

n° d'ordre: 1672

THESE

présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

pour obtenir le grade de:

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité: ELECTRONIQUE

par

Nawaz MOHAMUDALLY

Etude des fuites électromagnétiques introduites sur le raccordement des câbles blindés et du couplage produit par une composante de champ magnétique perpendiculaire à la section des câbles coaxiaux.

soutenue le 11 Janvier 1996 devant la Commission d'Examen

Membres du Jury: MM R. GABILLARD
M. IANOZ
P. AURIOL
B. DEMOULIN
F. BROYDE

Président
Rapporteur
Rapporteur
Directeur de thèse
Invité



REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé au Laboratoire de Radiopropagation et Electronique (LRPE) de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, dirigé par Monsieur le Professeur Pierre DEGAUQUE.

Je prie Monsieur le Professeur GABILLARD de trouver ici l'expression de ma reconnaissance et de mon plus profond respect pour m'avoir fait l'honneur de juger ce travail et de présider le jury.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur Bernard DEMOULIN qui a apporté l'idée de base qui fut l'origine de ce travail. Son expérience a été primordiale pour le bon déroulement et l'aboutissement de cette thèse. Qu'il trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance pour ses conseils et sa confiance.

Messieurs les professeurs M. IANOZ, de l'Ecole Polytechnique de Lausanne, et P. AURIOL de l'Ecole Centrale de Lyon, m'ont fait l'honneur d'examiner ce travail et d'assurer la tâche de rapporteur. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma déférente gratitude.

Mes remerciements vont également à Monsieur F. BROYDE, P.D.G de la Société EXCEM, et à Monsieur B. NOURRY, ingénieur chef de service à l'Etablissement Technique Central de l'Armement qui ont accepté de participer au jury et d'examiner ce travail.

Je tiens à remercier particulièrement Monsieur L. KONE, Ingénieur au L.R.P.E, pour son aide précieuse qu'il m'a apportée tant au niveau de la métrologie que de la modélisation, mais aussi pour sa disponibilité. Je lui exprime ici toute ma gratitude et mon estime.

Je remercie Madame DEMOULIN, responsable de l'informatique au L.R.P.E notamment pour le bon fonctionnement du réseau HP1000 sur lequel les programmes d'acquisition et de calcul numérique ont été exécutés.

J'adresse également mes remerciements à Monsieur J.P. DEHORTER pour la reproduction de ce mémoire.

Enfin, j'adresse mes vifs remerciements à tous les membres du laboratoire pour la sympathie qu'ils m'ont témoignée et pour le soutien constant qu'ils m'ont apporté.

SOMMAIRE

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE	1
-----------------------------	---

CHAPITRE I-LOCALISATION DES FUITES ELECTROMAGNETIQUES SUR LES RACCORDEMENTS BLINDAGES / CONNECTEURS.

INTRODUCTION.....	4
I-1) Technologies des raccordements blindage / connecteurs employées dans l'industrie.....	6
I-1-1) Raccordement en " Pigtail ".....	6
I-1-2) Principe du raccordement circonférentiel.....	8
I-2) Méthodologie recherchée pour identifier les fuites.....	11
I-2-1) Différents types de fuites électromagnétiques.....	11
I-2-1-1) Fuites par résistance de contact.....	11
I-2-1-2) Fuites par ouvertures.....	12
I-2-1-3) Fuites par effet de contact ponctuel.....	12
I-2-2) Application du concept de l'impédance de transfert.....	13
I-2-2-1) Réponse quasi-indicielle.....	13
I-2-2-2) Principe de la localisation spatiale.....	15
I-3) Définition d'un modèle canonique de l'ensemble blindage raccordement et connecteur dans le cas d'un câble coaxial à écran homogène.....	16
I-3-1) Choix du modèle.....	16
I-3-2) Principe de superposition conduisant au calcul de la tension parasite.....	17

I-3-2-1) Régime harmonique.....	18
I-3-2-2) Régime impulsionnel.	22
I-3-2-2a) Réponse d'une ouverture ponctuelle localisée en $z=z_0$	23
I-3-2-2b) Réponse de deux ouvertures espacées de δ	24
I-4) Etude de faisabilité expérimentale sur des éprouvettes canoniques. ..	27
I-4-1) Description et principe de la méthode de mesure du banc triaxial.....	27
I-4-2) Recherche de la limite de la résolution longitudinale.	33
I-5) Conclusion et perspectives après la confrontation théorie-expérience	35

CHAPITRE II- ETUDE DU BLINDAGE TRESSE ASSOCIE A UNE FUITE PONCTUELLE.
--

INTRODUCTION.....	36
II-1) Mécanismes physiques de la pénétration d'un courant perturbateur à travers une tresse	37
II-1-1) Phénomène de diffusion.....	37
II-1-2) Phénomène d'induction.....	38
II-1-3) Phénomène de diffraction.....	39
II-1-4) Incidence de l'angle de tressage	39
II-2) Détection d'une fuite ponctuelle située sur la tresse d'un câble coaxial.....	41
II-2-1) Exploitation de la tension parasite recueillie aux bornes du vecteur de test	41
II-2-2) Effet de la longueur de l'échantillon et de la position z_0 de l'ouverture	43
II-2-3) Influence du rapport des inductances de transfert de la fuite et du blindage.....	44

II-3) Considérations technologiques dans la résolution du d'une fuite localisée	45
II-3-1) Blindage à angle de tressage supérieur à 45°	45
II-3-2) Blindage à angle de tressage inférieur à 45°	49
II-3-3) Problèmes d'ordre technologiques concernant le banc de mesure triaxial	51
II-3-3-1) Introduction d'une chaîne optoélectronique	51
II-4) Résultats expérimentaux obtenus avec la méthode du " fil d'injection "	54
II-5) Application de la méthode à une liaison réelle.....	58
II-5-1) Câble multifilaire au blindage tressé avec un raccordement en " chaussette "	58
CONCLUSION.....	61

<p>CHAPITRE III- LES ACTIONS DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE SUR DES CABLES BLINDES.</p>
--

INTRODUCTION.....	63
III-1) Mécanismes physiques du couplage champ à un câble coaxial blindé.....	65
III-1-1) Ecran homogène.....	66
III-1-2) Ecran comportant des ouvertures.....	67
III-1-2-1) Les tresses.....	67
III-1-2-2) Rubans hélicoïdaux.....	70
III-2) Atténuation d'écran du champ magnétique.....	72
III-2-1) L'expression du coefficient d'atténuation.....	72

III-2-2)	Tension induite dans un câble coaxial à écran homogène. ...	76
III-2-3)	Impédance de transfert axiale.	77
III-3)	Description du dispositif perturbateur permettant de générer un champ magnétique axial.....	78
III-3-1)	Dispositif de perturbation "Bobinage" ..	78
III-3-2)	Premiers essais des mesures de tension par le bobinage.....	79
III-3-3)	Principe de mesure de l'impédance de transfert axiale.....	83
III-4)	Couplage du champ magnétique axial sur des blindages non homogènes	88
III-4-1)	Câble à fente.	88
III-4-2)	Blindage hélicoïdal.....	90
III-5)	Différentes incidences du champ électromagnétique et l'influence des connexions aux extrémités en cellule TEM.....	92
II-5-1)	Champ magnétique perpendiculaire à l'axe du câble.	93
II-5-2)	Champ magnétique parallèle à l'axe du câble.....	100
II-5-3)	Incidence oblique.....	104
CONCLUSION GENERALE		108
BIBLIOGRAPHIE		110
Annexe A	- Expression de la tension impulsionnelle induite en paradiaphonie dans un câble coaxial.....	113
Annexe B	- Introduction des phénomènes de réflexions multiples due à une imparfaite adaptation des lignes dans le calcul de la tension induite.....	117
Annexe C	- Développement du calcul de coefficient d'atténuation Q du champ magnétique axial sur un conduit cylindrique.....	120

***INTRODUCTION
GENERALE***

INTRODUCTION GENERALE

Notre travail traite deux sujets de la compatibilité électromagnétique, CEM. Les deux premiers chapitres sont consacrés à la faisabilité expérimentale d'une méthode de localisation et d'identification des fuites électromagnétiques produites par des raccordements des blindages de câbles blindés aux connecteurs. Le troisième chapitre concerne l'étude des actions du champ électromagnétique sur des câbles blindés, plus particulièrement le couplage du champ magnétique parallèle à l'axe d'un câble coaxial.

Bien que les équipements électroniques soient plus ou moins protégés contre des interférences électromagnétiques, les liaisons blindées qui assurent les interconnexions restent des chemins propices pour véhiculer des signaux parasites, compromettant alors l'information utile et pouvant être parfois néfastes pour l'étage d'entrée de l'équipement. L'amplitude des tensions résiduelles induites peut varier dans de grandes proportions en fonction des technologies utilisées pour mettre en oeuvre la liaison blindée. Une liaison blindée est composée d'un câble blindé et de deux connecteurs d'extrémités qui sont en contact électrique et mécanique avec le blindage grâce aux raccordements. La caractérisation d'une liaison blindée face à un courant perturbateur s'évalue à l'aide d'une mesure de l'impédance de transfert de toute la liaison. L'impédance de transfert exprime le rapport de la tension induite à l'extrémité de la liaison au courant circulant sur le blindage.

La caractéristique fréquentielle de l'impédance de transfert ne permet pas cependant de distinguer l'apport de chacune des composantes qui constituent la liaison, autrement dit le problème reste entier si on veut y remédier. On va donc faire appel à une démarche impulsionnelle qui nous permettra de localiser l'endroit et les grandeurs géométriques des fuites. L'idée est d'utiliser un échelon de courant perturbateur ayant un front de montée très faible, la réponse d'une fuite à cet échelon se traduit au niveau de la tension à l'extrémité, par une impulsion de largeur égale au front de montée; il sera alors possible grâce aux phénomènes de propagation des retards ou avances de signaux de localiser les fuites.

Dans le chapitre I après une présentation sommaire des diverses techniques de raccordement et des différents types de fuites électromagnétiques possibles, nous développerons un modèle canonique d'une liaison blindée qui fera ensuite l'objet de vérification expérimentale. La complexité de l'ensemble câble blindé, raccordement et connecteur fait que pour une première approche nous envisageons un modèle canonique construit autour d'un câble coaxial à écran

homogène comportant deux ouvertures circulaires espacées d'une distance δ qu'on pourra rendre variable. Ces ouvertures matérialisent des fuites ponctuelles.

Dans un premier temps nous emploierons le banc triaxial comme moyen d'injection du courant perturbateur. L'étude de la résolution longitudinale de la distance interouverture δ sera entreprise en fonction du parc d'instrument dont nous disposons au laboratoire.

L'application de notre méthode à un câble coaxial au blindage tressé fera l'objet du chapitre II. Le vecteur de test canonique est une tresse comportant une fuite ponctuelle dans sa partie médiane. La particularité de la tresse est la présence des ouvertures réparties sur le blindage qui peuvent compromettre la localisation de l'ouverture qui représente la fuite. Nous verrons alors les paramètres concernés dans la détection du diamètre minimal possible de l'ouverture. L'incidence de l'angle de tressage est un paramètre déterminant dans la combinaison de la réponse due à l'ouverture et la réponse de la tresse, nous mettrons en évidence cet aspect.

Puisqu'on travaille à des temps de montée très rapides les problèmes de réflexions multiples vont rendre les signaux difficiles à interpréter, pour ce faire on essayera la méthode expérimentale du fil d'injection. Dans le même d'ordre d'idée on introduira une chaîne optoélectronique de façon à libérer le montage du potentiel de référence de masse. Les phénomènes de propagation liés aux mauvaises adaptations qui sont parfois inhérents aux bancs de mesure sont inévitables. Pour reconnaître l'effet des fuites des nombreux artefacts dus aux réflexions nous proposerons une solution qui consiste à déplacer le fil d'injection longitudinalement par rapport à l'ouverture.

L'application expérimentale de notre approche sur un ensemble de câble blindé, raccordement et connecteur réel nous permettra de conclure sur la validité de notre démarche.

Généralement les câbles et les liaisons blindées sont caractérisés à l'aide de l'impédance de transfert qui correspond au couplage d'un courant circulant sur la surface extérieure du blindage en suivant l'axe du câble. En pratique sur un montage électronique ce courant perturbateur peut prendre naissance de différentes manières. Le non respect de l'équipotentialité des fils de masse ou encore l'action d'un champ rayonnant. Dans ce dernier cas, l'amplitude du courant dépendra de l'orientation relative de composante du champ avec le câble.

courant dépendra de l'orientation relative de composante du champ avec le câble.

Ainsi pour une liaison blindée connectée à un plan de masse à ses deux extrémités un courant d'amplitude maximale sera induit lorsque le champ magnétique excitateur sera orthogonal à la surface de la boucle matérialisée par le blindage et les connexions.

Lorsqu'on fait subir au câble une rotation de 90° parallèlement au plan de masse la composante magnétique devient parallèle à l'axe du câble, autrement dit perpendiculaire à la section du câble. La seule contrainte capable de produire un courant longitudinal va donc venir de la composante électrique normale au plan de masse. Ce courant longitudinal va donc engendrer via l'impédance de transfert du câble une tension parasite d'amplitude certes bien plus faible que celle produite dans la disposition géométrique initiale.

A ce phénomène peut se superposer un autre couplage celui provoqué par la composante magnétique parallèle à l'axe du câble. Cette composante produit un flux magnétique dans la section droite du blindage, flux qui engendre des courants circonférentiels. Ces courants produiront un flux qui doit s'opposer à la cause qui leur donne naissance. Cependant diverses imperfections du blindage font que cette composition laisse passer un flux qui sous certaines conditions peut donner naissance à des parasites. Ce phénomène a été reconnu par F. BROYDE en 1993[16]. Notre travail a donc consisté à mettre en oeuvre des expériences justifiant ce couplage et montrant qu'elle est son importance relative. C'est à cette tâche qu'est consacré le chapitre III.

Pour le besoin de ces expériences nous développons un banc de mesure et une méthodologie permettant de générer cette composante axiale. Une affection particulière sera accordée à la géométrie du conducteur intérieur au blindage suivant qu'il est formé d'un conducteur rectiligne ou hélicoïdal. Ensuite nous regarderons l'influence de la structure du blindage suivant qu'il se trouve avec un écran homogène muni ou non d'ouvertures. Pour conclure ce troisième chapitre une expérience menée dans une cellule TEM dans laquelle le câble prendra les orientations géométriques évoquées plus haut permettra de discerner le couplage du à la composante électrique normale au plan et celui provoqué par la composante magnétique axiale.

CHAPITRE I

LOCALISATION DES FUITES ELECTROMAGNETIQUES SUR LES RACCORDEMENTS BLINDAGES/CONNECTEURS

SOMMAIRE

CHAPITRE I-LOCALISATION DES FUITES ELECTROMAGNETIQUES SUR LES RACCORDEMENTS BLINDAGES / CONNECTEURS.

INTRODUCTION.....	4
I-1) Technologies des raccordements blindage / connecteurs employées dans l'industrie.....	6
I-1-1) Raccordement en " Pigtail "	6
I-1-2) Principe du raccordement circonférentiel.....	8
I-2) Méthodologie recherchée pour identifier les fuites.....	11
I-2-1) Différents types de fuites électromagnétiques.....	11
I-2-1-1) Fuites par résistance de contact.....	11
I-2-1-2) Fuites par ouvertures.....	12
I-2-1-3) Fuites par effet de contact ponctuel.....	12
I-2-2) Application du concept de l'impédance de transfert.....	13
I-2-2-1) Réponse quasi-indicielle.....	13
I-2-2-2) Principe de la localisation spatiale.....	15
I-3) Définition d'un modèle canonique de l'ensemble blindage raccordement et connecteur dans le cas d'un câble coaxial à écran homogène.....	16
I-3-1) Choix du modèle.....	16
I-3-2) Principe de superposition conduisant au calcul de la tension parasite.....	17
I-3-2-1) Régime harmonique.....	18
I-3-2-2) Régime impulsionnel.....	22

I-3-2-2a) Réponse d'une ouverture ponctuelle localisée en $z=z_0$	23
I-3-2-2b) Réponse de deux ouvertures espacées de δ	24
I-4) Etude de faisabilité expérimentale sur des éprouvettes canoniques. ..	27
I-4-1) Description et principe de la méthode de mesure du banc triaxial.	27
I-4-2) Recherche de la limite de la résolution longitudinale.....	33
I-5) Conclusion et perspectives après la confrontation théorie-expérience.....	35

INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré à une première approche théorique et expérimentale concernant la localisation des fuites électromagnétiques sur le raccordement du blindage de câble aux connecteurs.

Pour les utilisateurs de liaisons blindées aussi bien que pour les concepteurs de ces dispositifs dont certains figurent dans la première partie, il est difficile d'apprécier l'importance relative des fuites réparties sur une liaison. En pratique on fait une mesure de l'impédance de transfert pour caractériser l'immunité électromagnétique du blindage d'un câble ou d'un connecteur. En effet une mesure globale d'impédance de transfert de la liaison en fonction de la fréquence faites avec les méthodes classiques ne permettait pas de distinguer ces différentes fuites. Pour localiser ces fuites il devient impératif de développer des mesures spécifiques.

La difficulté principale réside dans la localisation et l'identification des fuites qui se manifestent sur le raccordement.

Comme cela est rappelé plus loin l'impédance de transfert d'un raccordement se caractérise par une composante résistive et une composante réactive. La première est due à la résistance du dispositif de raccordement et même parfois aux résistances de contact impliquées dans ces systèmes. La seconde tient au fait que la répartition du courant perturbateur sur la périphérie du dispositif de raccordement n'est pas uniforme, il en résultera une pénétration du champ magnétique dont l'effet sera de produire une force électromotrice induite proportionnelle à la fréquence.

C'est cette propriété que nous exploiterons dans la méthode proposée dans la troisième partie du chapitre. En effet si le courant perturbateur s'apparente à un front de montée τ_d , la f.e.m induite due aux fuites magnétiques sera proportionnelle à la dérivée du courant calculé en fonction de la variable temps. Cette f.e.m se traduira donc par une impulsion d'une largeur qui dépendra de τ_d . Les impulsions induites aux différents lieux de fuites vont donc apparaître à l'extrémité du câble avec les décalages temporels qui seront proportionnels à l'espacement géométrique des fuites.

Pour valider ce principe nous proposerons tout d'abord une modélisation théorique de ce phénomène appliqué à un exemple canonique comprenant un câble coaxial à écran homogène comprenant sur sa surface deux petites ouvertures circulaires. L'exploitation du modèle canonique nous incitera à mettre en oeuvre des éprouvettes utilisant ce genre d'ouvertures. Les réponses expérimentales avec ces éprouvettes seront alors comparées aux prédictions du modèle afin de déduire une information sur la limite de résolution de la localisation.

I-1) Technologies des raccordements blindage / connecteur employées dans
l'industrie.

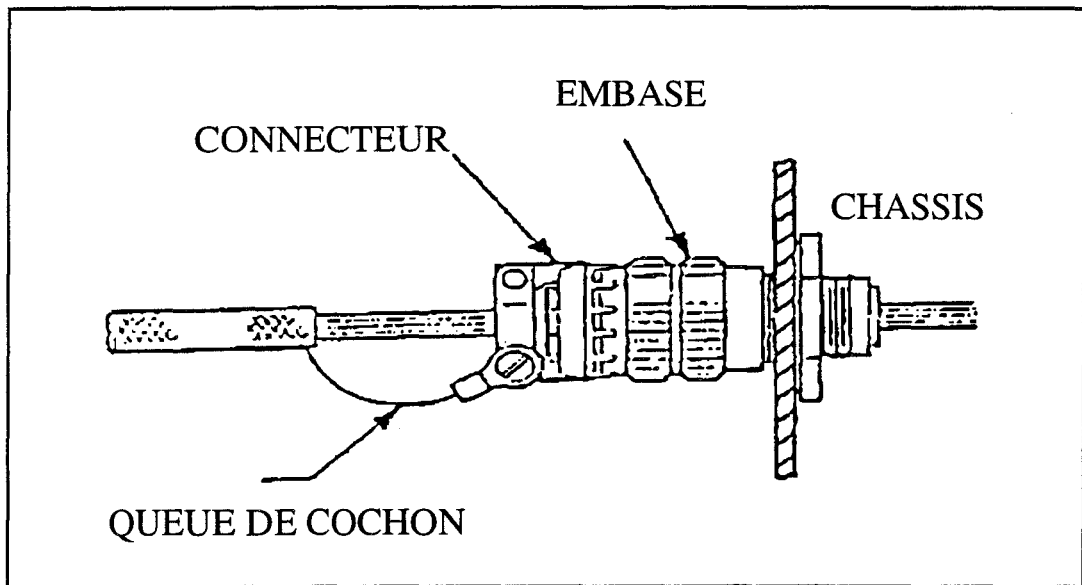
Nous savons que les amplitudes des tensions induites aux extrémités d'une liaison blindée varient beaucoup suivant la technologie utilisée par le constructeur. Pour les industries telles que l'aéronautique, le spatial ou le militaire les premières considérations prises en compte sont le poids, l'encombrement le coût et la fiabilité.

Du point de vue de la fiabilité et de la qualité, les contraintes mécaniques et le choix du matériau sont aujourd'hui mieux maîtrisés que les problèmes liés à la CEM. On assure généralement une bonne continuité électrique, mais l'insertion des aspects CEM au niveau de la conception demeure un problème complexe. Néanmoins de nombreux travaux effectués dans ce sens ont permis de comprendre et de distinguer les avantages et les inconvénients des divers raccordements en fonction de la fréquence, des dimensions géométriques, etc.

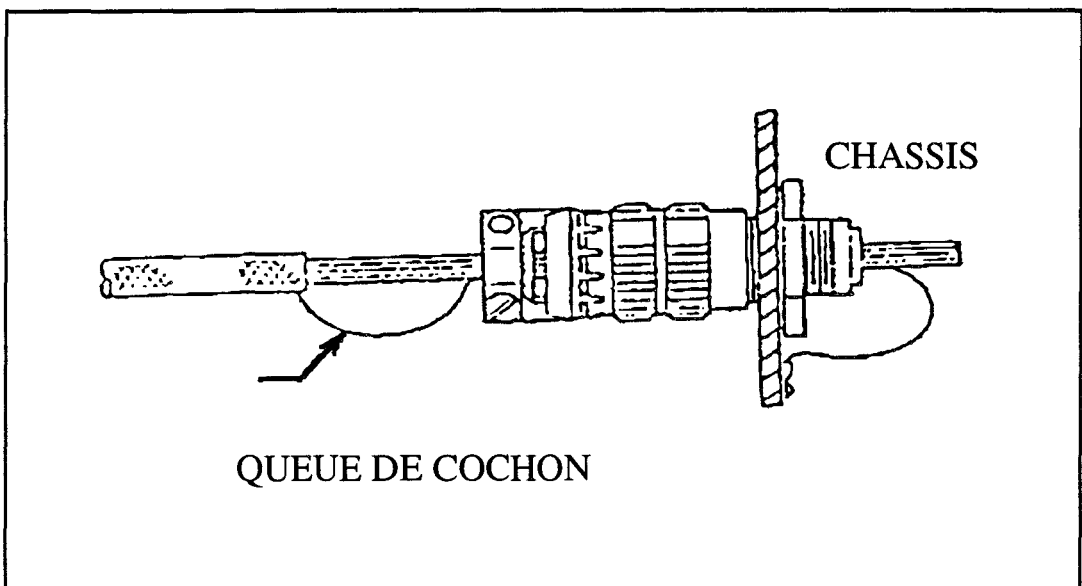
I-1-1) Le raccordement en " Pigtail " [1].

On utilisera le terme "Pigtail" qui est une terminologie anglo-saxonne plus couramment employée dont la traduction est " Queue de Cochon".

Le raccordement par " Pigtail " est très fréquent en aéronautique. Il s'agit d'une reprise du blindage du câble à la surface extérieure du connecteur ou à l'intérieur de l'équipement. Les deux cas sont présentés sur les figures(I.1) et (I.2) respectivement.



Figure(I.1) " Fixation par cosse et vis au connecteur(Document DGA Zt n°5) ".



Figure(I.2) " Reprise du blindage à l'intérieur de l'équipement(Document DGA Zt n°5)".

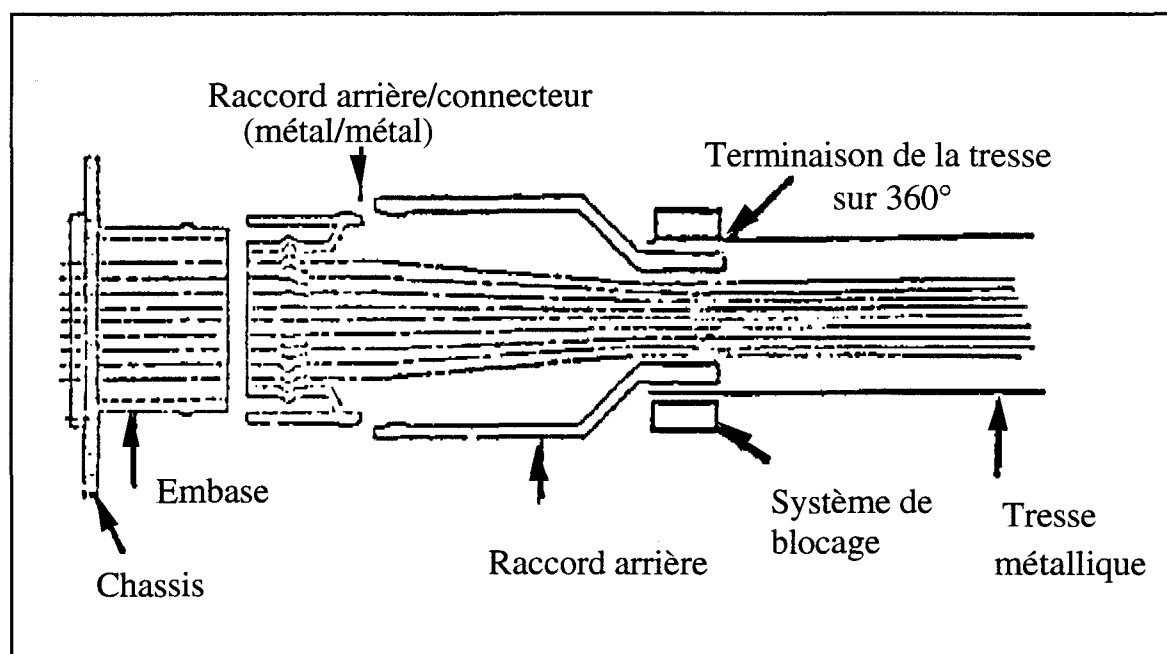
En effet le blindage est interrompu juste avant le connecteur, la continuité électrique est alors assurée par la " Queue de Cochon" qui est réalisée par torsadage des brins dans le cas d'une tresse ou par l'usage de férules. Sa fixation

est mécaniquement très simple, elle est faite soit par une cosse et vis soit par soudure.

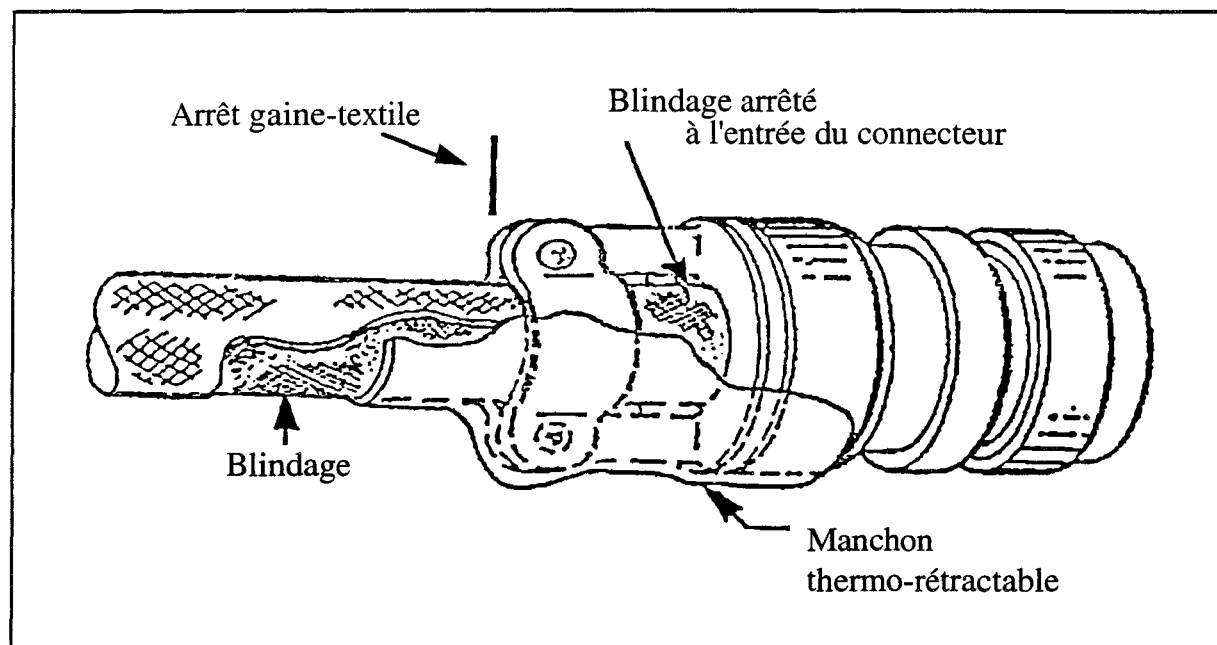
La prise en compte du " Pigtail " a été longtemps négligée dans la CEM à cause de sa petite dimension. Toutefois avec l'élargissement du spectre des perturbations on sait que sa contribution peut fortement dégrader l'efficacité du blindage d'une liaison.

I-1-2) Raccordement circonférentiel sur le connecteur [1].

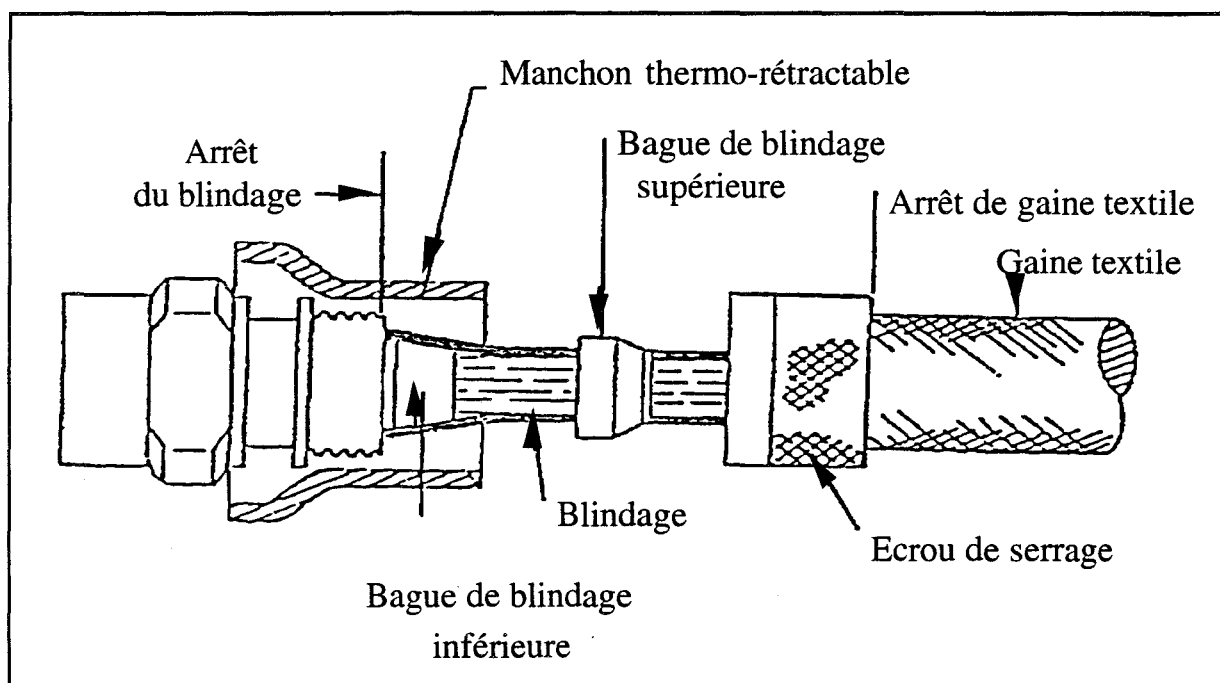
Contrairement au " Pigtail ", le raccordement circonférentiel a une structure beaucoup plus complexe de par le nombre des éléments qui le constituent. Comme son nom nous l'indique, il assure une continuité électrique sur toute la circonférence du connecteur. Il existe plusieurs technologies au niveau du raccord arrière, c'est à dire le point de rencontre entre le raccordement et le connecteur. Nous illustrons sur les figures(I.3), (I.4) et (I.5), en fonction des différents raccords arrières quelques uns des ensembles à raccordement circonférentiel.



Figure(I.3) " Raccordement circonférentiel(Document DGA, Zt n°5) ".



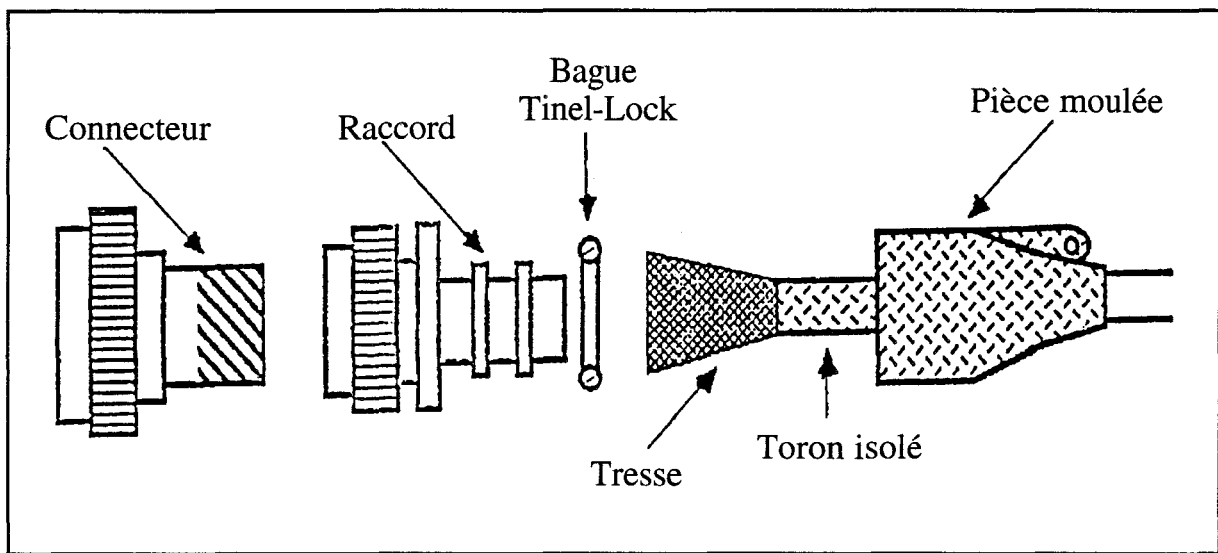
Figure(I.4) "Reprise par serre-câble(Document DGA, Zt n°5) ".



Figure(I.5) " Raccord à bagues(Document DGA, Zt n°5) ".

Le raccordement circonférentiel apporte donc une bien meilleure immunité électromagnétique ainsi le recours aux " Pigtails" est vivement déconseillé face aux perturbations de large spectre, car d'une part la boucle formée favorise le couplage local par champ magnétique et d'autre part les étirements de la tresse du câble engendrent des ouvertures qui peuvent favoriser des couplages électriques. Par contre la transition douce et la structure compacte du raccordement circonférentiel résiste mieux contre les perturbations aux fréquences élevées, mais il subsiste quand même des fuites électromagnétiques introduites par des ouvertures résiduelles.

C'est pour cette raison que la méthodologie recherchée pour évaluer les fuites s'appuiera sur le modèle technologique du raccordement développé par la société "Raychem" et représenté sur la figure(I.6).

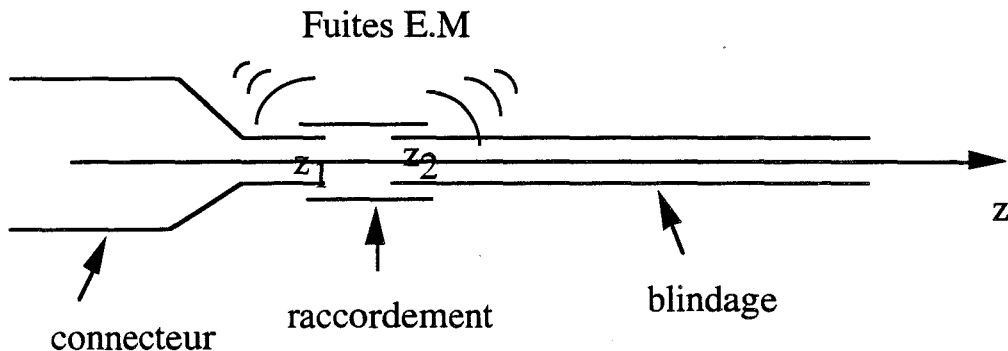


Figure(I.6) " Raccordement à bague à mémoire de forme(Document DGA, Zt n°5) ".

I-2) Méthodologie recherchée pour identifier les fuites.

I-2-1) Différents types de fuites électromagnétiques.

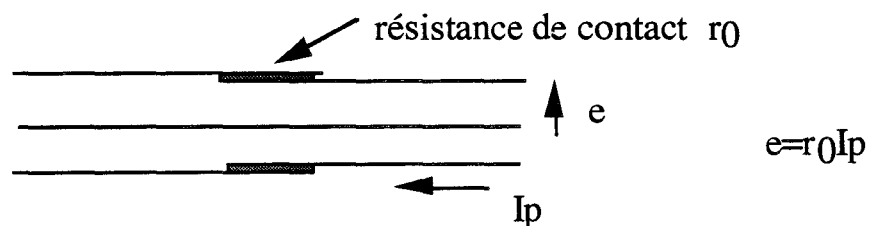
Comme nous l'avons dit plus haut les zones de fuites électromagnétiques les plus sensibles d'une liaison connecteur câble blindé se situent souvent au niveau du raccordement des connecteurs avec le blindage du câble. Le schéma de la figure(I.7) illustre l'ensemble connecteur raccordement et blindage d'un câble coaxial.



Figure(I.7)

Trois modes de fuites électromagnétiques sont envisagés, elles seront caractérisées par une source f.e.m "e" entre le conducteur central et le blindage du câble lorsqu'un courant perturbateur I_p parcourt la surface extérieure de l'ensemble. Nous verrons dans la suite que pour chaque type de fuite cette source est caractérisée par une impédance intrinsèque qui est le rapport de cette tension "e" et le courant " I_p ". L'approche adoptée ici considère les fuites de l'extérieur vers l'intérieur de l'ensemble mais l'inverse est réciproque sur le plan physique.

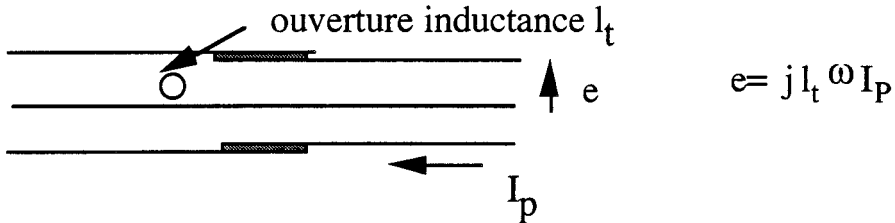
I-2-1-1) Fuites par résistance de contact.



Figure(I.8)

Cette résistance peut prendre des valeurs de quelques mΩ/m suivant la qualité du contact.

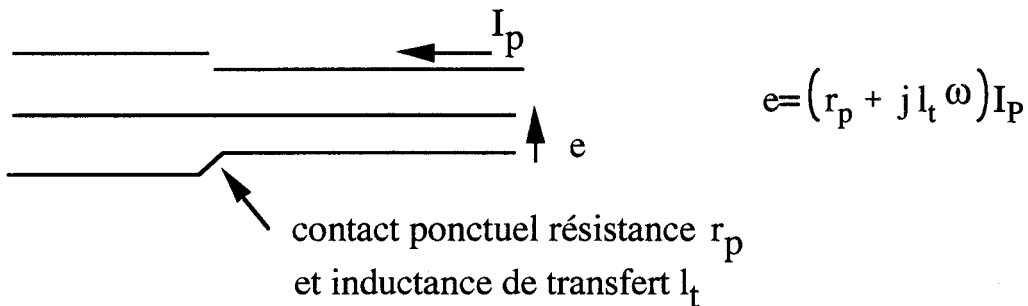
I-2-1-2) Fuites par ouvertures.



Figure(I.9)

Les risques de fuites par ouvertures sont très fréquentes. Elles sont susceptibles de se produire sur toute la liaison en forme de trous, joints dû au mauvais serrage, étirements du blindage, etc.

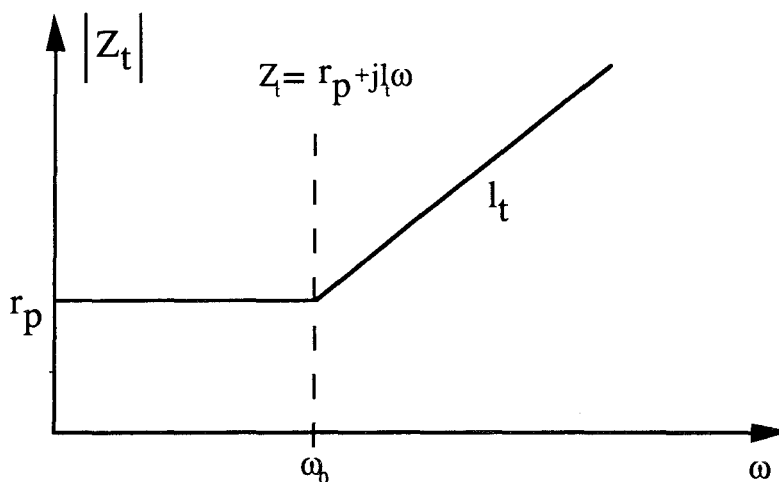
I-2-1-3) Fuites par effet de contact ponctuel.



Figure(I.10)

Ce cas comporte à la fois des pertes selfiques et résistives. Il s'agit en fait d'une reprise de blindage sur le connecteur par un élément filaire qui est plutôt critique aux fréquences élevées.

Cette impédance que nous appelons impédance de transfert équivalente aux fuites montrée par les configurations des figures(I.8),(I.9) et (I.10) est illustrée en fonction de la fréquence par la courbe de la figure(I.11) qui représente à ce titre l'évolution de l'impédance de transfert d'un contact ponctuel.



Figure(I.11)

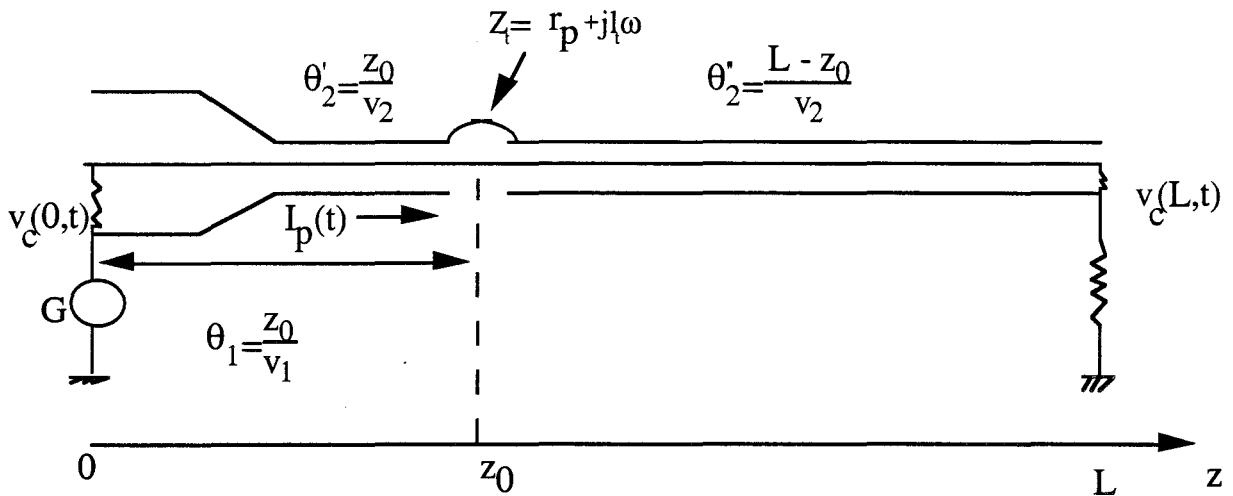
La caractéristique permet de déduire la résistance r_p , son inductance de transfert équivalente l_t , sous réserve bien sûr que ces paramètres soient prépondérants devant les impédances de transfert du connecteur et du câble auquel il est raccordé.

I-2-2) Application du concept de l'impédance de transfert.

Si on souhaite déterminer la position des fuites sur l'ensemble connecteur et câble il est indispensable d'accéder à d'autres informations. Pour ce faire nous allons transcrire notre raisonnement dans le domaine temporel en nous intéressant à la réponse quasi-indicielle.

I-2-2-1) Réponse quasi-indicielle.

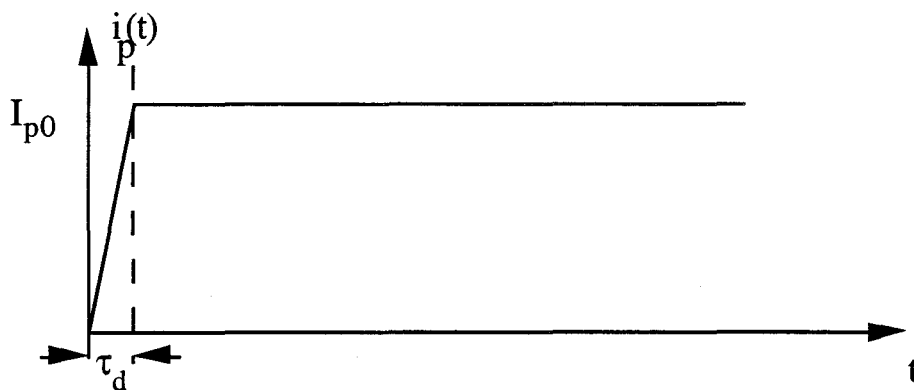
Nous appelons quasi-indicielle la réponse à un échelon de courant dont le front de montée est non nul. Nous allons montrer qu'en utilisant sous certaines conditions un quasi-échelon de courant on peut apprécier à partir de la réponse induite sur l'ensemble câble connecteur la position z_0 du raccordement telle qu'elle repérée sur la figure(I.12).



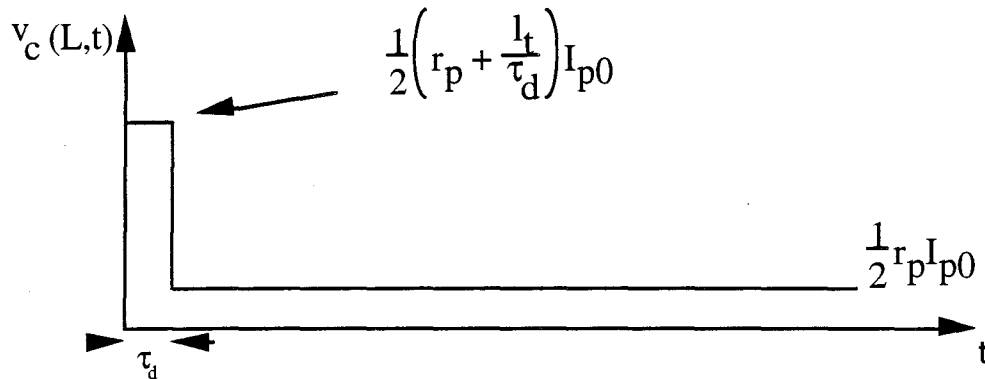
Figure(I.12)

Si on néglige la contribution de l'impédance de transfert du câble et du connecteur on peut caractériser la réponse indicielle d'une façon assez simple. Pour cela nous admettrons tout d'abord que le temps de montée τ_d de l'échelon de courant est très supérieur au temps de propagation des signaux sur l'ensemble câble connecteur.

On montre que sous de telles conditions à l'échelon de courant de la figure(I.13) correspond la réponse de la figure(I.14).



Figure(I.13)



Figure(I.14)

Le couplage produit par l'inductance de transfert du raccordement se traduit donc par une impulsion de largeur τ_d alors que l'effet du couplage résistif est matérialisé par un palier.

L'amplitude de ces phénomènes est reliée à r_p , l_t et τ_d . Le facteur 0.5 qui apparaît sur cet amplitude vient du fait que l'ensemble câble connecteur est connecté à chacune de ses extrémités sur deux résistances identiques que nous admettrons par la suite égale à l'impédance caractéristique de la partie intérieure de cette structure.

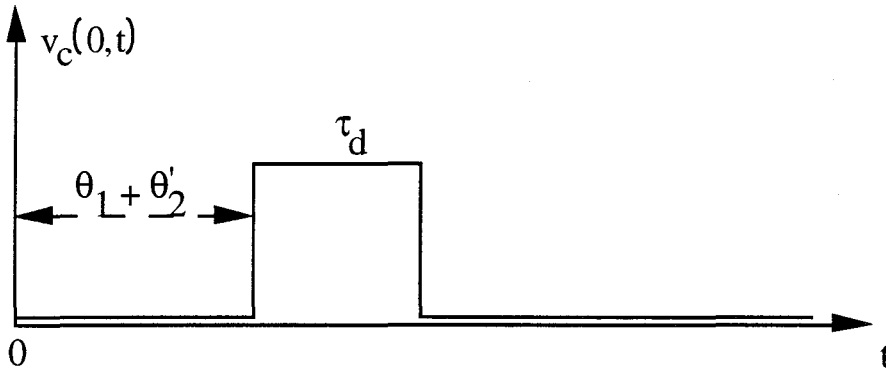
I-2-2-2) Principe de la localisation spatiale.

Considérons maintenant les temps de propagation représentés sur la figure(I.12), c'est à dire le temps mis θ , par l'échelon pour aller de la source au raccordement et les temps de propagation θ'_2 et θ''_2 mis par le transitoire induit dans le raccordement pour aller de ce point à l'extrémité du câble.

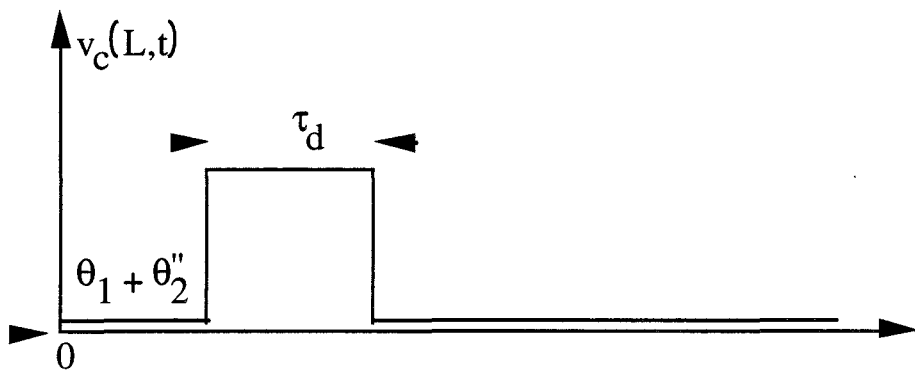
Ces phénomènes vont donc dépendre de la vitesse de propagation des signaux induits à l'intérieur du système que nous appelons v_2 alors que v_1 sera la vitesse de propagation à l'extérieur du système. Si on néglige pour plus de simplicité la résistance " r_0 ", et si on suppose maintenant que le front de montée du courant perturbateur τ_d est très petit face aux temps de propagation, les réponses aux deux extrémités du système seront décalées comme le montrent les figures (I.15) et (I.16).

Il est donc possible par la mesure de la position de ces réponses de déduire la position géométrique z_0 du raccordement. Cette méthode suppose cependant que les vitesses de propagation v_1 et v_2 à l'intérieur et à l'extérieur de la structure soient connues ou qu'elles soient mesurables. Pour illustrer ce point de vue nous

nous proposons de mettre en oeuvre une expérience sur une éprouvette canonique.



Figure(I.15)



Figure(I.16)

I-3) Définition d'un modèle canonique de l'ensemble blindage raccordement et connecteur dans le cas d'un câble coaxial à écran homogène.

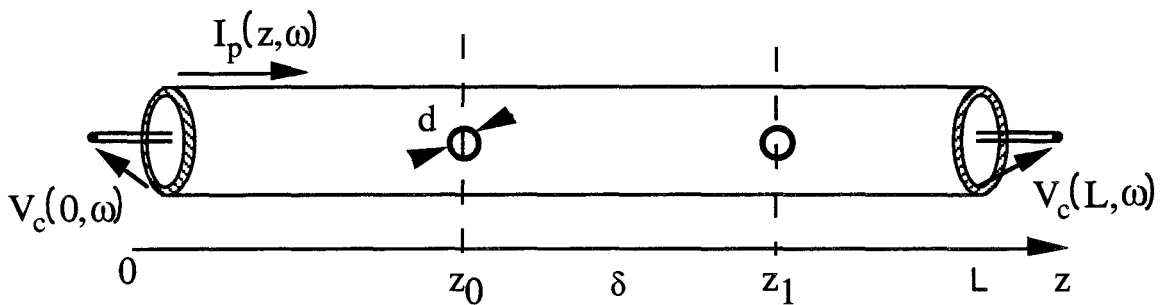
I-3-1) Choix du modèle.

Il s'agira de définir un vecteur de test permettant de matérialiser le principe retenu pour localiser les fuites.

La structure hétérogène de l'ensemble blindage raccordement et connecteur introduit des discontinuités de l'impédance caractéristique de l'ensemble. Ceci peut modifier le courant perturbateur et par conséquent perturber l'allure de la tension recueillie à l'extrémité du câble. Pour ce faire, nous proposons dans un premier temps un modèle canonique où ces paramètres d'impertinences seront éliminés, il s'agit d'un câble coaxial sur lequel on a pratiqué deux petites

pratiqué deux petites ouvertures circulaires espacées de " δ " qui vont matérialiser les deux fuites localisées comme on le voit sur la figure(I.17).

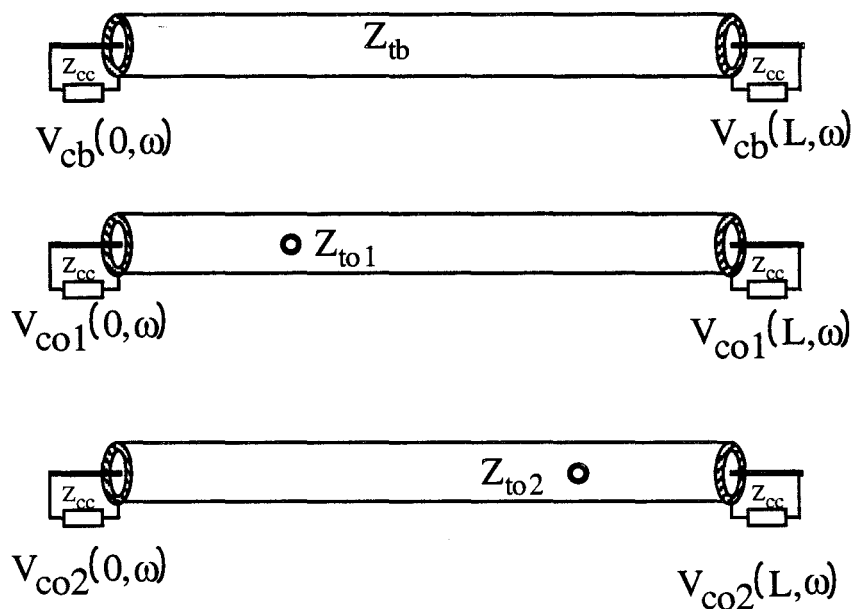
Il est montré [2] que les fuites produites par des ouvertures peuvent s'apparenter à des inductances de transfert. Dans les démonstrations qui suivent la capacité de transfert associée aux fuites sera négligée. L'influence de ce paramètre peut toutefois intervenir sur l'amplitude relative des impulsions induites aux deux extrémités du câble. Le modèle théorique nous permettra compte tenu de notre instrumentation, d'apprécier la résolution minimale de l'espacement " δ " que cette méthode d'évaluation permettra d'atteindre.



Figure(I.17)

I-3-2) Principe de superposition conduisant au calcul de la tension parasite.

Comme on a affaire à des composantes linéaires on propose d'appliquer le principe de superposition comme celle est schématisé sur la figure(I.18).



Figure(I.18)

Ce principe nous permet de dire que les tensions qui apparaîtront aux deux extrémités du câble seront la somme algébrique de trois composantes élémentaires. Une composante V_{cb} due au blindage du câble et deux composantes V_{co1} et V_{co2} provenant des ouvertures comme le montre les équations suivantes.

$$\left. \begin{aligned} V_c(0,\omega) &= V_{cb}(0,\omega) + V_{co1}(0,\omega) + V_{co2}(0,\omega) \\ V_c(L,\omega) &= V_{cb}(L,\omega) + V_{co1}(L,\omega) + V_{co2}(L,\omega) \end{aligned} \right\} \quad (I/1)$$

Nous nous intéresserons tout d'abord à quelques développements théoriques qui justifieront par la suite notre démarche expérimentale. Nous raisonnons tout d'abord dans le domaine fréquentiel.

I-3-2-1) Régime harmonique.

La tension en $z=0$ soit $V_c(0,\omega)$ s'appelle la tension de paradiaphonie et la tension à l'extrémité $z=L$ soit $V_c(L,\omega)$ la tension de télédiaphonie. Les impédances de transfert du blindage homogène et des ouvertures respectivement seront notées Z_{tb} , Z_{to1} et Z_{to2} .

Ces tensions seront exprimées dans le cas où le câble est adapté soit $Z_{c0}=Z_{cL}=Z_{cc}$ alors que le courant perturbateur sera représenté par une onde progressive exprimée en (I/2).

$$I_p(\omega,z) = I_{p0} e^{-\gamma_p z} \quad \text{avec} \quad \gamma_p = \frac{\omega}{v_p} \quad (I/2)$$

Où v_p est la vitesse de propagation du courant.

Ensuite pour généraliser on considérera des charges d'extrémités quelconques.

$V_c(0,\omega)$ et $V_c(L,\omega)$ s'exprimeront donc à l'aide des raisonnements habituels de la théorie des lignes couplées [2]. On aboutit pour chaque composante aux relations suivantes.

$$\left. \begin{aligned} V_{cb}(0,\omega) &= -\frac{1}{2} Z_{tb} I_{p0} \int_0^L e^{-\left(\gamma_p + \gamma_c\right) z} dz \\ V_{co1}(0,\omega) &= -\frac{1}{2} Z_{to1} I_{p0} e^{-\gamma_p z_0} e^{-\gamma_c z_0} \\ V_{co2}(0,\omega) &= -\frac{1}{2} Z_{to2} I_{p0} e^{-\gamma_p (z_0 + \delta)} e^{-\gamma_c (z_0 + \delta)} \end{aligned} \right\} \quad (I/3)$$

L'expression complète de la tension paradiaphonie peut donc s'écrire.

$$V_c(0,\omega) = -\frac{1}{2} Z_{tb} I_{p0} L \frac{1 - e^{-\left(\gamma_p + \gamma_c\right)L}}{\left(\gamma_p + \gamma_c\right)L} - \frac{1}{2} I_{p0} \left[Z_{to1} + Z_{to2} e^{-\left(\gamma_p + \gamma_c\right) \delta} \right] e^{-\left(\gamma_p + \gamma_c\right) z_0} \quad (I/4)$$

De même les tensions de télédiaphonie dans les trois composantes sont données par (I/5).

$$\left. \begin{aligned} V_{cb}(L,\omega) &= \frac{1}{2} Z_{tb} I_{p0} e^{-\gamma_c z} \int_0^L e^{-\left(\gamma_p - \gamma_c\right) z} dz \\ V_{co1}(L,\omega) &= \frac{1}{2} Z_{o1} I_p(z_0) e^{-\gamma_c(L - z_0)} \\ V_{co2}(L,\omega) &= \frac{1}{2} Z_{o2} I_p(z_0 + \delta) e^{-\gamma_c(L - (z_0 + \delta))} \end{aligned} \right\} \quad (I/5)$$

L'expression complète de la tension télédiaphonie est telle que

$$V_c(L,\omega) = \frac{1}{2} Z_{tb} I_{p0} L \frac{1 - e^{-\left(\gamma_p - \gamma_c\right)L}}{\left(\gamma_p - \gamma_c\right)L} e^{-\gamma_c L} + \frac{1}{2} I_{p0} \left[Z_{to1} + Z_{to2} e^{-\left(\gamma_p - \gamma_c\right) \delta} \right] e^{-\left(\gamma_p - \gamma_c\right) z_0} e^{-\gamma_c L} \quad (I/6)$$

Les formules mathématiques adoptées pour notre simulation sont expliquées par la suite.

L'impédance de transfert de l'écran homogène est le modèle habituel de Schelkunoff[3].

$$Z_{tb} = R_0 \frac{\gamma_c e}{\text{sh}(\gamma_c e)} \quad (I/7)$$

Où R_0 représente la résistance linéique du blindage , e son épaisseur et γ_c l'exposant de propagation dans le métal de conductivité électrique soit

$$\gamma_c = \sqrt{j \omega \mu \sigma} \quad (I/8)$$

Si nous supposons que les ouvertures sont identiques, le modèle de l'impédance de transfert des ouvertures est telle que

$$Z_{to} = j l_{to} \omega \quad (I/9)$$

Où l_{to} est l'inductance de transfert de chaque ouverture de diamètre " d ". L'inductance de transfert peut s'exprimer suivant les formules proposées par Vance[4].

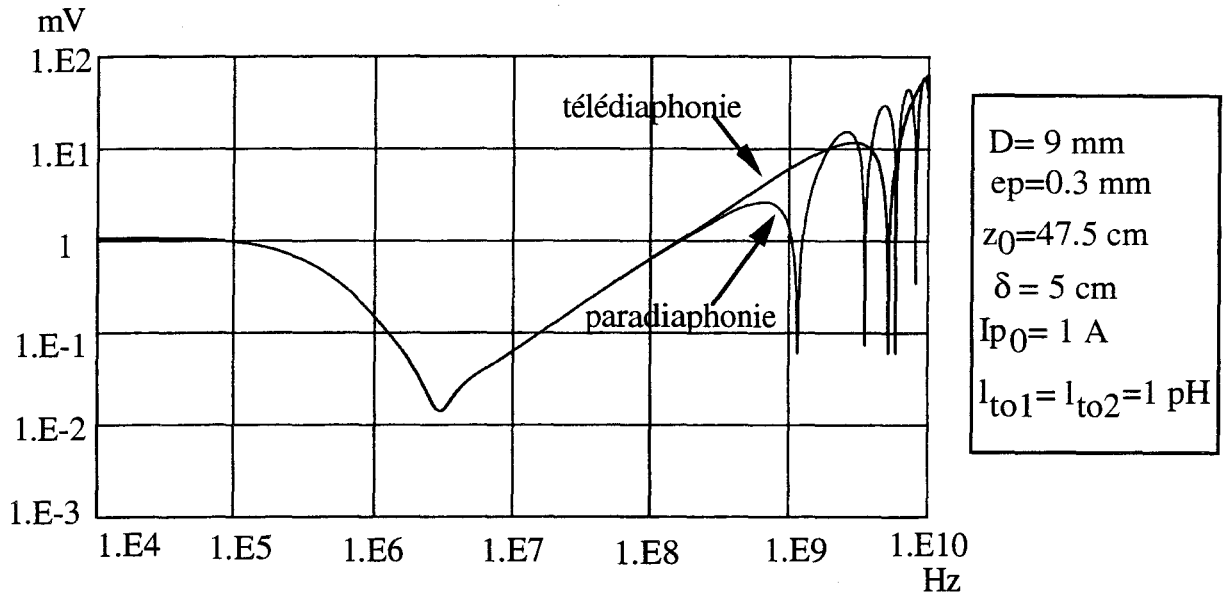
$$l_{to} = \frac{\alpha_m \mu_0}{\pi^2 D^2} \quad (I/10)$$

α_m est la polarisabilité magnétique des ouvertures, qu'on exprime pour l'ouverture circulaire.

$$\alpha_m = \frac{d^3}{6} \quad (I/11)$$

Cette formule n'est valable que lorsque l'épaisseur du blindage " e " est très petite devant d .

Les simulations numériques des tensions de paradiaphonie et de télédiaphonie prévues par les formules (I/4) et (I/6), sont données à titre d'exemple sur la figure(I.19) pour une éprouvette dont les grandeurs caractéristiques y sont aussi illustrées qu'on expérimentera après.



Figure(I.19) " Evolution fréquentielle des tensions aux deux extrémités du câble".

Nous avons utilisé une large bande de fréquence afin de mettre en évidence la composition des différents phénomènes. Ainsi pour les basses fréquences jusqu'à 50 kHz on a le phénomène résistif; c'est la résistance du blindage qui prédomine. De 50 kHz à environ 3 MHz on observe le phénomène de diffusion puis au dessus de 3 MHz c'est le mécanisme d'induction à travers les ouvertures qui domine. Par ailleurs, la divergence entre la tension de paradiaphonie et la tension de télédiaphonie se fait aux alentours de 300 MHz.

Pour des fréquences très élevées de l'ordre du GHz les phénomènes de propagation produisent des résonances. Elles se traduisent par des minimums de tensions, les fréquences de résonances correspondantes sont évaluées à partir des équations(I/4) et (I/6).

On aboutit à la formule suivante:

$$f_r = \frac{1}{2 \delta \left(\frac{1}{v_p} + \frac{1}{v_c} \right)} \quad (I/12)$$

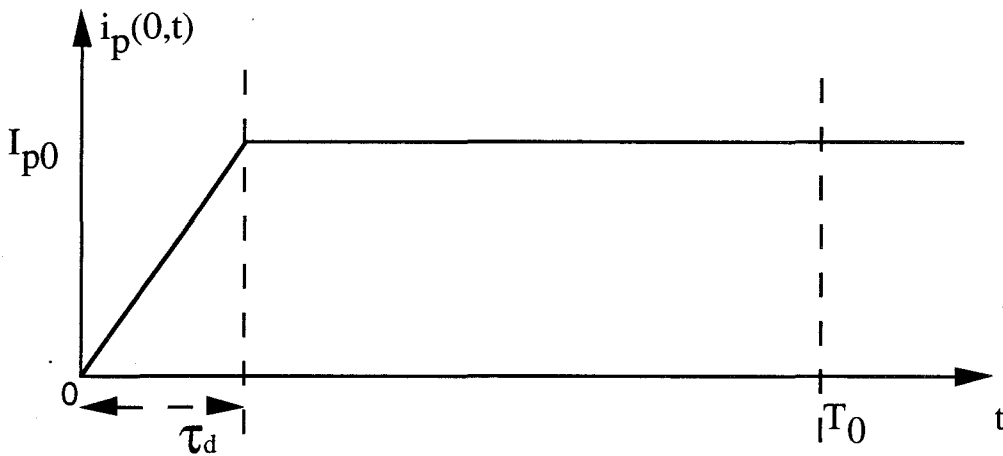
Avec les données choisies pour l'éprouvette simulée on trouve la première fréquence de résonance égale à environ 1 GHz.

Le point à retenir dans cette formule est que, c'est la différence de marche entre les tensions induites par les fuites des deux ouvertures distants de " δ " qui produira ces fréquences de résonances.

I-3-2-2) Régime impulsionnel.

On se propose de faire une évaluation analytique de la réponse du système canonique dans le domaine temporel en appliquant la transformée de Laplace aux tensions harmoniques établies auparavant.

Considérons le quasi échelon de la figure(I.20).



Figure(I.20)

Il est caractérisé par son front de montée τ_d et son amplitude I_{p0} . On peut le définir de la façon suivante:

$$i_p(0,t) = \begin{cases} I_{p0} \frac{t}{\tau_d} & 0 \leq t \leq \tau_d \\ I_{p0} & t \geq \tau_d \\ 0 & t < 0 \end{cases}$$

Cet échelon peut être facilement obtenu à partir des générateurs d'impulsions, ce qui permet un moyen de vérification expérimentale. D'autre part la transformée de Laplace du signal est simple ce qui facilite le traitement que nous proposerons.

La transformée de Laplace s'exprimera:

$$\mathbf{L}[i_p(0,t)] = I_p(0,p) = I_{p0} \frac{1 - e^{-p \tau_d}}{p^2 \tau_d} \quad (I/13)$$

I-3-2-2a) Réponse d'une ouverture ponctuelle localisée en $z=z_0$.

On déduit aisément la réponse symbolique de l'éprouvette de l'expression de $V_{co1}(0,\omega)$ en faisant correspondre à $j\omega$ la variable symbolique p et en choisissant pour le courant perturbateur la relation(I/13).

$$V_{co1}(0,p) = -\frac{1}{2} \frac{I_{p0} l_{to1}}{\tau_d} \left[\frac{e^{-\left(\theta_p^0 + \theta_c^0\right) p}}{p} - \frac{e^{-\left[\left(\theta_p^0 + \theta_c^0\right) + \tau_d\right] p}}{p} \right] \quad (I/14)$$

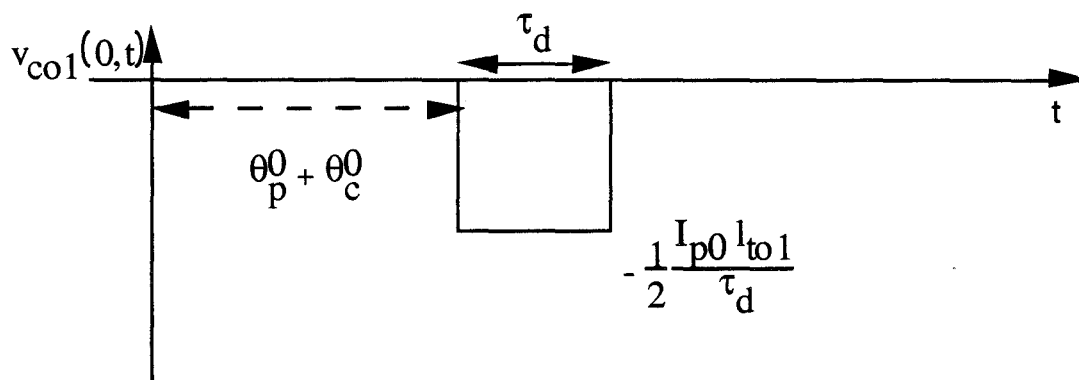
La conversion dans le domaine temporel est immédiate puisque:

$$v_{co1}(0,t) = \mathbf{L}^{-1}[V_{co1}(0,p)] = -\frac{1}{2} \frac{I_{p0} l_{to1}}{\tau_d} \left\{ U[t - (\theta_p^0 + \theta_c^0)] - U[t - (\theta_p^0 + \theta_c^0 + \tau_d)] \right\} \quad (I/15)$$

$U(t)$ est la fonction échelon définie par

$$\begin{cases} U(t) = 0 & t < 0 \\ U(t) = 1 & t > 0 \end{cases}$$

La relation (I/15) est tracée sur la figure(I.21).



Figure(I.21)

La réponse est une impulsion dont la durée est égale au front de montée τ_d de l'échelon de courant. D'autre part cette impulsion est retardée par rapport à l'origine de $\theta_p^v + \theta_c^v$ où θ_p^v et θ_c^v sont respectivement les temps de propagation sur la ligne perturbatrice pour atteindre l'ouverture et le temps mis par l'impulsion pour atteindre le récepteur connecté en $z=0$.

$$\theta_p^0 = \frac{z_0}{v_p} \quad \text{et} \quad \theta_c^0 = \frac{z_0}{v_c} \quad (I/16)$$

Un développement analogue fait pour la tension de télédiaphonie en $z=L$, c'est à dire à l'autre extrémité de l'éprouvette aboutit également à un signal de même longueur mais retardé d'une quantité plus petite.

I-3-2-2b) Réponse de deux ouvertures espacées de δ .

Pour connaître la contribution de la seconde ouverture il suffit de remplacer dans la relation(I/15) z_0 par $z_0 + \delta$ pour obtenir l'expression de la tension parasite. Cette fois-ci l'impulsion apparaîtra avec un retard θ tel que

$$\theta = \theta'_p + \theta'_c \quad \text{où} \quad \theta'_p = \frac{z_0 + \delta}{v_p} \quad \text{et} \quad \theta'_c = \frac{z_0 + \delta}{v_c} \quad (I/17)$$

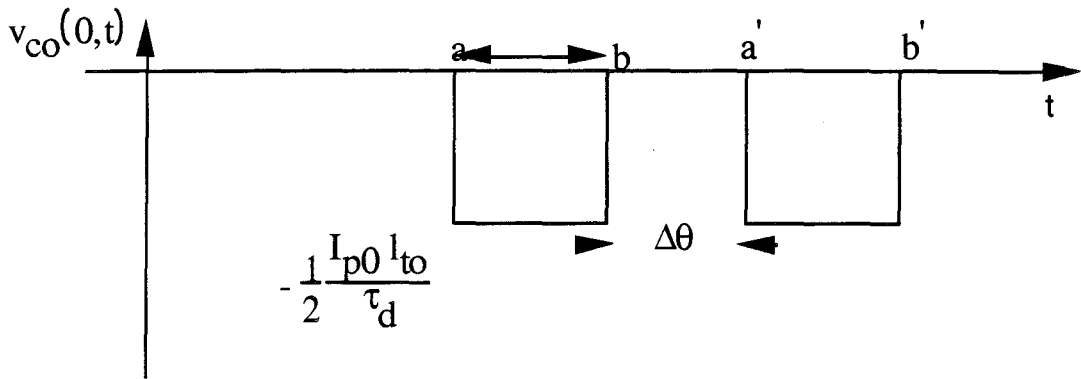
Maintenant si on considère l'action simultanée des deux ouvertures, on ajoutera leurs réponses soit:

$$v_{co}(0,t) = -\frac{1}{2} \frac{I_{p0}}{\tau_d} \left\{ [l_{to1} [U(t-a)] - U(t-b)] + [l_{to2} [U(t-a')] - U(t-b')] \right\} \quad (I/18)$$

Si on attribue aux deux ouvertures le même inductance de transfert la réponse simulée aura l'allure donnée sur la figure(I.22). Deux impulsions espacées de $\Delta\theta$ apparaîtront.

$\Delta\theta$ s'exprimera

$$\Delta\theta = (\theta'_p + \theta'_c) - (\theta_p^0 + \theta_c^0) - \tau_d \quad (I/19)$$



Figure(I.22)

Les grandeurs a, b, a' et b' sont référées par rapport à l'origine du temps.

De même dans le cas de la télédiaphonie, un raisonnement analogue au précédent fournit la réponse suivante:

$$v_{co}(L,t) = \frac{1}{2} \frac{I_{p0}}{\tau_d} \left\{ l_{to1} [U(t-a) - U(t-b)] + l_{to2} [U(t-a') - U(t-b')] \right\} \quad (I/20)$$

La longueur du câble étant L, les temps de propagation à l'extérieur et l'intérieure du câble sont respectivement:

$$\theta_p = \frac{L}{v_p} \quad \text{et} \quad \theta_c = \frac{L}{v_c} \quad (I/21)$$

La réponse en télédiaphonie aura la même allure que celle de la figure(I.22) avec une polarité inverse, la même largeur τ_d des impulsions mais les autres grandeurs étant différentes.

$\Delta\theta$ sera cependant ici beaucoup plus faible puisque

$$\Delta\theta = (\theta'_p + \theta_p^0) - (\theta'_c + \theta_c^0) - \tau_d \quad (I/22)$$

Les temps de propagation dans la ligne perturbatrice et la ligne perturbée correspondant à la longueur δ sont notés respectivement:

$$\theta_p^\delta = \frac{\delta}{v_p} \quad \text{et} \quad \theta_c^\delta = \frac{\delta}{v_c} \quad (I/23)$$

La représentation des tensions induites dans l'espace du temps et de l'amplitude montre qu'il est assez facile de localiser les fuites provenant d'une ouverture isolée. Dans le cas de deux ouvertures localisées espacées de δ la position géographique relative des deux ouvertures ne sera possible qu'avec un courant perturbateur dont le front de montée est inférieur aux temps de propagation mis pour parcourir l'intervalle δ soit,

$$\tau_d < \theta_p^\delta + \theta_c^\delta \quad \text{si on considère la paradiaphonie.}$$

$$\tau_d < \left| \theta_p^\delta - \theta_c^\delta \right| \quad \text{si on considère la télédiaphonie.}$$

Les deux résultats immédiats sont premièrement la condition de réglage du front de montée du courant perturbateur et deuxièmement la tension de paradiaphonie semble plus facile à exploiter si on souhaite trouver δ .

De nombreuses simulations [5] ont été effectuées afin de bien cerner le comportement des divers paramètres physiques impliqués dans les relations des tensions temporelles établies, (I/15) et (I/18). Les considérations sur le plan informatique ont aussi été prises en compte. Nous expliquerons ces résultats en les comparant avec ceux trouvés lors des essais expérimentaux présentés par la suite.

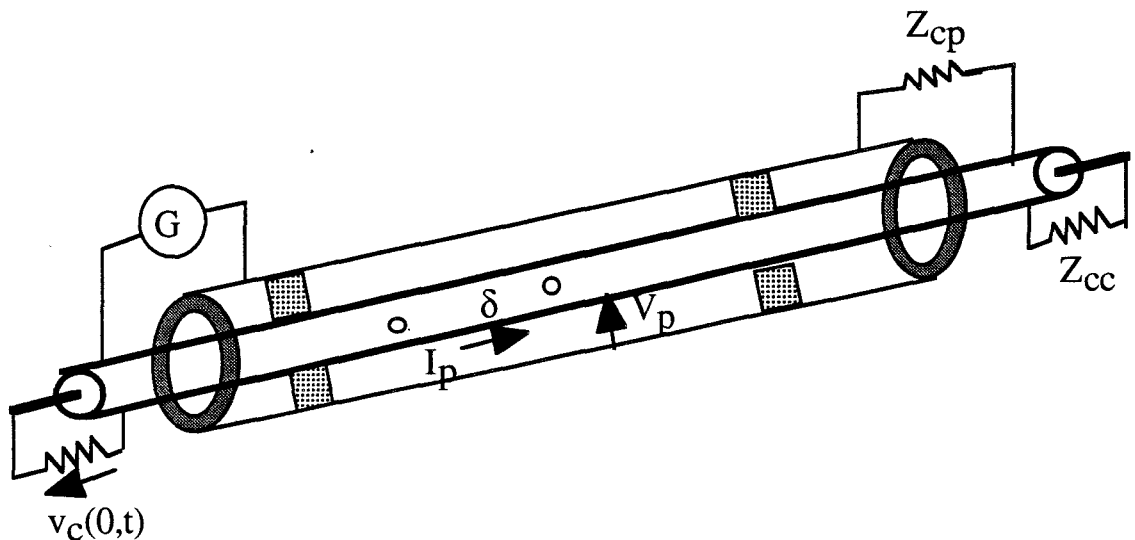
I-4) Etude de faisabilité expérimentale sur des éprouvettes canoniques.

Nous avons vu antérieurement comment un modèle d'identification des fuites électromagnétiques dues aux deux ouvertures dans le cas d'un câble coaxial à écran homogène a été élaboré. Nous avons aussi constaté que la tension de paradiaphonie convient mieux pour résoudre les fuites produites par les deux ouvertures.

Avant d'étendre ce modèle à des situations plus réalistes, il semble intéressant de procéder à une vérification expérimentale des comportements observés sur le modèle canonique.

I-4-1) Description de la méthode de mesure du banc triaxial[6].

Le banc de mesure utilisé est celui de la figure(I.23). On mesure ici la tension de paradiaphonie.



Figure(I.23)

Le vecteur de test est introduit dans un conduit cylindrique. Ce dernier constitue avec le blindage du câble une ligne perturbatrice qui sert de passage au courant perturbateur. La ligne perturbatrice et le câble sont adaptés avec des charges ponctuelles Z_{cp} et Z_{cc} respectivement. Pour bien respecter la symétrie cylindrique le câble est soutenu par des entretoises isolantes.

Nous donnerons quelques précisions techniques sur les principaux composants de la chaîne de mesure.

Le générateur d'impulsion AVTECH délivre un échelon ayant un temps de montée variant de 0,2 à 2 nanoseconde et une tension maximale de 100 V crête. On dispose d'un oscilloscope à échantillonnage Tektronix qui a les caractéristiques suivantes:

- Bande passante (6 GHz)
- Base de temps (20 ps/div. à 5ms/div.)
- Sensibilité (2 mV/div. à 200 mV/div.)
- Etage d'entrée (50 Ohms, 5 V)

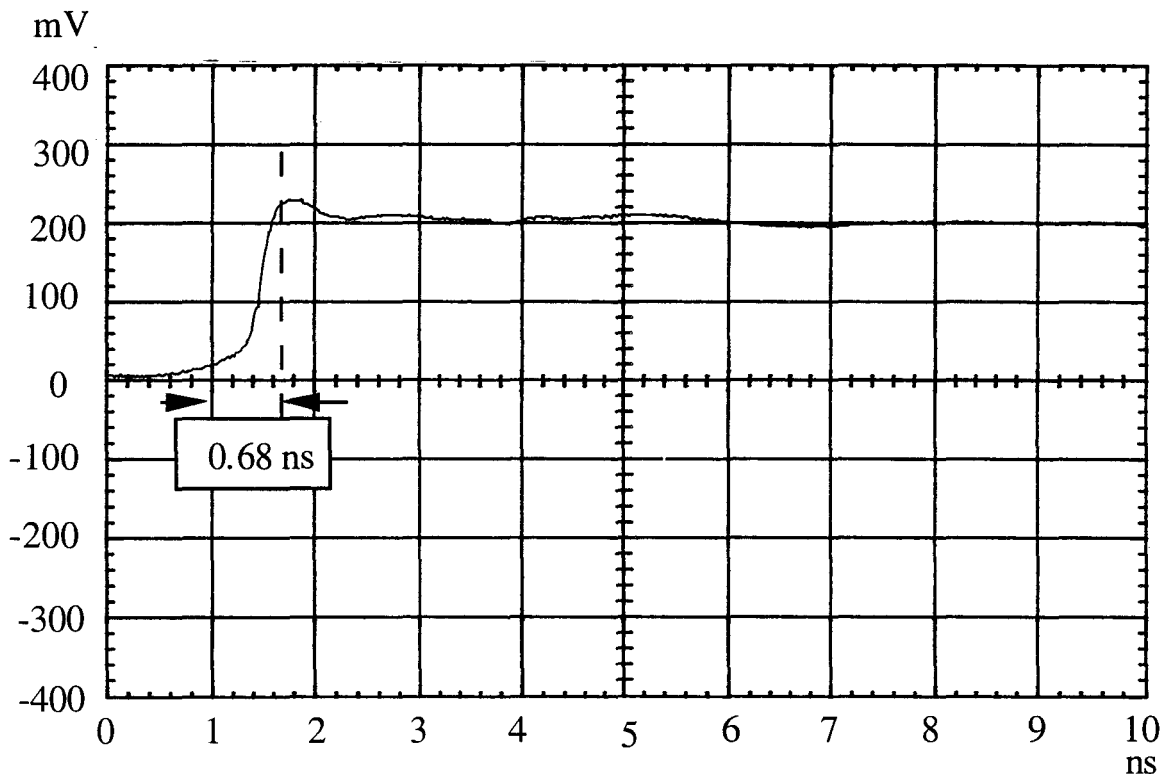
I-4-1-2) Premiers Essais.

Nous avons choisi pour la première expérience une éprouvette qu'on nommera " échantillon 1" ayant les caractéristiques suivantes:

Echantillon 1:

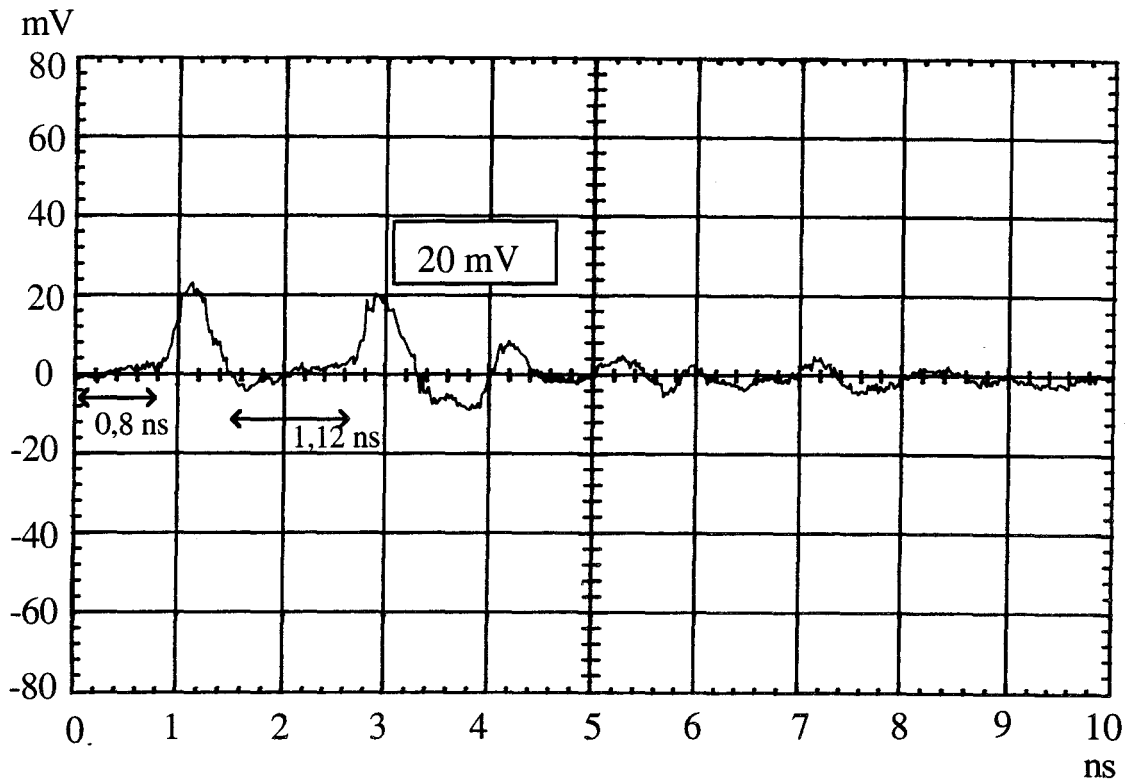
Diamètre du câble $D=9$ mm;Diamètre des ouvertures $d=3$ mm;Longueur $L=47$ cm;Distance $z_0=10$ cm;Distance $z_1=15$ cm;Espacement $\delta=22$ cm.

Sur la figure(I.24) est représenté un échelon de tension de temps de montée 0,68 ns fournit par le générateur après une atténuation de 40 dB.

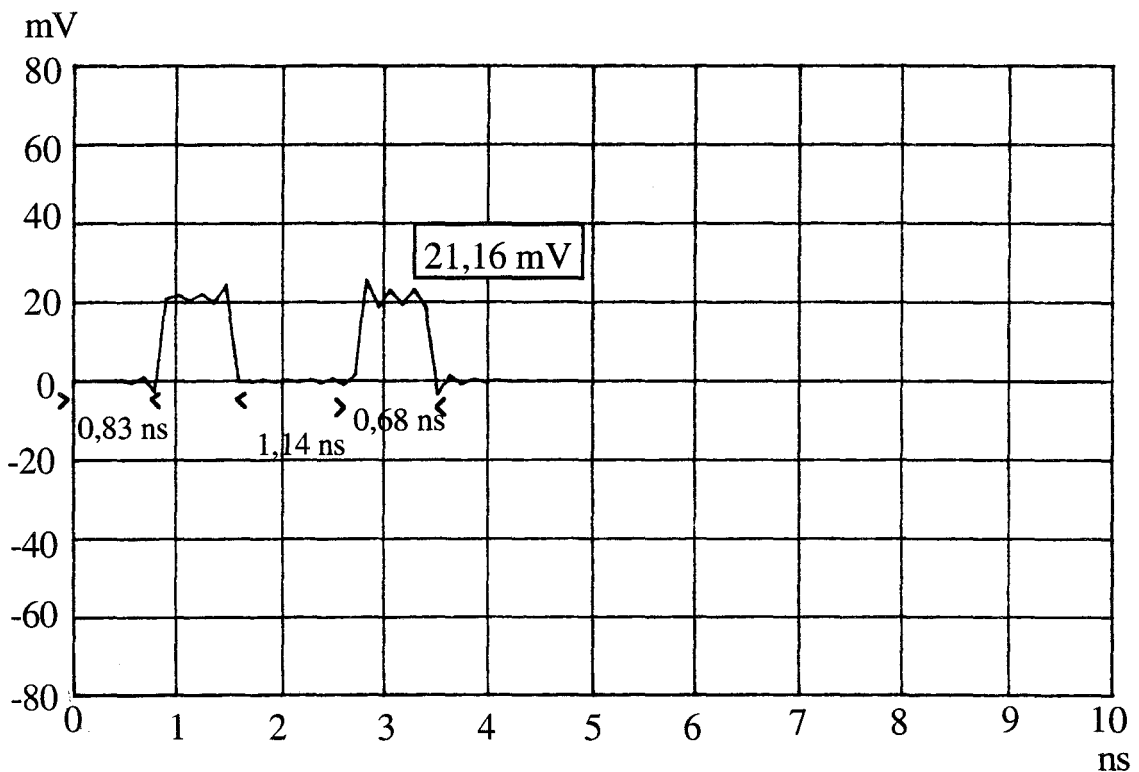


Figure(I.24)" Echelon perturbateur"

La réponse expérimentale se trouve sur la figure(I.25) alors que la simulation est sur la figure(I.26).



Figure(I.25) " Réponse expérimentale de deux ouvertures".

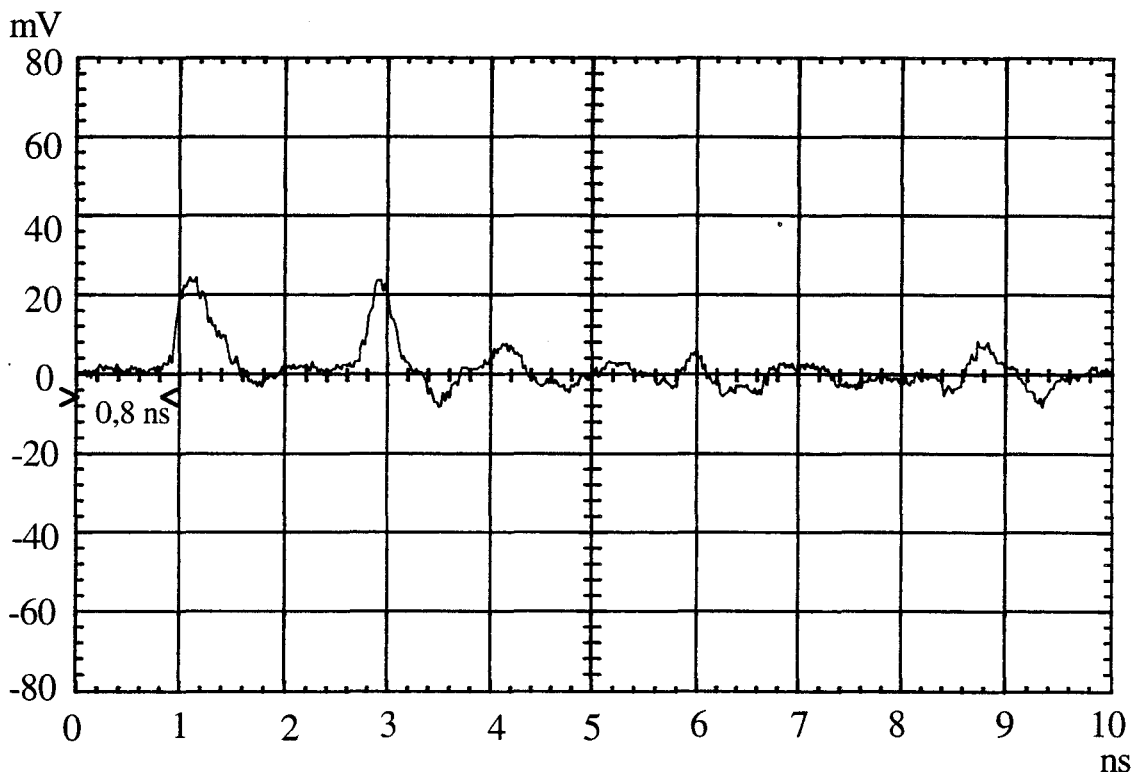


Figure(I.26) " Réponse impulsionnelle simulée de deux ouvertures espacées de $\delta = 22 \text{ cm}$ ".

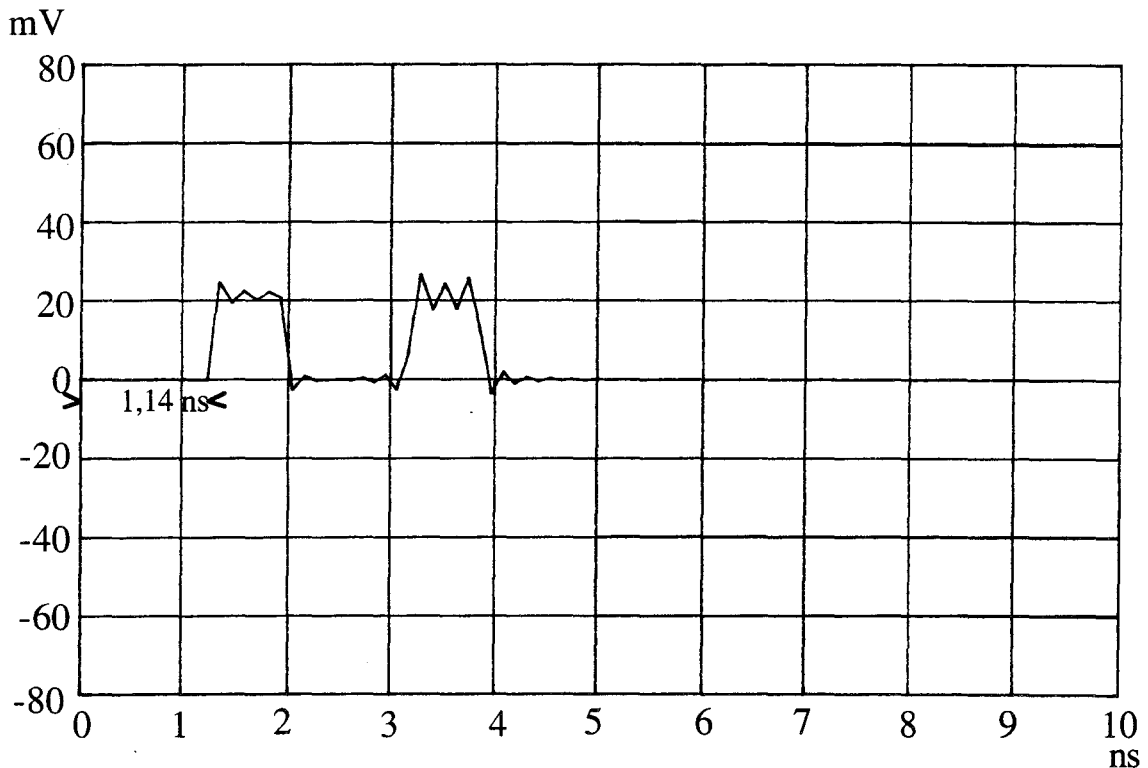
Si on excepte les oscillations d'origine numérique pour le résultat simulé, on peut dire que la similitude avec le signal mesuré est satisfaisante.

Le signal de la figure(I.27) est cette fois celui obtenu en modifiant la distance z_0 en permutant les extrémités de l'échantillon 1. On a donc $z_0=15$ cm, z_1 passe à 10 cm et l'écart inter ouvertures reste inchangé soit $\delta=22$ cm.

On remarque que l'écart temporel entre les deux impulsions dérivées par les fuites électromagnétiques correspond bien à la simulation sur la figure(I.28). Par contre la première impulsion apparaît à 0,8 ns alors que la simulation prévoit plutôt la valeur de 1,14 ns lorsque $z_0=15$ cm. Cette discordance est due à la difficulté de pouvoir apprécier l'origine. D'où la nécessité d'assurer une bonne synchronisation de la source avec l'oscilloscope et de choisir judicieusement la valeur du trigger pour avoir des valeurs précises de z_0 .



Figure(I.27)" Réponse expérimentale de deux ouvertures espacées de $\delta= 22$ cm avec cette fois ci $z_0 = 15$ cm."

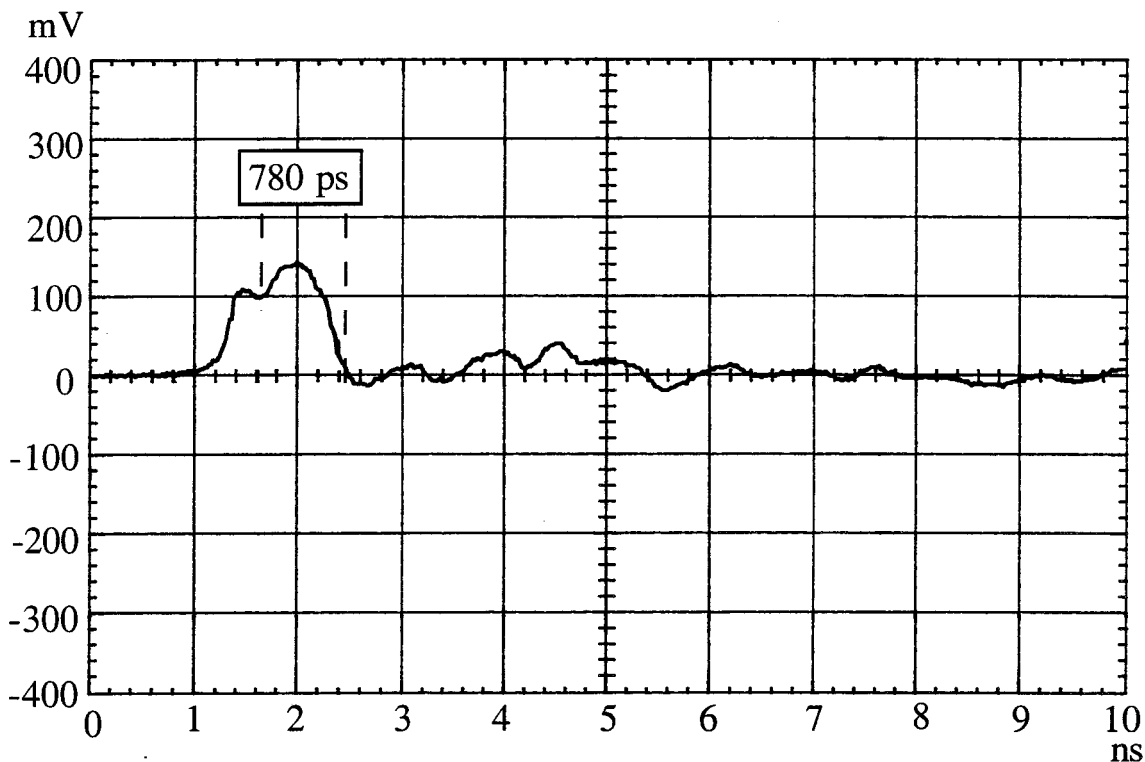


Figure(I.28)" Simulation de la réponse de deux ouvertures avec $\delta=22$ cm et $z_0=15$ cm."

L'application de la transformée de Fourier sur le plan informatique impose une fenêtre temporelle T_0 afin de permettre la convergence. La valeur choisie de ce paramètre pour la simulation équivaut à dix fois le temps de montée de l'échelon. Ceci dans le but de diminuer au maximum les diverses oscillations dues aux effets de troncature du spectre. Ces artefacts connus sous le nom de phénomène de GIBBS [7] altèrent la résolution de l'amplitude.

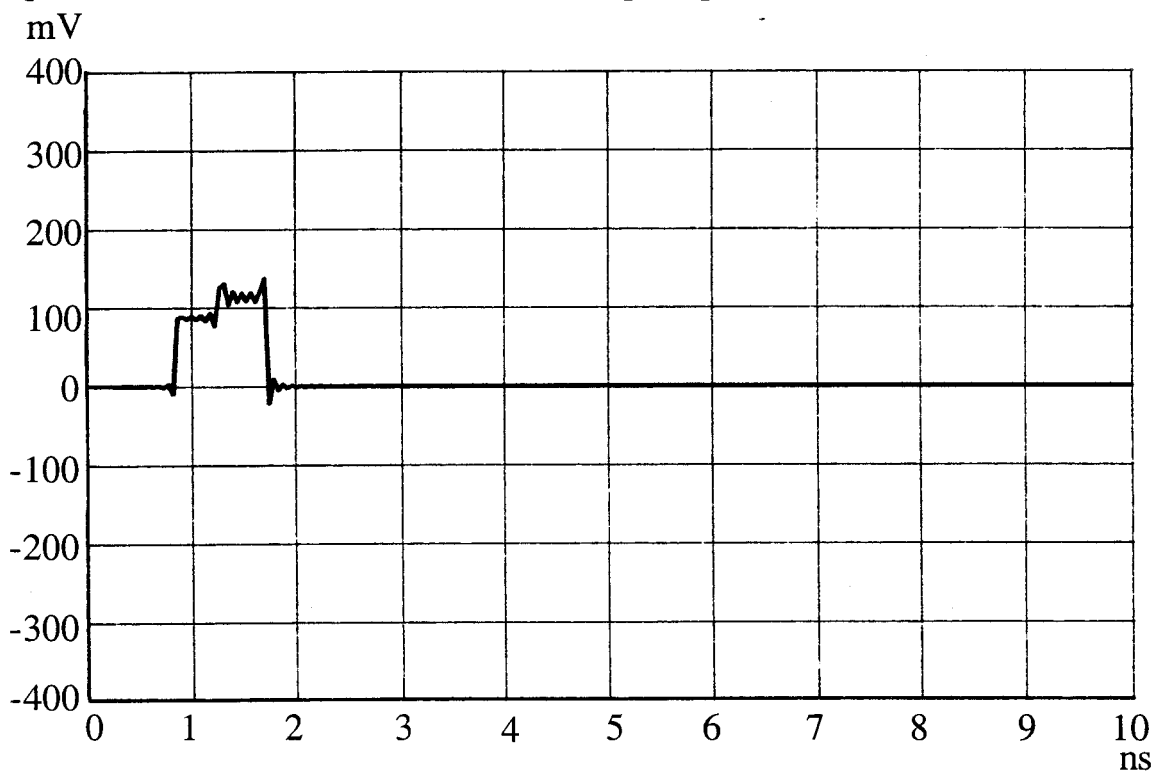
L'élargissement de la fenêtre n'offre que peu d'intérêt pour les présentes simulations. Par contre s'il y'a des réflexions multiples cet artifice est indispensable pour obtenir un résultat réaliste sur le plan physique. Si on peut réduire l'amplitude des oscillations produites par le phénomène de GIBBS, il deviendra alors nécessaire d'accroître la capacité de la base d'échantillonnage temporelle des signaux.

Sur la figure(I.29) nous avons représenté la réponse mesurée lorsque la distance δ est réduite à 5 cm. Le résultat se caractérise par une seule impulsion où sont mélangées les fuites produites par les deux ouvertures. Seule l'ondulation due à la superposition des deux maximums permet d'estimer le paramètre δ à partir d'une mesure des temps de propagation.



Figure(I.29) "Combinaison des impulsions des fuites voisines équivalentes".

Ce fait est d'ailleurs bien confirmé sur la simulation théorique de la figure(I.30). On remarquera à ce propos que l'ouverture située en $z_0=10$ cm a un diamètre de 5,5 mm alors que la seconde a un diamètre de 6 mm. La seconde va donc produire davantage de fuites et par conséquent un maximum plus prononcé ce qui est bien vérifié en théorie comme en pratique.

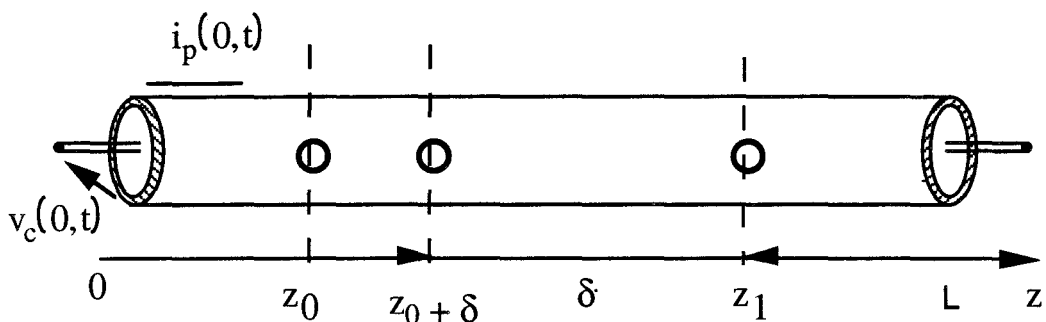


Figure(I.30) " Simulation de la réponse des fuites voisines de diamètre 5.5 mm et 6.0 mm."

On remarquera d'autres oscillations dues à des multiples réflexions provoquées par les transitions rencontrées sur la ligne reliant la source au banc de mesure. Ces phénomènes qui dans la phase actuelle du développement de la méthode sont inévitables, auront pour conséquences de limiter la sensibilité. Autrement dit une fuite électromagnétique qui se traduirait par une impulsion d'amplitude comparable ou inférieure à ces impulsions ne pourrait pas être localisée.

I-4-2) Recherche de la limite de la résolution longitudinale.

Si on observe longitudinalement un raccordement homogène, on peut voir que les zones possibles des fuites magnétiques sont voisines d'une distance de l'ordre du centimètre. Donc, il est important de savoir avec précision la limite de la résolution longitudinale des impulsions et les paramètres physiques qui en sont la cause. Pour cela nous avons expérimenté l'éprouvette de la figure(I.31).

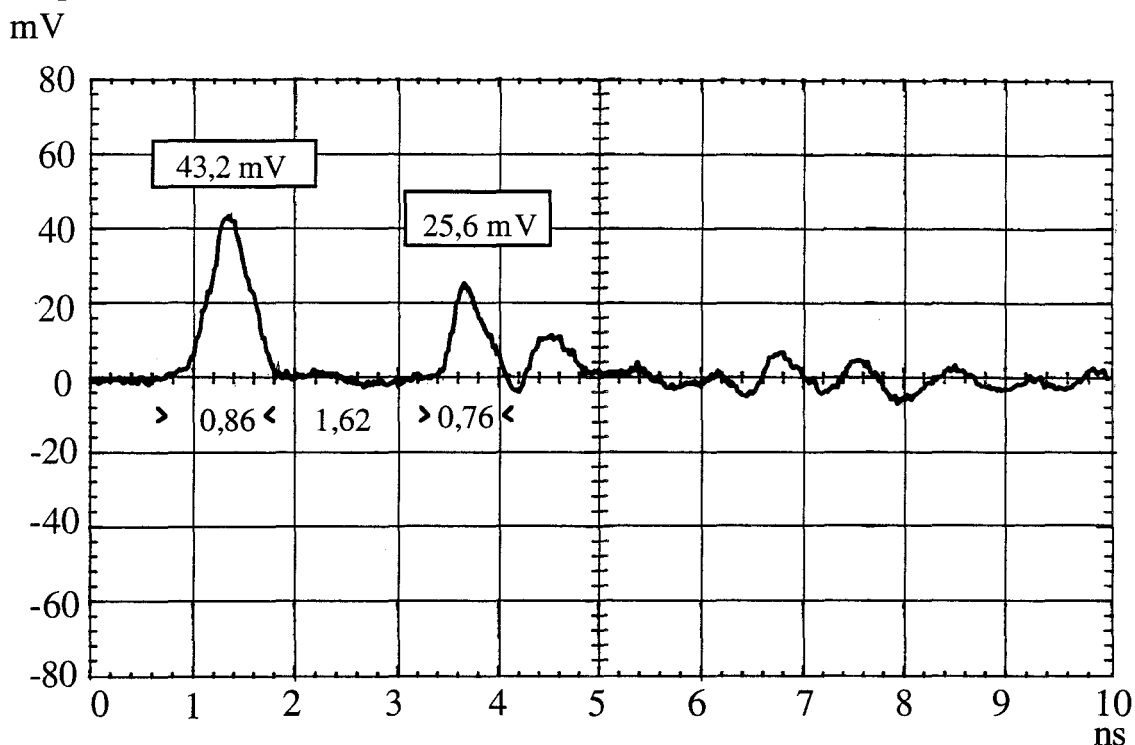


Figure(I.31)

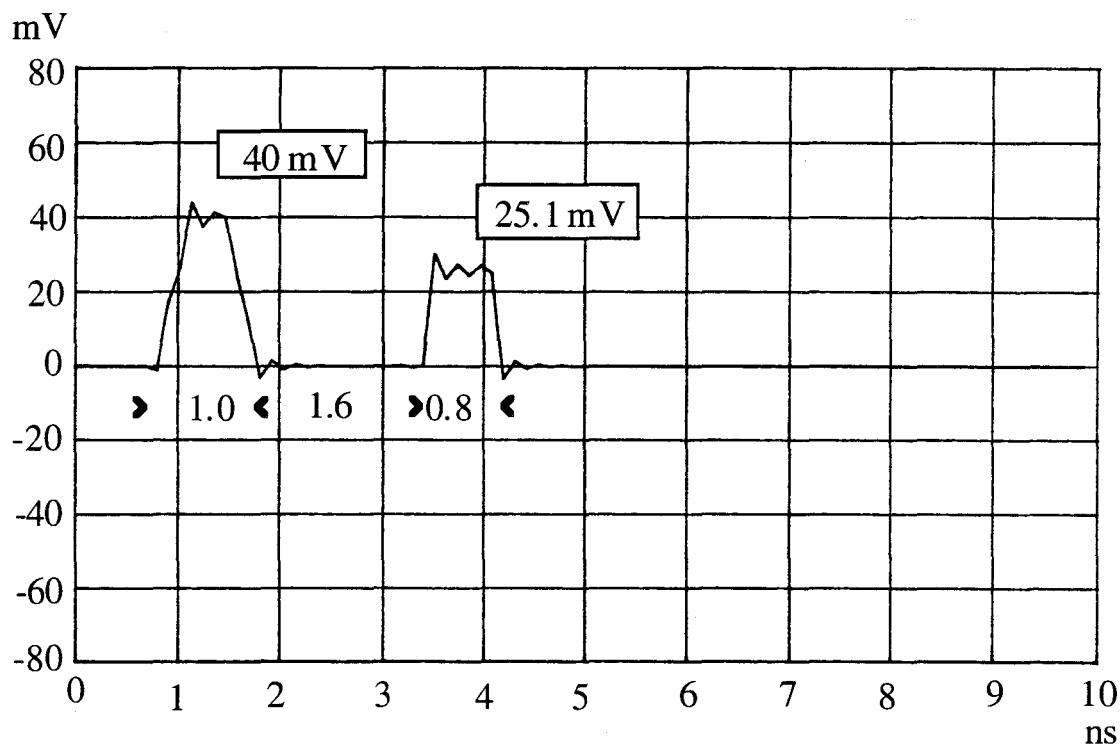
Les valeurs numériques absolues des divers distances de cette éprouvette sont les suivantes: $z_0 = 10 \text{ cm}$; $\delta = 2 \text{ cm}$; $\delta' = 28 \text{ cm}$; $z_1 = 7 \text{ cm}$.

La réponse expérimentale obtenue sur la figure(I.32) présentent de gauche à droite du graphe une impulsion de grande amplitude qui semble correspondre aux fuites électromagnétiques produites par les ouvertures espacées de 2 cm, plus loin une impulsion de plus faible amplitude suivies d'impulsions qui ressemblent à des artefacts de réflexion. Les ouvertures ayant le même diamètre on peut expliquer la discordance d'amplitudes observée entre la grande impulsion et l'impulsion qui précède les réflexions en disant qu'il s'agit de la difficulté de résoudre les ouvertures espacées de 2 cm. Ce fait est d'ailleurs bien confirmé par la simulation théorique de la figure(I.33) où l'impulsion obtenue pour les ouvertures les plus rapprochées se manifeste par une impulsion rectangulaire ici peu déformée et présentant comme lors de l'expérience une amplitude plus grande que l'impulsion issue de la troisième ouverture.

C'est le front de montée du courant perturbateur de 0,68 ns qui limite cette résolution puisque le temps de propagation entre les deux ouvertures de 2 cm n'est que 0,166 ns.



Figure(I.32)"réponse impulsionnelle de deux ouvertures proches de 2 cm et une ouverture plus éloignée".



Figure(I.33)"simulation correspondante de la mesure en haut"

I-5) Conclusion et perspectives après la confrontation des résultats simulés et expérimentaux.

Les expériences et les simulations rapportées dans ce chapitre montrent qu'il est tout à fait possible de localiser des fuites électromagnétiques aux moyens de méthodes utilisant des signaux transitoires.

La résolution longitudinale que nous pourrions atteindre avec une telle méthode de mesure est fonction du temps de montée du signal perturbateur. En effet la source utilisée pour mener des expériences ayant pour temps de montée $\tau_d = 680$ ps., nous avons montré que la résolution géométrique minimale étant de 2 cm. Toute réduction de cette résolution passera donc inévitablement par l'utilisation d'une source plus rapide. Cette limite étant maintenant bien identifiée, l'étude va devoir s'orienter d'avantage vers d'autres paramètres.

En particulier nous avons montré que les fuites sont d'autant plus facile à localiser qu'elles présentent une inductance de transfert équivalente. La recherche de fuites électromagnétiques fortement disproportionnées et voisines l'une de l'autre est confrontée au problème de la résolution temporelle qui dépend directement à la morphologie du courant. En effet la montée du courant perturbateur n'étant pas une loi purement linéaire avec la variable temps; la dérivée du signal ne s'apparente pas à une impulsion pure mais plutôt à une gaussienne, c'est donc l'étalement de ces gaussiennes qui est la cause principale de limite de résolution.

Un autre facteur qui ne facilitera pas la localisation des fuites fortement disproportionnées est la contribution du blindage des éprouvettes. En effet les expériences rapportées dans ce chapitre ne concernaient que des écrans homogènes avec ouvertures. Le phénomène de diffusion dans l'écran faisant qu'aux transitoires rapides la contribution du blindage sur les fuites était imperceptible. Lorsqu'il s'agira de blindages tressés la contribution du blindage risque d'intervenir. On peut espérer que les phénomènes de propagation limiteront l'amplitude du perturbateur induit par le blindage.

Ce paramètre doit être donc étudié avec attention. C'est à cette étude que sera consacrée la suite de notre travail. D'autre part, les défauts d'adaptations intrinsèques aux lignes de propagation qui composent le banc de mesure créent également de nombreuses impulsions secondaires qui peuvent se confondre avec des fuites électromagnétiques. L'incidence de ces paramètres sera également considérée dans le prochain chapitre.

CHAPITRE II

***ETUDE DU BLINDAGE TRESSE
ASSOCIE A UNE FUITE
PONCTUELLE***

SOMMAIRE

CHAPITRE II- ETUDE DU BLINDAGE TRESSE ASSOCIE A UNE FUITE PONCTUELLE.

INTRODUCTION.....	36
II-1) Mécanismes physiques de la pénétration d'un courant perturbateur à travers une tresse	37
II-1-1) Phénomène de diffusion.....	37
II-1-2) Phénomène d'induction.....	38
II-1-3) Phénomène de diffraction.....	39
II-1-4) Incidence de l'angle de tressage	39
II-2) Détection d'une fuite ponctuelle située sur la tresse d'un câble coaxial.....	41
II-2-1) Exploitation de la tension parasite recueillie aux bornes du vecteur de test	41
II-2-2) Effet de la longueur de l'échantillon et de la position z_0 de l'ouverture	43
II-2-3) Influence du rapport des inductances de transfert de la fuite et du blindage.....	44
II-3) Considérations technologiques dans la résolution du d'une fuite localisée	45
II-3-1) Blindage à angle de tressage supérieur à 45°	45
II-3-2) Blindage à angle de tressage inférieur à 45°	49
II-3-3) Problèmes d'ordre technologiques concernant le banc de mesure triaxial	51
II-3-3-1) Introduction d'une chaîne optoélectronique	51
II-4) Résultats expérimentaux obtenus avec la méthode du " fil d'injection "	54

II-5) Application de la méthode à une liaison réelle.....	58
II-5-1) Câble multifilaire au blindage tressé avec un raccordement en " chaussette "	58
CONCLUSION.....	61

INTRODUCTION

Si on observe une fois encore les raccordements aux blindages tressés qui sont illustrés au début du chapitre I, on peut imaginer que les défauts au niveau de la reprise de la tresse sur le raccordement sont susceptibles de produire des fuites inductives. On citera par exemple les coupures dans le sens longitudinal et transversal du blindage, la pliure ou l'étirement de la tresse et le serrage insuffisant de la tresse sur l'accessoire arrière.

Le blindage tressé possède une structure complexe et hétérogène sur le plan électromagnétique contrairement au blindage homogène. Dans la première partie nous distinguerons donc les mécanismes physiques qui gouvernent la pénétration du courant perturbateur à travers une simple tresse en fonction de ses grandeurs géométriques tels que l'angle de tressage et le recouvrement optique.

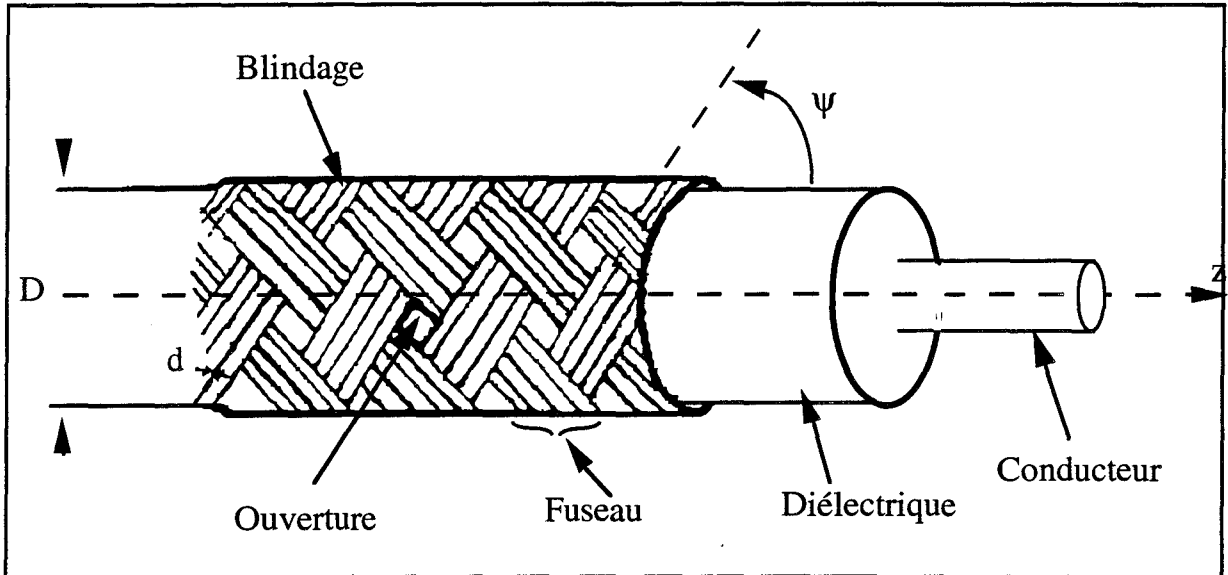
Nous nous intéressons dans la deuxième partie au comportement d'un câble coaxial au blindage tressé comportant une ouverture ponctuelle, principalement la contribution du blindage dans la reconnaissance de la fuite. Il est montré dans le développement théorique d'un tel modèle que la résolution en amplitude d'une impulsion correspondant à la fuite dépendra du rapport des inductances de transfert de l'ouverture et de la tresse, de la longueur de l'éprouvette et d'autres paramètres qui se sont révélés lors des simulations.

Dans la troisième partie, nous déterminerons le diamètre minimum de l'ouverture décelable à l'aide des expériences menées par la méthode triaxiale. Nous envisagerons ensuite une amélioration dans le montage du banc triaxial en faisant appel à une chaîne optoélectronique. Cette solution permettra de reconnaître plus facilement une fuite ponctuelle sur une tresse. Puis dans la quatrième partie, nous expérimenterons la méthode du "fil d'injection" qui semble être mieux adaptée pour des temps de montée très faibles.

La dernière partie du chapitre comporte les mesures relevées sur un ensemble de raccordement réel et quelques idées pour le perfectionnement et l'élaboration de notre méthode de résolution, notamment en ce qui concerne le problème des réflexions multiples.

II-1) Mécanismes physiques de la pénétration du courant perturbateur à travers une simple tresse.

La figure(II.1) montre les diverses grandeurs caractéristiques d'un blindage tressé.



Figure(II.1)

Si un courant perturbateur circule sur l'extérieur du blindage suivant l'axe du câble, les lois physiques qui régiront l'écoulement de ce courant vers l'intérieur seront celles de la diffusion, de l'induction et de la diffraction.

Nous distinguerons ces phénomènes qui apparaissent successivement en fonction de la fréquence et nous présenterons pour chaque cas le modèle de l'impédance de transfert correspondant.

II-1-1) Phénomène de diffusion.

Le mécanisme de couplage par diffusion à travers le blindage s'opère par la pénétration du champ électrique longitudinal qui décroît ensuite de façon exponentielle avec la fréquence à cause de l'effet de peau.

Comme pour le cas du blindage homogène, le modèle de l'impédance de transfert est celui de Schelkunoff[3].

$$Z_{td} = R_0 \frac{(1+j)\frac{d}{\delta}}{\text{sh} (1+j)\frac{d}{\delta}} \quad (\text{II/1})$$

R_0 étant la résistance continue, elle est donnée par

$$R_0 = \frac{4}{\pi d^2 N C \sigma \cos(\psi)} \quad (\text{II/2})$$

ψ : angle de tressage

C : nombre de fuseaux

N : nombre de conducteurs par fuseau

d : diamètre d'un conducteur élémentaire

δ : profondeur de pénétration

σ : conductivité électrique du blindage

II-1-2) Phénomène d'induction.

Ce phénomène se produit dans une bande de fréquence relativement étroite soit 1 MHz à 30 MHz, à ces fréquences le courant circule à la surface de la tresse. Cependant les mauvais contacts entre les fuseaux inférieures et supérieures donneront naissance à une induction des courants de Foucault sur la partie intérieure de la tresse.

L'impédance de transfert sera alors fonction de la racine carrée de la fréquence comme le montre l'expression(II/1). Cette induction est symbolisée par un coefficient d'induction K' qui a pour unité physique la conductivité électrique[8].

$$Z_t = R_0 + K' \sqrt{\omega} e^{j\frac{\pi}{4}} \quad (\text{II/3})$$

où

$$K' = -\frac{1,16}{CNd} \text{Arctg}\left(\frac{N}{3}\right) \sin\left(\frac{\pi}{2} - 2\psi\right) \left(\frac{\mu_0 \mu_r}{\sigma}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{II/4})$$

On remarque que le signe algébrique de ce paramètre dépend de l'angle de tresse. Si $\psi < 0$ $K' < 0$ et si $\psi > 0$ $K' > 0$.

Par conséquent, on peut dire que l'orientation des fuseaux conditionne le déphasage entre le courant extérieur et la tension induite.

II-1-3) Phénomène de diffraction.

C'est en grande partie due à la pénétration du champ magnétique à travers les ouvertures en forme de losange engendrées par les points de jonction des fuseaux inférieurs et supérieurs. Il se traduit par une inductance de transfert M_h qui est directement proportionnelle à la densité d'ouverture v .

$$M_h = v \frac{\alpha_m \mu_0}{\pi^2 D^2} \quad (II/5)$$

D'autre part les conducteurs élémentaires des fuseaux ne sont pas toujours en contact électrique parfait. Il subsistera alors un prolongement du mécanisme d'induction par courants de Foucault donnant lieu à des fuites magnétiques qui se traduit par une inductance M_b . Ce phénomène se manifeste aux angles extrêmes, soient $\psi \ll 45^\circ$ ou $\psi \gg 45^\circ$.

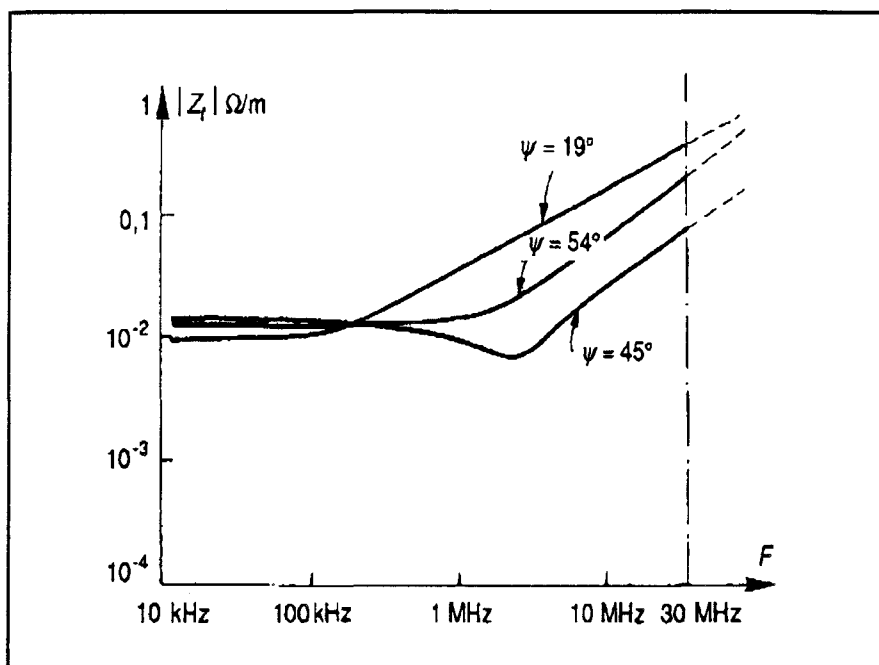
Le modèle de l'impédance de transfert est maintenant donné par

$$Z_t = R_0 + K' \sqrt{\omega} e^{j \frac{\pi}{4}} + j \omega (M_h \pm M_b) \quad (II/6)$$

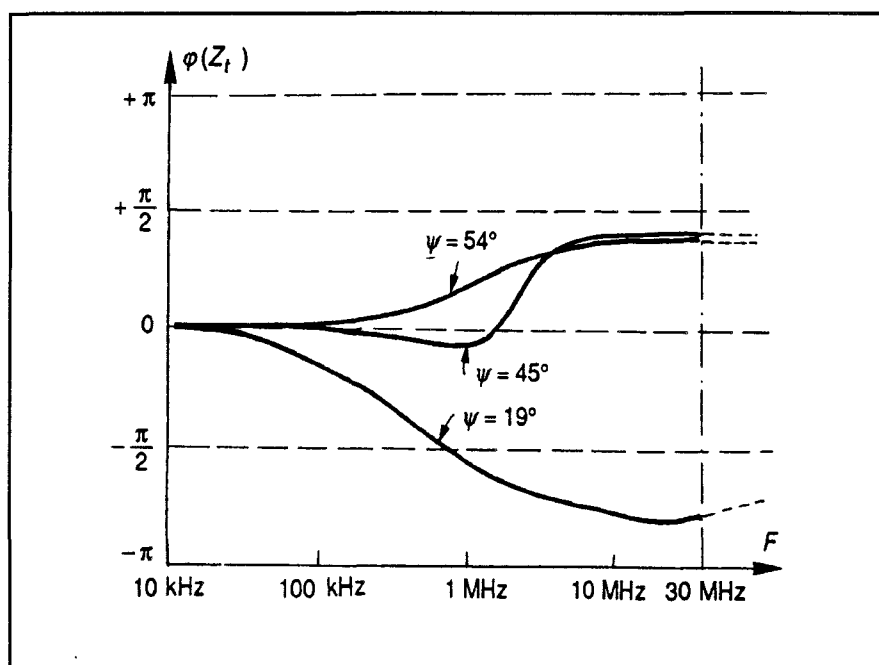
Sali et d'autre auteurs [9] ont établis des formules plus rigoureuses sur les inductances de transfert. Pour notre étude on remplacera la somme algébrique des inductances par une inductance l_t dont le signe dépendra entre autres de l'angle de tressage du blindage et pour une première approche on négligera le terme d'induction par courants de Foucault.

II-1-4) Incidence de l'angle de tressage [2].

Les courbes du module et de la phase de l'impédance de transfert en fonction de la fréquence représentées sur les figures (II.2) et (II.3) respectivement illustrent clairement l'influence de l'angle de tressage ψ sur les mécanismes de couplage.



Figure(II.2) "Evolution du module de l'impédance de transfert".



Figure(II.3) "Evolution de la phase de l'impédance de transfert".

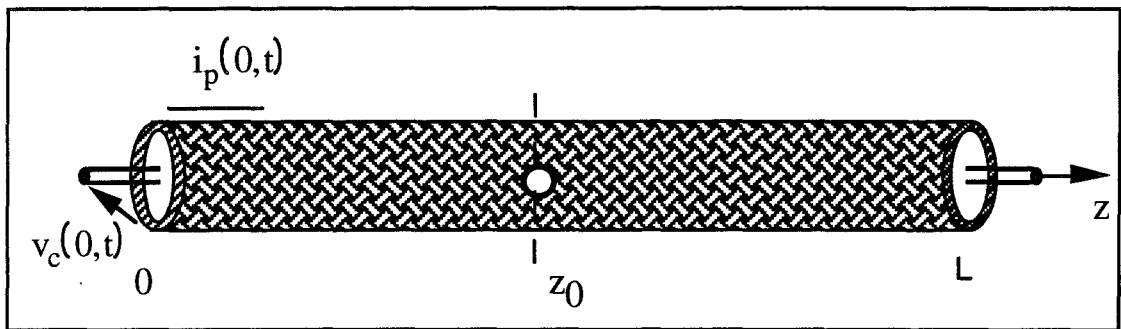
"Courbes tirées du CEM Ed. Dunod 1990".

Géométriquement l'angle de tressage exprime l'inclinaison des fuseaux par rapport à l'axe du câble. Il influe peu sur la résistance continue mais il conditionne amplement le comportement de la phase de l'impédance de transfert du blindage. Cette information est essentielle si on veut cerner l'évolution de l'amplitude de la tension résiduelle dans le domaine temporel dû à chacun des éléments de l'ensemble blindage raccordement et connecteur. L'absence d'information sur la phase est une des raisons qui rend difficile de chiffrer la qualité d'une liaison blindée à partir d'une mesure globale de l'impédance de transfert.

D'autre part, l'angle de tressage est aussi une variable de la polarisabilité magnétique α_m , donc de l'inductance de transfert. Il existe à ce titre des travaux détaillés dans la littérature[10].

II-2) Détection d'une fuite ponctuelle située sur la tresse d'un câble coaxial.

L'idée est de voir à travers un câble qui comprend une tresse et une petite ouverture les grandeurs responsables au niveau de la combinaison de la réponse de l'ouverture avec celle du blindage.



Figure(II.4) "Vecteur de test canonique".

II-2-1) Exploitation de la tension parasite recueillie aux bornes du vecteur de test.

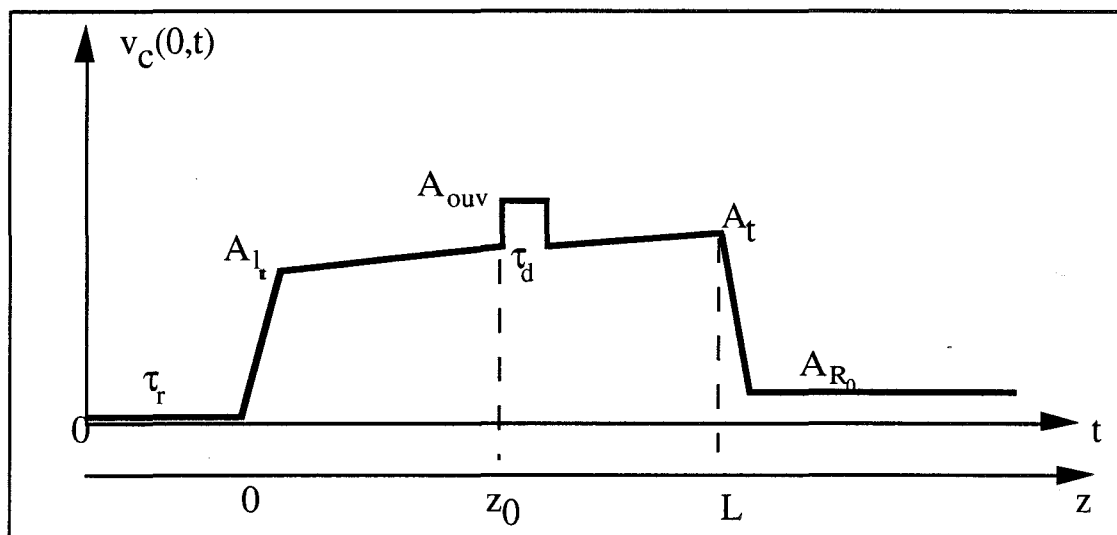
Les calculs que nous avons développés durant notre thèse[11] ont montré que la tension de paradiaphonie est plus adaptée pour atteindre notre objectif puisqu'en télédiaphonie la largeur de l'impulsion correspond à la différence des temps de propagation en lignes et qu'elle est de ce fait d'amplitude plus grande. Nous avons établie l'expression de la tension induite en annexe A. Nous commenterons ici les réponses temporelles trouvées à l'aide des schémas et nous expliciterons les règles à respecter sur les principaux paramètres avant d'aborder la faisabilité expérimentale.

L'impédance de transfert du blindage retenue pour la simulation numérique est la suivante:

$$Z_t = R_0 + j l_{tt} \omega \quad (II/7)$$

Le courant perturbateur injecté sur le blindage est un échelon retardé de τ_r avec un temps de montée τ_d . l_{tt} représente l'inductance de transfert de la tresse.

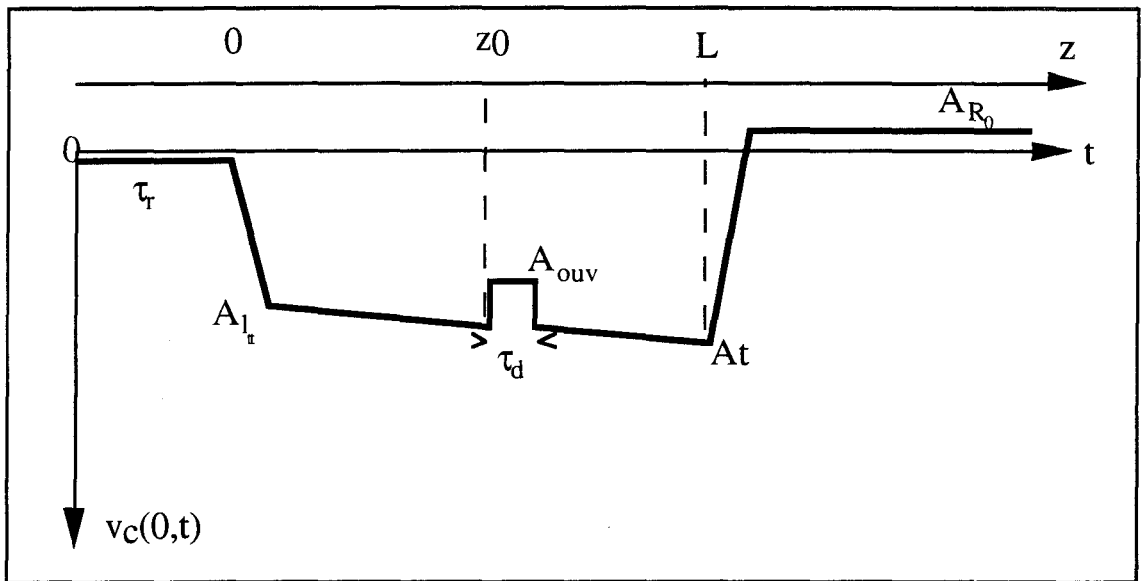
Pour un blindage ayant un angle de tressage supérieur à 45° , on trouve l'allure de la figure(II.5). Nous constatons la combinaison des composantes de diffraction et résistive du blindage avec la composante de diffraction de la fuite.



Figure(II.5)

Une inductance de transfert pure a comme réponse impulsionnelle une trapézoïdale avec des temps de transition qui correspondent exactement au temps de montée du courant injecté, par contre une résistance se traduit par une rampe et une fuite se manifeste par une impulsion de largeur égale à τ_d . La résistance explique la pente du palier.

Dans le cas où l'angle de tressage serait inférieur à 45° , on trouverait la réponse de la figure(II.6). Ici on a attribué un signe négatif à l'inductance de transfert du blindage de l'expression (II/7).



Figure(II.6)

Nous remarquons une impulsion de polarité négative où l'impulsion propre à l'ouverture s'oriente différemment par rapport à celle du blindage. Elles sont en fait en opposition de phase. C'est un aspect très important de cette étude car pour des fuites de grande dimension qui peuvent se produire sur la partie le plus volumineux du raccordement, l'amplitude relative des fuites et de la tresse risque de compromettre l'analyse des résultats.

Ainsi, il est important de voir les autres éléments fondamentaux qui gouvernent la forme des réponses pour qu'on en puisse extraire les informations utiles.

II-2-2) Effet de la longueur de l'échantillon de l'échantillon et de la position z_0 de l'ouverture.

Si on se réfère à la figure(II.5) ou (II.6) on remarque que la zone d'apparition de l'ouverture s'étend du front montant jusqu'au maximum du palier. Cette largeur n'est autre que la somme " $\theta_p + \theta_c$ " des temps de propagation dans la ligne perturbatrice et le câble. Ceci nous permet de bien limiter le domaine qui nous servira de faire la corrélation entre le temps de propagation et la longueur du câble.

Pour une ouverture très proche du point d'injection $z=0$, sa réponse apparaîtra sur le front de montée de la réponse du blindage. Le front de montée ayant une pente rapide par rapport au palier, la résolution en amplitude de la fuite ne sera pas immédiate en pratique.

L'inductance de transfert est un paramètre linéique, la longueur du câble influencera donc sur les amplitudes et la largeur de l'impulsion résultante alors que l'inductance de transfert qui matérialise la fuite est un élément localisé qui jouera autrement sur la réponse globale du vecteur de test. Ceci nous amène à poursuivre l'étude dans cette direction.

II-2-3) Influence du rapport des inductances de transfert de la fuite et du blindage.

La relation (II-2) donne le rapport des amplitudes des impulsions causées par l'ouverture et le blindage.

$$\frac{A_{ouv}}{A_t} = \frac{\frac{1}{2}l_{to}I_{p0}/\tau_d}{\frac{1}{2}I_{p0}L \left[R_0 + \frac{l_{tt}}{(\theta_p + \theta_c)} \right]} \quad (II/8)$$

A I_{p0} constant et si on néglige le couplage résistif ce rapport devient celui de la relation (II/9).

$$\frac{A_{ouv}}{A_{l_{tt}}} = \frac{l_{to}}{l_{tt}} \left(\frac{1}{v_p} + \frac{1}{v_c} \right) \frac{1}{\tau_d} \quad (II/9)$$

Le temps de montée étant très inférieur aux temps de propagation dans les lignes et comme on peut difficilement intervenir sur les vitesses de propagation, on peut dire que la résolution de l'ouverture dépendra aussi de l'inductance de transfert du blindage, donc il est important de raisonner en terme d'amplitude relative des impulsions. L'inductance de transfert d'une ouverture circulaire est entre autre fonction de son diamètre(I/2), donc en faisant varier le diamètre on fera aussi varier l'amplitude A_{ouv} et au dessous d'un diamètre d_{min} on ne verra pas apparaître cette amplitude.

Cette idée nous servira comme base de départ pour les divers expériences que nous mènerons sur des blindages tressés.

II-3) Considérations technologiques dans la résolution du diamètre d'une fuite localisée.

Le reste du chapitre est basé principalement sur des mesures qui nous ont permis d'orienter notre recherche.

Dans un premier temps, nous ferons une mesure sur une tresse en l'absence de l'ouverture puis nous pratiquerons une ouverture circulaire dans la partie médiane du blindage sous test afin de ne pas confondre cette fuite avec celles qui pourraient ponctuellement se produire aux extrémités du câble. Ceci nous permettra de valider notre modèle théorique.

L'oscilloscope permettant de visualiser les signaux offre une sensibilité maximale de 2 mV/div. Si on veut déceler une impulsion d'amplitude A_{ouv} de 2 mV, l'inductance équivalente de la fuite doit être de l'ordre de 1 pH. Ce qui correspond à un diamètre se situant entre 1,5 à 2 mm pour un câble ayant un diamètre $D=8$ mm. Pour ces signaux très faibles on sera gêné par le bruit qui même après une moyenne rendra difficile la reconnaissance de l'impulsion recherchée.

Une tresse à forte recouvrement optique de très faible impédance de transfert se comportera plus ou moins comme un écran homogène, de ce fait son influence sera moins perceptible vis à vis de la fuite.

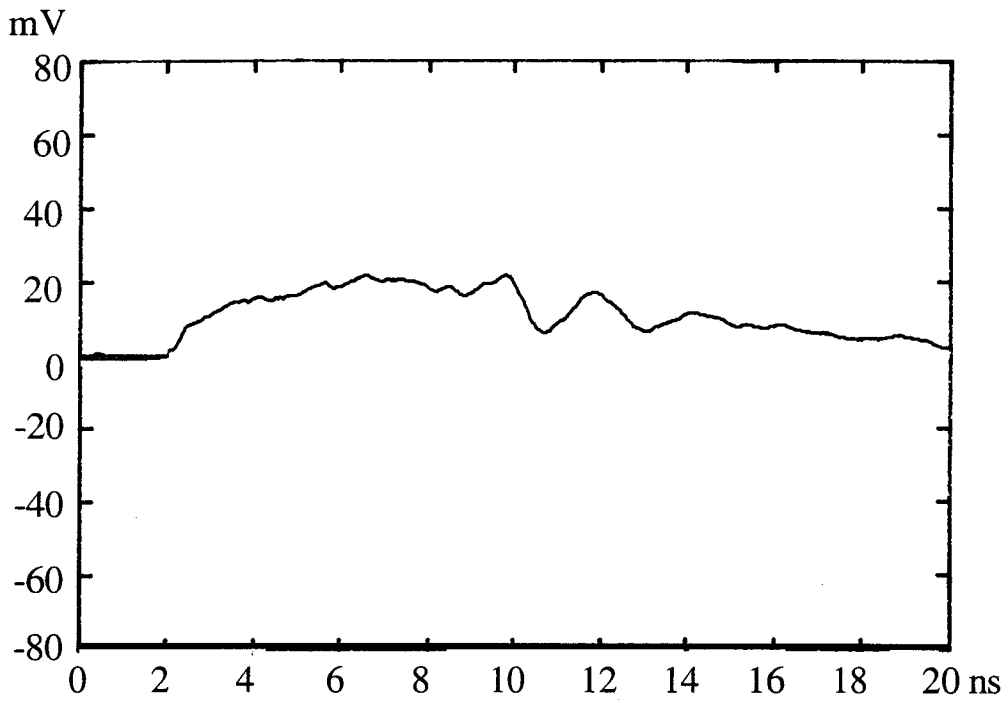
II-3-1) Blindage à angle de tressage supérieur à 45°.

Les grandeurs caractéristiques du câble choisi sont les suivantes:

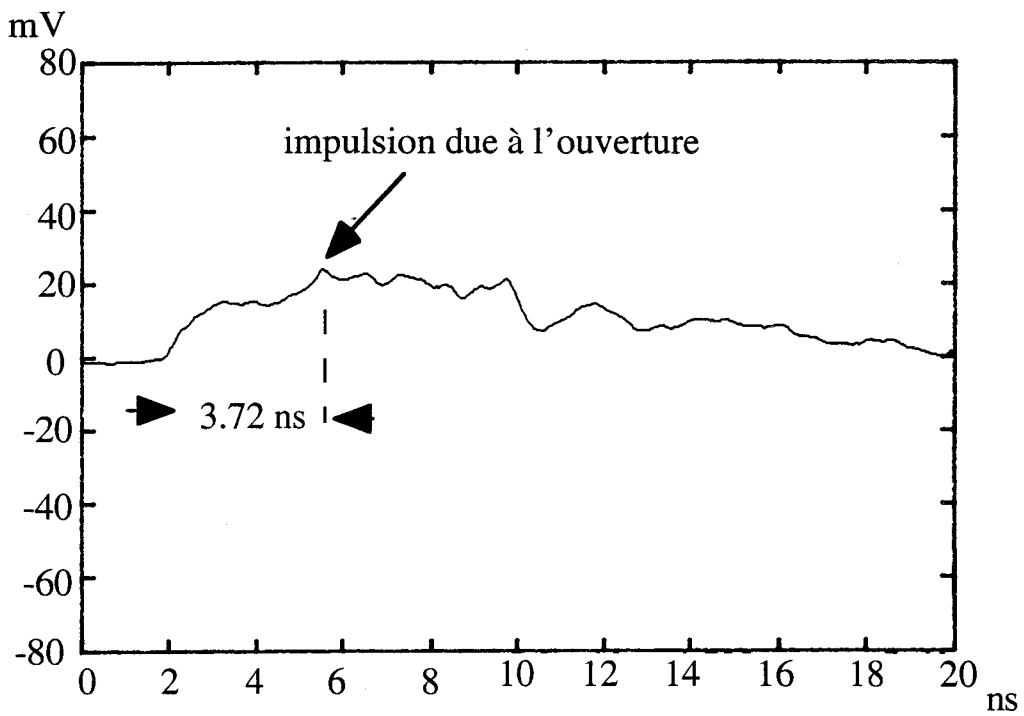
Echantillon T1: $D=8$ mm; $R_0=20,27$ m Ω /m; $l_{it}=0,79$ nH/m; $\psi=54^\circ$; $L=91$ cm; $z_0=42$ cm.

Les figures (II.7), (II.8), (II.9) montrent respectivement les cas expérimentaux sans et avec l'ouverture et la simulation correspondante.

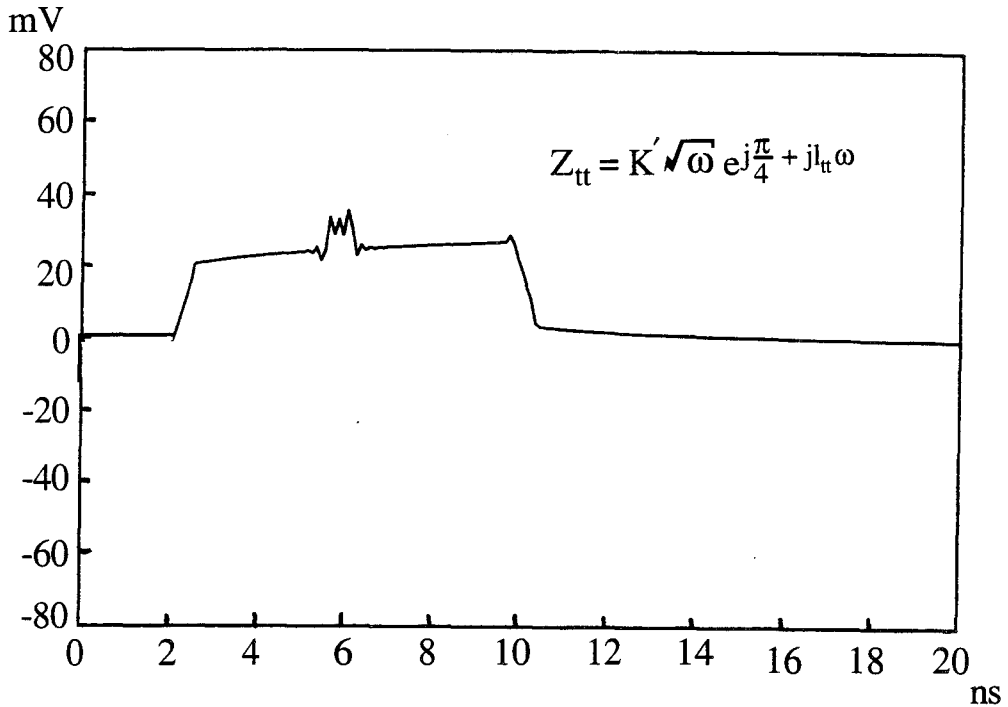
Nous avons placé un atténuateur de 10 dB entre le générateur et le point d'injection afin de protéger la source. Le diamètre minimal de l'ouverture décelable est ici égal à 3.5 mm, l'inductance de fuite équivalente vaut 14.2 pH.



Figure(II.7) "Réponse de la tresse($\psi > 45^\circ$) sans l'ouverture ponctuelle".



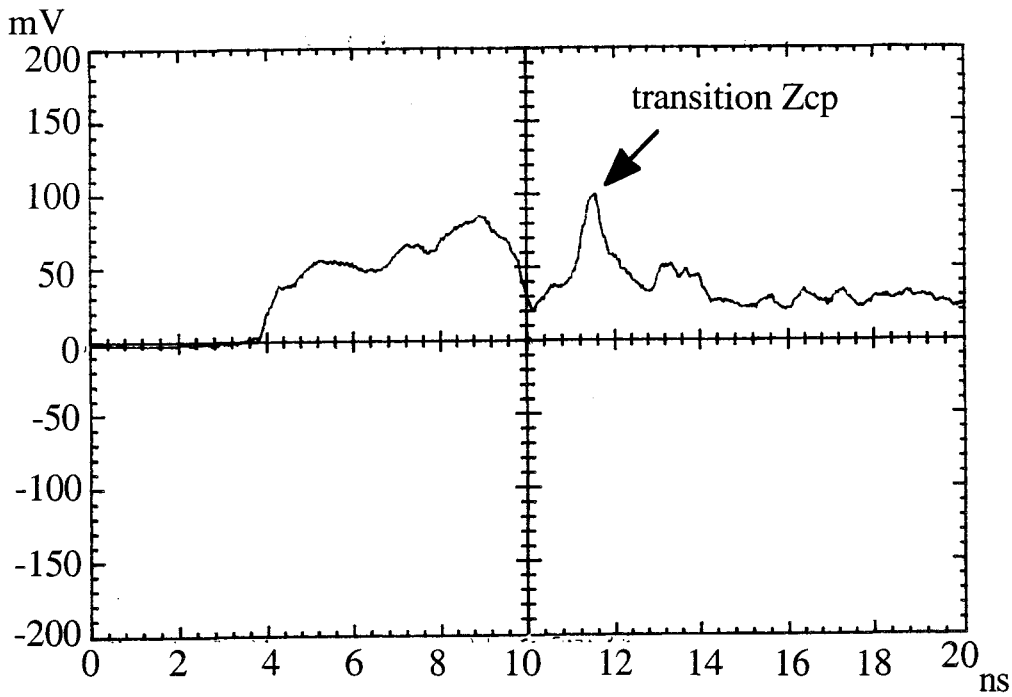
Figure(II.8) "Réponse de la tresse($\psi > 45^\circ$) avec une ouverture".



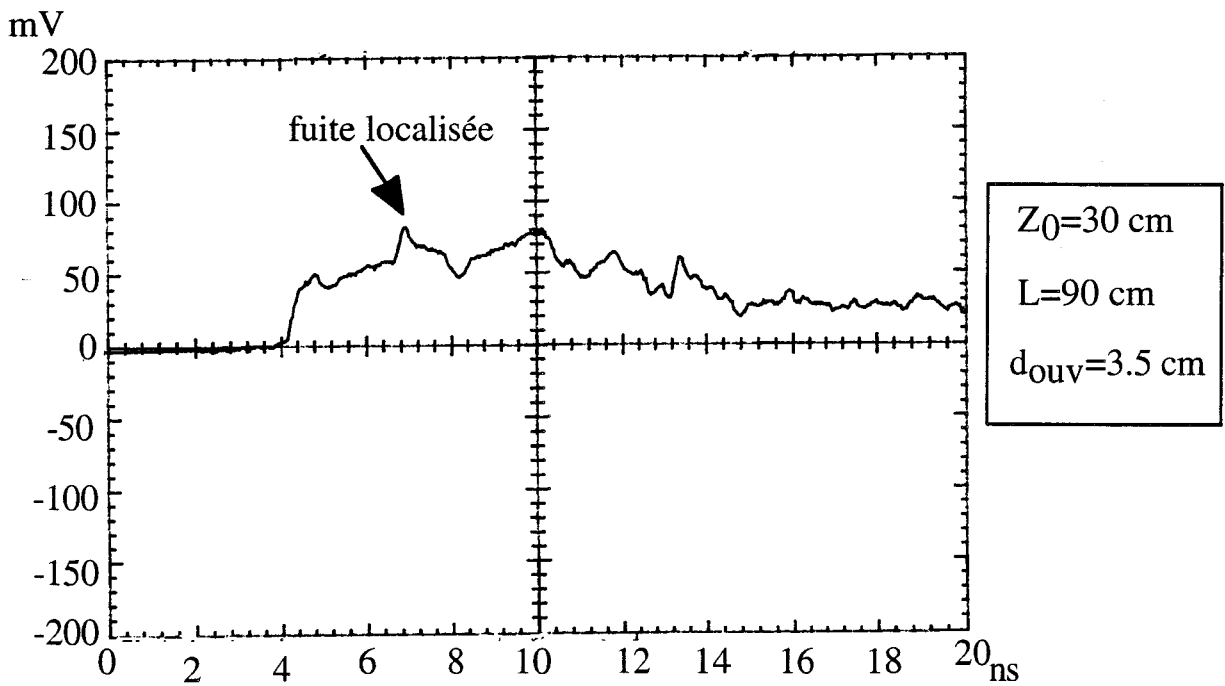
Figure(II.9)" Simulation correspondante de la figure(II.8)".

Ces premiers résultats nous permettent de constater les principales différences entre le modèle théorique et l'expérience. La légère inexactitude des grandeurs mesurées et simulées provient d'une part des incertitudes sur des vitesses de propagation et d'autre part sur le coefficient K' . Comme on peut le constater les transitions des niveaux d'amplitudes ne sont pas aussi abruptes qu'en théorie, c'est un aspect bien connu de l'analyse temporelle qui est souvent considérée comme étant qualitative. Nous constatons cependant des impulsions secondaires provoquées par les ondes réfléchies sur le palier.

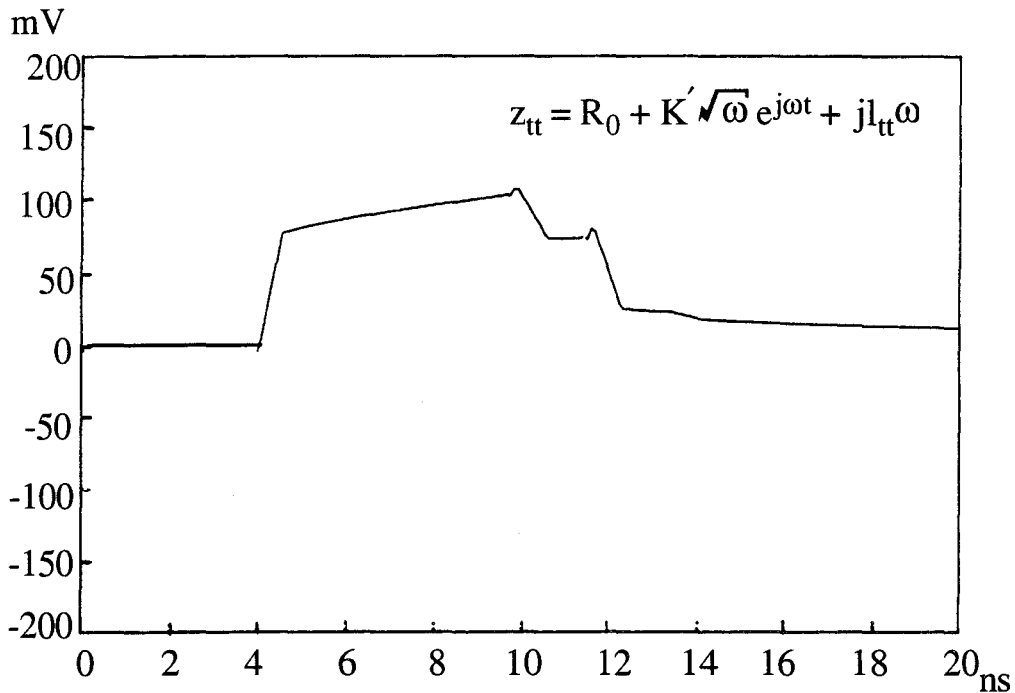
Nous allons présenter les résultats des expériences similaires pratiquées cette fois-ci sans l'atténuateur et avec une ligne perturbatrice non rigoureusement adaptée.



Figure(II.10) "Réponse impulsionnelle de la tresse sans fuite ponctuelle."



Figure(II.11) "Réponse impulsionnelle de la tresse avec une fuite ponctuelle."



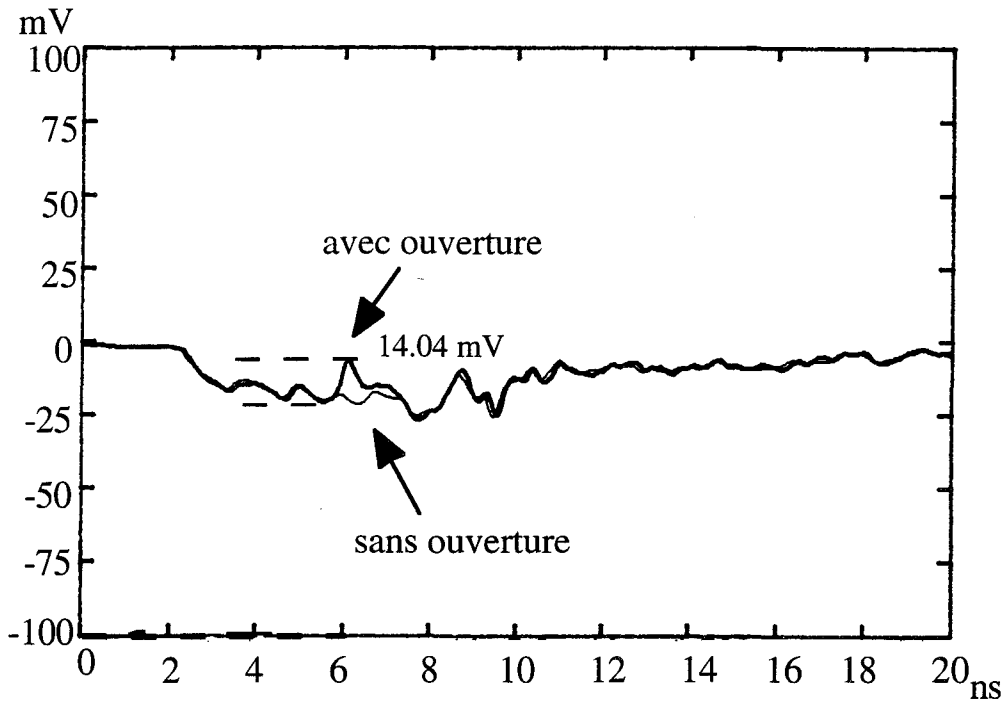
Figure(II.12)" Simulation des phénomènes de réflexion multiple avec $Z_{cp}=51 \Omega$ et $Z_{cc}= 49 \Omega$ ".

La gaussienne apparaissant à la fin de l'impulsion sur la figure(II.10) est due à la composante selfique de la liaison Z_{cp} qui prend naissance aux fréquences élevées entre le conduit et le blindage, tandis que sur la figure(II.11) on peut remarquer la répétition de l'impulsion due à l'ouverture à cause des réflexions multiples. La réponse de la figure(II.12) est la tension simulée pour une légère désadaptation des lignes de propagation en se basant sur une approche théorique[12] décrite en annexe B.

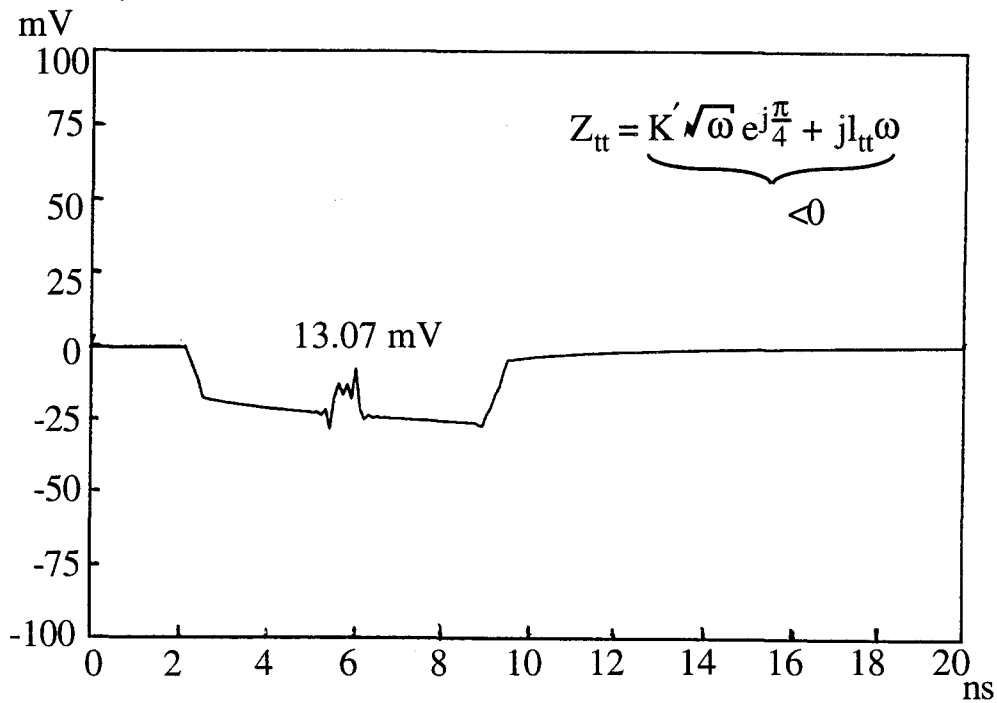
II-3-2) Blindage à angle de tressage inférieur à 45°.

Le câble utilisé est nommé " RG213 ", il est constitué de la façon suivante.
Echantillon T2: $D=8\text{mm}$; $R_0=4\text{m}\Omega/\text{m}$; $l_{tt}=0,71\text{nH}/\text{m}$; $\psi=31^\circ$; $L=81,3\text{cm}$; $z_0=41,7$ cm.

Sur la figure(II.13) on a reporté les réponses obtenues sans et avec une ouverture de diamètre de 5 mm qui représente une inductance de 41.4 pH; le montage comporte l'atténuateur de 10 dB entre la source et le blindage. La réponse simulée est représentée sur la figure(II.14).



Figure(II.13) "Réponse de la tresse ($\psi < 45^\circ$) avec et sans ouverture".



Figure(II.14) "Simulation de la tresse ($\psi < 45^\circ$) avec une ouverture".

Cette expérience permet de constater l'opposition de la phase entre la tension due à l'ouverture et celle due au blindage. La résolution de l'amplitude devient donc plus complexe car la partie du signal supposée correspondre à l'ouverture est en fait la combinaison de trois impulsions, celle du blindage celle de la fuite si elle se trouvait isolée et celle de la déformation du palier introduite par une réflexion. Deuxièmement, nous remarquons l'absence du phénomène résistif accompagné d'une inversion de phase, la pente du palier est certainement provoquée par le couplage décrit par la constante K' en II-1-2). Cette constante est plus facilement mesurable dans le domaine fréquentiel.

II-3-3) Problèmes d'ordre technologiques concernant le banc de mesure triaxial.

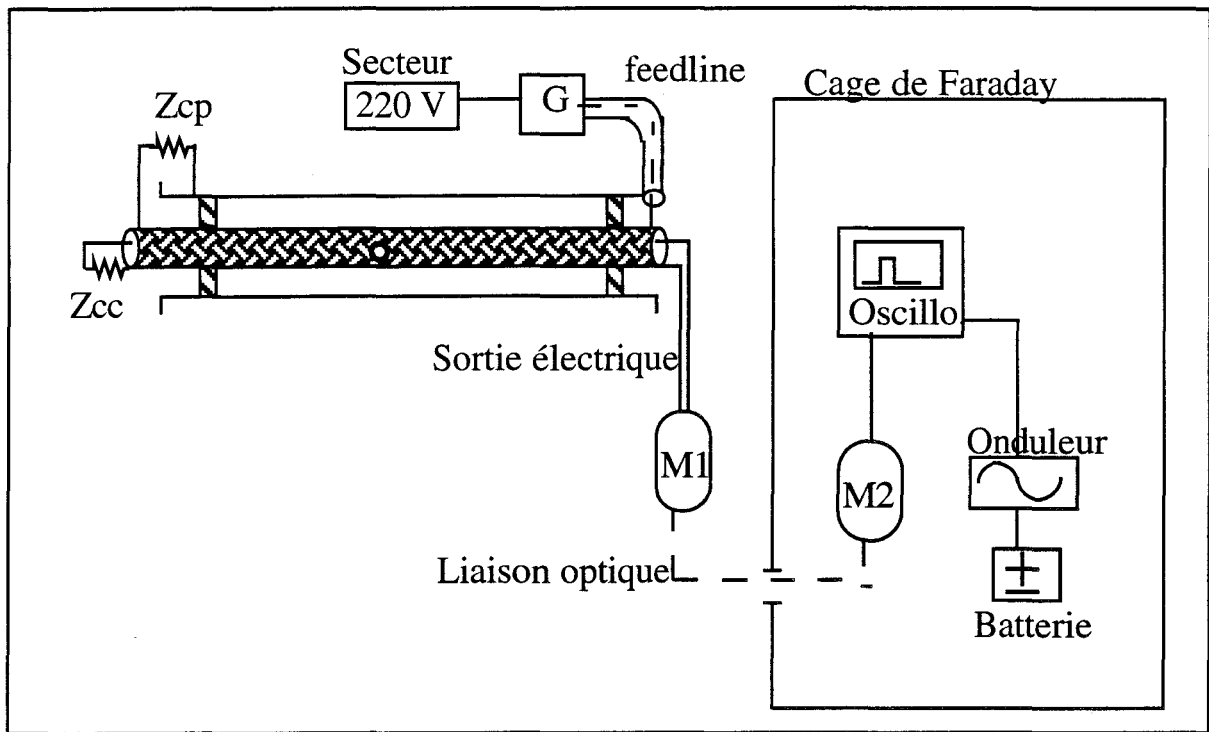
Nous avons vu qu'il se produisait de nombreuses fluctuations d'amplitudes sur le palier de la réponse expérimentale à cause de l'imparfaite adaptation de la ligne perturbatrice. Ce problème est directement lié à la discontinuité coaxiale provoquée par les transitions, " feedlines " sous l'appellation anglaise. D'autre part la méthode du triaxial est considérée comme une méthode de mesure valable pour des fréquences ne pas dépassant 30 MHz.

Dans le but d'avoir une meilleure résolution en amplitude en éliminant ces fluctuations nous allons introduire une chaîne optoélectronique dans le montage triaxial classique.

II-3-3-1) Introduction d'une chaîne optoélectronique.

La figure(II.15) donne le montage du banc triaxial dans les conditions optimales du point de vue de la CEM.

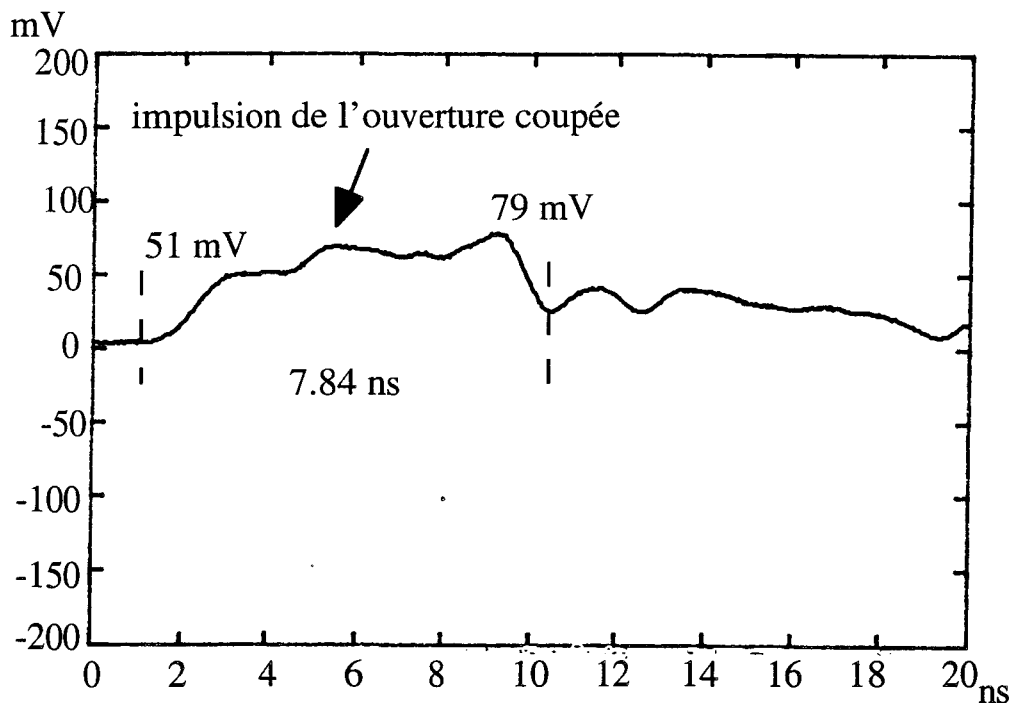
La chaîne optoélectronique est constituée de deux modules M1 et M2 qui sont en liaison optique. Le module M1 convertit le signal électrique à la sortie du câble sous test en signal optique et il est alimenté par une batterie autonome. Le module M2 récupère le signal optique et le reconvertit en signal électrique pour le transmettre à l'oscilloscope situé à l'intérieur d'une cage de Faraday, il comporte un amplificateur de gain variable(-24 à 45 dB) qui conditionne la tension admise à l'entrée(1.41 mV à 3.96 V) et un filtre intégrateur de bande passante allant du courant continu à 1 GHz.



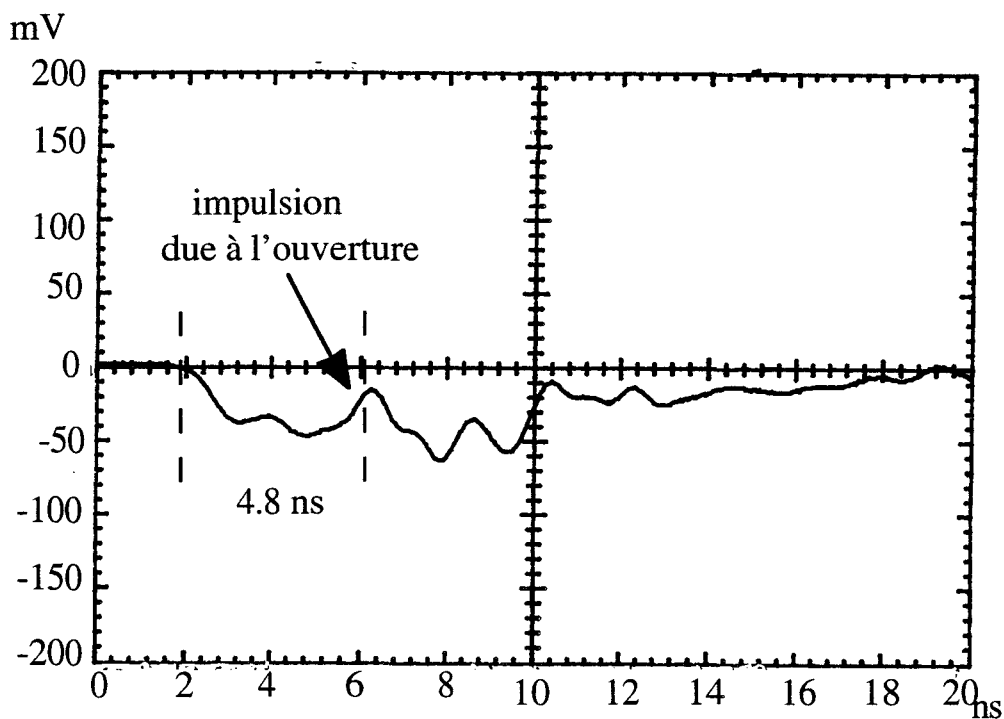
Figure(II.15) "Montage triaxial comprenant la chaîne optoélectronique".

Ce montage offre trois avantages importants; le découplage galvanique entre l'échantillon et le récepteur, le découplage au niveau des alimentations entre le générateur et le récepteur et le mode d'injection du courant perturbateur entre le conduit et la tresse. De plus aux fréquences élevées le courant se confine au niveau de la périphérie de l'âme centrale de la ligne d'alimentation et le banc ne rayonne pas.

Voyons les résultats obtenus avec ce montage pour les échantillons T1 et T2 qui sont représentés sur les figures(II.16) et (II.17), cette fois-ci sans l'atténuateur.



Figure(II.16) "Effet de la bande passante de la chaîne optoélectronique sur la résolution de l'amplitude de la fuite sur le câble à angle de tressage supérieur à 45°".



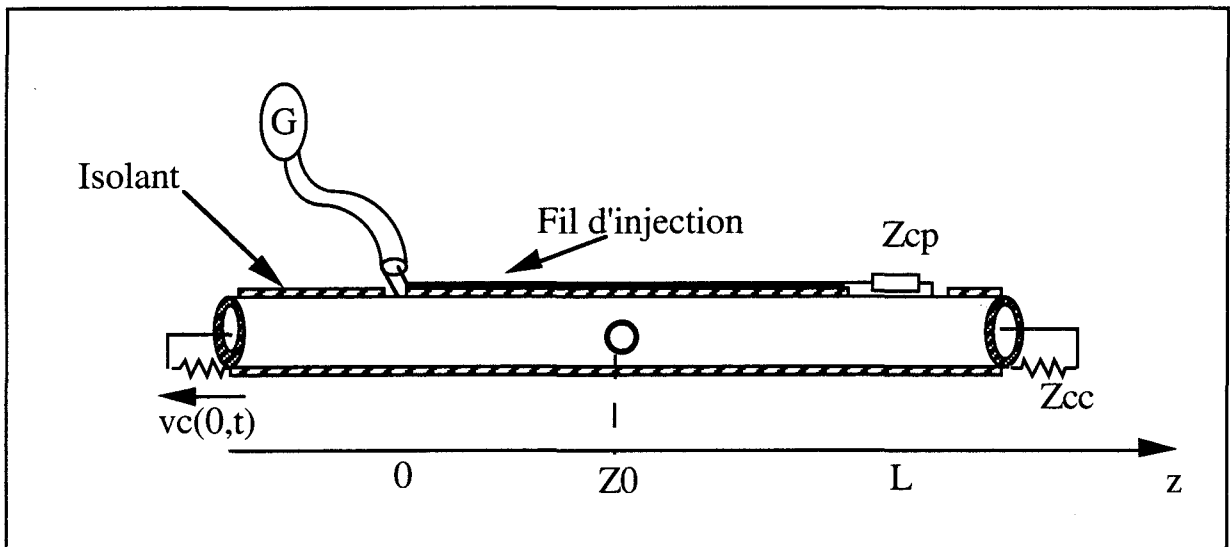
Figure(II.17) "Oscillogramme montrant l'étalement de la largeur de l'impulsion résultante de l'ouverture sur le câble RG213".

L'élimination de réflexions parasites fait que la résolution de l'ouverture est bien meilleure. La bande passante limitée de cette chaîne a cependant l'inconvénient d'étaler les phénomènes transitoires et donc de rendre plus difficile la résolution des fuites voisines.

Une alternative du banc triaxial est la ligne d'injection[13] qui peut sous certaines conditions améliorer l'effet produit par les fuites localisées. Cette méthode sera exposée au prochain paragraphe.

II-4) Résultats expérimentaux obtenus avec la méthode du " fil d'injection " .

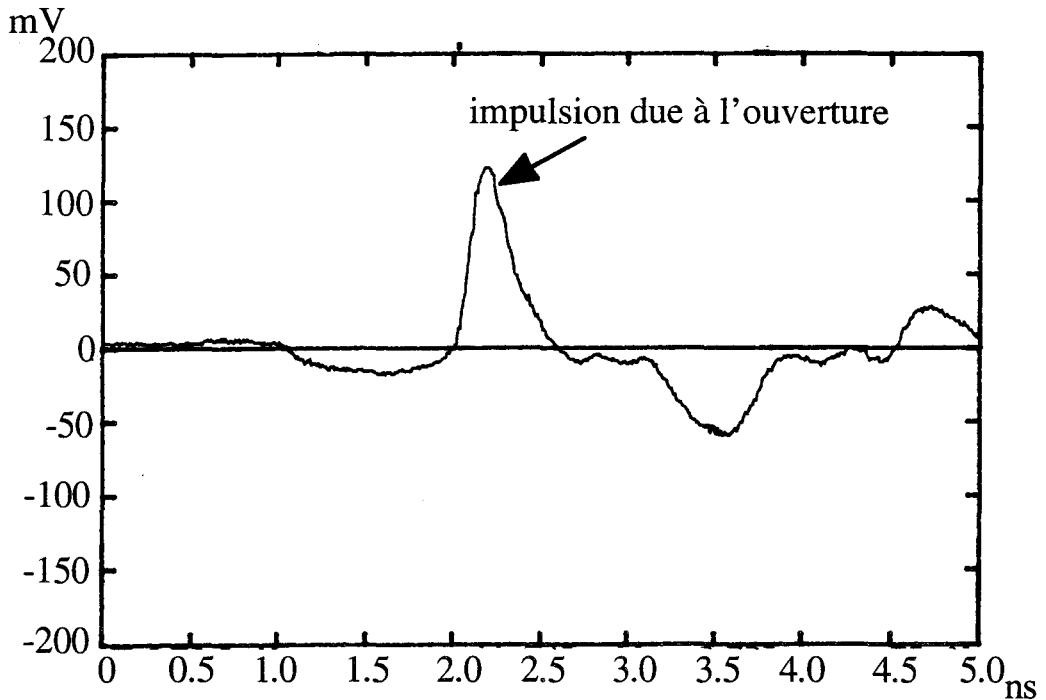
Sur le plan du principe de mesure il n'existe pas de différence avec la méthode triaxiale, en fait la différence réside essentiellement au niveau de la ligne perturbatrice qui est ici un fil placé contre la gaine entourant le blindage comme l'illustre la figure(II.18).



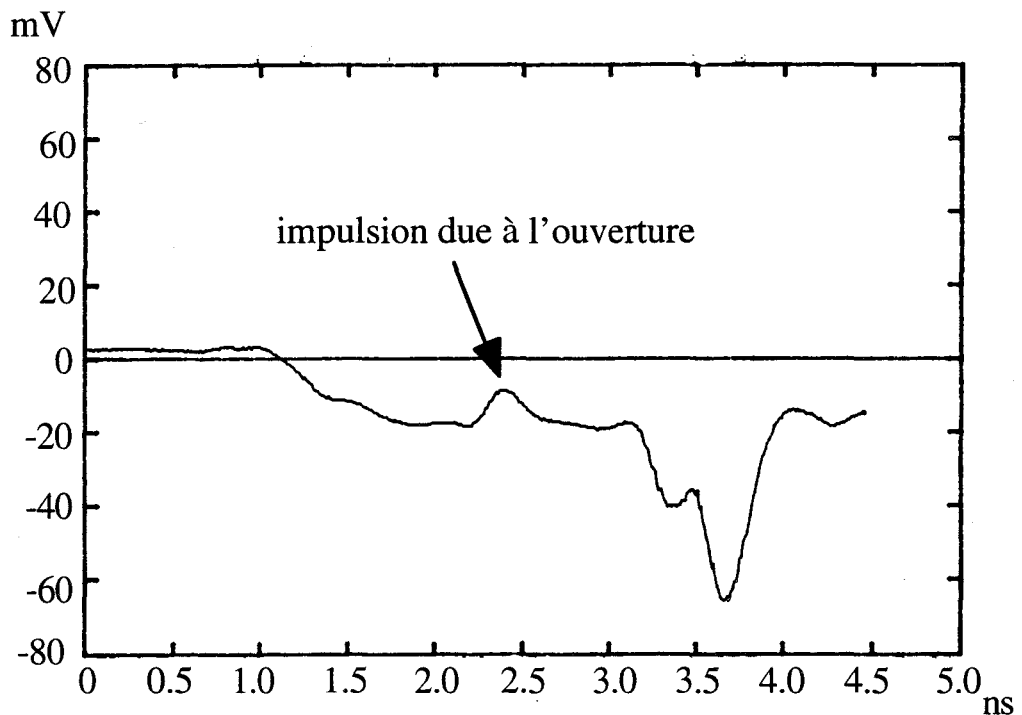
Figure(II.18)

Ce dispositif offre un couplage électromagnétique bien plus important à proximité de la fuite que le fait le banc triaxial. En effet le courant circulant sur le blindage sous test n'est plus uniformément réparti sur toute la circonférence du blindage comme c'était le cas du banc triaxial. La distribution de la densité de courant sur le blindage en fonction de l'angle de rotation dans le plan transversal du câble sera cette fois ci une gaussienne dont le maximum se situera au point du fil d'injection[14].

Nous avons appliqué cette méthode sur l'éprouvette T2 pour deux positions du fil de 20 cm, les réponses sont reportées sur les figures(II.19a) et (II.19b).



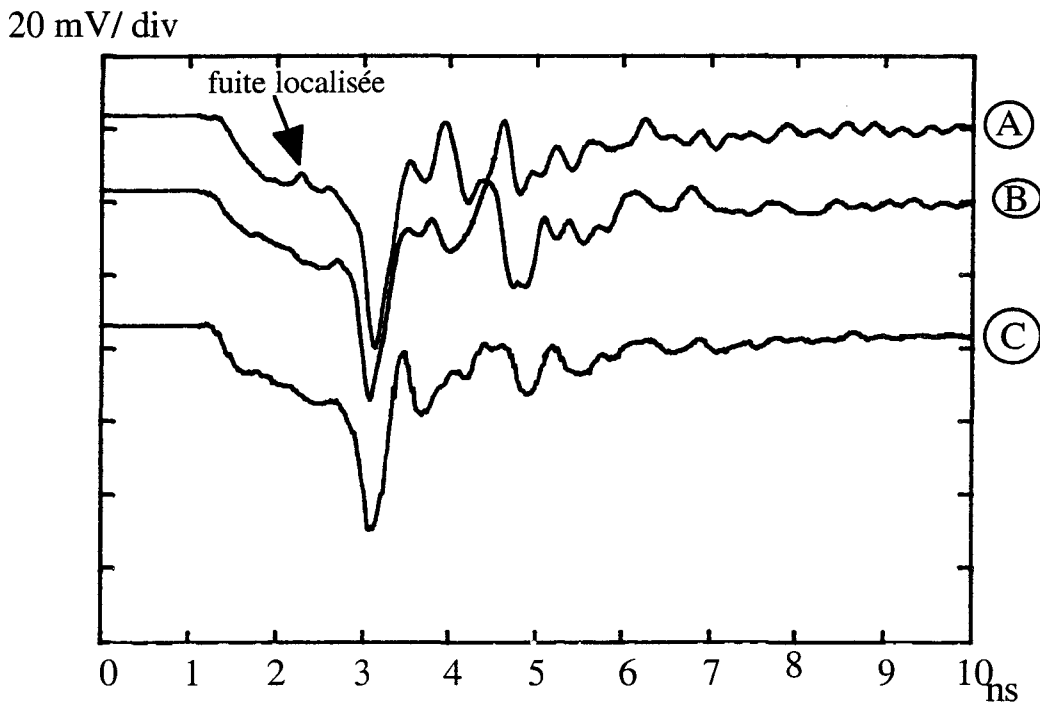
Figure(II.19a) "Réponse impulsionnelle de l'éprouvette ($\psi < 45^\circ$) lorsque le fil d'injection est plaqué contre l'ouverture."



Figure(II.19b) "Réponse impulsionnelle de l'éprouvette ($\psi < 45^\circ$) lorsque le fil d'injection est opposé à l'ouverture".

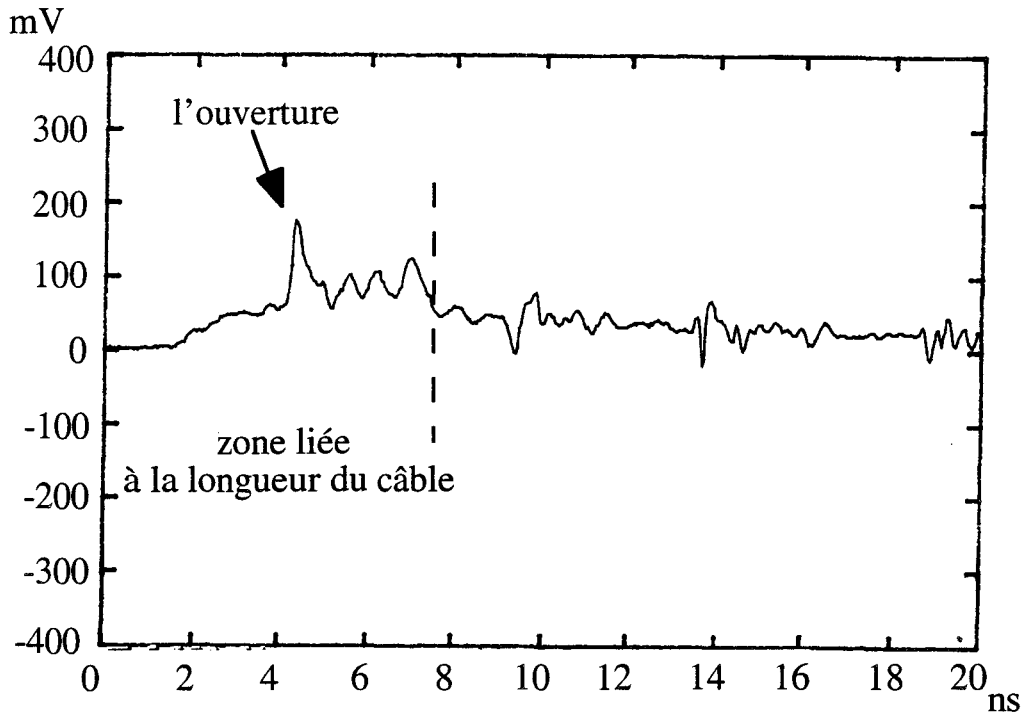
L'expérience montre que l'effet de la fuite devient majorant. Toute fois les réflexions parasites viennent encore troubler la lecture des oscillogrammes. Pour réduire ces phénomènes on peut recourir à la chaîne électro-optique aux prix d'une réduction de la bande passante. Une autre idée consiste à déplacer parallèlement à l'axe du câble la position du fil de façon à localiser différemment l'ouverture par rapport aux extrémités de ce conducteur. Il sera alors plus facile de reconnaître l'effet de l'ouverture au milieu des artefacts dus aux réflexions. L'oscillogramme de la figure(II.20) démontre cette idée.

Par rapport au fil d'injection, la configuration (A) représente l'ouverture au centre, la (B) à l'extrémité, proche de la charge de ligne perturbatrice et la (C) au début de la ligne, c'est à dire proche du point injection.

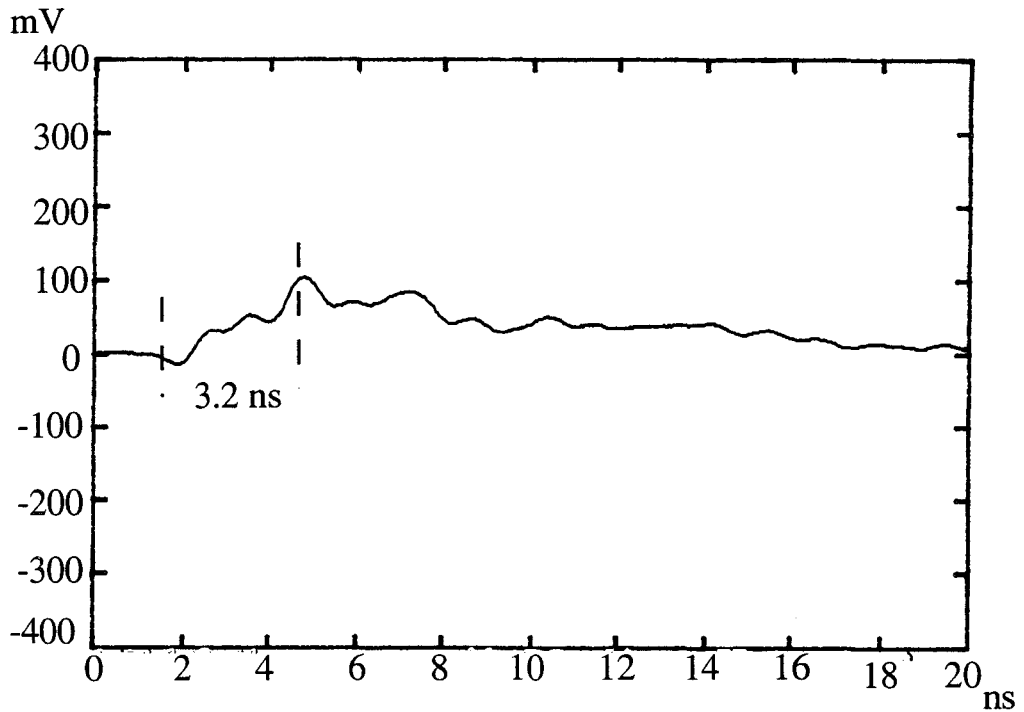


Figure(II.20) "Les tensions induites pour diverses positions du fil d'injection faisant 10 cm par rapport à une ouverture de diamètre de 2 mm sur une tresse ayant un angle de tressage inférieur à 45°".

L'association de la chaîne optique avec le fil d'injection semble intéressant dans l'effort d'amélioration de la mise en oeuvre expérimentale de notre méthode de localisation. Les figures (II.21a) et (II.21b) montrent à ce titre deux réponses, l'une avec et l'autre sans la chaîne optique avec un fil perturbateur d'une longueur de 50 cm.



Figure(II.21a) "Fil d'injection sans la chaîne optique".



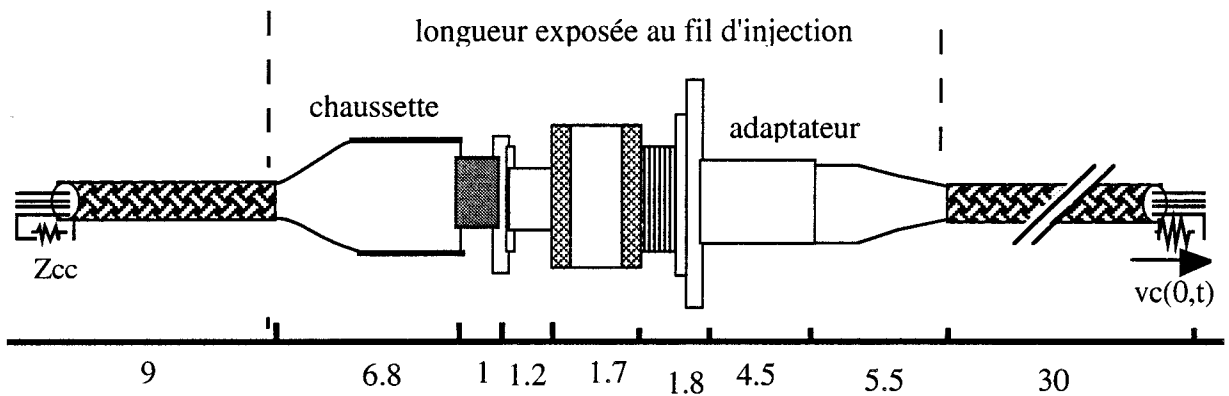
Figure(II.21b) "Fil d'injection avec la chaîne optique".

II-5) Application de la méthode à une liaison réelle.

Nous ne ferons dans cette partie que des mesures qualitatives sur un ensemble réel afin de pondérer la validité de notre approche pour qu'on puisse ensuite se diriger vers un modèle théorique évolué incluant des paramètres supplémentaires qui sont les divers modules du raccordement qui introduisent une irrégularité géométrique. L'expérience que nous proposons par la suite est menée par la méthode du " fil d'injection " .

II-5-1) Câble multifilaire au blindage tressé avec un raccordement en " chaussette " .

Les câbles employés dans les transmissions et les interconnexions sont souvent des multifilaires tressés et les raccordements qui vont avec peuvent être démontables ou indémontables. La liaison de la figure(II.22) que nous avons expérimentée fait partie des produits de la société "Raychem" qui sont conçus pour des interconnexions.



Figure(II.22) "Les longueurs des différents modules sont données en cm".

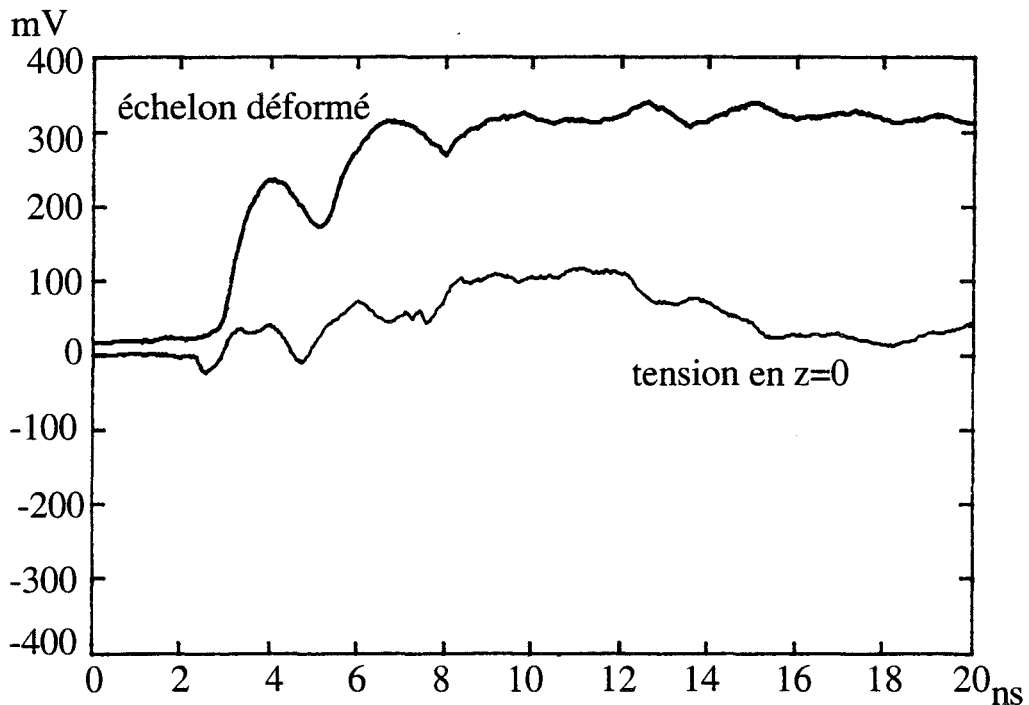
Cette ensemble est en fait la liaison d'un élément se situant sur la gauche du schéma connu sous l'appellation "chaussette " de par sa structure de forme compacte et d'un élément se situant sur la droite qu'on qualifie d'adaptateur qui comporte un connecteur multifilaire qui assure les contacts électriques de part et d'autre du raccordement ainsi réalisé.

Nous rappelons que les connecteurs sont caractérisés de la même façon que les blindages des câbles, c'est à dire à l'aide d'une impédance de transfert

comportant un terme résistif et un terme inductif. Pour les connecteurs ces éléments sont cependant assimilés à des circuits localisés.

L'irrégularité géométrique du raccordement aura pour conséquence, la détérioration du front de montée de l'échelon perturbateur et l'apparition de multiples impulsions provoquées par chaque discontinuité d'impédance caractéristique rencontrée. Les phénomènes produits sur l'échelon perturbateur se renouvelleront alors sur la tension induite.

L'élément nouveau dans notre modèle expérimental est ici la présence des multiconducteurs qui d'une part fera que la propagation à l'intérieur du câble sera multimodale et par conséquent introduira des artefacts sur des signaux utiles. Il existe plusieurs façons de faire des mesures de tension à l'extrémité du câble. Nous avons choisi de faire une mesure en mode commun unitaire, qui consiste à laisser tous les conducteurs en circuit ouvert sauf un conducteur comme c'est illustré sur la figure(II.22). On suppose que les autres conducteurs sont neutres vis à vis du signal véhiculé. La tension induite mesurée est reportée sur la figure(II.23), on y voit aussi l'échelon de courant sur la ligne d'injection.



Figure(II.23)" Echelon de courant sur le fil d'injection et la tension induite en mode unitaire".

A priori cette réponse est difficilement exploitable. Nous rappelons que cette expérience est à titre qualitatif car on ne dispose pas de modèle complet pour pouvoir faire une confrontation théorie-expérience. Les fuites magnétiques

probables sur cette liaison sont une fois encore relativement très proches, la résolution en amplitude peut seulement nous fournir à titre empirique une valeur moyenne de niveau tension parasite induite.

Une autre observation importante est la présence des oscillations sur la tension induite, qui font que le front descendant de l'impulsion globale est largement étalé compromettant alors la corrélation du temps avec la longueur de la ligne d'injection. Nous pensons que ce phénomène est directement lié à la ligne perturbatrice qui par la naissance d'une self aux fréquences élevées introduisent des oscillations. Pour ce faire on peut essayer de faire une mesure avec un fil d'injection couvrant toute la liaison. Les tresses protégeant les multifilaires seront alors soumises à l'échelon perturbateur.

Hormis la propagation multimodale, les capacités parasites entre les multifilaires sont encore plus gênantes à des temps de montée très raides. Ces capacités ramenées à l'entrée altéreront la forme du signal utile. Un autre paramètre qui peut être nuisible, c'est la valeur élevée des résistances des modules homogènes constituant les raccordements.

Le problème n'est pas simple, si on veut continuer dans cette direction, c'est à dire chercher une méthode de localisation ponctuelle des fuites magnétiques. L'étude de faisabilité expérimentale d'un modèle canonique simple qui constituerait des multifilaires avec une tresse comprenant une fuite ponctuelle et ensuite deux fuites distantes doit faire partie des perspectives en plus d'une instrumentation hyperfréquence complète du banc de test.

CONCLUSION

Les résultats théoriques et expérimentaux présentés dans le chapitre I et II nous ont apporté des informations cruciales sur la validité et la poursuite de la méthode de localisation des fuites préconisée.

En effet, si on souhaite résoudre localement les défauts selfiques voisins sur le raccordement il faudrait employer une source très rapide et puissante. Un échelon de temps de montée très court convient certes pour une résolution d'amplitude surtout au niveau de la reprise de la tresse sur le raccord arrière du connecteur, mais cela engendrera plus facilement les problèmes de nature électromagnétique. Ainsi il serait mieux d'utiliser une méthode adaptée aux fréquences élevées dans les conditions de la compatibilité électromagnétique optimales, si on veut obtenir des mesures avec une grande précision. D'où la part importante des aménagements techniques sur les bancs de mesure pour arriver à une bonne concordance théorie expérience.

Le modèle théorique doit cependant tenir compte des réalités physiques de l'ensemble raccordement blindage et connecteur. La modélisation d'un câble tressé multifilaire comportant une fuite est un des vecteurs de test à mettre en oeuvre. Notre méthode sera encore plus crédible si des vecteurs de test évolués sont expérimentés et une étude de faisabilité des algorithmes de traitement des signaux qui permettront d'en extraire la contribution des différentes fuites sont entreprises.

Cependant si ces essais s'avèrent non productifs nous pourrions appliquer des méthodes plus classiques et directes tel qu'une mesure de l'efficacité de blindage qui consiste à faire un rapport entre la puissance émise sur le blindage et la puissance reçue ou encore en injectant une forte puissance dans le câble et en déplaçant une pince ampèremétrique sur l'axe de l'ensemble afin de repérer les rayonnement magnétiques. Dans ces cas de figures, la nécessité de définir des étalons est impérative et ceci pour chaque type de liaison blindée.

Revenons à l'idée de départ de notre méthode de localisation. En effet, on utilise la propriété du couplage d'un courant avec une fuite lorsque le premier circule longitudinalement sur le blindage. Ce cas est certes fortement probable si

on considère une interconnexion entre deux équipements par une liaison blindée dans un environnement électromagnétique agressif.

Mais sur le plan physique il est tout à fait possible que le champ interfère directement avec la liaison. Nous pouvons citer par exemple l'existence d'une admittance de transfert. Est ce que ces couplages peuvent nous fournir des informations sur les fuites ? C'est à cette question que nous essayerons de répondre en s'intéressant aux actions du champ électromagnétique sur des câbles blindés. Ceci fera l'objet du prochain chapitre.

CHAPITRE III

LES ACTIONS DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE SUR DES CABLES BLINDES

SOMMAIRE

CHAPITRE III- LES ACTIONS DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE SUR DES CABLES BLINDES.

INTRODUCTION.....	63
III-1) Mécanismes physiques du couplage champ à un câble coaxial blindé.	65
III-1-1) Ecran homogène.....	66
III-1-2) Ecran comportant des ouvertures.....	67
III-1-2-1) Les tresses.....	67
III-1-2-2) Rubans hélicoïdaux.....	70
III-2) Atténuation d'écran du champ magnétique.....	72
III-2-1) L'expression du coefficient d'atténuation.....	72
III-2-2) Tension induite dans un câble coaxial à écran homogène. ..	76
III-2-3) Impédance de transfert axiale.....	77
III-3) Description du dispositif perturbateur permettant de générer un champ magnétique axial.....	78
III-3-1) Dispositif de perturbation "Bobinage".. ..	78
III-3-2) Premiers essais des mesures de tension par le bobinage.....	79
III-3-3) Principe de mesure de l'impédance de transfert axiale.....	83
III-4) Couplage du champ magnétique axial sur des blindages non homogènes	88
III-4-1) Câble à fente.....	88
III-4-2) Blindage hélicoïdal.....	90

III-5) Différentes incidences du champ électromagnétique et l'influence des connexions aux extrémités en cellule TEM.....	92
II-5-1) Champ magnétique perpendiculaire à l'axe du câble.	93
II-5-2) Champ magnétique parallèle à l'axe du câble	100
II-5-3) Incidence oblique.....	104

INTRODUCTION

Les nouvelles techniques de télécommunications et l'augmentation des émetteurs puissants font que les équipements sont soumis perpétuellement à des interférences électromagnétiques. Les interconnexions de ces équipements sont dans la majeure partie assurées par des câbles blindés ou non blindés.

Les tensions parasites qui sont induites dans les câbles blindés sont dues en général à la circulation d'un courant perturbateur sur le blindage, ce qui justifie l'usage des notions de Z_t pour prédire l'amplitude de ces tensions parasites; C'est pour cette raison que nous présentons dans la première partie de ce chapitre les différents types de blindages et les mécanismes physiques de couplage qui conduisent aux tensions parasite dans le câble. On sait aussi que les blindages comportant des ouvertures peuvent donner lieu à un couplage électrique par l'action du champ électrique normale à la surface des ouvertures. On utilise dans ce cas la notion de l'admittance de transfert Y_t .

On peut donc se poser la question de savoir quel paramètre utilisé lorsqu'on se trouve dans une configuration d'illumination dans laquelle il n'y a pas de composante électrique longitudinale (liée au courant de conduction dans le blindage, Z_t) et de composante électrique radiale(liée à la tension, Y_t). C'est le cas par exemple d'un câble soumis à un champ magnétique axial. Dans ce cas le courant est circulaire. Peut on encore faire usage de l'impédance de transfert Z_t pour caractériser le blindage. Broydé[16] a résumé les différents modes de couplage champ à câble en cinq types. Nous n'examinerons pas tous ces 5 types ici, nous nous intéresserons à un seul type. C'est le cas où la composante magnétique se trouve parallèle à l'axe du câble, l'apparition d'une tension parasite à l'extrémité du câble est due dans ce cas au couplage du champ magnétique atténué avec les conducteurs intérieurs au blindage.

Afin de mieux comprendre ce type de couplage nous proposons une approche expérimentale appuyée de quelques développement théoriques.

En effet la connaissance des phénomènes de couplage sur les blindages des câbles passe par les méthodes de mesure des paramètres de transfert. Nous

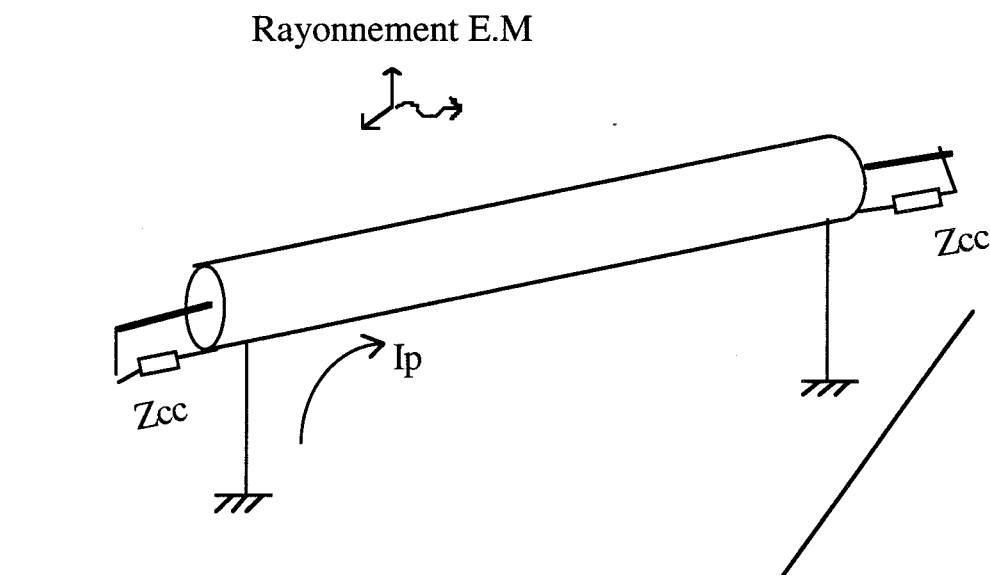
décrivons le dispositif à solénoïde utilisé pour générer un champ magnétique axial sur le blindage. Ayant alors accès à l'impédance de transfert axiale, nous étudierons l'intérêt de ce paramètre dans la caractérisation des câbles blindés. Ensuite pour approfondir la connaissance sur le mécanisme de couplage par champ magnétique axial nous appliquerons le dispositif à diverses éprouvettes telles que le câble à fente et le blindage hélicoïdal.

Dans le même d'ordre d'idée, nous allons reproduire deux types de couplage électromagnétique à l'aide des expériences menées sur le blindage homogène avec les extrémités connectées à un plan de masse dans une cellule TEM et proposons de confronter les résultats expérimentaux à des prévisions théoriques établies à partir des concepts d'impédance de transfert où interviennent le couplage par champ magnétique perpendiculaire et le champ magnétique parallèle. Finalement nous étudierons le cas d'une agression oblique du champ électromagnétique sur le câble.

III-1) Mécanismes physiques du couplage champ à un câble coaxial blindé.

Lorsqu'un câble est soumis à une perturbation électromagnétique, il se crée des courants dans le blindage et à cause des imperfections du blindage, induisent des courants et des tensions parasites aux extrémités du câble. Le blindage sert à atténuer l'effet du couplage électromagnétique et on cherchera donc à caractériser l'efficacité des blindages. Nous allons voir dans une situation usuelle l'action de la composante magnétique sur un câble blindé.

L'état d'un câble coaxial lors d'une transmission entre un émetteur et un récepteur peut être ramené au schéma de la figure(III.1). Les charges sur les câbles symbolisant les impédances d'entrée des équipements et les fils à la masse représentent les connexions galvaniques du blindage à la structure extérieure des équipements.

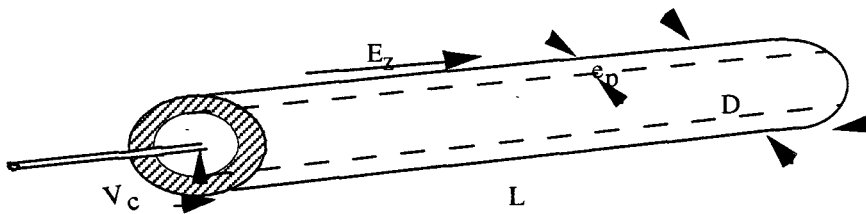


Figure(III.1)

Supposons que cette structure soit soumise à une onde électromagnétique plane avec la composante magnétique faisant un angle non nul avec la boucle formée par le plan de masse, les fils et la surface extérieure du blindage. La variation du flux magnétique à travers cette boucle conduira à une circulation d'un courant perturbateur sur le blindage. Le blindage n'étant pas parfait des fuites électromagnétiques se manifesteront à l'intérieur du blindage.

III-1-1) Ecran homogène.

Dans l'hypothèse quasi statique ($\lambda \gg L$) on peut exprimer la tension induite à l'extrémité du câble comme étant l'intégration sur toute la longueur de la composante électrique qui apparaîtra sur la surface intérieure du blindage. Si on considère l'écran homogène de la figure(III.2),



Figure(III.2)

on peut exprimer la tension parasite à l'aide de l'équation suivante:

$$V_c = - \int_L E_{zi} dl \quad (III/1)$$

E_{zi} symbolise le champ atténué se trouvant à la surface intérieure du blindage.

L'écran homogène protège efficacement le câble surtout aux fréquences élevées. Mais les considérations d'ordre économique, de maniabilité et de poids font que d'autres types de blindage comme la tresse et le ruban hélicoïdal sont employés. Ces blindages se distinguent de l'écran homogène par la présence d'ouvertures à travers lesquelles le champ accède directement au conducteur central.

Si on analyse le câble homogène par rapport à son environnement, le blindage agit comme un deuxième conducteur qui ne subit pas de couplage direct, délimitant le conducteur central de l'extérieur. La tension parasite dépend surtout du courant circulant sur le blindage. Dans le cas du blindage avec des ouvertures des fuites électromagnétiques se produisent et induisent des tensions et courants parasites dans la partie intérieure du blindage.

III-1-2) Ecran comportant des ouvertures.

III-1-2-1) Les tresses.

Les phénomènes de couplage régissant la pénétration du courant à travers une tresse ont été globalement abordés dans le chapitre II. Ici nous mettrons l'emphase sur l'aspect du couplage des composantes électrique et magnétique du champ extérieur avec des ouvertures.

Avant de généraliser à une tresse considérons une ouverture située sur l'écran homogène de la figure(III.2). Si le diamètre de l'ouverture est petit devant la longueur d'onde du champ et que la conductivité électrique du blindage est très grande, l'ouverture peut être assimilée à un couple de dipôle électrique et magnétique dont les orientations dépendent de la direction du champ incident par rapport au plan de l'ouverture.

L'effet du rayonnement de ces dipôles vers l'intérieur du câble peut être représenté par un générateur de tension pour le dipôle magnétique et un générateur de courant pour le dipôle électrique.

Les moments dipolaires électrique p et magnétique m sont liés aux champs E_0 et H_0 qui apparaîtront sur la surface du blindage. H_0 sera une composante tangentielle à la surface de l'ouverture, E_0 une composante normale.

$$\vec{p} = \varepsilon \alpha_e \vec{E}_0 \quad (\text{III}/2)$$

$$\vec{m} = \alpha_m \vec{H}_0 \quad (\text{III}/3)$$

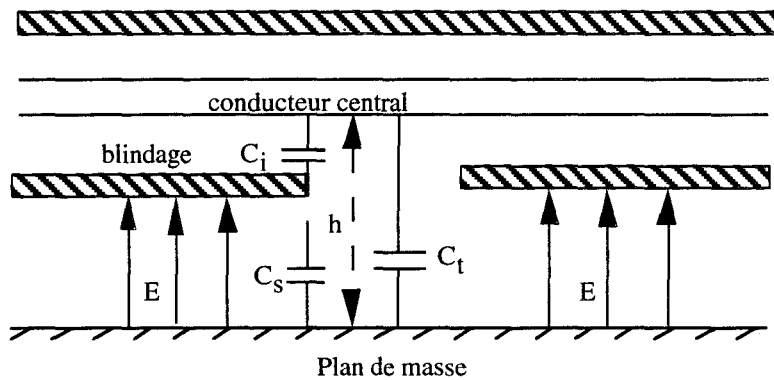
Une partie du champ magnétique circonférentiel associé au courant sur le blindage peut pénétrer à travers l'ouverture et se joindre au conducteur central pour former une inductance mutuelle entre le blindage et le conducteur central. De la même façon, une partie du flux électrique associé à la tension entre le blindage et la masse peut pénétrer à travers l'ouverture et induire des charges sur le conducteur à l'intérieur du blindage. Ces charges induites donneront naissance à une capacité mutuelle entre le conducteur et la structure extérieure perturbatrice formée avec la complicité du plan de masse.

Cette capacité nommée la capacité de transfert C_t , dépend aussi bien de la capacité linéique de la ligne perturbatrice C_p , que de la capacité linéique du câble C_c . Pour un câble coaxial tressé ayant une densité d'ouverture ν et une permittivité diélectrique ϵ_c , la capacité de transfert est donnée par[2]

$$C_t = g \frac{\nu \alpha_e C_p C_c}{\pi^2 D^2 \epsilon_c} \quad (\text{III}/3)$$

g est un facteur de correction des permittivités des deux lignes et α_e la polarisabilité électrique d'une ouverture.

Lorsqu'une de ces ouvertures est soumise à un champ électrique normal au plan de l'ouverture, il y a couplage électrique sur le conducteur central et injection de courant J_D [15].



Figure(III. 3)

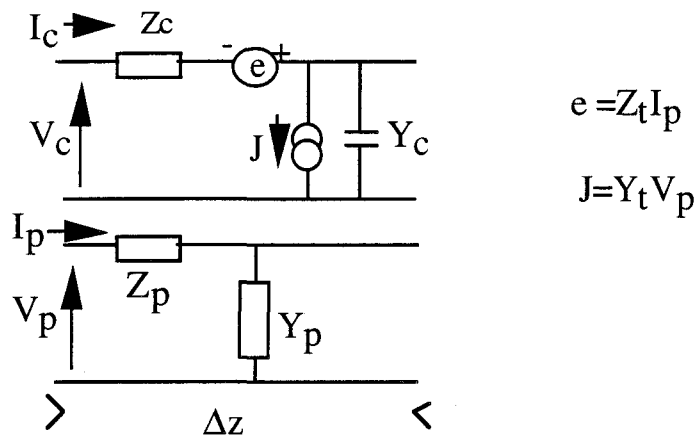
Cette source de perturbation est ici une source de courant entre le conducteur central et le blindage qui peut alors s'exprimer par,

$$I_D = j \omega C_t \int_0^h E dh \quad (\text{III}/4)$$

L'indice D signifie qu'il s'agit de l'action directe du champ.

Le formalisme des lignes couplées donne sous forme d'équations différentielles la tension parasite V_c et le courant parasite I_c en fonction des paramètres primaires des lignes et du courant perturbateur I_p et de la tension perturbatrice V_p . Si on se place dans l'hypothèse quasi statique on peut établir un

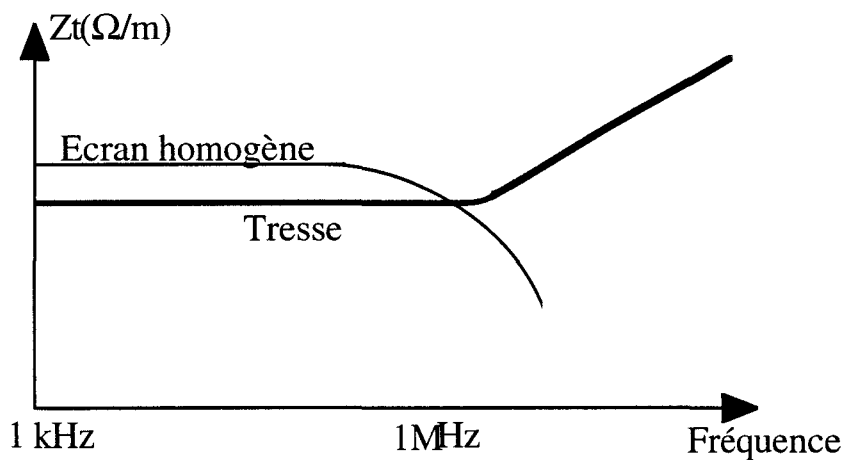
schéma électrique équivalent aux deux modes de couplage abordés précédemment pour une longueur infinitésimale Δz .



Figure(III.4)

Nous voyons apparaître les termes sources de tension et de courant parasites e et J . L'impédance de transfert Z_t relie le courant perturbateur au générateur de tension tandis que l'admittance de transfert Y_t relie la tension perturbatrice au générateur de courant.

En pratique Z_t s'apparente au rapport V_c/I_p qui nous permet de caractériser l'efficacité du blindage lorsqu'un courant circule sur le blindage parallèlement à l'axe du câble. La figure(III.5) illustre les allures souvent rencontrées des impédances de transfert linéiques en fonction de la fréquence de l'écran homogène et d'une tresse.

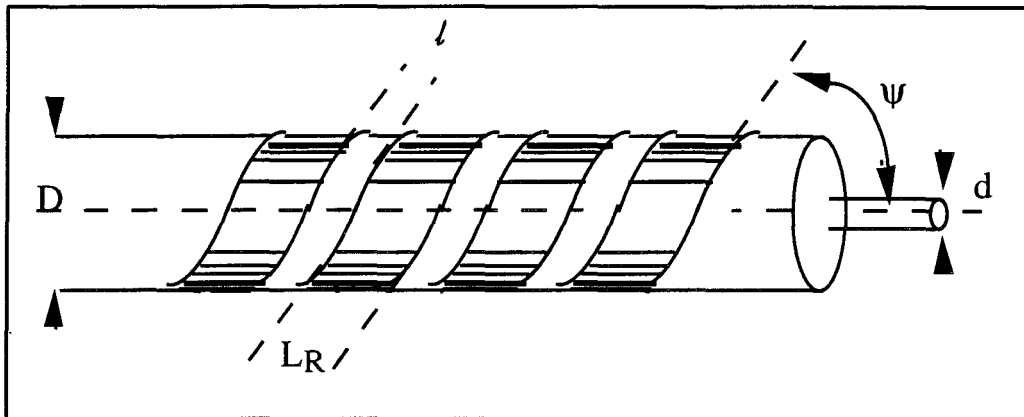


Figure(III.5)

Ces courbes ont fait l'objet d'étude dans le chapitre I et II, on veut seulement attirer l'attention sur la remontée de l'impédance de transfert aux fréquences élevées pour un écran pourvu d'ouvertures. Dans le même d'ordre d'idée nous abordons le ruban hélicoïdal qui par sa géométrie introduit un couplage supplémentaire lorsqu'un courant parcourt le blindage.

III-1-2-2) Rubans hélicoïdaux[2].

Le blindage hélicoïdal est représenté sur la figure(III.6).



Figure(III.6)

Les paramètres géométriques du ruban sont les suivants:

- D: diamètre du blindage
- ψ : angle d'inclinaison du ruban
- L_R : largeur du ruban
- l : l'espacement entre les rubans
- d: diamètre du conducteur central.

Les trois types de couplage pouvant générer une tension parasite dans le câble sont le couplage par diffusion, le couplage électrique et le couplage magnétique.

La pénétration de la composante tangentielle du champ électrique suit la même loi fréquentielle que l'écran homogène aux basses fréquences, par contre la partie diffusion de l'impédance de transfert croît avec la fréquence. Ce comportement est dû à l'orientation hélicoïdale du courant électrique sur les rubans, ceci a pour conséquence d'augmenter l'impédance de surface. Le

recouvrement imparfait du blindage provoqué par l'espacement engendre un couplage électrique matérialisé par une capacité de transfert.

$$Z_{td} = R_0 \frac{(1+j)\frac{e_p}{\delta}}{\text{sh}(1+j)\frac{e_p}{\delta}} \left[1 + \text{tg}^2 \psi \text{ch} \left[(1+j)\frac{e_p}{\delta} \right] \right] \quad (\text{III}/6)$$

$$C_t = \frac{g}{\cos \psi} \left(\frac{l}{2D} \right)^2 \frac{C_c C_p}{4\pi\epsilon_c} \quad (\text{III}/7)$$

La variation du flux magnétique à travers les rubans et l'émergence de la composante magnétique axiale dû au parcours du courant sur les rubans. L'inductance de transfert dans ce cas est formulée de la façon suivante:

$$L_t = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\left(1 - \frac{d^2}{D^2} \right) \text{tg}^2 \psi + \frac{1}{N} \left(\frac{l}{2D} \right)^2 \frac{1}{\cos \psi} \right] \quad (\text{III}/8)$$

Le point à retenir dans cette expression est que l'inductance de transfert dépend du diamètre du conducteur central d.

Dans l'approche usuelle des couplages électromagnétiques aux câbles blindés il est seulement tenu compte de la contribution du courant induit dans la direction parallèle à l'axe du câble. Nous avons vu plus haut que soumis à un champ électrique un blindage pourvu d'ouvertures pouvait être le siège de courants induits dans sa partie intérieure par une composante du champ électrique normale à la surface de cette ouverture. Il en va de même pour la composante magnétique du champ ambiant, la composante axiale c'est à dire parallèle à l'axe du câble peut amener à la génération de tension parasite comme l'a récemment montré BROYDE[16].

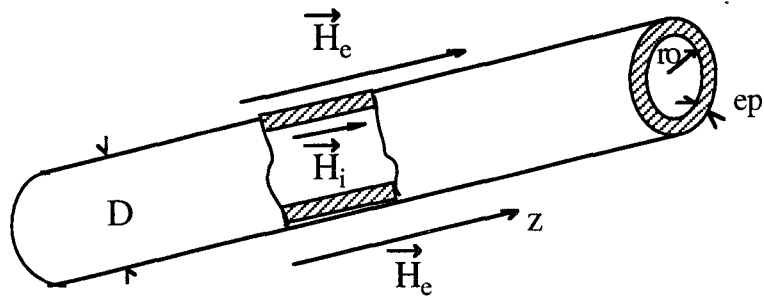
C'est à la vérification expérimentale de couplage du champ magnétique axial que sera consacrée le reste de ce chapitre.

III-2) Atténuation d'écran du champ magnétique axial[17].

III-2-1) L'expression du coefficient d'atténuation.

Les développements qui vont suivre permettent d'exprimer la tension induite entre un blindage cylindrique homogène et un conducteur intérieur à ce blindage ceci fonction du champ magnétique axial extérieur au câble et les grandeurs physiques du blindage. Pour ce faire nous poserons plusieurs hypothèses. Nous supposons que la présence du câble ne modifie pas le champ au voisinage de la surface extérieure du blindage et que la contre réaction du champ atténué sur le champ extérieur soit négligeable, autrement dit l'affaiblissement du champ est indépendant du mode d'excitation.

Prenons alors le blindage seul privé du conducteur central, baignant dans un milieu où se propage un champ magnétique H_e en régime harmonique parallèle à l'axe longitudinal "z", comme le tube métallique de la figure (III.7) qui a pour épaisseur " e_p ", rayon intérieur " r_0 " et diamètre extérieur " D ".



Figure(III.7)

L'équation de propagation de Helmholtz dans un système de coordonnées cylindriques est le point de départ dans l'établissement de l'expression du champ affaibli H_i à l'intérieur du blindage. La symétrie cylindrique fera que le champ affaibli soit parallèle au champ extérieur. Nous prendrons la permittivité à l'intérieur du tube égale à celle du vide, donc des constantes de propagation à l'extérieur et à l'intérieur du tube égales, $\gamma_p = \gamma_c$. D'autre part nous considérons que la longueur du tube soit très supérieure au diamètre D et que le rayon r_0 est beaucoup plus grand que l'épaisseur du tube e_p .

Ce calcul développé en annexe C conduit au rapport "Q" entre le champ extérieur et le champ intérieur à l'écran, nous énonçons ici les étapes principales.

On néglige la contribution des courants de déplacement, on peut alors exprimer l'inégalité suivante:

$$\sigma \gg \omega \varepsilon \quad (\text{III}/9)$$

σ est la conductivité et ε la permittivité du milieu diélectrique.

Le champ extérieur est sous la forme:

$$\vec{H}_e(\omega, z) = H_0 e^{j \omega t} e^{-\gamma_p z} \quad (\text{III}/10)$$

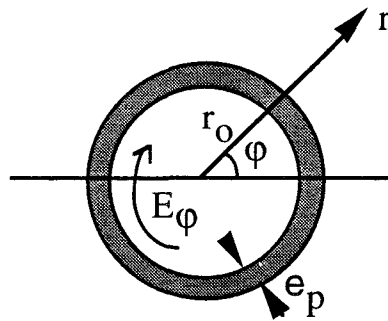
γ_p est la constante de propagation dans le milieu perturbateur, ici le vide.

Le champ atténué peut aussi s'écrire de la façon suivante:

$$\vec{H}_i(\omega, z) = H_i e^{j \omega t} e^{-\gamma_c z} \quad (\text{III}/11)$$

γ_c est la constante de propagation à l'intérieur du tube.

Dans le référentiel cylindrique on repère la composante électrique E_φ comme ci dessous.



Figure(III.8)

La composante magnétique à l'intérieur du blindage, en vertu des lois d'électromagnétisme de Maxwell se déduit du rotationnel de la composante électrique E_φ .

Dans la zone $0 < r < r_0$

$$\text{rot}_z \vec{E} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r E_\varphi) = -j\omega\mu_0 H_{iz} \quad (\text{III}/12)$$

L'indice z montre que la direction du champ H_i induit est parallèle à l'axe du cylindre.

En négligeant les courants de déplacement l'équation de propagation dans le blindage, c'est à dire pour $r_0 < r < r_0 + e_p$ s'écrit sous la forme:

$$(\Delta - k^2) \vec{H} = 0 \quad (\text{III/13})$$

Où Δ symbolise l'opérateur Laplacien et k représente la constante de propagation.

La résolution des équations (III/12) et (III/13) en considérant les conditions limites du champ magnétique en $r=r_0$ et en $r=r_0+e_p$ aboutit à l'expression du coefficient d'atténuation d'écran "Q" d'un tube cylindrique.

$$Q = \frac{H_i}{H_0} = \frac{1}{\text{ch}(ke_p) + \frac{K}{2} \text{sh}(ke_p)} \quad (\text{III/12})$$

Le facteur 1/2 dans le dénominateur est une conséquence de la symétrie cylindrique.

où

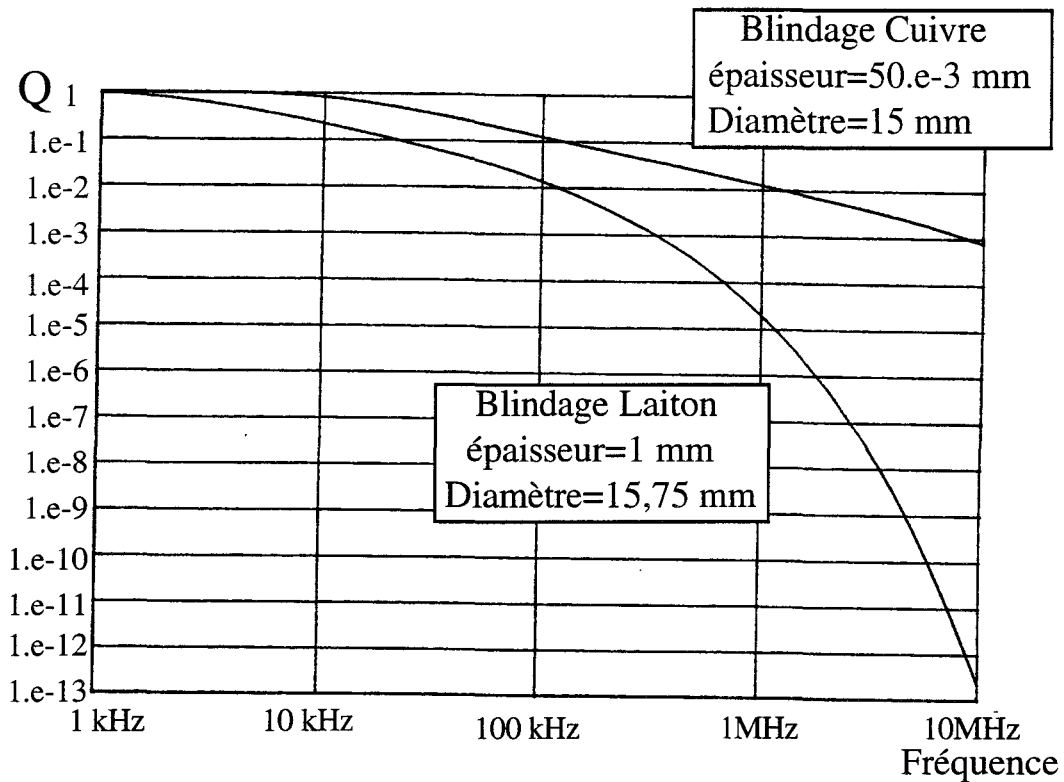
$$k = \frac{(1+j)}{\delta} \quad \text{et} \quad K = \frac{\mu_0(1+j)}{\mu \delta} r_0 \quad (\text{III/13})$$

δ est l'épaisseur de peau dans le métal et k est le nombre d'onde.

μ_0 est la perméabilité du vide et la perméabilité du matériau $\mu = \mu_0 \mu_r$.

Pour l'étude du câble coaxial nous considérons que des matériaux non ferromagnétiques aussi bien pour le blindage que pour le conducteur central, on prendra alors la perméabilité relative $\mu_r = 1$.

Le comportement du coefficient d'atténuation d'écran en fonction de la fréquence est représenté sur la figure(III.9) pour deux blindages constitués de matériau différent. Nous distinguerons cependant deux cas de figure suivant l'épaisseur du blindage.



Figure(III.9)" Coefficients d'atténuation de deux blindages de conductivité semblable mais avec un rapport d'épaisseur très élevé."

Cas $e_p \ll \delta$:

Si l'épaisseur de blindage est négligeable par rapport à l'épaisseur de peau, c'est à dire qu'on se trouve aux basses fréquences, le blindage se comporte comme un filtre passe bas, un développement limité de (III/12) conduit à l'équation (III/14).

$$Q = \frac{1}{1 + j \frac{\omega \mu_0 \sigma}{2} e_p (r_0 + e_p)} \quad \text{(III/14)}$$

Aux très basses fréquences on a $Q \rightarrow 1$ quand $\omega \rightarrow 0$, autrement dit il n'y a pratiquement pas d'atténuation du champ. Le blindage agit comme un filtre passe bas du premier ordre.

Cas $e_p \gg \delta$:

Pour les fréquences où l'épaisseur du blindage est plusieurs fois plus grand que l'épaisseur de peau le champ induit à l'intérieur du blindage décroît d'une manière exponentielle comme le montre l'approximation suivante:

$$Q = \frac{8}{\sqrt{\omega\mu_0\sigma} D \exp\left(e_p \sqrt{\frac{\omega\mu_0\sigma}{2}}\right)} \quad (\text{III/15})$$

Donc aux fréquences très élevées $Q \rightarrow 0$ d'où $H_i \rightarrow 0$, il n'y a donc pas de champ magnétique induit à l'intérieur de la structure.

Lorsqu'il s'agit du câble coaxial, on peut admettre que le champ magnétique intérieur n'est pas perturbé par le conducteur intérieur car en général ce dernier n'est pas ferromagnétique. Le comportement fréquentiel de la tension induite dans le câble sera par conséquent corrélé au comportement du champ magnétique atténué. Voyons donc comment la tension parasite prend naissance dans le câble.

III-2-2) Tension induite dans un câble coaxial à écran homogène.

La présence d'une tension à l'extrémité du câble ne peut selon les lois d'électromagnétisme que provenir soit d'une circulation de courant sur le conducteur central qui se bouclerait par la surface intérieure du blindage soit par une variation du flux magnétique entre les deux extrémités du câble. Dans le but de favoriser le couplage magnétique nous proposons de faire des expériences sur une éprouvette de test au conducteur intérieur particulier qui permettra de valider l'approche théorique du phénomène.

L'éprouvette de test est un câble coaxial ayant comme conducteur central un fil formant un nombre m de spires par unité de longueur qu'on appellera par la suite "conducteur hélicoïdal". Le champ atténué doit alors pouvoir induire un flux variable à travers ces spires et par conséquent provoquer une tension perceptible à l'extrémité entre le blindage et le conducteur. On supposera que ce conducteur ne perturbe pas localement le champ intérieur. La tension ainsi obtenue qui a pour unité des "volts/mètre" s'exprime par la relation suivante:

$$V_c(\omega) = - \frac{d\Phi}{dt} = -j \omega \mu_0 m \pi r^2 H_i \quad (\text{III/16})$$

r est le rayon d'une spire élémentaire.

Cette équation est d'abord un moyen de vérifier la source de la tension induite mais elle ne convient pas entièrement si on veut traiter le cas du

conducteur rectiligne qui est plutôt à flux magnétique conservatif et encore elle ne tient pas compte des charges aux extrémités de l'éprouvette. D'où la nécessité de considérer un paramètre supplémentaire qui est l'impédance de transfert axiale.

III-2-3) Impédance de transfert axiale.

Dans l'étude de coupage du champ à câble la connaissance du niveau de tension induite pour un champ donné est d'une importance capitale car cela nous permet par exemple de sécuriser l'entrée des équipements connectés. Dans le cas d'une circulation d'un courant de niveau quelconque sur le blindage l'impédance de transfert habituelle nous permet d'évaluer la tension induite en fonction de la fréquence, à l'extrémité du câble pour la longueur du câble en question.

Lorsque le champ magnétique axial agit sur le blindage, il se produit un courant qui ne se dirige pas longitudinalement sur le blindage et par conséquent inaccessible, nous allons donc utilisé le paramètre d'impédance de transfert axiale introduit par Broydé[18]. L'impédance de transfert axiale est définie comme étant le rapport de la tension induite avec l'amplitude du champ extérieur H_0 parallèle au câble.

$$Z_{at}(\omega) = \frac{V_c(\omega)}{H_0} = \frac{j \omega \mu_0 m \pi r_1^2}{\text{ch}(ke_p) + \frac{K}{2} \text{sh}(ke_p)} \quad (\text{III}/17)$$

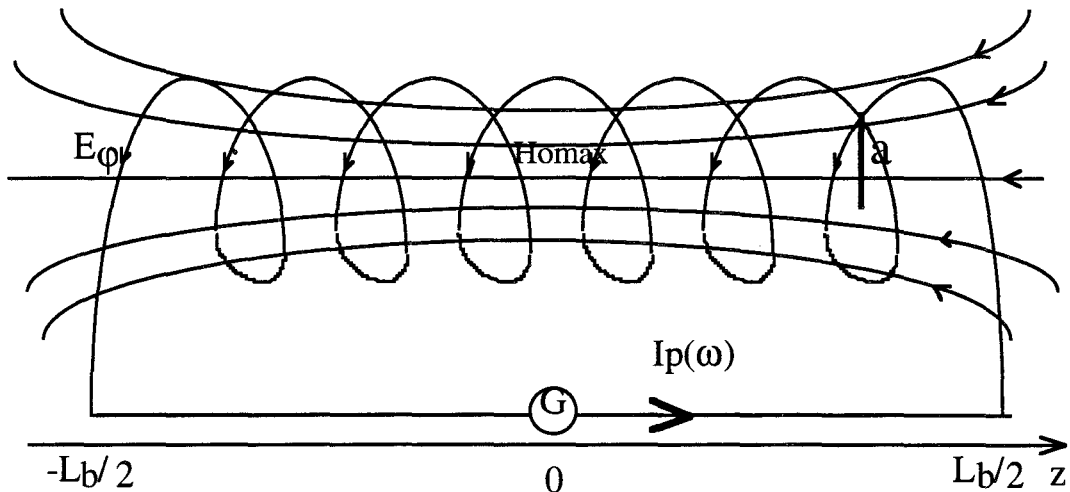
Le paramètre de transfert Z_{at} comme nous l'avons défini en (III/17) s'exprime en Ohms. Si on veut l'employer au même titre que l'impédance de transfert habituelle, c'est à dire comme un paramètre de caractérisation du blindage, il serait intéressant de voir comment ramener l'impédance de transfert axiale à une grandeur linéique du câble. Ceci nous permettra d'extrapoler le niveau de tension induite sur un échantillon sous test à la longueur de câble. Les méthodes expérimentales de caractérisation des blindages sont souvent liées au rapport de la longueur d'onde du champ perturbateur et la longueur de l'échantillon.

Le banc de mesure que nous allons décrire dans la prochaine partie nous permet de mesurer la tension résultante du couplage par champ magnétique axial dans une bande de fréquence de 1 kHz à 10 MHz, nous verrons après, les mesures de l'impédance de transfert axiale.

III-3) Description du dispositif perturbateur permettant de générer un champ magnétique axial.

III-3-1) Dispositif de perturbation "bobinage".

Le dispositif perturbateur utilisé pour produire un champ magnétique quasi uniforme en fonction de la fréquence et de la longueur du câble est un solénoïde formé de spires circulaires constituées de fil circulaire qu'on appellera le "bobinage" qui est parcouru par un courant harmonique. La figure(III.10) donne une représentation de ce solénoïde en fonction de ses grandeurs physiques et les lignes de champ magnétique qui en résultent. La composante électrique E_ϕ est elle transverse à l'axe z suivant le parcours du courant, mode de propagation TE.



Figure(III.10)

Pour simplifier les expressions mathématiques nous supposons que les spires sont identiques et perpendiculaires à l'axe z de la bobine. Le champ magnétique H_z qui se produit alors dans l'espace intérieur de la bobine est naturellement fonction des grandeurs géométriques de la bobine[19] telle que,

$$H_o(z,\omega) = \frac{n I_p(z,\omega)}{2} \left[\frac{z + \frac{L_b}{2}}{\left[a^2 + \left(z + \frac{L_b}{2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} - \frac{z - \frac{L_b}{2}}{\left[a^2 + \left(z - \frac{L_b}{2} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \right] \quad (III/18)$$

a est le rayon d'une spire élémentaire de la bobine,
 n est le nombre de tours par mètre de la bobine,
 et le courant parcourant la bobine est donné par:

$$I_p(\varphi, \omega) = I_{p0} e^{j\omega t} e^{-\gamma_p e_\varphi} \quad (\text{III}/19)$$

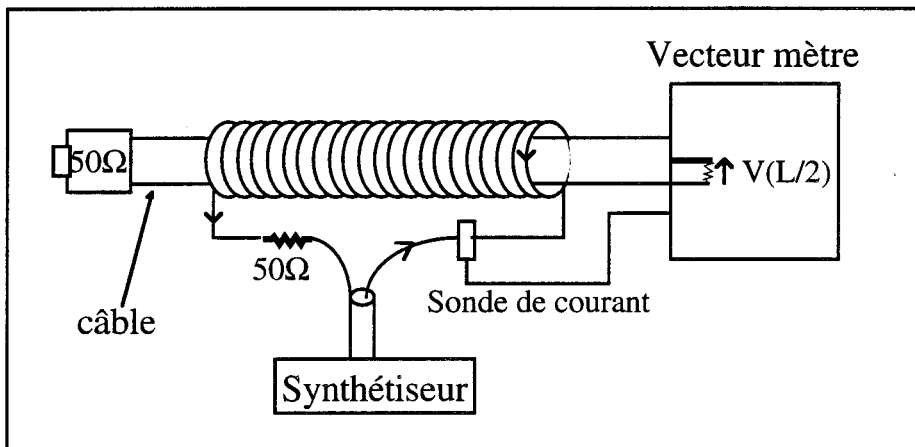
On voit que le champ est maximal au centre et au milieu de la bobine. De plus si la longueur L est grande par rapport au diamètre d'une spire on peut admettre que la distribution du champ magnétique qui s'exprime en Ampère/mètre sera confinée de manière parallèle et uniforme tout le long de la bobine.

L'amplitude du champ magnétique sera alors donnée par:

$$L_b \gg a \text{ et } z=0 : \quad H_0(z, \omega) = n I_{p0} \quad (\text{III}/20)$$

III-3-2) Premiers essais de mesures de tension par le bobinage.

Le montage d'une première expérience avec le bobinage est le suivant:



Figure(III.11)

En effet les courants circulaires induits sur le blindage sont de sens opposé au courant circulant dans les spires et par conséquent génèrent un champ intérieur parallèle mais de sens opposé au champ extérieur. C'est un principe semblable au fonctionnement du transformateur.

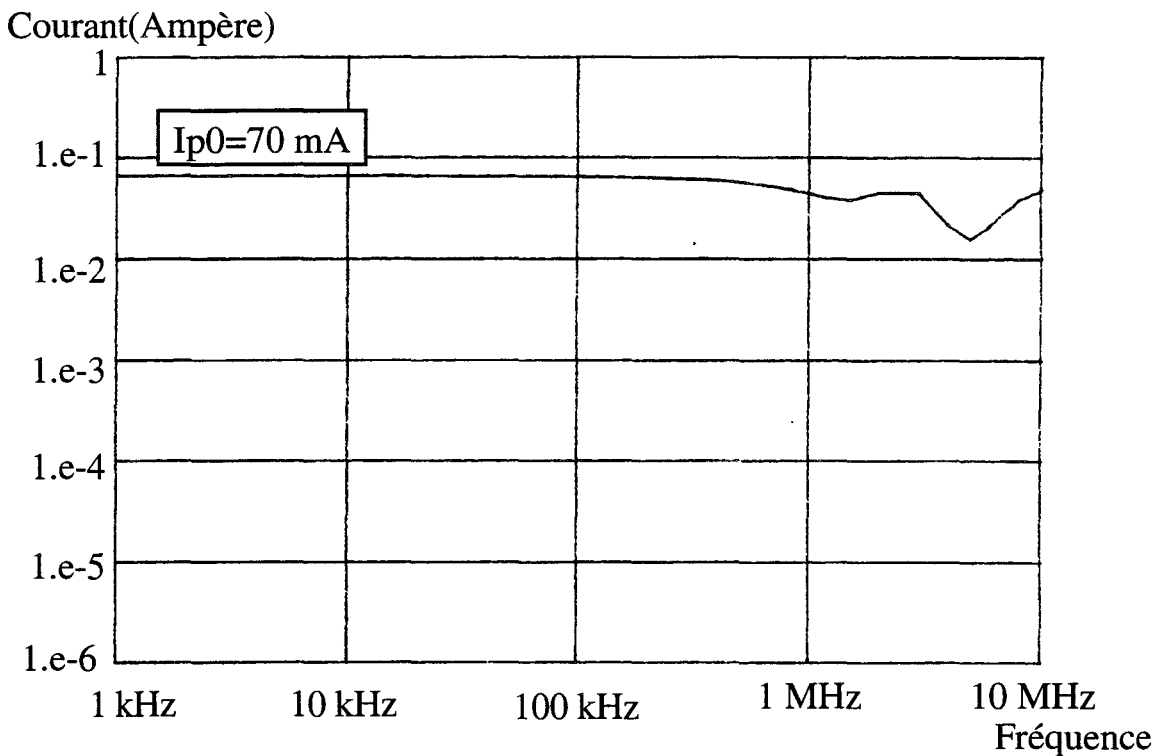
Les caractéristiques des éprouvettes utilisées sont les suivantes:

Echantillon "Laiton-h" avec le blindage en laiton: $L=90$ cm, $D=15,75$ mm, $e_p=1$ mm, $\sigma=1,59e7$ s/m, $m=360$, $r=3$ mm.

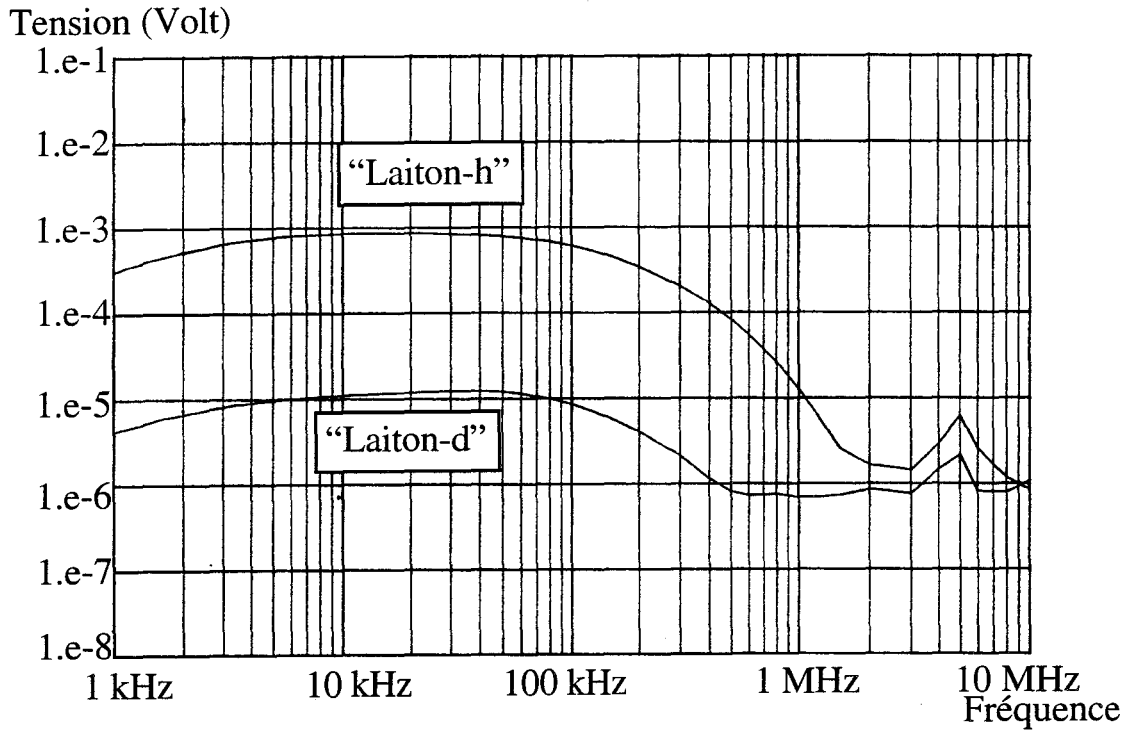
Echantillon "Cuivre-h" avec le blindage en cuivre: $L=90$ cm, $D=15$ mm, $e_p=50$ μ m, $\sigma=5,8e7$ s/m, $m=100$, $r=4$ mm.

Les câbles avec les caractéristiques identiques mais avec des conducteurs rectilignes et droits seront dénotés par "Laiton-d" et "Cuivre-d".

Dans un premier temps le solénoïde est enroulé sur toute la longueur du câble. Le courant injecté dans la bobine $I_{p0}=70$ mA, on estime alors le champ extérieur de l'ordre de 35 A/m. La figure(III.12) comporte l'allure du courant dans le bobinage dans la bande de fréquence de 1 kHz à 10 MHz. La figure(III.13) représente alors les tensions induites sur les éprouvettes "Laiton-h" et "Laiton-d".

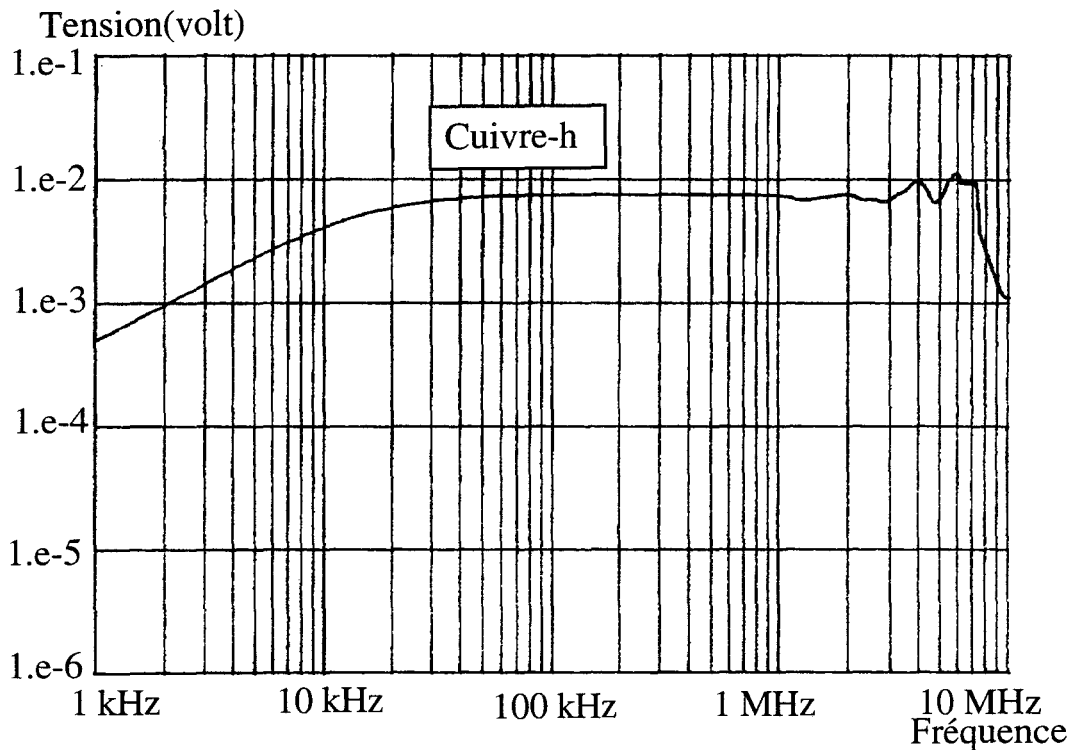


Figure(III.12)" Amplitude du courant dans le bobinage en $z=0$."



Figure(III.13)"Comparaison des tensions - conducteur hélicoïdal/droit"

Sur la figure(III.14) on a reporté la tension recueillie avec le bobinage pour l'échantillon "Cuivre-h" afin de mettre en évidence l'action du champ magnétique visible aux basses fréquences.



Figure(III.14)"Tension mesurée- blindage en cuivre-conducteur hélicoïdal"

Le premier constat se porte donc sur le fait que la tension est directement proportionnelle à la fréquence entre 1 kHz et 10 kHz, dans cette bande de fréquence le blindage est quasi transparent au champ magnétique. La pente de cette droite est de l'ordre de 20 dB/décade. La stabilisation de la tension qui se produit ensuite est la répercussion de l'atténuation du champ magnétique qui décroît avec la fréquence. Pour des fréquences supérieures à 1 MHz la tension chute de façon exponentielle car l'effet de peau devient important et le champ magnétique se confine à l'extérieur du blindage. Les comportements des tensions pour les deux blindages sont conformes au comportement de leurs coefficients d'atténuation respectives que nous avons présenté antérieurement.

Intéressons nous maintenant à la composante électrique du champ généré par le courant à travers le bobinage. Une partie du courant dans la bobine pénétrera le blindage suivant un chemin plus ou moins circulaire, la circulation de la composante électrique induite se fera donc sur la surface intérieure du blindage dans le sens inverse de la composante électrique transverse qui parcourt le bobinage. Un tel parcours de la composante électrique peut donc difficilement induire des termes sources de courant ou de tension entre le conducteur central et le blindage. Nous négligeons l'hypothèse de l'existence d'un courant longitudinal résiduel et estimons qu'il peut y avoir trois raisons essentielles.

1. Le conducteur intérieur ne possède pas une conductivité électrique infinie, donc le champ magnétique ne se tient pas forcément parallèle à l'axe du câble.
2. Le conducteur ne soit pas parfaitement parallèle vis à vis du champ magnétique.
3. A une échelle microscopique, le champ pénètre le conducteur surtout en basses fréquences où l'effet de peau est absent et donne naissance à un courant qui suivrait un chemin circulaire dans le conducteur [20].

Comme nous l'avons signalé dans la partie III-2-3) il est important de ramener la tension induite dans le câble à la source de perturbation extérieure. En l'occurrence nous allons voir expérimentalement une manière de rapporter la tension induite au champ magnétique axial sur le blindage.

III-3-3) Principe de mesure de l'impédance de transfert axiale.

Les premières expériences menées avec le dispositif "bobinage" concernaient surtout sur l'existence d'une tension induite à l'extrémité du câble. Ainsi le solénoïde comportait des spires jointives enroulées directement sur toute la longueur du blindage, $L_b \approx L$. On pouvait alors assurer d'une part au maximum la symétrie de révolution entre le câble et le dispositif perturbateur et d'autre part créer un champ important et uniforme au niveau du blindage. Ce principe ne permet pas cependant de mesurer efficacement le champ magnétique sur le blindage et l'impédance d'entrée vue par le générateur du courant perturbateur est affectée par la présence du câble dans le solénoïde qui fait que l'inductance linéique de l'ensemble n'est plus constante avec la fréquence[21].

Pour ce faire on a étalonné un bobinage de manière qu'à partir des mesures du champ et de la tension induite on accède à la caractéristique de l'impédance de transfert axiale. La bobine conçue possède une inductance linéique qui est constante jusqu'à environ 1 MHz et son diamètre est très supérieur au diamètre du câble. Nous pouvons donc générer un champ magnétique constant avec la fréquence qui ne soit pas perturbé par le blindage du câble. Le champ mesuré en dehors de la bobine est inférieur de plus de 20 dB du champ qui règne à l'intérieur de la bobine, on peut donc attribuer entièrement la tension induite dans le câble au champ qui existe que sur la longueur de la bobine.

Le bobinage est caractérisé par une fonction d'étalonnage F_e qui exprime le rapport du champ magnétique mesuré à l'aide d'une boucle magnétique au centre de la bobine $H_o(0,\omega)$ que nous développerons, et le courant qui parcourt les spires.

$$F_e(\omega) = \left(\frac{H_o(0,\omega)}{I_p(0,\omega)} \right) \quad \text{(III/21)}$$

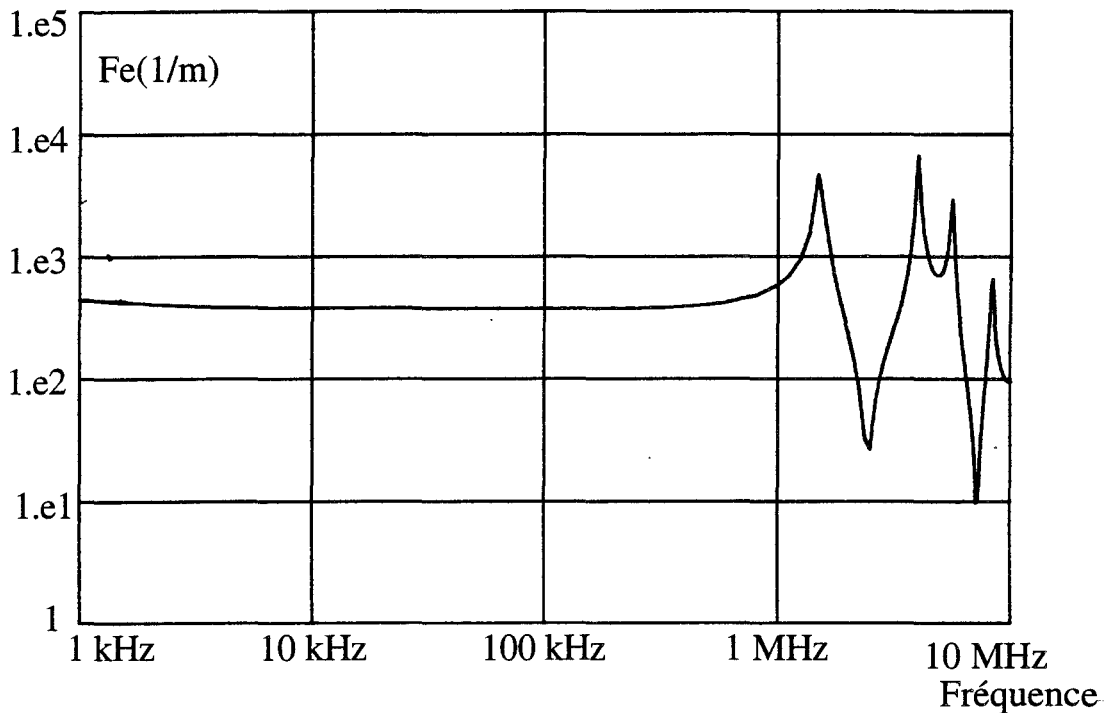
L'unité physique de F_e est donnée en m-1.

En effet, le principe de mesure du champ $H_o(0,\omega)$ repose sur la mesure d'une force électromotrice "e" induite par la variation du flux du champ magnétique H_o à travers une boucle de diamètre D_b compris entre le diamètre du câble à tester et le diamètre de la bobine, ce qui nous a permis de vérifier que les

niveaux des champs magnétiques mesurés en présence et en absence du câble étaient identiques.

$$e(\omega) = j\omega S_b \mu_0 H_o(0, \omega) \quad \text{avec} \quad S_b = \frac{\pi D_b^2}{4} \quad (\text{III}/22)$$

Nous avons reporté sur la figure(III.15) la caractéristique fréquentielle de F_e pour le bobinage qu'on utilisera pour la suite des mesures de l'impédance de transfert axiale.



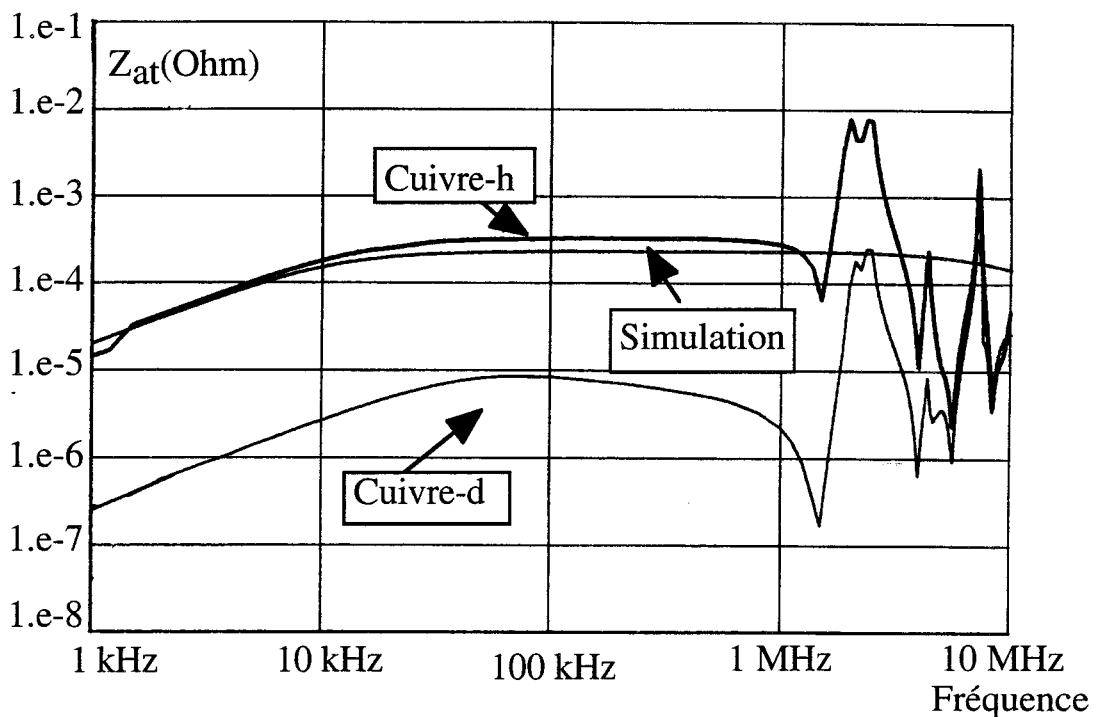
Figure(III.15)

Pour des fréquences inférieures à 1 MHz la fonction d'étalonnage s'apparente en fait au nombre de spires de la bobine par unité de longueur, n . Le fait qu'elle ne soit pas constante pour des fréquences élevées est dû à l'amplitude du courant parcourant le bobinage qui tend à décroître et à osciller probablement à cause des capacités parasites qui apparaissent entre les spires.

Ainsi pour une bobine donnée on établit une fonction d'étalonnage qu'on mémorise numériquement, après il suffit de faire une mesure de la tension induite en $z=L/2$ rapportée au courant circulant dans le bobinage et en appliquant la formule(III/20) où L_b est la longueur du câble illuminée par le champ c'est à dire la longueur de la bobine, on obtient la caractéristique d'une impédance de transfert axiale du câble sous test en ohms.

$$Z_{at}(\omega) = \frac{1}{L_b} \frac{1}{F_e(0,\omega)} \left(\frac{V_c\left(\frac{L}{2},\omega\right)}{I_p(0,\omega)} \right) \quad (III/23)$$

Examinons les mesures trouvées par cette formule expérimentale de l'impédance de transfert axiale. La figure(III.16) montre l'évolution fréquentielle de l'impédance de transfert axiale de l'échantillon "Cuivre-h", la simulation correspondante et l'impédance de transfert axiale basée sur la formule (III/12) de l'échantillon "Cuivre-d".

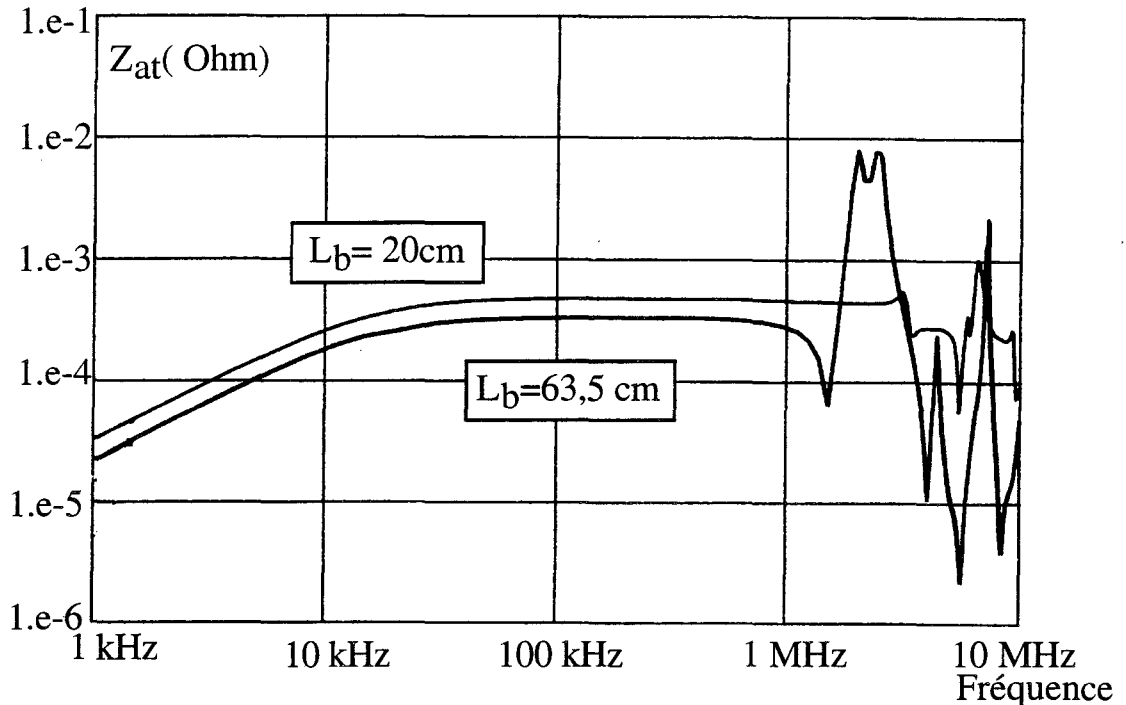


Figure(III.16)"Mesures des impédances de transfert axiale - blindage en cuivre"

L'écart faible entre la simulation et la mesure est dû principalement à l'erreur d'incertitude commise sur la mesure du champ magnétique sur le blindage. L'amplification du phénomène de couplage par l'effet solénoïde du conducteur hélicoïdal par rapport au conducteur droit qui est ici de l'ordre de 40 dB souligne le rôle de la partie intérieure du blindage vis à vis de ce couplage.

Pour monter en fréquences, on peut diminuer la longueur de la bobine mais il faut aussi diminuer le diamètre pour respecter les hypothèses énoncées dans la partie III-3-1). Nous avons ramené la longueur de la bobine L_b de 63.5 cm à 20 cm soit un tiers de la première en gardant le même diamètre, nous avons alors

gagné 2 MHz en plus mais avec une amplitude légèrement décalée. La figure(III.17) montre les impédances de transfert axiales pour les deux longueurs de la bobine discutées au dessus.



Figure(III.17)" L'effet de la longueur du bobinage sur la mesure de l'impédance de transfert axiale."

La disconcordance des amplitudes de l'impédance de transfert axiale par les deux bobines peut provenir des erreurs d'incertitudes dans l'étalonnage des bobines ou encore dans le principe du calcul du champ magnétique car il se peut que le champ ne suive pas rigoureusement l'évolution du courant qui circule dans la bobine. Par contre on peut affirmer que la difficulté majeure du dispositif bobinage réside dans la production d'un champ magnétique constant sur une large bande de fréquence.

Revenons à la définition donnée dans l'expression (III/23) de l'impédance de transfert axiale, les caractéristiques du blindage et la configuration du conducteur intérieur uniquement. Donc même si l'impédance de transfert axiale n'est pas une grandeur intrinsèque au blindage elle l'est par contre pour l'ensemble câble et blindage. Ce qui n'est pas le cas par exemple de l'admittance de transfert qui dépend de la capacité linéique de la ligne perturbatrice.

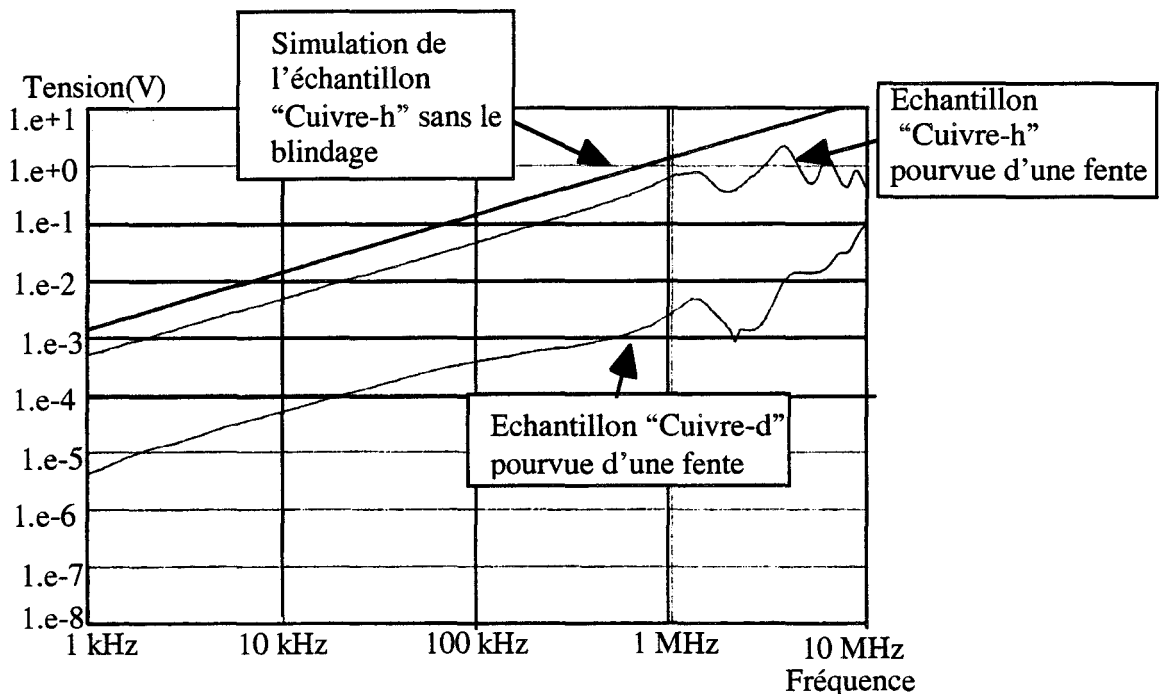
Jusqu'ici nous avons considéré uniquement l'action de la composante magnétique en ce qui concerne la perturbation par le bobinage, sachant que pour un bon écran homogène le couplage électrique par admittance de transfert est absent. Le bobinage de par sa symétrie produit un champ électrique uniforme sur le blindage du câble, nous allons exploiter cet aspect pour essayer de comprendre le mécanisme de couplage lorsque le blindage n'est pas tout à fait homogène.

III-4) Couplage du champ magnétique axial sur des blindages non homogènes.

III-4-1) Câble à fente.

Nous avons expliqué précédemment que la connaissance de l'orientation du champ magnétique à l'intérieur du blindage dépendait de la répartition du courant sur le blindage. Le calcul du coefficient d'atténuation d'un cylindre pourvu d'une fente longitudinale vis à vis d'un champ magnétique parallèle a été traité par Broydé[22] en négligeant les courants de déplacement dans le blindage et les effets de bord du champ électrique au niveau de la fente. Une fente sur un écran homogène va empêcher les lignes de courants induites sur le blindage par le champ extérieur de se refermer de façon à reproduire un champ magnétique intérieur parallèle au champ extérieur. Mais l'expérience montre qu'en fait le champ extérieur subit peu d'atténuation de la part du blindage. Les résultats expérimentaux que nous proposons vont dans ce sens.

Nous supposons que les effets de bout, c'est à dire les boucles de courants au niveau des connecteurs n'interviennent pas sur la répartition axiale du champ magnétique à proximité du blindage. Sur la figure(III.18), on voit apparaître les tensions induites pour les échantillons "Cuivre-h" et "Cuivre-d" avec une fente de 2 mm dans le blindage.



Figure(III.18)

L'écart important des amplitudes entre les deux échantillons signifie qu'il y'a eu accroissement de l'induction magnétique. L'hypothèse qu'une grande partie importante du champ magnétique extérieur passe directement à travers la fente sans subir l'effet résistif du blindage reste plausible et pour soutenir notre raisonnement, nous avons représenté sur la figure(III.18), la simulation de la tension induite (III/24), pour l'échantillon "Cuivre-h" si le blindage était absent, c'est à dire sans l'atténuation du champ magnétique.

$$V_c(0,f) = 2\pi f \mu_0 m \pi r^2 H_0 \quad (\text{III}/24)$$

Les paramètres ont les mêmes significations que dans l'introduction du couplage magnétique axial dans le début de ce chapitre sauf H_0 qui représente ici le champ magnétique extérieur.

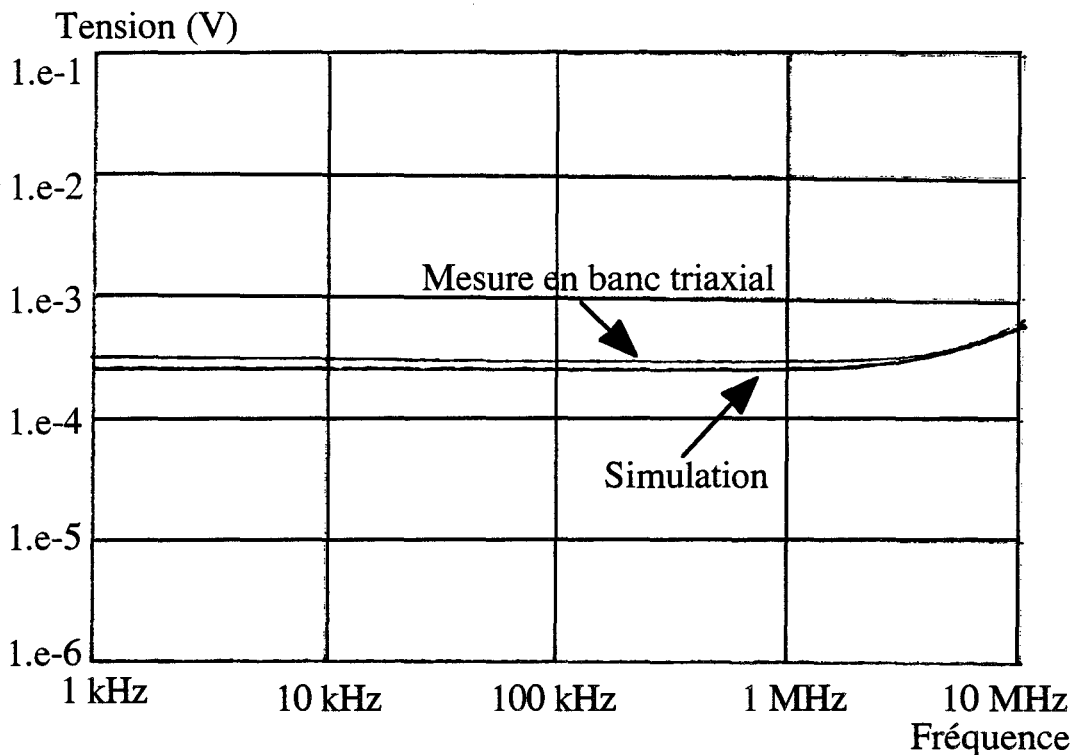
Examinons le comportement du blindage avec la fente lorsqu'il est soumis à la circulation d'un courant suivant l'axe du câble. La figure (III.19) donne la tension induite mesurée et la simulation qui est basée sur la théorie des polarisabilités et l'impédance de transfert linéique.

$$V(0,f) = \frac{1}{2} (R_0 + j l_t 2\pi f) I_{p0} L \quad (\text{III}/25)$$

R_0 représente la résistance linéique du blindage, I_{p0} est l'amplitude du courant injecté, L est la longueur du câble, l_t est l'inductance de transfert linéique de la fente qui s'exprime par,

$$l_t = \frac{\mu_0 \alpha_m}{(\pi D)^2} \quad \text{avec} \quad \alpha_m = \frac{\pi}{16} w^2 L \quad (\text{III}/26)$$

Où D est le diamètre du câble et α_m la polarisabilité magnétique pour une fente rectangulaire de largeur w et de longueur L où $w \ll L$ [23].



Figure(III.19)

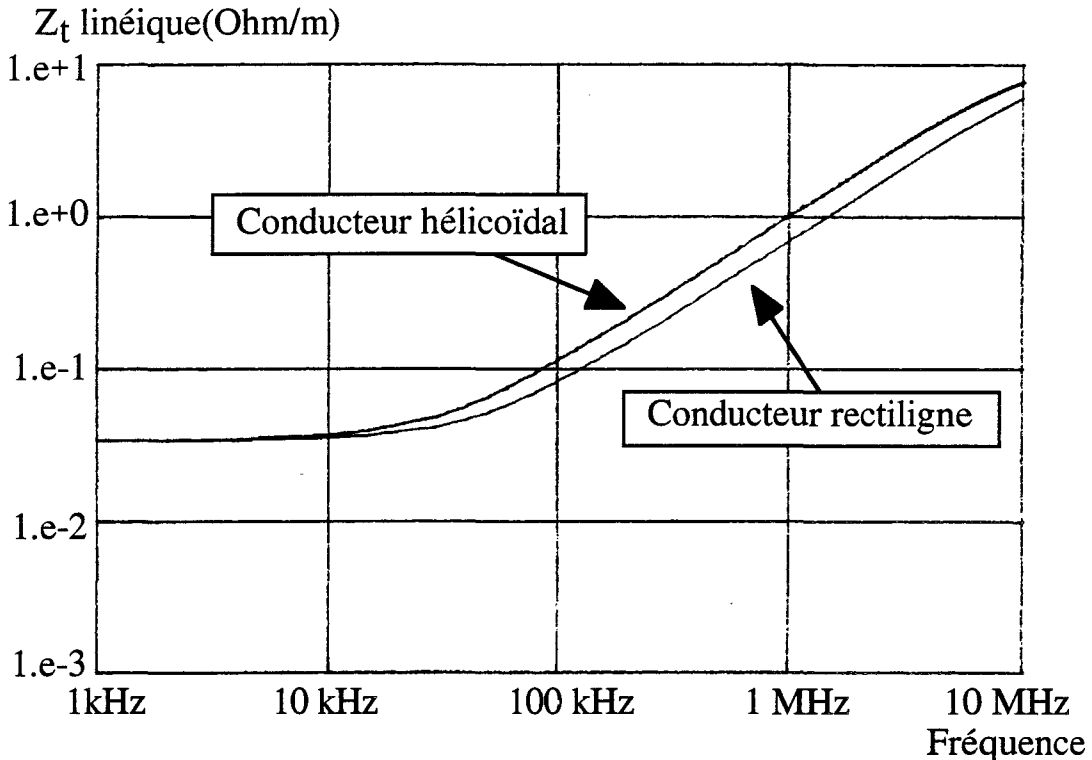
Ces mesures nous renseignent sur deux mécanismes de couplage. Premièrement c'est que le courant sur le blindage n'est pas perturbé par la présence de la fente aux basses fréquences. Deuxièmement, la présence des fuites inductives semble plus sensible au couplage par champ magnétique axial que par une propagation du champ magnétique en mode transverse magnétique.

III-4-2) Blindage hélicoïdal.

Comme nous l'avons souligné dans le paragraphe (III-1-2-2), le conducteur intérieur dans un blindage hélicoïdal est siège d'un champ magnétique parallèle à son axe lorsqu'un courant parcourt le blindage. Ce champ qui ne subit à priori aucune atténuation induit des sources parasites aux fréquences élevées.

L'idée est de voir si un conducteur hélicoïdal placé dans un blindage hélicoïdal arrive à accroître le phénomène d'induction magnétique axiale qui se produirait lorsqu'un courant circule sur le blindage quand le blindage est utilisée comme référence de potentiel.

La figure(III.20) illustre les impédances de transfert linéiques, autrement dit les tensions induites rapportées au courant qui suit le parcours du blindage pour le conducteur rectiligne et le conducteur hélicoïdal.



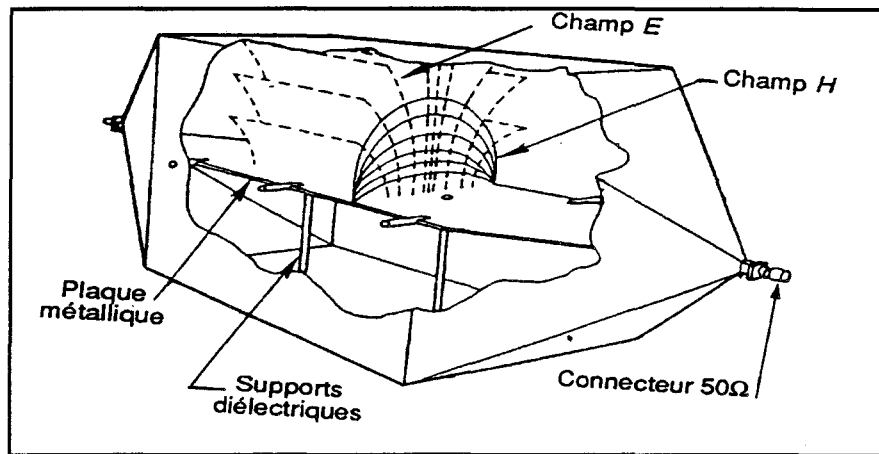
Figure(III.20)

On remarque qu'en basse fréquence les phénomènes de couplage sont identiques pour les deux types de conducteur. Il s'agit du phénomène résistif que prévoit l'impédance de transfert linéique. La chute de tension par le phénomène d'induction du champ magnétique dans le conducteur hélicoïdal est nulle car il y a compensation du flux magnétique du point de vue du blindage et le conducteur. Par contre aux fréquences élevées le phénomène de couplage par l'inductance de transfert fait que la tension induite dépend de la section transversale du conducteur(III/8).

On s'aperçoit que les mécanismes du couplage par champ magnétique axial deviennent complexes dès lors qu'il s'agit d'un écran non homogène. Le câble coaxial à écran homogène tel qu'on l'a expérimenté dans le bobinage subit un mode de propagation particulier TE de l'onde perturbatrice. Dans un contexte plus réaliste de la situation d'un câble blindé, il semble commode d'étudier une perturbation d'onde plane sur un câble au dessus d'un plan de masse. Pour ce faire nous utilisons la cellule TEM.

III-5) Différentes incidences du champ électromagnétique et l'influence des connexions aux extrémités en cellule TEM.

La cellule TEM dont on dispose au laboratoire est illustrée sur la figure(III.21). Elle offre une propagation transverse électromagnétique jusqu'aux environs de 100 MHz. L'amplitude du champ électrique peut atteindre 100 V/m. Cette cellule nous permet d'étudier le couplage champ à câble pour diverses orientations de l'axe du câble par rapport à la direction de propagation de l'onde électromagnétique.



Figure(III.21)

Nous exploiterons ces possibilités pour démontrer qu'il existe des situations d'agressions électromagnétiques sur un câble où l'impédance de transfert linéique habituelle ne permet pas d'exprimer la tension induite à l'extrémité, on doit alors se référer à un autre paramètre de transfert. Dans un premier temps on ne considérera que des blindages homogènes afin d'éliminer la contribution de l'admittance de transfert. On étudiera en même temps le rôle des connexions du blindage au plan de masse sur la distribution du courant sur le blindage.

La plaque inférieure de la cellule nous servira comme plan de référence qu'on supposera être parfaitement conducteur. Pour les connexions du blindage du câble, nous définissons trois modes de connexion. Le mode symétrique lorsque le blindage est relié aux deux extrémités par les mêmes impédances, en l'occurrence des court circuits. Le mode asymétrique, si le blindage est relié à une seule extrémité et l'autre laissée en l'air. Dans le troisième cas on dira que le câble est flottant lorsqu'il n'y aura aucune connexion galvanique à la masse. Ces

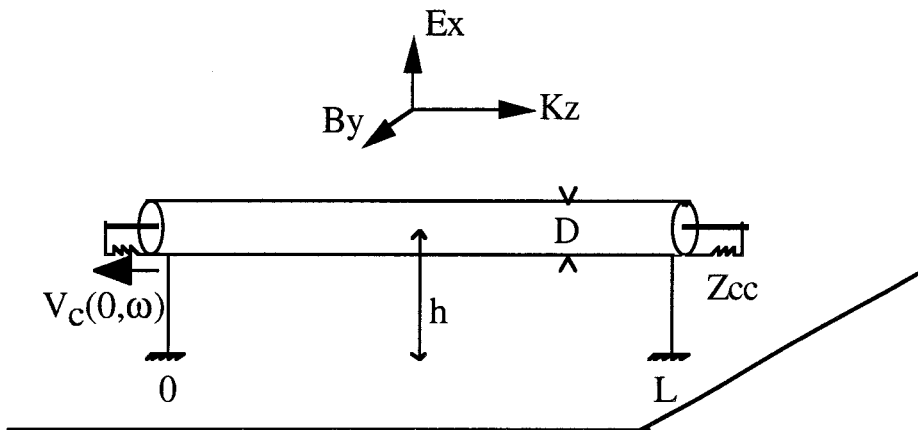
connexions formeront une boucle ouverte ou fermée entre le blindage et le plan de masse.

Les fils de descente et le blindage seront sièges du couplage électrique ou magnétique, ils représenteront alors des sources de tension ou de courant et fixeront ainsi les conditions limites à la distribution du courant sur le blindage et de tension entre le blindage et le plan de masse.

Le champ incident sur le blindage sera défini par l'orientation du vecteur de propagation par rapport à l'axe du câble et la composante du champ responsable de la tension résiduelle dans le câble. On dit que l'illumination est progressive lorsque l'axe du câble et la direction du vecteur de propagation sont colinéaires.

III-5-1) Champ magnétique perpendiculaire à l'axe du câble.

La figure(III.22) schématise le cas d'un couplage magnétique lors d'une illumination progressive. Nous considérons un câble de longueur L et de diamètre D disposé à la hauteur h au dessus du plan de référence.



Figure(III.22)

Le champ incident (E_i, B_i) se propage sans pertes en régime harmonique suivant l'axe z, associé à une constante de propagation γ_0 .

$$\begin{bmatrix} E_i \\ B_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_x \\ B_y \end{bmatrix} e^{j\omega t} e^{-\gamma_0 z} \quad (III/27)$$

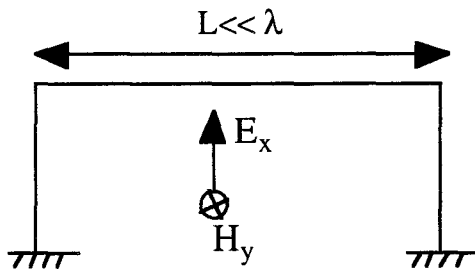
a) Connexion symétrique

On peut procéder au calcul de la distribution du courant perturbateur I_p qui va circuler sur le blindage par la théorie des lignes ou par la théorie des antennes. Dans la bande de fréquence de travail 10 kHz-10 MHz, la longueur de notre échantillon est de $L=90$ cm et la hauteur $h= 10$ cm. Nous nous trouvons dans les conditions où les hypothèses classiques quasi TEM sont satisfaisantes $h \ll L, D \ll h$. Nous pouvons donc aborder le problème à l'aide de schéma équivalent. On admettra que la constante de propagation associée au courant perturbateur est égale à celle associée à l'onde perturbatrice.

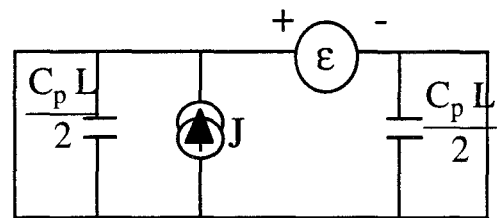
$$\gamma_p = \gamma_0 = j\omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide et μ_0 est la perméabilité du vide.

Appliquons le formalisme de la théorie des lignes. On a représenté sur la figure(III.23a) le blindage comme une ligne horizontale et les fils de descente qui sont soumis au champ électromagnétique. Il va y avoir deux types de couplage sur cette structure. D'une part la variation du flux magnétique à travers la surface de la boucle d'inductance " I_p " donnera naissance à un générateur de tension " ϵ " sur la ligne horizontale et d'autre part le couplage de la composante électrique normale au plan de masse à travers deux capacités $C_p L/2$ qui composent la capacité équivalente entre blindage et le plan de masse provoquera l'apparition d'un générateur de courant " J ". Ceci est illustré par le schéma équivalent de la figure(III.23b).



Figure(III.23a)



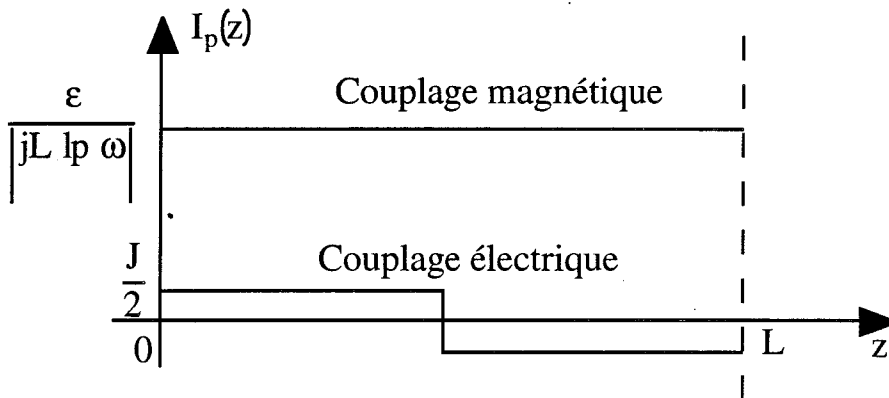
Figure(III.23b)

Les expressions des sources induites en fonctions des composantes de champ sont les suivantes:

$$\varepsilon = j\omega\mu_0 H_y L h \quad (III/28)$$

$$J = j\omega C_p L E_x h \quad (III/29)$$

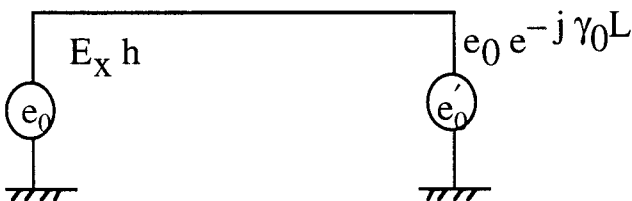
En effet pour une connexion symétrique telle que l'on voit sur la figure(III.23b) la source de courant J sera court circuitée et de ce fait le courant induit par le couplage capacitif sera négligeable par rapport au courant débité par le générateur ε . Les distributions de ces deux courants sur le blindage de $z=0$ à $z=L$ sont illustrées sur la figure(III.24).



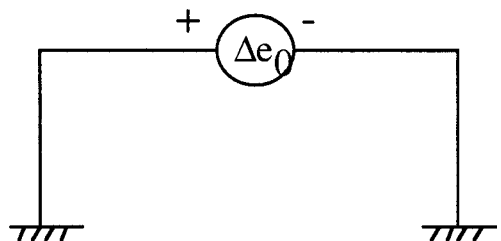
Figure(III.24)

On remarque que le courant est constant sur le blindage et indépendant de la fréquence.

On peut retrouver ce résultat en raisonnant sur la composante électrique par la théorie des antennes. La circulation de la composante électrique sur les fils des descente induira des sources de tension e_0 et e_0' égales en amplitude mais en opposition de phase, figure(III.25a). L'hypothèse basse fréquence nous permet de négliger les phénomènes de propagation et de schématiser le couplage par une source de tension Δe_0 comme le montre la figure(III.25b).



Figure(III.25a)



Figure(III.25b)

L'expression de Δe_0 est identique à celle de la source ε établie à partir de la théorie des lignes exprimée en (III/28). C'est ce que nous démontrons.

La somme algébrique des sources de tensions induites vaut:

$$\Delta e_0 = e_0(1 - e^{-j\gamma_0 L}) \quad \text{avec} \quad \gamma_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (\text{III/30})$$

L'hypothèse basse fréquence autorise l'approximation suivante:

$$e^{-j 2\pi \frac{L}{\lambda}} \approx 1 - j2\pi \frac{L}{\lambda} \quad \text{donc} \quad \Delta e_0 = j 2\pi \frac{L}{\lambda} E_x h \quad (\text{III/31})$$

En utilisant la relation entre les composantes électrique et magnétique donnée par l'impédance du vide Z_0 et l'expression de la vitesse de la lumière c , de (III/31) nous arrivons à l'égalité entre les sources (III/33).

$$Z_0 = \frac{E_x}{H_y} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \quad ; \quad \lambda = \frac{c}{f} \quad \text{et} \quad c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}} \quad (\text{III/32})$$

λ et f sont respectivement la longueur d'onde et la fréquence de l'onde perturbatrice. μ_0 et ε_0 sont la perméabilité et la permittivité du vide respectivement.

$$\Delta e_0 = \varepsilon \quad (\text{III/33})$$

Les amplitudes des composantes électrique E_x et magnétique H_y qui règnent dans la cellule seront par la suite notées par E_0 et H_0 respectivement. Aux basses fréquences la boucle présente une résistance non négligeable, c'est pour cette raison qu'on exprimera le courant en mode symétrique en $z=0$ de la façon suivante:

$$I_p(0, \omega) = \frac{j\omega \mu_0 H_0}{Z_p} h.L = \frac{E_0 h}{Z_{cp}} \quad \text{avec} \quad Z_p = R_p + j l_p \omega \quad (\text{III/34})$$

Où Z_p représente l'impédance linéique de la boucle et Z_{cp} est l'impédance caractéristique de la ligne que forme le blindage avec le plan de masse.

R_p et l_p sont respectivement la résistance et l'inductance de la boucle.

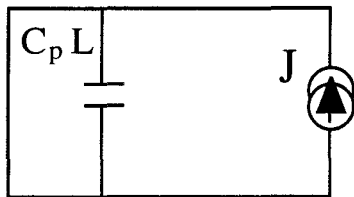
$$R_p = R_0 + R_{\text{fils}} \quad \text{et} \quad \text{si } h \gg \frac{D}{2} ; \quad I_p = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{4h}{D}\right) \quad (\text{III/35})$$

La résistance de la boucle comprend la résistance linéique du blindage et les résistances des fils de descente. Nous rappelons que h est la hauteur du câble au dessus du plan de masse et D est le diamètre extérieur du blindage.

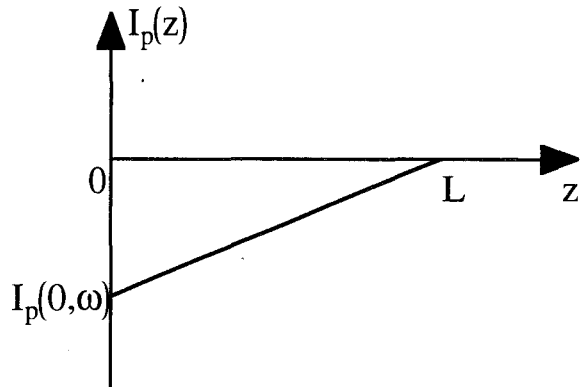
b) Connexion asymétrique

Si on enlève le court-circuit en $z=L$, l'action de la composante magnétique disparaît, le courant présent sur la ligne perturbatrice découlera uniquement du couplage capacitif. Le courant sera alors proportionnel à la fréquence sur toute la bande de fréquence avec une amplitude maximale en $z=0$ et une amplitude nulle en $z=L$.

Le schéma électrique devient celui de la figure(III.26a) et la distribution non uniforme du courant sur le blindage est celle de la figure(III.26b).



Figure(III.26a)



Figure(III.26b)

A l'origine en $z=0$, le courant $I_p(0)$ vaut:

$$|I_p(0, \omega)| = E_0 h |Y_p| L \quad \text{avec} \quad Y_p = jC_p \omega \quad (\text{III/36})$$

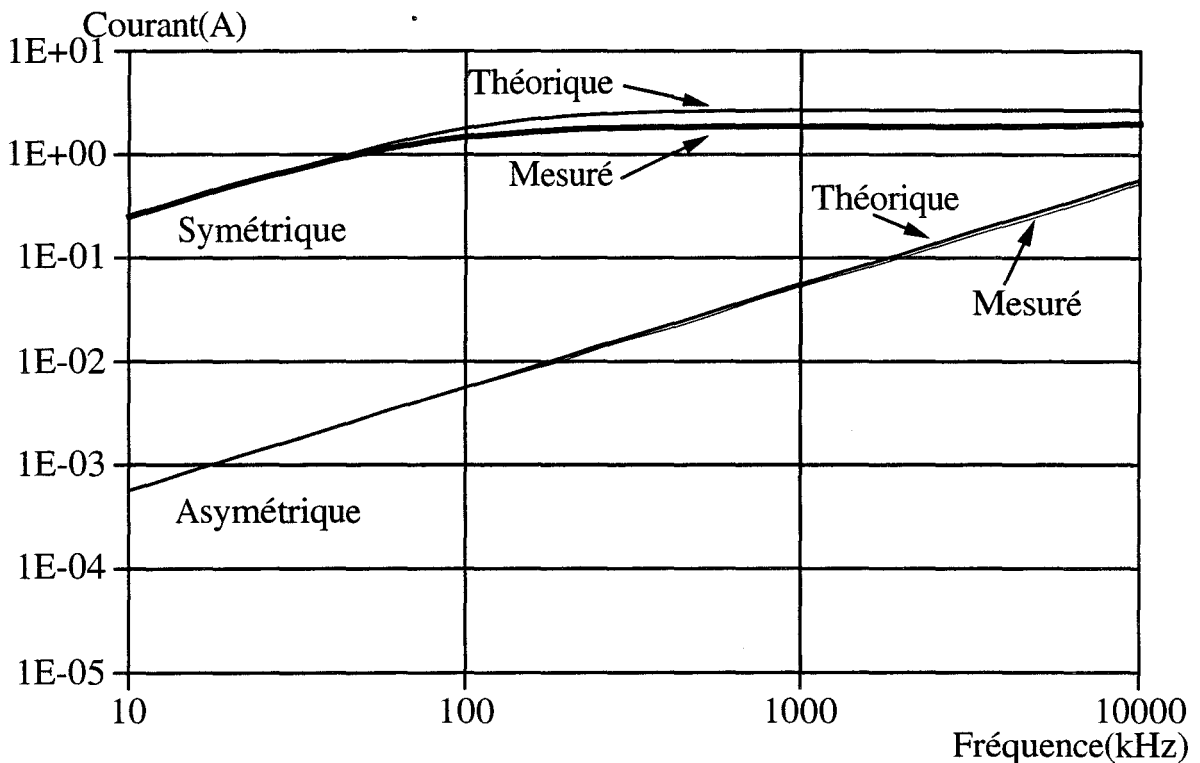
Où C_p représente la capacité linéique de la ligne perturbatrice formée par le câble au dessus du plan de masse.

$$h \gg \frac{D}{2}; \quad C_p = \frac{2\pi\epsilon_0}{\ln\left(\frac{4h}{D}\right)} \quad (\text{III/37})$$

A titre de comparaison avec le courant en connexion symétrique on peut reformuler l'expression (III/36) en remplaçant Y_p par γ_p/Z_{cp} , où Z_{cp} représente l'impédance caractéristique de la ligne perturbatrice et γ_p représente la constante de propagation liée au courant I_p .

$$|I_p(0, \omega)| = \frac{E_0 h}{Z_{cp}} \gamma_p L = |I_p(0, \omega)|_{\text{Symétrique}} (\gamma_p L) \quad (\text{III/38})$$

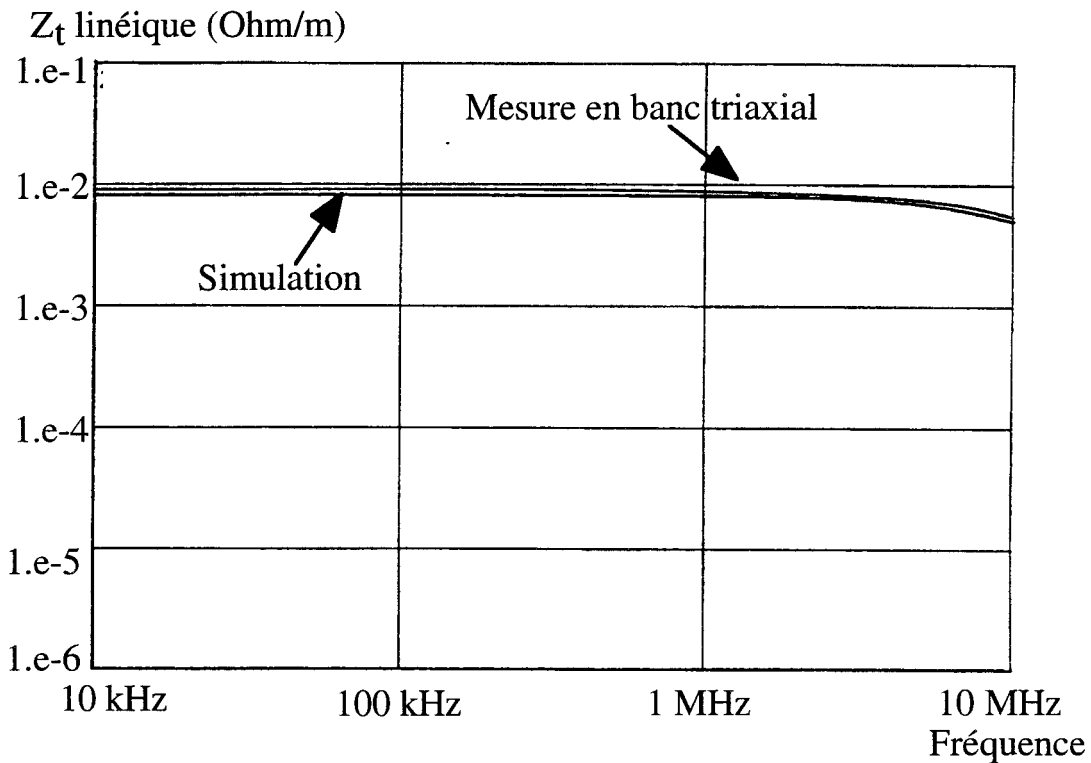
Nous avons représenté sur la figure(III.27) les résultats de mesure et de calcul du courant $I_p(0)$ dans le cas de connexion symétrique asymétrique L'amplitude du champ magnétique H_0 est déduite à partir de la relation liant de l'impédance du vide Z_0 (III/32) où l'amplitude du champ E_0 est déterminée à partir de la tension d'excitation de la cellule et de la hauteur du septum h_s , $E_0 = V_0 / h_s$ où V_0 est l'amplitude de la tension. Les mesures de courant et de tension ont été obtenues dans les conditions suivantes: $E_0 = 5,89$ V/m, $H_0 = 15,6$ mA/m, $h = 10$ cm, $l_p = 0,66$ μ H/m, $C_p = 16,9$ pF/m.



Figure(III.27)

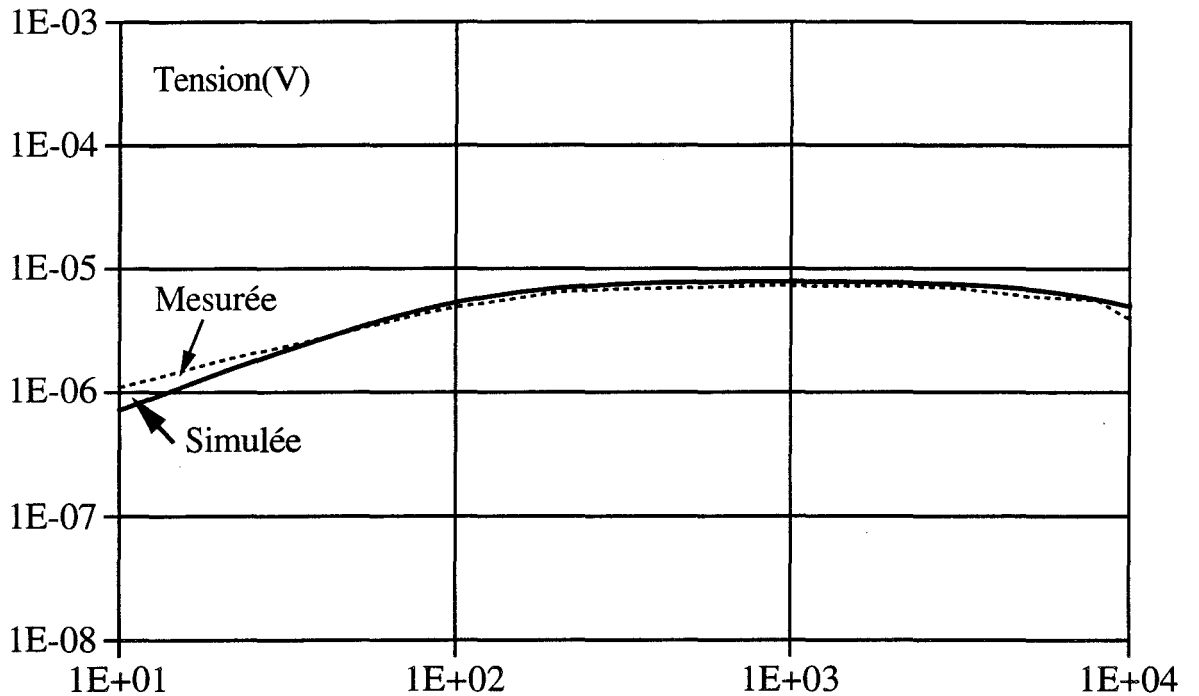
Dans la bande de fréquence en dessous de 10 kHz c'est la résistance de la boucle qui est dominante et surtout celles des fils de court circuit, le courant alors croît avec la fréquence. Au dessus de 100 kHz, la partie inductive de l'impédance de la boucle domine et le courant devient indépendant de la fréquence, comme on peut le prévoir avec la relation (III/34).

Généralement pour un courant donné circulant sur le blindage, on arrive à prévoir la tension parasite en connaissant l'impédance de transfert du blindage. Ce que nous allons démontrer en pondérant le courant en mode symétrique avec l'impédance de transfert linéique calculée. La figure(III.28) illustre l'impédance linéique mesurée par le montage triaxial où on fait circuler directement un courant sur le blindage(cf. Chapitre I) et celle simulée à partir d'un modèle comportant un terme résistif associé au phénomène de diffusion.



Figure(III.28)

Sur la figure(III.29) nous comparons la tension induite mesurée et deux tensions calculées à l'aide de l'impédance de transfert linéique, l'une avec le courant théorique(III/34) et l'autre avec le courant mesuré en mode symétrique qui est représenté sur la figure(III.27).

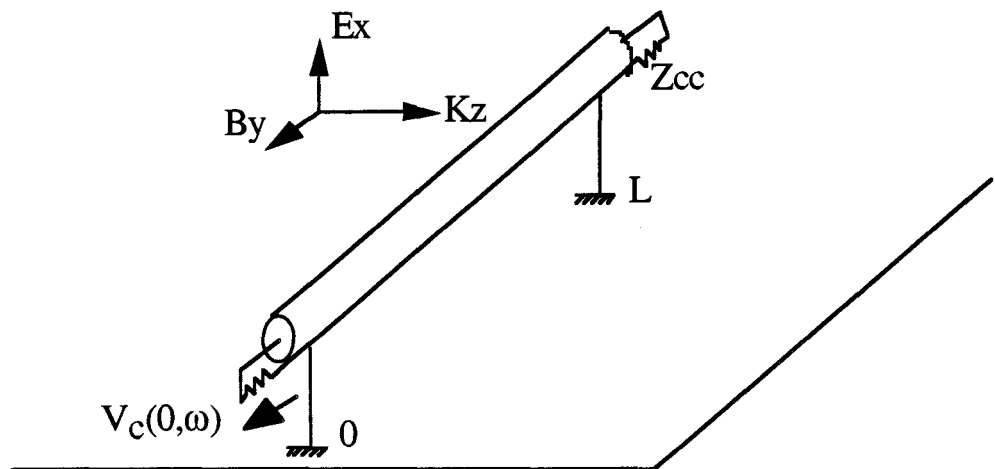


Figure(III.29)

Si l'impédance linéique est un outil de prédiction efficace de la tension résiduelle pour le cas que nous venons de traiter, elle ne l'est pas par contre dans certaines configurations d'interférence du champ. C'est ce que nous allons démontrer dans le prochain paragraphe.

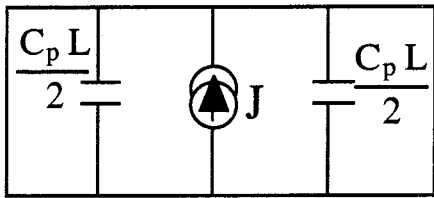
III-5-2) Champ magnétique parallèle à l'axe du câble.

Par rapport à l'axe du câble, la composante magnétique est parallèle et le vecteur de propagation est perpendiculaire, figure(III.30).

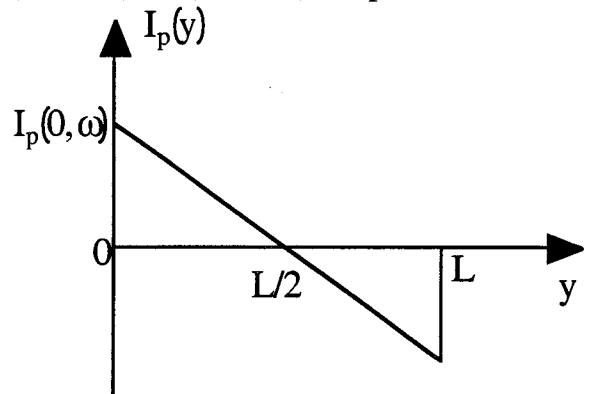


Figure(III.30)

Dans cette configuration on doit à priori exclure la composante magnétique qui n'agit plus comme une terme de source car la composante magnétique est tangente à la surface engendrée par la boucle donc à priori pas de phénomène d'induction. La source de courant perturbateur sera induite exclusivement par le couplage électrique. Le courant perturbateur sur le blindage dans cette situation ne se propage pas dans la même direction que l'onde perturbatrice. Le schéma équivalent du couplage et la distribution du courant sont représentés sur les figures (III.31a) et (III.31b) respectivement.



Figure(III.31a)



Figure(III.31b)

Du point de vue de la théorie des antennes, les fils de descente vont être sièges des f.e.m égales en amplitude et en phase, provoquées par la composante électrique normale.

L'approximation basses fréquences conduit à la relation (III/39) du courant qui s'écoule dans le court circuit en $y=0$.

$$|I_p(0, \omega)| \approx \frac{E_0 h}{2} C_p \omega L \quad (III/39)$$

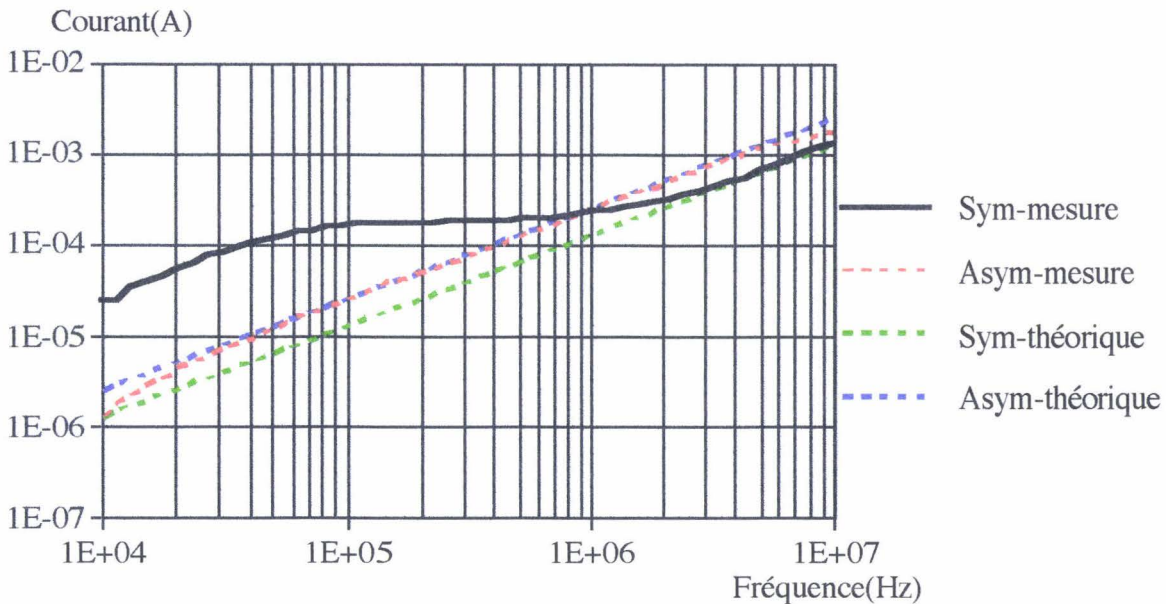
Considérons le cas de la connexion asymétrique, c'est à dire court circuit en $y=0$ et circuit ouvert en $y=L$, l'amplitude du courant sera alors deux fois celle en mode symétrique. Le mécanisme de couplage et la distribution du courant sont en fait identiques à la première position du câble traitée, figures(III.26a) et (III.26b).

Le courant en mode asymétrique s'exprime:

$$|I_p(0, \omega)| \approx E_0 h C_p \omega L \quad (III/40)$$

Dans les deux positions du câble on remarque que les courants en mode asymétrique sont exprimés de la même façon. Ceci est vrai que lorsque la longueur du câble est très inférieure par rapport à la longueur d'onde du champ, c'est à dire en absence des phénomènes de propagation.

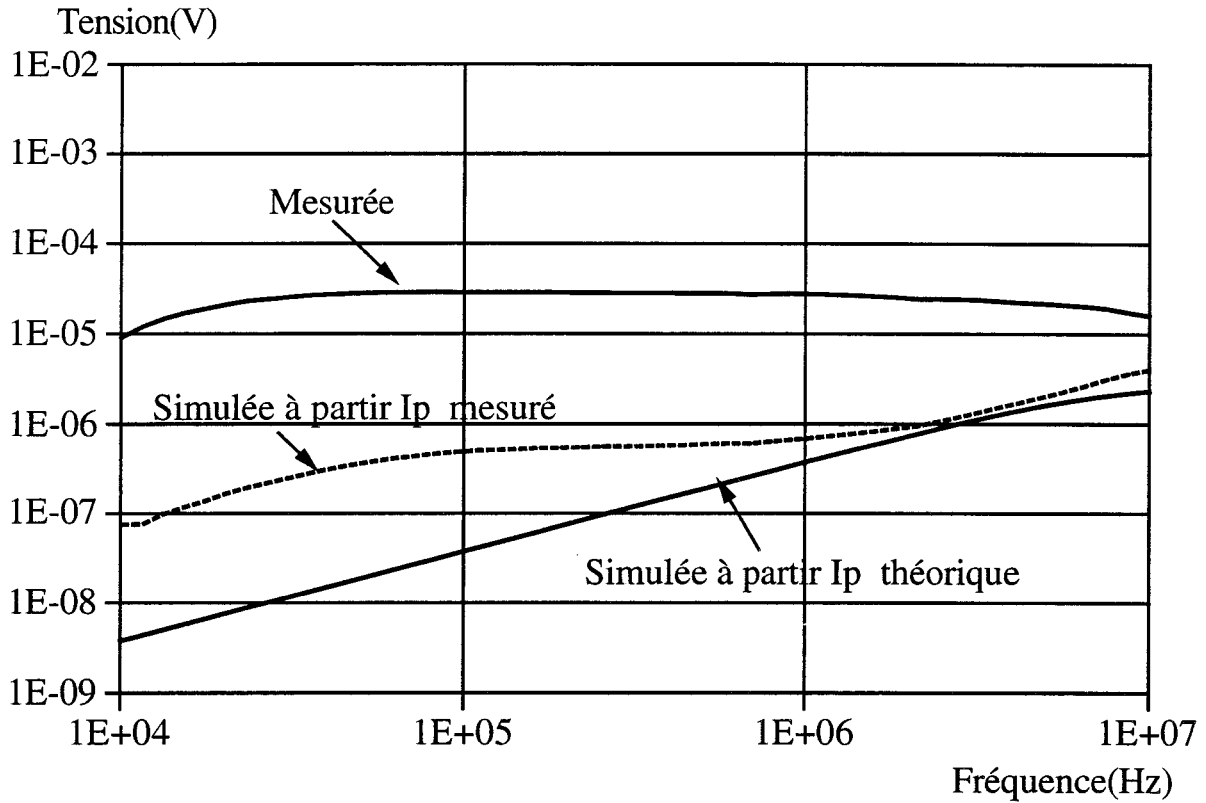
Les amplitudes du courant mesurées et simulées pour les deux modes de connexion sont portées sur la figure(III.32). Les conditions de l'expérience sont les suivantes: $E_0=37,33$ V/m, $H_0=99$ mA/m, $h=6$ cm, $l_p=0,55$ μ H/m, $C_p=20$ pF/m.



Figure(III.32)

Dans la pratique une légère inclinaison du câble par rapport à la composante magnétique a été inévitable, même une petite variation du flux magnétique est susceptible de créer un courant relativement non négligeable sur le blindage. D'où l'allure hésitante du courant en mode symétrique dans la zone 100 kHz à 1MHz, le courant ici vaut 2 mA soit un dixième du courant mesuré lors du champ magnétique perpendiculaire.

Si on pondère le courant en mode symétrique par l'impédance de transfert linéique et la longueur du câble, on obtient une tension qui est représentée sur la figure(III.33) à côté de la tension induite mesurée.

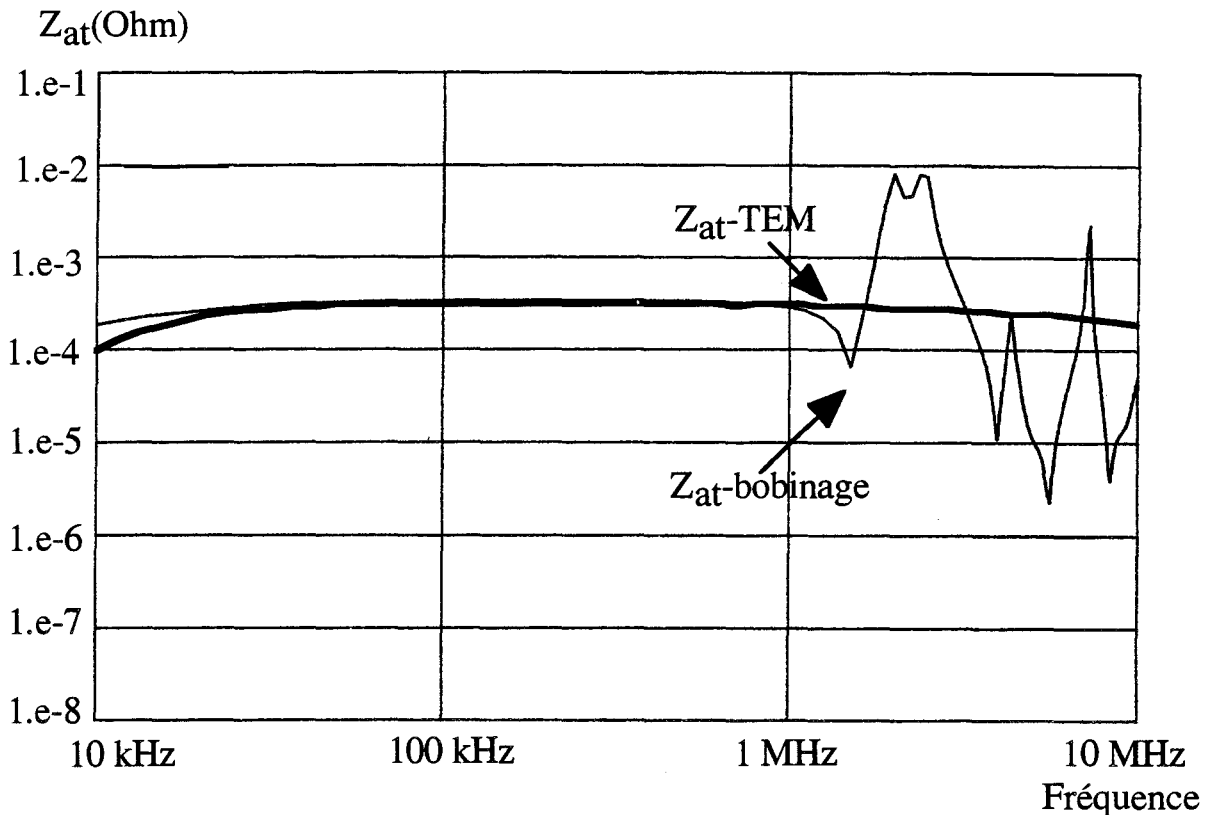


Figure(III.33)

On constate à l'évidence que le modèle de l'impédance de transfert linéique ne donne pas la bonne tension induite. Cette tension qui est la même pour les trois modes de connexion, ramenée au champ magnétique dans la cellule et la longueur du câble correspond plutôt à l'impédance de transfert axiale mesurée en cellule TEM qui est formulée de la manière suivante.

$$[Z_{at}]_{TEM} = \frac{1}{L} \frac{V_c(0, \omega)}{H_0} \quad (III/38)$$

On remarque cependant une concordance acceptable de l'impédance de transfert axiale trouvée en cellule TEM avec celle mesurée avec le bobinage, figure(III.34). Ce résultat fait partie des mesures exposées lors de la conférence sur l'impédance de transfert "Zt 9"[24].



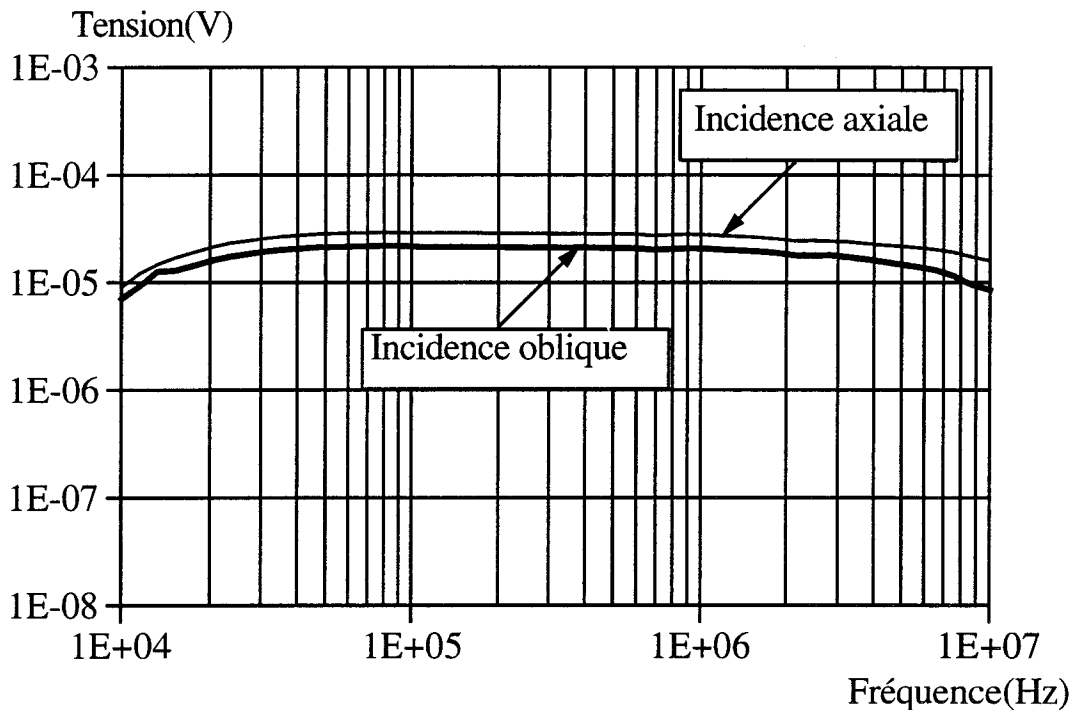
Figure(III.34)

Nous avons vu antérieurement à l'aide des mesures effectuées que dans deux situations distinctes il fallait à chaque fois recourir à un paramètre de transfert approprié afin de qualifier la tension résiduelle. On peut alors se poser la question de comment caractériser le blindage lorsque le câble se trouve dans une position intermédiaire entre les deux positions traitées précédemment. Ce que nous allons voir pour une incidence oblique du champ sur le câble.

III-5-3) Incidence oblique.

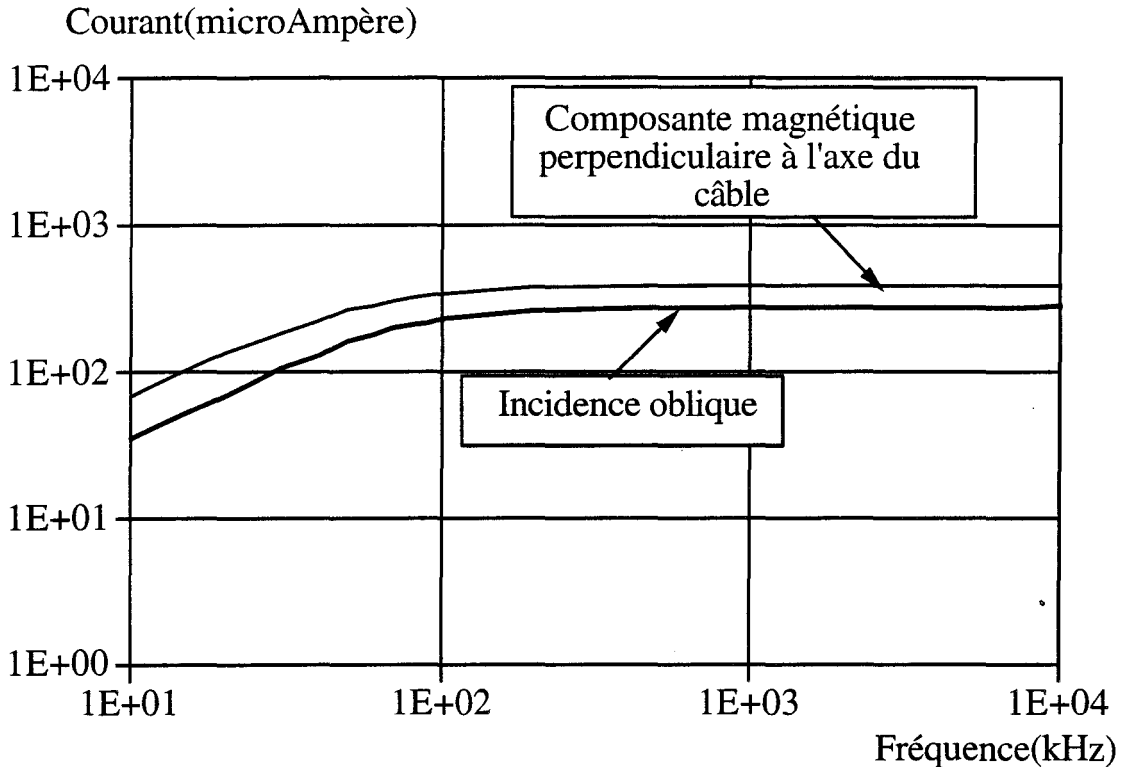
Notre échantillon "Cuivre-h" sous test est incliné d'environ 45° par rapport au champ magnétique identifié par l'axe y, et l'axe z qui est la direction de propagation, le champ électrique est toujours perpendiculaire à l'axe du câble. La particularité d'une incidence oblique réside dans le fait qu'il va avoir d'une part un déphasage entre les sources de tension induites sur les deux fils de descente et d'autre part entre les sources induites sur le blindage. Les déphasages qui seront corrélés à l'amplitude de la distribution du courant sur le blindage, donc de l'amplitude de la tension induite.

Dans une telle circonstance, plusieurs types de couplage peuvent apparaître. Nous allons montrer que le couplage direct par champ magnétique est encore significatif sous certaines conditions. Sur la figure(III.35) nous constatons que lorsqu'on se trouve en connexion asymétrique les tensions induites pour une incidence oblique et pour la position du champ magnétique parallèle diffèrent de peu. L'amplitude du champ magnétique dans la cellule est $H_0= 99 \text{ mA/m}$.



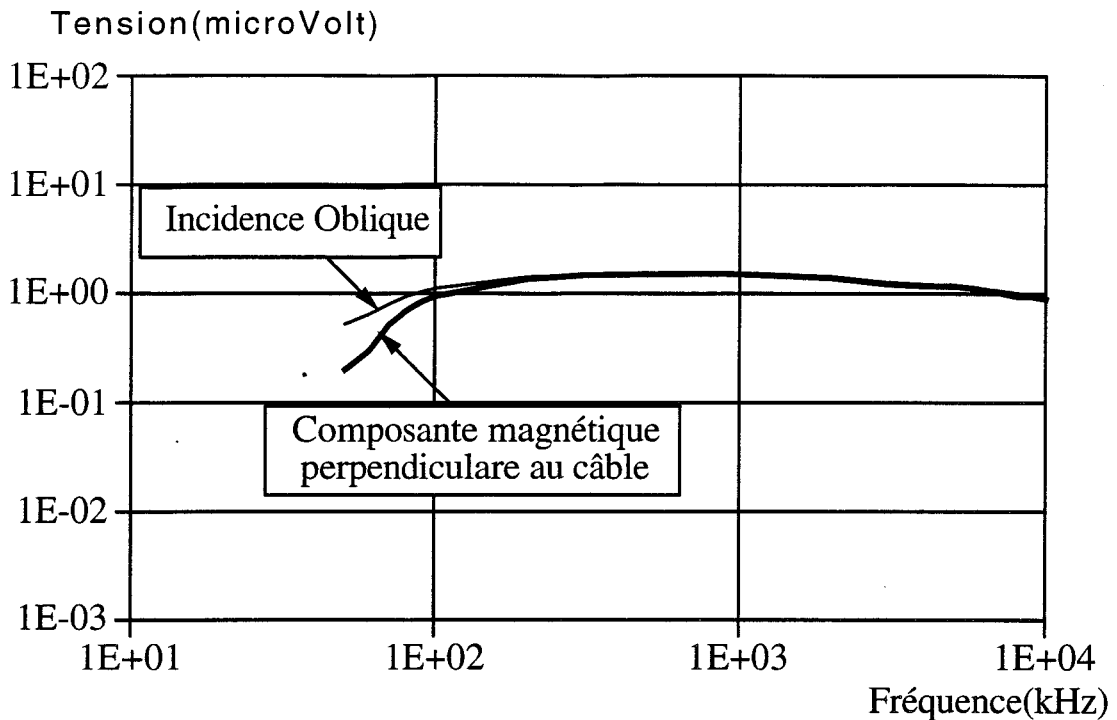
Figure(III.35)

Considérons maintenant des connexions symétriques avec $H_0=1,57 \text{ mA/m}$. La figure(III.36) illustre les courants sur le blindage dans deux configurations, l'une en position où le câble est parallèle à la direction de propagation et l'autre en incidence oblique. Dans le premier, comme la composante magnétique est normale à la surface engendrée par les connexions, il va avoir un maximum de courant induit sur le blindage tandis que dans le second on peut estimer en faisant une abstraction des phénomènes de phase que l'amplitude du courant est due à une projection vectorielle de la composante magnétique sur la surface de la boucle.



Figure(III.36)

Regardons les tensions mesurées qui sont représentées sur la figure(III.37) correspondant aux conditions de mesure de la figure(III.31). En effet on remarque qu'elles se coïncident parfaitement. Ce qui semble contraire au principe de l'application de l'impédance de transfert linéique car pour deux courants différents on devrait mesurer deux tensions différentes.



Figure(III.37)

Le fait que les tensions soient identiques tend à montrer que le couplage magnétique provoqué par la composante axiale joue lorsqu'il s'agit de l'incidence oblique.

Ainsi nous avons montré que le couplage direct de la ligne horizontale que constitue le câble blindé est aussi important que le couplage à travers les fils de descente. Cependant pour des fréquences où la longueur d'onde devient plus petite que la longueur du câble, on doit tenir compte des phénomènes de propagation sur le blindage en évaluant l'influence des charges des connexions aux extrémités et la distribution du courant perturbateur d'une manière rigoureuse. La modélisation du mécanisme de couplage par le formalisme de la théorie des lignes couplées est un moyen efficace [25].

***CONCLUSION
GENERALE***

CONCLUSION GENERALE

La méthode de localisation des fuites électromagnétiques sur les raccordements que nous avons développée dans le chapitre I et II de cette thèse constitue en fait une première approche de l'utilisation de l'impédance de transfert comme l'un des paramètres de reconnaissance de défaut de blindage.

La théorie prédit que la résolution longitudinale entre deux fuites voisines ainsi que la détection des fuites les plus petites sont étroitement liées à la diminution du front de montée de l'échelon et la puissance que délivre le générateur. Mais en pratique ceci ne s'avère pas toujours vrai, surtout dans le cas du blindage tressé, car l'apparition des ondulations et des impulsions secondaires est d'autant plus prononcée que le temps de montée est faible. Nous avons montré que la principale difficulté réside dans l'incapacité d'assurer une adaptation rigoureuse de la ligne perturbatrice qui avait pour conséquences d'altérer considérablement le front montant de l'échelon et les déformations se répercutaient sur la réponse impulsionnelle à exploiter.

Une bonne synchronisation de l'échelon perturbateur avec la tension mesurée et l'intégration d'une chaîne optoélectronique dans le banc de mesure sont parmi les règles à respecter pour faire des mesures précises. La méthode du fil d'injection qui donne des résultats corrects dans le domaine fréquentiel jusqu'à environ 3 GHz et qui permet de repérer des fuites de petit diamètre n'offre pas une plus grande netteté du signal que le banc triaxial, on peut donc dire qu'une instrumentation hyperfréquence intégrale du banc de mesure est impérative si on veut résoudre des fuites sur des modèles évolués qui tiendraient compte de la réalité géométrique de l'ensemble câble blindé, raccordement et connecteur. Sur le plan numérique il serait intéressant d'exploiter la possibilité offerte par la mémoire d'enregistrement de l'oscilloscope, autrement dit mettre en oeuvre un algorithme de filtrage numérique qui permettra d'en extraire les informations sur les fuites en se basant sur les modèles qui comprennent les phénomènes de réflexions multiples et en insérant des données expérimentales telles que les vitesses de propagation dans le modèle.

Concernant l'étude du couplage du champ magnétique axial, notre contribution dans ce domaine a été la mise en oeuvre d'un mode de perturbation simple permettant de caractériser le couplage du champ magnétique axial à l'aide d'une mesure de l'impédance de transfert axiale. Cependant si on veut

dépasser les 10 MHz une étude paramétrique du bobinage est nécessaire. Nous pensons qu'il faut que le diamètre du bobinage corresponde exactement à celui du blindage. Parallèlement, il faudrait approfondir ce champ d'expériences en recherchant une éventuelle relation entre couplage axial et dimensions longitudinales de la bobine.

Les mesures effectuées en cellule TEM ont montré que dans la position du champ magnétique parallèle à l'axe du câble le couplage direct sur le câble peut dominer le couplage provoqué par la composante électrique normale au plan de référence. Ces expériences semblent donc montrer que ce type de couplage doit être dans certaines situations considéré lors de modélisation en particulier sur des éléments des défauts de symétrie de révolution. Ce couplage pourrait donc être équivalente à celui produit par l'impédance de transfert classique.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- [1] **DOCUMENT D.G.A**, "Journées Z_T n°5: GT/ Mesures de Z_T , Câbles et Connecteurs, 22 Septembre 1992.
- [2] **P. DEGAUQUE, J. HAMELIN**, "Compatibilité électromagnétique", Ed. Dunod 1990, Chap. 6.
- [3] **S.A SCHELKUNOFF**, "The electromagnetic theory of coaxial transmission lines and cylindrical shields", Bell System Tech., October 1934.
- [4] **E.F VANCE**, "Coupling to shielded cables", Ed. John Wiley, New York 1978.
- [5] **N. MOHAMUDALLY, L. KONE, B. DEMOULIN, P. DEGAUQUE**, "Localisation des fuites électromagnétiques produites sur les raccordements blindages connecteurs", Rapport de contrat ETCA/CTME n°10153, Juillet 1993.
- [6] **S. FICHEUX**, "Etude de l'efficacité de blindage des câbles coaxiaux. Application à la réalisation de bancs de mesure d'impédance de transfert couvrant une large bande de fréquence jusqu'à 1 GHz", Thèse de doctorat, Lille 1988.
- [7] **M. KUNT**, "Traitement numérique des signaux", Ed. Georgi 1981, Pg 109,110,200.
- [8] **B. DEMOULIN**, "Etude de la propagation électromagnétique à travers des blindages homogènes ou des tresses à structure coaxiale", Thèse de Doctorat d'état, Lille 1981.
- [9] **S. SALI**, "An model for transfer impedance- Calculation of braided coaxial cable", IEEE Trans. on EMC, Vol. 33, N°2, May 1991.

- [10] **R.W LATHAM**, " Small holes in cable shields", AFWL Interaction Notes 118, September 1972. Northrop Corporate Laboratories-Pasadena California.
- [11] **N. MOHAMUDALLY, L. KONE, B. DEMOULIN, P. DEGAUQUE**, "Etude du blindage tressé associé à une fuite ponctuelle". Rapport de contrat ETCA/CTME n°10153, Juillet 1994.
- [12] **S. EL ASSAD**, "Etude théorique et expérimentale de l'immunité aux perturbations électromagnétiques de câbles coaxiaux et bifilaires blindés", Thèse de doctorat, Lille 1987.
- [13] **C. GOLSTEIN, P. MANI**, " CW and pulsed mode transfer impedance measurements in coaxial cables", IEEE Trans. on EMC, Vol. 34, N°1, February 1992.
- [14] **M. ROCHDI**, "Etude comparative des méthodes de mesure de l'impédance de transfert de câbles et application au développement d'un testeur de cordons blindés utilisable sur une chaîne de fabrication", Thèse de doctorat, Lille 1990.
- [15] **R.J PEEL**, "Simple relations between shielding effectiveness and transfer impedance/admittance for cables", IEEE 1988, International Symposium on EMC, August 2-4.
- [16] **F. BROYDE, E.CLAVELIER**, "Comparison of coupling mechanisms on multiconductor cables", IEEE Trans. on EMC, Vol. 35, N°4, November 1993.
- [17] **H. KADEN, W. MEISSNER**, "Technische Physik in Einzeldarstellungen", "Wirbelströme und Schirmung in der Nachrichtentechnik", PhD., Munich.
- [18] **F. BROYDE, E.CLAVELIER**, " Complément à la théorie du couplage champ à câble: définition des cinq modes de couplage et mesures des impédances de transfert axiale et parallèle". Société EXCEM.
- [19] **P. SAVARD, F. M. GHANNOUCHI**, "Ed. de l'école polytechnique de Montréal.Pg 92,93.

- [21] **P. GRIVET, R. LEGROS**, "Physique des circuits", Cours d'électronique, 1960, Chap. VII, Pg 288-340.
- [22] **F. BROYDE**, "Méthode semi-expérimentale d'évaluation d'efficacité de blindage", Colloque CEM, 1987.
- [23] **O. LOTHAR, HOEFT, J.S. HOFSTRA**, "Measured electromagnetic shielding performance of commonly used cables and connectors".IEEE Trans on EMC, Vol. 30 N°3 August 1988.
- [24] **N. MOHAMUDALLY, L. KONE, B. DEMOULIN**, "Journées Z_t 9-Mesure sur des câbles soumis à un champ magnétique colinéaire à leur axe", CNET Lannion, Octobre 1995.
- [25] **L. KONE, B. DEMOULIN, P. DEGAUQUE**, "Validation de modèles prédictifs des tensions induites aux extrémités de câbles coaxiaux à deux blindages isolés". Commande Matra-Marconi Espace n° 2E28855RNL, 18 Juin 1993.
- [26] **D. MACIEL**, "Etude et modélisation des risques électromagnétiques supportés par des câbles de transmission d'informations contenus dans des chemins métalliques installés sur des sites industriels", Thèse de doctorat, Lille 1993, Pg 131-142.
- [27] **J. A. STRATTON**, "Théorie de l'électromagnétisme". Ed. DUNOD 1961, Chap. VI, Pg 404,626.

ANNEXES

Annexe A

Expression de la tension impulsionnelle induite en paradiaphonie dans un câble coaxial protégé par une tresse.

La modélisation dans le domaine fréquentielle repose sur la théorie des lignes couplées(A) qui à l'aide d'un système d'équations différentielles relie les différents tensions et courants aux paramètres primaires linéiques des lignes de propagation et aux paramètres de transferts qui sont l'impédance et l'admittance de transfert.

$$\left. \begin{aligned} -\frac{dI_p}{dz} &= Y_p V_p + Y_t V_c \\ -\frac{dI_c}{dz} &= Y_t V_p + Y_c V_c \\ -\frac{dV_c}{dz} &= -Z_t I_p + Z_c I_c \\ -\frac{dV_p}{dz} &= Z_p I_p - Z_c I_c \end{aligned} \right\} \quad (A)$$

Les indices "p" et "c" se rattachent à la ligne perturbatrice et la ligne perturbée(câble) respectivement. Le courant perturbateur I_p circule suivant l'axe z du câble.

Nous négligeons l'admittance de transfert Y_t et si on considère les lignes adaptées, on trouve la tension en paradiaphonie ($z=0$) telle que,

$$V_c(0,\omega) = -\frac{1}{2} Z_{tt} I_{p0} L \frac{1 - e^{-(\gamma_p + \gamma_c)L}}{(\gamma_p + \gamma_c)L} \quad (1)$$

Les constantes de propagation dans la ligne perturbatrice et le câble sont respectivement:

$$\gamma_p = j \frac{\omega}{v_p} \quad \text{et} \quad \gamma_c = j \frac{\omega}{v_c} \quad (2)$$

Où v_p et v_c sont les vitesses de propagation dans les deux lignes.

Le passage dans le domaine temporel de la tension (1) s'effectue en appliquant la transformée inverse de Laplace. Pour ce faire on fait un changement de variable dans le domaine symbolique p , avec $p=j\omega$.

Si on choisit l'impédance de transfert de la tresse uniquement comme ci dessous

$$Z_{tt} = R_0 + j l_{tt} \omega \quad (3)$$

et que le signal impulsionnel sur le blindage est un quasi échelon de temps montée τ_d tel que

$$I_{p0}(0,p) = I_p \Phi \frac{1 - e^{-p\tau_d}}{p^2 \tau_d} \quad (4)$$

La tension dans le domaine symbolique s'écrit alors,

$$V_c(0,p) = -\frac{1}{2} (l_{tt} p + R_0) I_p \Phi L \frac{1 - e^{-p\tau_d}}{p^2 \tau_d} \frac{1 - e^{-(\theta_p + \theta_c)p}}{(\theta_p + \theta_c)p} \quad (5)$$

Où les temps de propagation sur la longueur L sont:

$$\theta_p = \frac{L}{v_p} \quad \text{et} \quad \theta_c = \frac{L}{v_c} \quad (6)$$

Nous allons chercher séparément la transformée inverse de Laplace de la partie due à la diffraction et de la partie résistive.

$$V_c^{l_{tt}}(0,p) = -A_{l_{tt}} \left[\frac{1 - e^{-p\tau_d}}{p^2 \tau_d} - \frac{1 - e^{-p\tau_d}}{p^2 \tau_d} e^{-(\theta_p + \theta_c)p} \right] \quad (7)$$

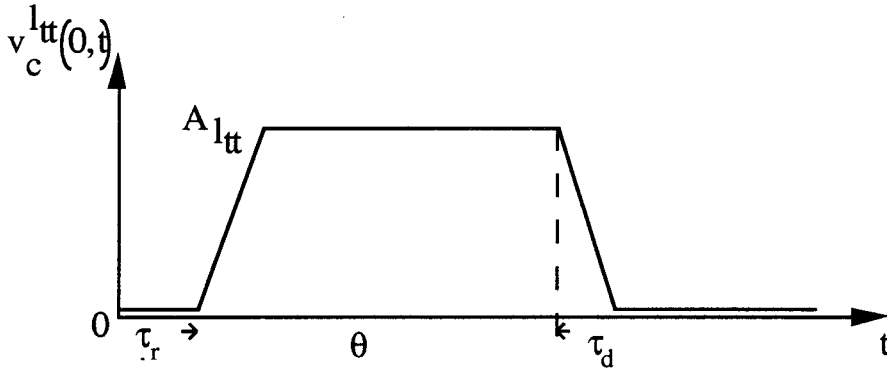
Si la somme des temps de propagation est égale à θ , alors

$$\theta = \theta_p + \theta_c \quad \text{et} \quad A_{l_{tt}} = \frac{1}{2} \frac{l_{tt} I_p \Phi}{\theta} L \quad (8)$$

La transformée inverse de Laplace de (7) conduit à l'expression temporelle de la tension induite par diffraction.

$$v_c^{l_{tt}}(0,t) = -A_{l_{tt}} \left[\frac{tU(t) - (t-\tau_d)U(t-\tau_d)}{\tau_d} - \frac{(t-\theta)U(t-\theta) - (t-\theta-\tau_d)U(t-\theta-\tau_d)}{\tau_d} \right] \quad (9)$$

Le signal que représente la relation (9) est la soustraction d'un échelon ayant pour temps de montée τ_d de retard nul et un échelon de même temps de montée mais avec un retard de θ , figure(A.1).



Figure(A.1)

Calculons maintenant la tension due à la partie résistive de l'impédance de transfert.

L'expression de la tension paradiaphonie dans le domaine symbolique est la suivante:

$$V_c^{R_0}(0,p) = -A_{R_0} \left[\frac{1 - e^{-p\tau_d}}{p\tau_d} \right] \left[\frac{1 - e^{-(\theta_p + \theta_c)p}}{(\theta_p + \theta_c)p^2} \right] \quad (10)$$

Où l'amplitude de la tension pour les très basses fréquences est

$$A_{R_0} = \frac{1}{2} R_0 I_p \Phi L \quad (11)$$

La tension (10) est convertit dans le domaine temporel par un calcul du produit de convolution des deux parties en crochet après un changement de variable, on obtient alors la relation (12).

$$v_c^{R_0}(0,t) = -A_{R_0} \int_0^{\tau_d} \frac{1}{\tau_d} \frac{t-\tau}{\theta_p + \theta_c} d\tau + \frac{A_{R_0}}{\theta_p + \theta_c} t \quad (12)$$

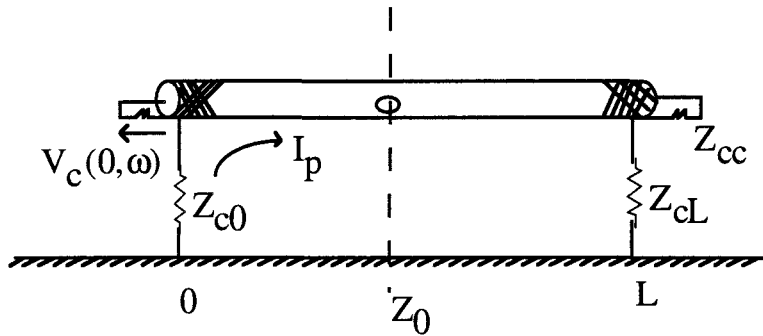
La réponse impulsionnelle de la résistance du blindage est donc une rampe qui aura pour conséquence d'introduire une pente non nulle au palier de la figure(A.1).

Pour des temps de montée très faibles c'est assez difficile de distinguer si la pente du palier est l'effet de la résistance ou du paramètre K' intervenant dans l'expression de l'impédance de transfert de la tresse, qu'on a expliqué dans le chapitre II. Puisqu'on ne dispose pas de solution analytique de la tension correspondant à ce phénomène son importance n'est appréciable que par la simulation numérique comme nous l'avons fait pour expliquer les résultats expérimentaux.

Annexe B

Introduction des phénomènes de réflexions multiples due à une imparfaite adaptation des lignes dans le calcul de la tension induite.

Le cas d'un câble coaxial à écran homogène a été élaboré dans la thèse de El Assad[12]. Nous retracerons donc certaines grandes lignes de son calcul en l'appliquant au cas particulier du câble tressé comportant un ouverture ponctuelle. La configuration du vecteur de test se présente dans la situation suivante:



Figure(B.1)

Le courant circulant sur le blindage sera cette fois ci une combinaison d'une onde progressive et d'une onde régressive,(1).

$$I_p(z, \omega) = I_{p0} e^{-\gamma_p z} + \alpha I_{p0} e^{\gamma_p z} \quad (1)$$

$$dv_0 = -\frac{1}{2} de e^{-\gamma_c z} \quad (2)$$

$$dv_L = \frac{1}{2} de e^{-\gamma_c(L-z)} \quad (3)$$

$$de = Z_{tt} I_p(z, \omega) dz \quad (4)$$

Les coefficients de réflexions en $z=0$ et en $z=L$ sont:

$$\rho_0 = \frac{Z_{c0} - Z_{cc}}{Z_{c0} + Z_{cc}} \quad \text{et} \quad \rho_L = \frac{Z_{cL} - Z_{cc}}{Z_{cL} + Z_{cc}} \quad (5)$$

$$dv_0^p = (1 + \rho_0) \sum_{n=0}^N (\rho_0 \rho_L)^n e^{-2n\gamma_c L} dv_0 \quad (6)$$

$$dv_0^t = (1 + \rho_0) \sum_{n=1}^N (\rho_0 \rho_L)^n e^{-2n\gamma_c L} dv_L \quad (7)$$

$$r = \rho_0 \rho_L e^{-2\gamma_c L} \quad (8)$$

La tension paradiaphonie totale est l'intégration sur la longueur L du câble des sommes des tensions aboutissant en $z=0$.

$$V_c(0, \omega) = \int_0^L dv_c(0) \quad \text{avec} \quad dv_c(0) = dv_0^p + dv_0^t \quad (9)$$

La tension induite recherchée pour la tresse uniquement est alors,

$$V_c(0, \omega) = \left[v_0 + \rho_L e^{-\gamma_c L} v_L \right] \frac{1 + \rho_0}{1 - r} \quad (10)$$

avec v_0 et v_L tels que,

$$v_0 = -\frac{1}{2} Z_{tt} I_{p0} L \left[\frac{1 - e^{-(\gamma_p + \gamma_c)L}}{(\gamma_p + \gamma_c)L} - \alpha \frac{1 - e^{-(\gamma_p - \gamma_c)L}}{(\gamma_p - \gamma_c)L} \right] \quad (11)$$

$$v_L = \frac{1}{2} Z_{tt} I_{p0} L \left[\frac{1 - e^{-(\gamma_p - \gamma_c)L}}{(\gamma_p - \gamma_c)L} - \alpha \frac{1 - e^{-(\gamma_p + \gamma_c)L}}{(\gamma_p + \gamma_c)L} \right] e^{-\gamma_c L} \quad (12)$$

Le cas de l'ouverture ponctuelle se traite comme précédemment, mais sans l'intégration sur toute la longueur du câble des f.e.m induites.

La force électromotrice "e" induite en z_0 est donnée par:

$$e = Z_{to} I_p(z_0, \omega) \quad (13)$$

Les tensions se propageant vers l'origine de z et vers L sont successivement:

$$dv_0 = -\frac{1}{2} Z_{to} I_p(z_0, \omega) e^{-\gamma_c z_0} \quad (14)$$

$$dv_L = \frac{1}{2} Z_{to} I_p(z_0, \omega) e^{-\gamma_c (L - z_0)} \quad (15)$$

En appliquant la même démarche que pour la tresse on aboutit à la tension induite correspondante à l'ouverture, (16).

$$V_c(0, \omega) = -\frac{1}{2} Z_{to} I_p(z_0, \omega) e^{-\gamma_c z_0} \frac{1 + \rho_0}{1 - r} \left[1 - \rho_L e^{-2\gamma_c (L - z_0)} \right] \quad (16)$$

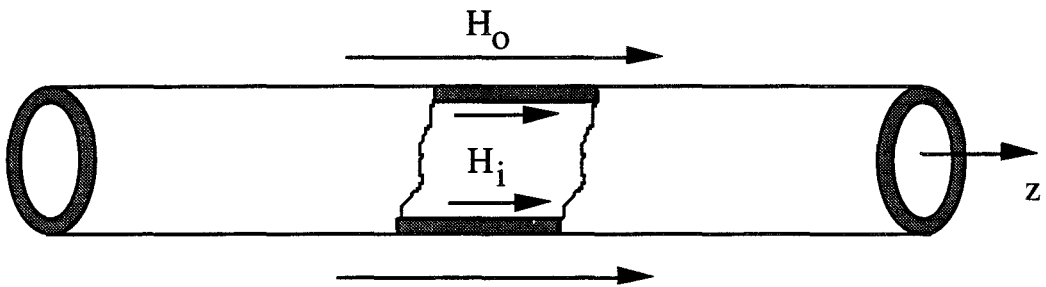
La combinaison linéaire des tensions (10) et (16) nous donnera la tension induite à travers l'éprouvette décrite au début de l'annexe.

Nous signalons que sur le plan de la résolution numérique dans le domaine temporel, il existe deux façons de faire. Soit on applique globalement la transformée de Laplace sur les tensions obtenues soit on décompose les formules (10) et (16) en des séries et on applique la transformée de Laplace sur chaque terme [26].

Annexe C

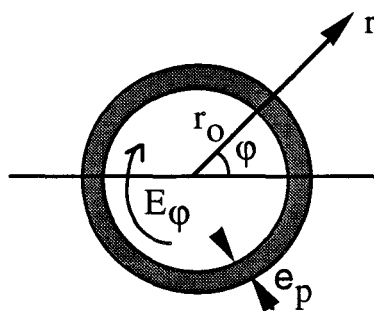
Développement du calcul de coefficient d'atténuation Q du champ magnétique axial sur un conduit cylindrique.

Le tube contient du vide à l'intérieur, nous supposons donc que la vitesse de propagation de l'onde extérieure et la même à l'intérieur et que le champ soit en régime harmonique progressif, figure(C.1). Le but est d'arriver à un rapport de champ, donc pour l'allègement du calcul on exclura le terme en $e^{j\omega t}$ associé au champ.



Figure(C.1)

On développe l'équation de propagation de Helmholtz dans le repère cylindrique ci-dessous en appliquant les équations fondamentales de Maxwell pour chaque zone de l'espace suivant l'axe r , figure(C.2). Le champ électrique suit un chemin circulaire.



Figure(C.2)

Les équations de Maxwell:

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho \quad (2)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (4)$$

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (5)$$

Avec l'équation (3), en tenant compte de la symétrie cylindrique on peut écrire dans l'espace vide intérieur.

$$0 \leq r \leq r_0$$

$$\operatorname{rot}_z \vec{E} = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r E_\varphi) = -j\omega\mu_0 H_{iz} \quad (\text{Ia})$$

L'indice z indique la direction du champ magnétique induit. Pour alléger l'écriture on écrira simplement H_i :

d'où

$$\vec{E} = -j\omega\mu_0 \vec{H}_i \frac{r}{2} = -\frac{\mu_0}{2\mu\sigma} \left[\frac{(1+j)}{\delta} \right]^2 \vec{H}_i r \quad (\text{Ib})$$

$$\text{Posons } k = \frac{(1+j)}{\delta} \text{ alors } \vec{E} = -\frac{\mu_0}{2\mu\sigma} k^2 \vec{H}_i r \quad (\text{I})$$

k désigne la constante de propagation dans le métal.

$$r_0 \leq r \leq r_0 + e_p$$

On démarre avec l'équation de propagation de Helmholtz (IIa) à partir de sa forme locale en négligeant les courants de déplacement dans le diélectrique,

$$(\Delta - k^2) \vec{H} = 0 \quad (\text{IIa})$$

puis en passant par la forme différentielle (IIb) on aboutit à une équation différentielle du second ordre.

$$\Delta \vec{H} = \text{div } \vec{\text{grad}}(H) \Rightarrow \frac{d^2 H}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dH}{dr} = k^2 H \quad (\text{IIb})$$

La solution de (IIb) s'exprime par,

$$H = A J_0(kr) + B N_0(kr) \quad (\text{IIc})$$

J_0 et N_0 sont les fonctions de Bessel de première et deuxième espèce d'ordre zéro respectivement [27] et A et B sont les constantes à déterminer. Pour résoudre l'équation (IIc) on va se placer dans le cas où l'épaisseur de peau est très faible par rapport à l'épaisseur du blindage tandis que le rayon intérieur est plus grand.

$$\delta \ll e_p; \quad r_0 \gg e_p \quad \text{alors} \quad |kr| \gg 1$$

On pourra alors substituer les fonctions de Bessel[27] dans (IIc) par leurs représentations asymptotiques (IIe) et (IId) qui sont:

$$J_0(kr) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} \cos\left(kr - \frac{\pi}{4}\right) \quad (\text{IId})$$

$$N_0(kr) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} \sin\left(kr - \frac{\pi}{4}\right) \quad (\text{IIe})$$

Les fonctions trigonométriques cosinus et sinus seront remplacées par leurs formes exponentielles qui d'une part mettront en évidence les parties progressives et régressives de l'onde et qui est d'autre part plus facile à exploiter sur le plan mathématique. L'équation (IIc) peut encore s'écrire:

$$H = C \frac{e^{kr}}{\sqrt{kr}} + D \frac{e^{-kr}}{\sqrt{kr}} \quad (\text{II})$$

Utilisons maintenant les équations (4) et (5) de Maxwell en coordonnées cylindriques, en négligeant le terme du courant de déplacement.

$$E_\varphi = \frac{1}{\sigma} \text{rot } \vec{H} = -\frac{1}{\sigma} \frac{\partial H}{\partial r} \approx -\frac{\sqrt{kr}}{\sigma r} (C e^{kr} - D e^{-kr}) \quad (\text{III})$$

On applique les conditions sur les surfaces limites interne et externe du champ H sur les trois équations (I),(II) et (III).

$$r = r_0 + e_p \Rightarrow H = H_0$$

$$(II) \rightarrow H_0 = C \frac{e^{k(r_0 + e_p)}}{\sqrt{k(r_0 + e_p)}} + D \frac{e^{-k(r_0 + e_p)}}{\sqrt{k(r_0 + e_p)}} \quad (a)$$

$$r = r_0 \Rightarrow H = H_i$$

$$(II) \rightarrow C \frac{e^{kr_0}}{\sqrt{kr_0}} + D \frac{e^{-kr_0}}{\sqrt{kr_0}} = H_i \quad (b)$$

$$(III)=(I) \rightarrow C \frac{e^{kr_0}}{\sqrt{kr_0}} - D \frac{e^{-kr_0}}{\sqrt{kr_0}} = \frac{K}{2} H_i \quad (c)$$

avec $K = k \frac{\mu_0 r_0}{\mu}$

$\mu = \mu_0 \mu_r$, μ_0 étant la perméabilité du vide et μ_r la perméabilité relative au matériau du blindage.

En résolvant simultanément les équations (b) et (c) on peut exprimer C et D en fonction de H_i . Puis ces expressions sont reportées dans l'équation (a) afin d'exprimer le champ extérieur H_0 en fonction du champ intérieur H_i telle que,

$$H_0 = \frac{1}{2} H_i \left(1 + \frac{K}{2}\right) e^{ke_p} + \frac{1}{2} H_i \left(1 - \frac{K}{2}\right) e^{-ke_p}$$

d'où l'expression du coefficient d'atténuation:

$$Q = \frac{H_0}{H_i} = \frac{1}{\operatorname{ch}(ke_p) + \frac{K}{2} \operatorname{sh}(ke_p)}$$