

T
n° d'ordre : 1671

ga 2-106757

50316
1995
327

THESE

présentée à

l' UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES de LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité: ELECTRONIQUE

par

Philippe MEGANCK

ETUDE DE CERTAINS DISPOSITIFS DE LOCALISATION DE
VEHICULES GUIDES FONCTIONNANT PAR COUPLAGE
ELECTROMAGNETIQUE

CONTRIBUTION A LA DEMONSTRATION DE LEUR SECURITE EN
FONCTION DE LEUR ENVIRONNEMENT



soutenue le 15 décembre 1995 devant la commission d'examen

Membres du jury: MM	R. GABILLARD	Président et Directeur de thèse
	J. CITERNE	Rapporteur
	J. FONTAINE	Rapporteur
	L. BARANES	Examinateur
	D. MINESI	Examinateur
	C. SEMET	Examinateur
Mme	C. SAUVET	Invitée

A Anne, Marie et Samuel
A mes Parents et Grand-Parents
A Suzanne
A Bruno, Nathalie et Cédric

REMERCIEMENTS

Cette thèse a été effectuée sous la direction de Monsieur le Professeur GABILLARD au Laboratoire de RadioPropagation et Electronique (L.R.P.E.) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille. Qu'il reçoive ici l'expression de toute ma gratitude pour m'avoir accueilli au sein de son équipe en me permettant de profiter de son expérience. Je lui adresse mes respects et ma reconnaissance pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury.

Je prie Monsieur le Professeur DEGAUQUE, directeur du laboratoire, de trouver ici l'expression de mes sincères remerciements pour sa contribution au bon déroulement de la thèse.

Monsieur le Professeur CITERNE, de l'I.N.S.A de Rennes, et Monsieur le Professeur FONTAINE, de l'Université Blaise Pascal de Clermont-Ferrand, m'ont fait l'honneur d'examiner ce travail et d'assurer la tâche de rapporteur. Qu'ils reçoivent l'expression de toute ma reconnaissance.

Que Messieurs BARANES, directeur de l'I.N.R.E.T.S. de Villeneuve d'Ascq, et MINESI, ingénieur de recherche de la société MATRA-TRANSPORT, soient assurés de l'honneur qu'ils m'ont fait en acceptant d'examiner ce travail. Je les remercie de participer à mon jury.

Par sa collaboration à ce travail, Monsieur SEMET, ingénieur de recherche au laboratoire, a été d'une aide précieuse. Ses conseils, sa disponibilité et la confiance qu'il m'a porté ont été déterminants pour mener à bien ce travail. Qu'il reçoive l'expression de toute ma gratitude.

Je tiens à remercier Messieurs LARDENNOIS et TOUSCH, de la société MATRA-TRANSPORT, pour l'intérêt et le soutien qu'ils ont apporté à ces études.

Je tiens également à remercier Alexandre WOESTELAND, Patrick LECOCQ, Mohammed HAMZAoui et Yann NGUYEN, partenaires efficaces, pour leurs contributions à ce travail.

Je remercie Monsieur le Professeur DEMOULIN ainsi que Messieurs MARIAGE, BAUDET et KONE pour leur disponibilité et la pertinence de leurs remarques.

Mes remerciements vont également à Madame DEMOULIN pour sa collaboration et son aide technique lors de l'utilisation du matériel informatique au L.R.P.E.

Mes sincères remerciements vont à Madame MEESMAECKER pour son aide dactylographique ainsi qu'à Madame CHEROUTRE pour ses nombreux services de secrétariat.

La reproduction de ce mémoire a été assurée par Monsieur DEHORTER, que lui même et ses collègues des ateliers mécaniques trouvent ici l'expression de toute ma considération.

Enfin, que toutes les personnes que j'ai côtoyé au cours de la thèse trouvent ici l'expression de ma reconnaissance pour la sympathie qu'ils m'ont témoignée et qui a contribué au bon déroulement des travaux.

Ce travail de thèse a été réalisé dans le cadre d'un programme de recherche entre l'USTL, la Région Nord-Pas de Calais et la société MATRA-TRANSPORT.

L'impétrant a bénéficié d'une bourse de thèse co-financée par le Conseil Régional du Nord-Pas de Calais et la société MATRA-TRANSPORT.

Nous tenons à remercier ces deux organismes pour leur soutien.

SOMMAIRE.

SOMMAIRE.

PRESENTATION GENERALE.....	1
INTRODUCTION GENERALE.....	3

Chapitre I : "BALISES COURTES : ASPECT FONCTIONNEL ET SECURITE."

I. INTRODUCTION DU CHAPITRE I - PRESENTATION DU PROBLEME DE LA DIAPHONIE.....	5
II. LE COMPORTEMENT D'UNE BALISE COURTE : APPROCHE "CHAMP MAGNETIQUE".....	7
II.1. Etude de base d'un circuit magnétique.....	7
II.1.1. Le Dipôle Magnétique Vertical.....	7
II.1.1.1. Présentation.	7
II.1.1.2. Etude théorique.	8
II.1.1.3. Résultats.....	9
II.1.2. La boucle magnétique circulaire.	11
II.1.2.1. Présentation.	11
II.1.2.2. Etude théorique.	12
II.1.2.3. Résultats - comparaisons avec des mesures.	13
II.1.3. Le cadre magnétique rectangulaire.	15
II.1.3.1. Présentation.	15
II.1.3.2. Etude théorique.	16
II.1.3.3. Résultats - comparaisons avec des mesures.	17
II.1.4. Interprétation des résultats.....	18
II.2. Etude d'un circuit magnétique placé sur le sol.	21
II.2.1. Présentation des modèles théoriques.....	21
II.2.1.1. Dipôle magnétique vertical sur le sol.	22
II.2.1.2. Boucle magnétique sur le sol.	25
II.2.1.3. Cadre magnétique sur le sol.....	25
II.2.2. Résultats théoriques.....	25
II.2.2.1. Comparaison entre les trois modèles.	25
II.2.2.2. Considérations sur le risque de diaphonie.....	29
II.3. Conclusion sur l'approche "champ magnétique".....	30
III. LE COMPORTEMENT D'UNE BALISE COURTE : APPROCHE "COUPLAGE MAGNETIQUE".....	31
III.1. Etude de base de deux circuits couplés.....	31
III.1.1. Généralités sur la mutuelle inductance.	31
III.1.1.1. Définition de la mutuelle entre deux circuits. ...	31
III.1.1.2. Calcul de la mutuelle.	32
III.1.1.3. Mesure de la mutuelle.	33
III.1.2. Boucles circulaires mutuellement couplées.....	37
III.1.2.1. Etude théorique.....	37
III.1.2.2. Résultats.	40

III.1.3. Cadres rectangulaires mutuellement couplés.	41
III.1.3.1. Etude théorique.	41
III.1.3.2. Résultats.	42
III.1.4. Considérations sur la diaphonie.	44
III.2. Etude de deux circuits couplés au dessus d'un sol.	44
III.2.1. Etudes théoriques.	44
III.2.2. Résultats - interprétation.	46
III.2.2.1. Résultats théoriques.	46
III.2.2.2. Considérations sur le risque de diaphonie.	48
III.3. Conclusion sur l'approche "couplage magnétique".	49
IV. CONCLUSION DU CHAPITRE I.	50

Chapitre II : "BALISES LONGUES ET BALISES A CROISEMENTS."

I. INTRODUCTION DU CHAPITRE II.	51
II. PRESENTATION DES ETUDES THEORIQUES ET EXPERIMENTALES.	52
II.1. Etudes théoriques.	52
II.1.1 Etude de la mutuelle entre deux circuits.	53
II.1.2 Etude de la self-inductance d'un circuit.	53
II.2. Etudes expérimentales.	55
II.2.1 Mesure de la mutuelle entre deux circuits.	55
II.2.2 Mesure de la self-inductance d'un circuit.	55
III. BALISES LONGUES.	56
III.1. Présentation.	56
III.2. Etude de la self-inductance.	56
III.2.1. Etude théorique.	56
III.2.2. Validation.	57
III.2.3. Influence de la modification des paramètres technologiques.	58
III.3. Etude de la mutuelle Interrogeur-Balise.	60
III.3.1. Etudes théoriques.	60
III.3.2. Validation.	61
III.3.3. Influence de la modification de paramètres géométriques.	62
III.4. Conclusion sur le modèle de la balise longue.	65
IV. BALISES A CROISEMENTS.	66
IV.1. Balise à croisements "serrés".	66
IV.1.1. Présentation.	66
IV.1.2. Etude de la self-inductance.	67
IV.1.2.1 Etudes théoriques.	67
IV.1.2.2 Validation.	68
IV.1.2.3 Influence de la modification des paramètres technologiques.	69
IV.1.3. Etude de la mutuelle interrogeur-balise.	70
IV.1.3.1 Etudes théoriques.	70
IV.1.3.2 Validation.	71
IV.1.3.3 Influence de la modification de paramètres géométriques.	73

IV.2. Balise à croisements "inclinés".....	79
IV.2.1. Présentation.....	79
IV.2.2. Etude de la self-inductance.....	79
IV.2.2.1 Etudes théoriques.....	79
IV.2.2.2 Validation.....	80
IV.2.2.3 Influence de la modification des paramètres technologiques.....	81
IV.2.3. Etude de la mutuelle interrogateur-balise.....	82
IV.2.3.1 Etudes théoriques.....	82
IV.2.3.2 Influence de la modification des paramètres géométriques.....	83
IV.3. Conclusion sur les modèles de balises à croisements.....	85
V. CONCLUSION DU CHAPITRE II.....	87

Chapitre III : "INFLUENCE D'UNE STRUCTURE METALLIQUE."

I. INTRODUCTION DU CHAPITRE III.....	89
II. ETUDE THEORIQUE DE BASE.....	91
II.1. Description générale de l'approche théorique.....	91
II.1.1. Démarche.....	91
II.1.2. Principales étapes de la mise en place d'un modèle.....	91
II.2. Application au couple Interrogateur-Balise.....	91
II.3. Etude des paramètres électriques de base.....	92
II.3.1. Introduction.....	92
II.3.2. Capacité propre.....	92
II.3.3. Résistance série.....	93
II.3.4. Potentiel vecteur créé par une spire.....	95
II.3.5. Self inductance d'une spire.....	102
II.3.5.1 Théorie.....	102
II.3.5.2 Comparaison théorie-expérience.....	105
II.3.6. Mutuelle inductance entre deux boucles coaxiales.....	109
II.3.7. Conclusion.....	110
III. INFLUENCE D'UN PLAN METALLIQUE SUR UN CADRE MONOSPIRE.....	111
III.1. Etude théorique.....	111
III.1.1. Présentation des calculs.....	111
III.1.2. Validation du modèle théorique.....	112
III.1.2.1 Etude théorique préliminaire.....	112
III.1.2.2 comparaison théorie-expérience.....	113
III.2. Exploitation des résultats du modèle.....	116
III.3. Conclusion.....	119
IV. INFLUENCE D'UN PLAN METALLIQUE SUR DEUX CADRES MONOSPIRES COUPLES.....	120
IV.1. Etude théorique.....	120
IV.1.1. Présentation des calculs.....	120
IV.1.2. Validation du modèle théorique.....	121
IV.1.2.1 Etude théorique préliminaire.....	121
IV.1.2.2 comparaison théorie expérience.....	122

IV.2. Exploitation des résultats du modèle.....	126
IV.3. Conclusion.....	129
V. EXTRAPOLATION DES RESULTATS EN ABSENCE DE SYMETRIE CYLINDRIQUE.....	130
V.1. L'interrogateur et la balise sont désaxés.	130
V.2. Structures carrées.	134
VI. CONCLUSION DU CHAPITRE III.	138
CONCLUSION GENERALE.....	139
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	141
ANNEXES.....	147

PRESENTATION GENERALE.

PRESENTATION GENERALE.

Les réseaux de transports guidés, qu'ils soient urbains ou inter-urbains, font l'objet d'évolutions technologiques importantes. L'amélioration de la disponibilité et l'augmentation de la vitesse des véhicules conduisent les exploitants à demander une automatisation partielle (aide à la conduite) ou totale des véhicules tout en maintenant un haut niveau de sécurité.

C'est dans ce contexte que sont apparus les concepts de signalisation automatique et d'autolocalisation des véhicules guidés. Ainsi, à chaque instant, le véhicule doit être capable de connaître sa position et d'en informer le conducteur ou le poste de contrôle.

Le Laboratoire de RadioPropagation et Electronique (LRPE), sous la direction de Professeur R. GABILLARD, a mené des recherches portant sur l'automatisme intégral des métros. Ces études originales ont abouti à la mise en service en 1983 du premier métro entièrement automatisé (VAL). Dans le cadre du GRRT (#), le laboratoire a maintenu son activité dans les transports en collaborant avec l'industrie pour développer de nouveaux composants ou de nouvelles approches dans la conception des systèmes de transports guidés.

Ainsi, la nécessité d'améliorer la flexibilité des systèmes tout en maintenant un haut niveau de sécurité et de souplesse d'exploitation a engendré le développement de balises de localisation utilisant les propriétés des ondes électromagnétiques comme support de l'information.

Ce nouveau système de localisation par balises passives, mis au point au laboratoire et faisant l'objet d'un brevet d'invention ([0-1], [0-2], [0-3]), est basé sur l'utilisation de deux ondes électromagnétiques. A la suite de plusieurs études ([0-4] à [0-8]), les fréquences suivantes ont été retenues pour les applications de type métro : une basse fréquence voisine de 150 kHz et une haute fréquence de 10 MHz.

Afin de contribuer à la mise au point des équipements et à l'élaboration des dossiers techniques de nos partenaires, deux types d'études ont été menées :

- l'une participant à la détermination du bilan de liaison entre la balise et les antennes embarquées sous le train

- l'autre garantissant qu'un train circulant sur une voie ne puisse en aucun cas recevoir les informations d'une balise située sur la voie adjacente. Cette étude sur les risques de diaphonie entre voies est essentielle du point de vue de la sécurité du système.

(#) Groupement Régional pour la Recherche dans les Transports

INTRODUCTION GENERALE.

INTRODUCTION GENERALE.

L'étude présentée, à la fois théorique et expérimentale, concerne la qualification de dispositifs interrogateurs de balises.

Ce document aborde deux aspects indissociables dans l'étude d'un nouveau capteur d'aide au pilotage automatique de trains : la fonctionnalité d'un localisateur ponctuel et son degré de sûreté de fonctionnement.

Dans l'étude fonctionnelle ressort la nécessité pour le constructeur de matériel de signalisation de disposer de capteurs simples, fiables et facilement adaptables aux configurations des réseaux les plus divers. Parmi ces capteurs, deux d'entre-eux sont fondamentaux :

- le capteur de déplacement qui permettra de connaître la position du train en continu tout au long du trajet ;

- le capteur d'évènement (balise) dont le premier rôle est de minimiser l'erreur cumulée par le capteur de déplacement. Un second rôle consiste à communiquer au train une information spécifique liée au site (ordre de ralentissement, consigne de vitesse particulière pendant des travaux par exemple).

Dans l'étude de sécurité ressort la nécessité de montrer que la conception d'un localisateur ponctuel, même de faible dimension, s'effectue dans des conditions telles qu'il ne puisse pas exister d'interférence avec aucun autre équipement placé sur la voie adjacente. Cette contrainte, qui porte essentiellement sur la fréquence HF (10 MHz), explique l'importance des travaux présentés dans ce document puisqu'ils servent de base à l'élaboration des dossiers de sécurité de notre partenaire. Il est donc important de comparer plusieurs modèles théoriques et les associer à des vérifications expérimentales.

Le premier chapitre de ce mémoire est consacré à l'étude du comportement d'un cadre de balise sous plusieurs géométries simples (balises courtes) en précisant l'importance de la contribution du sol sur le rayonnement électromagnétique.

Le second chapitre est réservé à la présentation de deux types de localisateurs particuliers : l'un appelé balise longue, l'autre balise à croisements. Du point de vue fonctionnel, le premier type de localisateur est destiné à assurer la liaison entre la voie et le train lorsque celui-ci est à l'arrêt dans un lieu précis (station, garage atelier). Le second type de localisateur est destiné à permettre l'étalonnage des organes de mesures de la vitesse et du déplacement du véhicule.

Le troisième chapitre aborde l'influence de la présence d'une structure métallique au voisinage immédiat des cadres magnétiques. De la même

façon que précédemment, il s'agit de connaître d'une part l'évolution du couplage entre l'interrogateur embarqué et la balise au sol et de permettre l'étude du champ émis en direction de la voie adjacente.

Pour aborder cette étude, la démarche originale a consisté à considérer une structure métallique pour laquelle il est possible de prévoir la forme des courants de Foucault. Il reste alors à calculer ces niveaux de courants pour évaluer les pertes. Nous montrons la pertinence des résultats obtenus lorsque la lecture de la balise s'effectue coaxialement à l'interrogateur (couplage optimal) mais également lorsque la balise est désaxée par rapport à l'interrogateur.

Compte tenu de l'étude présentée au chapitre 1 dans lequel l'effet du sol est pris en compte, nous en déduisons un degré de qualité et de sécurité de fonctionnement du système de balise.

CHAPITRE I.

"BALISES COURTES : ASPECT FONCTIONNEL ET SECURITE."

I. INTRODUCTION - PRESENTATION DU PROBLEME DE LA DIAPHONIE.

La démonstration de sécurité d'un système de localisation de véhicules automatiques guidés par lecture à distance de transpondeurs disposés sur la voie repose sur la connaissance précise du mode de transmission utilisé. Celle-ci doit permettre garantir les zones de non-lectures assurées afin de pouvoir certifier, entre autre, qu'un train circulant sur une voie ne peut en aucun cas lire les informations contenues dans une balise située sur une voie adjacente. Le phénomène parasite ainsi généré est appelé "diaphonie". L'étude, qu'il est convenu de mener pour la haute fréquence (pour les dossiers de sécurité de notre partenaire), passe par un recensement de toutes les configurations où il y a risque de diaphonie et ensuite, par l'élaboration de modèles théoriques validés par des études expérimentales.

La figure 1.1 présente une configuration de circulation sur un tronçon de réseau où sont rassemblés les deux principaux modes de diaphonie que nous avons relevés.

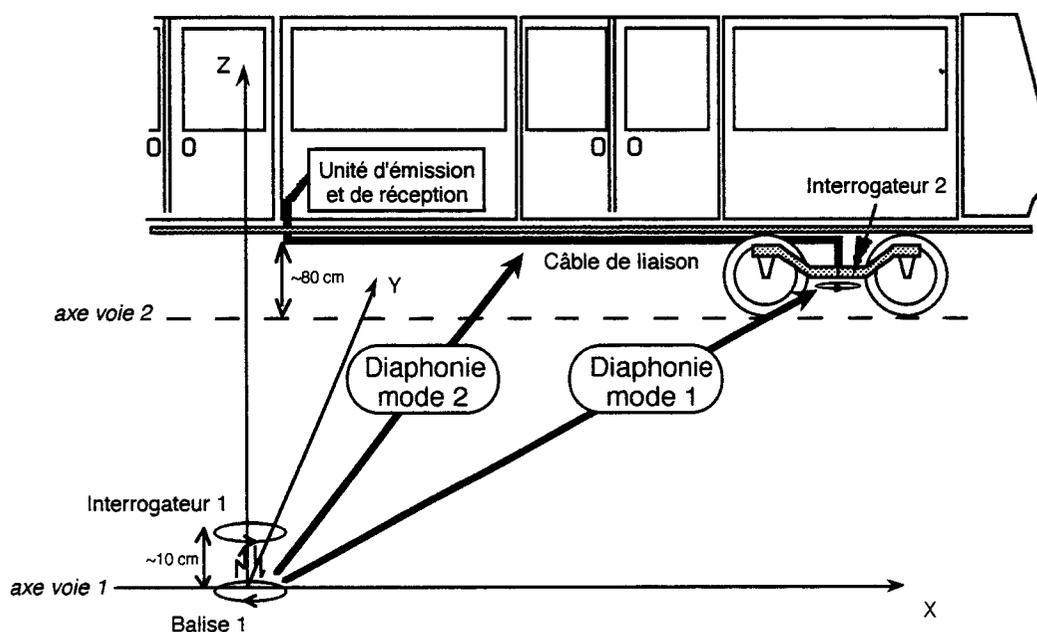


Figure 1.1 : Visualisation de la diaphonie entre voies adjacentes.

- Premier mode de diaphonie : le véhicule circulant sur la voie 2 serait capable de recevoir les informations de la balise 1 dont les circuits sont supposés télé-alimentés (par l'émission BF-150 kHz d'un véhicule circulant sur la voie 1 par exemple). Ce mode de diaphonie intervient par couplage de l'antenne HF (10 MHz) de la balise 1 avec celle de l'interrogateur 2.

- Second mode de diaphonie : la balise 1 est alimentée par le véhicule muni de l'interrogateur 1 et les informations de cette balise seraient captées par le câble de liaison et transmises à l'unité de traitement du véhicule circulant sur la voie 2.

Dans ce chapitre, nous nous intéresserons plus particulièrement au premier mode de diaphonie. Le second mode de diaphonie a fait l'objet d'autres études ([1-1], [1-2]) menées pour différentes impédances terminales et différents types de raccordement du blindage du câble à la caisse du train, afin de tenir compte de tous les modes de panne possibles (court-circuit, câble sectionné, ...).

Nous présentons ici une modélisation des phénomènes magnétiques créés par une balise de localisation. Cette modélisation permet de caractériser la transmission balise-interrogateur à 10 MHz par des méthodes classiques éprouvées avec le double objectif suivant : présenter les formalismes théoriques de base utilisés dans la suite de notre étude tout en mettant en relief l'intérêt de ces formalismes pour évaluer les risques de diaphonie présentés ci-dessus.

La première partie de cette présentation se rapporte à l'étude du comportement de la balise par des formalismes reposant sur le calcul du champ magnétique rayonné par la balise. La seconde partie de l'étude repose sur le calcul direct du couplage magnétique entre la balise et l'interrogateur. La connaissance de ce couplage permet de déterminer le bilan de transmission voie-véhicule.

II. LE COMPORTEMENT D'UNE BALISE COURTE : APPROCHE "CHAMP MAGNETIQUE".

La transmission des informations de la balise vers le véhicule reposant sur le couplage entre deux circuits magnétiques, son étude peut se faire en évaluant le champ magnétique émis par la balise. Dans un premier temps, nous présentons l'étude du champ magnétique vertical rayonné par un circuit magnétique représentant une balise en ne tenant pas compte d'un environnement extérieur. Cette première présentation permet de mettre en évidence plusieurs modèles de balise reposant sur des formalismes classiques. Ensuite, les balises étant disposées sur le sol, nous faisons intervenir l'effet de la conductivité du sol sur leur rayonnement.

II.1. Etude de base d'un circuit magnétique.

Pour représenter la partie antenne de la balise, nous pouvons utiliser les modèles simples suivants :

- le dipôle magnétique vertical.
- la boucle circulaire.
- le cadre rectangulaire.

Nous allons étudier les caractéristiques de chacun de ces modèles afin de les comparer.

II.1.1. Le Dipôle Magnétique Vertical.

II.1.1.1. Présentation.

Compte-tenu du fait que les dimensions de la balise (quelques centimètres) sont petites par rapport à la longueur d'onde ($\lambda_{\text{air}}=30 \text{ m}$ à 10 MHz), le calcul des composantes de champ rayonné peut se faire par les formules du rayonnement en champ proche du Dipôle Magnétique Vertical. Le dipôle est placé au centre du repère de la figure 1.2.

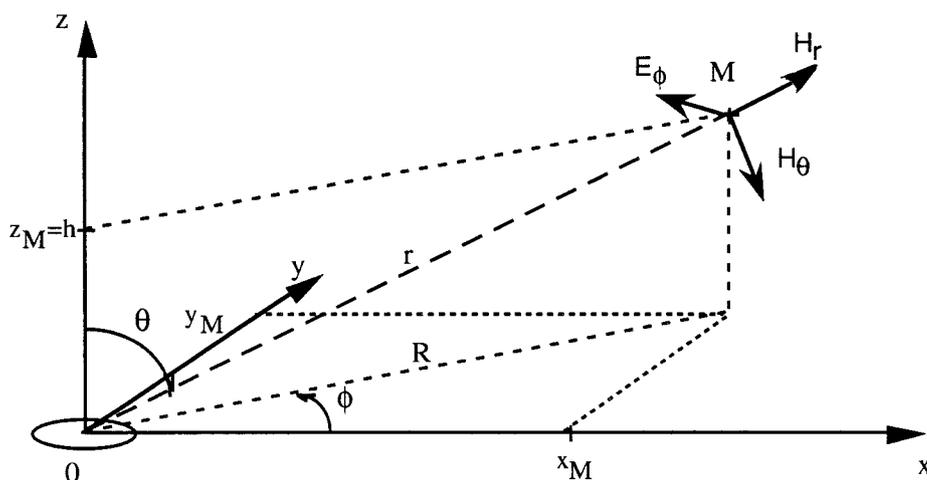


Figure 1.2 : Système d'étude du dipôle magnétique vertical.

Les composantes de champ au point M en coordonnées cylindriques sont données par ([1-3]):

$$H_r = \frac{N.I.S}{4\pi} \frac{2 \cos \theta}{r^3} (1 + \gamma r) e^{-\gamma r} \quad (1.1)$$

$$H_\theta = \frac{N.I.S}{4\pi} \frac{\sin \theta}{r^3} (1 + \gamma r + \gamma^2 r^2) e^{-\gamma r} \quad (1.2)$$

$$E_\phi = \frac{N.I.S}{4\pi} (-j\omega\mu) \frac{\sin \theta}{r^2} (1 + \gamma r) e^{-\gamma r} \quad (1.3)$$

avec $\gamma = \sqrt{j\omega\mu(\sigma + j\omega\epsilon)} = j \frac{\omega}{c}$ dans l'air

et $N =$ nombre de spires
 $I = I_0 e^{j\omega t} =$ courant d'émission
 $S =$ surface du dipôle magnétique

Comme l'antenne de l'interrogateur est réalisée à partir d'un cadre magnétique placé horizontalement, il n'est sensible qu'à la composante verticale H_z du champ magnétique. Par conséquent, nous ne nous intéresserons qu'à cette composante de champ.

II.1.1.2. Etude théorique.

La composante verticale du champ magnétique en un point M tel que $z_M > 0$ est donnée par :

$$H_z = H_r \cos \theta - H_\theta \sin \theta \quad (1.4)$$

ce qui nous donne

$$H_z = \frac{NIS}{4\pi r^3} \left[2(\cos \theta)^2 \left(1 + j \frac{\omega r}{c} \right) - (\sin \theta)^2 \left(1 + j \frac{\omega r}{c} - \left(\frac{\omega r}{c} \right)^2 \right) \right] e^{-j \frac{\omega r}{c}} \quad (1.5)$$

Par conséquent, le module du champ magnétique vertical peut s'écrire :

$$|H_z| = \frac{NI_0 S}{4\pi r^3} \sqrt{\left[2(\cos \theta)^2 - (\sin \theta)^2 \left(1 - \left(\frac{\omega r}{c} \right)^2 \right) \right]^2 + \left[\frac{\omega r}{c} (2(\cos \theta)^2 - (\sin \theta)^2) \right]^2} \quad (1.6)$$

avec $r = \sqrt{x_M^2 + y_M^2 + z_M^2}$

$$\cos \theta = \frac{z_M}{r}$$

$$\sin \theta = \frac{\sqrt{x_M^2 + y_M^2}}{r}$$

Cette formule permet d'évaluer le champ capté par un interrogateur en fonction des différents paramètres géométriques du système.

II.1.1.3. Résultats.

Si M se déplace dans un plan parallèle à xOy, l'allure du champ magnétique vertical rayonné au point M est donné à la figure 1.3 en trois dimensions. Les paramètres du calcul sont les suivants :

$$h = z_M = 10 \text{ cm}$$

$$-30 \text{ cm} < x_M < 30 \text{ cm} \text{ et } -30 \text{ cm} < y_M < 30 \text{ cm}$$

$$I_0 = 150 \text{ mA}, S = 225 \text{ cm}^2, N = 1$$

DMV: S=225cm², I₀=150mA, 1 spire - h=10cm

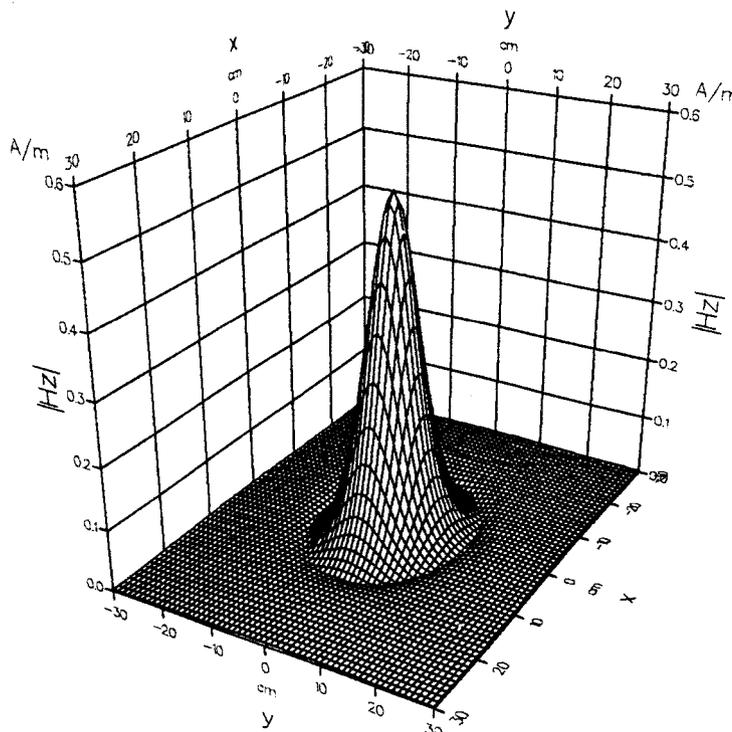


Figure 1.3 : Module du champ magnétique H_z rayonné par un DMV-f=10 MHz.

L'échelle de l'axe vertical étant linéaire, ce graphe nous permet de vérifier le confinement du champ dans une zone étroite autour du dipôle magnétique.

Pour illustrer l'effet de la fréquence sur l'évolution du champ magnétique vertical, nous comparons une courbe calculée à la fréquence de 10 MHz avec une autre courbe calculée à la fréquence de 150 kHz (voir Figure 1.4). Nous constatons que les courbes sont peu différentes : l'écart le plus important, observé pour $R=2.5$ mètres est d'environ 10%.

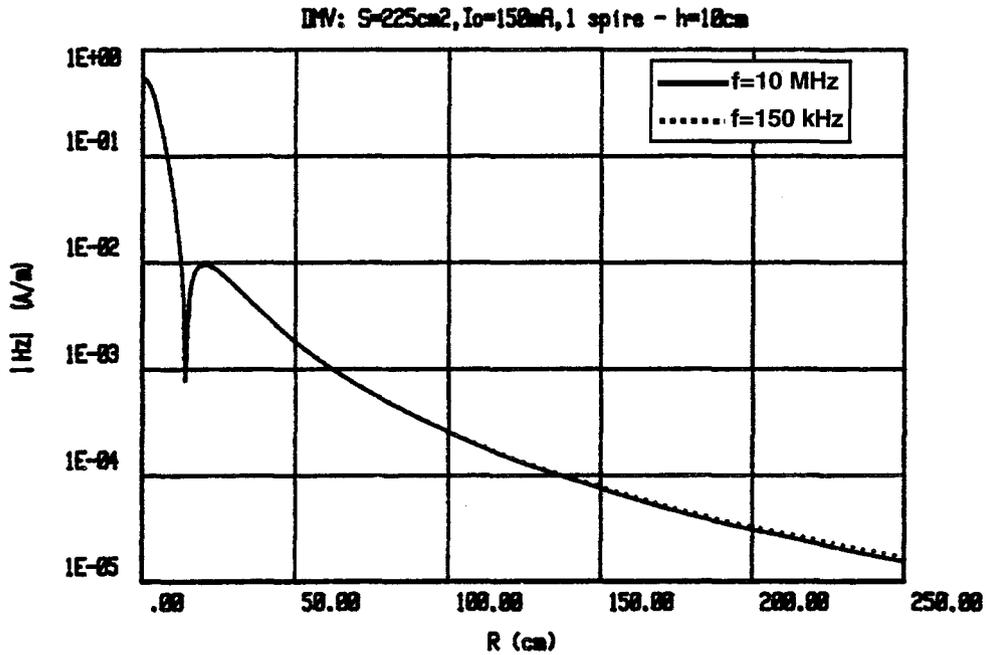


Figure 1.4 : Module du champ magnétique vertical rayonné par un DMV.

De plus, nous pouvons tracer le tableau donnant l'écart entre les deux courbes pour des distances R comprises entre 1 et 5 mètres. Cet écart nous donne l'erreur que l'on commet en utilisant un mode de calcul adapté au domaine quasi-statique pour obtenir des résultats à 10 MHz (limite du domaine quasi-statique car à 10 MHz, $\lambda=30\text{m} \approx 10R$).

R (m)	1	2	3	4	5
erreur (%)	2,2	8,2	14	12,5	4,8

Nous remarquons que dans cette zone, cette erreur atteint un maximum d'environ 15% pour une distance $R \approx 3\text{m}$ et qu'il porte sur des valeurs très faibles. Ensuite, l'écart se réduit pour revenir à 5% pour $R=5\text{m}$. Par conséquent, dans notre domaine d'application, nous pouvons en première approximation négliger les effets de la fréquence à 10 MHz et nous pouvons envisager d'utiliser des formalismes adaptés uniquement au domaine du champ proche tout en obtenant des résultats suffisamment précis. Cette propriété est due au fait que, le terme en $\omega R/c$ (voir formule 1.6) restant inférieur à 1 à nos deux fréquences d'utilisation et pour des distances de l'ordre de celles de notre application, l'effet de la fréquence sur le module du champ reste limité. Afin de compléter cette étude, nous avons

choisi d'étudier d'autres modèles capables de tenir compte de la forme et de la taille des circuits magnétiques d'émission.

II.1.2. La boucle magnétique circulaire.

II.1.2.1. Présentation.

Le principe de l'étude est le même que le précédent : il s'agit d'évaluer le module de la composante verticale H_z du champ magnétique émis par la balise.

Le modèle étudié est une boucle circulaire de rayon 'a', placée dans le repère suivant :

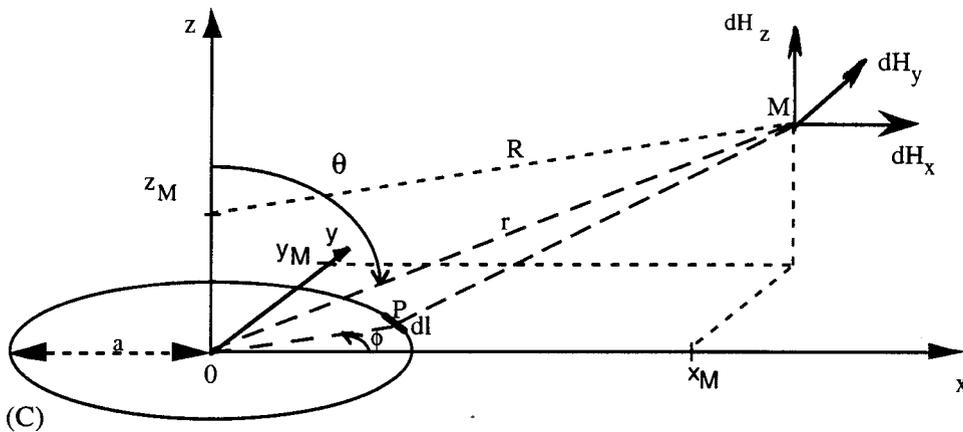


Figure 1.5 : Système d'étude d'une boucle magnétique circulaire.

Les dimensions de la boucle étant faibles par rapport à la longueur d'onde ($a \ll \lambda_{air}$), nous sommes dans l'approximation quasi-statique qui nous permet de considérer qu'à un instant t , le courant est le même en tout point du circuit. De plus, l'étude fréquentielle précédente nous permet d'avoir recours à des modèles valables en champ proche. Dans ce cas, la loi de BIOT et SAVART convient pour le calcul du champ magnétique. Le champ créé par un élément dl du circuit en question s'écrit alors ([1-4], [1-5]):

$$\vec{dH} = \frac{NI}{4\pi} \cdot d\vec{l} \wedge \frac{\vec{PM}}{PM^3} \quad (1.7)$$

Dans notre cas, il nous faudra calculer le champ à partir de :

$$\vec{H} = \frac{NI}{4\pi} \cdot \int_{(C)} d\vec{l} \wedge \frac{\vec{PM}}{PM^3} \quad (1.8)$$

avec N =nombre de spires
 et $I=I_0.e^{j\omega t}$

II.1.2.2. Etude théorique.

Nous pouvons décomposer le champ de la façon suivante :

$$\vec{dH} = \vec{dH}_x + \vec{dH}_y + \vec{dH}_z \quad (1.9)$$

a/ Expression des composantes du champ magnétique.

Le calcul de chacune des composantes du champ passe par le calcul des composantes du produit vectoriel :

$$\vec{dl} \wedge \vec{PM}$$

Les coordonnées du point d'observation M et du point courant P de la structure émettrice sont définies comme suit :

- M (x_M, y_M, z_M)
- P (X, Y, Z) = P (X, Y, 0) car P est dans le plan x0y.

Par conséquent, le produit vectoriel s'exprime par

$$\vec{dl} \wedge \vec{PM} \begin{vmatrix} z_M \cdot dY \\ - z_M \cdot dX \\ (y_M - Y) \cdot dX - (x_M - X) \cdot dY \end{vmatrix}$$

Les expressions des composantes élémentaires du champ magnétique deviennent:

$$dH_x = \frac{NI}{4\pi PM^3} (z_M \cdot dY) \quad (1.10)$$

$$dH_y = \frac{NI}{4\pi PM^3} (- z_M \cdot dX) \quad (1.11)$$

$$dH_z = \frac{NI}{4\pi PM^3} [(y_M - Y) \cdot dX - (x_M - X) \cdot dY] \quad (1.12)$$

avec $PM^3 = ((x_M - X)^2 + (y_M - Y)^2 + z_M^2)^{3/2}$

b/ Calcul de la composante verticale du champ magnétique.

Comme l'interrogateur n'est sensible qu'à une composante verticale du champ magnétique, nous étudierons uniquement la composante selon l'axe Oz.

$$H_z = \int_{(C)} dH_z = \frac{NI}{4\pi} \int_{(C)} \frac{(y_M - Y).dX - (x_M - X).dY}{((x_M - X)^2 + (y_M - Y)^2 + z_M^2)^{3/2}} \quad (1.13)$$

Pour calculer cette intégrale, nous procédons au changement de variable suivant :

$$X = a \cos\phi$$

$$Y = a \sin\phi$$

$$dX = -a \sin\phi \, d\phi$$

$$dY = a \cos\phi \, d\phi$$

Ce qui nous donne :

$$H_z = \frac{NIa}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{a - (y_M \sin\phi + x_M \cos\phi)}{(x_M^2 + y_M^2 + z_M^2 + a^2 - 2a(x_M \cos\phi + y_M \sin\phi))^{3/2}} \, d\phi \quad (1.14)$$

Cette intégrale peut être calculée numériquement par des méthodes itératives du type "méthode de SIMPSON".

II.1.2.3. Résultats - comparaisons avec des mesures.

a/ Résultats théoriques.

Si M se déplace dans un plan parallèle à xOy, l'allure du champ rayonné en M est donné à la figure 1.6 en trois dimensions avec les paramètres suivants :

$$h=z_M=10 \text{ cm}$$

$$-30 \text{ cm} < x_M < 30 \text{ cm} \text{ et } -30 \text{ cm} < y_M < 30 \text{ cm}$$

$$I_0=150 \text{ mA}, a=17 \text{ cm} (S \approx 225 \text{ cm}^2), N=1$$

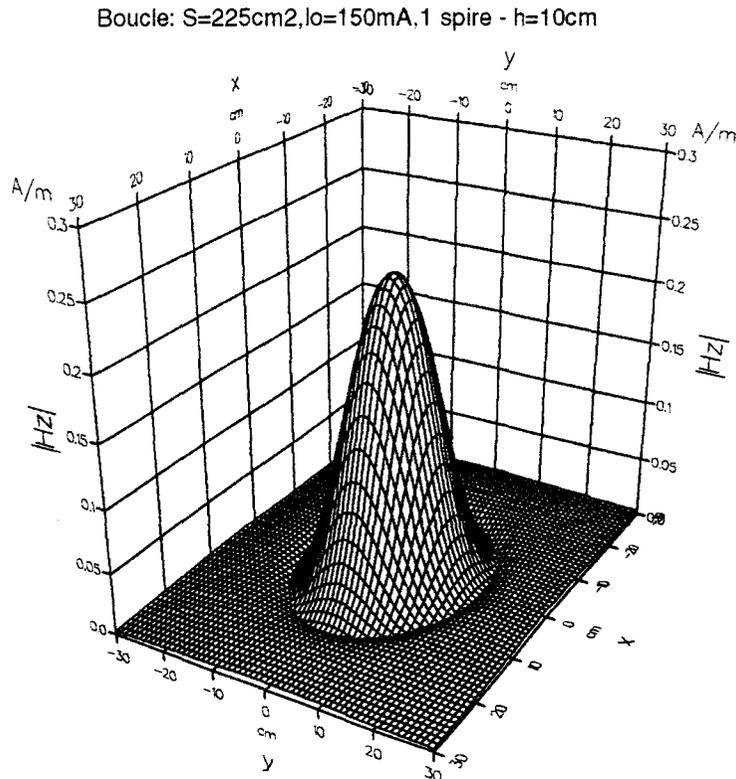


Figure 1.6 : Module du champ magnétique H_z rayonné par une boucle magnétique- $f=10$ MHz.

L'allure du graphe est semblable à celle obtenue pour le dipôle magnétique. Cependant, les niveaux de champs du premier lobe sont moins élevés dans le cas présent.

b/ Comparaison avec des mesures.

Nous avons procédé à une étude expérimentale afin de pouvoir comparer les résultats de notre modèle avec quelques mesures.

Le banc de mesure est constitué d'une boucle magnétique de 17 centimètres de diamètre alimentée par un générateur de façon à avoir le plus de courant d'émission possible. Le champ magnétique est mesuré à l'aide d'un analyseur de spectre par l'intermédiaire d'une sonde. La sonde utilisée est constituée d'une boucle circulaire de quatre spires de dimensions réduites (diamètre moyen = 1,6 cm).

L'analyseur de spectre nous fournit les résultats de la mesure de la tension induite aux bornes de la sonde, qui est le reflet du flux du champ magnétique qui la traverse. Une représentation en valeurs relatives nous permet de comparer directement les résultats de mesures avec les calculs du champ magnétique. La figure 1.7 présente les résultats expérimentaux et théoriques obtenus en référençant la valeur du module du champ magnétique vertical par rapport au maximum, c'est à dire par rapport au champ obtenu en pour $R=0$. La hauteur de lecture choisie est $h=10\text{cm}$; elle correspond à celle de notre application.

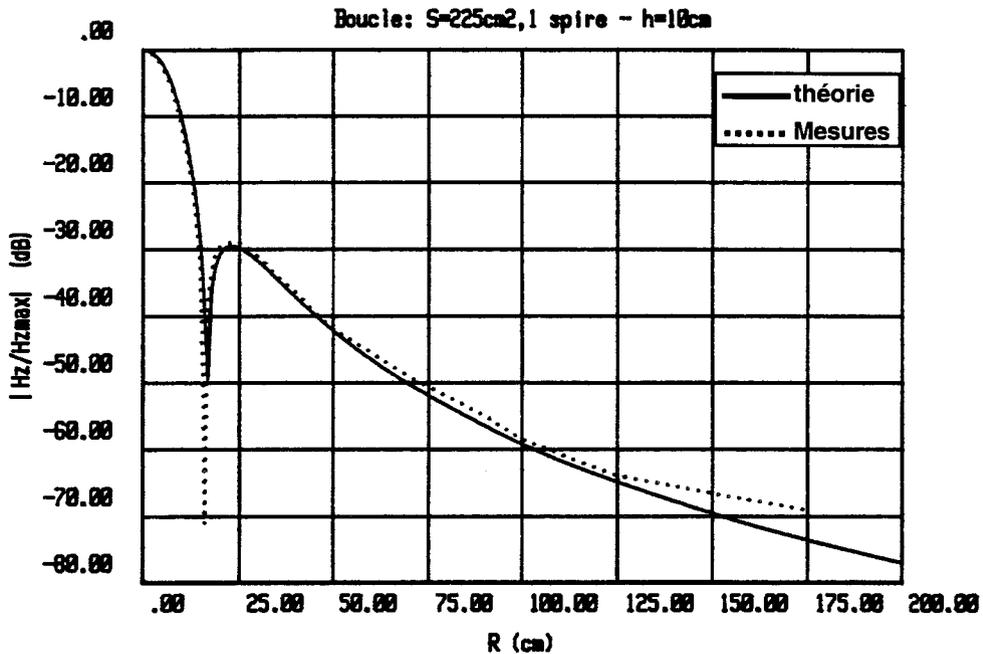


Figure 1.7 : Champ magnétique H_z relatif rayonné par une boucle magnétique- $f=10$ MHz.

Nous constatons que la courbe théorique reproduit correctement les résultats des expériences. La largeur du premier lobe et la vitesse de décroissance des courbes avec l'éloignement du point d'observation sont bien rendues par la théorie. La limite de la courbe expérimentale lorsque la distance R devient grande est due au fait que l'on atteint le niveau de bruit de l'appareil de mesure.

La partie suivante traite de l'étude d'un autre type d'émetteur : le cadre rectangulaire.

II.1.3. Le cadre magnétique rectangulaire.

II.1.3.1. Présentation.

Le modèle étudié est un cadre rectangulaire de dimensions 'a x b'.

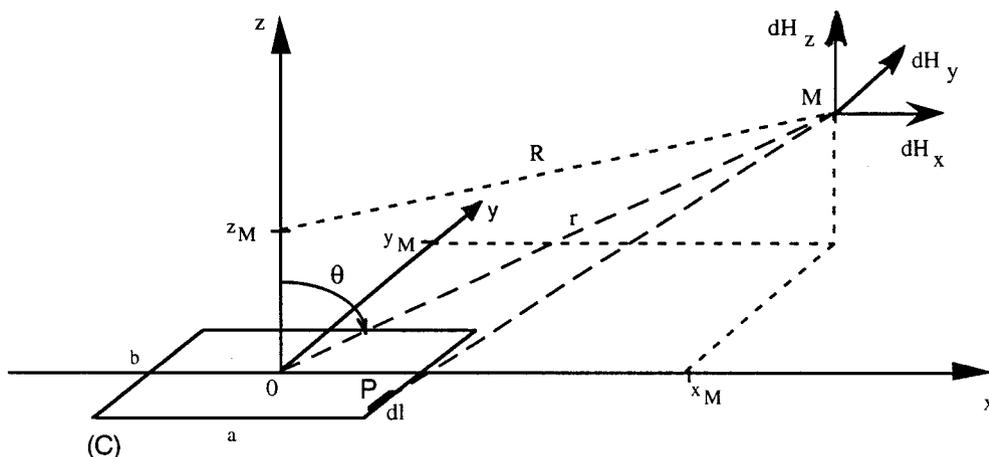


Figure 1.8: Système d'étude du cadre magnétique rectangulaire.

Les dimensions du cadre étant faibles par rapport à la longueur d'onde ($a, b \ll \lambda_{\text{air}}$), nous sommes dans l'approximation quasi-statique qui nous permet de considérer qu'à un instant t , le courant est le même dans tout le circuit.

De la même façon que précédemment, nous utiliserons la loi de BIOT et SAVART. Le champ magnétique créé par le cadre est donné par :

$$\vec{H} = \frac{NI}{4\pi} \cdot \int_{(C)} \vec{dl} \wedge \frac{\vec{PM}}{PM^3} \quad (1.15)$$

II.1.3.2. Etude théorique.

L'étude théorique est identique à celle de la boucle circulaire. Les expressions des composantes de champ magnétique étant les mêmes, nous utilisons l'expression de la composante du champ magnétique selon l'axe Oz suivante :

$$H_z = \int_{(C)} dH_z = \frac{NI}{4\pi} \int_{(C)} \frac{(y_M - Y).dX - (x_M - X).dY}{((x_M - X)^2 + (y_M - Y)^2 + z_M^2)^{3/2}} \quad (1.16)$$

Dans ce cas, nous pouvons résoudre analytiquement cette intégrale ([1-6], [1-7] et Annexe 1) et nous obtenons :

$$H_z = \frac{NI}{4\pi} (A_{(c)} - B_{(c)}) \quad (1.17)$$

avec

$$A_{(c)} = A\left(\frac{a}{2}, -\frac{b}{2}\right) - A\left(-\frac{a}{2}, -\frac{b}{2}\right) + A\left(-\frac{a}{2}, \frac{b}{2}\right) - A\left(\frac{a}{2}, \frac{b}{2}\right)$$

$$\text{pour } A(X, Y) = \frac{1}{((y_M - Y)^2 + z_M^2)} \frac{(X - x_M)(y_M - Y)}{((X - x_M)^2 + (y_M - Y)^2 + z_M^2)^{1/2}}$$

et

$$B_{(c)} = B\left(\frac{a}{2}, \frac{b}{2}\right) - B\left(\frac{a}{2}, -\frac{b}{2}\right) + B\left(-\frac{a}{2}, -\frac{b}{2}\right) - B\left(-\frac{a}{2}, \frac{b}{2}\right)$$

$$\text{pour } B(X, Y) = \frac{1}{((x_M - X)^2 + z_M^2)} \frac{(Y - y_M)(x_M - X)}{((x_M - X)^2 + (Y - y_M)^2 + z_M^2)^{1/2}}$$

II.1.3.3. Résultats - comparaisons avec des mesures.

a/ Résultats théoriques.

Les résultats sont calculés pour le cas d'un cadre carré. Si M se déplace dans un plan parallèle à xOy , l'allure du champ capté est donné à la figure 1.9 en trois dimensions avec les paramètres suivants :

$$h=z_M=10 \text{ cm}$$

$$-30\text{cm}<x_M<30 \text{ cm et } -30 \text{ cm}<y_M<30 \text{ cm}$$

$$I_0=150 \text{ mA, } a=b=15 \text{ cm (S=225cm}^2\text{), } N=1$$

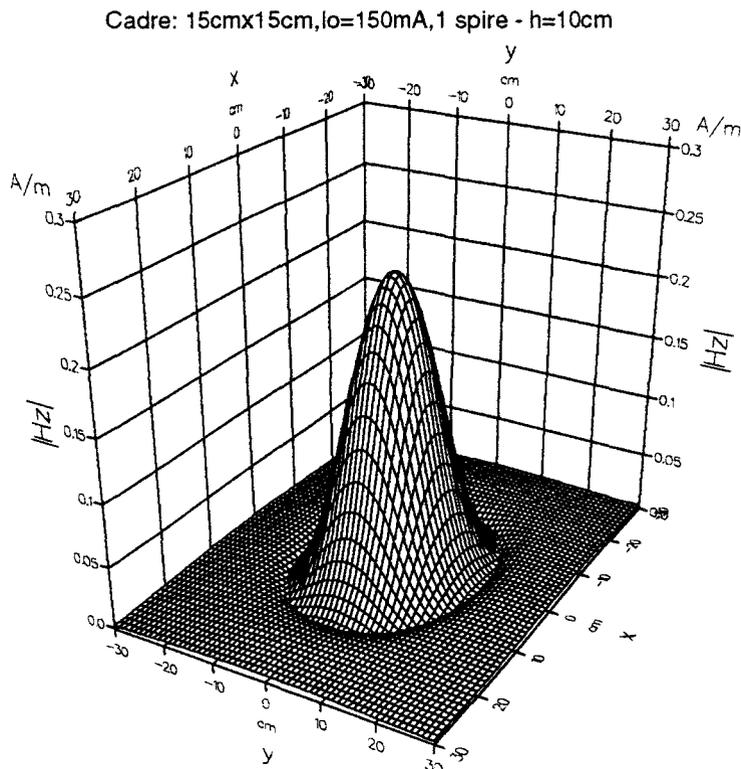


Figure 1.9 : Module du champ magnétique H_z rayonné par un cadre magnétique- $f=10 \text{ MHz}$.

L'allure du graphe est semblable à celle obtenue pour la boucle circulaire.

b/ Comparaison avec des mesures.

Nous avons procédé à une étude expérimentale afin de pouvoir comparer les résultats de notre modèle avec quelques mesures. Les mesures ont été réalisées de la même façon que pour la boucle circulaire, le long d'un axe de symétrie du cadre.

La figure 1.10 montre les résultats théoriques et expérimentaux obtenus en référant la valeur du module du champ magnétique vertical par rapport au maximum, c'est à dire par rapport au champ obtenu en pour $R=0$. La hauteur de lecture choisie est $h=10$ cm.

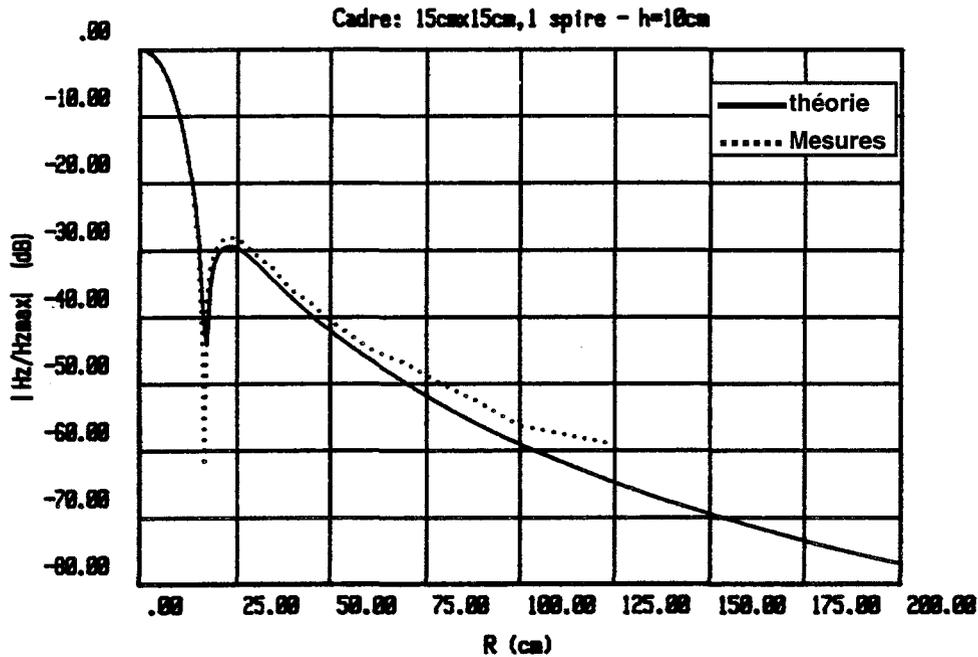


Figure 1.10 : Champ magnétique H_z relatif rayonné par un cadre magnétique carré- $f=10$ MHz.

La comparaison théorie-expérience donne encore une fois des résultats très satisfaisants. Les limites de la courbe expérimentale lorsque la distance R devient grande sont dues au fait que l'on atteint le niveau de bruit de l'appareil de mesure.

La bonne corrélation des courbes théoriques et expérimentales nous confirme que ce modèle décrit correctement les phénomènes observés en réalité,.

II.1.4. Interprétation des résultats.

a/ Comparaison entre les trois modèles.

Nous avons présenté trois modèles théoriques de cadre de balises basés sur des formalismes couramment utilisés. Il est cependant utile de les comparer afin de cerner les limites de chacun d'eux.

Nous représentons sur un même graphe (Figure 1.11) la valeur du champ magnétique vertical H_z calculé avec les trois modèles pour une hauteur de lecture de 10 centimètres et en fonction de l'éloignement R du point d'observation. Les trois émetteurs ont même surface équivalente et sont parcourus par un courant d'amplitude 150 mA.

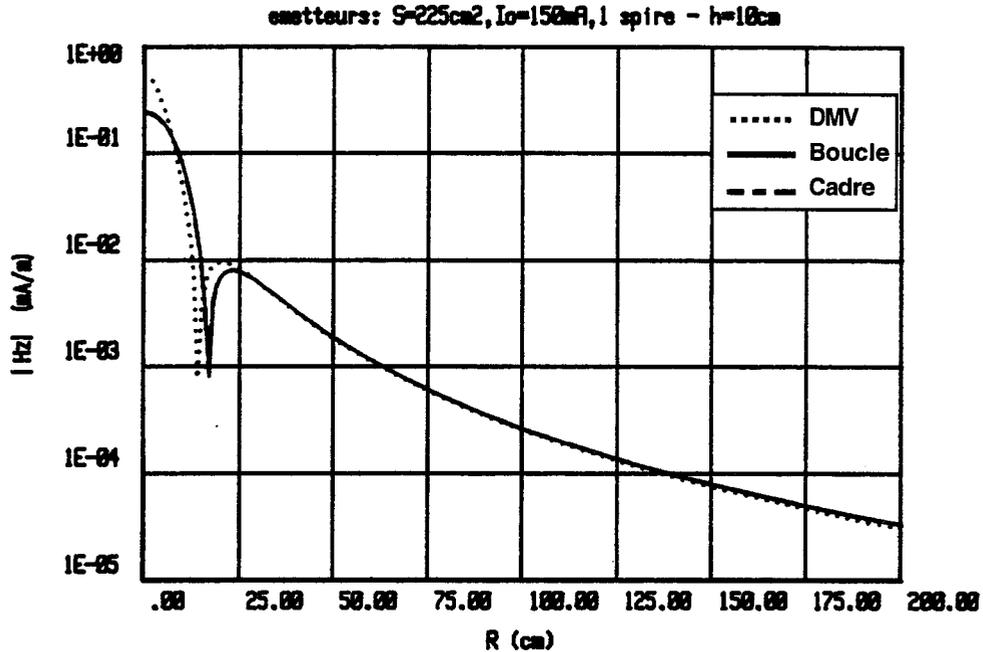


Figure 1.11 : Module du champ magnétique H_z rayonné par un circuit magnétique- $f=10$ MHz.

Les courbes qui concernent le cadre carré et la boucle circulaire concordent parfaitement. Pour comparer ces deux courbes avec celle du dipôle magnétique vertical pour des distances R allant jusqu'à 5 mètre, nous pouvons tracer un tableau récapitulatif des écarts e_1 qui les séparent.

R (m)	1	2	3	4	5
écarts e_1 (%)	3	8,5	14,8	12,5	4,8

Globalement, nous pouvons distinguer deux zones :

- Lorsque $R < 25$ cm, les modèles diffèrent par le premier lobe. Cette différence s'explique par le fait que le modèle du dipôle magnétique est mis en défaut pour les distances faibles. Dans cette zone, seuls les modèles de la boucle circulaire et du cadre carré sont valables [1-8].

- Lorsque $25\text{cm} < R < 5\text{m}$, les modèles restent proches et leur différence est inférieure à 15%. L'explication des résultats dans cette zone tient au fait que les modèles de la boucle et du cadre ne tiennent pas compte des effets de la fréquence (voir la figure 1.4). En effet, si on compare les résultats des modèles de la boucle et du cadre avec un modèle de dipôle magnétique en basse fréquence (150 kHz par exemple), nous obtenons un tableau donnant des écarts e_2 très réduits, ce qui confirme les raisons du phénomène observé.

R (m)	1	2	3	4	5
écarts e_2 (%)	0,7	0,1	0,09	0,06	0,05

Par conséquent, dans cette zone, seul le modèle du dipôle magnétique est capable de tenir compte des effets de la fréquence à 10 MHz. Malgré cela, nous pouvons quand même utiliser les trois modèles dans la zone qui nous intéresse car les écarts e_1 entre les courbes n'y sont pas trop importants ($< 15\%$).

b/ Considérations sur le risque de diaphonie.

Nous pouvons illustrer le premier mode de diaphonie entre deux voies adjacentes, présenté au §I, par le cas de figure suivant :

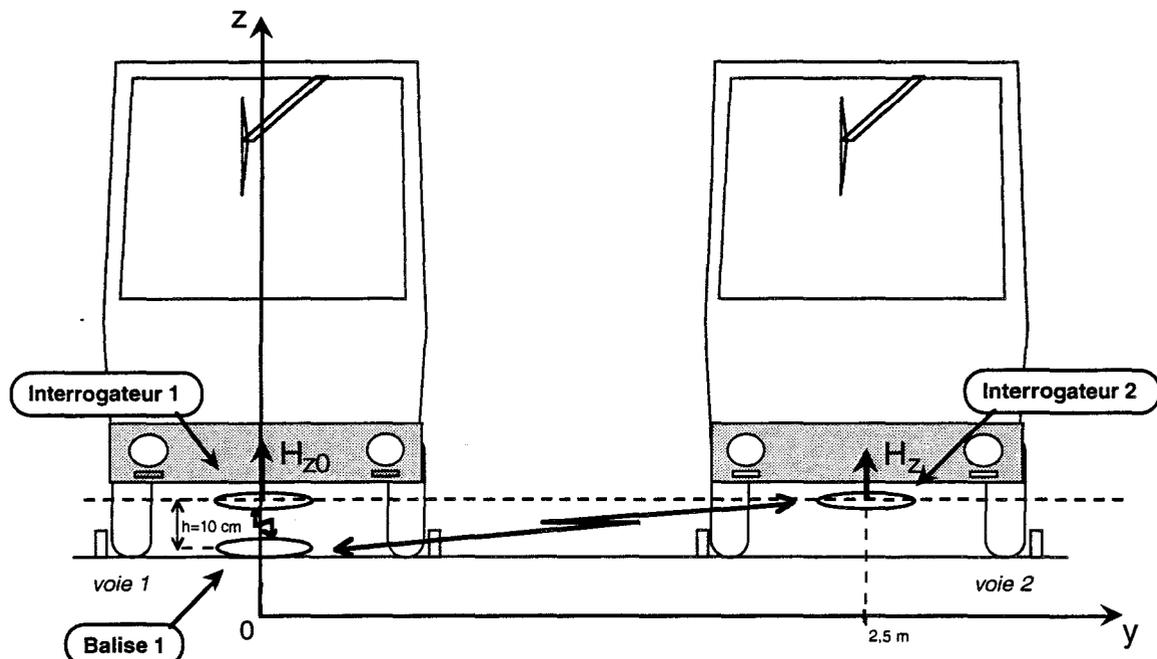


Figure 1.12 : Description du premier mode de diaphonie entre la balise 1 et l'interrogateur 2.

Si nous voulons comparer le niveau de champ vertical H_{z0} capté par l'interrogateur 1 en position de lecture normale au droit de la balise 1 avec le champ que l'on risque de capter sur une autre voie, nous pouvons tracer la courbe donnant le module de H_z/H_{z0} pour des distances allant jusqu'à 2,5 m. Pour $h=10\text{cm}$, les trois modèles étudiés nous donnent la figure suivante :

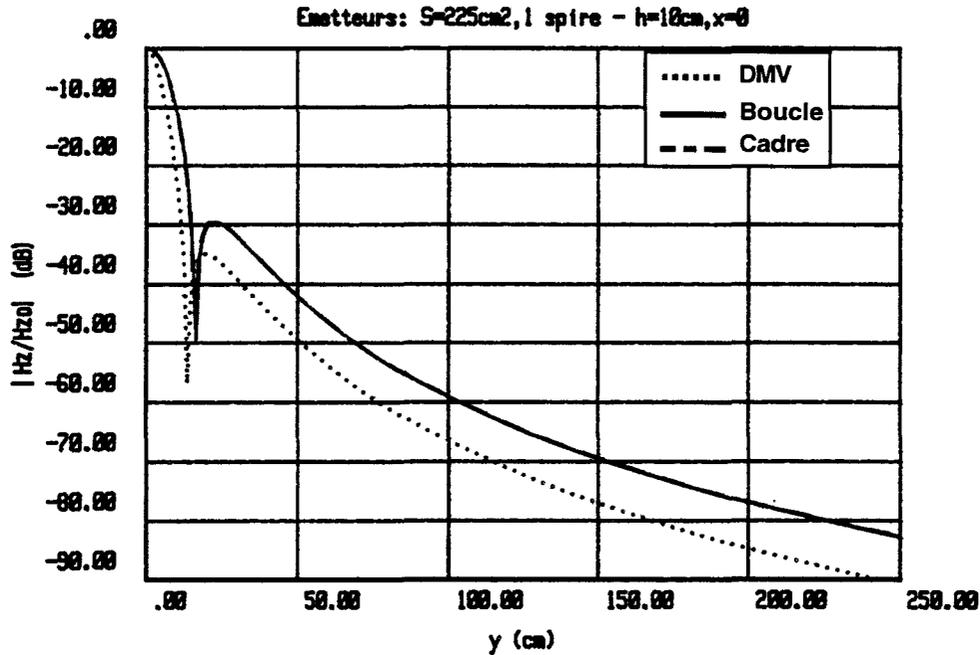


Figure 1.13 : Champ magnétique H_z relatif émis par une balise vers la voie adjacente-
f=10MHz.

La courbe donnée par le modèle DMV présente une décroissance du champ plus forte que les deux autres modèles. Ce résultat provient du fait que ce modèle donne des valeurs de champ axial surévaluées par rapport aux autres modèles, ce qui amplifie la diminution du rapport H_z/H_{z0} . Les résultats des deux autres modèles, validés par les précédentes études expérimentales, convergent parfaitement. Les valeurs que nous pouvons nous attendre à trouver dans la réalité seront proches de celles données par ces deux modèles, c'est à dire :

$$\left| \frac{H_z}{H_{z0}} \right| \approx -80 \text{ dB pour } y_M = 2,5 \text{ m}$$

Cependant, ces simulations sont basées sur des formalismes qui ne tiennent pas compte des modifications apportées par l'environnement. Dans la partie suivante, nous nous efforcerons de faire intervenir l'influence du sol sur le calcul du champ.

II.2. Etude d'un circuit magnétique placé sur le sol.

II.2.1. Présentation des modèles théoriques.

La modélisation du système de balise nécessite de prendre en compte les effets apportés par la présence du sol, afin de nous rapprocher des résultats auxquels nous pouvons nous attendre en site réel. L'influence du sol sur le rayonnement des balises dépend de sa nature (argile, craie, béton, ...) et notamment de sa conductivité. En effet, lorsque la conductivité du sol n'est plus négligeable, les circuits émetteurs induisent des courants dans le sol qui peuvent

modifier la répartition du champ émis. Par conséquent, nous présentons ci-après des modèles de balises adaptés des modèles précédents, et tenant compte de la conductivité du sol.

Par soucis de simplification, nous ne traitons que le cas de sols homogènes. Cependant, de nombreuses études ont été menées pour des sols inhomogènes ([1-9] à [1-12] par exemple)

II.2.1.1. Dipôle magnétique vertical sur le sol.

Il existe plusieurs méthodes permettant de prendre en compte l'effet de la conductivité du sol dans le calcul du champ émis par un dipôle magnétique. Une étude comparative, menée par A. WOESTELAND (voir [1-1]), a mis en parallèle plusieurs modèles : Baños [1-13], Gabillard [1-14] et Bannister [1-15]. Compte tenu des résultats de cette étude, le modèle de Bannister est le mieux adapté à notre cas. Ce modèle permet de tenir compte d'une hauteur quelconque du récepteur par rapport au sol.

a/ Le modèle de Bannister.

Le modèle de Bannister est un modèle basé sur une approximation des intégrales de Sommerfeld et reposant sur la théorie des images appliquée à des sols de conductivité finie.

La théorie des images pour des sols homogènes de conductivité finie consiste à remplacer le sol réel par un plan infiniment conducteur situé plus profondément dans le sol et ensuite à lui appliquer la théorie des images classique. Le dispositif étudié devient le suivant :

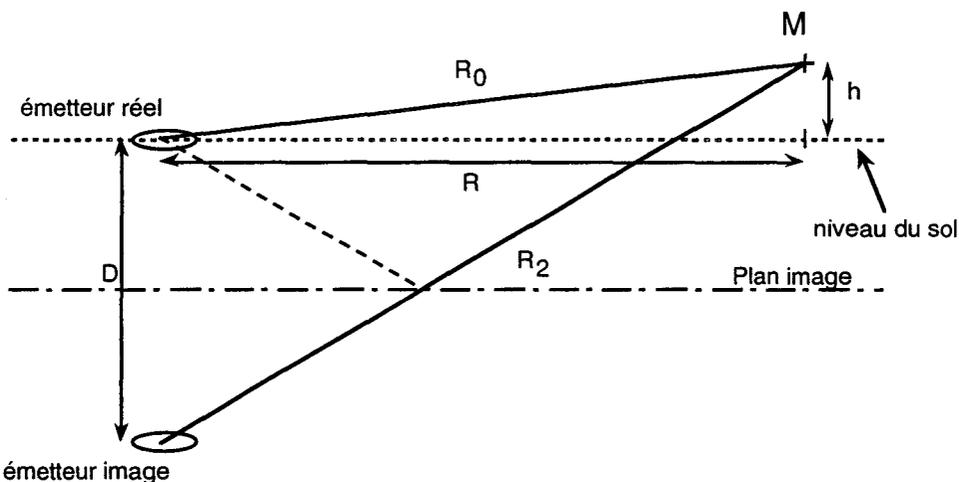


Figure 1.14 : Représentation de la théorie des images pour un sol homogène de conductivité finie.

En toute rigueur, cette théorie des images est valable pour des distances R_2 plusieurs fois plus grandes que D [1-16]. Cependant, on peut considérer que les résultats donnés pour $R_2 \approx D$ sont corrects dans une approximation du premier ordre [1-17]. Le dipôle magnétique est inclus dans le repère suivant :

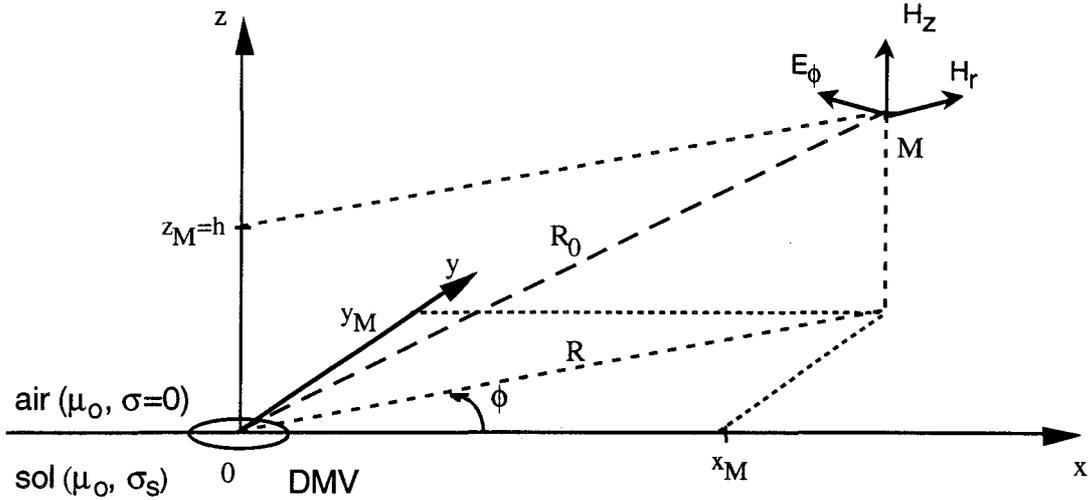


Figure 1.15 : Système d'étude du dipôle magnétique vertical sur un sol homogène.

Dans ce cas, la distance D séparant l'émetteur de son image dépend de la profondeur de pénétration dans le sol à la fréquence donnée selon la relation suivante :

$$D = \delta (1 - i) \quad (1.18)$$

$$\text{avec } \delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_0 \sigma_s}}$$

Les composantes en coordonnées cylindriques du champ rayonné sont données par :

$$H_r \approx \frac{3 N.I.S R}{4\pi} \left[\frac{h}{R_0^5} - \frac{(h+D)}{R_2^5} \right] \quad (1.19)$$

$$H_z \approx -\frac{N.I.S}{4\pi} \left\{ \frac{1}{R_0^3} \left[1 - \frac{3h^2}{R_0^2} \right] - \frac{1}{R_2^3} \left[1 - \frac{3(h+D)^2}{R_2^2} \right] \right\} \quad (1.20)$$

$$E_\phi \approx -\frac{i \omega \mu_0 N.I.S R}{4\pi} \left[\frac{1}{R_0^3} - \frac{1}{R_2^3} \right] \quad (1.21)$$

avec

$$R_0 = \sqrt{R^2 + h^2} \quad \text{et} \quad R_2 = \sqrt{R^2 + (D+h)^2}$$

Afin de compléter cette étude, nous avons choisi de comparer le modèle de Bannister avec un modèle basé sur le dipôle magnétique vertical que nous avons décrit précédemment.

b/ Dipôle magnétique vertical au dessus d'un sol : second modèle

Nous appliquons la théorie des images pour des sols de conductivité finie au modèle du dipôle magnétique vertical décrit au §II.1.1. Le champ magnétique vertical est alors le résultat de la superposition du champ émis par le dipôle réel et du champ émis par l'image de ce dipôle.

c/ Comparaison des deux modèles de Dipôle au dessus d'un sol.

Nous traçons sur un même graphe (Figure 1.16) les résultats donnant $|H_z|$ calculé à l'aide du modèle de Bannister et du modèle basé sur les formules du DMV avec les paramètres suivants :

- caractéristiques de l'émetteur : $S_{eq}=225 \text{ cm}^2$, $I_0=150 \text{ mA}$
- $0 < R < 2,5 \text{ m}$
- $h=10 \text{ cm}$
- conductivité du sol : $\sigma_s=10^{-2} \text{ S/m}$

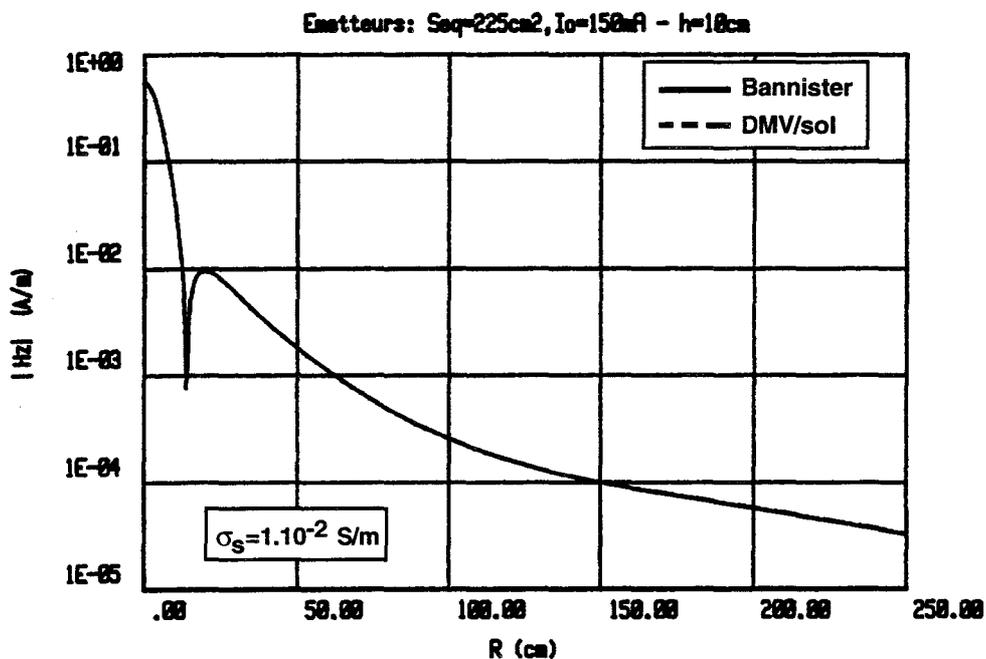


Figure 1.16 : Module du champ magnétique H_z rayonné par un DMV situé sur un sol $f=10 \text{ MHz}$.

Les deux courbes sont parfaitement confondues, ce qui confirme l'équivalence entre les deux modèles. Par conséquent, dans la suite de l'étude, nous pouvons n'utiliser qu'un seul des deux modèles pour simuler un dipôle magnétique au dessus d'un sol. Le modèle choisi arbitrairement est le modèle de Bannister

II.2.1.2. Boucle magnétique sur le sol.

Afin de prendre en considération la conductivité du sol dans le calcul du champ magnétique vertical créé par une boucle magnétique, nous utilisons de nouveau la théorie des images pour des sols de conductivité finie.

Le calcul du champ magnétique vertical en un point M est le résultat de la superposition des champs magnétiques émis par la boucle réelle et son image. D'après les résultats précédents (§II.1.2), nous avons :

$$|H_z| = \frac{NIa}{4\pi} |I(z_M) - I(z_M + D)| \quad (1.22)$$

$$\text{avec } I(\beta) = \int_0^{2\pi} \frac{a - (y_M \sin\phi + x_M \cos\phi)}{(x_M^2 + y_M^2 + \beta^2 + a^2 - 2a(x_M \cos\phi + y_M \sin\phi))^{3/2}} d\phi$$

L'intégrale $I(\beta)$ peut se calculer numériquement par des méthodes itératives.

II.2.1.3. Cadre magnétique sur le sol.

La méthode de calcul est similaire à celle utilisée pour la boucle magnétique. Le champ magnétique est le résultat de la superposition des champs émis par le cadre réel et son image par la théorie des images pour des sols de conductivité finie. Nous avons :

$$|H_z(M)| = |H_z(M)_{\text{boucle}} + H_z(M)_{\text{image}}| \quad (1.23)$$

Les calculs des $|H_z|$ se font à l'aide de la formule (1.17).

II.2.2. Résultats théoriques.

II.2.2.1. Comparaison entre les trois modèles.

Dans un premier temps, nous étudions les phénomènes apportés par la conductivité du sol sur le champ magnétique vertical émis par une balise en un point d'observation fixé. Nous présentons à la figure 1.17 l'évolution de $|H_z|$ en un point tel que $h=10$ cm et $R=2,5$ m pour des valeurs de conductivité du sol comprises entre 10^{-4} S/m et 1 S/m.

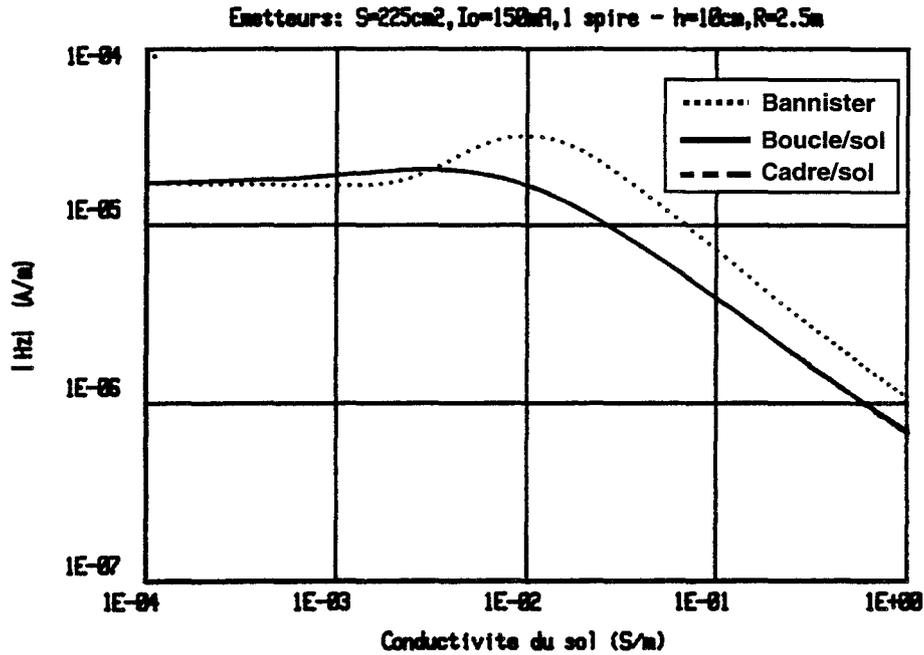


Figure 1.17 : Module du champ magnétique H_z rayonné par un circuit magnétique situé sur un sol
 Etude à $R=2,5\text{m}$ en fonction de la conductivité - $f=10 \text{ MHz}$.

Nous constatons que pour certaines valeurs de conductivité, le champ $|H_z|$ peut être supérieur au cas où la conductivité tend vers 0. Le maximum de champ rayonné pour chaque modèle est obtenu pour :

- $\sigma_s = 1,1 \cdot 10^{-2} \text{ S/m}$ pour le dipôle magnétique vertical.
- $\sigma_s = 3,1 \cdot 10^{-3} \text{ S/m}$ pour la boucle magnétique.
- $\sigma_s = 3,1 \cdot 10^{-3} \text{ S/m}$ pour le cadre magnétique.

Ce phénomène est dû au fait que pour certaines valeurs de conductivité, le champ émis par l'émetteur réel et celui émis par son image sont en phase et leurs contributions s'ajoutent. Ces configurations, qui apparaissent pour des valeurs de conductivité tout à fait envisageables pour des sols réels (environ 10^{-2} S/m), sont un facteur pénalisant pour la diaphonie entre les voies adjacentes. Cependant, même dans le pire cas pour cette configuration géométrique ($R=2,5 \text{ m}$ et $h=10 \text{ cm}$), l'écart avec le modèle ne tenant pas compte du sol reste acceptable compte tenu des faibles niveaux de champs.

Cette première partie de l'étude étant faite, nous pouvons tracer, pour les trois modèles, les valeurs de $|H_z|$ en fonction de R pour plusieurs conductivités : conductivité nulle, conductivité la plus défavorable vis à vis de la diaphonie et $\sigma_s=1 \text{ S/m}$ qui représente une limite supérieure pour des sols naturels. Nous obtenons les figures 1.18, 1.19 et 1.20 :

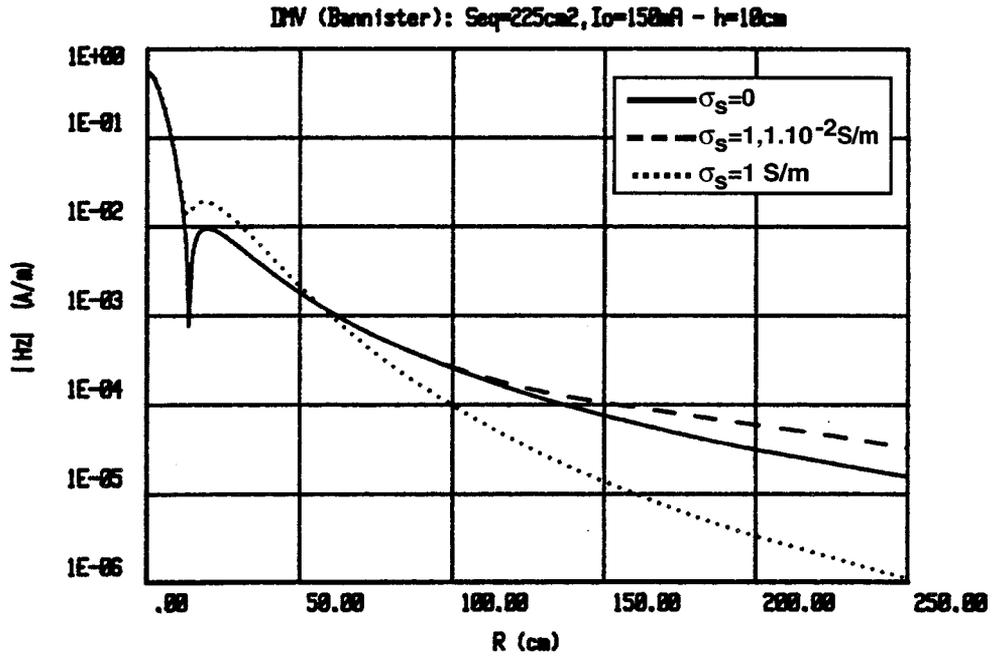


Figure 1.18 : Module du champ magnétique H_z rayonné par un DMV situé sur un sol $f=10$ MHz.

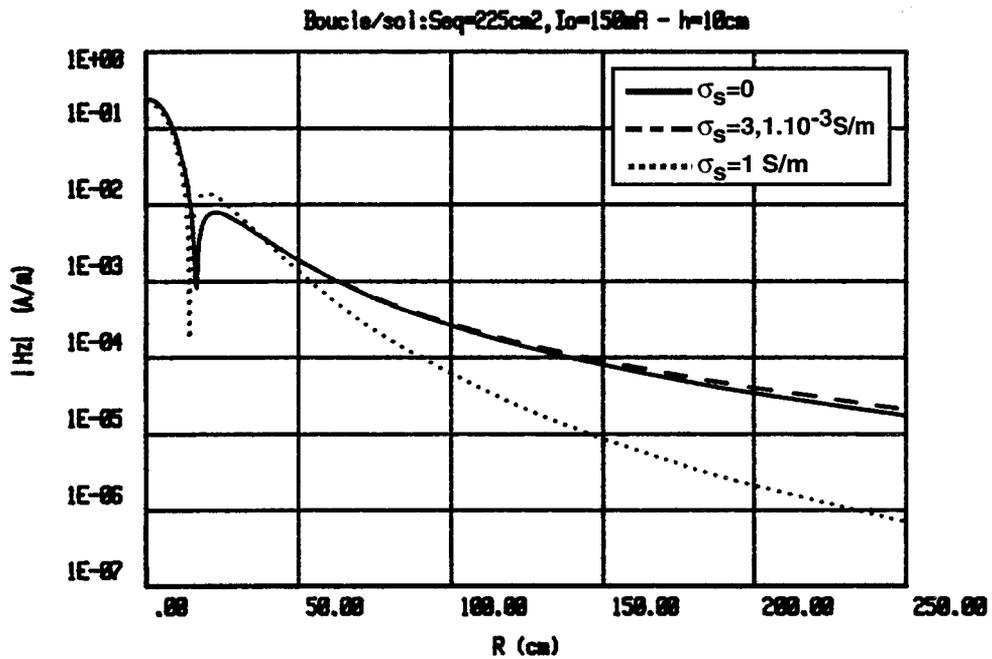


Figure 1.19 : Module du champ magnétique H_z rayonné par une boucle situé sur un sol $f=10$ MHz.

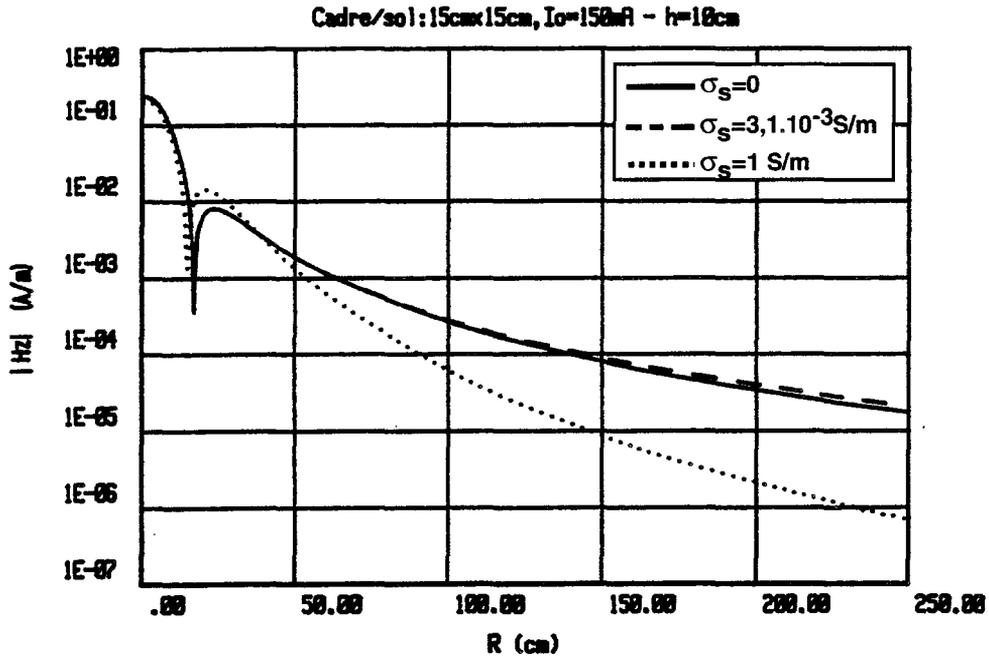


Figure 1.20 : Module du champ magnétique H_z rayonné par un cadre situé sur un sol $f=10\text{ MHz}$.

Ces graphes nous confirment le fait que l'écart entre les courbes calculées dans le cas d'une conductivité nulle et dans le cas le plus défavorable reste faible. De plus, lorsque la conductivité augmente encore (voir les courbes où $\sigma_s=1\text{ S/m}$), les valeurs de champ $|H_z|$ à des distances R suffisantes chutent rapidement alors que le champ observé dans le premier lobe diminue encore très faiblement; le risque de diaphonie est alors diminué.

D'après les calculs effectués sur les trois modèles, pour voir le champ en $R=0$ diminuer d'un facteur deux, il faut que la conductivité atteigne des valeurs de l'ordre de 100 S/m pour le modèle de Bannister et 15 S/m pour les deux autres modèles, ce qui constitue des valeurs trop importantes pour des sols naturels ou bétonnés. Le rayonnement de la balise vers un interrogateur en position de lecture optimale n'est donc pas perturbé par la présence du sol. Cependant, il faut noter que le champ magnétique s'annule si l'antenne magnétique est posée directement sur un sol conducteur.

La comparaison des champs $|H_z|$ calculés pour les trois modèles avec une conductivité usuelle pour un sol réel de 10^{-2} S/m est représentée à la figure 1.21. Nous constatons que les résultats des modèles du cadre et de la boucle magnétique sont confondus. La courbe calculée par le modèle de dipôle magnétique vertical de Bannister avec des distances R petites (premier lobe) diffère des deux autres courbes pour les mêmes raisons que dans le cas où l'on ne tient pas compte du sol (prise en compte des effets de proximité). Lorsque R devient plus grande ($R>1,5\text{m}$), le modèle de Bannister prévoit un champ rayonné plus grand que les deux autres modèles.

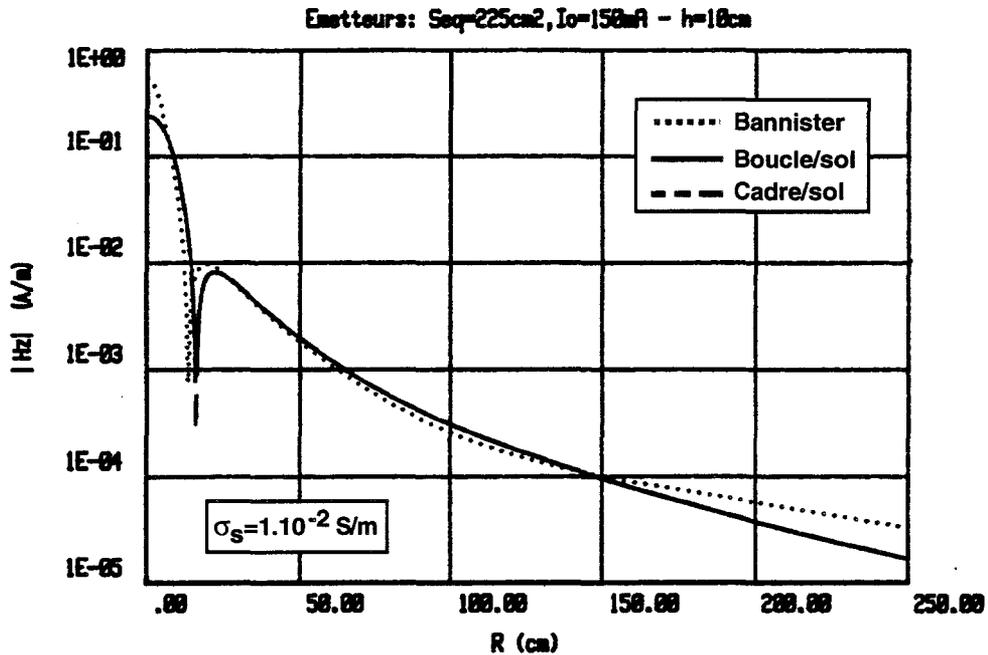


Figure 1.21 : Module du champ magnétique H_z rayonné par un circuit magnétique situé sur un sol - $f=10 \text{ MHz}$.

II.2.2.2. Considérations sur le risque de diaphonie.

Si nous nous plaçons du point de vue de la diaphonie, nous pouvons tracer $|H_z/H_{z0}|$ en fonction du déplacement latéral y du point d'observation avec $0 < y < 2,5 \text{ m}$, $x=0$ et $h=10\text{cm}$.

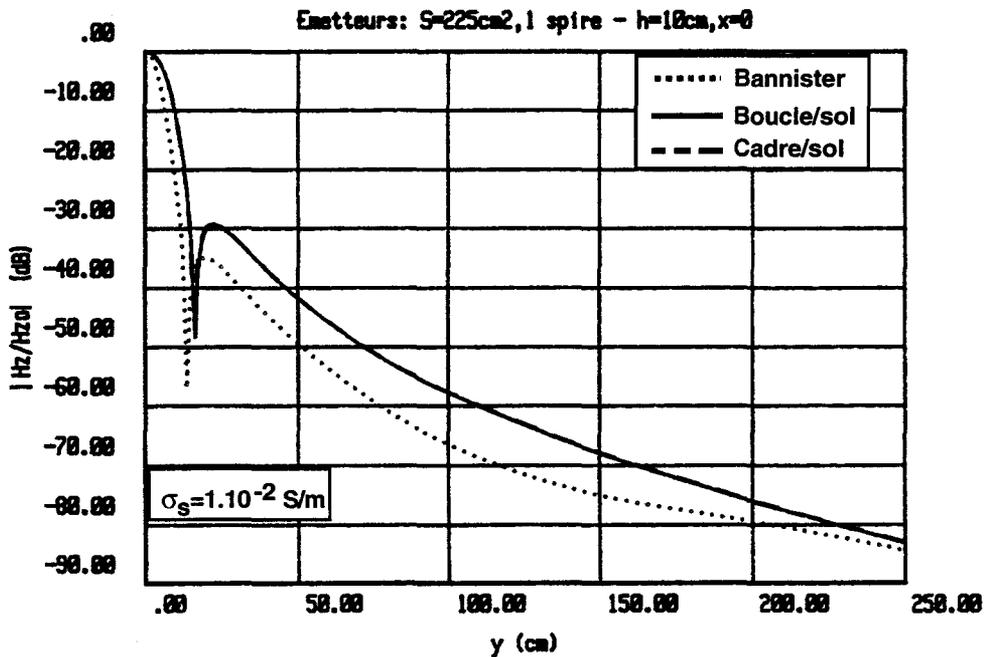


Figure 1.22 : Champ magnétique relatif vertical rayonné par un circuit magnétique situé sur un sol - $f=10 \text{ MHz}$.

Les modèles du cadre et de la boucle magnétique donnent les mêmes résultats : ils prévoient une perte supérieure à 80 dB entre le champ axial et le champ à 2,5 mètres pour une hauteur h de 10 centimètres.

La courbe donnée par le modèle de Bannister est modifiée par une surévaluation du champ magnétique vertical en position axiale. Cependant, nous constatons que la décroissance du champ se ralentit lorsque $R > 1$ m. De plus, il faut noter que le modèle de Bannister prévoit des niveaux de champ plus importants que les deux autres modèles pour $R > 1,5$ m (voir Figure 1.21).

Globalement, nous constatons que la présence du sol peut entraîner une augmentation du champ magnétique vertical émis par une antenne magnétique en un point éloigné de quelques mètres. Ce phénomène, amplifié dans le cas où l'émetteur est modélisé par un dipôle magnétique, va dans le mauvais sens vis à vis de la diaphonie.

Néanmoins, le champ rayonné par la balise à des distances proches de l'entre axe entre deux voies adjacentes (2,5 m) reste extrêmement faible par rapport au champ rayonné au droit de la balise, ce qui laisse une grande marge de sécurité vis à vis du mode de diaphonie étudié.

II.3. Conclusion sur l'approche "champ magnétique".

Nous avons représenté le cadre magnétique d'une balise de localisation ponctuelle par plusieurs modèles simples, basés sur des formalismes théoriques classiques et éprouvés (Biot et Savart, Dipôle magnétique).

Dans un premier temps, une étude de base a été effectuée sur des modèles de balises qui ne tenaient pas compte d'un environnement extérieur. Cette étude a permis de comparer les différents modèles dans un cas simple et de confronter quelques résultats théoriques avec des relevés expérimentaux. Nous avons eu confirmation des limites d'un modèle basé sur le dipôle magnétique pour le rayonnement à des distances faibles. Cependant, dans la zone d'étude de la diaphonie, tous les modèles se tiennent dans un écart inférieur à 15%.

Ensuite, la présence d'un sol homogène a été incorporée dans les modèles afin d'obtenir une configuration d'étude plus proche des conditions d'installation du matériel sur site d'exploitation. Les trois modèles présentés montrent que la présence du sol peut entraîner une augmentation du champ reçu dans la zone de diaphonie ($y > 1$ m). Malgré cela, ce phénomène reste limité et laisse une marge de sécurité confortable vis à vis du risque de diaphonie. D'autre part, les études montrent que les champs calculés par les différents modèles divergent pour des distances supérieures au mètre. Pour une observation vis à vis de la diaphonie où $R > 1,5$ m, le modèle de Bannister permet de calculer le niveau de champ rayonné le plus défavorable.

Il nous reste à aborder l'étude de la transmission voie-véhicule avec un autre type d'approche : l'approche "couplage magnétique".

III. LE COMPORTEMENT D'UNE BALISE COURTE : APPROCHE "COUPLAGE MAGNETIQUE".

Une autre façon d'étudier le comportement de l'antenne magnétique de la balise est de raisonner directement en termes de couplage. Il convient alors d'évaluer la mutuelle entre deux circuits couplés : l'un représentant le circuit de la balise, l'autre le circuit de l'interrogateur. Ce mode d'étude permet d'inclure dans les modèles la forme du circuit de réception, ce que ne prévoyait pas l'étude précédente. Nous sommes donc plus proche des phénomènes réels rencontrés dans notre système. De plus, la connaissance du couplage nous permet de déterminer le bilan de transmission voie-véhicule [1-18].

Les circuits utilisés dans les balises peuvent a priori être de plusieurs formes, par exemple circulaires ou rectangulaires, et de plusieurs technologies telles que les fils émaillés, les fils de Litz ou les circuits imprimés. Les antennes en circuit imprimés ont été étudiés en détail par M. HAMZAOUÏ [1-18]. Nous n'étudierons ici que des antennes constituées de fils classiques qui, dans la plupart des cas, sont une approximation correcte des antennes en circuits imprimés de mêmes formes.

Dans une première partie, nous abordons plusieurs points se rapportant à la mutuelle : sa définition, son calcul et sa mesure. La seconde partie concerne l'étude de base des circuits couplés de formes circulaires et carrées. Dans un troisième temps, nous présentons l'étude de l'influence d'un sol homogène de conductivité finie sur le couplage entre ces circuits.

III.1. Etude de base de deux circuits couplés.

III.1.1. Généralités sur la mutuelle inductance.

III.1.1.1. Définition de la mutuelle entre deux circuits.

L'étude du couplage entre deux circuits peut se faire par le calcul du coefficient d'induction mutuelle ou "mutuelle". Afin de rappeler la signification de cette notion, nous pouvons présenter une définition dans les termes donnés par GRIVET dans le cas quasi-statique [1-19].

Si deux inductances L_1 et L_2 sont voisines, elles réagissent l'une sur l'autre par induction mutuelle. Les relations entre les tensions et les courants en régime sinusoïdal s'écrivent :

$$V_1 = j L_1 \omega I_1 + j M \omega I_2 \quad (1.24)$$

$$V_2 = j M \omega I_1 + j L_2 \omega I_2 \quad (1.25)$$

Soient deux circuits bobinés couplés (C_1) et (C_2) constitués respectivement de N_1 et N_2 spires et parcourus par des courants I_1 et I_2 . Alors, la mutuelle est donnée par la relation suivante :

$$M = \frac{N_2 \Phi_{12}}{I_1} = \frac{N_1 \Phi_{21}}{I_2} \quad (1.26)$$

Φ_{12} représente le flux du champ magnétique créé par (C_1) à travers une certaine "spire moyenne" de (C_2) et Φ_{21} représente le flux du champ magnétique créé par (C_2) à travers une certaine "spire moyenne" de (C_1).

NB: Comme dans la partie précédente, les dimensions des circuits et les fréquences utilisées nous permettent de mener les études dans le cas de l'approximation quasi-statique.

III.1.1.2. Calcul de la mutuelle.

Il existe plusieurs façons pour calculer la mutuelle entre deux circuits couplés composés de fils à section droite circulaire. Nous avons retenu deux possibilités : le calcul à partir de la définition générale de la mutuelle et le calcul à partir de formules pré-établies pour des configurations de circuits données. Par conséquent, le choix de la méthode dépend de son adéquation avec la forme des circuits à étudier. Une description sommaire des deux approches est présentée ci-dessous.

a/ Première approche.

La première méthode de calcul de la mutuelle est basée sur la définition de la mutuelle (formule 1.26). Nous pouvons écrire cette définition de la façon suivante :

$$M = \frac{N_2}{I_1} \iint_{(S_2)} \vec{B}_1 \cdot \vec{dS}_2 \quad (1.27)$$

Cette formule repose sur le calcul d'une intégrale double qui ne se calcule pas toujours simplement. Cependant, nous pouvons nous ramener au calcul d'une intégrale simple. En effet, nous avons la relation :

$$\vec{B} = \text{rot } \vec{A} \quad (1.28)$$

d'où

$$M = \frac{N_2}{I_1} \iint_{(S_2)} \text{rot } \vec{A}_1 \cdot \vec{dS}_2 \quad (1.29)$$

En appliquant la formule de Stokes, on obtient :

$$M = \frac{N_2}{I_1} \int_{(C_2)} \vec{A}_1 \cdot d\vec{l}_2 \quad (1.30)$$

La mutuelle peut se calculer à l'aide d'une intégrale curviligne faisant intervenir le potentiel vecteur créé par l'un des circuits. Cette formule est utilisable si la forme des circuits reste suffisamment simple pour permettre le calcul du potentiel vecteur créé par (C₁) ainsi que son intégration sur le contour (C₂).

NB : Les contours (C₁) et (C₂) sont pris sur l'axe central du fil réel constituant les circuits si la répartition du courant dans la section droite du fil est symétrique par rapport à l'axe du fil. La fréquence peut jouer un rôle dans cette condition :

- si la fréquence d'utilisation est très basse, le courant circule de façon homogène dans toute la section droite du fil et la condition est remplie.

- si la fréquence augmente, l'effet de peau apparaît et le courant a tendance à circuler à la périphérie du fil. La condition est remplie si aucun autre phénomène dû à la fréquence (par exemple l'effet de coque créé par la proximité d'autres fils) ne vient déformer cette répartition symétrique du courant.

De plus, l'étude du dipôle magnétique vertical (voir figure 1.4) a montré que le module du champ magnétique vertical variait peu entre 150 kHz et 10 MHz. Compte tenu de la définition précédente (formule 1.27), nous en concluons que la variation de la mutuelle avec la fréquence est négligeable entre les fréquences basses et 10 MHz. Cette propriété nous permet d'utiliser des modèles théoriques adaptés aux basses fréquences, voir même de faire les mesures à des fréquences plus basses et d'en extrapoler les résultats à 10 MHz.

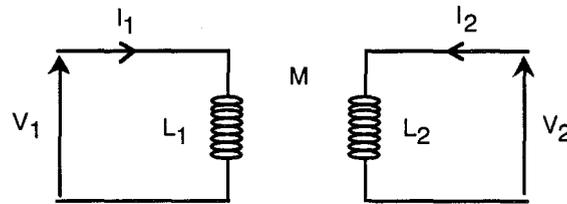
b/ Seconde approche.

La seconde approche est basée sur l'utilisation de catalogues de formules disponibles dans la littérature. Cependant, cette méthode nécessite de se conformer strictement au domaine d'application des formules qui se limitent aux formes des circuits élémentaires les plus courants (fils rectilignes, spires, solénoïdes,...).

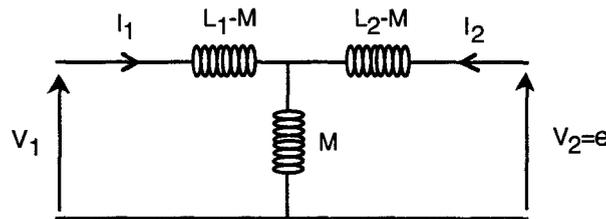
III.1.1.3. Mesure de la mutuelle.

Plusieurs techniques de mesure de la mutuelle entre deux circuits ont été comparées afin de disposer d'une méthode suffisamment précise et facile à mettre en oeuvre dans le cas où l'on veut effectuer un grand nombre de mesures [1-20]. La méthode retenue est la suivante :

Soient deux circuits couplés :



On peut leur associer le circuit équivalent suivant :



D'où la relation :

$$e = j\omega (M I_1 + L_2 I_2) \quad (1.31)$$

Si on alimente le primaire et si le secondaire est laissé en circuit ouvert ($I_2=0$), La mutuelle est donnée par :

$$|M| = \frac{e}{\omega I_1} \quad (1.32)$$

Il suffit de mesurer le courant au primaire I_1 en l'absence de secondaire et de mesurer la f.e.m e créée par le primaire aux bornes du secondaire pour connaître M à la pulsation ω .

La mesure de la mutuelle s'effectue en alimentant le circuit primaire avec un courant d'émission connu et en mesurant la tension induite dans le secondaire en circuit ouvert. Une série de mesures de la mutuelle est présentée à la figure 1.22 pour des boucles simple spire coaxiales de 17 cm de diamètre séparées d'une distance h . Ces mesures réalisées à 150 kHz sont accompagnées de résultats théoriques obtenus par un modèle décrit au paragraphe suivant (§III.1.2.).

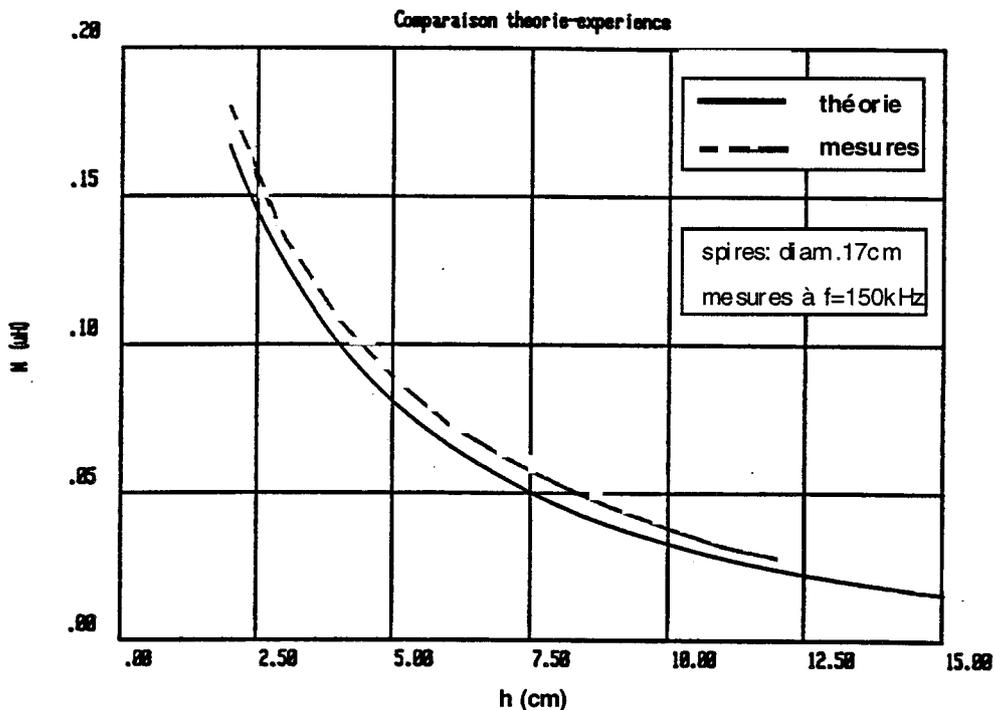


Figure 1.22 : Mutuelle entre deux boucles en fonction de la distance.

La concordance entre la courbe théorique et expérimentale est très satisfaisante à cette fréquence.

Cependant, il faut prendre des précautions particulières lorsque les mesures sont effectuées à plus haute fréquence. En effet, le câble de connexion qui relie le secondaire à l'oscilloscope et l'oscilloscope lui-même ramènent une capacité aux bornes de la spire. Celle-ci vient modifier le schéma équivalent au secondaire. De plus, lorsque le nombre de spires du secondaire est important, la capacité propre n'est plus négligeable et le même phénomène se produit.

NB : La capacité ramenée par un câble coaxial classique est d'environ 100 pF/m et la capacité d'entrée de l'oscilloscope est donnée pour 10 pF.

Cette modification a plusieurs conséquences :

- l'expression de M n'est plus exacte car elle est donnée pour un schéma équivalent qui ne tient pas compte de cette capacité.
- cette capacité supplémentaire fait diminuer sensiblement la fréquence d'accord, ce qui modifie la f.e.m. mesurée au primaire et augmente en apparence la mutuelle ainsi mesurée.
- les harmoniques du générateur qui sont à la nouvelle fréquence d'accord du secondaire viennent perturber le signal mesuré.

Plusieurs solutions s'offrent à nous:

- raccourcir au maximum les câbles de mesure. Il faut faire alors un compromis entre la diminution de la longueur du câble et l'éloignement des appareils de mesure.

- utiliser une sonde de tension compensée, à faible capacité ramenée (moins de 10 pF).

Cette dernière solution présente tout de même un inconvénient : la sonde n'est pas blindée et elle risque de capter plus de champ qu'avec un câble blindé. Si on ne prend pas de précautions particulières sur la disposition de la sonde, la mesure risque d'être perturbée.

Une série de mesures de la mutuelle entre deux spires en fonction de la fréquence a été réalisée à l'aide de deux longueurs de câble coaxial (1m et 20cm) et d'une sonde de tension compensée (Figure 1.23).

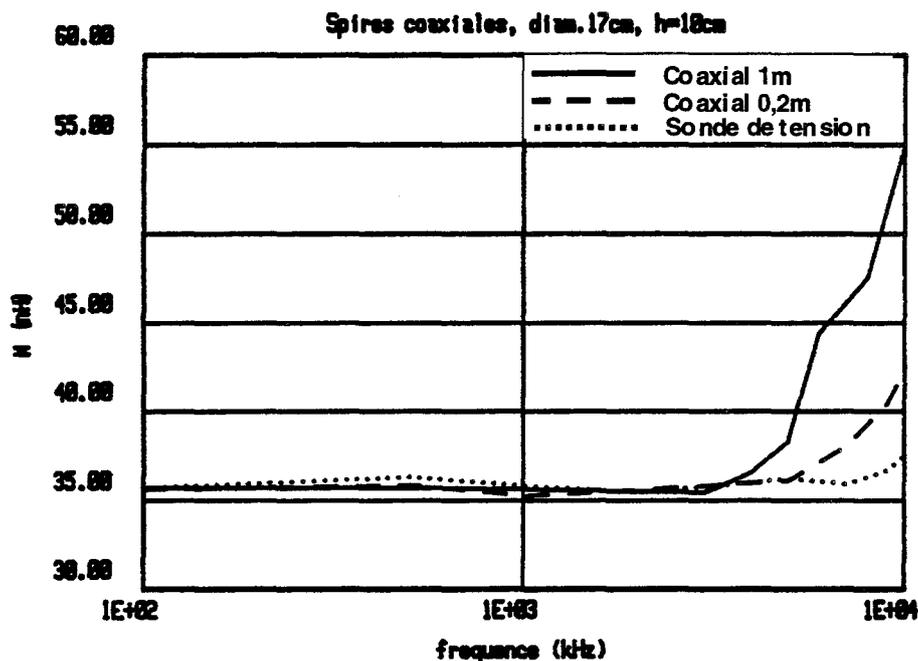


Figure 1.23 : Mesure de la mutuelle entre deux boucles en fonction de la fréquence.

On constate que le câble coaxial de 1m apporte une capacité importante (≈ 100 pF) et crée un accord parasite qui vient perturber la mesure dès 5 MHz. Dans les deux autres cas, la modification de la mesure intervient plus loin en fréquence. Cependant, il faut prendre des précautions vis à vis d'harmoniques du générateur à des fréquences proches de l'accord parasite; celles-ci risquent de perturber la mesure à l'oscilloscope.

Une étude expérimentale de la fréquence d'accord parasite, mesurée au pont de mesure d'impédances, nous a donné les résultats suivants pour une spire de 17 cm de diamètre et d'épaisseur 0,6 mm :

	câble coaxial longueur $\approx 1\text{m}$	câble coaxial longueur $\approx 0,2\text{m}$	Sonde de tension compensée
Capacité ramenée mesurée	98 pF	25 pF	8,3 pF
Fréquence d'accord mesurée	18 MHz	33 MHz	43 MHz

Ce tableau montre que lorsque la capacité ramenée diminue, la fréquence d'accord parasite s'éloigne de 10 MHz. Cette constatation explique la présence des phénomènes que nous observons.

La solution qui a été finalement adoptée pour une mesure à 10 MHz est l'utilisation d'un câble coaxial de 20cm de longueur en combinaison avec l'utilisation d'un générateur synthétisé performant qui limite les problèmes d'harmoniques. En effet, le câble coaxial blindé est moins sensible que la sonde de tension vis à vis d'un couplage parasite avec les circuits étudiés.

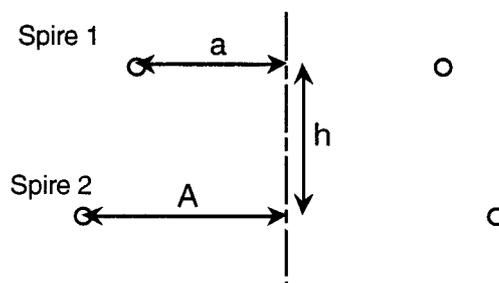
Comme nous l'avons démontré théoriquement, la mutuelle ne varie que très peu entre 150 kHz et 10 MHz. Il est donc envisageable de faire une étude à 150 kHz pour en déduire les résultats à 10 MHz.

III.1.2. Boucles circulaires mutuellement couplées.

III.1.2.1. Etude théorique.

Une première solution pour le calcul de la mutuelle entre deux boucles magnétiques est d'utiliser les formules données par F.W. GROVER dans son ouvrage [1-21]. Cette méthode, qui correspond au deuxième type d'approche théorique, repose sur la démarche suivante :

Soient deux spires coaxiales de rayon a et A , séparées d'une distance h .



La mutuelle M_{coax} est donnée par la relation :

$$M_{\text{coax}} = f \sqrt{A a} \quad (1.33)$$

où f est un coefficient qui dépend des rapports a/A et h/A .

Les valeurs de f sont données dans différentes tables selon que les spires sont très proches l'une de l'autre, très éloignées ou dans une configuration intermédiaire.

Si maintenant les spires ne sont plus coaxiales, la mutuelle M est donnée par la relation :

$$M = F M_{\text{coax}} \quad (1.34)$$

La mutuelle entre deux spires dont les axes sont parallèles se calcule en multipliant la mutuelle obtenue dans le cas où les deux spires sont coaxiales par un coefficient F . Les valeurs de F sont encore données dans des tables qui dépendent des positions relatives des deux spires.

Cette méthode est utilisable pour le calcul ponctuel de la mutuelle entre deux spires dans une configuration donnée. Elle paraît peu pratique dans l'optique d'une programmation sur ordinateur où il faudrait introduire de nombreuses tables.

L'autre solution envisageable est le calcul à partir de la définition de la mutuelle de la manière décrite ci-dessous.

Soient deux spires circulaires (C_1) et (C_2) dont les axes sont parallèles.

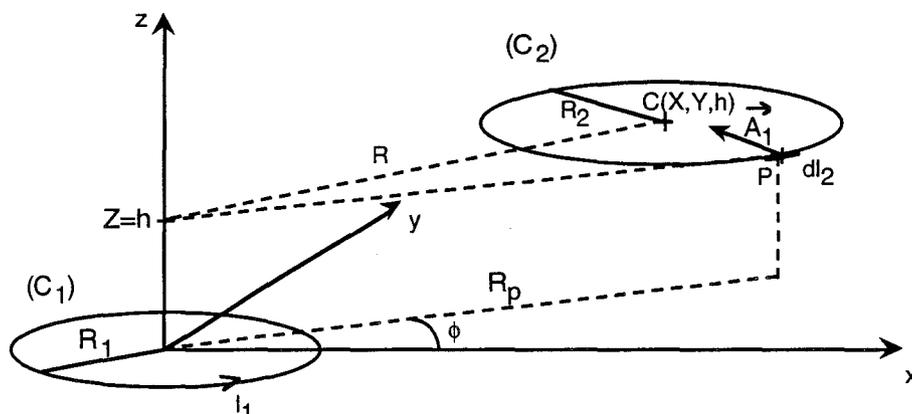


Figure 1.24 : Système d'étude de la mutuelle entre deux boucles circulaires.

Leur mutuelle inductance se calcule à partir de :

$$M = \frac{1}{I_1} \int_{(C_2)} \vec{A}_1 \cdot d\vec{l}_2 \quad (1.35)$$

Pour résoudre l'intégrale, il faut calculer le potentiel vecteur \vec{A}_1 .

Pour des raisons de symétrie axiale, le potentiel vecteur créé par la spire (C₁) n'a qu'une composante azimutale A₁ selon φ.

Nous pouvons exprimer A₁ sous la forme d'une expression basée sur le calcul d'intégrales elliptiques de première et de seconde espèce ([1-22], [1-23]) :

$$A_1 = \frac{\mu_0 I_1}{\pi k} \sqrt{\frac{R_1}{R_p}} \left[\left(1 - \frac{k^2}{2}\right) F - E \right] \quad (1.36)$$

avec $k = 2 \sqrt{\frac{R_1 R_p}{(R_1 + R_p)^2 + h^2}}$

$$F = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\omega}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \omega}}$$

$$E = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \omega} d\omega$$

Le calcul des intégrales F et E ne pose pas de problème car il existe des approximations polynomiales de ces intégrales [1-24].

Il nous faut donc résoudre l'intégrale suivante en tenant compte de l'angle entre le potentiel vecteur et dl₂ :

$$M = \frac{\mu_0}{\pi} \int_{(C_2)} \left\{ \frac{1}{k} \sqrt{\frac{R_1}{R_p}} \left[\left(1 - \frac{k^2}{2}\right) F - E \right] \right\} \vec{e}_\phi \cdot d\vec{l}_2 \quad (1.37)$$

NB : Si les boucles sont composées de plusieurs spires, il faut multiplier le résultat par le nombre de spires de chaque boucle.

III.1.2.2. Résultats.

La boucle (C_1) est fixe et placée au centre d'un repère et la boucle (C_2), repérée par les coordonnées de son centre $C(X,Y,Z)$, se déplace dans un plan parallèle à xOy . Nous pouvons représenter l'évolution de la mutuelle entre les deux boucles par un graphe en 3 dimensions (Figure 1.25). Ce graphe est obtenu avec les paramètres suivants :

$$h=Z=10 \text{ cm}$$

$$-30 \text{ cm} < X < 30 \text{ cm} \text{ et } -30 \text{ cm} < Y < 30 \text{ cm}$$

$$R_1=R_2=8,5 \text{ cm} (S \approx 225 \text{ cm}^2), N_1=N_2=1$$

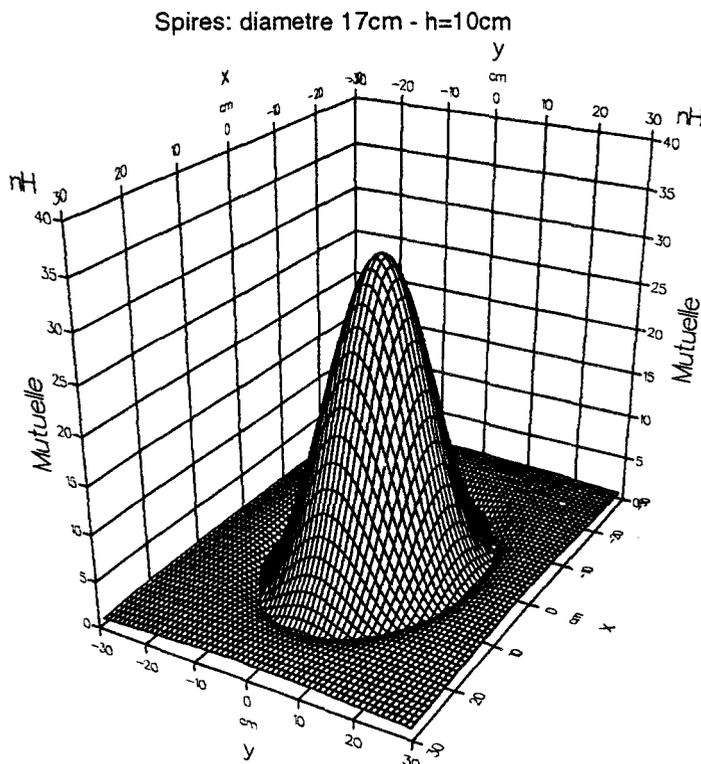


Figure 1.25 : Module de la mutuelle entre deux boucles circulaires.

Afin de valider les résultats théoriques, nous avons réalisé quelques mesures selon la méthode exposée précédemment. Ces mesures ont été faites à 150 kHz afin de limiter les phénomènes parasites qui apparaissent à des fréquences plus élevées.

Les courbes théorique et expérimentale, présentées à la figure 1.26, concordent aussi bien par la position du changement de phase que par les niveaux de mutuelles.

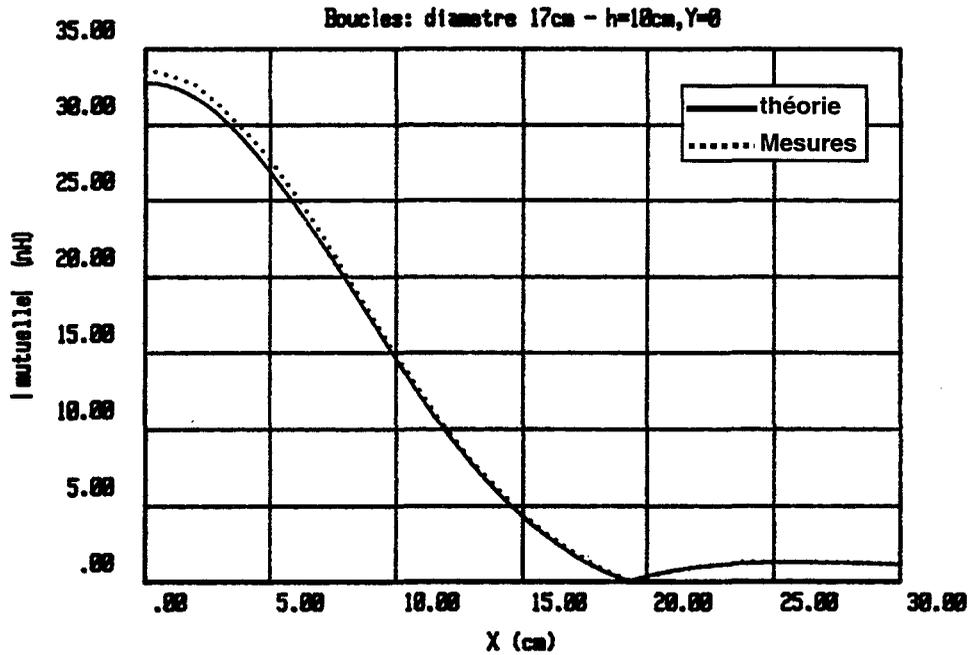


Figure 1.26 : Module de la mutuelle entre deux boucles circulaires
Comparaison théorie-expérience.

III.1.3. Cadres rectangulaires mutuellement couplés.

III.1.3.1. Etude théorique.

Soient deux cadres rectangulaires (C_1) et (C_2) placés dans un repère (O,x,y,z).

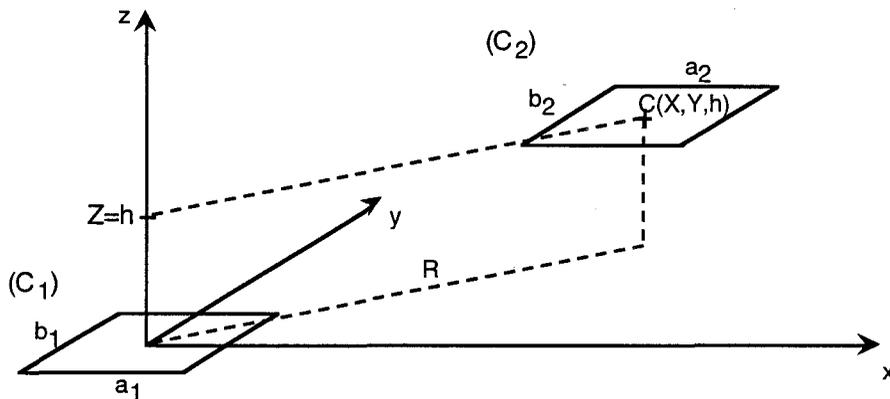


Figure 1.27 : Système d'étude de la mutuelle entre deux cadres magnétiques rectangulaires.

La méthode de calcul de la mutuelle entre deux cadres rectangulaires que nous avons choisie repose sur la propriété suivante :

Soient deux circuits quelconques décomposables en portions de circuits élémentaires mis en série : la mutuelle entre ces deux circuits est le résultat de la somme des mutuelles élémentaires entre les éléments séries de la première structure et ceux de la seconde structure.

Ainsi, si les deux circuits couplés sont composés respectivement de N_{e1} et N_{e2} éléments distincts, on peut écrire

$$M = \sum_{i,j} M_{ij} \quad \text{avec } 1 < i < N_{e1} \text{ et } 1 < j < N_{e2} \quad (1.38)$$

NB: Les M_{ij} peuvent être positifs ou négatifs selon le sens du courant dans les éléments.

Dans notre cas, le calcul de la mutuelle est effectué en décomposant les cadres en éléments rectilignes et en appliquant la propriété rappelée ci-dessus. En effet, FW GROVER donne des formules simples donnant la mutuelle entre deux éléments rectilignes quelles que soient leurs positions relatives. Ces formules sont rappelées en Annexe 2 pour toutes les configurations possibles.

III.1.3.2. Résultats.

Le cadre (C_1) est fixe et placé au centre d'un repère et le cadre (C_2), repéré par les coordonnées de son centre $C(X,Y,Z)$, se déplace dans un plan parallèle à xOy . De la même façon que précédemment, nous présentons les résultats les plus significatifs de notre modèle.

Nous pouvons représenter l'évolution de la mutuelle entre les deux cadres par un graphe en 3 dimensions (Figure 1.28). Ce graphe est obtenu avec les paramètres suivants :

$$h=Z=10 \text{ cm.}$$

$$-30 \text{ cm} < X < 30 \text{ cm et } -30 \text{ cm} < Y < 30 \text{ cm.}$$

$$\text{dimensions des deux cadres : } 15\text{cm} \times 15\text{cm}, (S \approx 225\text{cm}^2), N_1=N_2=1.$$

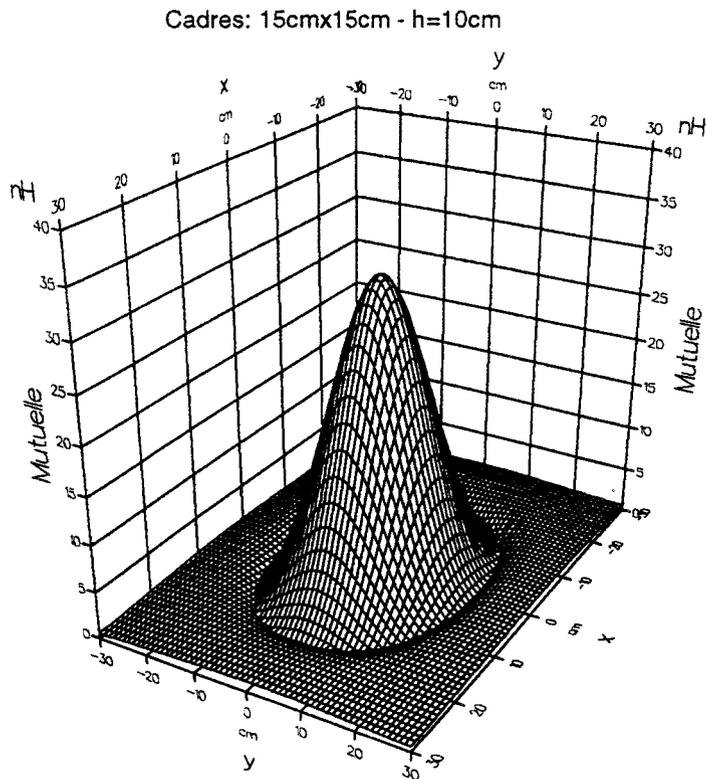


Figure 1.28 : Module de la mutuelle entre deux cadres carrés.

Nous avons réalisé quelques mesures selon la méthode exposée précédemment (Figure 1.29). Ces mesures ont été faites à 150 kHz afin de limiter les phénomènes parasites qui apparaissent à des fréquences plus élevées.

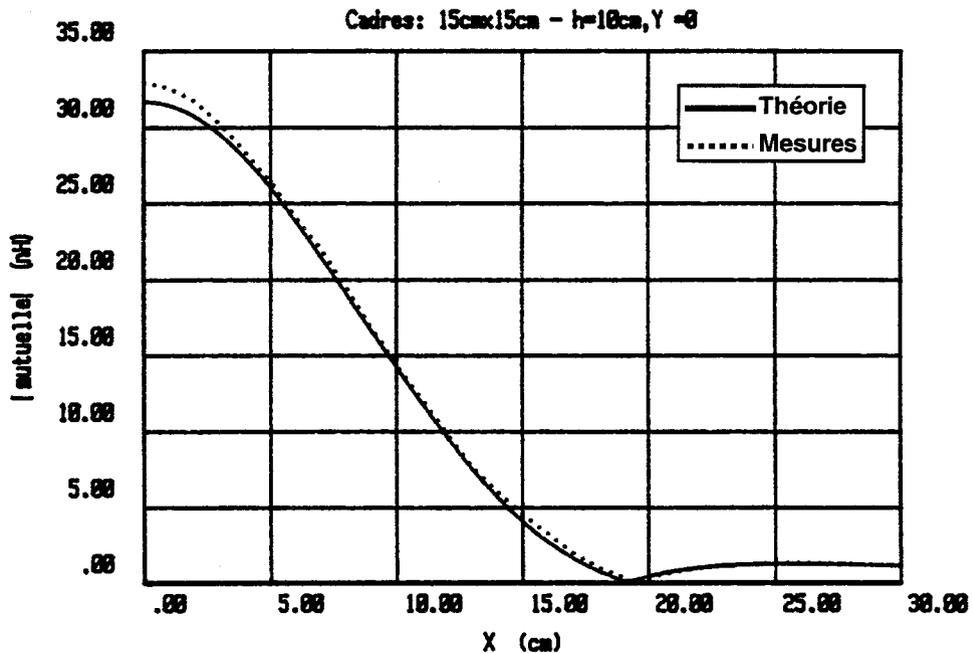


Figure 1.29 : Module de la mutuelle entre deux cadres carrés
Comparaison théorie-expérience.

La bonne concordance entre les courbes théorique et expérimentale valide notre modèle théorique.

III.1.4. Considérations sur la diaphonie.

Si nous nous plaçons du point de vue de la diaphonie, nous pouvons tracer $|M/M_0|$ en fonction du débattement latéral Y du circuit de réception avec $0 < Y < 2,5$ m, $X=0$ et $h=10$ cm.

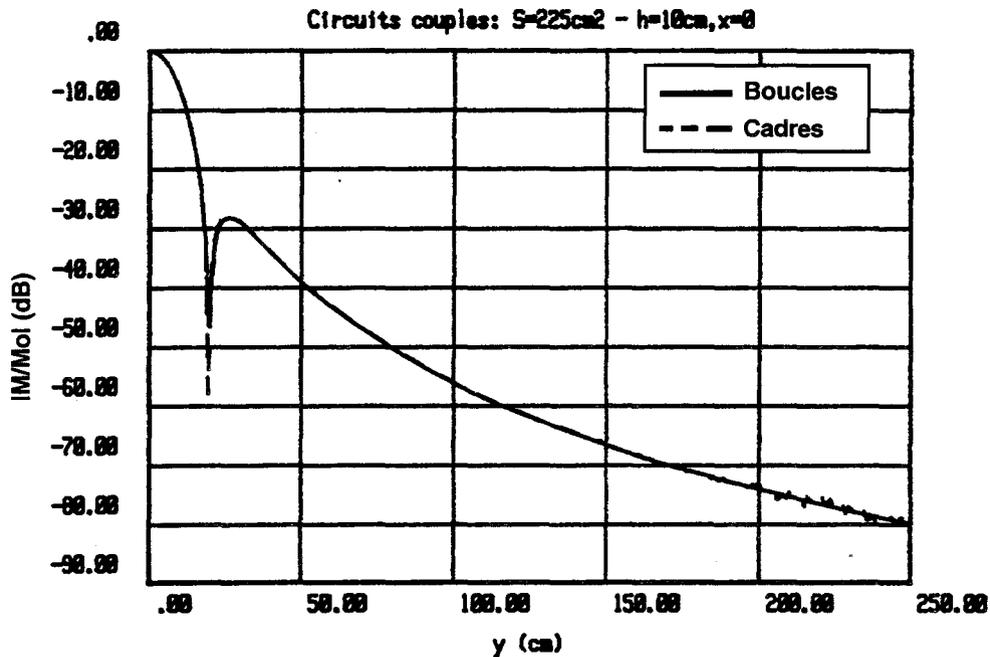


Figure 1.30: Mutuelle relative entre deux circuits couplés.

Les deux modèles concordent et nous prévoient une marge de 80 dB entre le couplage en lecture normale optimale et le couplage parasite avec la voie adjacente. Les instabilités rencontrées par le modèle du cadre carré à partir de 1,5m sont dues à des erreurs numériques liées à la faiblesse des niveaux calculés.

Dans la suite de l'étude, nous ajoutons la prise en compte du sol sur le couplage entre les circuits.

III.2. Etude de deux circuits couplés au dessus d'un sol.

III.2.1. Etudes théoriques.

La mutuelle est générée par le flux du champ magnétique. C'est pourquoi nous pouvons utiliser de nouveau la théorie des images des sols de conductivité finie pour calculer la mutuelle entre deux circuits couplés placés au-dessus du sol. En présence du sol, la géométrie d'étude devient :

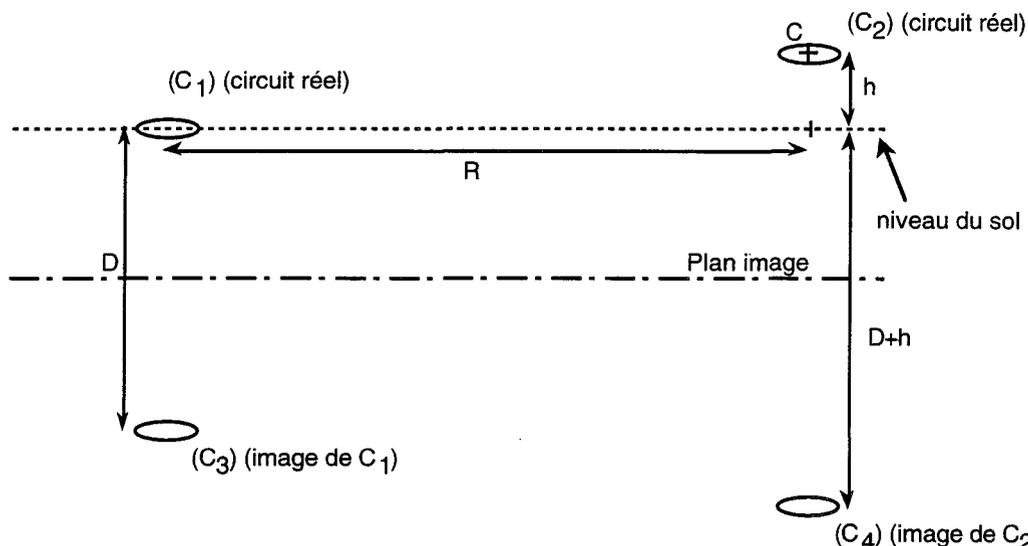


Figure 1.31 : Représentation de la théorie des images pour un sol homogène de conductivité finie.

Nous obtenons un système de quatre circuits mutuellement couplés. Si nous considérons que chaque circuit (C_i) est constitué d'une seule spire (on néglige les capacités interspires devant la self inductance) et est associé à un courant I_i et une tension V_i , nous pouvons dresser un système d'équations qui décrit le dispositif :

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_1 + j\omega L_1 & j\omega M_{12} & j\omega M_{13} & j\omega M_{14} \\ j\omega M_{12} & r_2 + j\omega L_2 & j\omega M_{23} & j\omega M_{24} \\ j\omega M_{13} & j\omega M_{23} & r_3 + j\omega L_3 & j\omega M_{34} \\ j\omega M_{14} & j\omega M_{24} & j\omega M_{34} & r_4 + j\omega L_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \\ i_3 \\ i_4 \end{bmatrix} \quad (1.39)$$

La mutuelle que nous souhaitons calculer est la mutuelle M entre (C_1) et (C_2). Par conséquent, de la même manière que pour la méthode de mesure de la mutuelle décrite auparavant, nous pouvons calculer cette mutuelle M en établissant une relation entre le courant I_1 et la tension induite $e=V_2$ lorsque (C_2) est en circuit ouvert. Nous avons alors :

$$M = \frac{V_2}{j \omega I_1} \quad (1.40)$$

Les hypothèses posées nous ramènent les simplifications suivantes :

- $I_2=0$ car (C_2) est en circuit ouvert.
- $I_3=-I_1$, $V_3=V_1$, $r_3=r_1$, $L_3=L_1$, $I_4=-I_2=0$, $V_4=V_2$, $r_4=r_2$ et $L_4=L_2$ par la théorie des images.

- comme $I_4=0$, nous pouvons négliger l'influence de (C_4) dans le calcul qui nous intéresse et simplifier l'étude à un système de trois équations.

Le système à étudier devient :

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_1 + j\omega L_1 & j\omega M_{12} & j\omega M_{13} \\ j\omega M_{12} & r_2 + j\omega L_2 & j\omega M_{23} \\ j\omega M_{13} & j\omega M_{23} & r_1 + j\omega L_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ 0 \\ -i_1 \end{bmatrix} \quad (1.41)$$

La deuxième équation nous permet d'écrire :

$$V_2 = j\omega (M_{12} - M_{23}) i_1 \quad (1.42)$$

Si nous faisons le parallèle avec la formule 1.40, nous pouvons écrire :

$$M = M_{12} - M_{23} \quad (1.43)$$

La mutuelle entre deux circuits en présence d'un sol de conductivité finie peut se calculer à partir de la mutuelle entre les deux circuits réels et à partir de la mutuelle entre l'un des circuits réels et l'image de l'autre par la théorie des images pour des sols de conductivité finie.

Pour le calcul des mutuelles M_{12} et M_{23} , il reste à appliquer l'une des méthodes appropriées à la forme des circuits (voir §III.1.1) .

III.2.2. Résultats - interprétation.

III.2.2.1. Résultats théoriques.

Nous pouvons calculer l'évolution de la mutuelle entre deux circuits en fonction de la conductivité du sol lorsque ceux-ci sont distants de 2,5 mètres avec une hauteur de lecture de 10 centimètres. Dans le cas où les circuits sont des spires circulaires de 17 centimètres de diamètre, nous obtenons la figure 1.32.

NB: Nous n'avons pas pu comparer ce résultat avec le cas de cadres carrés en raison des erreurs numériques que l'on obtient pour les faibles valeurs de mutuelle. Cependant, compte-tenu des résultats précédents, nous pouvons penser que nous obtiendrions le même type de courbes avec des cadres carrés.

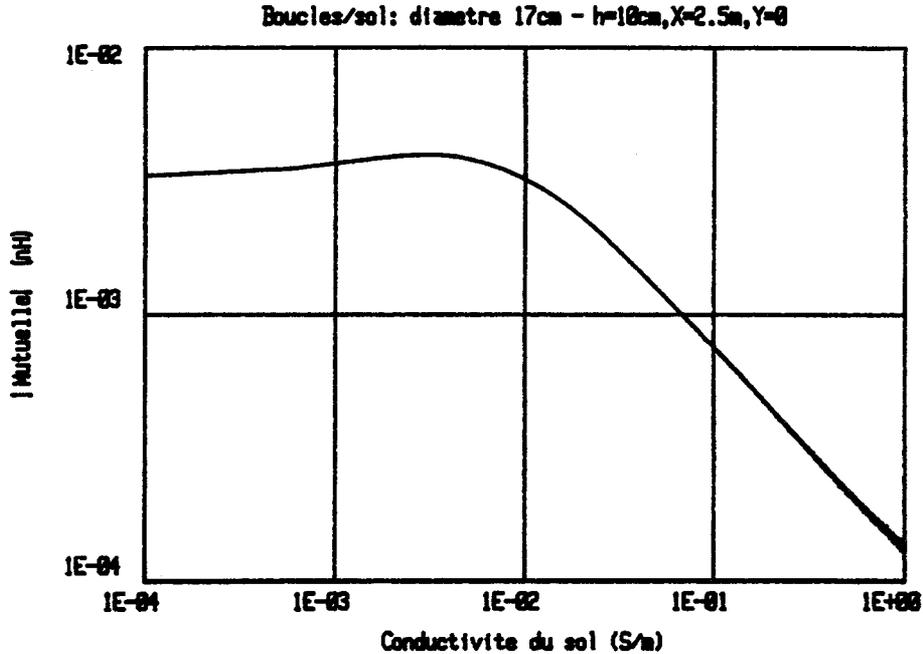


Figure 1.32 : Module de la mutuelle entre deux boucles circulaires situées au dessus du sol
Etude pour R=2,5m en fonction de la conductivité-f=10MHz.

Cette courbe nous rappelle les courbes obtenues précédemment pour le champ magnétique : nous retrouvons la présence d'un maximum à 10^{-2} S/m.

Nous présentons ci-après l'évolution de |M| en fonction de la distance entre les cadres pour 3 valeurs de conductivité du sol : 0, 10^{-2} et 1 S/m. Ces résultats sont présentés à la figure 1.33 pour des boucles circulaires et à la figure 1.34 pour des cadres carrés.

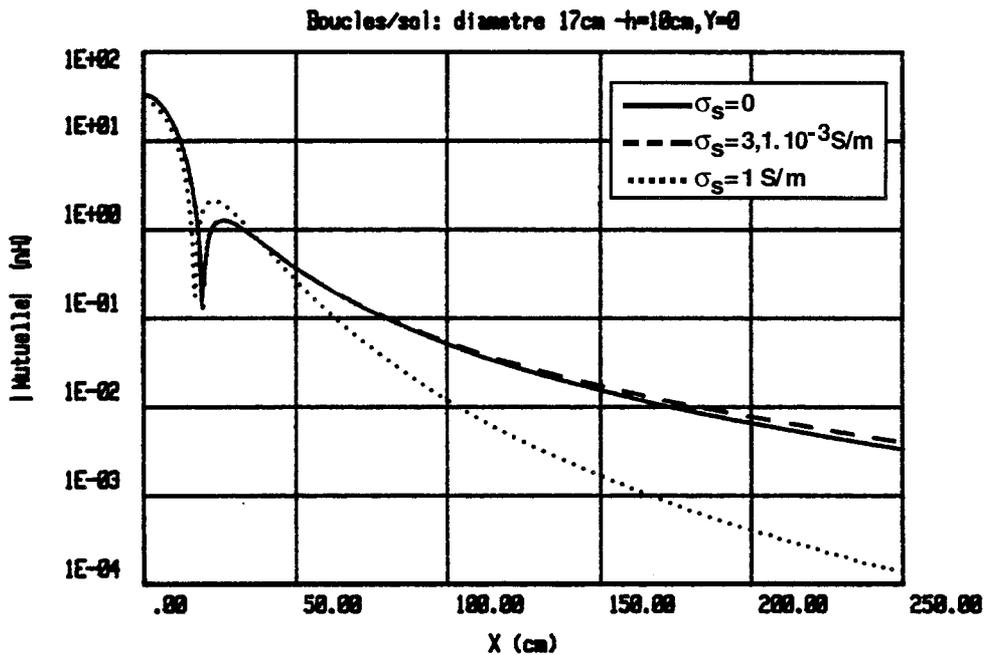


Figure 1.33 : Module de la mutuelle entre 2 boucles circulaires situées au dessus d'un sol
f=10 MHz.

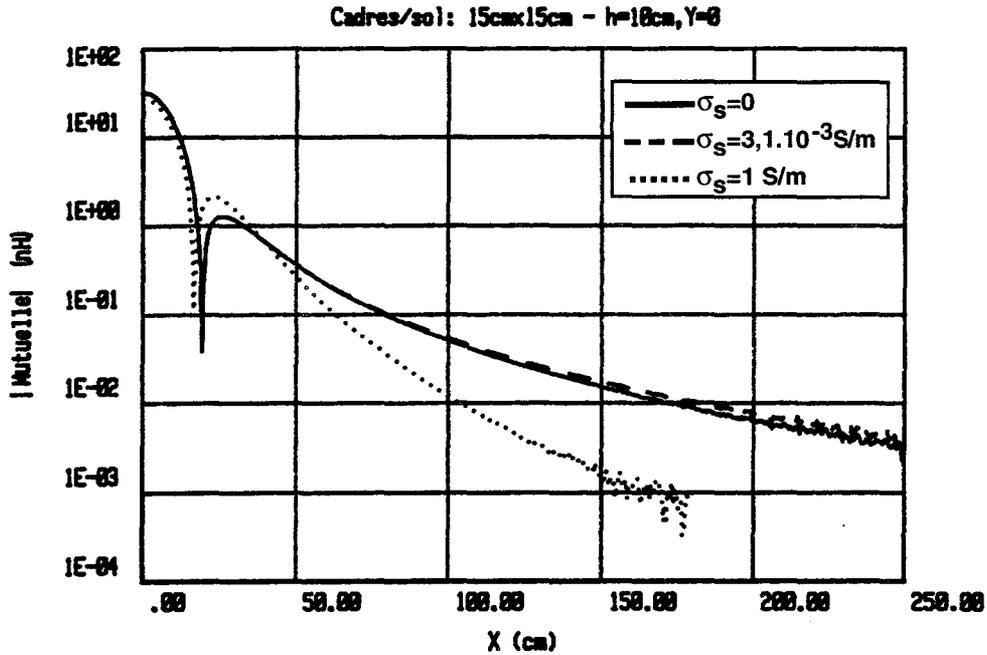


Figure 1.34 : Module de la mutuelle entre deux cadres carrés situés au dessus d'un sol $f=10 \text{ MHz}$.

Globalement, nous constatons que la présence du sol peut entraîner une augmentation du couplage entre des antennes magnétiques distantes de quelques mètres. Ce phénomène va dans le mauvais sens vis à vis de la diaphonie. Néanmoins, l'influence du sol reste extrêmement faible par rapport au couplage entre deux antennes coaxiales, ce qui laisse une grande marge de sécurité vis à vis du mode de diaphonie étudié.

III.2.2.2. Considérations sur le risque de diaphonie.

De même que dans l'étude du champ magnétique, nous pouvons étudier le risque de diaphonie vis à vis d'une voie adjacente située à 2,5 mètres. Nous pouvons représenter l'évolution de la mutuelle lorsque nous nous déplaçons vers la voie adjacente en traçant le rapport $|M/M_0|$ en fonction du débattement latéral Y du circuit de réception avec $0 < Y < 2.5 \text{ m}$, $X=0$ et $h=10\text{cm}$. Les résultats sont présentés au graphe de la figure 1.35 pour une conductivité de $3,1 \cdot 10^{-3} \text{ S/m}$.

Ce graphe nous confirme que, pour les deux formes de circuits couplés étudiés en présence d'un sol homogène de conductivité défavorable $3,1 \cdot 10^{-3} \text{ S/m}$, le risque de diaphonie est très faible grâce à la vitesse de décroissance du couplage avec la distance.

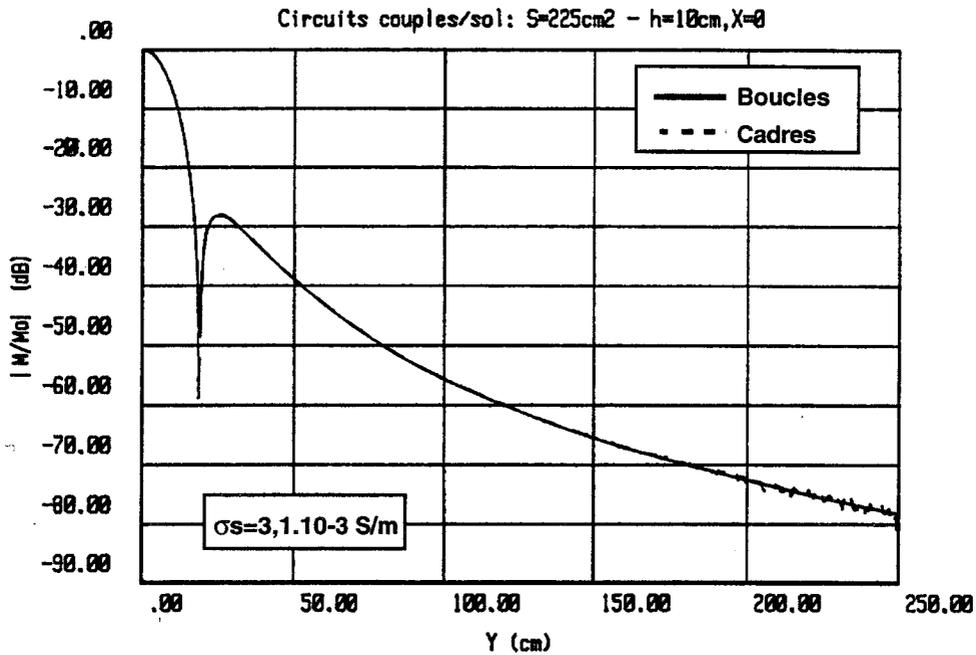


Figure 1.35 : Mutuelle relative entre deux circuits couplés situés au dessus d'un sol $f=10 \text{ MHz}$.

III.3. Conclusion sur l'approche "couplage magnétique".

Nous avons exposé des modèles capables de simuler les comportements de circuits couplés de formes simples : circulaire et rectangulaire.

Les modèles théoriques de base ont été validés par une confrontation avec des résultats de mesures dans le cas idéal où l'on néglige l'influence de l'environnement.

Afin de tenir compte de l'influence d'un sol homogène sur la mutuelle entre les circuits, d'autres modèles reposant sur la théorie des images pour des sols de conductivité finie ont été établis. Les résultats ont permis de montrer que le couplage entre deux circuits éloignés l'un de l'autre pouvait être augmenté par la présence d'un sol (conductivité d'environ 10^{-2} S/m). Bien que ce phénomène va dans le sens de l'augmentation du risque de la diaphonie, son amplitude reste modérée même dans le pire des cas. Dans tous les cas, la marge entre le couplage optimal (lecture normale au droit de la balise) et le couplage parasite depuis la voie adjacente reste extrêmement grande : $|H_z/H_z0| \approx -80\text{dB}$ pour 2.5 mètres entre les deux voies adjacentes.

IV. CONCLUSION DU CHAPITRE I.

Au cours de cette étude, nous avons tenté de modéliser les comportements d'une balise magnétique de localisation destinée à être "lue" par un véhicule guidé. Deux familles de modèles ont été élaborées : l'une proposant le calcul du champ rayonné en tout point de l'espace, l'autre proposant le calcul du couplage entre l'antenne de la balise et l'antenne d'un interrogateur quelles que soient leurs positions relatives. La première famille de modèles permet de connaître les phénomènes magnétiques de base créés par la balise et éventuellement captés par un circuit de réception. La seconde famille permet de prendre en compte la forme du circuit de réception dans la transmission.

Ces modèles ont été préalablement validés dans une étude de base ne tenant pas compte de l'environnement extérieur. Ensuite, l'effet de la conductivité d'un sol homogène a été introduit dans les différents modèles afin de nous rapprocher des conditions réelles de notre application. Nous en avons conclu que les modèles basés sur la loi de Biot et Savart permettent d'obtenir de bons résultats pour une étude fonctionnelle (faibles distances de transmission) aux deux fréquences de notre application. Par contre, le modèle de Bannister est un majorant pour le calcul du champ à 10MHz émis sur la voie adjacente et utilisé dans l'évaluation du risque de diaphonie.

Quel que soit le modèle considéré, une simulation en trois dimensions a permis de montrer le confinement de la zone de transmission possible dans une zone étroite autour de la balise. La probabilité d'obtenir une transmission entre une balise et l'interrogateur d'un véhicule circulant sur une voie adjacente est négligeable : la marge entre une transmission normale optimale et une transmission vers une voie adjacente est de plusieurs ordres de grandeurs. Le risque de diaphonie par ce biais (mode 1) est donc minime, même en présence d'un sol homogène de conductivité la plus défavorable ($10^{-3} < \sigma_s < 10^{-2}$).

Par ailleurs, afin de limiter les disparités de la transmission dues à des variations de la conductivité du sol ou à la présence d'éléments métalliques dans le sol, il est possible de disposer les cadres des balises à quelques centimètres au dessus d'une plaque métallique et ainsi, de stabiliser l'environnement électromagnétique des balises. De même, la présence de la caisse du train au-dessus de l'interrogateur ajoute une masse métallique dans l'environnement immédiat des circuits. Cette présence de structures métalliques, qui va a priori dans le sens d'une diminution du risque de diaphonie (car augmentation de la conductivité), fait l'objet d'une étude présentée dans la dernière partie de ce document.

Certaines applications utiles dans le cas d'un système de transport par véhicules guidés automatiques nécessitent l'utilisation de plusieurs autres types de balises. L'étude du comportement de ces balises de formes particulières fait l'objet du chapitre suivant.

CHAPITRE II.

"BALISES LONGUES ET BALISES A CROISEMENTS."

I. INTRODUCTION DU CHAPITRE II.

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté l'étude des cadres 10 MHz de balises de localisation dans le but de faire ressortir les caractéristiques de la transmission des messages de la balise vers l'interrogateur, ainsi que de cerner les risques de diaphonie inhérents à ce type de balise.

Afin d'améliorer les performances du système de localisation, il est utile d'avoir recours aux deux fonctionnalités suivantes :

- Auto-localisation du véhicule en des lieux stratégiques : suite un arrêt en station ou en voie de garage, chaque véhicule doit être capable de se localiser au moment de sa remise en route.

- Etalonnage de la mesure de vitesse : les dispositifs de mesure de la vitesse du véhicule peuvent perdre de leur précision à cause de phénomènes d'usure. Il est nécessaire de prévoir un dispositif permettant de les étalonner régulièrement.

Ces fonctions peuvent être remplies par des balises spécifiques ([2-1], [2-2]) destinées à être lues par les mêmes interrogateurs que ceux utilisés pour détecter les balises de localisation classiques.

Pour assurer la première fonction, il faut prendre en considération la précision avec laquelle le véhicule peut s'arrêter à un endroit donné. Une solution consiste à concevoir une balise de dimensions suffisantes (longueur supérieur à 1 mètre) afin de garantir que l'antenne de l'interrogateur soit au droit de la balise lors de l'arrêt du véhicule. Les balises de ce type sont appelées "balises longues".

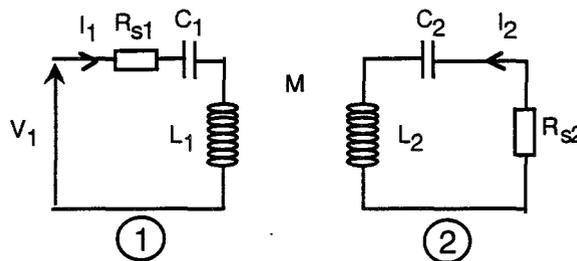
Pour assurer la seconde fonction, il faut concevoir une balise capable de donner une information très précise de la distance parcourue sur une longueur donnée. Une solution technologique consiste à bobiner le cadre de l'antenne magnétique basse fréquence de façon à obtenir des croisements qui créent des changements du signe de la mutuelle. Les balises munies de ce cadre particulier sont appelées "balises à croisements".

Après une présentation générale des études théoriques et expérimentales, nous abordons l'étude des "balises longues" et des "balises à croisements". Cette étude est constituée d'une part de l'évaluation de la self-inductance des cadres magnétiques des balises et d'autre part de la détermination de la mutuelle-inductance entre les cadres magnétiques de la balise et de l'interrogateur.

II. PRESENTATION DES ETUDES THEORIQUES ET EXPERIMENTALES.

L'étude des cadres BF (150kHz) des balises comporte deux points: l'étude de la mutuelle interrogateur-balise et celle de la self-inductance présentée par le cadre.

La valeur de la mutuelle nous fournit une information sur la transmission sol-véhicule et celle de la self nous donne une caractéristique électrique du cadre de la balise. En effet, lorsque nous connaissons M et les paramètres électriques des circuits couplés, il est possible de calculer les niveaux de courant induits, et, par la même, de déterminer le bilan de transmission balise-interrogateur. En effet, soient les deux circuits couplés suivants :



Si le circuit de réception (2) est un circuit accordé à ω_a , le courant qui le traverse à la résonance peut s'exprimer par (cf [2-3]) :

$$|I_2| = \frac{|M\omega_a R_{s1} I_1|}{R_{s1}R_{s2} + \omega_a^2 M^2} \quad (2.1)$$

De plus, la connaissance conjointe de la mutuelle et des inductances des deux antennes nous permet de déterminer le coefficient de couplage interrogateur-balise k . En effet, si on dispose de deux circuits de selfs L_1 et L_2 , couplés par une mutuelle M , alors:

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} \quad (2.2)$$

Remarque : Dans cette étude, nous considérons que les antennes sont constituées de fils rectilignes de section droite circulaire.

II.1. Etudes théoriques.

Compte-tenu de la fréquence étudiée, nous pourrions considérer que nous nous trouvons dans le cas de l'approximation quasi-statique. Par conséquent, tous les modèles théoriques employés dans ce chapitre seront basés sur des formalismes adaptés aux fréquences basses.

II.1.1 Etude de la mutuelle entre deux circuits.

Une étude théorique de la mutuelle entre deux circuits a été présentée dans le chapitre précédent. Comme nous considérons que les cadres magnétiques des balises sont composés d'éléments rectilignes, nous utiliserons la méthode de calcul basée sur la décomposition des cadres en éléments simples.

Ainsi, si les deux circuits couplés sont composés respectivement de N_{e1} et N_{e2} éléments distincts, on peut écrire :

$$M = \sum_{i,j} M_{ij} \quad \text{avec } 1 < i < N_{e1} \text{ et } 1 < j < N_{e2} \quad (2.3)$$

Dans le cas où les circuits sont constitués respectivement de N_1 et N_2 spires, on peut simplifier le calcul de la mutuelle en utilisant la formule (2.4) où M_{1s} est la mutuelle calculée en ne considérant qu'une seule spire par cadre.

$$M = N_1 \cdot N_2 \cdot M_{1s} \quad (2.4)$$

II.1.2 Etude de la self-inductance d'un circuit.

Soit le circuit (C) formé de N spires parcourues par un courant I et soit Φ le flux du champ magnétique à travers la surface (S) reposant sur (C), une définition de la self-inductance L est donnée par:

$$L = \frac{N \Phi}{I} \quad (2.5)$$

De la même manière que pour le calcul de la mutuelle, nous pouvons aborder le calcul de la self par plusieurs approches.

a/ Approche 1 :

Le calcul de L se fait par l'intermédiaire du calcul du flux Φ , ce qui nous donne :

$$L = \frac{N}{I} \iint_{(S)} \vec{B} \cdot d\vec{S} \quad (2.6)$$

Ce calcul du flux peut être difficile dans le cas de cadres de géométrie complexe.

b/ Approche 2 :

Si nous considérons le cas d'un circuit (C) composé de N_e éléments distincts, la self est donnée par la relation suivante:

$$L = \sum_{i=1}^{N_e} L_i \pm \sum_{i,j=1}^{N_e} M_{ij} \quad (2.7)$$

Comme $M_{ij}=M_{ji}$, on peut écrire :

$$L = \sum_{i=1}^{N_e} L_i \pm 2 \sum_{i,j=1}^{N_e} M_{ij} \quad \text{avec } 1 \leq i < N_e \text{ et } i < j \leq N_e \quad (2.8)$$

- Les M_{ij} représentent les mutuelles entre tous les éléments du circuits pris deux à deux.

- Les L_i représentent les selfs de chaque élément du circuit.

Dans le cas où le circuit est composé de N spires, on peut simplifier le calcul de la self ne considérant qu'une seule spire et en utilisant la formule suivante (Annexe 3):

$$L = N L_{1s} + (2 N^2 M_{1s} + N^2 (N^2 - 1) M_{prox}) \quad (2.9)$$

avec

$$L_{1s} = \sum_{i=1}^{N_e} L_i$$

$$M_{1s} = \pm \sum_{i,j=1}^{N_e} M_{ij} \quad \text{si } 1 \leq i < N_e \text{ et } i < j \leq N_e$$

et

M_{prox} = somme des mutuelles entre deux éléments identiques proches appartenant chacun à une spire différente.

Dans certains cas, la forme des éléments qui composent le circuit permet d'utiliser des formules simples donnant la self et la mutuelle.

Nos cadres d'antennes étant composés de fils rectilignes, nous pouvons appliquer des formules données par FW GROVER [2-4]. C'est pourquoi, les mutuelles élémentaires M_{ij} se calculent à l'aide des formules exposées en Annexe 2 en tenant compte du signe qui dépend du sens du courant dans les fils et les selfs élémentaires se calculent à l'aide de la formule suivante :

$$L = 0,002.1 \left[\ln \left(\frac{2l}{\rho} \right) - \frac{3}{4} \right] \quad (2.10)$$

avec l = longueur du fil et ρ = rayon de la section droite du fil

NB: Les dimensions sont données en cm et la self est en μH .

II.2. Etudes expérimentales.

Afin de valider les calculs théoriques de la self et de la mutuelle, il est nécessaire de faire des vérifications expérimentales.

Les mesures de mutuelle et de self peuvent se faire de plusieurs façons (cf [2-5]). Nous ne présentons ici que les techniques de mesures retenues pour leur bon compromis entre efficacité et facilité de mise en oeuvre.

II.2.1 Mesure de la mutuelle entre deux circuits.

Quelques méthodes de mesures de la mutuelle ont été présentées dans le chapitre précédent. La méthode retenue est la mesure de la f.e.m e induite dans le secondaire. La mutuelle est donnée par :

$$|M| = \frac{e}{\omega I_1} \quad (2.11)$$

II.2.2 Mesure de la self-inductance d'un circuit.

La façon la plus rapide de mesurer la self est l'utilisation du pont de mesure. Cette méthode, que nous utiliserons, nous permet d'obtenir directement la self d'un circuit dans la mesure où sa capacité reste faible.

Il existe cependant d'autres façons de procéder; l'une d'elle consiste à réaliser l'accord du circuit dont on veut mesurer la self à l'aide d'une capacité C connue [2-5].

Après avoir présenté d'une façon générale les outils théoriques et les processus expérimentaux, nous allons aborder successivement l'étude des balises longues et l'étude des balises à croisements.

III. BALISES LONGUES.

Comme nous l'avons rappelé en introduction, tout véhicule en stationnement ou en arrêt dans une station doit être capable de se localiser immédiatement lors de son départ.

Une solution possible est de faire en sorte que le véhicule se soit arrêté sur une balise. Du fait de la précision d'arrêt du véhicule en un endroit donné, il est préférable de réaliser des balises de grande longueur.

Cette étude concerne l'étude de la faisabilité d'un cadre Basse-Fréquence (150 kHz) de grande longueur. L'étude de la self nous permettra de donner les caractéristiques électriques du cadre long. La détermination de la mutuelle inductance entre le cadre BF de l'interrogateur et le cadre BF de la balise nous permettra de qualifier la transmission et, par conséquent, de vérifier que le véhicule est capable de lire la balise sur une longueur suffisante.

III.1. Présentation.

La balise longue est une balise dont le cadre BF est réalisé de façon à optimiser la longueur de la zone de transmission entre l'interrogateur et la balise. La géométrie du cadre correspond à un rectangle de grande longueur par rapport à la largeur standard de 15 centimètres (voir Figure 2.1).

Ce cas est relativement simple à traiter car les segments sont peu nombreux et sont parallèles ou perpendiculaires deux à deux, ce qui simplifie les calculs. L'étude se rapproche de celle utilisée précédemment pour les balises de localisation classiques dites "balises courtes" dans le cas où les cadres sont carrés.

III.2. Etude de la self-inductance.

III.2.1. Etude théorique.

Comme le cadre est considéré comme la mise en série de segments rectilignes, il nous est possible d'utiliser la méthode décrite théorique au paragraphe II.1.2. Le calcul de la self inductance passe par la détermination de la somme des selfs de chaque segments élémentaires et la somme des mutuelles entre chaque segments élémentaires.

Pour permettre ces calculs, il faut d'une part que la structure soit bien paramétrée et d'autre part que chaque distances, chaque dimensions et le sens arbitraire du courant dans chaque segments soient connus.

Le cadre de la balise est inséré dans le repère (0,x,y) de la figure 2.1.

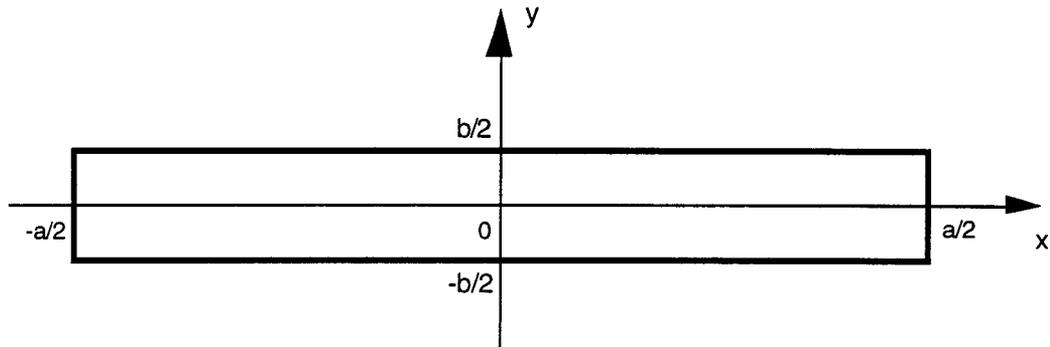


Figure 2.1: Repère associé au calcul de la self du cadre long

Les paramètres géométriques du cadre BF pris en compte dans le calcul de la self sont les suivants:

- la longueur a .
- la largeur b .
- le nombre de spires "N".
- l'épaisseur du fil 2ρ .

De plus, le calcul de la self nécessite les repérages suivants:

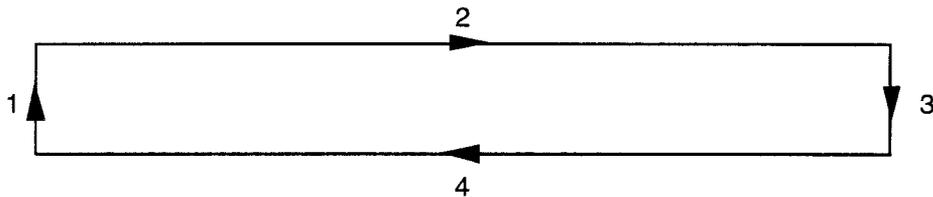


Figure 2.2 : Repérages des éléments du cadre long.

Nous avons établi :

- une numérotation de chaque segment suivant l'ordre présenté en figure 2.2.
- un sens arbitraire du courant, nécessaire pour connaître le signe des mutuelles élémentaires M_{ij} .

Afin de valider ces résultats théoriques, il est utile de procéder à une étude expérimentale.

III.2.2. Validation.

Les mesures de la self-inductance des cadres sont effectuées à l'aide d'un pont de mesure. Les résultats des mesures sont présentés ici à 150 kHz en fonction de la longueur du cadre de la balise. Nous avons rajouté sur le même graphe les résultats de la simulation correspondante, afin de pouvoir les comparer (voir figure 2.3).

Les courbes théoriques et expérimentales sont très proches en allure et en valeur absolue. La bonne concordance entre ces deux courbes tend à valider notre modèle théorique de la self du cadre long.

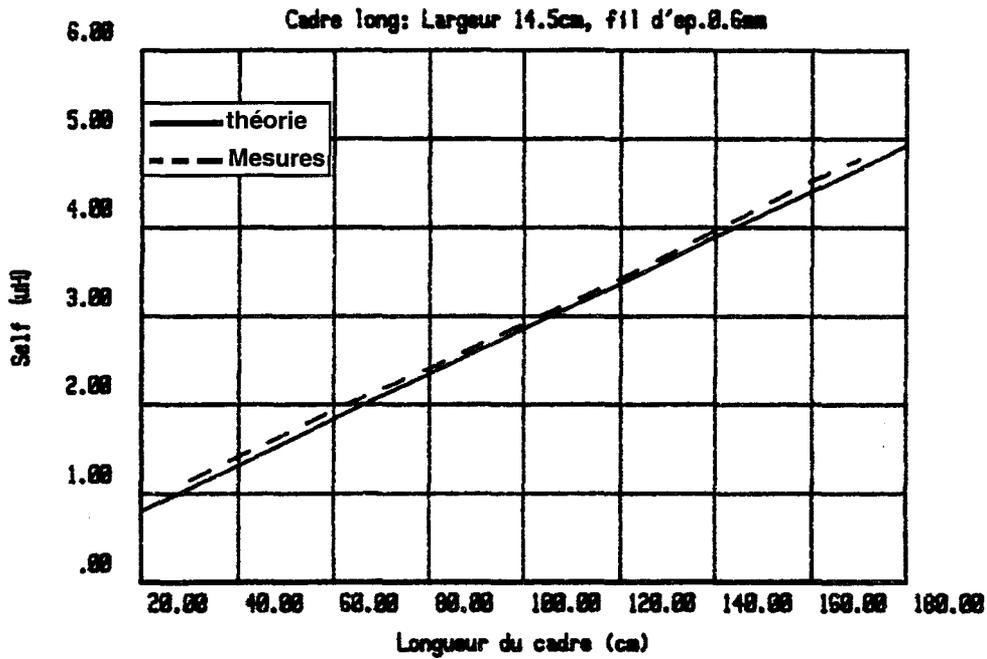


Figure 2.3 : Etude théorique et expérimentale de la self d'un cadre long

III.2.3. Influence de la modification des paramètres technologiques.

Les résultats des calculs de la self du cadre d'une balise longue sont présentés en faisant varier d'une part la longueur du cadre et d'autre part le nombre de spires.

Pour le premier graphe, nous faisons varier la longueur d'un cadre monospire de 15 cm de large entre 20cm et 200cm. On constate que l'évolution de la self en fonction de la longueur du cadre est linéaire.

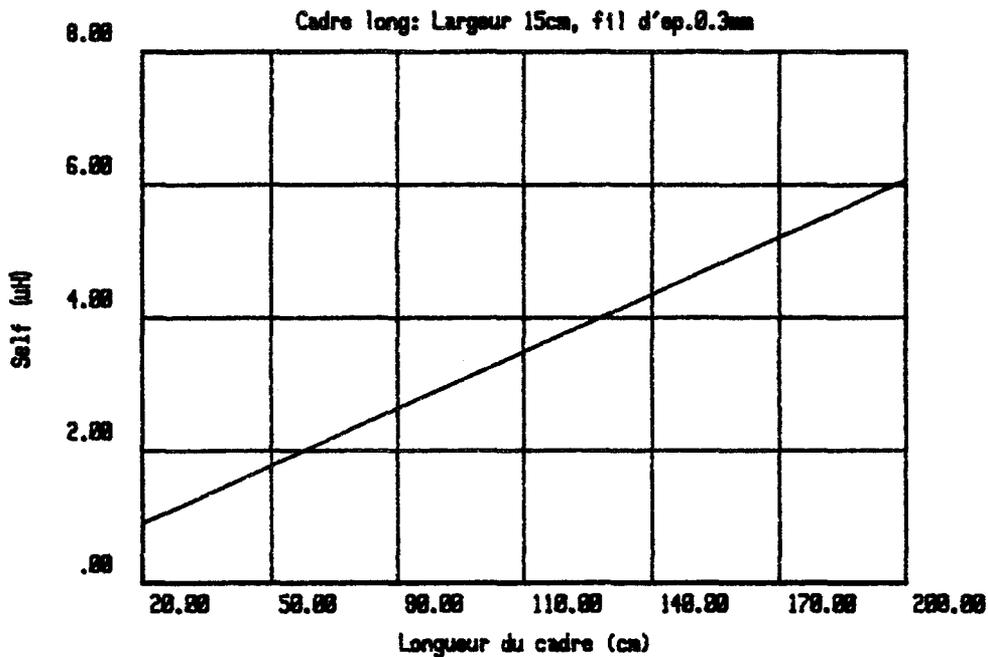


Figure 2.4 : Self en fonction de la longueur du cadre long.

L'évolution de la self en fonction du nombre de spires est présentée au graphe de la figure 2.5. Ce graphe est donné pour un cadre de dimensions 175 cm par 15 cm, ce qui correspond aux dimensions envisagées pour la réalisation finale du cadre.

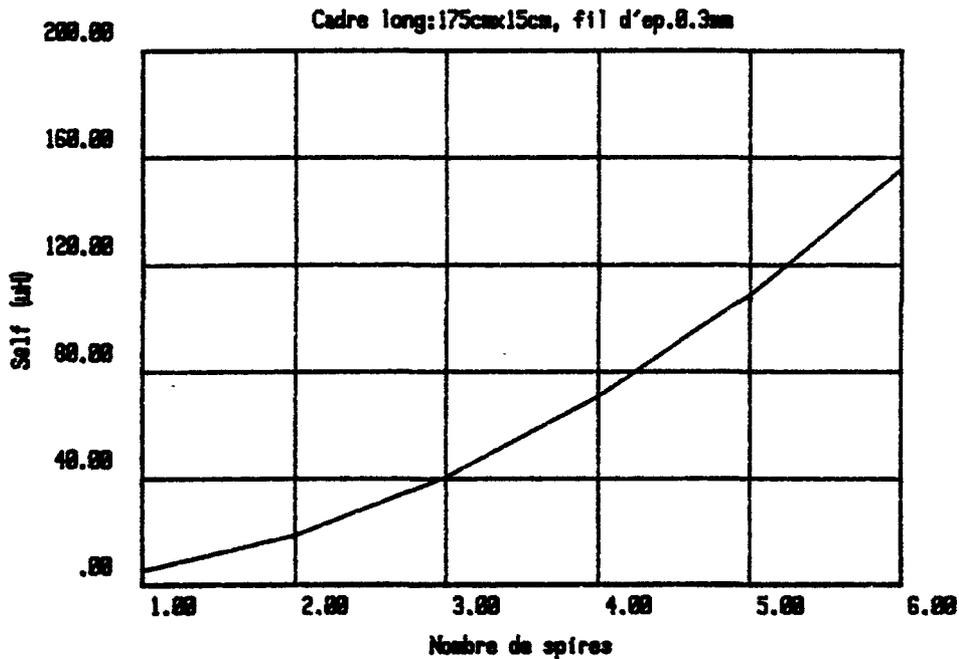


Figure 2.5 : Self d'un cadre long en fonction du nombre de spires.

Ce second graphe nous montre que la self inductance augmente rapidement avec le nombre de spires.

Les résultats montrent que les valeurs de self obtenues, même avec plusieurs spires, permettent d'accorder le cadre à 150 kHz. En effet, si L est l'inductance du cadre, l'accord à la fréquence f_a peut être réalisé à l'aide d'une capacité C_a qui vérifie la relation suivante :

$$f_a = \frac{1}{2\pi \sqrt{L C_a}} \quad (2.12)$$

Ainsi, pour un cadre de 6 spires long de 1,75 mètres et large de 15 cm, l'accord à 150 kHz peut se faire à l'aide d'une capacité C_a d'environ 10 nF.

Cependant, lorsqu'on souhaite réaliser un accord à plus haute fréquence, Il faut rechercher des capacités d'accord plus faibles. Les limitations fréquentielles apparaissent du fait des valeurs minimales réalisables pour des capacités précises et stables (>10 pF) et du fait de l'existence de phénomènes de capacités parasites qui viennent s'ajouter. C'est pourquoi, si l'on souhaite accorder le même cadre de 6 spires à 10 MHz, il faudrait une capacité d'accord de quelques dizaines de pico Farad alors que la capacité parasite seule est déjà plus importante.

La réalisation de cadres magnétiques longs est envisageable du point de vue de l'accord en basses fréquences. Cependant, pour la partie HF (10MHz), il faut envisager une autre solution technologique.

III.3. Etude de la mutuelle interrogateur-balise.

III.3.1. Etudes théoriques.

Cette étude consiste à évaluer la mutuelle-inductance entre le cadre BF de l'interrogateur et celui de la balise en fonction de leurs positions relatives. Dans le principe, la balise a une position fixe et le cadre de l'interrogateur se déplace au-dessus d'elle dans un plan à hauteur constante.

La position M du cadre interrogateur est donnée par ses coordonnées dans le plan (Oxyz) suivant:

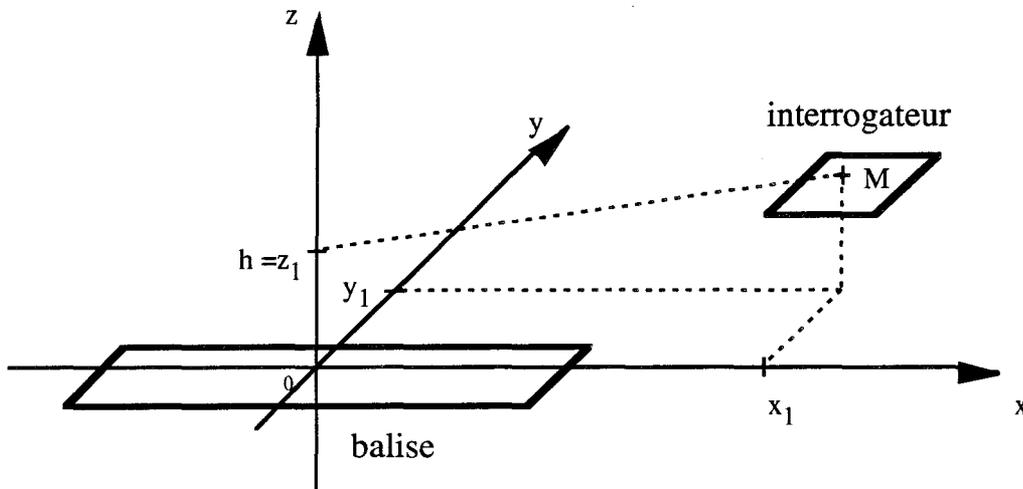


Figure 2.6 : Système d'étude de la mutuelle interrogateur-balise longue.

Les cadres sont composés d'éléments rectilignes. Par conséquent, la méthode utilisée pour le calcul de la mutuelle est celle présentée au paragraphe II.1.1.

Compte-tenu de la formule (2.4), il nous suffit de calculer la mutuelle dans le cas des cadres formés d'une seule spire pour en déduire la mutuelle dans les autres cas. L'étude est donc limitée à des cadres monospires.

Les paramètres géométriques des cadres BF de la balise et de l'interrogateur pris en compte dans le calcul de la mutuelle sont :

- la longueur des cadres.
- la largeur des cadres.
- le nombre de spires.

La numérotation des éléments et le sens arbitraire du courant sont les présentés à la figure 2.7.

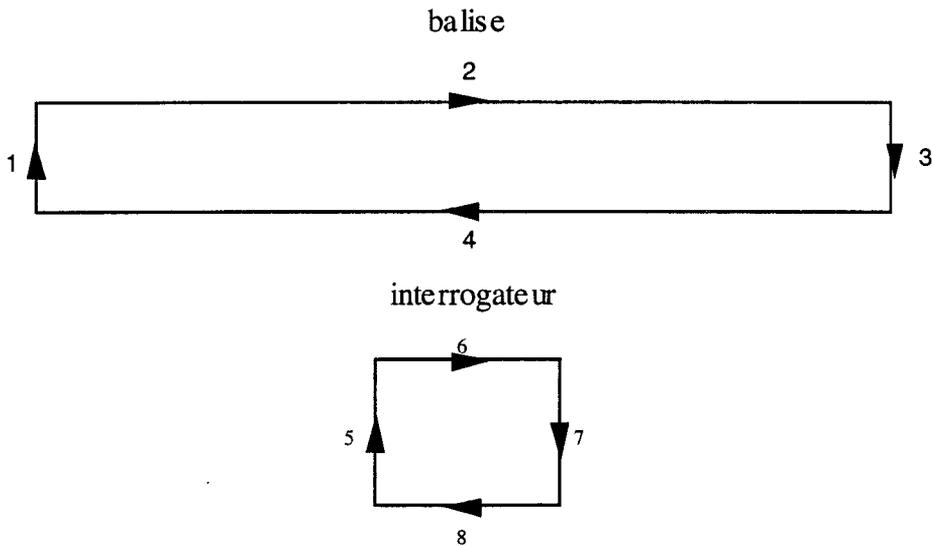


Figure 2.7: Représentation des éléments du cadre long et de l'interrogateur.

III.3.2. Validation.

Afin de valider le modèle théorique, nous confrontons les résultats de simulation avec des mesures.

Les mesures de la mutuelle interrogateur-balise ont été faites par la méthode de la f.e.m. induite mesurée au secondaire. Elles sont représentées pour des valeurs de x_1 positives (car les résultats sont symétriques).

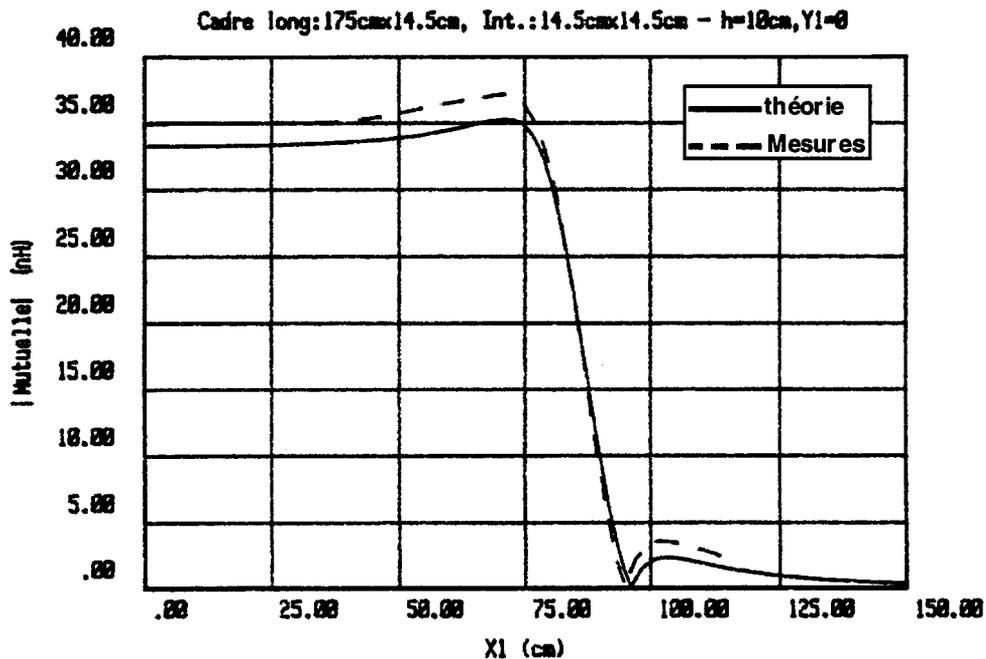


Figure 2.8: Comparaison théorie-expérience de la mutuelle interrogateur-balise longue.

Les courbes théoriques et expérimentales ont même allure. L'écart maximum constaté sur le module de la mutuelle est d'environ 7%, ce qui est un bon résultat.

III.3.3. Influence de la modification de paramètres géométriques.

Les représentations en trois dimensions de la mutuelle interrogateur-balise longue pour une hauteur de lecture de 10 cm (figure 2.9) nous donnent une idée du confinement de la transmission. On constate d'une part que la zone de transmission s'étend sur toute la longueur du cadre, et avec un niveau de mutuelle relativement constant, et d'autre part que le couplage chute très rapidement lorsque le détecteur s'éloigne.

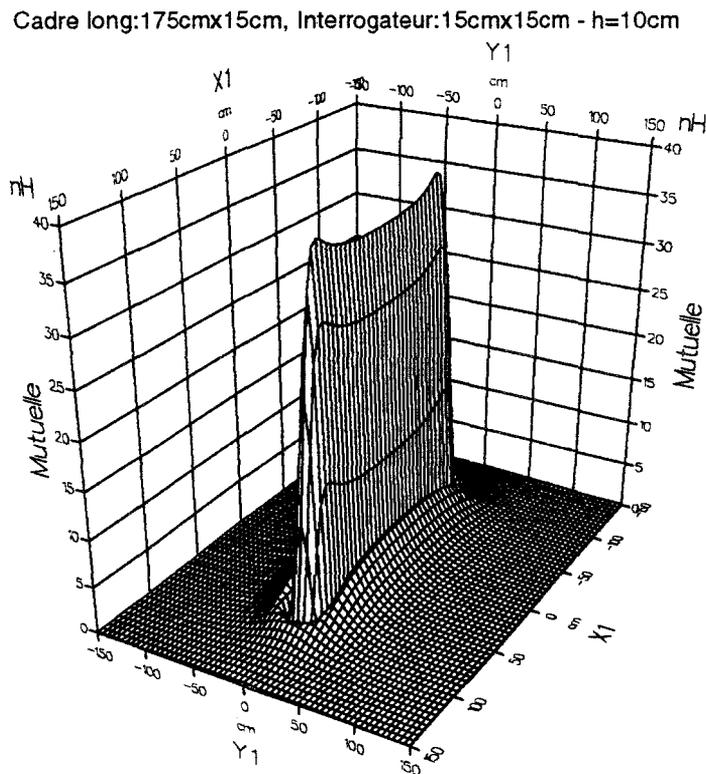


Figure 2.9 : Mutuelle interrogateur-balise longue.

La mise en place des antennes de l'interrogateur sous la caisse d'un véhicule est prévue pour une hauteur de lecture nominale d'environ 10 cm. Toutefois, la pose de ces antennes est soumise à des marges de tolérances dans le sens vertical et transversal. A titre indicatif ([2-6]), ces marges entraînent les encadrements suivants pour la hauteur de lecture h et le débattement latéral Y_1 :

$$\Delta h = \pm 2 \text{ cm}$$

$$\Delta Y_1 = \pm 3,5 \text{ cm}$$

Afin de quantifier l'effet d'une variation de la hauteur de lecture dans la marge de tolérance donnée, nous présentons le résultat de la mutuelle pour trois hauteurs ($h=8, 10$ et 12 cm) à la figure 2.10.

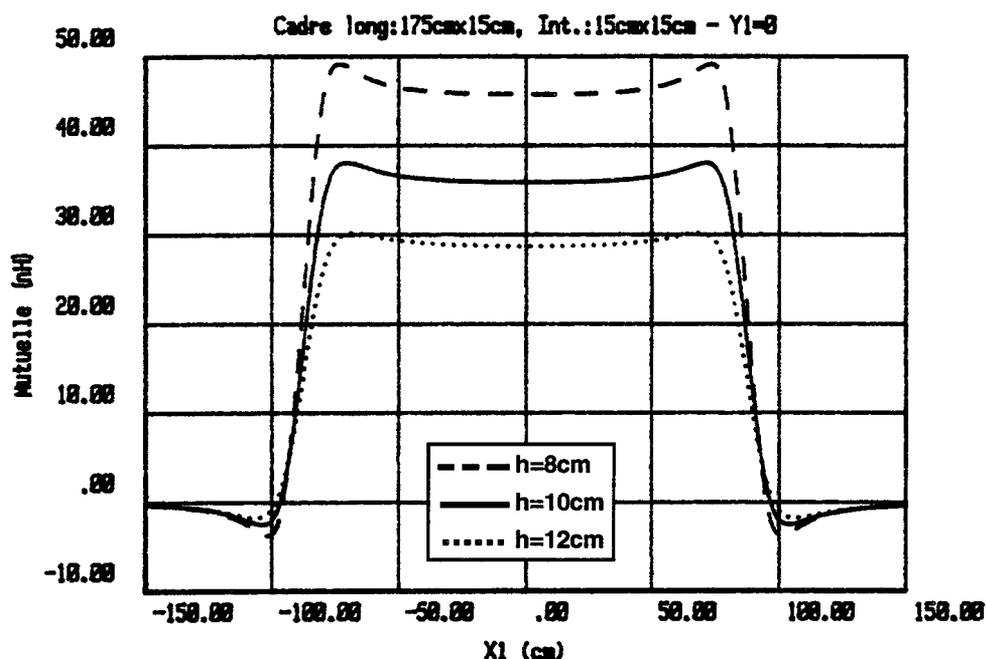


Figure 2.10 : Mutuelle interrogateur-balise longue - Effet de la hauteur.

Nous constatons que la hauteur de lecture a une grande influence sur le niveau de mutuelle obtenu lorsque l'interrogateur se situe au droit de la balise : nous passons presque du simple au double entre $h=12\text{cm}$ et $h=8\text{cm}$. Malgré cela, la longueur de la zone de transmission varie peu avec la hauteur de lecture.

Si nous voulons mettre en évidence les effets du débattement latéral, nous pouvons comparer la mutuelle dans le cas d'un interrogateur en position nominale avec celui d'un interrogateur décalé latéralement de 3,5 centimètres (Figure 2.11).

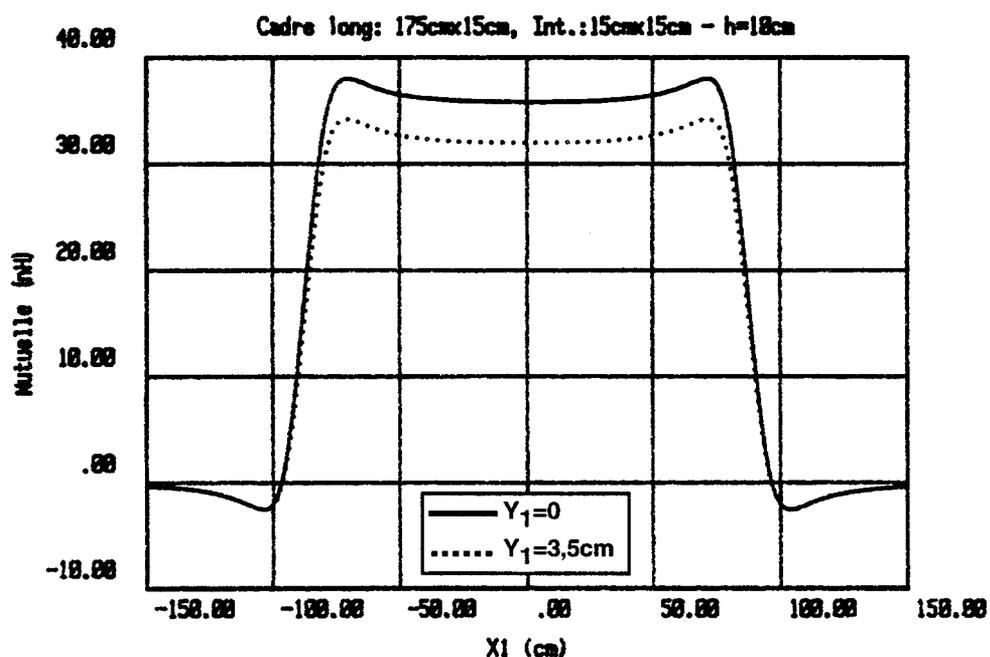


Figure 2.11 : Mutuelle interrogateur-balise longue - Effet du débattement latéral.

Les résultats montrent que la longueur de la zone de transmission n'est pas pénalisée par un débattement latéral de faible amplitude. La perte du niveau de mutuelle reste limitée à une variation de 10%.

Bien que cela n'intervienne pas directement dans le dossier de sécurité (établi pour le 10MHz), nous pouvons étudier le couplage entre le cadre basse fréquence de la balise et celui d'un interrogateur situé sur une voie adjacente. En effet les dimensions de la balise risquent d'augmenter le couplage des circuits BF de la balise avec un interrogateur situé sur la voie adjacente. La partie haute fréquence (10 MHz) de la balise étant composée d'une juxtaposition de cadres de petites dimensions ([2-1]), l'étude du risque de diaphonie à 10 MHz est comparable à l'étude menée pour les balises courtes dans le chapitre précédent.

La figure 2.12 montre l'évolution de la mutuelle lorsque le récepteur s'éloigne latéralement vers la voie adjacente.



Figure 2.12 : Mutuelle relative interrogateur-balise longue - Etude en fonction de Y_1 .

Le graphe montre que l'écart entre la mutuelle obtenue en configuration de couplage normale (cadres centrés : $X_1=Y_1=0$) et une configuration de couplage sur une voie adjacente ($X_1=0, Y_1=2,5m$) est de 60 dB. Compte-tenu des résultats du chapitre précédent, il faut prévoir une légère modification du phénomène lié à l'effet du sol. Cependant, cet écart laisse une marge de manoeuvre importante vis à vis du couplage parasite BF.

A l'aide de la formule (2.2), nous pouvons évaluer le coefficient de couplage k entre les cadres BF d'un interrogateur et d'une balise. Dans le cas de la balise longue, le coefficient de couplage atteint un maximum de 1,9% pour une hauteur de lecture de 10 centimètres, alors qu'il atteint 4,1% dans le cas d'une balise courte de 15cm sur 15cm. Ce paramètre intervenant

dans le calcul du bilan de transmission, il faudra tenir compte de cet écart dans la conception des circuits de détection afin de maintenir une compatibilité correcte entre les différents types de balises lues par le même interrogateur.

III.4. Conclusion sur le modèle de la balise longue.

Les modèles théoriques, validés par une confrontation avec des résultats de mesures, ont montré la faisabilité d'un cadre long servant au couplage interrogateur-balise pour la partie basse fréquence (150 kHz).

Les valeurs d'inductance obtenues nous confirment la possibilité de l'accord à une fréquence de cet ordre. L'étude de la mutuelle entre un cadre long (balise) et un cadre court (interrogateur) nous permet de dire que ce type de balise rend possible la transmission BF entre l'interrogateur et la balise sur une longueur importante et dans les marges de positionnement données.

IV. BALISES A CROISEMENTS.

Comme nous l'avons rappelé en introduction, il est nécessaire de fournir à la centrale odométrique une information précise sur la distance parcourue, en vue d'étalonner le dispositif mesure de la vitesse du véhicule.

Une solution possible est de réaliser des cadres BF dont la géométrie est telle qu'elle génère des changements périodiques du signe de la mutuelle. Ce phénomène générera une inversion de phase du signal transmis et des zéros de transmission entre l'interrogateur et la balise. Ces points particuliers peuvent être considérés comme des "tops" de position. Si la relation entre l'espacement de ces tops et la distance effectivement parcourue est connue de l'unité de traitement, alors elle sera capable de réaliser l'étalonnage demandé. Le plus simple est de réaliser des croisements équidistants et d'en mettre un nombre suffisant afin d'avoir une meilleure précision.

La réalisation de ce type de cadre est possible en croisant les fils de bobinage de façon particulière:

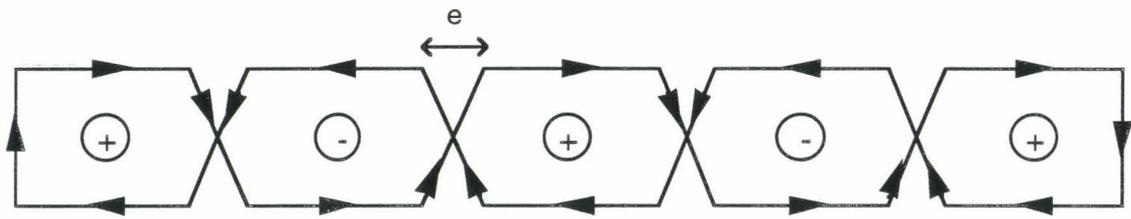


Figure 2.13 : Géométrie type d'une balise à croisement.

Ces croisements créent des inversions du signe de la mutuelle, et par là même des passages par zéro avec changement de phase.

L'étude de la mutuelle inductance entre le cadre BF de l'interrogateur et le cadre BF de la balise nous permettra de qualifier la transmission et nous fournira des informations sur les tops de position.

Dans cette partie, nous présentons l'étude de la self et de la mutuelle pour deux modèles de balises à croisements. Le premier modèle, appelé "balise à croisements serrés", est un modèle idéal et simplifié par rapport à la géométrie type (voir figure 2.13). Le second modèle, appelé "balise à croisements inclinés", respecte la forme des croisements de la géométrie type.

IV.1. Balise à croisements "serrés".

IV.1.1. Présentation.

La balise à croisements serrés est une balise dont le cadre BF est réalisé de façon à optimiser le resserrement des fils au niveau des croisements. Dans ce cas, la distance "e" présentée à la figure 2.13 tend vers zéro. La géométrie du cadre est alors celle de la figure 2.14.

Ce cas est plus simple à traiter que le cas général car les segments y sont parallèles deux à deux ou perpendiculaires deux à deux, ce qui simplifie l'étude.

IV.1.2. Etude de la self-inductance.

IV.1.2.1 Etudes théoriques.

Le cadre BF de la balise à croisements étant considéré comme la mise en série de segments rectilignes, il nous est possible d'utiliser la méthode de calcul par décomposition en éléments rectilignes (voir §I.1.2).

Pour permettre ces calculs, il faut d'une part que la structure soit entièrement paramétrée et d'autre part que chaque distances, chaque dimensions et le sens arbitraire du courant dans chaque segments soient connus.

Le cadre de la balise est inséré dans le repère $(0,x,y)$ suivant :

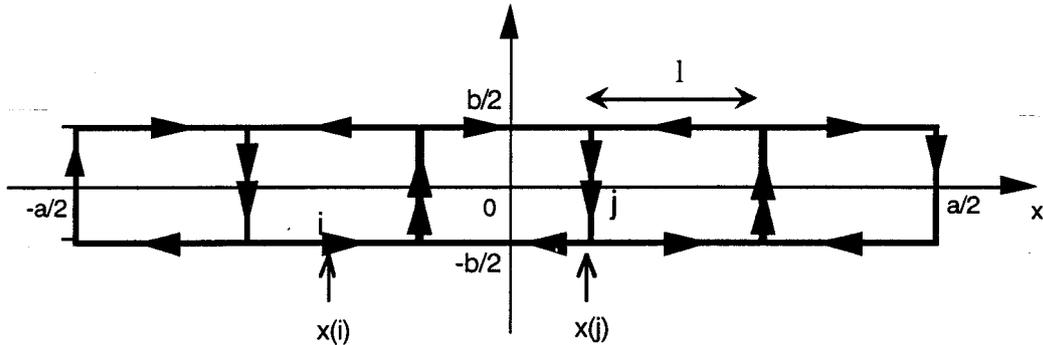


Figure 2.14 : Repère associé au calcul de la self d'un cadre à croisements serrés.

Les paramètres géométriques du cadre BF pris en compte dans le calcul de la self sont les suivants:

- la longueur totale du cadre "a".
- la largeur "b".
- le nombre de croisements (4 pour l'exemple).
- la longueur des segments élémentaires longitudinaux "l".
- l'épaisseur du fil "2ρ".
- le nombre de spires

De plus, le calcul de la self nécessite les repérages suivants:

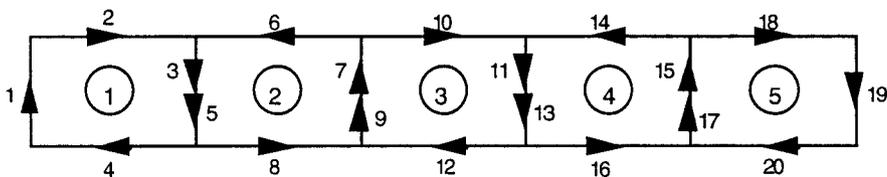


Figure 2.15 : Repérages des éléments d'un cadre à croisements serrés.

Pour mener à bien les calculs, il faut avoir :

- une numérotation de chaque segment suivant l'ordre présenté.
- une numérotation de chaque module, c'est à dire du rectangle formé de 4 segments consécutifs.
- la position sur l'axe des x du milieu de chaque segment pair.
- la position sur l'axe des x de chaque segment impair.
- la position sur l'axe des y de chaque segment pair.
- le sens arbitraire du courant, nécessaire pour connaître le signe des mutuelles élémentaires M_{ij} .

Afin de valider le modèle, il est nécessaire de procéder à une étude expérimentale.

IV.1.2.2 Validation.

Les mesures de la self-inductance des cadres sont effectuées à 150 kHz à l'aide d'un pont de mesure. Les résultats sont présentés ici en fonction du nombre de croisements du cadre de la balise et nous avons rajouté sur le même graphique les résultats de la simulation correspondante.

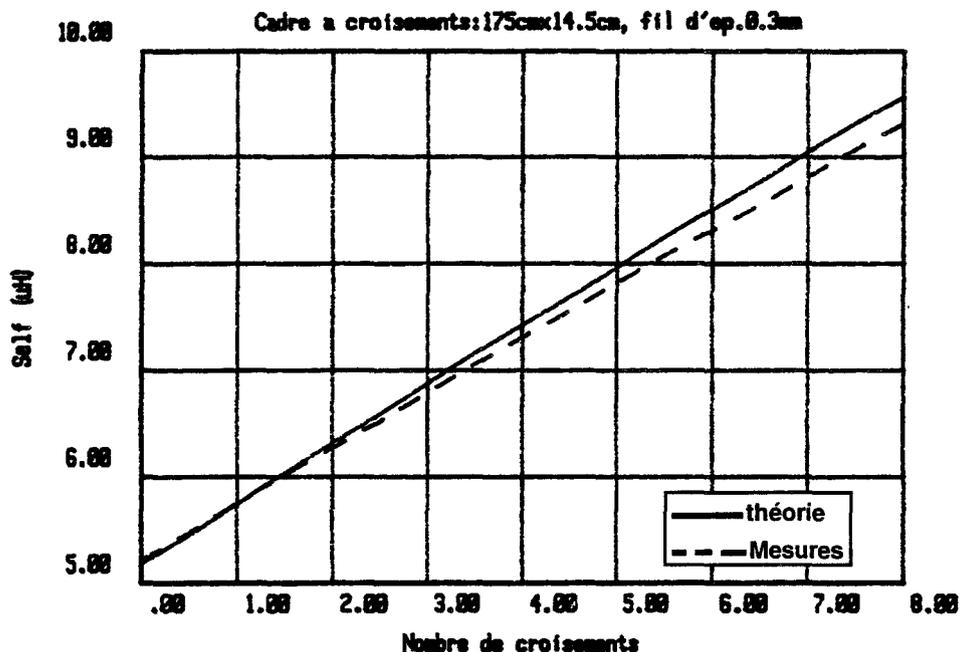


Figure 2.16 : Self d'un cadre à croisements serrés - comparaison théorie-expérience.

Les mesures ont été effectuées en réalisant des croisements les plus jointifs possibles, afin de se rapprocher de la géométrie idéale. Les allures et les niveaux des deux courbes sont très proches avec un écart maximum est de 7% pour 8 croisements. Le fait que l'écart augmente lorsque le nombre de croisements augmente provient de la difficulté de réaliser expérimentalement des croisements serrés idéaux. Néanmoins, ce résultat

montre que le modèle théorique est tout à fait convenable : il tend à majorer l'inductance et donc à minimiser le coefficient de couplage (cf formule (2.2)).

IV.1.2.3 Influence de la modification des paramètres technologiques

Les résultats des calculs de la self du cadre d'une balise à croisements sont présentés en faisant évoluer les deux paramètres suivants:

- nombre de croisements.
- nombre de spires.

Dans les simulations, nous avons choisi les dimensions de 175cmx15cm pour le cadre BF de la balise. Ces dimensions, identiques à celles de la balise longue, permettent de minimiser l'éventail des différentes balises tout en garantissant la précision souhaitée.

Les résultats du premier graphe, sont présentés pour un nombre de croisements compris entre zéro (ce qui correspond au cadre rectangulaire simple) et huit.

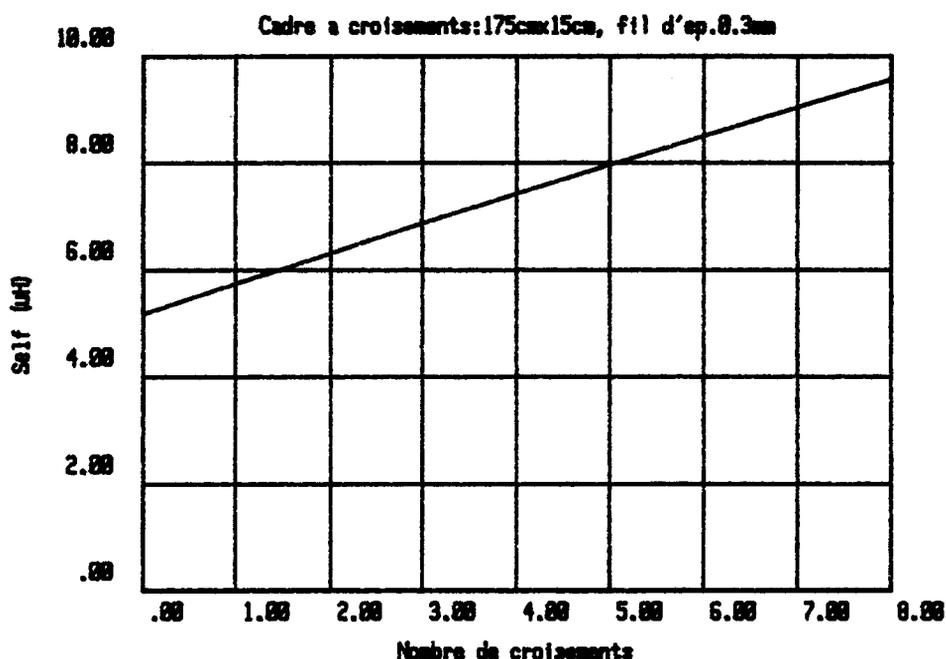


Figure 2.17 : Self d'un cadre à croisements serrés en fonction du nombre de croisements.

Nous constatons que la self-inductance évolue linéairement avec le nombre de croisements. Cette évolution montre que nous passons du simple au double entre le cadre simple et le cadre à huit croisements.

Si nous regardons l'influence du nombre de spires sur l'inductance d'un cadre à six croisements (Figure 2.18), nous obtenons une courbe qui suit une loi en x^2 . De même que pour le cadre long simple, cette augmentation très rapide de la self, ainsi que la capacité parasite, est à prendre en considération dans l'accord du cadre.

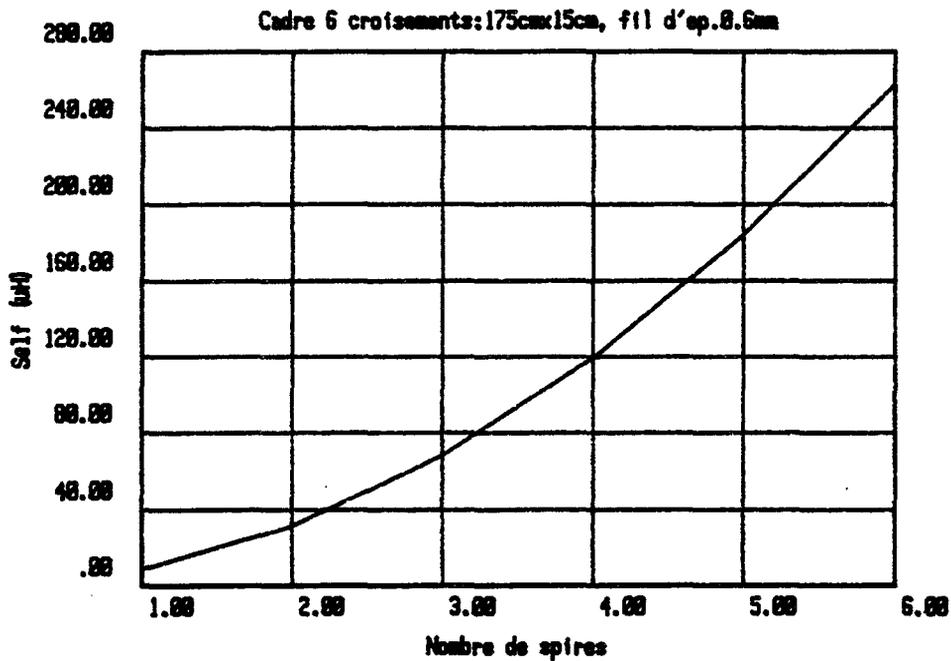


Figure 2.18 : Self d'un cadre à 6 croisements serrés en fonction du nombre de spires.

IV.1.3. Etude de la mutuelle interrogateur-balise.

IV.1.3.1 Etudes théoriques.

Cette étude consiste à évaluer la mutuelle-inductance entre le cadre BF de l'interrogateur et celui de la balise en fonction de leurs positions relatives. Dans le principe, la balise a une position fixe et le cadre de l'interrogateur se déplace au-dessus d'elle dans un plan à hauteur constante. La position du cadre interrogateur est donnée par les coordonnées de M dans le repère (Oxyz) suivant:

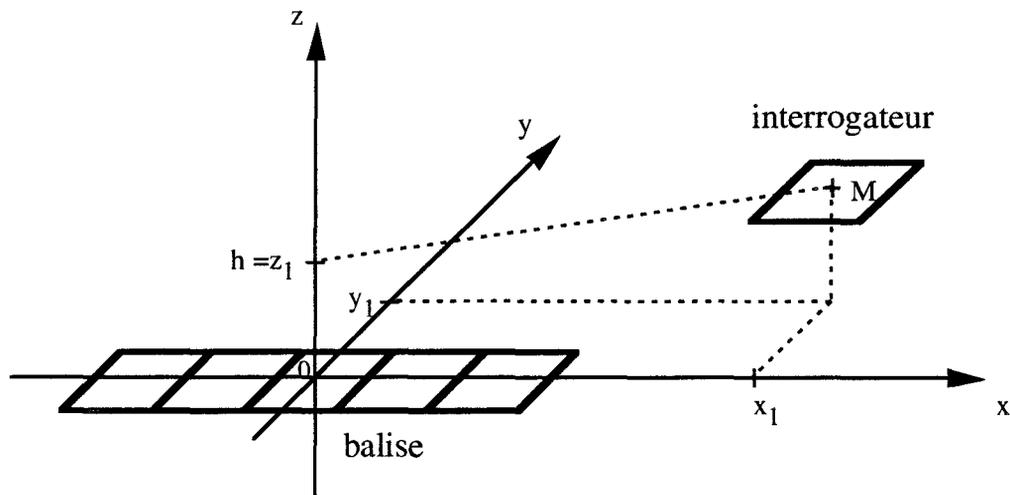


Figure 2.19 : Système d'étude de la mutuelle interrogateur-balise à croisements serrés.

La méthode utilisée pour le calcul de la mutuelle est celle présentée au paragraphe II.1.1.

Les paramètres géométriques du cadre BF de la balise pris en compte dans le calcul de la mutuelle sont les mêmes que dans le cas du calcul de la self.

En ce qui concerne le cadre de l'interogateur, les paramètres géométriques sont:

- la longueur.
- la largeur.
- le nombre de spires.

La numérotation des éléments du cadre de l'interogateur et le sens arbitraire du courant dépend de celui de la balise.

Par exemple, si la balise comporte 4 croisements, la représentation des deux cadres est la suivante:

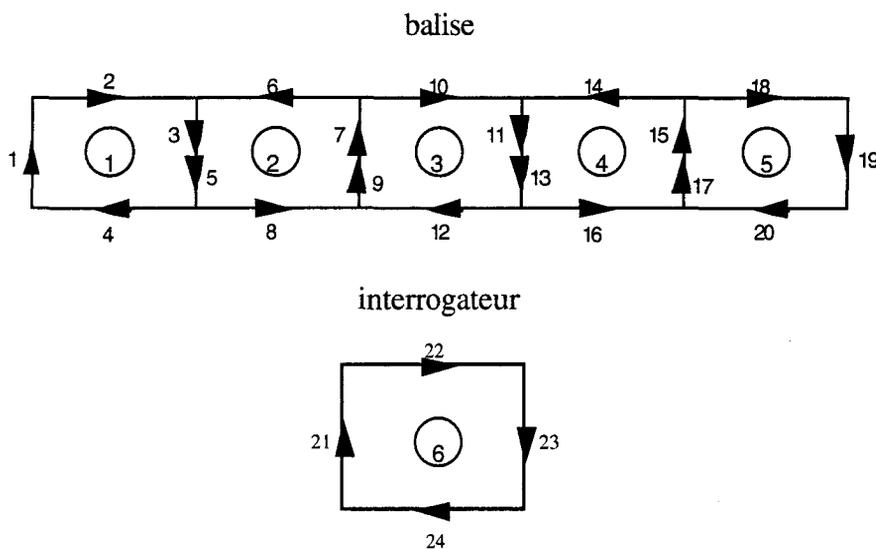


Figure 2.20 : Repérage des éléments du cadre d'une balise à croisements serrés et de l'interogateur.

IV.1.3.2 Validation.

Une étude expérimentale est nécessaire afin d'évaluer la validité de la méthode numérique utilisée.

La méthode de mesure choisie est celle utilisant la valeur du courant injecté dans le primaire et la mesure de la f.e.m. induite aux bornes du secondaire.

Nous présentons ici une comparaison entre la mutuelle interogateur-balise à 6 croisements serrés calculée théoriquement et celle obtenue par la mesure. Les résultats de cette étude sont présentés à la figure 2.21 pour une hauteur de lecture h de 10cm. Les résultats sont présentés pour des x_1 positifs (résultats symétriques) et les changements de signes de la mutuelle sont repérés par les points z_i .

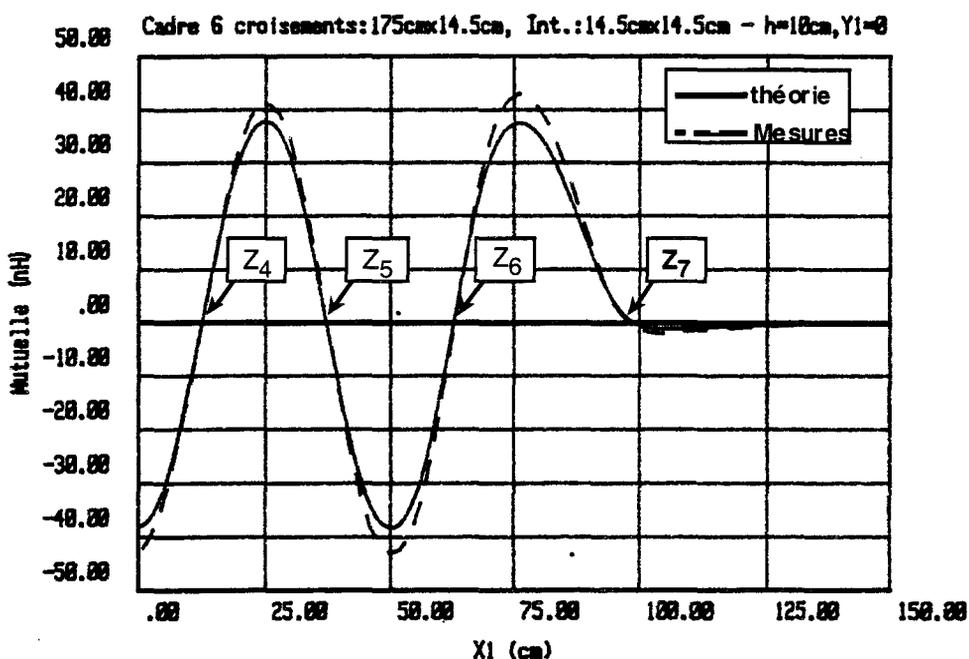


Figure 2.21 : Mutuelle interrogateur-balise à 6 croisements serrés - comparaison théorie-expérience.

Les écarts entre les niveaux de mutuelle obtenus théoriquement et ceux obtenus par la mesure sont globalement faibles (inférieur à 15% dans le pire des cas) et restent dans les mêmes proportions que ceux obtenus dans le cas du cadre long simple. Ce résultat tend à démontrer que ces écarts proviennent autant de la mesure elle-même (incertitude sur certains paramètres tels que le courant, la tension, la distance entre cadres,...) que de la simulation.

Les allures des courbes sont similaires, ce qui montre que la méthode de calcul utilisée permet d'obtenir une description correcte des phénomènes.

Les relevés théoriques et expérimentaux des positions précises des 8 zéros de transmission obtenus lors du passage de l'interrogateur au-dessus de la balise à 6 croisements avec un débattement latéral nul ($Y_1=0$), sont donnés dans le tableau suivant :

		tableau 1							
		Z0	Z1	Z2	Z3	Z4	Z5	Z6	Z7
X ₁ (cm)	théorie	-98,75	-62,70	-37,45	-12,52	12,52	37,45	62,70	98,75
X ₁ (cm)	mesures	-98,92	-62,69	-37,46	-12,51	12,51	37,49	62,72	98,39

Les valeurs expérimentales sont obtenues par la moyenne de plusieurs résultats de mesure, relevés à l'aide d'un analyseur de spectre afin d'avoir la plus grande précision possible sur la détection du zéro.

Mis à part les zéros extrémités (z_0 et z_7), les valeurs expérimentales reproduisent au millimètre près les résultats de simulation. Ce tableau confirme la validité du modèle quant à la position des changements de signe de la mutuelle.

IV.1.3.3 Influence de la modification de paramètres géométriques.

Les résultats présentés sont calculés dans le cas d'une seule spire pour chaque cadre. Pour obtenir la mutuelle dans le cas où les cadres sont composés de plusieurs spires, il suffit de multiplier le résultat par le nombre de spires du primaire et par le nombre de spires du secondaire (cf formule (2.4)).

L'étude porte sur le cadre BF d'une balise de 6 croisements serrés et de dimensions 175 cm sur 15 cm, ce qui nous donne une distance entre deux croisements consécutifs de 25 centimètres. Le cadre de l'interrogateur est un cadre carré simple de 15 centimètres de côtés.

Nous représentons ici le module de la mutuelle pour le déplacement de l'interrogateur dans un plan à hauteur constante. Cette courbe en trois dimensions est donnée pour les paramètres géométriques suivants :

- $-150\text{cm} < X_1 < 150\text{cm}$ et $-150\text{cm} < Y_1 < 150\text{cm}$.
- $h=10\text{cm}$.

Cadre 6 croisements:175cmx15cm, Int.:15cmx15cm - h=10cm

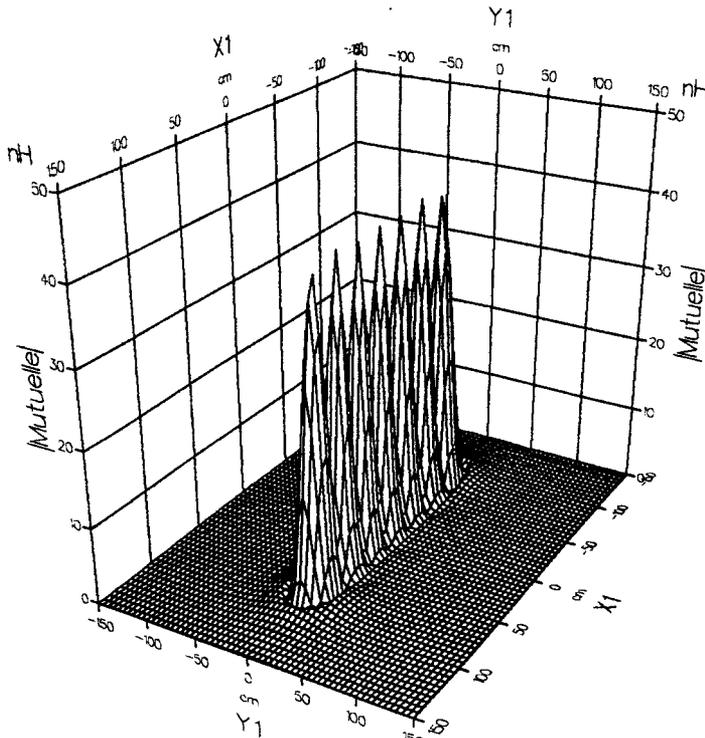


Figure 2.22 : Mutuelle interrogateur-balise à 6 croisements serrés.

Ce graphe montre que la mutuelle entre les deux cadres forme sept lobes principaux séparés par des passages par zéro. De plus, ces lobes sont

confinés dans une zone étroite au-dessus de la balise. Afin de mieux cerner les phénomènes mis en évidence par cette représentation 3D, nous allons les étudier point par point à l'aide de représentations en deux dimensions.

a/ Etude détaillée de la détection des croisements.

Nous présentons ci-dessous les résultats théoriques du module de la mutuelle interrogateur-balise en fonction du déplacement longitudinal de l'interrogateur situé à 10 cm au-dessus du plan de la balise.

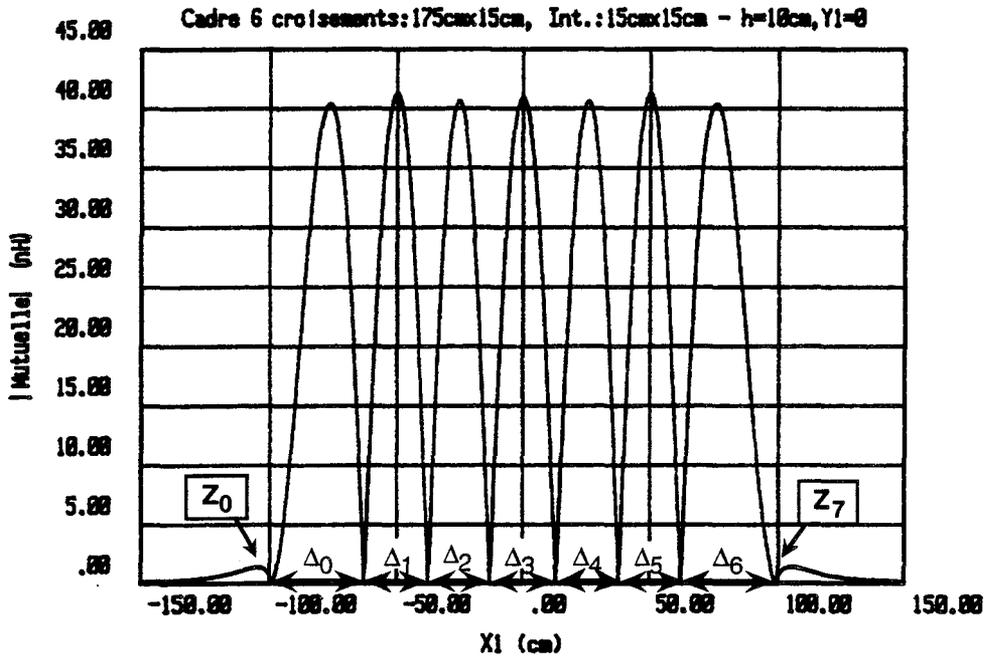


Figure 2.23 : Module de la mutuelle Interrogateur-balise à 6 croisements serrés.

Cette courbe fait apparaître clairement que la mutuelle s'annule à plusieurs reprises lors du passage de l'interrogateur au-dessus de la balise à croisements. Les écarts Δ_i précis entre les zéros, repérés à la figure 2.23, sont donnés dans le tableau suivant :

<i>tableau 2</i>				
Δ_1 (cm)	Δ_2 (cm)	Δ_3 (cm)	Δ_4 (cm)	Δ_5 (cm)
25,25	24,93	25,04	24,93	25,25

NB: Les premiers zéros rencontrés aux extrémités du cadre (z_0 et z_7 de la figure 2.23), ne sont pas reliés directement à la position d'un croisement. C'est pourquoi Δ_0 et Δ_6 ne représentent pas l'écart entre deux zéros consécutifs reliés à des croisements et ne doivent pas être pris en compte dans l'étalonnage de la mesure de distance.

Les écarts entre les croisements réels sont de 25 centimètres. Si nous voulons une précision d'1 millimètre sur la détection de la distance entre deux croisements consécutifs, les écarts Δ_1 et Δ_5 sont mis en défauts. Malgré cela, la moyenne des cinq écarts significatifs Δ_{moy} vaut 25,08 centimètres, ce qui nous donne une bonne précision.

Pour améliorer encore ces résultats et ramener tous les écarts Δ_i dans une précision au millimètre près, nous pouvons modifier la forme du cadre de la balise en raccourcissant la longueur des modules extrémité. Ainsi, si la longueur de ces deux modules est réduite de 25%, la géométrie devient :

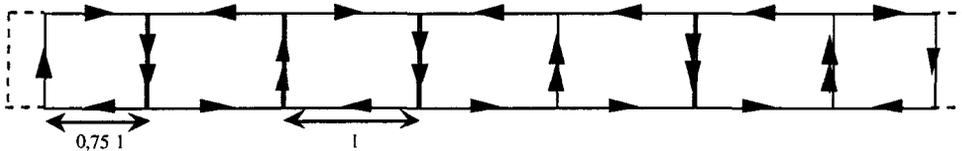


Figure 2.24 : Modification d'une balise à croisement serrés.

Les nouvelles valeurs obtenues pour les écarts entre les zéros sont :

<i>tableau 3</i>				
$\Delta_1(\text{cm})$	$\Delta_2(\text{cm})$	$\Delta_3(\text{cm})$	$\Delta_4(\text{cm})$	$\Delta_5(\text{cm})$
25,09	24,97	25,02	24,97	25,09

Cette fois-ci, les écarts entre les croisements sont donnés au millimètre près La moyenne des écarts Δ_{moy} est alors de 25,03 cm.

b/ Effets dus aux tolérances du positionnement de l'interrogateur.

Comme nous l'avons rappelé dans l'étude de la balise longue, la mise en place des antennes de l'interrogateur sous la caisse d'un véhicule est soumise aux tolérances suivantes dans le sens vertical et transversal :

$$\Delta h = \pm 2 \text{ cm}$$

$$\Delta Y_1 = \pm 3,5 \text{ cm}$$

Afin de quantifier l'effet d'une variation de la hauteur de lecture dans la marge de tolérance donnée, nous présentons le résultat de la mutuelle pour trois hauteurs ($h=8, 10$ et 12cm) pour des cadres à 6 croisements (voir figure 2.25). On constate que la hauteur de lecture a une influence sensible sur les niveaux de la mutuelle atteint par les lobes : on passe du simple au double entre $h=12\text{cm}$ et $h=8\text{cm}$. Il faudra tenir compte de ces variations dans la conception des circuits de détection. De plus, nous pouvons remarquer qu'il ne semble pas y avoir d'effet marquant de la hauteur de lecture sur la position des zéros de transmission.

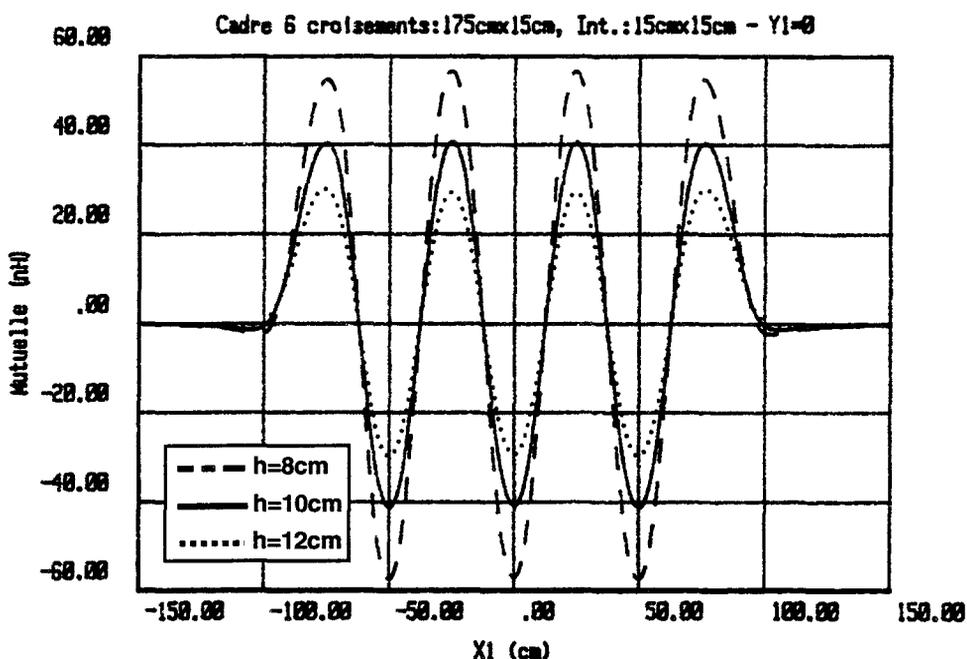


Figure 2.25 : Mutuelle Interrogateur-balise à 6 croisements serrés - Influence de la hauteur de lecture.

Si nous voulons mettre en évidence les effets du débattement latéral, nous pouvons comparer la mutuelle dans le cas d'un interrogateur en position nominale avec celui d'un interrogateur décalé latéralement de 3,5 centimètres (Figure 2.25).

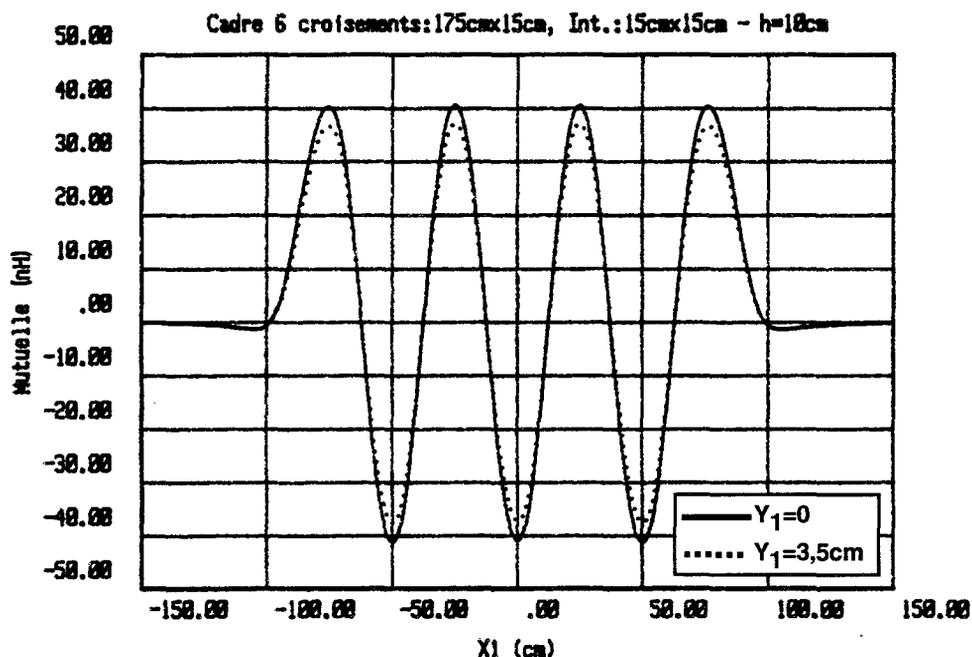


Figure 2.26 : Mutuelle Interrogateur-balise à 6 croisements serrés - Influence du débattement latéral.

Les résultats montrent que la transmission n'est pas pénalisée par un débattement latéral de faible amplitude. Les niveaux de mutuelle sont peu différents et la position des zéros ne paraît pas modifiée.

Afin de montrer la répartition spatiale des zéros de transmission interrogateur-balise pour une hauteur de lecture de 10 centimètres, nous pouvons tracer les lignes de changement de signe de la mutuelle vues de dessus :

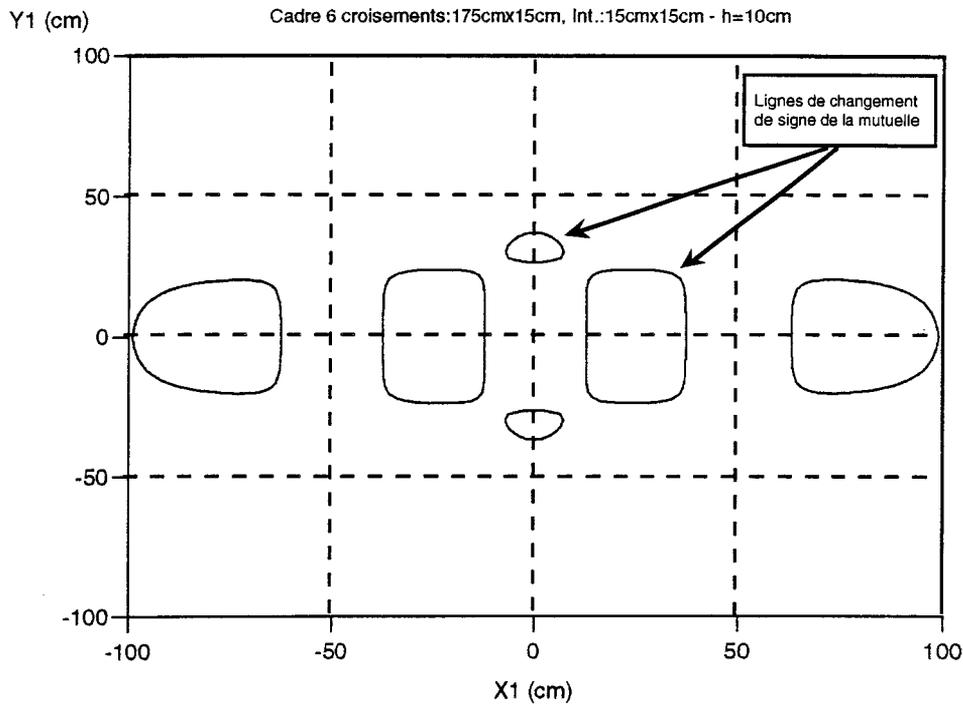


Figure 2.27 : Mutuelle Interrogateur-balise à 6 croisements serrés - Positionnement des lignes de changement de signe.

Ce graphe nous permet de vérifier qu'un débattement latéral de quelques centimètres ne modifie pas de façon marquante la distance entre les zéros de transmission.

Pour vérifier que la tolérance sur le positionnement de l'interrogateur n'est pas trop pénalisante pour la mesure de la distance entre deux croisements, nous pouvons comparer les relevés des écarts entre les zéros pour une lecture en position nominale ($h=10\text{cm}$, $Y_1=0$) et une lecture avec un interrogateur en position la plus défavorable ($h=12\text{cm}$, $Y_1=3,5\text{cm}$) :

<i>tableau 4</i>						
	$\Delta_1(\text{cm})$	$\Delta_2(\text{cm})$	$\Delta_3(\text{cm})$	$\Delta_4(\text{cm})$	$\Delta_5(\text{cm})$	Δ_{moy}
$h=10\text{cm}$ $Y_1=0$	25,25	24,93	25,04	24,93	25,25	25,08
$h=12\text{cm}$ $Y_1=3,5\text{cm}$	25,30	24,91	25,04	24,91	25,30	25,09

L'erreur maximale entre les deux séries de relevés reste inférieure à 0,5mm pour les écart Δ_i significatifs ($1 < i < 5$), et la moyenne Δ_{moy} reste

pratiquement la même. Par conséquent, nous pouvons en déduire que les informations données par la transmission interrogateur-balise sur la position des croisements restent globalement valables lorsque la position de l'interrogateur varie dans la marge de tolérances fixée.

c/ Couplage latéral avec la voie adjacente.

Bien que cela n'intervienne pas directement dans le dossier de sécurité (établi pour le 10MHz), nous pouvons évaluer le couplage entre le cadre basse fréquence de la balise à croisements et celui d'un interrogateur situé sur une voie adjacente. Le graphe de la figure 2.28 montre l'évolution de la mutuelle lorsque le récepteur s'éloigne latéralement vers la voie adjacente.

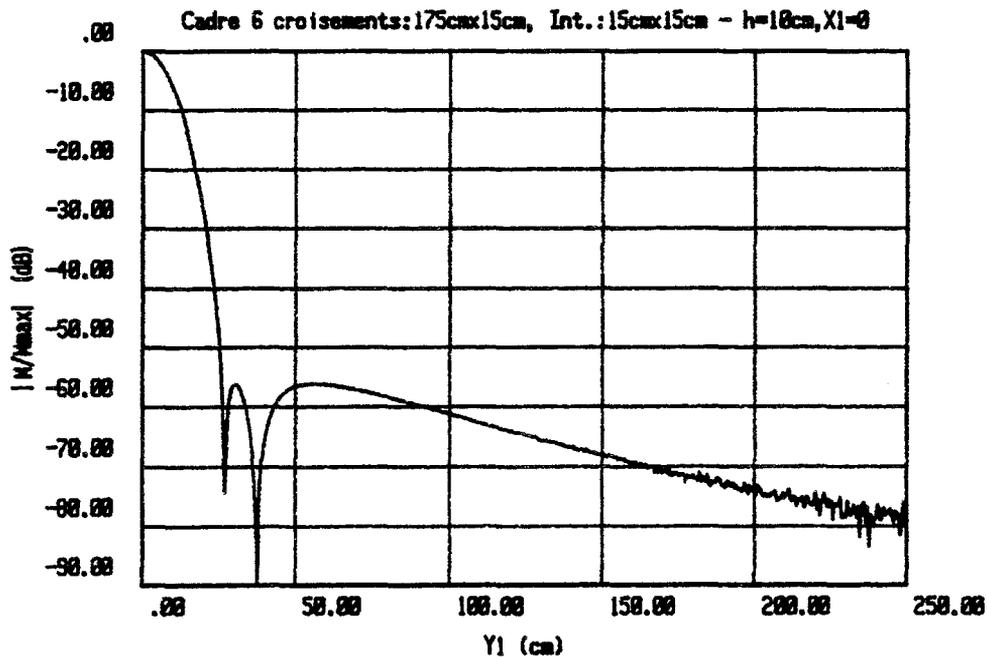


Figure 2.28 : Mutuelle relative interogateur-balise à croisements - Etude en fonction de Y_1 .

NB: Les instabilités de la courbe sont liées aux bruits de calculs dus à la faiblesse des valeurs calculées

Le graphe montre que l'écart entre la mutuelle obtenue en configuration de couplage normale (cadres centrés : $X_1=Y_1=0$) et une configuration de couplage sur une voie adjacente ($X_1=0, Y_1=2,5m$) est supérieur à 70 dB. De plus, la perte de mutuelle atteint déjà 50dB pour $Y_1 \approx 25cm$. La transmission est confinée dans une zone très étroite autour de la balise à croisements, ce qui laisse une marge de manoeuvre très importante vis à vis du couplage parasite basse-fréquence avec la voie adjacente.

Pour compléter cette étude, il faudrait inclure les effets du sol dans notre modèle. Toutefois, compte-tenu des résultats du chapitre précédent et de la fréquence basse, nous pouvons penser que la modification du couplage due à la présence du sol sera faible. Dans le paragraphe suivant, nous prenons en considérations une inclinaison des fils formant les croisements.

IV.2. Balise à croisements "inclinés".

IV.2.1. Présentation.

La balise à "croisements inclinés" est un modèle de balise permettant de prendre en compte un angle entre les segments composant les croisements. Ce modèle reproduit exactement la géométrie du cas général présenté à la figure 2.13. Dans ce cas, la distance "e" peut prendre différentes valeurs choisies à partir de zéro (cas des croisements serrés). La géométrie d'un cadre de ce type est schématisée en figure 2.29.

Ce cas est plus complexe à traiter que le cas précédent à cause des angles qui existent entre les différents segments qui composent ce cadre.

IV.2.2. Etude de la self-inductance.

IV.2.2.1 Etudes théoriques.

Comme le cadre BF de la balise à croisements inclinés est aussi considéré comme la mise en série de segments rectilignes, il nous est possible d'utiliser la même méthode que pour le cadre à croisements serrés. Il nous faut calculer la somme des selfs de chaque segment et la somme des mutuelles entre chaque segment.

Le cadre de la balise est inséré dans le repère (0,x,y) suivant:

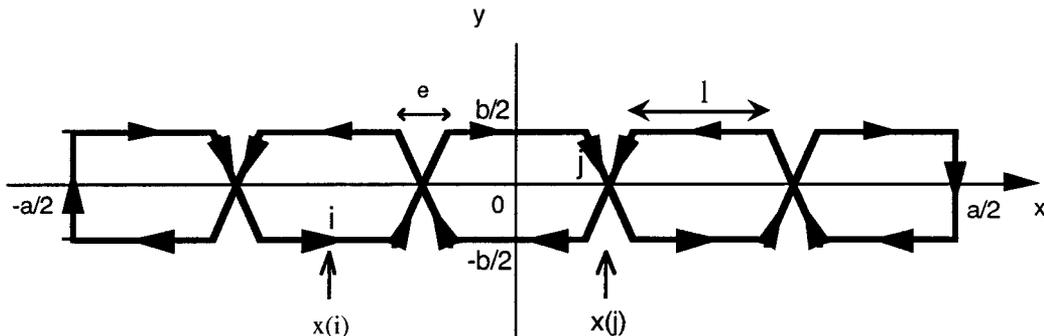


Figure 2.29 : Repère associé au calcul de la self du cadre à croisements inclinés.

Les paramètres géométriques du cadre BF pris en compte dans le calcul de l'inductance sont les mêmes que pour la balise à croisements serrés, avec en plus la longueur de la zone de croisements "e".

Le calcul de la self nécessite les repérages suivants:

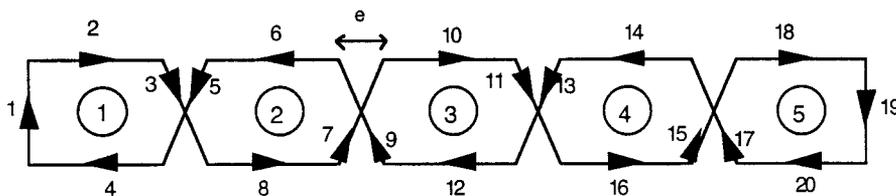


Figure 2.30 : Repérage des éléments du cadre à croisements inclinés.

Nous avons précisé :

- une numérotation de chaque segment.
- une numérotation de chaque module, c'est à dire du bloc formé de 4 segments consécutifs.
- la position sur l'axe des x du milieu de chaque segment $x(i)$.
- la position sur l'axe des y de chaque segment pair $y(i)$.
- le sens arbitraire du courant, nécessaire pour connaître le signe des mutuelles élémentaires M_{ij} .

IV.2.2.2 Validation.

Afin de vérifier la validité du modèle dans le cas de fils inclinés, nous avons procédé à une nouvelle étude expérimentale. Les mesures de la self-inductance des cadres sont effectuées directement à l'aide d'un pont de mesure.

Les mesures de la self présentées ici ont été faites en fonction du nombre de croisements du cadre de la balise (voir figure 2.31). Pour des raisons pratiques, la distance 'e' utilisée dans notre étude expérimentale est de 6 cm.

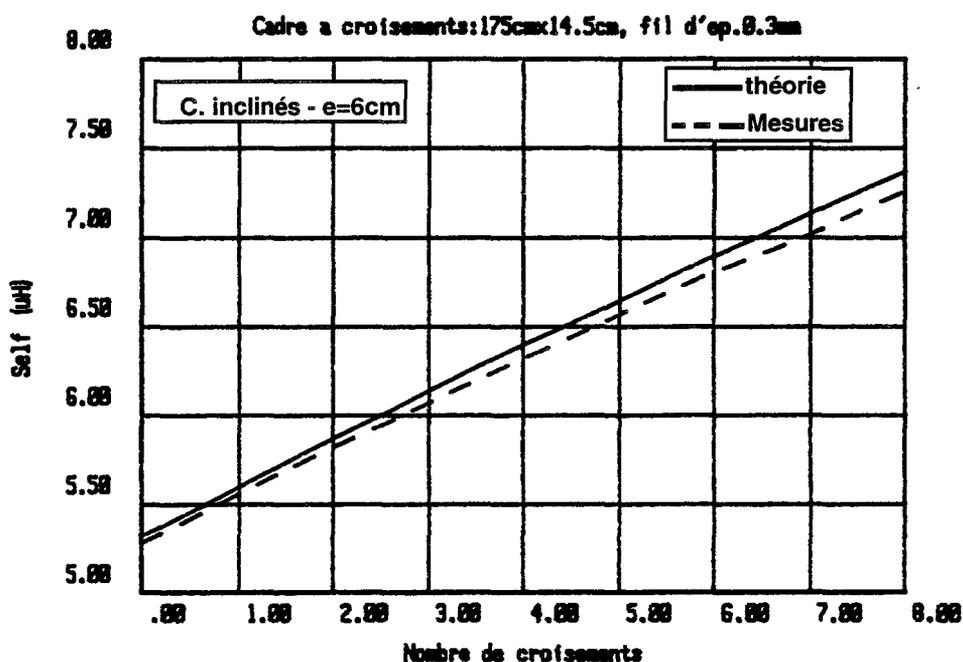


Figure 2.31 : Self d'un cadre à croisements inclinés - comparaison théorie-expérience.

Tant en allure qu'en valeur absolue, les deux courbes sont proches l'une de l'autre. Ce résultat tend à valider notre évaluation théorique de la self, y compris dans le cas où les éléments constituant les cadres font un certain angle entre eux.

IV.2.2.3 Influence de la modification des paramètres technologiques.

Les résultats des calculs de la self du cadre d'une balise à croisements sont présentés en faisant évoluer les deux paramètres suivants:

- Nombre de croisements.
- Nombre de spires.

NB: Dans les simulations, nous avons choisi de prendre une zone de croisement e de 5cm.

L'évolution de la self inductance du cadre BF est présentée à la figure 2.32 pour un nombre de croisements inclinés compris entre zéro et huit. Nous avons laissé sur le même graphe la courbe de la self correspondant à un cadre de même dimension mais avec des croisements serrés. Nous constatons ainsi que l'évolution de la self du cadre à croisements inclinés en fonction du nombre de croisements est du même type que celle du cadre à croisements serrés, mais avec une pente plus faible.

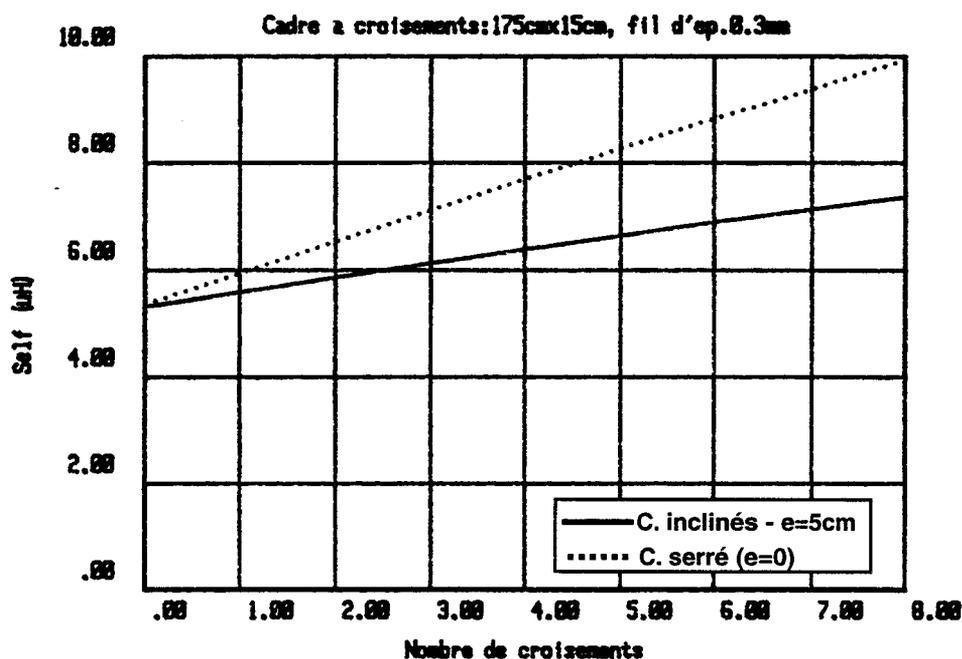


Figure 2.32 : Self d'un cadre à croisements en fonction du nombre de croisements.

Le calcul de la self en fonction du nombre de spires est donné au graphe suivant pour une balise à 6 croisements inclinés et une balise à 6 croisements serrés (Figure 2.33).

Nous pouvons voir que les allures des deux courbes sont similaires, avec une croissance plus rapide lorsque les croisements sont serrés.

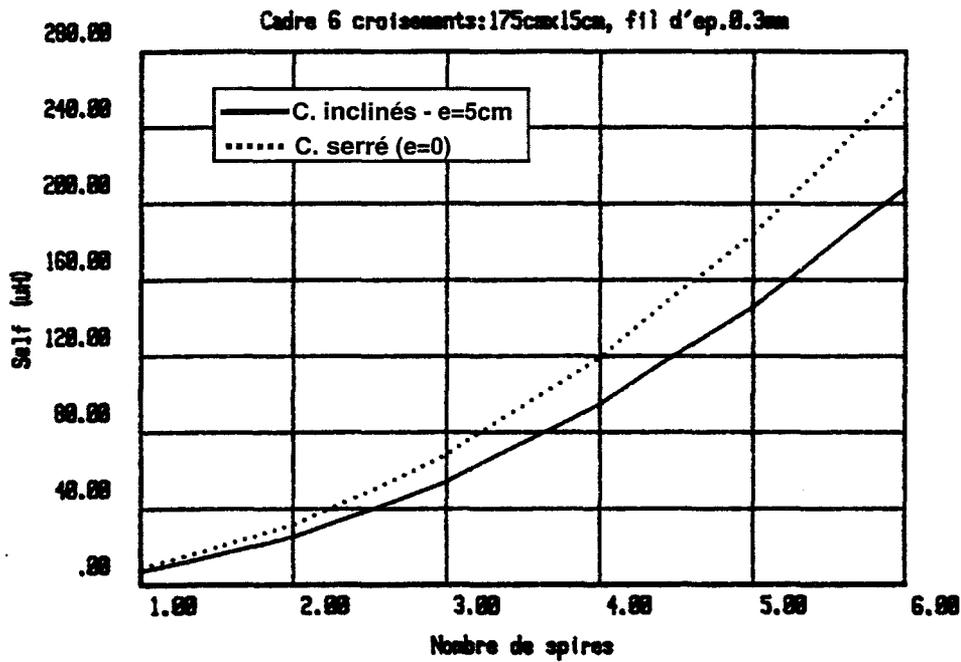


Figure 2.33 : Self d'un cadre à 6 croisements en fonction du nombre de spires.

Dans tous les cas, la balise à croisements inclinés présente une inductance moins élevée que la balise à croisements serrés équivalente. Cette propriété de la balise à croisements inclinés peut être un avantage vis à vis d'un accord du cadre à une fréquence plus élevée.

IV.2.3. Etude de la mutuelle interrogateur-balise.

IV.2.3.1 Etudes théoriques.

Cette étude consiste à évaluer la mutuelle-inductance entre le cadre BF de l'interrogateur et celui de la balise en fonction de leurs positions relatives. Les cadres BF de la balise et de l'interrogateur sont placés dans le repère (Oxyz) suivant:

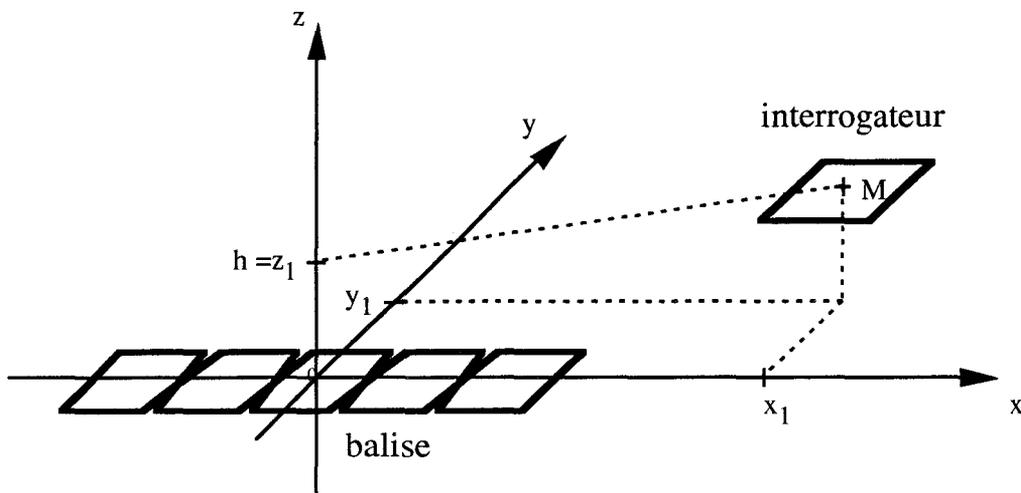


Figure 2.34 : Système d'étude de la mutuelle interrogateur-balise à croisements inclinés.

Les paramètres géométriques et les repérages des éléments nécessaires au calcul de la mutuelle sont effectués de façon semblable au cas

idéal étudié précédemment. Par exemple, nous obtenons la représentation suivante pour une balise à 4 croisements inclinés :

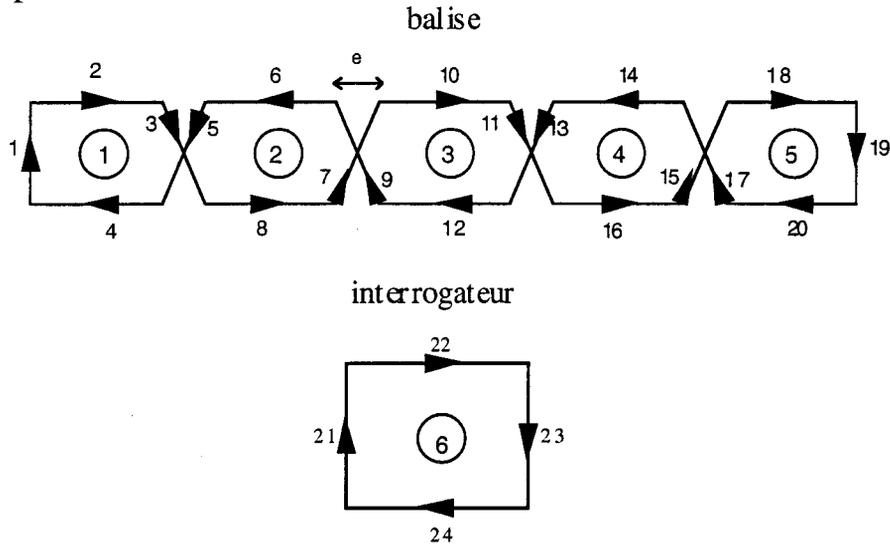


Figure 2.35 : Repérage des éléments du cadre d'une balise à croisements inclinés et de l'interrogateur.

IV.2.3.2 Influence de la modification des paramètres géométriques.

Comme nous l'avons vu, un interrogateur est placé sous la caisse d'un véhicule avec une certaine marge de tolérance dans le sens vertical (Δh) et latéral (ΔY_1). Les résultats de la simulation d'un interrogateur passant au-dessus d'une balise à 6 croisements inclinés sont présentés en deux temps avec $e=5\text{cm}$. Dans un premier temps, nous représentons à la figure 2.36 la mutuelle pour trois hauteurs de lecture h , avec l'encadrement $8\text{cm} < h < 12\text{cm}$. Dans un second temps, nous présentons à la figure 2.37 les résultats pour deux valeurs de débattement latéral de l'interrogateur : $Y_1=0$ et $Y_1 < 3,5\text{cm}$.

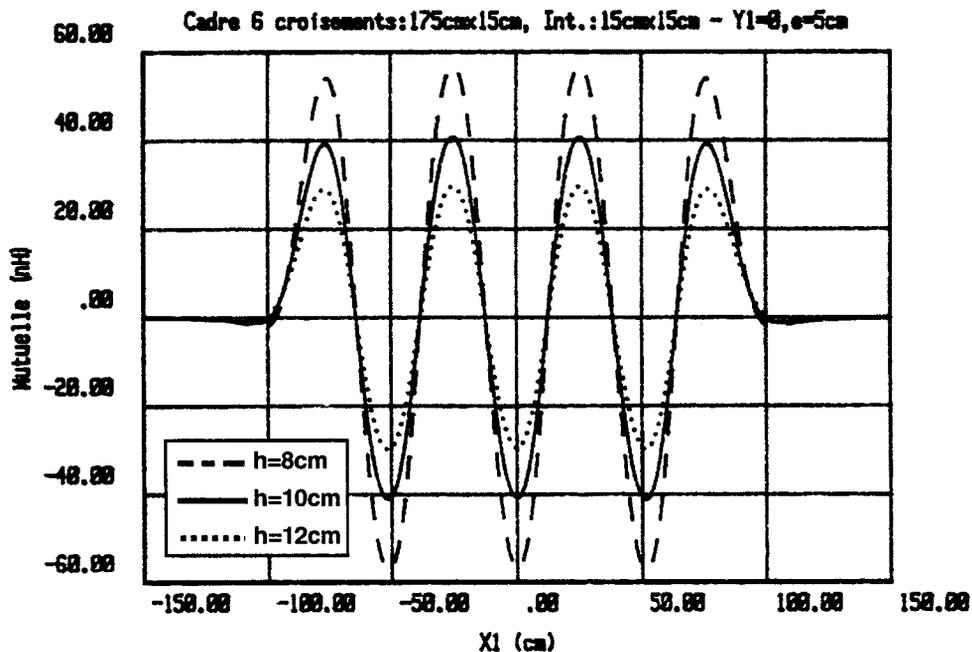


Figure 2.36 : Mutuelle Interrogateur-balise à 6 croisements inclinés - Influence de la hauteur de lecture.

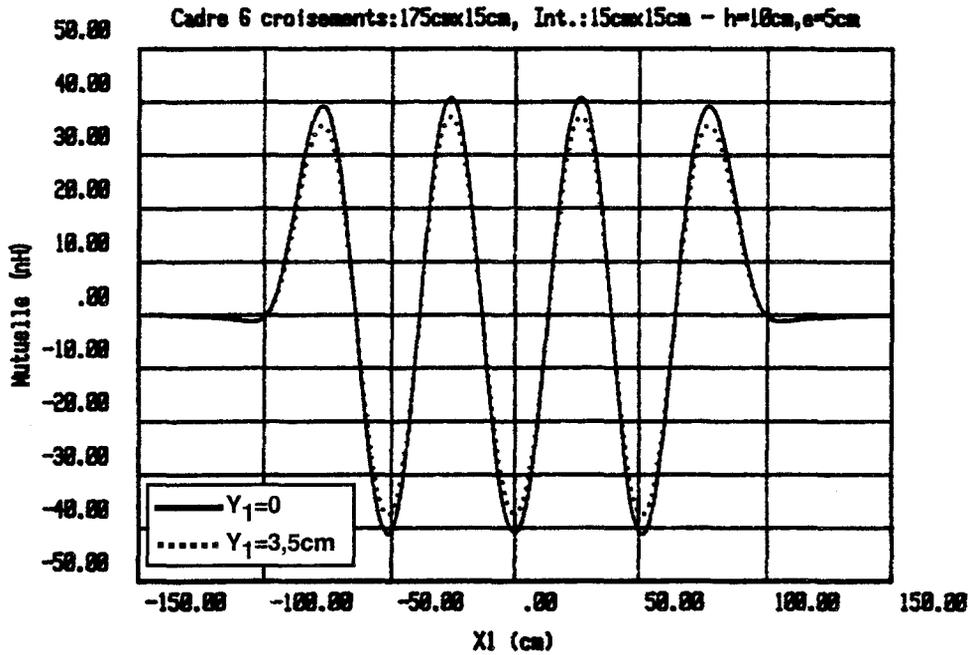


Figure 2.37 : Mutuelle Interrogateur-balise à 6 croisements inclinés - Influence du débattement latéral.

Afin de localiser de façon spatiale les zéros de transmission interrogateur-balise pour une hauteur de lecture de 10 centimètres, nous pouvons tracer les lignes de changement de signe de la mutuelle avec une vue de dessus :

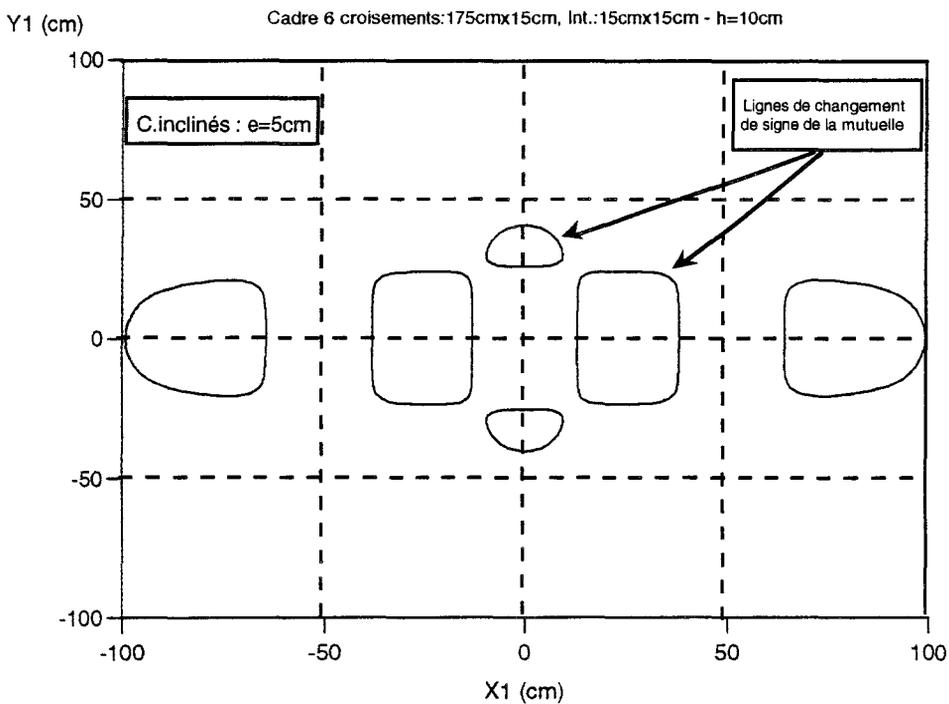


Figure 2.38 : Mutuelle Interrogateur-balise à 6 croisements inclinés - Positionnement des lignes de changement de signe.

Ces courbes nous montrent que les résultats sont de même nature que le cas des croisements serrés.

De même que pour les croisements serrés, nous pouvons comparer les relevés théoriques précis des écarts entre les zéros pour une lecture en position nominale ($h=10\text{cm}$, $Y_1=0$) et une lecture avec un interrogateur en position plus défavorable ($h=12\text{cm}$, $Y_1=3,5\text{cm}$) dans le cas d'une balise à 6 croisements inclinés avec $e=5\text{ cm}$. Ces écarts étant repérés de la même façon qu'à la figure 2.23, nous obtenons le tableau suivant :

<i>tableau 5</i>						
	$\Delta_1(\text{cm})$	$\Delta_2(\text{cm})$	$\Delta_3(\text{cm})$	$\Delta_4(\text{cm})$	$\Delta_5(\text{cm})$	Δ_{moy}
$h=10\text{cm}$ $Y_1=0$	25,9	25,68	25,75	25,68	25,9	25,78
$h=12\text{cm}$ $Y_1=3,5\text{cm}$	25,95	25,63	25,77	25,63	25,95	25,79

La distance réelle entre deux croisements étant de 25,71 cm, nous constatons que les écarts significatifs Δ_i ($1 < i < 5$) donnent des résultats satisfaisants, y compris pour un interrogateur en position très défavorable.

Nous constatons effectivement que la modification du positionnement de l'interrogateur influence les résultats de la même façon pour les deux types de balise. Par conséquent, le fait d'avoir des croisements inclinés ne modifie pas les propriétés essentielles de la balise.

Si nous calculons les coefficients de couplages k entre un interrogateur et une balise à 6 croisements à l'aide de la formule (2.2), nous obtenons un maximum de 1,6% pour les croisements serrés et de 1,8% pour les croisements inclinés. Cet écart qui avantage de peu la balise à croisements inclinés, est dû à la self inductance qui est plus faible que pour les croisements serrés. De plus, nous pouvons remarquer que les coefficients de couplages de l'interrogateur avec les cadres à croisements et le cadre long sont du même ordre de grandeur (environ 2%), ce qui favorise la compatibilité de ces balises vis à vis d'un même circuit de détection BF. Cependant, Il faut noter que ces coefficients de couplages restent deux fois plus faibles que dans le cas d'une balise courte (~4%).

IV.3. Conclusion sur les modèles de balises à croisements.

Dans cette partie, nous avons présenté deux modèles capables de reproduire finement les caractéristiques et les performances d'une balise à croisements. Ces modèles, basés sur les travaux de FW GROVER, ont été validés par une confrontation théorie-expérience dans le cas de l'évaluation de la self-inductance et de la mutuelle entre ces cadres et des cadres simples.

Les études des deux types de balises à croisements montrent que la mesure de la distance parcourue à l'aide de ce type de balise est parfaitement réalisable du fait de la possibilité de localiser les croisements avec une erreur minimale. De plus, la modification d'un paramètre géométrique du cadre à croisements suffit à améliorer encore la précision de la détection des croisements.

La balise à croisements inclinés présente l'avantage d'avoir une inductance plus faible, ce qui permet d'augmenter la plage de fréquence dans laquelle l'accord du cadre reste possible et d'améliorer légèrement le coefficient de couplage.

V. CONCLUSION DU CHAPITRE II.

Dans cette partie, nous avons présenté l'étude de cadres basse fréquence susceptibles de remplir les fonctions de localisation d'un véhicule en station ou en garage et d'étalonnage de la mesure de la vitesse du véhicule.

Dans un premier temps, nous avons mis en place des modèles théoriques et nous les avons validés par quelques vérifications expérimentales. Ensuite, nous avons exploité ces modèles afin de vérifier que les caractéristiques des cadres étudiés permettent d'obtenir les fonctionnalités requises.

Les résultats ont montré qu'il faudra éventuellement tenir compte des écarts des coefficients de couplages entre l'interrogateur et les différentes balises pour concevoir les circuits présents dans le dispositif.

Cependant, il reste à compléter ces modèles de base en prenant en compte des éléments ou des structures métalliques présentes dans le voisinage immédiat des cadres et susceptibles de modifier les caractéristiques de la transmission. Un élément de réponse est donné dans le chapitre suivant. En effet, on y présente une première approche permettant de tenir compte de la présence du véhicule dans un cas simplifié du couplage entre l'interrogateur et une balise courte.

CHAPITRE III.

"INFLUENCE D'UNE STRUCTURE METALLIQUE."

I. INTRODUCTION DU CHAPITRE III.

La transmission des informations entre la voie et le véhicule repose sur le couplage entre un cadre magnétique situé sous la caisse du véhicule et un autre cadre disposé sur la voie (voir figure 3.1). Ces deux antennes sont situées dans un environnement riche en éléments métalliques (caisse du train, rails). Les caractéristiques physiques des cadres et les performances de la transmission sont directement liées à la présence de ces éléments.

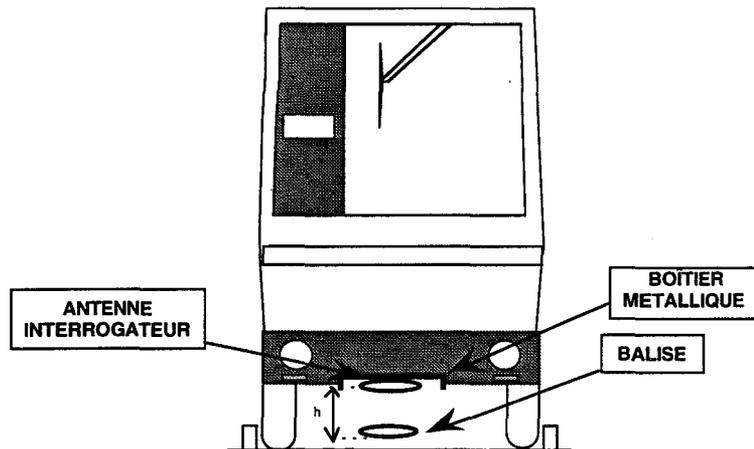


Figure 3.1: Disposition des détecteurs magnétiques sous le véhicule

Les modifications dues à la formation de courants électriques induits dans ces structures entraînent des pertes au sein des dispositifs les plus proches. La répartition de ces courants, appelés courants de Foucault, dépend de la forme des structures métalliques et de la répartition du champ créé par le ou les circuits constituant le dispositif.

Une première étude a consisté à réaliser plusieurs séries de mesures sur des circuits couplés afin de déterminer expérimentalement les paramètres physiques sensibles à la présence d'un élément métallique de forme géométrique simple. Cette étude, menée pour des fréquences comprises entre 100 kHz et 20 MHz, a porté sur plusieurs paramètres (courant injecté au primaire, fréquence d'accord, self et mutuelle inductance, coefficient de qualité, ...) en fonction de la distance entre les circuits et l'élément métallique ([3-1], [3-2]). Il en ressort que la self et la mutuelle sont dans certains cas fortement modifiées par la présence de structures métalliques, et que leur étude détaillée est nécessaire pour connaître les pertes apportées par l'élément métallique au bilan de transmission entre les antennes.

Pour répondre à ce type de problème, une recherche documentaire des méthodes théoriques utilisées usuellement a été entreprise. Les résultats ([3-1], [3-3]) ont montré la prédominance des études basées sur la méthode des éléments finis. Cette approche très performante, basée sur la résolution d'équations intégral-différentielles, permet de résoudre des problèmes d'électromagnétisme en modélisant des structures complexes par un maillage approprié ([3-4] à [3-9]). Par ailleurs, plusieurs logiciels du commerce destinés à

résoudre des problèmes d'électromagnétismes sont basés sur cette méthode ([3-1]).

Cependant, la mise en place et l'utilisation de ce type de code de calcul peut être très lourde pour l'étude de structures simples. Aussi, lorsque la géométrie du dispositif à étudier le permet, il peut être intéressant d'avoir recours à un outil plus simple qui donne les résultats avec une précision suffisante.

Dans ce chapitre, nous présentons donc l'élaboration d'un code de calcul simple permettant de modéliser le comportement de deux antennes magnétiques couplées en présence d'un élément métallique lorsque la géométrie de l'étude est à symétrie cylindrique. Nous nous intéresserons à la self-inductance et à la mutuelle entre deux spires circulaires coaxiales en présence d'une structure métallique simple. Ces études seront menées pour deux fréquences : 150 kHz et 10 MHz.

Après une présentation de notre approche théorique ainsi que des paramètres de base utilisés dans les calculs, nous exposerons successivement l'étude de la self et de la mutuelle en présence d'une structure métallique. Ces études comportent d'abord une validation des modèles dans le cas où les antennes sont en présence d'un plan métallique infini. Puis, nous utilisons ces modèles dans le cas de plaques métalliques de dimensions finies et dans le cas de plaques métalliques avec rebords. Enfin, nous terminons ce chapitre en extrapolant des résultats de notre modèle dans des cas où il n'y a plus de symétrie axiale.

II. ETUDE THEORIQUE DE BASE.

II.1. DESCRIPTION GENERALE DE L'APPROCHE THEORIQUE.

II.1.1. Démarche.

Une démarche possible pour quantifier les pertes créées par la formation de courants de Foucault consiste à décomposer l'ensemble "interrogateur-balise-structure" en plusieurs sous systèmes : les circuits réels du dispositif d'une part et les "circuits élémentaires fictifs" générés par les courants de Foucault dans la structure métallique d'autre part ([3.10]). L'allure de ces circuits élémentaires fictifs dépend des lignes de courant de Foucault. Il convient ensuite de tenir compte des couplages entre tous ces circuits élémentaires de la structure et du système d'antennes pour dresser un système matriciel reliant tous les paramètres électriques significatifs mis en jeu. Ce système est du type:

$$[V] = [Z] [I] \quad (3.1)$$

Nous obtenons ainsi un modèle théorique capable de décrire les phénomènes qui apparaissent et de calculer le bilan de transmission entre les circuits couplés.

Par conséquent, il s'agit de déterminer les paramètres de selfs et de mutuelles qui sont présents dans la matrice impédance pour mener à bien l'étude de la transmission.

II.1.2. Principales étapes de la mise en place d'un modèle.

La première étape consiste à déterminer les circuits élémentaires à inclure dans notre modèle, c'est à dire à déterminer les courants de Foucault en fonction de la forme de la structure métallique à considérer et des conditions d'illumination sur cette structure.

Connaissant la position et la forme de chaque circuit élémentaire, nous calculons les éléments de la matrice $[Z]$. Ces éléments tiennent compte des paramètres électriques intrinsèques de chaque circuit et des paramètres de couplage qui les relient.

La matrice $[Z]$ étant connue, il reste à résoudre ce système en fonction du paramètre que l'on veut étudier.

II.2. APPLICATION AU COUPLE INTERROGATEUR-BALISE.

Dans un souci de simplification et de gain de temps de calcul, nous pouvons faire des hypothèses sur la géométrie du système. Si nous limitons notre étude à un système à symétrie cylindrique, nous en tirons comme principaux avantages de :

- s'affranchir de l'étude préliminaire qui consiste à déterminer les lignes de courant de Foucault (hypothèse de répartition circulaire).

- effectuer le découpage du système en un nombre limité d'éléments simples, notamment en prenant directement des spires comme circuits élémentaires.

- permettre de limiter notre étude à une étude à deux dimensions.

Il est évident que cette restriction limite sensiblement le champ d'application du modèle numérique et que des systèmes à structures complexes en trois dimensions n'autorisent pas ce type de limitations. Néanmoins, dans notre cas, l'étude d'un système à symétrie axiale est envisageable pour donner un ordre de grandeur satisfaisant de l'amplitude des phénomènes observés lors de la transmission balise-interrogeur.

Dans un premier temps, nous assimilerons le dessous de la caisse du train à une surface métallique de grande dimension.

Ensuite, nous considérerons les cas de plaques de dimensions finies puis de plaques munies de bord afin de ne modéliser que le boîtier servant à l'emplacement de l'interrogeur sous le véhicule.

II.3. ETUDE DES PARAMETRES ELECTRIQUES DE BASE.

II.3.1. Introduction

Pour établir notre modèle, il est nécessaire de calculer les éléments de la matrice $[Z]$. Ces éléments dépendent des paramètres électriques qui décrivent le comportement des circuits élémentaires qui composent notre système d'étude. Dans notre cas, les circuits élémentaires étant des spires, les principaux paramètres qu'il nous faut étudier sont :

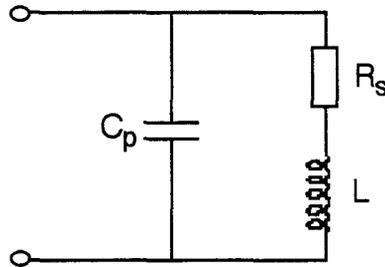
- la capacité propre d'une spire.
- la résistance série d'une spire.
- la self d'une spire.
- la mutuelle entre deux spires.

De plus, nous présenterons une étude théorique du potentiel vecteur créé par une spire car ce paramètre est utile dans le calcul de la self et de la mutuelle.

II.3.2. Capacité propre.

Dans cette étude, les circuits élémentaires sont des spires circulaires simples. La capacité intervenant dans le calcul est la capacité propre d'une spire, qui est négligeable devant les autres paramètres électriques. Par conséquent, nous n'en tiendrons pas compte dans le calcul de la matrice $[Z]$.

Néanmoins, il faut savoir que cette capacité propre c_p , même très faible, engendre un accord à la fréquence propre f_0 . Le circuit équivalent de la spire, qui tient compte de cette capacité est le circuit série-parallèle suivant:



Il en résulte une modification apparente de la valeur de la résistance série de la spire avec la fréquence, selon une évolution décrite par la relation :

$$R_{eq} = \frac{R_s}{\left(1 - \left(\frac{f}{f_0}\right)^2\right)^2} \quad \text{avec } f < \frac{f_0}{3} \quad (3.2)$$

De la même façon, ce phénomène génère une modification de la mesure de la self des spires en fonction de la fréquence selon la formule suivante, valable pour des fréquences d'utilisation $f < f_0/3$ ([3-11]) :

$$L_{eq} = \frac{L}{1 - \left(\frac{f}{f_0}\right)^2} \quad (3.3)$$

Cet effet sur la self est d'autant plus faible et négligeable que f_0 est élevée, c'est à dire que la capacité propre de la spire est faible.

II.3.3. Résistance série.

Le calcul de la résistance R_s d'une spire de rayon R , constituée d'un fil de section droite s , s'effectue à partir de la relation:

$$R_s = \frac{2 \pi R \rho}{s} \quad (3.4)$$

ρ étant la résistivité du matériau constituant la spire.

Il est important de souligner que le terme s s'exprimera différemment s'il s'agit d'une spire réelle ou d'une spire provenant de la décomposition de la plaque, et si l'étude est en basse ou en haute fréquence.

a/ Spires réelles.

Le fil utilisé est un fil à section droite circulaire.

- En basse fréquence, le courant circule dans toute la section s du fil. Si r est le rayon de la section droite du fil, l'expression de s ne dépend que de r .

$$s = \pi r^2 \quad (3.5)$$

- En plus haute fréquence (10MHz), l'effet prépondérant est l'effet de peau et le courant a tendance à circuler sur la périphérie du fil. L'épaisseur dans laquelle circule le courant dépend de la profondeur de pénétration δ dans le matériau utilisé.

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu \sigma}} \quad (3.6)$$

avec $\omega = 2\pi f$: pulsation
 μ : perméabilité magnétique
 σ : conductivité

L'étude de la profondeur de pénétration en fonction de la fréquence montre que l'effet de peau se manifeste dès les fréquences de quelques dizaines de kilohertz pour des fils de cuivre d'épaisseur de l'ordre du millimètre. Il nous faut donc tenir compte de ce phénomène pour notre étude qui se situe au-delà de ces fréquences.

Le courant circulant à la périphérie du fil, l'expression de s retenue pour l'étude s'exprime par :

$$s = \pi \delta (2r - \delta) \quad (3.7)$$

b/ Spires fictives constituant la surface métallique.

Dans ce cas, il est possible de considérer la section de ces spires de différentes façons. Nous avons choisi d'utiliser des sections droites circulaires.

- en basse fréquence: Si la profondeur de pénétration δ est grande, le courant circule en profondeur dans toute l'épaisseur e de la surface métallique, et nous considérons des spires d'épaisseur e :

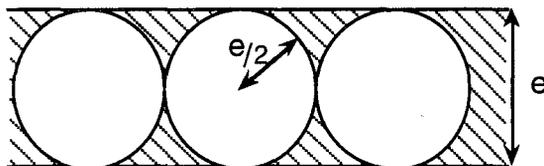


Figure 3.2 : Section droite des spires de découpage de la plaque en basse fréquence.

d'où

$$s = \pi \frac{e^2}{4} \quad (3.8)$$

- en haute fréquence: Le courant a tendance à circuler en surface, sur une épaisseur égale à la profondeur de pénétration. Le découpage de la plaque est alors effectué sur une épaisseur δ :

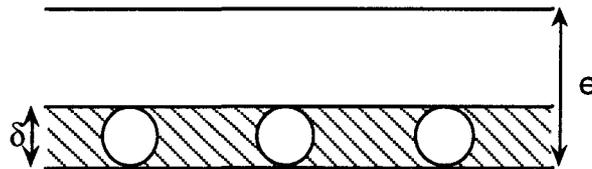


Figure 3.3 : Section droite des spires de découpage de la plaque en haute fréquence.

d'où

$$s = \pi \frac{\delta^2}{4} \quad (3.9)$$

II.3.4. Potentiel vecteur créé par une spire.

Le calcul du potentiel vecteur créé par une spire est utile car il nous permet d'obtenir la valeur de la self et de la mutuelle (voir §II.3.5 et §II.3.6).

Le calcul du potentiel vecteur \vec{A} s'effectue à partir de l'équation vectorielle de Poisson:

$$\text{rot}(\text{rot } \vec{A}) = -\mu \vec{J} \quad (3.10)$$

Considérons une spire dans le repère suivant :

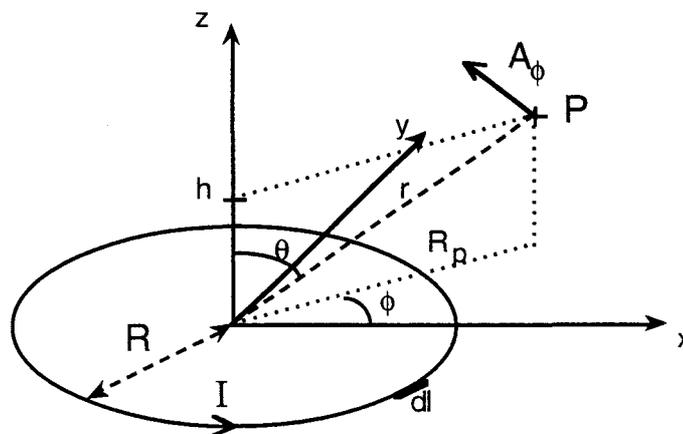


Figure 3.4 : Potentiel vecteur créé par une spire.

Pour des raisons de symétrie du problème par rapport à l'axe vertical, le potentiel vecteur ne dépend pas de la coordonnée ϕ . D'autre part, pour la même raison, celui-ci n'a qu'une composante azimutale A_ϕ . Par conséquent, nous considérons l'équation de Poisson selon cette composante:

$$\text{rot}(\text{rot } \vec{A}_\phi) = -\mu \vec{J}_\phi \quad (3.11)$$

A partir de cette formule, nous pouvons utiliser plusieurs formalismes:

a/ Méthode générale.

Si nous décomposons l'équation précédente, nous pouvons exprimer le potentiel vecteur créé par un élément de contour dl de la façon suivante ([3-12]):

$$dA_\phi = \frac{\mu I}{4\pi} \frac{dl \cos \phi}{r} \quad (3.12)$$

Le développement de l'expression précédente permet d'obtenir une formule basée sur les intégrales elliptiques de première et seconde espèce ([3-13], [3-14]):

$$A_\phi = \frac{\mu I}{\pi k} \sqrt{\frac{R}{R_p}} \left[\left(1 - \frac{k^2}{2}\right) F - E \right] \quad (3.13)$$

$$\text{avec } k = 2 \sqrt{\frac{R R_p}{(R + R_p)^2 + h^2}}$$

$$F = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\omega}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \omega}}$$

$$E = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - k^2 \sin^2 \omega} d\omega$$

Les intégrales F et E ne posent pas de problème car elles se calculent simplement par approximations polynomiales ([3-15]).

b/ Méthodes adaptées aux symétries axiales.

Si on écrit l'équation de Poisson en coordonnées cylindriques (r, θ, ϕ) , on obtient:

$$\frac{\partial^2 A_\phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_\phi}{\partial r} - \frac{A_\phi}{r^2} + \frac{\partial^2 A_\phi}{\partial z^2} = -\mu J \quad (3.14)$$

Cette équation permet d'écrire le potentiel vecteur de deux façons ([3-16]).

- possibilité 1: sous la forme de fonctions de Bessel.

Ce formalisme est adopté pour les cas où il est préférable d'utiliser le plan $z=0$ comme limite entre les deux régions d'étude.

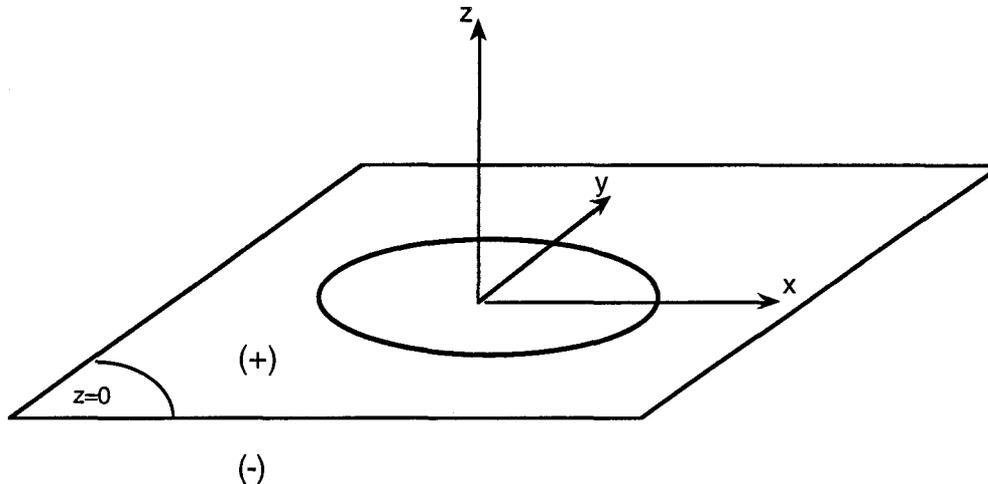


Figure 3.5 : régions d'étude limitées par $z=0$.

On a alors :

$$A_\phi^+ = \frac{R \mu I}{2} \int_0^\infty J_1(k R) J_1(k R_p) e^{-kz} dk \quad \text{si } z > 0 \quad (3.15)$$

$$A_\phi^- = \frac{R \mu I}{2} \int_0^\infty J_1(k R) J_1(k R_p) e^{kz} dk \quad \text{si } z < 0 \quad (3.16)$$

Ces intégrales sont résolues numériquement par des méthodes numériques du type Simpson. Cependant, dans certaines configurations, la fonction à intégrer $J_1(kR).J_1(kR_p).e^{-kz}$ change de signe à chaque zéro des fonctions $J_1(kR)$ et $J_1(kR_p)$ (voir exemple à la figure 3.6). C'est pourquoi il faut appliquer la méthode de Simpson sur chaque intervalle délimité par les zéros de ces fonctions ([3.17]).

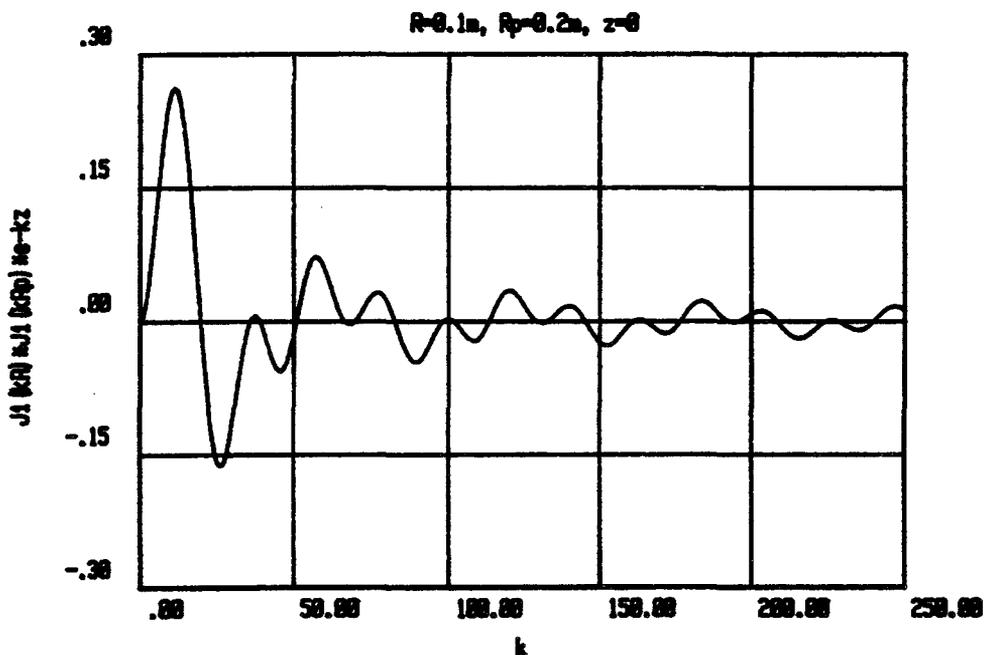


Figure 3.6 : Allure de la fonction $J_1(kR).J_1(kR_p).e^{-kz}$ en fonction de k pour $z=h=0$.

Le calcul des zéros de $J_1(x)$ est effectué à l'aide de l'expression suivante pour un zéro Z_m de rang m ([3-18]) :

$$Z_m = \beta - \frac{3}{8\beta} + \frac{36}{3(8\beta)^3} - \frac{113184}{15(8\beta)^5} + \frac{374632128}{105(8\beta)^7} + \dots \quad (3.17)$$

avec $\beta = \left(m + \frac{1}{4}\right) \pi$

On applique la méthode de Simpson sur un nombre d'intervalles suffisant pour avoir une bonne convergence, tout en essayant de limiter au maximum le temps de calcul. En définitive, nous avons effectué le calcul sur quelques dizaines d'intervalles.

- possibilité 2 : sous la forme de fonctions de Bessel modifiées.

Ce formalisme est utilisé dans le cas où l'on peut diviser l'espace en deux régions d'étude (voir figure 3.7) :

- la région (1) est située à l'intérieur d'un cylindre infiniment long de rayon R passant par la spire émettrice.

- la région (2) est située à l'extérieur de ce cylindre.

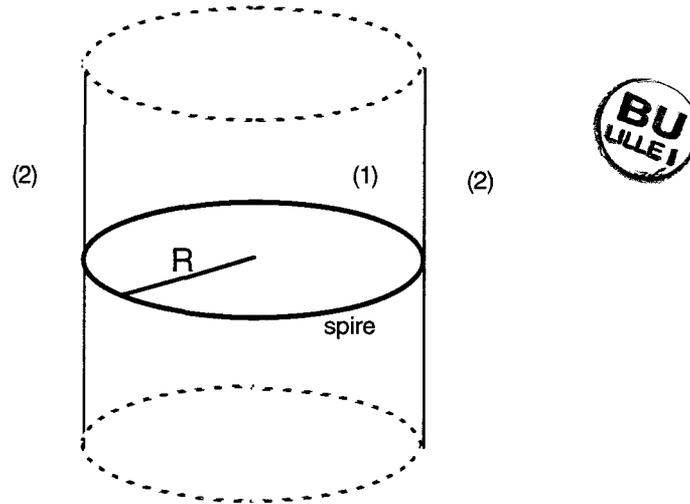


Figure 3.7 : Régions d'étude limitées par un cylindre de rayon R

On a alors :

$$A_{\phi}^{(1)} = \frac{R \mu I}{\pi} \int_0^{\infty} K_1(k R) I_1(k R_p) \cos(kz) dk \quad \text{si } R_p < R \quad (3.18)$$

$$A_{\phi}^{(2)} = \frac{R \mu I}{\pi} \int_0^{\infty} I_1(k R) K_1(k R_p) \cos(kz) dk \quad \text{si } R_p > R \quad (3.19)$$

Les intégrales sont aussi calculées par des méthodes numériques itératives du type Simpson ([3.17]).

Les résultats comparatifs du potentiel vecteur obtenu par les différents formalismes envisagés sont représentés dans les quatre graphes suivants (Figures 3.8 à 3.11) en fonction de R_p pour deux valeurs de h .

Les courbes obtenues par les trois formalismes utilisés convergent de façon très satisfaisante dans les deux cas de hauteur h du point d'observation choisi. Néanmoins, des indéterminations apparaissent dans le calcul du potentiel vecteur par la méthode dite "générale" pour les cas suivants:

- $h=0$ et $R_p=0$ (voir figure 3.8)
- $h=0$ et $R_p=R$ (voir figure 3.8)
- $h \neq 0$ et $R_p=0$ (voir figure 3.10)

Le choix du formalisme devra être effectué en tenant compte de ces indéterminations, des temps de calcul et en fonction des particularités de la géométrie de l'application. Dans les cas où il n'y a pas de problèmes d'indéterminations, nous utiliserons prioritairement le modèle général qui repose sur le calcul de polynômes et non pas sur une méthode numérique par itération plus pénalisante au niveau des temps de calculs.

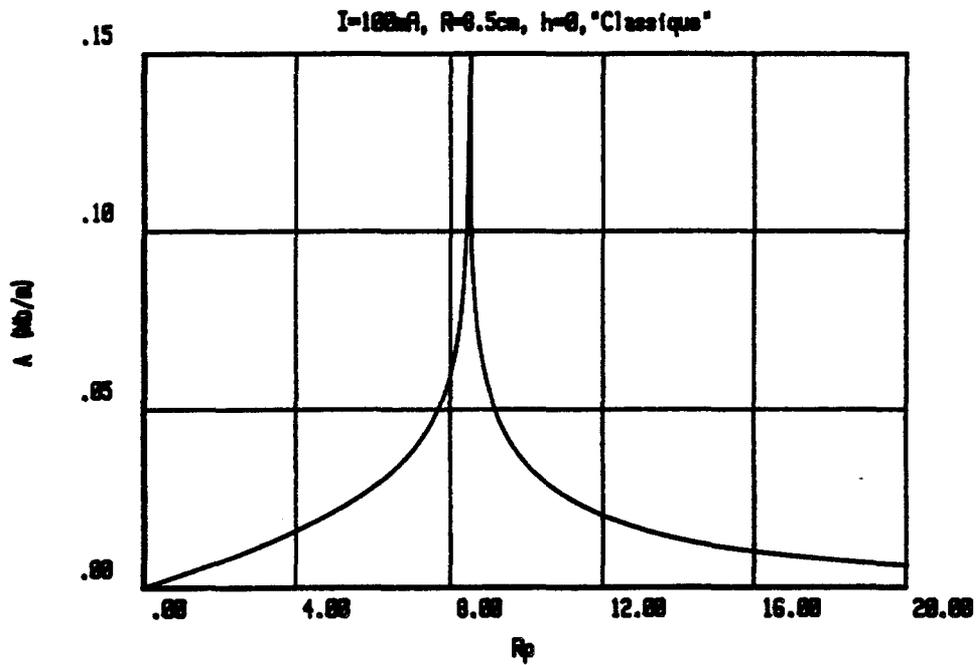


Figure 3.8 : potentiel vecteur pour $h=0$ - calcul "classique".

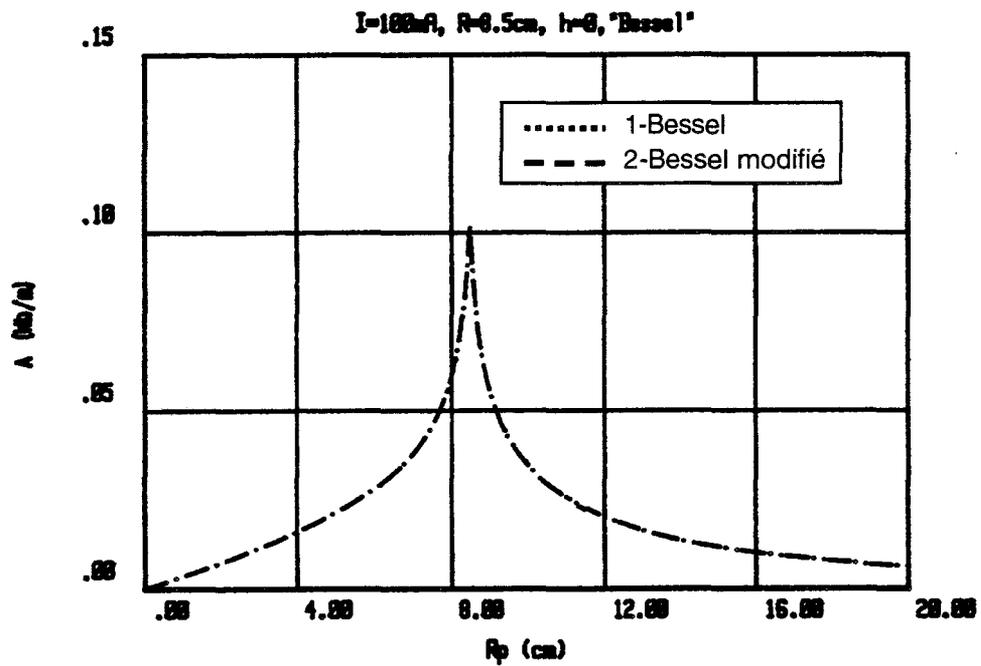


Figure 3.9 : potentiel vecteur pour $h=0$ - "fonctions de Bessel".

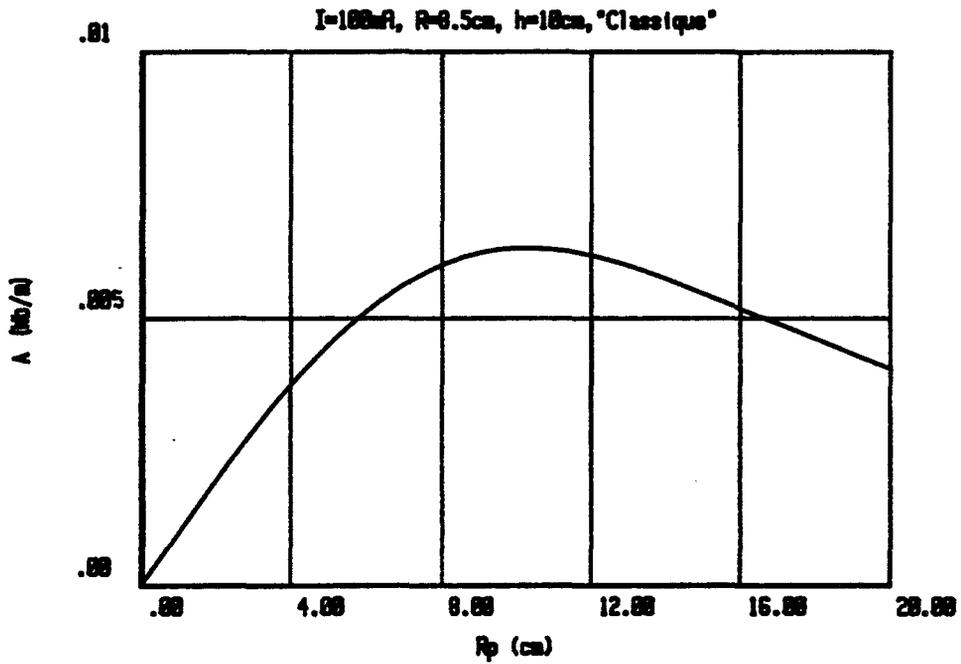


Figure 3.10 : potentiel vecteur pour h=10cm - calcul "classique".

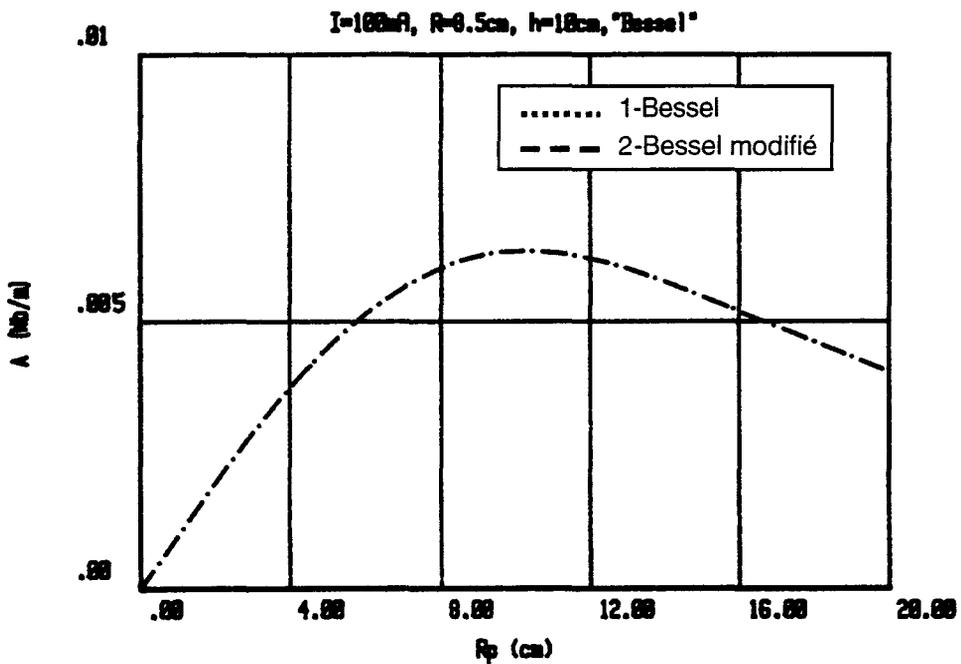


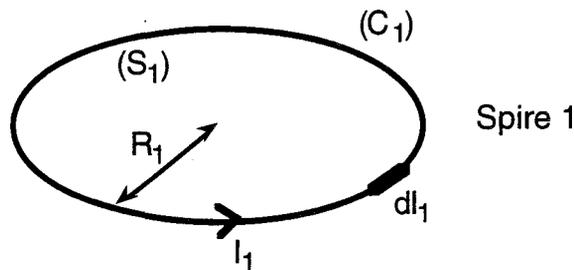
Figure 3.11 : potentiel vecteur pour h=10cm - "fonctions de Bessel".

II.3.5. Self inductance d'une spire.

II.3.5.1 Théorie.

Il existe plusieurs façons de calculer la self-inductance d'une spire. Dans cette partie, nous allons présenter le calcul de la self à partir d'une équation générale classique et à partir d'une formule empirique. Dans la partie suivante, nous comparerons les résultats théoriques obtenus avec quelques mesures.

Soit la spire suivante de surface S_1 :



a/ Calcul classique.

L'expression de la self d'une spire en fonction du flux du champ magnétique à travers la surface reposant sur la spire elle-même est (d'après [3-11]):

$$L = \frac{\Phi_{11}}{I_1} \quad (3.20)$$

soit

$$L = \frac{1}{I_1} \iint_{(S_1)} \vec{B}_1 \cdot d\vec{S}_1 \quad (3.21)$$

ou encore

$$L = \frac{1}{I_1} \iint_{(S_1)} \overrightarrow{\text{rot}} A_1 \cdot d\vec{S}_1 \quad (3.22)$$

En appliquant la formule de Stockes, on obtient

$$L = \frac{1}{I_1} \int_{(C_1)} \vec{A}_1 \cdot d\vec{l}_1 \quad (3.23)$$

Comme la composante du potentiel vecteur est toujours tangente à dl_1 qui suit le contour de la spire, et que son module est indépendant de ϕ à cause de la symétrie axiale, on a:

$$L = \frac{A_1}{I_1} \int_{(C_1)} dl_1 = \frac{2 \pi R_1}{I_1} A_1 \quad (3.24)$$

La self de la spire s'exprime simplement en fonction des dimensions de la spire et de la valeur du potentiel vecteur sur le contour de la spire.

A partir de cette expression, il faut calculer A_1 à l'aide de l'un des formalismes présentés précédemment.

- Le formalisme général : il ne permet pas de calculer rigoureusement la self car il y a une indétermination du calcul du potentiel vecteur sur le contour de la spire elle-même. Néanmoins, on pourrait approcher la valeur de A_1 en la calculant en un point très proche du contour (C_1).

- le formalisme basé sur les fonctions de Bessel:

Dans le premier cas, nous obtenons :

$$L = \pi R_1^2 \mu \int_0^\infty (J_1(k R_1))^2 dk \quad (3.25)$$

Dans le second cas, nous obtenons :

$$L = 2 R_1^2 \mu \int_0^\infty K_1(k R_1) I_1(k R_1) dk \quad (3.26)$$

Le calcul de ces intégrales par une méthode numérique est optimisé en fonction du critère de convergence souhaité. Celui-ci détermine le choix d'une borne d'intégration supérieure suffisante.

NB : Ces formules ne tiennent pas compte des effets de la fréquence (tel que l'effet de peau) ni de la forme de la section du fil.

b/ Calcul à partir d'une formule empirique.

Nous disposons d'autres moyens de calcul établis à partir d'études semi-empiriques pour tenir compte d'autres paramètres, notamment le type du fil utilisé (épaisseur, forme de la section droite). Si nous retenons le cas d'un fil à section droite circulaire de rayon r , nous avons (d'après [3-19]) :

$$L = 0,004 \pi R_1 \left[\ln \left(\frac{8 R_1}{r} \right) - 1,75 \right] \quad (3.27)$$

Cette formule est valable tant que $R_1 > 10r$ avec des valeurs de r réalistes (ne tendant pas vers zéro).

Si on souhaite prendre en compte l'influence de la fréquence sur la self, il faut prendre en considération les deux points suivants:

- l'effet de la capacité propre de la spire (voir §II.3.3). Toutefois, compte tenu des fréquences qui nous intéressent, cet effet demeure limité et nous n'en tenons pas compte (voir figure 3.13).

- l'effet de peau en tenant compte d'une circulation périphérique du courant dans la section droite de la spire.(cf. §II.3.2). Nous calculons alors la self d'une spire constituée d'un tube de courant.

Nous n'avons pas trouvé de références donnant la self d'une telle spire constituée d'un conducteur tubulaire. Cependant, il existe des formules qui nous donnent la self d'un conducteur tubulaire rectiligne ([3-19]). Notre démarche a néanmoins consisté à utiliser les formulaires pour les tubes linéaires et à assimiler notre spire circulaire à un polygone de même surface composé de conducteurs tubulaires linéaires. Le polygone retenu est un dodécagone (Figure 3.12).

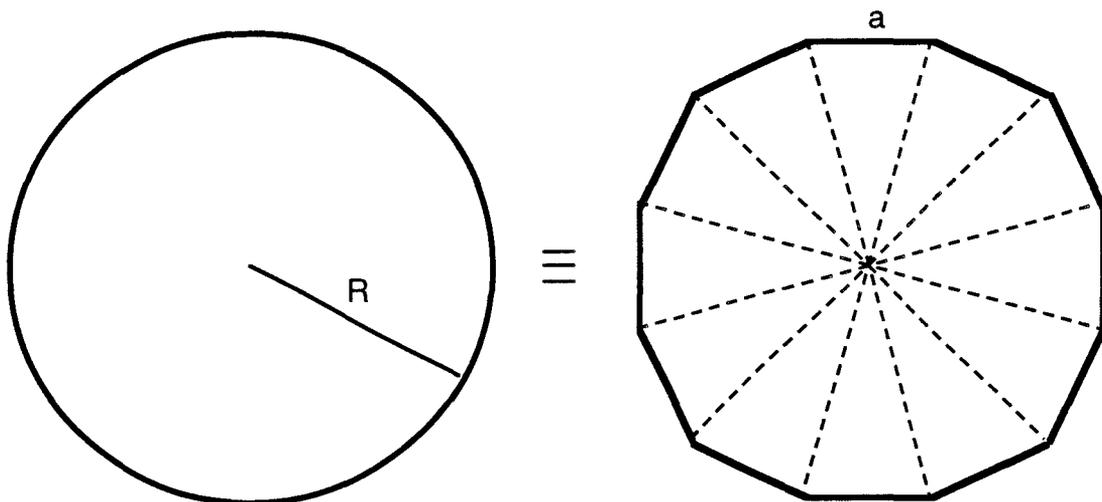


Figure 3.12 : Disque et polygone de même surface.

Les deux représentations étant de même surface, l'expression qui les relie est :

$$a = R \sqrt{\frac{\pi}{3 \tan \left(\frac{5 \pi}{12} \right)}} \quad (3.28)$$

La self de ce polygone est calculée en utilisant l'expression :

$$L = \sum_i L_i \pm \sum_{i,j} M_{ij} \quad (3.29)$$

Les L_i sont donnés par les formules de la self d'un conducteur tubulaire et les M_{ij} sont donnés par celles de la mutuelle entre des fils rectilignes confondus à l'axe des "tubes" et inclinés entre eux d'un certain angle (cf. Annexe 1).

Si on compare la self obtenue pour la spire de 17 centimètres de diamètre et celle obtenue pour un dodécagone de même surface en très basses fréquences (pas d'effet de peau), nous obtenons respectivement 638,3 nH et 641,4 nH, ce qui nous donne une erreur inférieure à 0,5%.

II.3.5.2 Comparaison théorie-expérience.

Les mesures de la self ont été effectuées à l'aide d'un pont d'impédance utilisable dans la bande 75 kHz-30 MHz. Les études expérimentales ont été effectuées sur des spires de 17 centimètres de diamètre, ce qui correspond à la surface d'un cadre magnétique carré de 15 cm par 15 cm.

Si nous traçons l'évolution de l'inductance d'une spire en fonction de la fréquence pour une plage de fréquence allant de 10kHz à 10MHz, nous obtenons la figure 3.13.

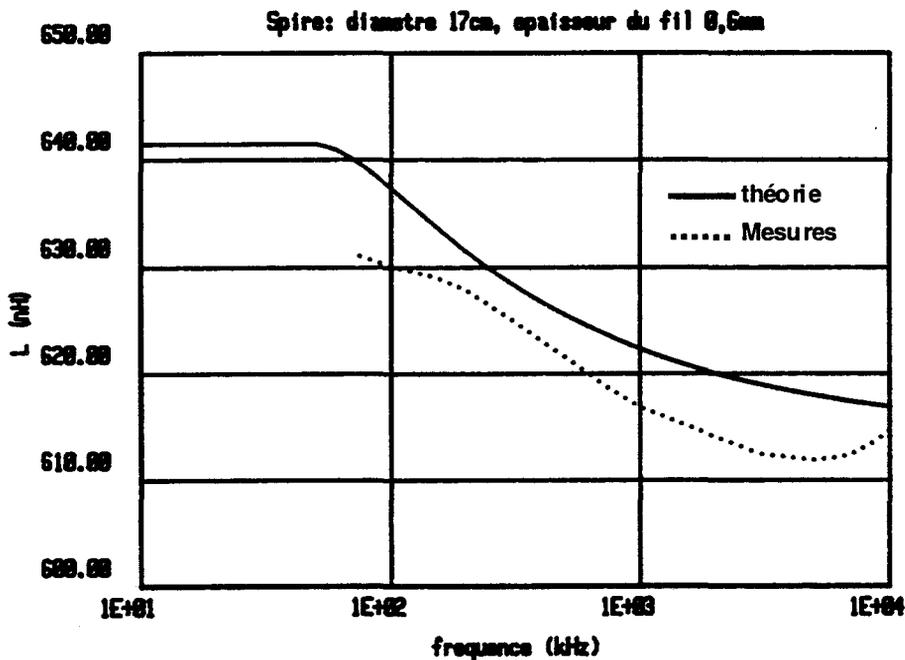


Figure 3.13 : Inductance d'une spire en fonction de la fréquence.

Les ordres de grandeur des courbes théoriques et expérimentales sont proches dans notre plage d'utilisation qui est comprise entre 150kHz et 10MHz. L'allure générale y est similaire, mis à part une légère remontée à partir de 7MHz

pour la courbe expérimentale. Cette remontée provient de l'effet combiné de la capacité propre de la spire et de la capacité ramenée par les fils de raccordement à l'appareil de mesure.

Notre étude se limitant à des fréquences de 10MHz, cet effet reste limité; c'est pourquoi nous ne tenons pas compte de cet effet dans notre modèle. Cependant, si nous voulons prolonger notre étude à des bobinages, la capacité parallèle augmente et son influence devient significative pour des fréquences plus basses.

En fait, nous pouvons dire que l'influence de la fréquence reste limitée pour nos fréquences d'utilisation, puisque l'écart maximal entre la théorie et la mesure reste inférieur à 2 % dans cette bande.

Par ailleurs, pour connaître la valeur de l'inductance d'une spire circulaire de rayon R composée d'un fil de section circulaire de rayon r lorsque la profondeur de pénétration est très faible ([3-11]), il est aussi possible d'utiliser l'expression (3.30).

$$L_{\delta \ll r} = \frac{4 \pi}{10} R \left[2.303 \log_{10} \left(\frac{8 R}{r} \right) - 2 \right] \quad (3.30)$$

Cette formule nous donne $L=612\text{nH}$ pour une spire de 17cm de diamètre constituée d'un fil de 0,6mm d'épaisseur. Cette valeur correspond bien à la valeur vers laquelle notre modèle théorique tend et à celle atteinte par la self mesurée vers 5 MHz avant que n'apparaissent les remontées dues à la fréquence d'accord propre (voir figure 3.13).

Si nous traçons l'évolution de la self inductance d'une spire en fonction de son diamètre pour différentes épaisseurs de fil et dans le cas des basses fréquences (on néglige l'effet de peau dans le fil), nous obtenons les figures 3.14, à 3.17.

Les courbes théoriques obtenues par les formules proposées dans l'ouvrage de Grover suivent correctement les courbes expérimentales : on constate que la self augmente lorsque l'épaisseur du fil diminue. La théorie basée sur des calculs du potentiel vecteur (dans notre cas, à partir de la fonction de Bessel $J_1(x)$) ne tient pas compte de l'épaisseur du fil, ce qui explique les écarts avec les mesures. Malgré tout, ces écarts restent inférieurs à 10% pour des épaisseurs de fil comprises entre 0,6mm et 2mm.

En définitive, cette étape comparative des selfs-inductances a permis de mettre en évidence le formalisme le mieux adapté pour le calcul de la self d'une spire : celui utilisant les formules de FW Grover. Celui-ci permet de tenir compte de l'effet de peau et de l'épaisseur du fil tout en autorisant des calculs rapides. Néanmoins, les autres formalismes donnent des résultats ayant un ordre de grandeur correct.

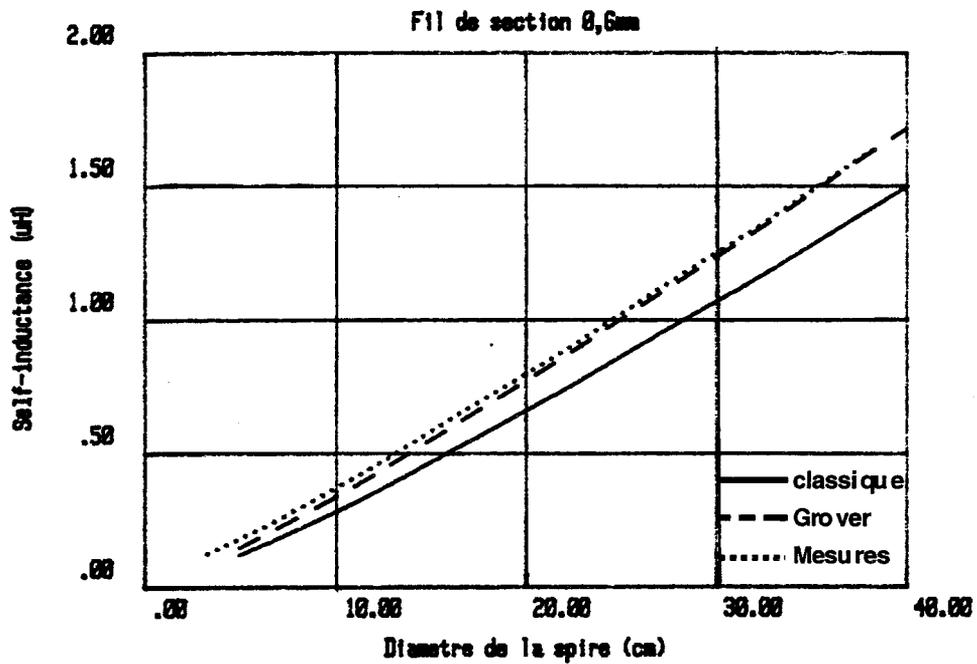


Figure 3.14 : Inductance d'une spire en fonction de son diamètre - fil de 0,6mm.

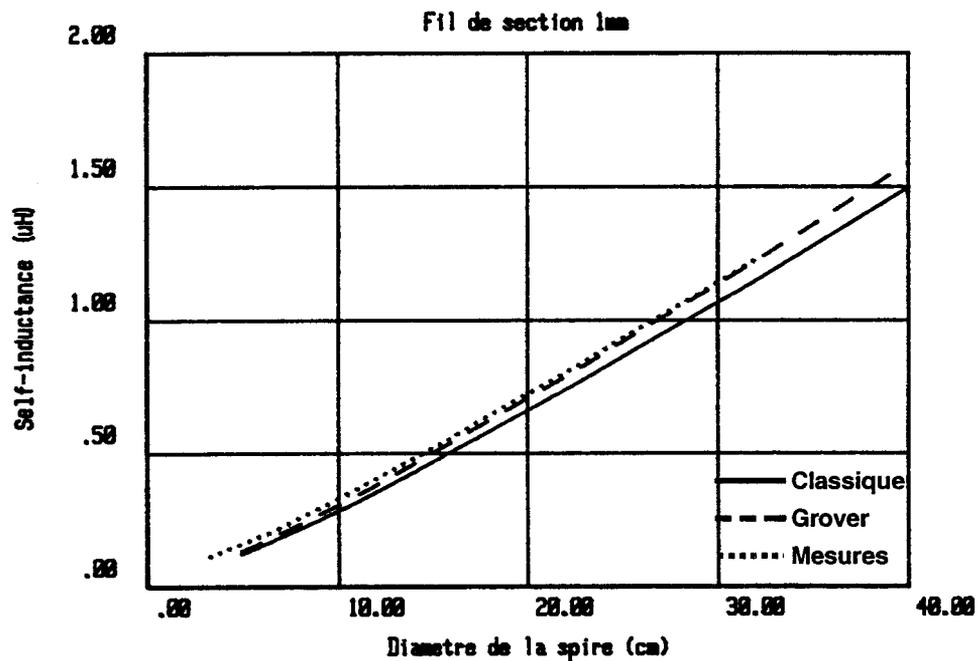


Figure 3.15 : Inductance d'une spire en fonction de son diamètre - fil de 1mm.

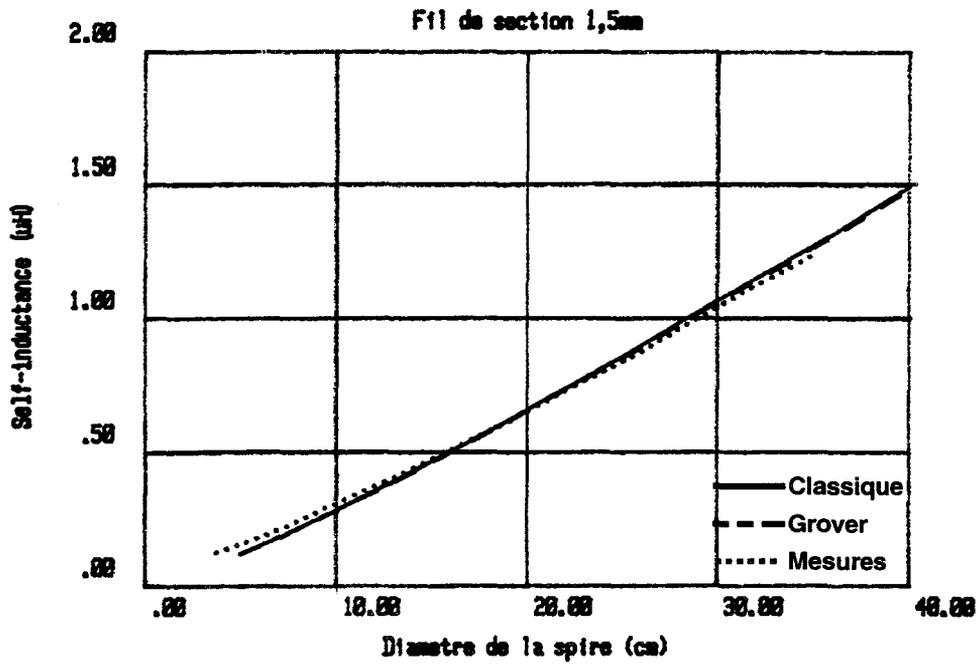


Figure 3.16 : Inductance d'une spire en fonction de son diamètre - fil de 1,5mm.

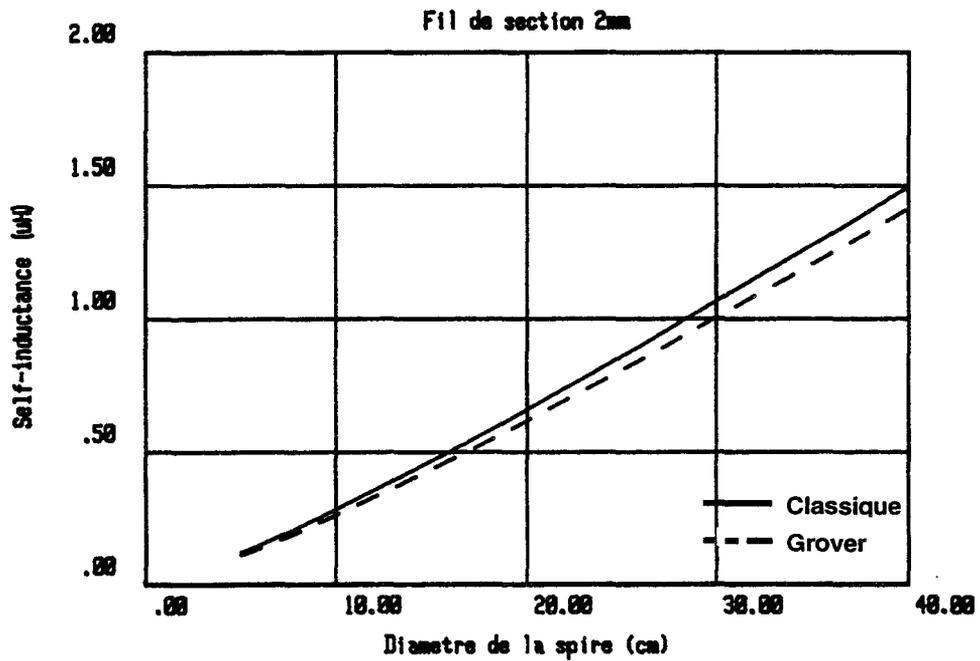
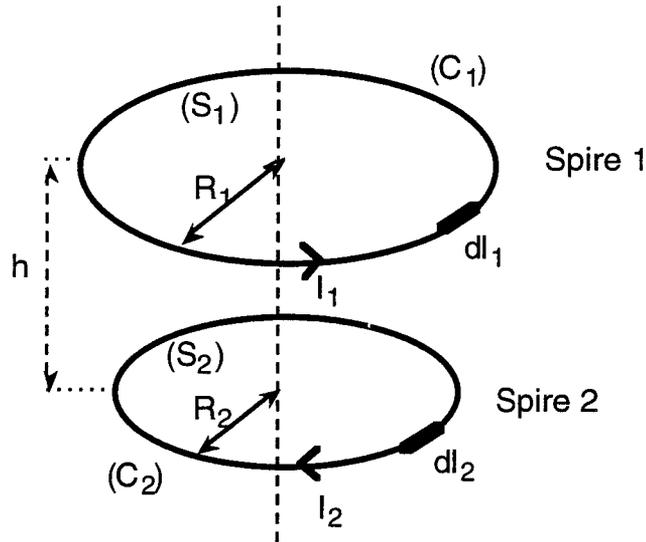


Figure 3.17 : Inductance d'une spire en fonction de son diamètre - fil de 2mm.

II.3.6. Mutuelle inductance entre deux boucles coaxiales.

Soient deux spires coaxiales circulaires de surface S_1 et S_2 :



Si la répartition du courant dans la section droite du conducteur est globalement symétrique par rapport à son axe, les spires sont considérées comme constituées d'un conducteur filiforme confondu à l'axe du fil réel. Ceci est encore valable dans le cas où il y a apparition de l'effet de peau et dans la mesure où il n'y a pas d'effets de proximité venant déformer cette répartition.

Une méthode de calcul de la mutuelle entre deux boucles dans le cas général a été présentée au premier chapitre. Cette méthode est basée sur le calcul du potentiel vecteur et s'appuie sur l'expression suivante :

$$M = \frac{1}{I_1} \int_{(C_2)} \vec{A}_1 \cdot d\vec{l}_2 \quad (3.31)$$

Dans le cas où les deux boucles sont coaxiales, la composante du potentiel vecteur créé par (C_1) est toujours tangente à dl_2 qui suit le contour de la spire. De plus, son module étant constant sur le contour (C_2) à cause de la symétrie axiale, nous pouvons simplifier l'expression précédente.

$$M = \frac{A_1}{I_1} \int_{(C_2)} dl_2 = \frac{2 \pi R_2}{I_1} A_1 \quad (3.32)$$

A partir de cette expression, nous obtenons différentes expressions de la mutuelle selon le formalisme utilisé pour le calcul de A_1 .

- Par le formalisme général :

$$M = \frac{2\mu}{k} \sqrt{R_1 R_2} \left[\left(1 - \frac{k^2}{2}\right) F - E \right] \quad (3.33)$$

avec

$$k = 2 \sqrt{\frac{R_1 R_2}{(R_1 + R_2)^2 + h^2}}$$

et F et E les intégrales elliptiques de première et seconde espèce.

- Par le formalisme basé sur les fonctions de Bessel :

$$M = \pi R_1 R_2 \mu \int_0^\infty (J_1(k R_1))(J_1(k R_2)) e^{-kh} dk \quad (3.34)$$

- Par le formalisme basé sur les fonctions de Bessel modifiées :

$$M = 2 R_1 R_2 \mu \int_0^\infty K_1(k R_1) I_1(k R_2) \cos(k h) dk \quad \text{si } R_2 < R_1 \quad (3.35)$$

$$M = 2 R_1 R_2 \mu \int_0^\infty I_1(k R_1) K_1(k R_2) \cos(k h) dk \quad \text{si } R_2 > R_1 \quad (3.36)$$

Le calcul de la mutuelle basé sur l'un ou l'autre des formalismes de Bessel nécessite un calcul d'intégrale par une méthode numérique. Vis à vis de la rapidité des calculs, cette méthode est défavorisée par rapport à une méthode basée sur le formalisme général (temps multipliés par 10). Nous utiliserons donc la méthode générale pour calculer la mutuelle entre deux spires.

II.3.7. Conclusion.

L'étude comparative entre la théorie et l'expérience permet de valider les différents formalismes utilisés pour notre étude. Les différentes approches théoriques permettent un calcul correct des paramètres qui nous intéressent: la self-inductance et la mutuelle-inductance pour des spires circulaires coaxiales.

Cependant, il faut faire un choix entre les différents formalismes possibles pour le calcul de ces paramètres. Dans le cas du calcul de la self, le calcul à partir des travaux de Grover permet de faire intervenir un maximum de paramètres avec des temps de calculs courts. En ce qui concerne le calcul de la mutuelle, la méthode générale permet d'obtenir les mêmes performances que les méthodes basées sur les fonctions de Bessel, mais avec des calculs plus rapides. L'intérêt du formalisme basé sur la fonction de Bessel est qu'il permettra éventuellement de faire intervenir un paramètre supplémentaire de façon rapide : la perméabilité magnétique du matériau [3-10].

III. INFLUENCE D'UN PLAN METALLIQUE SUR UN CADRE MONOSPIRE.

III.1. ETUDE THEORIQUE.

III.1.1. Présentation des calculs.

a/ La configuration du système.

L'étude est menée suivant la méthode décrite dans la partie II. Nous disposons d'une spire parcourue par un courant et située parallèlement à un plan métallique de dimensions infinies. Les lignes de courants de Foucault induits dans la surface métallique sont circulaires (voir figure 3.18).

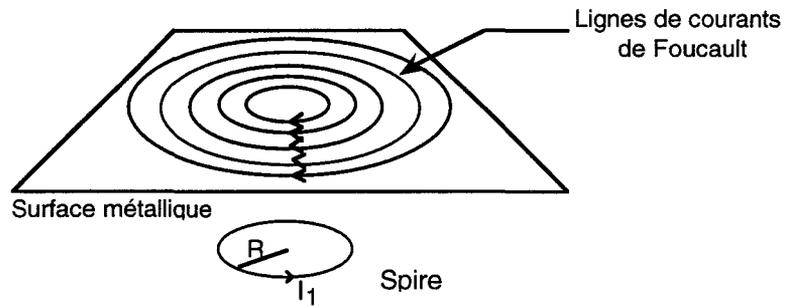


Figure 3.18 : Courant induit dans la surface métallique

Cette propriété permet de considérer la plaque comme une juxtaposition de spires en court-circuit, parcourues par ces courants induits.

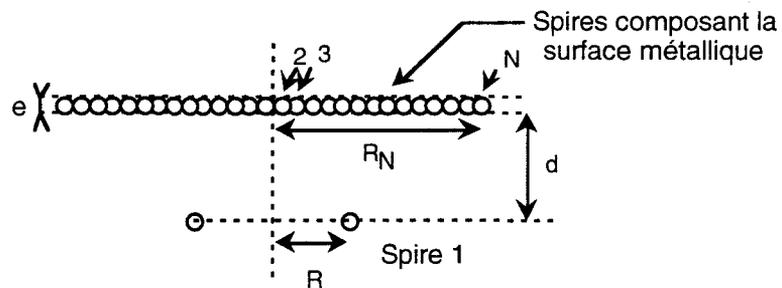


Figure 3.19 : Vue en coupe des spires constituant notre système d'étude.

Pour obtenir un ordre de grandeur correct de l'influence du plan métallique sur la spire, il suffit que le rayon de la plus grande spire la constituant (spire N) soit au moins égal au triple du rayon de la spire réelle (spire 1) ([3-10]) :

$$R_N \geq 3 R \tag{3.37}$$

L'épaisseur e des spires "fictives" dépend de l'effet de peau sur la surface métallique (cf.§II.3.3). Le nombre de spires "fictives" et leur espacement est un paramètre qui sera optimisé pour avoir une précision suffisante tout en limitant les temps de calcul.

b/ Les calculs.

Les équations qui servent à dresser le système matriciel $[V] = [Z].[I]$ sont les équations de base reliant les courants et les tensions avec les paramètres électriques des spires.

$$V_i = j M_{i1} \omega I_1 + j M_{i2} \omega I_2 + \dots + (r_i + j L_i \omega) I_i + \dots + j M_{iN} \omega I_N \quad (3.38)$$

Cette relation nécessite le calcul des résistances, des selfs et des mutuelles par les méthodes présentées précédemment.

Lorsque les coefficients de $[Z]$ sont connus, la résolution de ce système d'équations (voir Annexe 5) nous donne la valeur des courants I_i pour chacune des spires.

Enfin, l'inductance modifiée de la spire réelle, en présence du plan métallique, est donnée par :

$$L = L_1 + M_{12} \frac{I_2}{I_1} + M_{13} \frac{I_3}{I_1} + \dots + M_{1N} \frac{I_N}{I_1} \quad (3.39)$$

(voir démonstration en Annexe 5)

III.1.2. Validation du modèle théorique.

III.1.2.1 Etude théorique préliminaire.

L'utilisation de la méthode décrite ci-dessus nécessite une étude préliminaire complète afin d'optimiser la précision des résultats de simulation tout en limitant les temps de calculs. Il est nécessaire de vérifier la convergence des résultats en fonction de la décomposition de la surface métallique.

Le calcul des éléments de la matrice, notamment les paramètres L_i et M_{ij} se font à l'aide des formalismes choisis dans l'étude préliminaire des paragraphes II.3.5 et II.3.6.

Nous pouvons étudier l'influence du nombre d'éléments utilisés pour la décomposition de la surface métallique sur la valeur de la self. Nous traçons alors les courbes de la self d'une spire, calculées pour plusieurs exemples de décomposition de la surface, en fonction de sa distance d par rapport à une surface de cuivre ($\sigma_{cu}=5,8.10^7$ S/m). Nous obtenons la figure 3.20 pour une spire de 17cm de diamètre constituée d'un fil de 0,6mm d'épaisseur.

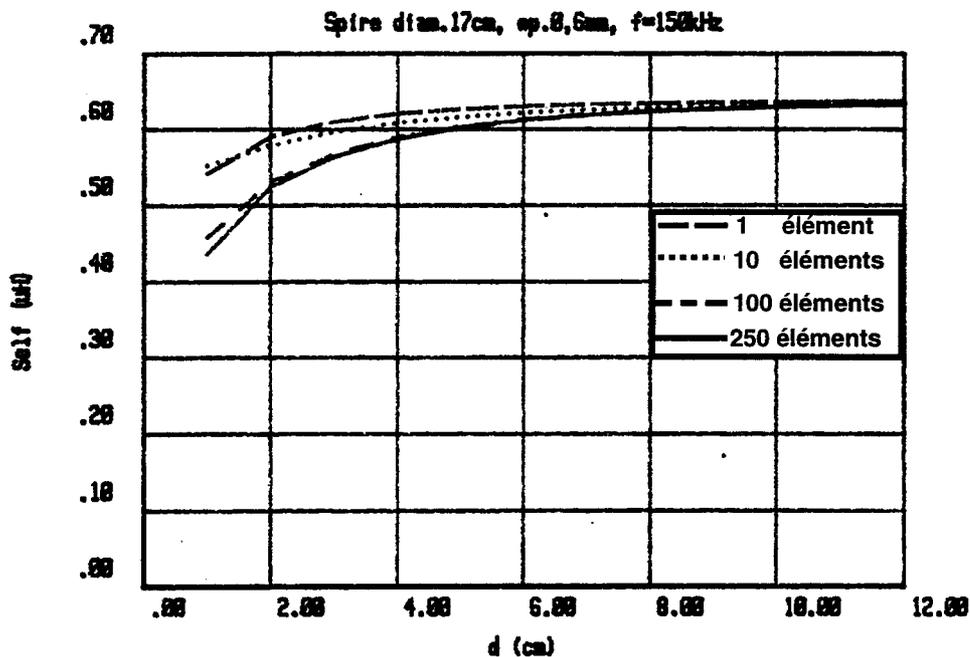


Figure 3.20 : Influence de la décomposition de la surface métallique sur le calcul de la self d'une spire.

Le cas simplifié où il n'y a qu'un élément est calculé à partir de l'expression suivante ([3-11]) :

$$L = L_1 - \frac{M_{12}^2 \omega}{L_2} \quad (3.40)$$

avec L_1 : inductance de la spire réelle.
 L_2 : inductance de la spire en court circuit représentant l'effet du plan métallique.
 M_{12} : mutuelle entre ces deux spires.

On constate une convergence suffisante des résultats à partir de 100 éléments de décomposition de la surface métallique. Cette limitation du nombre d'éléments permet d'obtenir un gain de temps appréciable dans les calculs. En effet, le passage d'une décomposition en 250 éléments à une décomposition en 100 éléments fait passer le temps de traitement dans une configuration donnée d'environ 3 minutes à 20 secondes (sur un ordinateur du type HP9000).

III.1.2.2 Comparaison théorie-expérience.

Nous plaçons une spire sous une plaque de cuivre de grande dimension par rapport à la spire. Nous mesurons l'inductance à 150 kHz et 10 MHz à l'aide d'un pont d'impédance, en fonction de la distance d entre le plan de la spire et la plaque. Les résultats de ces mesures et les simulations correspondantes réalisées par le formalisme classique, sont donnés aux figures 3.21 et 3.22 pour la première fréquence et aux figures 3.23 et 3.24 pour la deuxième.

Pour chaque fréquence, le premier graphe présente la valeur absolue de la self et le second présente la valeur de la self L référencée par rapport à la valeur de la self L_0 en absence de surface métallique. Cette seconde représentation permet de chiffrer directement en décibels la variation de la self-inductance.

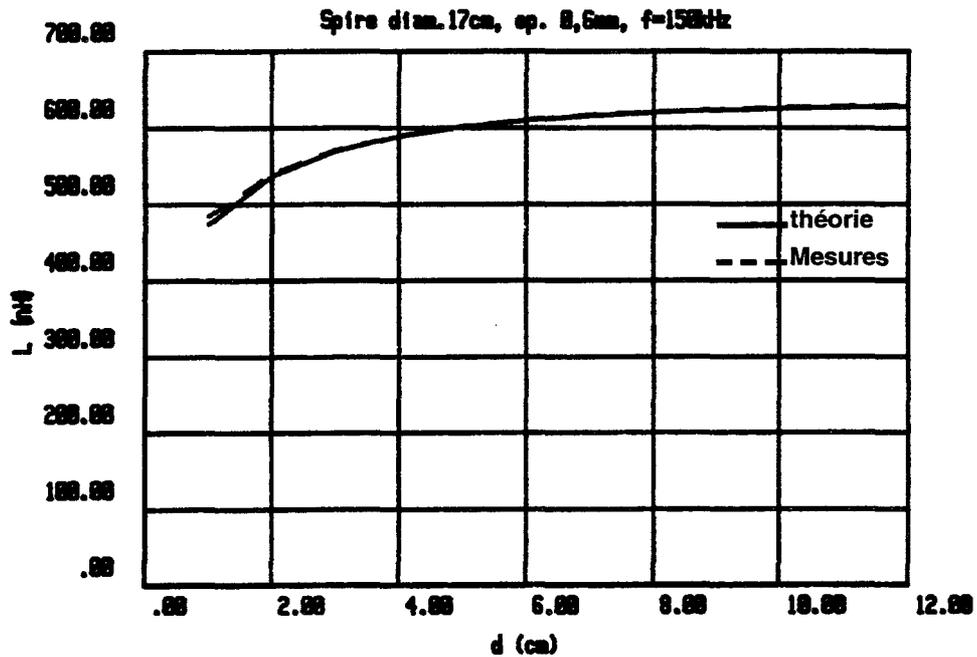


Figure 3.21 : Self d'une spire en présence d'une surface de cuivre - comparaison théorie expérience à 150kHz .

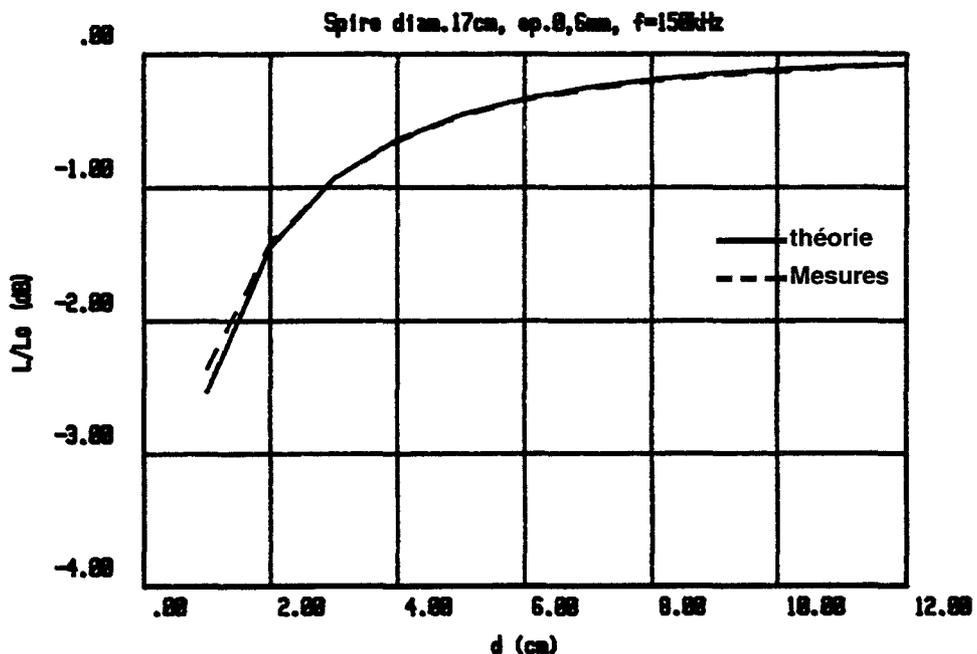


Figure 3.22 : Self relative d'une spire en présence d'une surface de cuivre - comparaison théorie expérience à 150 kHz .

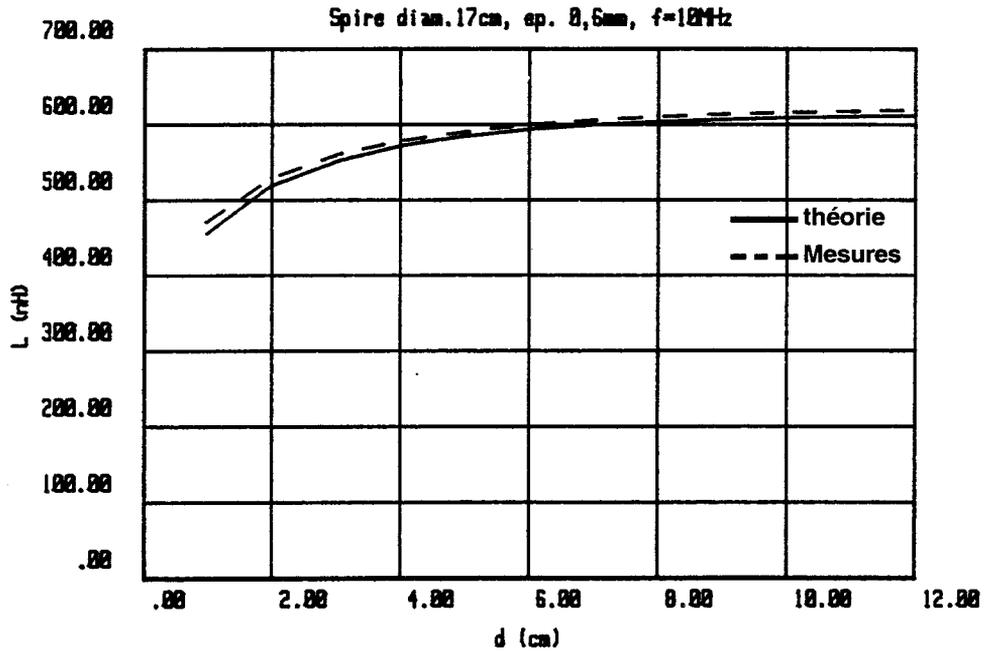


Figure 3.23 : Self d'une spire en présence d'une surface de cuivre - comparaison théorie expérience à 10MHz.

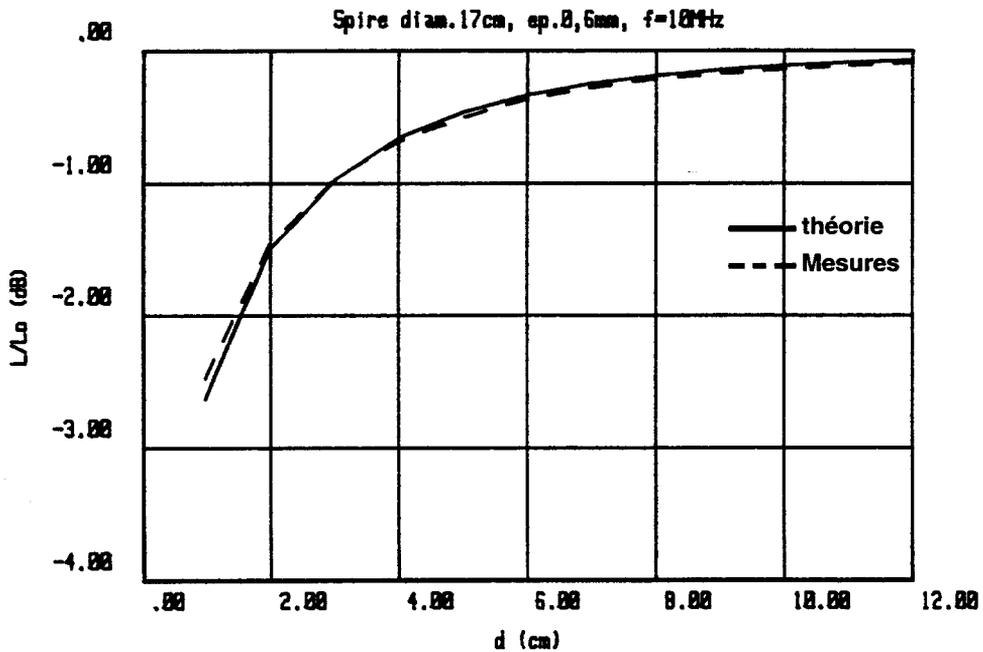


Figure 3.24 : Self relative d'une spire en présence d'une surface de cuivre - comparaison théorie expérience à 10MHz.

La très bonne concordance entre les résultats de mesures et les simulations, y compris à 10 MHz, valide notre modèle dans le cas où le dispositif d'étude dispose d'une symétrie axiale. De plus, les courbes présentées à 150 kHz et 10 MHz ont même allure. Par conséquent, pour l'application, la fréquence semble ne pas modifier fondamentalement le degré d'influence de la surface métallique sur la self de la spire.

Dans tous les cas, l'effet de la surface métallique reste limité. En effet, l'influence de la plaque commence à se faire sentir de façon significative lorsque la distance d est inférieure à 6 cm. De plus, même dans le cas où la plaque est très proche de la spire ($d=1\text{cm}$), la diminution de la mutuelle n'atteint pas 3 dB.

III.2. EXPLOITATION DES RESULTATS DU MODELE.

a/ Distribution de courants de Foucault dans la surface métallique.

Le calcul de la distribution de courant dans la surface métallique (figure 3.25) est donné par le calcul des courants I_n circulant dans les spires fictives de rayon R_n composant la surface en question. Le graphe donné pour trois valeurs de la distance entre la spire et la surface métallique, nous confirme la possibilité de limiter l'étude en décomposant la surface métallique sur une zone égale au triple de la taille de la spire réelle. En effet, le courant devient suffisamment faible au-delà de cette zone. Cette courbe permet de cerner les parties de la surface ayant une influence prépondérante sur le milieu extérieur, c'est à dire les parties où les courants de Foucault sont les plus forts (au droit de la spire émettrice réelle), dans le but d'une éventuelle optimisation de sa décomposition en spires élémentaires.

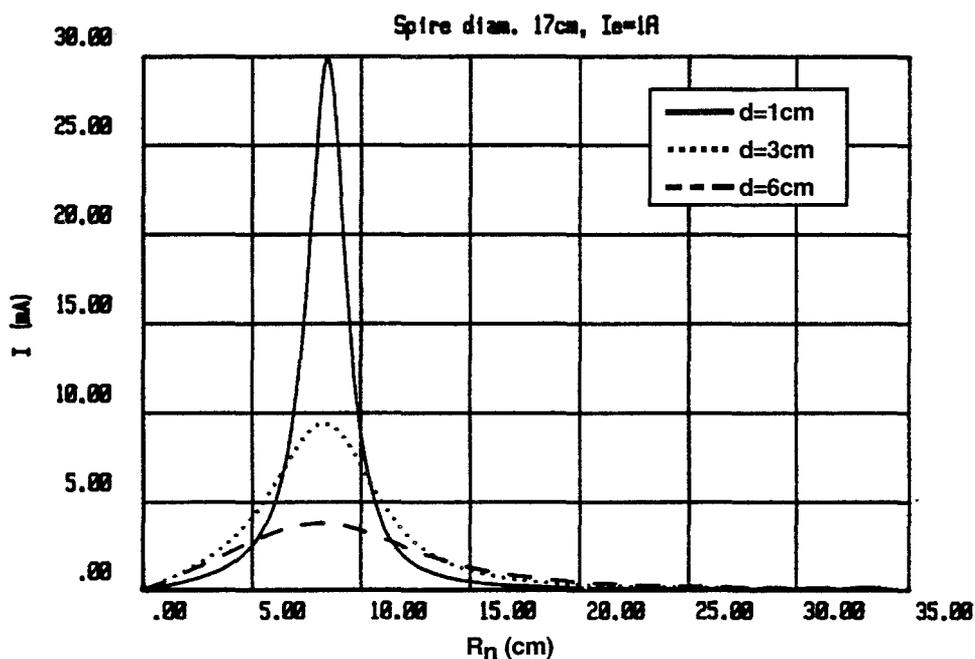


Figure 3.25 : Distribution de courant créé par une spire dans une surface de cuivre.

b/ Cas d'une plaque métallique de dimension finie.

Afin de simuler la présence d'une plaque métallique de dimension plus réduite située au voisinage d'une des antennes cadres (par exemple la plaque située à quelques centimètres sous le cadre de la balise), nous pouvons observer l'influence de la taille d'une plaque métallique circulaire de rayon R_p sur la self d'une spire.

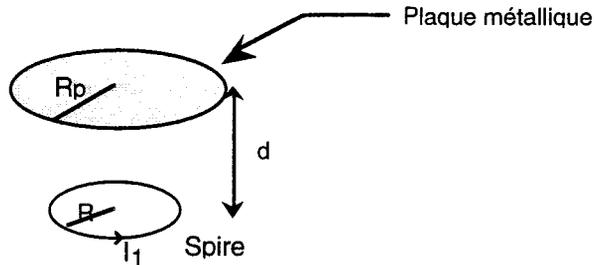


Figure 3.26 : Spire en présence d'une plaque métallique de dimension finie.

Le calcul se fait en procédant de la même façon que pour le cas de la surface de dimension infinie, c'est à dire en effectuant une décomposition de la plaque en spires circulaires concentriques. Nous obtenons la figure suivante :

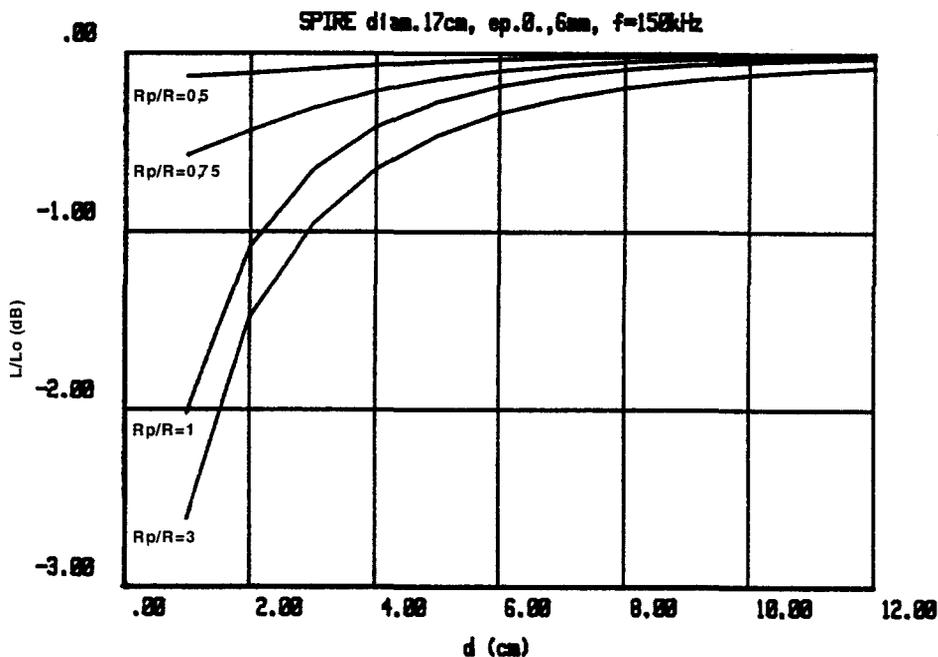


Figure 3.27 : Influence de la taille d'une plaque de cuivre sur la self d'une spire.

Ces résultats sont confirmés par la répartition des courbes expérimentales de la figure 3.28, obtenues par des mesures de la self d'une spire en présence de plaques de tailles différentes. Ils montrent que, au delà d'une certaine dimension de la plaque par rapport celle de la spire, les courbes se confondent et sont les mêmes que dans le cas d'une plaque infinie.

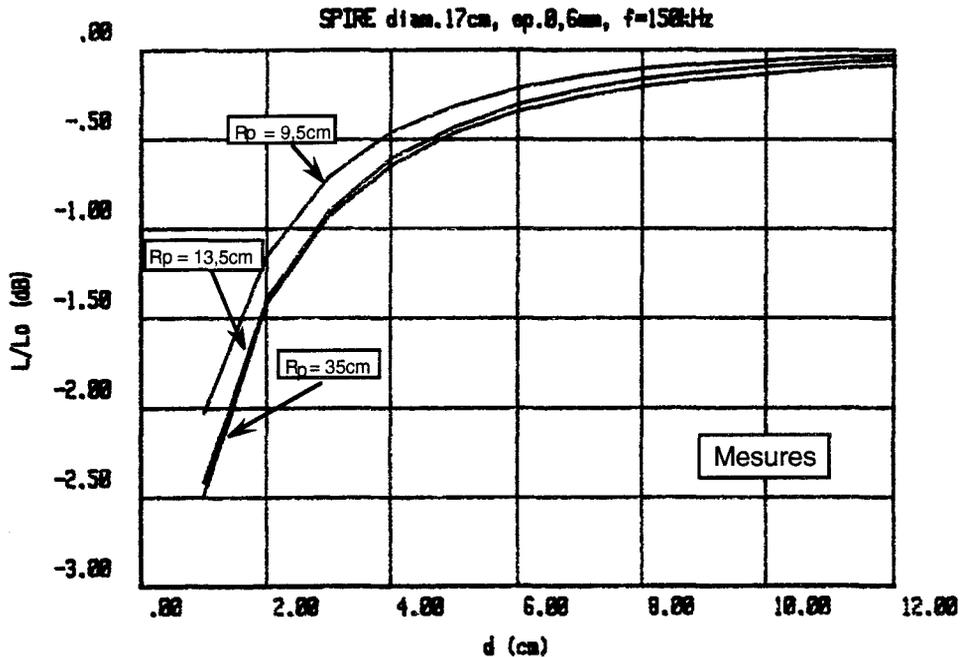


Figure 3.28 : Mesure de l'influence de la taille d'une plaque de cuivre sur la self d'une spire.

c/ Cas d'une plaque métallique munie de bords.

Pour protéger le cadre de l'interrogateur embarqué, il est de tradition de les placer dans des boîtiers métalliques possédant des bords et ouverts sur le dessous (voir figure 3.1). Le système étudié est présenté à la figure 3.29.

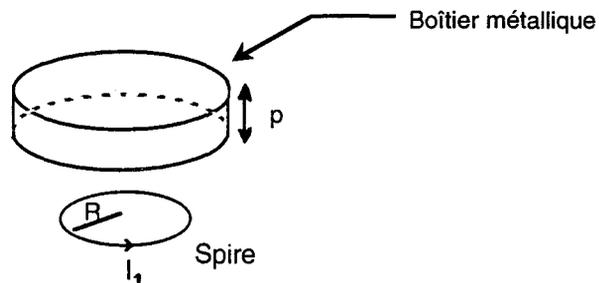


Figure 3.29 : Spire en présence du boîtier métallique.

Nous décomposons le boîtier en une juxtaposition de spires en court-circuit constituant la plaque de fond et les bords.

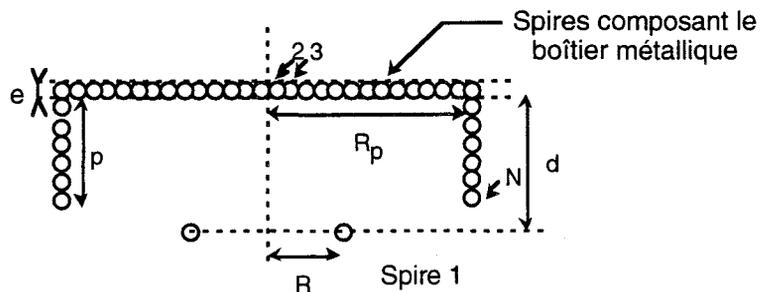


Figure 3.30 : Vue en coupe des spires constituant notre système d'étude.

Les résultats théoriques et expérimentaux obtenus pour un boîtier de 27 cm de diamètre et de 12 cm de profondeurs sont donnés à la figure 3.31 en fonction de la distance d entre la spire et la plaque de fond du boîtier.

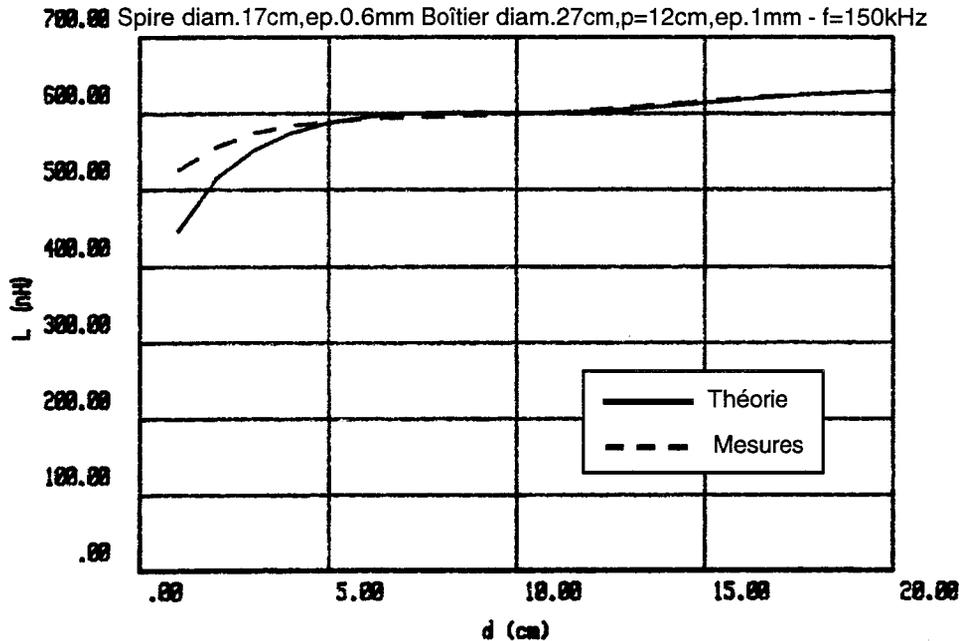


Figure 3.31 : Self d'une spire en présence d'un boîtier métallique.

Nous constatons que la théorie reproduit correctement les résultats des mesures lorsque d est supérieure à 4 centimètres. Lorsque d est plus faible, la théorie prévoit une diminution plus importante de la self. Toutefois, cette chute du niveau de la self reste très limitée (< 3 dB). Comme l'antenne de l'interrogateur est installée au niveau des bords du support métallique (c'est à dire $d=p=12$ cm dans notre cas) ([3-20]), nous pouvons dire que notre modèle est valable pour décrire le système interrogateur-support dans une configuration normale d'utilisation.

III.3. CONCLUSION.

La comparaison théorie-expérience a permis de valider notre modèle simplifié dans le cas d'une structure à symétrie cylindrique et dans le cas de l'approximation quasi-statique. Les temps de calculs obtenus dans le cas du formalisme basé sur des formules classiques restent très raisonnables (quelques dizaines de secondes pour une configuration donnée sur HP9000) et la précision est correcte. De plus, la prise en compte de l'effet de peau permet de tenir compte de l'effet de la fréquence sur la circulation du courant dans les circuits. Les résultats montrent que la self d'une spire est relativement peu sensible à la présence d'éléments métalliques. Même lorsqu'une surface métallique est située à 1 centimètre de la spire, la chute de la self ne dépasse pas 3 dB. Dans le cas de la plaque métallique ou du boîtier placé à une distance $d \approx 12$ cm de la spire (disposition normale souhaitée par le constructeur ([3-20]), la modification de la self peut être considérée comme négligeable.

IV. INFLUENCE D'UN PLAN METALLIQUE SUR DEUX CADRES MONOSPIRES COUPLES.

IV.1. ETUDE THEORIQUE.

IV.1.1. Présentation des calculs.

a/ La configuration du système.

L'étude menée est similaire à la précédente. Nous disposons de deux spires coaxiales situées parallèlement à un plan métallique de dimensions infinies. L'une d'elle (spire 1) est alimentée par un courant I . Les lignes de courants de Foucault induits dans la surface métallique sont aussi circulaires.

Cette propriété nous permet à nouveau de considérer la plaque comme une juxtaposition de spires en court-circuit, parcourues par ces courants induits.

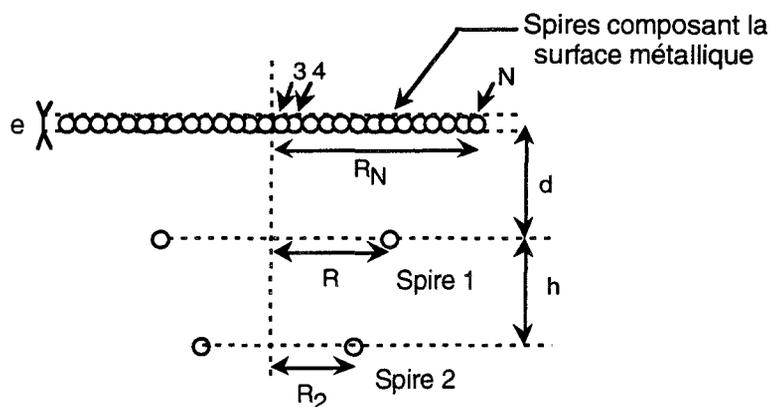


Figure 3.32 : Vue en coupe des spires constituant notre système d'étude.

Pour obtenir un ordre de grandeur correct de l'influence du plan métallique sur le couplage entre les spires, il suffit de vérifier simultanément les deux relations suivantes :

$$R_N \geq 3 R \quad (3.41)$$

$$R_N \geq 3 R_2 \quad (3.42)$$

L'épaisseur e des spires "fictives" dépend de l'effet de peau sur la surface métallique (cf. §II.3.3.b). Le nombre de spires "fictives" et leur espacement est un paramètre qu'il convient d'optimiser pour avoir une précision suffisante tout en limitant les temps de calcul.

b/ Les calculs.

Les équations qui servent à dresser le système matriciel $[V] = [Z] [I]$ sont les équations de base reliant les courants et les tensions avec les paramètres électriques des spires.

$$V_i = j M_{i1} \omega I_1 + j M_{i2} \omega I_2 + \dots + (R_i + j L_i \omega) I_i + \dots + j M_{iN} \omega I_N \quad (3.43)$$

Cette relation nécessite le calcul des résistances, des selfs et des mutuelles par les méthodes présentées dans la partie II.

Ces paramètres étant déterminés, la résolution de ce système d'équation (voir Annexe 6) nous donne la valeur des courants I_i pour chacune des spires.

Finalement, la valeur de la mutuelle-inductance entre les spires en présence du plan métallique est donnée par :

$$M = M_{12} + M_{23} \frac{I_3}{I_1} + M_{24} \frac{I_4}{I_1} + \dots + M_{2N} \frac{I_N}{I_1} \quad (3.44)$$

(voir démonstration en Annexe 6)

IV.1.2. Validation du modèle théorique.

IV.1.2.1 Etude théorique préliminaire.

Pour les mêmes raisons que dans la partie précédente, la méthode décrite ci-dessus nécessite une étude préliminaire complète afin d'optimiser la précision des résultats de simulation tout en limitant les temps de calculs. Il est nécessaire de vérifier la convergence des résultats en fonction de la décomposition de la surface métallique.

Nous étudions donc l'influence du nombre d'éléments utilisés pour la décomposition de la surface métallique sur la valeur de la mutuelle. Nous traçons les courbes de la self d'une spire, calculée pour plusieurs cas de décomposition de la surface, en fonction de la distance d de la spire 1 par rapport à une surface de cuivre ($\sigma_{cu}=5,8.10^7$ S/m). Nous obtenons les courbes de la figure 3.33 pour deux spires de 17 centimètres de diamètre.

On constate encore une convergence suffisante des résultats à partir de 100 éléments de décomposition pour la surface métallique. Cette limitation du nombre d'éléments permet d'obtenir un gain de temps appréciable dans les calculs.

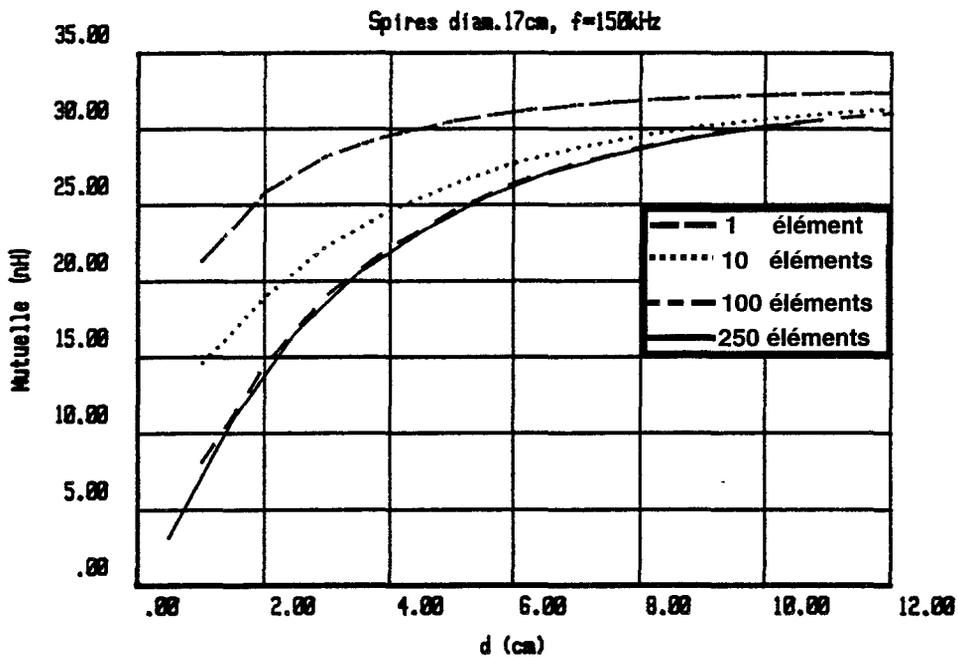


Figure 3.33 : Influence de la décomposition de la surface métallique sur le calcul de la mutuelle entre deux spires.

IV.1.2.2 Comparaison théorie expérience.

Pour déterminer expérimentalement la mutuelle entre deux circuits, nous utilisons la méthode de mesure de la f.e.m. induite.

Nous plaçons deux spires sous une plaque de cuivre de grande dimension par rapport aux spires. Nous relevons le courant d'émission et la tension induite dans l'autre spire à l'aide d'un oscilloscope aux fréquences de 150 kHz et 10 MHz, en fonction de la distance d entre le plan de la spire émettrice et la plaque. La distance h entre les deux spires est constante et vaut 10 cm.

Les résultats de ces mesures et les simulations correspondantes réalisées par le formalisme classique, sont donnés aux figures 3.34 et 3.35 pour la première fréquence et aux figures 3.36 et 3.37 pour la deuxième. Pour chaque fréquence, le premier graphe présente la valeur absolue de la mutuelle et le second présente la valeur de la mutuelle M rapportée à la valeur de la mutuelle M_0 en absence de surface métallique.

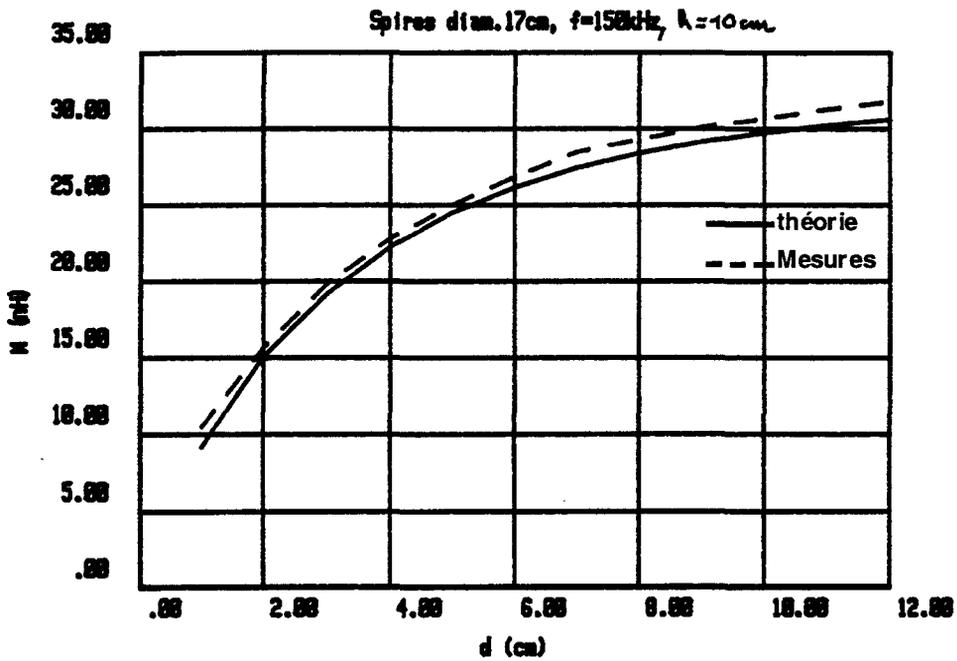


Figure 3.34 : Mutuelle entre deux spires en présence d'une surface de cuivre - comparaison théorie expérience à 150kHz .

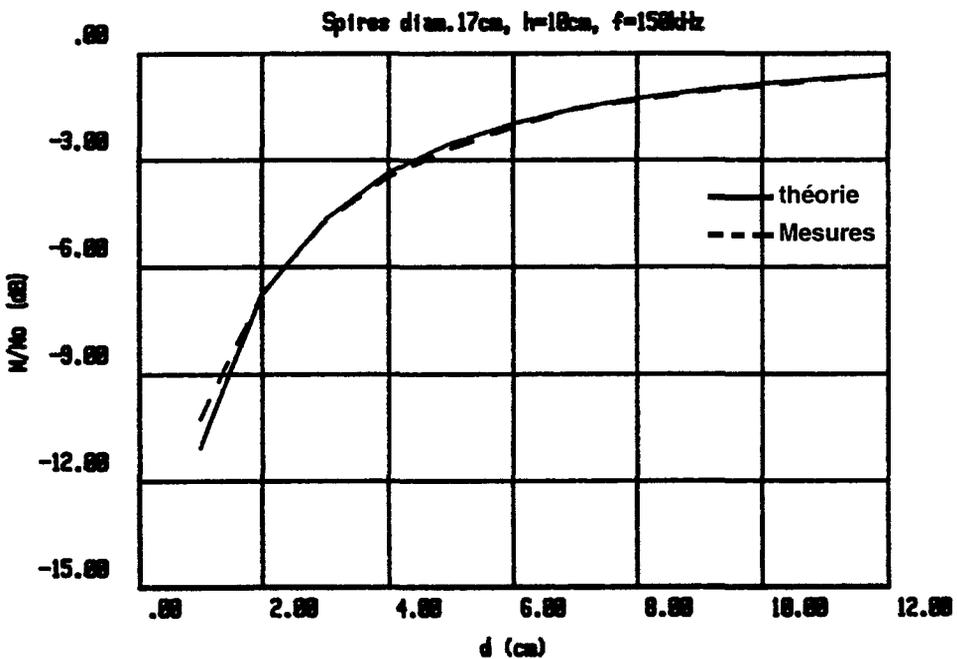


Figure 3.35 : Mutuelle relative entre deux spires en présence d'une surface de cuivre - comparaison théorie expérience à 150kHz .

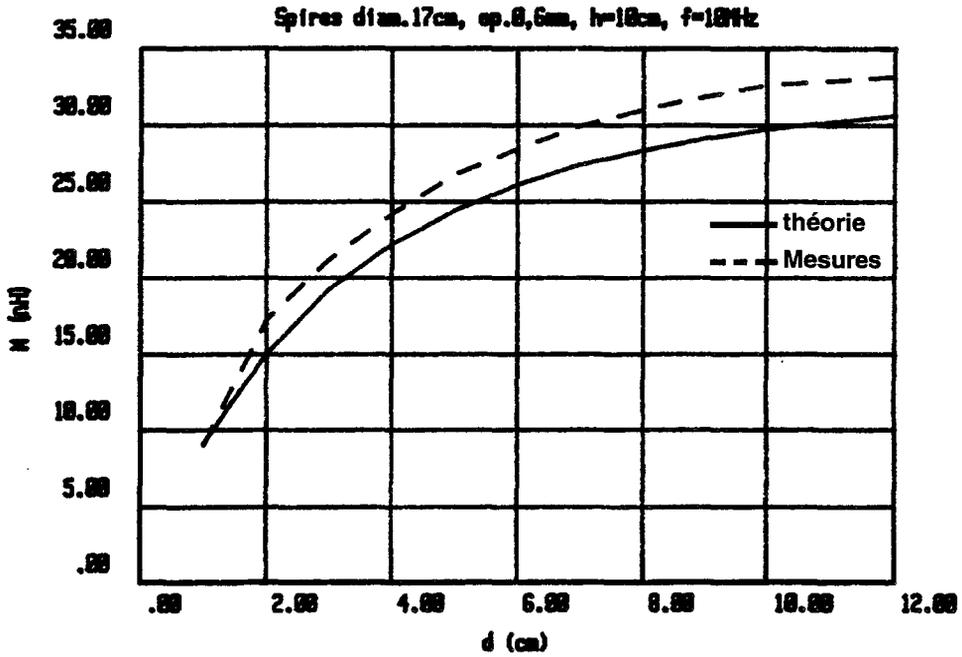


Figure 3.36 : Mutuelle entre deux spires en présence d'une surface de cuivre - comparaison théorie expérience à 10MHz.

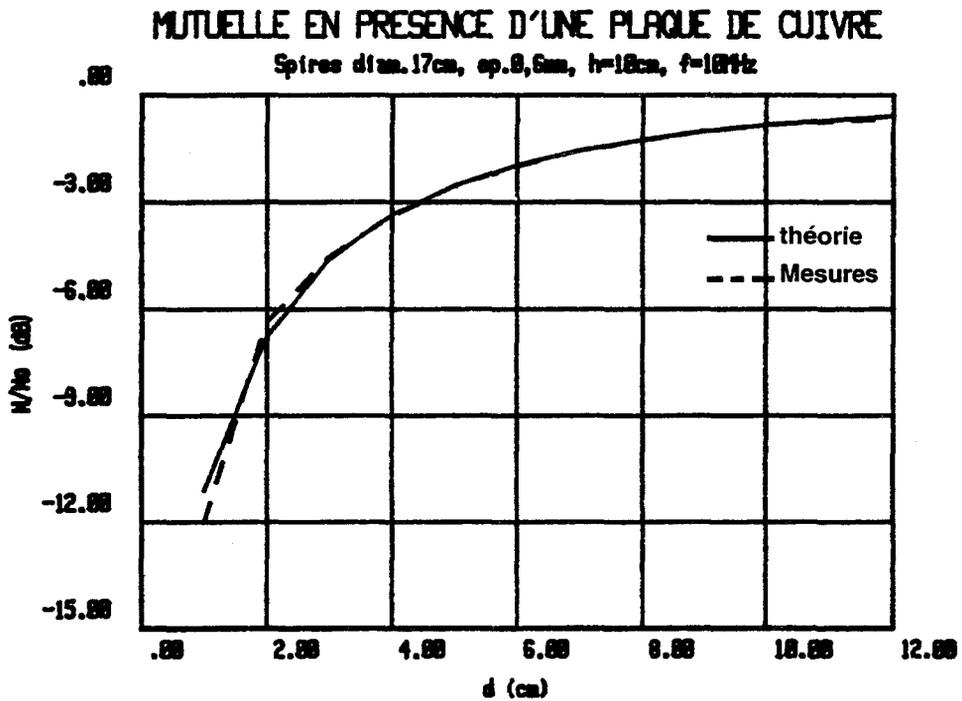


Figure 3.37 : Mutuelle relative entre deux spires en présence d'une surface de cuivre - comparaison théorie expérience à 10MHz.

Ces graphes nous montrent une bonne concordance entre la théorie et l'expérience à 150 kHz. Cependant, il existe un décalage plus important entre les deux courbes pour la valeur absolue de la mutuelle à 10 MHz (figure 3.36). Cet écart est dû à l'influence des capacités parasites qui viennent perturber la mesure en créant une fréquence de résonance parasite. Ces phénomènes n'apparaissent pas dans la représentation des mesures de la mutuelle en valeur relative; nous obtenons dans ce cas des résultats comparables à la simulation (voir figure 3.37).

Pour étudier l'influence de la fréquence sur les résultats de simulations, nous pouvons tracer la figure 3.38.

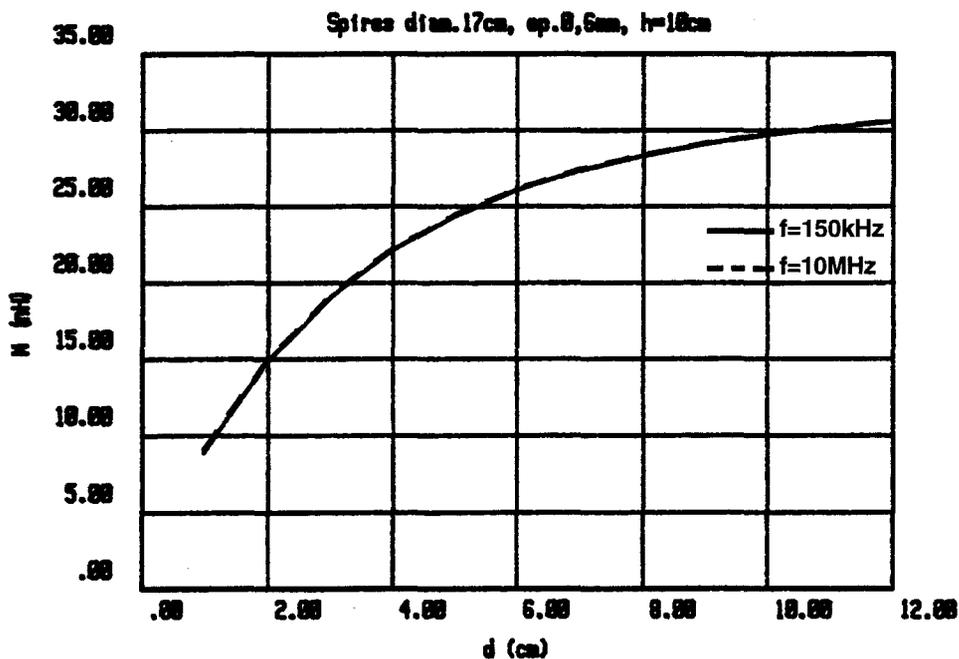


Figure 3.38 : Influence de la fréquence sur la mutuelle entre deux spires en présence d'une surface de cuivre.

On constate que la diminution de la mutuelle créée par la surface métallique dépend peu de la fréquence. Les écarts observés dans les mesures précédentes (entre les figures 3.34 et 3.36) sont dus aux effets des capacités parasites qui ne sont pas incorporées dans notre modèle.

Par ailleurs, on constate que l'effet de la surface métallique apporte une modification plus importante de la mutuelle que de la self. En effet, la chute de la mutuelle atteint 10 dB lorsque la distance d vaut 1 cm, alors qu'elle était inférieure à 3dB pour la self inductance.

IV.2. EXPLOITATION DES RESULTATS DU MODELE.

a/ Cas d'une plaque métallique de dimension finie.

Afin de simuler la présence d'un plaque métallique de dimension plus réduite située au voisinage des antennes cadres, nous pouvons observer l'influence de la taille d'une plaque circulaire de rayon R_p sur la mutuelle entre deux spires.

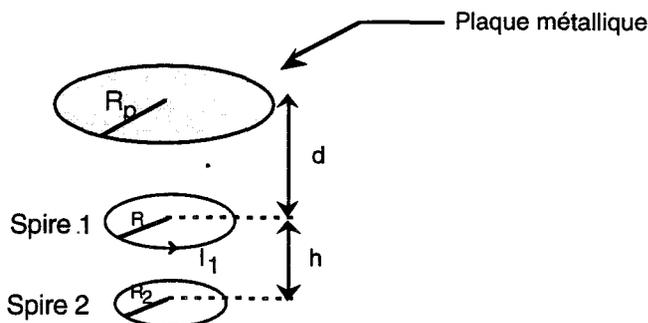


Figure 3.39 : Spires en présence d'une plaque métallique de dimension finie.

Le calcul se fait en procédant de la même façon que pour le cas de la surface de dimension infinie, c'est à dire en effectuant une décomposition de la plaque en spires circulaires concentriques. On peut remarquer que la convergence des courbes avec l'augmentation de la taille de la plaque est moins rapide que pour le cas de la self inductance (voir Figure 3.27).

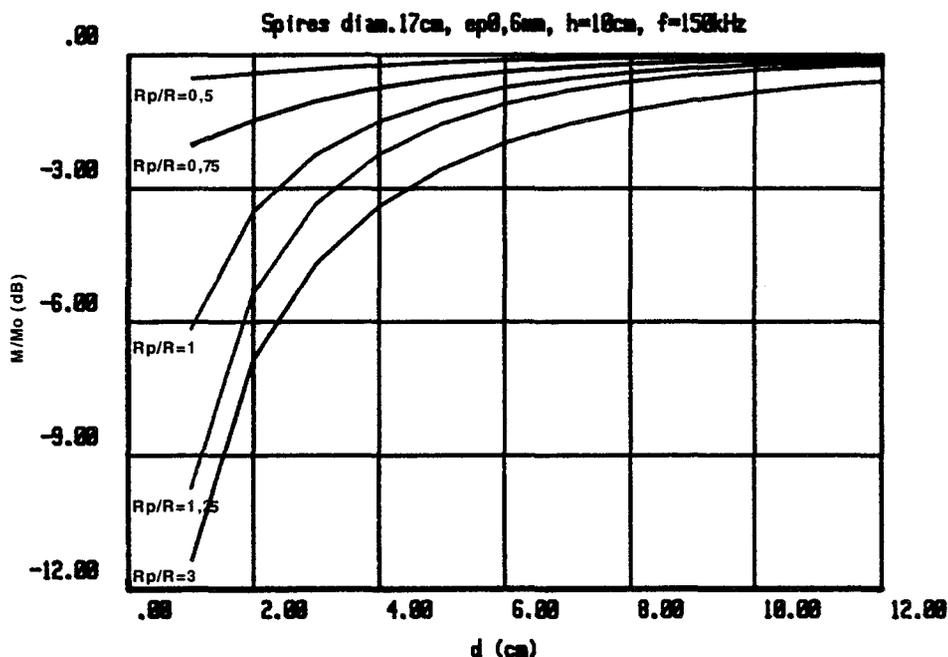


Figure 3.40 : Influence de la taille d'une plaque de cuivre sur la mutuelle entre deux spires.

Ces résultats sont confirmés par la répartition des courbes expérimentales de la figure 3.41, obtenues par des mesures de la mutuelle en présence de plaques de tailles différentes.

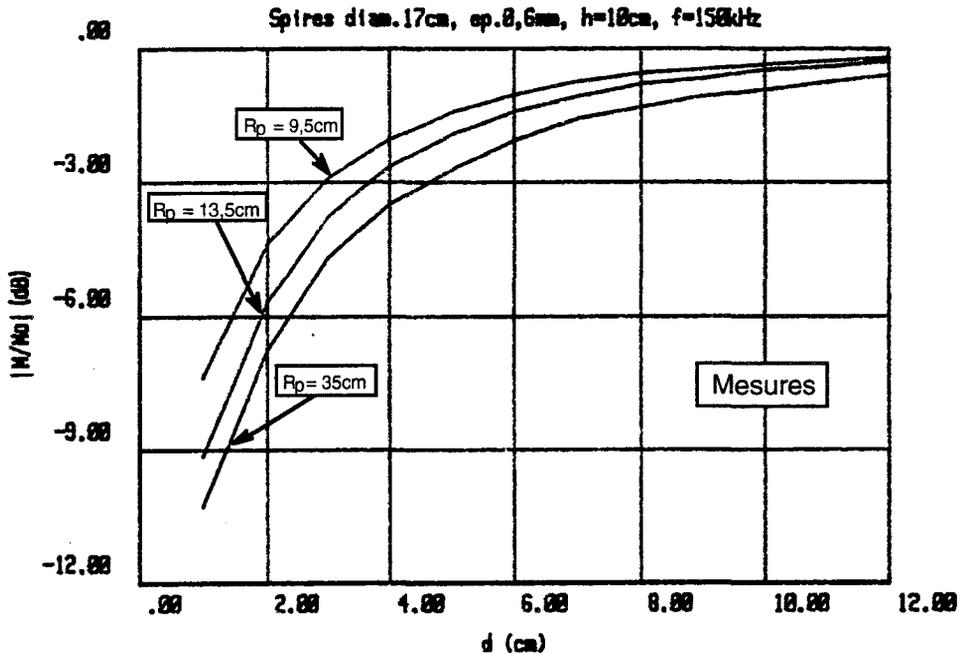


Figure 3.45 : Mesure de l'influence de la taille d'une plaque de cuivre sur la mutuelle entre deux spires.

b/ Cas d'une plaque métallique munie de bords.

Il est possible de prendre en compte le boîtier de protection de l'interrogateur tout en conservant les propriétés de la symétrie axiale. Le système étudié est présenté à la figure 3.42.

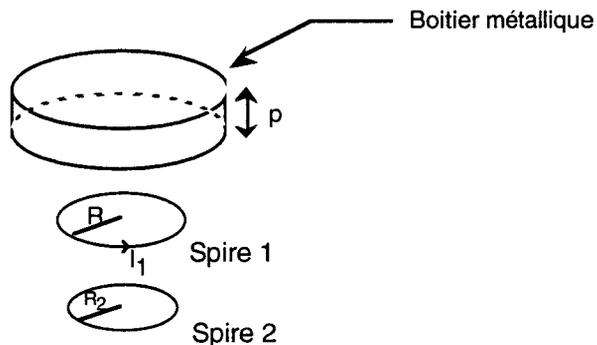


Figure 3.42 : Spires en présence du boîtier métallique.

Nous décomposons le boîtier en une juxtaposition de spires en court-circuit constituant la plaque de fond et les bords.

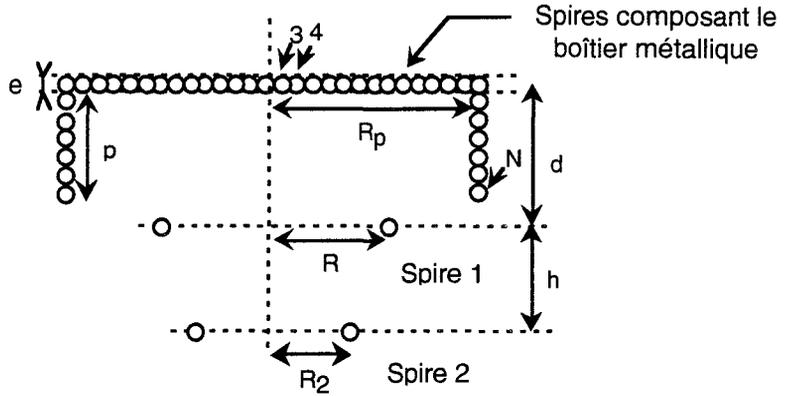


Figure 3.43: Vue en coupe des spires constituant notre système d'étude.

Les résultats théoriques et expérimentaux obtenus pour un boîtier de 27 cm de diamètre et de 12 cm de profondeurs sont donnés à la figure 3.44 en fonction de la distance d entre la spire et la plaque de fond du boîtier.

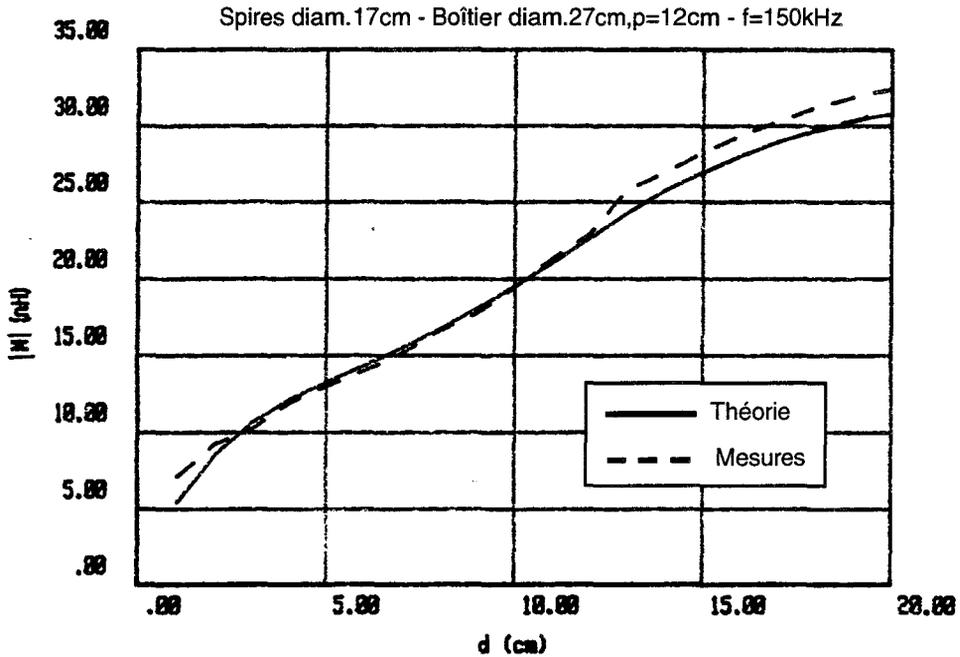


Figure 3.44 : Mutuelle entre deux spires en présence d'un boîtier métallique.

Nous constatons que la théorie reproduit bien l'allure obtenue pour les résultats des mesures. L'écart maximum entre les deux courbes est inférieur à 10 % ce qui valide le modèle dans ce cas.

Ces résultats nous indiquent que nous perdons 30% de la mutuelle lorsque les deux spires sont mises en présence de ce boîtier placé à un distance d de 12 centimètres de la spire 1, alors que cette perte était négligeable dans le cas de la plaque placée à la même distance. Contrairement au cas de la self, la prise en compte des bords est très importante pour évaluer correctement les modifications de la mutuelle.

IV.3. CONCLUSION.

La comparaison théorie-expérience a permis de valider notre modèle simplifié dans le cas d'une structure à symétrie cylindrique et dans le cas de l'approximation quasi-statique.

Les temps de calculs obtenus dans le cas du formalisme basé sur des formules classiques restent très raisonnables et la précision est correcte.

Les résultats montrent que la mutuelle entre deux spires est assez sensible à l'influence d'une surface métallique. Les pertes par rapport à une étude à vide peuvent atteindre 10 dB avec la présence d'une surface métallique à 1 centimètre de l'un des cadres. La présence de bords vient amplifier encore ce phénomène et l'on peut s'attendre à devoir considérer une réduction de 15 dB dans la même configuration.

V. EXTRAPOLATION DES RÉSULTATS EN ABSENCE DE SYMETRIE CYLINDRIQUE.

V.1. L'INTERROGATEUR ET LA BALISE SONT DESAXES.

L'étude de ce cas présente un double intérêt. Il permet d'une part de prévoir le bilan de transmission entre l'interrogateur et la balise en fonction du déplacement du véhicule. Il permet d'autre part de prévoir le couplage d'une balise avec un dispositif placé sur la voie adjacente (diaphonie).

a/ Etude du déplacement du véhicule.

Nous étudions la mutuelle entre les spires au cours du déplacement de l'ensemble plaque-spire 1 (figure 3.45) ou de celui de l'ensemble boîtier-spire 1 (figure 3.46).

En effet, si nous nous replaçons dans les conditions de la mesure de la mutuelle, la spire 1 est alimentée par un courant I_1 et la spire 2 est en circuit ouvert. Par conséquent, $I_2=0$ et les courants induits dans la structure métallique proviennent uniquement de la spire 1. Dans les conditions particulières où nous pouvons négliger les courants induits dans la structure par la spire 2, nous pouvons utiliser notre modèle en considérant que seul l'ensemble spire 1-structure métallique doit comporter une symétrie axiale.

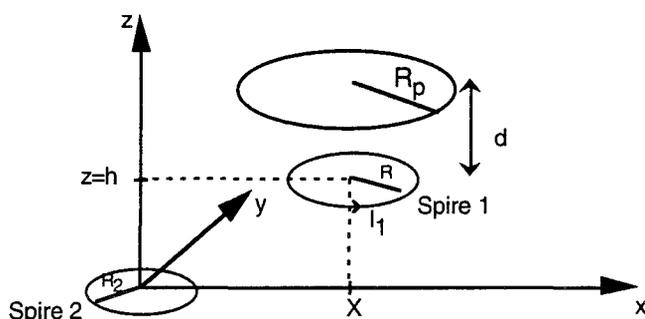


Figure 3.45 : Déplacement de l'ensemble spire 1-plaque métallique.

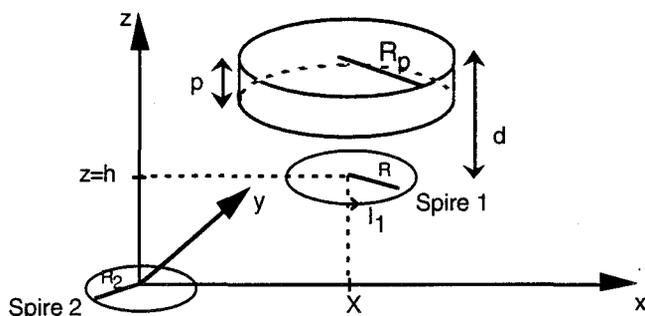


Figure 3.46 : Déplacement de l'ensemble spire 1-boîtier métallique.

Les résultats des simulations sont donnés à la figure 3.47 pour les deux exemples de structures métalliques et pour le cas de deux spires seules. Les mutuelles sont représentées pour un déplacement de l'interrogateur allant jusqu'à

30 centimètres pour une fréquence de 150 kHz, en sachant que, d'après les résultats des études précédentes, ces résultats seront comparables à ceux envisagés pour 10 MHz .

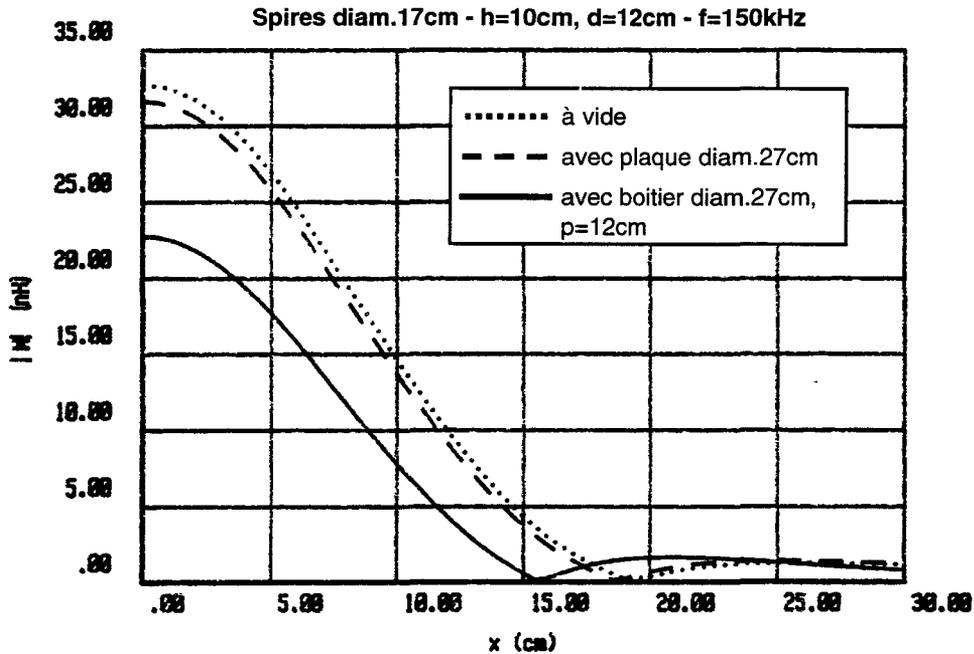


Figure 3.47 : Mutuelle interrogateur-balise lors du déplacement du véhicule.

Nous remarquons que la présence d'une plaque métallique près de l'une des spires modifie assez peu la mutuelle par rapport au cas de deux spires isolées. Par contre, dans le cas du boîtier métallique, nous observons une perte d'environ 30% de la mutuelle et un décalage du point de changement de phase de ~19cm à ~15cm.

Une comparaison théorie-expérience est présentée aux figures 3.48 et 3.49 dans le cas d'une plaque et d'un boîtier métallique. Les courbes coïncident de façon très satisfaisante : les niveaux de mutuelle et la position des minima mesurés sont conformes aux évaluations théoriques.

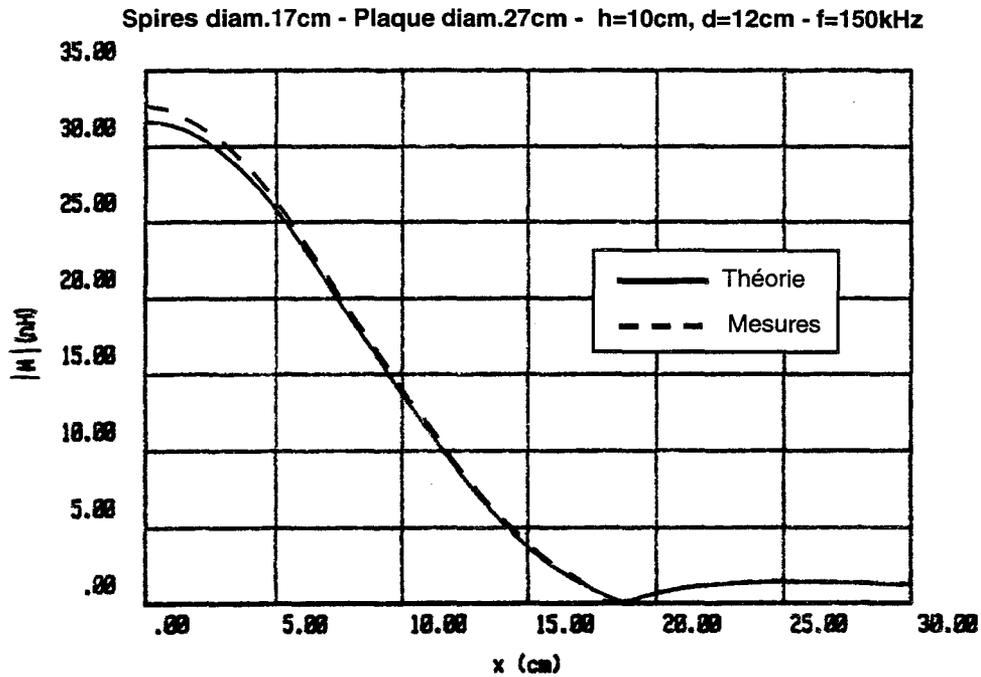


Figure 3.48 : Mutuelle entre deux spires en présence d'une plaque métallique - comparaison théorie-expérience.

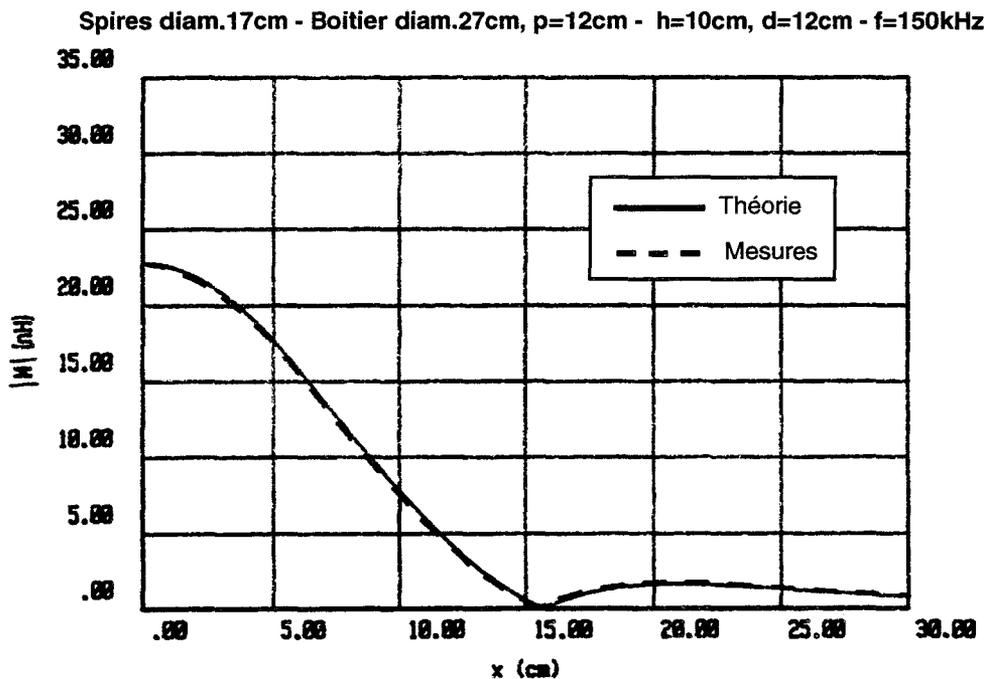


Figure 3.49 : Mutuelle entre deux spires en présence d'un boîtier métallique - comparaison théorie-expérience.

b/ Etude du risque de diaphonie.

Afin d'obtenir des informations vis à vis du risque de diaphonie, une étude théorique comparable a été menée jusqu'à des distances de 2,5 mètres vers la voie adjacente. Les résultats sont donnés à la figure 3.50.

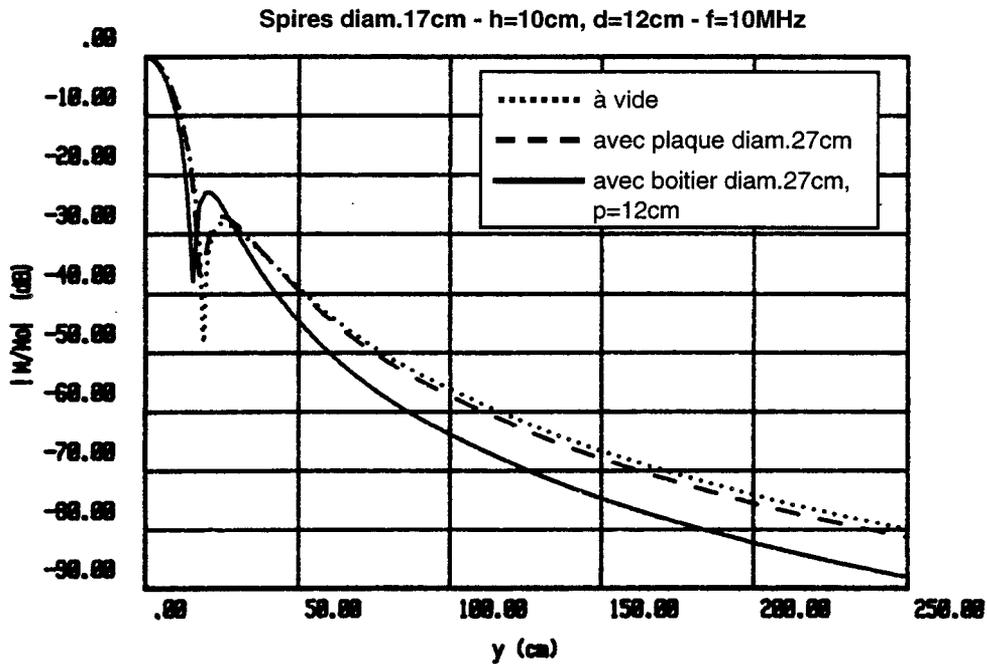


Figure 3.50 : Mutuelle interrogateur-balise - Evaluation du risque de diaphonie.

Nous pouvons en conclure que la présence d'un élément métallique (plaque ou boîtier) au voisinage de l'un des circuits permet d'amplifier la diminution du couplage lorsque l'un des circuits se décale vers la voie adjacente. En effet, la diminution du couplage entre $y=0$ et $y=2,5m$ atteint 90 dB dans le cas des circuits couplés en présence du boîtier métallique, au lieu de 80 dB dans le cas où les circuits sont seuls. Par conséquent, le risque de diaphonie est encore diminué lorsque l'on tient compte d'éléments métalliques dans l'environnement immédiat des circuits couplés

V.2. STRUCTURES CARREES.

Afin d'extrapoler les résultats des simulations dans le cas où les antennes sont carrées, nous pouvons comparer les mesures de l'évolution de la self d'une spire et de la mutuelle entre deux spires en présence d'une surface métallique pour des spires circulaires et des spires carrées.

Si le dispositif est constitué de deux cadres carrés de dimensions 15x15(cm) et composés de fils d'épaisseur 0,6mm, les valeurs de la self et de la mutuelle en absence d'éléments métalliques sont les suivantes:

- $L_{\text{carré}} = 683 \text{ nH}$
- $M_{\text{carré}} = 31.6 \text{ nH}$

Si nous voulons des spires circulaires constituées du même type de fil et donnant des valeurs similaires à ces cadres carrés, il faut considérer :

- une spire de 18 cm de diamètre pour obtenir une self de 682 nH.
- deux spires de 17cm de diamètre pour obtenir une mutuelle de 32.7 nH.

Si nous représentons sur un même graphe la théorie et la mesure de la self d'une spire circulaire de 18 cm de diamètre et la mesure de la self d'un cadre carré de 15cm de côté, nous obtenons la figure 3.51 pour des valeurs référencées à la self à vide (absence de structure métallique).

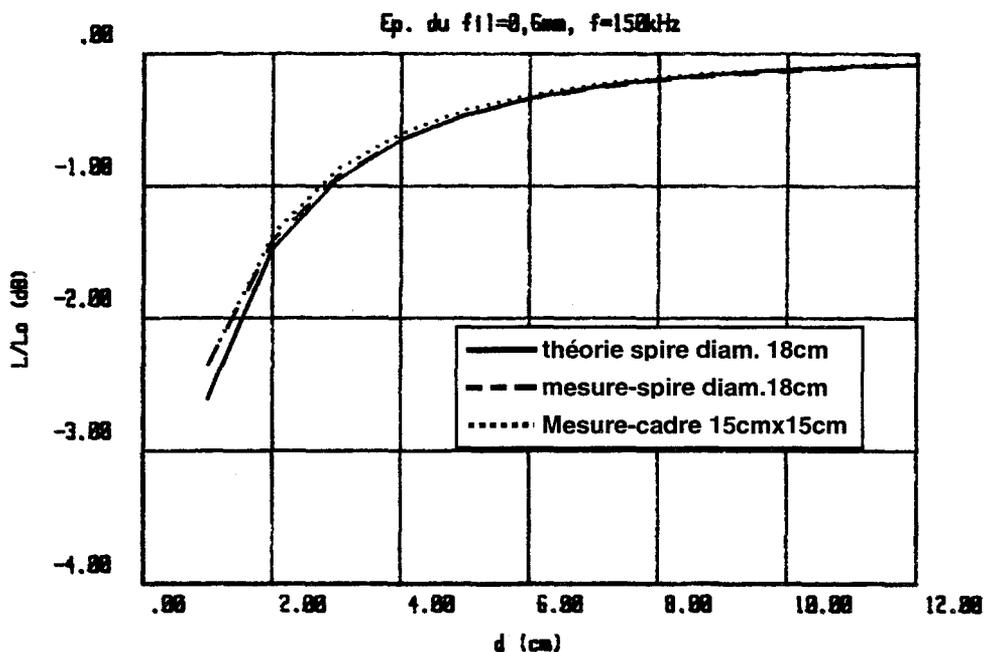


Figure 3.51 : Self relative d'un cadre en présence d'une surface métallique - Etude à 150kHz.

De même, si nous représentons sur un même graphe la théorie et la mesure de la mutuelle entre deux spires circulaires de 17 cm de diamètre et la mesure de la self d'un cadre carré de 15cm de côté, nous obtenons la figure 3.52 pour des valeurs référencées à la mutuelle à vide.

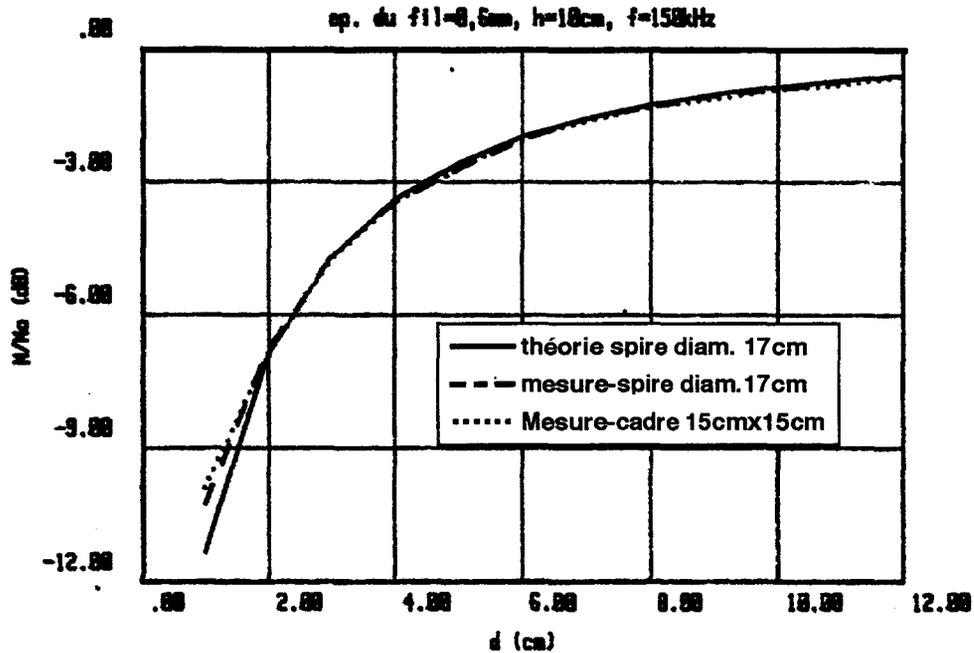


Figure 3.52 : Mutuelle relative entre deux cadres en présence d'une surface métallique - Etude à 150kHz.

Nous avons effectué la même étude expérimentale que ci-dessus, mais en considérant un boîtier parallélépipédique et non plus une simple plaque carrée.

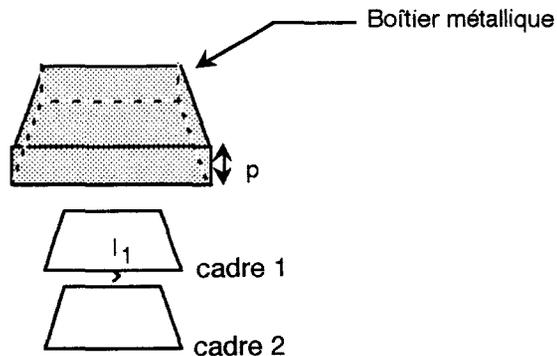


Figure 3.53 : Cadres carrés en présence d'un boîtier métallique carré.

Nous comparons les résultats des nouvelles mesures avec les résultats théoriques de notre modèle pour des éléments circulaires (figures 3.54 et 3.55). La surface du fond du boîtier circulaire théorique est prise égale à celle du fond du boîtier carré étudié.

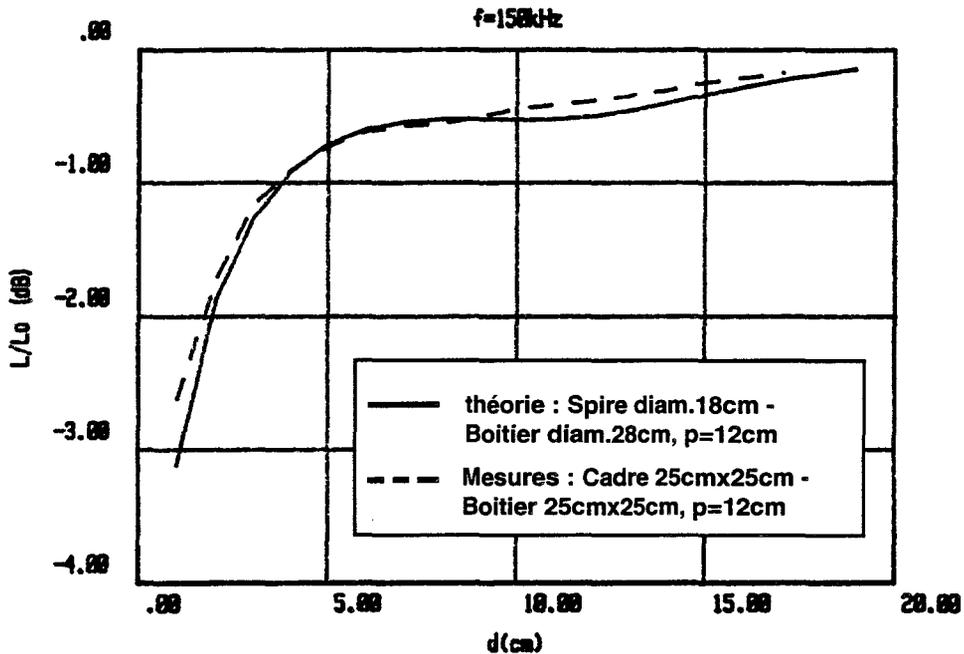


Figure 3.54 : Self relative d'un cadre en présence d'un boîtier métallique - Etude à 150kHz.

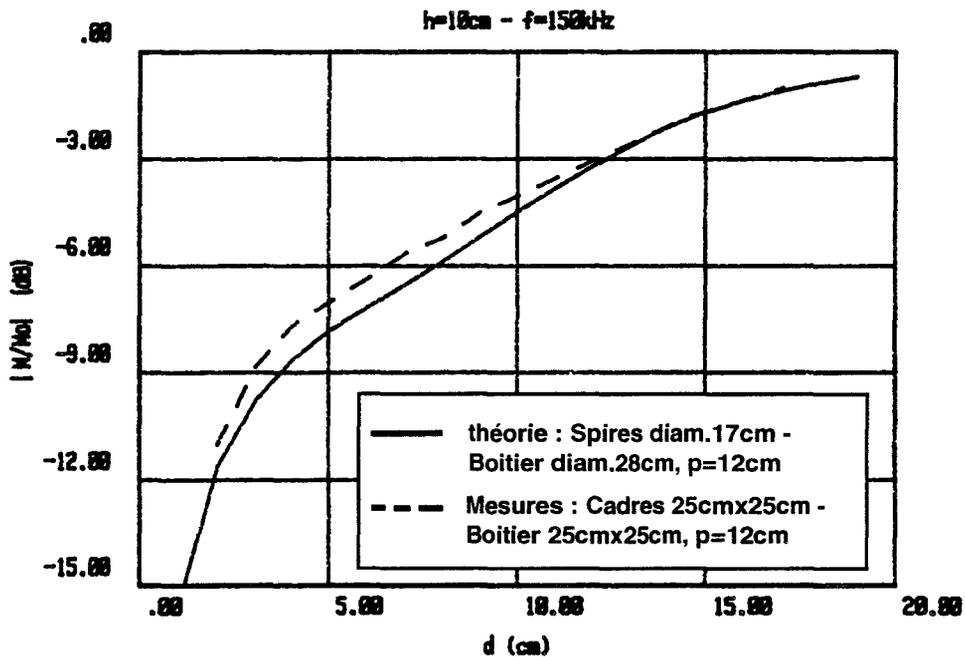


Figure 3.55 : Mutuelle relative entre deux cadres en présence d'un boîtier métallique - Etude à 150kHz.

Les graphes obtenus pour la self et la mutuelle montrent la bonne convergence entre les phénomènes observés pour les antennes circulaires et les antennes carrées. Ce résultat nous permet d'utiliser les codes de calculs adaptés à

des spires circulaires pour obtenir un ordre de grandeur très satisfaisant dans le cas de cadres carrés. Les dimensions retenues pour faire l'analogie sont celles qui donnent des valeurs de self ou de mutuelle identiques lorsqu'il n'y a pas de structure métallique dans le voisinage des antennes.

VI. CONCLUSION DU CHAPITRE III.

L'influence d'une plaque métallique sur un système cadre antenne a été abordée dans cette étude à partir d'un concept simple exploitant la symétrie cylindrique. La méthode a consisté à définir une matrice impédance représentant le comportement global du système, en particulier l'évolution de la self inductance en fonction de la distance par rapport à une surface métallique (cas du comportement d'un interrogateur seul ou d'une balise seule). Nous avons également présenté l'évolution de la mutuelle entre deux spires coaxiales représentant le couple interrogateur-balise en présence d'un plan métallique.

L'étude met en évidence la bonne concordance des résultats obtenus aussi bien à la fréquence de 150 kHz qu'à 10 MHz. A cette fréquence élevée, les vérifications expérimentales doivent être exécutées avec un protocole de mesure rigoureux afin d'obtenir des mesures comparables.

Ensuite, les résultats ayant été validés dans le cas d'un plan métallique, nous avons pris en compte la taille de la plaque et la présence de bords afin de compléter les résultats. Nous avons montré que la présence de bords accentue la perte de couplage entre les circuits.

Enfin, nous avons testé notre modèle dans certains cas où la symétrie cylindrique n'est pas vérifiée. Le déplacement du véhicule a été pris en compte et a donné des résultats comparatifs satisfaisants. La même étude vis à vis de la diaphonie a démontré que la présence des exemples de structures métalliques étudiées diminue le risque de diaphonie vers la voie adjacente. De plus, une étude comparative entre les mesures effectuées dans le cas de spires circulaires et carrées nous permet de dire que, par analogie, le code de calcul utilisé permet de cerner, avec une précision suffisante, les résultats dans le cas où les antennes cadres sont carrées.

Cependant, pour arriver à établir le bilan de transmission, il faut prendre en considération la totalité des effets sur les différents paramètres. Ceux-ci peuvent s'ajouter et augmenter sensiblement l'influence de la structure métallique étudiée. En effet, en plus des pertes induites sur le couplage physique, la modification de la self induit une modification de la fréquence d'accord des cadres. Or, si la transmission s'effectue entre des cadres accordés avec un bon coefficient de qualité, le moindre décalage de l'accord de l'un des cadres peut perturber fortement la transmission.

De plus, il est possible de poursuivre notre étude en incluant la prise en compte de la perméabilité magnétique de certains matériaux dans notre modèle. Ce complément d'étude pourrait se faire en utilisant les résultats d'une publication de PF Ryff ([3-10]).

CONCLUSION GENERALE.

CONCLUSION GENERALE.

Dans la première partie de ce mémoire, nous avons établi des modèles capables d'évaluer la transmission entre un interrogateur et une balise. En ce qui concerne l'étude fonctionnelle de la transmission (en rayonnement et en couplage électromagnétique), des modèles classiques basés sur la relation de Biot et Savart donnent des résultats satisfaisant aux deux fréquences utilisées pour l'application. Par ailleurs, nous avons montré que le modèle de Bannister est la formulation la mieux adaptée pour le calcul de la diaphonie entre voies à 10 MHz. Ce modèle donne un majorant du champ émis par une balise et capté par un interrogateur placé sous la caisse d'un train circulant sur la voie adjacente.

Dans le deuxième chapitre, nous avons mis en évidence la qualité d'un modèle théorique permettant de calculer le couplage mutuel pour des géométries de cadres de formes diverses. En particulier, il permet, pour les balises à croisements, de prévoir très précisément le type de câblage à réaliser pour obtenir la précision souhaitée dans la détection d'un croisement.

Dans le troisième chapitre, nous avons montré par une démarche inspirée des travaux de PF Ryff, qu'il était possible de prévoir les variations de couplage d'un interrogateur et d'une balise en présence d'une structure métallique. Le modèle théorique développé permet de prévoir les pertes par courants de Foucault dans une approche simplifiée qui considère une structure géométrique cylindrique. Ce modèle a été validé par la bonne concordance entre la théorie et l'expérience. Nous avons montré que le modèle permet de tenir compte d'une structure désaxée (cas où l'interrogateur n'est plus au droit de la balise), ce qui présente un grand intérêt pour l'aide à la démonstration de sécurité.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.

PRESENTATION GENERALE.

- [0-1] R. GABILLARD, Y. NGUYEN et C. SEMET
"Dispositif de détection du passage d'au moins un mobile en un point déterminé de son déplacement".
Brevet français 1989 n°8904773 - 4 avril 1989.
- [0-2] R. GABILLARD, Y. NGUYEN et C. SEMET
"Dispositif de signalisation".
Brevet européen 1990 n°90400866.1.
- [0-3] R. GABILLARD, Y. NGUYEN et C. SEMET
"Device for detecting the passage of at least one mobile body in at one location fixed by its travel".
Brevet américain n°5 068 655 - 26 novembre 1991.
- [0-4] Y. NGUYEN
"Etude et réalisation de dispositifs de localisation ponctuelle de véhicules de transports guidés par balises électroniques passives"
Thèse de Doctorat en électronique - USTL - Lille - 1991
- [0-5] M. HAMZAOU
"Contribution à l'optimisation de balises de transmission voie-machine dans le domaine des transports guidés - Etude du couplage d'antennes fonctionnant en champ proche"
Thèse de Doctorat en électronique - USTL - Lille - 1992
- [0-6] P. LECOCQ
"Contribution à l'étude du fonctionnement de balises de localisation de véhicules ferroviaires dans des conditions climatiques défavorables"
Thèse de Doctorat en électronique - USTL - Lille - 1992
- [0-7] A. WOESTELAND
"Contribution à l'étude de la propagation d'ondes électromagnétiques utilisées dans un système de localisation pour les transports guidés - Etude des risques de couplage entre voies à différentes fréquences"
Thèse de Doctorat en électronique - USTL - Lille - 1994
- [0-8] C. SEMET, A. WOESTELAND, R. GABILLARD
"Etude des risques de diaphonie entre voies lors de l'utilisation d'un localisateur 1 GHz."
Conférence "Les capteurs dans le domaine des transports ferroviaires" - INNOCAP 95 - mars 1995

CHAPITRE I.

- [1-1] A. WOESTELAND
"Contribution à l'étude de la propagation d'ondes électromagnétiques utilisées dans un système de localisation pour les transports guidés - Etude des risques de couplage entre voies à différentes fréquences"
 Thèse de doctorat en électronique - USTL - Lille - 1994
- [1-2] A. WOESTELAND, P. MEGANCK, C. SEMET et R. GABILLARD
"Case study on security level of localization systems for guided vehicles using electronic beacons"
 EMC Zurich
 11th International Zurich Symposium on EMC - mars 1995
- [1-3] R. GABILLARD
"Cours d'antenne du DEA d'électronique"
 USTL - Lille
- [1-4] J.P. PEREZ, R. CARLES, R. FLECKINGER
"Electromagnétisme, vide et milieux matériels."
 Masson - 1991
- [1-5] P FLEURY, JP MATHIEU
"Electrostatique, courants continus, magnétisme."
 Eyrolles - 1962
- [1-6] V OUVAROV
"Analyse mathématique."
 Mir Moscou - 1984
- [1-7] M CHOSSAT
"Aide-mémoire de mathématiques de l'ingénieur."
 Dunod - 1977
- [1-8] P. MEGANCK, C. SEMET
"Transmission par couplage magnétique dans un système de localisation de véhicules guidés - Etude comparative des champs magnétiques créés par différents modèles d'émetteurs en présence d'un sol homogène".
 Rapport interne d'activité - USTL-LRPE - Lille - sept. 1995
- [1-9] J. R. WAIT
"Geo-electromagnetism"
 Academic press - 1982
- [1-10] J. R. WAIT
"Electromagnetic waves in stratified media"
 Pergamon press - 1970

- [1-11] F. ABRAMOVICI, M. CHLAMTAC
"Fields of a vertical magnetic dipole over a vertically inhomogeneous earth"
 Geophysics - vol.43 no.5 pp.954-966 - 1978
- [1-12] J. L. MARTIN
"Etude théorique de l'influence d'une hétérogénéité de conductivité et de forme quelconque sur le champ électromagnétique rayonné par un dipôle magnétique vertical en milieu stratifié"
 Thèse de 3^{ème} cycle - USTL - Lille - 1978
- [1-13] A. BAÑOS
"Dipole radiation in the presence of a conducting half-space"
 Pergamon press - 1966
- [1-14] R. GABILLARD
"Propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux conducteurs - Application aux télécommunications souterraines"
 Poly de cours (tome 1 et 2) - USTL - Lille
- [1-15] P. R. BANNISTER
"Summary of image theory expressions for the quasi-static fields of antennas at or above the earth's surface"
 Proceedings of the IEEE - vol.67 no.7 pp.1001-1008 - 1979
- [1-16] J. R. WAIT
"Image theory of a quasi-static magnetic dipole over a dissipative half-space"
 Electronic letters - vol.5 pp.281-282 - 1969
- [1-17] D. J. THOMSON, J. T. WEAVER
"The complex image approximation for induction in a multilayered earth"
 J. geophys. res. - vol.80 pp.123-129 - 1975
- [1-18] M. HAMZAOU
"Contribution à l'optimisation de balises de transmission voiemachine dans le domaine des transports guidés - Etude du couplage d'antennes fonctionnant en champ proche"
 Thèse de doctorat en électronique - USTL - Lille - 1992
- [1-19] P. GRIVET, R. LEGROS
"Physique des circuits"
 Masson - 1960
- [1-20] P. MEGANCK, A. WOESTELAND, C. SEMET
"Etude et caractérisation de dispositifs d'aide à la localisation ponctuelle de métros - Thèmes 2 et 3 Balises longues et à croisements"
 Rapport d'activité
 Convention USTL & MATRA TRANSPORT

- [1-21] F.W. GROVER
"Inductance Calculations - Working formulas and tables"
 D. Van Nostrand Company - 1946
- [1-22] E. DUBOIS
"Electromagnétisme II, courant électrique constant-magnétostatique-unités"
 Delagrave - 1955
- [1-23] E. DURAND
"Electrostatique et magnétostatique"
 Masson - 1953
- [1-24] ABRAMOWITZ
"Handbook of mathematical function"
 Dover Publications - 1968

CHAPITRE II.

- [2-1] D. MINESI
"Une nouvelle balise sécuritaire adaptée au contrôle automatique du mouvement des trains"
 Conférence "Les capteurs dans le domaine des transports ferroviaires" - INNOCAP 95 - mars 1995
- [2-2] C. SEMET, P. MEGANCK, R. GABILLARD,
 R. LARDENNOIS, D. MINESI.
"Flexibility and security for a new automatic train localization system by electronic beacons."
 Congrès IEEE VTC'96 - Atlanta - mai 1996 (à paraître)
- [2-3] M. HAMZAOU
"Contribution à l'optimisation de balises de transmission voie-machine dans le domaine des transports guidés - Etude du couplage d'antennes fonctionnant en champ proche"
 Thèse de doctorat en électronique - USTL - Lille - 1992
- [2-4] F.W. GROVER
"Inductance Calculations - Working formulas and tables"
 D. Van Nostrand Company - 1946
- [2-5] P. MEGANCK, A. WOESTELAND, C. SEMET
"Etude et caractérisation de dispositifs d'aide à la localisation ponctuelle de métros - Thèmes 2 et 3 Balises longues et à croisements"
 Rapport d'activité
 Convention USTL & MATRA TRANSPORT - 1994
- [2-6] *"METEOR - Spécification de l'élément balise-interrogeur"*
 Document MATRA-TRANSPORT - 1992

CHAPITRE III.

- [3-1] P. MEGANCK, D. CORDIER, C. SEMET
"Influence d'un élément métallique sur des circuits couplés"
 Rapport d'activité - thème 4
 Convention USTL & MATRA TRANSPORT - nov.1994
- [3-2] C. SEMET, L. HACOT
"Etude de l'influence d'un environnement métallique sur le couplage magnétique entre deux antennes-cadre - Caractérisation expérimentale"
 Rapport interne USTL-LRPE - juillet 1994
- [3-3] P. MEGANCK, C. SEMET
"Antennes magnétiques accordées en présence d'éléments métalliques - Premiers résultats"
 Rapport d'activité - thème 4
 Convention USTL & MATRA TRANSPORT - juillet. 1994
- [3-4] J. C. SABONNADIÈRE
"Eléments finis et CAO"
 Traité des nouvelles technologies
 Hermes - 1986
- [3-5] P. JOLY
"Mise en oeuvre de la méthode des éléments finis"
 Revue Mathématiques et Applications - n°2
 Ellipses-Edition marketing - 1990
- [3-6] G. DHATT, G. TOUZOT
"Une présentation de la méthode des éléments finis"
 Collection Université de Compiègne
 Maloine SA - 1984
- [3-7] R. MITTRA
"Computer techniques for electromagnetics"
 Pergamon Press - 1973
- [3-8] O. BIRO, K. PREIS
"Finite element analysis of 3-D Eddy currents"
 IEEE transactions on magnetics - Vol.26 n°2 - mars 1990
- [3-9] A. DI NAPOLI, U. RATTI
"Eddy currents screening problems solved by means of finite-differences and finite-elements methods"
 Acta Technica Csav - n°2 - 1975
- [3-10] P. F. RYFF
"Power losses in partial magnetically shielded coils"
 IEEE congress - Vancouver - juillet 1979

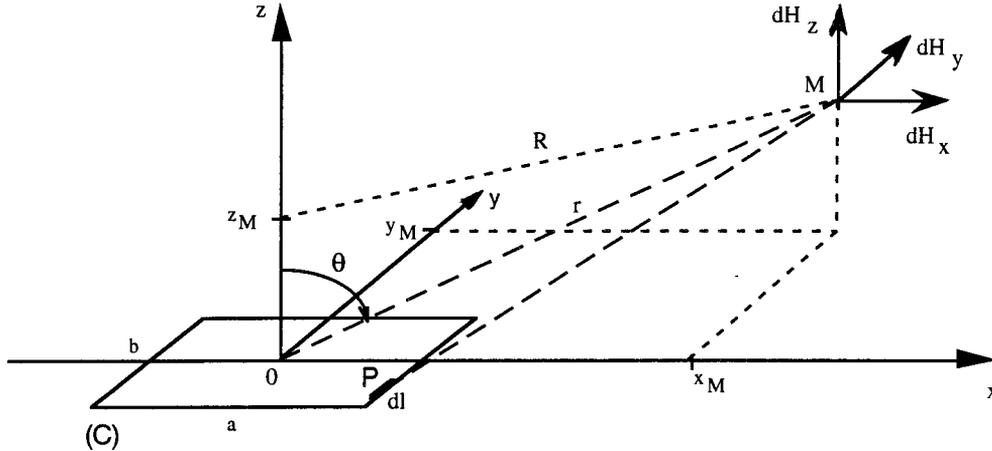
- [3-11] P. GRIVET, R. LEGROS
"Physique des circuits"
 Masson - 1960
- [3-12] F. GARDIOL
"Electromagnétisme"
 Dunod - 1987
- [3-13] E. DUBOIS
*"Electromagnetisme II, courant électrique constant-
 magnétostatique-unités"*
 Delagrave - 1955
- [3-14] E. DURAND
"Electrostatique et magnétostatique"
 Masson - 1953
- [3-15] ABRAMOWITZ
"Handbook of mathematical function"
 Dover Publications - 1968
- [3-16] W. K. H. PANOFSKY, M. PHILLIPS
"Classical electricity and magnetism"
 Addison-Wesley Publishing Company - 1962
- [3-17] P. MEGANCK, C. SEMET.
*"Etude complémentaire pour la prise en compte d'éléments
 métalliques : développement d'un code de calcul."*
 Rapport final - thème 4
 Convention USTL & MATRA TRANSPORT - juin. 1995
- [3-18] N. W. McLACHLAN
"Bessel functions for engineers"
 Oxford University Press - 1955
- [3-19] F.W. GROVER
"Inductance Calculations - Working formulas and tables"
 D. Van Nostrand Company - 1946
- [3-20] *"METEOR - Spécification de l'élément balise-
 interrogateur"*
 Document MATRA-TRANSPORT - 1992

ANNEXES.

ANNEXE 1.

Calcul de la composante verticale H_z émise par un cadre magnétique rectangulaire.

Le cadre rectangulaire étudié est placé dans le repère suivant :



Les hypothèses d'étude nous permettent d'utiliser la relation de Biot et Savart pour exprimer le champ magnétique. Ce formalisme nous permet d'exprimer la composante verticale du champ magnétique émis par un cadre rectangulaire par l'intégrale suivante :

$$H_z = \int_{(C)} dH_z = \frac{NI}{4\pi} \int_{(C)} \frac{(y_M - Y).dX - (x_M - X).dY}{((x_M - X)^2 + (y_M - Y)^2 + z_M^2)^{3/2}}$$

ou encore

$$H_z = \frac{NI}{4\pi} \left[\int_{(C)} \frac{(y_M - Y) dX}{((x_M - X)^2 + (y_M - Y)^2 + z_M^2)^{3/2}} - \int_{(C)} \frac{(x_M - X) dY}{((x_M - X)^2 + (y_M - Y)^2 + z_M^2)^{3/2}} \right]$$

NB: Du fait que l'intégration se fait sur un contour rectangulaire dont les côtés sont parallèles aux axes, lorsque l'on intègre selon X, Y est une constante et réciproquement.

Il y a deux intégrales duales à calculer:

$$A = (y_M - Y) \int \frac{dX}{\left((x_M - X)^2 + (y_M - Y)^2 + z_M^2 \right)^{3/2}}$$

$$B = (x_M - X) \int \frac{dY}{\left((x_M - X)^2 + (y_M - Y)^2 + z_M^2 \right)^{3/2}}$$

Calcul de l'intégrale A:

Le dénominateur peut s'écrire de la façon suivante:

$$(x_M - X)^2 + (y_M - Y)^2 + z_M^2 = X^2 + pX + q$$

avec $p = -2x_M$ et $q = x_M^2 + (y_M - Y)^2 + z_M^2$

L'intégrale à résoudre est alors du type:

$$I_k = \int_{(C)} \frac{dX}{(X^2 + pX + q)^k}$$

La résolution de cette intégrale par une méthode analytique nécessite le changement de variable suivant:

$$X^2 + pX + q = u^2 + a^2$$

avec $u = X + \frac{p}{2}$ et $a^2 = q - \frac{p^2}{4}$

posons $I_k = \int \frac{du}{(u^2 + a^2)^k}$

Nous pouvons établir une relation de récurrence entre les intégrales I_k et I_{k-1} de la façon suivante:

$$I_k = \int \frac{du}{(u^2+a^2)^k} = \frac{1}{a^2} \int \frac{((u^2+a^2)-u^2) du}{(u^2+a^2)^k}$$

$$I_k = \frac{1}{a^2} \left[I_{k-1} - \frac{1}{2} \int \frac{u d(u^2+a^2)}{(u^2+a^2)^k} \right]$$

On intègre par partie le deuxième terme entre crochets:

soit $t(u) = u$ et $dt(u) = \frac{d(u^2+a^2)}{(u^2+a^2)^k}$

alors
$$\int \frac{u d(u^2+a^2)}{(u^2+a^2)^k} = \frac{u}{(k-1)(u^2+a^2)^{k-1}} - \frac{1}{(k-1)} \int \frac{du}{(u^2+a^2)^{k-1}}$$

On obtient finalement:

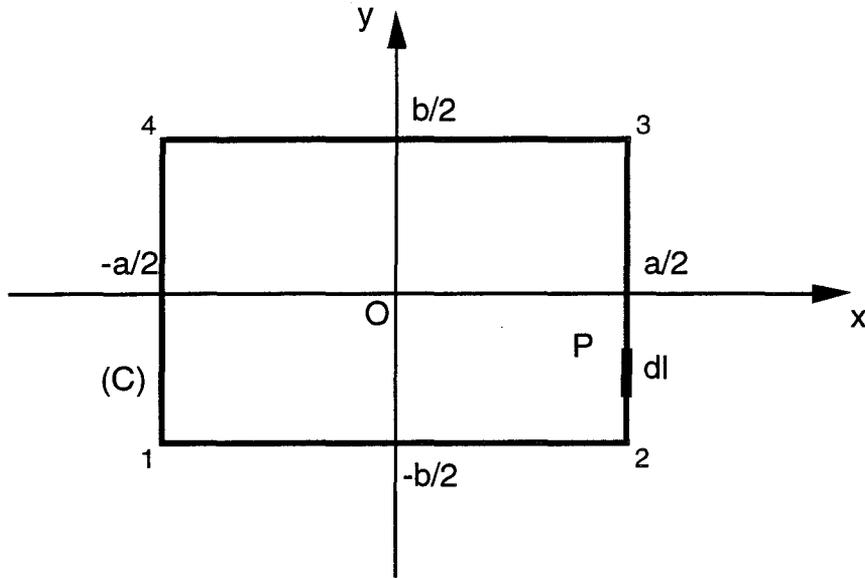
$$I_k = \frac{1}{a^2} \left[\frac{u}{2(k-1)(u^2+a^2)^{k-1}} + \frac{2k-3}{2(k-1)} I_{k-1} \right]$$

Pour $k=3/2$, on a:

$$I_k = \frac{1}{a^2} \frac{u}{(u^2+a^2)^{1/2}} = \frac{1}{\left(q - \frac{p^2}{4}\right)} \frac{x + \frac{p}{2}}{\left(\left(x + \frac{p}{2}\right)^2 + q - \frac{p^2}{4}\right)^{1/2}}$$

d'où
$$A = \frac{1}{\left((y_M - Y)^2 + z_M^2\right)} \frac{(X - x_M)(y_M - Y)}{\left((X - x_M)^2 + (y_M - Y)^2 + z_M^2\right)^{1/2}}$$

Il reste à calculer $A_{(c)}$ sur le contour suivant:



$$A_{(c)} = A_{12} + A_{34} \quad \text{car } A_{23} = A_{41} = 0$$

Si on note $A(X,Y) = \frac{1}{\left((y_M - Y)^2 + z_M^2\right)} \frac{(X - x_M)(y_M - Y)}{\left((X - x_M)^2 + (y_M - Y)^2 + z_M^2\right)^{1/2}}$

$$A_{(c)} = A\left(\frac{a}{2}, \frac{b}{2}\right) - A\left(-\frac{a}{2}, \frac{b}{2}\right) + A\left(-\frac{a}{2}, -\frac{b}{2}\right) - A\left(\frac{a}{2}, -\frac{b}{2}\right)$$

Calcul de l'intégrale B:

La solution est obtenue à partir des résultats précédents en permutant les x et les y. On obtient donc:

$$B(X,Y) = \frac{1}{\left((x_M - X)^2 + z_M^2\right)} \frac{(Y - y_M)(x_M - X)}{\left((x_M - X)^2 + (Y - y_M)^2 + z_M^2\right)^{1/2}}$$

on a $B_{(c)} = B_{23} + B_{41} \quad \text{car } B_{12} = B_{34} = 0$

d'où $B_{(c)} = B\left(\frac{a}{2}, \frac{b}{2}\right) - B\left(\frac{a}{2}, -\frac{b}{2}\right) + B\left(-\frac{a}{2}, -\frac{b}{2}\right) - B\left(-\frac{a}{2}, \frac{b}{2}\right)$

Expression de H_z :

Nous obtenons en définitive:

$$H_z = \frac{NI}{4\pi} (A_{(c)} - B_{(c)})$$

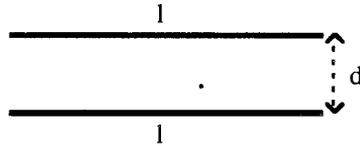
ANNEXE 2.

Calcul de la mutuelle inductance entre deux conducteurs rectilignes.

Il existe différentes expressions de la mutuelle entre deux fils rectilignes suivant la position des fils l'un par rapport à l'autre. Ces formules sont le résultat de travaux de FW GROVER.

a/ Cas de deux fils parallèles.

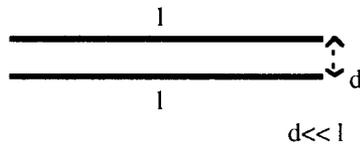
- cas 1 :



$$M(l,d) = 0,002 \cdot l \cdot \left[\ln \left(\frac{l}{d} + \sqrt{1 + \frac{l^2}{d^2}} \right) - \sqrt{1 + \frac{d^2}{l^2}} + \frac{d}{l} \right]$$

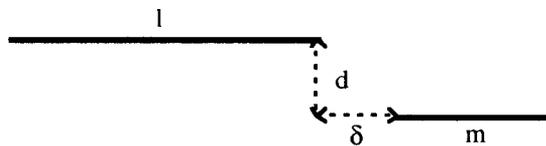
Cette formule sert de base au calcul de la mutuelle dans la plupart des autres cas où les fils sont parallèles mais de longueurs différentes.

- cas 2 :



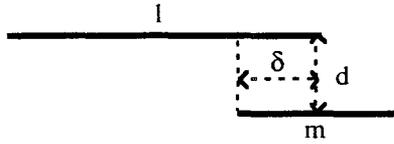
$$M(l,d) = 0,002 \cdot l \cdot \left[\ln \left(\frac{2l}{d} \right) - 1 + \frac{d}{l} - \frac{1}{4} \frac{d^2}{l^2} + \dots \right]$$

- cas 3:



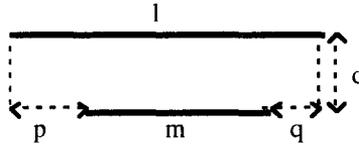
$$M = 0,5 [M(l+m+\delta,d) + M(\delta,d) - M(l+\delta,d) - M(m+\delta,d)]$$

- cas 4:



$$M = 0,5 [M(l+m-\delta,d) + M(\delta,d) - M(l-\delta,d) - M(m-\delta,d)]$$

- cas 5:



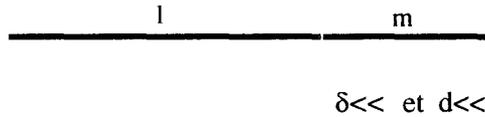
$$M = 0,5 [M(m+p,d) + M(m+q,d) - M(p,d) - M(q,d)]$$

- cas 6



$$M = 0,001 [(l+m+\delta) \ln(l+m+\delta) - (l+\delta) \ln(l+\delta) - (m+\delta) \ln(m+\delta) + \delta \ln(\delta)]$$

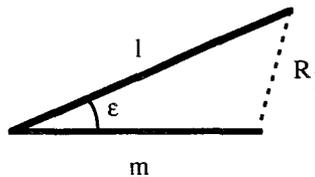
- cas 7:



$$M = 0,001 \left[l \ln\left(\frac{l+m}{l}\right) - m \ln\left(\frac{l+m}{m}\right) \right]$$

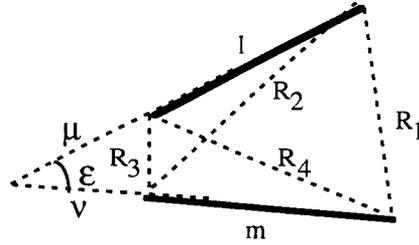
b) Cas de deux fils inclinés d'un angle ϵ .

- cas 8:



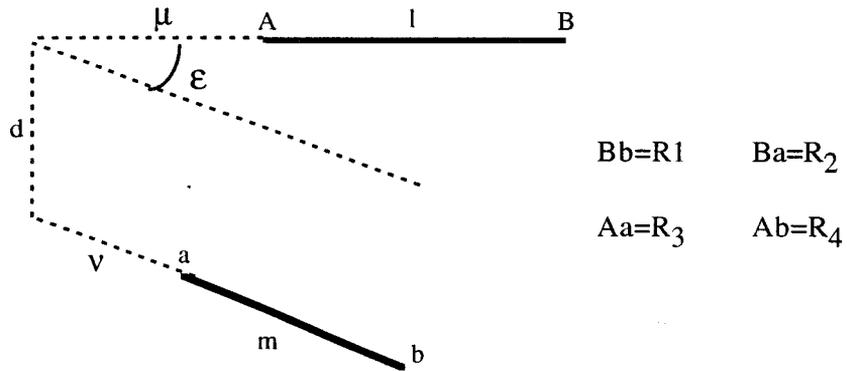
$$M = 0,002 \cdot \cos \epsilon \left[l \tanh^{-1}\left(\frac{m}{l+R_1}\right) + m \tanh^{-1}\left(\frac{l}{m+R_1}\right) \right]$$

- cas 9:



$$M = 0,002. \cos \epsilon \left((\mu+1) \tanh^{-1} \left(\frac{m}{R_1+R_2} \right) + (v+m) \tanh^{-1} \left(\frac{l}{R_1+R_4} \right) - \dots \right. \\ \left. \dots - \mu \tanh^{-1} \left(\frac{m}{R_3+R_4} \right) - v \tanh^{-1} \left(\frac{l}{R_2+R_3} \right) \right)$$

- cas 10:



$$M = 0,002. \cos \epsilon \left((\mu+1) \tanh^{-1} \left(\frac{m}{R_1+R_2} \right) + (v+m) \tanh^{-1} \left(\frac{l}{R_1+R_4} \right) - \dots \right. \\ \left. \dots - \mu \tanh^{-1} \left(\frac{m}{R_3+R_4} \right) - v \tanh^{-1} \left(\frac{l}{R_2+R_3} \right) \right) - \frac{\Omega d}{\sin \epsilon}$$

avec $\Omega = \tanh^{-1} \left(\frac{d^2 \cos \epsilon + (\mu+1) (v+m) \sin^2 \epsilon}{d R_1 \sin \epsilon} \right) - \tanh^{-1} \left(\frac{d^2 \cos \epsilon + (\mu+1) v \sin^2 \epsilon}{d R_2 \sin \epsilon} \right)$

$$+ \tanh^{-1} \left(\frac{d^2 \cos \epsilon + \mu v \sin^2 \epsilon}{d R_3 \sin \epsilon} \right) - \tanh^{-1} \left(\frac{d^2 \cos \epsilon + \mu (v+m) \sin^2 \epsilon}{d R_4 \sin \epsilon} \right)$$

c) Cas de deux fils perpendiculaires.

Dans ce cas, la mutuelle entre les deux fils est nulle.

Remarques importantes sur la validité de ces formules:

- Ces formules sont établies dans le cas quasi-statique. Les dimensions des circuits doivent être petites devant la longueur d'onde.
- Les cadres sont plongés dans l'air ou dans un milieu de faible conductivité et de perméabilité magnétique relative unitaire.
- Les dimensions sont en cm et la mutuelle est en μH .
- Le signe de la mutuelle dépend du sens du courant dans les fils.

ANNEXE 3.**Calcul de la self inductance en basse fréquence d'un circuit de N_s composé d'une mise en série de N segments élémentaires.**

La self inductance d'une structure composée de N segments élémentaires en série se calcule à partir de la relation suivante :

$$L = \sum_{i=1}^N L_i \pm \sum_{i,j=1}^N M_{ij}$$

L'étude se fait en plusieurs étapes : d'abord nous considérons le cas d'un circuit composé d'une seule spire, puis deux, puis trois; ensuite nous pouvons généraliser au cas général d'un circuit composé de N_s spires

a/ cas du circuit BF constitué d'une seule spire.

Connaissant la longueur et le rayon de chaque fil élémentaire i , on calcule leur self par une méthode appropriée. Si $[L_i]$ est la matrice colonne contenant les inductances L_i des éléments de la structure, cette matrice est composée de N lignes.

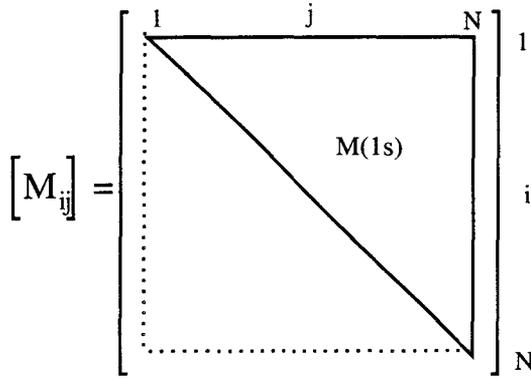
$$[L] = \begin{bmatrix} \boxed{L(1s)} \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \end{bmatrix} \begin{matrix} 1 \\ \vdots \\ i \\ \vdots \\ N \end{matrix}$$

La notation $L(1s)$ représente la somme des éléments de la matrice calculés dans le cas d'une seule spire. On a donc :

$$L(1s) = \sum_{i=1}^N L_i$$

De même, il nous faut calculer les mutuelles M_{ij} (avec $1 < i < N$, $1 < j < N$ et $i \neq j$) avec des formules appropriées. On peut créer une matrice carrée $[M_{ij}]$ qui se compose de N lignes et colonnes.

Comme $M_{ij} = M_{ji}$, la matrice $[M_{ij}]$ est symétrique et il nous suffit de déterminer la moitié des éléments de la matrice pour tous les connaître. La "demi-matrice" qu'il nous faut calculer peut se représenter de la façon suivante:



La notation $M(1s)$ représente la somme des éléments de la demi-matrice calculés dans le cas d'une seule spire. On a donc :

$$M(1s) = \pm \sum_{i,j} M_{ij} \quad \text{pour } (1 \leq i < N, i < j \leq N)$$

En définitive, la formule que l'on peut utiliser pour le calcul de la self est dans le cas d'une seule spire est :

$$L = \sum_{i=1}^N L_i \pm 2 \sum_{i,j=1}^N M_{ij} \quad \text{avec } i < j$$

Ce qui équivaut encore à :

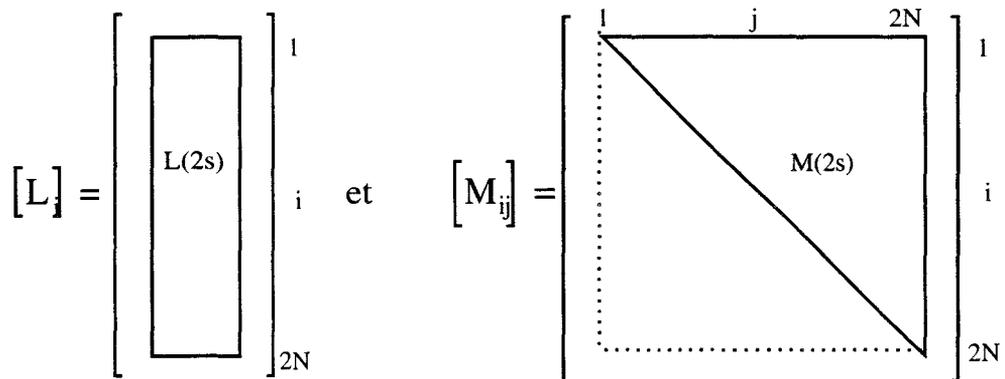
$$L = L(1s) + 2.M(1s)$$

b/ cas du circuit BF constitué de deux spires.

- cas 2: deux spires.

On considère que les éléments de la deuxième spire viennent se superposer à ceux de la première spire.

Les matrices $[L_i]$ et $[M_{ij}]$ deviennent:



Néanmoins, certains éléments de ces matrices ont les propriétés particulières suivantes:

- Pour la matrice $[L_i]$:

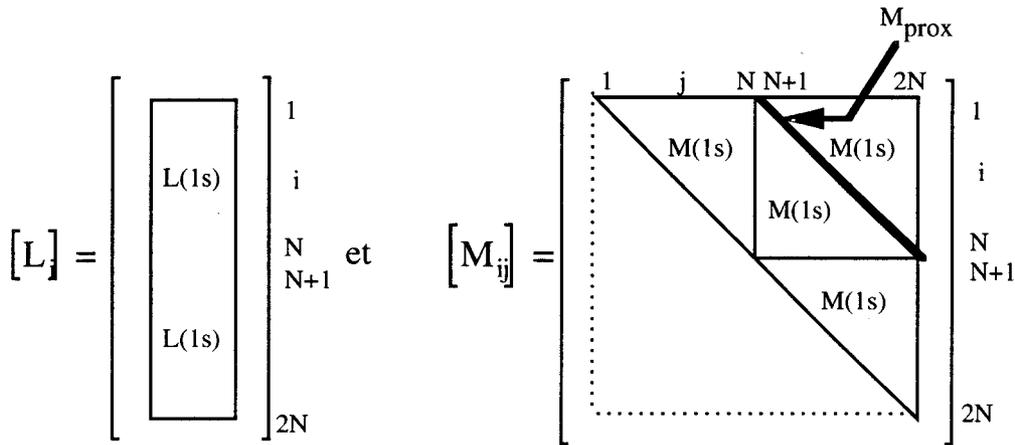
$$L(i) = L(i+N) \quad \text{avec } 1 \leq i \leq N$$

- Pour la matrice $[M_{ij}]$:

De la même façon, à cause de la superposition de certains segments, on a:

$$M(i, j) = M(i+N, j) = M(i, j+N) = M(i+N, j+N) \quad \text{avec } 1 \leq i, j \leq N$$

Ces propriétés permettent de représenter les deux matrices $[L_i]$ et $[M_{ij}]$ en fonction des éléments de $L(1s)$ et de $M(1s)$. D'où:



Les deux matrices sont composées des sous-ensembles $L(1s)$ et $M(1s)$ calculés dans le cas d'une seule spire, avec en plus une diagonale dont la somme des éléments est notée " M_{prox} ". Cette diagonale est le résultat de la mutuelle entre des éléments identiques appartenant à des spires différentes qui sont quasiment "superposés".

On a donc pour deux spires:

$$L = 2 L(1s) + 2 (4 M(1s) + M_{prox})$$

c/ cas du circuit BF constitué de trois spires.

Les matrices sont représentées comme suit:

Nombre de spires	n_1	n_2	n_3
1	1	1	0
2	2	4	1
3	3	9	3
4	4	16	6
...
N_s	N_s	N_s^2	$\frac{1}{2}N_s(N_s-1)$

L'inductance d'un circuit composé de N_s spires s'écrit donc :

$$L = N_s \cdot L(1s) + (2 \cdot N_s^2 \cdot M(1s) + N_s^2 \cdot (N_s^2 - 1) \cdot M_{\text{prox}})$$

En conclusion, il nous suffit de calculer $N(1s)$, $M(1s)$ et M_{prox} pour en déduire la self d'un structure avec un nombre de spires quelconque.

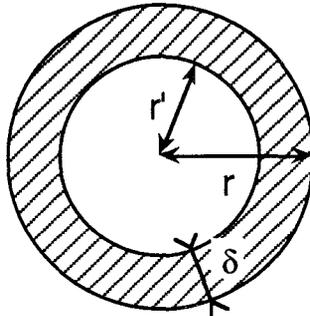
ANNEXE 4.**Calcul de la self-inductance d'un circuit ayant la forme d'un dodécagone**

La self d'une structure complexe, composée de plusieurs éléments en série, est le résultat de la somme des selfs de chaque éléments et de la somme des mutuelles entre chaque éléments. En effet, on a

$$L = \sum_i L_i \pm \sum_j M_{ij}$$

Le signe des mutuelles M_{ij} dépend du sens des courants dans les éléments i et j .

De plus, il faut pouvoir tenir compte de l'effet de peau dans les fils composant la structure. En effet, si la fréquence est suffisante, on peut dire que le courant circule sur une épaisseur égale à la profondeur de pénétration δ dans le métal constituant le fil. On peut représenter la zone dans laquelle circule le courant de la façon suivante :



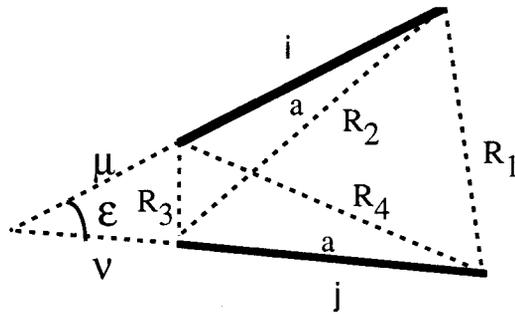
Dans ce cas, le calcul des L_i pour un élément rectiligne de longueur a s'effectue à l'aide de la formule suivante (d'après FW GROVER) :

$$L_i = 0,002 a \left[\ln \left(\frac{2a}{r} \right) + \ln(\zeta) - 1 \right]$$

où $\ln(\zeta)$ est une fonction tabulée qui dépend du rapport r'/r .

La mutuelle M_{ij} entre deux éléments rectilignes de section droite quelconque, de longueur a et inclinés d'un angle ε est calculée en assimilant ces éléments à des structures filiformes placées sur leur axe.

Soient deux éléments filaires rectilignes de longueur a :



La mutuelle entre les deux éléments i et j vaut :

$$M_{ij} = 0,002 \cdot \cos \varepsilon \left((\mu+a) \tanh^{-1} \left(\frac{a}{R_1+R_2} \right) + (v+a) \tanh^{-1} \left(\frac{a}{R_1+R_4} \right) - \mu \tanh^{-1} \left(\frac{a}{R_3+R_4} \right) - v \tanh^{-1} \left(\frac{a}{R_2+R_3} \right) \right)$$

avec les relations suivantes:

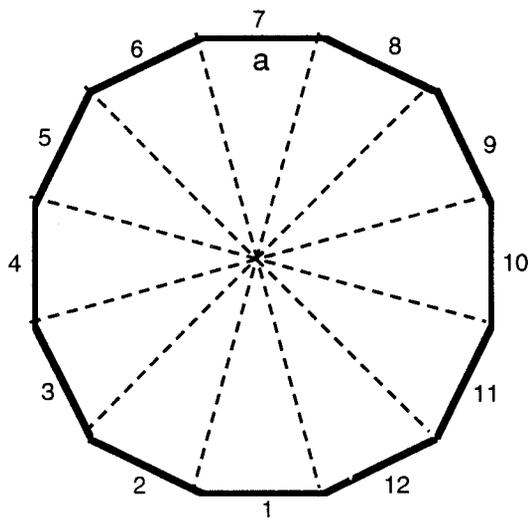
$$R_1^2 = (\mu + a)^2 + (v + a)^2 - 2 (\mu + a) (v + a) \cos \varepsilon$$

$$R_2^2 = (\mu + a)^2 + v^2 - 2 v(\mu + a) \cos \varepsilon$$

$$R_3^2 = \mu^2 + v^2 - 2 \mu v \cos \varepsilon$$

$$R_4^2 = \mu^2 + (v + a)^2 - 2 \mu (v + a) \cos \varepsilon$$

Si nous considérons notre dodécagone :



Les côtés étant tous de même longueur, on a

$$\sum_{i=1}^{12} L_i = 12 L_1$$

De plus, les propriétés de la géométrie du polygone nous autorisent à ne calculer que les six mutuelles élémentaires M_{ij} suivantes:

- M_{12} :

$$\text{avec } \mu = \nu = 0 \text{ et } \varepsilon = \frac{10\pi}{12}$$

- M_{13} :

$$\text{avec } \mu = \nu = \frac{a}{2 \sin\left(\frac{\pi}{3}\right)} \text{ et } \varepsilon = \frac{2\pi}{3}$$

- M_{14} :

$M_{14}=0$ car les éléments sont orthogonaux.

- M_{15} :

$$\text{avec } \mu = \nu = \frac{\frac{a}{2} \left(1 + \tan\left(\frac{5\pi}{12}\right)\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{3}\right)} \text{ et } \varepsilon = \frac{\pi}{3}$$

- M_{16} :

$$\text{avec } \mu = \frac{a \tan\left(\frac{5\pi}{12}\right)}{\sin\left(\frac{\pi}{6}\right)} - a, \nu = \frac{a \tan\left(\frac{5\pi}{12}\right)}{\tan\left(\frac{\pi}{6}\right)} \text{ et } \varepsilon = \frac{\pi}{6}$$

- M_{17} : on a

$$M_{17} = 0,002 \left[\ln \left(\frac{1}{\tan\left(\frac{5\pi}{12}\right)} + \sqrt{1 + \left(\tan\left(\frac{5\pi}{12}\right)\right)^2} \right) - \sqrt{1 + \left(\tan\left(\frac{5\pi}{12}\right)\right)^2} + \tan\left(\frac{5\pi}{12}\right) \right]$$

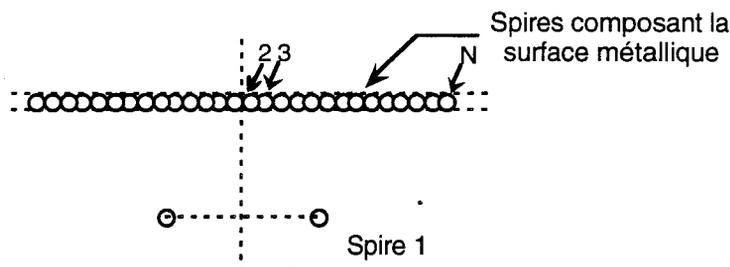
Le calcul de la somme des mutuelles élémentaires revient à:

$$\sum_{i,j=1, i \neq j}^{12} M_{ij} = 24 [M_{12} + M_{13} - M_{15} - M_{16}] - 12 M_{17}$$

ANNEXE 5.

Etablissement des formules donnant la self d'une spire en présence d'un plan métallique.

Notre dispositif est constitué d'un ensemble de N spires de deux catégories : une première catégorie est constituée de 1 spire réelle et une autre de (N-1) spires "fictives" constituant le plan métallique.



On établit le système d'équations reliant les paramètres électriques de notre dispositif entre eux. Nous obtenons le système matriciel suivant :

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ \vdots \\ V_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_1 + j\omega L_1 & j\omega M_{12} & \dots & j\omega M_{1N} \\ j\omega M_{21} & r_2 + j\omega L_2 & \dots & j\omega M_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ j\omega M_{N1} & j\omega M_{N2} & \dots & r_N + j\omega L_N \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \\ \vdots \\ i_N \end{bmatrix} \quad (*)$$

Compte tenu des propriétés physiques de notre dispositif, nous pouvons procéder à des simplifications.

- Comme les spires constituant le plan métallique sont des spires en court circuit, les tensions V_i (pour $2 < i < N$) sont nulles.

- On fixe une valeur arbitraire pour le courant I_1 circulant dans la spire réelle, $I_1=1A$ par exemple.

Nous obtenons ainsi:

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_1 + j\omega L_1 & j\omega M_{12} & \dots & j\omega M_{1N} \\ j\omega M_{21} & r_2 + j\omega L_2 & \dots & j\omega M_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ j\omega M_{N1} & j\omega M_{N2} & \dots & r_N + j\omega L_N \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ i_2 \\ \vdots \\ i_N \end{bmatrix}$$

Nous pouvons considérer un nouveau système matriciel établi à partir des (N-1) dernières équations du système précédent. Nous obtenons le système suivant:

$$\begin{bmatrix} -j\omega M_{21} \\ -j\omega M_{31} \\ \vdots \\ -j\omega M_{N1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_2 + j\omega L_2 & j\omega M_{23} & \dots & j\omega M_{2N} \\ j\omega M_{32} & r_3 + j\omega L_3 & \dots & j\omega M_{3N} \\ \vdots & \vdots & \dots & \vdots \\ j\omega M_{N2} & j\omega M_{N3} & \dots & r_N + j\omega L_N \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_2 \\ i_3 \\ \vdots \\ i_N \end{bmatrix}$$

Ce système de (N-1) équations à (N-1) inconnues est résolu par une méthode de pivot de Gauss classique pour retrouver la valeur des I_i avec $2 < i < N$.

Connaissant les I_i , nous pouvons réécrire la première équation du premier système (*)

$$V_1 = (r_1 + j L_1 \omega) I_1 + j M_{12} \omega I_2 + j M_{13} \omega I_3 + \dots + j M_{1N} \omega I_N$$

ce qui revient à écrire

$$V_1 = \left(r_1 + j \omega \left(L_1 + M_{12} \frac{I_2}{I_1} + M_{13} \frac{I_3}{I_1} + \dots + M_{1N} \frac{I_N}{I_1} \right) \right) I_1$$

Si nous faisons l'analogie avec le cas d'une spire réelle seule, on peut écrire :

$$V_1 = (r_1 + j L \omega) I_1$$

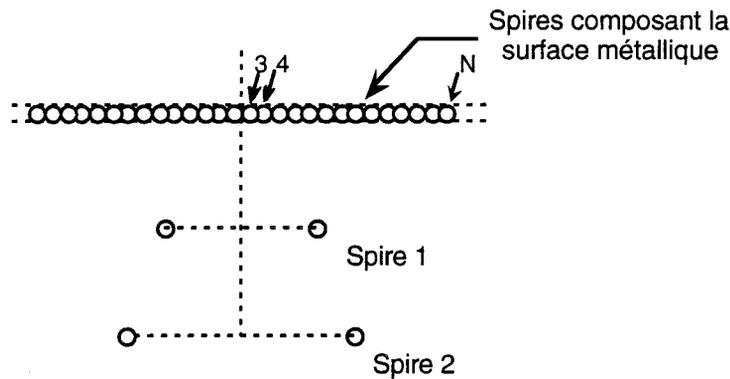
D'où la relation nous donnant la nouvelle self de la spire en présence d'un plan métallique en fonction des paramètres électriques élémentaires des spires qui composent notre dispositif :

$$L = L_1 + M_{12} \frac{I_2}{I_1} + M_{13} \frac{I_3}{I_1} + \dots + M_{1N} \frac{I_N}{I_1}$$

ANNEXE 6.

Etablissement des formules donnant la mutuelle entre deux spires en présence d'un plan métallique.

Notre dispositif est constitué d'un ensemble de N spires que l'on peut diviser en deux groupes : à savoir un groupe de 2 spires réelles et un autre de (N-2) spires "fictives" constituant le plan métallique.



Le raisonnement est le même que pour l'annexe II.

On établit le système d'équations reliant les paramètres électriques de notre dispositif entre eux. Nous obtenons le système matriciel suivant :

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ \vdots \\ V_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_1 + j\omega L_1 & j\omega M_{12} & \dots & j\omega M_{1N} \\ j\omega M_{21} & r_2 + j\omega L_2 & \dots & j\omega M_{2N} \\ j\omega M_{31} & j\omega M_{32} & \dots & j\omega M_{3N} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ j\omega M_{N1} & j\omega M_{N2} & \dots & r_N + j\omega L_N \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \\ i_3 \\ \vdots \\ i_N \end{bmatrix}$$

Compte tenu des propriétés physiques de notre dispositif, nous pouvons procéder à des simplifications.

- Comme les spires constituant le plan métallique sont des spires en court circuit, les tensions V_i (pour $3 < i < N$) sont nulles.

- On fixe une valeur arbitraire pour le courant I_1 circulant dans la première spire réelle, $I_1=1A$ par exemple.

- On suppose que la deuxième spire réelle est connectée sur une haute impédance pour se mettre dans les mêmes conditions que la mesure. Par conséquent, on a $I_2=0$.

Nous obtenons ainsi:

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_1 + j\omega L_1 & j\omega M_{12} & \dots & j\omega M_{1N} \\ j\omega M_{21} & r_2 + j\omega L_2 & \dots & j\omega M_{2N} \\ j\omega M_{31} & j\omega M_{32} & \dots & j\omega M_{3N} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ j\omega M_{N1} & j\omega M_{N2} & \dots & r_N + j\omega L_N \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ i_3 \\ \vdots \\ i_N \end{bmatrix} \quad (*)$$

Nous pouvons considérer un nouveau système matriciel établi à partir des (N-2) dernières équations du système précédent. Nous obtenons le système suivant:

$$\begin{bmatrix} -j\omega M_{31} \\ -j\omega M_{41} \\ \vdots \\ -j\omega M_{N1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} r_3 + j\omega L_3 & j\omega M_{32} & \dots & j\omega M_{3N} \\ j\omega M_{43} & r_4 + j\omega L_4 & \dots & j\omega M_{4N} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ j\omega M_{N3} & j\omega M_{N4} & \dots & r_N + j\omega L_N \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_3 \\ i_4 \\ \vdots \\ i_N \end{bmatrix}$$

Ce système de (N-2) équations à (N-2) inconnues est résolu par une méthode de pivot de Gauss classique pour retrouver la valeur des I_i avec $3 < i < N$.

Connaissant les I_i , nous pouvons réécrire la deuxième équation du deuxième système (*)

$$V_2 = j M_{21} \omega I_1 + j M_{23} \omega I_3 + \dots + j M_{2N} \omega I_N$$

ce qui revient à écrire

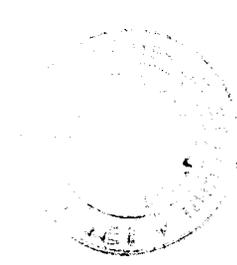
$$V_2 = j \omega \left(M_{21} + M_{23} \frac{I_3}{I_1} + \dots + M_{2N} \frac{I_N}{I_1} \right) I_1$$

Si nous faisons l'analogie avec le cas où les deux spires réelles sont en absence de structure métallique, on peut écrire :

$$V_2 = j \omega M I_1$$

D'où la relation nous donnant la nouvelle mutuelle entre les deux spires en présence d'un plan métallique, en fonction des paramètres électriques élémentaires des spires qui composent notre dispositif:

$$M = M_{21} + M_{23} \frac{l_3}{l_1} + \dots + M_{2N} \frac{l_N}{l_1}$$



RESUME

Le travail présenté est une contribution à l'étude de sécurité du couplage électromagnétique entre un interrogateur placé à bord du train et des balises de différentes natures placées sur la voie. Trois aspects ont été abordés. Le premier concerne l'étude du niveau de champ électromagnétique vis-à-vis de la voie adjacente afin de garantir l'absence d'interférences. Le second concerne l'étude de balises longues et à croisements permettant le recalage de la centrale odométrique avec une très grande précision. Le troisième concerne la prise en compte de la structure métallique du train pour l'étude du couplage sol - véhicule.

MOTS CLES:

Véhicules guidés, balise, localisation, diaphonie, couplage électromagnétique, mutuelle-inductance, structures métalliques

