec qui ne sont pas représentatives de la réalité, aussi nous avons volontairement bloqué le test d'arrêt pour x_{\max} et pour y_{\max} à 3% afin de limiter les temps de calcul.

On peut alors s'intéresser à la modélisation d'un chauffage de plusieurs minutes, pour différentes positions de l'antenne, et pour différents cas de permittivité. Le calcul des signaux radiométriques s'effectue pendant, puis après le chauffage, afin de voir leurs évolutions au cours du temps.

Nous présentons, dans les figures 16 et 17, les signaux radiométriques pour les cas extrêmes de permittivités (obtenues au premier chapitre) et pour deux temps de chauffage, afin de connaître le domaine de variation de température auquel il nous faut nous attendre sur des bétons réels.

Ces premiers calculs sont encourageants car un radiomètre usuel est capable de détecter un écart de température microonde d'environ 0,1°C pour un temps de mesure de l'ordre de la seconde, valeur que l'on peut réduire en augmentant le temps de mesure (ce qui est possible dans le cas de la présente expérience).

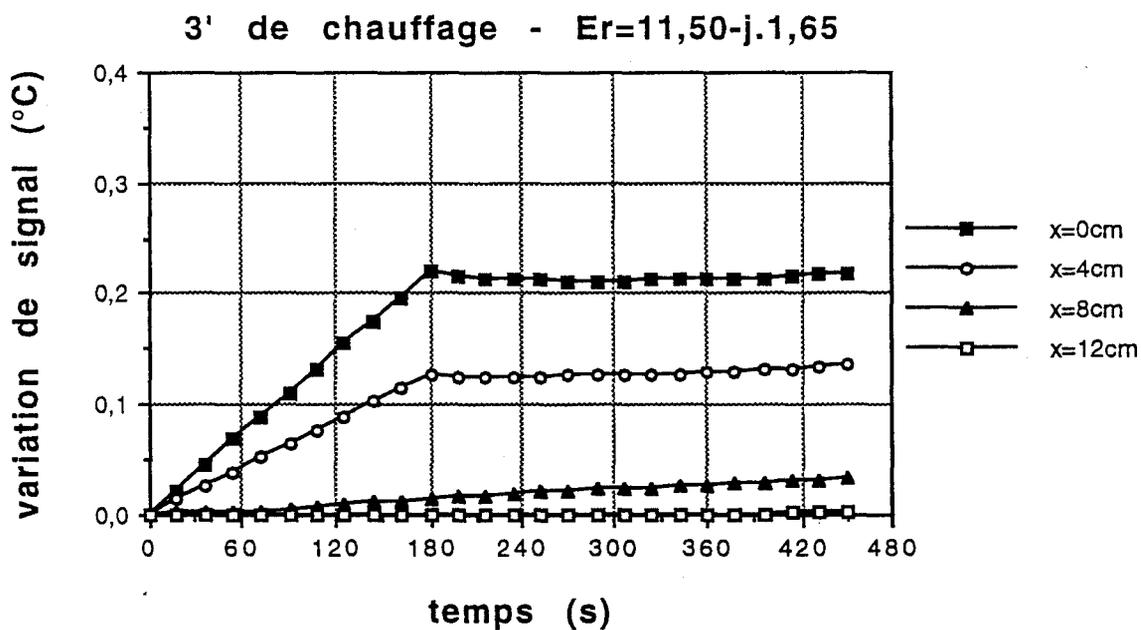
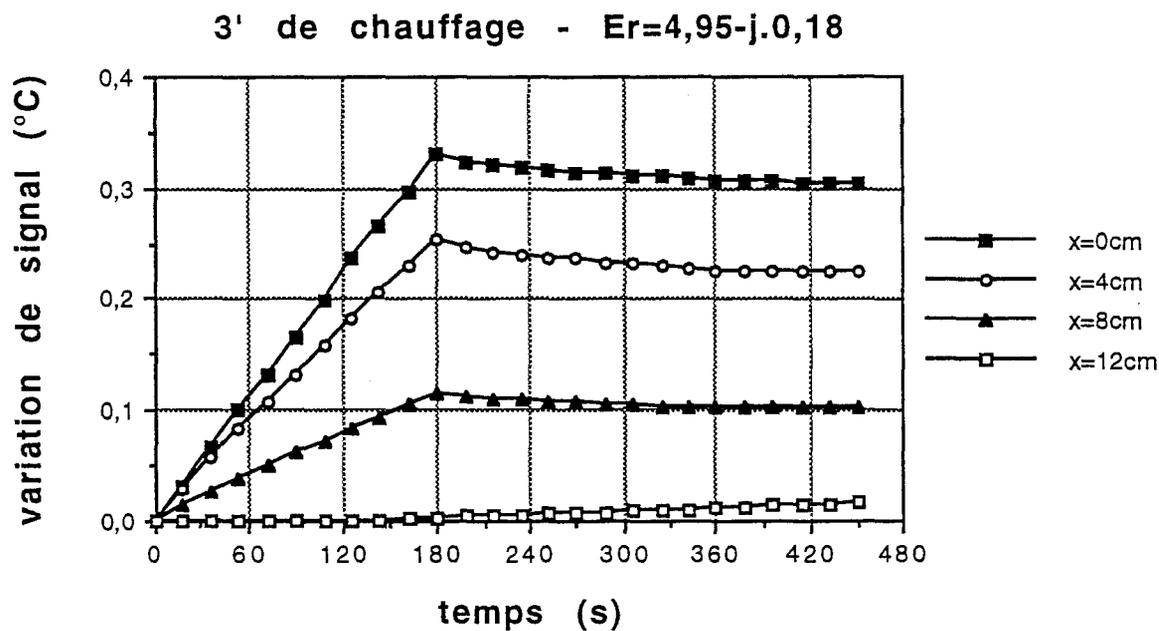


figure 16 : Signaux radiométriques numériques pour des permittivités de : $\epsilon^*=4,95 - 0,18j$ et $\epsilon^*=11,50 - 1,65j$ avec 3 minutes de chauffage, pour différentes positions latérales de l'antenne. ($f = 1,5$ Ghz, $a = 5,2$ cm, $b = 2,6$ cm, $\epsilon_1 = 10$)

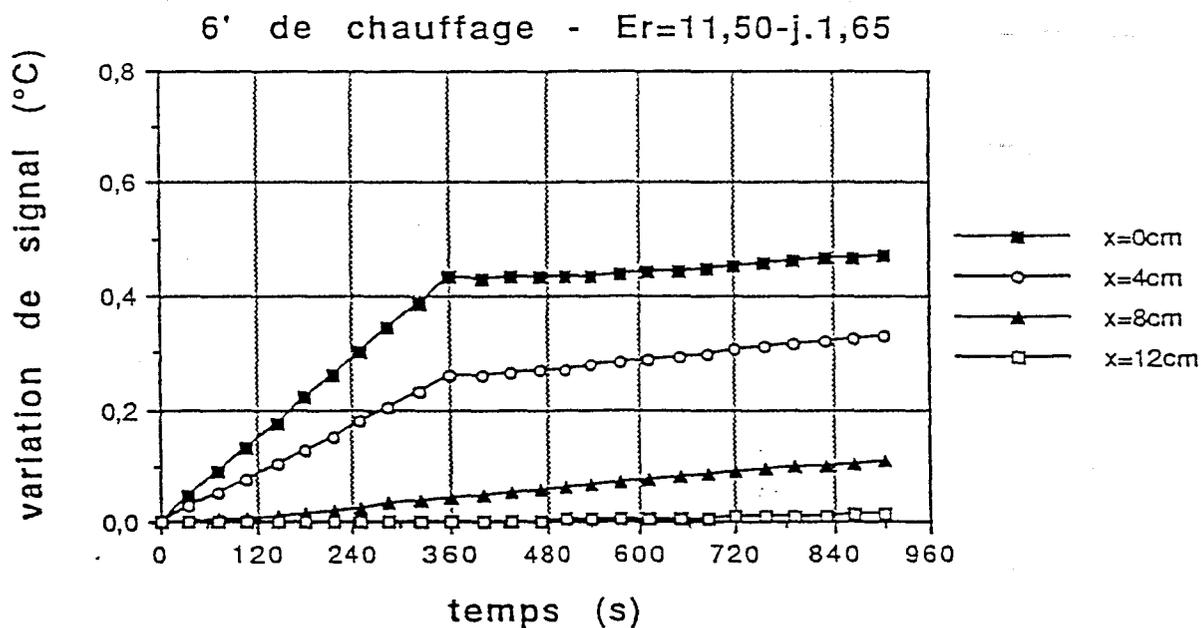
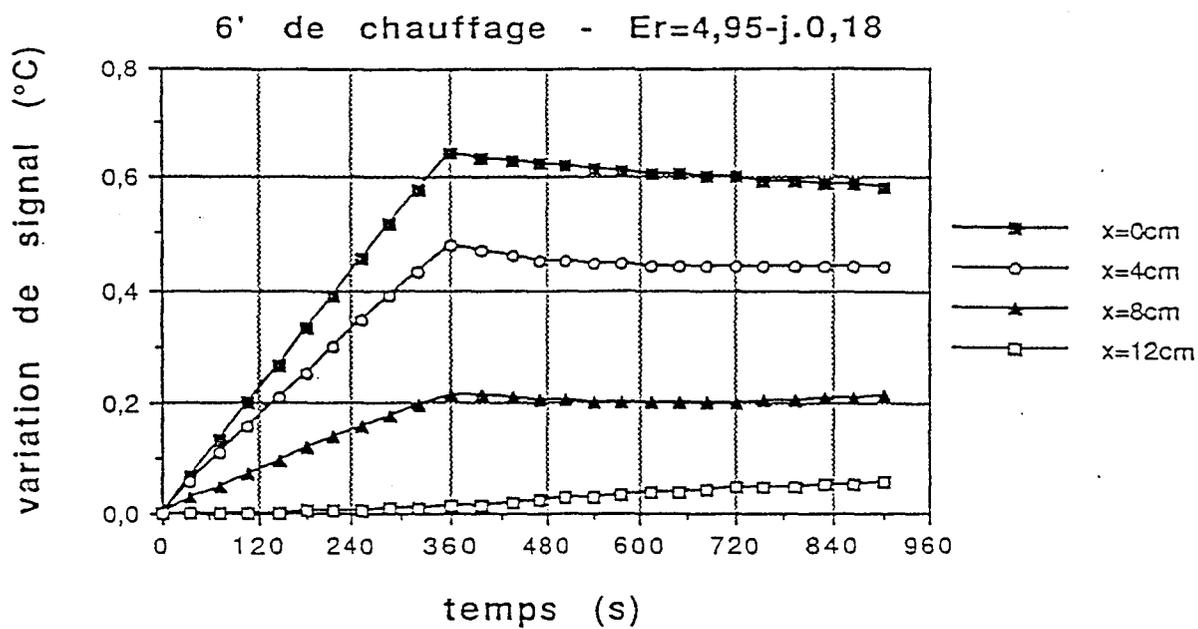


figure 17 : Signaux radiométriques numériques pour des permittivités de : $\epsilon^*=4,95 - 0,18j$
et $\epsilon^*=11,50 - 1,65j$ avec 6 minutes de chauffage, pour différentes positions
latérales de l'antenne. ($f = 1,5$ Ghz, $a = 5,2$ cm, $b = 2,6$ cm, $\epsilon_1 = 10$)

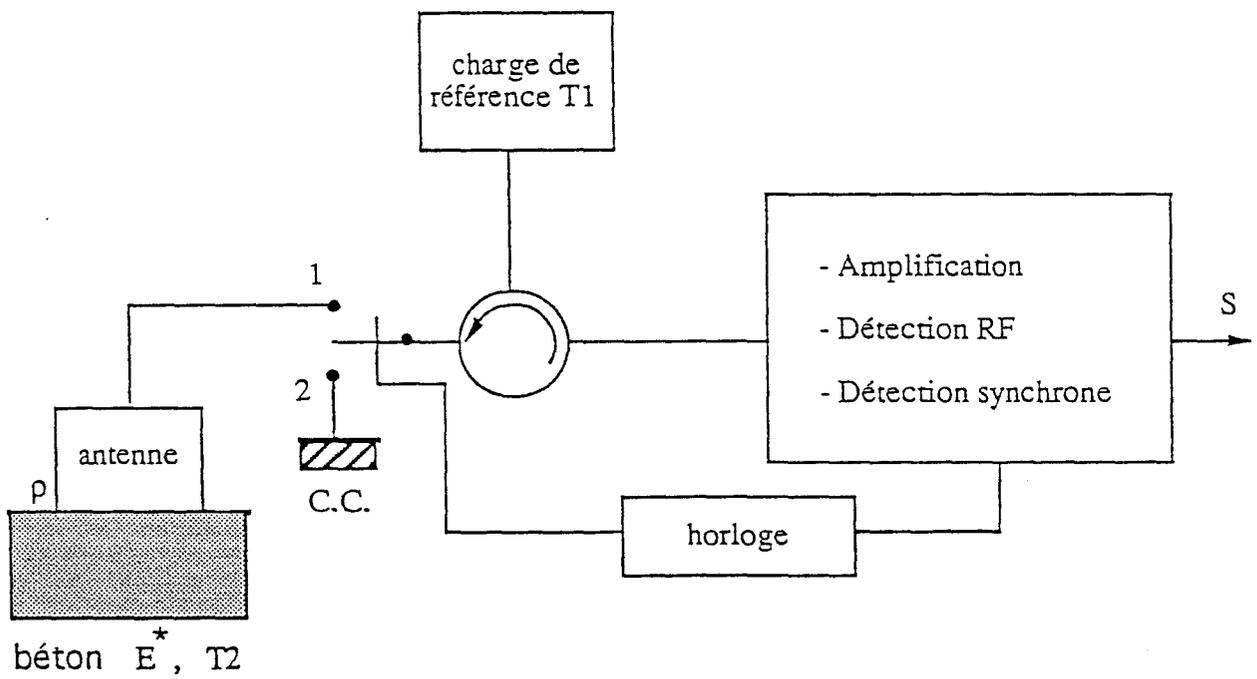


figure 18 : Principe de fonctionnement d'un radiomètre micro-onde par la méthode de zéro.

2-2 MATERIEL RADIOMETRIQUE

Le matériel fournit par le D.H.S. est un radiomètre simplifié, conçu principalement pour une étude de faisabilité, qui a été fabriqué par le laboratoire d'électronique.

Son fonctionnement est fondé sur la méthode de zéro, couramment employée au D.H.S.. On cherche à annuler le signal de sortie en modifiant la température T_1 d'une charge adaptée (figure 15). Ce signal en sortie du radiomètre est la combinaison de deux signaux élémentaires résultant de la position 1, ou 2, d'un commutateur hyperfréquence.

Comme le montre la figure 15, pour chaque position du commutateur commandé par l'horloge, le signal radiométrique correspondant est détecté et amplifié. Il a pour valeurs :

$$S_1 = (1 - |\rho|^2).k.T_2.\Delta f + |\rho|^2.k.T_1.\Delta f \quad (9)$$

et

$$S_2 = k.T_1.\Delta f \quad (10)$$

avec

T_1 : la température de la charge adaptée,

T_2 : la température du matériau,

$|\rho|^2$: le coefficient de réflexion en puissance.

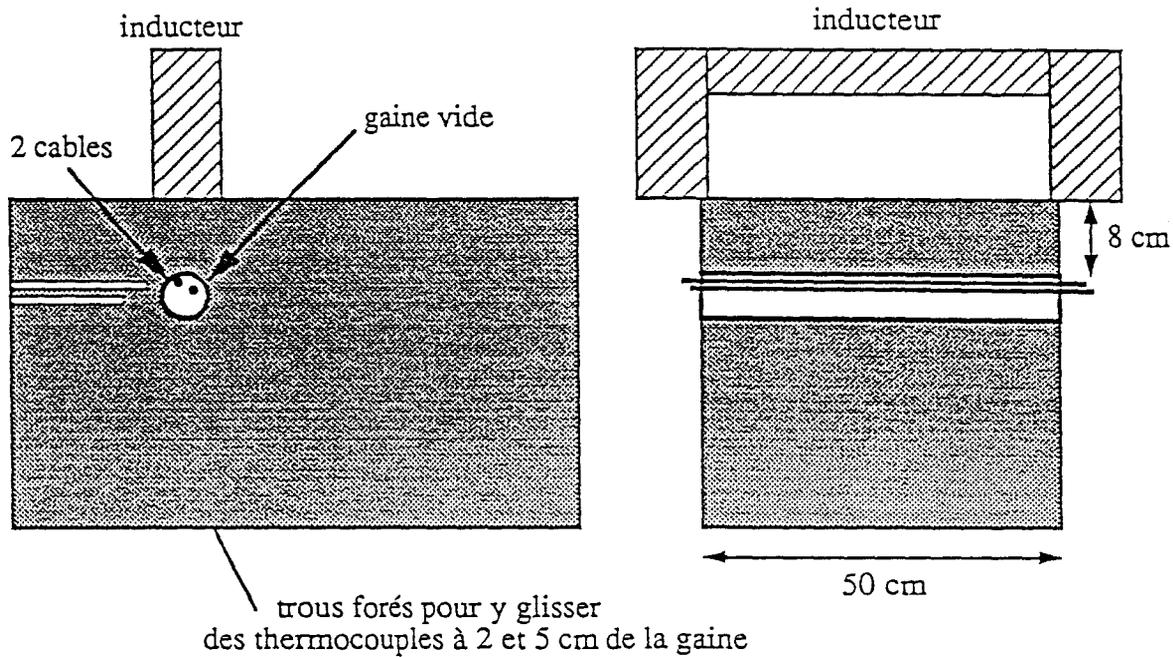
Le signal de sortie est donc de la forme :

$$\Delta S = S_2 - S_1 = k\Delta f.(1 - |\rho|^2).(T_1 - T_2) \quad (11)$$

En théorie, cette méthode permet de s'affranchir du coefficient de réflexion. L'annulation du signal de sortie par la modification de la valeur de la résistance T_1 nous donne directement la température T_2 . Dans la pratique, le D.H.S. a constaté que le domaine d'utilisation est $|\rho|^2 < 0,2$.

Dans le cas de notre matériel, la température T_1 est constante. La mesure directe du signal de sortie permet d'accéder à T_2 en admettant une erreur relative $|\rho|^2$ sur $(T_1 - T_2)$. C'est une méthode de zéro approchée applicable lorsque T_2 est assez proche de T_1 .

Dans notre cas, il est intéressant d'étalonner ce radiomètre sur du béton car nous avons vu que la permittivité de celui-ci était très sensible à la teneur en eau ; ainsi nous limiterons les facteurs d'erreurs.



cage de Faraday

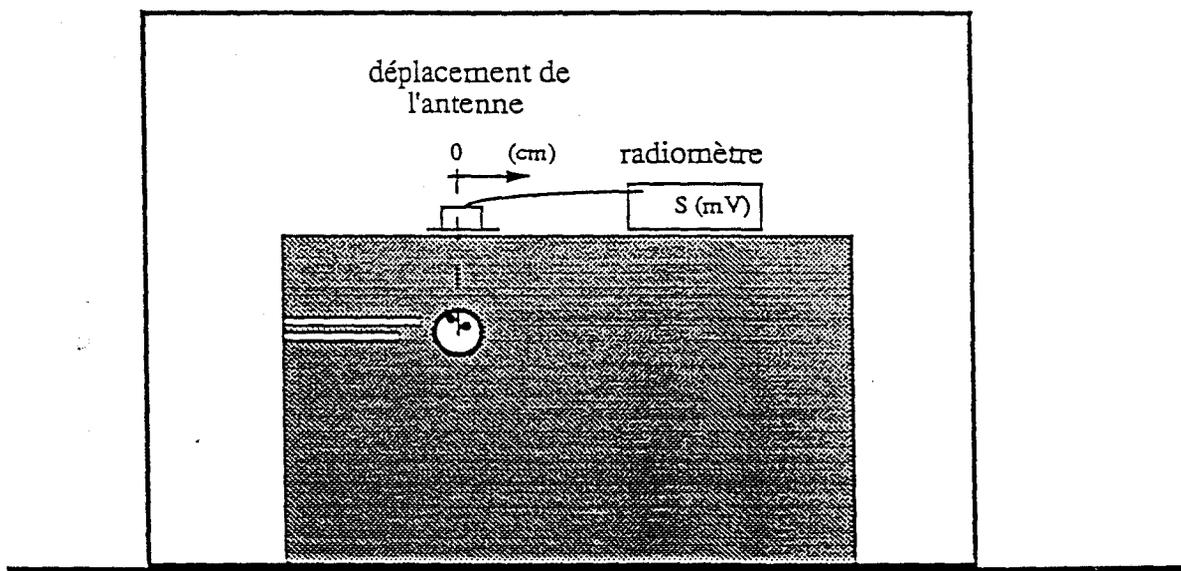


figure 19 : Dispositif expérimental

2-3 PROCEDURE EXPERIMENTALE

Lors de la prise en main, la mise au point de la procédure expérimentale s'est avérée difficile. En effet, nous avons constaté que les contraintes tant radiométriques que thermiques la rendent lourde.

Le bloc de béton utilisé est celui de l'étude thermique. Son chauffage inductif s'effectue pendant plusieurs minutes au-dessus de la gaine (voir figure 19), dans laquelle on a placé deux ou trois éléments de câble.

Pour obtenir des gradients thermiques plus importants, nous avons surtout travaillé avec trois éléments de câble. Enfin, un thermocouple placé à deux centimètres de la gaine mesure en continu la température à coeur, cette mesure locale donne une indication sur la dispersion thermique et donc permet de valider le chauffage par rapport aux signaux radiométriques.

Ces essais sont effectués dans un hall protégé et aéré, mais peu chauffé et sensible à l'humidité ambiante. Son principal avantage est la présence d'un pont roulant qui nous permet d'éloigner l'inducteur rapidement du bloc pour permettre la mesure radiométrique.

Le radiomètre s'est avéré présenter des problèmes de stabilité lors de nos premiers essais. Des précautions ont du être prises pour être capable de prendre en compte les conséquences des signaux hyperfréquences accidentels (un four microonde fonctionnant dans notre bâtiment sature le radiomètre par exemple), ou les parasites électriques du secteur lors d'appels de courants forts dans le bâtiment. Cet inconvénient ne mérite pas qu'on remodifie entièrement le radiomètre, aussi nous l'avons utilisé pour toutes les séries d'essais en éliminant tous les résultats suspects, et physiquement impossibles.

Pour limiter les signaux parasites, nous avons accollé dans un premier temps une jupe métallique de $15 \times 15 \text{cm}^2$ à l'antenne, puis nous avons construit une cage de Faraday pouvant contenir le bloc de béton et le radiomètre. Cette cage joue, en fait, un double rôle : elle protège le radiomètre de l'inducteur pendant le chauffage, puis elle atténue nettement les signaux parasites et rend donc la mesure beaucoup plus précise.

Le processus est le suivant :

- le radiomètre est mis sous tension pendant plus d'une demi-heure pour assurer la stabilité des mesures et connaître la température initiale du béton,
- il est protégé par la cage de Faraday pendant le chauffage inductif qui dure de 3 à 7 minutes,

figure 20-a-

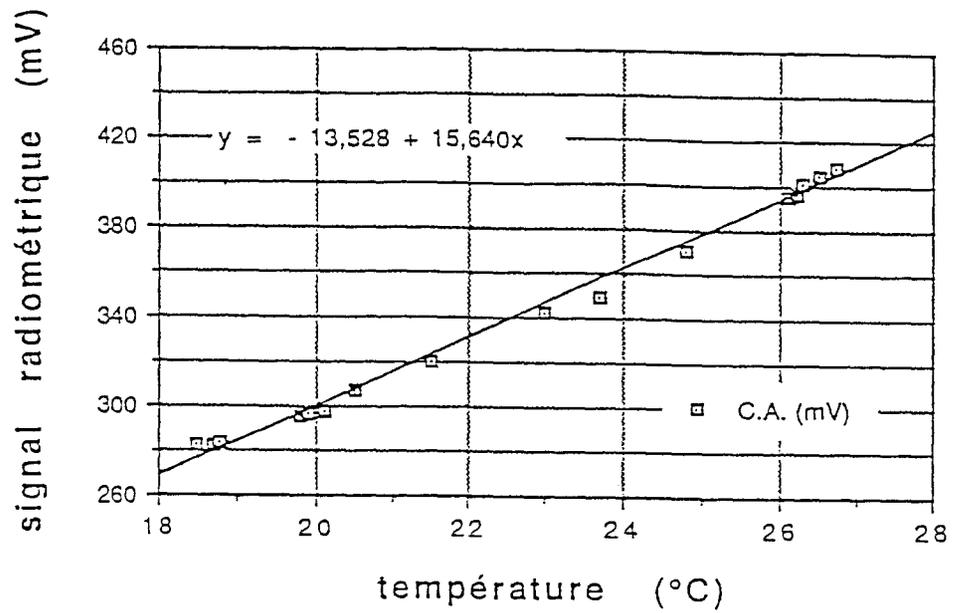


figure 20-b-

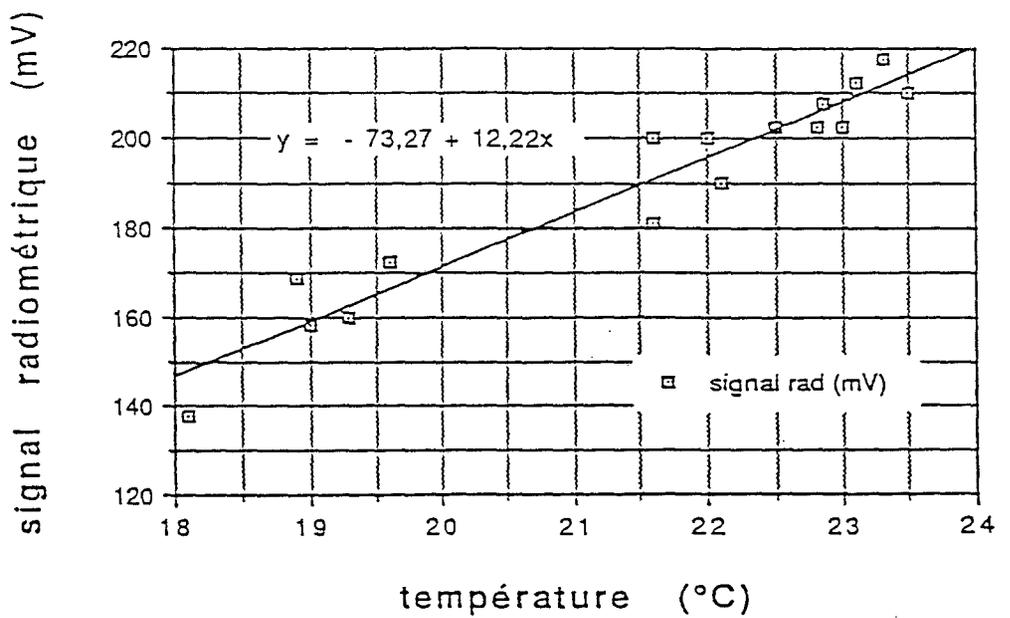


figure 20 : Etalonnage du radiomètre sur une charge adaptée (a) et sur du béton (b).

- l'inducteur est ensuite déplacé rapidement par le pont roulant, pendant que l'on pose l'antenne et le radiomètre sur le bloc,
- la cage de Faraday est placée autour de l'ensemble béton-radiomètre pour que le signal hyperfréquence se stabilise à une nouvelle température,
- il faut 10 à 15 secondes pour confirmer une mesure, aussi le premier résultat est obtenu moins d'une minute après la fin du chauffage,
- la stabilité des signaux radiométriques autorise la prise de deux mesures successives en déplaçant l'antenne.
- le temps de la remise en équilibre thermique du bloc de béton est très long et autorise deux chauffages journaliers au maximum

Ce processus est celui qui s'est révélé le plus sûr, et le plus pratique, lors de nos essais expérimentaux.

Dans tous les cas, il s'avère difficile de prendre une mesure moins d'une minute après la fin du chauffage. Cependant, ce problème est limité puisque les mesures se révèlent très stables expérimentalement pendant plusieurs minutes.

2-4-ETALONNAGE

Dans une première étape nous d'étalonnons le radiomètre. Nous commençons par une charge adaptée contre laquelle est accolé un thermocouple. Le but est de confirmer les résultats réalisés par le D.H.S., en vue de vérifier son bon fonctionnement, selon lesquels respectivement pour des températures ($T_{amb} + 1^{\circ}C$) et ($T_{amb} + 10^{\circ}C$) on obtient des signaux mesurés de 16 mV et 156 mV.

L'étalonnage réalisé dans la gamme des températures de mesure (figue 20-a-) donne des résultats concordant avec ceux de Lille.

En ce qui concerne l'étalonnage sur du béton, nous avons envisagé d'utiliser un fluide de permittivité équivalente au béton. L'avantage d'opérer ainsi réside dans la facilité de réaliser une température connue et homogène dans tout le matériau.

Cependant, nous n'avons pas trouvé de fluide dont la permittivité relative se situe dans le domaine de permittivité 6-12 qui est celui du béton (le seul matériau disponible est l'huile, mais sa permittivité est un peu faible située entre 2 et 3).

C'est la raison pour laquelle nous avons utilisé des échantillons de béton ($20*20*5\text{cm}^3$) préparés en même temps que notre bloc expérimental. Trois ou quatre échantillons sont superposés afin de réaliser un volume au moins égal au volume radiométrique couplé à l'antenne. L'ensemble est enveloppé dans du papier aluminium pour éviter l'influence des rayonnements parasites. Enfin, le matériau est entouré de polystyrène pour s'affranchir d'éventuelles variations de la température interne.

Les essais, effectués en étuve et à température ambiante, ont rapidement montré que le volume radiométrique associé à l'antenne s'avère plus important que le volume des échantillons de béton juxtaposés. C'est la raison pour laquelle l'étalonnage a été réalisé sur le bloc de béton lui-même.

Bien que la température ambiante dans le hall d'essais varie assez peu, les différentes saisons dans l'année permettent de recueillir des valeurs radiométriques sur une plage de températures correspondant parfaitement aux essais, de 18 à 24°C.

La figure 20-b- montre les résultats de cet étalonnage qui font apparaître une dispersion importante. Outre l'imprécision qui existe sur la température ambiante (retards thermiques mal évalués), le béton se révèle un matériau très sensible à l'état hygrométrique de l'air, d'où une possibilité de fluctuation de son coefficient de réflexion (relation 11).

Les différents enregistrements présentés correspondent le plus souvent à des semaines différentes. Alors que des mesures, réalisées deux jours successifs, sont similaires et ne permettent pas un étalonnage correct sur une plage de température suffisante.

Une moyenne des résultats de la figure 20-b- nous donne donc une sensibilité du radiomètre de 12,22 mV par degré de température physique, résultat assez voisin de celui donné par l'étalonnage à l'aide d'une charge adaptée.

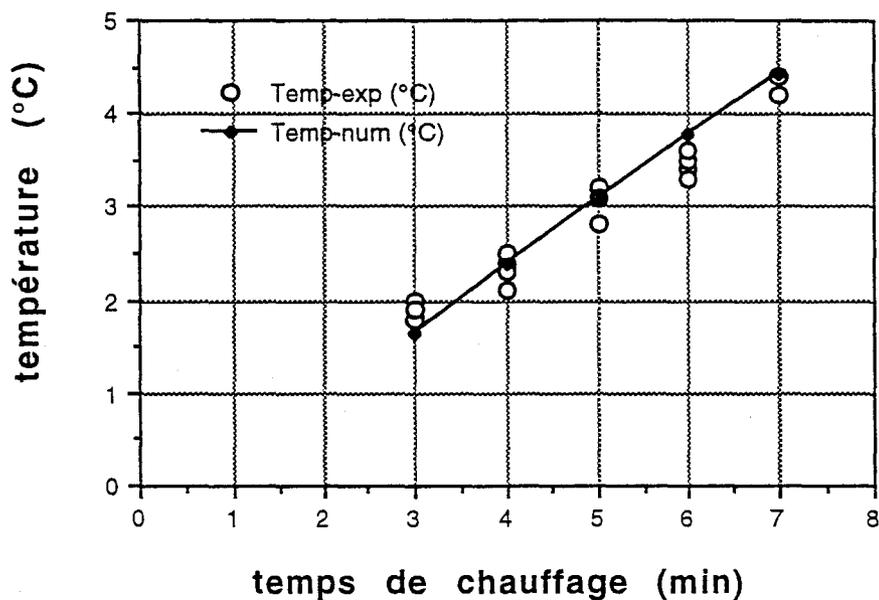


figure 21 : Températures mesurées par un thermocouple placé à 2cm de la gaine, après différents chauffages, comparées au modèle numérique (en tenant compte d'un retard de 30 secondes dans le calcul).

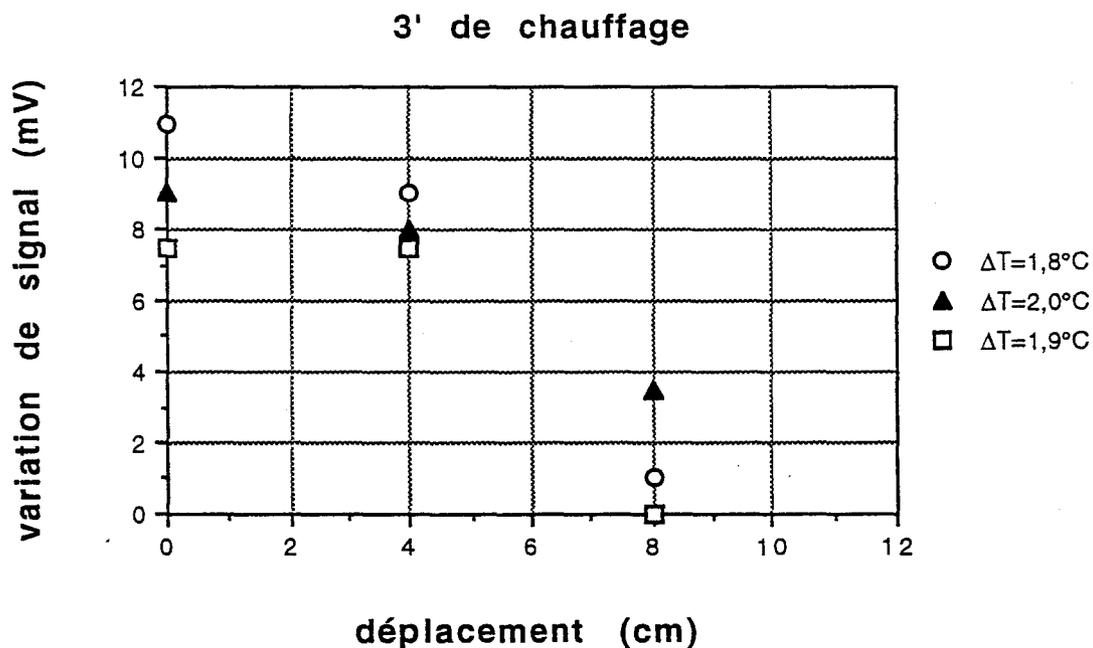


figure 22 : Essais radiométriques effectués pour un temps de chauffage de 3 minutes en fonction de différentes positions latérales de l'antenne.
 (pour chaque série, on a noté le ΔT mesuré à 2 cm de la gaine, $\Delta T_{\text{cal}}(3') = 1,66 \text{ } ^\circ\text{C}$)
 ($f = 1,5 \text{ GHz}$, $a = 5,2 \text{ cm}$, $b = 2,6 \text{ cm}$, $\epsilon_1 = 10$)

2-5 ESSAIS RADIOMETRIQUES

Les essais radiométriques, présentés ci-contre, ont été effectués sur une longue période pendant laquelle les conditions thermiques et hygrométriques ont notablement changé. Nous nous sommes intéressés à des temps de chauffage supérieurs à trois minutes afin d'avoir des mesures sortant parfaitement du seuil de bruit d'une part, avec des déplacements latéraux conséquents de l'antenne d'autre part. Les mesures enregistrées sont précises à plus ou moins un millivolt, correspondant au niveau de bruit, soit $\pm 0,08^{\circ}\text{C}$.

On note tout d'abord que le sens des variations observées est bien dans le sens de celles attendues. On observe en outre une certaine dispersion des mesures. Compte tenu de la lourdeur du protocole d'essai, nous avons limité la détection radiométrique latérale à un espacement tous les quatre centimètres.

Les différents essais peuvent se distinguer par la température mesurée à 2cm de la gaine. Cette indication valide thermiquement la mesure et permet de constater la fidélité du chauffage expérimental. La figure 21 nous permet de voir à quelle température calculée s'attendre pour un temps donné de chauffage

De plus, nous pouvons estimer l'incidence de cette imprécision thermique sur le signal radiométrique numérique. Ainsi, pour les cas extrêmes de chauffage (soit trois et sept minutes), l'imprécision est de l'ordre de $\pm 0,1^{\circ}\text{C}$.

Le calcul de signal radiométrique effectué pour des permittivités extrêmes de béton, a aboutit :

- pour une permittivité $\epsilon^* = 5.0 - 0.10j$, respectivement à des écarts de $\pm 0,017^{\circ}\text{C}$ et $\pm 0,021^{\circ}\text{C}$,
- et pour $\epsilon^* = 11.50 - 1.65j$, respectivement à des écarts de $\pm 0,013^{\circ}\text{C}$ et $\pm 0,019^{\circ}\text{C}$.

Ces valeurs sont bien en deçà du seuil de bruit thermique, et apparaissent donc comme négligeables.

Les figures 22, 23 et 24 montrent les résultats des mesures radiométriques en fonction de différentes positions latérales de l'antenne, pour des temps de chauffage variant de trois à sept minutes. Remarquons la faible élévation de signal pour chaque minute de chauffage supplémentaire. On le note principalement entre trois et quatre minutes, et entre six et sept minutes.

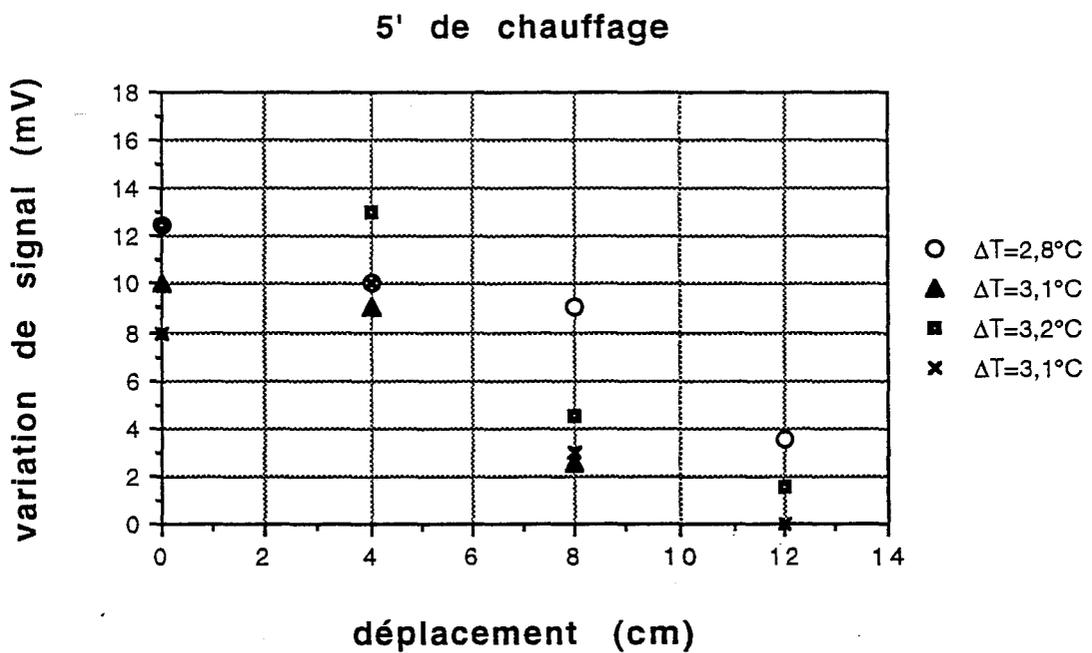
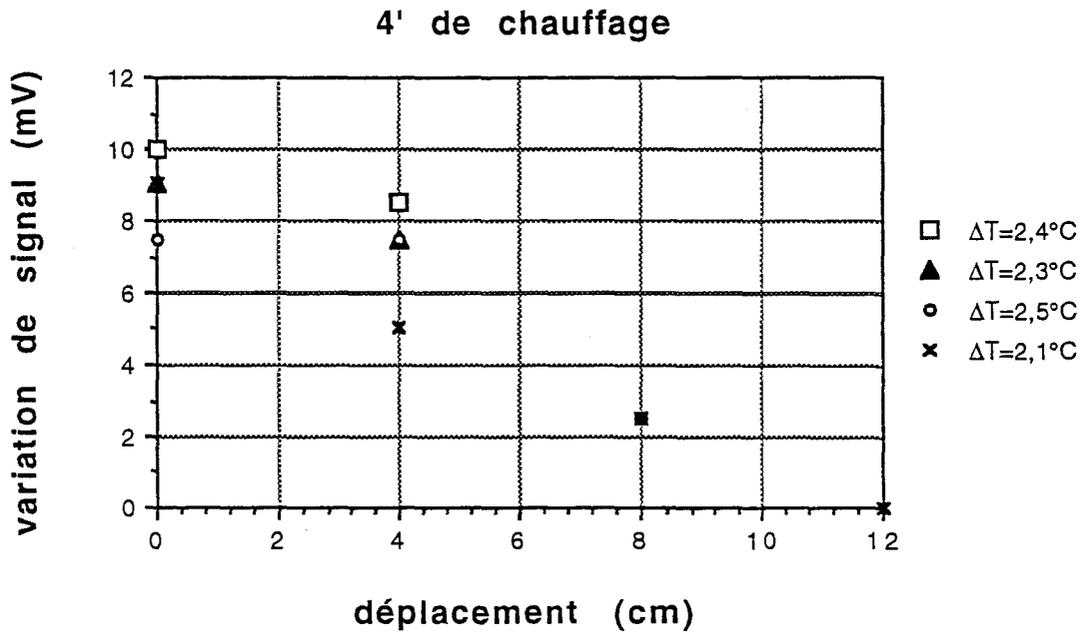


figure 23 : Essais radiométriques effectués pour des temps de chauffage de 4 et 5 minutes, en fonction de différentes positions latérales de l'antenne. (pour chaque série, on a noté le ΔT mesuré à 2 cm de la gaine, $\Delta T_{\text{cal}}(4') = 2,39^\circ\text{C}$ et $\Delta T_{\text{cal}}(5') = 3,10^\circ\text{C}$)

($f = 1,5\text{ GHz}$, $a = 5,2\text{ cm}$, $b = 2,6\text{ cm}$, $\epsilon_1 = 10$)

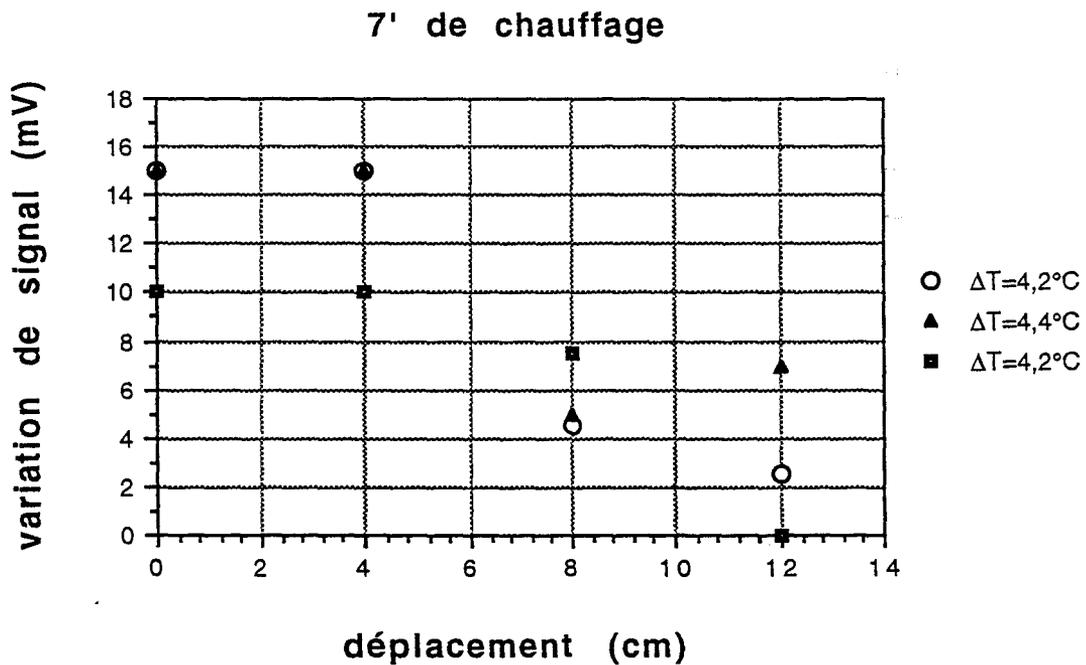
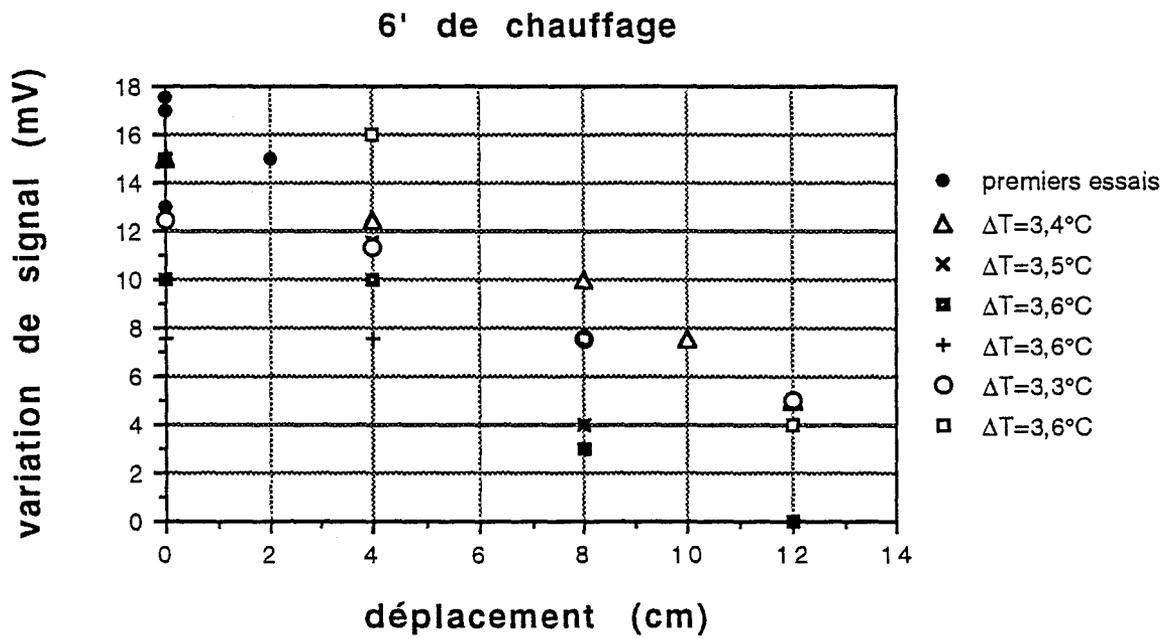


figure 24 : Essais radiométriques effectués pour des temps de chauffage de 6 et 7 minutes, en fonction de différentes positions latérales de l'antenne. (pour chaque série, on a noté le ΔT mesuré à 2 cm de la gaine, $\Delta T_{\text{cal}}(6') = 3,77^{\circ}\text{C}$ et $\Delta T_{\text{cal}}(7') = 4,42^{\circ}\text{C}$)

($f = 1,5 \text{ GHz}$, $a = 5,2 \text{ cm}$, $b = 2,6 \text{ cm}$, $\epsilon_1 = 10$)

La dispersion qui accompagne ces mesures est largement supérieure à l'élévation de signal attendu pour une minute de chauffage supplémentaire. Ce constat rejoint une recherche menée dans une unité mixte de recherche LCPC-CNRS (UMR 113), par la section physique des milieux granulaires et poreux.

A. DUPAS s'intéresse, depuis des années, à la teneur en eau dans les matériaux : principalement le calcaire, le tuffeau, et la pierre de Caen, tous les matériaux que l'on a utilisés dans les monuments historiques, les statues étant essentiellement concernées [8]. Il s'est récemment penché sur la diffusivité de l'eau dans le béton.

Ces matériaux poreux sont, bien entendu, très sensibles à la pluie et à l'hygrométrie ambiante. Cependant, les phénomènes de diffusion de l'eau, et de succion, se sont avérés non seulement complexes mais fondamentaux, en surface, vis-à-vis de la teneur en eau. Notre étude n'est pourtant pas de nous placer dans les conditions du travail de A. DUPAS mais au contraire de nous en éloigner, en maintenant notre bloc d'essai dans un lieu protégé et aéré, tout en gardant à l'esprit ses problèmes rencontrés in situ.

Ces différentes études menées au LCPC montrent que l'épaisseur de béton concernée par le climat ambiant est d'environ deux centimètres. Aussi nous notons que, pour une gaine ayant une couverture de plus de huit centimètres de béton, le signal radiométrique issu du volume chaud correspondant dépend essentiellement du taux d'humidité de cette première couche.

Après ces premiers constats, notre étape suivante a été de transformer la tension mesurée des signaux radiométriques en élévation de température, à l'aide de l'étalonnage, afin de pouvoir les comparer à notre modélisation (figures 25, 26 et 27).

Sachant que la permittivité d'un béton est très variable dans l'absolu, nous présentons les résultats numériques correspondant à des permittivités extrêmes pour indiquer le faisceau de résultats dans lequel nous trouverions un béton quelconque (celui-ci est représenté avec une permittivité moyenne de : $7,20 - j,0,78$).

On constate que la modélisation des signaux radiométriques donne des températures inférieures à celles qui sont mesurées. On note aussi que les signaux numériques sont très faibles (sous le niveau de bruit) tant que les valeurs de permittivité sont fortes et qu'ils sont beaucoup plus élevés lorsque les permittivité sont faibles.

Cela pourrait s'expliquer par le fait que, bien que l'émission radiométrique en profondeur soit proportionnelle à la permittivité et que pour un béton humide cette émission est donc plus forte, le rayonnement correspondant doit traverser une épaisseur de matériau plus absorbant. Ces phénomènes d'émission et d'absorption se contrebalanceraient à l'avantage de l'absorption.

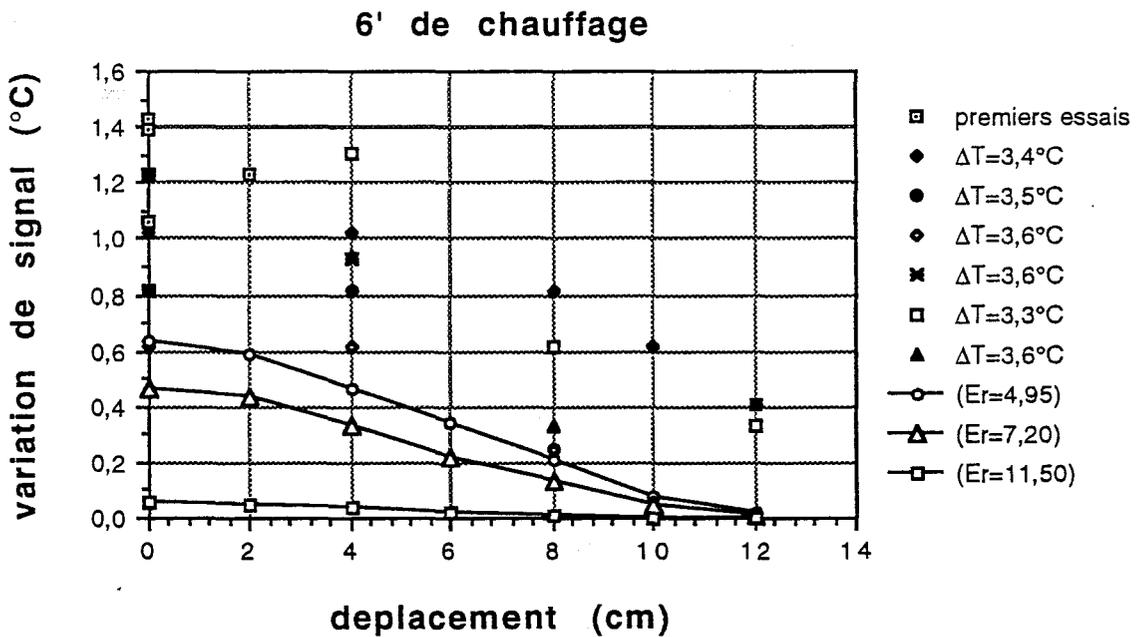
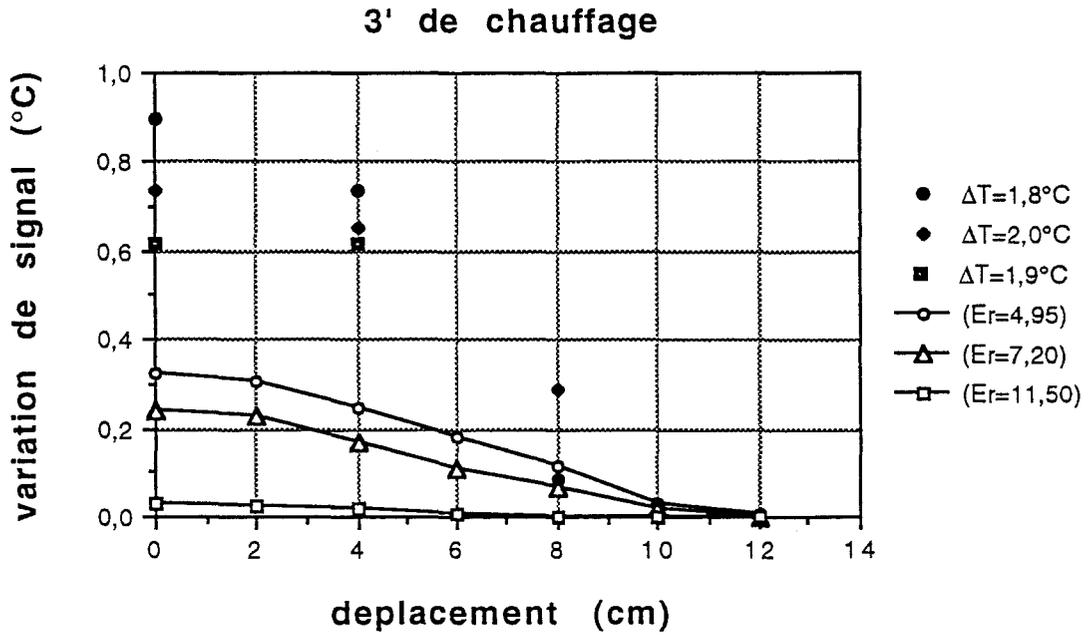


figure 25 : Signaux radiométriques calculés, en tracé continu pour différentes permittivités (Er : partie réelle), et signaux radiométriques mesurés, en points discontinus. (pour chaque série, on a noté le ΔT mesuré à 2 cm de la gaine, $\Delta T_{\text{cal}}(3') = 1,66^{\circ}\text{C}$ et $\Delta T_{\text{cal}}(6') = 3,77^{\circ}\text{C}$)

($f = 1,5 \text{ GHz}$, $a = 5,2 \text{ cm}$, $b = 2,6 \text{ cm}$, $\epsilon_1 = 10$)

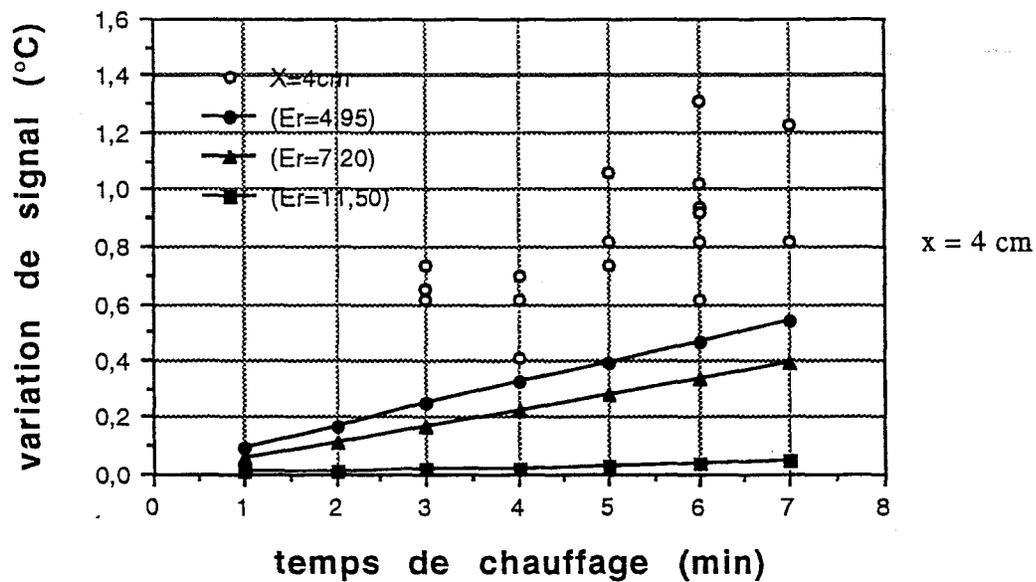
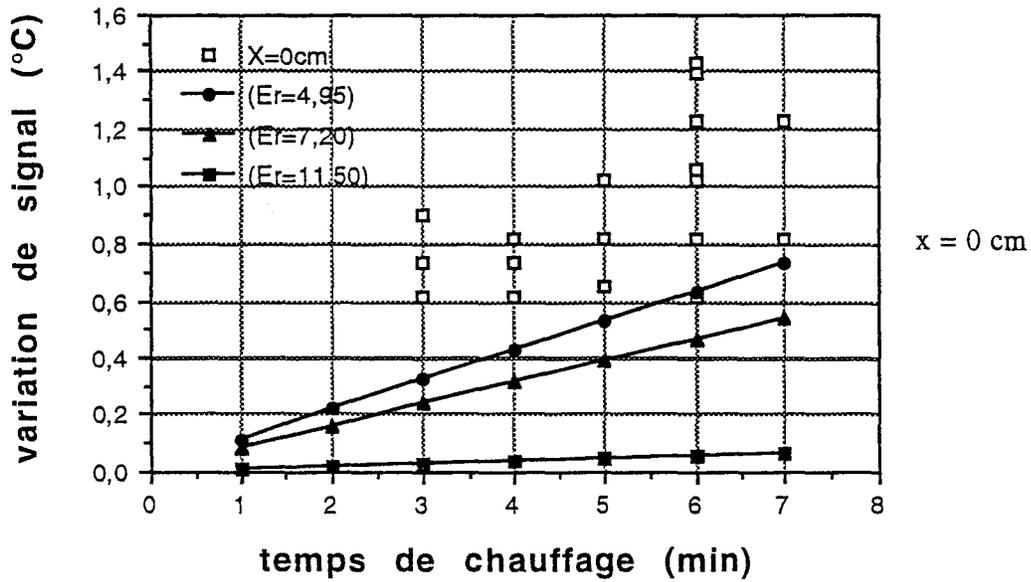


figure 26 : Signaux radiométriques calculés, en tracé continu pour différentes permittivités (ϵ_r : partie réelle), et signaux radiométriques mesurés en $x = 0$ et 4 cm, en points discontinus.

($f = 1,5$ Ghz, $a = 5,2$ cm, $b = 2,6$ cm, $\epsilon_1 = 10$)

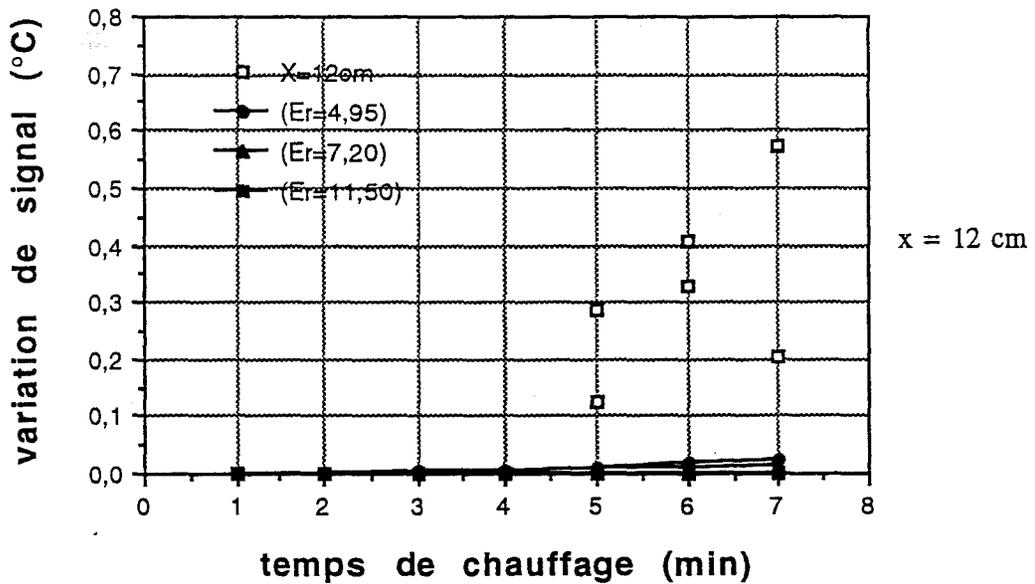
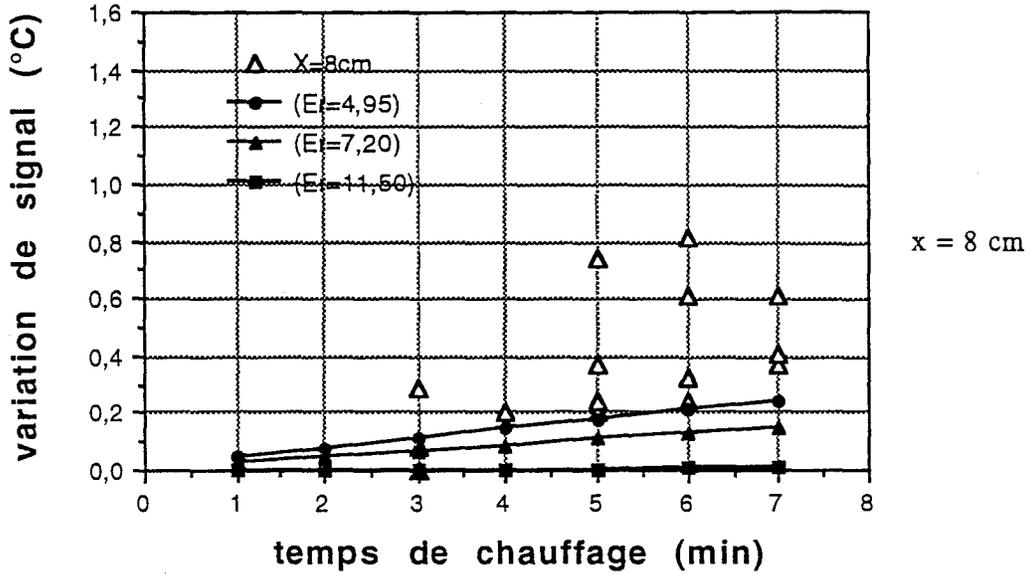


figure 27 : Signaux radiométriques calculés, en tracé continu pour différentes permittivités (ϵ_r : partie réelle), et signaux radiométriques mesurés en $x = 8$ et 12 cm, en points discontinus.

($f = 1,5$ Ghz, $a = 5,2$ cm, $b = 2,6$ cm, $\epsilon_1 = 10$)

De plus, cette interprétation doit être nuancée à cause des phénomènes de diffraction dont la contribution augmente généralement pour des permittivités plus faibles.

Cependant, si les résultats radiométriques calculés se rapprochent des mesures expérimentales lorsque la permittivité diminue, ils n'en restent pas moins éloignés de la réalité car des bétons possédant une permittivité moyenne inférieure à cinq ne se rencontrent pas sous nos climats.

On est donc amené à constater que notre modélisation correspondant à un milieu semi-infini homogène n'est pas adaptée à un matériau comme le béton. C'est la raison pour laquelle nous nous sommes demandé si la prise en compte d'un milieu de permittivité continuellement variable donnerait des résultats plus proches de la réalité.

En effet, dans le cas d'un matériau dont la permittivité croît avec la profondeur, le "volume chaud" issu de la gaine devrait émettre un signal radiométrique plus élevé, alors qu'il serait peu atténué par la couche de béton de surface. L'étude du chapitre prochain concerne cette nouvelle approche.

Le dernier point pratique étudié, avant de clore cette comparaison, a porté sur l'élévation du signal radiométrique numérique pour le cas où la gaine métallique serait convenablement remplie de coulis de ciment. Comme cela avait été vérifié par l'étude thermique infra-rouge, nous avons constaté en première approche, à géométrie et matériau équivalents, que ce signal était deux fois moindre que celui correspondant à une gaine vide (figure 3). Cette différence montre que l'interprétation de signaux réels ne devraient pas révéler d'ambiguïté quant à la présence ou non de coulis dans la gaine.

-3- CONCLUSIONS

Nos premières conclusions portent sur les essais expérimentaux. A notre problème initial de savoir si la technique d'auscultation par radiométrie microonde peut déceler l'échauffement d'une gaine métallique dans du béton (pour une application précise de Génie Civil), nous pouvons répondre par l'affirmative.

Nous pouvons annoncer, de plus, que cette technique est capable de distinguer, localement, la présence ou non de coulis dans la gaine par les variations thermiques, dans le béton, résultant de l'échauffement de celle-ci.

Le moyen de chauffage utilisé, l'induction, présente de nombreux avantages malgré son poids et son encombrement pour une utilisation sur ouvrage. Le chauffage est uniforme sur la zone auscultée, et de plus, il peut être notablement amélioré en augmentant la fréquence et la tension de l'alimentation, nous permettant ainsi de réduire son temps d'action.

Pour ce qui concerne les mesures radiométriques, l'hygrométrie joue un rôle primordial sur les résultats et entraîne une dispersion prohibitive lorsque l'on ne prend en compte que les valeurs absolues des signaux d'un béton à un autre, et que l'on cherche à remonter à des informations de localisation de la gaine. Les seules informations précises que l'on peut retenir sont les valeurs relatives enregistrées lorsqu'on déplace l'antenne. On doit alors pouvoir faire une cartographie locale de la zone auscultée.

Les conclusions, portant sur l'étude numérique, sont de deux ordres. Pour pouvoir modéliser les phénomènes physiques mis en jeu, il nous faut distinguer l'étude thermique de l'étude radiométrique.

La modélisation thermique répond parfaitement à notre application. Nous n'avons pas cherché à aller plus en avant dans cette étude, qui pouvait faire intervenir des paramètres thermiques dépendant de la température ou de la teneur en eau par exemple, car ce n'était pas le sujet principal de ce travail.

Quant à la modélisation radiométrique, elle donne des résultats bien inférieurs aux mesures, ce qui peut être dû à notre hypothèse, d'un matériau homogène, qui doit être révisée. C'est la raison pour laquelle le chapitre suivant considère le béton comme un matériau à permittivité variable en fonction de la profondeur, compte tenu d'une variation de teneur en eau.

- [1] ROYIS P. (1986), "Une présentation de la méthode des différences finies", cours de 2ème année, ENTPE, 41 p.
- [2] CUBAUD J. C., KESTENS J. (1985), "Introduction à la méthode des éléments finis", cours de DEA, INSA de Lyon, 326 p.
- [3] GERY M. (1985), "Transfert de chaleur", cours de DEA, ENTPE, 207p.
- [4] KREITH F. (1967), "Transmission de la chaleur et thermodynamique", Masson et Cie éd., Paris, 654 p.
- [5] Techniques de l'ingénieur, "Transmission de la chaleur - données numériques", A1550.
- [6] MARECHAL J.C. (1975), "Propriétés thermiques des matériaux", Cahier de la Thermique, ch.V.
- [7] BARRETT A. H., MYERS Ph. C. (1975), "Subcutaneous Temperatures : A Method of Noninvasive Sensing", SCIENCE, vol. 190, novembre, pp. 669-671.
- [8] BARDATI F., CALAMAI G., MONGIARDO M., PAOLONE B., SOLIMINI D., TOGNOLATTI P. (1987), "Multispectral microwave radiometric system for biological temperature retrieval : experimental tests", 17th E.M.C., Rome, Italie, septembre.
- [9] MIZUSHINA S., SHIMIZU T., SUZUKI K., KINOMURA M., OHBA H., SUGIURA T. (1993), "Retrieval of Temperature-Depth Profiles in Biological Objects from Multi-Frequency Microwave Radiometric Data", Journal of Electromagnetic Waves and Applications, vol. 7, n° 11, pp. 151-1548.
- [10] BOCQUET B. (1989), "Contribution à l'exploitation de la radiométrie microonde", thèse de Doctorat de l'Université des Sci. et Techn. de Lille-Flandres-Artois, 67p.
- [11] DUPAS A., communications personnelles.

chapitre IV :

**Etude numérique dans le cas d'un matériau
à permittivité variable**

ETUDE NUMERIQUE DANS LE CAS D'UN MATERIAU A PERMITTIVITE VARIABLE

Nous savons que le béton présente une permittivité variable en fonction de la profondeur, de son âge et de l'hygrométrie du milieu environnant. En fait, la carte des permittivités dans un échantillon est une donnée assez mal connue.

Dans le but d'une étape ultérieure, il est intéressant de se pencher sur les phénomènes de propagations électromagnétiques dans un milieu à permittivité variable qui a le mérite de mieux approcher la réalité, et d'étudier leur influence sur les résultats des calculs des signaux radiométriques.

-1- CALCUL DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE

Les hypothèses de calcul, dans le cas d'un matériau comme le béton, imposent une permittivité variable suivant la profondeur, définie par : $\epsilon^* = \epsilon^*(z)$.

Les équations de Maxwell aboutissent alors aux équations de propagation suivantes :

$$\Delta E - \mu_0 \cdot \epsilon^* \cdot \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0 \quad (1)$$

$$\Delta H - \mu_0 \cdot \epsilon^* \cdot \frac{\partial^2 H}{\partial t^2} - \text{grad}(\log \epsilon^*) \wedge \text{rot} H = 0 \quad (2)$$

où un troisième terme apparaît simplement dans l'équation (2) du fait que $\epsilon^* = \epsilon^*(z)$.

Pour résoudre ces deux équations nous allons utiliser la méthode W.K.B.. Celle-ci est due à G. WENTZEL, H. A. KRAMERS, et L. BRILLOUIN qui la découvrirent plus ou moins indépendamment, en l'applicant en mécanique quantique, vers le milieu des années 1920 [1], [2].

Mode TM :

Pour résoudre l'équation de propagation :

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \Gamma^2 \right] \cdot E_z(x,y,z) = 0 \quad (3)$$

où $\Gamma^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon^*$

on pose : $E_z = A(x) \cdot B(y) \cdot C(z) \cdot e^{j\varphi(z)}$ (4)

Ce qui nous donne dans l'équation de propagation, en séparant la partie réelle de la partie imaginaire :

$$\begin{cases} A''BC + AB''C + ABC'' - ABC\varphi'^2 + \Gamma^2 ABC = 0 \\ 2ABC\varphi' + ABC\varphi'' = 0 \end{cases} \quad (5)$$

Nous allons considérer que : $C'' - C'/z - C/z^2$ est négligeable devant les autres termes. En effet, le terme $C(z)$ est lié à l'amplitude du champ E qui décroît lors de sa propagation.

La première équation du système (5) devient :

$$\frac{A''}{A} + \frac{B''}{B} - \varphi'^2 + \Gamma^2 = 0 \quad (6)$$

Dans le cas d'un milieu homogène, il existe une infinité de modes TM, aussi E_z est défini par :

$$E_z = E_2 \cdot \cos(px) \cdot \sin(qy) \quad (7)$$

Ces variables indépendantes en x et y peuvent être réutilisées avec la méthode W.K.B. , d'où :

$$-\varphi'^2 = -\Gamma^2 + p^2 + q^2 \quad (8)$$

$$\varphi(z) = \varphi_0 \pm \int_0^z \sqrt{\Gamma^2(t) - p^2 - q^2} dt \quad (9)$$

soit :

De même, de la deuxième équation du système (5) on obtient :

$$\frac{C'}{C} = \frac{-1}{2} \cdot \frac{\left(\sqrt{\Gamma^2 - p^2 - q^2} \right)'}{\sqrt{\Gamma^2 - p^2 - q^2}} \quad (10)$$

c'est-à-dire :

$$C(z) = \frac{C_0}{\left(\Gamma^2 - p^2 - q^2\right)^{\frac{1}{4}}} \quad (11)$$

Mode TE :

Dans ce mode de propagation, l'équation de Helmholtz (2) devient :

$$\Delta H_z - \Gamma^2 H_z = 0 \quad (12)$$

car la composante de $\text{grad}(\log \epsilon) \wedge \text{rot} H = 0$ suivant z , puisque la permittivité ne dépend que de z .

De manière identique au mode transverse magnétique, on pose :

$$H_z = A(x) B(y) C(z) e^{j\varphi(z)} \quad (13)$$

en sachant que dans un milieu homogène, H_z est de la forme :

$$H_z = -H_2 \sin(px) \cos(qy) \quad (14)$$

Les équations à résoudre sont identiques que celles du mode TM, ce qui nous permet d'aboutir à :

mode TE :

$$H_z = -H_2 \sin(px) \cos(qy) \frac{1}{\left(\Gamma^2 - p^2 - q^2\right)^{\frac{1}{4}}} \exp \left[j\omega t - j \int_0^z \sqrt{\Gamma^2(t) - p^2 - q^2} dt \right] \quad (15)$$

mode TM :

$$E_z = E_2 \cos(px) \sin(qy) \frac{1}{\left(\Gamma^2 - p^2 - q^2\right)^{\frac{1}{4}}} \exp \left[j\omega t - j \int_0^z \sqrt{\Gamma^2(t) - p^2 - q^2} dt \right] \quad (16)$$

avec $\Gamma^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon^*$

où l'on retrouve p , q et γ_2 les vecteurs d'onde.

On peut alors écrire le champ électrique sous la forme :

$$E(x,y,z) = \frac{E(x,y)}{\left(\Gamma^2 - p^2 - q^2\right)^{\frac{1}{4}}} \exp \left[j\omega t - j \int_0^z \sqrt{\Gamma^2(t) - p^2 - q^2} dt \right] \quad (17)$$

et pour simplifier l'écriture, on pose $C'(z)=X(z).C(z)$ et on note que $\varphi' = \gamma_2$

On reprend alors les équations de Maxwell :

$$\begin{cases} \text{rot } E = - \frac{\partial B}{\partial t} \\ \text{rot } H = \varepsilon \cdot \frac{\partial E}{\partial t} \end{cases} \quad (18)$$

Mode TE :

La première équation du système (18) donne :

$$\begin{cases} - [X(z) - j\varphi'(z)] \cdot E_y = - j\mu_0 \omega H_x \\ [X(z) - j\varphi'(z)] E_x = - j\mu_0 \omega H_y \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = - j\mu_0 \omega H_z \end{cases} \quad (19)$$

De même, la deuxième équation (18-2) donne :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_z}{\partial y} - [X - j\varphi'] H_y = j\omega \varepsilon^* E_x \\ [X - j\varphi'] H_x - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j\omega \varepsilon^* E_y \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = 0 \end{cases} \quad (20)$$

En combinant les équations (19-2) et (20-1), on aboutit à :

$$E_x = \frac{- j\mu_0 \omega}{\Gamma^2 + [X - j\varphi']^2} \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad (21)$$

Les équations (19-1) et (20-2) impliquent, quant à elles :

$$E_y = \frac{j\mu_0 \omega}{\Gamma^2 + [X - j\varphi]^2} \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (22)$$

Le système (19) donne enfin :

et
$$H_x = \frac{[X - j\varphi]}{\Gamma^2 + [X - j\varphi]^2} \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (23)$$

$$H_y = \frac{[X - j\varphi]}{\Gamma^2 + [X - j\varphi]^2} \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad (24)$$

Mode TM :

En gardant les mêmes hypothèses et en partant des équations de Maxwell, le même type de calcul aboutit à :

$$H_y = \frac{-j\omega\epsilon^*}{\Gamma^2 + [X - j\varphi]^2} \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (25)$$

$$H_x = \frac{j\omega\epsilon^*}{\Gamma^2 + [X - j\varphi]^2} \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (26)$$

$$E_y = \frac{[X - j\varphi]}{\Gamma^2 + [X - j\varphi]^2} \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (27)$$

$$E_x = \frac{[X - j\varphi]}{\Gamma^2 + [X - j\varphi]^2} \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (28)$$

-2- NORMALISATION DES MODES

Dans le guide , seuls les modes de type $TE_{2m+1,2n}$ sont susceptibles de se propager. Nous gardons les mêmes résultats que dans le cas d'un milieu homogène.

Par contre, dans le milieu considéré comme semi-infini, les modes continus TE_{pq} et TM_{pq} peuvent se propager. Leur norme s'écrit (pour les modes TE) :

$$P_2^{TE} = \frac{1}{2} \iint_{-\infty}^{+\infty} (E_x H_y^* - E_y H_x^*)^{TE} dx dy = 1 \quad (29)$$

On peut remplacer les champs par leur expression analytique, puis normaliser la puissance, pour chaque mode, à 1 Watt. On obtient alors :

$$|H_2|^2 = \frac{2 |\gamma_2| \cdot |\Gamma^2 + [X - j\varphi]^2|^2}{\mu_0 \omega \pi^2 (p^2 + q^2) |X - j\varphi|} \quad (30)$$

En adoptant la même démarche pour les modes TM_{pq} , on trouve :

$$|E_2|^2 = \frac{2 |\gamma_2| \cdot |\Gamma^2 + [X - j\varphi]^2|^2}{\omega \pi^2 |\epsilon^*| \cdot (p^2 + q^2) |X - j\varphi|} \quad (31)$$

Si nous ne cherchons pas à normaliser P_2^{TE} et P_2^{TM} , nous obtenons :

$$P_2^{TE} = \frac{-j [X - j\varphi]^*}{|X - j\varphi|} \quad (32)$$

$$P_2^{TM} = \frac{j\epsilon [X - j\varphi]}{|j\epsilon^* [X - j\varphi]|} \quad (33)$$

et

-3- FONCTIONS DE COUPLAGE

Après avoir déterminé entièrement les modes de propagation dans le milieu semi-infini, nous pouvons calculer les fonctions de couplage à partir des équations de continuité relatives aux composantes tangentielles du champ. Nous gardons les mêmes hypothèses que celles d'un milieu homogène, à savoir négliger les modes supérieurs rétrogrades dans le guide [3].

$$E_{10}\left(\frac{x}{y}\right) \cdot (1 + \rho_{10}) = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left[q_{pq}^{te} \cdot E_{pq}^{te}\left(\frac{x}{y}\right) + q_{pq}^{tm} \cdot E_{pq}^{tm}\left(\frac{x}{y}\right) \right] \cdot dp \cdot dq \quad (34)$$

$$H_{10}\left(\frac{x}{y}\right) \cdot (1 - \rho_{10}) = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left[q_{pq}^{te} \cdot H_{pq}^{te}\left(\frac{x}{y}\right) + q_{pq}^{tm} \cdot H_{pq}^{tm}\left(\frac{x}{y}\right) \right] \cdot dp \cdot dq \quad (35)$$

Ces équations (34) et (35), écrites sous forme matricielles, nous permettent donc d'obtenir :

$$q_{pq}^{te} = \frac{4 j \beta_1 \omega \mu_0 p H_1 H_2^* \cos\left(p\frac{a}{2}\right) \sin\left(q\frac{b}{2}\right) |X - j\varphi'|}{\left(\frac{\pi^2}{a^2} - p^2\right) q \left[\Gamma^2 + (X - j\varphi')^2\right]^* \sqrt{\gamma_2}^* [j \beta_1 - (X - j\varphi')]} \quad (36)$$

et

$$q_{pq}^{tm} = \frac{4 j \beta_1 \omega^2 \mu_0 H_1 E_2^* \cos\left(p\frac{a}{2}\right) \sin\left(q\frac{b}{2}\right) |X - j\varphi'| |\epsilon_2|}{\left(\frac{\pi^2}{a^2} - p^2\right) \left[\Gamma^2 + (X - j\varphi')^2\right]^* \sqrt{\gamma_2}^* \left[-\beta_1 (X - j\varphi') + j \omega^2 \mu_0 \epsilon_2\right]} \quad (37)$$

Ces termes peuvent être calculés numériquement, puis intégrés dans le calcul de champ électromagnétique :

$$E_x(xyz) = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left[q_{pq}^{te} \cdot E_x^{te}(pq) + q_{pq}^{tm} \cdot E_x^{tm}(pq) \right] \cdot e^{-j\gamma_2 z} \cdot dp \cdot dq \quad (38)$$

E_y et E_z sont obtenus de la même façon à l'aide de la formule (38) en changeant les indices x en y , puis z .

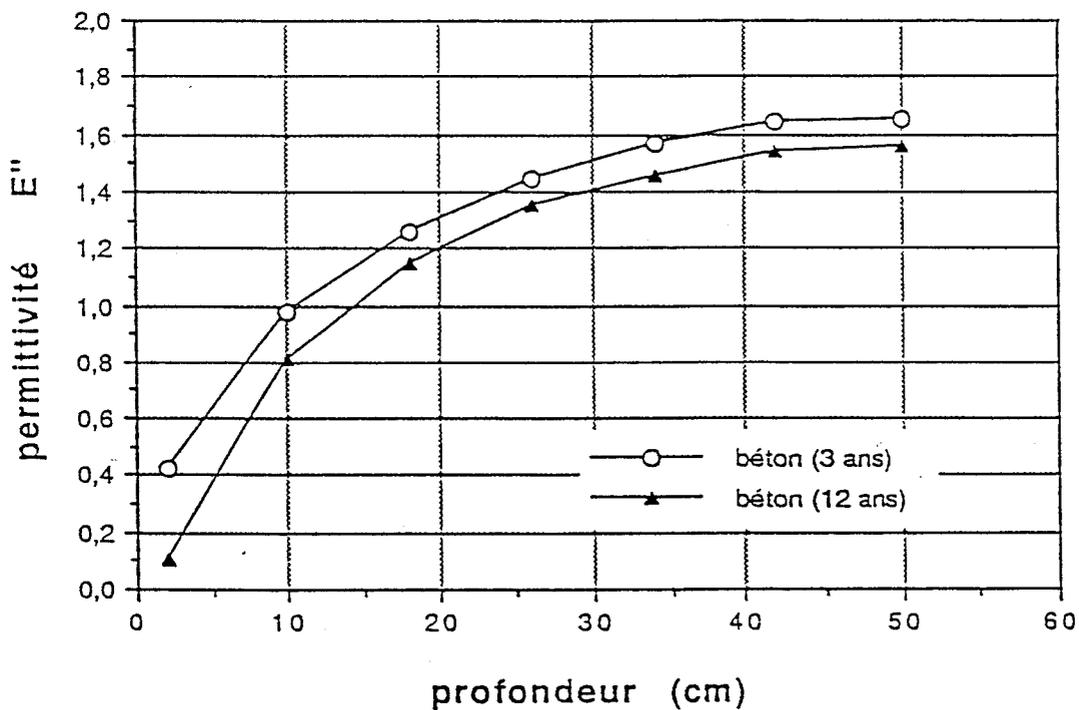
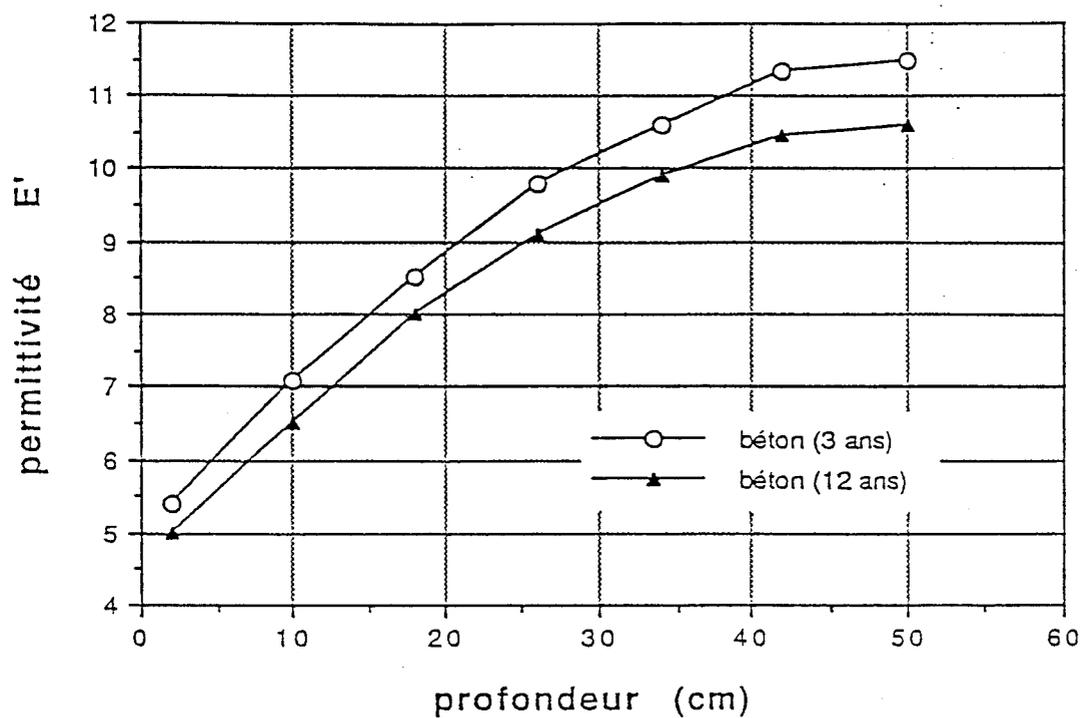


figure 1 : Permittivité d'un béton classique, de trois et douze ans, en fonction de la profondeur.

-4- ETUDE NUMERIQUE

Notre première étape a été de valider numériquement nos calculs précédents en imposant une permittivité constante dans le matériau.

Ces calculs complexes nécessitent alors l'utilisation de la double précision numérique afin de retrouver, par exemple, l'équivalence entre $[\Gamma^2 + (X - j\phi)^2]$ et $(p^2 + q^2)$ lorsque la permittivité est constante. Ceci a le défaut de prendre une place mémoire, ainsi qu'un temps de calcul, très importants (sur une station SUN SS-10, la dimension des tableaux peut dépasser les 130Mo et le temps de calcul 48 heures pour obtenir une carte de C_j).

Cette validation est la raison des calculs du chapitre précédent en double précision numérique. En imposant des permittivités constantes, nous retrouvons bien les mêmes paramètres de couplage par les deux modèles mathématiques, confirmant ainsi l'étude des champs du début du chapitre en validant les hypothèses faites précédemment.

Dans le premier chapitre, nous avons abouti à la courbe présentant la permittivité en fonction de la profondeur, pour un âge donné. Il apparaît que le gradient de la permittivité peut être considéré comme constant suivant la profondeur sur les dix premiers centimètres (figure 1), puis changeant de valeur pour les dix centimètres suivants.

Dans ce nouveau type de calcul, nous ne nous intéressons plus directement à la permittivité mais à l'âge du béton. Celui-ci étant connu, il nous est permis de retrouver les valeurs de ϵ^* en fonction de la profondeur à l'aide de la figure 1, ou des résultats du premier chapitre. Nous pouvons estimer que ϵ^* évolue de façon linéaire dans le temps entre un et trois ans comme entre trois et douze ans.

Pour pouvoir comparer les modélisations à ϵ^* constant et ϵ^* variable suivant la profondeur, nous avons retenu les valeurs de permittivité d'un béton, d'un âge donné, à zéro et dix centimètres de profondeur pour la modélisation à permittivité constante. Celles-ci correspondent sensiblement aux valeurs extrêmes des permittivités du volume du béton qui est couplé à l'antenne radiométrique.

Notre première étude porte sur l'évolution du champ électrique lors de sa propagation dans le matériau. Pour cela, nous avons comparé, dans la figure 2, l'enveloppe du champ E_y d'un béton âgé de trois ans (puis de douze ans) à celles de matériaux ayant des permittivités correspondant aux valeurs extrêmes de ce béton, dans le volume couplé à l'antenne, qui varient de $\epsilon_2=4,95 - 0,18j$ à $\epsilon_2=7,20 - 0,78j$ entre $z=0$ et 10 cm (de même nous obtenons $\epsilon_2=4,65 - 0,0375j$ et $\epsilon_2=6,50 - 0,60j$ pour un béton de douze ans).

béton de 3 ans

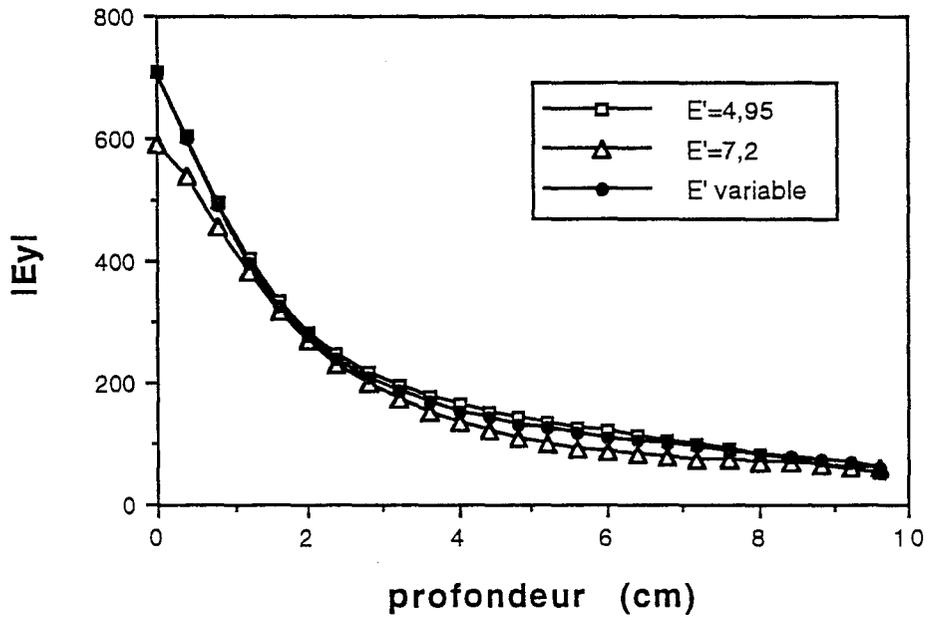


figure 2-a-

béton de 12 ans

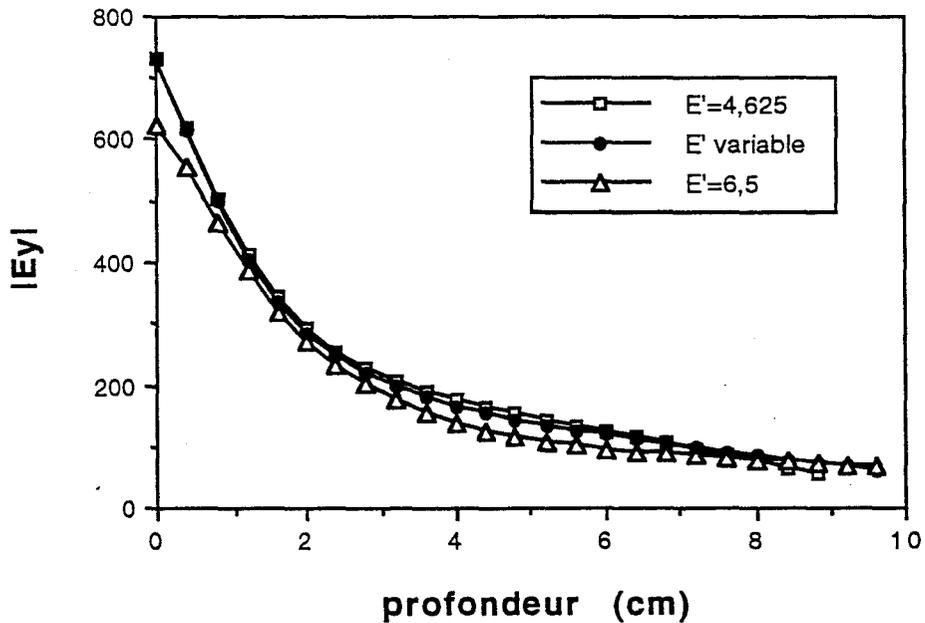


figure 2-b-

figure 2 : Amplitudes calculées du champ électrique sur l'axe z de matériaux de permittivités
 - fixes $\epsilon_2 = 4,95 - 0,18j$ et $\epsilon_2 = 7,20 - 0,78j$ et variable pour un béton de 3 ans (figure 2-a-)
 - fixes $\epsilon_2 = 4,65 - 0,0375j$ et $\epsilon_2 = 6,50 - 0,60j$ et variable pour un béton de 12 ans (figure 2-b-)
 ($f = 1,5$ GHz, $a = 5,2$ cm, $b = 2,6$ cm, $\epsilon_1 = 10$)

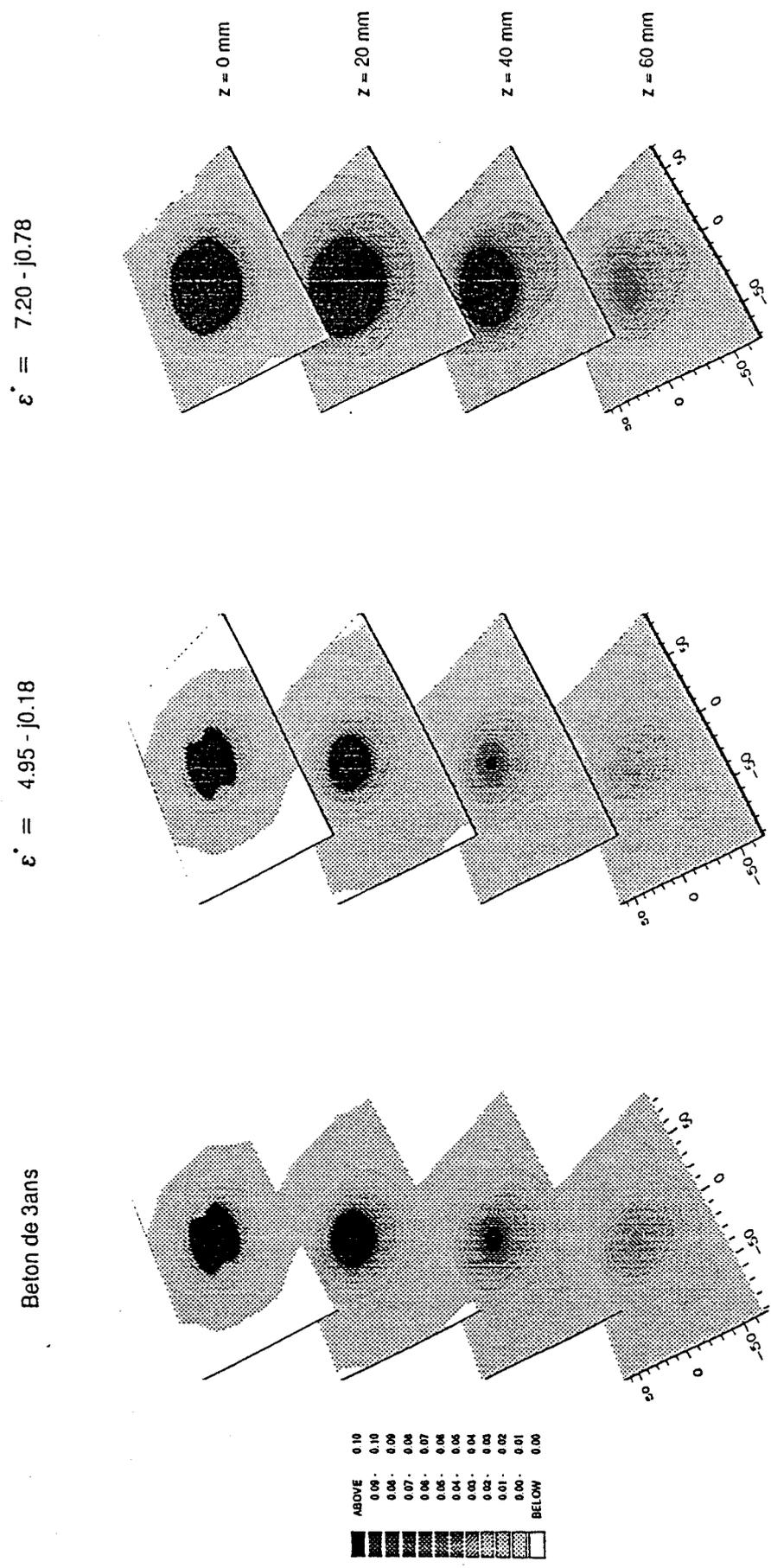


figure 3 : Vues tridimensionnelles des paramètres de couplage C_j calculés pour un béton de 3 ans et de matériaux de permittivités homogènes $\epsilon'=4,95$ et $\epsilon'=7,20$ sur les 60 premiers millimètres.

Nous constatons tout d'abord que les champs ne semblent pas très différents en valeur absolue, et que logiquement le champ dans le milieu de plus forte permittivité décroît plus rapidement. Il apparaît, pour le béton à permittivité variable, que l'amplitude du champ électrique se déforme, passant de la courbe $\epsilon_2=4,95$ pour $z = 0$ cm à une pente analogue à la courbe $\epsilon_2=7,20$ vers 10 cm de profondeur (ce qui est logique puisque les atténuations sont équivalentes en profondeur).

En revanche, si les amplitudes de champs électriques ne changent pas fondamentalement, les paramètres de couplage du béton décroissent beaucoup plus lentement. Cela est dû à $\sigma(f)$, proportionnel à ϵ'' , qui augmente avec la profondeur et tend à contre-balancer l'atténuation du champ électromagnétique. La figure 3 présente la cartographie des paramètres de couplage correspondant aux différentes permittivités sur les 6 premiers centimètres.

Ceci nous a imposé de choisir un autre test d'arrêt pour les paramètres de couplage C_{00z} donnant la profondeur maximale d'auscultation Z_{max} . Donner un arrêt à 1%, entre C_{000} et C_{00z} , ou 0,5% change suffisamment cette profondeur pour avoir un effet sur les signaux radiométriques, ce qui n'est pas la conséquence d'un bon test d'arrêt.

Aussi, nous avons volontairement fixé Z_{max} à 13 cm, correspondant à la position de la gaine. Cet arrêt est plus draconien que le précédent pour les matériaux à permittivité fixe, et suffit pour le calcul numérique à permittivité variable.

Les valeurs des signaux radiométriques mesurés en différents points du béton ($x = 0, 4, 8, 12$ cm) pour différents temps de chauffage (entre 1 et 7 minutes) sont alors comparées aux valeurs calculées à partir des paramètres de couplage obtenus dans l'hypothèse d'un profil de permittivité en profondeur.

Nous considérons d'abord le cas d'un profil de permittivité correspondant à un béton de trois ans (figure 1). Sur les graphiques suivants, nous représentons également les valeurs des signaux radiométriques de matériaux homogènes, de permittivités correspondant aux valeurs extrêmes d'un béton de trois ans, dans les dix premiers centimètres (soit $\epsilon'=4,95$ et $\epsilon'=7,20$).

Ces résultats sont comparés en considérant les signaux radiométriques soit en fonction du temps de chauffage pour différentes positions de l'antenne (figures 4 et 5), soit en fonction de la position de la sonde pour différents temps de chauffage (figures 6 et 7).

Dans la plupart des cas, un contrôle expérimental de la reproductibilité est réalisé à partir de la mesure de température en un même point du béton (à 2 cm de la gaine), au moyen d'un thermocouple.

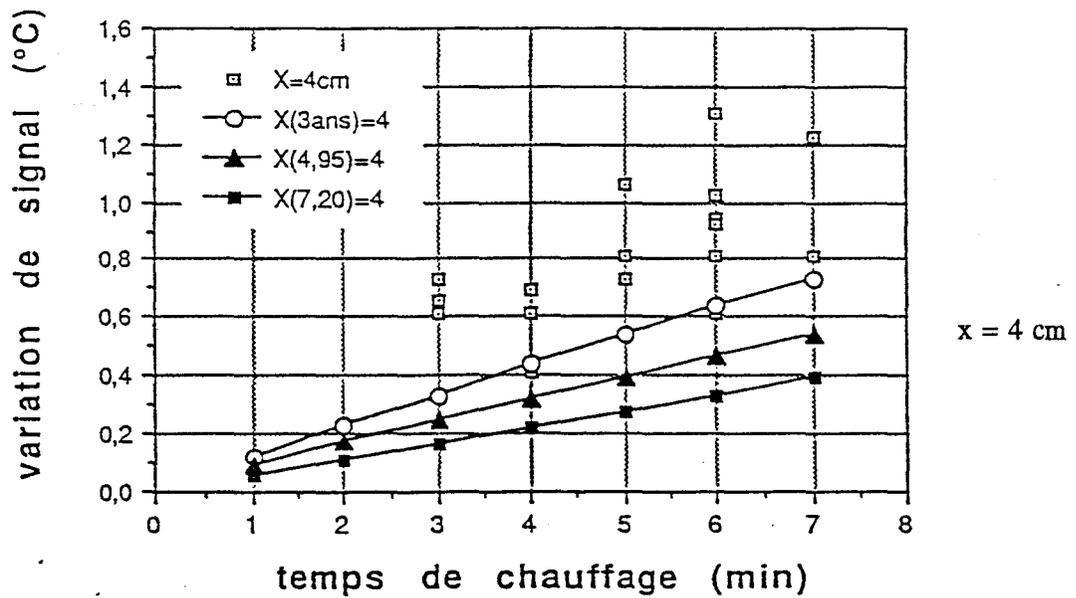
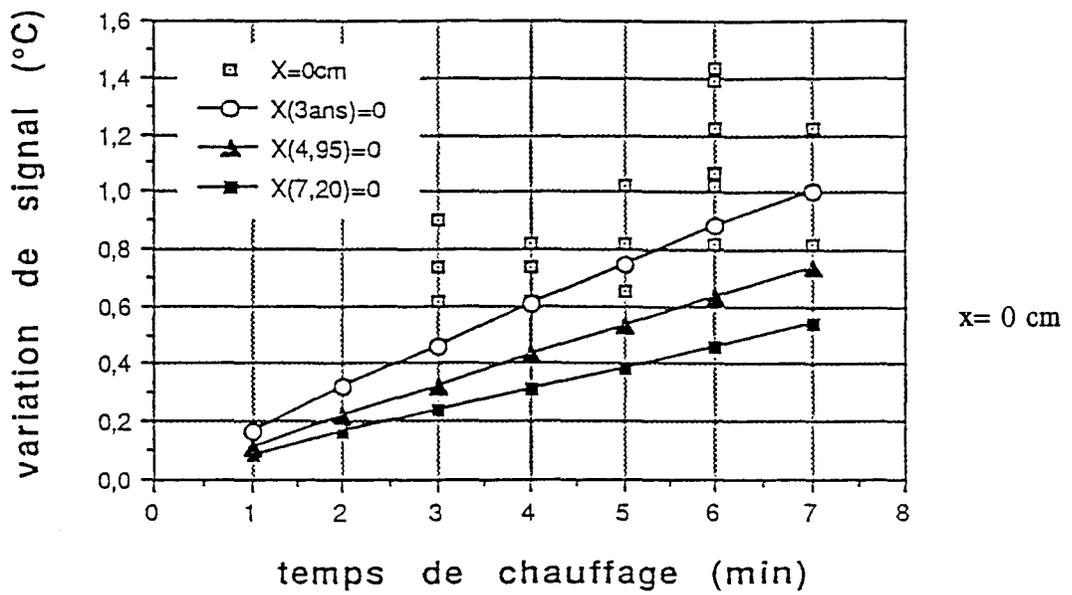


figure 4 : Signaux radiométriques calculés pour un béton de 3 ans et de matériaux de permittivités homogènes $\epsilon' = 4,95$ et $\epsilon' = 7,20$ (en traits continus) et signaux radiométriques mesurés pour $x = 0$ cm et 4 cm (en points discontinus). ($f = 1,5$ Ghz, $a = 5,2$ cm, $b = 2,6$ cm, $\epsilon_1 = 10$)

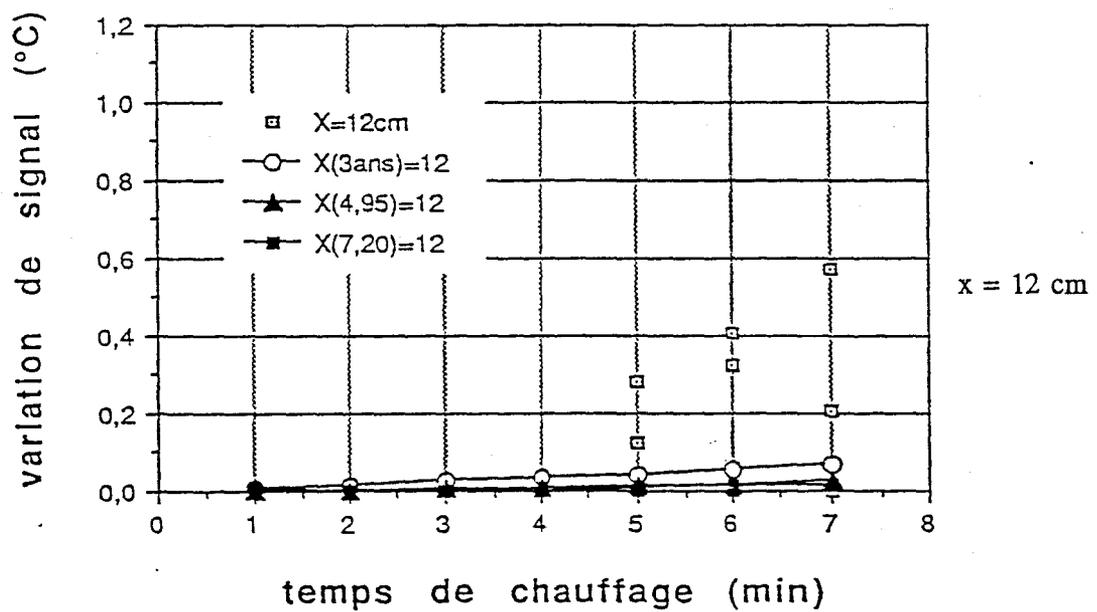
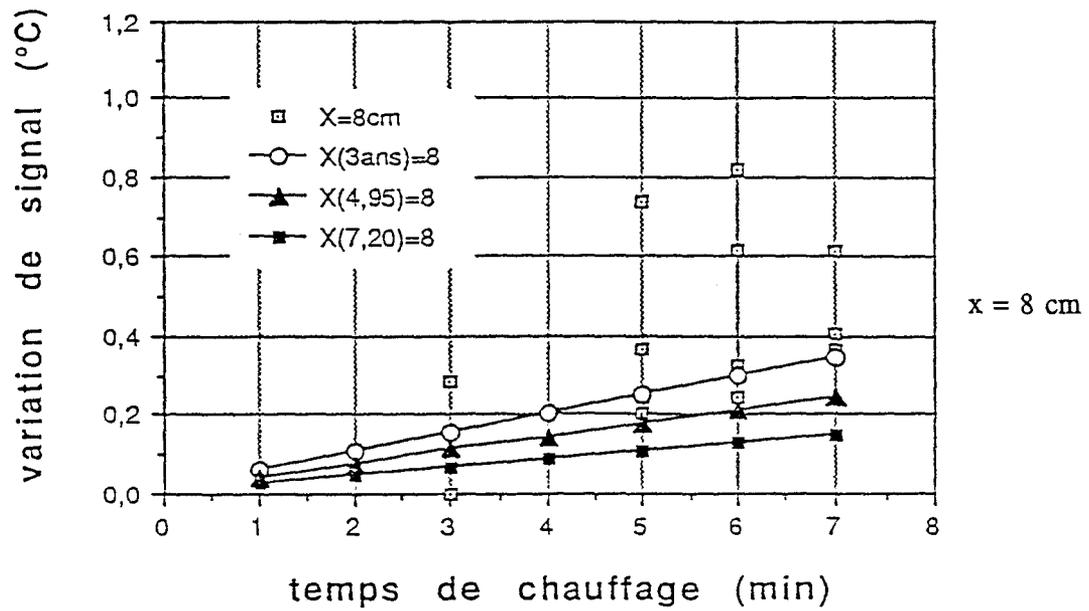


figure 5 : Signaux radiométriques calculés pour un béton de 3 ans et de matériaux de permittivités homogènes $\epsilon' = 4,95$ et $\epsilon' = 7,20$ (en traits continus) et signaux radiométriques mesurés pour $x = 8$ cm et 12 cm (en points discontinus). ($f = 1,5$ Ghz, $a = 5,2$ cm, $b = 2,6$ cm, $\epsilon_1 = 10$)

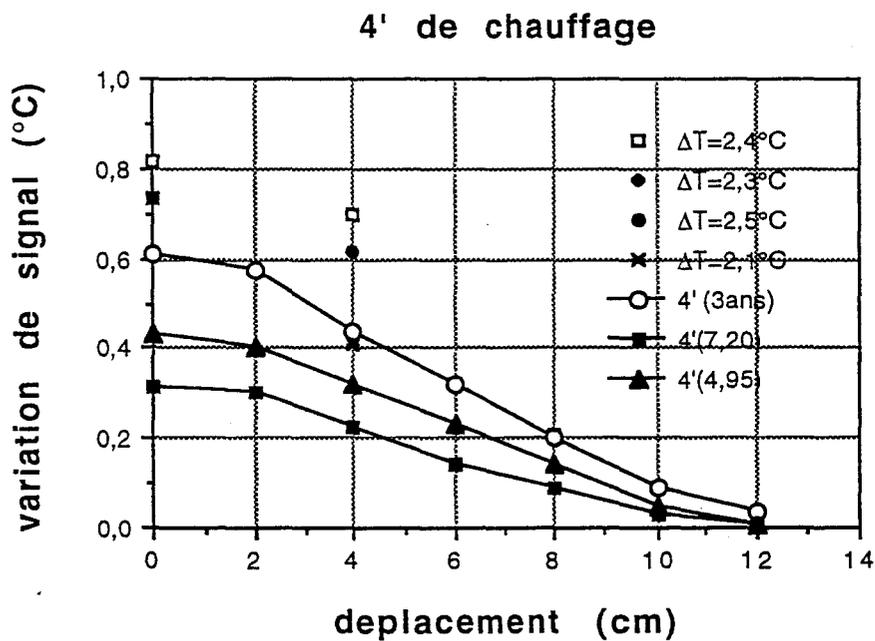
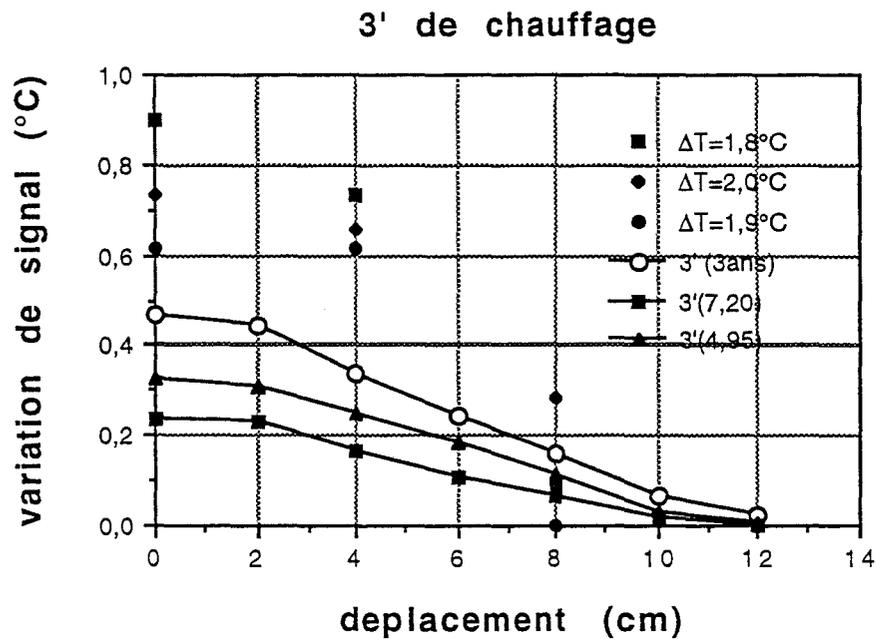


figure 6 : Signaux radiométriques calculés pour un béton de 3 ans et de matériaux de permittivités homogènes $\epsilon'=4,95$ et $\epsilon'=7,20$ (en traits continus) et signaux radiométriques mesurés pour 3 et 4 minutes de chauffage (en points discontinus avec le ΔT correspondant mesuré à 2 cm de la gaine, avec $\Delta T_{cal}(3') = 1,66 \text{ } ^\circ\text{C}$ et $\Delta T_{cal}(4') = 2,39 \text{ } ^\circ\text{C}$).

($f = 1,5 \text{ GHz}$, $a = 5,2 \text{ cm}$, $b = 2,6 \text{ cm}$, $\epsilon_1 = 10$)

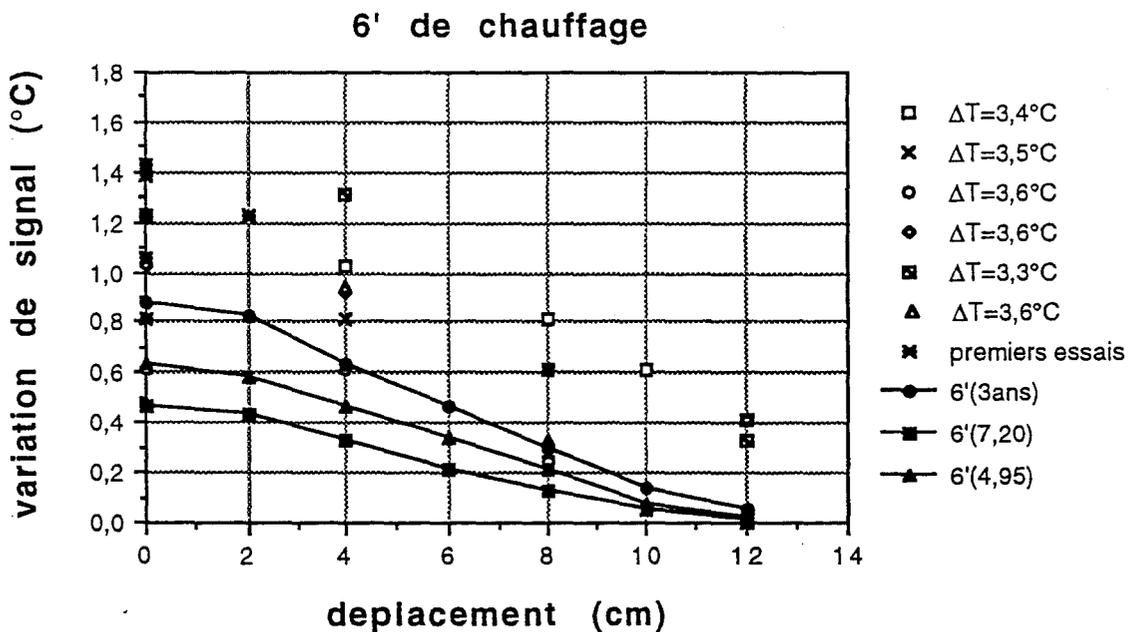
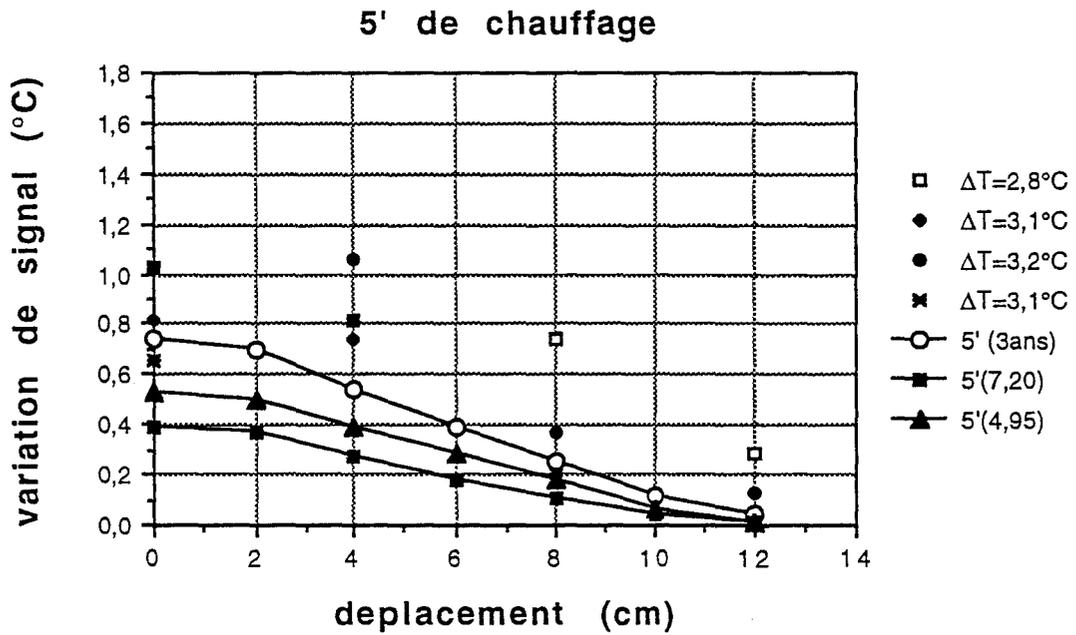


figure 7 : Signaux radiométriques calculés pour un béton de 3 ans et de matériaux de permittivités homogènes $\epsilon'=4,95$ et $\epsilon'=7,20$ (en traits continus) et signaux radiométriques mesurés pour 5 et 6 minutes de chauffage (en points discontinus avec le ΔT correspondant mesuré à 2 cm de la gaine, avec $\Delta T_{\text{cal}}(5') = 3,10^{\circ}\text{C}$ et $\Delta T_{\text{cal}}(6') = 3,77^{\circ}\text{C}$). ($f = 1,5 \text{ GHz}$, $a = 5,2 \text{ cm}$, $b = 2,6 \text{ cm}$, $\epsilon_1 = 10$)

Ces résultats montrent que l'hypothèse d'un gradient de permittivité rend mieux compte des résultats expérimentaux que celle d'une permittivité homogène, quelque soit sa valeur. Il faut de plus garder à l'esprit que les permittivités relatives moyennes de ce béton se situent près de 7 et que c'est par rapport aux calculs liés à $\epsilon_2=7,20$ que nous devons comparer nos différentes modélisations aux résultats expérimentaux.

Il semble que ce béton de trois ans suit les résultats expérimentaux à un coefficient multiplicateur près, pour les différents temps de chauffage comme pour le déplacement de l'antenne par rapport à la gaine.

On est alors amené à se demander si le choix de l'âge du béton est juste. Il faut se rappeler, dans un chapitre précédent, que les mesures de permittivité sur plusieurs bétons, à différents âges, associées à des teneurs en eau incertaines, donnaient plus un faisceau de valeurs qu'une courbe en fonction de la profondeur.

Donc, après avoir constaté l'amélioration de notre nouvelle modélisation, il est intéressant de voir l'influence de l'âge du béton sur les signaux radiométriques, c'est-à-dire voir si l'atténuation de la permittivité, avec l'âge, augmente le rayonnement microonde comme pour la modélisation d'un milieu homogène (ce que l'on a vu au chapitre précédent) et dans quelles proportions.

Nous nous sommes appuyés sur les résultats du premier chapitre, nous donnant une courbe de permittivité moyenne de béton en fonction de son âge, pour étudier l'évolution des signaux radiométriques en fonction de l'âge d'un béton. Nous avons retenu :

- "un an" car le béton est encore très humide avec une migration d'eau plus calme qui atteint celles de bétons plus âgés,

- "Trois ans" qui correspond à l'ancienneté de notre bloc de béton lors de la plupart des mesures radiométriques,

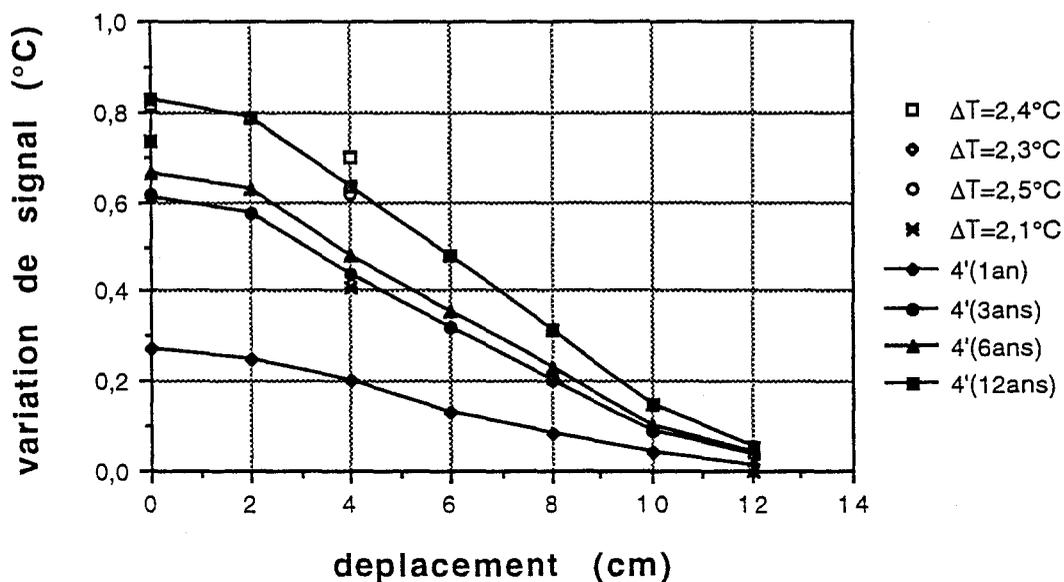
- "douze ans" puisque nous avons la chance d'avoir des valeurs fiables de teneurs en eau au sein du béton, donc de bonnes estimations de permittivités. Cette courbe représentera un béton ancien.

- enfin "six ans" qui est obtenu en supposant que la permittivité décroît linéairement dans le temps entre trois et douze ans.

Il faut retenir que l'évolution des permittivités du béton en fonction du temps est très rapide dans les premiers âges et beaucoup plus stable après plusieurs années. On peut donner à titre d'exemple la permittivité à deux centimètres de profondeur pour chacun des bétons retenus :

- $\epsilon^* = 8,8 - 1,3j$ pour un béton d'un an,
- $\epsilon^* = 5,4 - 0,3j$ pour un béton de trois ans,
- $\epsilon^* = 5,27 - 0,25j$ pour un béton de six ans,
- et $\epsilon^* = 5,0 - 0,15j$ pour un béton de douze ans.

4' de chauffage



6' de chauffage

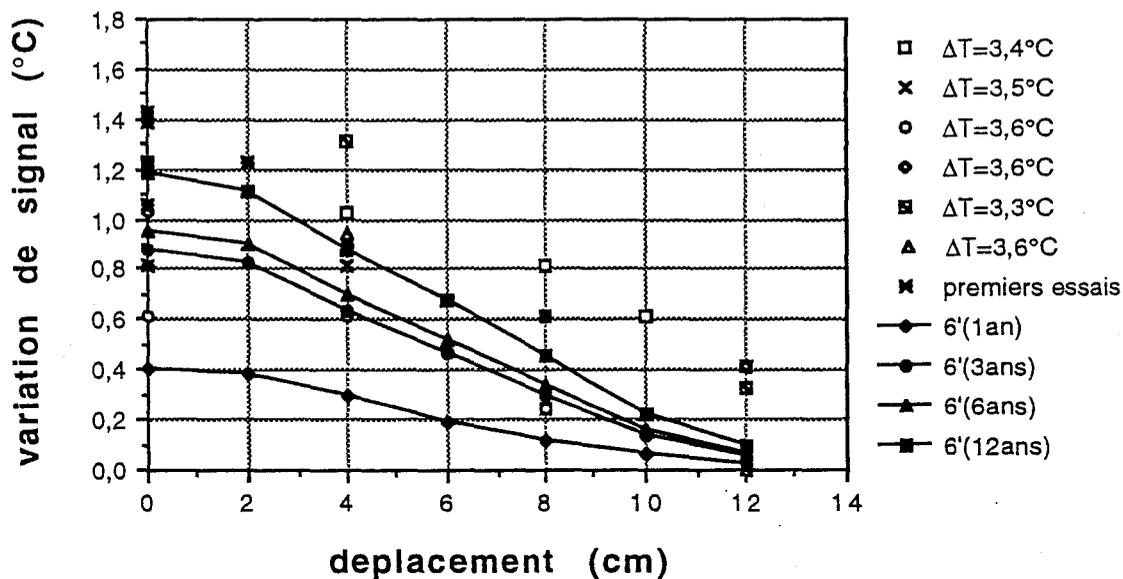


figure 8 : Signaux radiométriques calculés pour des bétons de 1, 3, 6, et 12 ans (en traits continus) et signaux radiométriques mesurés pour 4 et 6 minutes de chauffage (en points discontinus avec le ΔT correspondant mesuré à 2 cm de la gaine, avec $\Delta T_{\text{cal}}(4') = 2,39^{\circ}\text{C}$ et $\Delta T_{\text{cal}}(6') = 3,77^{\circ}\text{C}$).

$$(f = 1,5 \text{ GHz}, a = 5,2 \text{ cm}, b = 2,6 \text{ cm}, \epsilon_1 = 10)$$

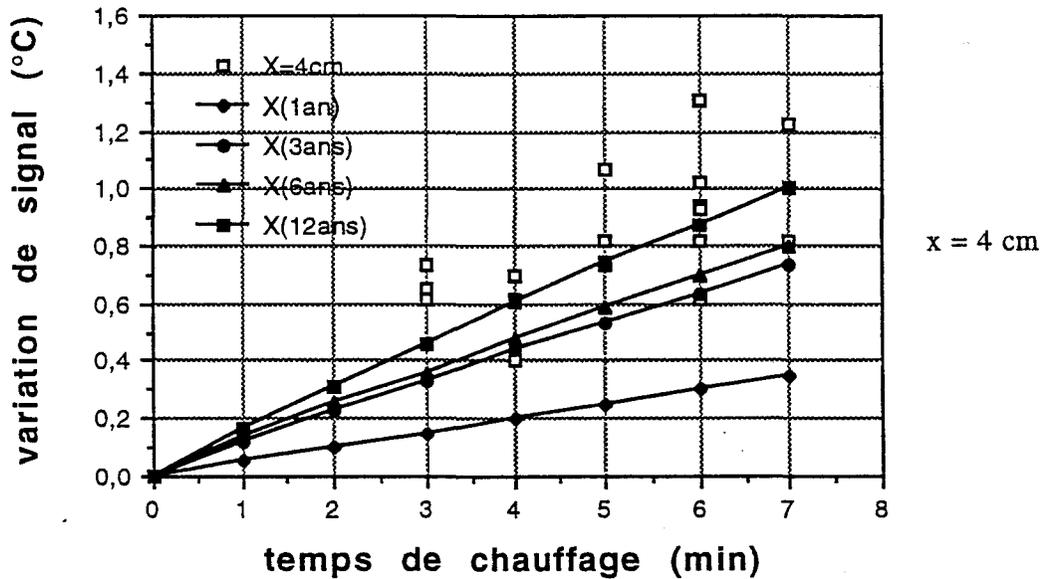
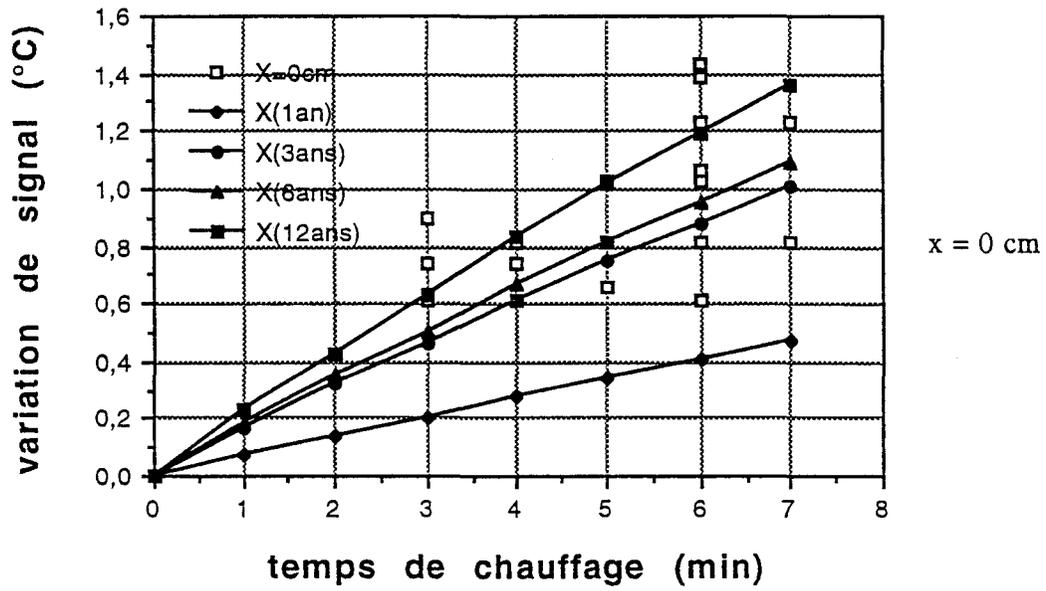


figure 9 : Signaux radiométriques calculés pour des bétons de 1, 3, 6 et 12 ans (en traits continus) et signaux radiométriques mesurés pour $x = 0$ cm et 4 cm.

($f = 1,5$ Ghz, $a = 5,2$ cm, $b = 2,6$ cm, $\epsilon_1 = 10$)

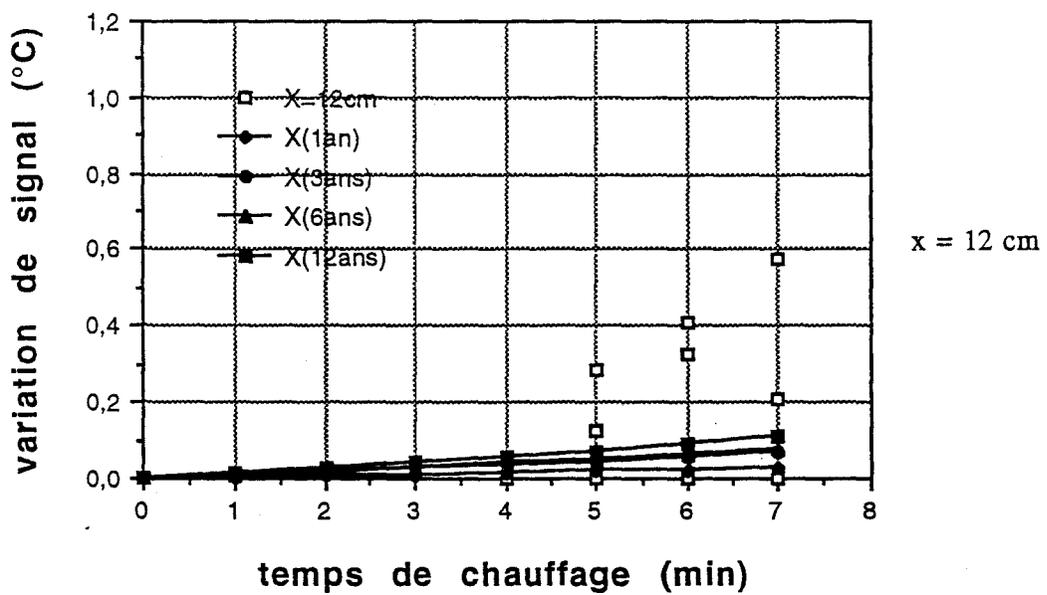
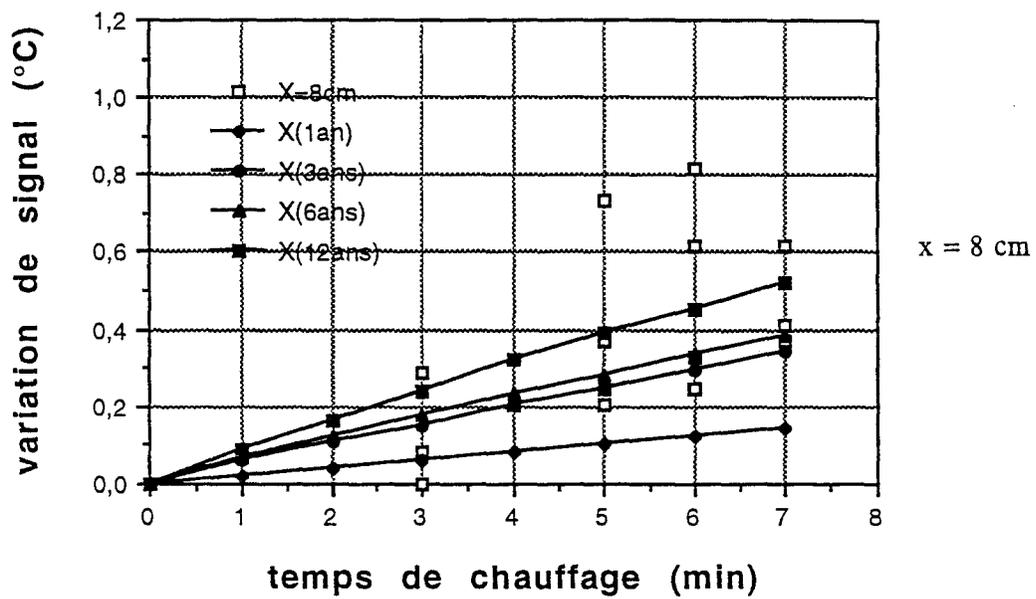


figure 10 : Signaux radiométriques calculés pour des bétons de 1, 3, 6 et 12 ans (en traits continus) et signaux radiométriques mesurés pour $x = 8$ cm et 12 cm.

($f = 1,5$ Ghz, $a = 5,2$ cm, $b = 2,6$ cm, $\epsilon_1 = 10$)

Dans ces derniers graphes, figures 8, 9 et 10, nous retrouvons la même tendance des signaux radiométriques que dans le chapitre précédent où les milieux étaient homogènes. Plus le milieu est absorbant, moins nous recueillons de signal.

De plus, l'évolution des signaux radiométriques suit, dans les mêmes proportions, l'évolution de la permittivité du béton au cours des années. Les phénomènes extrêmement lents de séchage du béton entraînent une dérive très faible de la permittivité comme des signaux radiométriques.

Il est toutefois nécessaire de vérifier l'incidence de cette dérive sur les mesures expérimentales qui pourrait expliquer en partie la dispersion des mesures. En fait, la période, pendant laquelle ont eu lieu nos mesures, dépasse difficilement les deux ans, ce qui correspond à une variation de signal numérique sortant à peine du bruit thermique de nos signaux expérimentaux.

En effet, on peut voir dans les figures 9 et 10 que pour une évolution de trois à six ans (soit une diminution de 0,1 de la permittivité sur toute la profondeur), l'augmentation des variations de signaux reste négligeable devant la dispersion des mesures. Cela entraîne que l'importance de l'âge exact de notre bloc de béton expérimental, lors de tous nos essais, apparaît comme secondaire.

La dispersion des mesures ne provient, en fait, que de l'hygrométrie ambiante qui influence les deux premiers centimètres du béton [4]. De fait, les phénomènes de succion entraînant hydratation, ou déshydratation, de cette couche changent considérablement la teneur en eau surfacique.

Ces variations de teneur en eau entraînent des variations de permittivité relative bien supérieures à 1 dans l'épaisseur de béton concernée. La dispersion des mesures devient alors plus compréhensible en sachant qu'une modélisation appropriée, tenant compte de ces différents gradients de permittivités sur les deux premiers centimètres, donnerait un même ordre de grandeur de dispersion.

Physiquement, les variations importantes de signaux radiométriques d'une série de mesures, pour une configuration donnée en temps comme en géométrie, s'expliquent donc par une atmosphère ambiante sèche alors qu'un temps humide entraîne des valeurs beaucoup plus faibles.

Les séries de mesures ayant eu lieu dans un hall aéré et non chauffé, on peut supposer que des mesures radiométriques en extérieur donneraient des résultats en valeurs absolues non significatifs, ou difficilement exploitables, les bétons d'ouvrages d'art en service étant beaucoup plus exposés aux intempéries. Aussi, seule l'utilisation de mesures relatives des signaux radiométriques pourra être exploitée sur un matériau tel que le béton.

-5- CONCLUSION

La conclusion de ce chapitre, qui s'avère être celle aussi de toute l'étude radiométrique présentée dans ces quatre premiers chapitres, est que cette nouvelle modélisation, qui tient compte du gradient de la permittivité suivant la profondeur, est représentative de notre application de Génie Civil, à savoir la détection de présences de vides dans des gaines métalliques de béton précontraint.

L'étude théorique débute en considérant le milieu comme homogène et montre que cette hypothèse n'est pas valable. En modifiant cette hypothèse nous avons amélioré la précision de notre modélisation, tenant compte d'un gradient de permittivité fonction de la profondeur, conduisant à des résultats en meilleurs accords avec les signaux expérimentaux. Cette étude théorique a donc abouti à des résultats très positifs.

Cependant, la modélisation ne peut toutefois pas être développée plus loin dans le cadre de cette application compte tenu des incertitudes sur les valeurs des permittivités.

La détection radiométrique de points chauds situés à des profondeurs de l'ordre de 10 cm dans du béton s'est révélée possible, avec une méthodologie adaptée. Cependant, la modélisation ne peut toutefois pas être développée plus loin dans le cadre de cette application compte tenu des incertitudes sur les valeurs des permittivités. En outre, à cause des conditions climatiques, la dispersion des résultats que l'on pourrait obtenir sur des ouvrages d'art réels est telle que l'interprétation de valeurs absolues de signaux radiométriques est illusoire.

Cependant, un aspect pratique, qu'il serait intéressant d'étudier et que B. BOCQUET a déjà développé dans sa thèse [5], passe par l'utilisation de plusieurs radiomètres en parallèle permettant des mesures simultanées comparables entre elles. Toutefois, la méthodologie reste très lourde en temps, comme en matériel, pour une auscultation locale. Cela nécessite, si l'on veut poursuivre cette technique sur des ouvrages précontraints, de trouver un créneau d'application où aucune autre technique actuelle ne peut être mise en oeuvre, et qui justifierait son coût d'utilisation.

Cette idée suppose aussi de pouvoir obtenir des informations précises qui vont au-delà de la cartographie simple des résultats bruts. Cela peut passer par un calcul de reconstruction tomographique tridimensionnel en cherchant à inverser, sans doute par itérations, le produit de nos modélisations radiométriques.

- [1] WAIT J. R. (1962), "Electromagnetic Waves in Stratified Media", Ed. Mac Millan, N. Y., chap. III, IV.
- [2] PICHOT C. (1977), "Propagation guidée des ondes électromagnétiques dans des couches diélectriques inhomogènes. Application aux guides diffusés", thèse de troisième cycle en sciences physiques, Université de Paris-Sud (Orsay).
- [3] MAMOUNI A. (1988), "Radiométrie microonde en champ proche. Applications médicales", thèse de Doctorat d'Etat ès sciences physiques, Université des Sci. et Techn. de Lille-Flandre-Artois, 301p.
- [4] DUPAS A., communications personnelles.
- [5] BOCQUET B. (1989), "Contribution à l'exploitation de la radiométrie microonde", thèse de Doctorat de l'Université des Sci. et Techn. de Lille-Flandres-Artois, 67p.

- DEUXIEME PARTIE -

METHODE DU RECUIT SIMULE APPLIQUE

A L'IMAGERIE MICROONDE ACTIVE

EN REFLEXION

(CARTOGRAPHIE DES ACIERS DANS LE BETON ARME)

chapitre I :

Présentation

- PRESENTATION -

-1- CONTEXTE

Cette étude, indépendante de la première partie, se situe dans le cadre d'une technique d'auscultation, appliquée au béton armé, basée sur l'imagerie microonde active. Le problème lié à la surveillance des ouvrages correspond à la vérification du calcul de dimensionnement associé aux derniers trafics enregistrés. Pour pouvoir reprendre ce calcul à partir du nouveau plan de charge, il est nécessaire de bien connaître le ferrailage constitutif : nombre de barres, diamètre et position dans le béton.

Pendant longtemps, la méthode la plus simple pour répondre au problème de la section des aciers principaux (c'est-à-dire ceux qui sont pris en compte dans le calcul) et de leur position, a été de pratiquer une fenêtre dans le béton pour mettre localement à nu les aciers. Cette méthode présente le défaut d'être ponctuelle et destructive, avec en plus l'incertitude d'une représentation du plan de ferrailage réel.

Au cours de ces dernières années, sont apparus deux types d'appareils de contrôle non destructif portables dénommés profomètre et pachomètre, fonctionnant sur le même principe électromagnétique basé sur l'amortissement d'un circuit résonnant parallèle : un courant alternatif de fréquence déterminée parcourt la bobine de la sonde, créant un champ magnétique variable. La présence de barres métalliques dans ce champ provoque une modification de la tension dépendant, bien sûr, du diamètre et de la couverture de ces barres dans le béton.

Ces deux types d'appareils sont les plus répandus dans le réseau des Laboratoires des Ponts et Chaussées. Mais s'ils présentent comme avantages d'être relativement peu onéreux, et maniables, ils donnent souvent lieu à des interprétations délicates, en particulier dans le cas de nombreuses barres [1], [2].

En effet, si les tout derniers modèles d'appareils donnent diamètres et couvertures de façon précise et simple pour les barres isolées, le problème n'est pas résolu dans le cas d'un ferrailage complexe (présence de plusieurs nappes d'aciers). Il est alors nécessaire d'utiliser une méthode indirecte, mais qui implique la connaissance d'un certain nombre de paramètres que l'on cherche [3].

Une autre méthode non destructive, actuellement disponible au sein du réseau mais moins employée pour cette application, est celle basée sur l'emploi des rayons X ou γ (le SCORPION), déjà présentée dans la première partie de cette thèse. Avec ce type de méthode, il est possible d'obtenir avec une bonne précision la présence des barres et les diamètres associés avec un coût financier prohibitif [4], et en supposant que l'on ait accès à la face arrière de la paroi auscultée; ce type de procédé fonctionnant, en effet, par transmission.

Enfin, comme autre technique potentielle, on retrouve, surtout dans le domaine du bâtiment, l'auscultation radar. Cette méthode récente permet de retrouver les géométries internes de ce que l'on mesure, et donc de localiser les armatures.

Ce matériel n'est pas employé dans les Ponts et Chaussées, à l'heure actuelle, non seulement parce qu'il est coûteux, mais surtout parce que l'on ne peut pas l'utiliser dans les cas complexes et que les fréquences utilisées (trop basses) ne sont pas adaptées à la détection des diamètres [5]. Toutefois, il reste un moyen intéressant pour d'autres applications qu'il ne faudra pas négliger d'étudier dans l'avenir.

Enfin, d'autres techniques électromagnétiques sont, ou ont été étudiées pour connaître leurs limites physiques dans le cadre de cette application, mais les précisions obtenues, ainsi que les contraintes d'applications, sont très insuffisantes [6], [7].

C'est donc dans ce contexte qu'est apparue l'idée d'étudier les possibilités de l'imagerie microonde active, développée au Laboratoire des Signaux et Systèmes (CNRS/ESE) pour les aspects du génie civil et de la cartographie des aciers dans le béton armé, en particulier.

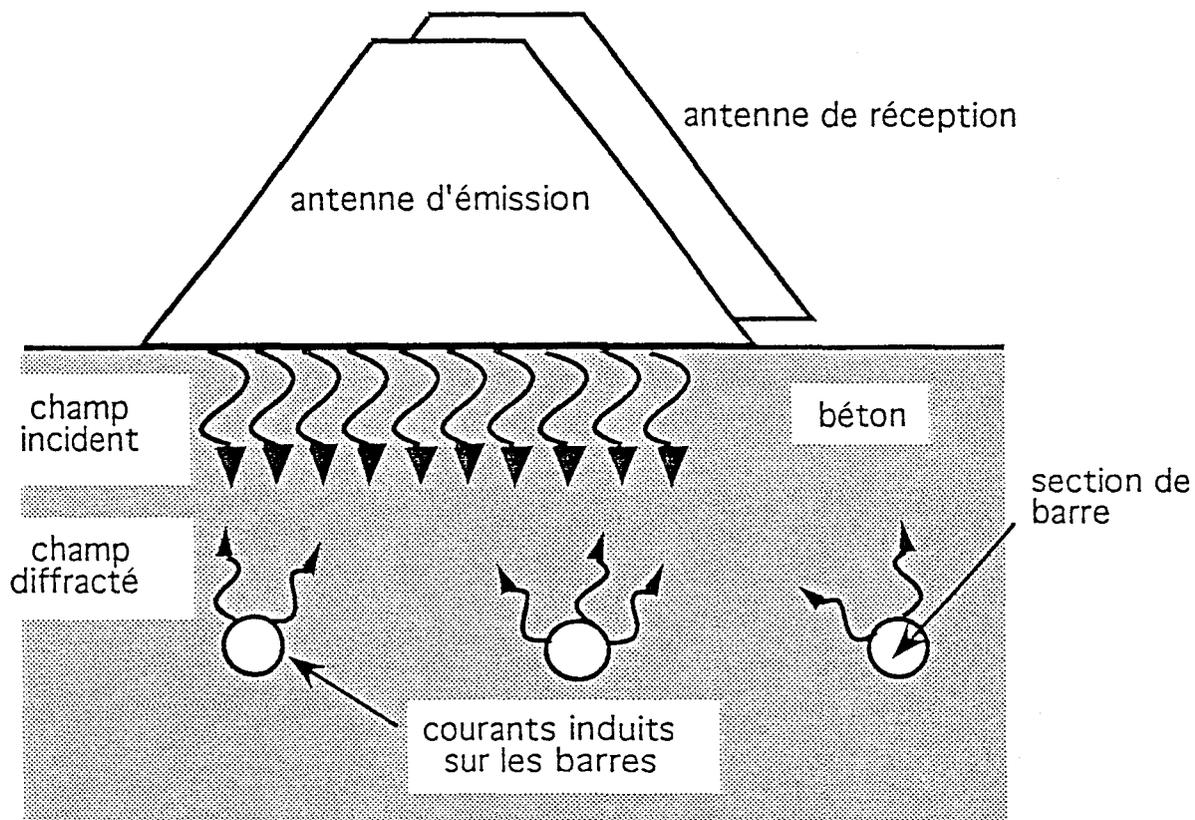


figure 1 : Principe de l'imagerie microonde active appliquée au béton armé.

-2- BREF RAPPEL HISTORIQUE SUR L'IMAGERIE MICROONDE ACTIVE APPLIQUEE AU DOMAINE DU GENIE CIVIL

Dans le cadre d'une collaboration entre le LCPC et le Laboratoire des Signaux et Systèmes (LSS) une étude de faisabilité a été entreprise à partir de fin 1985 dans le cadre d'une thèse de doctorat (L. CHOMMELOUX [8]) pour l'application de l'imagerie microonde active au génie civil. Les études antérieures concernaient principalement le domaine médical [9].

Des modélisations numériques ont montré qu'il était possible d'obtenir une image des barres métalliques dans le béton armé à partir d'un rayonnement électromagnétique illuminant celles-ci. A la suite de cette étude, une première maquette de caméra microonde a été réalisée en 1986.

Plusieurs modifications de cette maquette- dont la mesure multifréquentielle entièrement automatique- ont permis d'effectuer, dans le cadre d'une convention entre le LSS et le LCPC, une étude expérimentale sur neuf dalles de béton réalisées tout spécialement par le LRPC de Nancy.

Le prototype appelé caméra microonde fonctionne sur le principe suivant : le béton armé est éclairé successivement à plusieurs fréquences à l'aide d'une antenne. Le champ incident génère un courant induit sur les barres, celui-ci engendre alors un champ diffracté caractéristique de l'emplacement et du diamètre des barres (figure 1). Un réseau linéaire de capteurs, placés perpendiculairement aux aciers à détecter, recueille le champ diffracté par les aciers, pour chaque fréquence en amplitude et phase sur l'interface air-béton [10].

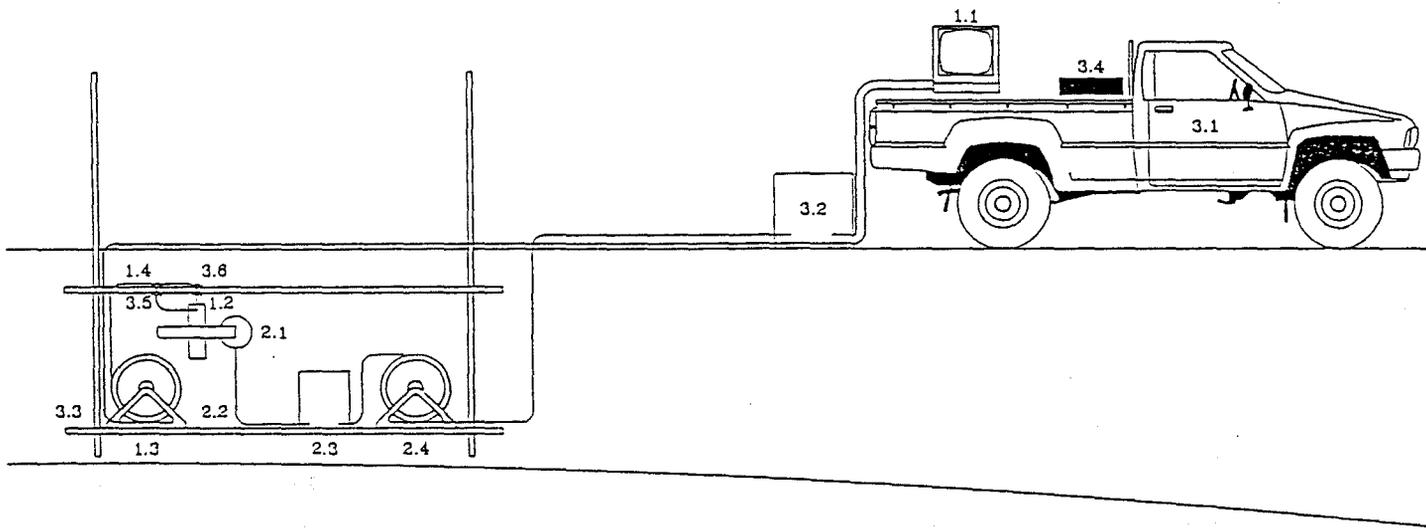
Dans les applications médicales, les algorithmes de reconstruction tomographiques utilisent une information multivue [11], [16]. Afin de ne pas tourner autour des barres, on compense cette perte d'information par une exploration fréquentielle dans une bande, déterminée par le meilleur compromis entre la profondeur de pénétration et la résolution de l'algorithme de reconstruction, correspondant à peu près à la bande X [8,2-12,4Ghz].

Un ordinateur, associé au prototype, recueille les données et effectue la reconstruction tomographique représentant les courants induits sur les barres. La méthode utilisée dite spectrale, est basée sur le théorème de diffraction généralisée qui est une extension de théorème de Radon utilisé en tomographie par rayons X [11].

La mise au point théorique et expérimentale de cette technique en laboratoire a été l'aboutissement de la thèse de M. CHOMMELOUX [8].

société SATIMO

- 1.1 : ordinateur + électronique BF
- 1.2 : antenne microonde
- 1.3 : enrouleur du câble de liaison SATIMO
- 1.4 : câble de liaison SATIMO



C.E.C.P.

Laboratoire Régional

- | | |
|---|------------------------------------|
| 2.1 : système de fixation à ventouse | 3.1 : véhicule de transport |
| 2.2 : tuyau en plastique | 3.2 : groupe électrogène |
| 2.3 : pompe aspirante | 3.3 : passerelle d'auscultation |
| 2.4 : enrouleur du câble d'alimentation | 3.4 : bloc d'étalonnage en béton |
| | 3.5 et 3.6 : fixations de sécurité |

figure 2 : Configuration sur chantier.

En 1989, faisant suite à ces premiers résultats encourageants, une nouvelle collaboration a été engagée entre la société SATIMO, le LSS et le réseau des LPC, sur deux ans avec le soutien du Ministère de la Recherche et de la Technologie.

Le but de ce programme de recherche était d'étudier, de concevoir et de tester les performances d'un nouveau prototype caméra microonde portable destiné aux mesures in situ (figure 2).

Le rôle de la société SATIMO était de concevoir un tel prototype, suivant un cahier des charges établi en liaison avec des utilisateurs potentiels.

La tâche du LSS était de développer les logiciels de reconstruction et de traitement d'image associé. Ce logiciel devait notamment donner le nombre d'aciers détectés et les positions, en abscisse et en profondeur, ainsi que le diamètre pour chaque acier détecté dans l'image.

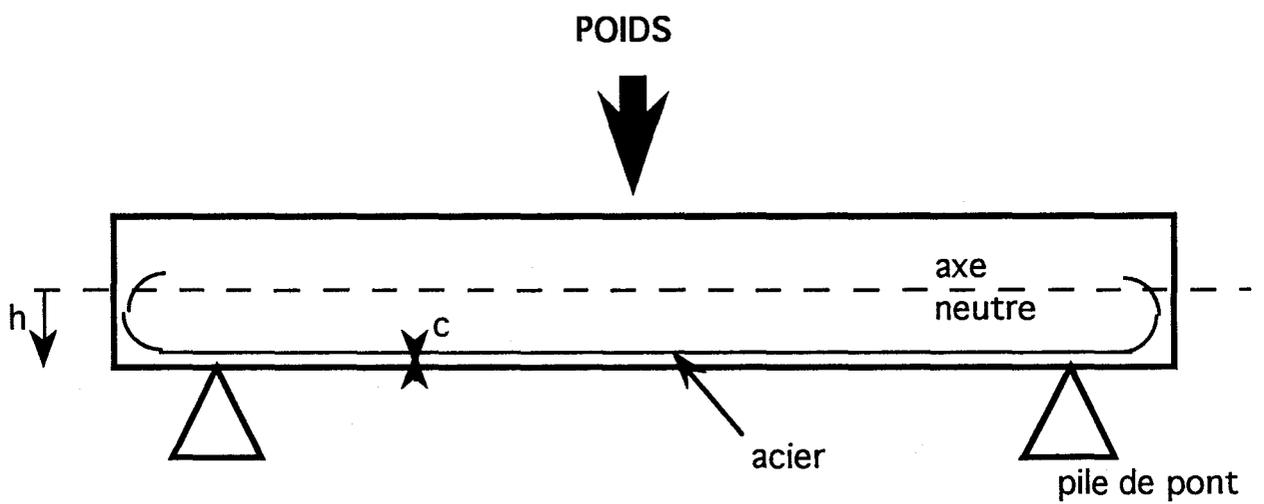
Le réseau des LPC, quant à lui, apparaissait à plusieurs niveaux dans ce programme de collaboration. Une équipe spécialisée au niveau des ouvrage d'art appartenant à un laboratoire régional, ce fut d'abord le LRPC de Nancy (M. TROUILLET) puis le LRPC d'Angers (M. FAUCHOUX), devait dans un premier temps participer à la conception du cahier des charges suivant ses besoins, et ses contraintes, liés à l'inspection d'un ouvrage.

Puis, après construction du système d'imagerie par la société SATIMO, cette équipe devait tester la caméra microonde sur un certain nombre de dalles d'essai (neuf dalles) fabriquées dans le cadre de la thèse de M. CHOMMELOUX, avant d'aller faire des essais in situ sur des ponts.

Afin de maintenir la caméra stable et bien appliquée au parement pendant le temps d'acquisition des données, le CECP de Rouen (Centre d'Etude de Construction de Prototypes) devait concevoir un système de fixation mobile, léger, maniable, avec plusieurs degrés de liberté pour les déplacements du capteur microonde.

Enfin, le Service Physique du LCPC avait pour mission d'intervenir pour coordonner les études au sein du réseau, et d'être l'interlocuteur avec la société SATIMO et le LSS.

Tout au long de cette recherche notre réseau s'est placé en tant qu'utilisateur. Nous nous sommes intéressés à des points très concrets sur la conception du matériel et son utilisation. Notre rôle était d'imaginer le système d'auscultation en situation réelle, sur un ouvrage, et non pas de travailler sur l'amélioration de ses performances.



$$P = \alpha . (h - c) . A$$

- P : charge admissible
- h : hauteur par rapport à l'axe neutre
- c : couverture de béton
- A : section d'acier

figure 3 : Schéma de fonctionnement.

Le cadre général du problème, est le suivant : dans une structure en béton armé, posée entre deux piles de pont, il est nécessaire de connaître la section totale des aciers et le centre de gravité de celle-ci. En effet, ce sont les aciers qui reprennent les efforts dus au trafic et au poids propre de la structure (figure 3).

Ces aciers sont disposés sous forme de maille dans un ferrailage, le plus loin possible de l'axe neutre pour limiter la section totale d'aciers. Une couverture de béton minimale et nécessaire est conservée, les préservant des intempéries et les maintenant dans le milieu basique qu'est le béton, empêchant ainsi des débuts d'oxydation.

Ces aciers sont généralement ronds, lisses ou crantés (pour mieux transmettre les efforts au béton). Les diamètres les plus courants se trouvent dans la gamme suivante : 6-8-10-12-14-16-20-25-32-40-50 mm, correspondant ainsi à des classes de diamètres.

Dans ce ferrailage, nous retrouvons plusieurs configurations élémentaires qui intéressent l'utilisateur:

- les arrêts de barres longitudinales, lorsque la section d'acier nécessaire diminue quand on progresse le long de l'ouvrage.
- les recouvrements verticaux et/ou horizontaux par rapport à la face accessible, des aciers pour augmenter localement la section totale.

Ces dispositions plus ou moins complexes montrent l'intérêt d'avoir accès à une image tomographique, de plus de trente centimètres de large sur six à huit centimètres de profondeur, donnant les positions relatives des barres entre elles, et donc la cartographie du maillage.

La précision de cette technique, à ces fréquences, permet d'envisager l'obtention des couvertures de façon précise pour l'utilisateur, mais elle ne pourra pas atteindre la précision du diamètre souhaité, pour discriminer les plus petits diamètres (l'écart entre deux classes d'acier étant trop réduit).

Une première étape a concerné la reconstruction tomographique, c'est-à-dire la formation d'une image permettant de localiser les aciers à l'aide du prototype SATIMO. Un capteur microonde comprenant à la fois les antennes d'émission et de réception (figure 4) est associée à un micro-ordinateur et permet d'ausculter les parois en béton armé. Une coupe tomographique est obtenue numériquement (un exemple est donné sur la figure 5). On a alors une information complémentaire de ce que peuvent proposer les matériels de contrôle non destructifs commerciaux.

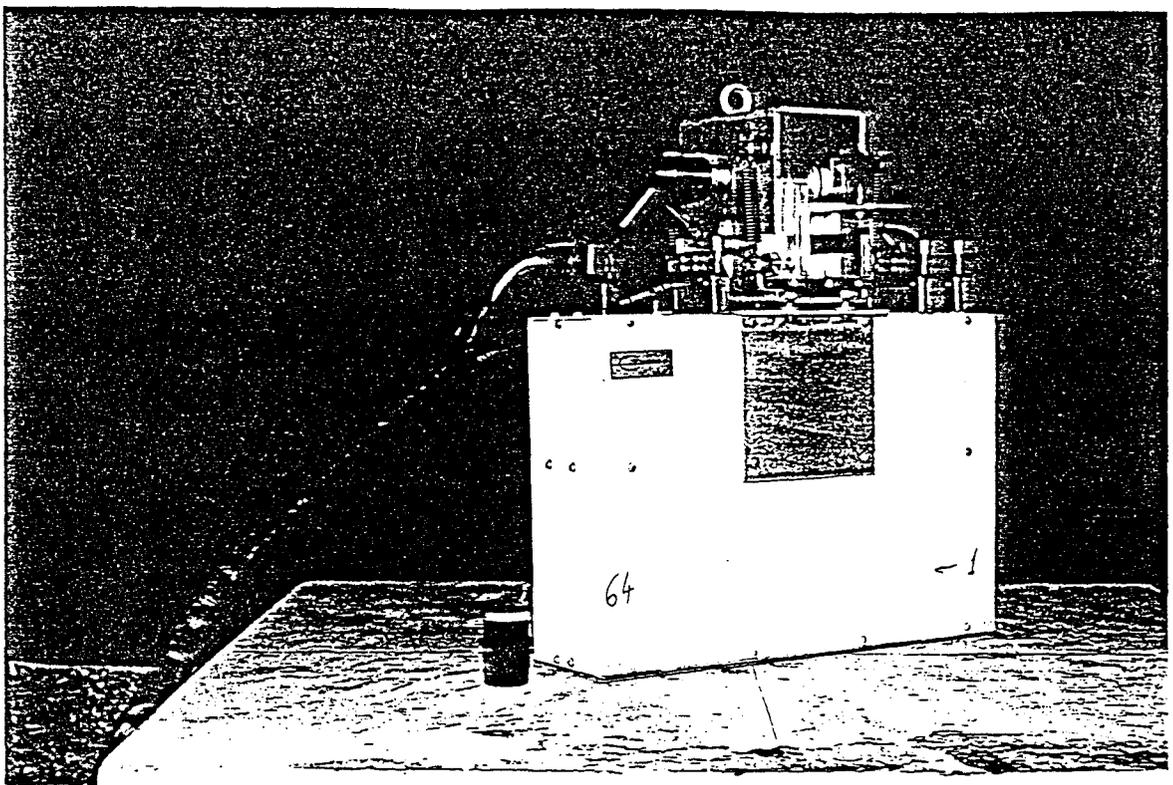


figure 4 : Vue du capteur SATIMO.

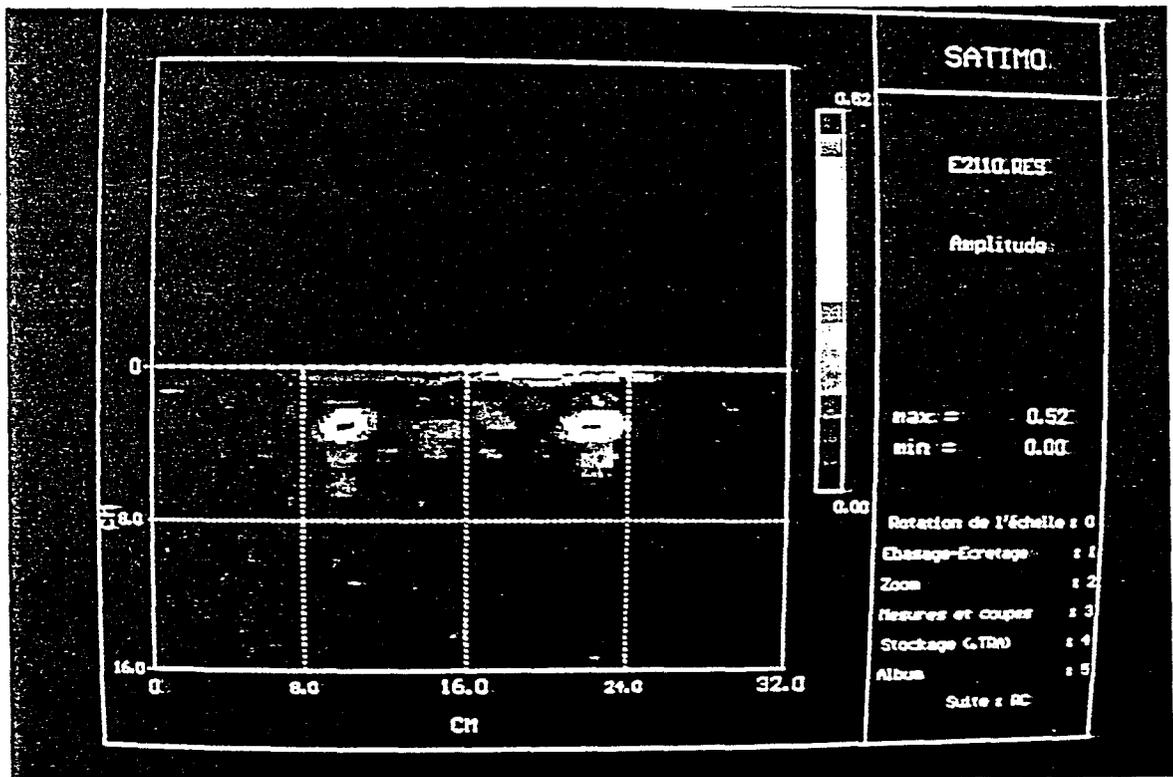


figure 5 : Coupe tomographique de deux barres d'acier dans le béton. Le trait en pointillé matérialise l'interface air-béton.

(diamètres : 30 mm, couvertures : 30 mm, positions latérales : 10 et 22 cm).

Afin d'améliorer l'information contenue dans l'image reconstruite, les travaux effectués par K. BELKEBIR, au LSS, ont porté sur l'analyse pixel par pixel de l'image pour remonter aux valeurs numériques correspondant à la position latérale, à la couverture de béton, et au diamètre de chaque barre détectée [12].

Cependant, malgré cette amélioration, la résolution accessible concernant le diamètre reste inchangé [13]. Les précisions recherchées (discrimination des différents diamètres) ne permettent pas d'atteindre les objectifs avec la seule méthode de tomographie par diffraction. C'est pourquoi il était intéressant de mener une étude sur une nouvelle technique numérique qui pouvait compléter et améliorer les calculs de reconstruction d'images.

La méthode choisie est basée sur la technique du recuit simulé. Elle ne fait intervenir que trois paramètres par barre (la position latérale, la profondeur ou couverture de béton et le rayon d'une barre sont les seuls paramètres intéressants). Elle va être développée dans la suite de cette partie.

chapitre II :
Etude numérique

- ETUDE NUMERIQUE -

-1- ETUDE NUMERIQUE DANS LE CAS D'UNE BARRE ISOLEE

L'étude du recuit simulé s'est largement inspiré du travail effectué par A. FRANCHOIS sur ce sujet [1]. Notre première étape a donc été d'adapter ses résultats à notre application. Cela concerne principalement la fonction donnant le coût, les variations élémentaires de configurations à chaque itération et enfin le contrôle de la température.

La fonction coût utilisée par A. FRANCHOIS est très classique et définie par :

$$J_1 = \sqrt{\frac{\sum_1^N |E_{mes,i} - E_{cal,i}|^2}{\sum_1^N |E_{mes,i}|^2}} \quad (1)$$

où : $E_{mes,i}$: champ électrique mesuré du i-ème capteur.

$E_{cal,i}$: champ électrique calculé au i-ème capteur pour un configuration donnée.

De la même façon, les variations élémentaires de configurations sont proportionnelles au coût et au pas élémentaire du, ou des paramètres concernés. Le choix des pas élémentaires est pris en fonction du coût utilisé de façon à obtenir les meilleurs déplacements possibles dans chaque cuvette ou de pouvoir atteindre son fond ou de pouvoir sauter dans la cuvette suivante.

Enfin, on fait régulièrement décroître la température après un grand nombre d'itérations qu'on se fixera à cent dans un premier temps. C'est le paramètre le plus sensible qui permet à l'algorithme d'avoir une liberté de déplacement dans tout le domaine opérationnel des paramètres. C'est pourquoi il ne doit pas diminuer trop vite.

La réalisation de l'algorithme du recuit simulé pour notre application ne pose pas de problème particulier. En effet, si on s'intéresse à la détection d'une barre métallique dans du béton, les inconnues recherchées sont au nombre de trois, à savoir : la position de la barre, en x et z, et son diamètre D. Une fonction aléatoire indique, à chaque itération, quel changement élémentaire prendre. Enfin, le calcul du coût s'effectue à partir du calcul direct déjà étudié au chapitre précédent.

Afin de mieux comprendre le fonctionnement de cet algorithme, on a tout d'abord considéré une seule inconnue : la profondeur. La raison en est simple : connaissant a priori les différentes classes de barres que l'on peut rencontrer dans du béton, le diamètre peut être défini comme une inconnue discontinue. Ce contraste, avec les inconnues spatiales, peut nécessiter d'autres réglages, aussi nous l'étudierons plus tard.

Nous préférons, de plus, négliger dans un premier temps l'abscisse x qui représente un paramètre peu important et déjà contrôlable par les utilisateurs dans le domaine des ouvrages d'art.

L'objectif de nos premiers essais numériques est de découvrir à quelles conditions l'algorithme peut converger vers la solution dans le cadre d'une variable. Pour cela, on a d'abord considéré l'incidence de la forme de la fonction coût sur cette convergence. Puis l'incidence du critère de Shannon concernant le pas d'échantillonnage des points de mesure sur la fonction coût a été étudiée. Enfin une étude fréquentielle a été menée, permettant de constater que le coût J_1 n'était pas adapté à la méthode du recuit simulé.

Ce résultat a imposé de trouver un nouveau coût J_2 mieux adapté à la détection des aciers dans du béton armé avec lequel il était possible d'étudier la stabilité de l'algorithme en bruitant les mesures.

La deuxième étape de l'étude de la méthode du recuit simulé tient compte d'une deuxième variable : le diamètre de la barre isolée.

Les résultats issus de la caméra microonde montrent qu'une incertitude pèse sur l'obtention du diamètre des barres auscultées. En effet, bien que l'algorithme de reconstruction développé par le LSS obtienne d'excellentes précisions sur la position des barres, il ne permet pas de discriminer les différentes classes de diamètres des barres, principalement pour les petits diamètres.

L'objectif est donc de vérifier si l'algorithme, avec une fonction coût adéquate (coût J_2), permet une discrimination des classes d'aciers existant en génie civil.

1-1 RECUIT SIMULE A UNE VARIABLE

1-1-1 Etude de la fonction coût J_1

Les premiers essais du programme à une variable nous amènent à quelques remarques. Tout d'abord, pour bien maîtriser les avantages et les limites du recuit simulé, les valeurs du champ diffracté sont obtenues à partir de la même formulation que celle utilisée pour le problème direct à chaque itération. C'est la situation idéale pour vérifier la convergence de cette méthode.

La plupart des courbes qui seront présentées tout au long de ce chapitre ont pour solution un acier de 10 mm de diamètre à 50 mm de profondeur, dans le cas contraire ces paramètres seront précisés.

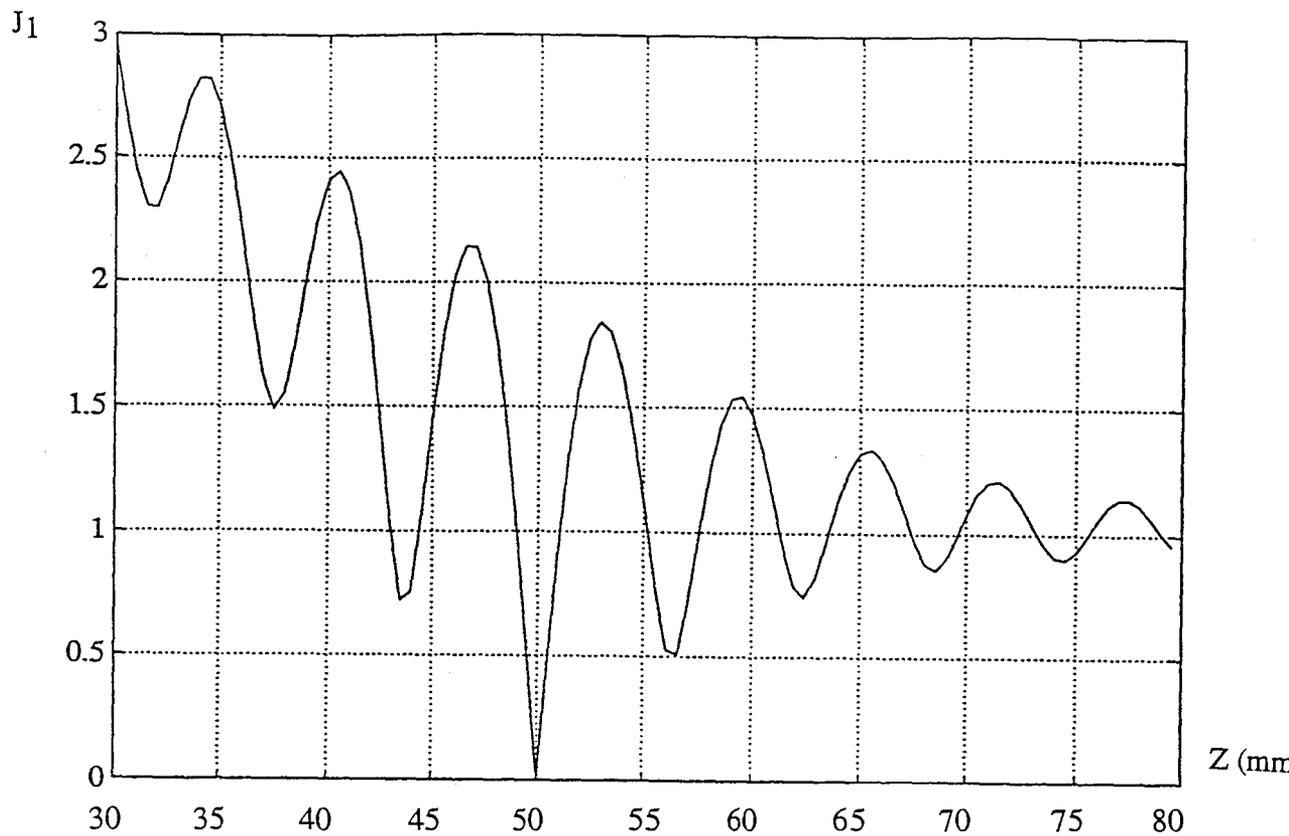


Figure 1 : Représentation de la fonction coût J_1 , pour une barre de diamètre $D = 10$ mm à 50 mm de profondeur, en ayant fixé pour les champs calculés $D = 10$ mm

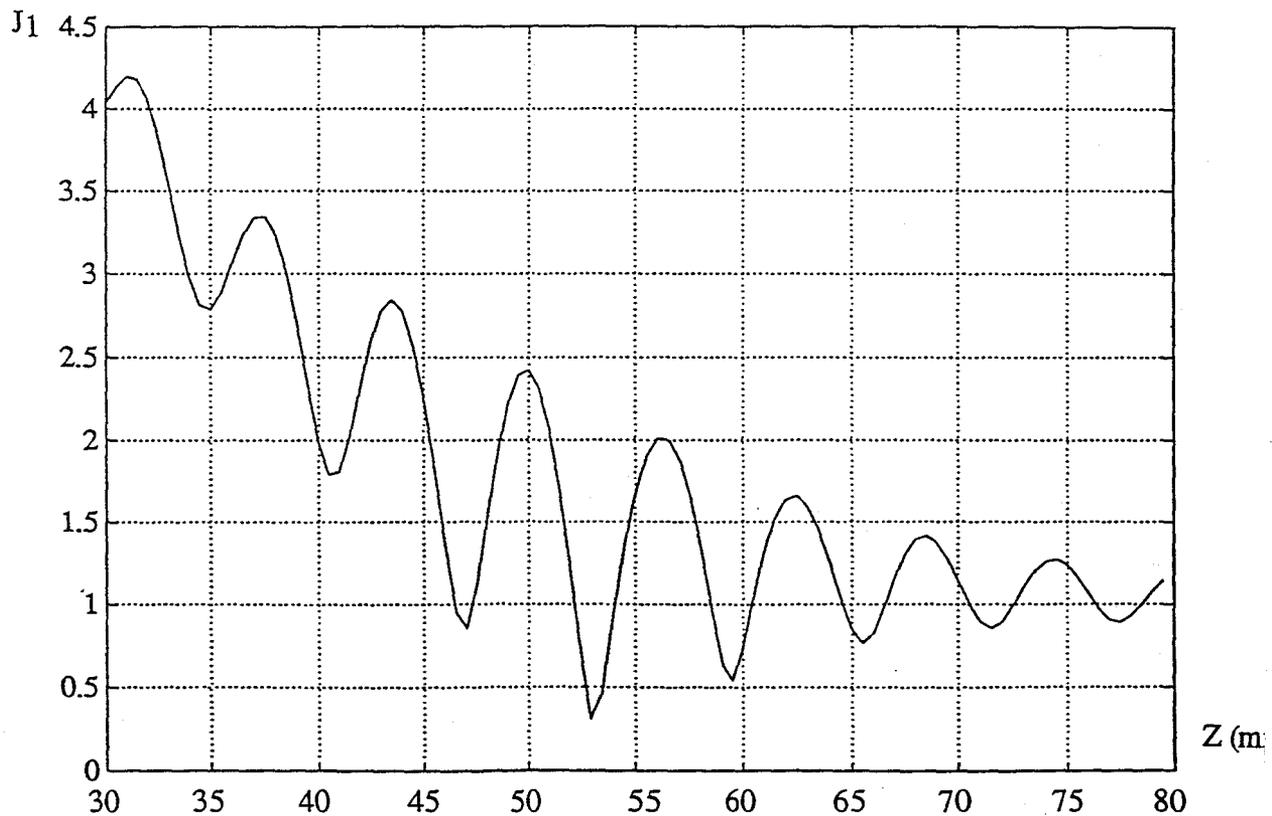


Figure 2 : Représentation analogue à la figure 1, en se fixant pour les champs calculés $D = 16$ mm (solution : $D = 10$ mm, $Z = 50$ mm)

Nous constatons rapidement que le programme se déplace correctement, de façon aléatoire, en balayant tout le domaine des z . Toutefois, il semble toujours converger vers les grandes profondeurs, se retrouvant bloqué dans la cuvette d'un minimum local, après que la température se soit refroidie, et ceci quelque soit l'état initial.

Ce résultat impose de s'intéresser à la fonction coût. Celle-ci, présentée dans la figure 1 et 2, montre qu'elle oscille vers une asymptote pour les z grands. Ces oscillations prouvent que les algorithmes itératifs classiques sont inopérants dans notre configuration actuelle. Mais si l'on peut imaginer transformer la fonction coût afin de ne garder qu'une cuvette, il suffirait pour cela de ne prendre en considération que les amplitudes des champs diffractés, le problème de l'existence de minima locaux se retrouvera dès que l'on sera en présence de deux, ou plusieurs barres.

Cette application montre donc la potentialité du recuit simulé à répondre au problème. Il faut, cependant, comprendre le rôle et l'importance du coût dans l'utilisation de l'algorithme.

Nous constatons que les maxima locaux successifs de la courbe décroissent en tendant vers l'asymptote. Cela explique que les probabilités, autorisant les différentes configurations à évoluer vers un coût plus élevé et donc à basculer dans une cuvette voisine, font dériver la situation vers les grandes profondeurs.

Le phénomène apparaît plus clairement dans la figure 2 si nous ne prenons pas un bon diamètre (à terme le recuit simulé doit être employé avec plusieurs inconnues). Dans ce cas, l'algorithme n'a pas de raison particulière de se retrouver bloqué dans la cuvette proposant le coût minimal.

Si pour le recuit simulé nous ne conservons qu'une inconnue, nous pouvons étudier la fonction coût J_1 avec les trois paramètres x , z et D . Sa représentation bidimensionnelle demande simplement à fixer la troisième variable. Pendant l'étude des différents coûts, on considérera le diamètre D comme une variable continue. Nous pourrions ainsi mieux localiser les minima et maxima locaux, et appréhender les hauteurs des cuvettes pour s'en échapper.

Les figures 3 et 4 montrent deux configurations : la première liant déplacement latéral et profondeur avec $D = 10$ mm, l'autre liant rayon et profondeur pour $x = 0$ mm. De ces figures, on peut faire plusieurs constatations :

- tout d'abord, la solution recherchée, soit le minimum optimal, se situe dans une cuvette très étroite aux bords élevés. Partout ailleurs le coût varie plus lentement avec des cuvettes moins profondes.

- nous nous trouvons en présence de plusieurs minima locaux dont les valeurs semblent être du même ordre de grandeur. Il est à noter que la plupart de ces cuvettes n'ont pu être représentées à cause du choix des niveaux de gris (figure 3).

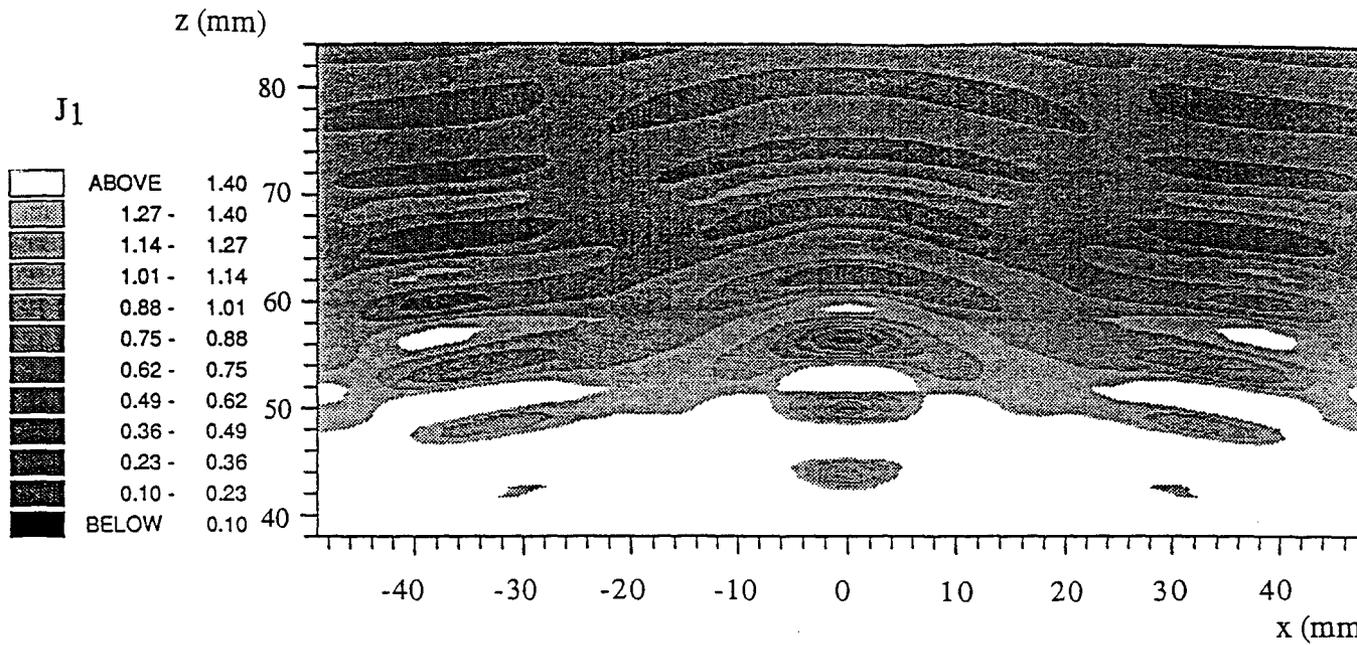


Figure 3 : Représentation 2D du coût J_1 , pour une barre de diamètre, $D = 10$ mm, avec le déplacement latéral x en abscisse et la profondeur z en ordonnée
Solution : $D = 10$ mm - $Z = 50$ mm, $x = 0$ mm

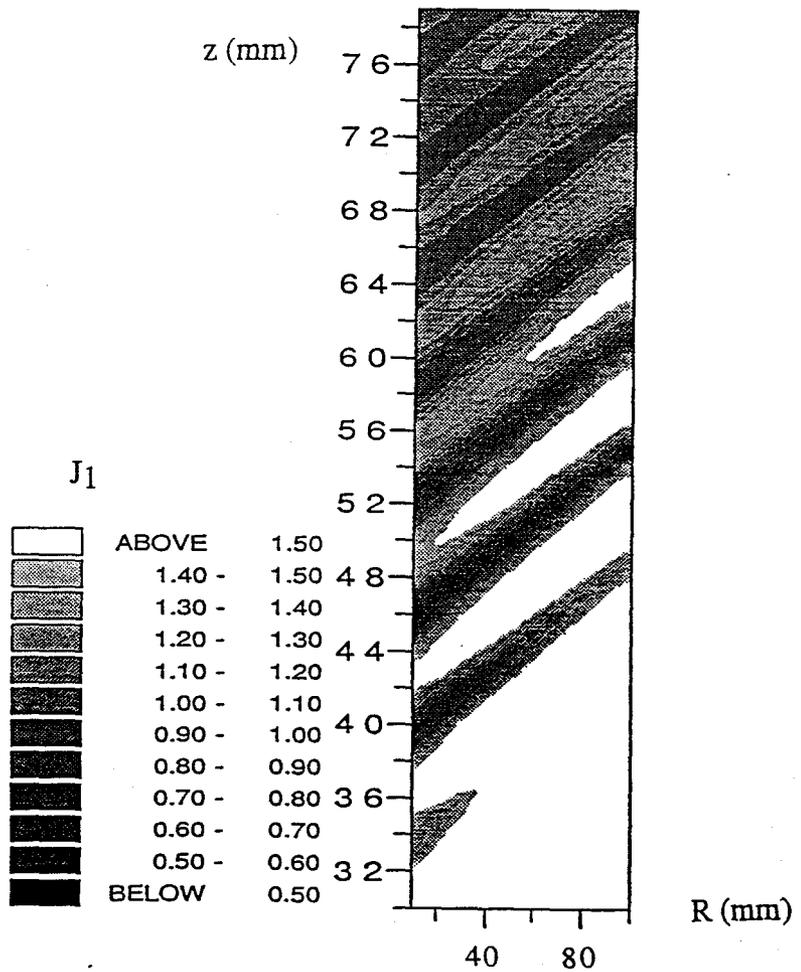


Figure 4 : Autre représentation 2D du coût J_1 , en se fixant pour une barre $x = 0$ mm, avec la profondeur z en ordonnée et le rayon (considéré comme paramètre continu) en abscisse. Solution : $D = 10$ mm - $Z = 50$ mm, $x = 0$ mm

-la dernière remarque, issue de la figure 4, montre qu'il y a ambiguïté sur le coût entre la perception d'une grosse barre profondément enfouie et celle d'une petite barre proche de la surface.

Enfin, avant de conclure que la fonction coût utilisée n'est pas adaptée au calcul de champ diffracté vis-à-vis de la méthode du recuit simulé, il est préférable de regarder l'incidence de l'effet du critère de Shannon sur le nombre de points de mesure, comme sur la distance entre deux points de mesure, à travers cette fonction, et voir les déformations qui en résulteraient.

1-1-2 Etude du critère de Shannon

Le critère de Shannon lié au pas d'échantillonnage des points de mesure impose que :

$$\Delta(\text{échantillonnage}) < \lambda/2 \quad (2)$$

Aussi, si l'on peut considérer que la permittivité relative moyenne d'un béton tourne autour de 6.5-7 à 10 Ghz, nous nous sommes intéressés aux pas d'échantillonnage : 3, 5 et 10 mm pour différents nombres de points de mesure : 10, 20, 40 puis 80, en précisant que $\lambda/2 \sim 5,7 - 5,9$ mm à 10 Ghz.

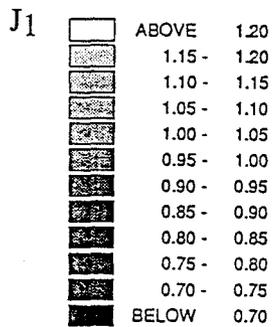
Ces différents calculs doivent permettre de déterminer si le choix d'une ligne de mesure composée de 64 capteurs espacés de 5 mm est adéquat. Les figures précédentes montrent l'évolution des déformations du coût lorsqu'on augmente le nombre de points puis l'espacement entre deux points.

Nous nous sommes d'abord penchés sur le nombre de points de mesure pour un pas d'échantillonnage assez fin de 3 mm. Les déformations du coût tendent à s'estomper pour des nombres de points supérieurs à 40, résultat qui est confirmé lorsqu'on augmente le pas d'échantillonnage à 5 mm. Toutefois, l'effet de Shannon se vérifie pour un espacement de 10 mm où l'image reste légèrement déformée, avec 80 points de mesure, par rapport à son équivalent avec un espacement plus fin.

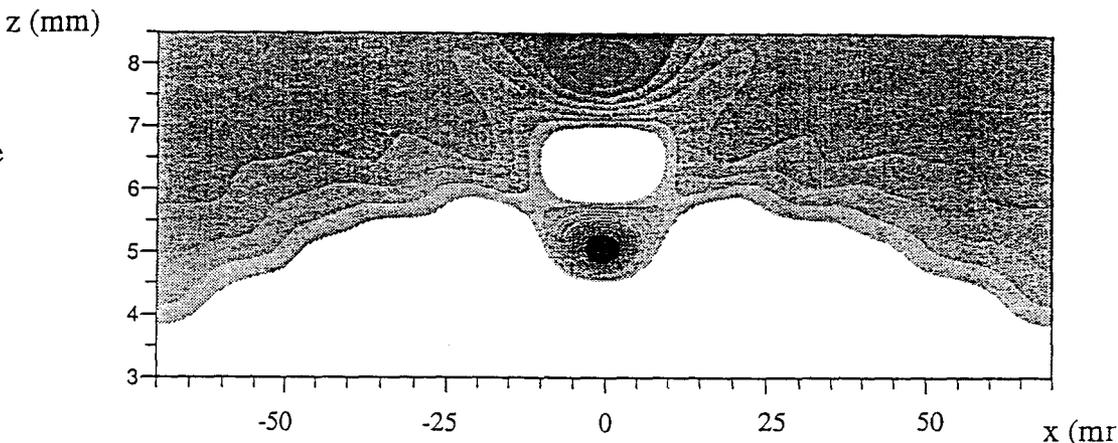
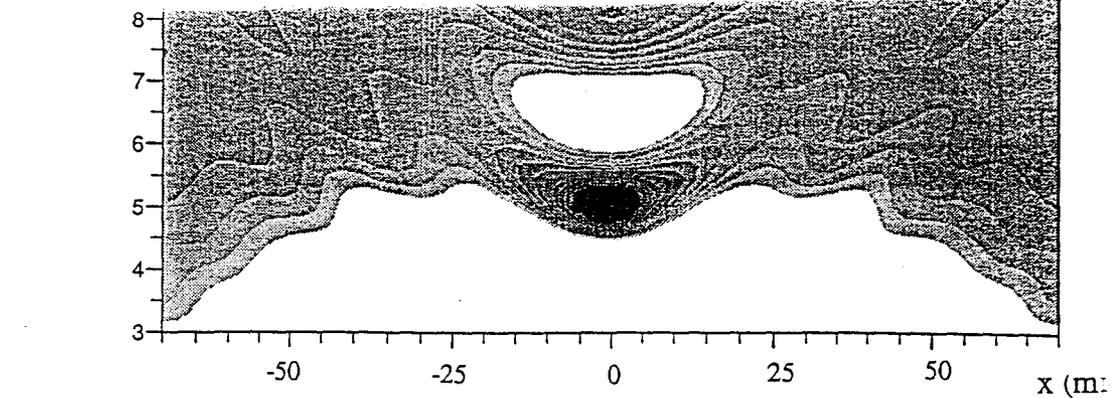
Ces déformations semblent peu visibles avec les niveaux de gris choisis, et disparaissent lorsqu'on utilise les paramètres correspondant à 64 points de mesure et $\Delta x = 5$ mm.

Après cette étude globale, nous pouvons donc conclure que la fonction coût J_1 à une fréquence donnée n'est pas adaptée à la technique d'inversion itérative du recuit simulé.

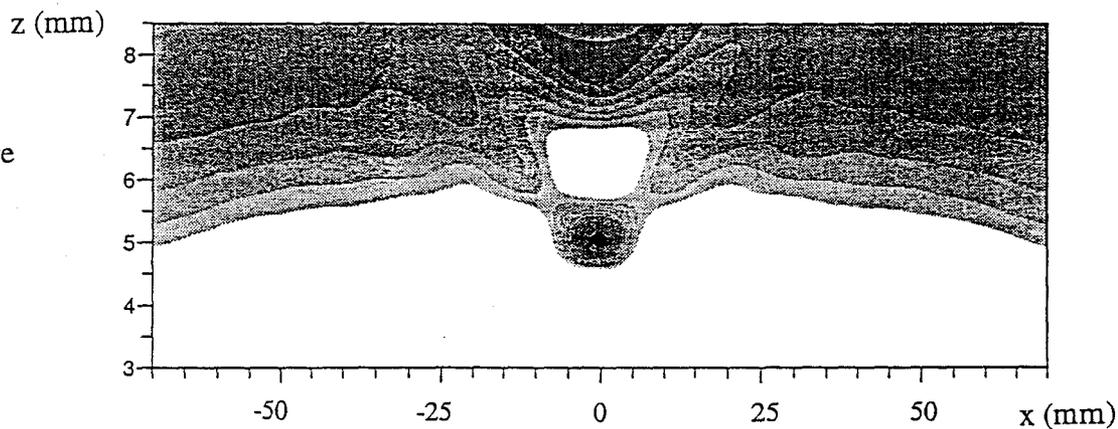
10 points de mesure



20 points de mesure



40 points de mesure



80 points de mesure

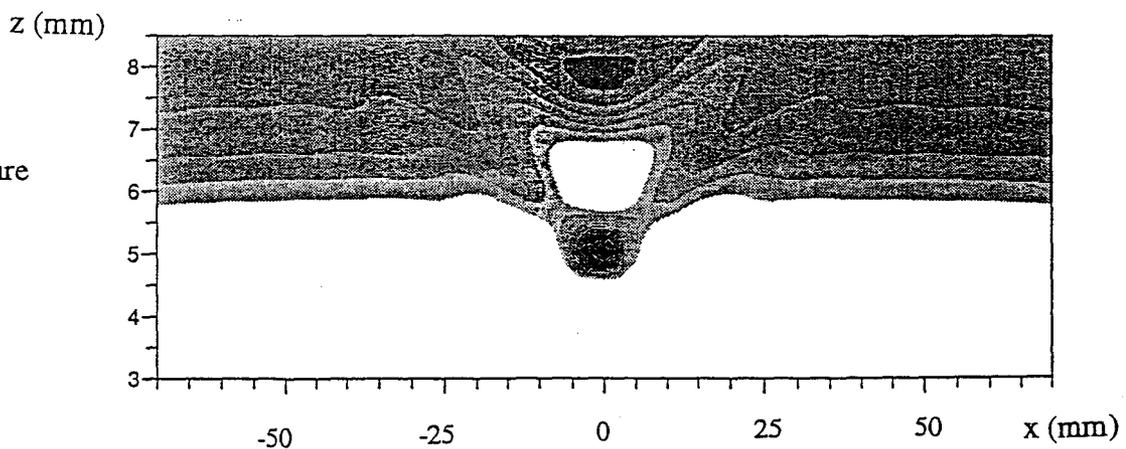
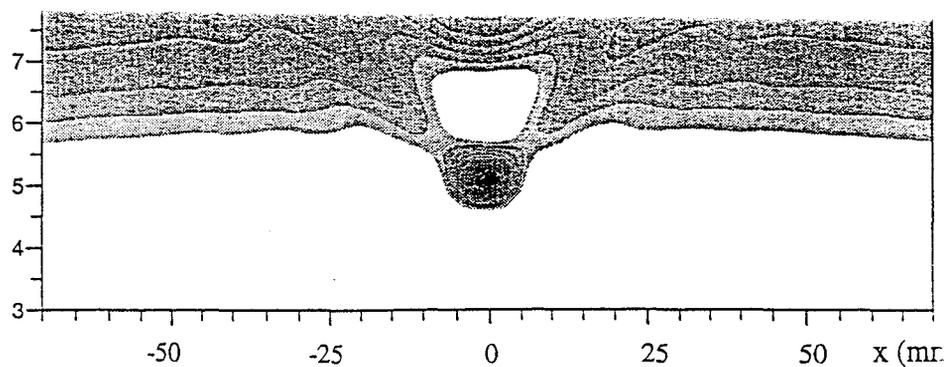
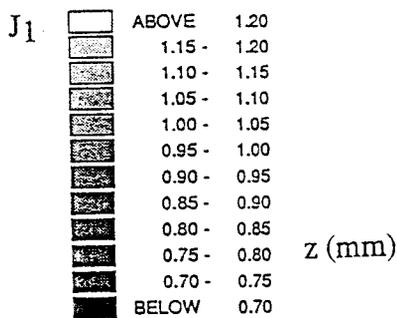
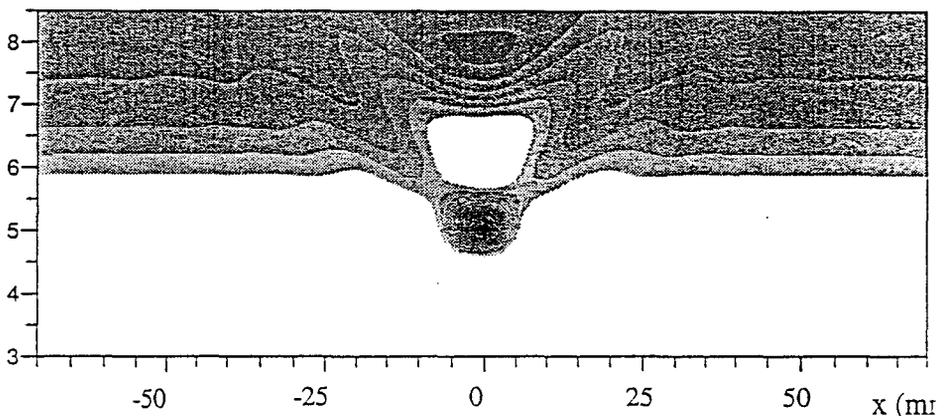


Figure 5 : Représentation 2D du coût J₁, pour une barre de diamètre D = 10 mm avec la profondeur en ordonnée et le déplacement latéral en abscisse. Le pas d'échantillonnage est fixé à 3 mm. Solution : D = 10 mm, z = 50 mm, x = 0 mm

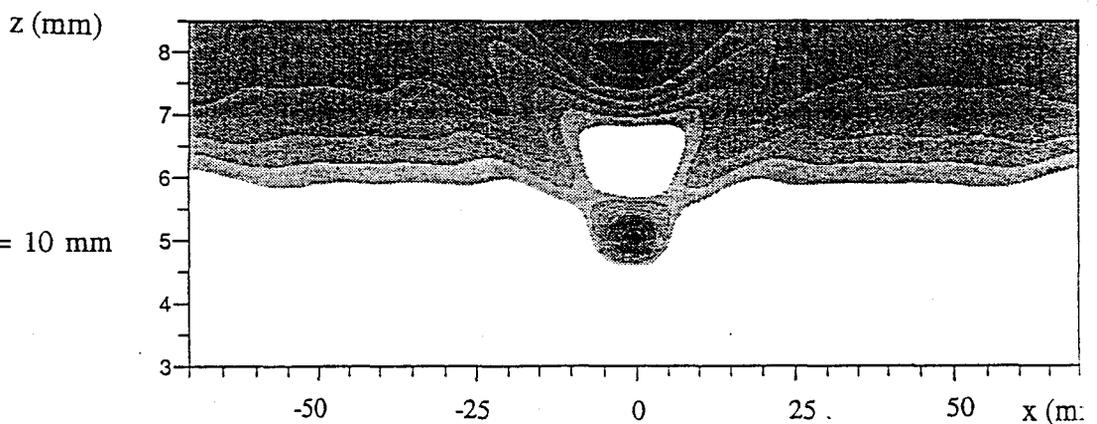
40 points de mesure
pas d'échantillonnage = 5 mm



80 points de mesure
pas d'échantillonnage = 5 mm



40 points de mesure
pas d'échantillonnage = 10 mm



80 points de mesure
pas d'échantillonnage = 10 mm

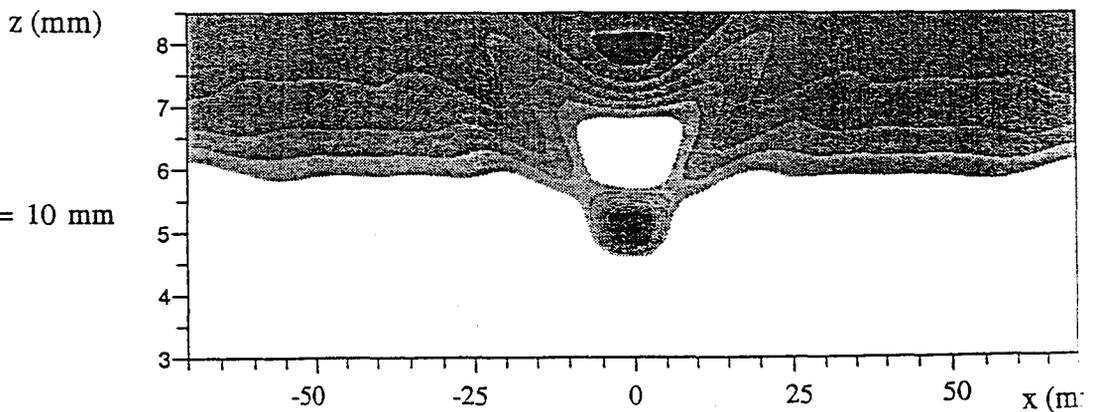


Figure 6 : Représentation 2D du coût J_1 , pour une barre de diamètre $D = 10$ mm, avec la profondeur en ordonnée et le déplacement latéral en abscisse.
Solution : $D = 10$ mm, $z = 50$ mm, $x = 0$ mm

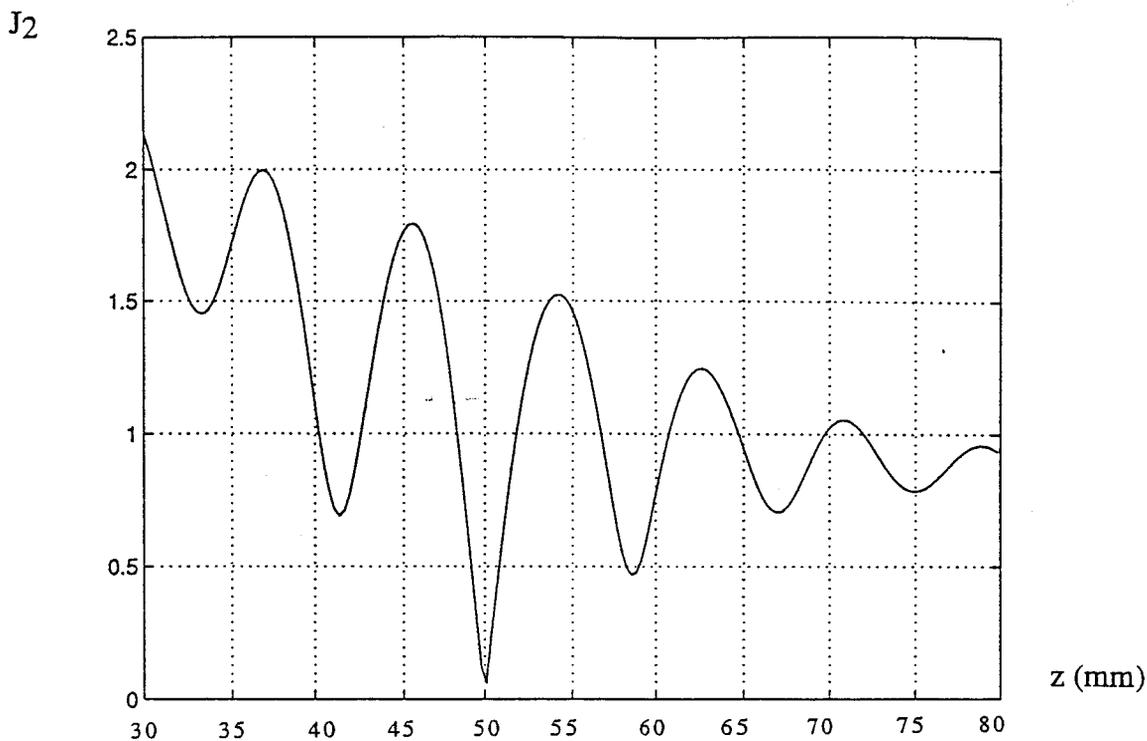


Figure 7 : Représentation de la fonction coût J_2 , pour une barre de diamètre $D = 100$ mm, dans la bande [9, 11 GHz] avec $\Delta f = 500$ MHz, soit 5 fréquences.
Solution : $D = 10$ mm, $z = 50$ mm

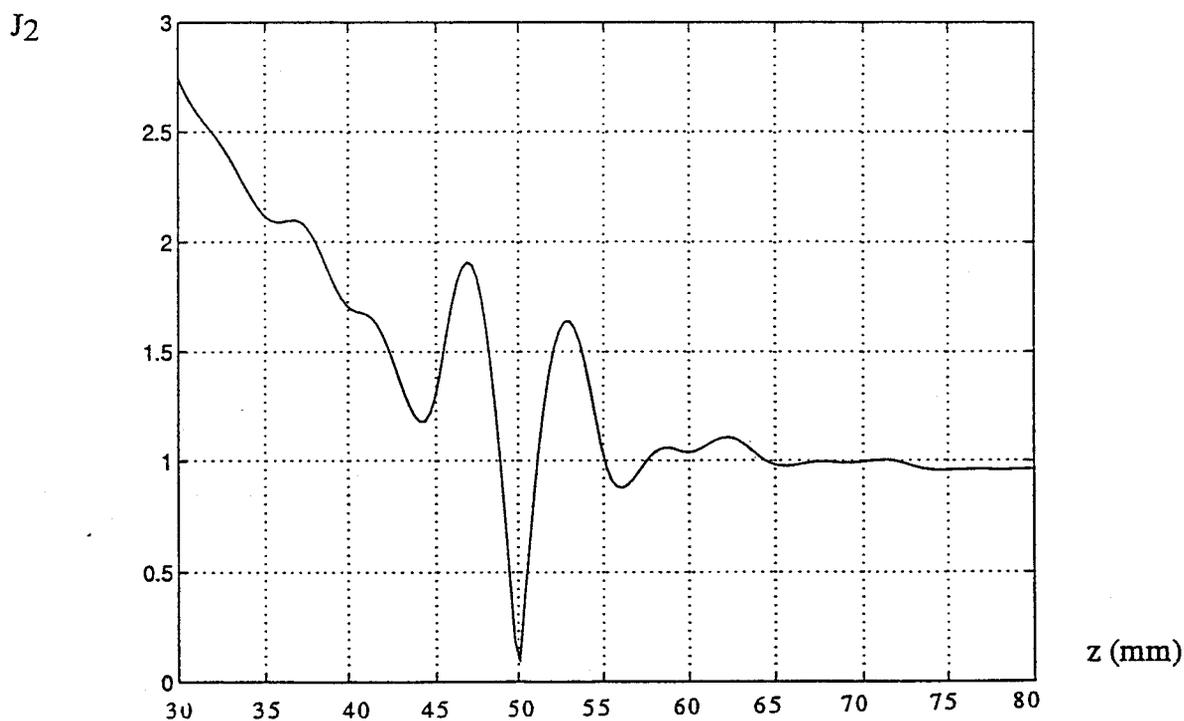


Figure 8 : Représentation de la fonction coût J_2 pour une barre de diamètre $D = 10$ mm, dans la bande [7, 13 GHz] avec $\Delta f = 500$ MHz, soit 13 fréquences.
Solution : $D = 10$ mm, $z = 50$ mm

1-1-3 Etude fréquentielle

Il s'avère que les oscillations de la fonction coût J_1 suivant la profondeur sont dues à des oppositions de phase entre les champs mesurés (ou issus de la solution) et les champs calculés pour une profondeur différente de la solution.

Sachant que les algorithmes de reconstruction utilisés par le LSS travaillent à plusieurs fréquences pour améliorer la résolution en profondeur, il est important d'étudier l'influence de la fréquence sur la fonction coût J_1 .

Pour cela, on pose une nouvelle fonction J_2 tenant compte du calcul des champs diffractés à différentes fréquences :

$$J_2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N J_1(f_i) \quad (3)$$

- où
- N : nombre de fréquences,
 - f_i : fréquence que l'on se donne pour le calcul des champs diffractés,
 - $J_1(f_i)$: coût J_1 des champs calculés à la fréquence f_i .

La question est de savoir si la fonction J_2 possède une enveloppe adaptée à la méthode du recuit simulé, et de connaître son évolution lorsque l'on fait varier la bande de fréquence ainsi que le nombre de fréquences de calcul.

La périodicité des oscillations de la fonction coût J_1 dépend de la fréquence choisie, aussi en sommant les fonctions coût J_1 calculées à différentes fréquences le phénomène d'oscillation doit s'atténuer et tendre à disparaître lorsqu'on s'éloigne de la solution. La figure 7 montre la fonction coût J_2 calculée pour 5 fréquences : 9, 9.5, 10, 10.5, et 11 Ghz, qui peut être comparée au coût J_1 , calculé à 10 Ghz, présenté figure 1.

Les fonctions J_1 , calculées aux différentes fréquences, sont toutes centrées sur la solution ($z = 50$ mm) et ont toutes une asymptote égale à 1 pour les grandes profondeurs, aussi la moyenne J_2 des différents coût J_1 présente des oscillations qui s'atténuent très rapidement lorsqu'on s'éloigne de la solution. Les figures suivantes vont montrer que le phénomène s'accroît lorsqu'on agrandit la bande de fréquence tout en diminuant le pas d'échantillonnage fréquentiel.

On retient dans un premier temps la bande de fréquence 7-13 Ghz utilisée par le LSS dans leurs algorithmes de reconstruction. Les figure 8 et 9 présentent la fonction coût J_2 calculée dans la bande 7-13 Ghz à l'aide respectivement de 13 et 30 fréquences.

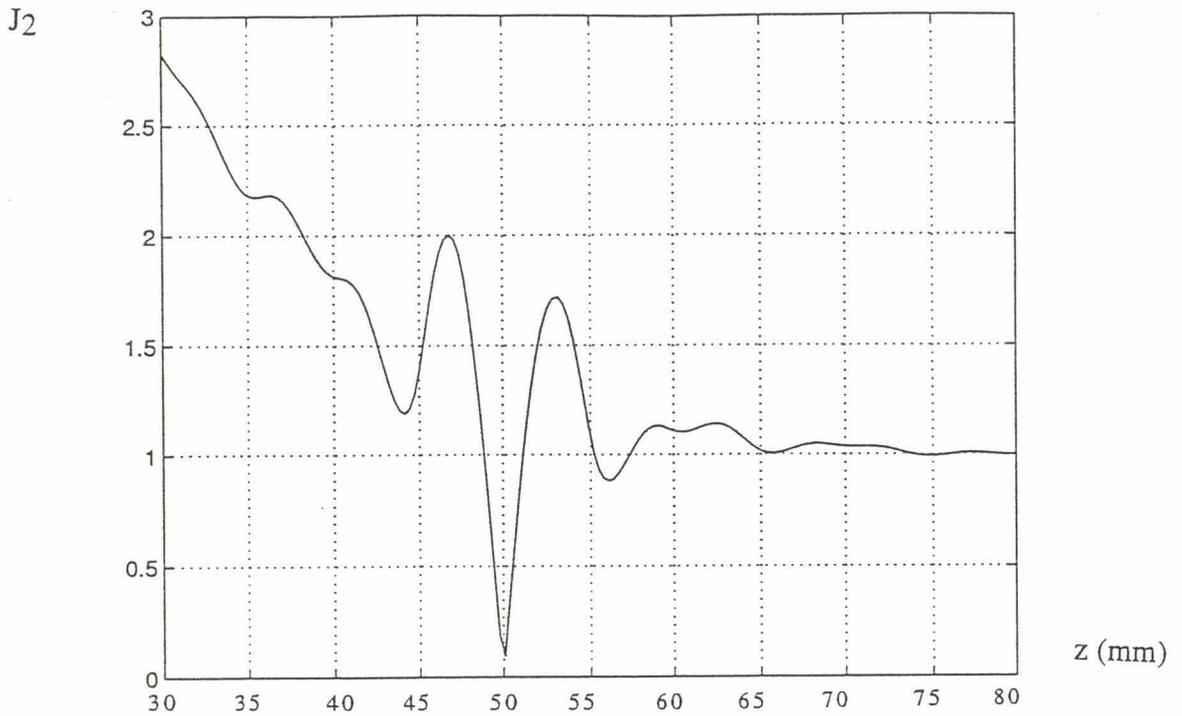


Figure 9 : Représentation de la fonction coût J_2 , pour une barre de diamètre $D = 10$ mm, dans la bande [7, 13 GHz] avec $\Delta f = 200$ MHz, soit 30 fréquences.
Solution : $D = 10$ mm, $z = 50$ mm

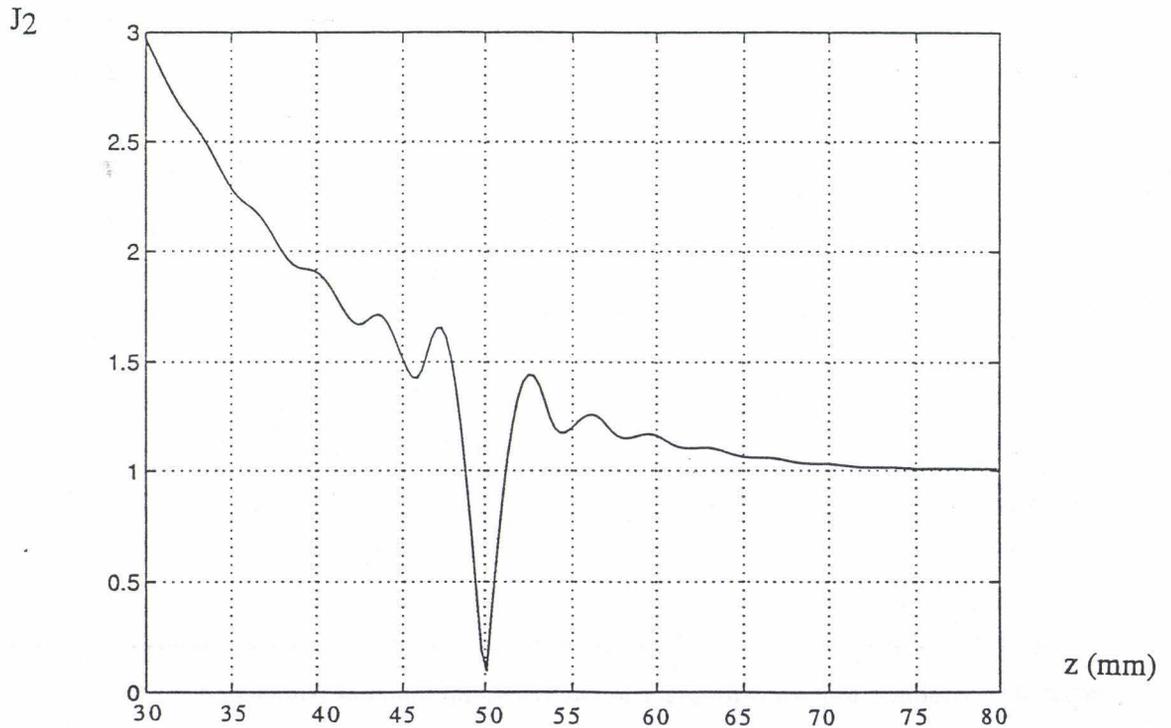


Figure 10 : Représentation de la fonction coût J_2 pour une barre de diamètre $D = 10$ mm, dans la bande [2.5, 17 GHz] avec $\Delta f = 500$ MHz, soit 30 fréquences.

En ce qui concerne le pas d'échantillonnage, un pas de 200 Mhz (figure 9) n'apporte pas de changement notable par rapport à un pas de 500 Mhz (figure 8) sur la fonction coût J_2 . Celle-ci présente des rebords très élevés de part et d'autre de la solution puis tend rapidement vers la valeur 1 pour des profondeurs supérieures à 60 mm.

La bande de fréquence a été ensuite élargie, autour de 10 Ghz, à 2.5-17 Ghz en gardant un même pas d'échantillonnage de 500 Mhz (soit 30 fréquences). Le calcul de la fonction J_2 est présenté figure 10. Il montre l'évolution que prendrait la fonction si la bande de fréquence était étendue à l'infini : elle prendrait une forme exponentielle en dehors de la zone de la solution sans présenter d'oscillations.

On comprend donc que si la fonction coût J_2 est adaptée aux algorithmes de reconstruction du LSS puisqu'elle ne présente pas d'ambiguïté quant à la solution, en revanche elle ne l'est pas pour la méthode du recuit simulé. En effet, les déplacements itératifs dériveront de façon probabiliste vers les grandes profondeurs

1-1-4 Etude d'un nouveau coût

Le choix de la fonction coût reste primordial pour pouvoir exploiter correctement l'algorithme. Or celui-ci est subordonné par une bonne compréhension du fonctionnement du recuit, on va donc revenir aux essais effectués avec le coût J_1 .

Les constats portent sur une dérive des déplacements aléatoires, à chaque itération, vers les grandes profondeurs. L'explication en est que, pour chacune des cuvettes rencontrées, le rebord des z grands est toujours inférieur à son précédent. Les probabilités favorisent le saut du plus petit rebord et donc font diverger l'algorithme.

Pour résoudre ce problème, il faut relever artificiellement l'asymptote du coût de façon que chaque maximum local, pour des profondeurs plus importantes que la solution, soit plus élevé que le précédent.

Or, mathématiquement, un calcul direct du champ diffracté pour les grandes profondeurs donne des valeurs très faibles, ou négligeables, devant le champ mesuré. On comprend donc pourquoi la fonction coût tend vers un, puisque son numérateur tend vers son dénominateur.

Une voie consisterait à rechercher une fonction qui croisse lorsque z augmente, c'est-à-dire lorsque le champ diffracté calculé diminue. Cela est possible si l'une de ses valeurs, comme l'amplitude du champ maximal par exemple, se retrouve dans le dénominateur de ce nouveau coût affecté d'un coefficient multiplicateur.

J₃

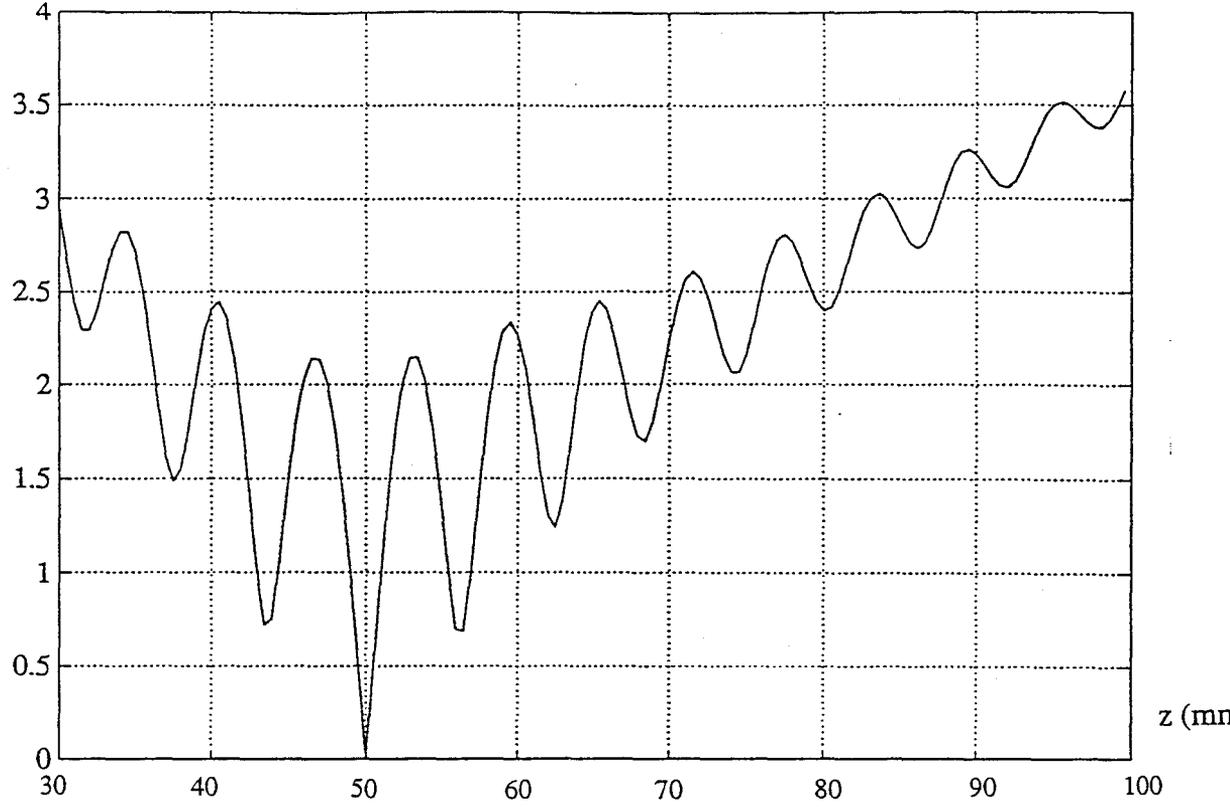


Figure 11 : Représentation de la fonction coût J_3 , pour une barre de diamètre $D = 10$ mm, et dont la solution est : $D = 10$ mm, $z = 50$ mm

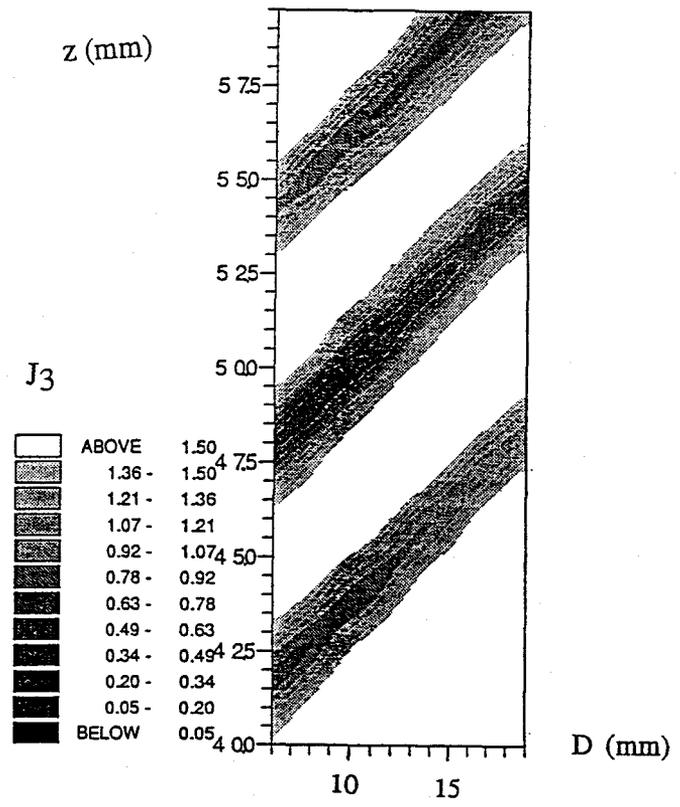


Figure 12 : Représentation 2D du coût J_3 , pour une barre de diamètre $D = 10$ mm, en se fixant $x = 0$ mm, avec la profondeur en ordonnée et le diamètre en abscisse. Solution : $D = 10$ mm, $z = 50$ mm

Ce coefficient pondérateur ne doit apparaître que pour des profondeurs plus importantes que la solution. En effet la forme du début du coût J_1 n'est pas remise en cause pour les profondeurs inférieures à la solution : il répond parfaitement au problème. De plus, en regard de l'évolution des amplitudes des champs diffractés, il est nécessaire de limiter leurs variations dans notre coefficient multiplicateur, par une fonction logarithmique par exemple.

La fonction coût retenue, présentée figures 11 et 12, est définie par :

$$J_3 = J_1 \cdot (1 + \log(|E_{\text{mes-max}}| / |E_{\text{cal-max}}|)) \quad (4)$$

où : - $|E_{\text{mes-max}}|$ est l'amplitude maximale du champ mesuré dont on cherche les paramètres,
- $|E_{\text{cal-max}}|$ est l'amplitude maximale du champ calculé à une itération donnée.

et avec, comme condition que : $J_3 = J_1$ pour les faibles profondeurs lorsque :

$$|E_{\text{cal-max}}| > |E_{\text{mes-max}}| .$$

Sur la figure 11, on retrouve l'enveloppe des maxima locaux souhaitée dans laquelle se déplace le recuit. On voit ainsi qu'il aura naturellement tendance à redescendre vers la solution.

Un deuxième avantage apparaît sur la figure 12 où l'ambiguïté entre une grosse barre en profondeur et une petite barre en surface a quasiment disparu, bien que les variations du coût soient encore faibles dans les zones sombres (creux) observées.

Enfin, un dernier point soulevé, avant de revenir à la méthode du recuit simulé, est la stabilité de cette nouvelle fonction coût en présence de bruit. A terme, notre espoir est de pouvoir travailler sur des valeurs réelles issues du prototype développé par la société SATIMO.

La détection de barres d'acier dans du béton est réalisée avec un signal bruité avec un rapport SNR de 30 dB. Aussi des simulations ont été faites en utilisant cette valeur. De plus, comme le béton est éclairé par une onde électromagnétique plane, nous avons considéré que le bruit était uniforme pour chacun des capteurs.

En souhaitant avoir une simple évaluation des erreurs prévisibles pour chaque niveau de bruit, nous avons présenté quelques résultats dans les deux tableaux ci-après.

Il apparaît que l'importance de ces erreurs prévisibles reste minime au regard des précisions demandées par les spécialistes de chantiers. En effet, celles-ci sont largement supérieures au millimètre en ce qui concerne la position spatiale des aciers.

n	80	70	60	50	40	SNR = 50
Z (mm)	45.0	45.0	45.0	45.0	45.0	
n	80	70	60	50	40	SNR = 40
Z (mm)	45.0	45.0	44.9	45.1	45.1	
n	80	70	60	50	40	SNR = 30
Z (mm)	45.2	45.2	45.0	44.8	44.8	
n	80	70	60	50	40	SNR = 20
Z (mm)	45.2	45.2	45.0	45.4	44.8	

Tableau 1 : Résultats, avec différents rapports signal sur bruit (SNR) et en changeant la valeur initiale n_0 du sous-programme donnant des valeurs aléatoires, de la profondeur Z du coût minimal issu du champ diffracté en présence de bruit d'une barre placée à 45 mm de la surface.

(diamètre $D = 15$ mm, profondeur $z = 45$ mm, position latérale $x = 0$ mm)

n	80	70	60	SNR = 40
x (mm)	0.3	0.	0.1	
n	80	70	60	SNR = 30
x (mm)	0.3	0.2	0.1	

Tableau 2 : Calculs analogues au tableau 1 mais avec la position latérale en fonction de la barre. On cherche l'abscisse du coût minimal du champ diffracté bruité (avec un rapport signal sur bruit SNR est imposé) d'une barre définie par : diamètre $D = 15$ mm, profondeur $z = 45$ mm, position latérale $x = 0$ mm.

Après diverses études pour la mise au point de l'algorithme avec une variable (la profondeur), des simulations ont été faites avec la nouvelle fonction coût J_3 .

Tout d'abord, pour avoir des déplacements suffisamment nombreux dans une cuvette et avoir la possibilité de tendre aussi vers le minimum local, nous avons retenu des ordres de grandeur de pas élémentaire, ou taille de grain, inférieurs au millimètre.

De même, la température initiale n'a pas a priori de raison pratique d'être supérieure à 2, dans notre configuration. Sa décroissance est réalisée au bout d'un nombre d'itérations considéré comme important, soit 80 à 100 itérations pour ce cas simple, par un facteur de 0,9. Ces choix donnent aussi une liberté importante pour les déplacements de l'algorithme, au prix d'un temps de calcul important, bien qu'aléatoire.

Le test d'arrêt final, peut être utilisé efficacement lorsque la fonction coût est parfaitement connue d'une part, et lorsque les champs mesurés, dont on cherche l'origine, donnent un coût minimal bien plus faible que les autres minima locaux.

Ce point est à retenir, dans le cas où des valeurs réelles seraient utilisées, car tous nos calculs de simulation ont eu des résultats la plupart du temps probants grâce à ce test d'arrêt. On peut se poser la question suivante, si la fonction coût devient alors très bruitée, ne permettant plus au test d'arrêt d'avoir une utilité, dans quelle solution se retrouverait bloqué l'algorithme du recuit après le refroidissement de la température ?

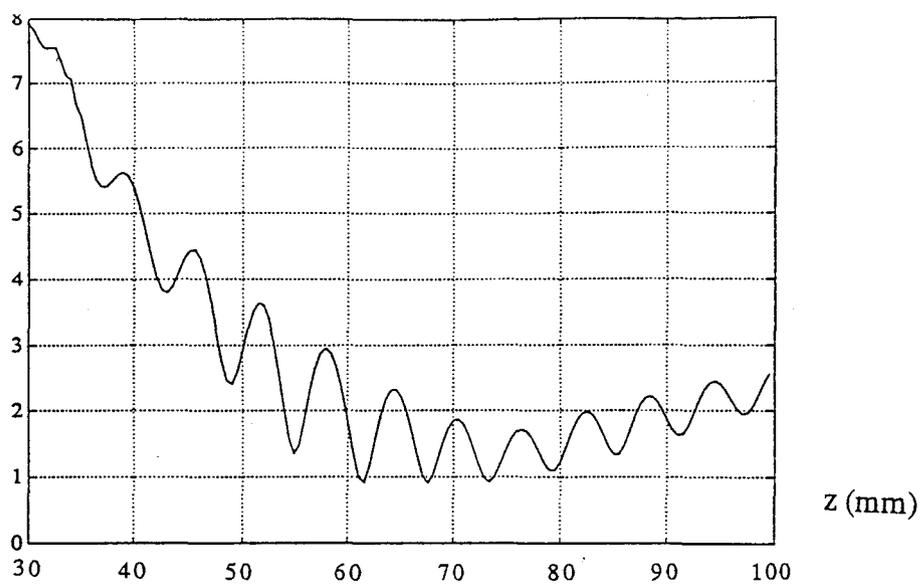
Une quinzaine d'essais nous a permis de remonter chaque fois à la solution, en changeant dans tous les cas la configuration initiale.

Cette première étude confirme que pour un cas simple, la méthode du recuit simulé répond parfaitement au problème. Il faut cependant préciser, avant de nous intéresser à la reconstruction de plusieurs inconnues, que cette technique reste aléatoire et donc impose toujours une réserve sur la solution obtenue.

Il est toujours préférable de recommencer plusieurs fois, en déplaçant la configuration initiale, avant de retenir la solution de l'algorithme comme la solution optimale. La suite du chapitre confirme ce point.

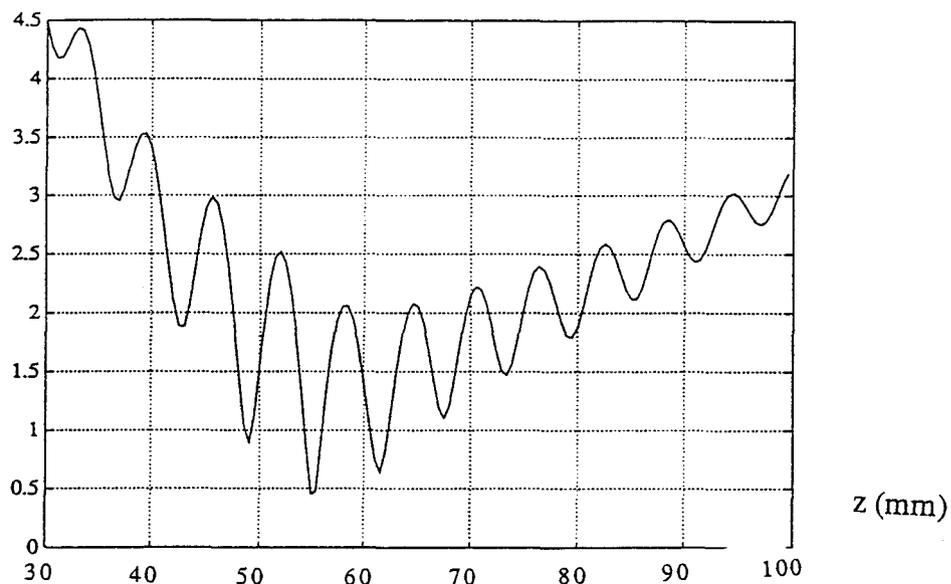
D = 32 mm

J_3



D = 20 mm

J_3



D = 16 mm

J_3

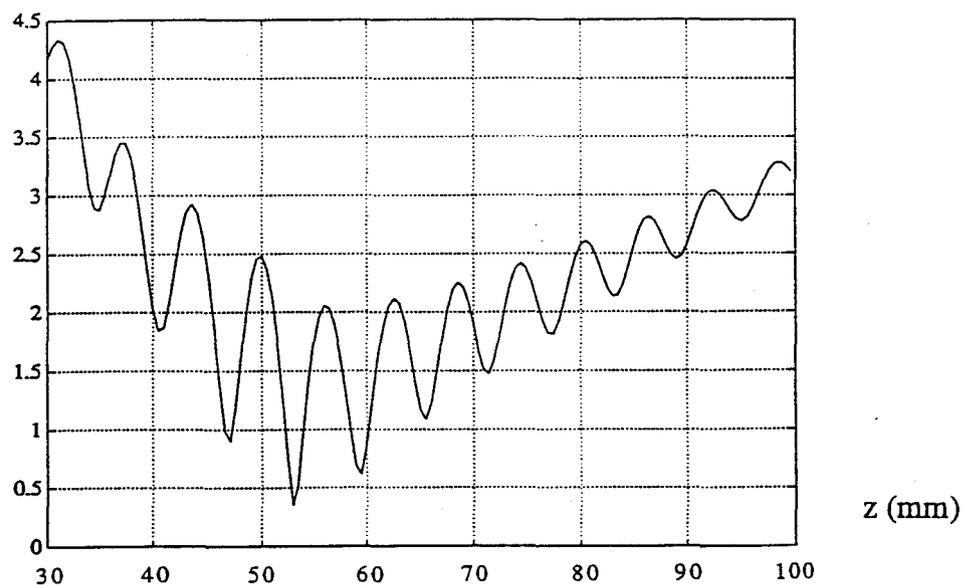


Figure 13 : Représentation du coût J_3 , en se fixant pour une barre $D = 32, 20$ et 16 mm, en fonction de la profondeur.
Solution : $D = 10$ mm, $z = 50$ mm

1-2 RECUIT SIMULE A DEUX VARIABLES (DIAMETRE ET PROFONDEUR)

L'étape suivante a été de s'intéresser au diamètre de la barre. Nous avons négligé le déplacement latéral comme paramètre supplémentaire, pour ne pas allonger démesurément les temps de calcul. Ce deuxième paramètre connu n'aurait pas apporté de difficulté particulière dans le fonctionnement de la méthode du recuit simulé, alors que l'apparition d'une variable discontinue présente une nouveauté dans la forme du coût comme dans les déplacements itératifs de l'algorithme.

Le premier point à examiner concerne la forme de la fonction coût. Celle-ci est représentée sur les figures 13 et 14 pour plusieurs diamètres. On retrouve bien, pour chaque diamètre, une enveloppe de coût conforme aux besoins de la méthode. Par contre, pour des valeurs de diamètres extrêmes, nous ne retrouvons pas des valeurs beaucoup plus élevées qui auraient ramené l'algorithme dans ses déplacements, vers le diamètre recherché.

En fait, seule la figure 12 nous permet de comprendre que ce coût peut fonctionner avec deux variables en prenant quelques précautions.

Les courbes des figures 13 et 14 montrent qu'un changement simple de diamètre entraîne une variation de coût très importante, sinon disproportionnée, devant les variations de coût correspondant aux déplacements de z .

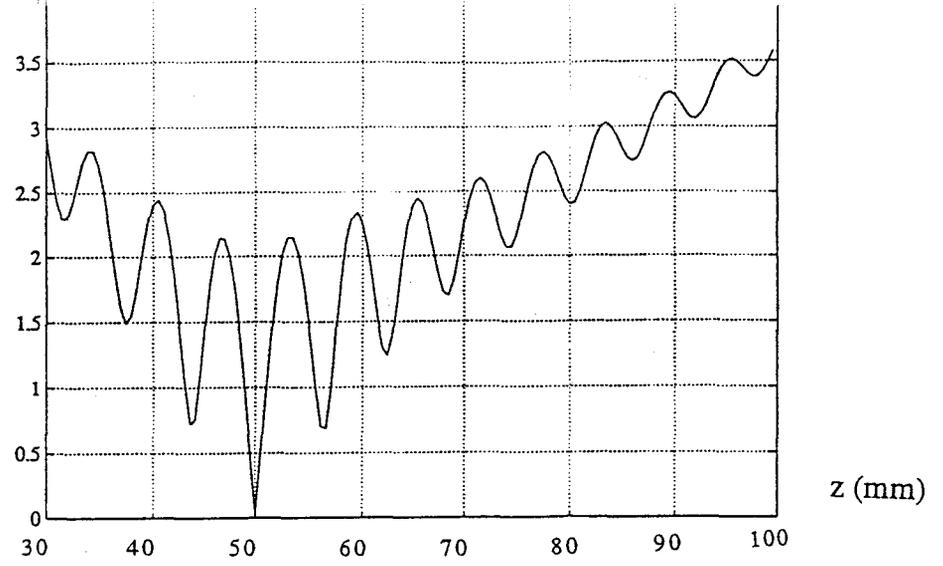
Cette disproportion bloque le principe du recuit, puisque celui-ci n'accepte aléatoirement des augmentations du coût que lorsqu'elles sont faibles.

Il nous faut donc trouver des déplacements élémentaires, concernant le diamètre, qui entraînent des variations de coût faibles. Cela est possible, à travers la figure 12, par des déplacements suivant le sens des zones sombres (creux) de la fonction coût. Une bonne estimation de la pente, entre D et z , permet de contourner le problème et de pouvoir utiliser correctement l'algorithme.

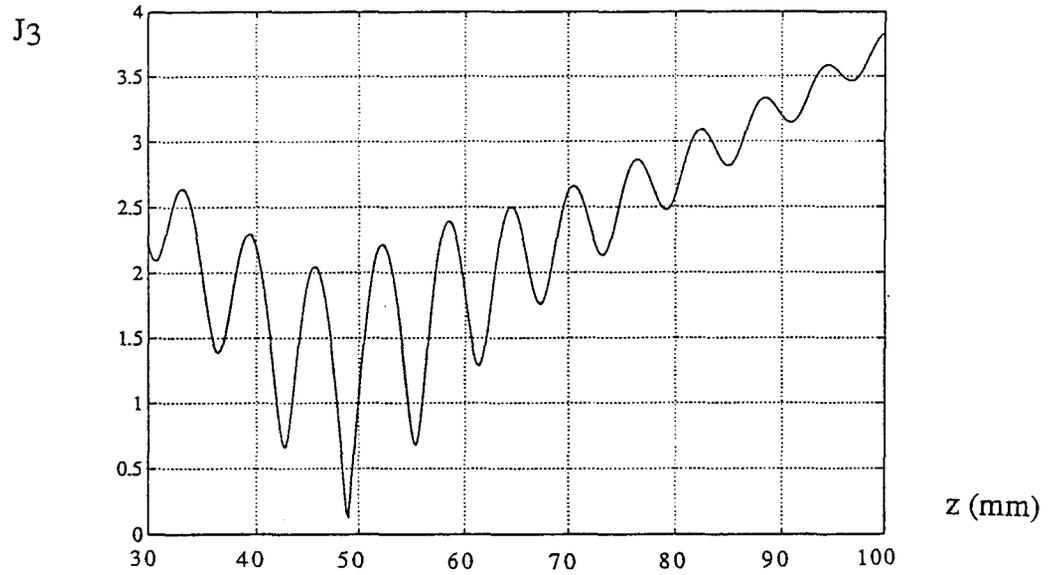
De plus, connaissant a priori les différentes classes de barres que l'on peut rencontrer en génie civil pour le béton armé, nous avons volontairement limité les déplacements du diamètre de 6 à 50 mm. (Les classes d'accès sont les suivantes : 6-8-10-12-14-16-20-32-50 mm de diamètres). Nous nous retrouvons donc avec un choix limité de diamètres face à la variation continue de la profondeur.

Pour un bon fonctionnement de l'algorithme, il est nécessaire de rester plus longtemps sur chaque palier de température. De même il est préférable d'imposer des déplacements beaucoup plus nombreux suivant les z que suivant le diamètre. En effet pour pouvoir franchir les maxima locaux selon z , plusieurs déplacements sont nécessaires, et si les déplacements latéraux sont trop fréquents, ils perturbent ces remontées pour des basses températures.

$D = 10 \text{ mm}$



$D = 8 \text{ mm}$



$D = 6 \text{ mm}$

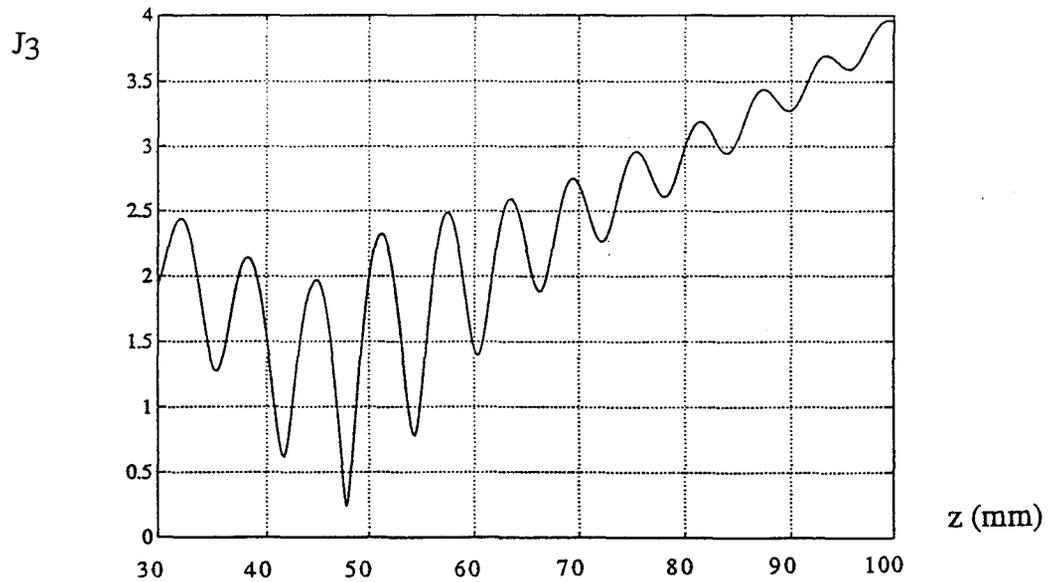


Figure 14 : Représentation du coût J_3 , en se fixant pour une barre $D = 10, 8$ et 3 mm , en fonction de la profondeur.
Solution : $D = 10 \text{ mm}$, $z = 50 \text{ mm}$

Après avoir testé l'algorithme dans cette configuration à deux paramètres, nous pouvons conclure que le recuit simulé répond bien au problème. La seule réserve est liée aux résultats qui sont probabilistes. La méthode du recuit simulé est aléatoire et ne garantit pas le résultat obtenu.

Par contre, son grand intérêt vient du fait que l'algorithme tend toujours à revenir vers la solution optimale, et que, en cas d'erreur, il se retrouve bloqué dans la cuvette voisine de cette solution. Cette attraction est liée au choix du coût, et montre donc son importance dans le fonctionnement du recuit.

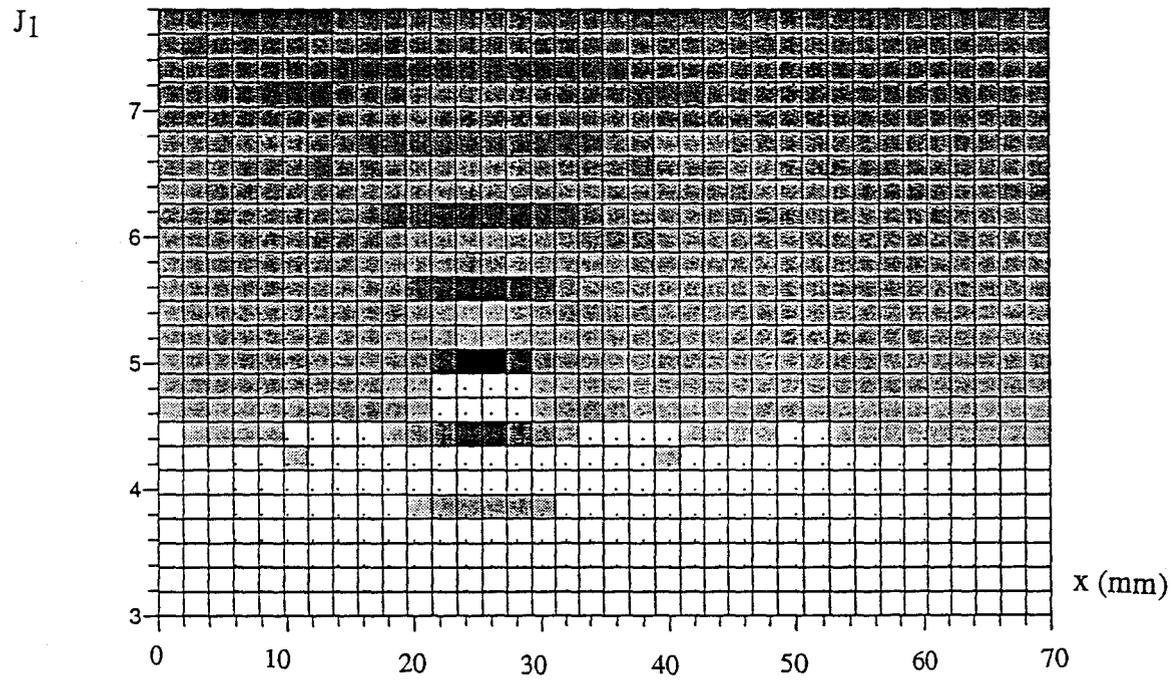
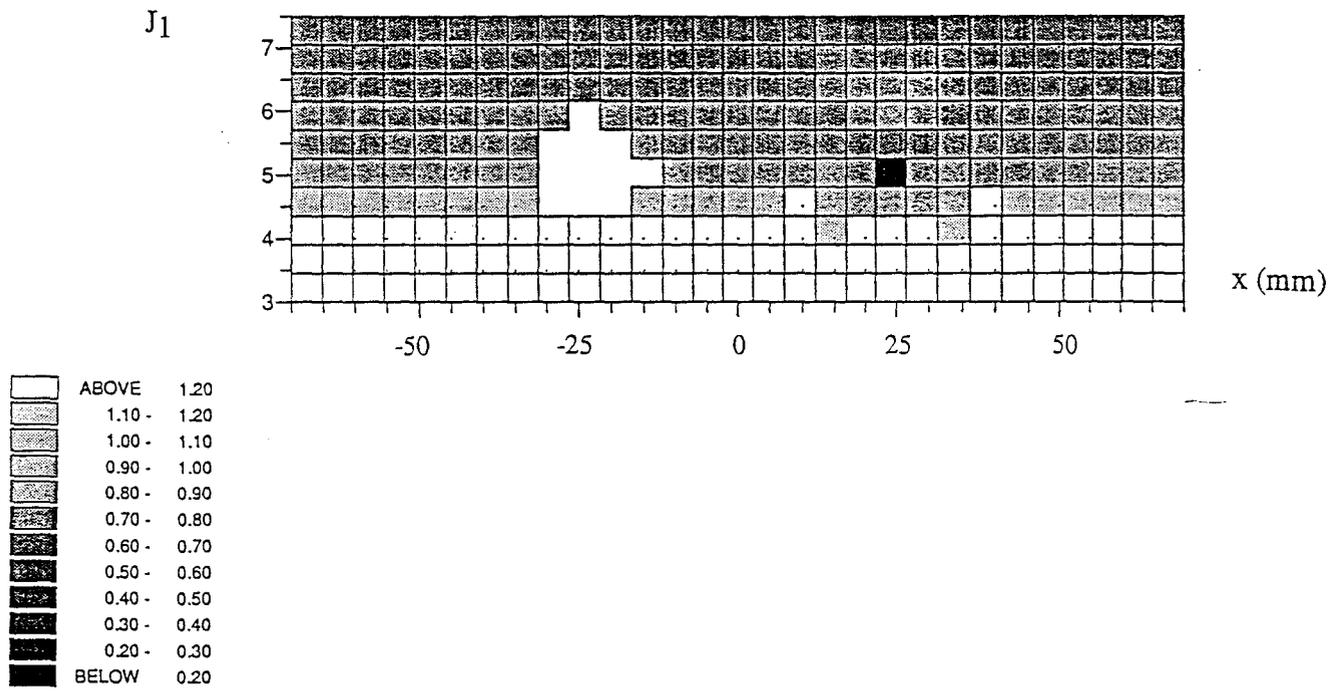


Figure 15 : Représentation 2D du coût J_1 , pour deux barres identiques dont la première est fixée en $z = 50$ mm, $x = -25$ mm et $D = 10$ mm, où la profondeur est en ordonnée et le déplacement latéral en en abscisse.

Solution : $D_1 = 10$ mm, $z_1 = 50$ mm, $x_1 = -25$ mm et
 $D_2 = 10$ mm, $z_2 = 50$ mm, $x_2 = +25$ mm

-2- ETUDE NUMERIQUE DANS LE CAS DE DEUX BARRES

2-1 COÛTS CLASSIQUES

La présence de deux barres entraîne une complication de la forme des champs diffractés mesurés. En effet, la superposition des champs issus de chacune des barres entraîne de nombreuses variations sur l'amplitude des champs globaux dues à des effets d'annulation de phase.

C'est la raison principale qui a incité à garder un coût utilisant les champs sous forme complexe plutôt que leur amplitude. De même que dans la première partie, le premier point à examiner concerne le coût.

La figure 15 montre le résultat du coût J_1 sur deux barres identiques. Il faut noter que pour deux barres il y a six degrés de liberté, aussi nous avons fixé un diamètre identique $D = 10$ mm, une profondeur identique à $z = 50$ mm et enfin nous les avons placés à 25 mm de part et d'autre de l'origine en x .

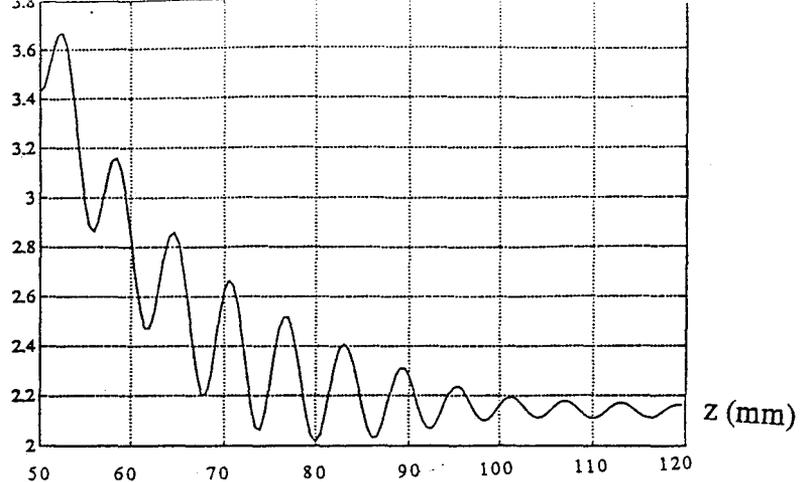
Pour visualiser la fonction coût, seuls deux paramètres peuvent être variables, aussi nous avons fixé la première barre dans la position correspondant à la solution. Quant à la deuxième barre nous lui avons choisi le bon diamètre, et nous regardons pour différentes positions de cette barre la valeur du coût.

Nous retrouvons, comme dans la première partie du chapitre, un coût qui tend vers une asymptote, pour les grandes profondeurs. Cette asymptote est, en fait, liée à la position de la première barre et vaut :

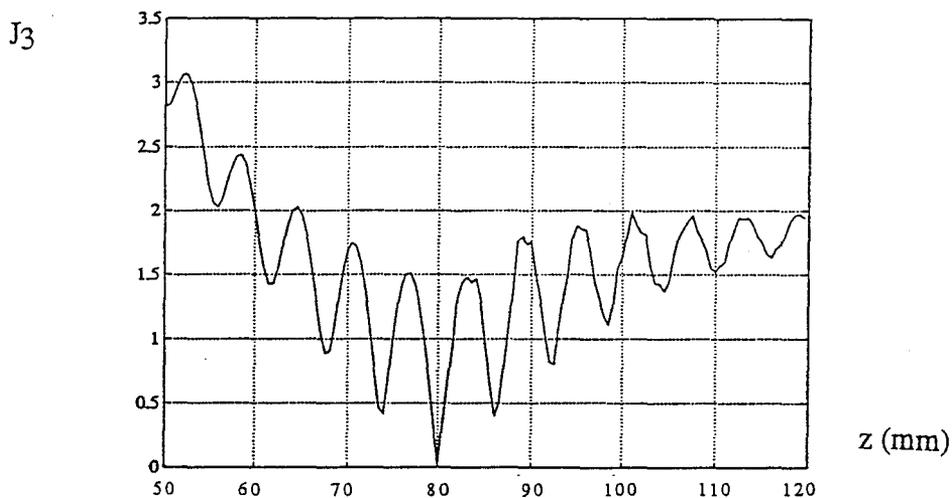
$$\lim_{z_2 \rightarrow \infty} J_1 = \sqrt{\frac{\sum_1^N (E_{mes1,i} + E_{mes2,i} - E_{cal1,i})^2}{\sum_1^N (E_{mes1,i} + E_{mes2,i})^2}} \quad (5)$$

où $E_{mes1,i}$ et $E_{mes2,i}$ sont les champs diffractés des barres 1 et 2 du i -ème capteur
 $E_{cal1,i}$: champ calculé au i -ème capteur pour une configuration donnée de la première barre.

$z = 60 \text{ mm}$



$z = 80 \text{ mm}$



$z = 100 \text{ mm}$

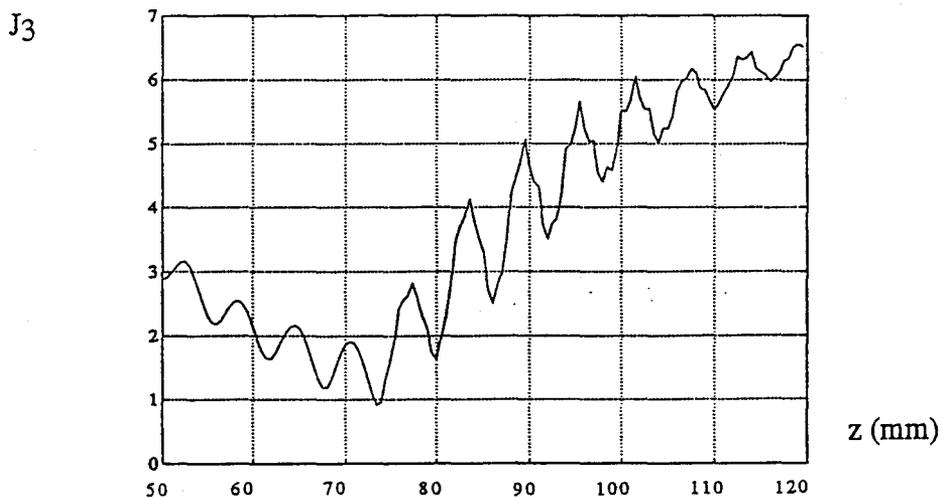


Figure 16 : Représentation du coût J_3 , en se fixant la deuxième barre $D_2 = 16 \text{ mm}$, à $z = 6, 8, 10 \text{ cm}$ en fonction de la profondeur avec $D_1 = 16 \text{ mm}$
Solution : $D_1 = 16 \text{ mm}$, $z_1 = 80 \text{ mm}$, $x_1 = -30 \text{ mm}$ et $D_2 = 16 \text{ mm}$, $z_2 = 80 \text{ mm}$, $x_2 = +30 \text{ mm}$

Cette asymptote est toujours inférieure à 1, soit le cas où les deux barres seraient placées à de très grande profondeurs. Ce coût aura donc toujours tendance à ramener une barre vers des profondeurs qui nous intéressent, mais jamais la deuxième.

De la même façon, le coût J_3 ne répond pas au problème car la présence de la deuxième barre fausse le facteur correctif $\log(|E_{\text{mes-max}} / E_{\text{cal-max}}|)$ dans le terme $E_{\text{cal-max}}$. En effet, ce facteur était lié au fait que la barre dérivait vers les z grands. Ici, ce terme va être directement lié à la barre située le plus près de la surface. Il va déformer le coût sans l'améliorer.

Pour montrer cela, on représente le coût en fonction de la profondeur en présence de la deuxième barre placée plus ou moins près de la surface, figure 16.

De plus, nous avons multiplié par quatre le facteur correctif pour que l'enveloppe du coût puisse avoir une forme correcte pour le recuit. Malgré ce nouveau facteur, les courbes montrent les lacunes de ce coût. En fait, ce facteur correctif peut ne pas apparaître lorsque la deuxième barre reste prépondérante dans les champs calculés, en particulier pour une faible profondeur.

On trouve ce phénomène lorsqu'on utilise ce coût dans le recuit simulé. Par des déplacements aléatoires, une des deux barres prend le pas sur la seconde en diminuant sa profondeur. Le facteur correctif ne rentre plus dans le calcul, et donc ne relève plus l'enveloppe du coût. Les déplacements de cette barre, bien qu'élémentaires, ont une incidence prépondérante sur le coût par rapport à la seconde. Celle-ci se retrouve rejetée vers les grandes profondeurs, puisque le coût a une asymptote horizontale avec des cuvettes à rebords successifs de moins en moins élevés, et dont il est statistiquement plus facile de sortir.

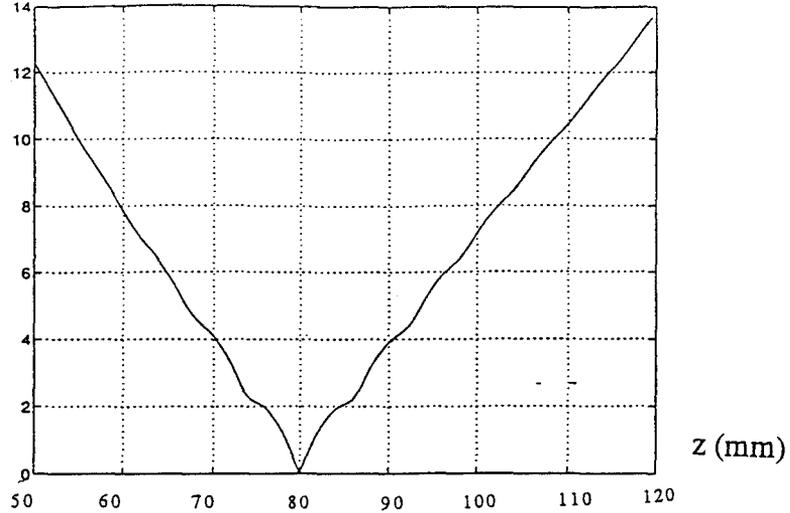
Ce constat nous oblige donc à chercher une autre fonction coût répondant mieux à ce problème.

2-2 ETUDE D'UN NOUVEAU COÛT

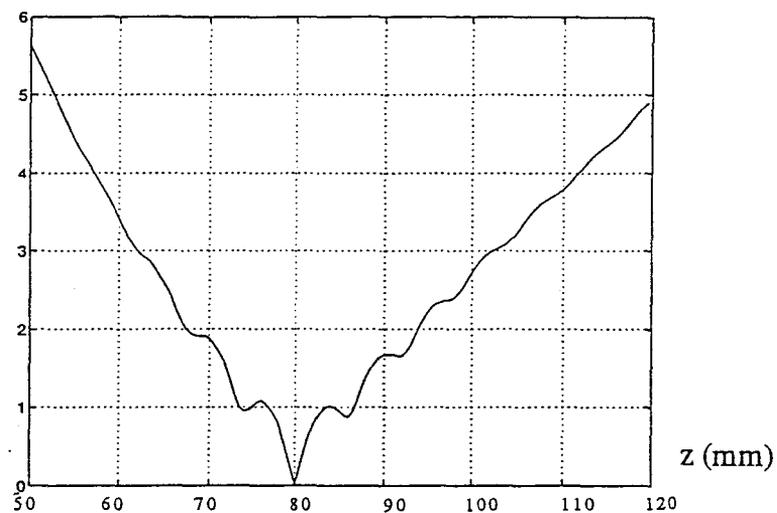
A ce stade de l'étude, les conseils de Madame GARNERO de l'Institut d'Optique d'Orsay ont été très précieux, par son expérience sur la méthode du recuit simulé, dans des situations beaucoup plus complexes où il n'y a pas la possibilité de visualiser le coût, les inconnues étant bien trop nombreuses [2].

L'idée repose sur l'utilisation de la connaissance a priori pour se ramener progressivement vers la solution. En effet, il faut considérer que ce travail peut s'insérer à la suite des résultats obtenus par les algorithmes utilisés dans le prototype SATIMO. Ceux-ci permettent d'obtenir la position et le diamètre des barres avec une certaine imprécision.

$J_1 + J_5$



$J_1 + \frac{1}{3} J_5$



$J_1 + \frac{1}{3} \text{coût } J_5$

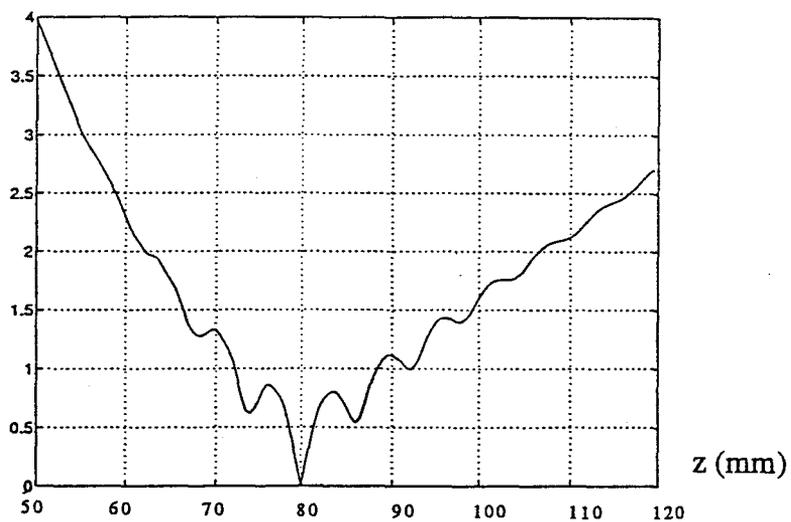


Figure 17 : Influence du deuxième terme J_5 ajouté au coût J_1 en fonction de la profondeur de la deuxième barre, la première étant bien placée.
Solution : $D_1 = 16$ mm, $x_1 = -30$ mm, et $z_2 = 80$ mm, $x_2 = +30$ mm

Cette information peut être utilisée de façon à retrouver une enveloppe du coût répondant bien au problème. On peut aussi rajouter un deuxième terme défini par :

$$J_4 = J_1 + \alpha \frac{\sum^{\text{nbre barres}} |Z_{ini,j} - Z_j|}{\sigma_z} \quad (6)$$

- où $Z_{ini,j}$: profondeur a priori de la j-ième barre
 Z_j : profondeur de la j-ième barre redéfinie à chaque itération
 α : coefficient de pondération
 σ_z : précision de la mesure du prototype sur le paramètre z.

L'équation (6) est présentée sous sa forme la plus simple, en ne prenant en compte que la profondeur. Il est possible d'ajouter l'équivalent pour les positions latérales, ainsi que pour les diamètres des barres. On verra plus loin l'incidence de ce dernier point sur l'algorithme.

On pose :

$$J_5 = \frac{\sum^{\text{nbre barres}} |Z_{ini,j} - Z_j|}{\sigma_z} \quad (7)$$

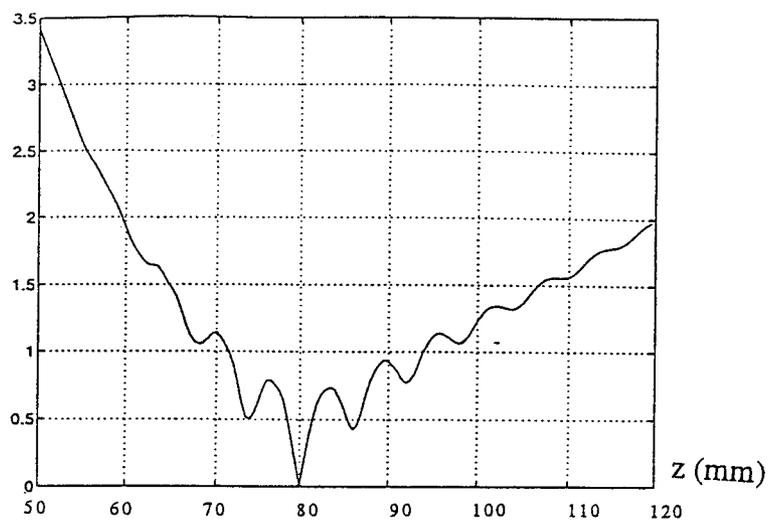
en ne considérant dans un premier temps que les solutions comme valeurs de $Z_{ini,j}$.

La figure 17 montre l'évolution de l'influence du deuxième terme J_5 ajouté au coût J_1 suivant le coefficient de pondération qu'on lui donne. Si la valeur de 1 pour α semble trop élevée, la valeur des coûts devenant prohibitive, en revanche de 1/3 à 1/6 la fonction prend une forme très intéressante. Dans ce domaine de valeurs, elle a de plus l'avantage de présenter des variations faibles qui facilitent les déplacements.

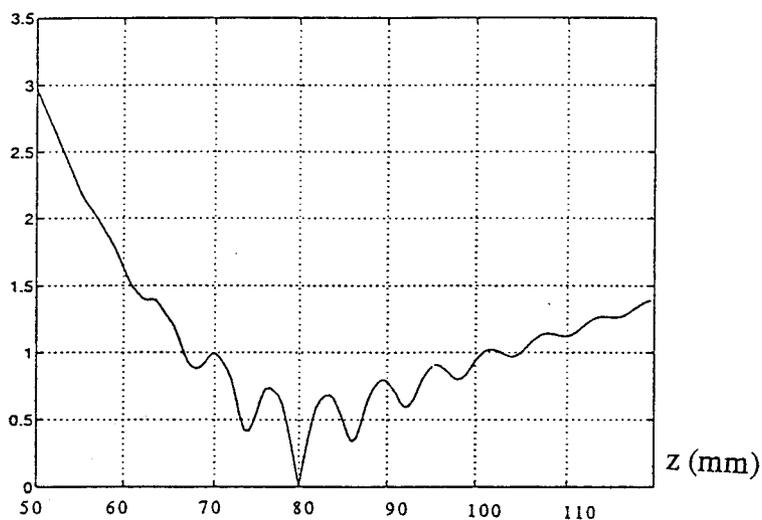
La figure 18 présente des cas où ce deuxième terme devient secondaire puis négligeable. Le coût redevient plus accidenté et moins pentu ; donc moins intéressant pour le recuit simulé. Toutefois, ces courbes ont l'avantage de montrer la faible importance du choix de α . Son rôle est de déformer plus ou moins le coût, mais il ne change pas fondamentalement le fonctionnement de l'algorithme.

Nous avons retenu $\alpha = 1/6$, comme choix arbitraire dans le calcul du coût (figures 17, 18, 19 et 20) pour bien visualiser les cuvettes successives, alors que dans l'algorithme du recuit nous avons pris $\alpha = 1/3$ pour atténuer ces mêmes maxima locaux.

$$J_1 + \frac{1}{9} J_5$$



$$J_1 + \frac{1}{9} J_5$$



$$J_1$$

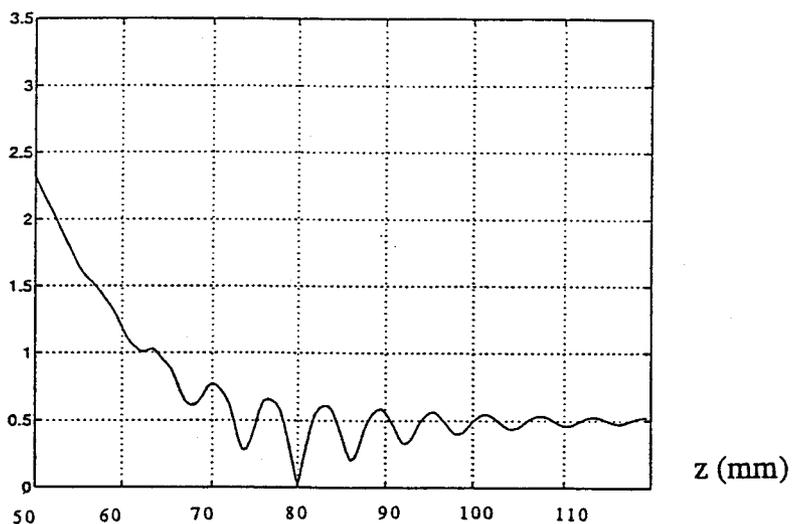
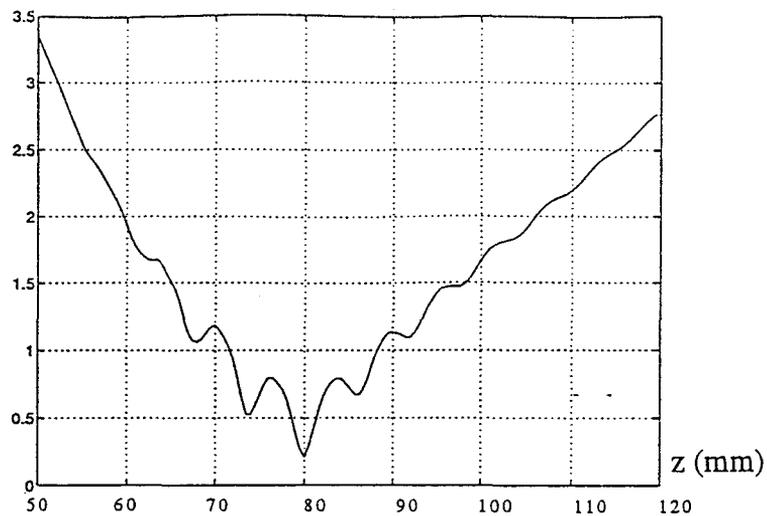
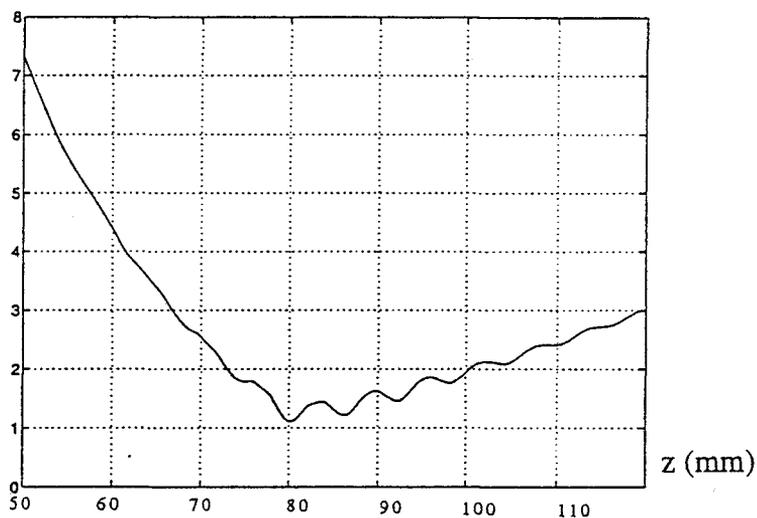


Figure 18 : Influence du deuxième terme J_5 ajouté au coût J_1 en fonction de la profondeur de la deuxième barre, la première étant bien placée.
 Solution : $D_i = 16$ mm, $z_i = 80$ mm, $x_1 = -30$ mm, $x_2 = +30$ mm

$D_1 = 12 \text{ mm}$
 $z_1 = 80 \text{ mm}$
 $R_2 = 12 \text{ mm}$



$D_1 = 32 \text{ mm}$
 $z_1 = 80 \text{ mm}$
 $D_2 = 32 \text{ mm}$



$D_1 = 16 \text{ mm}$
 $z_1 = 100 \text{ mm}$
 $D_2 = 16 \text{ mm}$

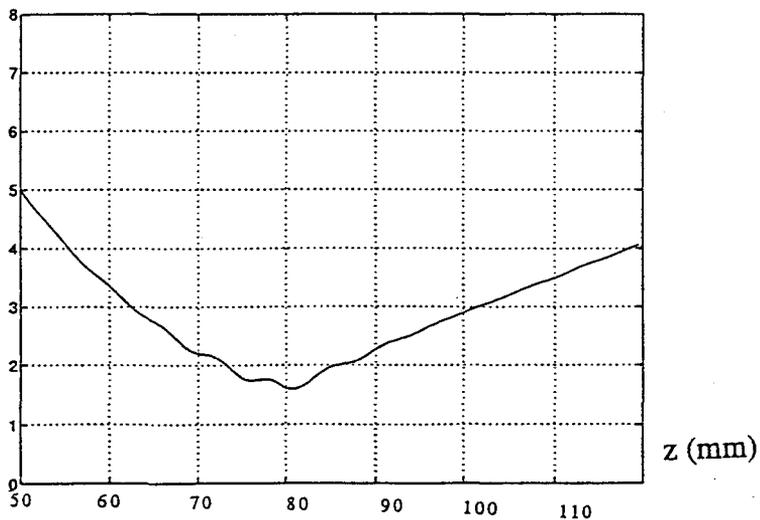
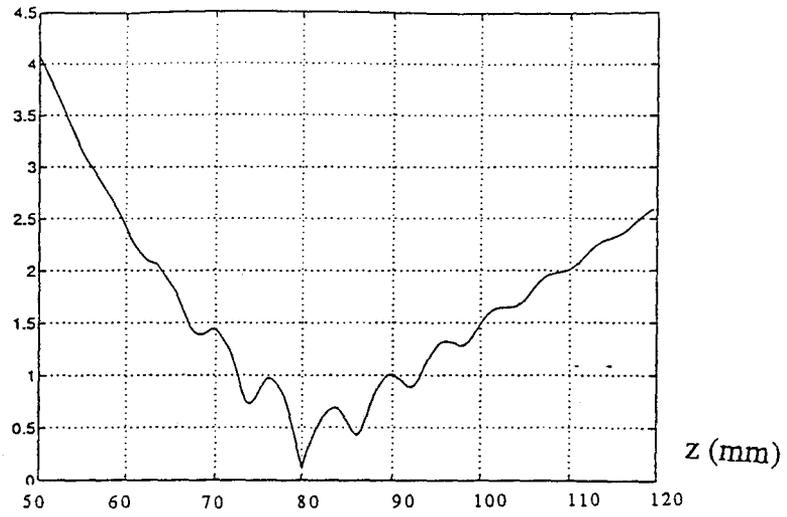
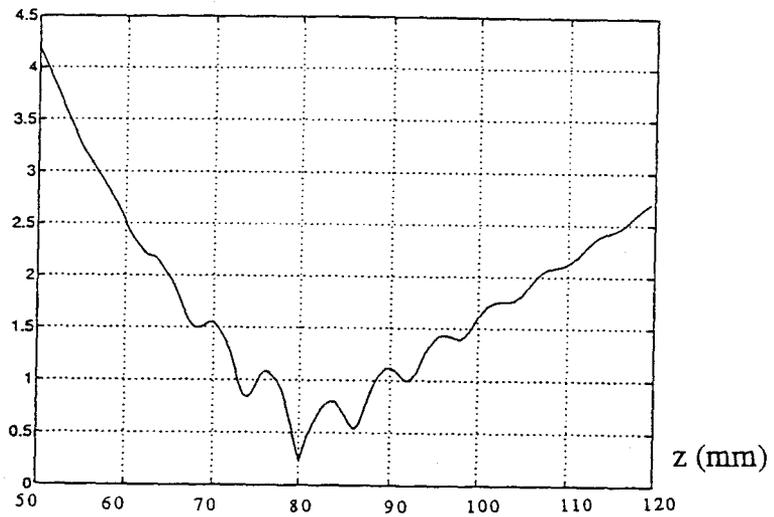


Figure 19 : Représentation du coût $J_4 = J_1 + \frac{1}{6} J_5$ pour différentes configurations de barres, en fonction de la profondeur de la deuxième barre.
 Solution : $D_i = 16 \text{ mm}$, $z_i = 80 \text{ mm}$, $x_1 = -30 \text{ mm}$ et $x_2 = +30 \text{ mm}$

$Z_{ini,1} = 80 \text{ mm}$
 $Z_{ini,2} = 82 \text{ mm}$



$Z_{ini,1} = 78 \text{ mm}$
 $Z_{ini,2} = 82 \text{ mm}$



$Z_{ini,1} = 82 \text{ mm}$
 $Z_{ini,2} = 82 \text{ mm}$

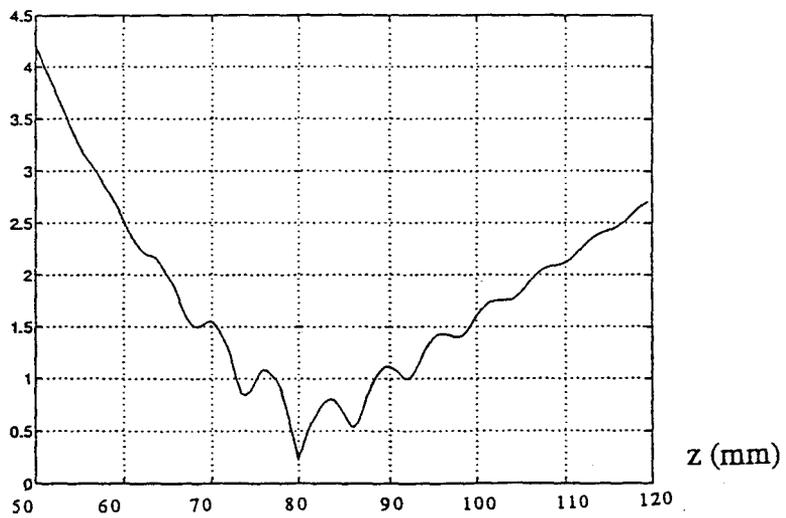


Figure 20 : Influence du choix des profondeurs initiales sur le coût, en fonction de la profondeur de la deuxième barre, la première étant bien placée.
 Solution : $D_i = 16 \text{ mm}$, $z_i = 80 \text{ mm}$, $x_1 = -30 \text{ mm}$ et $x_2 = +30 \text{ mm}$

Pour compléter cette étude sur le coût, nous avons étudié la stabilité de la fonction, lorsque les valeurs prises pour $Z_{ini,j}$ sont erronées. La figure 20 montre quelques exemples, lorsque l'erreur atteint 2 mm, sur une ou les deux barres. Cela est illustré par les déformations de la courbe en bas de la figure 17.

Sur ces exemples, donnés à titre indicatif, on note que le minimum optimal reste sur la position de la solution. En fait, la dérive de ce minimum due au coût J_5 (qui ne s'annule pas sur la solution pour des mauvais choix de $Z_{ini,j}$) est négligeable puisqu'elle n'apparaît pas sur les courbes, avec l'échantillonnage de calcul choisi de $\Delta z = 0.5$ mm. On peut donc supposer que l'incidence du choix des $Z_{ini,j}$ n'apparaîtra pas dans les résultats du recuit, ou qu'elle sera insignifiante.

De ces divers résultats, il ressort que ce nouveau terme J_5 ajouté au coût classique J_1 répond parfaitement aux contraintes imposées par la méthode du recuit simulé en ce qui concerne la variable z de la profondeur.

Il nous reste à valider ce nouveau coût dans l'algorithme du recuit simulé.

2-3 RECUIT SIMULE

Les premiers essais de l'algorithme d'inversion utilisant le coût défini par l'équation (6) ont confirmé les avantages et les faiblesses de ce dernier coût.

Ces essais ont été effectués sur les bases des configurations de la première partie, avec une barre, en reprenant les mêmes valeurs de paramètres dans les déplacements.

Pour chaque palier de température, correspondant à 200 itérations pour 4 inconnues, les déplacements sont simples et proportionnels au coût, soit en z_i , soit en D_j . Les valeurs des paramètres de base sont les suivantes :

- Température initiale : $T_{ini} = 2$,
- Facteur de décroissance thermique : 0.9,
- Pas élémentaire de déplacement en z : $grz = 0.7$,
- Pourcentage du nombre de déplacements en D : 20 %,
- $Z_{ini,j}$ = solution (dans un premier temps).

D ₁ (mm)	Z ₁ (mm)	D ₂ (mm)	Z ₂ (mm)	Coût	Itération	Résultat
16	80,34	16	80,35	0.911	7 200	B
14	79,27	14	79,34	0.983	6 400	M
16	79,8	16	79,98	0.529	5 400	B
16	79,89	16	80,01	0.739	5 800	B
16	79,98	16	80,31	0.452	6 900	B
16	80,22	10	81,75	0.670	5 000	M
16	80,21	10	79,53	0.647	5 200	M
12	83,64	16	80,36	1.076	5 000	M
10	79,64	6	80,07	1.151	6 000	M
40	80,28	16	80,63	1.029	6 000	M
25	78,97	25	78,64	1.191	6 000	M
16	80,13	16	80,57	1.659	6 500	B
16	80,33	8	80,20	1.366	7 500	M
6	80,03	6	80,17	0.900	7 400	M
16	79,73	16	79,84	1.556	6 000	B

Tableau 3 : Exemples de résultats avec l'algorithme du recuit simulé utilisant la fonction coût J_7 et des déplacements perpendiculaires en z et en D.

Solution : $D_1 = 16$ mm, $z_1 = 80$ mm, $x_1 = -30$ mm et $D_2 = 16$ mm, $z_2 = 80$ mm, $x_2 = +30$ mm.

A chaque essai, la configuration initiale est changée. L'algorithme se retrouve bloqué, en général, après 6 000 à 7 000 itérations, suivant la valeur du coût et de la position finale.

Le tableau 3 montre un certain nombre d'exemples obtenus en changeant simplement la configuration initiale.

Le principal résultat positif est lié aux paramètres z_j . Dans tous les cas de figure, le recuit simulé répond parfaitement pour ces variables. A chaque essai, l'algorithme s'est retrouvé bloqué aux bonnes profondeurs sans que le test d'arrêt n'ait été utilisé. Ce que l'étude du coût laissait prévoir, a été parfaitement confirmé pour cette série de calculs.

Par contre, le recuit simulé montre ses faiblesses vis-à-vis des diamètres des barres, comme les courbes de la fonction coût pouvaient le suggérer.

L'ambiguïté existant entre une grosse barre en profondeur et une petite barre en surface, sur le coût J_1 , entraîne de nombreuses erreurs sur le résultat du recuit. Les coûts correspondants (minima locaux) montrent bien la difficulté pour l'algorithme de trouver la solution.

Cette difficulté est d'autant plus forte que les rebords de la fonction coût, encadrant la solution, sont très élevés pour des barres de bons diamètres. Les résultats au douzième et quinzième essai, correspondant à la solution, donnent les coûts les plus forts de la série.

Pour expliquer ce fait et comprendre pourquoi l'algorithme n'est pas descendu vers la solution (à diamètre constant), il faut se rappeler que les déplacements sont proportionnels au coût. Comme celui-ci est important, les déplacements possibles éloignent les barres plus qu'elles ne les rapprochent. On pourrait alors diminuer le pas élémentaire grz mais ce serait au détriment des déplacements du recuit.

Le recuit simulé ne peut donc pas répondre entièrement au problème en gardant un tel coût, et/ou de tels déplacements.

Aussi, de la même façon que précédemment, nous avons ajouté un deuxième facteur correctif concernant le diamètre.

$$J_6 = \frac{\sum^{\text{nbre barres}} |D_{ini,j} - D_j|}{S_D} \quad (8)$$

où $D_{ini,j}$: est le diamètre a priori de la j-ème barre,

D_j : est le diamètre de la j-ème barre redéfinie à chaque itération,

σ_D : paramètre équivalent à σ_z .

D ₁ (mm)	Z ₁ (mm)	D ₂ (mm)	Z ₂ (mm)	Coût	Itération	Résultat
16	79,84	16	80,29	1.096	6 500	B
16	80,02	16	80,28	1.179	5 800	B
16	80,13	16	80,23	1.177	6 000	B
12	79,84	16	79,89	0.474	7 700	M
16	82,73	16	80,21	1.083	6 400	B
14	79,03	16	80,14	0.778	7 000	M
14	79,16	16	80,20	1.033	6 400	M
16	80,04	16	80,08	0.845	6 500	B
16	80,14	16	80,11	0.741	7 200	B
16	80,01	16	80,12	0.627	7 000	B
16	80,13	16	79,86	0.844	7 500	B
16	79,75	16	79,77	1.109	6 200	B

Tableau 4 : Exemples de résultats de l'algorithme du recuit simulé utilisant la fonction coût J7 avec des déplacements mixtes en D et z.

Solution : D₁ = 16 mm, z₁ = 80 mm, x₁ = -30 mm et D₂ = 16 mm, z₂ = 80 mm, x₂ = +30 mm.

Si ce deuxième facteur correctif augmente le coût global, il entraîne cependant une amélioration notable. L'ambiguïté qui existait dans le coût J_1 sur le diamètre disparaît au profil d'une convergence de l'algorithme vers un domaine restreint contenant la solution.

Pour améliorer les libertés de déplacements, nous avons diminué la taille du pas élémentaire Δz , puisque le coût a été augmenté, d'une part, et nous avons rajouté un déplacement aléatoire mixte en D et z d'autre part. En effet, ayant constaté les sauts de la fonction coût à effectuer lors des changements de diamètre, nous avons autorisé un déplacement aléatoire en z dans le même temps, pour lui permettre de retrouver des variations de coût acceptables.

Les anciens déplacements possibles :

$$\begin{cases} D_{j,i+1} = D_{j,i} + \Delta D \\ z_{j,i+1} = z_{j,i} + \Delta z \cdot \text{coût} \end{cases} \quad (9)$$

deviennent

$$\begin{cases} D_{j,i+1} = D_{j,i} + \Delta D \text{ et } z_{j,i+1} = z_{j,i} + \alpha \cdot \text{coût} \cdot \Delta z \\ z_{j,i+1} = z_{j,i} + \Delta z \cdot \text{coût} \end{cases} \quad (10)$$

avec

- $D_{j,i}$: diamètre de la j -ème barre à la i -ème configuration,
- α : coefficient aléatoire compris entre $-0,5$ et $+0,5$,
- ΔD : pas élémentaire en D ,
- Δz : pas élémentaire en z .

Le tableau 4 donne le résultat d'une deuxième série de calculs, utilisant ces nouveaux coûts ($J_7 = J_1 + \alpha(J_5 + J_6)$) et déplacements, en imposant comme valeurs pour les $D_{ini,j}$ et $z_{ini,j}$ les bonnes solutions.

Le but de cette deuxième série est de valider le principe du recuit simulé à partir du champ diffracté provenant de deux barres d'acier placées dans un matériau isolant.

Notre première remarque porte sur l'arrêt de l'algorithme : le test d'arrêt n'a jamais fonctionné. Le coût a abouti aux résultats, notés dans le tableau 4, après un refroidissement complet de la température de façon autonome.

L'amélioration de la deuxième série sur la première justifie l'apport du deuxième facteur correctif dans le coût global. Nous confirmons ainsi les conclusions de la première partie de ce chapitre, à savoir que le recuit simulé fonctionne parfaitement dès lors que l'enveloppe de la fonction coût a la forme d'une cuvette dont le fond correspond à la solution. Il reste toutefois un algorithme pouvant résoudre de façon approximative les problèmes d'optimisation, ses solutions doivent donc être notées avec réserve.

D ₁ (mm)	Z ₁ (mm)	D ₂ (mm)	Z ₂ (mm)	Coût	Itération	Résultat
14	79,01	16	79,47	1.009	7 600	M
14	78,95	16	80,07	0,761	8 300	M
16	79,65	16	80,42	1.145	8 300	B
14	78,94	10	81,41	1,156	8 700	M
14	78,76	16	80,71	1.053	7 000	M

Tableau 5 : Résultats avec l'algorithme du recuit simulé utilisant $D_{ini,j} = 16$ mm, $z_{ini,1} = 79$ mm et $z_{ini,2} = 81$ mm.

Solution : $D_1 = 16$ mm, $z_1 = 80$ mm, $x_1 = -30$ mm et $D_2 = 16$ mm, $z_2 = 80$ mm, $x_2 = +30$ mm.

D ₁ (mm)	Z ₁ (mm)	D ₂ (mm)	Z ₂ (mm)	Coût	Itération	Résultat
14	78,32	20	81,76	1.351	6 200	M
16	79,65	16	80,19	0,711	7 200	B
12	78,07	16	80,59	1,555	8 200	M
14	78,03	20	82,03	1.734	6 400	M
14	76,12	8	82,00	0,918	7 500	M
14	78,19	20	82,03	1.950	7 600	M

Tableau 6 : Résultats avec l'algorithme du recuit simulé utilisant $D_{ini,j} = 16$ mm, $z_{ini,1} = 78$ mm et $z_{ini,2} = 82$ mm.

Solution : $D_1 = 16$ mm, $z_1 = 80$ mm, $x_1 = -30$ mm et $D_2 = 16$ mm, $z_2 = 80$ mm, $x_2 = +30$ mm.

D ₁ (mm)	Z ₁ (mm)	D ₂ (mm)	Z ₂ (mm)	Coût	Itération	Résultat
16	81,17	20	82,10	1.882	8 000	M
14	80,50	20	81,82	1,071	6 500	M
16	81,22	20	82,27	1,173	6 200	M
20	78,00	10	82,87	1.329	8 600	M
16	79,92	20	82,88	1,057	7 400	M
16	79,95	20	81,77	1.449	7 900	M

Tableau 7 : Résultats avec l'algorithme du recuit simulé utilisant $D_{ini,j} = 16$ mm, $z_{ini,1} = 81$ mm et $z_{ini,2} = 82$ mm.

Solution : $D_1 = 16$ mm, $z_1 = 80$ mm, $x_1 = -30$ mm et $D_2 = 16$ mm, $z_2 = 80$ mm, $x_2 = +30$ mm.

L'étape suivante a été de considérer l'influence du choix de $D_{ini,j}$ et $z_{ini,j}$ sur la convergence de l'algorithme. En pratique, ces valeurs initiales peuvent résulter de l'inversion obtenue par la technique d'imagerie microonde associée au prototype développé par la société SATIMO. Elles sont calculées avec une certaine précision qui demande à être améliorée, principalement pour les diamètres.

Nous avons donc regardé l'incidence du choix erroné des profondeurs initiales (puis des diamètres) sur la convergence du recuit simulé vers la solution. Pour ce faire, il nous a paru nécessaire de relancer plusieurs fois l'algorithme pour une même configuration en $D_{ini,j}$ et $z_{ini,j}$, pour pouvoir apprécier ses performances et limites. Les résultats sont présentés dans un tableau pour chaque configuration.

Les premières séries de calculs, tableaux 5, 6 et 7, s'intéressent à des valeurs initiales en z erronées. L'importance des erreurs correspond à la précision de mesure du prototype. Bien que les résultats pour chacune des barres ne soient pas totalement indépendants, on retrouve les tendances que laissait supposer l'utilisation du coût.

La relation profondeur-diamètre apparaît clairement sur les résultats par rapport au choix des $z_{ini,j}$. On constate que pour des valeurs de $z_{ini,1}$ inférieures à 80 mm (tableaux 5 et 6), on retombe sur des valeurs analogues en z , ce qui n'est pas important dans le cas de notre application, par contre le diamètre qui leur est associé tend vers 14 mm.

Ce phénomène réapparaît pour des $z_{ini,2}$ de valeurs supérieures à 80 mm (tableau 7) où le diamètre correspondant tend vers une valeur supérieure, soit 10 mm. On se retrouve bien dans des cas classiques d'ambiguïtés pour le coût, où celui-ci confond une petite barre en surface et une plus grosse en profondeur.

L'algorithme paraît donc très sensible aux facteurs correctifs, et on peut supposer que ceux-ci ont une influence trop importante sur le coût total J_6 qui pourrait être réduite à l'aide d'un coefficient de pondération.

Cependant, il faut noter que les coûts associés à ces résultats, pour tous ces tableaux, sont déjà très faibles (à peine plus importants que ceux du tableau 4 qui aboutissent à la solution) et la diminution de l'influence de ces facteurs correctifs entraînerait une diminution des coûts au détriment de la convergence de l'algorithme.

Les derniers points que nous pouvons relever de ces séries de calcul concernent d'une part la sensibilité de l'ambiguïté profondeur-diamètre pour les petits diamètres : si le résultat passe de 16 à 14 mm pour un écart de 1 mm sur la valeur initiale en z , il faut 2 mm d'erreur sur $z_{ini,j}$ pour passer de 16 à 20 mm, et cet écart augmente de façon notable pour des rayons supérieurs.

D ₁ (mm)	Z ₁ (mm)	D ₂ (mm)	Z ₂ (mm)	Coût	Itération	Résultat
16	80,20	16	80,19	1,047	9 000	B
16	80,13	16	80,00	0,724	7 200	B
16	80,16	16	80,16	0,860	6 500	B
16	79,99	16	80,12	0,643	7 200	B
16	80,19	16	79,75	1,003	6 600	B
16	80,13	16	79,86	0,692	7 400	B

Tableau 8 : Résultats avec l'algorithme du recuit simulé utilisant $z_{ini,j} = 80$ mm, $D_{ini,1} = 18$ mm et $D_{ini,2} = 16$ mm.

Solution : $D_1 = 16$ mm, $z_1 = 80$ mm, $x_1 = -30$ mm et $D_2 = 16$ mm, $z_2 = 80$ mm, $x_2 = +30$ mm.

D ₁ (mm)	Z ₁ (mm)	D ₂ (mm)	Z ₂ (mm)	Coût	Itération	Résultat
16	80,14	14	79,09	0,782	7 300	M
16	80,20	14	79,79	1,052	7 200	M
16	80,17	12	80,26	0,918	6 300	M
16	79,84	14	79,73	0,756	6 800	M
16	80,20	14	79,01	1,064	6 000	M
16	79,72	14	79,36	1,351	9 000	M

Tableau 9 : Résultats avec l'algorithme du recuit simulé utilisant $z_{ini,j} = 80$ mm, $D_{ini,1} = 18$ mm et $D_{ini,2} = 14$ mm.

Solution : $D_1 = 16$ mm, $z_1 = 80$ mm, $x_1 = -30$ mm et $D_2 = 16$ mm, $z_2 = 80$ mm, $x_2 = +30$ mm.

D ₁ (mm)	Z ₁ (mm)	D ₂ (mm)	Z ₂ (mm)	Coût	Itération	Résultat
25	79,06	16	80,07	0,458	6 200	M
16	80,02	16	79,70	1,449	9 000	B
12	78,34	14	79,17	0,890	8 300	M
20	82,04	16	79,81	0,905	7 200	M
20	77,37	16	80,03	0,984	7 000	M
16	79,81	14	79,68	0,887	7 000	M

Tableau 10 : Résultats avec l'algorithme du recuit simulé utilisant $z_{ini,j} = 80$ mm, $D_{ini,1} = 20$ mm et $D_{ini,2} = 14$ mm.

Solution : $D_1 = 16$ mm, $z_1 = 80$ mm, $x_1 = -30$ mm et $D_2 = 16$ mm, $z_2 = 80$ mm, $x_2 = +30$ mm.

L'algorithme garde donc tout son intérêt pour les barres de gros diamètres puisque les précisions obtenues à l'aide du prototype développé par la société SATIMO sur les positions spatiales sont inférieures à 3 mm.

D'autre part, il faut retenir l'existence de quelques résultats complètement erronés qui montrent que le recuit simulé reste un algorithme d'inversion approximatif.

En nous intéressant maintenant au facteur correctif associé aux rayons, tableaux 8, 9 et 10, nous avons imposé deux types d'erreurs : le premier à mi-chemin de la classe de diamètre suivante, soit $D_{ini,1} = 18$ mm entre les classes 16 et 20 mm (tableau 8 et 9), et le deuxième sur la classe voisine, soit $D_{ini,2} = 14$ mm (tableau 9 et 10).

En considérant dans une première approche que les deux barres sont indépendantes sur les résultats, seul le deuxième type d'erreur initiale entraîne des valeurs finales erronées sur la barre qui lui est associée.

La précision des profondeurs reste excellente, et le coût des résultats des trois séries est en général très faible, ce qui montre toujours l'aspect ambigu de la fonction utilisée.

Divers essais ont alors été tentés pour améliorer la fonction coût. Nous avons tout d'abord limité l'influence des facteurs correctifs, mais sans incidence sur la convergence du recuit puisque le coût J_1 redevient prépondérant.

De la même façon, nous avons cherché à diminuer l'importance des facteurs correctifs avec le refroidissement de la température afin d'éliminer les erreurs dues aux choix des valeurs de $D_{ini,j}$ et $z_{ini,j}$ et donc des dérives indésirables sur le résultat. Cependant, le constat reste identique : l'algorithme ne converge pas pour les mêmes raisons que précédemment.

Une question annexe s'est posée pour savoir si le recuit pouvait nous rapprocher de la solution lorsque les connaissances a priori ne sont plus prises en considération, c'est-à-dire si les valeurs initiales en $D_{ini,j}$ et $z_{ini,j}$ sont aberrantes vis-à-vis de la solution. La synthèse des résultats montre, suivant l'importance relative des facteurs correctifs, que soit l'algorithme converge vers les valeurs initiales soit il diverge de façon aléatoire. En effet, la fonction coût présente alors une enveloppe trop déformée dont le fond devient à peu près plat sur un large domaine en z et D qui rend le recuit inopérant.

Une dernière série de calculs a été effectuée sur des barres de gros diamètres, en appliquant des valeurs initiales erronées correspondant aux précisions du prototype développé par SATIMO, pour vérifier ce que nous supposons en conclusion des tableaux 5, 6 et 7.

D ₁ (mm)	Z ₁ (mm)	D ₂ (mm)	Z ₂ (mm)	Coût	Itération	Résultat
20	77,74	25	81,31	0,799	7 700	M
20	78,15	25	79,95	1.363	7 000	M
25	78,23	25	79,96	0,751	8 000	B
32	77,97	32	83,67	1,307	6 000	M
25	80,02	25	79,94	1.302	6 800	B
20	77,89	20	82,67	1,209	7 000	M

Tableau 11 : Résultats avec l'algorithme du recuit simulé utilisant $D_{ini,j} = 25$ mm, $z_{ini,1} = 78$ mm et $z_{ini,2} = 82$ mm.

Solution : $D_1 = 25$ mm, $z_1 = 80$ mm, $x_1 = -30$ mm et $D_2 = 25$ mm, $z_2 = 80$ mm, $x_2 = +30$ mm.

D ₁ (mm)	Z ₁ (mm)	D ₂ (mm)	Z ₂ (mm)	Coût	Itération	Résultat
32	89,65	32	89,94	1,103	9 000	B
32	84,30	32	95,64	1.534	6 400	-B
32	90,04	32	91,56	1,126	7 300	B
32	86,40	32	93,93	1,148	6 800	B
32	90,04	32	92,14	0,820	7 500	B

Tableau 12 : Résultats avec l'algorithme du recuit simulé utilisant $D_{ini,j} = 32$ mm, $z_{ini,1} = 88$ mm et $z_{ini,2} = 92$ mm.

Solution : $D_1 = 32$ mm, $z_1 = 90$ mm, $x_1 = -30$ mm et $D_2 = 32$ mm, $z_2 = 90$ mm, $x_2 = +30$ mm.

D ₁ (mm)	Z ₁ (mm)	D ₂ (mm)	Z ₂ (mm)	Coût	Itération	Résultat
32	90,07	32	92,69	0,993	7 200	B
32	90,06	32	93,02	1.054	7 100	B
32	90,07	32	94,18	1,071	7 400	-B
32	89,61	32	95,31	1,208	6 500	-B
25	86,43	32	95,00	1,013	7 200	M
32	90,08	32	94,88	1,180	6 600	-B

Tableau 13 : Résultats avec l'algorithme du recuit simulé utilisant $D_{ini,1} = 25$ mm, $D_{ini,2} = 32$ mm, $z_{ini,1} = 89$ mm et $z_{ini,2} = 92$ mm.

Solution : $D_1 = 32$ mm, $z_1 = 90$ mm, $x_1 = -30$ mm et $D_2 = 32$ mm, $z_2 = 90$ mm, $x_2 = +30$ mm.

Pour une imprécision de 2 mm sur les valeurs initiales de $z_{ini,j}$, nous nous sommes tout d'abord intéressés au diamètre de 25 mm. Le tableau 11 présente une série de résultats qui montrent que ce diamètre se confond encore avec celui de 20 mm si $z_{ini,j}$ est trop faible.

Les calculs ont été relancés avec des diamètres de 32 mm, tout d'abord en ne modifiant que les valeurs initiales en z : dans le tableau 12, puis en dispersant les erreurs dans $D_{ini,j}$ et $z_{ini,j}$ et dont les résultats se retrouvent dans le tableau 13.

Pour l'algorithme, la difficulté se situe dans la combinaison des choix initiaux en D et z pour une barre donnée. Nous avons vu, dans les séries de calculs précédents, qu'imposer un couple $D_{ini,j}$ et $z_{ini,j}$ de valeurs trop petites entraîne une dérive des résultats vers des diamètres, ainsi que des profondeurs, plus faibles.

Ces résultats montrent donc que, malgré le bruit généré par un choix erroné des paramètres des facteurs correctifs, la fonction coût reste utilisable par le recuit simulé à partir de ce diamètre et lui permet de converger vers les bonnes valeurs.

Il faut toutefois noter la dispersion des résultats pour les profondeurs qui a augmenté avec les diamètres. Ce problème reste secondaire puisque les services de surveillance ou d'entretien des ouvrages d'art ne demandent pas de telles précisions dans la recherche du positionnement des aciers dans le béton armé.

Nous pouvons donc annoncer que le recuit simulé répond à notre application pour les barres de diamètres importants, en considérant que l'obtention des bons diamètres est fondamentale pour notre application en génie civil.

Dans la pratique, cet algorithme doit être modifié par un autre choix de la fonction coût car les aciers principaux, pris en compte dans les calculs de dimensionnement, ont généralement des diamètres qui peuvent descendre jusqu'à 12 mm.

2-4 ETUDE FREQUENTIELLE

De la même façon que dans l'étude de la méthode du recuit simulé dans le cas d'une barre isolée, il est intéressant de se pencher sur l'influence de la fréquence sur la fonction coût dans le cas de deux barres.

La connaissance a priori de la position des aciers intégrée dans la fonction coût apporte une amélioration dans le fonctionnement de l'algorithme d'inversion avec toutefois quelques limites liées à l'imprécision de cette connaissance (voir le paragraphe précédent).

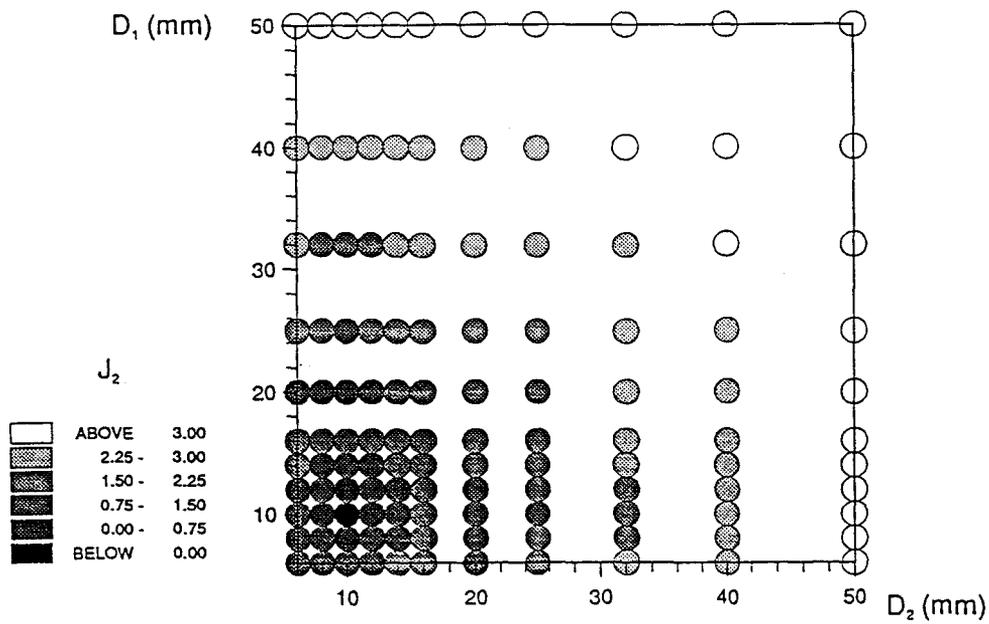


figure 21 : Représentation 2D du coût J_2 (bande 7-13 Ghz avec $\Delta f = 500\text{Mhz}$, soit 13 fréquences), pour deux barres identiques de diamètre $D = 10$ mm dont les positions sont fixées en $x_1 = -30$ mm, $x_2 = 30$ mm et $z_i = 50$ mm, en fonction des diamètres D_i .
 Solution : $x_1 = -30$ mm, $x_2 = 30$ mm, $z_i = 50$ mm et $D_i = 10$ mm.

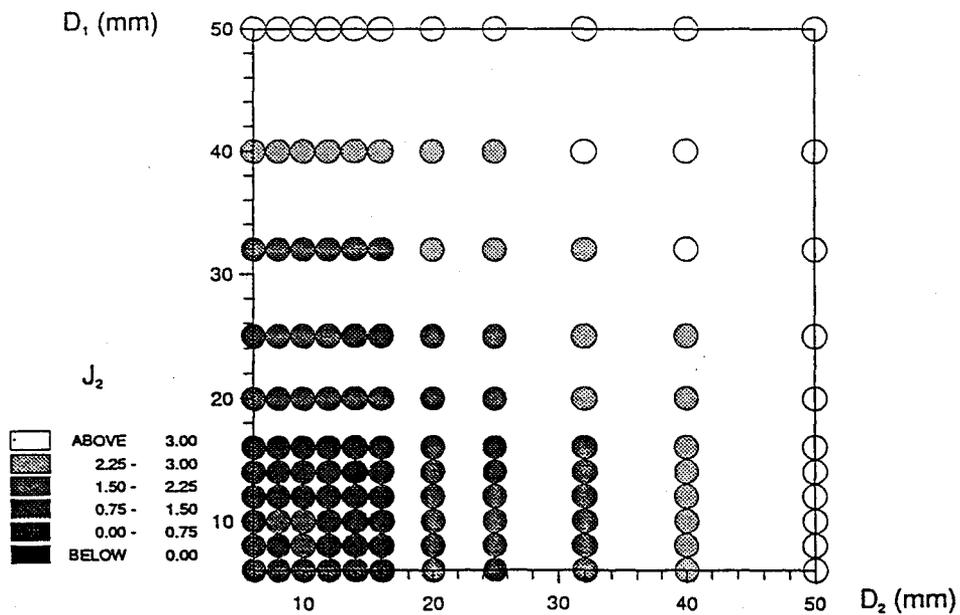


figure 22 : Représentation 2D du coût J_2 (bande 7-13 Ghz avec $\Delta f = 500\text{Mhz}$, soit 13 fréquences), pour deux barres identiques de diamètre $D = 10$ mm dont les positions sont fixées en $x_1 = -32,5$ mm, $x_2 = 32,5$ mm et $z_i = 52,5$ mm, en fonction des diamètres D_i .
 Solution : $x_1 = -30$ mm, $x_2 = 30$ mm, $z_i = 50$ mm et $D_i = 10$ mm.

Aussi dans le même état d'esprit, les calculs suivants ont porté sur la fonction coût J_2 en supposant la position des barres connue et en faisant varier leur diamètre. Cette étude se place toujours en aval des résultats que l'on obtiendrait avec le prototype d'imagerie microonde de la société SATIMO donnant la position des aciers. Ce type de calcul semble logique puisque seule la variable diamètre n'est pas détectée avec la précision souhaitée.

La figure 21 présente la fonction J_2 , utilisant 13 fréquences dans la bande 7-13 Ghz (soit un pas d'échantillonnage de 500 Mhz), suivant le diamètre des aciers. Les paramètres de position x_i et z_i correspondent à la solution. Le choix limité de classes de barres permet de montrer l'ensemble du domaine auscultable des diamètres.

La forme de la fonction coût J_2 montre, par la présence de minima locaux (zones où $D_i = 20$ mm et D_j reste petit), que les algorithmes d'inversion itératifs classiques ne peuvent pas être exploités et que l'enveloppe de la fonction J_2 est adaptée à la méthode du recuit simulé lui permettant de converger vers la solution.

Le fait de travailler à plusieurs fréquences avec la fonction J_2 présente l'avantage, par rapport à la fonction J_1 , d'atténuer fortement les variations de coût et donc d'autoriser une plus grande liberté de déplacements de l'algorithme.

Pour que la fonction J_2 soit exploitable en situation réelle, il faut que dans le domaine restreint de déplacements possibles, défini par les informations issues du prototype microonde de la société SATIMO sur la position des barres ainsi que sur la précision des mesures (soit $\Delta x = \pm 2-3$ mm et $\Delta z = \pm 2-3$ mm), celle-ci propose une enveloppe adaptée à la méthode du recuit simulé.

La figure 22 s'intéresse donc à la stabilité de la fonction J_2 en imposant une imprécision sur les positions estimées des barres, celles-ci ont volontairement été surestimées à la limite des précisions de mesure (soit $x_i = \pm 32,5$ mm et $z_i = 52,5$ mm). Il apparait que le minimum optimal ne correspond plus à la solution : il s'est décalé vers des diamètres plus importants.

Des études précédentes avaient montré que ce phénomène de dérive du minimum optimal correspondait aux fonctions J_1 qui présentent une ambiguïté sur le couple diamètre-profondeur. Notre présent calcul s'est porté sur l'incidence de l'utilisation de plusieurs fréquences dans la fonction coût et on constate que l'apport fréquentiel ne résout pas le problème de convergence de l'algorithme.

Le phénomène d'ambiguïté liant profondeur à diamètre n'est pas levé par l'utilisation de plusieurs fréquences avec la fonction J_2 , aussi il est nécessaire d'utiliser une autre fonction coût pour rendre l'algorithme opérationnel.

3- CONCLUSION

L'étude que nous avons entreprise, sur l'utilisation de la technique du recuit simulé à l'application de la détection des aciers dans du béton armé n'est qu'une première contribution au développement d'un algorithme d'inversion dans le domaine statistique.

La première raison vient de la méthode de calcul direct des champs diffractés, dans l'algorithme d'inversion, qui impose un nombre de barres donné. Cette contrainte entrainerait une version du recuit pour chaque nombre de barres possibles que l'on peut rencontrer, sur trente centimètres, dans les ouvrages d'art. Aussi nous avons analysé le recuit simulé pour une puis deux barres.

Cette technique d'inversion approximative s'est révélée être très performante dans le sens où elle dépasse le domaine restreint d'utilisation des algorithmes itératifs classiques d'une part, et où elle est très simple d'emploi.

En revanche, la méthode du recuit simulé ne peut être considérée comme une technique fonctionnant de manière satisfaisante que si la fonction coût est bien adaptée au problème. Celle-ci doit impérativement présenter une enveloppe avec une forme s'apparentant à une cuvette (soit une forme vaguement convexe) et dont le fond correspond à la solution (minimum global).

En pratique, la mise au point de l'algorithme, pour chaque application, se traduit par l'étude de la fonction coût.

Dans le cas de notre application en génie civil : la détection des aciers dans le béton armé, la fonction J_1 , par son ambiguïté sur le rapport diamètre-profondeur, ne permet pas au recuit simulé de fonctionner. Les termes correctifs qui ont été ajoutés au coût améliorent sans doute la convergence de l'algorithme mais induisent des erreurs a priori et faussent les résultats pour les petits diamètres.

De même, l'étude fréquentielle associée au coût J_2 lève l'ambiguïté du rapport diamètre-profondeur mais ne permet pas de proposer une forme de fonction coût adaptée à la méthode du recuit simulé.

Nos travaux nous permettent toutefois d'avoir une idée sur les orientations à prendre pour aboutir à un algorithme d'inversion performant. La première condition est la connaissance a priori du nombre de barres. Cette information peut être obtenue à partir des résultats fournis par les algorithmes de reconstruction développés au LSS et associés au prototype SATIMO.

L'étude doit être menée sur la fonction coût. Utiliser le coût J_1 reste la base de travail la plus logique, tout en connaissant ses limites, auquel il faut ajouter un terme correctif adapté. Nos conclusions conseillent une certaine prudence pour l'utilisation de la connaissance a priori basée sur les valeurs en D et z avec des précisions de l'ordre de celles obtenues avec le prototype développé par SATIMO, par contre il pourrait être plus intéressant de travailler sur les mesures elles-mêmes.

Celles-ci contiennent de l'information qui pourrait être d'exploitée dans le but de distinguer les diamètres peut-être à travers les amplitudes maximales à la verticale des barres où à travers la phase.

Bien sûr, ce ne sont que des hypothèses de travail à développer dans une prochaine étude orientée sur les barres de petits diamètres.

Cependant, même en cas succès dans la recherche de la fonction coût idéale, ces études se limitent à des valeurs de champs diffractés synthétiques. Le transfert du recuit simulé à des applications opérationnelles demande quelques réserves sur les précisions qu'on peut en attendre sur le diamètre.

En effet, dans la première partie de notre travail, nous avons constaté que le béton était de fait un matériau à permittivité variable (dont les premiers centimètres subissaient les conditions climatiques) et que cet état influait sur la propagation du champ électromagnétique. Il faudra en tenir compte lors des calculs du champs diffractés dans le futur.

[1] FRANCHOIS A. (1993), "Contribution à la tomographie microonde : algorithme de reconstruction quantitative et vérifications expérimentales", thèse de Docteur de l'Université de Paris XI (Orsay).

[2] GARNERO L., FRANCHOIS A., HUGONIN J.-P., PICHOT C. (1991), "Microwave Imaging-Complex Permittivity Reconstruction by Simulated Annealing", IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, vol. 39, n°11, novembre.

- CONCLUSION GENERALE -

CONCLUSION GENERALE

Les deux études présentées dans ce mémoire portent sur la propagation des ondes électromagnétiques dans du béton dans le cadre de deux techniques d'imageries microondes. Les résultats montrent que celles-ci ont un avenir prometteur. En effet, les ondes électromagnétiques, dans le domaine microonde, représentent un des moyens physiques les plus adaptés aux problèmes courants de contrôle non destructif en génie civil.

Les études antérieures faites au Département Hyperfréquences et Semi-conducteurs (D.H.S.), depuis plus de quinze ans sur la radiométrie microonde, concernent notamment le milieu biomédical à travers l'imagerie radiométrique microonde [1]. La modélisation des signaux radiométriques émis par les tissus biologiques [2-5], des essais cliniques [6], ainsi que la thermométrie des enrobés bitumineux [1] et des nappes textiles [7-8] en collaboration avec l'Institut Textile de France et en collaboration avec le Laboratoire Régional des Ponts et Chaussées (LRPC) de Rouen.

Le but de la présente étude est d'appliquer la technique de la radiométrie microonde sur un des problèmes principaux du béton précontraint : la détection des absences d'injection de coulis dans les gaines de précontrainte. L'idée repose sur un chauffage inductif de la gaine métallique, incluse sous une épaisseur de béton, et la détection par radiométrie microonde de l'échauffement du béton extérieur entourant la gaine. Le signal radiométrique obtenu va dépendre de la présence ou non d'un coulis de ciment dans la gaine échauffée par un procédé d'induction.

Dans un premier temps, l'étude sur le béton a révélé un matériau complexe et peu dissipatif entraînant des phénomènes de diffractions importants. Ainsi une étude théorique a permis de constater que des gradients thermiques peuvent être détectés à des profondeurs supérieures à celles observées dans le cas d'un matériau très dissipatif comme l'eau ou les matériaux à forte teneur en eau.

Cependant, les différences observées entre les résultats de cette modélisation, utilisant la méthode modale [9], et des mesures radiométriques expérimentales ont montré que le matériau béton ne pouvait pas être considéré comme un matériau homogène. En effet, la teneur en eau du béton, qui conditionne sa permittivité et qui dépend de l'âge du matériau, augmente fortement en fonction de la profondeur [10]. Les essais expérimentaux ont montré la lourdeur de la méthodologie à mettre en oeuvre, d'une part lors du chauffage inductif pour échauffer suffisamment la gaine, et d'autre part lors de la prise de mesure elle-même pour éviter tout rayonnement parasite.

Le calcul modal a donc aussi été développé en tenant compte d'un gradient de permittivité fonction de la profondeur. Cette nouvelle modélisation présente une amélioration notable en ce qui concerne la comparaison théorie-expérience. Elle est plus réaliste pour l'auscultation des gaines de précontrainte, tout en ne faisant intervenir que l'âge du béton comme paramètre. Elle permet ainsi d'affirmer qu'il est possible de détecter les manques d'injection de coulis dans les gaines.

Les études numériques et les essais expérimentaux démontrent l'intérêt d'utiliser un radiomètre fonctionnant à une fréquence plus basse ($f = 1 \text{ GHz}$), et en utilisant une antenne chargée par un diélectrique de permittivité plus faible ($\epsilon_r = 4-5$) de façon à améliorer son adaptation. Les résultats obtenus permettent d'annoncer la possibilité de réaliser des profondeurs d'auscultation supérieures à dix centimètres.

Ces travaux démontrent aussi les potentialités de la radiométrie microonde en ce qui concerne la mesure de la température volumique à coeur de matériaux pour des applications telles que la prise exothermique du béton ou la pose à chaud (130°C) des enrobés comme revêtements routiers. La technique d'imagerie radiométrique microonde, avec plusieurs radiomètres réalisant des mesures simultanées, devrait encore conduire à de meilleurs résultats.

Une seconde étude microonde est réalisée non pas à partir de la mesure du bruit thermique mais par une méthode active. Elle porte sur une technique d'inversion numérique : la méthode du recuit simulé, appliquée à la détection des aciers dans du béton armé. Les problèmes de cartographie des aciers dans du béton se situent en parallèle à ceux liés au béton précontraint et peuvent être résolus par le contrôle non destructif des ouvrages d'art en béton par des techniques microondes.

Cette recherche a débuté dans le cadre de la thèse de L. CHOMMELOUX à travers l'étude d'une technique microonde multifréquentielle de détection d'objets enfouis dans un milieu homogène, dont des aciers dans du béton armé [11].

Le principe physique est le suivant : le béton armé est éclairé par une onde électromagnétique incidente qui induit des courants sur les aciers. Ceux-ci rayonnent des champs diffractés qui sont détectés par une ligne de points de mesures à la surface du béton. Les algorithmes d'inversion aboutissant à la cartographie des aciers, sous la ligne de points de mesures, permettent d'obtenir une image donnant la position et une idée du diamètre de chacune des barres détectées. Les précisions demandées par les utilisateurs sur les diamètres imposent de chercher d'autres algorithmes plus performants.

Sachant que les algorithmes itératifs classiques répondent mal au problème, la présente étude a porté sur une méthode d'inversion itérative probabiliste : la méthode du recuit simulé. A partir du calcul direct des champs diffractés, pour une configuration donnée des aciers dans le béton, l'algorithme autorise non seulement des déplacements élémentaires de cette configuration lorsque ceux-ci rapprochent l'algorithme vers la solution, mais aussi, avec une certaine probabilité, des déplacements faisant diverger l'algorithme. Cette liberté autorise l'algorithme à se déplacer dans tout le domaine d'exploration des variables et donc de pouvoir converger vers le minimum optimal [12].

La première étape de cette étude a porté sur les possibilités et les conditions d'utilisation de cette méthode d'inversion. Celle-ci dépend d'une fonction coût liant les champs diffractés mesurés (ou liés à la solution numérique) et ceux correspondant à la configuration de l'itération donnée.

L'autorisation de déplacements ainsi que la convergence de l'algorithme dépendent fortement du choix de la fonction coût. Elle doit présenter une enveloppe convexe dont le minimum est la solution : la probabilité d'accepter les augmentations de coûts tendant à diminuer, l'algorithme dérive vers le fond de l'enveloppe de la fonction coût et donc converge vers la solution.

La fonction coût J_1 , étudiée dans le chapitre I (partie II) et utilisée dans le passé pour l'imagerie microonde sur d'autres objectifs, s'avère ne pas être adaptée à la méthode du recuit simulé à cause de l'ambiguïté qu'elle présente sur le rapport diamètre-profondeur entraînant de nombreux minima locaux. Aussi, des termes correctifs, issus d'informations a priori sur la position des barres, ont été ajoutés à la fonction coût améliorant la convergence de l'algorithme. Ces corrections modifient la fonction coût et rendent l'algorithme opérationnel en le faisant converger statistiquement vers le minimum optimal.

Le travail réalisé permet d'avoir une idée sur les orientations à prendre pour aboutir à un algorithme d'inversion performant sur des mesures réelles. Utiliser le coût J_1 reste la base de travail la plus logique auquel doit être ajouté un terme correctif adapté, lié aux mesures elles-mêmes. Celles-ci contiennent de l'information qui peut être exploitée dans le but de distinguer les différentes classes d'aciers à travers l'amplitude ou la phase notamment pour les petits diamètres.

Les microondes représentent une des techniques physiques les plus adaptées aux problèmes courants de contrôle non destructif en génie civil. Les évolutions technologiques dans ce domaine, par le transfert vers l'industrie de composants électroniques sophistiqués issus de la technologie militaire ou des télécommunications satellites, associées à des processeurs d'acquisition et de traitement toujours plus performants ainsi qu'à de la micro-informatique plus légère et plus rapide laissent entrevoir des possibilités d'actions prometteuses. Ainsi, en six années de recherche, le prototype d'imagerie microonde a vu son encombrement (et poids) divisé par trois, la vitesse d'acquisition et de reconstruction multipliée par trois ou quatre. Pour une autre application d'auscultation, la société SATIMO propose un matériel développant deux images à la seconde.

Ces exemples démontrent les possibilités des techniques microondes dans le domaine de l'auscultation. Dans ce cadre, le rôle du LCPC consiste non seulement à suivre les évolutions technologiques mais aussi à participer à la conception de tels moyens d'auscultation, dans la mesure de ses possibilités, pour optimiser leurs performances et accélérer leurs diffusions dans les services techniques de l'Équipement.

- [1] BOCQUET B. (1989), "Contribution à l'exploitation de la radiométrie microonde", thèse de Doctorat de l'Université des Sci. et Techn. de Lille-Flandres-Artois.
- [2] LEROY Y., MAMOUNI A., VAN DE VELDE J. C., BOCQUET B., DUJARDIN B. (1987), "Microwave radiometry for non-invasive thermometry", *Automedica*, Vol. 8, pp. 181-202.
- [3] MAMOUNI A., LEROY Y., BOCQUET B., VAN DE VELDE J. C., GELIN P. (1991), "Computation of near field radiometric signals : definition and experimental verification", *IEEE Trans. au MTT*, Vol. 39, n° 1, pp. 124-132.
- [4] BOCQUET B., VAN DE VELDE J. C., MAMOUNI A., LEROY Y. (1993), "An example of thermometry by microwave radiometry", *IEEE Trans. au BE*, Vol. 9, pp. 990-992.
- [5] BOCQUET B., DEHOUR P., MAMOUNI A., VAN DE VELDE J. C., LEROY Y. (1994), "Near field microwave radiometric weighting functions for multilayered materials", *Journal of Electromagnetic Waves and Applications*, Vol. 7, n° 11, pp. 1497-1514.
- [6] BOCQUET B., VAN DE VELDE J. C., MAMOUNI A., LEROY Y., GIAUX G., DELANNOY J., DELVALEE D. (1990), "Microwave imaging at 3 GHz for the exploration of tumors of the breast", *IEEE Trans. au MTT*, Vol. 38, n° 6, pp. 791-792.
- [7] LEROY Y. (1986), "Mesures et thermographie microondes. Mesures et contrôles de grandeurs thermiques", *Techniques de l'Ingénieur*, R3030, 1-7.
- [8] SAINSON J. C. (1994), "Contrôle non destructif par microondes de matériaux textiles en nappe par des méthodes active et passive (radiométrie)", thèse de Doctorat de l'Université des Sciences et techniques de Lille, 09 septembre.
- [9] MAMOUNI A. (1988), "Radiométrie microonde en champ proche. Applications médicales", thèse de Doctorat d'Etat ès Sciences Physiques, Université des Sci. et Techn. de Lille-Flandres-Artois, 301p.
- [10] ACKER et al (1990), "Drying and shrinkage of concrete : the case of massive parts", *Proceedings 1st ASTM "Materials Engineering" Congress, Denver.*

- [11] CHOMMELOUX L. (1987), " Application de l'imagerie microonde active à la détection d'objets enfouis dans un milieu homogène ou stratifié", thèse de Doctorat en Sciences Physiques, Université de Paris-Sud (Orsay).
- [12] FRANCHOIS A. (1993), "Contribution à la tomographie microonde : algorithme de reconstruction quantitative et vérifications expérimentales", thèse de Doctorat de l'Université de Paris XI (Orsay).

Summary

One of the research aims in the Laboratoire des Ponts et Chaussées (LCPC), in the field of bridges and structures, concerns the study and development of None Destructive Testing (NDT) technics. Due to climate conditions and constant traffic increase, bridges into service suffer from external aggressions. Periodical surveys of their real condition are needed in order to answer to safety problems for users.

The first part of the thesis concerns the feasibility of the control of the injection of prestressed concrete ducts by microwave radiometry. The influence of water content in concrete on the radiometric signal, when the duct is located heated, is studied. Theoretical and experimental works show that it is necessary to take the concrete permittivity gradient in the calculation of coupling parameters, between antenna and material, into consideration in order to obtain a correct modelisation.

The second part of the thesis develops a simulated annealing algorithm applied on active microwave imaging for the detection of rebars in reinforced concrete. The study shows, in the case of one then two rebars, that this algorithm is much more efficient than classical iterative algorithms. Nevertheless, it requires an adapted cost function whose envelope allows the algorithm to statistically converge to the solution.

Résumé

Un des objectifs de recherche du Laboratoire Central des Ponts et Chaussées, dans le domaine des ouvrages d'art, concerne l'étude et le développement de techniques de contrôle non destructif. Les ouvrages en service subissent au cours du temps des agressions extérieures, dues au climat et au trafic toujours en évolution, nous imposent de connaître leurs états effectifs par une surveillance périodique, pour répondre à des problèmes de sécurité vis-à-vis des usagers.

La première partie de l'étude réalisée porte sur la faisabilité du contrôle d'injection de coulis dans les gaines de béton précontraint par radiométrie microonde, qui consiste en la mesure du bruit thermique émis par le béton. Ce travail aborde l'influence de la teneur en eau dans le béton sur le signal radiométrique obtenu lorsque l'on chauffe localement la gaine. Les études théoriques et expérimentales montrent qu'il est nécessaire de tenir compte du gradient de permittivité du béton dans le calcul des paramètres de couplage entre l'antenne microonde et le milieu pour obtenir une modélisation correcte.

La deuxième partie porte sur une nouvelle méthode d'imagerie microonde active appliquée à la détection des aciers dans le béton armé, à travers l'étude d'un algorithme d'inversion probabiliste appelé la méthode du recuit simulé. Le travail montre, dans le cas de la présence d'une (puis de deux) barre, que la méthode du recuit simulé est bien plus performante qu'un algorithme itératif classique. Elle nécessite toutefois l'utilisation d'une fonction coût adaptée à l'application dont l'enveloppe permet à l'algorithme de converger de façon probabiliste vers la solution.



Mots clefs

- Béton armé et précontraint
- Permittivité
- Radiométrie microonde
- Méthode modale
- Imagerie microonde active
- Algorithme de la méthode du recuit simulé
- Reinforced and prestressed concrete
- Permittivity
- Microwave radiometry
- Modal method
- Active microwave imaging
- Simulated annealing algorithm