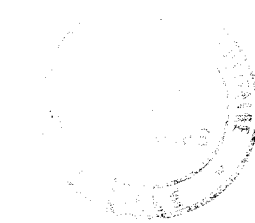


50376
1994
267

n° d'ordre :1379

50376
1994
267



THESE

présentée à

L' UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES de LILLE

pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité: ELECTRONIQUE

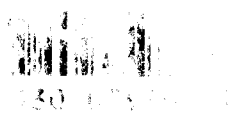
par

Milson Harry RANAIVOARISON

ETUDE DES CABLES MULTIFILAIRES BLINDES APPLIQUEE A LA
MESURE DE LEUR IMPEDANCE DE TRANSFERT A DES
FREQUENCES POUVANT ATTEINDRE 1 GHz

soutenue le 6 Octobre 1994 devant la Commission d'Examen

Membres du jury: MM.	R. GABILLARD	Président
	J. FONTAINE	Rapporteur
	M. IANOZ	Rapporteur
	B. DEMOULIN	Directeur de thèse
	D. SERAFIN	Invité
	D. HANIA	Invité



SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE.....	1
CHAPITRE I - SIMULATION THEORIQUE DE LA MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT	
INTRODUCTION.....	6
I-1- TRAITEMENT DU CABLE MULTIFILAIRE BLINDE A PARTIR DU FORMALISME A DEUX REFERENCES DE MASSE.....	8
I-2- SIMPLIFICATION UTILISANT L'APPROXIMATION DE LA PROPAGATION DEGENEREE.....	13
I-3- RESOLUTION PAR LA THEORIE MODALE.....	14
I-4- SIMULATION DU FONCTIONNEMENT DES BANCS DE MESURE D'IMPEDANCE DE TRANSFERT APPLIQUEE AUX CABLES MULTIFILAIRES.....	17
I-4-1- Méthodes de calcul des tensions induites aux extrémités des faisceaux multifilaires blindés.....	17
I-4-1-1- Principe de la méthode du fil d'injection.....	17
I-4-1-2- Principe de la méthode de la discontinuité de blindage.....	19
I-4-1-3- Protocole d'évaluation des paramètres primaires nécessaires à l'exploitation des modèles.....	22
a- Caractérisation du couplage à travers le blindage du faisceau multifilaire.....	22
b- Détermination des paramètres primaires des câbles multifilaires blindés.....	23
b-1- Calcul des paramètres avec l'hypothèse de la propagation dégénérée.....	23

b-1-1- Application à un exemple canonique comprenant quatre conducteurs.....	25
b-2- Méthodes de mesures des paramètres primaires.....	27
b-2-1- Mesure des paramètres primaires linéiques du faisceau multifilaire.....	27
I-4-2- Confrontation des deux modèles de simulation.....	28
I-4-2-1- Résultats de la simulation dans l'hypothèse de la dégénérescence modale.....	29
I-4-2-2- Modélisation numérique tenant compte de la propagation multimodale.....	34

CHAPITRE II - FAISABILITE EXPERIMENTALE DE LA MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT DES MULTIFILAIRES BLINDES

INTRODUCTION.....	39
II-1- NOTION D'IMPEDANCE DE TRANSFERT.....	40
II-2- PRINCIPES DE MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT.....	41
II-2-1- Mise en oeuvre de la mesure de l'impédance de transfert au moyen de la méthode du fil d'injection.....	41
II-2-2- Mise en oeuvre de la mesure de l'impédance de transfert au moyen de la méthode de la discontinuité de blindage.....	42
II-2-2-1- Présentation du banc de mesure.....	42
II-2-2-2- Exploitation du banc avec une perturbation harmonique.....	43
II-3- RESULTATS EXPERIMENTAUX OBTENUS SUR DES CABLES COAXIAUX ET MULTIFILAIRES BLINDES.....	45

II-3-1- Mesures du coefficient de transmission S12 des câbles coaxiaux et multifilaires par la méthode du fil d'injection.....	46
II-3-2- Mesures de l'impédance de transfert des câbles coaxiaux et multifilaires par la méthode de la discontinuité de blindage.....	49
II-4- RECHERCHE DU RESEAU D'ADAPTATION.....	53
II-5- INFLUENCE DES EXTENSIONS DE L'EPROUVETTE.....	56
II-5-1- Résultats de la simulation numérique.....	57
II-5-1-1- Banc à ligne d'injection.....	57
II-5-1-2- Banc à discontinuité de blindage.....	58
II-5-2- Vérification expérimentale des mesures appliquées au bifilaire blindé.....	59
II-5-2-1- Banc à ligne d'injection.....	59
II-5-2-2- Banc à discontinuité de blindage.....	60
II-5-3- Vérification expérimentale appliquée au toron multifilaire comprenant 7 conducteurs.....	60
II-5-3-1- Banc à ligne d'injection.....	60
II-5-3-2- Banc à discontinuité de blindage.....	60
II-5-4- Conclusion.....	65

CHAPITRE III -ETUDE DE L'OPTIMISATION DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT DES TRESSES PROTEGEANT DES FAISCEAUX MULTIFILAIRES

INTRODUCTION.....	66
III-1- PHENOMENOLOGIE DU COUPLAGE ELECTROMAGNETIQUE A TRAVERS LES TRESSES.....	67
III-1-1- Le phénomène de diffusion.....	67
III-1-2- Le phénomène de diffraction.....	68
III-1-3- Le phénomène d'induction.....	69
III-1-4- Recherche de modèles d'impédance de transfert	

liés aux paramètres géométriques de la tresse.....	71
III-2- ETUDE DES COUPLAGES ELECTROMAGNETIQUES RENCONTRES SUR LES MULTIFILAIRES A BLINDAGES TRESSES.....	72
III-2-1- Réponses des câbles multifilaires à blindages tressés soumis à un courant perturbateur de nature transitoire (impulsion trapézoïdale).....	72
III-2-1-1- Principe de la méthode de mesure utilisant des courants perturbateurs transitoires.....	72
III-2-1-2- Comparaison du modèle canonique avec les mesures effectuées sur les multifilaires à blindages tressés.....	75
III-2-2- Expérimentation utilisant les signaux harmoniques.....	80
III-2-3- Confrontation des résultats expérimentaux en fonction des conditions de charge imposées aux conducteurs du faisceau multifilaire.....	83
III-3- FAISABILITE DE L'OPTIMISATION DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT DE LA TRESSE RECOUVRANT DES FAISCEAUX MULTIFILAIRES.....	85
III-3-1- Problèmes liés à la recherche de la nature des couplages électromagnétiques à travers les tresses optimisées et à recouvrement optique réduit.....	85
III-3-1-1- Comparaison des résultats obtenus sur un coaxial et un multifilaire.....	85
III-3-1-1-a- Description des échantillons.....	85
III-3-1-1-b- Réponse à un courant perturbateur impulsionnel.....	86
III-3-1-2- Influence des conditions de charge appliquées aux extrémités des conducteurs du faisceau multifilaire à recouvrement optique réduit.....	88
III-3-2- Recherche de conditions approximatives d'optimisation des tresses de câbles multifilaires.....	96

**CHAPITRE IV -MISE EN OEUVRE D'UNE METHODE DE
SYNTHESE D'IMPULSIONS POUR LA MESURE
DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT DES
CABLES COAXIAUX AUX FREQUENCES
ELEVEES [1 MHz à 1 GHz]**

INTRODUCTION.....	101
IV-1- SIMULATION NUMERIQUE DE LA MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT PAR UNE METHODE UTILISANT LA SYNTHESE D'IMPULSIONS.....	102
IV-1-1- Techniques de reconstitution des signaux temporels à partir des signaux harmoniques.....	105
IV-1-1-1- Gestion des signaux harmoniques.....	105
a- Courant perturbateur.....	105
b- Tension parasite.....	107
IV-1-1-2- Reconstitution des signaux temporels Courant-Tension.....	109
a- Courant perturbateur.....	110
b- Tension parasite.....	111
IV-1-1-3- Choix des paramètres fondamentaux des signaux transitoires en vue de leur synthèse.....	111
IV-1-2- Traitement des signaux synthétisés et recherche de la caractéristique de l'impédance de transfert dans la gamme de fréquences [1 MHz-1 GHz].....	112
IV-2- VERIFICATION EXPERIMENTALE APPLIQUEE A UN CABLE COAXIAL A GRANDE INDUCTANCE DE TRANSFERT.....	118
CONCLUSION GENERALE.....	130
BIBLIOGRAPHIE.....	133

ANNEXE I.....	138
ANNEXE II.....	142
ANNEXE III.....	154
ANNEXE IV.....	161

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Dans de nombreux secteurs d'application de l'électronique et plus spécialement en aéronautique des critères justifiant la bonne Compatibilité Electromagnétique des équipements deviennent indispensables. En effet, les unités électroniques embarquées à bord d'avions sont appelées à fonctionner dans un environnement électromagnétique (E.M) interne et externe dont la sévérité ne cesse de croître. Les réseaux de câbles que l'on trouve à l'intérieur de l'avion véhiculeront des courants et tensions parasites dont l'amplitude peut être suffisante pour engendrer des anomalies de fonctionnement de l'électronique ou même détruire certains composants. Le risque est d'autant plus grand que les constructions aéronautiques utilisent actuellement des équipements électroniques fonctionnant à très bas niveau d'énergie, ce qui rend les équipements plus vulnérables.

Un moyen efficace pour réduire l'amplitude des parasites est de protéger les faisceaux multifilaires au moyen de blindages électromagnétiques dont l'efficacité est plus souvent chiffrée à partir de deux paramètres linéiques qui sont l'impédance et l'admittance de transfert. Cette solution a toutefois un inconvénient dans la mesure où elle pénalise le critère poids. Le recours aux blindages devra donc se faire au prix de règles optimales dont le but sera de limiter le poids de ces composants.

Si on maîtrise actuellement la compréhension des phénomènes physiques qui donnent naissance à des tensions parasites aux extrémités d'un câble coaxial blindé soumis à une perturbation E.M, il en est tout autrement lorsqu'il s'agit d'un câble multifilaire blindé.

Le travail exposé dans notre thèse concerne d'une part l'étude des phénomènes de couplage électromagnétiques à travers les tresses des faisceaux multifilaires et d'autre part la recherche de moyens de tressages plus performants permettant d'améliorer l'efficacité des tresses actuellement produites.

Dans le premier chapitre, nous nous intéresserons plus particulièrement au rôle joué par les conducteurs intérieurs du faisceau multifilaire blindé sur

l'amplitude des tensions parasites qui prennent naissance aux extrémités du câble. Pour ce faire, nous allons tout d'abord présenter le formalisme des lignes couplées à deux références de masse où nous envisagerons successivement deux situations suivant que les conducteurs du faisceau évoluent dans un milieu diélectrique homogène et sans pertes ou qu'au contraire ils sont enrobés de gaines diélectriques. La mise en oeuvre de ce formalisme nécessite la connaissance des paramètres de transfert du blindage et des paramètres linéiques des conducteurs intérieurs référencés au blindage. Dans la première situation, les coefficients des matrices inductance [L] et capacité [C] seront calculés à l'aide de relations analytiques alors que dans la deuxième situation nous avons choisi d'évaluer ces coefficients au moyen de mesures. Pour des raisons de simplicité et pour faciliter notre exposé nous limitons le problème au cas d'un câble ne comprenant que quatre conducteurs.

Ensuite nous appliquons ce formalisme théorique à la simulation du fonctionnement des bancs de mesure d'impédance de transfert. Dans cette étude nous avons opté pour deux méthodes de mesure qui semblent bien adaptées au cas des multifilaires. Il s'agit de la méthode de la ligne d'injection et la méthode de la discontinuité de blindage dont les principes seront décrits dans ce chapitre.

Pour mieux comprendre le rôle joué par les conducteurs intérieurs du faisceau et les mécanismes de propagation qui se manifestent aux fréquences élevées, nous allons dans un premier temps, utiliser l'approximation de la propagation dégénérée. Nous supposerons que tous les modes induits sur les conducteurs intérieurs se propagent à la même vitesse. Nous verrons à l'aide d'itérations numériques, qu'il sera possible d'éliminer les ondes stationnaires qui se manifestent sur l'échantillon en chargeant le conducteur sur lequel on simule le test par sa pseudo impédance caractéristique. Nous montrerons que cette impédance d'adaptation dépendra des conditions imposées aux extrémités des conducteurs environnants. Dans un deuxième temps, nous allons tenir compte du caractère hétérogène du diélectrique et notamment des gaines qui protègent chaque conducteur; la conséquence physique est que les modes induits se propagent à des vitesses différentes. En d'autres termes nous aurons au cours de la scrutation du spectre génération d'ondes stationnaires dont les fréquences propres seront attachées aux vitesses de propagation de chaque mode. Nous verrons que dans cette situation aucune impédance ne semble éliminer les multiples fluctuations dues aux réflexions des différents modes qui se propagent sur la ligne multifilaire. Afin de remédier à ce problème nous proposerons au

dernier paragraphe de ce chapitre une solution qui permettra d'adapter les modes générés sur les lignes.

Dans le deuxième chapitre, nous allons appliquer les techniques de mesure citées précédemment au cas des multifilaires blindés. Avant d'aborder les problèmes particuliers posés par les câbles multifilaires blindés nous allons exposer les principes de mesure utilisés par les deux méthodes.

Ensuite nous démontrons la faisabilité de la mesure de l'impédance de transfert des multifilaires blindés en comparant des résultats de mesure obtenus sur des échantillons coaxial et multifilaire protégés par la même tresse. Nous verrons qu' au delà d'une fréquence particulière dont la valeur dépend de la dimension totale de l'échantillon, la réponse prélevée à l'extrémité du câble multifilaire suit une allure entachée de fluctuations. Des fluctuations qui sont en relation étroite avec les phénomènes de propagation étudiés au précédent chapitre. Deux solutions seront proposées afin de minimiser l'effet des ondes stationnaires qui se manifestent sur l'échantillon. La première consiste à connecter un réseau d'impédances à l'extrémité opposée à la mesure de tension. La deuxième consiste à réduire la dimension des extensions qui se trouvent de part et d'autre de la discontinuité de blindage. Nous montrerons qu' en réduisant la dimension totale de l'échantillon on parviendra à repousser les fluctuations d'amplitude à des fréquences plus élevées.

Le troisième chapitre sera consacré à l'étude de l'optimisation de l'impédance de transfert des tresses recouvrant des faisceaux multifilaires. Les travaux menés par DEMOULIN [22] et par d'autres auteurs [27], [28], [29] sur l'optimisation des tresses ne concernaient que les coaxiaux. Nous nous proposons donc au cours de ce chapitre d'évoquer la transposition possible de l'optimisation des tresses lorsqu'elles protègent des faisceaux multifilaires. Pour ce faire, nous allons tout d'abord rappeler la phénoménologie des couplages qui se manifestent au travers les blindages des coaxiaux. Nous verrons à partir de résultats d'expérience et de modèles simples que chaque mécanisme de couplage électromagnétique dépend des paramètres géométriques de la tresse notamment l'angle de tressage et le recouvrement optique.

Afin de mettre en évidence ces phénomènes nous allons pratiquer des mesures sur des échantillons multifilaires. Il s'agit de mesurer la réponse du câble soumis à des courants perturbateurs transitoires. En effet, la signature de la réponse obtenue par cette méthode nous renseignera sur la phase de l'impédance de transfert et par conséquent sur la nature du couplage électromagnétique de la

tresse. Nous allons montrer au cours de ce chapitre les problèmes rencontrés lors de la recherche de la nature des couplages à travers les tresses optimisées et à recouvrement optique réduit. Nous verrons que les conditions d'extrémités des conducteurs intérieurs au faisceau peuvent modifier la réponse exacte du câble. En effet, la structure de la tresse à faible recouvrement optique fait que la capacité de transfert va prendre une part relativement importante au couplage. Cette situation va donc compliquer notre tâche puisqu'on cherche à optimiser l'impédance de transfert. Pour parvenir à isoler ce paramètre nous proposons une solution qui consiste à éliminer la contribution du couplage électrique et par conséquent réduire l'effet de la capacité de transfert.

Des résultats expérimentaux obtenus sur un câble multifilaire optimisé nous allons montrer l'existence d'un autre couplage magnétique dont nous pensons qu'il a pour origine la dissymétrie des fuseaux ou à la dissymétrie des courants qui parcourent ces fuseaux. Cette composante magnétique créée par les courants orthoradiaux va donc donner naissance à des tensions parasites dont l'amplitude dépendra des conditions imposées aux extrémités des conducteurs intérieurs au faisceau.

Le dernier paragraphe de ce chapitre sera consacré à la recherche des structures optimisées à l'aide d'une procédure numérique. La démarche entreprise consiste précisément à rechercher un couple de valeurs angle de tressage et recouvrement optique permettant de guider le concepteur vers le choix d'une impédance de transfert optimale.

La méthode de mesure basée sur l'usage des signaux temporels est un moyen rapide qui permet d'identifier la nature des couplages électromagnétiques intervenant sur les blindages tressés. Toutefois, cette méthode manque de sensibilité puisqu'elle utilise un oscilloscope large bande qui est très bruyant. L'usage des signaux harmoniques combiné à des chaînes de réception très sélectives s'est révélé être un bon compromis pour extraire les faibles signaux du bruit. Nous allons donc au cours du quatrième chapitre essayer de concilier les avantages de deux méthodes en reconstituant un signal transitoire à partir de signaux harmoniques. Nous proposons d'utiliser une méthode de synthèse d'impulsions que nous construisons par un procédé de synthèse harmonique. La reconstitution du courant perturbateur et de la tension parasite permet de discerner les réflexions indésirables et d'isoler les parties réellement utiles des signaux sur lesquels nous appliquerons une Transformée de Fourier Discrète.

Nous allons dans un premier temps démontrer la faisabilité de cette méthode de mesure par la simulation numérique. Ensuite, nous justifierons les possibilités et les limites d'application de cette méthode avec le banc de mesure utilisant la méthode de la discontinuité de blindage. Enfin nous proposerons au dernier paragraphe de ce chapitre une solution permettant d'accéder à la phase de l'impédance de transfert jusqu'à plusieurs centaines de MHz.

Chapitre I

SIMULATION THEORIQUE DE LA MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT

CHAPITRE I - SIMULATION THEORIQUE DE LA MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT

INTRODUCTION.....	6
I-1- TRAITEMENT DU CABLE MULTIFILAIRE BLINDE A PARTIR DU FORMALISME A DEUX REFERENCES DE MASSE.....	8
I-2- SIMPLIFICATION UTILISANT L'APPROXIMATION DE LA PROPAGATION DEGENEREE.....	13
I-3- RESOLUTION PAR LA THEORIE MODALE.....	14
I-4- SIMULATION DU FONCTIONNEMENT DES BANCS DE MESURE D'IMPEDANCE DE TRANSFERT APPLIQUEE AUX CABLES MULTIFILAIRES.....	17
I-4-1- Méthodes de calcul des tensions induites aux extrémités des faisceaux multifilaires blindés.....	17
I-4-1-1- Principe de la méthode du fil d'injection.....	17
I-4-1-2- Principe de la méthode de la discontinuité de blindage.....	19
I-4-1-3- Protocole d'évaluation des paramètres primaires nécessaires à l'exploitation des modèles.....	22
a- Caractérisation du couplage à travers le blindage du faisceau multifilaire.....	22
b- Détermination des paramètres primaires des câbles multifilaires blindés.....	23
b-1- Calcul des paramètres avec l'hypothèse de la propagation dégénérée.....	23
b-1-1- Application à un exemple canonique comprenant quatre conducteurs.....	25
b-2- Méthodes de mesures des paramètres primaires.....	27
b-2-1- Mesure des paramètres primaires linéiques du faisceau multifilaire.....	27
I-4-2- Confrontation des deux modèles de simulation.....	28

I-4-2-1- Résultats de la simulation dans l'hypothèse de la dégénérescence modale.....	29
I-4-2-2- Modélisation numérique tenant compte de la propagation multimodale.....	34

INTRODUCTION

Lorsqu'un câble multifilaire blindé est soumis à une perturbation E.M, il apparaît des courants et des tensions parasites entre un conducteur intérieur ou un ensemble de conducteurs intérieurs et la référence de masse (blindage). Ces tensions parasites qui sont proportionnelles au courant perturbateur, caractérisent d'une certaine façon l'efficacité de blindage. L'évaluation de l'efficacité de blindage qu'offrent des câbles multifilaires nécessite donc la connaissance de l'amplitude des parasites induits sur le faisceau. C'est en appliquant à l'ensemble du système (conducteurs intérieurs et blindage) la théorie des lignes couplées que nous sommes parvenus au résultat.

Ce chapitre est divisé en deux parties. Dans la première partie sera décrit le formalisme à deux références de masse. Ce formalisme nécessite bien sûr la connaissance des paramètres de transfert du blindage sur les N conducteurs internes, ainsi que les paramètres linéiques regroupés sous forme matricielle (L) et (C) des conducteurs intérieurs. Il se résout de façon différente selon que les conducteurs baignent dans un milieu homogène ou qu'ils sont au contraire revêtus d'une gaine isolante. Le premier cas utilise l'approximation de la propagation dégénérée alors que le deuxième cas applique la théorie modale.

La deuxième partie consistera à appliquer ce formalisme théorique à la simulation du fonctionnement des bancs de mesure d'impédance de transfert. Contrairement aux câbles coaxiaux les conducteurs du faisceau produisent une propagation multimodale. Aux fréquences élevées, ces particularités vont certainement provoquer des ondes stationnaires qui risquent de modifier l'allure de la réponse des câbles expérimentés dans ces bancs de mesure. Afin de faciliter la compréhension de ces mécanismes et surtout de savoir le rôle joué par les paramètres linéiques des conducteurs internes, nous allons tout d'abord appliquer le formalisme de la propagation dégénérée. En connaissant les paramètres géométriques d'un modèle canonique et en donnant une vitesse égale à tous les modes nous déduisons les coefficients des matrices (L) et (C) au

moyen des relations analytiques. A l'aide d'itérations numériques on parviendra à montrer qu'il y a moyen de choisir une impédance en extrémité du conducteur sous test pour que les ondes stationnaires soient éliminées. Les simulations vont aussi montrer que cette condition dépend étroitement de la manière avec laquelle les conducteurs environnants seront traités en extrémité.

Ensuite, pour se rapprocher de la réalité physique, nous allons modéliser de façon plus rigoureuse le fonctionnement des bancs en tenant compte de la distribution des vitesses modales des conducteurs internes. Nous devons, par conséquent disposer de l'ensemble des coefficients des matrices (L) et (C), coefficients que l'on détermine par des mesures sur une éprouvette. Nous verrons à l'aide d'itérations numériques qu'aucune impédance ne semble pouvoir satisfaire la condition d'adaptation. Une solution sera proposée au dernier paragraphe pour parvenir à réduire l'amplitude des fluctuations ou plus exactement à adapter les modes générés sur les lignes.

I-1- TRAITEMENT DU CABLE MULTIFILAIRE BLINDE A PARTIR DU FORMALISME A DEUX REFERENCES DE MASSE [1],[2],[22]

Considérons un câble multifilaire blindé comportant "N" conducteurs soumis à une perturbation électromagnétique.

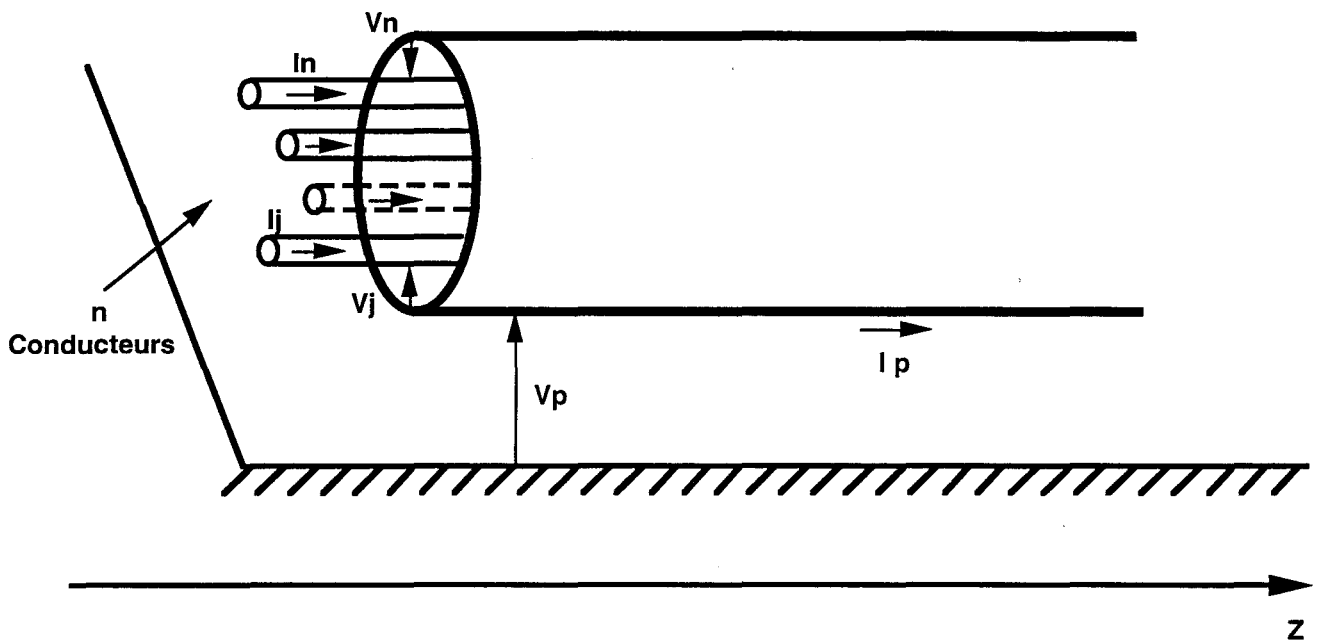


Figure (I-1)

La perturbation électromagnétique sera caractérisée par le courant " I_p " qui circule sur le blindage et la tension " V_p " entre le blindage et le plan de référence supposé parfaitement conducteur. Le blindage constitue ici une frontière entre ce qui peut être considéré comme l'extérieur et l'intérieur du câble. De ce fait, on peut déterminer les paramètres primaires des conducteurs intérieurs sans que la disposition du câble par rapport au plan de masse joue. Les tensions " V_j " de ces lignes de transmission sont référencées par rapport au blindage, les courants " I_j " sont les courants qui circulent dans chaque conducteur " j ". La théorie des lignes de transmission permet de relier les vecteurs tension $[V]$ et courant $[I]$ par les systèmes matriciels d'ordre " N " suivants écrits pour un élément infinitésimal dz de la structure:

$$-\left[\frac{dV}{dz}\right] = [Z][I] - [Z_t] I_p \quad (I-1)$$

$$-\left[\frac{dI}{dz}\right] = [Y][V] - [Y_t] V_p \quad (I-2)$$

où * [V] est le vecteur des tensions des conducteurs internes référencés par rapport au blindage, soit :

$$[V] = \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ \cdot \\ V_j \\ \cdot \\ V_N \end{bmatrix}$$

* [I] est le vecteur des courants de ces mêmes conducteurs :

$$[I] = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \cdot \\ I_j \\ \cdot \\ I_N \end{bmatrix}$$

* [Z] et [Y] sont les matrices impédance et admittance linéiques des N conducteurs internes au blindage telles que :

$$[Z] = j [L] \omega \quad \text{où } [L] \text{ et } [C] \text{ sont les matrices} \\ \text{inductance et capacité des conducteurs internes}$$

$$[Y] = j [C] \omega$$

Les résistances des conducteurs ne sont pas prises en considération.

* [Z_t] et [Y_t] sont les vecteurs impédance et admittance de transfert du blindage sur les N conducteurs internes :

$$[Z_t] = \begin{bmatrix} Z_{t1} \\ Z_{t2} \\ \cdot \\ Z_{tj} \\ \cdot \\ Z_{tN} \end{bmatrix} \quad (I-3)$$

$$\text{et } [Y_t] = \begin{bmatrix} Y_{t1} \\ Y_{t2} \\ \cdot \\ Y_{tj} \\ \cdot \\ Y_{tN} \end{bmatrix} \quad (I-4)$$

où chaque élément Z_{tj} et Y_{tj} se rapporte au conducteur d'ordre "j".

Sur la ligne extérieure "perturbatrice" on pourra relier courant et tension par le système :

$$\boxed{-\frac{dV_p}{dz} = Z_{pp}I_p - \sum_{i=1}^N Z_{ti}I_i} \quad (I-5)$$

$$\boxed{-\frac{dI_p}{dz} = Y_{pp}V_p - \sum_{i=1}^N Y_{ti}V_i} \quad (I-6)$$

où * Z_{pp} et Y_{pp} sont les impédance et admittance linéiques de la ligne perturbatrice constituée du blindage et du plan de référence.

* Z_{ti} et Y_{ti} ($i=1, N$) sont les impédances et admittances de transfert du blindage par rapport au conducteur(i).

La résolution des équations (I-1) et (I-2) peut se faire de façon classique au moyen de techniques de diagonalisation. Toutefois l'usage de certaines considérations physiques peut apporter des simplifications dans ces équations. On admet généralement que l'énergie induite à l'intérieur du câble est beaucoup plus faible que l'énergie qui se propage à l'extérieur, on peut donc considérer dans les équations (I-5) et (I-6) les conditions:

$$\boxed{\left| \sum_{i=1}^N Z_{ti}I_i \right| \ll \left| Z_{pp}I_p \right|}$$

$$\left| \sum_{i=1}^N Y_{ti} V_i \right| \ll \left| Y_{pp} V_p \right|$$

Cette hypothèse conduit à rendre le second système indépendant du premier, soit :

$$-\frac{dV_p}{dz} \equiv Z_{pp} I_p$$

(I-7)

$$-\frac{dI_p}{dz} \equiv Y_{pp} V_p$$

(I-8)

dont l'équation en courant s'écrit:

$$\frac{d^2 I_p}{dz^2} - \gamma_p^2 I_p = 0$$

(I-9)

où γ_p représente l'exposant de propagation attaché au mode T.E.M qui se propage sur la ligne perturbatrice.

La résolution de cette équation donne la distribution de courant perturbateur sur le blindage, la tension V_p entre le blindage et le plan de référence sera ensuite déduite à l'aide de l'équation (I-6).

Cette solution deviendra le terme source des équations (I-1) et (I-2) que l'on transforme en équations du second degré sous la forme :

$$\left[\frac{d^2 I}{dz^2} \right] - [Y][Z][I] = [S_{oI}] \quad (I-10)$$

$$\left[\frac{d^2 V}{dz^2} \right] - [Z][Y][V] = [S_{oV}] \quad (I-11)$$

où les vecteurs $[S_{oI}]$ et $[S_{oV}]$ correspondent aux vecteurs sources donnés par les relations :

$$[S_{OI}] = -[[Y] [Z_d] - [Y_d] Z_{pp}] I_p \quad (I-12)$$

$$[S_{OV}] = -[[Z] [Y_d] - [Z_d] Y_{pp}] V_p \quad (I-13)$$

La résolution des équations (I-10) et (I-11) nous permet d'obtenir des solutions en courant et en tension. En toute rigueur cette résolution doit se faire par la théorie modale. Cependant, nous distinguerons par la suite deux cas; le premier consiste à simplifier cette résolution et le second consiste à mettre en oeuvre la résolution rigoureuse :

- Le premier cas suppose que les conducteurs baignent dans un milieu diélectrique homogène et sans pertes. Nous avons considéré ce cas car en général les vitesses de propagation des différents modes propres induits sur les conducteurs intérieurs au blindage sont très peu dispersées. La propagation est quasi dégénérée. De ce fait, nous supposons que tous les modes induits sur les conducteurs se propagent à la même vitesse. Cette simplification nous aidera à mieux comprendre les mécanismes de propagation qui se manifestent aux fréquences élevées, ce qui facilite donc l'interprétation des résultats. De plus ce formalisme nous permet d'attribuer une impédance caractéristique à un conducteur quelconque du faisceau. Cependant, cette pseudo impédance caractéristique dépend fortement des conditions d'extrémités appliquées aux conducteurs environnants. Nous verrons que cette condition évite la formation d'ondes stationnaires sur ce conducteur et de plus, élimine les fluctuations de tension qui, en fonction de la fréquence, résultent de la propagation. Cette simplification allège considérablement le calcul des tensions et courants induits sur les conducteurs intérieurs. Lorsqu'on appliquera cette modélisation les inductances et capacités linéiques des conducteurs internes au blindage seront déterminées au moyen de formules analytiques.

- Le deuxième cas suppose que les conducteurs sont enrobés de gaines diélectriques, ce qui semble le plus se rapprocher de la réalité physique. Le milieu interne ne peut être considéré comme homogène. L'évaluation des paramètres primaires des lignes notamment les capacités linéiques doit se faire numériquement ou par la mesure, c'est cette deuxième solution que nous retiendrons par la suite. La détermination des tensions et courants se fera en appliquant la théorie modale dont le formalisme sera décrit par la suite.

I-2- SIMPLIFICATION UTILISANT L'APPROXIMATION DE LA PROPAGATION DEGENEREE [6],[13]

Comme nous l'avons signalé plus haut, on assimile le diélectrique interne au blindage à un milieu homogène. La dégénérescence modale se traduira sur le plan mathématique par le fait que le produit des matrices $[Z]$ et $[Y]$ est purement diagonal et les coefficients de cette diagonale sont d'ailleurs tous identiques puisqu'ils s'identifient au carré de la constante de propagation du milieu diélectrique. Nous exprimons cette propriété par la relation :

$$[Z][Y] = [Y][Z] = \gamma_0^2 [1] \quad (I-14)$$

Dans laquelle

- * $[1]$ représente la matrice unité
- * γ_0 représente l'exposant de propagation des ondes qui se propagent dans le diélectrique interne au blindage tel que :

$$\gamma_0 = j \frac{\omega}{v_0} \quad (I-15)$$

Le milieu interne étant homogène et de permittivité électrique relative " ϵ_r ", on a alors :

$$v_0 = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (I-16)$$

avec $c = 3.10^8$ m/s

On remarque que les matrices $[Z]$ et $[Y]$ sont commutatives.

Dans ces conditions, si nous choisissons l'équation en courant (I-10), on aura tout simplement à résoudre un système dont toutes les lignes sont indépendantes.

$$\left[\frac{d^2 \mathbf{I}}{dz^2} \right] - \gamma_0^2 [1] [\mathbf{I}] = [\mathbf{S}_{oi}] \quad (I-17)$$

Nous pourrions exprimer le vecteur courant $[\mathbf{I}]$ par la relation suivante :

$$[\mathbf{I}] = [\mathbf{A}] e^{-\gamma_0 z} + [\mathbf{B}] e^{\gamma_0 z} - \frac{[\mathbf{S}_{oi}]}{\gamma_0^2} \quad (I-18)$$

Dans laquelle $[\mathbf{A}]$ et $[\mathbf{B}]$ sont des vecteurs inconnus.

Le courant $[I]$ étant déterminé, on déduit le vecteur tension $[V]$ au moyen de la relation (I-2), soit :

$$[V] = -[Y]^{-1} \left[\left[\frac{dI}{dz} \right] + [Y_t] V_p \right] \quad (I-19)$$

$[A]$ et $[B]$ seront évalués par l'application des conditions aux limites imposées aux extrémités du câble.

I-3- RESOLUTION PAR LA THEORIE MODALE [6],[13]

On tient compte cette fois du caractère hétérogène du diélectrique et notamment des gaines qui protègent chaque conducteur, dans ce cas on devra résoudre le problème en diagonalisant le produit des matrices $[Z]$ et $[Y]$. Des valeurs propres de ce produit émergeront N constantes de propagation qui définissent N structures de mode. Le processus de résolution est donc le suivant, on exprime tout d'abord les systèmes du second ordre reliés successivement aux courants et tensions.

Si on pose $[A_i] = [Y][Z]$ et $[A_v] = [Z][Y]$

Les systèmes du second ordre s'expriment :

$$\left[\frac{d^2 I}{dz^2} \right] - [A_i][I] = [S_{OI}] \quad (I-20)$$

$$\left[\frac{d^2 V}{dz^2} \right] - [A_v][V] = [S_{OV}] \quad (I-21)$$

La recherche des valeurs propres va permettre de générer à partir des vecteurs propres deux matrices $[T_i]$ et $[T_v]$ qui transformeront les vecteurs courant et tension de la base modale vers la base originale. Les paramètres qui se rapportent à la base modale seront représentés par des lettres minuscules:

$$\boxed{\begin{cases} [I] = [T_i][i] \\ [V] = [T_v][v] \end{cases}} \quad (I-22)$$

A chaque matrice $[A_i]$ et $[A_v]$ on va associer les spectres de valeurs propres λ_i et λ_v .

ainsi à λ_i correspond une constante de propagation de mode de courant Γ_i tel que $\Gamma_i = \sqrt{\lambda_i}$.

Alors qu'à λ_v correspond une constante de propagation de mode de tension $\Gamma_v = \sqrt{\lambda_v}$.

La symétrie des matrices $[Z]$ et $[Y]$ fait que le spectre de valeurs propres λ_i et λ_v sont identiques; ce qui signifie que pour un mode donné les courant et tension se propagent avec la même vitesse.

Si on applique les transformations linéaires (I-22) aux systèmes (I-20) et (I-21) on obtient deux autres systèmes d'équations en courants et en tensions de modes qui s'écrivent :

$$\left[\frac{d^2 \mathbf{i}}{dz^2} \right] - [\Gamma^2][\mathbf{i}] = [\mathbf{s}_{OI}] \quad (\text{I-23})$$

$$\left[\frac{d^2 \mathbf{v}}{dz^2} \right] - [\Gamma^2][\mathbf{v}] = [\mathbf{s}_{OV}] \quad (\text{I-24})$$

$[\Gamma]$ est la matrice constante de propagation modale. Les termes sources $[\mathbf{s}_{OI}]$ et $[\mathbf{s}_{OV}]$ sont donnés par les relations :

$$[\mathbf{s}_{OI}] = -[[Y][z_t] - [y_t] Z_{pp}] I_p \quad (\text{I-25})$$

$$[\mathbf{s}_{OV}] = -[[Z][y_t] - [z_t] Y_{pp}] V_p \quad (\text{I-26})$$

$$\begin{aligned} \text{où} \quad [z] &= [T_v]^{-1} [Z] [T_i] \\ [z_t] &= [T_v]^{-1} [Z_t] \\ [y] &= [T_i]^{-1} [Y] [T_v] \\ [y_t] &= [T_i]^{-1} [Y_t] \end{aligned} \quad (\text{I-27})$$

La résolution de l'équation (I-23) nous permet d'exprimer les courants modaux sous la forme :

$$[\mathbf{i}] = [e^{-1z}] [a_i] + [e^{1z}] [b_i] + [k] [\mathbf{s}_{OI}] \quad (\text{I-28})$$

Les tensions modales s'obtiennent facilement à partir de la relation (I-19) et des matrices de passage (I-22) :

$$[V] = -[Y]^{-1} \left[\left[\frac{di}{dz} \right] + [Y_t] V_p \right] \quad (I-29)$$

$[e^{-\Gamma z}]$ et $[e^{+\Gamma z}]$ sont les matrices de propagation diagonales :

$$[e^{\pm\Gamma z}] = \begin{bmatrix} e^{\pm\Gamma_1 z} & & & \\ & \ddots & & \\ & & e^{\pm\Gamma_j z} & \\ & & & \ddots \\ & & & & e^{\pm\Gamma_N z} \end{bmatrix} \quad (I-30)$$

On peut exprimer chaque coefficient " Γ_j " par l'expression

$$\Gamma_j = \bar{j} \frac{\omega}{v_j} \quad \text{avec } \bar{j} = \sqrt{-1} \quad (I-31)$$

où " v_j " représente la vitesse de propagation du mode d'ordre " j ".

On peut montrer qu'il existe entre les vecteurs $[a_i]$ et $[b_i]$ la relation :

$$[a_v] = [z_{cm}] [a_i] \quad (I-32)$$

$[z_{cm}]$ est une matrice diagonale appelée matrice impédance caractéristique modale qu'on déduit des matrices $[T_i]$, $[T_v]$, $[Y]$ et $[\Gamma^2]$. Une relation analogue au signe près relie également $[b_i]$ et $[b_v]$.

Les vecteurs constants d'intégration exprimés en base modale $[a_i]$ et $[b_i]$ seront déterminés par l'application des conditions aux extrémités de la ligne.

I-4- SIMULATION DU FONCTIONNEMENT DES BANCS DE MESURE D'IMPEDANCE DE TRANSFERT APPLIQUEE AUX CABLES MULTIFILAIRES BLINDES

I-4-1- Méthodes de calcul des tensions induites aux extrémités des faisceaux multifilaires blindés

Les câbles multifilaires blindés se distinguent des câbles coaxiaux par le fait que les conducteurs intérieurs produisent une propagation multimodale qu'on ne rencontre pas sur les coaxiaux. Ces particularités vont intervenir sur le couplage interne et plus spécialement aux fréquences élevées où les phénomènes de propagation vont modifier la réponse des câbles expérimentés dans les bancs de mesure d'impédance de transfert.

Des travaux récents menés [13], [14], [24] sur des câbles multifilaires à blindage tressé semblent montrer que la position des conducteurs à l'intérieur du blindage a peu d'influence sur l'impédance de transfert de ce conducteur.

Pour cette raison nous supposons par la suite que les impédances de transfert sont toutes identiques, ce qui facilitera l'interprétation des résultats puisque nous pourrons ainsi mieux apprécier l'influence du couplage exercé avec les conducteurs environnants. En particulier la simulation permettra de comprendre l'influence des conditions d'extrémité imposées aux conducteurs qui entourent l'élément sur lequel nous pratiquerons la mesure d'impédance de transfert.

Les méthodes de mesure qui semblent les mieux adaptées aux cas des multifilaires blindés sont la technique de la ligne d'injection ainsi que la méthode triaxiale modifiée que nous appelons par la suite technique de la discontinuité de blindage. Ces deux méthodes dont les principes seront décrits ultérieurement donnent aujourd'hui des résultats satisfaisants pour mesurer l'impédance de transfert des câbles coaxiaux aux fréquences supérieures à 100 MHz.

I-4-1-1- Principe de la méthode du fil d'injection [16]

La méthode du fil d'injection développée par les P.T.T Suisses largement décrite dans les travaux de FOWLER et EICHER consiste à utiliser pour ligne perturbatrice un fil placé contre la gaine isolante du câble. Ce conducteur

filiforme sera disposé dans la partie médiane de l'éprouvette, sa dimension sera voisine de 10 cm, ceci pour réduire l'influence des phénomènes de propagation, on pourra de cette façon atteindre 1 GHz. Ce conducteur formera avec le blindage de l'échantillon une petite ligne bifilaire qui sera connectée à une extrémité à une source hautes fréquences et à l'autre extrémité à une impédance de charge $Z_{cp}=50 \Omega$ via des cordons coaxiaux dont l'impédance caractéristique sera de 50Ω . Le schéma de principe du banc est représenté sur la figure (I-2).

Pour avoir la continuité de l'impédance caractéristique entre le tronçon de câble coaxial qui relie le banc à la source et à la charge d'extrémité la section du fil d'injection sera ajustée pour que l'impédance caractéristique de cette ligne bifilaire soit de 50Ω .

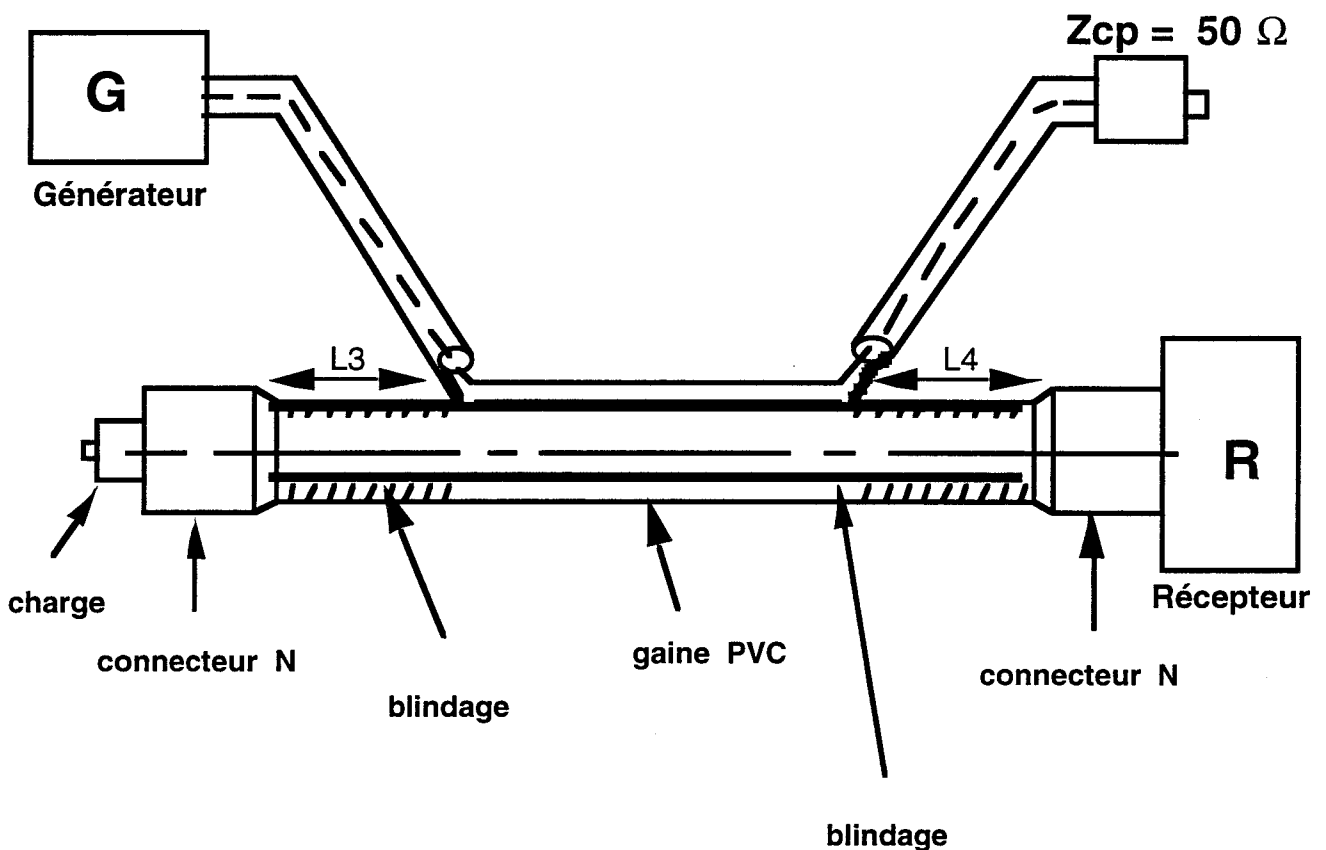


Figure (I-2)

I-4-1-2- Principe de la méthode de la discontinuité de blindage

Cette méthode développée par le LRPE de l'Université de LILLE utilise le principe d'un banc à structure triaxiale connecté en extrémité sur un court-circuit. L'éprouvette à expérimenter est installée à l'intérieur d'un conduit cylindrique qui formera la partie centrale du triaxial. Ce tube cylindrique protégera l'éprouvette de la circulation du courant perturbateur de part et d'autre de la partie médiane du triaxial où le blindage de l'éprouvette ne sera pas protégé, ceci sur une portion d'environ 10 cm. Cette portion de l'éprouvette intervient comme une discontinuité dans la structure de la partie centrale du banc comme nous allons le justifier par la suite. Cette discontinuité permet aux fréquences élevées d'explorer la propriété des ondes stationnaires qui sont générées à l'intérieur du banc. Ces ondes vont produire des résonances sur la tension prélevée en sortie d'éprouvette. Ces résonances se manifesteront lorsque le courant perturbateur est maximum sur la discontinuité. Ces phénomènes de résonances seront utilisés pour déduire l'impédance de transfert. Le schéma de principe du banc est représenté sur la figure (I-3). Le fonctionnement de ce banc de mesure est largement décrit dans la thèse de KONE [4].

On remarque sur les figures (I-2) et (I-3) que les deux méthodes font intervenir sur l'éprouvette deux extensions passives de dimensions L_3 et L_4 situées de part et d'autre de la portion ΔL sur laquelle le blindage est perturbé.

Ces extensions vont jouer un rôle très important lors de la mesure appliquée aux multifilaires blindés. Cet aspect sera étudié au prochain chapitre.

Ces méthodes de mesure permettent de déterminer l'impédance de transfert des câbles coaxiaux blindés à des fréquences pouvant atteindre 1 GHz sans être trop perturbé par les phénomènes de propagation. Pour étendre ces procédés de mesure au cas de multifilaires blindés nous allons tenter de simuler le comportement de la technique de mesure à ligne d'injection. Ce choix est guidé par le fait que le courant perturbateur qui circule sur le blindage de l'éprouvette est assimilable à une onde progressive. Ceci facilitera notre tâche d'interprétation; bien entendu les conclusions que nous allons tirer de la simulation pourront tout à fait s'appliquer à la seconde méthode de mesure utilisant la discontinuité de blindage.

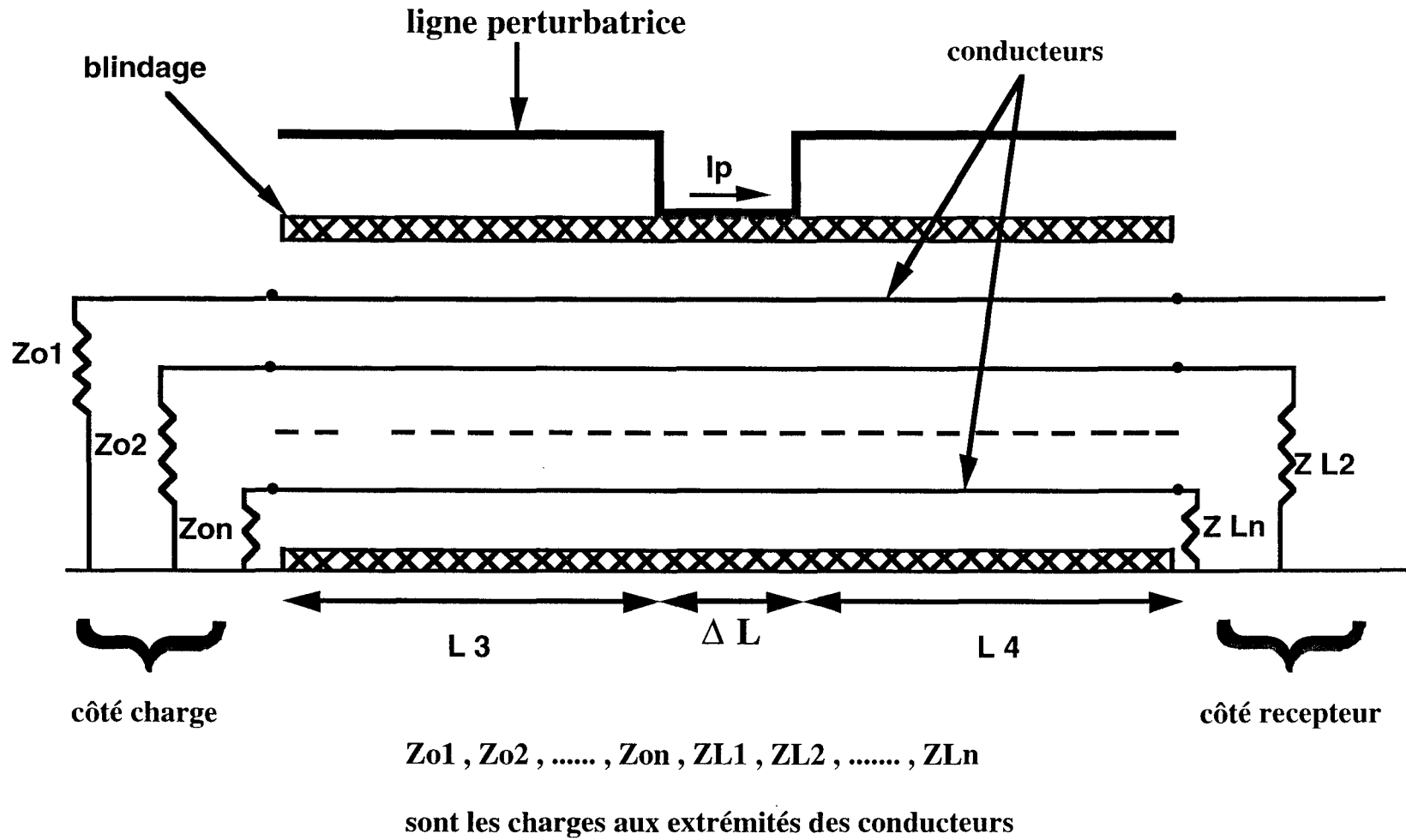


Figure (I-3)

La portion ΔL de l'échantillon est ainsi soumise à un courant perturbateur qu'on peut s'exprimer sous la forme suivante:

$$I_p(z) = I_{p0} e^{-\gamma_p z} \quad (\text{I-33})$$

où I_{p0} : représente l'amplitude du courant à l'origine $z=0$ de la ligne perturbatrice.

γ_p : représente l'exposant de propagation associé à la ligne perturbatrice constituée du blindage du câble.

La simulation sera faite avec un courant normalisé à 1 A. Elle consistera dans un premier temps à appliquer le formalisme de la propagation dégénérée. Comme nous l'avons précisé plus haut ce formalisme attribue à l'ensemble des modes induits sur les conducteurs intérieurs au blindage la même vitesse de propagation.

Contrairement à une structure coaxiale, il n'est pas possible de définir une impédance caractéristique attachée à un conducteur quelconque du faisceau multifilaire puisque les conditions de charge appliquées aux conducteurs environnants feront que le couplage électromagnétique va modifier l'impédance du conducteur vis à vis du blindage.

Nous allons montrer qu'il est cependant possible de trouver une impédance connectée à l'extrémité de ce conducteur qui élimine les ondes stationnaires. La valeur de cette impédance dépendra bien sûr des conditions de charge des conducteurs environnants. Cette contrainte n'est pas très gênante dans la mesure où ces conditions de charge seront imposées par le protocole d'essai de l'éprouvette.

I-4-1-3- Protocole d'évaluation des paramètres primaires nécessaires à l'exploitation des modèles.

a- Caractérisation du couplage à travers le blindage du faisceau multifilaire.

Les blindages considérés dans cette étude seront du type tresse à bon recouvrement optique. Les résultats de mesure obtenus sur des câbles coaxiaux ayant un bon recouvrement montrent que l'admittance de transfert peut être négligée. Cette considération n'est pas forcément vérifiée pour les câbles multifilaires. En effet des expériences faites par BOUCHETAU [14] ont montré que dans certaines conditions imposées aux extrémités du multifilaire l'admittance de transfert pourrait intervenir, cela se produit par exemple lorsque les conducteurs intérieurs sont tous connectés ensemble et que l'on mesure la tension qui apparaît à l'extrémité du faisceau assimilable au conducteur central d'un coaxial. Les exemples traités plus loin ne sont pas concernés par ce cas particulier puisque les conducteurs seront tous ouverts en extrémités ou reliés au blindage à une seule ou aux deux extrémités. Par conséquent l'admittance de transfert peut être considérée comme négligeable.

Nous supposons que chaque conducteur possède la même impédance de transfert puisque la position des conducteurs intérieurs intervient peu sur ce paramètre:

$$Z_{t1}=Z_{t2}=\dots\dots\dots=Z_{tN}=Z_t \quad (I-34)$$

où N est le nombre de conducteurs intérieurs au blindage.

Compte tenu des comportements les plus fréquents observés sur les tresses on peut retenir pour modèle d'impédance de transfert la relation :

$$Z_t = R_o + j L_t \omega \quad (I-35)$$

où R_o et L_t représentent respectivement la résistance linéique et l'inductance de transfert du blindage. R_o traduit le couplage résistif du blindage alors que L_t traduit l'induction d' une f.e.m due à la pénétration de la composante magnétique à travers les ouvertures distribuées sur le blindage.

Les valeurs utilisées au cours de la simulation sont:

$$R_o = 4 \text{ m}\Omega/\text{m}$$

$$L_t = 1 \text{ nH}/\text{m}$$

b- Détermination des paramètres primaires des câbles multifilaires blindés

b-1- Calcul des paramètres primaires avec l'hypothèse de la propagation dégénérée.

Dans le cas de l'hypothèse de la propagation dégénérée, qui consiste à supposer que les conducteurs intérieurs au blindage baignent dans un milieu diélectrique homogène, les paramètres primaires linéiques des conducteurs référencés au blindage peuvent être calculés en connaissant les valeurs des paramètres géométriques du câble.

La figure (I-4) illustre la coupe transversale du modèle dont nous nous proposons de calculer les paramètres linéiques.

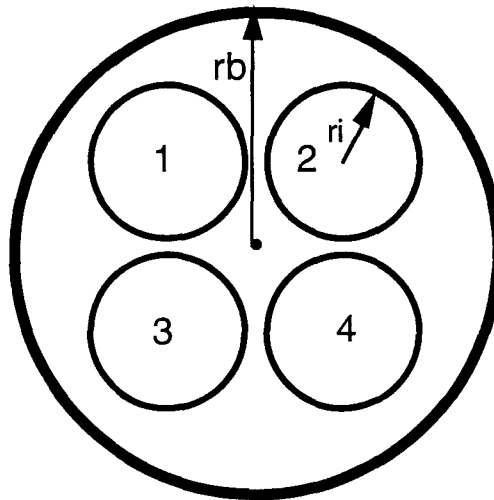


Figure (I-4)

Si on suppose que tous les conducteurs possèdent la même structure géométrique et qu'ils sont parallèles à l'axe du blindage, les coefficients linéiques L_{ij} et L_{ij} de la matrice inductance $[L]$ sont déterminés au moyen des relations analytiques trouvées dans la littérature [1] :

$$L_{ii} = \frac{\mu_0}{2\pi} \text{Log} \left(\frac{rb^2 - di^2}{ri \, rb} \right) \quad (\text{I-36})$$

$$L_{ij} = L_{ji} = \frac{\mu_0}{4\pi} * \text{Log} \left(\frac{\frac{di \cdot dj}{rb} + rb^2 - 2di \cdot dj * \text{Cos}\varphi_{ij}}{di^2 + dj^2 - 2 \cdot di \cdot dj \cdot \text{Cos}\varphi_{ij}} \right)$$

où ri et rb sont respectivement les rayons du conducteur et du câble.
 di représente la distance entre le centre du conducteur i et le centre du câble.
 dj représente la distance entre le centre du conducteur j et le centre du câble.

Ces formules analytiques ne sont valables qu'à condition que le diamètre du conducteur soit suffisamment petit par rapport à l'espacement du câble. Un rapport 0,5 peut être considéré comme suffisant.

$$ri \ll di \quad \text{et} \quad di \ll rb$$

Il est à noter que ces formules ne peuvent pas être appliquées sur des câbles multifilaires dont les conducteurs intérieurs sont assemblés en structure hélicoïdale, ce qui est souvent le cas rencontré sur les échantillons de câbles multifilaires.

Dans le cas où on ne tient pas compte de pertes séries, la propriété de la propagation dégénérée fait qu'on pourra déduire la matrice capacité $[C]$ de l'inverse de la matrice inductance soit :

$$[C] = \frac{[L]^{-1}}{v^2} \quad (\text{I-37})$$

où v représente la vitesse de propagation dans le diélectrique qu'on exprimera:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (\text{I-38})$$

avec c est la vitesse de propagation dans l'air ($c = 3 \cdot 10^8$ m/s)

ϵ_r est la permittivité électrique relative .

b-1-1- Application à un exemple canonique comprenant quatre conducteurs "N=4".

Pour les besoins de la simulation, nous considérons un modèle multifilaire blindé appelé "Exemple A" comportant quatre conducteurs qui sont parallèles à l'axe du blindage.

Nous supposons que tous les conducteurs possèdent le même diamètre et que leurs résistances séries sont nulles. De plus la distribution des conducteurs autour de l'axe du câble est symétrique. La structure transversale est représentée sur la figure (I-5).

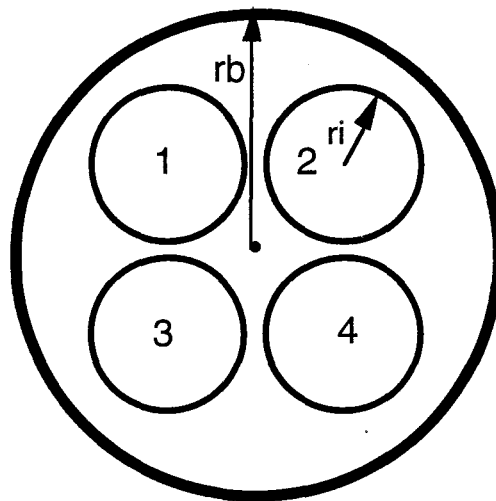


Figure (I-5)

En prenant $ri=0,85$ mm, $rb=5,25$ mm et $d1=d2=d3=d4=1,2$ mm, les coefficients de la matrice inductance déduits des relations (I-36), exprimés en (nH/m) sont donnés ci-dessous :

$$[L] = \begin{matrix} & \begin{matrix} 353 & 226 & 226 & 167 \end{matrix} \\ \begin{matrix} (nH/m) \\ \end{matrix} & \begin{bmatrix} 226 & 353 & 167 & 226 \\ 226 & 167 & 353 & 226 \\ 167 & 226 & 226 & 353 \end{bmatrix} \end{matrix} \quad (I-39)$$

En choisissant pour permittivité électrique $\epsilon_r = 2.35$, la vitesse de propagation dans le diélectrique est de 2.10^8 m/s. La relation (I-37) donne pour les coefficients de la matrice capacité [C] exprimés en (pF/m) les valeurs ci-dessous:

$$[C] = \begin{matrix} & \begin{matrix} 174 & -91 & -91 & 34 \end{matrix} \\ \begin{matrix} (pF/m) \\ \end{matrix} & \begin{bmatrix} -91 & 174 & 34 & -91 \\ -91 & 34 & 174 & -91 \\ 34 & -91 & -91 & 174 \end{bmatrix} \end{matrix} \quad (I-40)$$

On observe que certains coefficients extra diagonaux de la matrice capacité prennent une valeur positive, ce qui est contraire aux propriétés de ces coefficients. Ceci résulte d'erreur introduite sur l'évaluation de la matrice inductance. Les formules utilisées pour calculer les coefficients inductances supposent que le rapport du diamètre à l'espacement des conducteurs soit faible. Moins cette condition est satisfaite plus l'erreur sera importante. Des mesures de coefficients inductances ont montré que pour l'exemple retenu l'erreur relative n'excède pas 20%.

Pourtant lorsqu'on calcule la matrice capacité, les coefficients extra diagonaux positifs génèrent une erreur bien plus grande qui va atteindre 200%. Cette erreur excessive n'a cependant pas d'influence sur l'exploitation des modèles à lignes de transmission couplées. Comme l'a montré C. POUDROUX [6] dans sa thèse cette propriété vient du fait que les erreurs introduites sur les coefficients diagonaux de la matrice capacité sont corrélées entre elles, ce qui fait qu'elles se compensent lors de l'exploitation des modèles.

b-2- Méthodes de mesures des paramètres primaires

Lorsque les conducteurs sont pourvus de gaines diélectriques, nous avons choisi d'évaluer les coefficients des matrices inductance et capacité au moyen de mesures. Deux raisons ont orienté ce choix. Tout d'abord les conducteurs de l'échantillon de câble que nous allons appeler "EXEMPLE B" ont une distribution hélicoïdale, ensuite la présence d'une gaine diélectrique n'autorise plus l'évaluation de [C] par l'inverse de la matrice inductance (I-37).

Nous avons le choix de deux méthodes de mesure telles qu'elles sont décrites par C. POUDROUX [6].

La première méthode, dite classique, consiste à mesurer le courant et la tension aux extrémités des conducteurs du faisceau à partir d'un banc utilisant un vecteur mètre, les paramètres primaires sont alors déterminés en faisant des rapports tension courant ou courant tension.

La seconde consiste à évaluer indirectement les coefficients en modifiant les conditions appliquées en extrémités des conducteurs. Pour cela on mesure l'impédance ou l'admittance au moyen d'un pont RLC, cette méthodologie permet ensuite d'extraire de ces mesures les coefficients des matrices [L] et [C].

Nous avons utilisé cette seconde méthode en raison de sa facilité de mise en oeuvre.

b-2-1- Mesure des paramètres primaires linéiques du faisceau multifilaire.

Les mesures des paramètres primaires sont réalisées sur l'échantillon "Exemple B" comportant quatre conducteurs. Les paramètres impédances de transfert utilisés dans la simulation de ce câble sont les mêmes que ceux de l'exemple A.

La mesure donne pour les coefficients des matrices inductance [L] et capacité [C] de l'exemple B les valeurs :

$$[L] = \begin{matrix} & \begin{matrix} 348,5 & 158,5 & 162,5 & 117,5 \end{matrix} \\ \begin{matrix} (nH/m) \\ [L] = \end{matrix} & \begin{matrix} 158,5 & 311 & 66,5 & 112 \\ 162,5 & 66,5 & 310,5 & 114 \\ 117,5 & 112 & 114 & 327 \end{matrix} \end{matrix} \quad (I-41)$$

$$[C] = \begin{matrix} & \begin{matrix} 115,7 & -34 & -35,7 & -22,5 \end{matrix} \\ \begin{matrix} (pF/m) \\ -34 \\ -35,7 \\ -22,5 \end{matrix} & \begin{matrix} 125,7 & -1,8 & 128,6 & -34 \\ -1,8 & 128,6 & -34 & 127 \\ -33,6 & -34 & 127 & \end{matrix} \end{matrix} \quad (I-42)$$

Ces valeurs sont obtenues à la fréquence de mesure $f=1$ MHz sur un échantillon d'une dimension de 1 m. La diagonalisation des produits $[L]$ et $[C]$ donne pour vitesses de propagation des quatre modes propres :

$$v_1=2,1 \cdot 10^8 \text{ m/s} \qquad v_2=1,68 \cdot 10^8 \text{ m/s} \qquad v_3=1,87 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

$$v_4= 1,78 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

Cet exemple correspond donc bien au modèle multimodal recherché.

I-4-2- Confrontation des deux modèles de simulation.

Les tensions induites sur les conducteurs intérieurs au blindage seront calculées à l'extrémité ($z=L$) opposée au point d'injection du perturbateur. Ce choix est dû au fait qu'en pratique, nous serons amenés à mesurer la tension à cette extrémité comme cela est exposé dans le descriptif paragraphe (I-4-1). Cette tension est encore appelée télédiaphonie.

Le conducteur sur lequel on va calculer la tension induite sera connecté sur une impédance de 50Ω qui correspond d'ailleurs à l'impédance d'entrée qu'imposerait un récepteur connecté sur ce conducteur. La charge placée à l'autre extrémité, ainsi que les conditions de charge des conducteurs environnants seront modifiées en fonction des critères physiques qu'on cherche à révéler. Les résultats qui seront présentés sont normalisés à un courant perturbateur de 1 A, la dimension de l'éprouvette qu'il s'agisse de l'exemple A ou B sera de 70 cm, ceci correspond à la longueur de l'éprouvette utilisée en pratique sur les deux bancs de mesure.

Dans de telles conditions, une discontinuité de blindage ou une zone d'injection de 10 cm ($\Delta L=10$ cm) introduit de part et d'autre de la région excitée de l'éprouvette deux extensions de dimensions respectives égales à $L_3=L_4= 30$ cm. La bande de fréquence explorée durant la simulation sera (1 MHz - 1 GHz).

I-4-2-1- Résultats de la simulation dans l'hypothèse de la dégénérescence modale.

Nous avons porté sur la planche (I-1) l'évolution de la tension induite en fonction de la fréquence à l'extrémité $z=L$ du conducteur n°1 de l'exemple A, ce qui correspond à la simulation en propagation dégénérée. Le conducteur sur lequel on simule le test est chargé aux deux extrémités par des impédances égales à 50Ω alors que les trois autres conducteurs sont laissés ouverts aux deux extrémités.

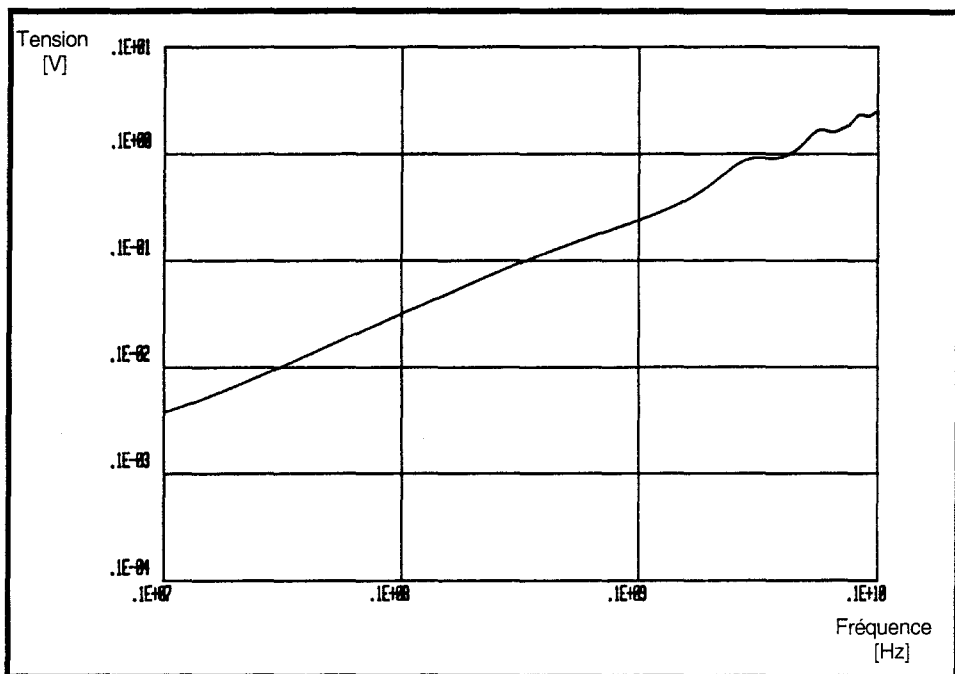


Planche (I-1)

Évolution de la tension induite en fonction de la fréquence à l'extrémité $z=L$ du conducteur n°1

On remarque qu'au-dessous de 100 MHz l'évolution de la tension est bien proportionnelle à la fréquence comme l'est le modèle d'impédance de transfert utilisé. L'amplitude de la tension obtenue dans cette configuration correspond parfaitement à celle qu'on aurait sur un câble coaxial ayant la même impédance de transfert. Ceci n'est vrai qu'au-dessous de 100 MHz, fréquences pour lesquelles les phénomènes de propagation interviennent peu. En effet, au-dessus

de 100 MHz, l'évolution de la tension obtenue présente de faibles ondulations qui sont dues aux ondes stationnaires induites sur le conducteur sur lequel on évalue la tension. L'origine de ce phénomène d'ondes stationnaires peut être attribuée aux charges connectées aux extrémités de ce conducteur qui ne correspondent certainement pas aux conditions d'adaptation habituellement requises pour faire ce genre d'expérience.

Nous allons tenter de déterminer par dichotomie une impédance de charge qui, connectée à l'extrémité $z=0$ de ce conducteur, peut éliminer les fluctuations observées sur la caractéristique de la tension induite. Comme nous l'avons précisé plus haut l'impédance de charge en $z=L$ de ce même conducteur est fixée à 50Ω . Les trois conducteurs sont toujours laissés en l'air.

Cette procédure numérique qui consiste à modifier par approche successive l'impédance converge vers une valeur de 69Ω pour laquelle les ondulations d'amplitude sont éliminées. Cette impédance sera appelée par la suite Z_{ad} .

Sur la planche (I-2), la courbe en pointillés représente l'évolution de la tension induite à l'extrémité $z=L$ du conducteur actif lorsque celui-ci est chargé en $z=0$ par cette impédance de 69Ω et en $z=L$ par 50Ω , la courbe en trait plein représente l'évolution de la tension obtenue lors de la modélisation précédente, soit ($Z_{01} = 50 \Omega$ et $Z_{L1} = 50 \Omega$). Pour faciliter l'interprétation nous utiliserons les appellations suivantes: le conducteur sur lequel on simule le test sera appelé conducteur actif et les conducteurs environnants seront appelés conducteurs passifs.

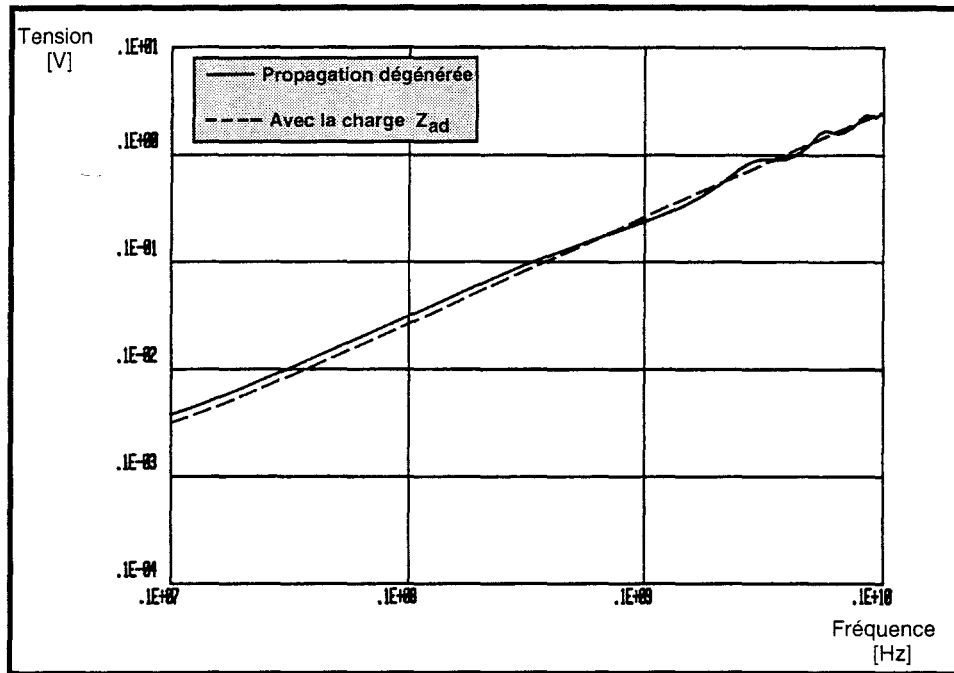


Planche (I-2)

Évolution des tensions induites à l'extrémité $z=L$ du conducteur actif lorsque les charges d'extrémité prennent pour valeurs $(Z_{01}=50 \Omega \quad Z_{L1}=50 \Omega)$ et $(Z_{01}=Z_{ad}=69 \Omega \quad Z_{L1}=50 \Omega)$

On remarque un écart entre les deux caractéristiques dès les basses fréquences, écart dû tout simplement à la dissymétrie des charges aux extrémités du conducteur actif. Cette simulation montre qu'il y a moyen de trouver une impédance qui élimine les effets d'ondes stationnaires. La question est bien évidemment de savoir si cette impédance est unique ou si au contraire elle dépend des conditions imposées aux extrémités des conducteurs passifs.

Pour ce faire, nous allons modifier les conditions d'extrémité imposées aux conducteurs passifs en gardant la valeur de l'impédance Z_{ad} du conducteur actif précédemment. Nous traiterons deux exemples pour lesquelles les configurations d'extrémité des conducteurs passifs sont les suivantes :

- 1- Un conducteur est court circuité au blindage aux deux extrémités, les deux autres sont laissés en l'air.
- 2- Les trois conducteurs sont court-circuités au blindage aux deux extrémités.

Les courbes de la planche (I-3) correspondent aux tensions de télédiaphonie du conducteur actif pour les deux cas, la courbe en points est obtenue avec le premier cas, tandis que la courbe en pointillés correspond au

deuxième cas. La courbe de référence en trait plein est celle obtenue lorsque les conducteurs passifs sont ouverts en extrémités.

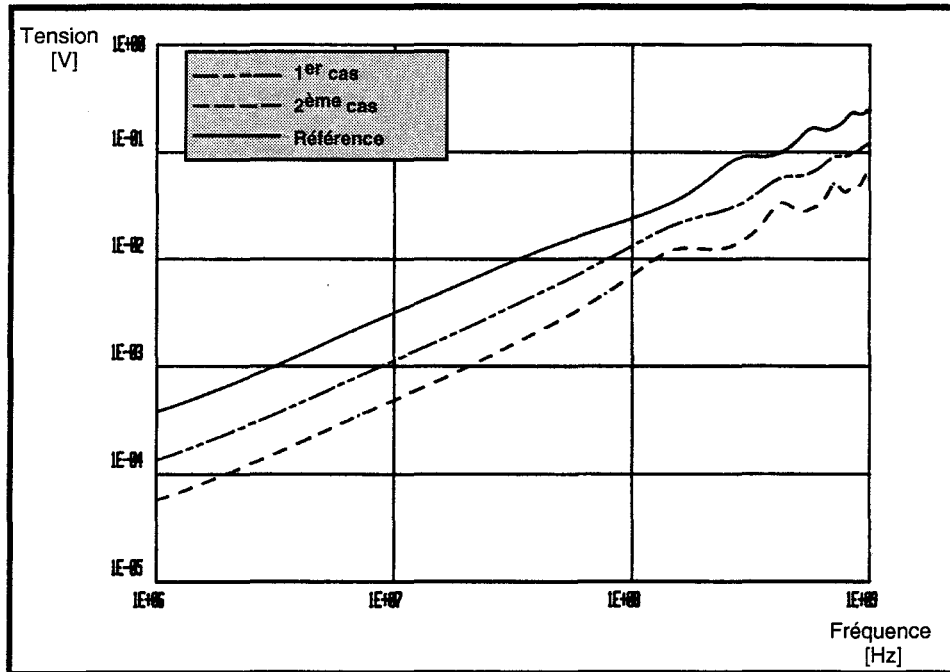
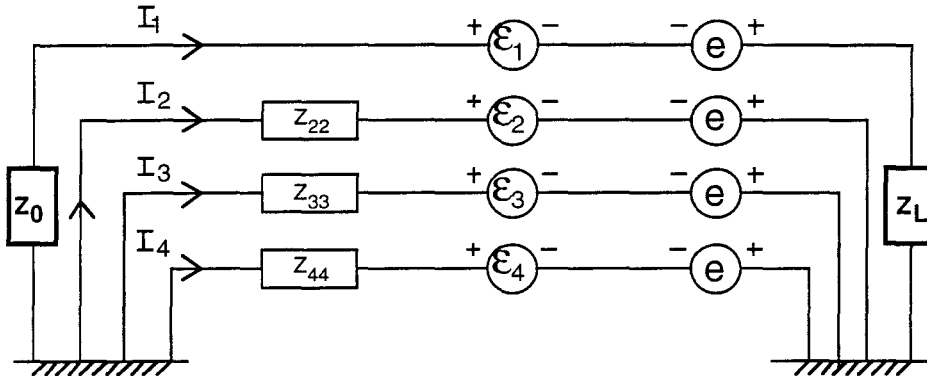


Planche (I-3)

Dans les deux configurations proposées, on remarque que de nouvelles fluctuations d'amplitude apparaissent dès 100 MHz. Cette simulation démontre que la condition qui élimine les ondes stationnaires n'est pas unique. Cette conclusion est tout à fait logique puisque le concept d'impédance caractéristique ne s'applique pas aux lignes couplées. L'impédance Z_{ad} qui élimine les fluctuations dues aux ondes stationnaires n'est donc qu'un cas très particulier.

Cette simulation fait aussi apparaître d'autres particularités puisque l'amplitude de la tension induite aux fréquences basses dépend des conditions appliquées aux extrémités des conducteurs passifs lorsqu'ils sont tous court-circuités au blindage, la tension induite diminue dans des proportions très importantes qu'on peut presque chiffrer à une vingtaine de dB. Ceci tient au fait que ces conducteurs sont le siège de courants induits qui s'opposent bien évidemment à la cause qui leur donne naissance, c'est à dire le couplage par l'impédance de transfert du câble. Ces conditions font qu'on peut définir une impédance de transfert équivalente qui tient compte de ces conditions

d'extrémité. Pour ce faire, nous proposons de raisonner aux fréquences basses sur un schéma où nous allons faire apparaître des sources de tension.



Figure(I-6)

Les sources notées "e" et " ϵ_j " ont successivement pour origine le couplage par l'impédance de transfert du câble ainsi que les couplages provoqués par l'inductance de couplage existant entre les conducteurs court-circuités aux deux extrémités et le conducteur sur lequel on modélise la tension induite. Les premières seront proportionnelles à l'impédance de transfert du blindage Z_t et au courant I_p circulant dans le blindage. Les secondes seront composées dans notre cas de quatre termes exprimés ainsi:

$$\begin{aligned}
 \epsilon_1 &= Z_{12} I_2 + Z_{13} I_3 + Z_{14} I_4 \\
 \epsilon_2 &= Z_{21} I_1 + Z_{23} I_3 + Z_{24} I_4 \\
 \epsilon_3 &= Z_{31} I_1 + Z_{32} I_2 + Z_{34} I_4 \\
 \epsilon_4 &= Z_{41} I_1 + Z_{42} I_2 + Z_{43} I_3
 \end{aligned}
 \tag{I-43}$$

Relations dans lesquelles figurent les courant induits sur les conducteurs voisins et l'impédance de couplage liant la ligne considérée à ces mêmes conducteurs. Sur le schéma de la figure (I-6) apparaît également des impédances notées Z_{22} , Z_{33} et Z_{44} qui ne sont autres que les impédances présentée par les conducteurs passifs court-circuités en extrémité. Sur le même schéma on a ajouté des impédances Z_0 et Z_L qui symbolisent les charges d'extrémité du conducteur sur lequel on évalue la tension induite. Les courants I_1, I_2, I_3 et I_4 sur chaque conducteur sont ici solutions d'un système linéaire d'ordre quatre. Si on

admet en première approximation que les courants induits dans les conducteurs court-circuités aux extrémités sont identiques, soit $I_2=I_3=I_4=I$, on peut déduire aisément l'amplitude de la tension induite aux extrémités du conducteur connecté sur Z_0 et Z_L soit :

$$V_L \# \frac{1}{2} \left[1 - \frac{Z_{12} + Z_{13} + Z_{14}}{Z_{22} + Z_{23} + Z_{24}} \right] Z_t I_p L \quad (\text{I-44})$$

Cette relation permet d'exprimer l'impédance de transfert équivalente comme étant le rapport entre la tension V_L et le courant I_p , rapport qui s'exprime :

$$Z_{teq} = 2 \cdot \frac{V_L}{I_p \cdot L} = \left(1 - \frac{Z_{12} + Z_{13} + Z_{14}}{Z_{22} + Z_{23} + Z_{24}} \right) Z_t \quad (\text{I-45})$$

Cette relation établie pour le cas particulier d'un système à quatre conducteurs peut être sans grande difficulté étendue à des multifilaires comprenant un nombre bien plus important d'éléments. Cette simplification nous révèle le rôle important du coefficient de couplage magnétique qui s'exerce entre les conducteurs passifs.

Ce résultat issue de la simulation numérique montre également combien il est important de faire intervenir les conditions d'extrémité lors d'une mesure d'impédance de transfert pratiquée sur un multifilaire blindé.

I-4-2-2- Modélisation numérique tenant compte de la propagation multimodale.

Cette seconde expérience numérique va montrer l'incidence que peuvent avoir les différents modes de propagation. Comme cela est décrit plus haut les matrices inductance et capacité qui sont utilisées proviennent de coefficient directement mesuré sur un échantillon de câble. Ces matrices ne correspondent pas à un produit diagonal, on va donc leur associer une matrice diagonale qui fera apparaître quatre vitesses modales. La modélisation reproduite sur l'exemple B donne sur la planche (I-4) l'évolution de la tension induite sur le

conducteur actif en fonction de la fréquence. Les impédances connectées en extrémités sont toutes les deux égales à 50Ω . Les conducteurs sont ouverts en extrémités. La courbe en trait pointillés est celle prévue par le modèle à modes dégénérés alors que la courbe en trait plein est celle issue du modèle à propagation multimodale.

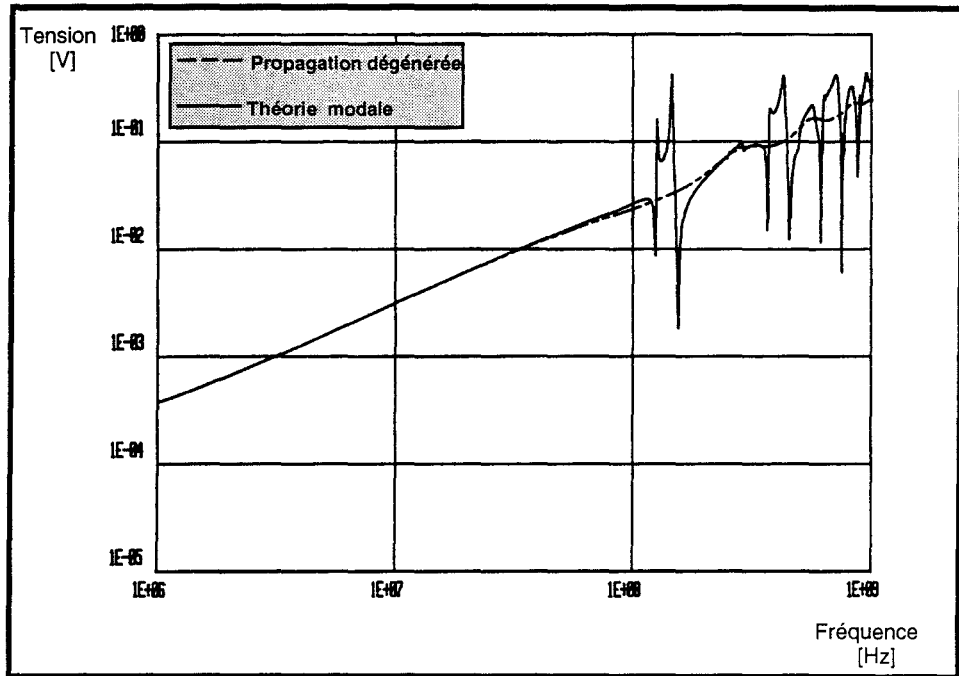


Planche (I-4)

Évolution des tensions induites calculées à l'extrémité $z=L$ du conducteur actif par le modèle à modes dégénérés et par le modèle à propagation multimodale

Aux ondulations de faible amplitude dues aux ondes stationnaires rencontrées sur les modes dégénérés se superposent des fluctuations de grande amplitude et très localisées sur le spectre. Nous avons tenté de réitérer la procédure précédente afin d'éliminer ces fluctuations mais aucune résistance connectée en extrémité ne semble pouvoir satisfaire cette condition. Ceci tient au fait que les fluctuations sont dues aux réflexions des différents modes qui se propagent sur la ligne multifilaire. Pour parvenir à réduire l'amplitude de ces fluctuations il faudrait connecter en extrémité un réseau d'impédance qui adapte les quatre modes générés sur ces lignes.

En effet, on sait que les modes sont caractérisés par une matrice impédance caractéristique $[z_c]$ qui est diagonale. Cette matrice impédance caractéristique peut être convertie dans la base naturelle au moyen de la transformation :

$$[Z_c] = [T_v][z_c][T_i]^{-1} \quad (\text{I-46})$$

$[Z_c]$ qu'on peut appeler improprement matrice impédance caractéristique est une matrice non diagonale. Pour adapter les quatre modes, il faut connecter à l'extrémité du multifilaire un réseau d'impédance dont la matrice serait tout à fait identique à $[Z_c]$. un tel réseau est représenté sur la figure (I-7). Le problème est donc de rechercher la combinaison d'impédances qui satisfasse cette condition d'adaptation.

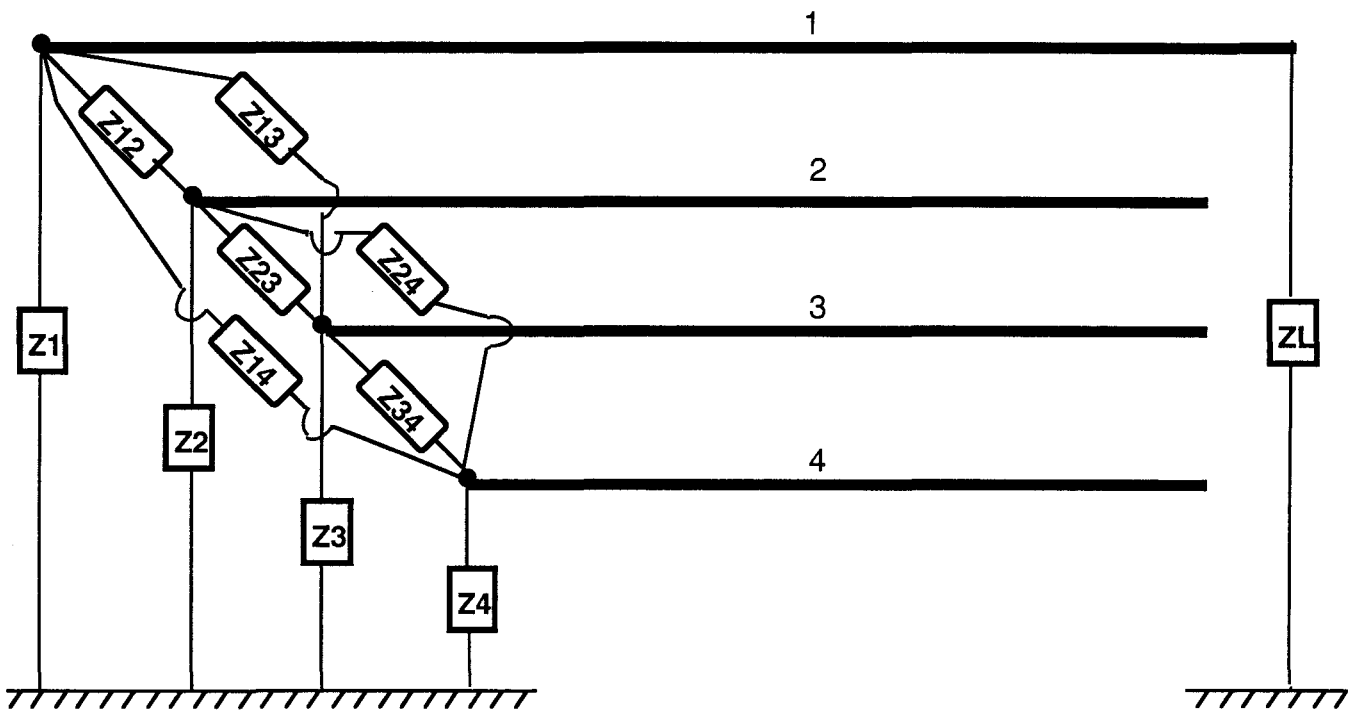


Figure (I-7)

$Z_{12}, Z_{13}, Z_{14}, Z_{23}, Z_{24}, Z_{34}$ sont les impédances connectées entre conducteurs alors que Z_1, Z_2, Z_3, Z_4 correspondent aux impédances connectées entre chaque conducteur et le blindage considéré comme référence locale.

Ce réseau sera connecté à l'extrémité du multifilaire opposé au récepteur. Le conducteur actif voit l'impédance d'entrée du récepteur alors que les autres éléments du toron sont ouverts à cette extrémité.

La matrice impédance caractéristique $[Z_C]$ convertie en base d'origine sera pour l'exemple B. L'évaluation des impédances du réseau à partir des coefficients de la matrice $[z_C]$ est donnée en Annexe I.

$$[Z_C] = \begin{bmatrix} 65,6 & 27,4 & 28 & 23,8 \\ 27,4 & 56,8 & 13 & 22 \\ 28 & 13 & 56,5 & 22,3 \\ 23,8 & 22 & 22,3 & 60 \end{bmatrix} \quad (I-47)$$

Les propriétés des réseaux électriques à N ports d'entrée nous permettent de déduire de $[Z_C]$ les valeurs des impédances du réseau connectées sur le multifilaire, soit:

$$\begin{aligned} Z_1 &= 271 \, \Omega & Z_2 &= 95 \, \Omega & Z_3 &= 95 \, \Omega & Z_4 &= 134 \, \Omega \\ Z_{12} &= 123 \, \Omega & Z_{13} &= 118 \, \Omega & Z_{14} &= 319 \, \Omega & Z_{23} &= 145 \, \Omega \\ Z_{24} &= 174 \, \Omega & Z_{34} &= 169 \, \Omega & & & & \end{aligned}$$

Pour ce système à quatre conducteurs, il faut connecter 10 résistances. Pour N conducteurs il faut donc $Nb = \sum_{i=1}^N i$ résistances.

Nous avons représenté sur la planche (I-5) l'évolution des tensions induites calculées à l'extrémité $z=L$ du conducteur actif; la courbe en traits pointillés est obtenue avec la configuration "idéale" alors que celle en trait plein correspond à la configuration où les trois conducteurs passifs sont en l'air et le conducteur actif est chargé par $Z_{01}=50 \, \Omega$ et $Z_{L1}=50 \, \Omega$.

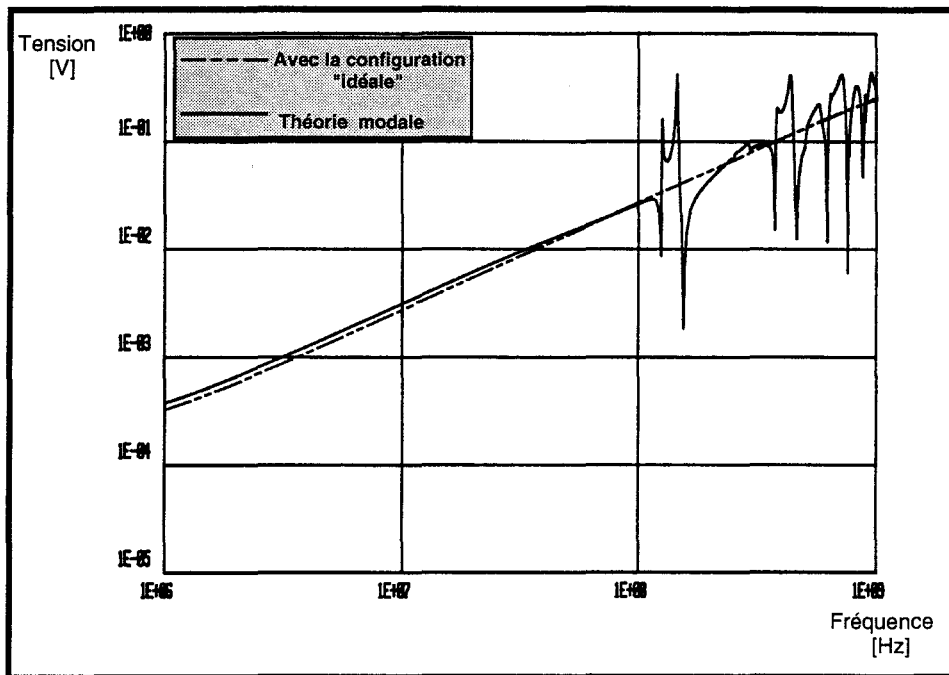


Planche (I-5)

Évolution des tensions induites à l'extrémité $z=L$ du conducteur actif par le modèle à propagation multimodale

On remarque un écart entre les deux caractéristiques. Cet écart est dû à la dissymétrie des charges du conducteur actif dans la configuration "idéale".

Dans cette configuration la charge en $z=0$ du conducteur sous test est représentée par l'impédance équivalente du réseau. Toutefois, le calcul de cette impédance équivalente s'avère très difficile lorsque le nombre de conducteurs intérieurs au blindage devient important.

Nous avons montré que cette solution a permis d'éliminer complètement les ondes stationnaires qui se manifestent sur l'échantillon. Cependant, elle devient extrêmement difficile à mettre en oeuvre en pratique surtout pour les multifilaires qui présentent des faisceaux à forte densité de conducteurs. C'est pourquoi nous allons rechercher d'autres solutions dans le chapitre qui suit.

Chapitre II

FAISABILITE EXPERIMENTALE DE LA MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT DES MULTIFILAIRES BLINDES

CHAPITRE II - FAISABILITE EXPERIMENTALE DE LA MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT DES MULTIFILAIRES BLINDES

INTRODUCTION.....	39
II-1- L'EFFICACITE DE BLINDAGE TRADUITE PAR L'IMPEDANCE DE TRANSFERT.....	40
II-2- PRINCIPES DE MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT.....	41
II-2-1- Mise en oeuvre de la mesure de l'impédance de transfert au moyen de la méthode du fil d'injection.....	41
II-2-2- Mise en oeuvre de la mesure de l'impédance de transfert au moyen de la méthode de la discontinuité de blindage.....	42
II-2-2-1- Présentation du banc de mesure.....	42
II-2-2-2- Exploitation du banc avec une perturbation harmonique.....	43
II-3- RESULTATS EXPERIMENTAUX OBTENUS SUR DES CABLES COAXIAUX ET MULTIFILAIRES BLINDES.....	45
II-3-1- Mesures du coefficient de transmission S12 des câbles coaxiaux et multifilaires par la méthode du fil d'injection.....	46
II-3-2- Mesures de l'impédance de transfert des câbles coaxiaux et multifilaires par la méthode de la discontinuité de blindage.....	49
II-4- RECHERCHE DU RESEAU D'ADAPTATION.....	53
II-5- INFLUENCE DES EXTENSIONS DE L'EPROUVETTE.....	56
II-5-1- Résultats de la simulation numérique.....	57
II-5-1-1- Banc à ligne d'injection.....	57
II-5-1-2- Banc à discontinuité de blindage.....	58

II-5-2- Vérification expérimentale des mesures appliquées au bifilaire blindé.....	59
II-5-2-1- Banc à ligne d'injection.....	59
II-5-2-2- Banc à discontinuité de blindage.....	60
II-5-3- Vérification expérimentale appliquée au toron multifilaire comprenant 7 conducteurs.....	60
II-5-3-1- Banc à ligne d'injection.....	60
II-5-3-2- Banc à discontinuité de blindage.....	60
II-5-4- Conclusion.....	65

INTRODUCTION

Ce chapitre sera consacré à l'expérimentation des deux méthodes de mesure d'impédance de transfert exposées précédemment.

Après avoir donné la notion d'impédance de transfert nous décrivons les principes de mesure utilisés par ces deux méthodes. Ensuite, nous comparerons les résultats de mesure obtenus sur des câbles coaxiaux et multifilaires. Nous verrons qu'aux fréquences élevées l'évolution fréquentielle des tensions induites sur le faisceau multifilaire sera entachée d'un grand nombre de fluctuations. Ces fluctuations peuvent être reliées aux phénomènes d'ondes stationnaires mis en évidence dans la modélisation précédente. Afin de minimiser l'effet des ondes stationnaires qui se manifestent sur l'échantillon nous allons appliquer la solution proposée au chapitre précédent, qui consiste à connecter un réseau d'impédances à l'extrémité opposée à la mesure de la tension. Enfin, nous verrons l'influence des extensions qui se trouvent de part et d'autre de la discontinuité de blindage. Les résultats théoriques et expérimentaux vont montrer que les fluctuations apparaissent à des fréquences plus élevées lorsque les longueurs des extensions diminuent.

II-1- L'EFFICACITE DE BLINDAGE TRADUITE PAR L'IMPEDANCE DE TRANSFERT [8]

La caractérisation de l'efficacité offerte par les blindages des câbles multifilaires consiste à mesurer leurs caractéristiques d'impédance de transfert. Il suffit pour cela d'injecter un courant perturbateur sur le blindage et de mesurer la tension parasite apparaissant à une extrémité entre la ligne de transmission et le blindage. Comme l'a montré la simulation du premier chapitre, la mesure de la tension parasite peut être effectuée soit par rapport à un seul conducteur en laissant les autres conducteurs en l'air, soit par rapport à un ensemble de conducteurs intérieurs au blindage court-circuités entre eux.

Si on suppose que la dimension longitudinale du câble est petite par rapport à la longueur d'onde du perturbateur et que la ligne de transmission est connectée sur deux impédances identiques, l'impédance de transfert peut s'exprimer par la relation suivante :

$$Z_t = \frac{2V_L}{I_p L} \quad (\text{II-1})$$

avec $L \ll \lambda$ et $Z_0 = Z_L$

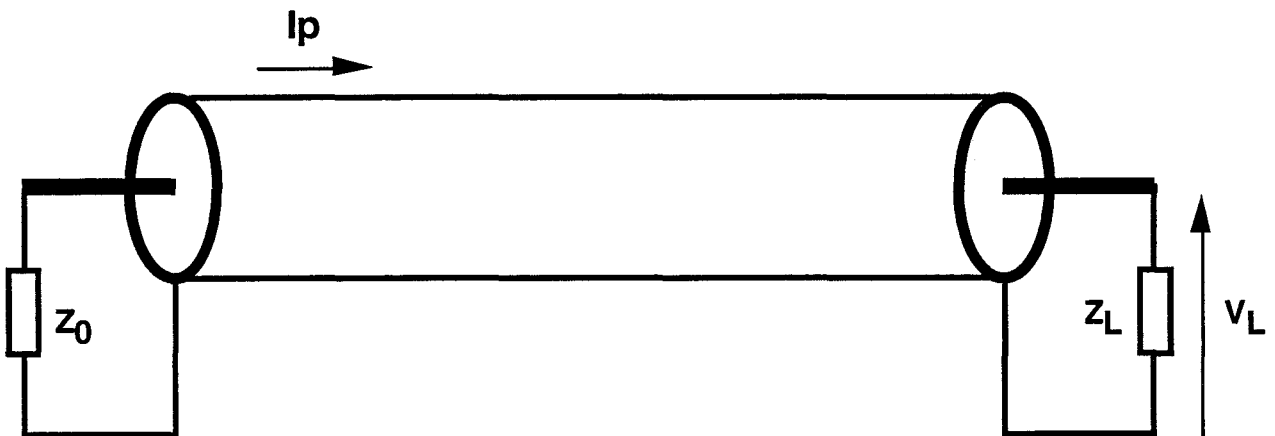


Figure (II-1)

Pour les câbles multifilaires à blindage tressé, l'impédance de transfert traduit la diffusion de la composante horizontale du champ électrique à travers le blindage et la pénétration du champ magnétique par les ouvertures de la tresse.

II-2- PRINCIPES DE MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT

[4],[16]

Dans ce chapitre, nous procéderons à des mesures sur les bancs décrits au premier chapitre :

- Banc à injection filaire.
- Banc à discontinuité de blindage.

Les techniques utilisées sur ces bancs permettent la mesure de Z_t de câbles coaxiaux sur une large bande de fréquences de quelques kHz jusqu'à 1 GHz. Dans ce chapitre on va appliquer ces techniques de mesure au cas de multifilaires blindés.

Avant d'aborder les problèmes particuliers posés par les câbles multifilaires blindés aux fréquences élevées ($f > 100$ MHz), nous allons préciser les principes de base de ces bancs de mesure, ensuite nous comparerons les résultats obtenus sur des échantillons de câble coaxial et multifilaire ayant la même structure de blindage, cette démarche facilitera la tâche d'interprétation.

II-2-1- Mise en oeuvre de la mesure de l'impédance de transfert au moyen de la méthode du fil d'injection.

Le schéma de principe est donné sur la figure (I-2) du chapitre I. Le principe de base de cette méthode de mesure est longuement décrit dans ce même chapitre.

Cette méthode consiste à faire circuler un courant I_{po} dans un conducteur filiforme placé contre la gaine isolante de la petite section ΔL du câble et à mesurer la tension de télédiaphonie V qui apparaît entre le conducteur sous test et le blindage. Dans le cas où les impédances d'extrémité du conducteur sous test sont identiques, l'impédance de transfert sera déduite par un simple rapport tension courant donné par la relation suivante :

$$Z_t = \frac{2.V}{I_{po. \Delta L}} \quad (II-2)$$

Dans laquelle

- * I_{po} représente l'amplitude du courant au point d'injection.
- * ΔL représente la longueur de la portion du câble à perturber.

Pour parvenir à 1 GHz sans être perturbé par les phénomènes de propagation, nous sommes contraints de choisir une longueur ΔL voisine de 10 cm.

L'avantage de cette méthode réside dans sa facilité de mise en oeuvre et dans la possibilité de scruter de façon continue un large spectre de fréquences allant de quelques kHz à 1 GHz.

En revanche, elle peut poser quelques problèmes de reproductibilité sur le fait que le courant circulant sur le blindage de la portion ΔL n'est pas uniformément réparti sur toute la circonférence du blindage comme c'est le cas pour le banc à structure triaxiale [4]. Elle présente donc une injection totalement dissymétrique surtout pour les câbles multifilaires dont le conducteur actif ne se trouve pas au centre du toron.

II-2-2- Mise en oeuvre de la mesure de l'impédance de transfert au moyen de la méthode de la discontinuité de blindage.

II-2-2-1- Présentation du banc de mesure

Le banc de mesure à cavité résonnante est décrit dans son ensemble au chapitre I.

L'enveloppe cylindrique E est court circuitée à une extrémité alors que l'autre extrémité est connectée à une source de perturbation H.F délivrant des signaux sinusoïdaux ou transitoires. Le câble multifilaire à tester est ici logé à l'intérieur de la partie centrale. Son blindage est recouvert sur la presque totalité de l'échantillon des masques M1 et M2 étanches aux perturbations E.M protégeant les extensions. La tension parasite mesurée à l'extrémité du câble est

due justement à cette portion ΔL de l'échantillon exposée au courant perturbateur.

L'extrémité du câble intérieure à M1 est connectée sur une impédance de charge Z_0 , alors que l'autre extrémité est reliée à un récepteur d'impédance d'entrée $50\ \Omega$ permettant de mesurer la tension parasite entre le ou les conducteurs sous test et le blindage considéré comme référence de potentiel. Le courant perturbateur à l'entrée de la cavité sera également évalué avec ce récepteur au moyen de la sonde de courant large bande.

Cette méthode présente certains avantages par rapport à la méthode du fil d'injection, notamment sur le fait que la cavité résonnante assure une fonction de blindage. Cela réduit de façon très intéressante le couplage E.M du banc avec son environnement. De plus, cette méthode assure la reproductibilité des résultats puisque le courant circulant sur le blindage est ici uniformément réparti sur toute la circonférence de la portion ΔL .

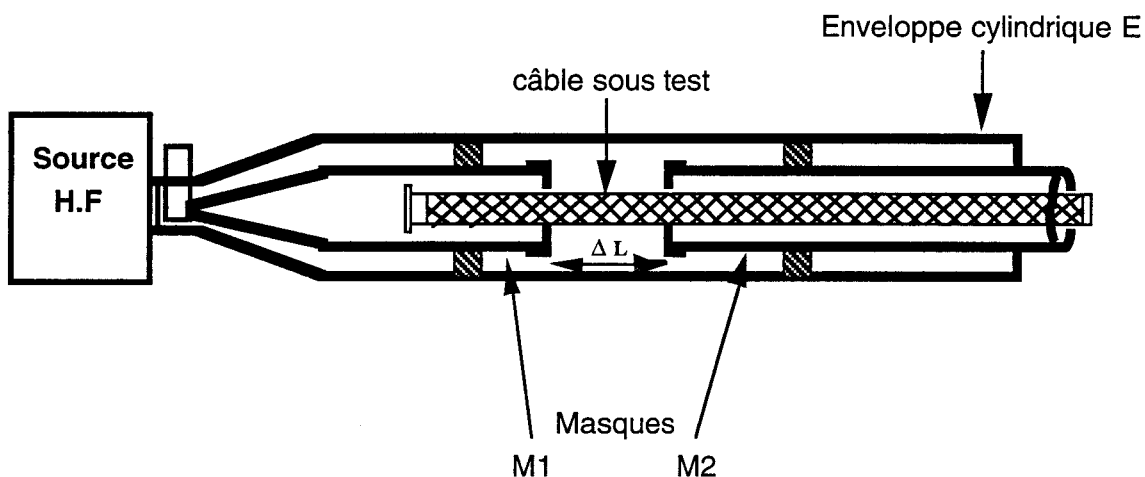


Figure (II-2)

II-2-2-2- Exploitation du banc avec une perturbation harmonique.

L'intérêt des signaux sinusoïdaux réside principalement dans la sensibilité obtenue grâce à la chaîne de réception très sélective.

Aux fréquences élevées la ligne perturbatrice formera une cavité résonnante de longueur $L=70$ cm. L'exploration du spectre se fera différemment aux fréquences basses et hautes. En effet, le premier mode de résonance de la cavité se produit lorsque le courant à l'origine du banc $I_{po}(0, f)$ passe par le premier minimum, soit pour une fréquence f_r telle que :

$$f_r = \frac{v}{4.L} \quad (\text{II-3})$$

avec $v=3.10^8$ m/s et L la longueur du banc de mesure

Dans notre cas, $L = 70$ cm, la première résonance du courant se situe donc vers 100 MHz.

- Pour des fréquences inférieures au premier mode de résonance de la cavité ($f < 100$ MHz), le courant est pratiquement constant sur toute la longueur de la discontinuité. Son amplitude est égale à celle du courant mesuré à l'entrée de la cavité. Dans le cas où les impédances de charge du conducteur sous test sont identiques, l'impédance de transfert sera déterminée par la relation suivante :

$$Z_t(f) = \frac{2 V_c(L, f)}{\Delta L \cdot I_{po}(0, f)} \quad (\text{II-4})$$

où ΔL : représente la longueur de la discontinuité de blindage.
 $I_{po}(0, f)$: représente l'amplitude du courant à l'entrée de la cavité.
 $V_c(L, f)$: représente la tension mesurée à l'extrémité $z=L$ (côté récepteur) du câble pour chaque fréquence.

- Pour des fréquences supérieures à 100 MHz, on recherche la corrélation liant les maximums de courant sur la discontinuité et les maximums de tension prélevés à l'extrémité du câble. Ceci veut dire que chaque maximum de tension correspond à un maximum de courant sur la discontinuité.

Les maximums de courant au milieu de la discontinuité se situent aux fréquences telles que :

$$f_k = \frac{k.c}{L} \quad (\text{II-5})$$

avec c : vitesse de la lumière ($3 \cdot 10^8$ m/s)
 L : Longueur du banc (70 cm)
 k : ordre du maximum

Dans la gamme de fréquences (100 MHz - 1 GHz) ces maximums se trouvent aux fréquences respectives de :

$$f_1 = 428 \text{ MHz} \quad f_2 = 856 \text{ MHz}$$

Si on choisit une discontinuité ΔL petite devant la longueur d'onde du perturbateur et dans le cas où le conducteur sous test est connecté sur deux impédances identiques, l'impédance de transfert sera déduite des maximums de tension $V_c(L, f_k)$ et des maximums de courant sur la discontinuité $I_p(L/2, f_k)$ par la relation :

$$Z_t(f_k) = \frac{2 \cdot V_c(L, f_k)}{\Delta L \cdot I_p(L/2, f_k)} \quad (\text{II-6})$$

Une bonne approximation du courant $I_p(L/2, f_k)$ au milieu de la discontinuité sera évaluée à partir du courant perturbateur mesuré à l'entrée de la cavité.

II-3- RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX OBTENUS SUR DES CÂBLES COAXIAUX ET MULTIFILAIRES BLINDÉS

Les premiers essais vont donc consister à expérimenter des câbles coaxiaux dont les caractéristiques de tension nous serviront de référence pour l'interprétation des résultats.

Dans cette expérience, nous avons choisi un câble coaxial connu sous l'appellation "RG213" ou "KX4" dont le blindage est une tresse à bon recouvrement. L'intérêt du choix de ce câble réside dans le fait qu'il a une impédance caractéristique $Z_c = 50 \Omega$ qui correspond à l'impédance d'entrée des récepteurs usuels.

L'échantillon multifilaire sera protégé par la même tresse, il comporte sept conducteurs torsadés. La structure transversale de ce câble appelé "Échantillon C" est représentée sur la figure (II-3).

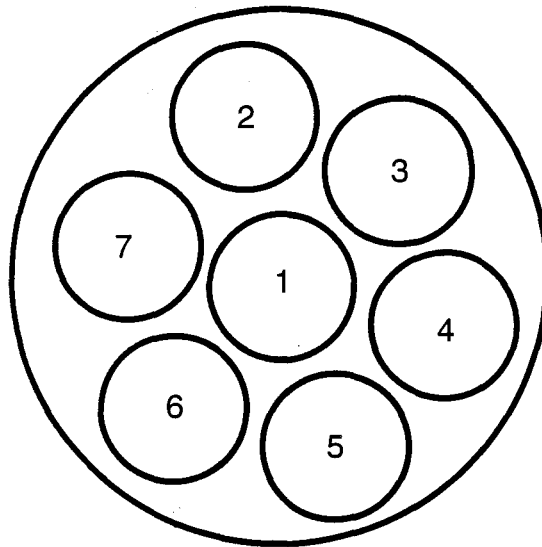


Figure (II-3)

II-3-1- Mesures du coefficient de transmission S12 des câbles coaxiaux et multifilaires par la méthode du fil d'injection.

Les mesures seront pratiquées à l'analyseur de réseau. Au lieu de représenter la tension en extrémité nous ferons figurer le paramètre S12 donné sur l'écran de l'appareil. Cette caractéristique est d'ailleurs l'homothétique de la caractéristique de tension.

Les principaux paramètres caractéristiques utilisés pour les deux câbles sont résumés ci-dessous :

- Les longueurs des extensions sont :
 - *pour le câble coaxial : $L_3=6$ cm et $L_4=37,5$ cm
 - *pour l'échantillon "C" : $L_3=10$ cm et $L_4=39,5$ cm
- La longueur de la discontinuité de blindage $\Delta L = 10$ cm.
- Les charges d'extrémité du conducteur sous test sont $Z_0 = Z_L = 50 \Omega$.
- Les six autres conducteurs sont ouverts aux extrémités du multifilaire. La mesure concernera le conducteur central n°1 du toron.

De manière à établir une meilleur comparaison entre les deux méthodes de mesure, nous avons choisi des extensions L3 et L4 identiques sur les deux bancs de mesure.

Les courbes représentées sur les planches (II-1) et (II-2) montrent l'évolution des coefficients de transmission S12 en fonction de la fréquence telle qu'elle est mesurée pour chaque échantillon. Ce paramètre est proportionnel à l'impédance de transfert. La courbe de la planche (II-1) est obtenue avec le câble coaxial tandis que la courbe de la planche (II-2) correspond au cas du multifilaire.

Aux fréquences inférieures à 100 MHz, on remarque que les deux courbes suivent un comportement tout à fait semblable avec la fréquence. Le conducteur central du multifilaire subit par conséquent le même couplage que le conducteur du coaxial.

Au-dessus de 100 MHz, des fluctuations se manifestent lorsqu'on observe la courbe du multifilaire. Nous verrons par la suite que ces fluctuations sont en relation étroite avec le phénomène de propagation étudié au précédent chapitre.

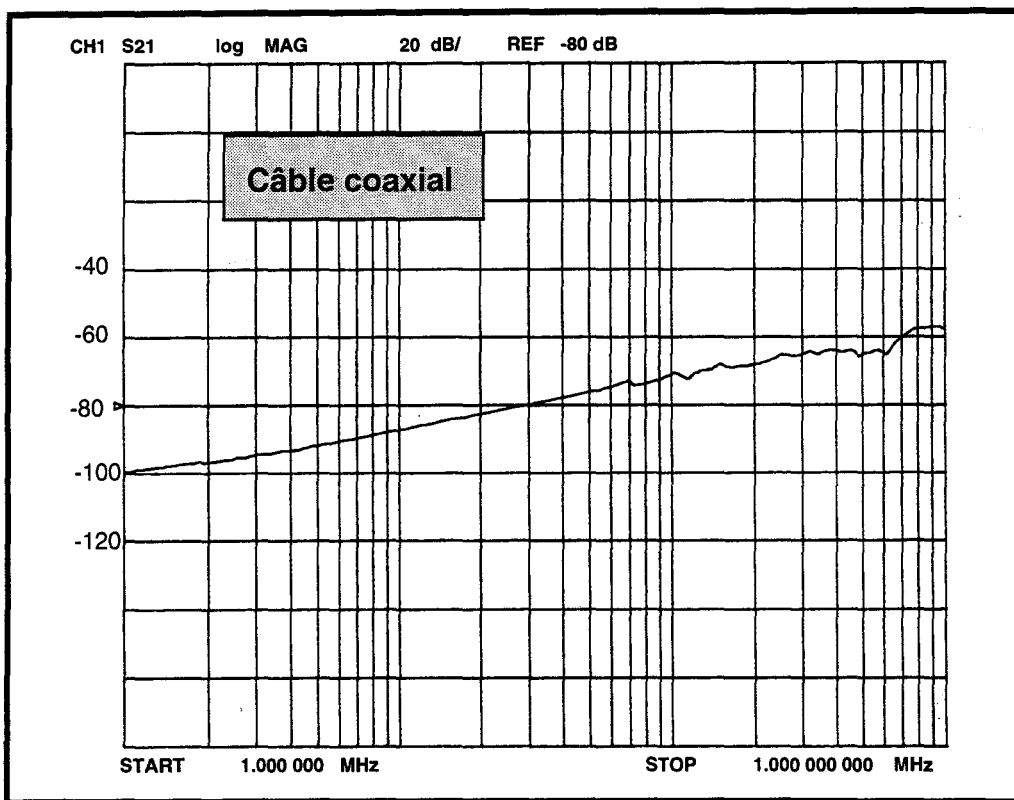


Planche (II-1)

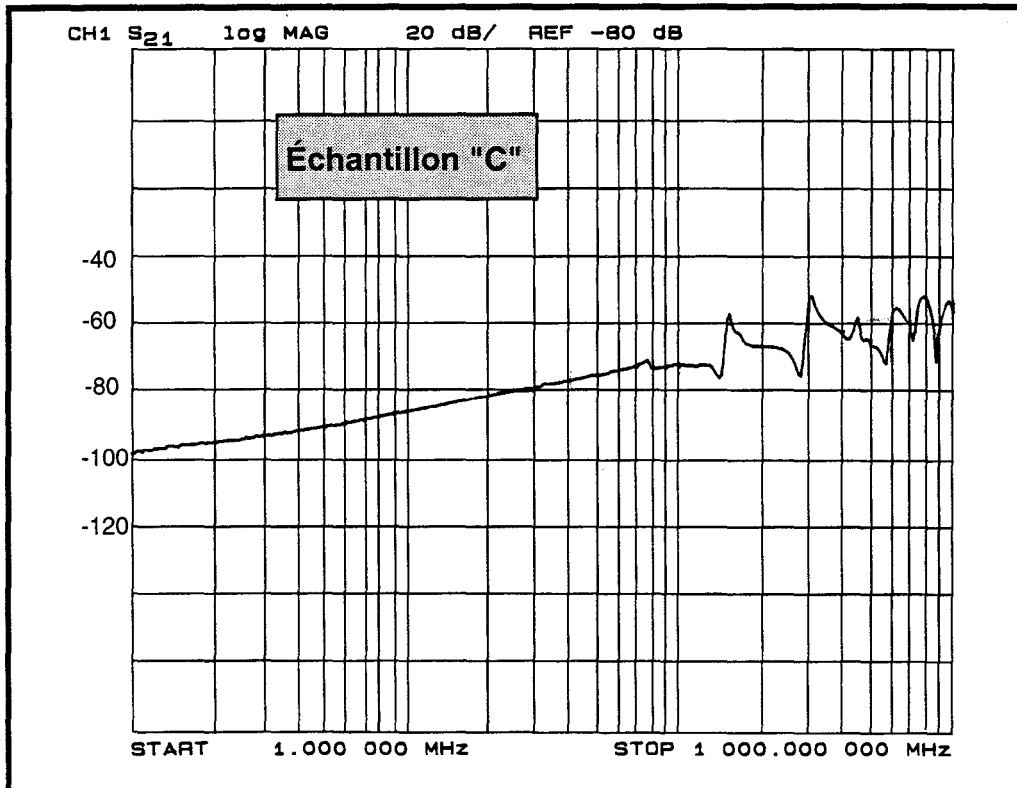


Planche (II-2)

II-3-2- Mesures de l'impédance de transfert des câbles coaxiaux et multifilaires par la méthode de la discontinuité de blindage.

Contrairement à l'expérience précédente, nous allons d'abord évaluer le courant perturbateur à l'entrée de la cavité et ensuite mesurer pour les deux câbles les tensions parasites induites à l'extrémité $z=L$ (côté récepteur).

La courbe de la planche (II-3) montre l'évolution du courant perturbateur $I_p(0,f)$ à l'entrée du banc en fonction de la fréquence. Au-dessus de 100 MHz, on observe les fluctuations propres de la cavité coaxiale perturbatrice.

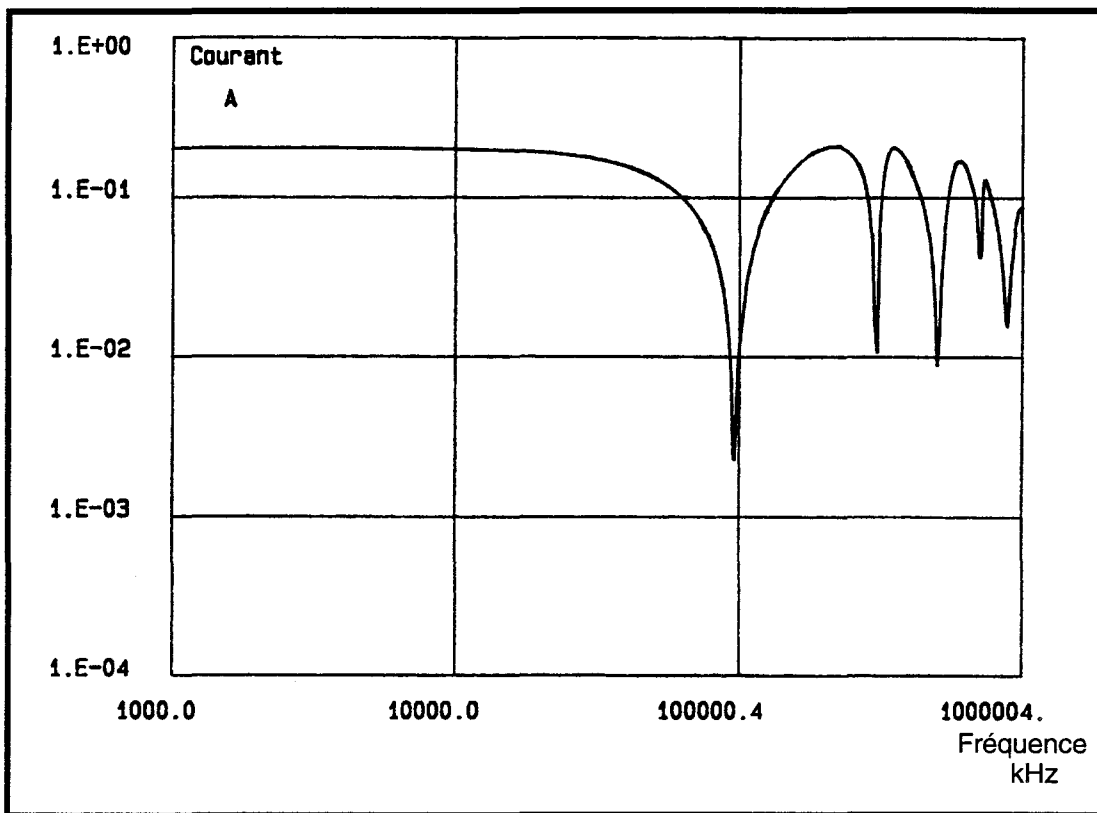


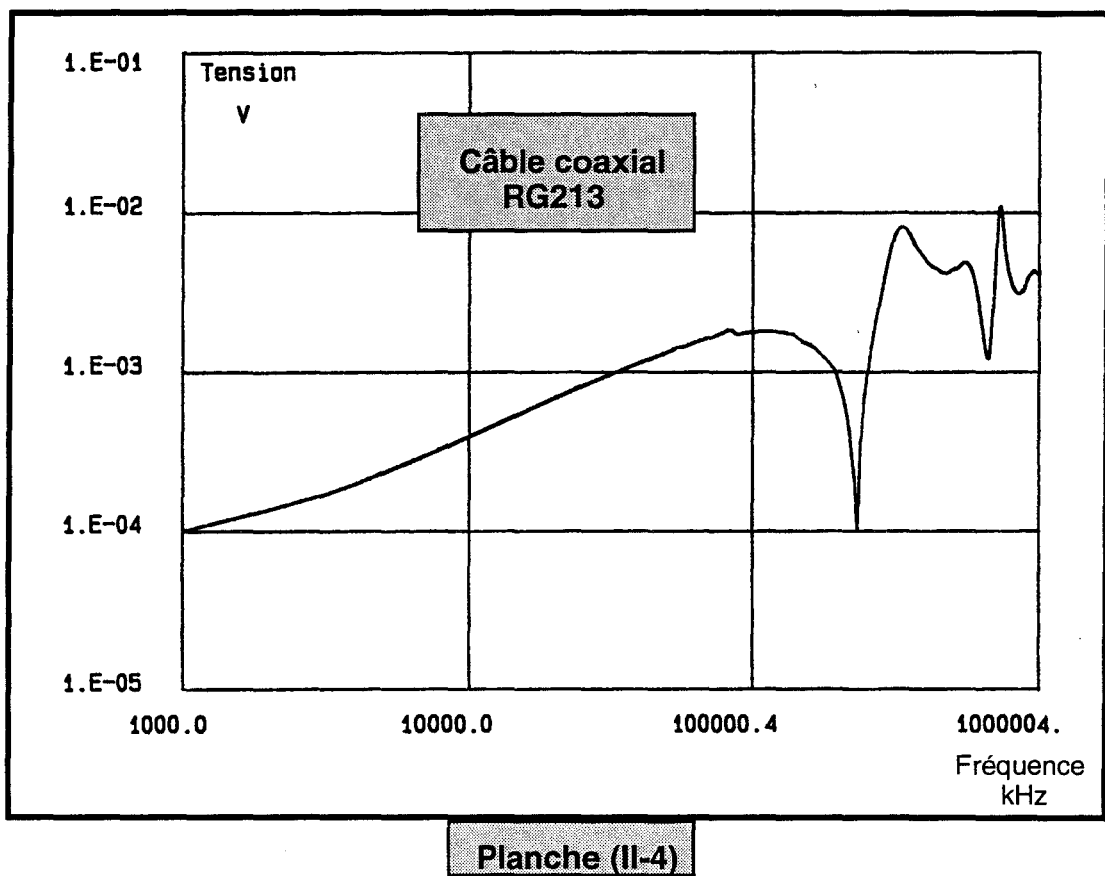
Planche (II-3)

Évolution du courant perturbateur $I_p(0,f)$ à l'entrée du banc en fonction de la fréquence

L'étude menée par L. KONE [4] dans sa thèse a montré que pour un câble de diamètre supérieur à 7 ou 9 mm, l'écart entre les maximums de courant $I_p(L/2)$ sur la discontinuité et les maximums de courant $I_p(0)$ à l'entrée de la cavité résonante n'est vraiment significatif qu'au-dessus de 1 GHz. C'est

pourquoi nous déduisons par la suite les caractéristiques d'impédance de transfert en utilisant le courant perturbateur à l'entrée de la cavité.

La courbe de la planche (II-4) montre comment évolue la tension de télédiaphonie induite à l'extrémité du câble coaxial adapté aux deux extrémités, la fréquence du perturbateur couvre la gamme (1 MHz - 1 GHz). Nous avons également porté sur la planche (II-5) l'évolution de la tension sur l'échantillon multifilaire.



Évolution de la tension induite à l'extrémité du câble coaxial adapté

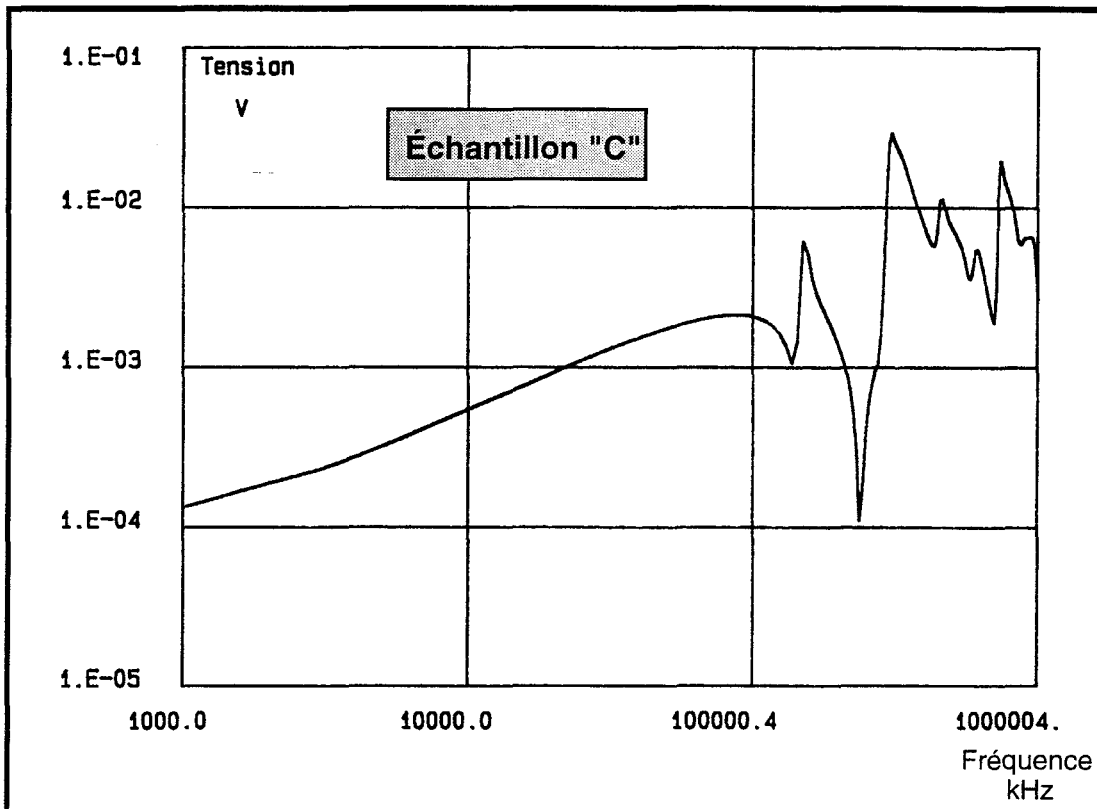


Planche (II-5)

Évolution de la tension induite à l'extrémité du câble multifilaire chargé aux deux extrémités sur 50Ω

Pour une interprétation plus facile des résultats, nous allons distinguer deux zones de fréquences délimitées par la première fréquence de résonance de la cavité ($f=100$ MHz).

- Au-dessous de 100 MHz, les caractéristiques de tension se superposent et elles sont exemptes de fluctuation.
- Au-dessus de 100 MHz, la courbe obtenue avec le câble coaxial présente des fluctuations qui doivent être reliées aux résonances propres de la cavité, alors que sur la courbe obtenue avec le câble multifilaire des fluctuations d'amplitude se superposent aux oscillations de résonance de la cavité. Ces fluctuations ont la même origine physique que celles observées avec l'expérience menée sur la ligne d'injection. Les fluctuations vont rendre la résolution des maximums assez difficile, en effet la théorie prévoit que ceux ci doivent se situer aux fréquences 420 MHz et 850 MHz.

Les caractéristiques de la planche (II-6) donnent l'évolution de l'impédance de transfert déduite de l'interpolation des maximums.

La courbe en trait plein est obtenue avec la caractéristique de tension induite à l'extrémité du câble coaxial alors que la courbe en pointillés correspond à celle induite à l'extrémité du câble multifilaire.

* Aux fréquences inférieures à 100 MHz, les deux caractéristiques d'impédance de transfert sont pratiquement identiques, ce qui semble logique puisqu'il s'agit du même blindage. Comme on l'a vu en simulation théorique du chapitre précédent les autres conducteurs du faisceau ne semblent pas influencer la mesure de l'impédance de transfert.

* En revanche, au-dessus de 100 MHz, seule la caractéristique d'impédance de transfert du câble coaxial a été déduite à l'aide de la relation (II-6).

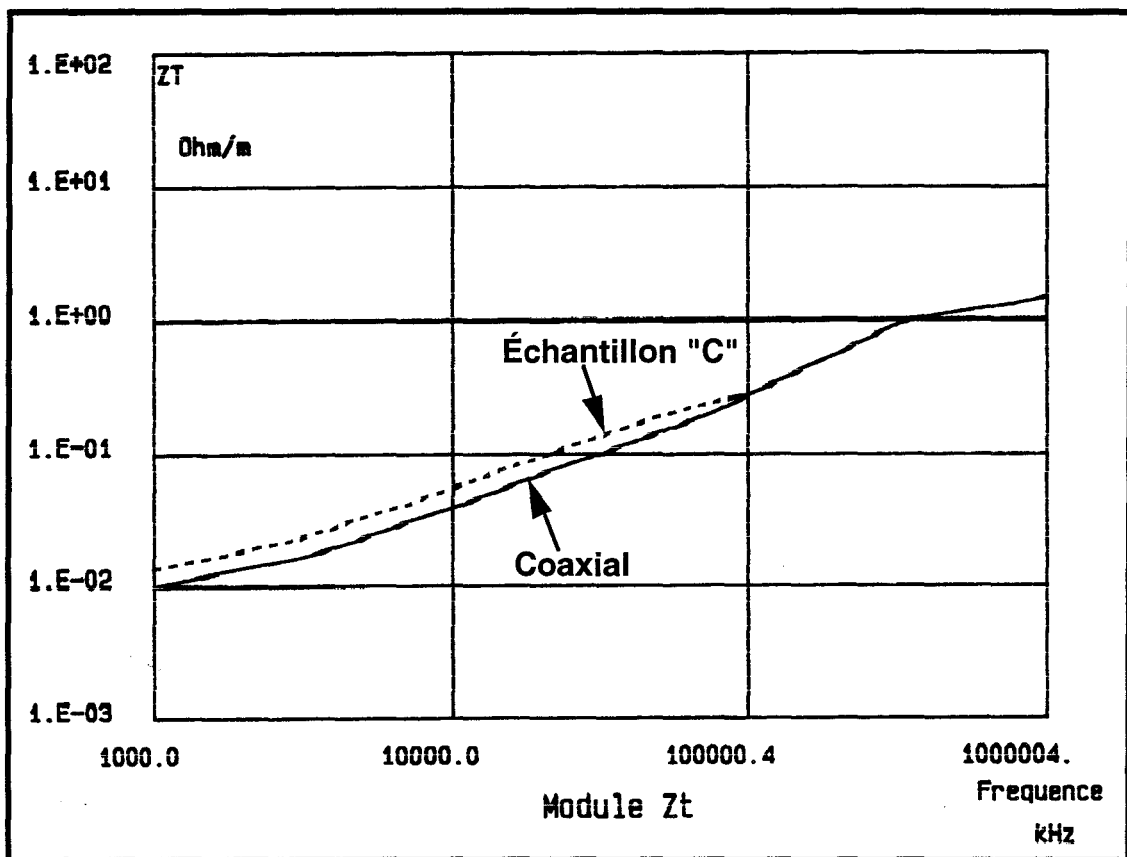


Planche (II-6)

Caractéristiques d'impédance de transfert obtenues sur un câble coaxial et un câble multifilaire protégés par la même tresse

II-4- RECHERCHE DU RESEAU D'ADAPTATION

Nous avons montré dans le chapitre précédent que pour éliminer complètement les ondes stationnaires créées par les charges du conducteur actif, il fallait connecter un réseau d'impédances sur l'extrémité opposée à la mesure de tension.

Cette solution risque de compliquer sérieusement le réseau lorsque le nombre de conducteurs devient important, notamment le choix des résistances et la mise en oeuvre pratique du procédé. C'est pour cette raison que nous avons réalisé une mesure sur le câble "Exemple B"(Chapitre I) ne comprenant que quatre conducteurs. Nous rappelons les valeurs des résistances calculées dans le premier chapitre :

$$\begin{array}{llll} Z1 = 271 \ \Omega & Z2 = 95 \ \Omega & Z3 = 95 \ \Omega & Z4=134 \ \Omega \\ Z12 = 123 \ \Omega & Z13 = 118 \ \Omega & Z14 = 319 \ \Omega & \\ Z23 = 145 \ \Omega & Z24 = 174 \ \Omega & Z34 = 169 \ \Omega & \end{array}$$

Afin d'assurer la connexion de ces différentes résistances aux conducteurs du faisceau, nous avons réalisé un circuit imprimé sur lequel figureront les 10 résistances nécessaires à l'adaptation du câble blindé "Exemple B". La géométrie circulaire du circuit imprimé est schématisée sur la figure (II-4). Le diamètre D du circuit est choisi de façon à ce qu'il s'ajuste à l'intérieur du masque du banc de mesure à discontinuité de blindage.

Cette solution permet de protéger l'ensemble du circuit imprimé des perturbations engendrées sur le banc.

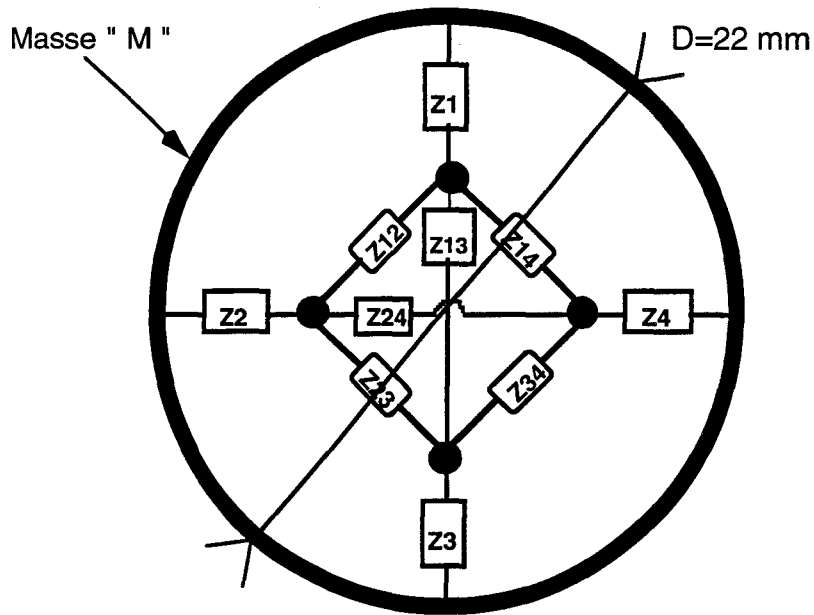


Figure (II-4)

Les jonctions des résistances seront soudées au conducteurs intérieurs au faisceau multifilaire. Le blindage est également soudé à la piste de masse M du circuit imprimé. On rappelle que dans cette configuration "idéale", les trois autres conducteurs sont laissés en l'air à l'extrémité opposée du réseau d'impédances, le conducteur actif est connecté à cette même extrémité à l'impédance d'entrée de la voie de réception de l'analyseur de réseau, c'est à dire $50\ \Omega$. Rappelons que la condition d'adaptation proposée a permis d'éliminer complètement les ondes stationnaires qui se manifestent sur le câble ainsi perturbé.

La caractéristique de la planche (II-7) représente l'évolution de la tension mesurée sur le conducteur actif. Il est à noter que l'amplitude maximale du courant perturbateur injecté est ici égale à 10 mA.

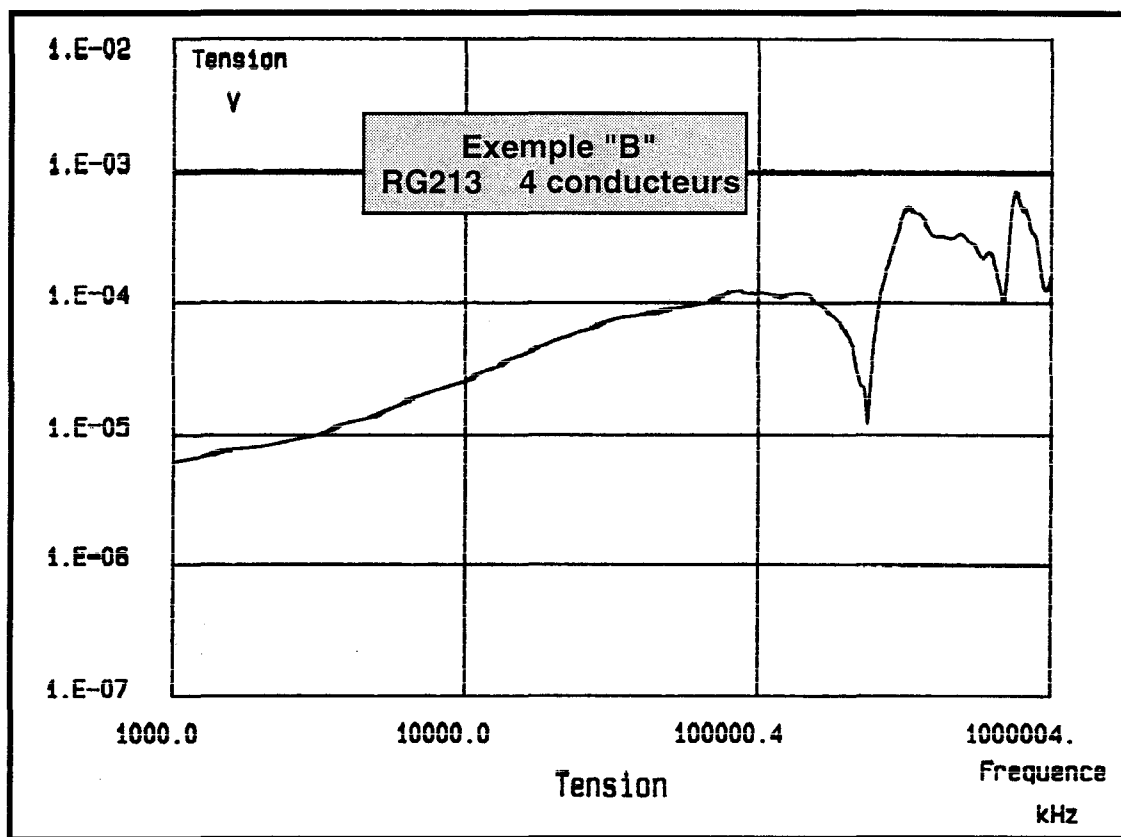


Planche (II-7)

Évolution de la tension induite mesurée sur le conducteur actif avec le réseau d'adaptation

On remarque aux fréquences basses que le niveau reçu est inférieur à celui obtenu avec le coaxial de référence (courbe rouge de la planche (II-4)) chargé aux deux extrémités sur 50Ω . Cet écart n'est pas surprenant puisque l'impédance de charge en $z=0$ du conducteur sous test ($Z_0=65 \Omega$) et l'impédance d'entrée du récepteur ($Z_L=50 \Omega$) ne forment plus un diviseur symétrique. On rappelle que cette impédance de charge est ici égale à l'impédance équivalente du réseau d'impédances vue à l'extrémité du conducteur actif.

Une correction d'amplitude devra être pratiquée si on souhaite tirer de cette courbe l'impédance de transfert du câble. Il faudra donc augmenter l'amplitude de la tension d'un facteur 1,16.

La caractéristique d'impédance de transfert obtenue entre (1MHz - 1GHz) est représentée sur la planche (II-8).

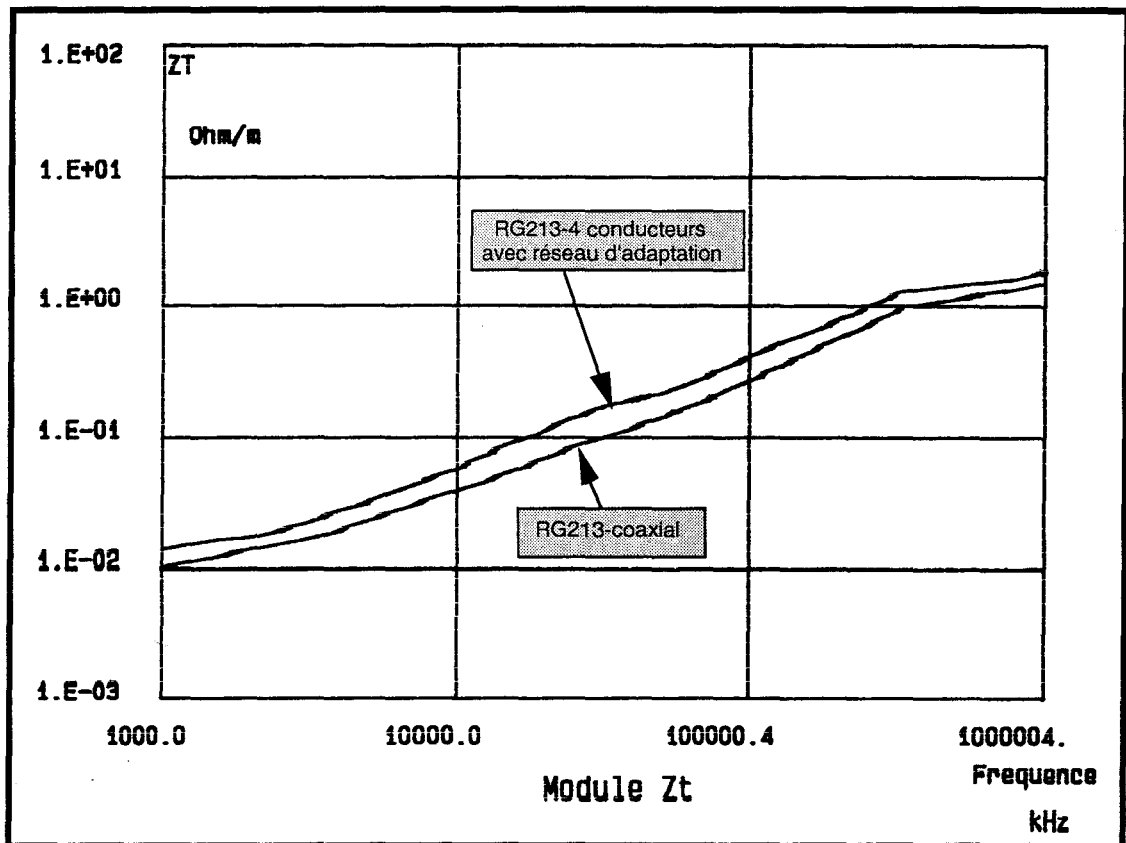


Planche (II-8)

Caractéristiques d'impédance de transfert obtenues sur un câble coaxial et un câble quadrifilaire protégés par la même tresse "RG213"

II-5- INFLUENCE DES EXTENSIONS DE L'ÉPROUVETTE [13]

Afin d'apprécier l'influence des extensions L3 et L4 de part et d'autre de la discontinuité et pour reconnaître plus facilement les phénomènes nous nous limiterons à un bifilaire protégé par une tresse identique aux échantillons utilisés précédemment.

Une mesure faite au pont donne pour les matrices inductance [L] et capacité [C] du bifilaire les valeurs :

$$[L] = \begin{bmatrix} 442 & 140 \\ 140 & 434 \end{bmatrix} \text{ nH/m}$$

$$[C] = \begin{bmatrix} 77,8 & -28,5 \\ -28,5 & 77,1 \end{bmatrix} \text{ pF/m}$$

Les courbes reproduites sur les planches (II-2) et (II-5) ont bien confirmé que pour se rapprocher de la réalité physique, il faut tenir compte de la propagation multimodale lors de la modélisation.

La diagonalisation du produit des matrices inductance et capacité donne pour vitesses de propagation des deux modes :

$$v_1 = 1,77 \cdot 10^8 \text{ m/s} \quad v_2 = 1,88 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

II-5-1- Résultats de la simulation numérique

La dimension des extensions choisies pour la simulation de ces mesures sont respectivement :

1^{ère} simulation : $L_3=10 \text{ cm}$ $L_4=40 \text{ cm}$

2^{ème} simulation : $L_3=1,5 \text{ cm}$ $L_4=2 \text{ cm}$

La dimension de la discontinuité sera $\Delta L = 10 \text{ cm}$ aussi bien pour la méthode de ligne d'injection que pour la technique à discontinuité de blindage.

Dans les deux cas, les charges aux extrémités du conducteur sous test sont $Z_0=Z_L=50 \Omega$, le conducteur passif est ouvert aux deux extrémités.

Sur les courbes proposées figureront sur la même planche une courbe en trait plein obtenue avec la première condition et une courbe en pointillés correspondant à la deuxième condition.

II-5-1-1- Banc à ligne d'injection

Nous avons représenté sur la planche (II-9) l'évolution des tensions parasites induites à l'extrémité $z=L$ du conducteur actif pour les deux conditions d'extension.

On remarque que dans les basses fréquences ($f < 100 \text{ MHz}$) les deux courbes se superposent. Ceci montre que la réduction des extensions ne semble pas influencer l'amplitude de la tension induite.

On remarque également que les fluctuations apparaissent à des fréquences plus élevées lorsque les longueurs L_3 et L_4 diminuent. Ceci montre que ces phénomènes sont étroitement liés aux ondes stationnaires qui se manifestent sur

l'échantillon. En effet, quand on réduit les extensions L3 et L4, on intervient sur la fréquence la plus basse pour laquelle se produiront les ondes stationnaires dues aux réflexions modales. Pour les deux conditions d'extension choisies, cette fréquence se situe respectivement à 200 MHz et 600 MHz.

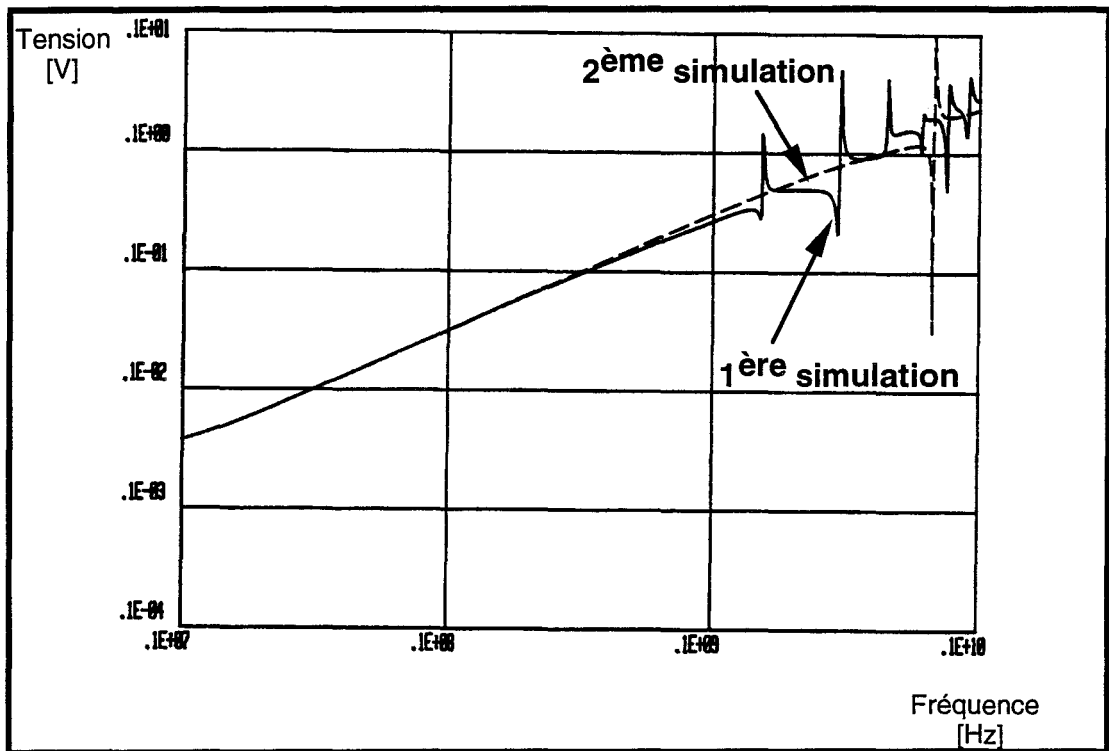


Planche (II-9)

Simulation théorique montrant l'influence des extensions de l'éprouvette

II-5-1-2- Banc à discontinuité de blindage

Les courbes de la planche (II-10) montrent l'évolution des tensions induites à l'extrémité $z=L$ du conducteur sous test pour les deux conditions.

Les mêmes phénomènes observés lors de la modélisation de la méthode du fil d'injection sont reproduits sur ces courbes, à savoir l'apparition à fréquence plus élevée des fluctuations d'amplitude lorsqu'on réduit les extensions.

Les conclusions sont donc tout à fait identiques à celles proposées pour la ligne d'injection.

Pour mettre en oeuvre la mesure d'impédance de transfert aux fréquences élevées il faudra donc réduire la dimension des extensions. On pense qu'une réduction minimale à 2 cm est réaliste sur le plan technologique.

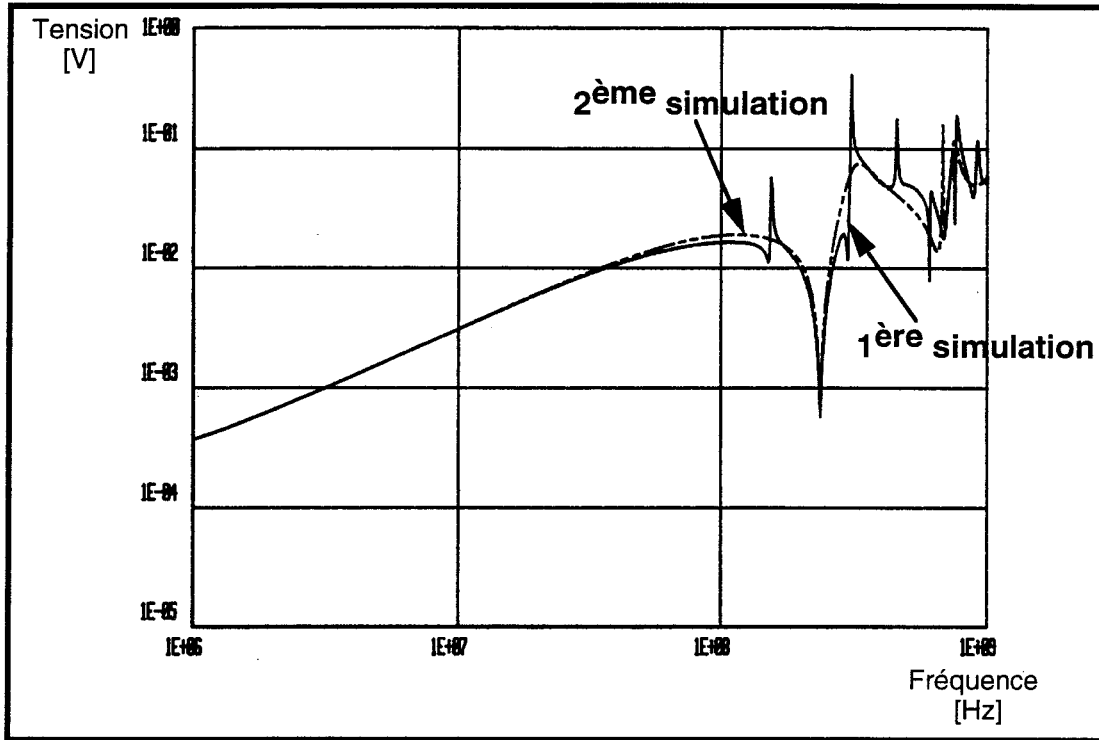


Planche (II-10)

Simulation théorique montrant l'influence des extensions de l'éprouvette

II-5-2-Vérification expérimentale des mesures appliquées au bifilaire blindé

Les mesures ont été effectuées sur le câble bifilaire "RG213-BIFI". Nous allons reproduire sur cet échantillon des mesures correspondant aux conditions appliquées lors de la précédente simulation.

II-5-2-1- Banc à ligne d'injection

les caractéristiques de tension sont représentées sur la planche (II-11). L'allure générale des caractéristiques confirme donc bien les conclusions de la simulation. Si on réduit la dimension des extensions à 2 cm, l'apparition des fluctuations se fait vers 570 MHz, fréquence qui peut être considérée comme la

frontière technologique de cette méthode de mesure appliquée aux multifilaires blindés.

II-5-2-2- Banc à discontinuité de blindage.

Les caractéristiques de la planche (II-12) montrent que la réduction de la dimension produit également sur cette seconde méthode de mesure une fréquence maximale voisine de 500 MHz. On notera que la liaison entre l'extension de l'éprouvette sous test et le récepteur se fera par un tronçon de câble coaxial dont l'impédance caractéristique correspond à l'impédance d'entrée de 50 Ω du récepteur.

II-5-3- Vérification expérimentale appliquée au toron multifilaire comprenant 7 conducteurs

Les conditions des expériences précédentes sont cette fois appliquées à un toron blindé comprenant sept conducteurs "Échantillon C". La structure de la tresse est la même que celle du bifilaire, ce qui facilitera la tâche d'interprétation.

II-5-3-1- Banc à ligne d'injection

Nous avons représenté sur la planche (II-13) l'évolution des coefficients S21 obtenus pour les deux conditions d'extension utilisées.

Comme le laisse prévoir un raisonnement intuitif, le nombre de conducteurs ne modifie pas la fréquence maximale qu'on puisse atteindre.

On observe une plus grande densité de fluctuations, ce qui semble logique aux regards des sept modes impliqués dans la propagation.

II-5-3-2- Banc à discontinuité de blindage

Les courbes de tension obtenues pour les deux conditions sont données sur la planche (II-14). La courbe en rouge est obtenue avec la première condition tandis que celle en bleu correspond à la deuxième condition.

On remarque que les mêmes phénomènes observés sur les résultats du banc à ligne d'injection sont ici reproduits. Pour les minimums de longueurs L3 et L4 choisies ce banc de mesure nous a permis d'obtenir une allure correcte de la tension parasite d'un câble comportant un nombre élevé de conducteurs jusqu'à peu près 500 MHz.

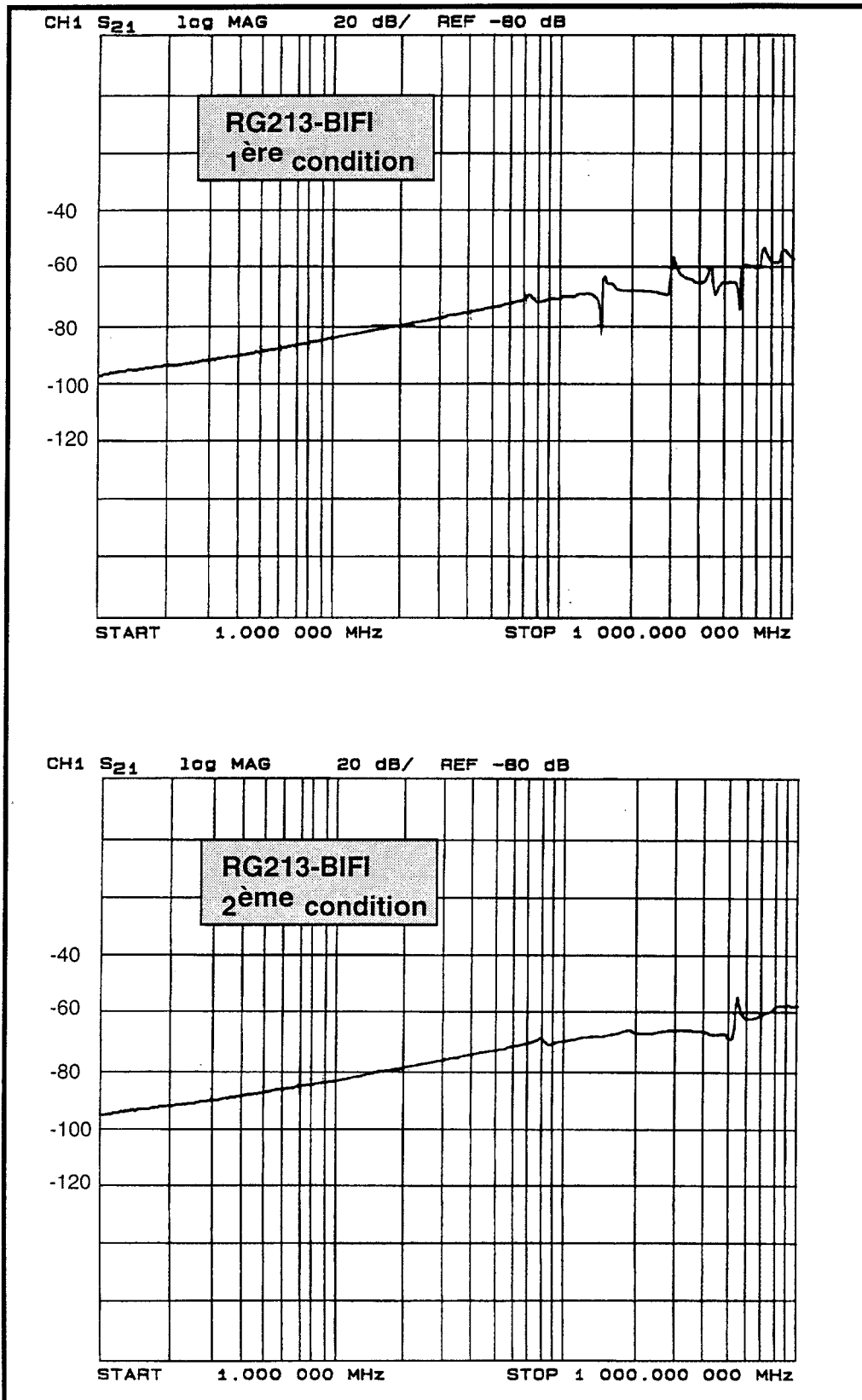


Planche (II-11)

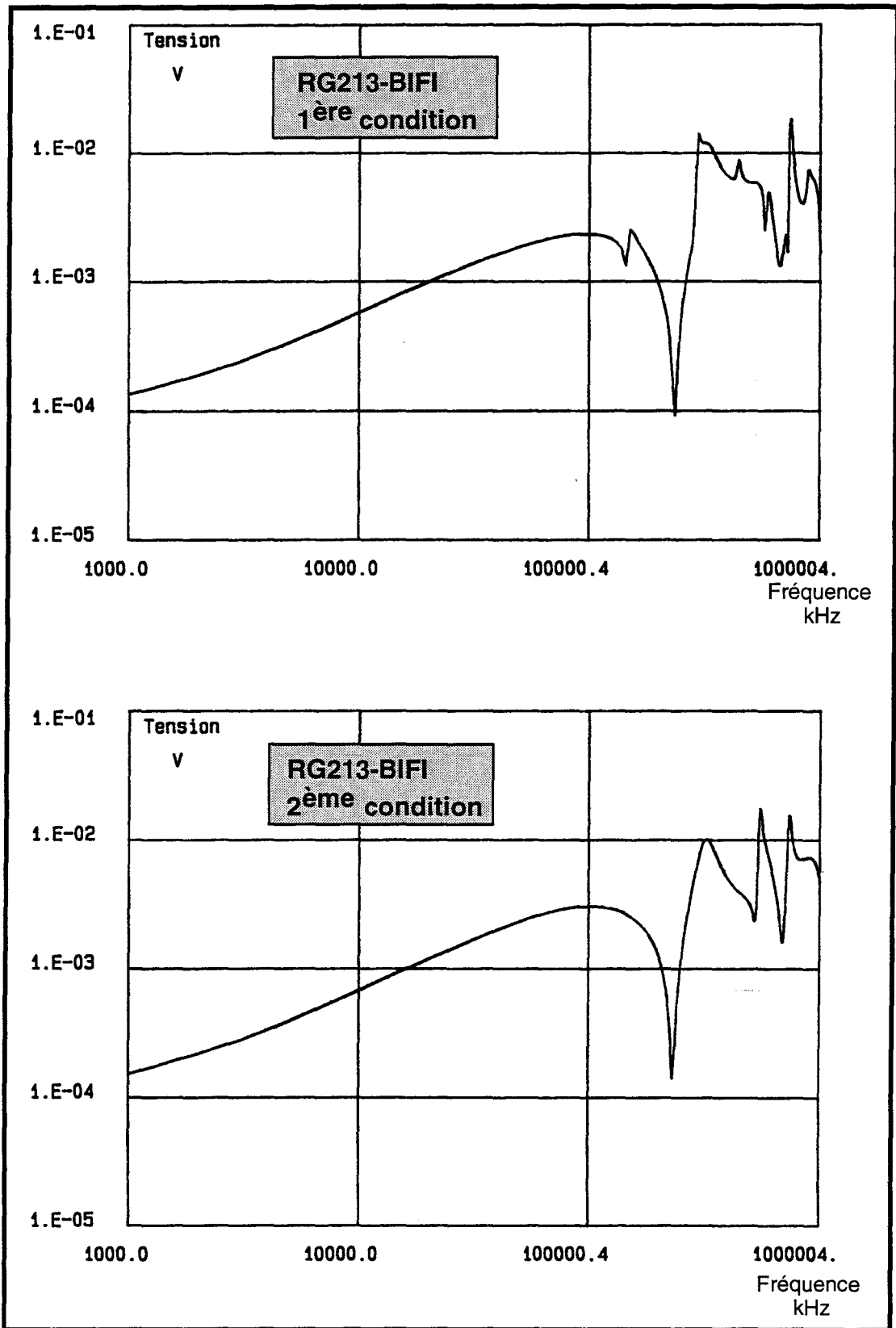


Planche (II-12)

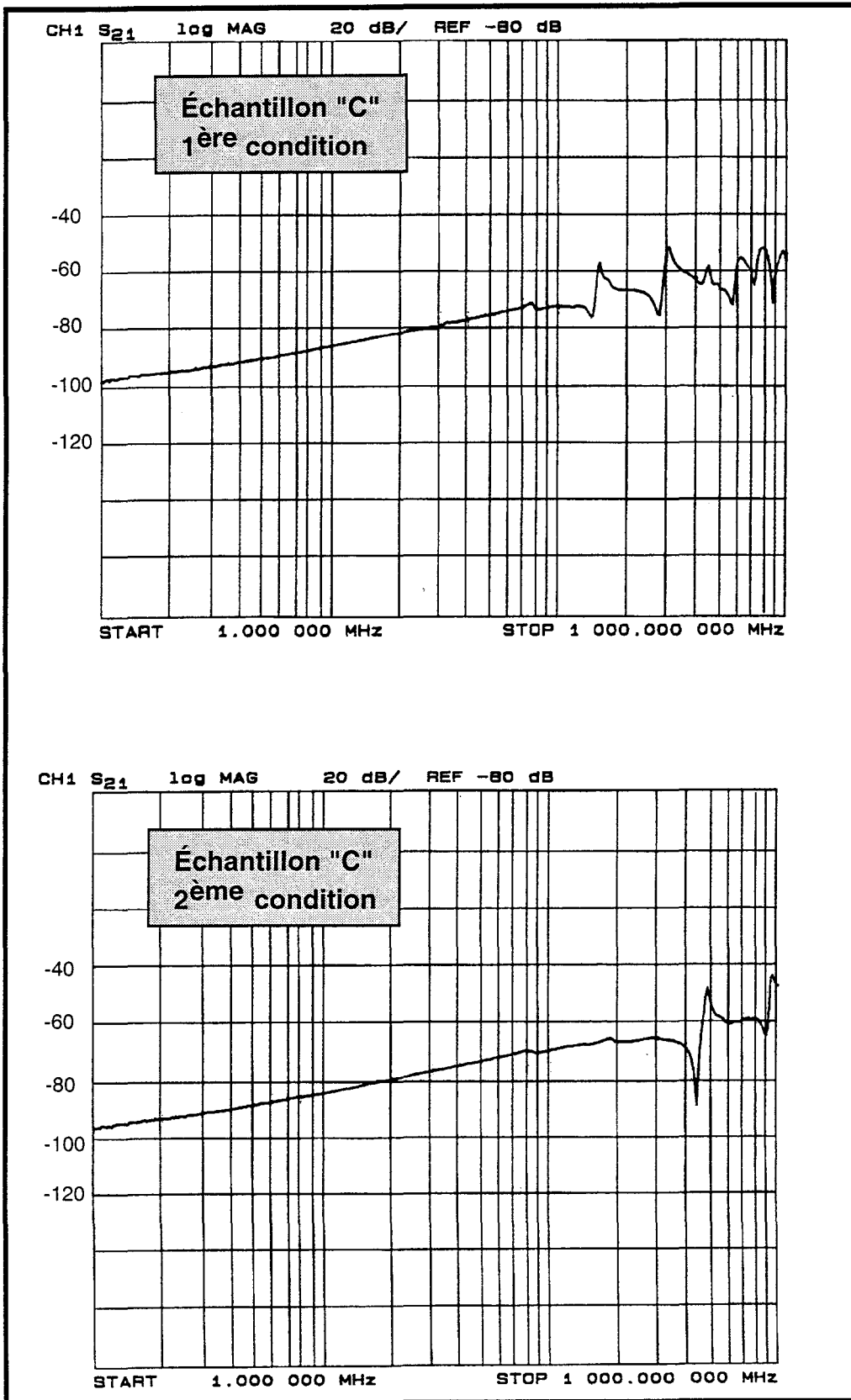


Planche (II-13)



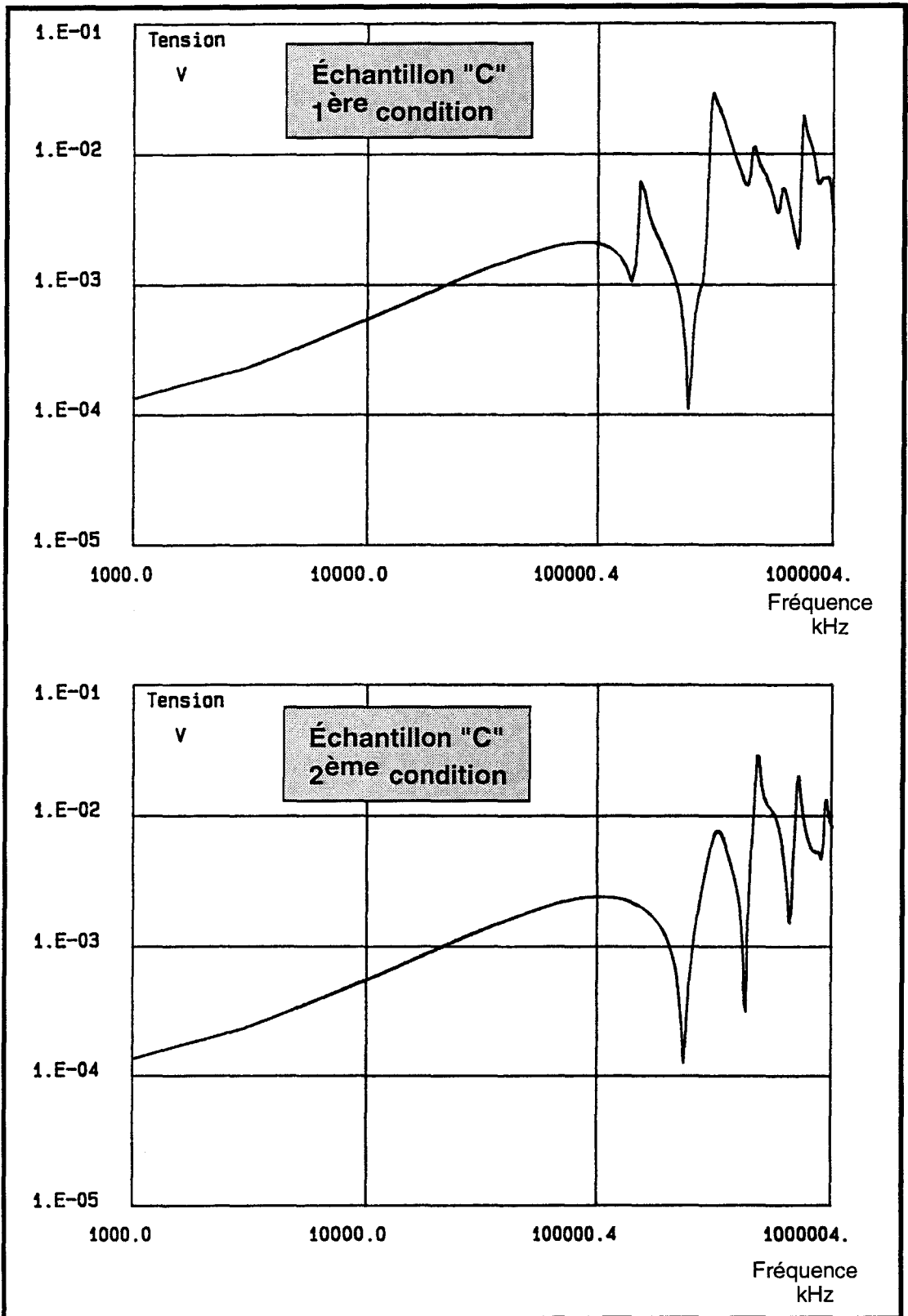


Planche (II-14)

II-5-3- Conclusion

L'étude a montré que dans le cas où le conducteur sous test n'est pas chargé par son impédance caractéristique, ce qui est souvent le cas, les extensions qui se trouvent de part et d'autre de la discontinuité de blindage jouent un rôle important sur l'évolution de la tension parasite des multifilaires blindés.

La possibilité donnée par les techniques de mesures utilisant la ligne d'injection ou le banc à discontinuité de blindage de réduire ces extensions nous a permis de minimiser l'influence des ondes stationnaires qui se manifestent sur l'échantillon. Dans le cas de la configuration où un seul conducteur est actif et les autres en l'air, nous sommes par cette technique d'extension parvenus à obtenir des caractéristiques de tension homothétiques de la caractéristique d'impédance de transfert jusqu'à des fréquences voisines de 500 MHz.

Pour repousser cette fréquence limite vers 1 GHz, une solution possible consisterait à connecter à chaque extrémité les conducteurs ensemble de façon à faire une structure coaxiale. On mesure dans ce cas le "Mode commun global", seulement nous verrons au prochain paragraphe que cette solution peut amener à certaines dispersions dans les caractéristiques.

Chapitre III

ETUDE DE L'OPTIMISATION DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT DES TRESSES PROTEGEANT DES FAISCEAUX MULTIFILAIRES

CHAPITRE III -ETUDE DE L'OPTIMISATION DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT DES TRESSES PROTEGEANT DES FAISCEAUX MULTIFILAIRES

INTRODUCTION.....	66
III-1- PHENOMENOLOGIE DES COUPLAGES ELECTROMAGNETIQUES A TRAVERS LES TRESSES.....	67
III-1-1- Le phénomène de diffusion.....	67
III-1-2- Le phénomène de diffraction.....	68
III-1-3- Le phénomène d'induction.....	69
III-1-4- Recherche de modèles d'impédance de transfert liés aux paramètres géométriques de la tresse.....	71
III-2- ETUDE DES COUPLAGES ELECTROMAGNETIQUES RENCONTRES SUR LES MULTIFILAIRES A BLINDAGES TRESSES.....	72
III-2-1- Réponses des câbles multifilaires à blindages tressés soumis à un courant perturbateur de nature transitoire (impulsion trapézoïdale).....	72
III-2-1-1- Principe de la méthode de mesure utilisant des courants perturbateurs transitoires.....	72
III-2-1-2- Comparaison du modèle canonique avec les mesures effectuées sur les multifilaires à blindages tressés.....	75
III-2-2- Expérimentation utilisant les signaux harmoniques.....	80
III-2-3- Confrontation des résultats expérimentaux en fonction des conditions de charge imposées aux conducteurs du faisceau multifilaire.....	83
III-3- FAISABILITE DE L'OPTIMISATION DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT DE LA TRESSE RECOUVRANT DES FAISCEAUX MULTIFILAIRES.....	85
III-3-1- Problèmes liés à la recherche de la nature des couplages électromagnétiques à travers les tresses optimisées et à recouvrement optique réduit.....	85
III-3-1-1- Comparaison des résultats obtenus sur un coaxial et un multifilaire.....	85

III-3-1-1-a- Description des échantillons.....	85
III-3-1-1-b- Réponse à un courant perturbateur impulsionnel.....	86
III-3-1-2- Influence des conditions de charge appliquées aux extrémités des conducteurs du faisceau multifilaire à recouvrement optique réduit.....	88
III-3-2- Recherche de conditions approximatives d'optimisation des tresses de câbles multifilaires.....	96

INTRODUCTION

Les travaux menés par DEMOULIN [22] en 1981 et par d'autres auteurs [27],[28],[29] ont montré qu'on peut améliorer l'efficacité de blindage des tresses en recherchant un compromis entre l'angle de tresse et le recouvrement optique de celle-ci. L'idée est d'exploiter l'opposition de phase qui se manifeste entre les couplages par induction, fuites magnétiques et diffraction. La reconnaissance de ces phénomènes sera plus facile si on utilise des mesures appliquées au domaine temporel puisqu'on aura accès à la phase, paramètre qui joue énormément dans la présente application.

Les travaux de recherche sur l'optimisation de tresse entrepris jusqu'alors ne concernaient que les coaxiaux. Dans notre thèse nous avons entrepris et discuté la faisabilité de cette optimisation lorsqu'il s'agit de multifilaires blindés.

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord rappeler brièvement les phénomènes de couplage exercés par les tresses des coaxiaux. A travers l'acquis obtenu par les équipes de recherche ayant travaillé sur ce sujet, nous verrons à partir de résultats d'expérience et de modèles simples l'influence des principaux paramètres qui peuvent modifier l'impédance de transfert d'une tresse. Nous pourrons ensuite vérifier sur les multifilaires l'existence de ces mêmes phénomènes de couplage en fonction des paramètres géométriques de la tresse cités plus haut. Enfin, nous verrons les problèmes rencontrés à la recherche de la nature des couplages à travers les tresses optimisées et à faible recouvrement optique. Nous verrons également à partir de quelques faits d'expériences que les conditions de charge des multifilaires ne sont pas sans effet sur l'efficacité de blindage du faisceau. La dernière partie de ce paragraphe consistera à rechercher des structures optimisées à l'aide d'une procédure numérique. Un cahier des charges indiquant les options à suivre pour s'approcher de ce but sera proposé.

III-1-LA PHENOMENOLOGIE DES COUPLAGES ELECTROMAGNETIQUES A TRAVERS LES TRESSES

De nombreuses expériences pratiquées sur les blindages tressés des câbles coaxiaux ont montré d'une part que l'impédance de transfert d'une tresse est le résultat de la contribution de trois phénomènes principaux de couplage électromagnétique qui sont la diffusion, la diffraction et l'induction, et d'autre part que l'existence de chaque mécanisme de couplage dépend étroitement de l'angle de tresse et du recouvrement optique de celle-ci.

Avant d'aborder les différents types de couplage intervenant sur les tresses des multifilaires nous allons rappeler brièvement l'origine de chacun de ces phénomènes, ainsi que les lois qui permettent de les simuler. Ensuite, nous récapitulerons les phénomènes qui s'avèrent dominants en fonction de l'angle de tressage. Il est à noter que seuls les blindages tressés ayant un taux de recouvrement optique supérieur à 80% seront abordés. Ce paragraphe concernera les câbles coaxiaux.

III-1-1- Le phénomène de diffusion [20],[21],[22]

Le mécanisme de couplage par diffusion se manifeste par la pénétration à travers l'épaisseur du blindage de la composante de champ électrique longitudinal. Le modèle d'impédance de transfert déduit de la théorie de SHELKUNOFF peut se traduire par l'expression simplifiée:

$$Z_{td} = \frac{4}{\pi d^2 N_c N_f \sigma \cos(\psi)} \frac{(1+j) \frac{d}{\delta}}{\text{sh}(1+j) \frac{d}{\delta}} \quad (\text{III-1})$$

- Relation dans laquelle:
- ψ représente l'angle de tressage qui caractérise l'inclinaison des fuseaux par rapport à l'axe du câble.
 - N_f est le nombre de fuseaux
 - N_c est le nombre de conducteurs par fuseau.
 - d est le diamètre d'un conducteur élémentaire
 - δ est la profondeur de pénétration
 - σ est la conductivité du blindage.

De cette relation (III-1) on peut tirer facilement le terme résistif ou continu qu'on exprime:

$$R_o = \frac{4}{\pi d^2 N_c N_f \sigma \cos(\psi)} \quad (\text{III-2})$$

Le schéma de la figure (III-1) montre la forme géométrique des ouvertures distribuées sur la surface d'un blindage tressé. Il s'agit de losange qu'on peut d'ailleurs confondre avec des ellipses.

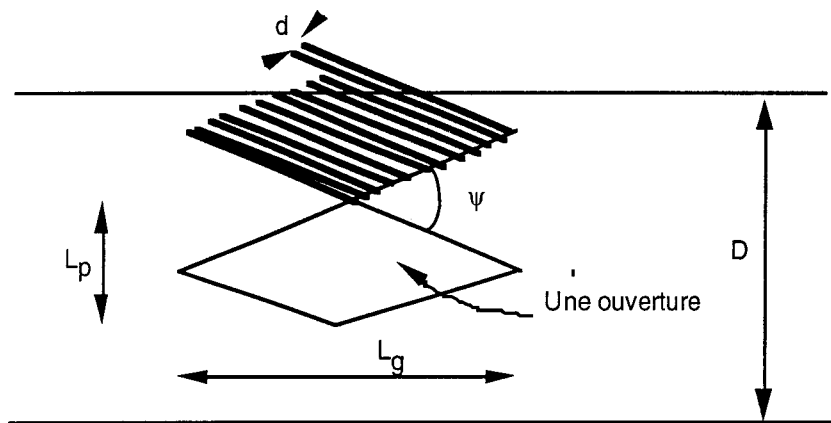


Figure (III-1)

III-1-2 - Le phénomène de diffraction

Le modèle introduit par VANCE [30] fait référence aux couplages magnétiques et électriques à travers les ouvertures de petites dimensions formées par les points de jonction des fuseaux intérieurs et extérieurs.

- Le couplage magnétique correspond à l'effet de la pénétration de la composante azimutale de champ magnétique à travers les ouvertures de la tresse. Cette composante induit sur le câble une f.e.m qui sera proportionnelle à la fréquence. Ce couplage par diffraction est traduit par une inductance de transfert qui dépend de la densité d'ouvertures γ de la tresse, de la polarisabilité magnétique α_m des ouvertures et du diamètre D du câble, soit :

$$L_{ta} = \frac{\gamma \alpha_m \mu_0}{\pi^2 D^2} \quad (\text{III-3})$$

La densité d'ouvertures γ s'exprime :

$$\gamma = \frac{N_f^2 \operatorname{tg}\psi}{2\pi D} \quad (\text{III-4})$$

La polarisabilité magnétique α_m donnée en (Annexe III) dépend de l'orientation relative du grand axe L_g avec la composante azimutale du champ magnétique.

- Le couplage électrique correspond à la pénétration de la composante du champ électrique normal au plan des ouvertures. Il en résulte un mécanisme d'induction de charges électriques à l'intérieur du câble que l'on peut relier à la capacité de transfert C_t qui dépend de l'environnement du câble et notamment de la capacité linéique C_c de la ligne coaxiale et de la capacité linéique C_p de la ligne perturbatrice.

La capacité de transfert calculée par LEE [25], LATHAM [32] et VANCE [30] s'exprime par la relation analytique:

$$C_t = \frac{g \gamma \alpha_e C_c C_p}{\pi^2 D^2 \epsilon_c} \quad (\text{III-5})$$

où * g est un facteur de correction qui tient compte du contraste de permittivité entre les diélectriques primaires des lignes coaxiale ϵ_c et perturbatrice ϵ_p , soit :

$$g = \frac{2\epsilon_c}{\epsilon_p + \epsilon_c} \quad (\text{III-6})$$

* α_e est la polarisabilité électrique des ouvertures donnée en Annexe III.

III-1-3-Le phénomène d'induction

Ce couplage provoque une remontée en racine carrée de la fréquence du module de l'impédance de transfert, et ceci se manifeste entre 1 MHz et 30 MHz. L'explication proposée par DEMOULIN [22] consiste à dire que lorsque la profondeur de pénétration est inférieure au diamètre du conducteur élémentaire de

la tresse, le courant perturbateur est concentré sur la surface extérieure de la tresse. Ces courants produisent alors une composante magnétique dont l'action sur les fuseaux intérieurs à la tresse est d'engendrer des courants de Foucault. C'est la circulation des courants de Foucault induits sur la face intérieure de la tresse qui donne naissance à une composante de champ électrique tangentielle E_z proportionnelle à la racine carrée de la fréquence. L'évolution de l'impédance de transfert sera alors donnée par la relation :

$$Z_t = R_o + k'\sqrt{\omega} \exp\left(j\frac{\pi}{4}\right) \quad (\text{III-7})$$

Cette relation fait intervenir la résistance linéique du blindage R_o et le coefficient k' qui est fonction de la structure géométrique de la tresse. Ce coefficient peut s'exprimer par :

$$k' = -\frac{1,16}{N_f N_c d} \text{Arctg}\left(\frac{N_c}{3}\right) \sin\left(\frac{\pi}{2} - 2\psi\right) \left(\frac{\mu_0 \mu_r}{\sigma}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{III-8})$$

Relation dans laquelle les paramètres de la tresse ($N_f, N_c, \psi, \sigma, d$) se rapportent aux notations utilisées plus haut. Il est à noter que ce coefficient k' prend une valeur positive lorsque l'angle de tressage est supérieur à 45° alors que dans le cas contraire il prend une valeur négative.

Toutefois les expériences faites au-dessus de 50 MHz ont montré que l'impédance de transfert devient proportionnelle à la fréquence alors que la phase se stabilise vers $-\pi/2$. Ce couplage est provoqué par le prolongement du mécanisme d'induction par courants de Foucault. En effet, il existe au niveau des contacts entre fuseau supérieur et fuseau inférieur des fuites magnétiques. SALI [26] a proposé de corriger l'expression de l'impédance de transfert ci-dessus en y ajoutant un terme faisant intervenir une inductance de transfert de fuite donnée par l'expression suivante:

$$L_{tf} = -\frac{\mu_0 S_f \sin\left(\frac{\pi}{2} - 2\psi\right) (\vec{u}_0 \wedge \vec{u}_z)}{2 \pi D_o \cos(\psi)} \quad (\text{III-9})$$

- Dans laquelle
- ψ représente l'angle de tressage
 - D_0 est le diamètre moyen de la tresse
 - S_f est la surface sur laquelle est induit le flux de fuites.
 - \vec{u}_0 est un vecteur unitaire normal à l'axe de chaque fuseau.
 - \vec{u}_z est un vecteur unitaire parallèle à l'axe du câble.

III-1-4- Recherche de modèles d'impédance de transfert liés aux paramètres géométriques de la tresse

De nombreux travaux effectués sur les blindages tressés des coaxiaux [22], [25], [30], [42], [43] ayant un bon taux de recouvrement optique ont montré que les phénomènes de couplage qui dominant au-dessus de 100 kHz dépendent étroitement de l'angle de tressage. En effet, pour les angles de tresse voisins de 45° l'accord le plus satisfaisant est obtenu en combinant la diffusion et la diffraction. Le modèle de l'impédance de transfert sera alors donné par la superposition des relations (III-1) et (III-3), soit :

$$Z_t = Z_{td} + jL_t \omega$$

(III-10)

avec $L_t = L_{ta} + L_{tf}$

Pour les angles de tresse supérieurs à 45° , nous obtenons une combinaison des phénomènes de diffraction et d'induction. L'impédance de transfert totale s'écrit alors :

$$Z_t = R_0 + k' \sqrt{\omega} \exp(j \frac{\pi}{4}) + j L_t \omega$$

(III-11)

Pour les angles de tresse inférieurs à 45° , seuls les couplages par courants de Foucault et fuites magnétiques donnent un accord satisfaisant, ce qui revient à utiliser les expressions (III-7) et (III-9) pour le modèle d'impédance de transfert. Rappelons que ceci n'est vérifié que pour les câbles à bon recouvrement .

Ces trois modes de couplage doivent évidemment intervenir sur les multifilaires blindés. Afin de mettre en évidence ces phénomènes nous allons pratiquer quelques expériences sur des échantillons de multifilaires blindés. Il s'agira de mesurer la réponse du câble soumis à des courants perturbateurs transitoires. Pour confirmer ces résultats, nous nous intéresserons à l'évolution de la phase de leur impédance de transfert.

III-2-ETUDE DES COUPLAGES ELECTROMAGNETIQUES RENCONTRES SUR LES MULTIFILAIRES A BLINDAGES TRESSES

III-2-1- Réponses des câbles multifilaires à blindages tressés soumis à un courant perturbateur de nature transitoire (impulsion trapézoïdale)

II-2-1-1-Principe de la méthode de mesure utilisant des courants perturbateurs transitoires [22],[42],[44]

Considérons un banc de mesure triaxial adapté tel qu'il est schématisé sur la figure (III-2). La ligne "**Lp**" sur laquelle on génère la perturbation est fermée sur sa propre impédance caractéristique $Z_{cp}=50 \Omega$ alors que la ligne sous test "**Lc**" est connectée sur sa propre impédance caractéristique Z_{cc} à chacune de ses extrémités. Tout au long de notre étude, nous prenons $Z_{cc}=50 \Omega$. Ce qui ne correspond pas à la condition d'adaptation puisqu'on utilise des multifilaires. Toutefois, le spectre couvert par les courants perturbateurs transitoires sera tel que les phénomènes de propagation ne joueront pas. En conséquence le choix des impédances Z_{cc} n'aura pas d'incidence majeure.

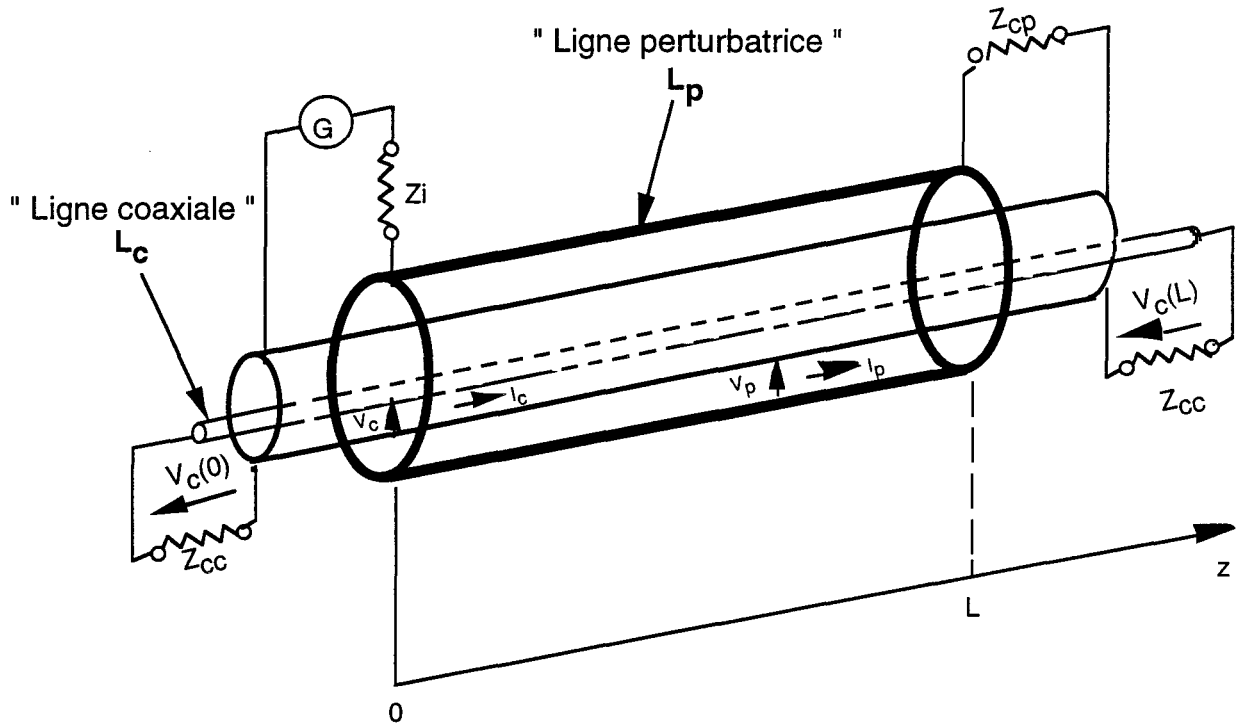


Figure (III-2)

La méthode de mesure consiste à injecter dans le blindage des impulsions de courant perturbateur de largeur T_1 , d'amplitude I_{p0} , de période fondamentale T_0 et de temps de transition T_m . Cette impulsion est représentée sur la figure(III-3) durant sa phase transition de montée. Pour cette raison elle sera traitée par la suite comme un échelon d'amplitude I_{p0} et de temps de montée T_m .

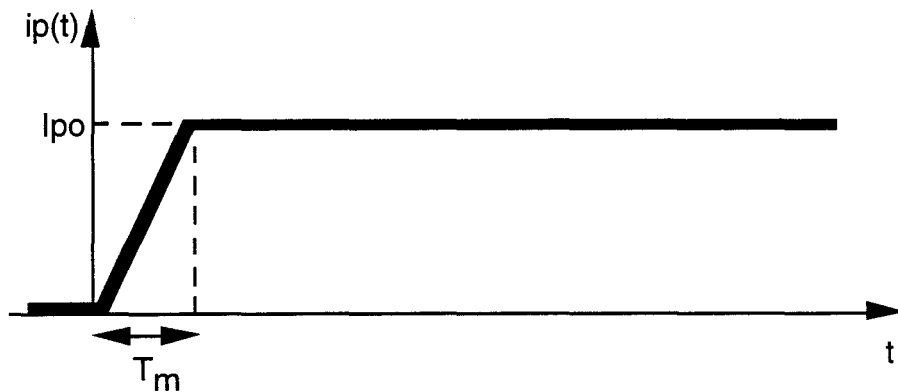


Figure (III-3)

Le temps de montée sera choisi pour permettre une identification facile du mode de couplage. Comme nous allons le voir par la suite, sa valeur permet de révéler les couplages magnétique et électrique par rapport au couplage résistif. De plus, il ne doit pas être trop faible car le spectre du courant serait trop étendu et par conséquent les phénomènes de propagation interviendraient.

Pour un échantillon de câble d'un mètre on peut dire que la condition de comportement quasi statique sera satisfaite lorsque T_m est supérieure à 100 ns.

Considérons le modèle canonique d'impédance de transfert

$$Z_t = R_o + jL_t\omega \quad (\text{III-12})$$

où R_o représente la résistance linéique du blindage et L_t son inductance linéique de transfert. On supposera $L_t > 0$.

La condition quasi statique est satisfaite, l'allure générale des tensions de paradiaphonie ($z=0$) et de télédiaphonie ($z=L$) transitoires est donnée sur la figure (III-4).

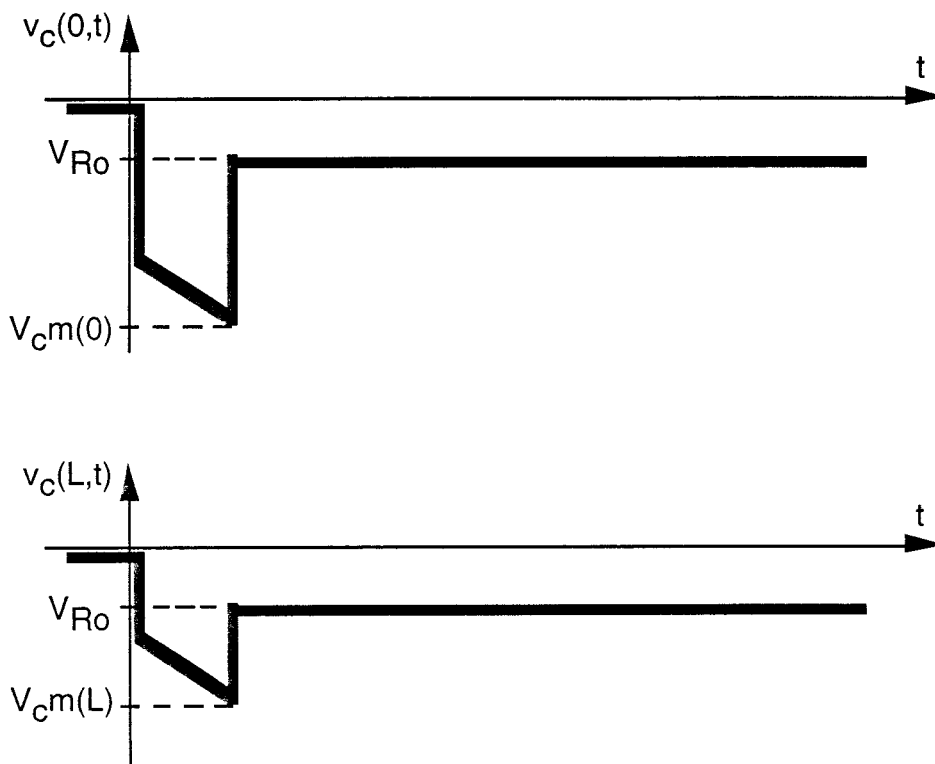


Figure (III-4)

La réponse comprend deux parties bien distinctes, une dérivation du courant synchrone avec le front de montée, ensuite un signal indépendant de la variable temps. On peut donc caractériser cette réponse par l'amplitude minimale ou maximale V_{cm} du transitoire et par l'amplitude V_{RO} du signal indépendant du temps.

La résolution des équations aux lignes couplées permet de relier ces amplitudes aux paramètres R_o , L_t et C_t . Les maximums qui apparaissent sur la tension de paradiaphonie $V_c(0,t)$ et sur la tension de télédiaphonie $V_c(L,t)$ s'expriment successivement :

$$V_{c\max}(0,t) = -\frac{1}{2} \left[R_o + \frac{L_t + Z_{cp} Z_{cc} C_t}{T_m} \right] I_{po} \quad (\text{III-13})$$

$$V_{c\max}(L,t) = -\frac{1}{2} \left[R_o + \frac{L_t - Z_{cp} Z_{cc} C_t}{T_m} \right] I_{po} \quad (\text{III-14})$$

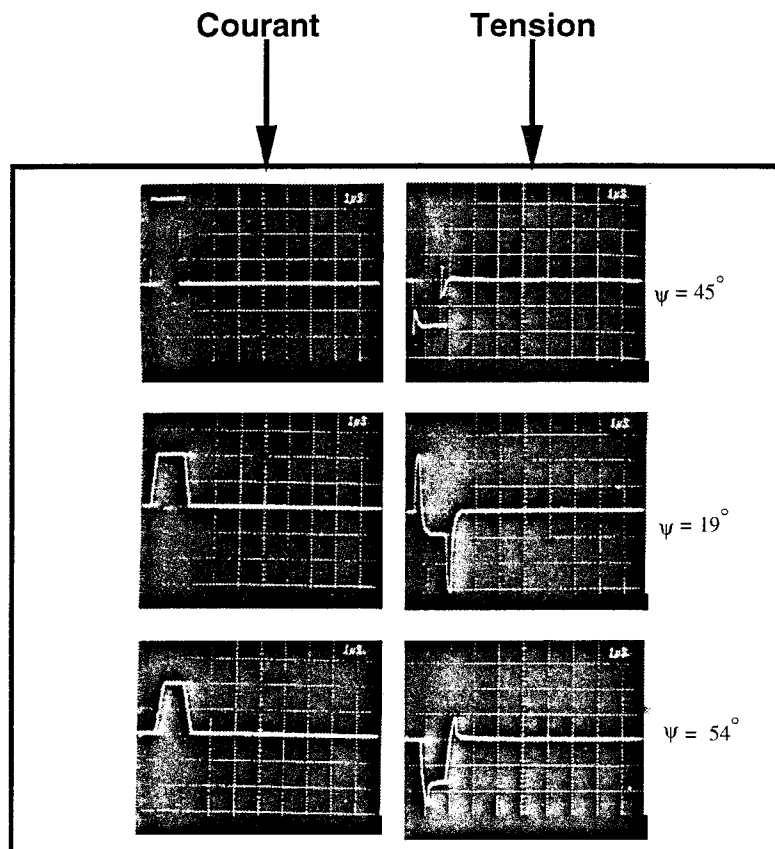
Ces expressions montrent que les maximums auront des amplitudes inégales que l'on relie aisément au couplage par la capacité de transfert.

L'amplitude de la composante du signal indépendante du temps s'exprime:

$$V_{RO} = -\frac{1}{2} R_o I_{po} L \quad (\text{III-15})$$

II-2-1-2-Comparaison du modèle canonique avec les mesures effectuées sur les multifilaires à blindages tressés

Avant de présenter les résultats d'expériences faites sur les multifilaires, nous avons extrait sur la planche (III-1) quelques résultats tirés de la littérature [17], il s'agit des signaux prélevés aux extrémités de câbles coaxiaux à blindages tressés dont l'angle de tressage prend successivement pour valeurs $\psi=19^\circ, 45^\circ, 54^\circ$. Nous avons également reproduit sur la planche (III-2) le module et la phase de l'impédance de transfert obtenus sur ces mêmes câbles. Rappelons qu'il s'agit de câbles à recouvrement supérieur à 80%.

**Planche (III-1)**

Signaux obtenus aux extrémités de câbles à blindages tressés caractérisés par l'évolution des transitoires en fonction de l'angle de tressage

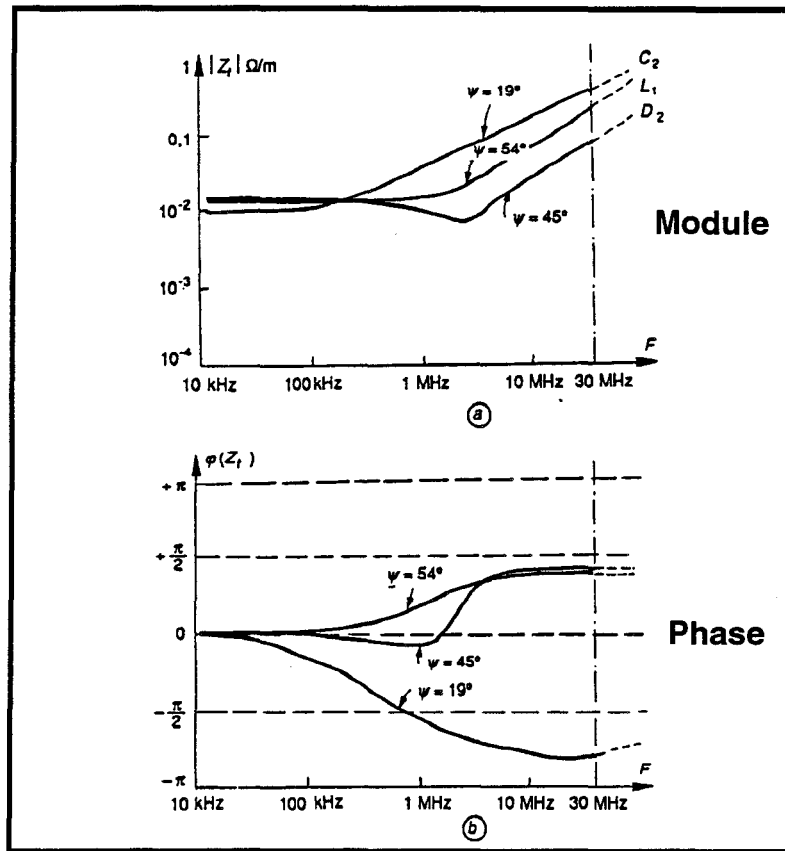


Planche (III-2)

Évolution du module et de la phase de l'impédance de transfert d'un câble à blindage tressé. Ces résultats ont été obtenus pour les angles de tressage égaux à $\psi = 19^\circ$, 45° et 54°

Nous remarquons que les réponses données par les angles de tresse 45° et 54° s'apparentent le mieux au modèle canonique. En revanche, la réponse obtenue avec l'angle de tresse de 19° présente des transitions de polarités opposées au modèle canonique. Ceci peut être aisément expliqué par le comportement de la phase de l'impédance de transfert.

Les résultats donnés sur les planches (III-3), (III-4) et (III-5) concernent des faisceaux multifilaires blindés que nous avons spécialement mis en oeuvre pour cette étude, ils seront appelés par la suite échantillons A-B-C. Dans la partie supérieure figure la signature du courant, alors que la partie inférieure montre la signature de la tension mesurée sur un conducteur du faisceau chargé sur 50Ω à chacune de ses extrémités, les autres conducteurs sont laissés ouverts aux deux extrémités.

Sur toutes les expériences pratiquées les tensions prélevées sont amplifiées avec un module amplificateur de gain 23 dB. Nous avons également gardé les mêmes caractéristiques du courant perturbateur $I_p(0,t)$ qui sont les suivantes :

Amplitude $I_{p0}=320$ mA

Période fondamentale $T_0=100$ us

Largeur de l'impulsion $T_1=10$ us

On remarque sur ces paramètres l'absence du temps de transition T_m .

Ce paramètre sera ajusté en fonction de l'éprouvette expérimentée. Les caractéristiques de ces éprouvettes sont rappelées ci-dessous.

Échantillon A

Il comporte 7 conducteurs intérieurs identiques et torsadés. Le recouvrement de la tresse est supérieur à 95 % et l'angle de tressage est voisin de 31° .

La longueur du câble est $L=75$ cm.

Le temps de transition du courant perturbateur est $T_m=30$ ns.

Le couplage électromagnétique traduit par la réponse représentée sur la planche (III-3) est bien conforme au résultat obtenu sur les câbles coaxiaux (planche (III-1)) ayant un angle de tressage inférieur à 45° . Ce comportement est caractéristique d'un couplage par induction. Le pic observé subit ici une inversion de polarité des mécanismes de dérivation du courant perturbateur, ceci est en relation avec l'inversion de phase de l'impédance de transfert.

Échantillon B

Il comporte 7 conducteurs identiques dont un sera sous test, 21 paires torsadées blindées et 3 conducteurs torsadés blindés. Le recouvrement de la tresse est supérieur à 95% et l'angle de tressage est voisin de 45° .

La longueur du câble est $L=60$ cm.

Le temps de transition du courant perturbateur $T_m=20$ ns.

On observe sur la réponse de la planche (III-4) les mêmes phénomènes de couplage rencontrés sur les tresses des coaxiaux ayant un angle de tressage voisin de 45° . Aux transitions rapides du courant perturbateur correspond une dérivation caractéristique du couplage par diffraction, ensuite l'évolution de la réponse s'explique par la contribution du mécanisme de diffusion des courants par la tresse.

Échantillon C

Il comporte 4 conducteurs identiques et torsadés. Le recouvrement de la tresse est voisin de 95 % et l'angle de tressage est supérieur à 45° ($\psi=55^\circ$).

La longueur de l'échantillon est $L=60$ cm.

Le temps de transition T_m est égal à 40 ns.

La signature de la tension obtenue sur la planche (III-5) montre également que la nature du couplage qui se manifeste sur ce faisceau multifilaire ($\psi=55^\circ$) est tout à fait identique à celle rencontrée sur les coaxiaux ayant un angle de tressage supérieur à 45° .

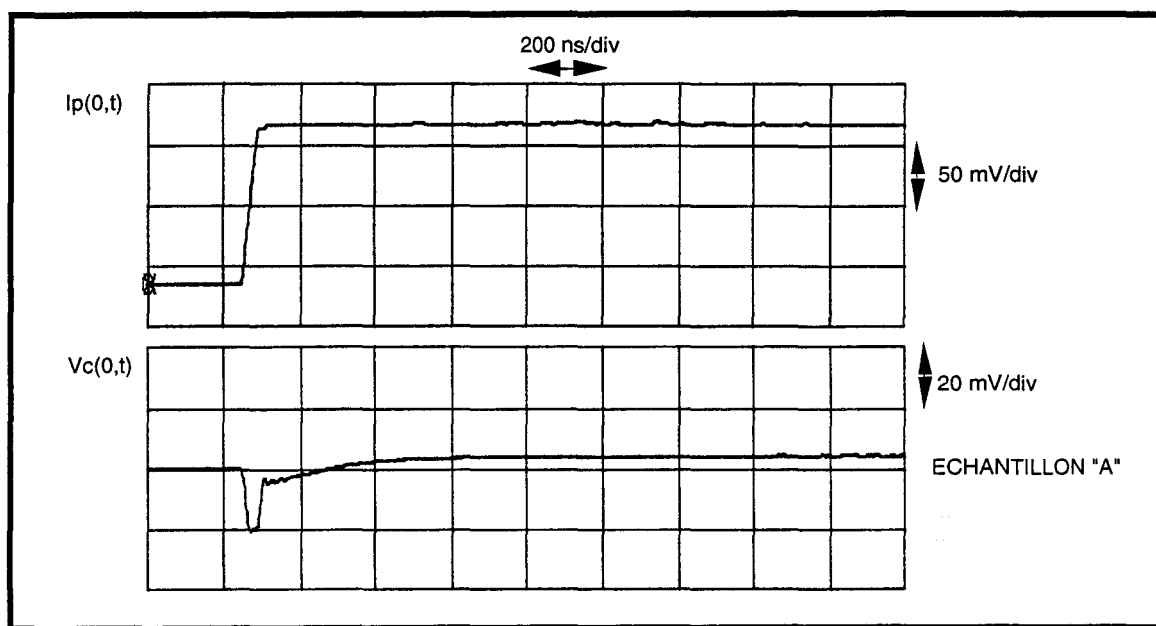


Planche (III-3)

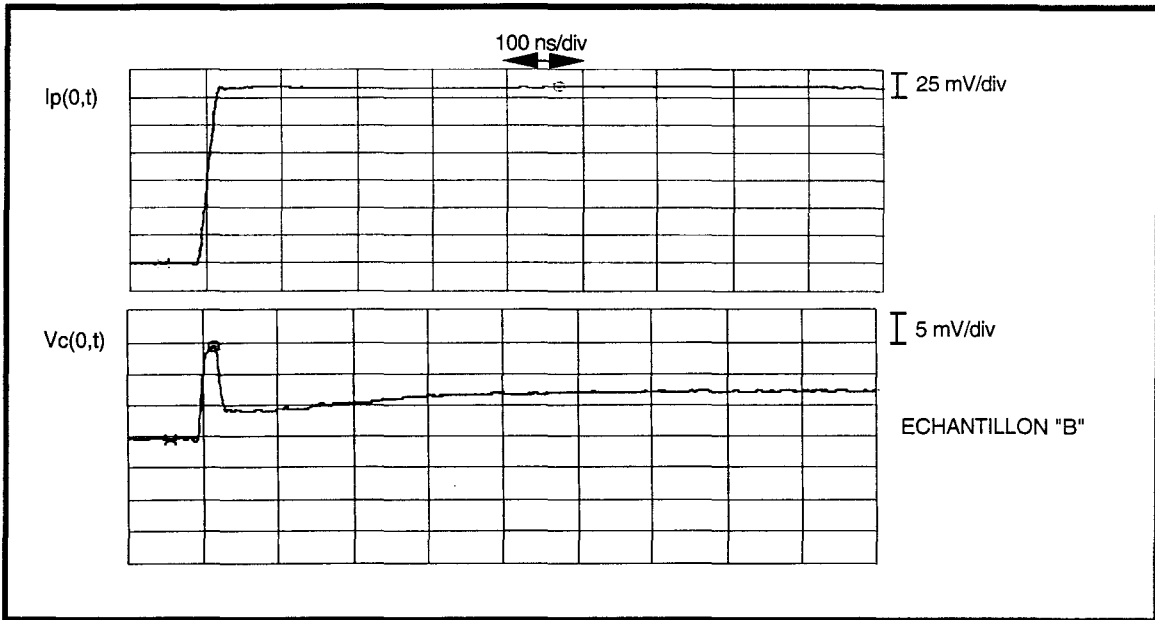


Planche (III-4)

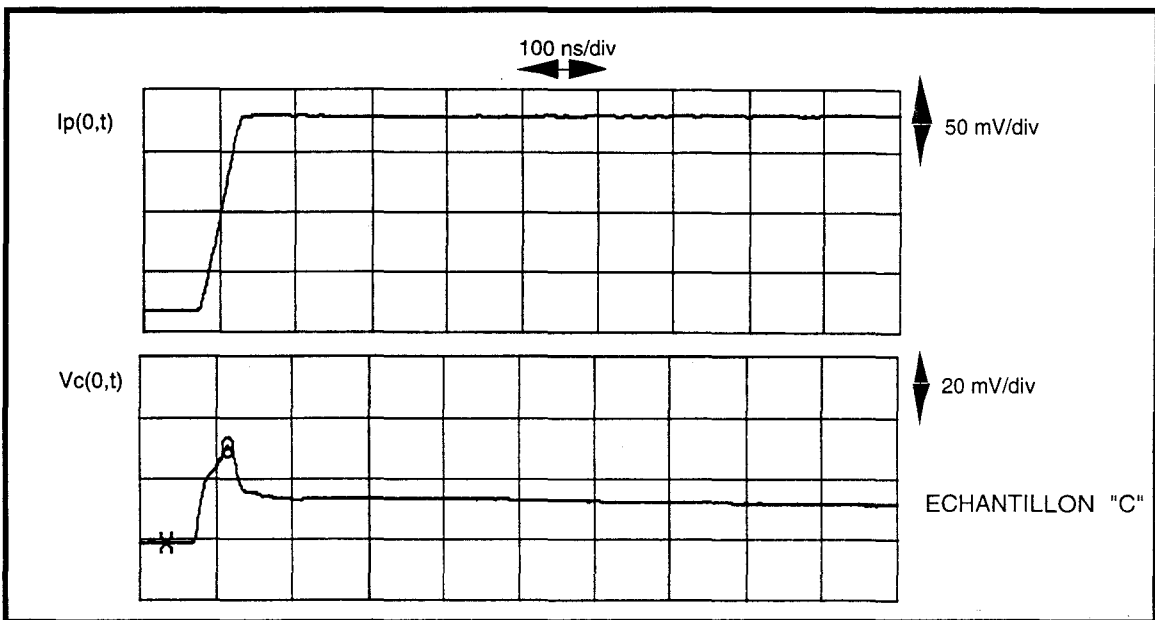


Planche (III-5)

On peut donc dire au vu de ces résultats que la présence de plusieurs conducteurs à l'intérieur du blindage ne modifie pas profondément la nature du couplage intervenant sur la tresse, ce qui semble bien en accord avec les résultats

du chapitre II de notre thèse. D'autre part le recouvrement important a fait que la contribution de la capacité de transfert n'était pas perceptible.

Nous allons maintenant confirmer ces mécanismes physiques par la mesure de l'impédance de transfert en fonction de la fréquence. En effet, l'évolution de la phase de l'impédance de transfert nous permettra de mieux préciser la nature du couplage électromagnétique intervenant sur la tresse.

III-2-2-Expérimentation utilisant les signaux harmoniques

Le moyen de mesure utilisé est le banc triaxial adapté présenté sur la figure (III-2). La ligne perturbatrice est cette fois-ci connectée à une extrémité sur une source HF alors que l'autre extrémité est connectée sur l'impédance caractéristique du guide coaxial qui est égale à 50Ω . Un récepteur sélectif (vecteur mètre, analyseur de réseau) connecté à une extrémité de la ligne sous test permet de mesurer l'une des tensions induites $V_c(0)$ ou $V_c(L)$ en module et phase. Le courant I_{po} généré dans la ligne perturbatrice sera évalué à l'aide d'une sonde de courant. En négligeant l'influence de l'admittance de transfert et lorsque la longueur d'onde des modes TEM qui se propagent sur les lignes "Lp" et "Lc" est bien plus grande que leurs dimensions, l'impédance de transfert sera déduite facilement de la mesure de $V_c(0)$ ou de $V_c(L)$ au moyen de la relation:

$$Z_t = \frac{2 V_c(0)}{I_{po} L} = \frac{2 V_c(L)}{I_{po} L} \quad (III-16)$$

où I_{po} est l'amplitude du courant au point d'injection et L la longueur de l'échantillon

Les caractéristiques rassemblées sur la planche (III-6) montrent l'évolution du module et de la phase de l'impédance de transfert en fonction de la fréquence pour les échantillons A-B-C.

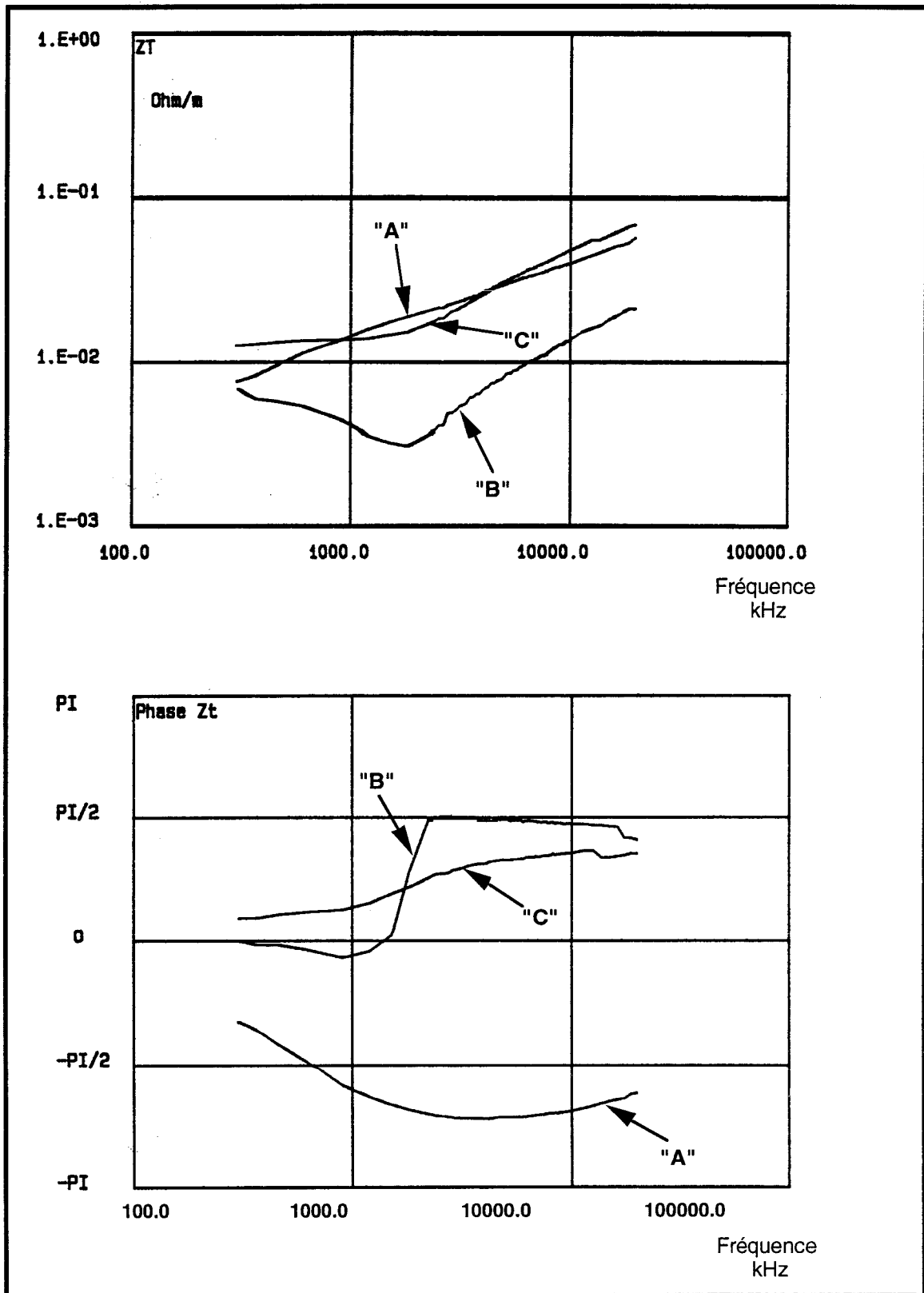


Planche (III-6)

Au-dessus d'une fréquence de transition qu'on peut situer vers 500 kHz nous enregistrons des évolutions étroitement reliées à l'angle de tressage. Le comportement du paramètre phase est bien en étroite relation avec les comportements asymptotiques prévus par les modèles d'impédance de transfert. En effet, pour l'angle de tresse inférieur à 45° ($\psi=31^\circ$) la phase de l'impédance de transfert est négative, ce qui est tout à fait logique puisque c'est le couplage par induction de courants de Foucault qui domine. Pour le tressage correspondant à l'angle le plus grand ($\psi=55^\circ$) le module de l'impédance de transfert est strictement proportionnel à la fréquence et la phase s'oriente vers $+\pi/2$. Ceci traduit bien le phénomène de couplage par diffraction. Pour l'échantillon B dont l'angle de tresse est très voisin de 45° , nous dirons qu'en présence du couplage par diffusion la courbe de phase s'oriente vers des valeurs négatives alors qu'au dessus de quelques MHz lorsque les fuites magnétiques deviennent prépondérantes la courbe s'inverse pour s'approcher de la valeur limite égale à $+\pi/2$.

Ces résultats montrent que l'utilisation des signaux transitoires et harmoniques donne les mêmes informations concernant la nature des couplages électromagnétiques intervenant sur les tresses. D'autre part, pour les tresses à bon recouvrement optique, la présence des conducteurs environnants laissés ouverts aux deux extrémités n'a aucune influence sur le résultat du fait que les phénomènes de propagation ne jouent pas.

Nous allons maintenant vérifier si ces comportements se conservent pour d'autres conditions imposées aux extrémités des conducteurs environnants.

III-2-3-Confrontation des résultats expérimentaux en fonction des conditions de charge imposées aux conducteurs du faisceau multifilaire

Afin de vérifier l'influence des conditions de charge imposées aux conducteurs intérieurs au faisceau, nous allons pratiquer des mesures sur les échantillons A et C en gardant les mêmes caractéristiques du courant perturbateur utilisées précédemment. Les conducteurs intérieurs au faisceau sont connectés entre eux aux deux extrémités et l'ensemble est chargé sur 50Ω . Nous mesurons le mode commun global comme cela est proposé en conclusion du précédent chapitre.

Les résultats portés sur la planche (III-7) comportent les oscillogrammes obtenus lors de l'expérience. Si on compare ces résultats à ceux des planches (III-3) et (III-5) (Échantillon A et C) on constate que la réponse est pratiquement invariante quelque soit la condition d'extrémité imposée aux conducteurs du faisceau. Toutefois, nous verrons que pour les tresses ayant un taux de recouvrement inférieur à 85% et un angle de tresse inférieur à 45°, les conditions de charge imposées aux conducteurs intérieurs modifient non seulement l'amplitude de la tension mais aussi la répartition relative des couplages produits par l'impédance et l'admittance de transfert.

Ces commentaires montrent que la recherche des signatures temporelles est d'une part un moyen permettant d'identifier la nature du couplage électromagnétique de la tresse et d'autre part une aide appréciable pour la recherche des critères d'optimisation de l'impédance de transfert des blindages tressés.

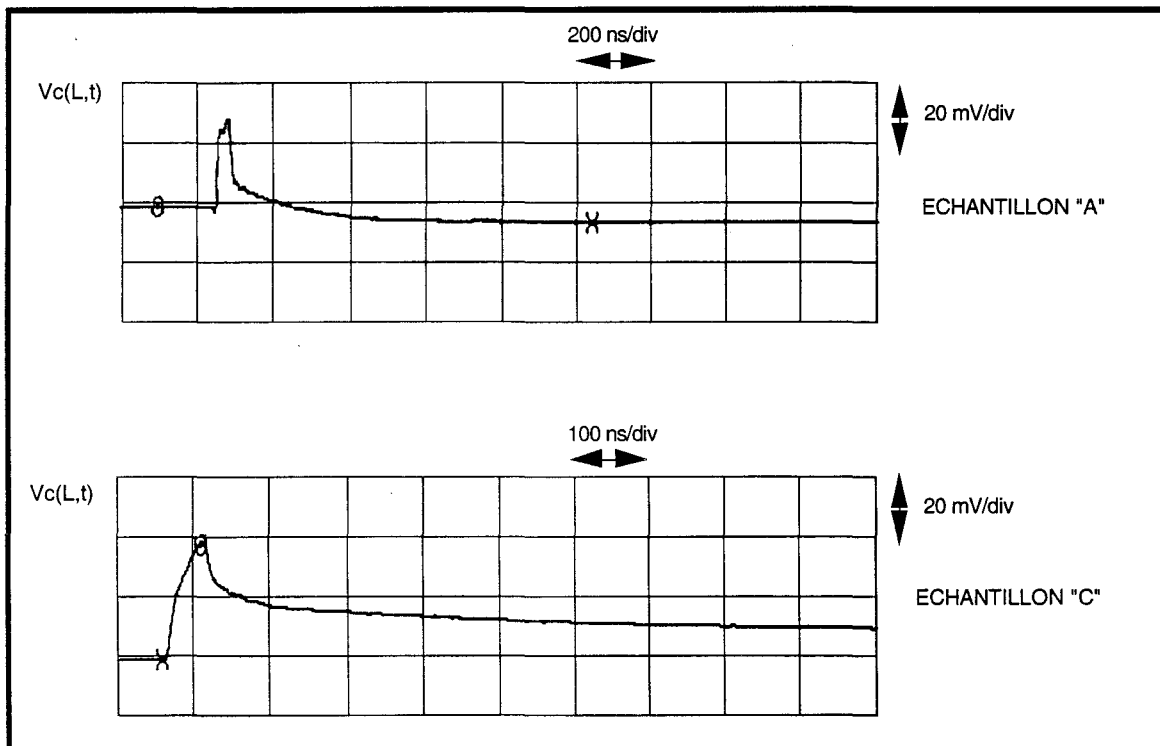


Planche (III-7)

III-3- FAISABILITE DE L'OPTIMISATION DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT DE LA TRESSE RECOUVRANT DES FAISCEAUX MULTIFILAIRES.

Pour mettre en oeuvre des tresses optimisées on recherchera un compromis entre l'angle de tresse et le recouvrement.

Les travaux cités en introduction ne concernaient que les câbles coaxiaux, la question est maintenant de savoir si on peut aisément transposer ces résultats au cas des multifilaires blindés. Avant d'aborder cette question, nous allons nous attarder sur les problèmes rencontrés dans l'identification des couplages électromagnétiques à travers les tresses s'approchant des conditions d'optimisation. A l'issue de cette partie, nous proposerons une solution expérimentale permettant de caractériser l'impédance de transfert vraie de ces câbles optimisés.

III-3-1-Problèmes liés à la recherche de la nature des couplages électromagnétiques à travers les tresses optimisées et à recouvrement optique réduit

III-3-1-1-Comparaison des résultats obtenus sur un coaxial et un multifilaire

Il s'agit de savoir si la présence de plusieurs conducteurs intérieurs ($N > 1$) modifie la nature des couplages intervenant sur les tresses optimisées. Pour cela nous avons pratiqué des mesures comparatives sur un câble coaxial et un câble multifilaire ayant les mêmes caractéristiques de tressage voisines de l'optimisation.

III-3-1-1-a-Description des échantillons

La tresse de ces échantillons comporte 24 fuseaux dont 12 de 7 brins et 12 de 8 brins. Le diamètre élémentaire d'un brin est de 0,15 mm. Le recouvrement de la tresse est voisin de 80% et l'angle de tressage est égal à 14° . Le diamètre extérieur moyen des échantillons est $D_e = 6,8$ mm. Le faisceau multifilaire appelé "Échantillon D" comporte 4 conducteurs torsadés.

III-3-1-1-b-Réponse à un courant perturbateur impulsionnel

Les paramètres du courant perturbateur sont :

Période fondamentale $T_0 = 100 \mu\text{s}$

Largeur de l'impulsion $T_I = 10 \mu\text{s}$

Temps de montée $T_m = 40 \text{ ns}$

Amplitude $I_{po} = 320 \text{ mA}$

Les tensions prélevées sur ces échantillons sont amplifiées de 23 dB.

La mesure sera effectuée sur un conducteur chargé sur 50Ω , les trois autres conducteurs sont laissés ouverts aux deux extrémités.

Sur la planche (III-8) nous avons fait figurer les oscillogrammes correspondant aux tensions de paradiaphonie et télédiaphonie $V_c(0,t)$ et $V_c(L,t)$ mesurées sur les deux échantillons; la planche (III-8-a) correspond au câble coaxial alors que la planche (III-8-b) concerne le multifilaire.

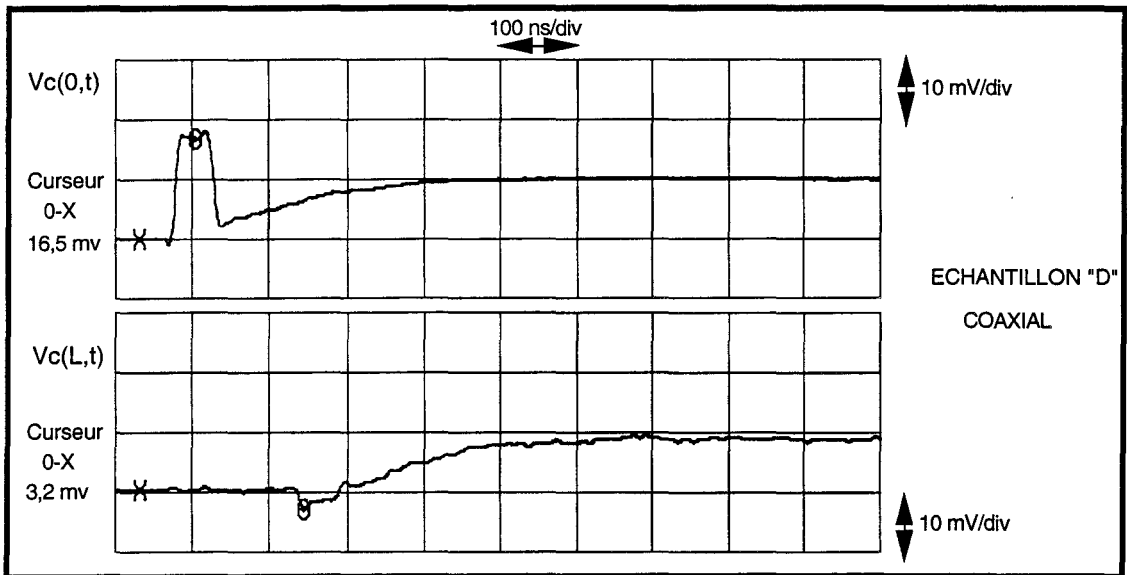


Planche (III-8-a)

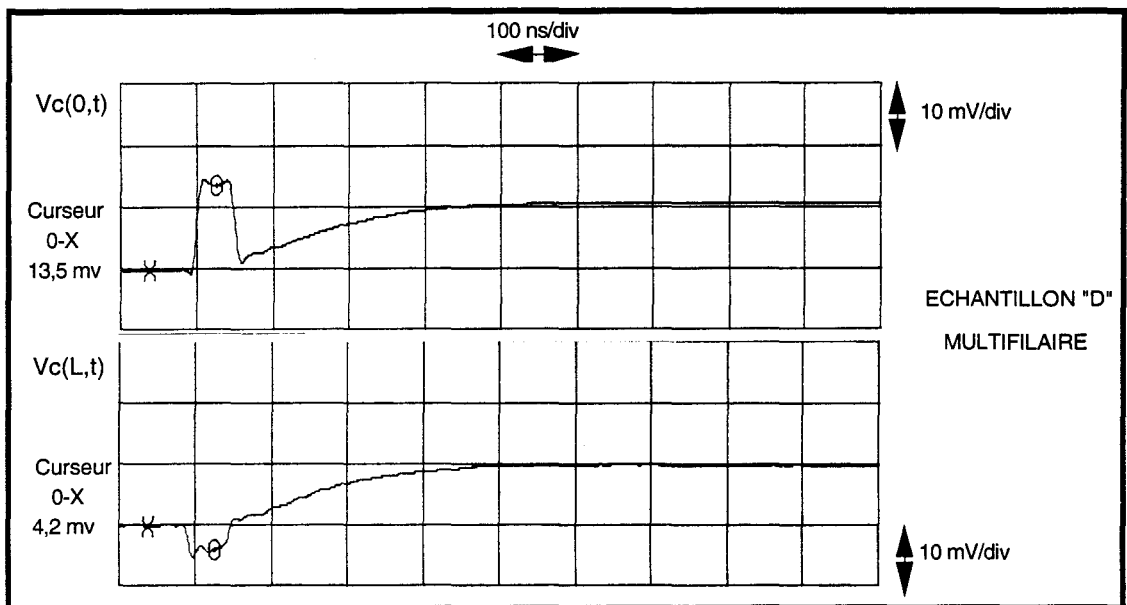


Planche (III-8-b)

Planche (III-8)



Les signatures obtenues sur ces deux échantillons montrent que pour les mêmes paramètres géométriques de tresse on obtient des signaux très comparables. Toutefois, on observe un changement des transitoires de $V_c(0,t)$ et $V_c(L,t)$ qu'on peut corrélérer à une intervention du couplage électrique à travers les ouvertures de la tresse. En effet la structure de la tresse ($\psi=14^\circ$ et $A=80\%$) et surtout son recouvrement fait que la capacité de transfert ne sera pas sans effet. Cette situation complique évidemment notre tâche puisqu'on cherche à optimiser l'impédance de transfert.

Pour parvenir à isoler ce paramètre on propose de jouer sur les conditions d'extrémités du toron.

III-3-1-2-Influence des conditions de charge appliquées aux extrémités des conducteurs du faisceau multifilaire à recouvrement optique réduit

Les résultats expérimentaux proposés dans ce paragraphe concernent deux échantillons que nous pensons être très représentatifs. Ces faisceaux multifilaires seront appelés par la suite échantillons D et E.

Les échantillons D et E diffèrent par le nombre de conducteurs intérieurs et surtout par la qualité du blindage. Nous rappelons que la structure de la tresse de l'échantillon D est voisine des conditions optimales alors que celle de l'échantillon E s'en rapproche moins.

- Les renseignements concernant l'échantillon D sont donnés au paragraphe précédent (III-3-1-1).

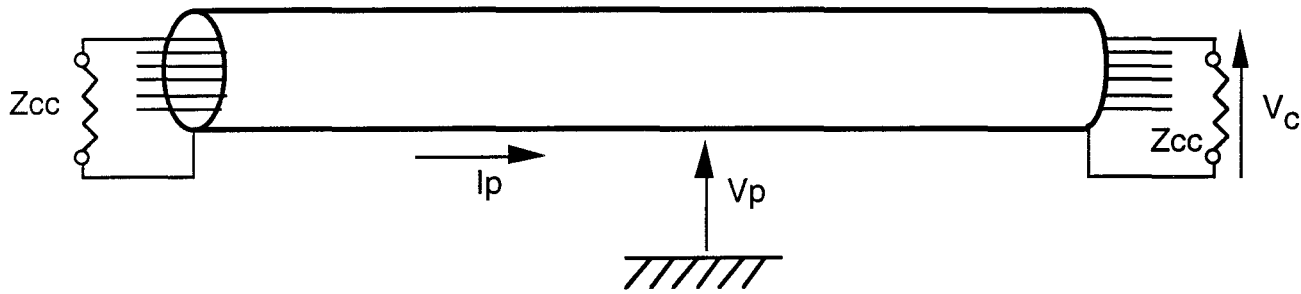
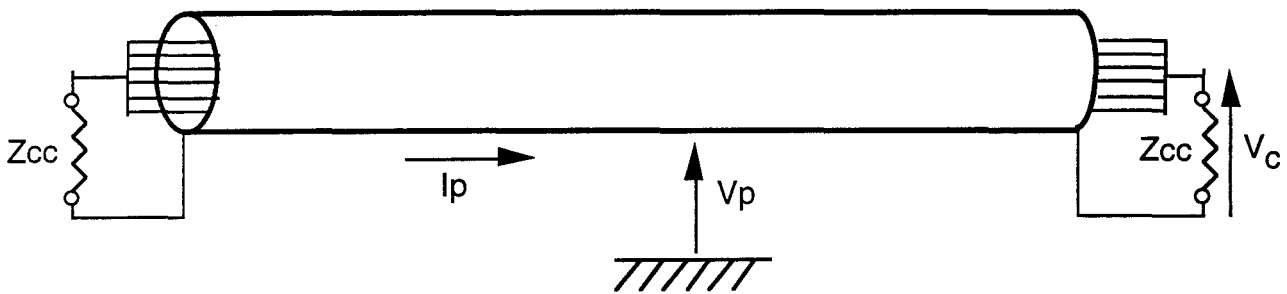
- Échantillon E

Il comporte 7 conducteurs identiques et torsadés. Le taux de recouvrement de la tresse est moyen (80%) avec un angle de tressage voisin de 20° .

Le diamètre extérieur du faisceau est $D_e=7$ mm.

La méthode de mesures utilisée est celle décrite au paragraphe (III-2).

Deux types de mesures seront pratiqués. Une mesure en mode commun unitaire dans laquelle on mesure la tension à l'extrémité d'un conducteur, les autres membres du faisceau étant en l'air (Figure (III-5-a)). Une autre mesure dite en mode commun global où les conducteurs sont tous mis en contact à leurs extrémités. C'est la tension qui apparaît entre ces conducteurs et le blindage qui sera mesurée (Figure (III-5-b))

**MODE COMMUN UNITAIRE**Figure (III-5-a)**MODE COMMUN GLOBAL**Figure (III-5-b)

Les paramètres du courant perturbateur sont :

Amplitude $I_{po} = 320 \text{ mA}$

Temps de transition $T_m = 40 \text{ ns}$

Largeur de l'impulsion $T_1 = 10 \mu\text{s}$

Période fondamentale $T_0 = 100 \mu\text{s}$

Les tensions prélevées sont amplifiées avec un amplificateur de gain égal à 23 dB.

Les résultats portés sur la planche (III-9) comportent les oscillogrammes obtenus sur l'échantillon E alors que sur la planche (III-10) sont reproduits les oscillogrammes correspondant à l'échantillon D.

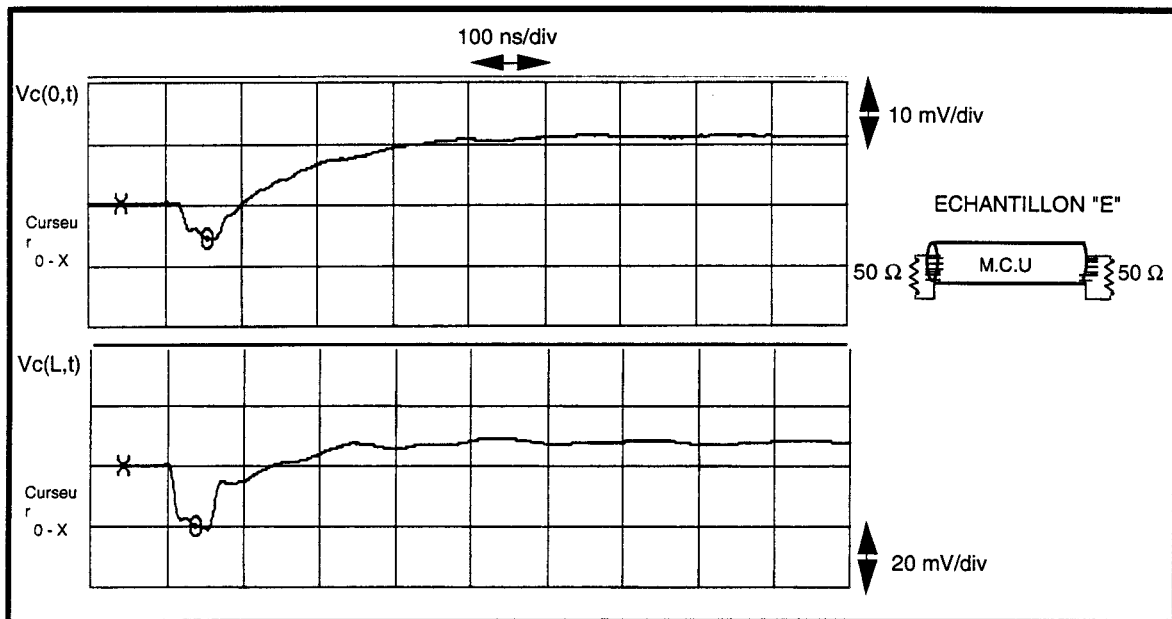


Planche (III-9-a)

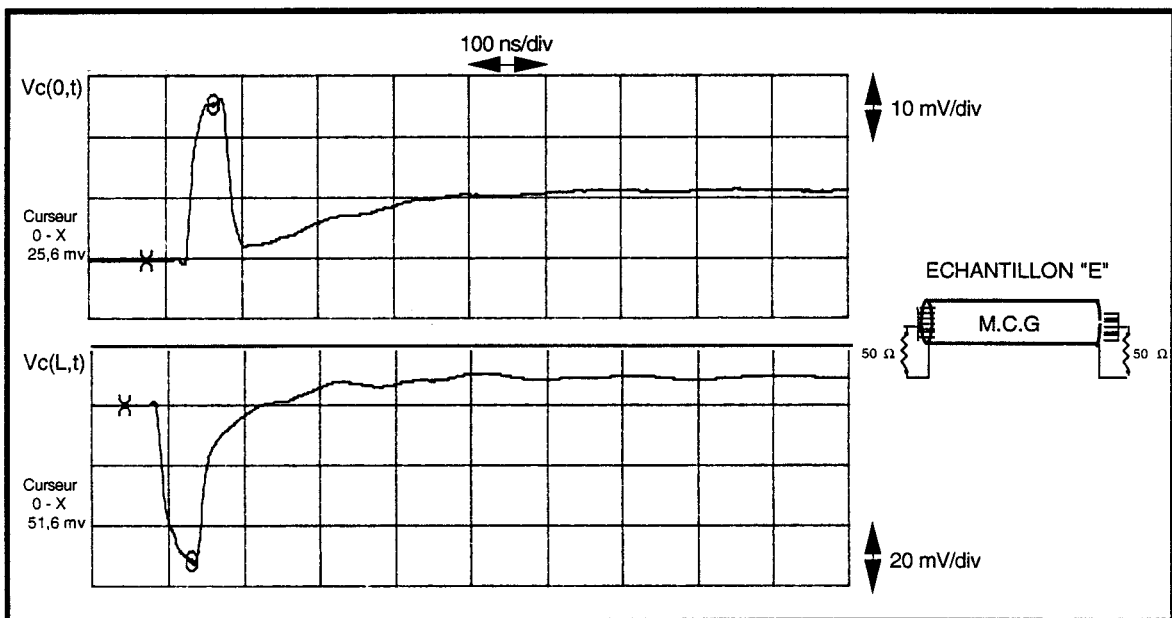


Planche (III-9-b)

Planche (III-9)

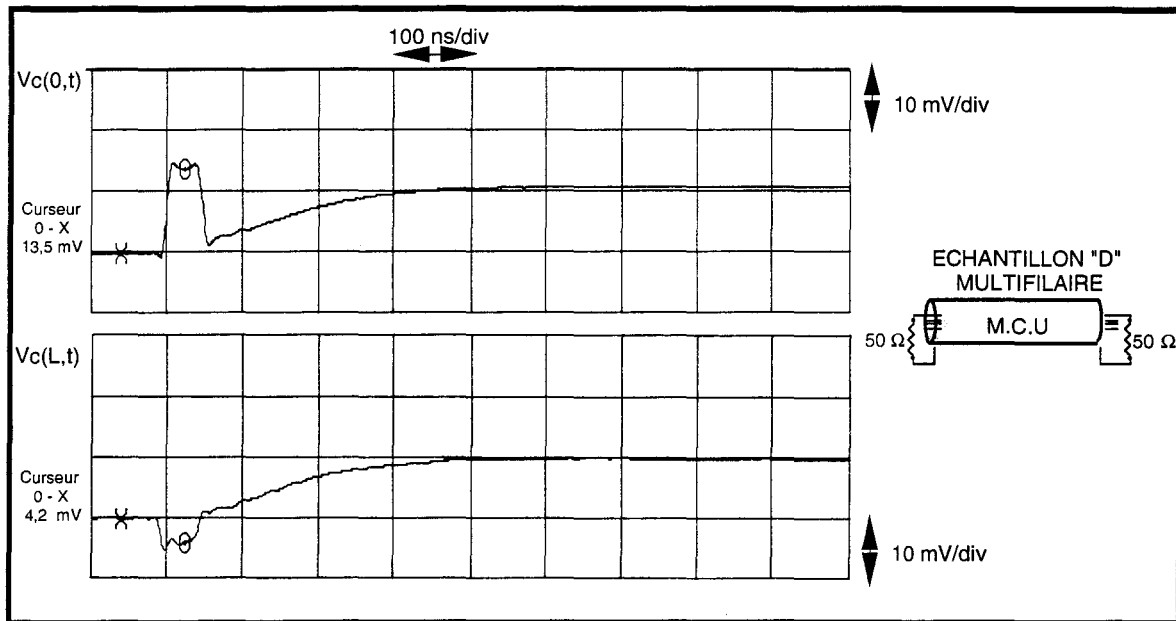


Planche (III-10-a)

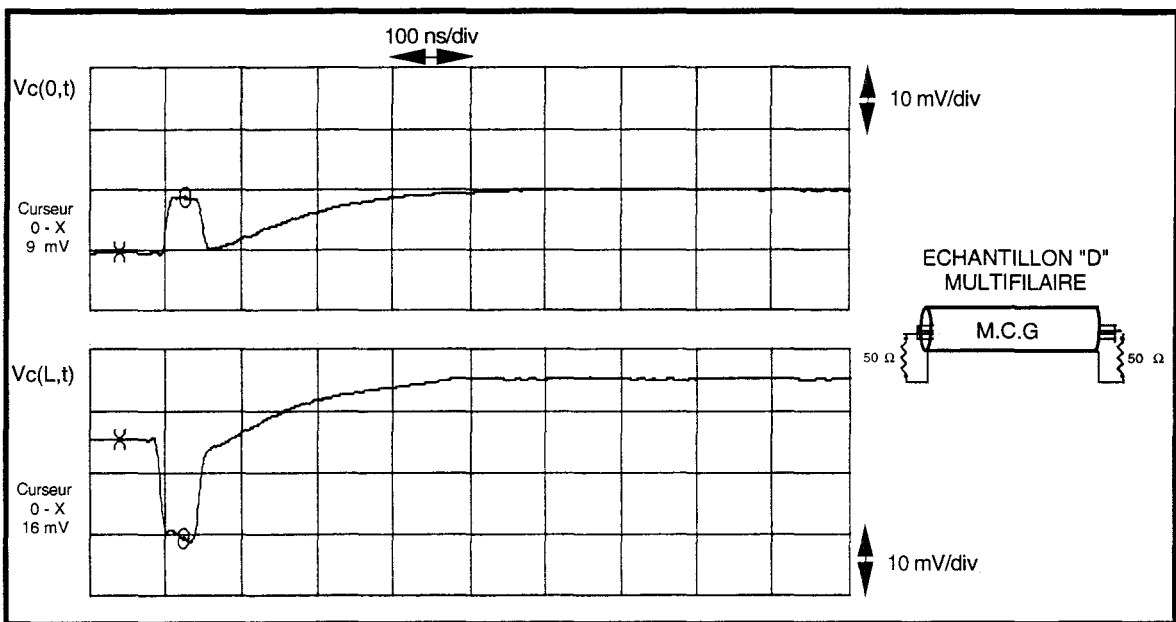


Planche (III-10-b)

Planche (III-10)

Les signaux portés sur (III-9-a) et (III-10-a) correspondent aux mesures faites en mode commun unitaire tandis que ceux sur (III-9-b) et (III-10-b) sont obtenus en mode commun global. Dans la partie supérieure figure la signature de la tension de paradiaphonie alors que dans la partie inférieure figure celle de la tension de télédiaphonie.

Les résultats obtenus sur l'échantillon E (Planche (III-9)) appellent quelques commentaires.

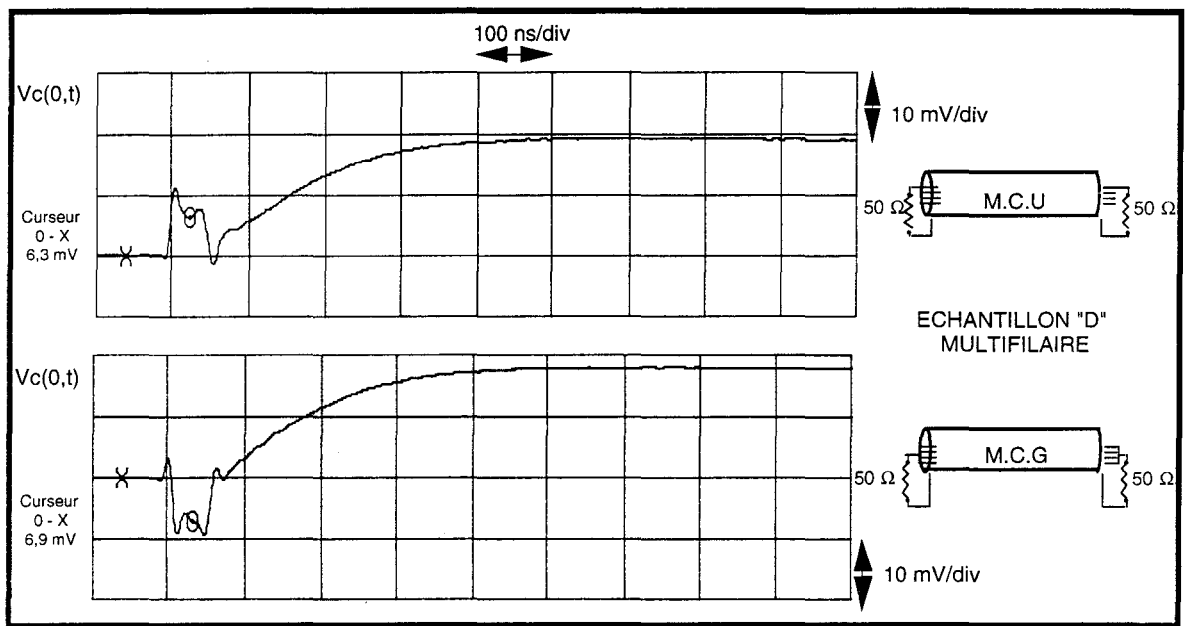
Les signatures des tensions de paradiaphonie et de télédiaphonie obtenues sur le mode commun unitaire sont identiques avec cependant un accroissement d'amplitude de la tension de télédiaphonie. Les relations (III-12) et (III-13) établies plus haut expliquent aisément ce comportement. En effet, la structure de la tresse fait qu'elle suit le modèle induction. Le signe attribué à l'inductance de transfert sera négatif puisqu'il s'agit de la combinaison des modèles (III-7) et (III-8). Dans de telles conditions il n'est pas surprenant que l'amplitude du transitoire induit en télédiaphonie s'accroisse. La capacité de transfert attribuée à cette configuration vaut 0,1 pF/m.

Si on regarde maintenant les signaux obtenus sur le mode commun global on observe l'apparition d'un phénomène plus complexe. La polarité du transitoire change lorsqu'on passe de la tension de paradiaphonie à la tension de télédiaphonie. Une des premières explications de ce phénomène est l'intervention du couplage électrique à travers les ouvertures. Ceci est confirmé par une augmentation de la capacité de transfert qui atteint 0,48 pF/m.

Les signaux obtenus avec l'échantillon D de la Planche (III-10) montrent le même phénomène qu'il s'agisse de la mesure en mode commun unitaire ou en mode commun global. Du fait que la structure de la tresse ($\psi=14^\circ$ et $A=80\%$) est voisine des conditions optimales, c'est à dire dotée d'une inductance de transfert globale de très faible valeur, la capacité de transfert due aux ouvertures va donc prendre une part relativement plus importante au couplage. Bien que la capacité de transfert soit plus faible que celle trouvée lors de l'expérience précédente puisqu'elle est respectivement de 0,09 pF/m pour le mode commun unitaire et 0,13 pF/m pour le mode commun global.

Ceci montre que pour isoler l'inductance de transfert il faut utiliser une mesure spécifique dans laquelle on élimine la contribution du couplage électrique comme l'a montré D. MEREWETHER [45]. Le montage proposé consiste à court-circuiter la ligne perturbatrice.

Les signaux portés sur les planches (III-11) et (III-12) comportent les oscillogrammes obtenus sur les échantillons D et E lors de ce genre d'expérience. Sur chaque planche, nous avons fait figurer dans la partie supérieure la signature de tension mesurée en mode commun unitaire alors que dans la partie inférieure figure celle mesurée en mode commun global. Il est à noter que les tensions de télédiaphonie et de paradiaphonie sont tout à fait identiques puisque le couplage électrique à travers les ouvertures ne contribue plus à ces tensions, on fait donc une mesure d'impédance de transfert vraie.

**Planche (III-11)**

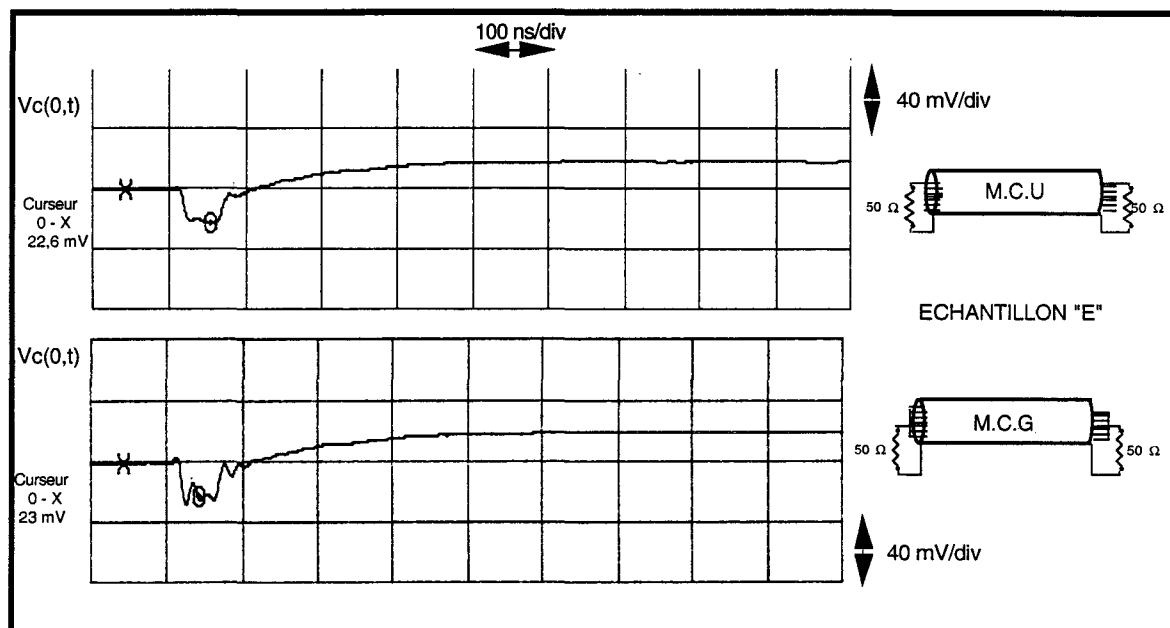


Planche (III-12)

On remarque qu'en absence de couplage électrique, les signatures obtenues sur l'échantillon E en mode commun global et en mode commun unitaire sont identiques.

En revanche, les signaux obtenus avec l'échantillon D montrent que la réponse s'apparente pour le mode commun global au couplage par induction alors qu'en mode commun unitaire c'est la combinaison du couplage par diffusion et diffraction.

L'inversion de la polarité du transitoire observé sur ces signatures s'explique difficilement par le rôle joué par les modes de couplage signalés au début du chapitre. Nous pensons que la contribution d'autres phénomènes peut expliquer le résultat de cette expérience. BROYDE [35] a montré récemment qu'une composante magnétique axiale pouvait produire des couplages électromagnétiques qui étaient jusqu'à présent ignorés dans l'étude des tresses. Un tel couplage pourrait venir de la dissymétrie des fuseaux ou de la dissymétrie des courants qui parcourent ces fuseaux. Pour provoquer et surtout exagérer ce phénomène nous avons mis en oeuvre l'expérience de la Figure (III-6) dans laquelle un long solénoïde excite un flux magnétique dans la section droite du câble. Par induction, le flux produit des courants orthoradiaux qui eux vont produire la composante axiale recherchée à l'intérieur du câble. Cette expérience va donc fortement dissymétriser le courant qui parcourt chaque fuseau.

Conditions de mesure

Les paramètres du courant perturbateur sont:

Amplitude $I_{po} = 160 \text{ mA}$

Temps de montée $T_m = 40 \text{ ns}$

Les tensions prélevées sont amplifiées de 55 dB.

La longueur de l'échantillon D est 60 cm

Nous avons choisi la configuration "Mode Commun Unitaire".

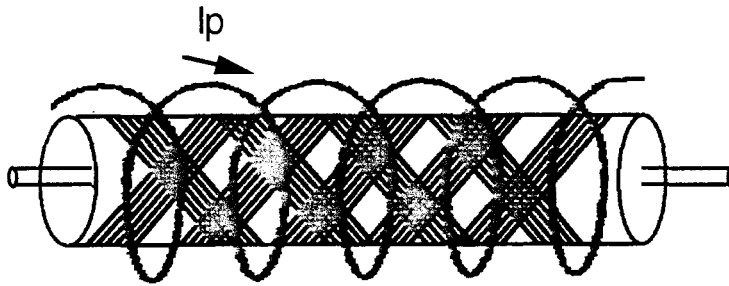


Figure (III-6)

La signature de tension induite obtenue durant l'expérience est portée sur la planche (III-13) . Il est à noter que la ligne sous test est ici court circuitée à son extrémité de manière à éliminer la contribution du couplage électrique. La polarité de la tension va dépendre de l'orientation relative des courants orthoradiaux. Lors de l'expérience mise en oeuvre avec le banc de mesure d'impédance de transfert une très faible composante de courants orthoradiaux peut exister par la dissymétrie des fuseaux ou des courants qui les parcourent. On peut donc s'attendre à trouver une incidence de phénomène supplémentaire dont cette fois l'amplitude va beaucoup dépendre des conditions imposées aux conducteurs intérieurs notamment lorsqu'on passe du montage M.C.U au montage M.C.G. C'est peut être ces phénomènes que traduisent les signaux de la planche (III-11).

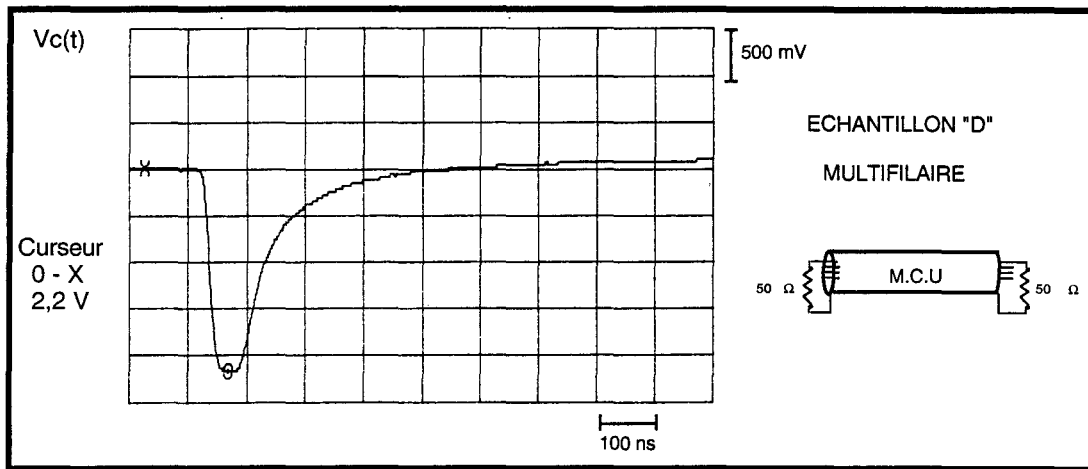


Planche (III-13)

III-3-2-Recherche de conditions approximatives d'optimisation des tresses de câbles multifilaires

Les résultats obtenus dans les paragraphes précédents montrent que l'angle de tressage " ψ " et le taux de recouvrement " A " sont des éléments déterminants pour l'optimisation de l'efficacité d'une tresse. D'autre part les valeurs de ces paramètres (A, ψ) sont obtenues en recherchant une opposition de phase entre les couplages par induction, fuites magnétiques et diffraction. La démarche entreprise dans ce paragraphe consiste à déterminer un couple de valeurs (A, ψ) permettant d'obtenir la plus faible valeur de l'impédance de transfert dans la gamme de fréquences souhaitée. Cela nécessite pour chaque couple (A, ψ) la connaissance de quatre grandeurs qui sont en réalité omniprésentes, soit:

- Z_{td}
- L'inductance de transfert de diffraction L_{td}
- Le coefficient d'induction k'
- L'inductance de fuite de proposant L_{tf}

Pour chaque couple (A, ψ) ces grandeurs seront déterminées à l'aide des paramètres géométriques de tressage:

- le nombre de fuseaux N_f
- le nombre de brins par fuseau N_c
- la densité d'ouverture
- la plus petite dimension d'ouverture

Le processus itératif utilisé au cours de cette simulation a consisté à fixer le nombre de fuseaux de la tresse N_f , le nombre de conducteurs par fuseau N_c , le diamètre d'un conducteur élémentaire ainsi que le diamètre de la tresse D .

On fera varier l'angle de tressage entre 20° et 60° d'après les formules rappelées en annexe III. On déduit pour chaque angle de tresse le recouvrement A et par voie de conséquence la densité d'ouverture et la plus petite dimension des ouvertures.

Nous pourrons pour chaque fréquence calculer l'impédance de transfert en considérant le modèle suivant dont la signification des principaux paramètres est rappelée au paragraphe III-1 :

$$Z_t = Z_{td} + j \omega (L_{ta} + L_{tf}) + k' \sqrt{\omega} e^{j \frac{\pi}{4}} \quad (\text{III-17})$$

L'inductance de fuite L_{tf} dans ce modèle est celle proposée par TYNI [29] du fait de sa simplicité. Elle s'exprime ainsi :

$$L_{tf} = -\frac{\mu_0 h}{4\pi D_e} (1 - \text{tg}^2 \psi) \quad \begin{array}{l} L_{tf} < 0 \text{ pour } \psi < 45^\circ \\ L_{tf} > 0 \text{ pour } \psi > 45^\circ \end{array} \quad (\text{III-18})$$

Les résultats obtenus seront présentés par des graphes trichromes sur lesquels figureront en abscisse l'angle de tresse et en ordonnée la fréquence variant entre 1 MHz et 100 MHz.

La valeur de l'impédance de transfert traduite en module sera présentée par une plage colorée.

Nous pourrons ainsi choisir le couple recouvrement-angle de tresse qui procure l'optimisation théorique. En effet, il faut savoir que ces chiffres ne donneront qu'une valeur très approchée de l'impédance de transfert. De nombreux facteurs géométriques font que les modèles proposés ne reproduisent l'impédance de transfert qu'avec une certaine incertitude.

Résultats de la Simulation numérique

Nous allons modéliser deux structures dont les paramètres primaires de tressage (N_f, d, D_e) seront :

Structure 1 Nombre de fuseaux $N_f = 32$
 Diamètre élémentaire $d = 0,15$ mm
 Diamètre sur isolant $D_e = 11$ mm

Structure 2 Nombre de fuseaux $N_f = 16$
 Diamètre élémentaire $d = 0,15$ mm
 Diamètre sur isolant $D_e = 11$ mm

Pour chaque structure nous ferons varier le nombre de brins par fuseau, soit : $N = 6, N = 7$.

Les résultats portés sur les planches (III-14) et (III-15) montre qu'une structure optimisée permet d'approcher des conditions donnant un minimum d'impédance de transfert aux fréquences les plus élevées. Il faut donc chercher les plages colorées en bleu.

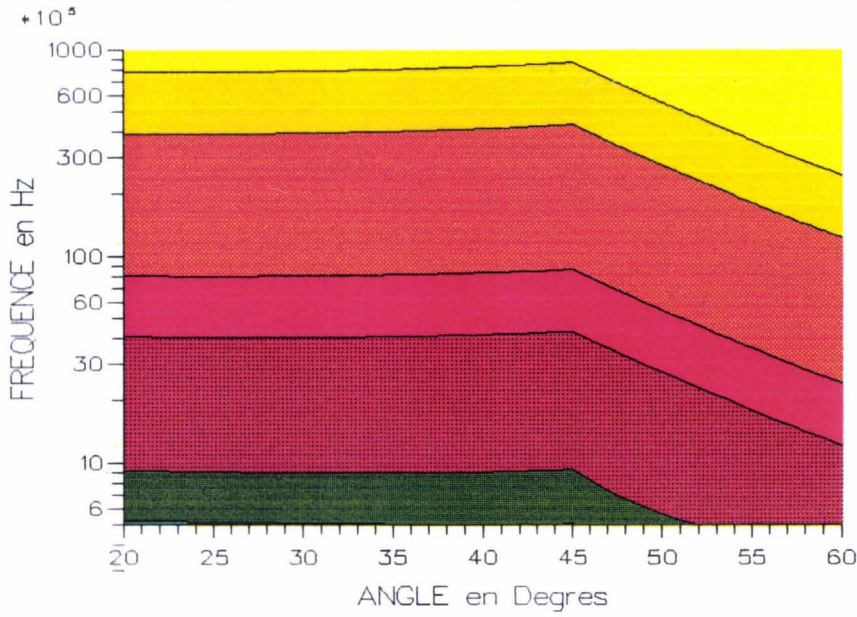
On remarque que la structure comportant 32 fuseaux et 7 conducteurs par fuseau semble s'approcher des conditions optimales. Le minimum d'impédance de transfert a été obtenu avec un angle de tresse voisin de 45° et un taux de recouvrement supérieur à 90%.

Pour les deux structures choisies, on remarque que le moindre changement effectué sur un paramètre notamment le nombre de brins par fuseau modifie la variation de l'impédance de transfert. Ceci explique en pratique la dispersion observée sur les mesures d'impédance de transfert des tresses optimisées.

Les recouvrements optiques de ces deux structures sont donnés en Annexe III

Zt

MODULE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT



Zt

MODULE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT

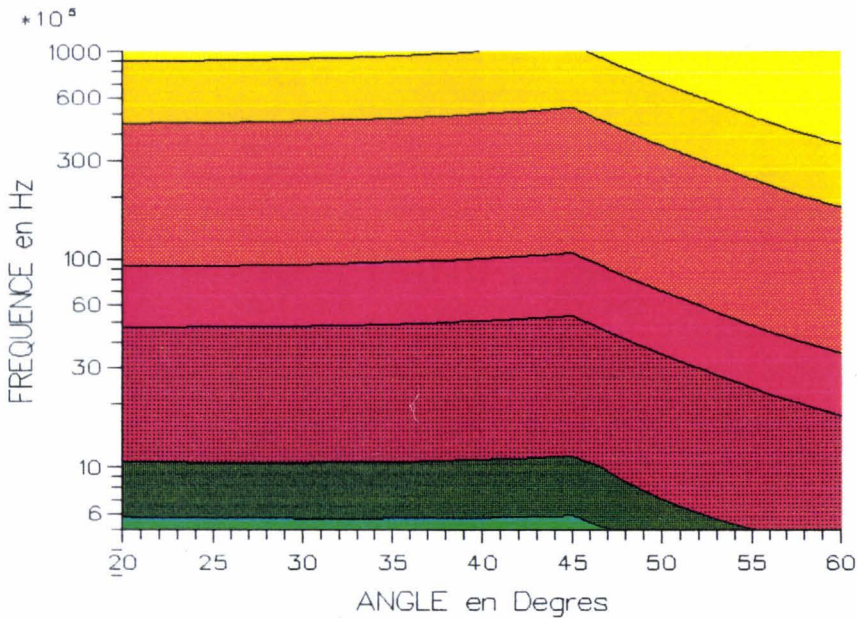
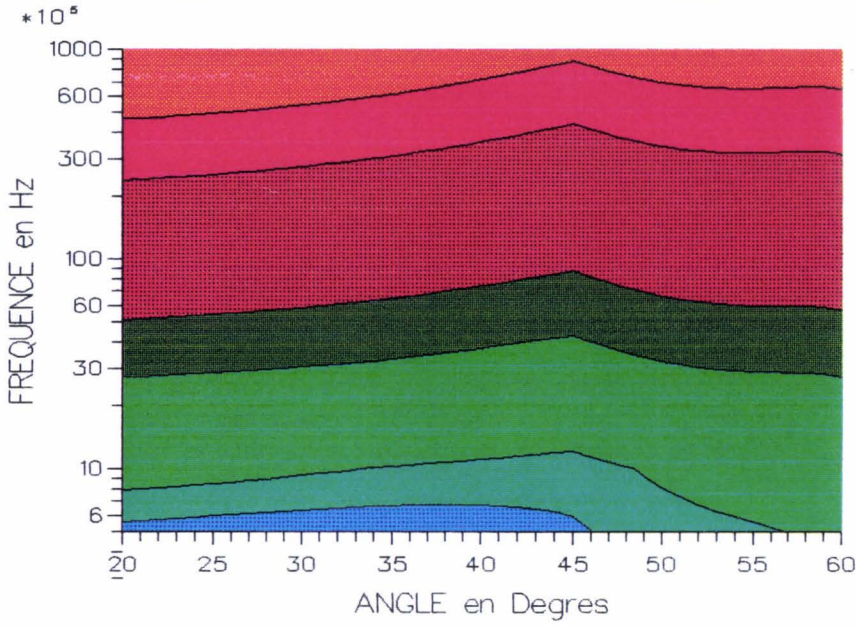


Planche (III-14)



Zt

MODULE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT



Zt

MODULE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT

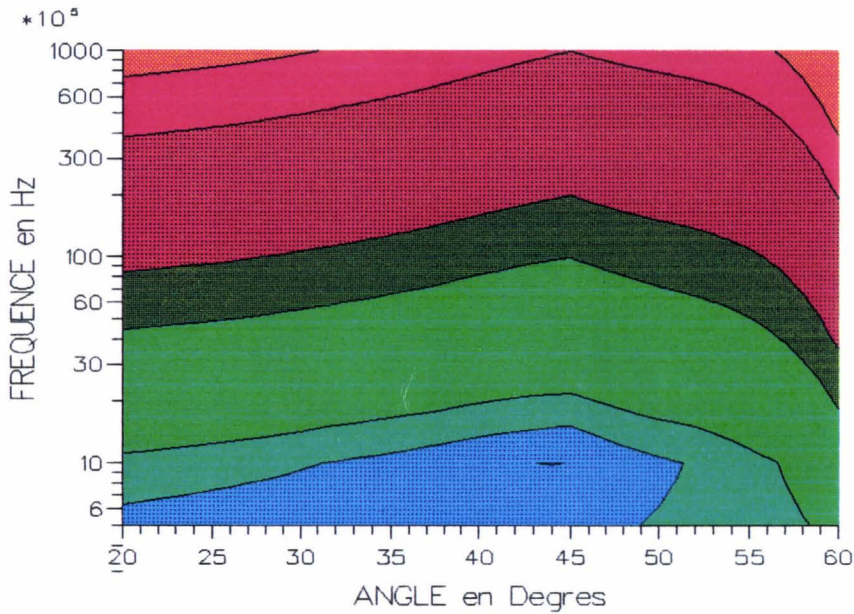


Planche (III-15)



Chapitre IV

***MISE EN OEUVRE D'UNE METHODE
DE SYNTHESE D'IMPULSIONS POUR LA
MESURE DE L'IMPEDANCE DE
TRANSFERT DES CABLES COAXIAUX
AUX FREQUENCES ELEVEES
[1 MHz - 1 GHz]***

**CHAPITRE IV -MISE EN OEUVRE D'UNE METHODE DE
SYNTHESE D'IMPULSIONS POUR LA MESURE
DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT DES
CABLES COAXIAUX AUX FREQUENCES
ELEVEES [1 MHz à 1 GHz]**

INTRODUCTION.....	101
IV-1- SIMULATION NUMERIQUE DE LA MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT PAR UNE METHODE UTILISANT LA SYNTHESE D'IMPULSIONS.....	102
IV-1-1- Techniques de reconstitution des signaux temporels à partir des signaux harmoniques.....	105
IV-1-1-1- Gestion des signaux harmoniques.....	105
a- Courant perturbateur.....	105
b- Tension parasite.....	107
IV-1-1-2- Reconstitution des signaux temporels Courant-Tension.....	109
a- Courant perturbateur.....	110
b- Tension parasite.....	111
IV-1-1-3- Choix des paramètres fondamentaux des signaux transitoires en vue de leur synthèse.....	111
IV-1-2- Traitement des signaux synthétisés et recherche de la caractéristique de l'impédance de transfert dans la gamme de fréquences [1 MHz-1 GHz].....	112
IV-2- VERIFICATION EXPERIMENTALE APPLIQUEE A UN CABLE COAXIAL A GRANDE INDUCTANCE DE TRANSFERT.....	118

INTRODUCTION

Les résultats obtenus au chapitre précédent ont montré qu'il est intéressant de connaître le module et surtout la phase de l'impédance de transfert afin d'obtenir une information sur la nature du couplage intervenant sur la tresse. Les méthodes de mesure exposées aux chapitres précédents ne permettaient qu'une mesure du module. Bien sûr l'utilisation de la chaîne de réception d'un mesureur vectoriel peut sous certaines conditions apporter une information sur la phase. L'usage des courants perturbateurs transitoires assortis d'une transformée de Fourier est aussi une solution qui fût utilisée par FICHEUX [41]. Toutefois, cette méthode manque de sensibilité puisqu'elle utilise un oscilloscope large bande et par conséquent un apport du bruit.

Dans ce chapitre, nous proposons d'utiliser une méthode qui consiste à reproduire des impulsions par synthèse harmonique de façon à mettre en oeuvre une chaîne de réception sélective de grande sensibilité. La reconstitution du courant perturbateur et de la tension parasite permet de discerner les réflexions indésirables et d'isoler les parties réellement utiles des signaux sur lesquels nous appliquerons une Transformée de Fourier Discrète. Dans un premier temps, nous allons d'abord démontrer par la simulation numérique la faisabilité de cette méthode de mesure en choisissant un nombre limité d'harmoniques pour la décomposition de séries de Fourier. Ensuite, à partir de mesures pratiquées sur un échantillon de câble et du traitement de signal adéquat, nous montrerons les possibilités et les limites d'application de cette méthode avec le banc de mesure à discontinuité de blindage habituellement utilisé. Enfin, une solution proposée dans le dernier paragraphe sera validée à partir de mesures pratiquées sur un échantillon de câble coaxial connu sous l'appellation "CERLIL".

IV-1-SIMULATION NUMERIQUE DE LA MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT PAR UNE METHODE UTILISANT LA SYNTHESE D'IMPULSIONS [41],[46],[47],[48]

Avant d'aborder la partie simulation, nous allons décrire brièvement l'ordre des opérations effectuées en vue de déterminer le module et la phase de l'impédance de transfert jusqu'à 1 ou 2 GHz.

Les différentes étapes à suivre sont résumées sur le schéma de la figure (IV-1).

On rappelle que la reproduction des impulsions par synthèse harmonique nécessite la connaissance des signaux courant perturbateur $I_p(0,nf_0)$ et tension $V(L,nf_0)$ à chaque harmonique. C'est pourquoi nous allons mesurer en premier lieu ces signaux à l'aide de l'analyseur de réseau ("1"). Pour couvrir par exemple la gamme [1 MHz-1000 MHz] il convient d'affecter aux signaux harmoniques la fréquence fondamentale $f_0=1$ MHz et de choisir $n=1000$ harmoniques. Lors de la simulation numérique ces signaux $I_p(0,nf_0)$ et $V(L,nf_0)$ seront calculés en utilisant le principe de fonctionnement du banc de mesure à discontinuité de blindage décrit au paragraphe (II-2-2) du chapitre II. Dans les deux cas, le courant perturbateur $I_p(L/2,nf_0)$ sur la discontinuité sera ensuite évalué à partir du courant $I_p(0,nf_0)$ à l'entrée de la cavité en tenant compte des dimensions géométriques du banc et du câble sous test ("2").

On va donc générer la perturbation à partir d'un signal trapézoïdal périodique ("3").

Le courant perturbateur sera donc reconstitué en pondérant le module et la phase du courant $I_p(L/2,nf_0)$ par les coefficients de Fourier C_n calculés à partir de ce signal trapézoïdal ("4").

Afin d'éliminer les réflexions indésirables et d'isoler la partie utile nous allons conserver seulement la partie du signal perturbateur correspondant au premier phénomène transitoire. Le signal courant sera ensuite dilaté à travers une fenêtre T_f de façon à ce qu'on puisse assimiler le courant à un échelon ("5"). Cette fenêtre est en relation étroite avec la fréquence minimale de la gamme de fréquences que l'on souhaite couvrir. L'assimilation du courant à un échelon va évidemment poser le problème de la troncature lorsqu'on passera à l'évolution de son spectre par T.F.D. L'artifice de NICHOLSON sera alors appliqué (Annexe IV).

La tension $V(L,t)$ sera également reconstituée en pondérant le module et la phase de la tension $V(L,nf_0)$ par les coefficients de Fourier C_n . Dans cette étude nous nous intéresserons uniquement au cas des blindages passe-haut pour lesquels l'impédance de transfert croît avec la fréquence. Ce type de comportement donne comme signal de sortie la dérivée du signal d'entrée. Par conséquent, la tension parasite induite se présentera sous la forme de deux impulsions de durée pratiquement égale à T_m ("6"). Seule la réponse correspondant au premier phénomène transitoire nous intéresse également dans la suite ("7").

La caractéristique d'impédance de transfert sera enfin déduite par le rapport des transformées de Fourier Discrètes de la tension parasite induite et du courant perturbateur ("8").

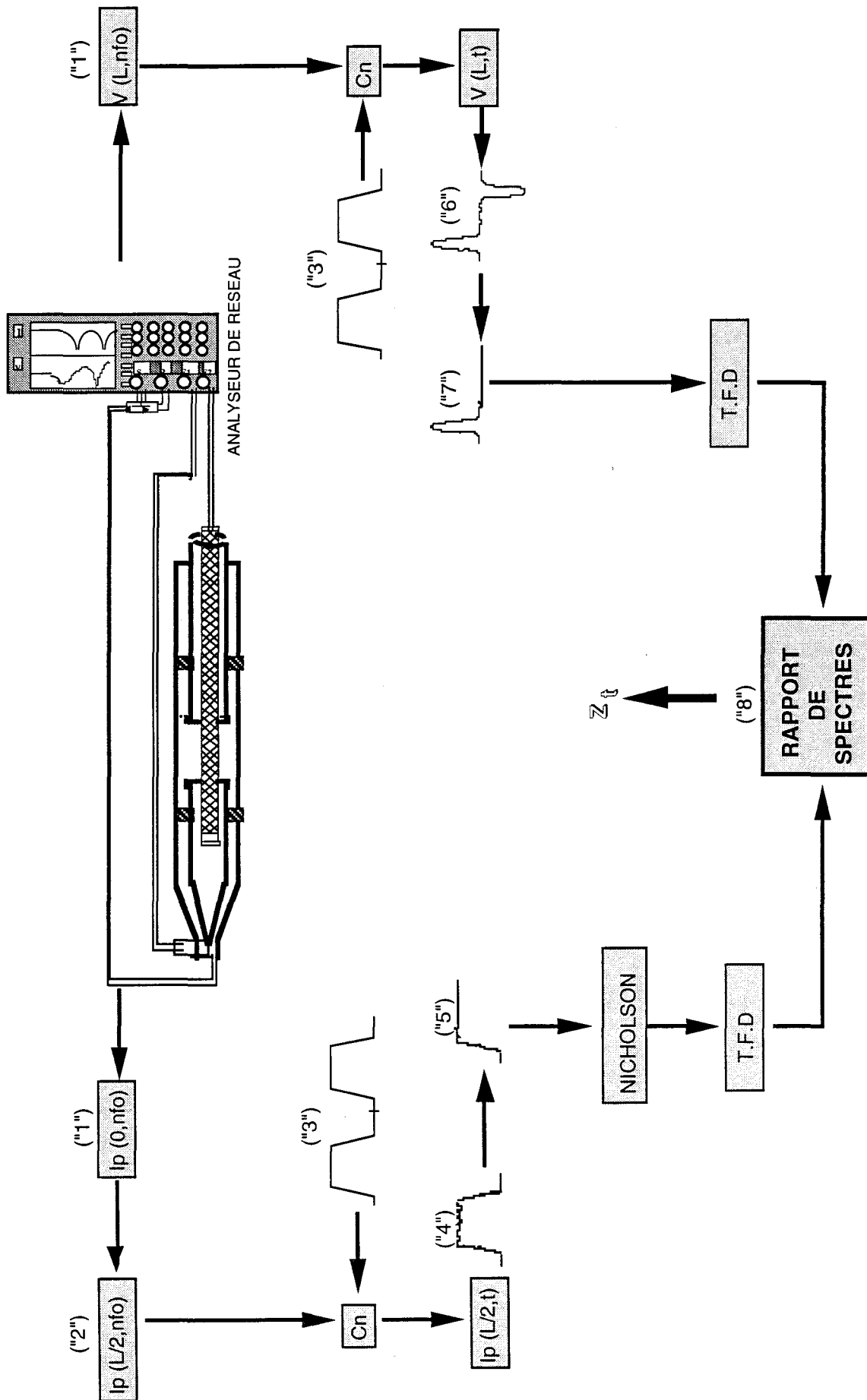


Figure (IV-1)

IV-1-1-Techniques de reconstitution des signaux temporels à partir des signaux harmoniques.

IV-1-1-1-Gestion des signaux harmoniques

a-Courant perturbateur

Afin d'explorer la gamme de fréquences qui s'étend de 1 MHz à 1000 MHz, nous allons simuler le courant à l'entrée de la cavité en prenant un nombre d'harmoniques $n=1000$. Le banc de mesure vu de la source peut se réduire au schéma de la Figure (IV-2).

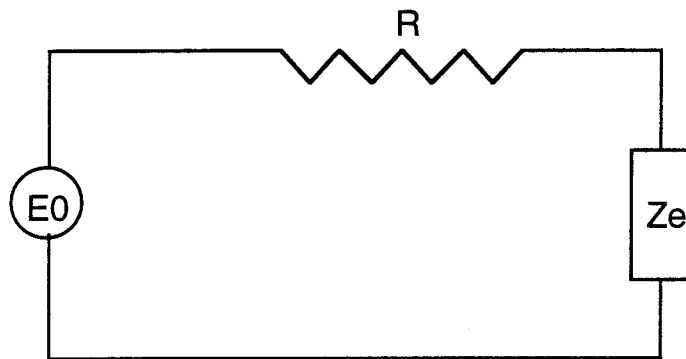


Figure (IV-2)

Cette disposition permet de calculer le courant à l'entrée de la cavité, soit:

$$\boxed{I_p(0, n\omega_0) = \frac{E_0}{R + Z_e(n\omega_0)}} \quad (IV-1)$$

R est la résistance interne du générateur et Z_e l'impédance d'entrée de la cavité. Il s'agit plus exactement de l'impédance ramenée par les différents tronçons constituant la ligne perturbatrice. Nous rappelons que le banc à discontinuité décrit au chapitre II (Figure II-2) peut s'assimiler à trois tronçons de ligne schématisés sur la Figure (IV-3).

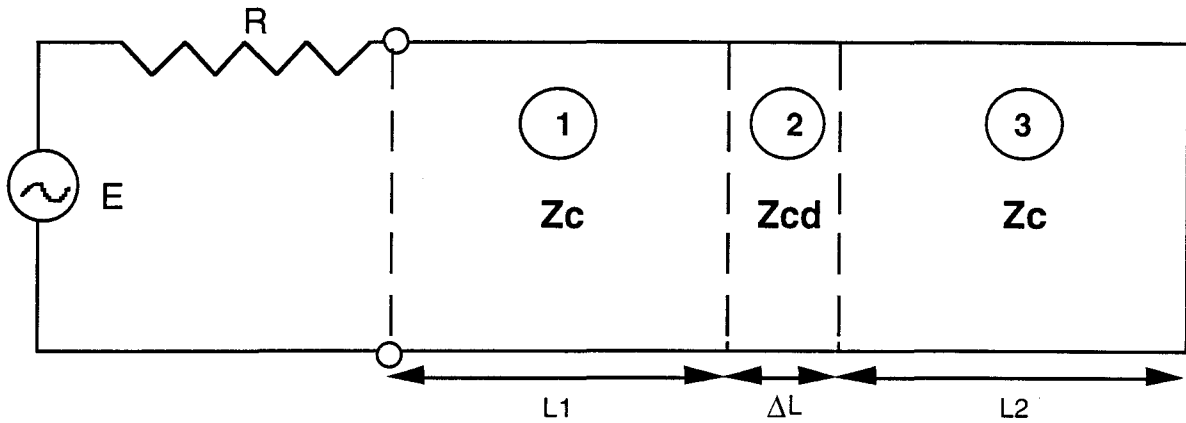


Figure (IV-3)

$L1$ et $L2$: sont les dimensions de la ligne de propagation formée par les masques $M1$ et $M2$ qui se situent de part et d'autre de la discontinuité.

ΔL : est la longueur de la discontinuité de blindage.

Zc : est l'impédance caractéristique des lignes $L1$ et $L2$. Pour ce banc de mesure, Zc est égale à 50Ω .

Zcd : est l'impédance caractéristique au niveau de la discontinuité de blindage dont la valeur dépend du diamètre du câble sous test.

En connaissant le courant $I_p(0, n\omega_0)$ à l'entrée de la cavité, le courant $I_p(L/2, n\omega_0)$ au milieu de la discontinuité peut s'exprimer d'une façon générale par la relation [4]:

$$I_p(L/2, n\omega_0) = I_p(0, n\omega_0) [G_1 e^{-\Gamma(\Delta L/2)} + G_2 e^{\Gamma(\Delta L/2)}]$$

(IV-2)

$G1$ et $G2$ sont des fonctions qui dépendent de tous les paramètres de la structure ci-dessus en l'occurrence les longueurs ($L1, L2, \Delta L$) et les impédances caractéristiques (Zc, Zcd).

Le module et la phase du courant $I_p(L/2, n\omega_0)$ au milieu de la discontinuité sont donnés sur la planche (IV-1).

b- Tension perturbatrice

Si on suppose que la longueur d'onde associée à la source harmonique est bien plus grande que la dimension ΔL , la tension parasite qui apparaît entre la ligne coaxiale et le blindage peut être reliée au courant perturbateur "Ip" par l'impédance de transfert "Zt", soit:

$$V(L, n\omega_0) = Z_t(n\omega_0) I_p(L/2, n\omega_0) \Delta L \quad (IV-3)$$

Relation dans laquelle " $Z_t(n\omega_0)$ " est l'impédance de transfert du câble pour l'harmonique de rang "n".

Nous prendrons le modèle canonique d'impédance de transfert

$$Z_t = R_0 + jL_t \omega \quad (IV-4)$$

où R_0 représente la résistance linéique du blindage et L_t représente l'inductance linéique de transfert.

Nous avons choisi $R_0 = 5 \text{ m}\Omega/\text{m}$

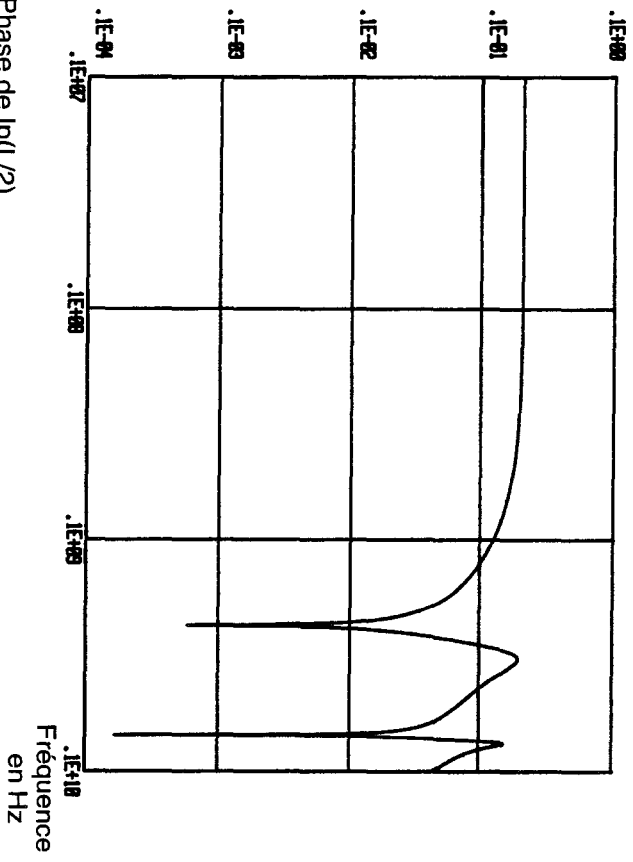
$L_t = 16 \text{ nH}/\text{m}$

Nous avons représenté sur la planche (IV-2) le module et la phase de la tension $V(L, n\omega_0)$ dans la gamme de fréquences [1 MHz-1GHz].

On remarque sur cette courbe que la contribution de R_0 est masquée par $L_t \omega$. Ceci tient à la valeur importante de L_t qui est égale à 16 nH/m. Cette inductance de transfert particulièrement élevée est celle d'un câble coaxial tressé à faible recouvrement optique. Ce choix sera justifié à posteriori quand nous ferons la faisabilité expérimentale.

Module de $I_p(L/2)$
[A]

COURRANT



Module de $V(L)$
[V]

TENSION

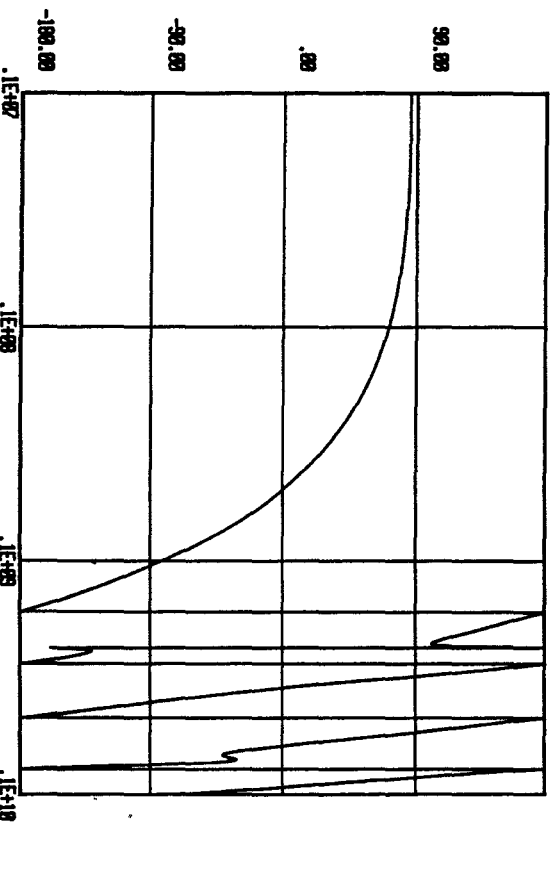
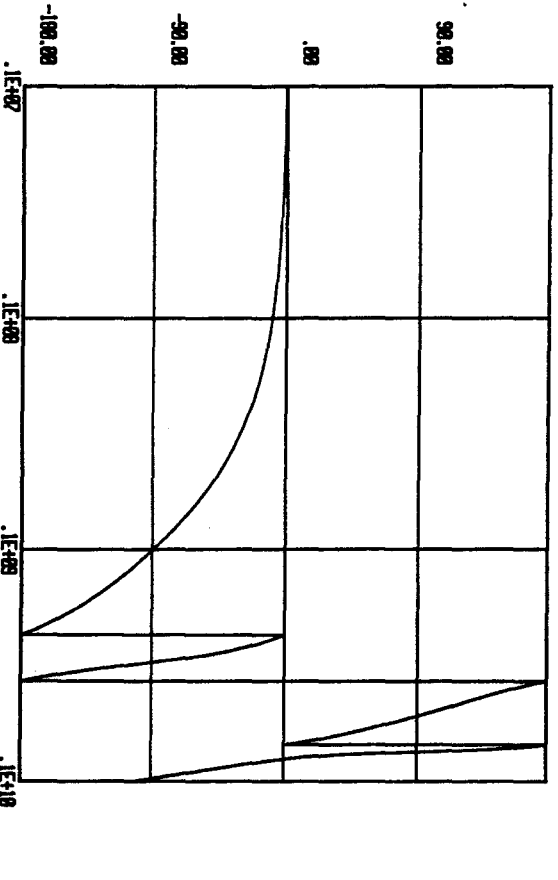
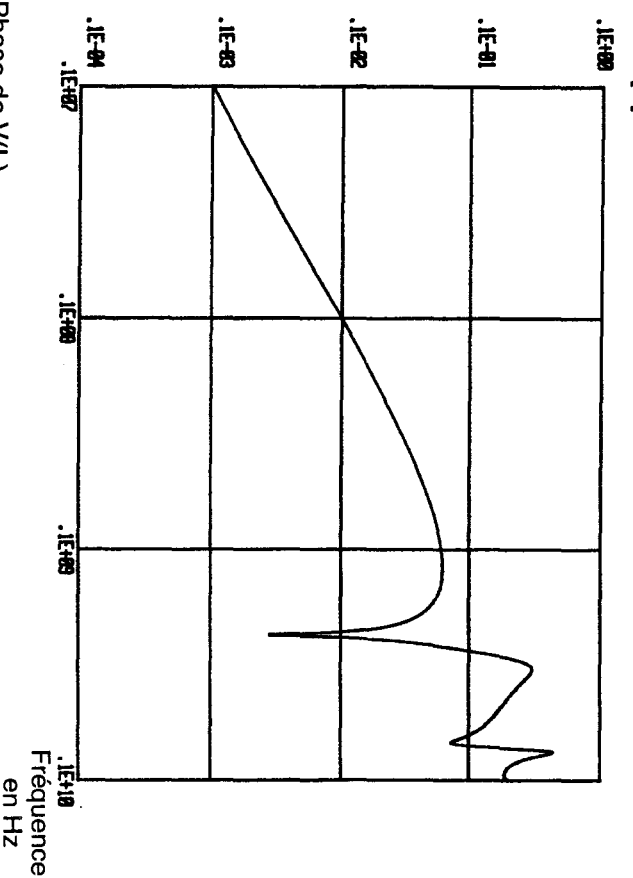


Planche (IV-2)

Planche (IV-2)

IV-1-1-2-Reconstitution des signaux temporels Courant-Tension

La perturbation est générée à partir de créneaux récurrents de f.e.m $e(t)$ représentée sur la figure (IV-4).

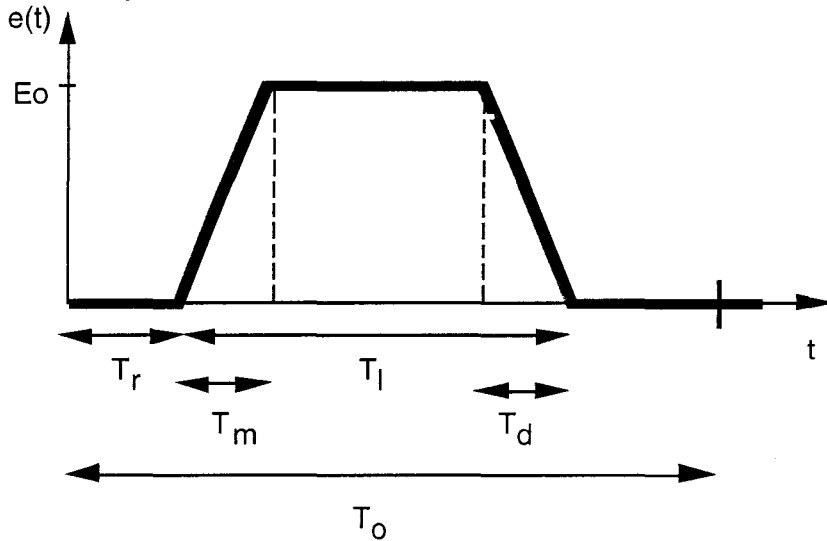


Figure (IV-4)

La signification physique des différents paramètres est :

- E_o : amplitude du créneau.
- T_m : Temps de montée qui est égal au temps de descente T_d . Nous verrons par la suite que, pour un échelon de courant, le choix de ce paramètre permettra de maîtriser la borne supérieure du spectre que nous souhaitons explorer.
- T_l : largeur du créneau; la valeur de ce paramètre doit être obligatoirement supérieure à deux fois celle du temps de montée.
- T_r : représente le temps de retard; ce paramètre est facultatif.

La méthode va donc consister à reproduire ce signal trapézoïdal en superposant N harmoniques dont l'amplitude sera pondérée par les coefficients de Fourier d'un signal trapézoïdal périodique. On va donc attribuer à ce signal synthétique une période fondamentale T_o .

Le signal $e(t)$ va donc s'exprimer :

$$e(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_n \exp(j2\pi n(t-T_r)/T_o)$$

(IV-5)

avec

$$C_n = \frac{E_0}{T_0} \int_0^{T_0} e(t) \exp(-j2\pi n(t-T_r)/T_0) dt$$

n représente ici l'ordre des harmoniques alors que C_n correspond aux coefficients de Fourier du signal $e(t)$.

En utilisant le profil trapézoïdal de $e(t)$ défini ci-dessus, on obtient pour l'harmonique de rang " n ":

$$C_n = \frac{E_0}{T_0 T_m (n\omega_0)^2} [\exp(-j n\omega_1) - \exp(-j n\omega_2) + \exp(-j n(\omega_1 - \omega_2)) - 1] \quad (IV-6)$$

avec $\omega_1 = \omega_0 T_m$ $\omega_2 = \omega_0 T_1$ $\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0}$

a-Courant perturbateur

Nous allons simuler numériquement la synthèse du courant perturbateur que l'on trouverait sur la discontinuité de blindage du banc triaxial à cavité résonante. Le courant sera influencé par des réflexions sur le court circuit d'extrémité. En conséquence, chaque coefficient de Fourier du signal $e(t)$ sera pondéré par la valeur du courant $I_p(L/2, n\omega_0)$ qu'on obtient sur la discontinuité lorsqu'il est appliqué à l'entrée du banc une f.e.m harmonique d'amplitude 1 Volt et de fréquence $n\omega_0$.

$$I_p(L/2, t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_n I_p(L/2, n\omega_0) \exp(jn\omega_0(t-T_r)) \quad (IV-7)$$

avec

$$I_p(L/2, n\omega_0) = |I_p(L/2, n\omega_0)| e^{j\phi(I_p(L/2, n\omega_0))}$$

où * $|I_p(L/2, n\omega_0)|$ et $\phi(I_p(L/2, n\omega_0))$ représentent le module et la phase du courant sur la discontinuité pour l'harmonique de rang " n ".

b- Tension parasite

La réponse du câble $V(L,t)$ s'obtient par la relation suivante:

$$V(L,t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_n V(L,n\omega_0) \exp(jn\omega_0(t-T_r))$$

(IV-8)

avec

$$V(L,n\omega_0) = |V(L,n\omega_0)| e^{j\phi(V(L,n\omega_0))}$$

où * $|V(L,n\omega_0)|$ et $\phi(V(L,n\omega_0))$ représentent le module et la phase de la tension parasite qu'on obtiendrait à l'extrémité du câble lorsqu'on applique la f.e.m de 1 Volt.

Ces signaux seront générés lors de l'expérience avec le même protocole.

IV-1-1-3-Choix des paramètres fondamentaux des signaux transitoires en vue de leur synthèse.

Les paramètres qui influenceront le plus l'élaboration de la synthèse seront:

-La période fondamentale T_0 qui fixe la fréquence la plus basse à explorer, soit $f_0=1/T_0$.

-Le temps de montée T_m : Le choix de ce paramètre dépend de l'étendue du spectre que l'on souhaite couvrir. Pour un échelon perturbateur, on sait que le premier lobe du spectre se situe juste au-dessous de l'inverse du temps de montée.

Cette fréquence particulière peut d'une certaine façon caractériser la limite supérieure du spectre exploitable par la synthèse d'impulsions. En effet le spectre de l'échelon passe par une amplitude voisine de zéro sur chaque fréquence délimitant un lobe. Cette situation fait que sur ces fréquences et à leur voisinage le rapport de spectre sera entaché d'une grande imprécision.

-Le nombre d'harmoniques n qui doit être le plus élevé possible pour avoir une meilleure reconstitution du signal.

-La base de l'échantillonnage m que nous serons amenés à utiliser lors du calcul de la Transformée de Fourier Directe s'exprime:

$$m=2^\gamma \quad \text{où } \gamma \text{ est un entier représentant le poids de cette base.}$$

Ce paramètre sera choisi de façon à ce que le pas d'échantillonnage temporel soit très petit devant le temps de montée T_m afin de limiter le plus possible les effets de repliements de spectre.

IV-1-2-Traitement des signaux synthétisés et recherche de la caractéristique de l'impédance de transfert dans la gamme de fréquences [1 MHz-1000 MHz].

Par la méthode de synthèse d'impulsions, il est illusoire de couvrir la gamme envisagée [1 MHz-1 GHz] par un seul essai. Nous avons donc choisi d'explorer cette gamme en deux étapes, tout d'abord de 1 MHz à 15 MHz, ensuite de 15 MHz à 1 GHz.

De 1 MHz - 15 MHz

Pour simuler cette première possibilité, nous avons choisi les paramètres suivants :

To=1 μ s	Tf=1 μ s	Tr=0,1 μ s
Tm=40 ns	Tl=0,7 μ s	m=256
Eo=1 V		

* Le paramètre Tf représente la fenêtre d'observation, sa valeur doit être égale à l'inverse de la fréquence minimale de la sous gamme de fréquences à explorer. Ce paramètre et la base de l'échantillon m permettent de déterminer le pas d'échantillonnage T_e , soit :

$$T_e = \frac{T_f}{(m-1)} \quad (IV-9)$$

Nous avons représenté sur la planche (IV-3) les signaux reconstitués à l'aide des relations (IV-7) et (IV-8) . Dans la partie supérieure figure le courant perturbateur sur la discontinuité alors que dans la partie inférieure figure la tension parasite à l'extrémité du câble.

Ces signaux correspondent parfaitement au résultat attendu puisque la tension $V(L,t)$ comporte un maximum d'amplitude proportionnel à la dérivée du courant perturbateur. On remarque que la durée de l'impulsion de tension est pratiquement égale au temps de montée choisi pour l'impulsion de courant.

Après tout le traitement nécessaire aux signaux courant et tension, nous déduisons la caractéristique d'impédance de transfert par le rapport des T.F.D de la tension parasite et du courant perturbateur, soit :

$$Z_t = \frac{TF[V(n\omega_0)]}{TF[I(n\omega_0)]} \quad (IV-10)$$

La caractéristique obtenue dans cette sous gamme de fréquences est porté sur la planche (IV-5).

De 15 MHz - 1000 MHz

Cette gamme de fréquences nous amène à choisir les paramètres suivants:

To=1 μ s	Tf=66 ns	Tr=1 ns
Tm=1 ns	Tl=0,7 μ s	m=1024

La même procédure de reconstitution des signaux a été appliquée pour cette deuxième étape. Les signaux obtenus sont portés sur la planche (IV-4).

Ce résultat mérite une attention particulière.

En effet, deux fronts de montée dus aux ondes incidentes et réfléchies apparaissent dès lors que le temps de montée choisi est plus faible que le temps de propagation de l'onde perturbatrice entre la discontinuité et le court circuit au bout de la ligne.

Il en résulte que la tension parasite se présente sous la forme de deux impulsions.

On rappelle que seule la partie des signaux correspondant au premier phénomène transitoire sera utilisée dans la suite. Le courant sera donc assimilé à un échelon.

On remarque que la durée du front de montée du courant est ici légèrement supérieure au temps de montée (Tm=1 ns) choisi au départ. Cette augmentation se ressent également sur la largeur de l'impulsion de tension. Ce phénomène est dû à l'effet de la discontinuité d'impédance caractéristique au niveau de la discontinuité de blindage. Cette déformation aura pour conséquence de diminuer considérablement la borne supérieure du spectre que nous souhaitons explorer;

elle provoque en effet, une présence prématurée du premier zéro du spectre qui se situe à une fréquence égale à l'inverse du temps de montée du courant ou à l'inverse de largeur de l'impulsion de tension.

Après avoir appliqué la T.F.D sur les signaux courant $I_p(L/2,t)$ et tension $V(L,t)$ traités nous déduisons l'impédance de transfert par le rapport de spectres (relation IV-10).

L'évolution du module et de la phase de l'impédance de transfert obtenue dans cette étape est portée sur la planche (IV-5). La caractéristique théorique de l'impédance de transfert de la relation (IV-4) est également représentée sur la même planche.

Il apparaît un très bon accord entre les courbes théoriques (module-phase) et celles déduites par le rapport de spectres des signaux reconstitués et traités. Il existe cependant un léger problème à proximité de 1 GHz; les raisons en sont expliquées ci-dessus.

Ces résultats de simulation montrent qu'on peut appliquer raisonnablement la méthode de synthèse d'impulsions au banc de mesure hautes fréquences utilisant la technique de la discontinuité de blindage.

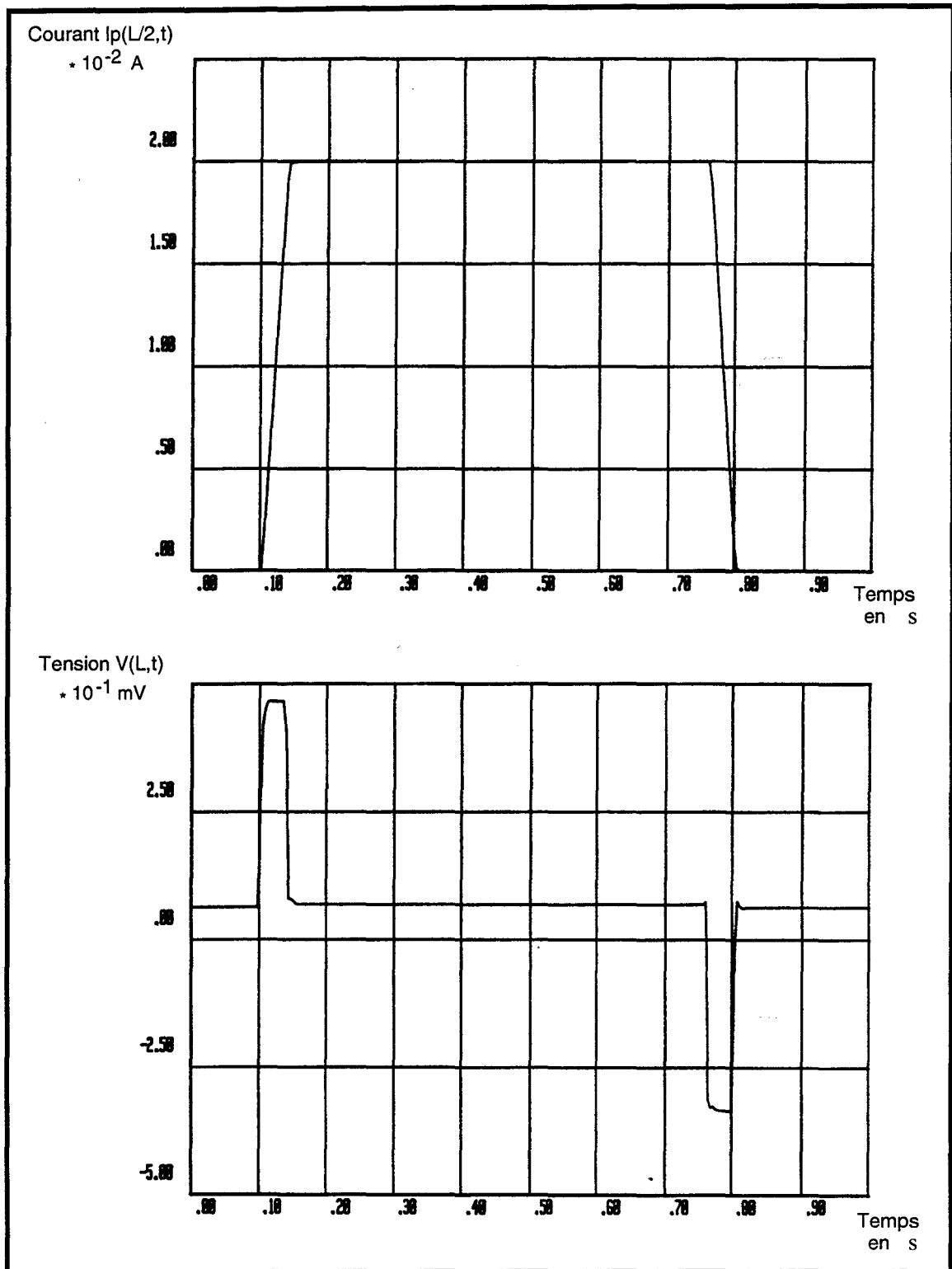


Planche (IV-3)

Signaux Courant et Tension reconstitués pour la 1ère zone de fréquences [1 MHz - 15 MHz]

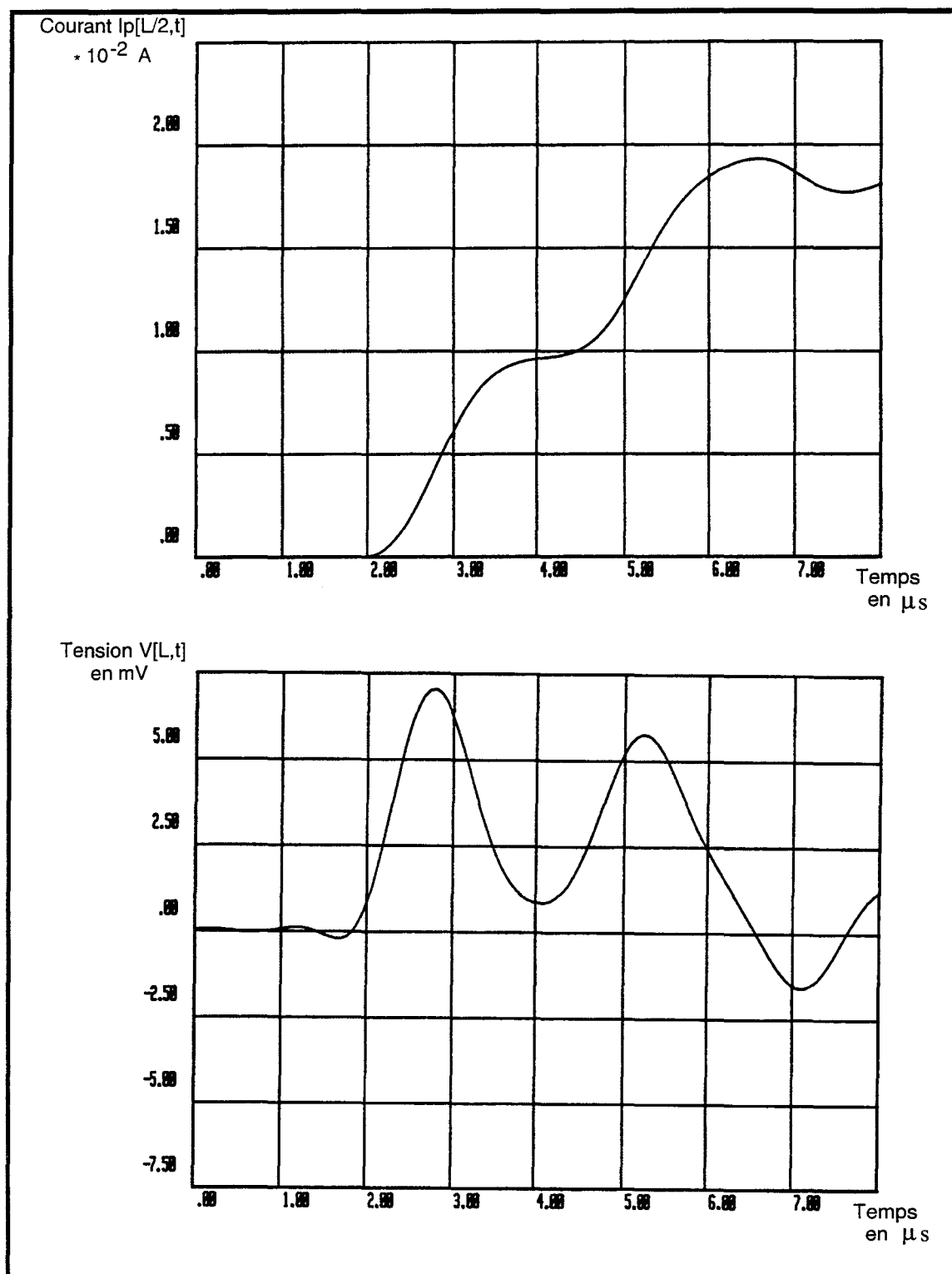


Planche (IV-4)

Signaux Courant et tension reconstitués pour la 2ème zone de fréquences [15 MHz - 1 GHz]

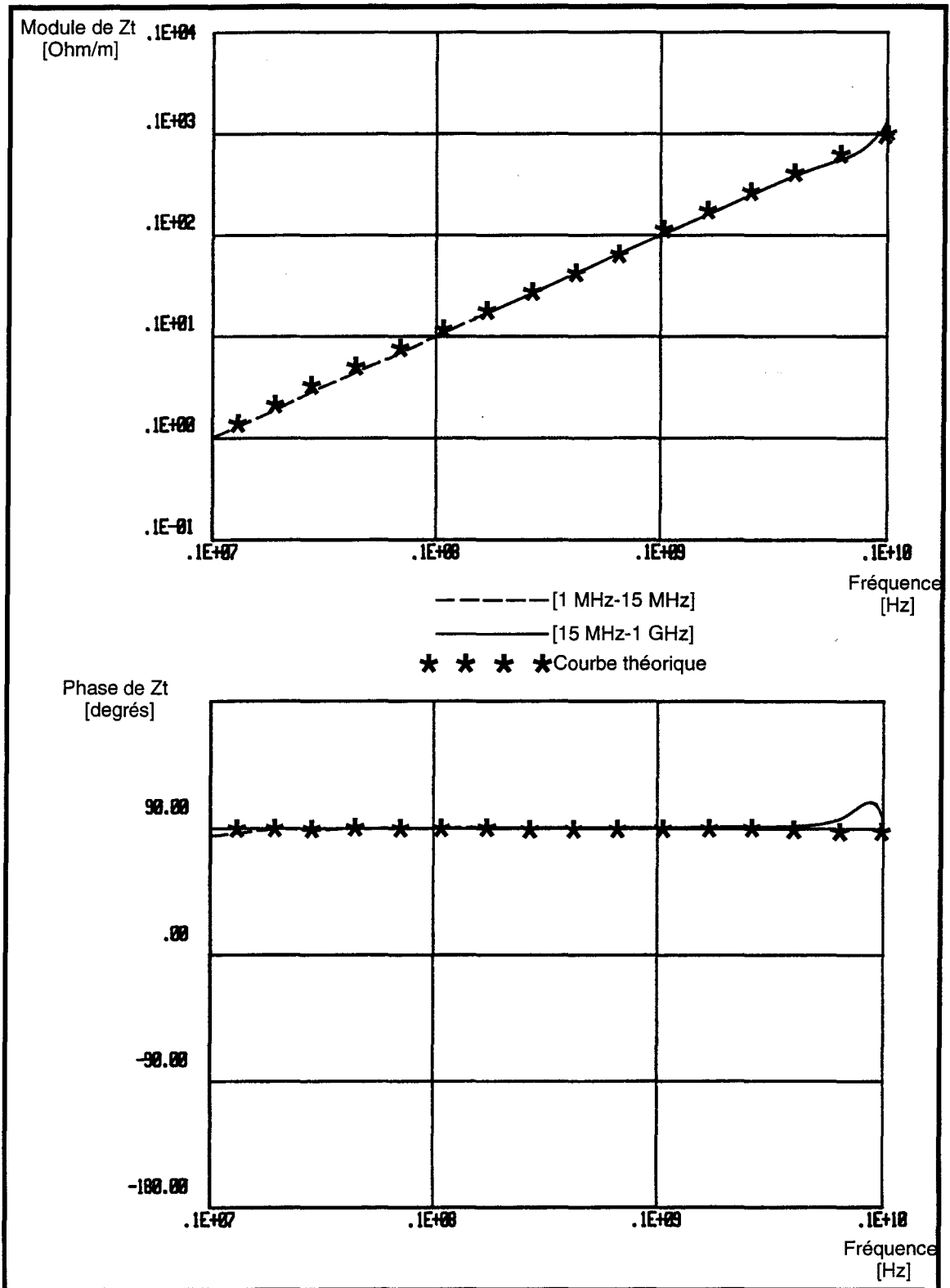


Planche (IV-5)

Comparaison de la caractéristique théorique d'impédance de transfert du modèle canonique et de la courbe obtenue par la synthèse d'impulsions



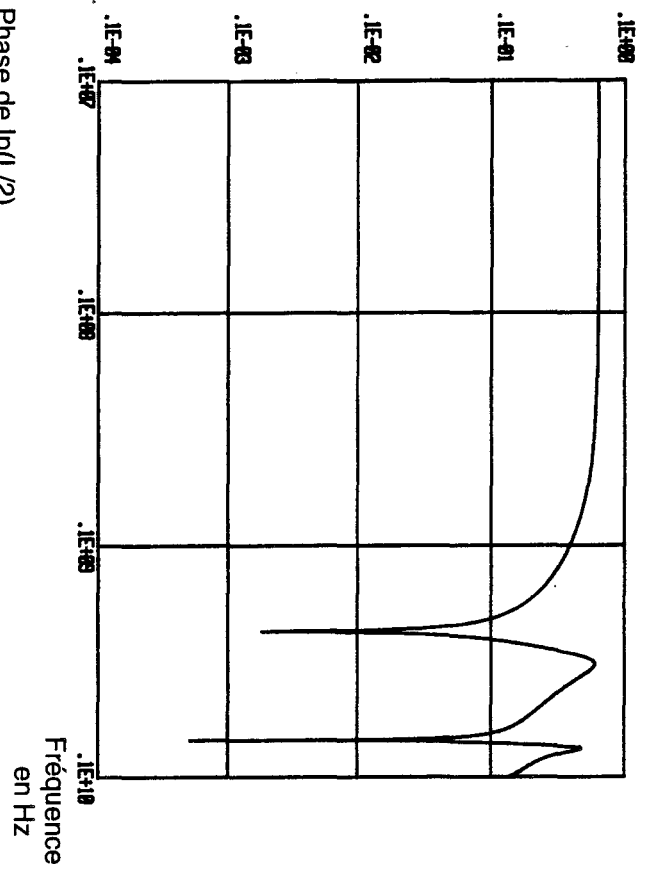
Afin de faciliter l'interprétation des résultats de mesure nous allons pratiquer des expériences sur un câble coaxial à faible recouvrement optique 20 à 30%. Ce choix a deux avantages, la réponse en extrémité du câble sera la dérivée du courant. De plus l'amplitude des fuites électromagnétiques sera telle que la valeur crête de la tension induite sera bien au dessus du seuil de bruit de la chaîne de réception, ce qui réduira les artefacts introduits par les traitements ultérieurs de Transformée de Fourier numérique.

Les essais ont montré que la caractéristique du courant simulé à partir des paramètres géométriques du banc et la caractéristique du courant mesuré sont pratiquement identiques. C'est pourquoi, dans la phase expérimentale nous allons déduire le module et la phase du courant perturbateur $I_p(L/2, n\omega_0)$ à partir des relations (IV-1) et (IV-2). L'amplitude I_{po} du courant sera mesurée, dans ce cas, à une fréquence où elle est maximale. Ce procédé a l'avantage de réduire sensiblement le temps de mesure.

Sur les planches (IV-6) et (IV-7) figurent les modules et phases du courant perturbateur et de la tension induite sur l'éprouvette installée dans le banc à discontinuité de blindage.

Module de $I_p(L/2)$
[A]

COURANT



Module de $V(L)$
[V]

TENSION

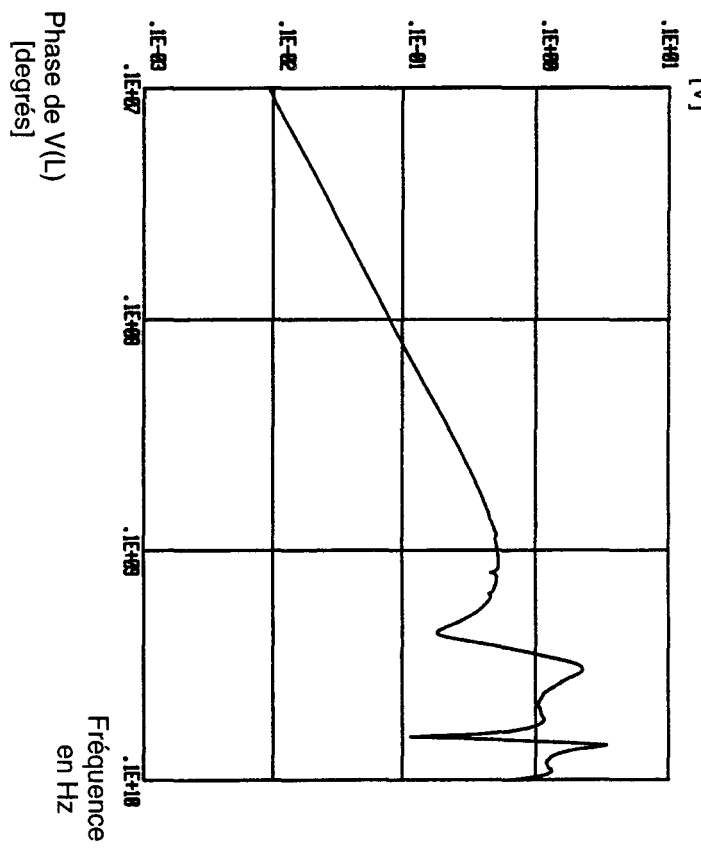


Planche (IV-6)

Planche (IV-7)

On remarque que la variation de tension est bien conforme au produit de la simulation théorique du paragraphe précédent.

On applique à l'expérience la même démarche que celle utilisée lors de la simulation numérique.

Nous rappelons donc les principaux paramètres des signaux que nous voulons synthétiser. Ceci pour les deux gammes de fréquences envisagées.

De 1 MHz-15 MHz :

$T_o=1 \mu s$	$T_f=1 \mu s$	$T_r=0,1 \mu s$
$T_m=40 ns$	$T_l=0,7 \mu s$	$m=256$

De 15 MHz-1GHz :

$T_o=1 \mu s$	$T_f=66 ns$	$T_r=0,1 \mu s$
$T_m=1 ns$	$T_l=0,7 \mu s$	$m=1024$

Lors de la reconstitution des signaux apparaissent des retards entre le courant et la tension. Ces retards sont provoqués par la propagation dans le banc de mesures. Ils seront compensés lors de leur chargement en mémoire pour le traitement ultérieur.

Les signaux correspondant à l'exploitation de la gamme [1 MHz-15 MHz] sont reproduits sur la planche (IV-8) alors que ceux correspondant à la gamme supérieure sont reproduits sur la planche (IV-9).

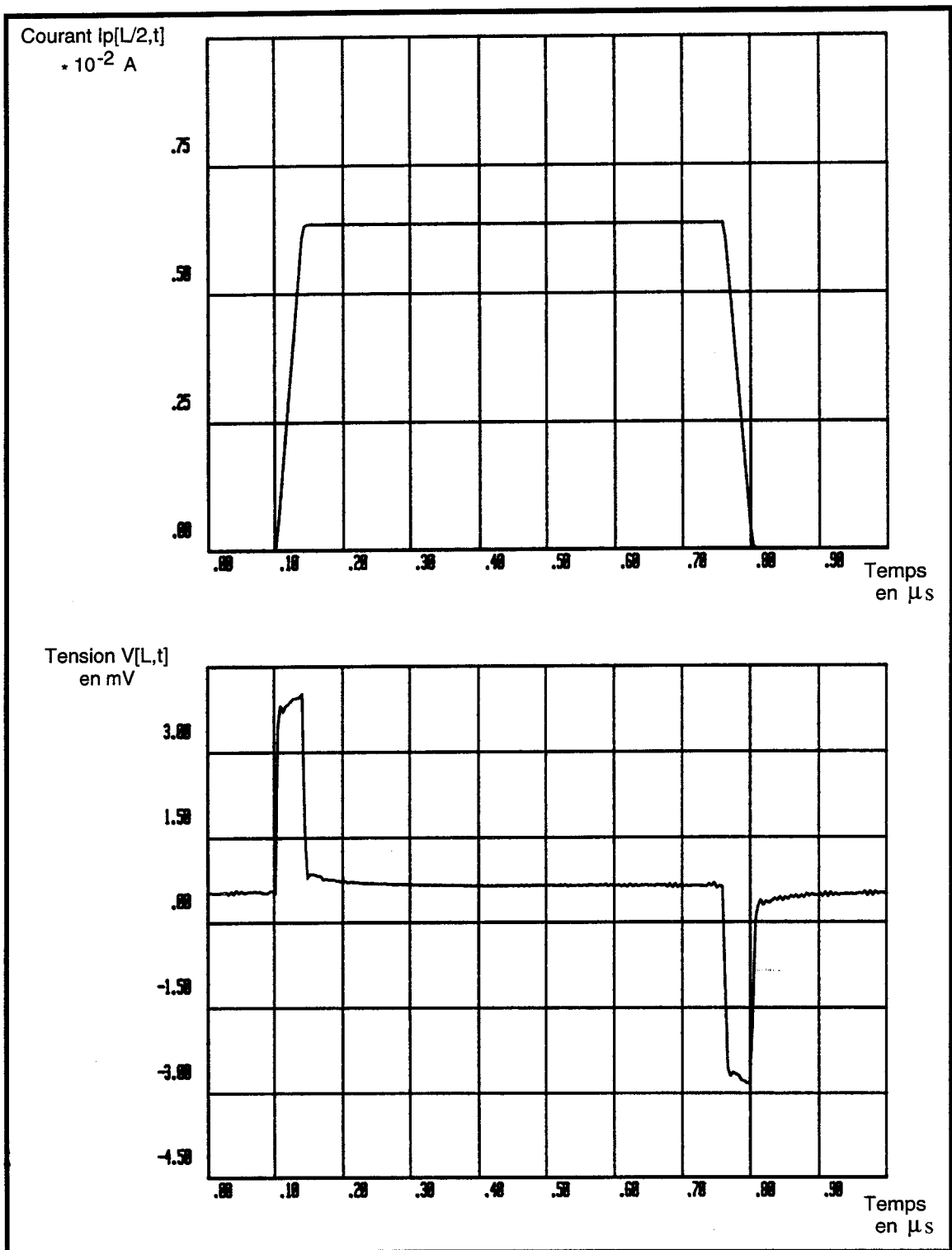


Planche (IV-8)

*Signaux Courant et Tension reconstitués pour la 1^{ère} zone de
fréquence [1 MHz - 15 MHz]*

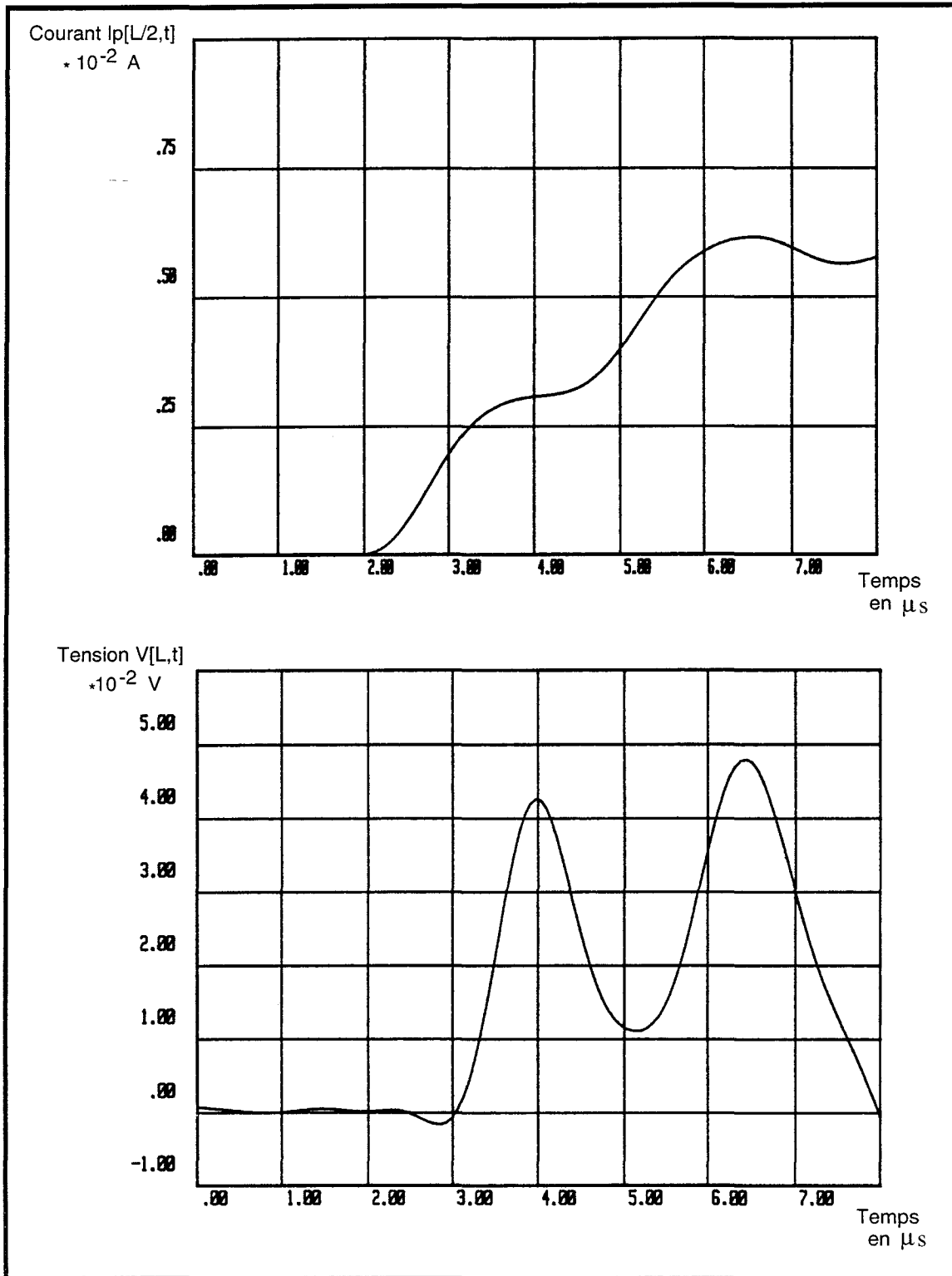


Planche (IV-9)

Signaux Courant et Tension reconstitués pour la 2ème zone de fréquences [15 MHz - 1 GHz]

On remarque que les tensions synthétiques reconstituées dans ces deux étapes correspondent bien aux réponses d'un blindage qui s'identifie à un filtre passe-haut. Toutefois, on observe sur la tension de la planche (IV-9), d'une part un élargissement important de l'impulsion de tension et d'autre part une dérivation imparfaite du courant qui se traduit par une dissymétrie des impulsions de tension.

Pour expliquer ce phénomène deux raisons sont avancées. Comme nous l'avons évoqué plus haut, la première cause est la transition d'impédance caractéristique provoquée par la discontinuité de blindage. L'autre raison est l'insuffisance du temps de propagation séparant les deux fronts de montée. Ce temps de propagation dépend de la distance qui sépare le milieu de la discontinuité et le court-circuit au bout de la ligne.

De ces signaux temporels (courant-tension) on calcule le Z_t par les procédures de traitement exposées précédemment.

La caractéristique de l'impédance de transfert obtenue est portée sur la planche (IV-10) où figure également le résultat obtenu par la méthode harmonique.

On constate une très bonne concordance entre le résultat obtenu avec la première zone de fréquences [1 MHz - 15 MHz] et la courbe correspondant à la méthode harmonique.

Il existe cependant un décalage important entre les résultats des deux zones de fréquences. Cet écart peut être expliqué par la coupure brutale imposée à la première impulsion de tension (Planche (IV-9)). Par conséquent les spectres calculés à partir de cette impulsion peuvent constituer une importante source d'erreur sur l'estimation du module et de la phase de l'impédance de transfert.

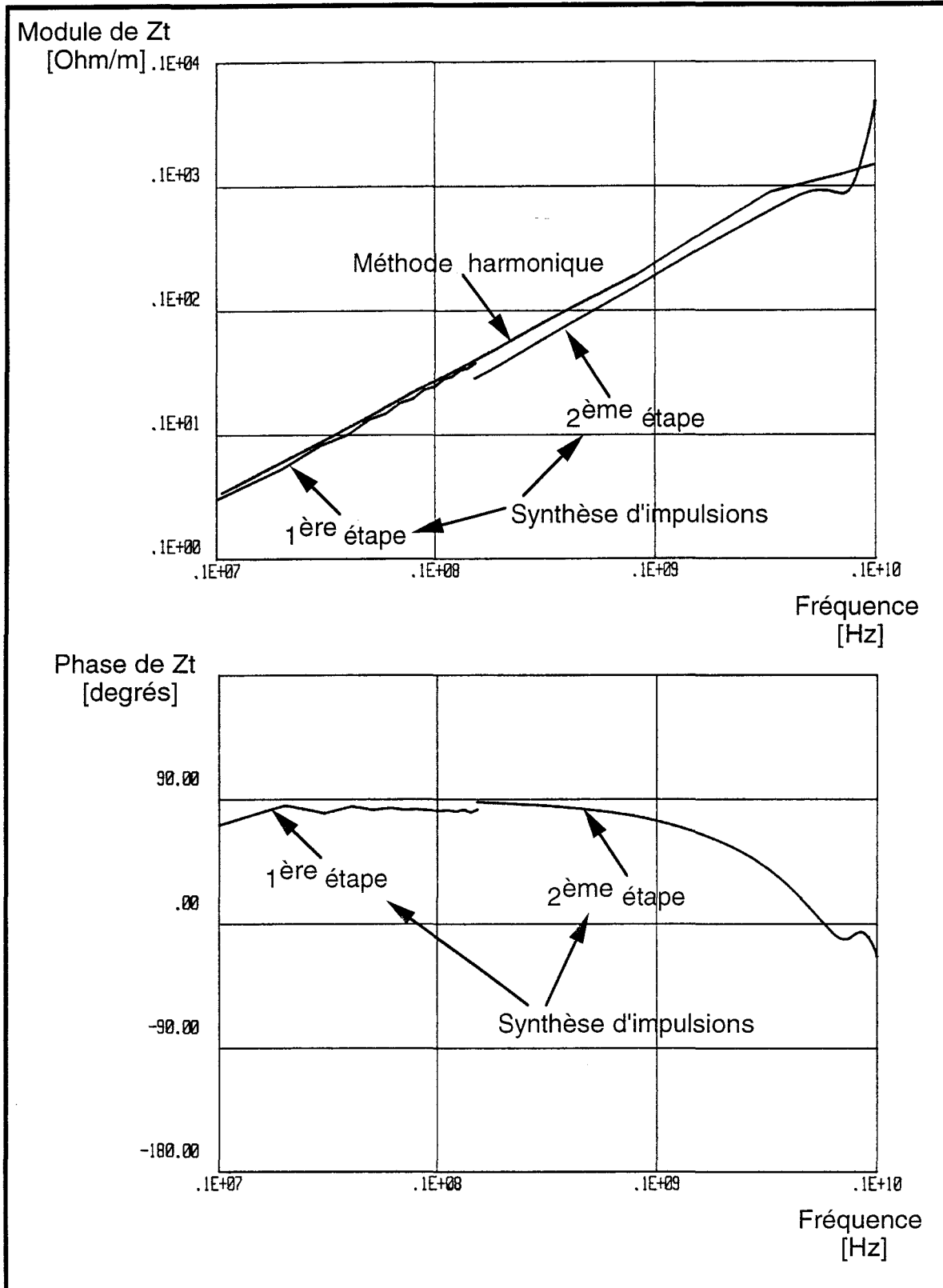


Planche (IV-10)

Caractéristiques d'impédance de transfert du câble CERLIL obtenues par la méthode de synthèse d'impulsions et par la méthode harmonique

Afin qu'on puisse bien dissocier les deux impulsions de tension nous avons conçu un banc à discontinuité de blindage plus long passant de 70 cm à 152 cm. La Figure (IV-5) illustre la coupe longitudinale de ce banc.

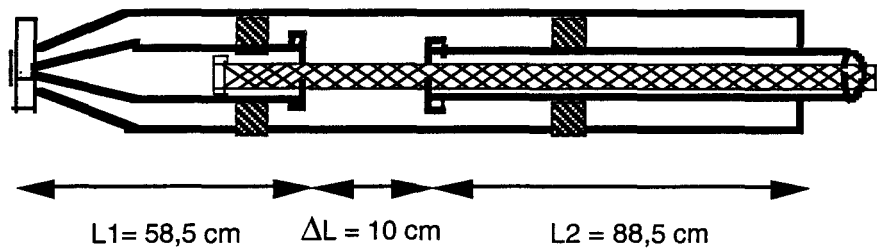


Figure (IV-5)

Contrairement au banc précédent les masques M1 et M2 ne sont pas ici symétriques. Ce choix a pour but d'augmenter le plus possible la durée du temps de propagation séparant les ondes incidentes et les ondes réfléchies. Pour cette configuration ce temps de propagation atteint 6,2 ns alors qu'avec le banc de longueur $L=70 \text{ cm}$ il était de 2,33 ns.

* Présentation des résultats expérimentaux obtenus sur un câble coaxial "CERLIL"

Il est important de signaler que nous avons choisi une longueur de discontinuité $\Delta L=5 \text{ cm}$. Ceci a pour but de diminuer le plus possible l'effet de la discontinuité d'impédance caractéristique. Par conséquent l'augmentation de la durée de l'impulsion sera moindre.

Les signaux courants-tensions reconstitués sont donnés sur les planches (IV-11) et (IV-12). On remarque que la courbe de tension de la planche (IV-12) correspond exactement au résultat attendu avec ce banc puisque les deux impulsions de tension sont parfaitement dissociées.

L'évolution du module et de la phase de l'impédance de transfert issus du traitement est donnée sur la planche (IV-13). On remarque une amélioration considérable du résultat. Ce banc nous a permis d'obtenir une allure correcte du module et de la phase de l'impédance de transfert jusqu'à peu près 800 MHz.

D'autres expériences seront bien sûr nécessaires pour valider cette méthode en particulier il sera intéressant de l'expérimenter avec des câbles dont le couplage électromagnétique répond aux modèles étudiés dans le chapitre III de notre thèse.

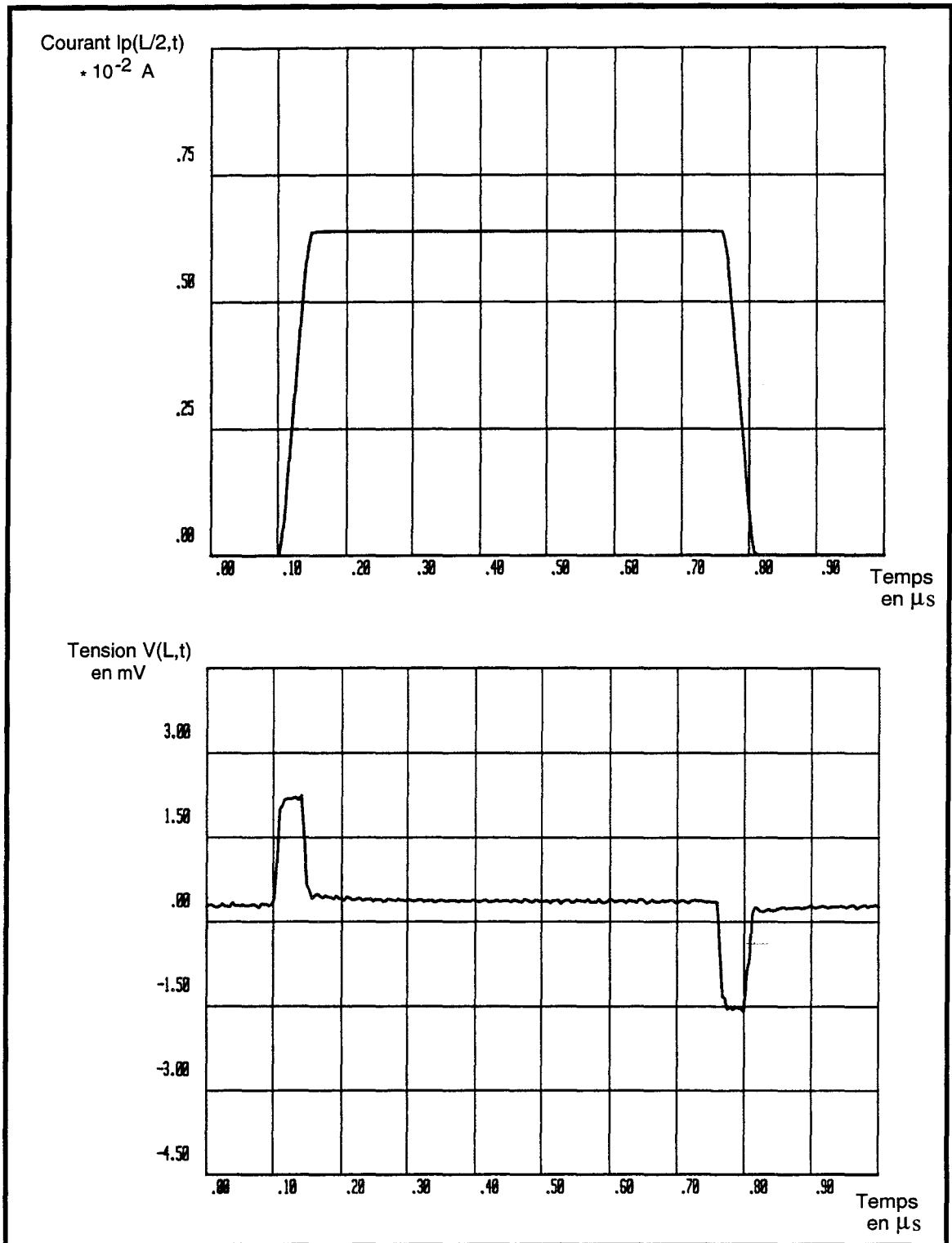


Planche (IV-11)

Signaux Courant et Tension reconstitués pour la 1^{ère} zone de fréquences [1 MHz - 15 MHz]

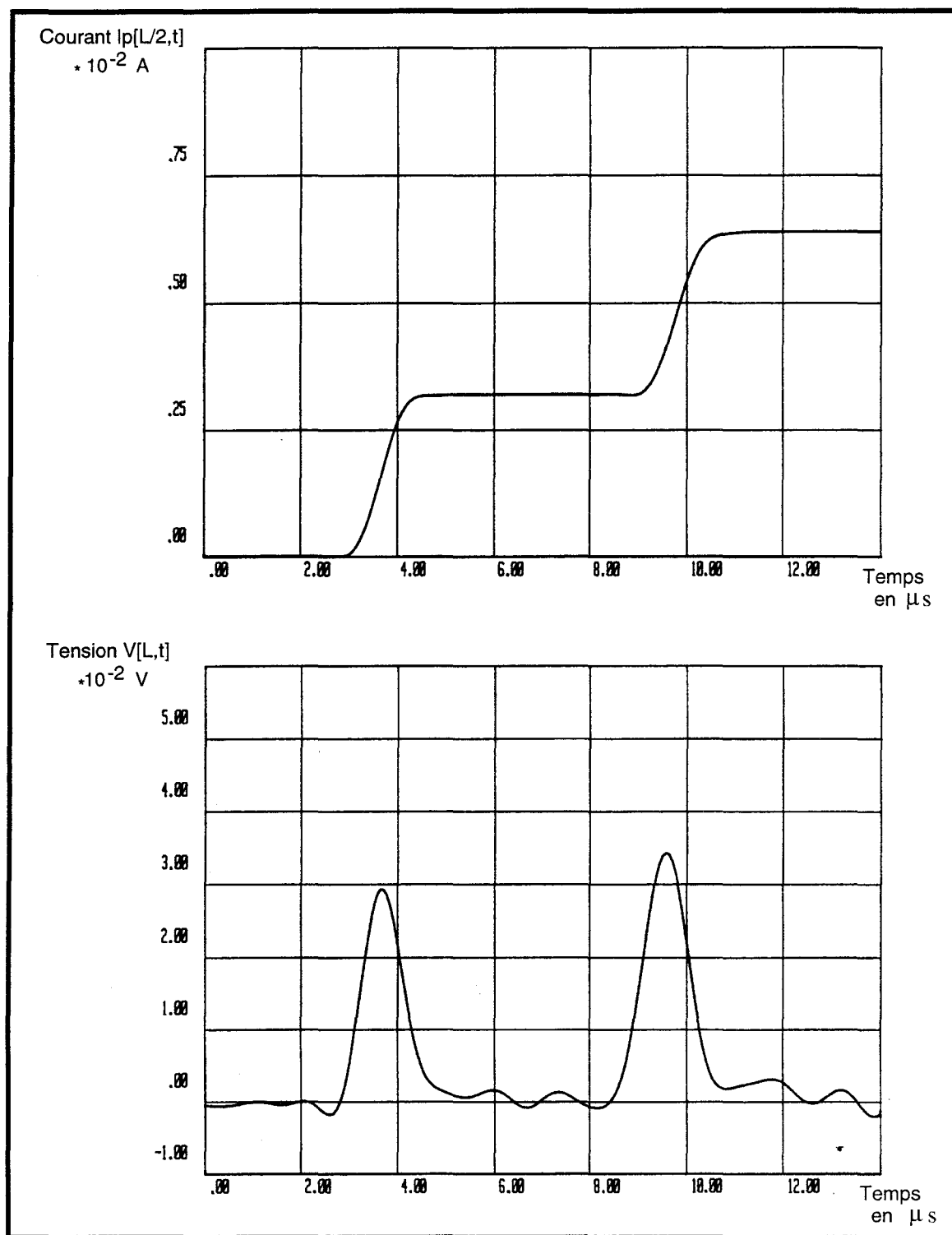


Planche (IV-12)

Signaux Courant et Tension reconstitués pour la 2ème zone de fréquences [15 MHz - 1 GHz]

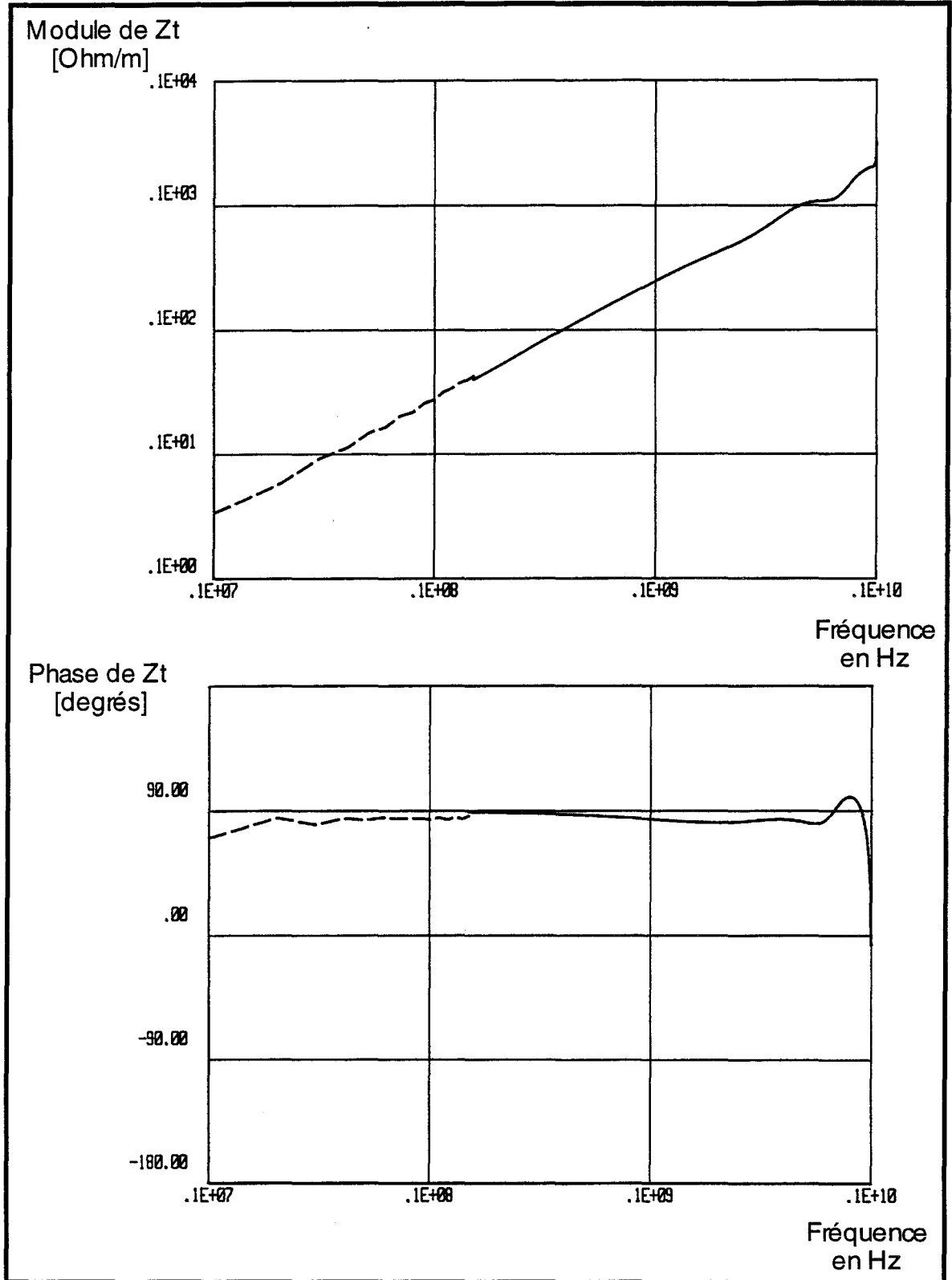


Planche (IV-13)

*Caractéristique d'impédance de transfert du câble CERLIL
obtenue par la synthèse d'impulsions avec le banc de longueur
 $L=152\text{ cm}$*

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GÉNÉRALE

L'étude que nous avons développée dans la première partie de cette thèse nous a permis de comprendre d'une part les mécanismes de propagation qui se manifestent aux fréquences élevées et d'autre part le rôle joué par les paramètres linéiques des conducteurs intérieurs au faisceau multifilaire dans l'évaluation des parasites induits qui prennent naissance aux extrémités du câble.

La simulation du fonctionnement des bancs de mesure avec l'hypothèse de la propagation dégénérée a montré qu'il est possible d'éviter la formation d'ondes stationnaires sur le conducteur de test en chargeant celui-ci par une impédance d'adaptation. Les résultats obtenus ont également montré que cette impédance d'adaptation dépend fortement des conditions appliquées aux extrémités des conducteurs voisins. Des multiples fluctuations sont apparues lorsqu'on a tenu compte de la distribution des vitesses modales des conducteurs internes. Nous avons montré qu'aucune résistance connectée à l'extrémité du conducteur sur lequel on simule le test ne semble adapter la ligne. Pour parvenir à éliminer complètement ces fluctuations d'amplitude il faudrait connecter à l'extrémité du câble un réseau d'impédances qui adapte tous les modes générés sur les lignes.

Les mesures pratiquées avec la ligne d'injection et le banc à discontinuité de blindage ont reproduit les mêmes fluctuations observées lors de la modélisation des bancs de mesure avec l'hypothèse de la propagation non dégénérée. L'application du réseau d'adaptation a permis de réduire considérablement l'amplitude de ces fluctuations. Cependant, le montage des résistances du réseau devient d'autant plus fastidieux que le nombre de conducteurs augmente. La possibilité donnée par les deux techniques de mesures de réduire la dimension de l'échantillon sous test à une dizaine de centimètres nous a permis de retarder l'apparition des fluctuations d'amplitude dues aux ondes stationnaires. Nous sommes par cet artifice parvenus à évaluer l'impédance de transfert jusqu'à des fréquences voisines de 600 MHz. Pour repousser cette fréquence à 1 GHz nous proposons de relier tous les conducteurs entre eux aux deux extrémités de façon à assimiler le faisceau multifilaire à une

structure coaxiale. Cette solution a l'avantage de pouvoir charger le câble par une impédance caractéristique qui semble réaliste sur le plan physique.

Dans la deuxième partie de cette thèse nous nous sommes intéressés plus particulièrement à la phénoménologie des couplages électromagnétiques à travers les tresses des faisceaux multifilaires.

Nous avons tout d'abord rappelé les phénomènes de couplage exercés par les tresses des coaxiaux en fonction de l'angle de tressage. A partir des mesures pratiquées sur des multifilaires nous avons montré l'existence de ces mêmes phénomènes de couplage. Nous avons également abordé les problèmes rencontrés dans l'identification des couplages électromagnétiques à travers les tresses des faisceaux multifilaires qui s'approchent des conditions optimales et à recouvrement optique réduit. Nous avons montré à cette occasion d'une part la contribution du couplage électrique par capacité de transfert et d'autre part l'existence d'un autre couplage magnétique qui serait dû à la dissymétrie des fuseaux ou des courants qui les parcourent. Nous avons également montré que les conditions appliquées aux extrémités des conducteurs (M.C.U ou M.C.G) peuvent jouer un rôle suffisant pour modifier la réponse du faisceau.

L'utilisation d'une formulation complète de l'impédance de transfert nous a permis de trouver le couple recouvrement-angle de tressage qui permet d'optimiser l'efficacité d'une tresse. Afin de valider la méthode de calcul proposée et les paramètres de tressage optimums obtenus il serait intéressant de procéder à une mesure d'impédance de transfert de cette structure.

Nous avons aussi montré dans cette étude la faisabilité de la mesure de l'impédance de transfert par une méthode de synthèse d'impulsions.

La simulation numérique entreprise montre que l'exploitation de la bande de fréquences [1 MHz - 1 GHz] nécessite le découpage de cette bande en deux sous gammes de fréquences afin de décrire avec le plus de réalisme possible les propriétés physiques des blindages dont on veut déterminer l'impédance de transfert. L'impédance de transfert déduite par l'usage de cette méthode s'est révélée en parfaite conformité avec la valeur simulée.

Sur le plan expérimental, nous avons déterminé l'impédance de transfert d'un câble coaxial pourvu d'une tresse à faible recouvrement optique connu sous l'appellation "CERLIL", nous avons constaté qu'il n'y a pas rigoureux recouvrement entre les caractéristiques rapportées aux sous gammes de fréquences [1 MHz - 15 MHz] et [15 MHz - 1 GHz]. Cet écart peut être

expliqué en terme de théorie du signal par l'effet de fenêtre engendrée à l'extrémité du premier transitoire de tension que nous sommes contraints d'isoler quand on traite la seconde sous gamme. Ceci se traduit inévitablement par des artefacts de calculs sur les spectres. Nous avons à cette occasion apporter une solution qui consiste à augmenter la longueur du banc afin d'avoir une meilleure séparabilité des deux impulsions de tension induite et de réduire par conséquent les erreurs introduites par la troncature. Cette solution nous a permis d'obtenir une allure correcte du module et de la phase de l'impédance de transfert jusqu'à peu près 800 MHz.

Pour valider cette méthode il serait intéressant de l'expérimenter avec des câbles dont le couplage électromagnétique se manifeste différemment de celui rencontré sur l'éprouvette utilisée dans notre campagne de mesure.

Ce dispositif de mesures pourrait avantageusement compléter les méthodes actuelles qui ne permettent que l'évaluation du module de l'impédance de transfert.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- [1] **S. FRANKEL**, "Multiconductor transmission line analysis", Ed. Artech House, 1977.
- [2] **S. EL ASSAD**, "Etude théorique et expérimentale de l'immunité aux perturbations électromagnétiques de câbles coaxiaux et bifilaires blindés, Thèse en Electronique, Lille, 1987.
- [3] **B.DEMOULIN, S. EL ASSAD et P. DEGAUQUE**, "Méthode de calcul des tensions perturbatrices pour des câbles blindés soumis à une distribution quelconque du courant perturbateur", Contrat USTL/CEA/CESTA, Rapport n° 7, Novembre 1986.
- [4] **L. KONE**, "Conception d'outils numériques et de bancs de mesure permettant d'évaluer l'efficacité de blindage de câbles et connecteurs", Thèse en Electronique, Lille, 1989.
- [5] **F.G. CANAVERO, V. DANIELE and R.D. GRAGLIA**, "Electromagnetic pulse interaction with multiconductor transmission lines", Electromagnetics, Vol. 8, 1988, pp. 293-310.
- [6] **C. POUDROUX**, "Etude de l'incidence des paramètres primaires des lignes couplées sur la précision de prédiction de l'amplitude des parasites induits sur des torons multifilaires", Thèse en Electronique, Lille, Septembre 1992.
- [7] **A.R. DJORDJEVIC, T.P. SARKAR and F. HARRINGTON**, "Time domain response of multiconductor or transmission lines", Proceedings of IEEE, Vol. 75, June 1987, pp. 743-764.
- [8] **B.DEMOULIN**, Introduction à la mesure de l'impédance de transfert et de l'admittance de transfert des câbles et des connecteurs. Journées d'Etudes sur la Mesure de l'Impédance de Transfert des Câbles et des Connecteurs, Lille, Octobre 1985.
- [9] **A.K. AGRAWAL, K. LEE, L.D. SCOTT and H.M. FOWLES**, "Experimental characterization of multiconductor transmission lines in the frequency domain", IEEE Trans. on EMC, Vol. 18, February 1969, pp. 20-27.

- [10] **A.K. AGRAWAL and H.J. PRICE**, "Experimental characterization of partially degenerate three conductor transmission lines in the time domain", IEEE Trans. on EMC, Vol. 23, August 1981, pp. 133-138.
- [11] **C. POUDROUX, B. DEMOULIN, M. RIFI and P. DEGAUQUE**, "Influence of the different propagation modes on the response of a multiconductor transmission line to a disturbing wave", Int. Symp. on EMC Zürich, March 1993.
- [12] **C. POUDROUX ET B. DEMOULIN**, "Utilisation de l'approximation des modes semi dégénérés pour évaluer l'amplitude des tensions induites aux extrémités d'une ligne multifilaire", 7ème Colloque sur la CEM, Toulouse, Mars 1994, Actes du Colloque pp. 269-273.
- [13] **H.RANAIVOARISON, L. KONE, B. DEMOULIN et P. DEGAUQUE**, "Etude sur la faisabilité de mesures d'impédance de transfert de câbles multifilaires blindés à des fréquences pouvant atteindre 1 GHz", Rapport de contrat USTL/CEG, Avril 1993.
- [14] **R. BOUCHETEAU**, "Etude et réalisation d'un banc de mesure de l'impédance de transfert pour câbles multiconducteurs blindés", Mémoire CNAM, Tours, 1991.
- [15] **Ph. BESNIER**, "Etude des couplages électromagnétiques sur des réseaux de lignes de transmission non-uniformes à l'aide d'une approche topologique", Thèse en Electronique, Lille, 1993.
- [16] **B. EICHER, STAEGER, SZENTKUTI and FAHRNI**
"Simple and accurate screening measurements on RF - cables up to 3 GHz"
Technische Mitteilunger PTT - n° 4 - 1988 - pp. 166-172-
Published by the Swiss PTT - BERNE.
- [17] **B. DEMOULIN**, Chapitre VI : "Caractérisation des câbles blindés". De "*La Compatibilité Electromagnétique*" dirigé par P. DEGAUQUE et J. HAMELIN, Edition DUNOD-CNET-ENST, 1990. From "*Electromagnetic Compatibility*" edited by P. DEGAUQUE and J. HAMELIN, Oxford Science Publication, 1993.
- [18] **M. VAUTIER**, "Etude des phénomènes de couplage électromagnétique dans les faisceaux de câbles multifilaires de télécommunications", Thèse en Electronique, Clermont-Ferrand, 1993.

[19] **F.M. TESCHE and T.K. LIU**, "Excitation of a shielded multiconductor transmission line", Int. Symp. on EMC, Zürich, March 1983, Symp. Record pp. 375-378.

[20] **S.A. SCHELKUNOFF**, "The Electromagnetic theory of coaxial transmission lines and cylindrical shields", Bell System Tech., October 1934, pp. 533-579.

[21] **E.F. VANCE**, "Coupling to shielded cable", Ed. John Wiley, 1978.

[22] **B. DEMOULIN**, "Etude de la propagation électromagnétique à travers des blindages homogènes ou des tresses à structure coaxiale", Thèse de Doctorat d'Etat, Lille, 1981.

[24] **B. DEMOULIN, H. RANAIVOARISON, L. KONE et P. DEGAUQUE**

"Etude de l'optimisation de l'impédance de transfert des tresses protégeant des faisceaux multifilaires", Rapport de contrat LABINAL, n° CL00093231, Mars 1992.

[23] **S. SALI**, "An Improved model for transfer impedance - Calculation of braided coaxial cable", IEEE Trans. on EMC, Vol. 33, n° 2, May 1991, pp. 139-143.

[25] **LEE. K. S. H. and BAUM C**, Application of modal analysis to braided shield cables. IEEE Trans on EMC. 17 n°3, August 1975, pp. 159-169.

[26] **B. DEMOULIN, L. KONE, M. ROCHDI and P. DEGAUQUE**, "Comparative study of some methods to measure the transfer impedance of coaxial cable in the few kHz-few GHz frequency range", Int. Symp. on EMC Zürich, March 1991, Symp. record, pp. 169-174.

[27] **J.W. KINCAID and J.A. KRABEC**, "Advances in the optimization of multi layer shield designs", Int. Symp. wire and cable proceeding, pp. 162-172, 1985.

[28] **S. SALI**, "Screening efficiency of triaxial cables with optimum braided shields", IEEE Trans. EMC, Vol. 32, n° 2, May 1990, pp. 125-136.

[29] **M. TYNI**

"Transfer impedance of coaxial cables with braided outer conductors". Pr. Nank Inst. Telekomun. Akust Politech Wroclaw, Ser Kanfi, pp. 410-419, 1975.

- [30] **E.F. VANCE**, "Shielding effectiveness of braided wire shields", IEEE Trans. on EMC, vol. 17, n° 2, May 1975, pp. 71-77.
- [31] **B. DEMOULIN, L. KONE et P. DEGAUQUE**, "Optimisation des câbles blindés", Rapport de contrat USTL/CEA/CESTA, n° 9, Décembre 1987.
- [32] **LATHAM R. W.**, Small holes in cable shields. AFWL Interaction Notes 118 September 1972.
- [33] **B. DEMOULIN, S. EL ASSAD, L. KONE et P. DEGAUQUE**, "Etude sur les câbles multifilaires blindés", "Approche dans le domaine fréquentiel", Rapport de contrat USTL/CEA/CESTA, n° 8, Mars 1987.
- [34] **L. KONE, B. DEMOULIN et P. DEGAUQUE**, "Etude des câbles multifilaires blindés", "Approche dans le domaine temporel", Rapport de contrat USTL/CEA/CESTA, n° 10, Janvier 1989.
- [35] **F. BROYDE and E. CLAVELIER**, "Comparison of coupling mechanisms on multiconductor cables", IEEE Trans. EMC, Vol. 35, n° 4, November 1993, pp. 409-416.
- [36] **F. BROYDE, E. CLAVELIER, D. GIVORD and P. VALLET**, "Discussion of the relevance of transfer admittance and some through elastance measurements results", IEEE Trans. EMC, Vol. 35, n° 4, November 1993, pp. 417-422.
- [37] **R. BOUCHETEAU, M. CAZAJOUS and B. DEMOULIN**, "Banc de mesure d'impédance de transfert pour câbles multiconducteurs blindés", 6ème Colloque sur la CEM, Lyon, Juin 1992, Actes du Colloques pp. 164-168.
- [38] **B. DEMOULIN, L. KONE, R. BOUCHETEAU and P. DEGAUQUE**, "Measurements of transfer impedance of coaxial and multiwire shielded cables : a review of the recent developments", 11th EMC Symp. Wroclaw, September 1992, Symp. record pp. 489-492.
- [39] Journées Thématiques sur l'impédance de transfert organisées par la **DGA/ETCA/CTME**, Actes des Colloques ZT1, ZT2, ZT3, ZT4, ZT5, ZT6, ZT7.
- [40] **B. EICHER and L. BOILLOT**, "Very low frequency to 40 GHz screening measurements on cables and connectors ; Line injection method and mode stirred chamber", IEEE Int. EMC Symp., Anaheim, August 1992, Symp. Record pp. 308-314.

[41] **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 gamme de fréquences jusqu'à 1000 MHz", Thèse en Electronique, Lille, 1988.

[42] **B. DEMOULIN., P. DEGAUQUE and R. GABILLARD**, Transient response of braided-wire shields, IEEE Int. Symp. on EMC Octobre 1979, Proceedings 79 CH 1383-9 EMC, pp. 19-26.

[43] **E. P. FOWLER**, Some recent work on the screening efficiency of braided and multiscreened signal cables. IEE Conf. Pub., n° 65, pp. 23-29, June 1970.

[44] **B. DEMOULIN et P. DEGAUQUE**, Etude expérimentale du blindage des tresses de câbles coaxiaux : méthodes en impulsions, 1^{ère} partie : Description du dispositif de mesure, Mai 1980, Rapport USTL.

[45] **D. E. MEREWETHER and F. EZELL**, The effect of mutual inductance and mutual capacitance on the transient response of braided shield coaxial cable. IEEE Trans. on EMC. Vol. EMC 18 n°1 February 1976, pp. 15-20.

[46] **B. DEMOULIN, L. KONE, M. ROCHDI et P. DEGAUQUE**, "Techniques de calibration et de traitement des signaux pour la mesure de l'efficacité de blindage des câbles dans le domaine temporel", Annales des télécommunications, Tome 43, n° 11-12, Nov.Déc. 1988, pp. 649-664.

[47] **M. ROCHDI**, Détermination de la caractéristique de l'impédance de transfert du blindage d'un câble coaxial par la recherche de la réponse impulsionnelle, D.E.A en Electronique, Lille 1987.

[48] **C. POUDROUX**, Etude de faisabilité de la mesure de l'impédance de transfert de câbles coaxiaux aux fréquences supérieures à 100 MHz par une méthode utilisant la synthèse d'impulsions, D.E.A en Electronique, Lille 1989.

[49] **H. RANAIVOARISON, L. KONÉ, B. DEMOULIN and P. DEGAUQUE**, "Measurement techniques of the transfer impedance of multiwire shielded cables at frequencies up to 1 GHz", 24th URSI Gen. Ass., Kyoto, Août 1993, p. 587.

ANNEXES

ANNEXE - I

Intéressons nous au schéma de la Figure (A-I-1)

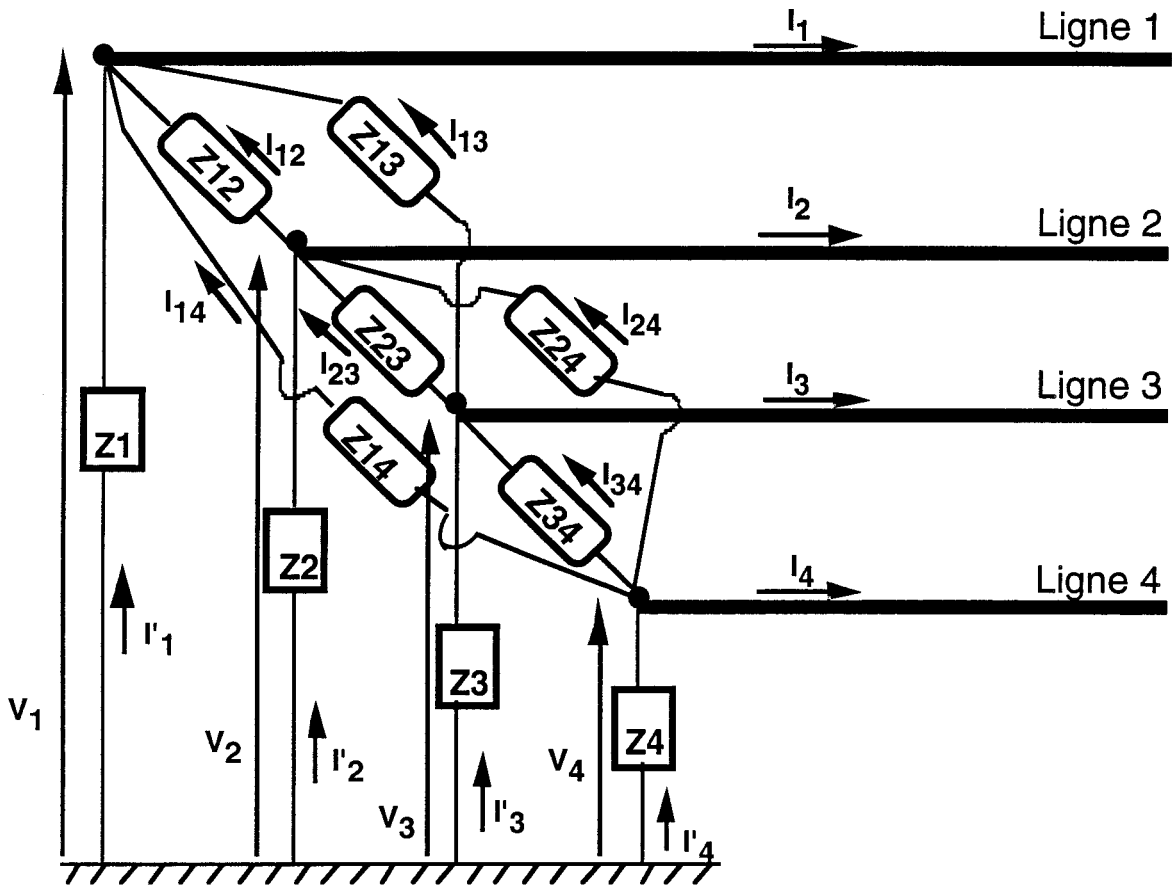


Figure (A-I-1)

$Z_{12}, Z_{13}, Z_{14}, Z_{23}, Z_{24}, Z_{34}$ sont les impédances connectées entre les conducteurs.

Z_1, Z_2, Z_3, Z_4 sont les impédances connectées entre chaque conducteur et le blindage considéré comme référence locale.

Les relations de circuit entre les courants de mode commun et les courants de mode différentiel sont les suivantes:

$$\begin{aligned}
 \text{Ligne 1} \quad & I_1 = I_1' + I_{12} + I_{13} + I_{14} \\
 \text{Ligne 2} \quad & I_2 = I_2' + I_{21} + I_{23} + I_{24} \quad \text{avec } I_{ij} = I_{ji} \text{ pour } i=1,4 \text{ et } j=1,4 \\
 \text{Ligne 3} \quad & I_3 = I_3' + I_{31} + I_{32} + I_{34} \\
 \text{Ligne 4} \quad & I_4 = I_4' + I_{41} + I_{42} + I_{43} \quad \quad \quad (\text{A-I-1})
 \end{aligned}$$

Les relations entre les courants et les tensions de mode commun sont:

$$I_1' = - \frac{V_1}{Z_1} \quad I_2' = - \frac{V_2}{Z_2} \quad I_3' = - \frac{V_3}{Z_3} \quad I_4' = - \frac{V_4}{Z_4} \quad (\text{A-I-2})$$

Les relations entre les courants de mode différentiel et les tensions de mode commun sont:

$$\begin{aligned}
 I_{12} &= \frac{V_2 - V_1}{Z_{12}} & I_{13} &= \frac{V_3 - V_1}{Z_{13}} & I_{14} &= \frac{V_4 - V_1}{Z_{14}} \\
 I_{23} &= \frac{V_3 - V_2}{Z_{23}} & I_{24} &= \frac{V_4 - V_2}{Z_{24}} & I_{34} &= \frac{V_4 - V_3}{Z_{34}} \quad (\text{A-I-3})
 \end{aligned}$$

En remplaçant les relations (A-I-2) et (A-I-3) dans (A-I-1), nous obtenons

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ I_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{z_1} - \frac{1}{z_{12}} - \frac{1}{z_{13}} - \frac{1}{z_{14}} & \frac{1}{z_{12}} & \frac{1}{z_{13}} & \frac{1}{z_{14}} \\ \frac{1}{z_{21}} & -\frac{1}{z_2} - \frac{1}{z_{21}} - \frac{1}{z_{23}} - \frac{1}{z_{24}} & \frac{1}{z_{23}} & \frac{1}{z_{24}} \\ \frac{1}{z_{31}} & \frac{1}{z_{32}} & -\frac{1}{z_3} - \frac{1}{z_{31}} - \frac{1}{z_{32}} - \frac{1}{z_{34}} & \frac{1}{z_{34}} \\ \frac{1}{z_{41}} & \frac{1}{z_{42}} & \frac{1}{z_{43}} & -\frac{1}{z_4} - \frac{1}{z_{41}} - \frac{1}{z_{42}} - \frac{1}{z_{43}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{pmatrix}$$

(A-I-4)

avec $z_{ij} = z_{ji}$ pour $i=1,4$ et $j=1,4$

Les conditions aux limites imposées aux extrémités du câble vont s'écrire :

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ I_4 \end{pmatrix} = - [Z0]^{-1} \begin{pmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{pmatrix}$$

(A-I-5)

$[Z0]^{-1}$ représente la matrice inverse impédance de charge

$$\text{avec } [Z0]^{-1} = \begin{pmatrix} Z0i(1,1) & Z0i(1,2) & Z0i(1,3) & Z0i(1,4) \\ Z0i(2,1) & Z0i(2,2) & Z0i(2,3) & Z0i(2,4) \\ Z0i(3,1) & Z0i(3,2) & Z0i(3,3) & Z0i(3,4) \\ Z0i(4,1) & Z0i(4,2) & Z0i(4,3) & Z0i(4,4) \end{pmatrix}$$

Pour adapter les quatre modes il faut connecter à l'extrémité du multifilaire un réseau d'impédances dont la matrice sera tout à fait identique à la matrice impédance caractéristique $[Z_C]$ déterminée dans la base naturelle, on aura donc :

$$[Z_0]^{-1} = [Z_C]^{-1}$$

Il suffit maintenant d'identifier les systèmes matriciels (A-I-4) et (A-I-5). Les impédances du réseau seront reliées aux coefficients de la matrice inverse de l'impédance caractéristique $[Z_C]$ de la manière suivante:

$$Z_1 = \frac{1}{Z_{ci}(1,1) + Z_{ci}(1,2) + Z_{ci}(1,3) + Z_{ci}(1,4)}$$

$$Z_2 = \frac{1}{Z_{ci}(2,2) + Z_{ci}(2,1) + Z_{ci}(2,3) + Z_{ci}(2,4)}$$

$$Z_3 = \frac{1}{Z_{ci}(3,3) + Z_{ci}(3,1) + Z_{ci}(3,2) + Z_{ci}(3,4)}$$

$$Z_4 = \frac{1}{Z_{ci}(4,4) + Z_{ci}(4,1) + Z_{ci}(4,2) + Z_{ci}(4,3)}$$

$$Z_{12} = -\frac{1}{Z_{ci}(1,2)}$$

$$Z_{13} = -\frac{1}{Z_{ci}(1,3)}$$

$$Z_{14} = -\frac{1}{Z_{ci}(1,4)}$$

$$Z_{23} = -\frac{1}{Z_{ci}(2,3)}$$

$$Z_{24} = -\frac{1}{Z_{ci}(2,4)}$$

$$Z_{34} = -\frac{1}{Z_{ci}(3,4)}$$

Il est à noter que la matrice impédance caractéristique $[Z_C]$ sera calculée à partir de la matrice impédance caractéristique modale $[z_C]$ (Voir formule (I-46) page 35).

ANNEXE -II

I-EXPRESSION DE LA DISTRIBUTION DU COURANT PERTURBATEUR AU NIVEAU DE LA DISCONTINUITÉ DE BLINDAGE

La structure du banc à discontinuité de blindage peut être représentée par trois tronçons de ligne de transmission (Figure A-II-1).

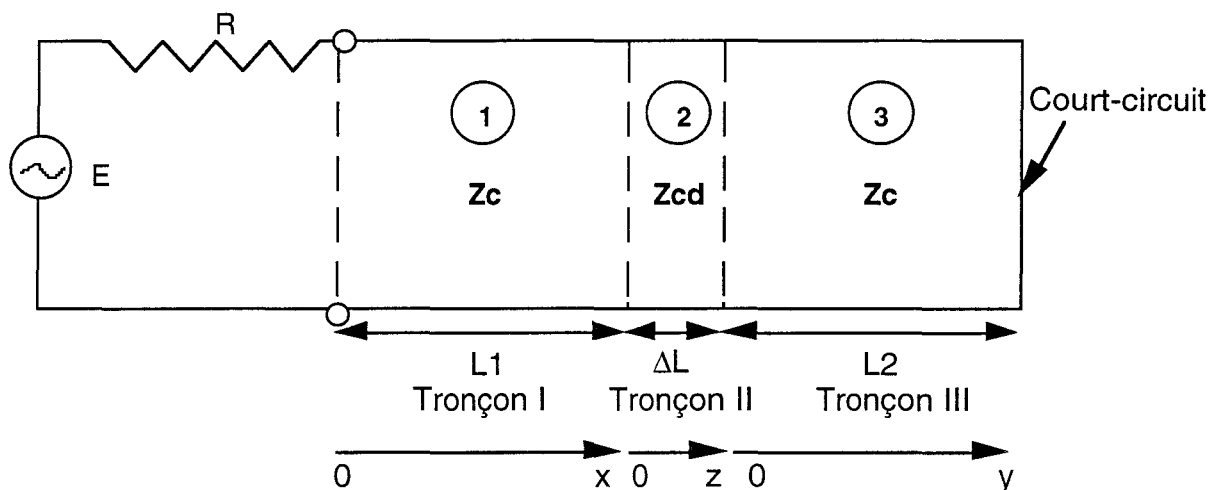


Figure (A-II-1)

La tension perturbatrice V_p et le courant perturbateur I_p sont reliés par le système:

$$\frac{-dV_p}{dz} = Z_{pp} I_p - \sum_{i=1}^N Z_{ti} I_i$$

$$\frac{-dI_p}{dz} = Y_{pp} V_p - \sum_{i=1}^N Y_{ti} V_i$$

- où
- * Z_{pp} et Y_{pp} sont les impédance et admittance linéiques de la ligne perturbatrice constituée du blindage et du plan de référence.
 - * Z_{ti} et Y_{ti} ($i=1,N$) sont les impédances et admittances de transfert du blindage par rapport au conducteur (i).
 - * I_i et V_i ($i=1,N$) sont les courants et tensions des conducteurs internes.

Si on néglige la réaction de la ligne multifilaire sur la ligne perturbatrice, qui se traduit mathématiquement par l'inégalité suivante :

$$\left| \sum_{i=1}^N Z_{ti} I_i \right| \ll \left| Z_{pp} I_p \right|$$

$$\left| \sum_{i=1}^N Y_{ti} V_i \right| \ll \left| Y_{pp} V_p \right|$$

On aboutit à des équations différentielles du second ordre en courant et en tension, soit:

$$\frac{d^2 I_p}{dz^2} - \gamma_p^2 I_p = 0$$

$$\frac{d^2 V_p}{dz^2} - \gamma_p^2 V_p = 0$$

On peut donc calculer les expressions de la tension et du courant pour chaque tronçon:

Tronçon I

$$I_{p1} = A_1 e^{-\gamma_p x} + B_1 e^{\gamma_p x}$$

$$V_{p1} = Z_c (A_1 e^{-\gamma_p x} - B_1 e^{\gamma_p x})$$

Tronçon II

$$I_{p2} = A_2 e^{-\gamma_p z} + B_2 e^{\gamma_p z}$$

$$V_{p2} = Z_{cd}(A_2 e^{-\gamma_p z} - B_2 e^{\gamma_p z})$$

Tronçon III

$$I_{p3} = A_3 e^{-\gamma_p y} + B_3 e^{\gamma_p y}$$

$$V_{p3} = Z_c(A_3 e^{-\gamma_p y} - B_3 e^{\gamma_p y})$$

Z_c est l'impédance caractéristique des tronçons I et III

Z_{cd} est l'impédance caractéristique du tronçon II.

Pour déterminer les constantes d'intégration nous disposons de deux conditions aux limites aux extrémités de la ligne perturbatrice et de quatre conditions de continuité des courants et tensions de part et d'autre de la discontinuité, soit:

$$\text{Conditions aux limites} \begin{cases} I_{p1}(0) = I_{p0} \\ V_{p3}(L2) = 0 \end{cases}$$

où I_{p0} représente l'amplitude du courant à l'origine $z=0$ de la ligne perturbatrice.

$$\text{Conditions de continuité} \begin{cases} I_{p1}(L1) = I_{p2}(0) \\ V_{p1}(L1) = V_{p2}(0) \\ I_{p2}(\Delta L) = I_{p3}(0) \\ V_{p2}(\Delta L) = V_{p3}(0) \end{cases}$$

En appliquant les conditions aux limites et les conditions de continuité pour les courants et tensions, on parvient à une expression générale du courant $I_{p2}(z)$ sur la discontinuité :

$$I_{p2}(z) = I_{pd}(z) = I_{p0}[G_1 e^{-\gamma_p z} + G_2 e^{\gamma_p z}]$$

Relation dans laquelle :

$$G_1 = \frac{2 y_{cd} e^{\gamma_p \Delta L}}{\Delta} [(y_c + y_{cd}) e^{\gamma_p L_2} + (y_c - y_{cd}) e^{-\gamma_p L_2}]$$

$$G_2 = \frac{2 y_{cd} e^{-\gamma_p \Delta L}}{\Delta} [(y_c - y_{cd}) e^{\gamma_p L_2} + (y_c + y_{cd}) e^{-\gamma_p L_2}]$$

avec

$$\Delta = 8 \left[\begin{array}{l} y_c y_{cd} \operatorname{ch}(\gamma_p \Delta L) \operatorname{ch}(\gamma_p (L - \Delta L)) + \operatorname{sh}(\gamma_p \Delta L) * \\ (y_c^2 \operatorname{ch}(\gamma_p L_2) \operatorname{sh}(\gamma_p L_1) + y_{cd}^2 \operatorname{ch}(\gamma_p L_1) \operatorname{sh}(\gamma_p L_2)) \end{array} \right]$$

$$y_c = \frac{1}{Z_c}$$

$$y_{cd} = \frac{1}{Z_{cd}}$$

γ_p représente l'exposant de propagation rattaché au mode T.E.M qui se propage sur la ligne perturbatrice.

$$\gamma_p = \sqrt{Z_{pp} Y_{pp}}$$

Le courant perturbateur I_{p0} à l'entrée du banc à discontinuité de blindage sera calculé à partir du schéma équivalent du banc vu de la source (Figure (A-II-2)).

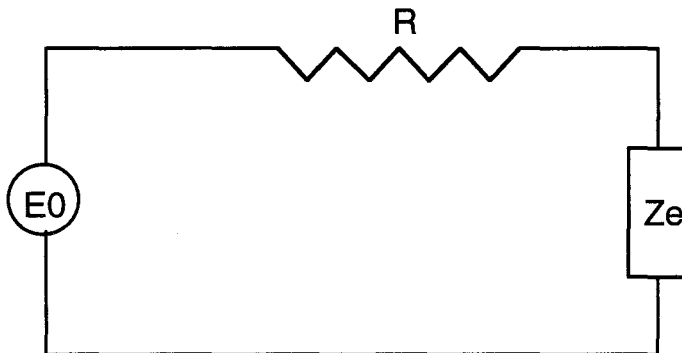


Figure (A-II-2)

où Z_e représente l'impédance ramenée par les différents tronçons de ligne et R la résistance interne du générateur.

Le courant I_{p0} sera alors donné par l'expression suivante:

$$I_{p0} = \frac{E_0}{R + Z_e}$$

Lorsque la ligne perturbatrice est adaptée à l'extrémité, comme c'est le cas de la technique de mesure à ligne d'injection, le courant perturbateur qui circule sur le blindage est assimilé à une onde progressive ($G_2=0$), soit :

$$I_{p2}(z) = I_{pd}(z) = I_{p0} G_1 e^{-\gamma_p z}$$

I_{p0} sera également évalué à partir de la relation ci-dessus sauf que $Z_e = 50 \Omega$.

II-CALCUL DES TENSIONS PARASITES INDUITES AUX EXTREMITES D'UN CABLE MULTIFILAIRE BLINDE.

Nous cherchons plus exactement à calculer les tensions parasites dues à la portion ΔL de l'échantillon exposé au courant perturbateur. La portion ΔL perturbée et les extensions qui se trouvent de part et d'autre de celle-ci peuvent être représentées par trois tronçons de ligne comme le montre le schéma ci-dessus:

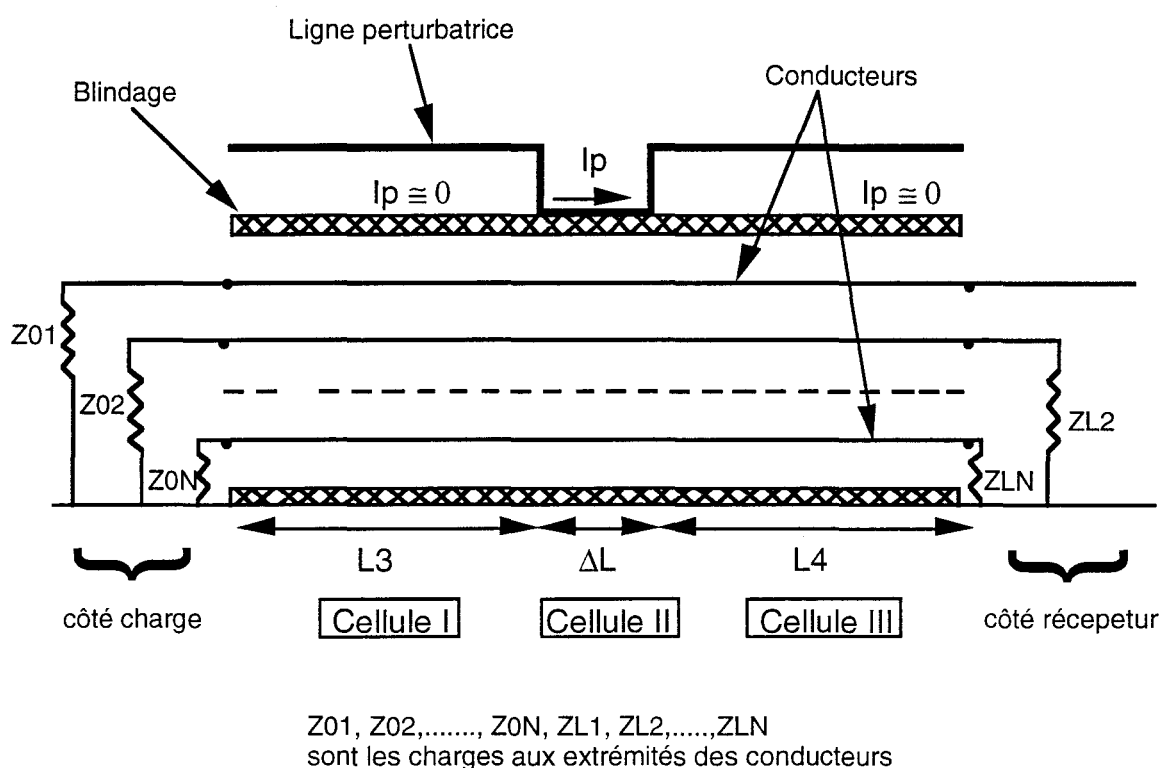


Figure (A-II-3)

Pour calculer les tensions parasites aux extrémités, nous appliquons à chaque tronçon les équations différentielles des lignes couplées, soit:

$$-\left[\frac{dV}{dz}\right] = [Z][I] - [Z_t] I_p$$

$$-\left[\frac{dI}{dz}\right] = [Y][V] - [Y_t] V_p$$

où [V] et [I] sont les vecteurs des tensions et des courants des conducteurs internes référencés par rapport au blindage, soit:

$$[V] = \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ \cdot \\ V_j \\ \cdot \\ V_N \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad [I] = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \cdot \\ I_j \\ \cdot \\ I_N \end{bmatrix}$$

avec N le nombre de conducteurs.

* [Z] et [Y] sont les matrices impédance et admittance linéiques des N conducteurs internes a blindage:

$$[Z] = \begin{pmatrix} Z_{11} & \dots & Z_{1j} & \dots & Z_{1N} \\ \cdot & & & & \\ \cdot & & & & \\ \cdot & & & & \\ Z_{N1} & \dots & Z_{Nj} & \dots & Z_{NN} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad [Y] = \begin{pmatrix} Y_{11} & \dots & Y_{1j} & \dots & Y_{1N} \\ \cdot & & & & \\ \cdot & & & & \\ \cdot & & & & \\ Y_{N1} & \dots & Y_{Nj} & \dots & Y_{NN} \end{pmatrix}$$

* [Z_t] et [Y_t] sont les vecteurs impédance et admittance de transfert du blindage sur les N conducteurs internes:

$$[Z_t] = \begin{bmatrix} Z_{t1} \\ Z_{t2} \\ \cdot \\ Z_{tj} \\ \cdot \\ Z_{tN} \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad [Y_t] = \begin{bmatrix} Y_{t1} \\ Y_{t2} \\ \cdot \\ Y_{tj} \\ \cdot \\ Y_{tN} \end{bmatrix}$$

Z_{tj} et Y_{tj} ($j=1,N$) sont les impédances et admittances de transfert du blindage par rapport au conducteur (j).

Les courant I_p et tension V_p sur la discontinuité de blindage sont connus (Annexe II - I). Il est à noter que les courants perturbateurs circulant sur les extensions L_3 et L_4 sont ici négligeables.

La résolution des équations du second degré en courants et en tensions de modes nous permet d'exprimer les courants modaux et tensions modales de chaque tronçon de la ligne multifilaire:

Cellule I

$$[I_{c1}] = [A_{c1}][e^{-\Gamma z}] + [B_{c1}][e^{\Gamma z}]$$

$$[V_{c1}] = [z_c][A_{c1}][e^{-\Gamma z}] - [z_c][B_{c1}][e^{\Gamma z}]$$

numéro de cellule
numéro de conducteur

$$I_{c1} = \begin{pmatrix} I_{11} \\ I_{12} \\ \vdots \\ I_{1j} \\ \vdots \\ I_{1N} \end{pmatrix} \quad V_{c1} = \begin{pmatrix} V_{11} \\ V_{12} \\ \vdots \\ V_{1j} \\ \vdots \\ V_{1N} \end{pmatrix}$$

$$[A_{c1}] = \begin{pmatrix} A_{11} \\ A_{12} \\ \vdots \\ A_{1j} \\ \vdots \\ A_{1N} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad [B_{c1}] = \begin{pmatrix} B_{11} \\ B_{12} \\ \vdots \\ B_{1j} \\ \vdots \\ B_{1N} \end{pmatrix}$$

$[z_c]$ représente l'impédance caractéristique modale

$[\Gamma]$ représente la matrice constante de propagation modale.

$$[z_c] = \begin{pmatrix} z_c(1,1) & \dots & z_c(1,j) & \dots & z_c(1,N) \\ \cdot & & & & \\ \cdot & & & & \\ \cdot & & & & \\ z_c(N,1) & \dots & z_c(N,j) & \dots & z_c(N,N) \end{pmatrix}$$

$[e^{+\Gamma z}]$ et $[e^{-\Gamma z}]$ sont les matrices de propagation diagonales :

$$[e^{\pm\Gamma z}] = \begin{bmatrix} e^{\pm\Gamma_1 z} & & & & \\ & & & & 0 \\ & & e^{\pm\Gamma_j z} & & \\ & 0 & & & \\ & & & & e^{\pm\Gamma_N z} \end{bmatrix}$$

où Γ_j représente la constante de propagation de mode d'ordre "j".

Cellule II

$$[I_{c2}] = [A_{c2}][e^{-\Gamma z}] + [B_{c2}][e^{\Gamma z}] - [\gamma_p^2 - \Gamma^2]^{-1} (y) (z_t) I_{p0} (G_1 e^{-\gamma_p z} + G_2 e^{\gamma_p z})$$

$$[V_{c2}] = [z_c][A_{c2}][e^{-\Gamma z}] - [z_c][B_{c2}][e^{\Gamma z}] - (y)^{-1} [\gamma_p^2 - \Gamma^2]^{-1} (y) (z_t) \gamma_p I_{p0} [G_1 e^{-\gamma_p z} - G_2 e^{\gamma_p z}]$$

$$\text{avec } [I_{c2}] = \begin{pmatrix} I_{21} \\ I_{22} \\ \vdots \\ I_{2j} \\ \vdots \\ I_{2N} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad [V_{c2}] = \begin{pmatrix} V_{21} \\ V_{22} \\ \vdots \\ V_{2j} \\ \vdots \\ V_{2N} \end{pmatrix}$$

$$[A_{c2}] = \begin{pmatrix} A_{21} \\ A_{22} \\ \vdots \\ A_{2j} \\ \vdots \\ A_{2N} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad [B_{c2}] = \begin{pmatrix} B_{21} \\ B_{22} \\ \vdots \\ B_{2j} \\ \vdots \\ B_{2N} \end{pmatrix}$$

Cellule III

$$[I_{c3}] = [A_{c3}][e^{-\Gamma z}] + [B_{c3}][e^{\Gamma z}]$$

$$[V_{c3}] = [z_c][A_{c3}][e^{-\Gamma z}] - [z_c][B_{c3}][e^{\Gamma z}]$$

$$\text{avec } [I_{c3}] = \begin{pmatrix} I_{31} \\ I_{32} \\ \vdots \\ I_{3j} \\ \vdots \\ I_{3N} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad [V_{c3}] = \begin{pmatrix} V_{31} \\ V_{32} \\ \vdots \\ V_{3j} \\ \vdots \\ V_{3N} \end{pmatrix}$$

$$[A_{c3}] = \begin{pmatrix} A_{31} \\ A_{32} \\ \vdots \\ A_{3j} \\ \vdots \\ A_{3N} \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad [B_{c3}] = \begin{pmatrix} B_{31} \\ B_{32} \\ \vdots \\ B_{3j} \\ \vdots \\ B_{3N} \end{pmatrix}$$

Les vecteurs constantes d'intégrations $[A_{c1}]$, $[A_{c2}]$, $[A_{c3}]$, $[B_{c1}]$, $[B_{c2}]$ et $[B_{c3}]$ seront évalués par l'application des conditions aux limites imposées aux extrémités du câble et des conditions de continuité des courants et tensions de part et d'autre de la discontinuité:

$$[V_{c1}(0)] = -[z_0][I_{c1}(0)]$$

$$[V_{c3}(L_4)] = [z_L][I_{c3}(L_4)]$$

$$[I_{c1}(L_3)] = [I_{c2}(0)]$$

$$[V_{c1}(L_3)] = [V_{c2}(0)]$$

$$[I_{c2}(\Delta L)] = [I_{c3}(0)]$$

$$[V_{c2}(\Delta L)] = [V_{c3}(0)]$$

z_0 et z_L sont les matrices impédances de charge exprimées dans la base propre.

$$[z_0] = \begin{pmatrix} z_0(1,1) & \dots & z_0(1,j) & \dots & z_0(1,N) \\ \cdot & & & & \\ \cdot & & & & \\ \cdot & & & & \\ z_0(N,1) & \dots & z_0(N,j) & \dots & z_0(N,N) \end{pmatrix}$$

$$[zL] = \begin{pmatrix} zL(1,1) \dots zL(1,j) \dots zL(1,N) \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ zL(N,1) \dots zL(N,j) \dots zL(N,N) \end{pmatrix}$$

Les tensions et courants dans la base originale seront obtenus par les transformations suivantes:

$$\begin{aligned} [I] &= [T_i] [I_{cj}] \\ [V] &= [T_v] [V_{cj}] \end{aligned} \quad \text{avec } j=1,3$$

où $[T_i]$ et $[T_v]$ sont des matrices de passage de la base modale vers la base originale.

ANNEXE III**I-EXPRESSION DES POLARISABILITÉS MAGNÉTIQUE ET ÉLECTRIQUE D'UNE OUVERTURE**

La polarisabilité magnétique α_m va dépendre des dimensions des ouvertures qu'on peut assimiler à des losanges de diagonales L_g et L_p comme cela est indiqué sur la figure (A-III-1). Elle sera calculée en assimilant le losange à une ellipse ayant pour grand axe L_g et pour petit axe L_p .

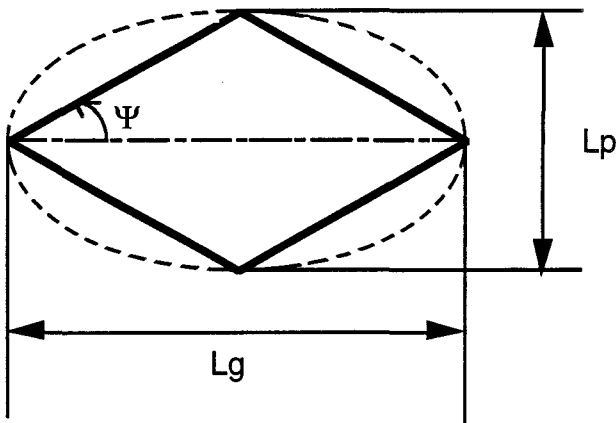


Figure (A-III-1)

Elle sera calculée en assimilant le losange à une ellipse ayant pour grand axe L_g et pour petit axe L_p . La polarisabilité magnétique est en réalité un paramètre dyadique qui dépend de l'orientation relative du grand axe L_g avec la composante magnétique azimutale du champ perturbateur. Elle prendra donc deux expressions distinctes suivant que l'angle de tresse est supérieur ou inférieur à 45° .

Dans le premier cas elle s'exprime :

$$\alpha_m = \frac{\pi L_g^3}{24} \left[\frac{e^2}{K(e) - E(e)} \right] \quad \psi > 45^\circ$$

Dans le deuxième cas :

$$\alpha_m = \frac{\pi L_g^3}{24} \left[\frac{(1-e^2) e^2}{E(e) - (1-e^2) K(e)} \right] \quad \psi < 45^\circ$$

où e représente l'excentricité de l'ellipse, soit:

$$e^2 = 1 - \frac{L_p^2}{L_g^2}$$

Les fonctions $K(e)$ et $E(e)$ sont des intégrales elliptiques de première et seconde espèce :

$$E(e) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} (1 - e^2 \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}} d\theta$$

$$K(e) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\theta}{(1 - e^2 \sin^2 \theta)^{\frac{1}{2}}}$$

Pour la valeur particulière de l'angle de tresse égale à 45° la polarisabilité s'exprime:

$$\alpha_m = \frac{L_g^3}{6} \quad \psi = 45^\circ$$

Le calcul analytique de la polarisabilité électrique des ouvertures conduit à l'expression suivante :

$$\alpha_e = \frac{\pi L_g^3}{24} \left[\frac{1-e^2}{E(e)} \right] \quad \psi < 45^\circ \text{ ou } \psi > 45^\circ$$

$$\alpha_e = \frac{L_g^3}{12} \quad \psi = 45^\circ$$

Le grand axe L_g et petit axe L_p des ouvertures s'exprimeront :

$$L_p = \frac{2\pi D}{N_f} - \frac{N_c d}{\cos\psi}$$

$$L_g = L_p \cotg\psi \quad \text{pour } \psi < 45^\circ$$

$$L_g = L_p \tg\psi \quad \text{pour } \psi > 45^\circ$$

où N_f représente le nombre de fuseaux

N_c représente le nombre de conducteurs par fuseau

D représente le diamètre du câble

d représente le diamètre d'un conducteur élémentaire

II-CALCUL DE LA DENSITÉ D'OUVERTURES ET DU RECOUVREMENT

Nous calculons la densité d'ouvertures " γ " et le recouvrement " A " à partir des expressions :

$$\gamma = \frac{N_f^2 \tg\psi}{2\pi D} \quad A = \frac{\pi D - S}{\pi D}$$

où S représente la surface occupée par les ouvertures, soit :

$$S = \gamma \frac{L_p L_g}{2}$$

N_f=16

N=6

Angle(°)	Recouvrement(%)	Angle(°)	Recouvrement(%)
20	39	51	32
21	39	52	28
22	40	53	24
23	40	54	21
24	40	55	17
25	41	56	13
26	41	57	10
27	41	58	9
28	42	59	?
29	42	60	?
30	42		
31	43		
32	43		
33	43		
34	44		
35	44		
36	45		
37	45		
38	46		
39	46		
40	47		
41	47		
42	48		
43	49		
44	49		
45	50		
46	47		
47	44		
48	41		
49	38		
50	35		

N_f=16

N=7

Angle(°)	Recouvrement(%)	Angle(°)	Recouvrement(%)
20	45	51	42
21	45	52	40
22	45	53	37
23	46	54	35
24	46	55	32
25	46	56	30
26	47	57	27
27	47	58	25
28	47	59	23
29	48	60	21
30	48		
31	48		
32	49		
33	49		
34	50		
35	50		
36	51		
37	51		
38	52		
39	53		
40	53		
41	54		
42	55		
43	55		
44	56		
45	57		
46	55		
47	52		
48	50		
49	48		
50	45		

Nf=32

N=6

Angle(°)	Recouvrement(%)	Angle(°)	Recouvrement(%)
20	69	51	83
21	69	52	83
22	70	53	83
23	70	54	84
24	70	55	85
25	71	56	86
26	71	57	87
27	72	58	88
28	72	59	90
29	72	60	92
30	73		
31	73		
32	74		
33	75		
34	75		
35	76		
36	76		
37	77		
38	78		
39	78		
40	79		
41	80		
42	81		
43	81		
44	82		
45	83		
46	83		
47	82		
48	82		
49	82		
50	82		

N_f=32

N=7

Angle(°)	Recouvrement(%)	Angle(°)	Recouvrement(%)
20	77	51	92
21	77	52	93
22	77	53	93
23	78	54	94
24	78	55	95
25	78	56	96
26	79	57	97
27	79	58	98
28	80	59	99
29	80	60	99
30	81		
31	81		
32	82		
33	82		
34	83		
35	83		
36	84		
37	85		
38	85		
39	86		
40	87		
41	87		
42	88		
43	89		
44	89		
45	90		
46	90		
47	90		
48	91		
49	91		
50	91		

ANNEXE IV

MÉTHODE DE NICHOLSON

Mathématiquement, il n'est pas possible de calculer la Transformée de Fourier d'un échelon: en effet la convergence au sens de Riemann de cette intégrale n'est pas satisfaite. Il faut utiliser la transformée de Laplace pour justifier la méthode de Nicholson pour rechercher le spectre d'un échelon.

La fonction de transfert est le rapport des transformées de Laplace de la tension $V(p)$ et du courant $I(p)$:

$$H(p) = \frac{V(p)}{I(p)}$$

avec $p = \varepsilon + j2\pi f$

Pour satisfaire les conditions de convergence des intégrales de Laplace, ε sera une variable réelle positive alors que f sera assimilé à la fréquence.

$$V(p) = \int_0^{\infty} v(t) e^{-\varepsilon t} e^{-j 2\pi f t} dt$$

$$I(p) = \int_0^{\infty} i(t) e^{-\varepsilon t} e^{-j 2\pi f t} dt \quad (1)$$

La dernière intégrale satisfait maintenant la condition de la convergence au sens de Riemann.

La fonction de transfert $H(f)$ peut être considérée comme la limite de la fonction transformée de Laplace calculée dans l'hypothèse où ε tend vers 0:

$$H(f) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} |H(\varepsilon + j 2\pi f)|$$

$v(t)$ et $i(t)$ sont limités à la durée de la fenêtre T . La tension $v(t)$ ayant un retour à 0 à l'intérieur de la fenêtre, il n'y a donc aucune difficulté à en calculer le spectre. Par contre l'application de la fenêtre introduit une troncature du courant. Sa transformée de Laplace devient donc:

$$\bar{I}(p) = \int_0^T i(t) e^{-\varepsilon t} e^{-j 2\pi f t} dt$$

Puisque le courant est constant sur l'intervalle de temps supérieur à T_f , la comparaison avec l'intégrale (1) montre que l'erreur commise que l'on appelle erreur de troncature s'exprime par:

$$\int_T^{\infty} i(T) e^{-\epsilon t} e^{-j 2\pi f t} dt = \frac{i(T) e^{-\epsilon T} e^{-j 2\pi f T}}{\epsilon + j 2\pi f}$$

Pour éliminer cette erreur, il faut imposer le retour à zéro du courant pour les instants supérieurs à la fenêtre. On peut remplir cette condition en ajoutant au courant une fonction rampe de NICHOLSON:

$$\begin{aligned} N(t) &= -i(T) t/T & 0 \leq t \leq T \\ N(t) &= 0 & t < 0 \\ N(t) &= -i(t) & t > T \\ i(t) &= i(t) + N(t) \end{aligned}$$

La transformée de Laplace $\hat{i}(t)$ s'exprime donc:

$$\int_0^{\infty} i(t) e^{-\epsilon t} e^{-j 2\pi f t} dt = \int_0^T (i(t) + N(t)) e^{-\epsilon t} e^{-j 2\pi f t} dt$$

Il reste maintenant à évaluer l'erreur introduite par la rampe de NICHOLSON et de chercher à l'éliminer.

$$\int_0^{\infty} N(t) e^{-\epsilon t} e^{-j 2\pi f t} dt = - \frac{i(T) (1 - e^{-\epsilon T} e^{-j 2\pi f T})}{T(\epsilon + j 2\pi f)^2} \quad (2)$$

Concrètement on calcul le spectre des signaux au moyen d'une T.F.D. La Transformée de Fourier consiste à calculer l'intégrale de Fourier pour des valeurs discrètes qui sont les multiples de la fréquence fondamentale imposée par la fenêtre de durée T , soit:

$$f_n = \frac{n}{T}$$

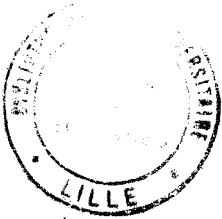
Si nous déterminons la valeur de l'intégrale (2) pour toutes ces fréquences discrètes et que nous faisons tendre vers 0, nous remarquons que l'erreur introduite par la rampe de Nicholson est nulle.

$$\lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_0^{\infty} N(t) e^{-\epsilon t} e^{-j 2\pi f_n t} dt = 0$$

$$H(f_n) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\int_0^T v(t) e^{-\varepsilon t} e^{-j 2\pi f_n t} dt}{\int_0^T i(t) e^{-\varepsilon t} e^{-j 2\pi f_n t} dt}$$

$$\text{soit } H(f_n) = \frac{V(f_n)}{I(f_n)}$$

où $V(f)$ et $I(f)$ sont les spectres obtenus après l'application de la T.F.D aux signaux $v(t)$ et $i(t)$.



SOMMAIRE

A mes Parents

A Sandrine

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.

Cette étude a été financée par une bourse du Ministère de la Recherche et de la Technologie (M.R.T.) et menée en collaboration avec le Centre d'Etudes de Gramat (C.E.G.) et la Société LABINAL.

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 m'a encadré tout au long de ce travail. Ses conseils et son expérience ont été primordiaux pour l'aboutissement de cette thèse. Qu'il trouve ici l'expression de toute ma reconnaissance pour son aide efficace.

Messieurs les professeurs M. IANOZ, de l'Ecole polytechnique Fédérale de LAUSANNE, et J. FONTAINE de l'Université de CLERMONT-FERRAND II, 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.

Je tiens à remercier également Monsieur SERAFIN, Responsable du Service Analyse Electromagnétique au Centre d'Études de Gramat et Monsieur HANIA, Chef du Département Études Avancées LABINAL-DSA, pour avoir 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 l'aide précieuse qu'il m'a apportée, mais aussi pour l'amitié qu'il m'a accordée. Son expérience en métrologie a pris une part importante à l'encadrement de cette thèse. Je lui exprime ici toute ma gratitude et mon estime.

J'adresse mes sincères remerciements à Monsieur HANIA qui m'a communiqué les échantillons de câbles pour mener à bien la phase expérimentale de certains travaux.

Je remercie Madame DEMOULIN pour son aide sur le plan informatique au L.R.P.E.

Mes remerciements vont également à Monsieur COUDORO, Chercheur Post- Doctoral au L.R.P.E et à Monsieur P. BESNIER, Chargé de Recherche au C.N.R.S, pour leur aide précieuse et amicale durant ces trois années.

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 (L.R.P.E) pour la sympathie qu'ils m'ont témoignée et pour le soutien efficace qu'ils m'ont apporté. Je remercie particulièrement D. WARIN, P. WALLET, N. MOHAMUDALLY et A. WOESTELAND pour nos nombreuses discussions et leur amicale collaboration.

Je ne saurais oublier Sandrine LUZY qui m'a encouragé et soutenu moralement tout au long de ce travail.