

50376
1989
137

50376
1989
137

THESE

N° d'ordre H26

présentée à :

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNIQUES
DE LILLE FLANDRES ARTOIS

Pour obtenir le titre de

DOCTEUR EN ELECTRONIQUE

Par

K O N E Lamine



CONCEPTION D'OUTILS NUMERIQUES ET DE BANCS DE MESURES PERMETTANT
D'EVALUER L'EFFICACITE DE BLINDAGE DE CABLES ET CONNECTEURS

Soutenue le 6 Octobre 1989, devant la Commission d'Examen

Membres du Jury :	MM. R. GABILLARD	Président Rapporteur
	J. FONTAINE	Rapporteur
	B. DEMOULIN	Directeur de Thèse
	P. DEGAUQUE	Examineur
	P. DESMETTRE	Invité
	D. ROUBERTOU	Invité

C H A P I T R E I

S O M M A I R E

INTRODUCTION

I - LES DIFFERENTS MODELES D'IMPEDANCE DE TRANSFERT DES BLINDAGES USUELS

I.1 - Câbles à blindage homogène

I.2 - Câbles à blindages tressés

I.3 - Câbles à rubans hélicoïdaux

II - APPROCHE THEORIQUE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT DIFFERENTIELLE

II.1 - Calcul de l'impédance de transfert associée à une dissymétrie de blindage d'un câble bifilaire

II.2 - Inductance de transfert liée à une dissymétrie de conducteurs

III - MESURES DES PARAMETRES DE TRANSFERT Z_{tc} ET Z_{td} DES BLINDAGES DES CABLES MULTIFILAIRES

III.1 - Principe de mesure de l'impédance de transfert de mode commun

III.2 - Mesure de l'impédance de transfert différentielle

III.3 - Problèmes liés à la mesure

III.4 - La chaîne automatique de mesure

IV - RESULTATS EXPERIMENTAUX

IV.1 - Comparaison entre trois methodes de mesure de
l'impédance de transfert différentielle

IV.2 - Impédance de transfert différentielle et
structure du blindage

IV.3 - Impédance de transfert différentielle et
structure des conducteurs intérieurs

V - CONCLUSION

C H A P I T R E I I

S O M M A I R E

INTRODUCTION

I - APPLICATION DE LA THEORIE DES LIGNES COUPLEES A UN CABLE MULTIFILAIRE BLINDE

I.1 - Schéma de base

I.2 - Résolution du système d'équations aux lignes couplées

II - FORMULATION ANALYTIQUE DU CABLE BIFILAIRE BLINDE SOMIS A UN COURANT PERTURBATEUR

II.1 - Structure de base

II.2 - Hypothèses sur le courant perturbateur

II.3 - Paramètres primaires et secondaires du bifilaire

II.4 - Paramètres de transfert du blindage

III - RECHERCHE D'EXPRESSIONS ANALYTIQUES DES TENSIONS INDUITES AUX EXTREMITES D'UN CABLE BIFILAIRE BLINDE

IV - RESULTATS DE LA SIMULATION ET ANALYSE DES DIFFERENTES DISSYMETRIES

IV.1 - Dissymétrie de blindage

IV.2 - Dissymétrie de conducteurs

IV.3 - Dissymétrie d'impédances

IV.4 - Influence des capacités parasites à l'entrée des
équipements

V - RESULTATS EXPERIMENTAUX

VI - CONCLUSION

C H A P I T R E I I I

S O M M A I R E

I N T R O D U C T I O N

I - P O S I T I O N D U P R O B L E M E

I I - D E T E R M I N A T I O N D E L A D I S T R I B U T I O N D U C O U R A N T D A N S L E B L I N D A G E

II.1 - Etablissement de l'équation de propagation du courant

II.2 - Expression du courant perturbateur

I I I - C A L C U L D E L ' A M P L I T U D E D E S T E N S I O N S I N D U I T E S A U X E X T R E M I T E S D U C A B L E

III.1 - Méthode par intégration directe

III.2 - Méthode des coefficients de FOURIER

I V - R E S U L T A T S D E L A S I M U L A T I O N

IV.1 - Le courant perturbateur

IV.2 - Les tensions induites sur la paire blindée

IV.3 - Influence du mode de mise à la masse du blindage sur
l'amplitude des tensions parasites

IV.4 - Influence de la conductivité du sol

IV.5 - Influence de la hauteur du câble

IV.6 - Influence de la longueur du câble.

V - C O N C L U S I O N

C H A P I T R E I V

S O M M A I R E

INTRODUCTION

I - DETERMINATION DE LA REPONSE D'UN CABLE BIFILAIRE BLINDE PERTURBE PAR UNE IMPULSION DE COURANT INJECTEE DANS LE BLINDAGE

I.1 - Les tensions de mode différentiel

I.2 - Les tensions de mode commun

I.3 - Dissipation énergétique

II - DETERMINATION NUMERIQUE DE LA REPONSE D'UNE PAIRE BLINDEE SOUmise A UNE I.E.M.

II.1 - Principe de calcul au moyen de la T.F.D.

II.2 - Résultats de la simulation numérique

III - CALCUL DES TENSIONS PARASITES INDUITES AUX EXTREMITES D'UN CABLE BIFILAIRE BLINDE AERIEN ILLUMINE PAR UNE I.E.M.

III.1 - Réponse du câble à une attaque simultanée

III.2 - Réponse du câble à une attaque progressive

IV - RESULTATS EXPERIMENTAUX

V - CONCLUSION

SOMMAIRE

INTRODUCTION

I - BANC DE MESURE A STRUCTURE TRIAXIALE ADAPTEE ET SES LIMITATIONS HAUTES FREQUENCES

II - MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT PAR LA METHODE DE LA DISCONTINUITÉ DE BLINDAGE

- II.1 - Présentation du banc de mesure
- II.2 - Critères de choix des dimensions du banc

III - THEORIE DU FONCTIONNEMENT DU BANC

- III.1 - Expression de la distribution du courant perturbateur
- III.2 - Expression de la tension parasite

IV - RESULTATS EXPERIMENTAUX

- IV.1 - Courant à l'entrée de la cavité
- IV.2 - La tension parasite $V_c(L)$
- IV.3 - Recherche de l'impédance de transfert

V - MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT DES CONNECTEURS

VI - CONCLUSION

INTRODUCTION

Les développements récents accomplis en matière de composants électroniques intégrés ont conduit à l'accroissement considérable de systèmes contrôlés par de bas niveau d'énergie, ce qui les rend de plus en plus vulnérables aux agressions électromagnétiques d'origines diverses (foudre, décharges électrostatiques, émetteurs de radiodiffusion, rayonnements propres produits par les équipements, risques de l'I.E.M.N., etc...).

La Compatibilité Electromagnétique (C.E.M.) traite des solutions permettant de limiter le propre rayonnement des équipements électroniques tout en cherchant à en assurer en même temps le fonctionnement irréprochable de ceux-ci en présence de perturbations extérieures.

De ce fait, les problèmes posés à la C.E.M. sont très divers et peu accessibles à l'expérimentation. On comprend alors l'intérêt de la modélisation numérique des sources de perturbation et de leurs effets sur les électroniques.

Parmi ces problèmes, les phénomènes de couplage des ondes électromagnétiques aux câbles de télécommunication occupent une place importante. En effet, de par leur fonction de support d'information et de lien physique entre équipements, les câbles sont le plus souvent exposés aux perturbations E.M. ; les courants et tensions parasites induits peuvent occasionner des effets allant du mauvais fonctionnement à la destruction des appareils.

De manière à réduire les niveaux des signaux parasites, on a recours aux blindages électromagnétiques dont l'efficacité est le plus souvent chiffrée à partir de deux paramètres linéiques qui sont l'impédance et l'admittance de transfert.

Si on maîtrise actuellement de façon satisfaisante la compréhension des phénomènes physiques qui donnent naissance à des tensions parasites aux extrémités d'un câble coaxial, il en est tout autrement lorsqu'il s'agit d'un câble multifilaire blindé où il faut distinguer les tensions perturbatrices de mode différentiel et celles de mode commun. Leur prédiction par les moyens de simulation numérique est une aide appréciable pour évaluer les protections nécessaires aux entrées - sorties des équipements d'extrémités ou de concevoir des équipements en fonction des critères de C.E.M.

La paire blindée représente un bel exemple de situation où se propagent mode différentiel et mode commun. C'est donc à la simulation numérique du comportement des tensions parasites induites sur une paire blindée que nous nous sommes particulièrement attachés dans le travail exposé dans notre thèse.

Des outils numériques élaborés dans notre travail permettent de calculer l'amplitude des tensions parasites induites aux extrémités d'un câble blindé qu'il soit soumis à une perturbation E.M. de nature harmonique ou impulsionnelle. Les modèles élaborés sont largement confrontés à l'expérimentation en vue d'établir leurs champs d'application.

Dans le premier chapitre de notre thèse, nous nous intéressons plus particulièrement à cet aspect un peu nouveau de l'efficacité des blindages en introduisant les notions d'impédance de transfert de mode commun et de mode différentiel dont nous avons tenté de comprendre l'origine phénoménologique.

A partir d'un modèle simplifié du blindage comportant des ouvertures, nous proposons une interprétation physique de l'impédance de transfert différentielle. L'application de la théorie de la diffraction des ondes E.M. par les petites ouvertures nous a conduit à lier l'impédance de transfert différentielle aux hétérogénéités des caractéristiques géométriques des ouvertures et des dissymétries de positionnement des conducteurs à l'intérieur du blindage.

Une phase délicate était la mesure de l'impédance de transfert différentielle, les niveaux de tension étant très faibles, l'incertitude sur la signification des résultats a été levée en confrontant trois méthodes de mesures.

Les notions d'impédances de transfert de mode commun et de mode différentiel sont utiles dans le second chapitre afin d'évaluer l'amplitude des tensions parasites qui prennent naissance aux extrémités d'une paire blindée dont le blindage est parcouru par un courant perturbateur.

L'interaction entre le câble et le milieu extérieur est décrite au moyen d'équations différentielles aux lignes couplées dont les solutions sont obtenues par une procédure numérique et analytique ; l'hypothèse la plus simple émise pour résoudre ces équations consiste alors à considérer que le courant perturbateur est homogène à une onde progressive.

La simulation numérique ainsi que les expressions analytiques établies à cette occasion montrent que sur les câbles de grandes dimensions longitudinales, l'origine des tensions différentielles est liée à trois mécanismes distincts.

Il s'agit tout d'abord de l'induction directe due à la dissymétrie propre du blindage, cette fraction de tension différentielle est proportionnelle à l'impédance de transfert différentielle.

L'autre mécanisme concerne les phénomènes de conversion modale provoqués soit par une dissymétrie d'impédances connectées aux extrémités du câble, soit une dissymétrie des conducteurs intérieurs au blindage. Dans ces cas, l'amplitude des tensions différentielles est liée à l'impédance de transfert de mode commun et aux paramètres impliqués dans la dissymétrie.

Au cours de cette phase nous avons comparé les résultats théoriques aux chiffres tirés de l'expérimentation de longs câbles.

C'est ainsi que des mesures de tensions différentielles et de mode commun ont été entreprises sur deux échantillons de câbles blindés mesurant 26 et 29 m. Les résultats obtenus ont permis de confirmer les prévisions théoriques et notamment la prépondérance des effets du couplage magnétique direct (pour le mode différentiel) sur l'amplitude des tensions induites.

Le troisième chapitre concerne cette fois-ci une modélisation plus générale de la réponse du bifilaire blindé soumis à une distribution quelconque du courant perturbateur.

Nous illustrons ce thème à partir du calcul des tensions parasites induites aux extrémités d'un câble bifilaire blindé aérien, parallèle à la surface d'un plan conducteur et illuminé par une onde plane. Nous distinguons ici le problème extérieur et le problème intérieur. Dans le premier cas, nous recherchons la loi de distribution du courant induit sur la surface du blindage en faisant appel au formalisme des lignes de transmission dans l'approximation quasi-TEM. Cette loi dépend beaucoup des paramètres de l'onde et en particulier son incidence et sa polarisation, mais aussi des conditions imposées par les connexions de masse aux extrémités du blindage.

Le problème extérieur résolu, nous proposons de calculer l'amplitude des tensions de mode commun et de mode différentiel au moyen de deux approches numériques.

De nombreuses simulations inspirées de cas réalistes permettent de comprendre les mécanismes d'induction et d'en chiffrer l'amplitude à partir du code de calcul établi à cet effet.

Dans le quatrième chapitre, les études précédentes limitées aux perturbations à caractère harmonique sont étendues aux perturbations impulsionnelles de caractéristiques voisines d'une impulsion électromagnétique d'origine nucléaire ou d'une décharge orageuse. Pour résoudre ce problème en général difficile, il sera consenti quelques approximations qui permettront dans un premier temps de faire appel au calcul symbolique. Des expressions analytiques traduisant l'amplitude crête de ces tensions parasites se révèlent intéressantes pour évaluer

les risques imposés aux équipements d'extrémités. Les cas de figure les plus complexes et notamment ceux qui impliquent une atténuation des signaux sont résolus par le traitement numérique utilisant la Transformée de Fourier.

Une confrontation entre les prévisions du modèle théorique et les résultats de mesure pratiqués sur un câble de 20 m perturbé en mode d'injection se révèle très satisfaisante.

Dans le 5^{ème} et dernier chapitre, le sujet abordé diffère sensiblement des préoccupations précédentes puisqu'il concerne la mesure de l'impédance de transfert des câbles et connecteurs coaxiaux sur une large bande de fréquence (10 kHz - 2 GHz).

L'évaluation de l'amplitude des tensions parasites induites aux extrémités d'un câble blindé n'est possible que si on connaît la loi d'évolution de l'impédance de transfert du blindage sur une large bande de fréquences. Le plus souvent la caractéristique d'impédance de transfert est obtenue au moyen de la mesure. Toutefois les méthodes classiques utilisant un banc triaxial adapté permettent rarement d'explorer des fréquences supérieures à une centaine de MHz. La limitation aux fréquences hautes est essentiellement due aux aberrations introduites par les phénomènes de propagation qui se manifestent inévitablement sur les lignes constituant le banc dès que la longueur d'onde et les dimensions longitudinales du banc sont des grandeurs comparables.

Nous consacrons le 5^{ème} chapitre de notre thèse à la description et la réalisation d'un banc de mesure permettant d'évaluer l'impédance de transfert des câbles coaxiaux sur une large bande de fréquence (10 kHz - 2 GHz). Nous utilisons la méthode de la discontinuité de blindage que nous associons aux propriétés résonnantes d'une cavité coaxiale. C'est la corrélation entre les résonances de tensions induites et courant perturbateur qui permet de construire une large gamme de fréquences avec une sensibilité intéressante.

Cette méthode confère par rapport à la mesure triaxiale classique moins de contraintes sur l'adaptation de la ligne perturbatrice et ne nécessite pas une protection de la chaîne de mesure par une cage de Faraday. Les caractéristiques d'impédance de transfert obtenues sur différents échantillons de câbles coaxiaux et sur un connecteur performant permettent de chiffrer les possibilités du banc tant sur le plan de la reproductibilité des mesures que sur la sensibilité.

C H A P I T R E I

APPROCHE PHENOMENOLOGIQUE DU COUPLAGE ELECTROMAGNETIQUE

INTERVENANT SUR LES CABLES MULTIFILAIRES BLINDES

INTRODUCTION

Pour réduire le niveau des signaux parasites drainés par les câbles de liaison vers les entrées des systèmes électroniques, on est contraint de blinder ces câbles. Or ces blindages ne sont pas totalement opaques du point de vue électromagnétique ; il s'opère par conséquent à travers ceux-ci des couplages électromagnétiques dont la phénoménologie est liée à la nature physique du blindage et à la fréquence.

Quelque soit le type de blindage considéré, son efficacité sera le plus souvent chiffrée à partir de son impédance de transfert Z_t .

L'impédance de transfert du blindage est alors définie comme le rapport de la f.e.m. induite aux extrémités du câble au courant perturbateur circulant dans le blindage. L'impédance de transfert ainsi définie n'a de sens physique que pour un câble coaxial simple. S'agissant des câbles multifilaires blindés, nous devons en effet caractériser le blindage vis-à-vis du mode commun et du mode différentiel.

Le mode commun concerne la perturbation prenant pour référence le blindage. L'impédance de transfert de mode commun s'apparente pratiquement à celle d'un câble coaxial.

Quant au mode différentiel, nous lui associons une impédance de transfert différentielle définie comme le rapport de la f.e.m. induite entre deux conducteurs au courant qui circule dans le blindage.

Si on sait convenablement interpréter les caractéristiques de l'impédance de transfert de mode commun à partir des phénomènes de diffusion, de diffraction et d'induction qui se manifestent à travers le blindage des câbles coaxiaux, l'impédance de transfert différentielle a une origine beaucoup plus complexe.

Nous nous attacherons particulièrement dans ce chapitre à rechercher les mécanismes essentiels qui sont à l'origine des tensions différentielles.

Dans une première partie, nous rappelons les principaux modèles d'impédances de transfert des blindages les plus usuels en décrivant les phénomènes physiques auxquels ils sont associés.

En second lieu, nous proposons une interprétation phénoménologique de l'impédance de transfert différentielle. Il s'agira tout d'abord d'un modèle simplifié basé sur la théorie de la diffraction des ondes E.M. par les petites ouvertures distribuées sur la surface du blindage. L'impédance de transfert différentielle sera alors étroitement reliée aux hétérogénéités des caractéristiques géométriques des ouvertures et aux dissymétries de positionnement des conducteurs à l'intérieur du blindage. Ce second facteur agira d'ailleurs comme un élément déterminant. Quelques résultats expérimentaux seront présentés dans la dernière partie. Les essais pratiqués sur des éprouvettes conçues à cet effet permettront de mettre en vérification les principales hypothèses phénoménologiques évoquées dans notre thèse sur l'origine des tensions différentielles parasites.

I - LES DIFFERENTS MODELES D'IMPEDANCE DE TRANSFERT DES BLINDAGES USUELS

La caractéristique fréquentielle de l'impédance de transfert d'un blindage est étroitement liée à la nature physique du blindage. Les blindages les plus utilisés se regroupent en trois catégories principales :

- les écrans homogènes
- les blindages tressés
- les rubans hélicoïdaux.

Il peut bien entendu exister des structures plus complexes où alternent écran homogène, tresse et ruban, etc...

Pour plus de simplicité nous nous limitons aux câbles n'ayant qu'un seul blindage.

Pour chaque type de blindage nous allons rappeler les phénomènes physiques qui participent au couplage électromagnétique d'une perturbation extérieure vers les conducteurs intérieurs au blindage.

I.1 - Câbles à blindage homogène

Il s'agit d'un conduit cylindrique à recouvrement optique total recevant les conducteurs intérieurs.

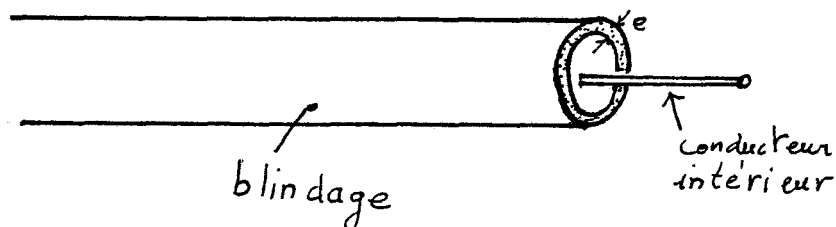


Figure (I-1)

Le couplage E.M. qui se manifeste à travers une telle structure s'opère par la diffusion de la composante du champ électrique parallèle à la surface du câble. En calculant la composante électrique E_z sur la face intérieure du blindage et le courant perturbateur circulant dans le blindage, la théorie du câble coaxial élaborée par S.A. SCHELKUNOFF conduit à une expression analytique de l'impédance de transfert que nous rappelons [1] :

$$Z_t = \frac{Z_{b0}}{2\pi r_e} \frac{J_0(kr_e)N_1(kr_i) - J_1(kr_i)N_0(kr_e)}{J_1(kr_e)N_1(kr_i) - J_1(kr_i)N_1(kr_e)} \quad (I-1)$$

r_i , r_e : rayons intérieur et extérieur du blindage

$J_{0,1}$ et $N_{0,1}$ sont les fonctions de Bessel de première et seconde espèce.

$$Z_b = \sqrt{\frac{j\omega\mu_0}{(\sigma + j\omega\epsilon_0)}}$$

$$k = \sqrt{j\omega\mu_0(\sigma + j\omega\epsilon_0)}$$

k : nombre d'onde associé au métal

σ : conductivité du métal.

Cette expression déduite de l'hypothèse quasi statique suppose que la composante magnétique interne au blindage est uniquement due à la circulation du courant dans le conducteur intérieur. Cette hypothèse revient à dire que la composante azimutale H_θ due au courant circulant dans le blindage est nulle. Dans ces conditions la composante longitudinale E_z devient uniforme dans toute la section du blindage. Nous verrons que cette propriété pose quelques difficultés quand il s'agit de la généraliser à l'impédance de transfert différentielle des blindages homogènes.

Dans la pratique le métal constituant le blindage est très bon conducteur et les développements asymptotiques des fonctions de Bessel sont utilisables et permettent d'alléger la relation (I-1) [3]

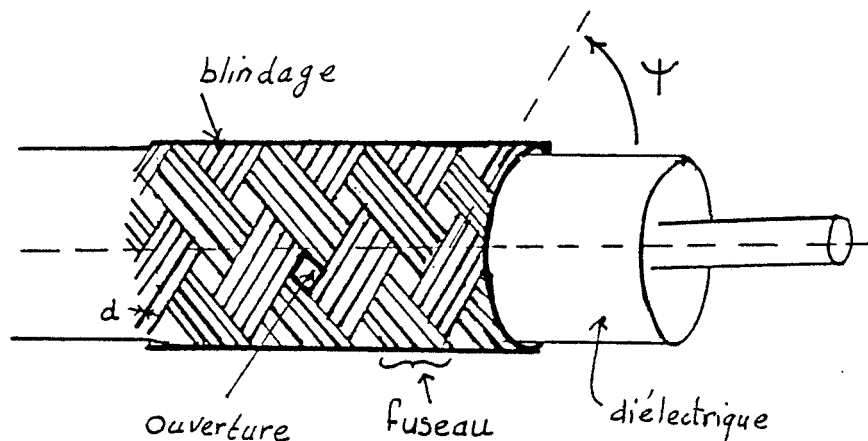
$$Z_t = \frac{1}{\sigma r_i \pi e} \frac{(1+j) \frac{e}{\delta}}{\text{sh}[(1+j) \frac{e}{\delta}]} \quad (\text{I-2})$$

e : épaisseur du blindage.

On admet que $e \ll r_i$

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \sigma \omega}} \quad (\text{I-3})$$

I.2 - Câbles à blindages tressés



Contrairement aux blindages homogènes, les tresses sont beaucoup plus complexes au point de vue électromagnétique puisqu'elles font intervenir la diffusion dans les écrans conducteurs et la diffraction du champ E.M. pour les multiples ouvertures créées par les fuseaux. Toutefois les expériences menées sur de nombreux échantillons révèlent que l'angle de tressage ainsi que le recouvrement optique (qui conditionne les dimensions des ouvertures) sont des paramètres qui influencent le plus l'efficacité du blindage [1].

On distingue deux comportements en fonction de la fréquence :

- Aux basses fréquences et pour la plupart des blindages simples à tresses, c'est le phénomène de diffusion du champ électrique qui domine. L'impédance de transfert s'exprime avec une bonne approximation par la relation [2] [4] qui n'est autre que la généralisation de l'expression (I-2) utilisable pour les écrans homogènes

$$Z_t = R_0 \frac{(1+j) \frac{d}{\delta}}{\text{sh}\left[(1+j) \frac{d}{\delta}\right]} \quad (\text{I-4})$$

$$\text{où } R_0 = \frac{4}{\pi d^2 N C \sigma \cos \psi} \quad (\text{I-5})$$

ψ : angle de tressage voisin de 45°

C : nombre de fuseau

N : nombre de conducteurs/fuseau

d : diamètre d'un conducteur élémentaire

σ et δ désignent la conductivité du blindage et l'épaisseur de peau.

- Au dessus de quelques centaines de kHz, ce phénomène est très vite masqué par l'induction à travers les ouvertures de la tresse de la composante magnétique du champ diffracté associé au courant qui circule dans le blindage. Le problème s'apparente alors à celui de l'étude de la diffracton des ondes E.M. par des petites ouvertures de dimensions négligeables par rapport à la longueur d'onde. Cette analogie a été exploitée par de nombreux auteurs et notamment par Vance [4] et Lee [5] afin de modéliser l'impédance de transfert des tresses.

En terme d'efficacité de blindage, le phénomène de diffraction est traduit au moyen d'une inductance de transfert L_t telle que :

$$Z_t = j\omega L_t \quad (\text{I-6})$$

L'inductance de transfert s'exprime en fonction des caractéristiques de la tresse par la relation suivante [4] [2]

$$L_t = v \frac{\alpha_m \mu_0}{\pi^2 D^2} \quad (I-7)$$

où :

v : représente le nombre d'ouvertures/unité de longueur

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$$

α_m la polarisabilité magnétique d'une ouverture de la tresse ;
elle est définie dans l'annexe (AI-1)

D : diamètre intérieur du blindage.

Cependant ce modèle ne permet pas dans tous les cas de décrire le comportement de l'impédance de transfert des tresses, notamment lorsque celles-ci sont à bon recouvrement optique (80 à 95 %) et lorsque l'angle de tressage Ψ est inférieur à 45° . Dans ces cas, les résultats expérimentaux montrent que l'impédance de transfert suit une loi proportionnelle à la racine carrée de la fréquence, aux fréquences supérieures à 1 MHz.

L'expression qui s'accorde le mieux au-dessous de 10 MHz avec ces résultats est donnée par [4] [2]

$$Z_t = R_0 + K \sqrt{\omega} e^{j \frac{\pi}{4}} \quad (I-8)$$

où R_0 représente la résistance linéique de la tresse.

K une constante liée aux caractéristiques de la tresse par la relation :

$$K = \frac{1.16}{CNd} \frac{\mu_0}{\sigma} \sqrt{\frac{N}{3}} \text{Arctg}\left(\frac{N}{3}\right) \sin\left(\frac{\pi}{2} - 2\Psi\right) \quad (I-9)$$

Les approches théoriques [2] qui ont permis l'élaboration de ce modèle considèrent qu'en haute fréquence, lorsque l'épaisseur de peau δ est inférieure au diamètre d'un conducteur élémentaire de la tresse, les charges sont concentrées à la périphérie du fuseau supérieur. Les

courants liés à ces charges vont créer un champ magnétique qui va induire sur le fuseau inférieur des courants de Foucault. Ces courants engendrent à leur tour un champ électrique sur la face intérieure de la tresse qui, intégré sur toute la longueur du câble donne naissance à des tensions parasites. C'est le couplage par induction.

I.3 - Câbles à rubans hélicoïdaux

Il s'agit de rubans conducteurs généralement en aluminium ou en acier disposés en hélice autour des conducteurs intérieurs.

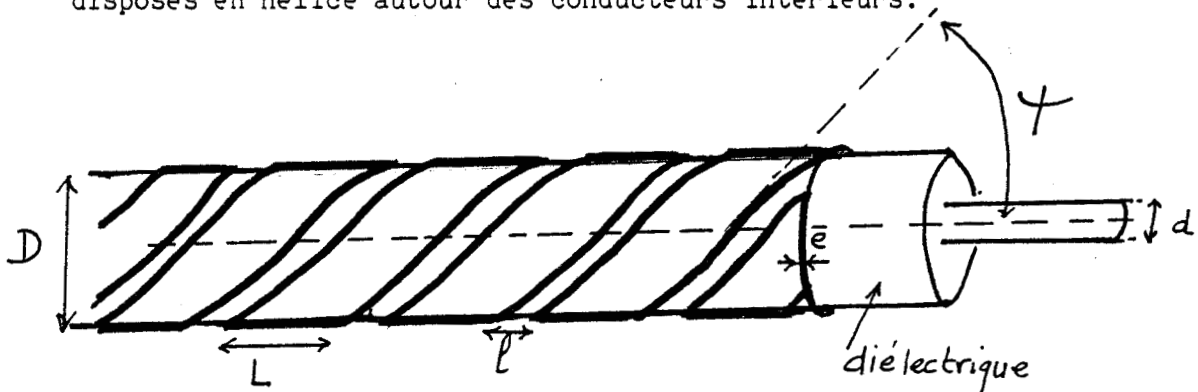


Figure (I-3)

Lorsque le blindage est soumis à un courant, celui-ci exerce sur les conducteurs intérieurs un couplage par diffusion et par induction. L'impédance de transfert s'exprime par la relation [7],[8]

$$Z_t = R_t + j L_t \omega$$

La composante R_t due à la diffusion s'exprime par :

$$R_t = \frac{R_0 (1+j) \frac{e}{\delta}}{\text{sh} \left[(1+j) \frac{e}{\delta} \right]} \left| 1 + \text{tg}^2 \psi \cdot \text{ch} \left[(1+j) \frac{e}{\delta} \right] \right| \quad (\text{I-10})$$

où :

$$R_0 = \frac{\text{tg} \psi}{\sigma e L} \quad (\text{I-11})$$

Le couplage magnétique auquel est associé l'inductance de transfert L_t est provoqué par la composante axiale H_z du champ E.M. produit par le courant perturbateur. Cette inductance est liée aux caractéristiques du câble par la relation

$$L_t = \frac{\mu_0}{4\pi} \left[\left(1 - \frac{d^2}{D^2}\right) \operatorname{tg}^2 \Psi + \frac{1}{N \operatorname{Cos} \Psi} \cdot \frac{l^2}{4 D^2} \right] \quad (\text{I-12})$$

N : nombre de rubans

d : diamètre du conducteur intérieur.

Notion d'admittance de transfert du blindage

Il existe aussi à travers les blindages qui présentent des ouvertures un couplage de nature électrostatique qu'on associe 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 qu'on peut relier à une capacité de couplage C_t qu'on appelle capacité de transfert. L'admittance de transfert Y_t s'écrit alors :

$$Y_t = j\omega C_t$$

Cette capacité de transfert dépend des capacités linéiques de la ligne coaxiale C_c et de la ligne génératrice de la perturbation C_p [4] [2]. On exprime la capacité de transfert au moyen de la relation :

$$C_t = \frac{v \alpha_e C_c C_p}{\pi^2 D^2} \cdot \frac{2}{\epsilon_0 (\epsilon_{rc} + \epsilon_{rg})}$$

v : densité d'ouvertures

ϵ_{rc} : permittivité relative de l'isolant primaire du câble

ϵ_{rg} : permittivité relative de la gaine isolante extérieure

D : diamètre du blindage

α_e : polarisabilité électrique de l'ouverture définie dans l'annexe (AI-1).

L'expérimentation sur les câbles à blindages tressés révèle que ce paramètre α_e , dans la majorité des cas, peu d'influence sur l'amplitude des tensions induites puisqu'il s'agit de blindages ayant en général un recouvrement optique suffisant. C'est surtout la capacité de la ligne perturbatrice qui joue.

II - APPROCHE THEORIQUE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT DIFFERENTIELLE

Nous abordons dans cette partie le problème plus difficile de la phénoménologie de l'impédance de transfert différentielle. Les mesures [9],[10],[11] de l'impédance de transfert différentielle font apparaître trois particularités :

- L'impédance de transfert de mode différentiel est toujours beaucoup plus faible que celle du mode commun quelque soit le type de blindage considéré.

- Elle se comporte comme une caractéristique croissante avec la fréquence pour la plupart des blindages testés à l'exception du blindage homogène.

- Elle est très sensible aux critères de symétrie du blindage et de la disposition des conducteurs à l'intérieur du blindage.

Pour comprendre ces différents comportements, nous ferons appel aux mécanismes de diffraction en recherchant la corrélation liant l'impédance de transfert différentielle aux dissymétries du blindage ou de positionnement des conducteurs.

II.1 - Calcul de l'inductance de transfert différentielle associée à une dissymétrie de blindage d'un câble bifilaire [11]

Nous considérons un bifilaire que nous supposons d'abord symétrique. Le blindage est une tresse pour laquelle nous supposons que les ouvertures sont de dimensions plus petites que la longueur d'onde de la perturbation et que leur espacement vérifie la même condition.

Lorsque un courant parcourt le blindage, chaque ouverture "j" peut être assimilée à un dipôle magnétique de moment m_j qui produira en un point

du plan contenant le bifilaire une composante magnétique \vec{H}_j . Ce champ magnétique engendrera sur une surface élémentaire ds du bifilaire un flux $d\phi$.

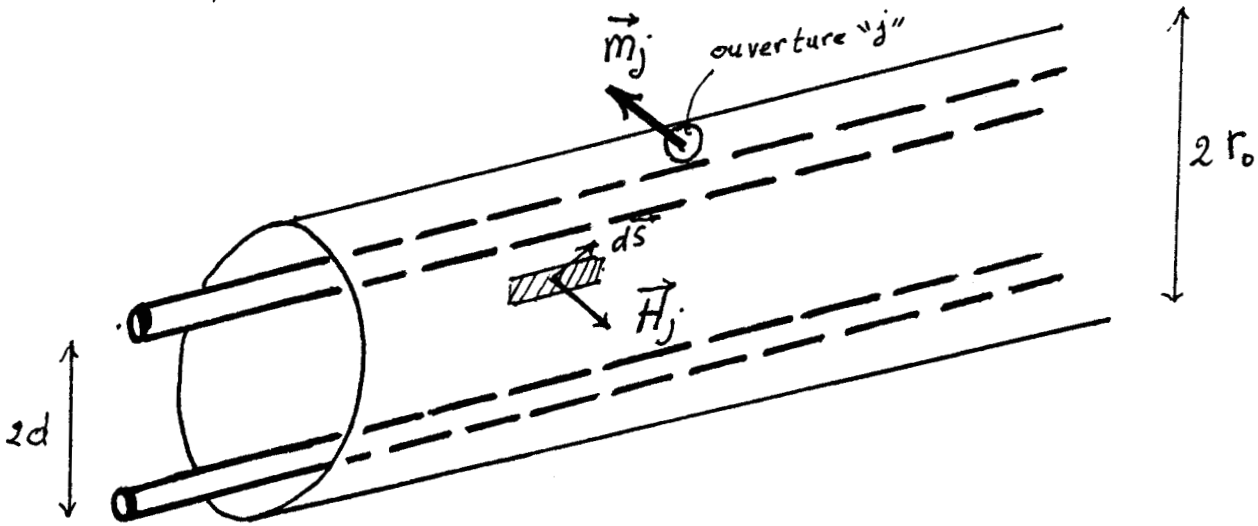


Figure (I-4)

Attachons au bifilaire un repère cartésien $oxyz$ dans lequel le plan oxy contient l'ouverture (j) alors que oz est confondu avec l'axe du blindage. Représentons la section du blindage passant par l'ouverture, considérons un point P dans le plan du bifilaire (Figure (I-5)) dont la projection sur oy est notée P' .

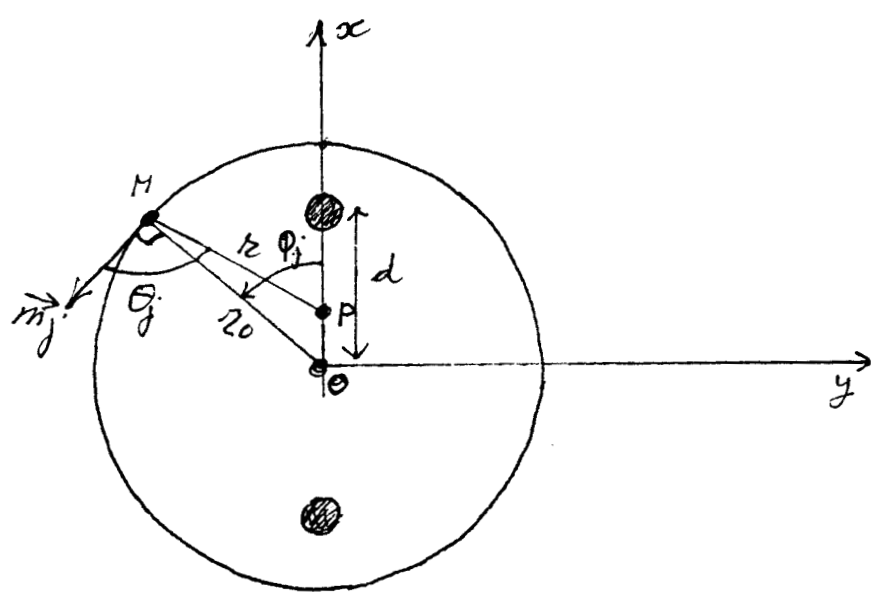


Figure (I-5)

Les deux conducteurs sont à égale distance d de l'axe central du blindage. Désignons par r_0 le rayon du blindage et par r la projection de MP sur le plan oxy. Posons $MP = R_0$.

La composante magnétique H_θ produite au point P est simplement calculée au moyen de la relation

$$|H_\theta| = \frac{|\vec{m}_j|}{4\pi} \frac{\sin \theta_j}{R_0^3} \quad (\text{I-13})$$

Il s'agit de la formule du dipôle magnétique dans le cas quasi-statique ($R_0 \ll \lambda$)

En posant $y = OP'$, on obtient à partir des relations dans le triangle MOP' la relation suivante :

$$|H_{\theta j}| = \frac{|\vec{m}_j|}{4\pi R_0^3} \left(1 - \frac{y^2}{r_0^2} \cos^2 \phi_j\right) \quad (\text{I-14})$$

où ϕ_j est l'angle entre oy et r_0 .

Le flux $d\phi_j$ engendré par l'ouverture "j" sur l'élément de surface ds s'écrit :

$$d\phi_j = \mu_0 H_{\theta j} \vec{n} \cdot d\vec{s} \quad (\text{I-15})$$

où \vec{n} est un vecteur unitaire normal au plan oxy.

A partir des développements donnés dans l'annexe (AI-1) on obtient la contribution ϕ_j de l'ouverture sur la surface totale du bifilaire, qu'on exprime par :

$$\phi_j = \frac{\mu_0 |\vec{m}_j| \cos \phi_j}{4\pi r_0^3} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \int_{-d}^d \left(1 + \frac{2y \cos \phi_j}{r_0}\right) \cos \psi \, d\psi \, dy \quad (\text{I-16})$$

où ψ est l'angle formé entre \vec{R}_0 et \vec{r}_0

soit

$$\phi_j = \frac{\mu_0 |\vec{m}_j|}{\pi r_0^2} d \cdot \cos \phi_j \quad (I-17)$$

Le moment magnétique \vec{m}_j est lié à la composante angulaire $H_{\theta j}$ par la relation :

$$|\vec{m}_j| = \alpha_{mj} H_{\theta j} \quad (I-18)$$

où α_{mj} est la polarisabilité magnétique de l'ouverture.

En appliquant le théorème d'Ampère sur la section transversale du blindage, on peut relier le courant perturbateur I_p qui circule dans le blindage à la composante magnétique $H_{\theta j}$ au moyen de la relation :

$$H_{\theta j} = \frac{I_p}{2\pi r_0} \quad (I-19)$$

Désignons par N_z le nombre d'ouvertures réparties dans la direction oz et par N_{θ} le nombre d'ouvertures dans la direction angulaire θ .

Compte tenu de (I-18) et (I-19), le flux total traduisant l'action de l'ensemble des dipôles magnétiques répartis sur le câble prend pour expression :

$$\phi = I_p \frac{\mu_0 d}{2\pi^2 r_0^2} \sum_{k=1}^{N_z} \sum_{j=1}^{N_{\theta}} \alpha_{mj}^{(k)} \cos \phi_j^{(k)} \quad (I-20)$$

relation dans laquelle nous déduisons une inductance de transfert différentielle L_{td} telle que :

$$L_{td} = \frac{\phi}{I_p} \quad (I-21)$$

Puisque nous avons considéré que le bifilaire était centré à l'intérieur du blindage, il faut maintenant s'interroger sur le rôle joué par les caractéristiques des ouvertures et leur disposition sur le blindage.

Supposons que toutes les ouvertures soient identiques et de polarisabilité magnétique α_{m0} . L'inductance de transfert L_{td} s'écrit dans ces conditions comme

$$L_{td} = \frac{\mu_0 d}{2 \pi^2 r_0^3} N_z \alpha_{m0} \sum_{j=1}^{N_\theta} \cos \phi_j \quad (I-22)$$

Elle est liée à la disposition angulaire ϕ_j des ouvertures.

En admettant que ces ouvertures sont uniformément réparties autour du blindage, alors $\phi_j = j \frac{2\pi}{N_\theta}$ et on montre facilement que $L_{td} = 0$.

Ce cas idéal de parfaite symétrie du bifilaire blindé est loin de se rencontrer dans la pratique.

En effet les blindages tressés présentent un grand nombre d'ouvertures et la répartition angulaire et longitudinale de ces ouvertures n'est pas uniforme. De même il n'est pas garanti que ces ouvertures sont toutes de même dimension. Ces défauts peuvent être introduits lors du tressage des blindages ou à la suite de contraintes mécaniques subies lors de l'utilisation.

Si l'on traduit ces irrégularités au moyen de fluctuations $\Delta\alpha_m$ de la polarisabilité (par l'intermédiaire des dimensions des ouvertures) et $\Delta\phi_j$ de la position angulaire, l'inductance de transfert qui en résulte conformément aux développements donnés en annexe peut s'écrire :

$$L_{td} = \frac{\mu_0 d}{2\pi^2 r_0^3} \sum_{k=1}^{N_z} \sum_{j=1}^{N_\theta} \left[\Delta\alpha_{mj}^{(k)} \cos\phi_j^{(k)} - \Delta\phi_j^{(k)} \alpha_{mj} \sin\phi_j \right] \quad (I-23)$$

ϕ_j et α_{mj} sont les valeurs moyennes autour desquelles fluctuent ϕ_j et α_{mj} .

L'inductance de transfert est alors étroitement liée à la loi de distribution des $\Delta\alpha_{mj}$ et $\Delta\phi_j$.

L'effet des irrégularités des dimensions des ouvertures sera plus important d'autant plus que la polarisabilité α_m varie avec le cube des dimensions de l'ouverture.

Il apparaît donc que pour un bifilaire rigoureusement centré sur l'axe du blindage, la dispersion des caractéristiques géométriques de la tresse sera à l'origine de tensions différentielles.

II.2 - Inductance de transfert différentielle liée à une dissymétrie de conducteurs

Nous considérons dans cette configuration que les deux conducteurs ne sont pas symétriques par rapport à l'axe central du blindage.

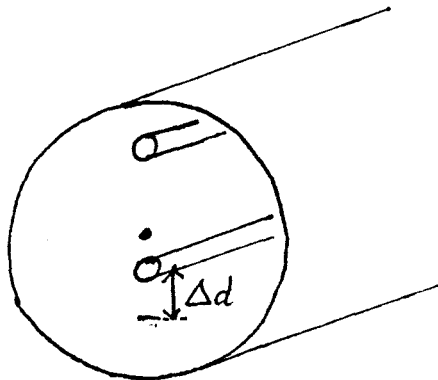


Figure (I-6)

En utilisant les développements précédents, l'inductance de transfert différentielle s'écrit dans ce cas :

$$L_{td} = \frac{\mu_0 d}{2\pi^2 r_0^3} \sum_{k=1}^{N_z} \sum_{j=1}^{N_\theta} \left[\alpha_{mj}^{(k)} \cos \phi_j^{(k)} \left(1 + \frac{2\Delta d}{r_0} \cos \phi_j^{(k)} \right) \right] \quad (I-24)$$

où $d = d_1 + d_2$

$$\Delta d = |d_2 - d_1|$$

Nous admettons que $\Delta d \ll d$.

Afin de montrer l'impact de ce seul décalage Δd sur l'inductance L_{td} , nous supposons que les ouvertures sont identiques et leur répartition uniforme.

Dans ces conditions on obtient :

$$L_{td} = v \frac{\mu_0 \alpha_m}{4\pi^2 r_0^4} d \cdot \Delta d \quad (I-25)$$

$$v = N_z N_\theta$$

Cette relation est tout à fait comparable à celle relative à l'inductance de transfert du mode commun, que nous rappelons [4] :

$$L_{tc} = v \frac{\mu_0 \alpha_m}{4\pi^2 r_0^2} \quad (I-26)$$

En comparant les deux expressions on peut déduire un rapport constant entre inductance de transfert de mode commun et celle du mode différentiel qu'on écrit :

$$\frac{L_{td}}{L_{tc}} = 4 \frac{d}{r_0^2} \Delta d \quad (I-27)$$

L_{tc} ayant une valeur souvent importante, on peut apprécier les conséquences d'une dissymétrie de conducteur.

Cette approche théorique donne par conséquent une première réponse à l'origine phénoménologique des tensions différentielles.

Elle montre que les tensions différentielles sont en grande part proportionnelles aux fluctuations des différentes caractéristiques géométriques du blindage. Il s'agit en particulier de la répartition angulaire et des dimensions des ouvertures offertes par une tresse. Si des défauts apparaissent dans ces caractéristiques, la f.e.m. entre les conducteurs ne sera pas nulle même si le bifilaire est parfaitement centré dans le blindage.

Nous avons montré aussi que cette f.e.m. différentielle sera générée à la suite d'un décentrage du bifilaire même si le blindage est parfaitement symétrique.

Dans la pratique ces deux mécanismes vont intervenir simultanément notamment lorsqu'il s'agit d'un câble multifilaire. Cette structure est en effet très dissymétrique.

Les résultats de cette analyse faciliteront aussi l'interprétation des résultats expérimentaux relatifs aux blindages autres que des tresses.

L'impédance de transfert différentielle est un paramètre accessible à la mesure et nous présentons dans le paragraphe suivant les résultats de mesures pratiquées sur les différents types de blindages.

III - MESURE DES PARAMETRES DE TRANSFERT Z_{tc} et Z_{td}
DES BLINDAGES DES CABLES MULTIFILAIRES [9][11]



III.1 - Principe de mesure de l'impédance de transfert de mode commun

Le banc de mesure à structure triaxiale dont le principe est traduit par le schéma de la figure (I-7) est le plus souvent utilisé pour évaluer l'impédance de transfert des câbles coaxiaux. Sa longueur variant entre 1 m et 2 m, on parvient difficilement à l'utiliser au-delà d'une vingtaine de MHz en raison des phénomènes de propagation qui prennent naissance sur les deux lignes. D'autre part, nous sommes amenés ici à mesurer l'amplitude des tensions différentielles ; nous devons alors injecter dans le blindage un courant perturbateur I_p d'amplitude suffisante, de l'ordre de 1 A, que nous obtenons au moyen d'un amplificateur de puissance 80 W qui couvre la bande 10 kHz - 10 MHz. Pour ces raisons, les résultats présentés ici seront limités aux fréquences inférieures à 20 MHz.

Nous reviendrons plus en détail sur ces problèmes de mesure de l'impédance de transfert aux fréquences supérieures à 100 MHz dans le 5^e chapitre.

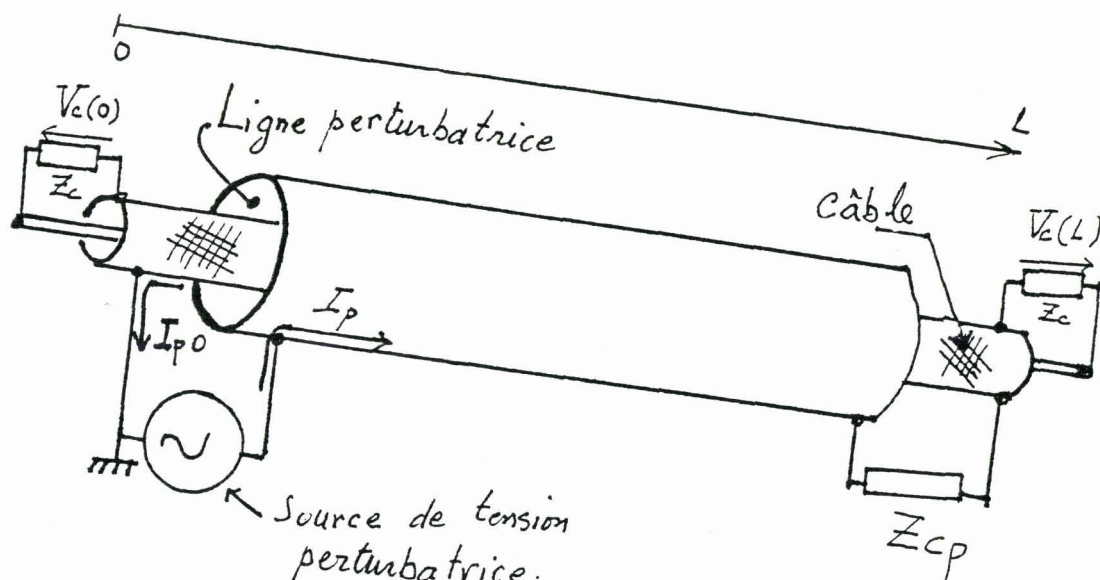


Figure (I-7) : Principe de mesure de Z_t .

III.2 - Mesure de l'impédance de transfert différentielle

Comme on peut fort bien le préjuger, les tensions perturbatrices à mesurer en vue de déduire la caractéristique d'impédance de transfert différentielle sont extrêmement faibles. Celles-ci sont en effet dues aux irrégularités microscopiques du blindage et à la dissymétrie du bifilaire comme il est apparu dans l'étude théorique.

Dans le principe, l'impédance de transfert différentielle peut être mesurée à partir d'un montage triaxial adapté. Un courant I_p circulant dans le blindage du câble va produire une tension différentielle $V_d(o)$ proportionnelle à l'impédance de transfert différentielle lorsque l'hypothèse des grandes longueurs d'ondes est bien entendu vérifiée ($\lambda > L$). Comme nous le montrons plus en détail au deuxième chapitre, l'impédance de transfert différentielle peut être déduite de la relation suivante [9] :

$$Z_{td} = \frac{2 V_d(o)}{L I_{p0}} \quad (I-29)$$

La résistance R_d connectée entre les deux conducteurs correspond à l'impédance caractéristique du mode différentiel.

L : longueur de l'échantillon sous test ($1m \leq L \leq 2m$)

I_{p0} : amplitude du courant perturbateur

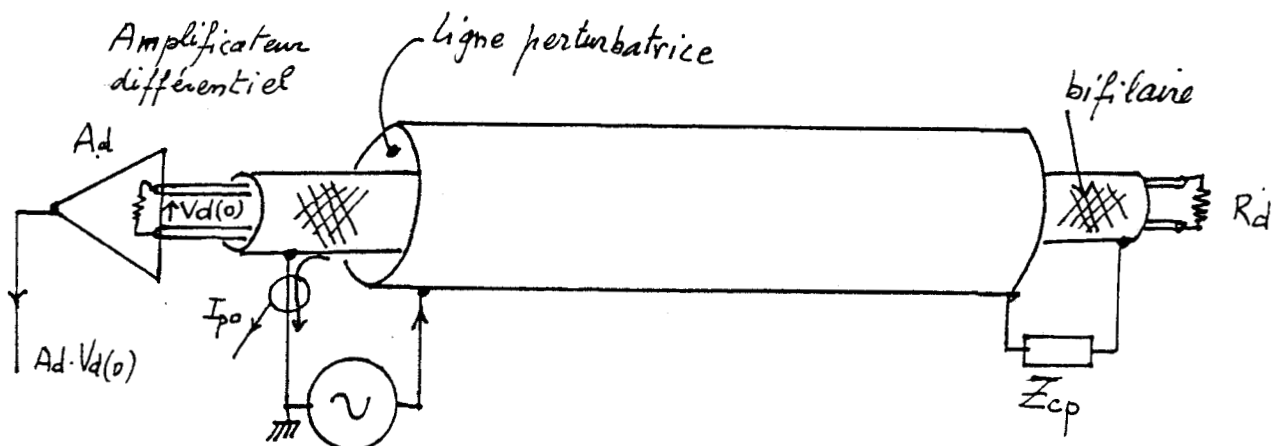


Figure (I-9) : Mesure de Z_{td} .

La mesure de $V_d(o)$ impose nécessairement l'utilisation d'un amplificateur différentiel dont le risque de transfert de mode commun est lié aux impédances d'entrée de mode commun de celui-ci. En effet celles-ci ne sont pas infinies et viendront perturber la mesure sur le mode différentiel par les mécanismes de transfert de mode commun qui seront illustrés dans le chapitre suivant.

Afin d'éviter ces problèmes liés à la mesure directe de la tension $V_d(o)$ nous mesurons le courant différentiel $I_d(o)$ et nous déduisons ensuite $V_d(o)$.

L'utilisation d'un transformateur de courant large bande pour mesurer $I_d(o)$ ne pose aucun risque de transfert de mode commun.

Cette solution pose toutefois une difficulté ; les tensions différentielles étant très petites, le courant différentiel sera minuscule et pratiquement inférieur aux limites de sensibilité de la chaîne de mesure.

On peut rendre ce courant mesurable en réduisant les résistances R_d à des courts circuits. C'est la solution que nous avons retenue pour les mesures. Figure (I-10)

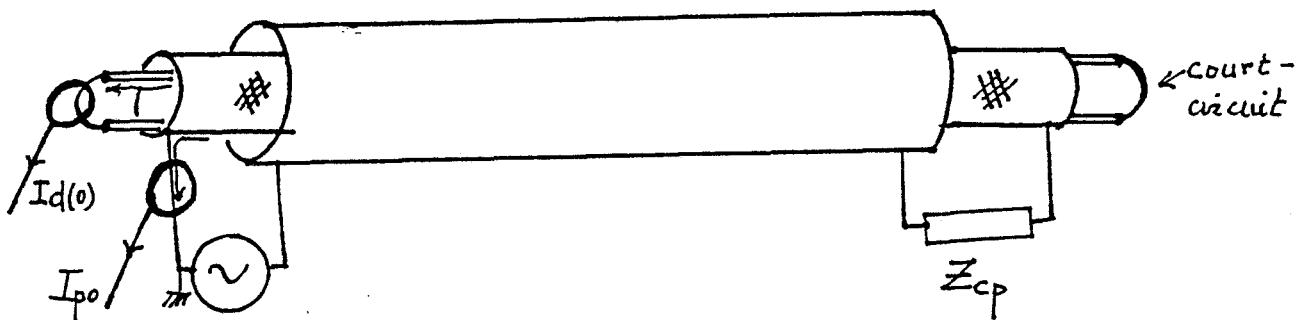
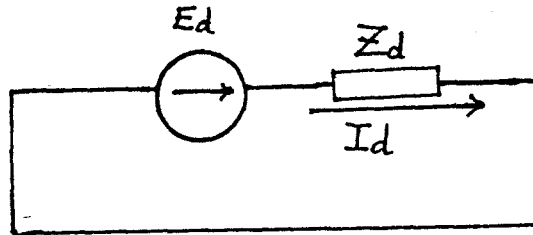


Figure (I-10)

Le courant de court-circuit est limité par l'impédance interne Z_d du bifilaire.

Dans ces conditions ($\lambda > L$), le bifilaire peut être représenté par le schéma équivalent suivant : [9] [10]



Z_d : impédance différentielle du bifilaire

La source de tension équivalente E_d étant liée à l'impédance de transfert différentielle par la relation :

$$E_d = L I_{p0} Z_{td} \quad (I-30)$$

D'autre part, on a : $E_d = Z_d \cdot I_d$

D'où on déduit la caractéristique Z_{td} au moyen de la relation

$$Z_{td} = \frac{I_d(0)}{I_{p0} \cdot L} Z_d \quad (I-31)$$

Il faut alors mesurer l'impédance $Z_d(\omega)$ sur la gamme de fréquence explorée. On évalue Z_d par une méthode tout à fait classique dont le principe est représenté sur le schéma de la figure (I-11).

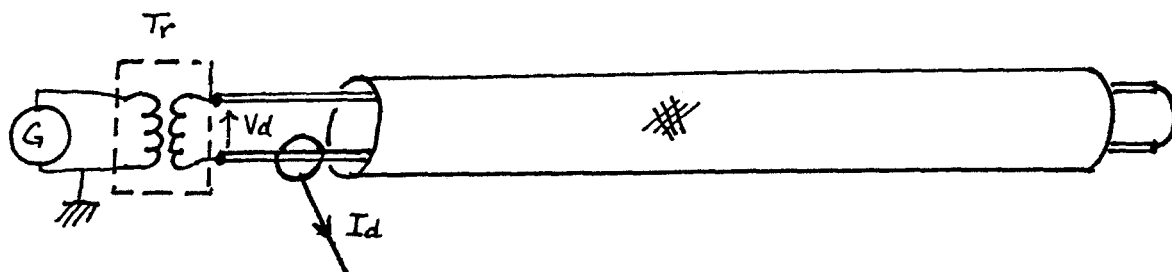


Figure (I-11) : Mesure de $Z_d(\omega)$.

On déduit $Z_d(\omega) = \frac{V_d}{I_d}$

Cette méthode offre d'excellentes possibilités sur le plan de la réjection, elle demande en contre partie deux mesures. Elle est également plus restrictive que la méthode directe aux fréquences élevées. En effet, la présence de courts circuits aux extrémités du bifilaire implique que la longueur d'onde λ soit bien plus grande que la longueur L du câble.

III.3 - Problèmes liés à la mesure

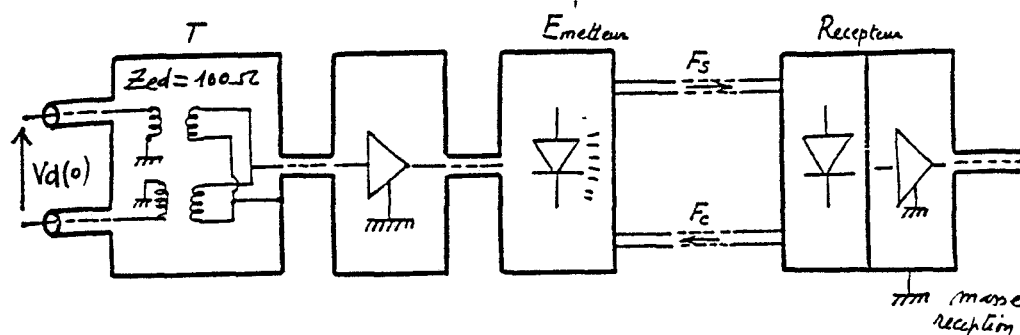
Les tensions résiduelles à mesurer en vue de déduire l'impédance de transfert sont de très petites amplitudes et en particulier celles du mode différentiel. Cette réalité impose par conséquent le respect de règles sévères quant au développement de leur métrologie. Il faut d'une part que la chaîne de réception soit très sensible et qu'elle soit d'autre part efficacement protégée du rayonnement causé par le banc de mesure. En effet, de par le principe de celui-ci, le conduit extérieur constituant la ligne perturbatrice se trouve porté au potentiel du générateur de tension perturbatrice. Cette disposition rend la structure rayonnante. Il devient nécessaire de placer la chaîne de réception (amplificateur de tension, vecteur mètre) à l'intérieur d'une cage de Faraday.

Toutefois, les fils d'alimentation des appareils de mesure constituent des voies empruntées par les courants H.F. pour pénétrer dans la cage et perturber la mesure des tensions différentielles. Une solution satisfaisante à ce problème est l'utilisation d'une alimentation autonome de la chaîne de réception (à l'intérieur de la cage) par l'intermédiaire d'un convertisseur CC/CA.

Les essais ont montré que ces dispositions sont nécessaires pour assurer aux mesures en mode différentiel des résultats significatifs et une bonne reproductibilité.

On peut renforcer ces précautions en utilisant une chaîne électro-optique à entrée différentielle pour assurer le transfert des signaux parasites vers le récepteur. Cette solution procure une très bonne isolation galvanique entre la réception différentielle et la masse de la chaîne de mesure.

Les principaux composants de la chaîne électro-optique que nous utilisons sont rappelés sur le schéma de la figure (I-12).



F_3 : Fibre optique pour le transfert du signal mesuré
 F_c : Fibre optique pour la télécommande de la chaîne d'émission alimentée de façon autonome au moyen de batterie d'accumulateur.

Dans la pratique, il s'agit tout simplement de remplacer l'amplificateur différentiel par cette chaîne électro-optique, celle-ci procurant un gain de 20 dB.

III.4 - La chaîne automatique de mesure

Pour évaluer l'impédance de transfert on est amené à explorer une large bande de fréquence. Cette exploration fréquentielle nécessitant de nombreuses itérations, le pilotage automatique du banc devient largement avantageux.

L'ensemble de la chaîne est représenté à la figure (I-13).

Le signal sinusoïdal perturbateur est délivré par un synthétiseur de fréquence programmable HP... et couvrant la bande 100 Hz - 30 MHz. Il est nécessairement suivi d'un amplificateur de puissance 80 W (10 kHz - 10 MHz) qui permet d'obtenir un courant perturbateur I_p de niveau suffisant ($\approx 1A$) pour rendre les tensions différentielles parasites mesurables dans des conditions confortables.

Un transformateur de courant large bande (type PEARSON) et un amplificateur différentiel (ou la chaîne opto-électrique) associés à un vecteur mètre ZPV... programmable, permettent la mesure du courant perturbateur $I_p(0)$ et la tension résiduelle $V_d(0)$ à l'extrémité du bifilaire.

La commande de ces appareils est gérée par un logiciel écrit en langage FORTRAN et implanté sur un ordinateur HP 1000.

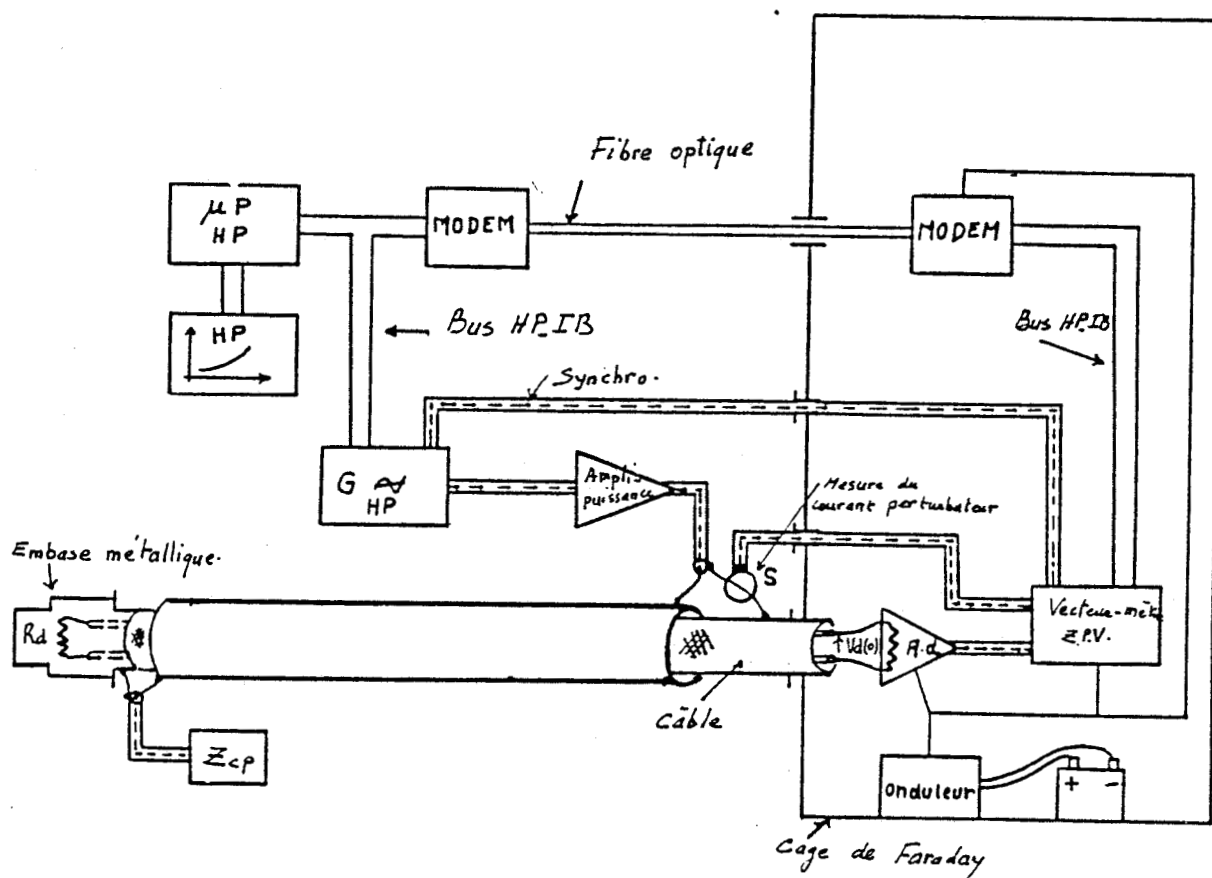
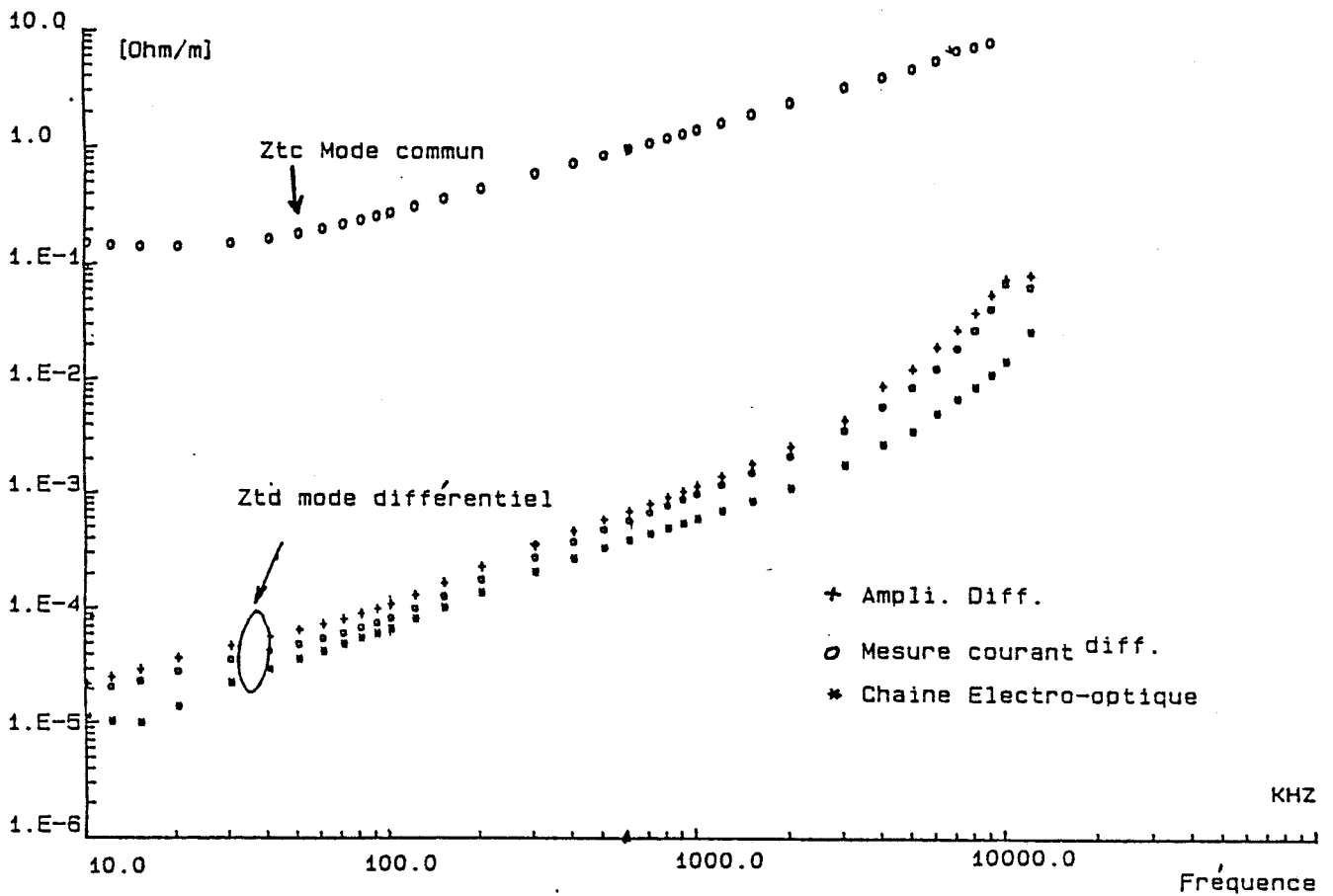


Figure (I-13): Banc automatique de mesure

IV - RESULTATS EXPERIMENTAUX

IV.1 - Comparaison entre les trois méthodes

Les caractéristiques de la planche PL(I-1) montrent les résultats obtenus en utilisant chacune des trois méthodes évoquées précédemment. L'échantillon de câble testé est un multifilaire comportant 7 paires à blindage hélicoïdal. Nous avons seulement utilisé une paire, les autres étant laissées en circuit ouvert.



PL(I-1): COMPARAISON ENTRE LES TROIS METHODES.
DE MESURE DE Z_{td}

On remarque que les caractéristiques d'impédance de transfert différentielle obtenue par les trois méthodes convergent approximativement vers la même valeur.

Les écarts constatés entre les résultats obtenus en utilisant l'ampli différentiel et la chaîne électro optique peuvent provenir de l'appréciation des gains de ces amplificateurs.

Dans la suite, toutes les mesures d'impédance de transfert différentielle sont effectuées par la mesure du courant différentiel, puisque cette méthode minimise les effets des amplis différentiels.

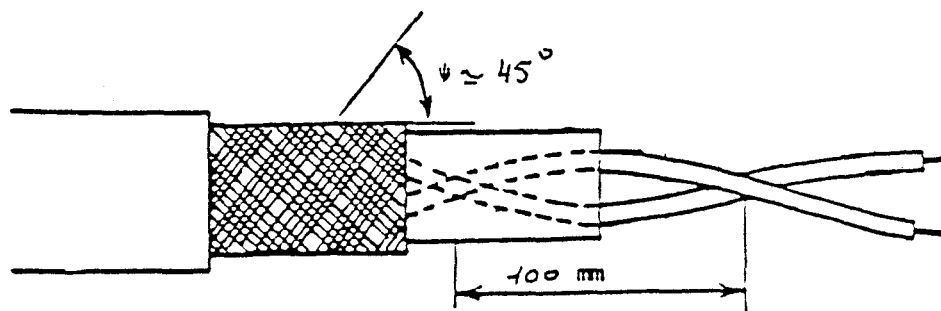
Nous allons présenter maintenant les principaux résultats obtenus en fonction de la structure physique du blindage.

IV.2 - Impédance de transfert différentielle et structure du blindage

[11]

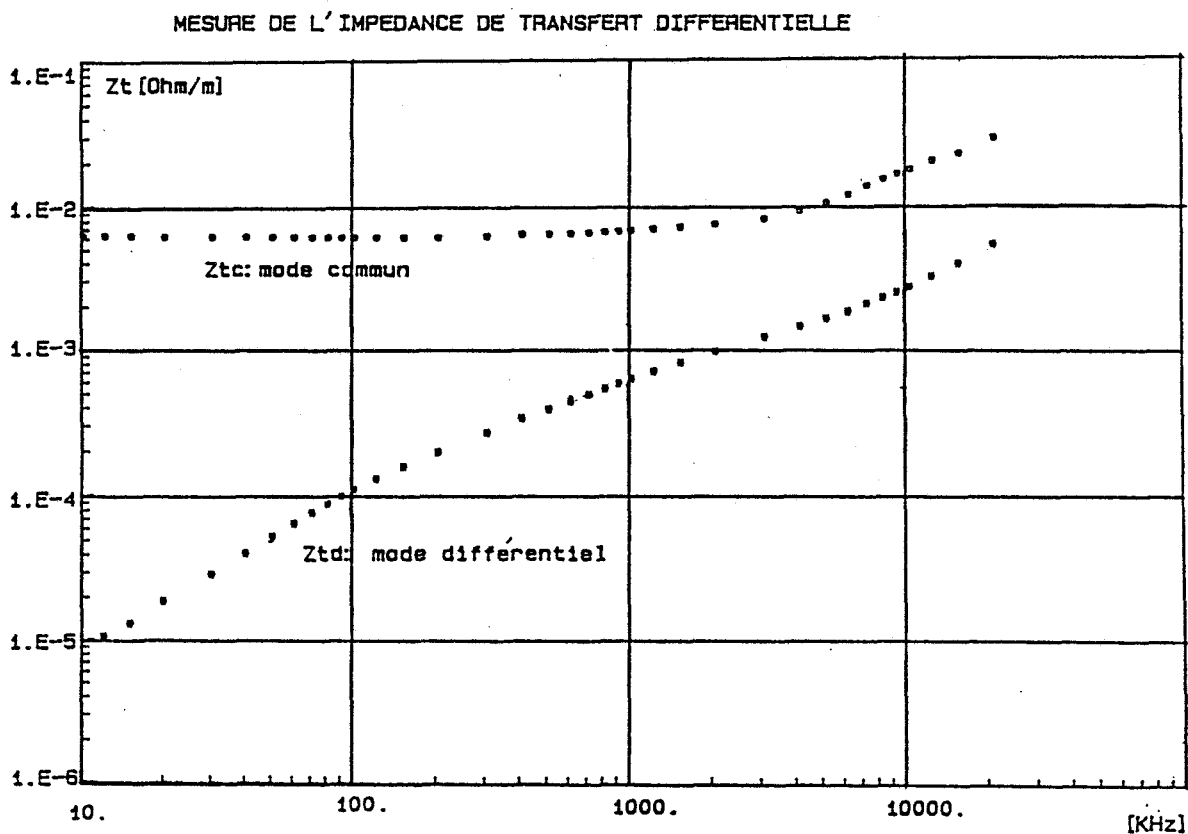
1) Câble avec blindage tressé

L'échantillon expérimenté est un bifilaire blindé du type RG22 dont une seule tresse a été conservée. La tresse est à bon recouvrement et l'angle de tressage voisin de 45° . Les conducteurs intérieurs sont torsadés avec un pas pratiquement égal à 10 cm.



Les courbes portées sur la planche PL(I-1) montrent l'évolution de l'impédance de transfert différentielle Z_{td} et de mode commun Z_{tc} .

Au dessous de 1 MHz les deux caractéristiques présentent des lois de variation très différentes. L'impédance de transfert de mode commun est pratiquement constante, alors que l'impédance de transfert différentielle est proportionnelle à la fréquence, l'écart entre les paramètres étant tel que Z_{td} est 1000 fois plus faible que Z_{tc} à 10 kHz.



PL (I-2): BLINDAGE : TRESSE

Aux fréquences supérieures à 1 MHz, Z_{tc} et Z_{td} sont toutes les deux proportionnelles à la fréquence, ce qui suggère qu'il s'agit d'un couplage magnétique dominant aussi bien pour Z_{tc} que Z_{td} .

La caractéristique d'impédance de transfert de mode commun traduit bien les phénomènes physiques évoqués à ce sujet dans la première partie de ce chapitre. Nous observons aux basses fréquences un couplage purement résistif lié à la composante électrique longitudinale du champ E.M. La décroissance de Z_{tc} avec la fréquence est ici masquée par l'intervention d'un couplage magnétique du champ E.M. dominant au-dessus de quelques centaines de kHz.

Si on s'intéresse maintenant à la caractéristique de mode différentiel, on remarque immédiatement que celle-ci ne révèle aucune manifestation du phénomène de diffusion puisque Z_{td} est croissante avec la fréquence.

Le couplage qui se manifeste est visiblement de nature magnétique.

Une des causes permettant d'expliquer l'induction des tensions différentielles réside dans la pose des fuseaux de la tresse. En effet celle-ci n'obéit pas à une régularité géométrique absolue ; il en résulte des défauts sur la surface de contact des fuseaux, sur la position angulaire des ouvertures et surtout sur les dimensions des ouvertures. La dispersion des dimensions des ouvertures est parfois bien perceptible sur les échantillons. Même si le bifilaire est relativement bien centré dans le blindage, les défauts signalés sont suffisants pour engendrer des tensions parasites de mode différentiel conformément à l'étude présentée dans la première partie de ce chapitre.

Sur le plan quantitatif, il est difficile de confronter la valeur de l'inductance de transfert mesurée qui est de l'ordre de 0.1 nH/m à celle du modèle théorique. Cette difficulté vient essentiellement du recensement impossible même sur une longueur de 1 m des caractéristiques des ouvertures, notamment leurs fluctuations.

Une comparaison théorie-expérience sera faite sur un échantillon élaboré au laboratoire et que nous présenterons par la suite.

Il nous reste maintenant à comprendre pourquoi, même aux basses fréquences, le phénomène de diffusion ne se manifeste pas sur le mode différentiel.

Sur le plan qualitatif, la diffusion se manifeste sur les surfaces de contact des fuseaux de la tresse. La répartition de la composante longitudinale E_z du champ électrique sera par conséquent la contribution d'un grand nombre de petits domaines. Figure (I-14)

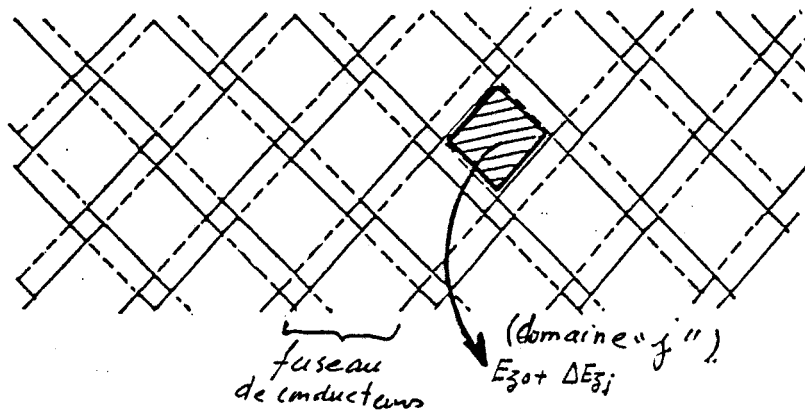


Figure (I-14)

Le champ électrique E_{zj} sur un domaine (j) peut être représenté comme la somme de sa valeur moyenne E_{z0} et d'une fluctuation ΔE_{zj} autour de cette valeur :

$$E_{zj} = E_{z0} + \Delta E_{zj}$$

Les fluctuations ΔE_{zj} vont dépendre essentiellement des variations de surface d'un domaine à un autre, mais aussi de la qualité des microcontacts entre fuseaux. Les conducteurs intérieurs étant torsadés, ils agissent comme une intégration globale de ces défauts d'uniformité du champ électrique, sans en favoriser dans une direction donnée. La tension différentielle due au phénomène de diffusion étant proportionnelle à ces défauts sera par conséquent très faible et probablement bien négligeable devant celle induite à l'occasion du couplage magnétique. En effet, comme cela a été déjà évoqué dans l'étude théorique, lors d'un couplage magnétique, la tension différentielle est liée à la variation de la polarisabilité des ouvertures, elle varie donc avec le cube des dimensions des ouvertures. Son effet devient alors rapidement plus important que celui d'une variation de surface à laquelle la diffusion est sensible.

2) Câble avec ruban hélicoïdal

Les caractéristiques sur une telle structure sont celles déjà présentées à la planche PL(I-1).

Aux basses fréquences, le comportement des paramètres Z_{tc} et Z_{td} est semblable à celui des blindages tressés ; l'écart entre les deux paramètres est toutefois beaucoup plus important dans le cas présent. Il est de l'ordre de 10.000 ici.

Une première explication de ce rapport plus important réside dans la différence de comportement entre une tresse et un ruban hélicoïdal. En effet, l'inclinaison des lignes de courant imposée par le parcours hélicoïdal a pour conséquence d'augmenter l'impédance de surface du ruban avec la fréquence. La remontée de l'impédance de transfert de mode commun se fera donc à une fréquence plus basse pour le ruban que pour la tresse.

Ce comportement typique des rubans hélicoïdaux les rend moins efficaces que les tresses usuelles, si on raisonne bien entendu sur le mode commun.

La caractéristique d'impédance de transfert différentielle montre bien que les mécanismes d'induction sont du type magnétique dominant.

En effet, la structure hélicoïdale impose une répartition quasi uniforme du champ électrique, puisque tout défaut de surface du ruban va explorer toutes les positions angulaires disponibles autour des conducteurs intérieurs. Le mode de couplage par diffusion sera par conséquent très réduit, ce que vérifie bien l'expérience.

Si on admet maintenant que la f.e.m. induite sur la paire est liée aux défauts de régularité géométrique du blindage, deux paramètres importants vont intervenir. Il s'agit tout d'abord de l'angle d'inclinaison Ψ du ruban par rapport à l'axe central du câble. En effet, la composante magnétique axiale H_z produite par le courant perturbateur est fonction de Ψ . Les fluctuations de H_z seront donc proportionnelles aux variations de Ψ d'un enroulement à un autre.

D'autre part, le couvrement n'étant pas parfait, une composante H_θ liée au phénomène de diffraction par les petites ouvertures peut prendre naissance à l'intérieur du blindage et produire des tensions différentielles par le mécanisme déjà évoqué sur les tresses.

3) Câble à blindage homogène

Les résultats exposés sur la planche PL(I-3) sont relatifs à un câble bifilaire à blindage homogène spécialement confectionné au laboratoire.

Le blindage est composé d'un tube en laiton de diamètre extérieur de 15 mm et d'épaisseur 1 mm.

Les conducteurs intérieurs sont parallèles et centrés sur l'axe du câble. Ils sont logés dans deux rainures usinées sur une tige cylindrique isolante s'ajustant à l'intérieur du blindage. Ces conducteurs sont identiques et sont espacés de 7,5 mm, leur diamètre est de 8/10 mm.

La caractéristique de mode commun Z_{TC} correspond au résultat attendu puisque cette courbe suit bien l'évolution prévue par le modèle théorique du blindage homogène.

En revanche la caractéristique de l'impédance de transfert différentielle appelle une réflexion. En effet, les hypothèses faites dans la théorie du blindage homogène supposent que la composante longitudinale du champ électrique est uniforme sur toute la section intérieure du blindage, hypothèse qui conduit à considérer que la composante azimuthale H_{θ} du champ magnétique est nulle puisque dans le cas quasi statique on a :

$$H_{\theta} \cong \frac{\partial E_z}{\partial r}$$

L'origine physique de l'impédance de transfert différentielle du blindage homogène n'est pas encore bien établie, nous pouvons toutefois avancer plusieurs hypothèses.

La tension différentielle mesurée au cours de ces expériences est une fraction de la tension de mode commun ($Z_{TC}/Z_{TD} \approx 50$). Admettre que la composante électrique longitudinale E_z est invariante à l'intérieur du blindage lorsqu'il s'agit de calculer l'impédance de transfert de mode commun n'a pas grande influence sur le résultat. Par contre, s'il s'agit

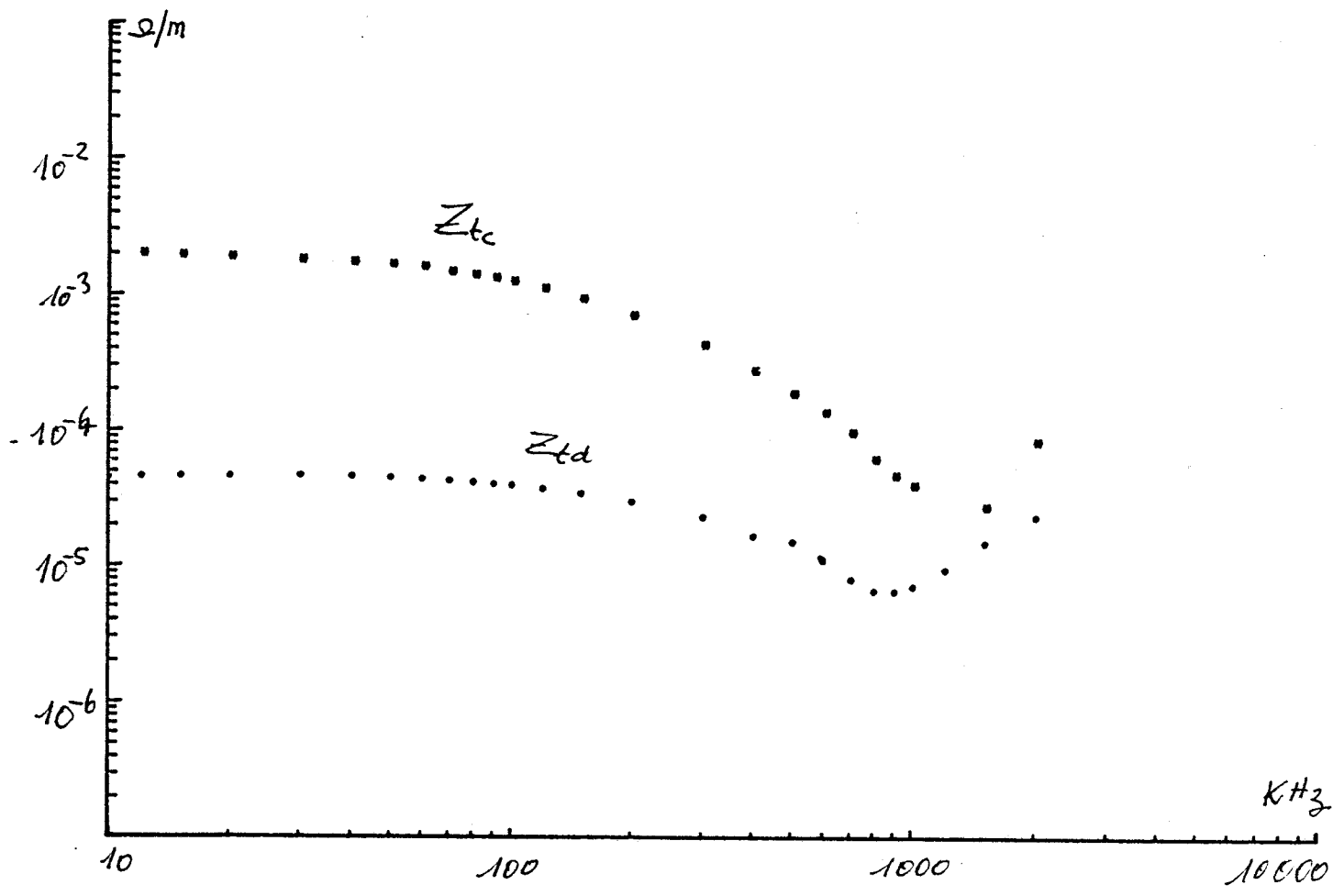
de rechercher la différence de deux tensions de mode commun, la loi de répartition de E_z va revêtir une importance considérable. Il est habituel de considérer une répartition du courant perturbateur homogène sur toute la périphérie du blindage. Cette hypothèse n'est vraie que s'il y a isotropie de la conductivité du métal. Les défauts d'état de surface du blindage peuvent modifier la conductivité dont la variation d'une région à l'autre de la périphérie de l'écran aura certainement une incidence sur la répartition de E_z . De même que la présence du bifilaire dont le positionnement n'est pas rigoureusement symétrique à l'intérieur du blindage peut fort bien compromettre l'uniformité du champ électrique. Il semble présentement très laborieux de justifier avec exactitude et au moyen de modèle théorique, l'existence de cette hétérogénéité de champ.

Si on se tourne vers les moyens expérimentaux, les caractéristiques données sur la planche PL(I-4) répondent partiellement à cette question.

On remarque que les deux courbes ne sont pas homothétiques sur toute la gamme de fréquence explorée. La décroissance moins rapide de la caractéristique d'impédance de transfert différentielle semble s'accorder avec l'hypothèse que la composante magnétique H_θ n'est pas tout à fait nulle à l'intérieur du blindage.

La dissymétrie du champ électrique aurait donc pour effet d'induire une tension différentielle sur le bifilaire dont l'amplitude irait décroissante avec la fréquence. L'existence d'une composante magnétique non nulle vient toutefois compenser cet effet physique puisque la f.e.m. induite est dans ce cas proportionnelle à la fréquence. L'écart entre Z_{tc} et Z_{td} se réduira donc lorsque la fréquence augmente, résultat que nous vérifions assez bien.

Les caractéristiques portées sur la planche PL(I-5) représentent l'impédance de transfert mesurée pour différentes positions angulaires du bifilaire à l'intérieur du blindage. Ces résultats confirment les hypothèses avancées sur le doute qui existe sur l'homogénéité du champ électrique contrairement aux tresses.



PL(I-4): Blindage homogène

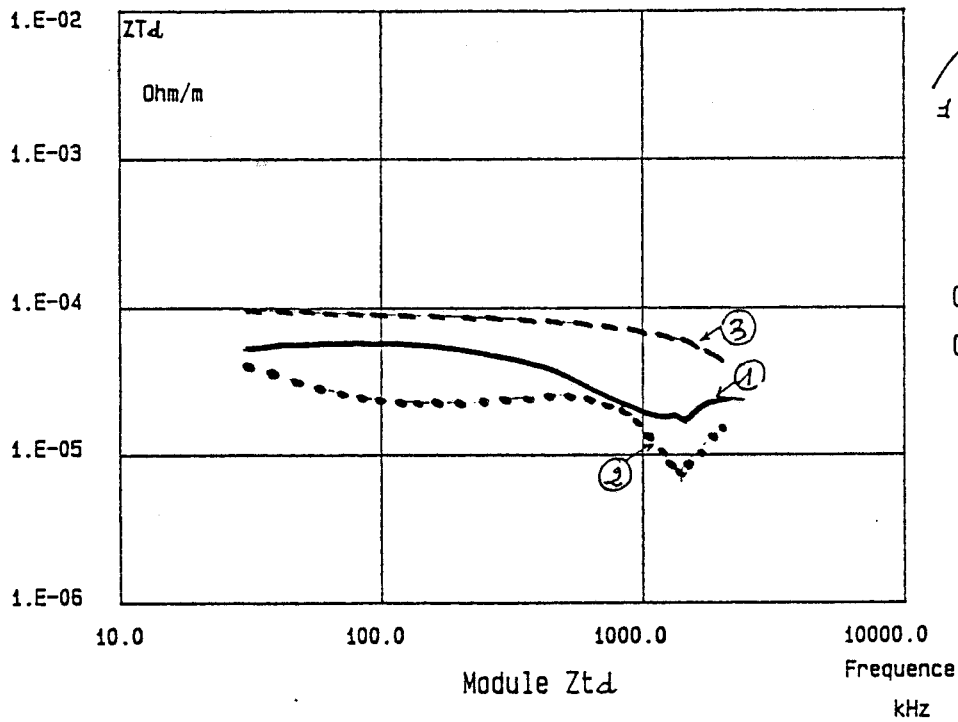


Planche (I-5)

Une troisième expérience a été pratiquée sur le câble à blindage homogène. Afin d'augmenter le couplage magnétique, des ouvertures sont réparties de façon uniforme sur la surface du blindage.

Il s'agit d'ouvertures circulaires d'un diamètre de 3 mm, espacées de 20 mm. Les ouvertures sur deux génératrices sont décalées pour s'approcher le plus possible de la structure géométrique du réseau d'ouverture sur les tresses. Figure (I-6)

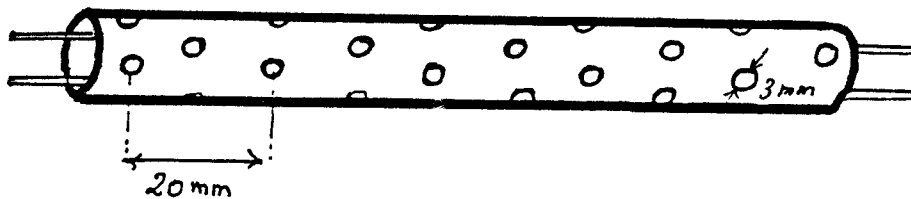
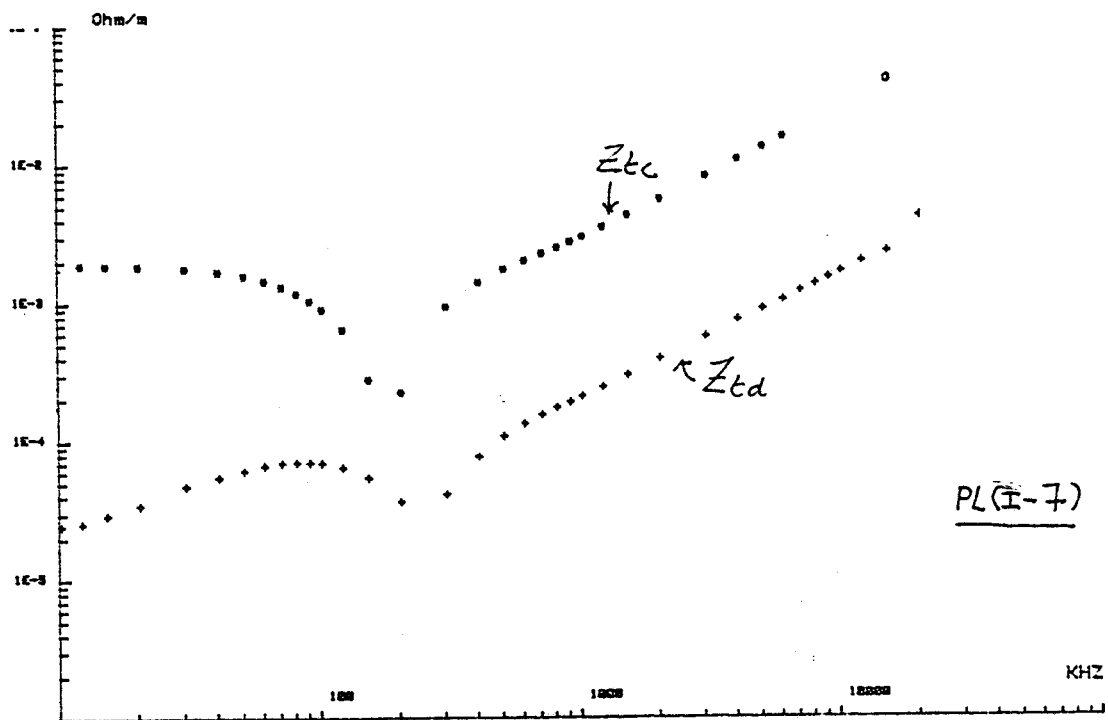


Figure (I-6)

$$L = 1 \text{ m} , \quad v = 300$$

Les caractéristiques d'impédance de transfert obtenues sur cette éprouvette sont reproduites sur la planche (I-7).



L'allure de la courbe d'impédance pour le mode commun Z_{tc} traduit parfaitement les phénomènes recherchés. Au-dessous de 200 kHz, le phénomène de diffusion de la composante de champ électrique est dominant. Au-dessus de cette fréquence, Z_{tc} devient proportionnelle à la fréquence ; c'est le mécanisme bien connu de diffraction par les petites ouvertures qui se manifeste. Nous pouvons attribuer au blindage une inductance de transfert de mode commun $L_{tc} = 0,47$ nH/m.

Avec les données de l'expérience, l'inductance de transfert calculée au moyen de la relation (I-7) prend pour valeur $L_{tc} = 0,76$ nH/m. On peut expliquer cet écart entre théorie et expérience par le fait que les dimensions des ouvertures sont comparables à l'épaisseur du blindage. Il y a donc atténuation du champ.

La courbe d'impédance de transfert différentielle suit des variations tout à fait comparables. Au-dessous de 200 kHz, l'écart entre Z_{tc} et Z_{td} correspond à celui déjà trouvé lors de l'expérience précédente. Par contre, au-dessus de 200 kHz, cet écart est réduit et devient indépendant de la fréquence. Les ouvertures ont donc bien amplifié la

pénétration du champ magnétique. Une faible dissymétrie a provoqué l'induction de f.e.m. différentielle auxquelles on peut attribuer une inductance de transfert différentielle $L_{td} \approx 0.047$ nH/m, valeur que nous allons confronter à la valeur théorique.

Si on admet que le décalage du bifilaire par rapport à l'axe du câble est approximativement de 10 % de l'espacement, soit $\Delta d = 0,75$ mm, l'inductance de transfert différentielle calculée au moyen de la relation (I-25) prend pour valeur : $l_{td} = 0.038$ nH/m.

Ce résultat, bien que différent du chiffre exact trouvé lors de la mesure, respecte toutefois un ordre de grandeur très satisfaisant. L'écart entre théorie et expérience trouve son explication dans cette atténuation du champ non prévue par la théorie.

D'autre part, la relation (I-25) est établie dans l'hypothèse où toutes les ouvertures ont rigoureusement le même diamètre et sont uniformément réparties sur toute la surface du blindage.

Il est clair que toute variation de diamètre ou toute irrégularité de répartition des ouvertures auront pour effet une augmentation de l'inductance de transfert différentielle.

IV.3 - Impédance de transfert différentielle et structure des conducteurs intérieurs au blindage [11]

La structure géométrique des conducteurs intérieurs au blindage est un élément qui peut certainement influencer l'impédance de transfert différentielle d'un câble. Quelques résultats expérimentaux vont nous permettre d'apprécier ces effets.

Nous considérons d'abord un câble multifilaire à forte densité de conducteurs sur lequel nous sélectionnons cinq conducteurs en fonction de leur position dans le blindage.

L'échantillon est un toron de 14 conducteurs assemblés en structure hélicoïdale. Le blindage est composé de deux rubans hélicoïdaux en acier de même pas et de même sens d'enroulement.

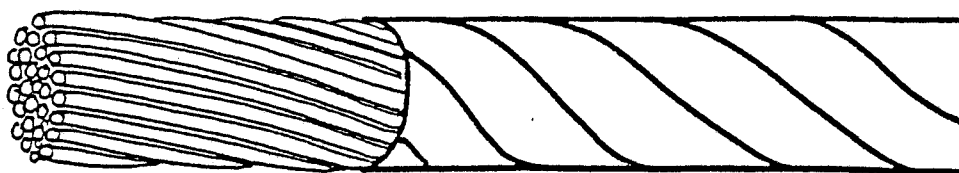


Figure (I-17.)

La position des points est repérée sur le schéma de la figure (I-18.).

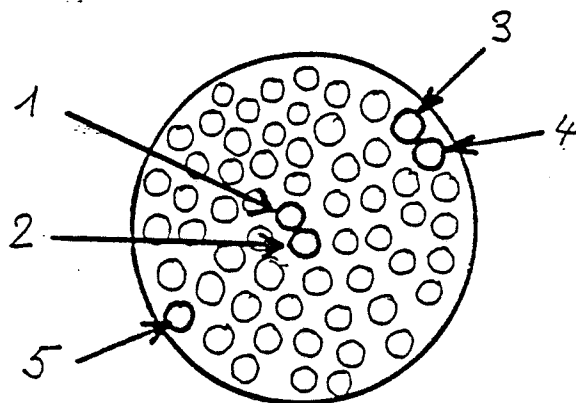


Figure (I-18.)

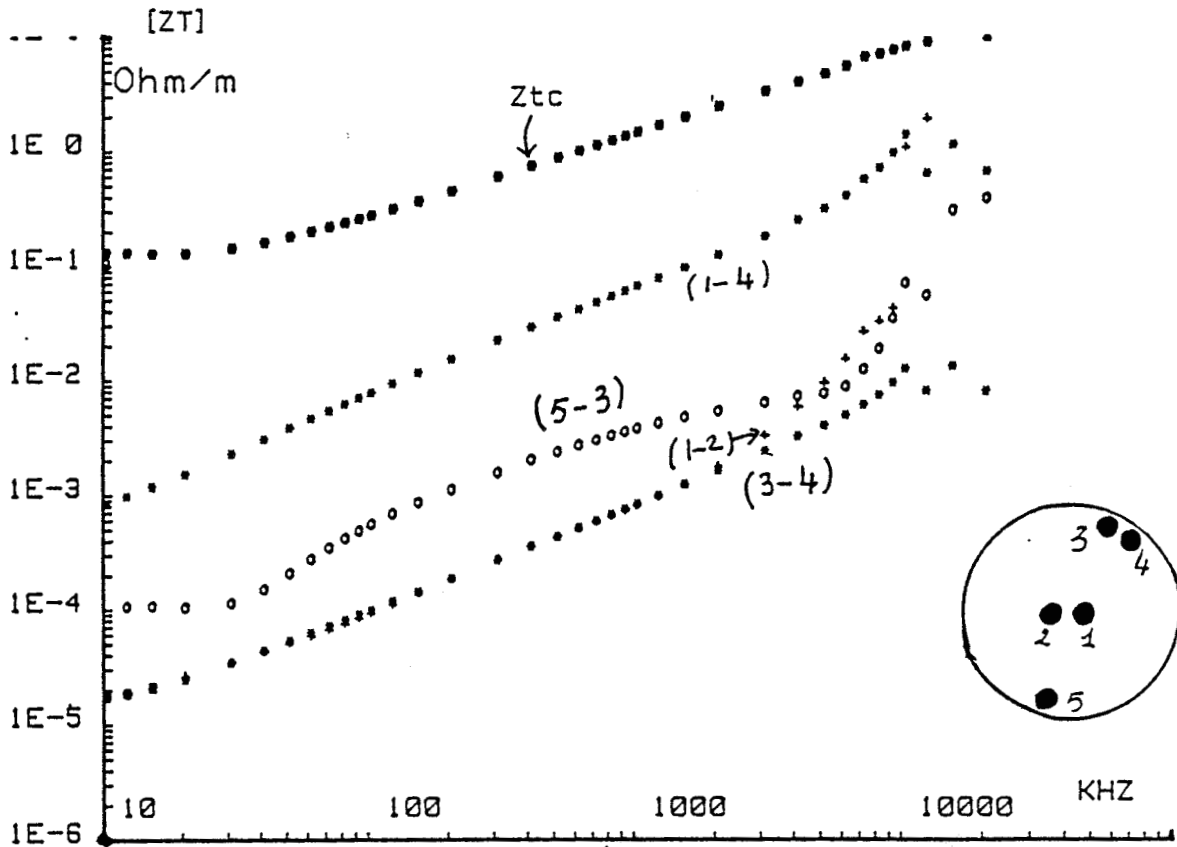
Les caractéristiques obtenues sont portées sur la planche PL(I-8).

L'impédance de transfert de mode commun Z_{tc} est mesurée lorsque les cinq conducteurs sont en contact électrique aux deux extrémités du câble.

La courbe de Z_{tc} montre le comportement tout à fait typique du blindage à ruban hélicoïdal. On peut attribuer une résistance linéique au blindage voisine de $200 \text{ m}\Omega/\text{m}$ et une inductance de transfert L_{tc} de $160 \text{ nH}/\text{m}$.

Les courbes traduisant l'évolution de l'impédance de transfert différentielle sont obtenues à partir des paires indiquées sur les courbes, les autres conducteurs étant flottant.

MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT METHODE HARMONIQUE

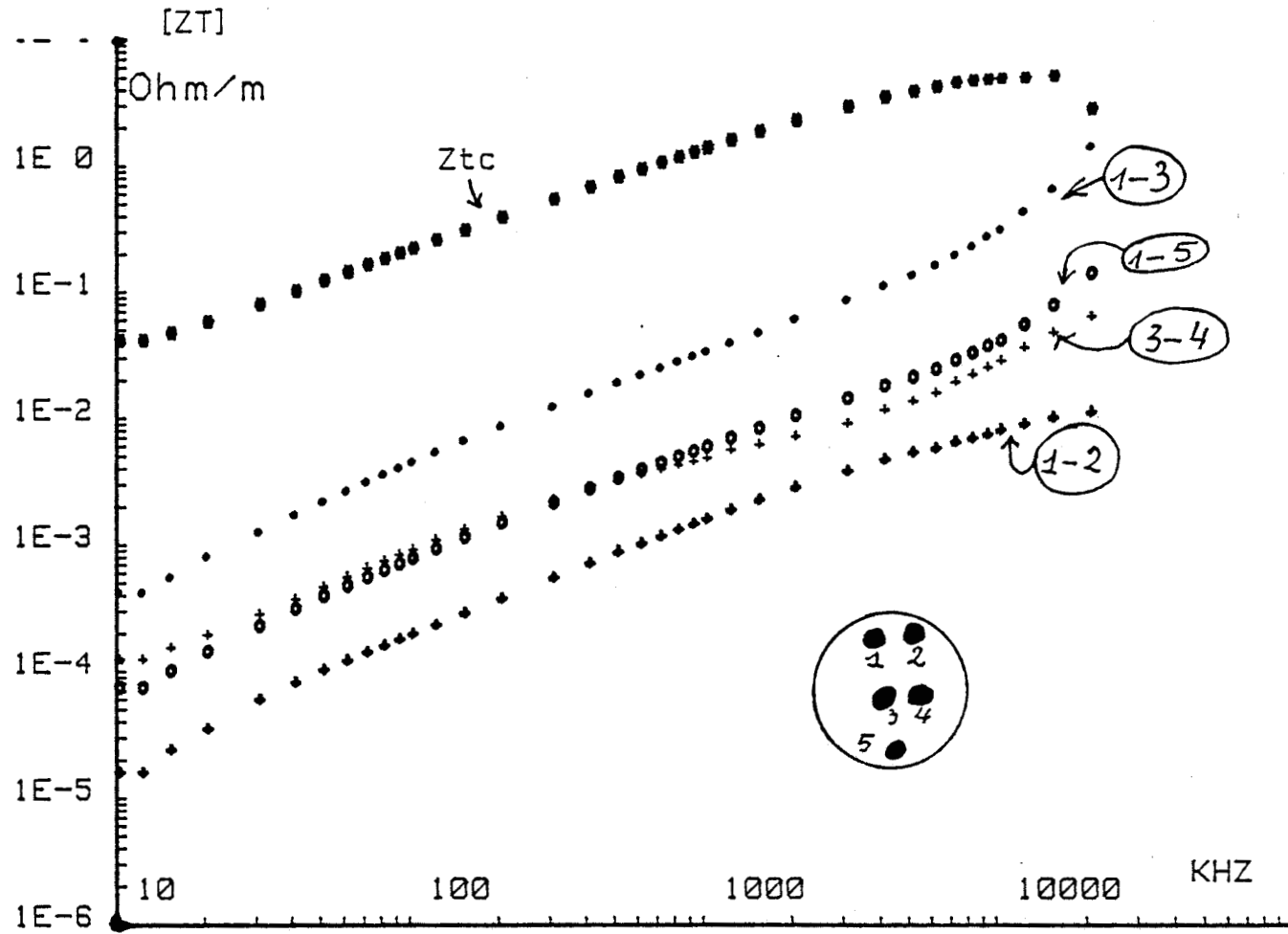


PL (I-8): TORON 14 CONDUCTEURS

L'impédance de transfert différentielle la plus faible est alors mesurée pour des conducteurs voisins, qu'ils soient disposés sur l'axe du câble (1-2) ou sur la périphérie (3-4). La tension différentielle semble peu influencée par les autres conducteurs puisque les caractéristiques obtenues sont pratiquement identiques pour les deux cas considérés.

Si nous regardons maintenant la caractéristique obtenue entre un conducteur de l'axe et un conducteur périphérique (1-4), on enregistre une augmentation importante de l'impédance de transfert de l'ordre de 40 dB par rapport à l'expérience précédente. Ce résultat montre bien que les tensions différentielles sont effectivement très sensibles aux critères de dissymétrie des conducteurs. La position des conducteurs 1 et 4 représente la situation la plus défavorable au point de vue induction de tensions différentielles, le degré de dissymétrie étant le plus important dans cette configuration.

MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT
METHODE HARMONIQUE



PL (I-9) : TORON 48 CONDUCTEURS

Cette hypothèse se trouve d'ailleurs assez bien vérifiée si on considère l'impédance de transfert obtenue pour deux conducteurs diamétralement opposés (3-5). La caractéristique se situe entre les deux précédentes. Dans cette expérience, l'espacement des deux conducteurs est effectivement accru, mais du fait que leur position est relativement symétrique, on trouve une caractéristique plus intéressante que celle des conducteurs (1-4).

Des mesures pratiquées sur d'autres échantillons de câbles multifilaires montrent le même type de comportement [12]. Les courbes de la planche PL(I-9) montrent le résultat obtenu sur un toron 48 conducteurs. On observe bien la dispersion de la caractéristique d'impédance de transfert différentielle en fonction de la position des paires.

V - CONCLUSION

Ces différents résultats illustrent bien toute la complexité des phénomènes physiques qui génèrent l'impédance de transfert différentielle, et en particulier le rôle imparti aux dissymétries de positionnement des conducteurs et aux dissymétries induites par les défauts d'homogénéité des caractéristiques du blindage.

Si on se limite au couplage par le blindage, on peut établir une similitude entre le comportement de l'impédance de transfert de mode commun et l'impédance de transfert des câbles coaxiaux.

Pour l'impédance de transfert différentielle, cette similitude n'est pas toujours apparue, en particulier pour les fréquences basses (10 kHz - 100 kHz). Pour les câbles coaxiaux, le couplage dominant dans cette région du spectre est le mécanisme de diffusion. Ce caractère ne s'est pas manifesté en mode différentiel sur les expériences mettant en jeu des tresses ou des rubans hélicoïdaux. Par contre l'éprouvette équipée d'un blindage homogène fait apparaître la similitude avec l'impédance de transfert de mode commun.

L'analyse effectuée à cette occasion a montré que le seul phénomène pouvant expliquer un tel comportement, était la répartition non homogène

Le couplage magnétique est toutefois apparu comme le phénomène dominant dans l'induction des tensions différentielles. La modélisation et l'expérimentation entreprises dans notre thèse ont permis de mettre en évidence le lien étroit entre l'amplitude de l'inductance de transfert différentielle avec la nature du blindage et la disposition des conducteurs intérieurs. C'est notamment le cas de câbles assemblés en toron pour lesquels on enregistre des dispersions d'impédance de transfert différentielle importantes suivant que l'on considère des conducteurs voisins ou un couple comprenant un conducteur central et un conducteur à proximité de la périphérie du blindage.

Les câbles à rubans hélicoïdaux, pourtant médiocres sur le plan du mode commun, semblent plus efficaces que les tresses lorsqu'on considère le mode différentiel.

Nous allons utiliser maintenant ces notions d'impédance de transfert de mode commun et de mode différentiel pour évaluer l'amplitude des tensions parasites produites aux extrémités d'un câble bifilaire blindé soumis à une agression électromagnétique.



C H A P I T R E I I

**MODELISATION THEORIQUE ET EXPERIMENTATION DE LA REPOSE
D'UN CABLE BIFILAIRE BLINDE
PERTURBE PAR UN COURANT HARMONIQUE**

I - APPLICATION DE LA THEORIE DES LIGNES COUPLEES A UN CABLE MULTIFILAIRE BLINDE

I.1 - Schéma de base

Considérons un câble multifilaire blindé comportant "n" conducteurs. Lorsque une perturbation électromagnétique se développe sur la ligne de transmission formée par le blindage et un plan de référence supposé parfaitement conducteur, il apparaît un courant I_j dans chaque conducteur (j) (y compris le blindage) et une tension parasite E_j entre chaque conducteur et le blindage.

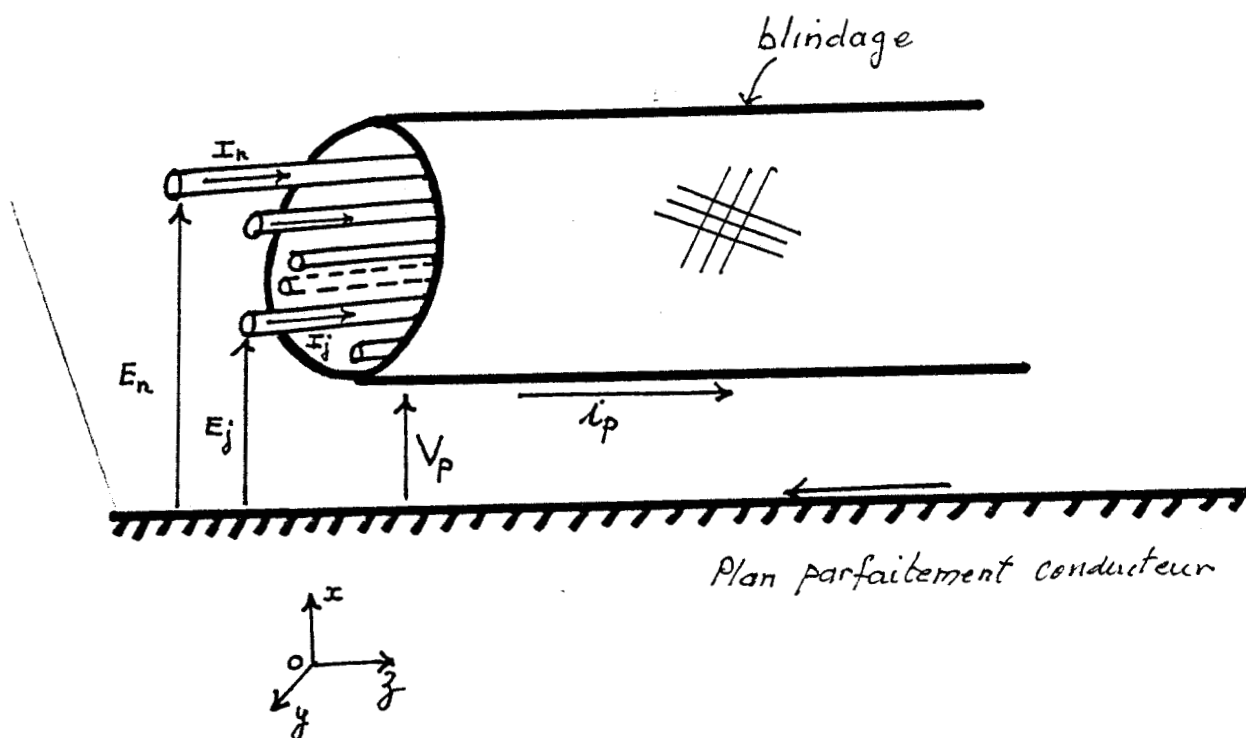


Figure II-1 : Câble multifilaire blindé.

La structure représentée à la figure (II-1) est équivalente à un système de $(n+1)$ lignes couplées [13].

Si on associe à ce système un repère cartésien $oxyz$, les tensions et courants sont reliés aux paramètres primaires de ces lignes par les systèmes d'équations différentielles suivants :

$$-\frac{dE_1}{dz} = Z'_{11} I_1 + Z'_{12} I_2 + \dots + Z'_{1n} I_n + Z'_{1p} i_p$$

$$-\frac{dE_2}{dz} = Z'_{21} I_1 + Z'_{22} I_2 + \dots + Z'_{2n} I_n + Z'_{2p} i_p$$

·
·
·
·
·

(II-1)

$$-\frac{dE_n}{dz} = Z'_{n1} I_1 + Z'_{n2} I_2 + \dots + Z'_{nn} I_n + Z'_{np} i_p$$

$$-\frac{dV_p}{dz} = Z'_{p1} I_1 + Z'_{p2} I_2 + \dots + Z'_{pn} I_n + Z_{pp} i_p$$

Dans ces équations nous avons :

Z'_{jj} représente l'impédance linéique du conducteur (j) par rapport au plan de masse.

Z'_{ij} est l'impédance de couplage du conducteur (j) sur le conducteur (i). $Z'_{ij} = Z'_{ji}$

Le système qui relie les paramètres admittances va s'écrire :

$$-\frac{dI_1}{dz} = Y'_{11} E_1 + Y'_{12}(E_2 - E_1) + \dots + Y'_{1n}(E_n - E_1) + Y'_{1p}(V_p - E_1)$$

$$-\frac{dI_2}{dz} = Y'_{21}(E_1 - E_2) + Y'_{22} E_2 + \dots + Y'_{2n}(E_n - E_2) + Y'_{2p}(V_p - E_2)$$

·
·
·

(II-2)

$$-\frac{dI_n}{dz} = Y'_{n1}(E_1 - E_n) + Y'_{n2}(E_2 - E_n) + \dots + Y'_{nn} E_n + Y'_{np}(V_p - E_n)$$

$$-\frac{di_p}{dz} = Y'_{p1}(E_1 - V_p) + Y'_{p2}(E_2 - V_p) + \dots + Y'_{pn}(E_n - V_p) + Y'_{pp} V_p$$

relations dans lesquelles :

Y'_{jj} est l'admittance du conducteur (j) par rapport au plan de masse.

Y'_{ij} représente l'admittance de couplage du conducteur (j) sur le conducteur (i).

En général le blindage est relié à la masse des équipements et les tensions parasites sont celles qui prennent naissance entre les conducteurs et le blindage lorsque un courant perturbateur I_p circule dans celui-ci. On regarde ainsi le câble multifilaire blindé comme la superposition de n structures coaxiales excentrées, perturbées par le courant I_p et la tension V_p attachées à la ligne constituée par le blindage et le plan de référence (Figure II-2). Cette ligne sera appelée par la suite ligne perturbatrice.

Le couplage électromagnétique qui s'exerce entre cette ligne perturbatrice et les n conducteurs intérieurs a été formalisé par de nombreux auteurs [2], [3], [10] en introduisant dans les équations aux lignes couplées les notions d'impédance et admittance de transfert du blindage.

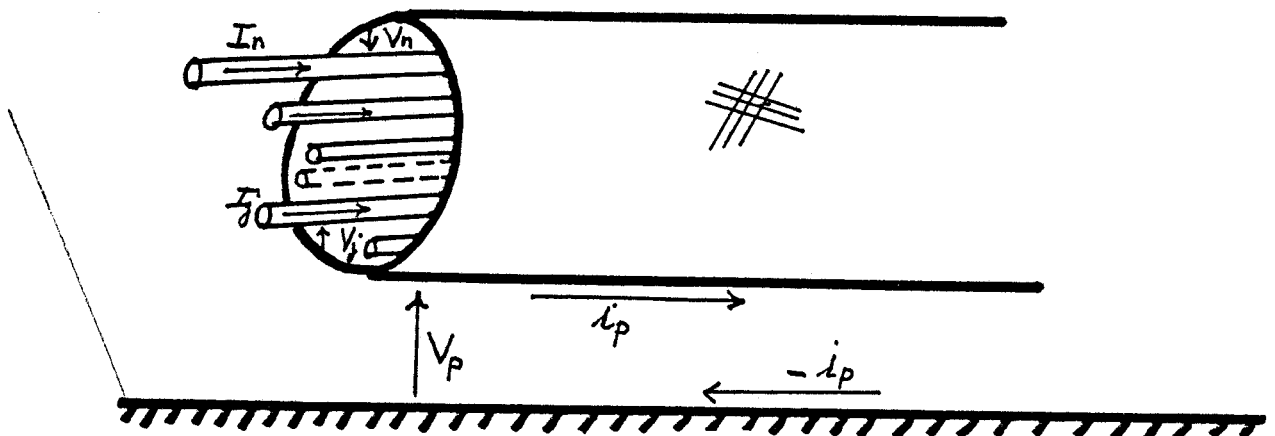


Figure (I-2)

L'action de la perturbation électromagnétique est décrite sur chaque conducteur (j) au moyen d'équations différentielles liant les tensions et courants sur les conducteurs intérieurs aux paramètres de transfert du blindage et bien entendu aux paramètres linéiques des conducteurs référencés au blindage.

Le passage de la structure de la Figure (II-1) à la structure de la Figure (II-2) se fait par la transformation :

$$V_j = E_j - V_p \tag{II-3}$$

$$I_p = i_p + \sum_{k=1}^N I_k$$

On obtient pour le système reliant les impédances linéiques :

$$-\frac{dV_1}{dz} = Z_{11}I_1 + Z_{12}I_2 + \dots + Z_{1n}I_n - Z_{t1}I_p$$

$$-\frac{dV_2}{dz} = Z_{21}I_1 + Z_{22}I_2 + \dots + Z_{2n}I_n - Z_{t2}I_p$$

⋮

(II-4)

$$-\frac{dV_n}{dz} = Z_{n1}I_1 + Z_{n2}I_2 + \dots + Z_{nn}I_n - Z_{tn}I_p$$

$$\dots - \frac{dV_p}{dz} = -Z_{t1}I_1 - Z_{t2}I_2 - \dots - Z_{tn}I_n + Z_{pp}I_p$$

et pour les admittances on obtient :

$$-\frac{dI_1}{dz} = Y_{11}V_1 + Y_{12}(V_2-V_1) + \dots + Y_{1n}(V_n-V_1) + Y_{t1}V_p$$

$$-\frac{dI_2}{dz} = Y_{21}(V_1-V_2) + Y_{22}V_2 + \dots + Y_{2n}(V_n-V_2) + Y_{t2}V_p$$

⋮

(II-5)

$$-\frac{dI_n}{dz} = Y_{n1}(V_1-V_n) + Y_{n2}(V_2-V_n) + \dots + Y_{nn}V_n + Y_{tn}V_p$$

$$-\frac{dI_p}{dz} = Y_{t1}V_1 + Y_{t2}V_2 + \dots + Y_{tn}V_n + Y_{pp}V_p$$

Donnons la signification physique des différents coefficients qui interviennent dans ces équations :

* $Z_{tj} = (Z_{pp} - Z'_{jp}) \quad (j = 1, \dots, n)$

Z_{tj} traduit l'influence du blindage sur le conducteur (j). Ce coefficient s'identifie à l'impédance de transfert du blindage sur le conducteur (j). Le couplage traduit par Z_{tj} est de nature magnétique et résistive.

* $Z_{jj} = (Z'_{jj} - Z'_{jp} + Z_{pp} - Z'_{pj})$

Z_{jj} est l'impédance linéique propre de la ligne coaxiale qui est formée du conducteur (j) et du blindage.

* Z_{pp} est l'impédance linéique de la ligne perturbatrice. Celle-ci, rappelons le est formée du blindage et du plan de masse.

* $Z_{ij} = (Z'_{ij} - Z'_{ip} + Z_{pp} - Z'_{pj}) \quad (i \neq j)$

Z_{ij} traduit l'impédance de couplage de nature magnétique qui s'exerce entre le conducteur (i) et le conducteur (j)

$$Z_{ij} = Z_{ji}$$

On définit de la même façon les admittances Y qui interviennent dans le système (I-5).

Les matrices $[Z_t]$ et $[Y_t]$ sont les matrices impédance et admittance de transfert.

V_p est la tension perturbatrice appliquée entre le blindage et le plan de référence, alors que I_p est le courant qui circule dans le blindage.

Les termes $\sum_{j=1}^n Z_{tj} I_j$ et $\sum_{j=1}^n Y_{tj} V_j$ traduisent la réaction de la ligne multifilaire sur la ligne qui engendre la perturbation.

I.2 - Résolution du système d'équations aux lignes couplées

Avant d'exposer les principales étapes de la résolution des systèmes d'équations (II-6) et (II-7), on peut y apporter quelques simplifications notables.

Sur la plupart des câbles blindés, le recouvrement optique assuré par les blindages avoisine les 90 %. L'énergie induite à l'intérieur du câble sera alors bien plus faible que l'énergie incidente. On traduit cette propriété par les relations :

$$\left| \sum_{j=1}^n Z_{tj} I_j \right| \ll |Z_{pp} I_p|$$

$$\left| \sum_{j=1}^n Y_{tj} V_j \right| \ll |Y_{pp} V_p|$$

On aboutit alors à une distribution de courant perturbateur indépendamment des paramètres de la ligne multifilaire et qui est solution de l'équation :

$$\frac{d^2 I_p}{dz^2} - \gamma_p^2 I_p = 0 \quad (\text{II-8})$$

γ_p est l'exposant linéique de propagation associé à la ligne perturbatrice

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

Pour les mêmes raisons de blindage à bon recouvrement optique, nous négligeons la contribution des paramètres admittances de transfert Y_{tj} dans les termes sources des équations aux lignes couplées.

$$[Y_t] = 0$$

Compte tenu de toutes ces remarques, on obtient l'équation de propagation des courants en transformant le système (II-6) en un système d'équations différentielles du second ordre et qui s'écrit :

$$\left[\frac{d^2 I}{dz^2} \right] - [Y][Z][I] = -[Y][Z_t]I_p \quad (\text{II-9})$$

Dans le cas général on parvient à une solution de ce système dans une base diagonale par l'intermédiaire d'une matrice de passage $[P]$ vérifiant la relation :

$$[P]^{-1} [A][P] = [\gamma^2][U] \quad (\text{II-10})$$

où $[U]$ est la matrice unité et $[A]$ la matrice produit telle que :
 $[A] = [Y][Z]$.

$[\gamma^2]$ est une matrice diagonale dont les composantes de la diagonale principale correspondent aux carrés des exposants de propagation de courant sur les n lignes, courants exprimés évidemment dans une base propre.

Si on traduit l'équation (II-9) dans cette base propre et si on désigne par $[J]$ la matrice des solutions qui en découlent, la solution générale $[I]$ pour les courants s'obtient par la transformation linéaire :

$$[I] = [P] [J] \quad (\text{II-11})$$

La matrice $[P]$ contient alors les vecteurs propres associés aux valeurs propres de la matrice $[A]$.

La matrice $[I]$ des courants étant calculée, on déduit la matrice des tensions $[V]$ par la relation :

$$[V] = -[Y]^{-1} \left[\frac{dI}{dz} \right] \quad (\text{II-12})$$

Les différentes constantes d'intégration qui vont intervenir dans ces matrices des solutions $[I]$ et $[V]$, seront déterminées par l'application des conditions aux limites exprimées par les relations suivantes :

$$[V(0)] = -[Z_0] [I(0)]$$

(II-13)

$$[V(L)] = [Z_L] [I(L)]$$

$[Z_0]$ et $[Z_L]$ sont les matrices des impédances connectées au câble et aux extrémités $z=0$ et $z=L$.

L est la longueur du câble.

Les équations (II-13) forment un système linéaire de n équations à n inconnues dont les solutions permettront d'évaluer les amplitudes des tensions perturbatrices présentes aux entrées des équipements reliés par le câble.

On se rend bien compte qu'une étude générale sur un câble multifilaire blindé intégrant un nombre important de conducteurs posera très vite le problème de sa modélisation et de l'interprétation des résultats, problème lié aux nombreux paramètres qui vont intervenir puisque par nature une telle structure est fortement dissymétrique.

L'étude des tensions différentielles qui nous intéresse ici peut à ce titre être avantageusement menée sur un bifilaire blindé qui représente un modèle suffisamment simple permettant de bien comprendre l'action de ces différents paramètres sur l'amplitude des tensions différentielles induites sur le câble. C'est donc ce modèle que nous avons retenu dans la suite de notre étude.

II - FORMULATION ANALYTIQUE DU CÂBLE BIFILAIRE BLINDE SOU MIS A UN COURANT PERTURBATEUR $I_p(z)$

Nous appliquons le formalisme général exposé précédemment pour calculer les tensions qui prennent naissance aux extrémités d'un câble bifilaire blindé soumis à une perturbation E.M.

Les tensions de mode commun qui prennent naissance entre chaque conducteur et le blindage s'apparentent assez bien à celles présentes aux extrémités d'un câble coaxial. L'amplitude de ces tensions sera étroitement liée à l'impédance de transfert de mode commun du blindage et à la longueur L du câble.

L'évaluation de ces amplitudes, qui seront relativement importantes, renseignera sur les contraintes imposées à l'entrée des équipements reliés par le câble.

Les tensions différentielles quant à elles, d'amplitudes plus modestes, viendront se superposer aux informations transmises par la paire. Cette action se traduira par une dégradation du rapport signal/bruit de la liaison.

Contrairement aux tensions de mode commun, la phénoménologie des tensions de mode différentiel est beaucoup plus complexe. Aux effets du couplage direct par l'impédance de transfert différentielle évoquée au chapitre précédent, s'ajoutent ceux des dissymétries recensées sur le bifilaire : la dissymétrie de conducteurs et la dissymétrie des impédances connectées entre les conducteurs et le blindage [10] [11].

Comme nous allons le montrer à l'aide d'expressions analytiques, ces dissymétries diffèrent de la dissymétrie de blindage (couplage direct) par la conversion modale qu'elles déclenchent.

Il est alors important du point de vue de la C.E.M.* de pouvoir situer

* Compatibilité ElectroMagnétique.

les paramètres sensibles à ces dissymétries et évaluer leur effet sur l'amplitude des tensions parasites de mode différentiel. Nous allons maintenant exposer la démarche par laquelle nous sommes parvenus à exprimer analytiquement l'amplitude des tensions parasites.

II.1 - Structure de base

Nous considérons la structure bifilaire schématisée à la figure II-3.

Le blindage est parcouru par le courant perturbateur $I_p(z)$.

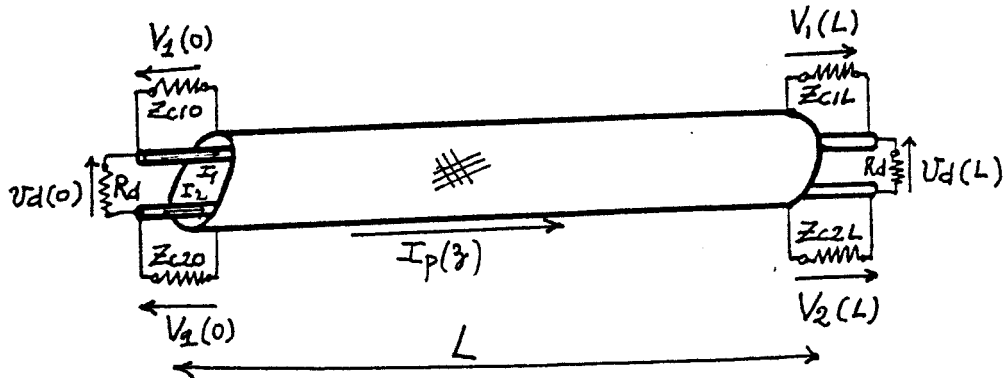


Figure (II-3) : Modèle du bifilaire blindé.

Les impédances Z_{ci}^* ($i=1,2$; $^*=0,L$) simulent les impédances de mode commun des équipements connectés au câble.

R_d est la résistance connectée entre les deux conducteurs et nous supposons dans toute la suite que celle-ci s'identifie à l'impédance caractéristique du mode différentiel.

Pour mieux s'approcher de la réalité physique, nous allons introduire dans les équations de base (II-2) les notions de tensions de mode commun et de mode différentiel ainsi que les impédances de transfert de mode commun Z_{tc} et de mode différentiel Z_{td} déjà définies dans le premier chapitre.

Les tensions de mode différentiel dont la détermination analytique sera faite dans ce chapitre sont définies comme celles existant entre les deux conducteurs. Il est donc clair que tout mécanisme interne ou externe tendant à rompre l'égalité entre les courants I_1 et I_2 circulant dans les conducteurs aura un effet plus ou moins appréciable sur l'amplitude des tensions induites sur la paire.

En négligeant l'admittance de transfert du blindage pour les raisons déjà évoquées, les équations (II-6) et (II-7) appliquées au bifilaire vont s'écrire :

$$\left[\begin{array}{l} -\frac{dV_1}{dz} = Z_{11}I_1 + Z_{12}I_2 - Z_{t1}I_p \\ -\frac{dV_2}{dz} = Z_{12}I_1 + Z_{22}I_2 - Z_{t2}I_p \end{array} \right. \quad (\text{II-13})$$

$$\left[\begin{array}{l} -\frac{dI_1}{dz} = Y_{11e}V_1 + Y_{12}V_2 \\ -\frac{dI_2}{dz} = Y_{12}V_1 + Y_{22e}V_2 \end{array} \right. \quad (\text{II-14})$$

Z_{t1} et Z_{t2} désignent l'impédance de transfert du blindage référencé respectivement au conducteur 1 et au conducteur 2.

Les coefficients Z_{ii} , Y_{ii} et Z_{ij} , Y_{ij} sont les paramètres linéiques classiques du bifilaire blindé.

$$Y_{iie} = Y_{ii} - Y_{12}$$

Nous définissons les tensions et courants de mode commun et de mode différentiel de la manière suivante :

$$\left. \begin{aligned} v_c &= \frac{V_1+V_2}{2} \\ i_c &= \frac{I_1+I_2}{2} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{mode commun} \\ \end{array} \quad (\text{II-15})$$

$$\left. \begin{aligned} v_d &= \frac{V_1-V_2}{2} \\ i_d &= \frac{I_1-I_2}{2} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{mode différentiel} \\ \end{array} \quad (\text{II-16})$$

Les impédances de transfert de mode commun Z_{tc} et de mode différentiel Z_{td} sont définies aussi à partir des impédances Z_{t1} et Z_{t2} au moyen des relations :

$$Z_{tc} = \frac{Z_{t1}+Z_{t2}}{2} \quad (\text{II-17})$$

$$Z_{td} = \frac{Z_{t1}-Z_{t2}}{2} \quad (\text{II-18})$$

On peut formaliser ces quatre relations en introduisant une matrice de transformation $[T]$ qui assure le passage des grandeurs $V_1, V_2, I_1, I_2, Z_{t1}, Z_{t2}$ aux grandeurs $v_c, v_d, i_c, i_d, Z_{td}, Z_{tc}$. On écrira :

$$\begin{aligned} \begin{vmatrix} v_c \\ v_d \end{vmatrix} &= [T] \begin{vmatrix} V_1 \\ V_2 \end{vmatrix} \\ \begin{vmatrix} i_c \\ i_d \end{vmatrix} &= [T] \begin{vmatrix} I_1 \\ I_2 \end{vmatrix} \\ \begin{vmatrix} Z_{tc} \\ Z_{td} \end{vmatrix} &= [T] \begin{vmatrix} Z_{t1} \\ Z_{t2} \end{vmatrix} \end{aligned} \quad (\text{II-19})$$

Il suffit de prendre la matrice $[T]$ telle que :

$$[T] = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{vmatrix}$$

En adoptant l'écriture matricielle, les systèmes d'équations (II-14), (II-15) peuvent s'écrire :

$$\left| -\frac{dV}{dz} \right| = [Z][I] - [Z_t]I_p \quad (\text{II-20})$$

$$\left| -\frac{dI}{dz} \right| = [Y][V] \quad (\text{II-21})$$

à condition de poser :

$$[V] = [V_1, V_2]^T ; [I] = [I_1, I_2]^T ; [Z_t] = [Z_{t1}, Z_{t2}]^T$$

$$[Z] = \begin{vmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{12} & Z_{22} \end{vmatrix} \quad \text{et} \quad [Y] = \begin{vmatrix} Y_{11e} & Y_{12} \\ Y_{12} & Y_{22e} \end{vmatrix}$$

Des matrices unicolonnes $[v]$, $[i]$ et $[z_t]$ sont aussi définies par :

$$[v] = [v_c, v_d]^T ; [i] = [i_c, i_d]^T ; [z_t] = [z_{tc}, z_{td}]^T$$

Compte tenu de (II-19) on a :

$$[V] = [T]^{-1} [v]$$

Les mêmes relations sont obtenues pour $[I]$ et $[Z_t]$.

Les équations (II-20) et (II-21) peuvent alors s'écrire :

$$-\left| \frac{dv}{dz} \right| = [T] [Z] [T]^{-1} [i] - [z_t] I_p$$

$$-\left| \frac{di}{dz} \right| = [T] [Y] [T]^{-1} [v]$$

relations qu'on peut encore écrire :

$$\left[\begin{array}{l}
 -\frac{dv_c}{dz} = \frac{1}{2} (Z_{11}+Z_{22}+2Z_{12})i_c + \frac{1}{2} (Z_{11}-Z_{22})i_d - Z_{tc} I_p \\
 -\frac{dv_d}{dz} = \frac{1}{2} (Z_{11}-Z_{22})i_c + \frac{1}{2} (Z_{11}+Z_{22}-2Z_{12})i_d - Z_{td} I_p \\
 -\frac{di_c}{dz} = \frac{1}{2} (Y_{11e}+Y_{22e}+2Y_{12})v_c + \frac{1}{2} (Y_{11e}-Y_{22e})v_d \\
 -\frac{di_d}{dz} = \frac{1}{2} (Y_{11e}-Y_{22e})v_c + \frac{1}{2} (Y_{11e}+Y_{22e}-2Y_{12})v_d
 \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \\ \\ \\ \text{(II-23)}\end{array}$$



L'intérêt évident de toutes ces transformations est d'aboutir finalement à un système d'équations différentielles dans lesquelles apparaissent clairement les grandeurs modales v_c et v_d dont la détermination nous intéresse plus particulièrement.

Les équations (II-22) et (II-23) constituent dans toute la suite de notre démarche les équations de base du câble bifilaire blindé soumis à un courant perturbateur $I_p(z)$.

En adoptant l'écriture matricielle on exprime les équations (II-22) et (II-23) sous la forme :

$$- \left| \frac{dv}{dz} \right| = [z] [i] - [z_t] I_p \quad \text{(II-24)}$$

$$- \left| \frac{di}{dz} \right| = [y] [v] \quad \text{(II-25)}$$

Les matrices $[z]$ et $[y]$ étant définies par les relations :

$$[z] = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} Z_{11}+Z_{22}+2Z_{12} & Z_{11}-Z_{22} \\ \dots & \dots \\ Z_{11}-Z_{22} & Z_{11}+Z_{22}-2Z_{12} \end{vmatrix} \quad (\text{II-26})$$

$$[y] = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} Y_{11e}+Y_{22e}+2Y_{12} & Y_{11e}-Y_{22e} \\ \dots & \dots \\ Y_{11e}-Y_{22e} & Y_{11e}+Y_{22e}-2Y_{12} \end{vmatrix} \quad (\text{II-27})$$

Le système d'équations (II-24) et (II-25) se transforme en un système d'équations du second ordre indépendante en $[i]$ qu'on peut écrire :

$$\left| \frac{d^2 i}{dz^2} \right| - [y][z][i] = - [y][z_t] I_p \quad (\text{II-28})$$

Les solutions en courant $[i]$ déterminées par la procédure déjà décrite, on déduit la matrice des solutions en tensions $[v]$ par la relation :

$$[v] = - [y]^{-1} \left| \frac{di}{dz} \right| \quad (\text{II-29})$$

II.2 - Hypothèses sur le courant perturbateur $I_p(z)$

Dans les problèmes de compatibilité électromagnétique, la détermination de la distribution de courant dans le blindage est évidemment la condition initiale de toute approche visant à calculer l'amplitude des tensions induites aux extrémités du câble.

D'une façon générale cette distribution peut obéir à une loi tout à fait quelconque. Toutefois si on suppose que la ligne perturbatrice est une structure filaire homogène, cette distribution de courant peut se ramener à la superposition d'un système d'ondes élémentaires

progressives et régressives. Une onde régressive pour un observateur placé à l'origine $z=0$ pouvant être considérée comme progressive pour un autre observateur placé à l'extrémité opposée $z=L$. C'est pour cette raison que nous nous intéresserons plus particulièrement à la réponse du câble soumis à une onde progressive.

La ligne perturbatrice sera toujours constituée du blindage du câble et un plan de référence que nous supposons parfaitement conducteur. Si on admet que les dimensions transversales de cette ligne sont telles que l'onde qui s'y propage soit T.E.M., on peut modéliser notre courant perturbateur $I_p(z)$ par la relation :

$$\underline{I_p(z) = I_{p0} e^{-\gamma_p z}} \quad (\text{II-30})$$

Relation dans laquelle on a :

I_{p0} = amplitude du courant perturbateur à l'origine $z=0$

γ_p = exposant de propagation associé à la ligne perturbatrice

$$\gamma_p = \alpha_p + j \beta_p$$

α_p caractérise les pertes sur la ligne alors que la constante de phase β_p est liée à la vitesse de propagation v_p et à la fréquence f de l'onde perturbatrice par la relation :

$$\beta_p = \frac{2\pi \cdot f}{v_p}$$

Ce modèle de courant $I_p(z)$ se confond avec la solution de l'équation (II-8) à condition de considérer que le courant perturbateur provient d'une source de perturbation branchée en $z=0$ et que l'extrémité $z=L$ de la ligne perturbatrice est connectée sur sa propre impédance caractéristique.

Le cas général d'une distribution quelconque, mais mathématiquement définie, sera abordé dans le 3^e chapitre.

II.3 - Paramètres primaires et secondaires du bifilaire

Ces paramètres, comme le montrent bien les équations de base, participent directement à l'interaction interne du câble et vont avoir un rôle important dans les phénomènes de transfert de mode commun.

Il est souvent d'usage d'apporter une simplification dans la résolution des équations des lignes couplées en supposant que la ligne multifilaire est sans pertes.

Si cette hypothèse peut être justifiée pour des câbles électriquement courts, il en est autrement lorsqu'il s'agit de câbles de plusieurs dizaines de mètres de longueur.

Les pertes dont il est question sont essentiellement dues aux résistances séries des conducteurs, résistances qui sont fonction de la fréquence. Dans la pratique, celles-ci s'identifient aux résistances de surface des conducteurs.

Nous supposons que le diélectrique primaire du câble est parfait et est caractérisé par sa permittivité relative ϵ_{rc} .

Les paramètres du bifilaire vont s'écrire :

$$Z_{ii} = R_{ii} + j\omega L_{ii}$$

$$Z_{ik} = j\omega L_{ik}$$

(II-31)

$$Y_{ii} = j\omega C_{ii}$$

$$Y_{ik} = j\omega C_{ik}$$

R_{ii} : résistance linéique du conducteur i

L_{ii} : inductance linéique propre du conducteur i

L_{ik} : inductance de couplage mutuel entre les conducteurs i et k

C_{ii} : capacité linéique propre du conducteur i

C_{ik} : capacité de couplage électrostatique entre les deux conducteurs.

Les coefficients linéiques seront déterminés pour une structure cylindrique représentée à la figure II-3

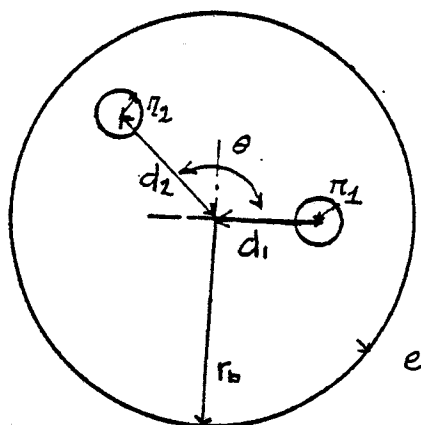


Figure II-3

Le blindage est caractérisé par son diamètre $2r_b$ et son épaisseur e . On désigne par σ_b et μ_b sa conductivité et sa perméabilité magnétique.

Les deux conducteurs de rayons r_1 et r_2 sont caractérisés par leur conductivité σ_c .

Nous admettons d'autre part que $r_i \ll d_i$ et $d_i \ll r_b$ ($i=1,2$) pour que l'effet de proximité soit négligeable.

Dans ces conditions, on évalue les coefficients linéiques du bifilaire au moyen des relations classiques [13] qu'on peut écrire :

$$L_{11} = \frac{\mu_0}{2\pi} \text{Log} \frac{rb^2 - d_1^2}{r_1 r_b}$$

$$L_{22} = \frac{\mu_0}{2\pi} \text{Log} \frac{rb^2 - d_2^2}{r_2 r_b}$$

$$L_{12} = L_{21} = \frac{\mu_0}{4\pi} \text{Log} \left| \frac{\left(\frac{d_1 \cdot d_2}{rb}\right)^2 + rb^2 - 2d_1 d_2 \cos\theta}{d_1^2 + d_2^2 - 2d_1 d_2 \cos\theta} \right|$$

(II-32)

$$C_{11} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r c L_{22}}{\Delta}$$

$$C_{22} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r c L_{11}}{\Delta}$$

$$C_{12} = C_{21} = - \frac{\epsilon_0 \epsilon_r L_{12}}{\Delta} \quad \text{où} \quad \Delta = L_{11}L_{22} - L_{12}^2$$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$$

$$\epsilon_0 = \frac{10^{-9}}{36 \pi} \text{ F/m}$$

Ces expressions sont évidemment établies dans l'hypothèse des lignes à faible dissipation énergétique et lorsque l'effet de proximité n'intervient pas. On peut toutefois attribuer à chaque conducteur et au blindage une résistance série qui va s'identifier pratiquement à sa résistance haute fréquence, compte tenu de la grande conductivité des conducteurs.

On évaluera ces résistances au moyen des relations :

$$R_{11} \cong \frac{1}{2\pi} \left| \frac{1}{r_1} \sqrt{\frac{f \mu_0}{\sigma_c r_1}} + \frac{1}{r_b} \sqrt{\frac{f \mu_b}{\sigma_b}} \right|$$

$$R_{22} \cong \frac{1}{2\pi} \left| \frac{1}{r_2} \sqrt{\frac{f \mu_0}{\sigma_c r_2}} + \frac{1}{r_b} \sqrt{\frac{f \mu_b}{\sigma_b}} \right|$$

(II-33)

$$R_{12} \cong \frac{1}{2\pi r_b} \sqrt{\frac{f \mu_b}{\sigma_b}}$$

f désigne la fréquence de l'onde et doit satisfaire la condition :

$$f > \frac{1}{\pi \mu_0 \sigma_e r_i^2}$$

Les paramètres primaires étant définis, nous calculons les exposants de propagation attachés aux deux modes de propagation.

Les constantes de propagation sont solution de l'équation modale :

$$\det |[A] - \gamma \cdot [U]| = 0 \quad (\text{II-34})$$

où $[A] = [y] \cdot [z]$
 et $[U]$ est la matrice unité.

On obtient :

$$\gamma(\epsilon) = \frac{1}{2} (a_{11} + a_{22}) + \frac{\epsilon}{2} [(a_{11} + a_{22})^2 - 4(a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21})]^{1/2} \quad (\text{II-35})$$

Les a_{ij} correspondent aux coefficients de la matrice $[A]$ et $\epsilon = \pm 1$

On montre [14] qu'il est possible d'exciter le mode différentiel par une solution γ_d telle que $\epsilon = -1$. On attribue par conséquent la solution γ_c lorsque $\epsilon = 1$, au mode commun.

Nous associons alors au mode commun la constante de propagation $\gamma_c = \gamma(-1)$. A ces solutions tout à fait générales, nous pouvons apporter quelques simplifications.

Si on admet l'hypothèse des lignes à faibles pertes, il est aisé de montrer que γ_c et γ_d se réduisent à des expressions tout à fait simples qu'on écrit :

$$\begin{aligned} \gamma_c &\approx a_{11} \\ \gamma_d &\approx a_{22} \end{aligned}$$

en posant $\gamma_0^2 = y_{11} z_{11}^0 + y_{12} z_{12}^0$, on obtient facilement :

$$\gamma_c = \sqrt{\frac{1}{2} [\gamma_0^2 + y_{11} r_{11}]}$$

$$\gamma_d = \sqrt{\frac{1}{2} [\gamma_0^2 + y_{22} r_{22}]}$$

z_{11}^0 et z_{12}^0 désignent la valeur de ces paramètres en absence de pertes.

$$r_{11} = \frac{1}{2} [R_{11} + R_{22} + 2 R_{12}]$$

$$r_{22} = \frac{1}{2} [R_{11} + R_{22} - 2 R_{12}]$$

On remarquera que pour un bifilaire symétrique et en absence de pertes $\gamma_c \approx \gamma_d$, propriété que nous utiliserons dans la suite puisqu'elle se conserve même dans l'hypothèse des lignes à pertes négligeables. En définissant les impédances caractéristiques de mode commun Z_{cc} , de mode différentiel Z_{cd} comme :

$$Z_{cc} = \sqrt{\frac{z_{11}^0}{y_{11}}} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{y_{12} z_{12}}{y_{11} z_{11}^0} \right) \quad \text{et} \quad \text{(II-36)}$$

$$Z_{cd} = 2 \sqrt{\frac{z_{22}^0}{y_{22}}} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{y_{12} z_{12}}{y_{22} z_{22}^0} \right) \quad \text{(II-37)}$$

Les constantes de propagation γ_c et γ_d vont s'écrire :

$$\gamma_c \approx \sqrt{y_{11} z_{11}^0} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{z_{12} y_{12}}{z_{11}^0 y_{11}} \right) + \frac{r_{11}}{Z_{cc}} \left(1 - \frac{z_{12} y_{12}}{z_{11}^0 y_{11}} \right) \quad \text{(II-38)}$$

$$\gamma_d \approx \sqrt{y_{22} z_{22}^0} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{y_{12} z_{12}}{z_{22}^0 y_{22}} \right) + \frac{2 r_{22}}{Z_{cd}} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{z_{12} y_{12}}{z_{22}^0 y_{22}} \right) \quad \text{(II-39)}$$

z_{22}^0 est la valeur de z_{22} en absence de pertes.

II.4 - Paramètres de transfert du blindage

L'énergie transmise de la perturbation extérieure vers l'intérieur du câble est liée à la nature du couplage électromagnétique qui se manifeste à travers le blindage. Les deux paramètres physiques qui participent à ce couplage sont l'impédance et l'admittance de transfert du blindage. Pour des raisons déjà mentionnées, on néglige généralement la contribution de l'admittance de transfert.

L'action du blindage est alors décrite seulement au moyen de l'impédance de transfert dont la phénoménologie a été exposée dans le premier chapitre. Dans les équations de base, l'action de l'impédance de transfert est alors traduite par des termes sources élémentaires que nous avons exprimés par :

$$\begin{array}{ll} Z_{tc} I_p & \text{pour le mode commun} \\ \text{et } Z_{td} I_p & \text{pour le mode différentiel.} \end{array}$$

Pour les câbles usuels, Z_{tc} peut être modélisée par la relation :

$$Z_{tc} = R_0 + j L_{tc} \omega \quad (\text{II-40})$$

R_0 traduit le couplage résistif du blindage et L_{tc} le couplage magnétique.

L'impédance de transfert différentielle étant essentiellement réactive (1^{er} chapitre), nous écrivons :

$$Z_{td} = j L_{td} \omega \quad (\text{II-41})$$

L_{td} est l'inductance de transfert différentielle.

**III - RECHERCHE D'EXPRESSIONS ANALYTIQUES DES TENSIONS INDUITES
AUX EXTREMITES D'UN CABLE BIFILAIRE BLINDE**

Nous cherchons maintenant à calculer l'amplitude des tensions parasites générées sur la paire lorsque le courant perturbateur qui circule dans le blindage s'apparente à une onde progressive.

En appliquant directement le formalisme général de résolution du système d'équations (II-28), la solution pour les courants de mode commun $i_c(z)$ et de mode différentiel $i_d(z)$ va s'écrire :

$$i_c(z) = A_c e^{-\gamma_c z} + B_c e^{\gamma_c z} + P_d \cdot [A_d e^{-\gamma_d z} + B_d e^{\gamma_d z}] + I_p(o) \cdot [K_c + P_d K_d] e^{-\gamma_p z}$$

$$i_d(z) = P_c \cdot [A_c e^{-\gamma_c z} + B_c e^{\gamma_c z}] + A_d \cdot e^{-\gamma_d z} + B_d e^{\gamma_d z} + I_p(o) [K_d + P_c K_c] e^{-\gamma_p z}$$

(II-41)

La solution des tensions de mode commun et de mode différentiel est déduite au moyen de la relation :

$$\begin{vmatrix} v_c(z) \\ v_d(z) \end{vmatrix} = - [Y]^{-1} \cdot \frac{d}{dz} \begin{vmatrix} i_c(z) \\ i_d(z) \end{vmatrix} \quad (II-42)$$

Dans ces relations on a posé :

$$P_c = \frac{a_{21}}{\gamma_c^2 - \gamma_d^2}$$

$$P_d = \frac{a_{12}}{\gamma_d^2 - \gamma_c^2}$$

(II-43)

$$K_c = \frac{1}{\gamma_p^2 - \gamma_c^2} \cdot (y_{11} e^{z t_c} + y_{12} z t_d)$$

$$K_d = \frac{1}{\gamma_p^2 - \gamma_c^2} (y_{12} Z_{tc} + y_{22} e Z_{td})$$

Les coefficients a_{ij} correspondent aux éléments de la matrice produit :

$$[y][z] = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{vmatrix}$$

Il apparait dans les expressions (II-41) les quatre constantes d'intégration A_c , B_c , A_d et B_d dont la détermination sera faite par application des conditions aux limites.

Intéressons nous au schéma de la Figure (II-4).

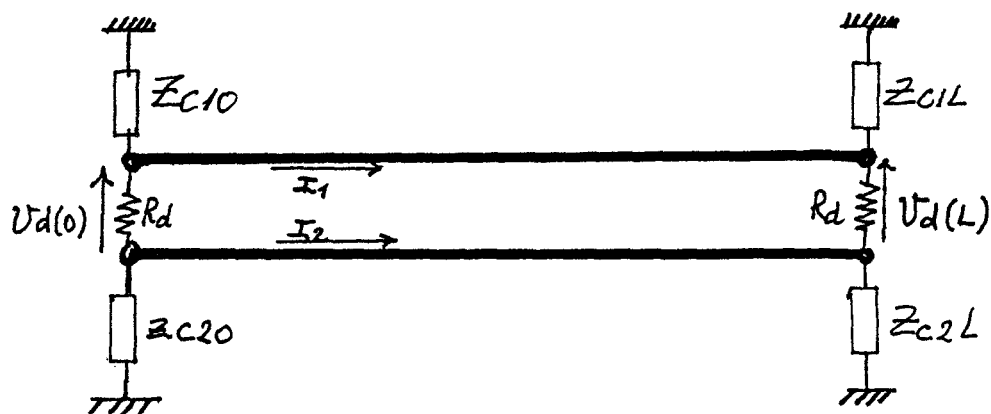


Figure II-4

Z_{c10} , Z_{c20} , Z_{c1L} et Z_{c2L} sont des impédances quelconques mais linéaires connectées entre les conducteurs et le blindage. Dans la pratique il s'agira d'impédances d'entrées des équipements connectés au câble.

R_d correspond à l'impédance connectée entre les conducteurs 1 et 2 et qui s'apparente à l'impédance caractéristique du mode différentiel.

Nous admettons que les impédances Z_{ci}^* sont bien plus grandes que l'impédance caractéristique de mode commun. Nous supposons en plus que si un écart ΔZ_{c^*} existe entre les valeurs des impédances connectées à une même extrémité, cet écart est bien plus petit que la valeur des impédances concernées.

$$\Delta Z_{c^*} \ll Z_{ci}^* \quad \begin{array}{l} (* = 0, L) \\ (i = 1, 2) \end{array}$$

Les conditions aux limites vont s'écrire :

$$\begin{vmatrix} v_c(0) \\ v_d(0) \end{vmatrix} = - [Z]_0 \begin{vmatrix} i_c(0) \\ i_d(0) \end{vmatrix} \quad (II-44)$$

$$\begin{vmatrix} v_c(L) \\ v_d(L) \end{vmatrix} = [Z]_L \begin{vmatrix} i_c(L) \\ i_d(L) \end{vmatrix}$$

Les matrices $[Z]_0$ et $[Z]_L$ traduisent les réseaux d'impédances branchées aux extrémités, soit :

$$[Z]_* = \begin{vmatrix} R_d + 2 Z_{c1}^* (1 - \epsilon^*) & R_d \epsilon^* \\ R_d \epsilon^* & R_d \end{vmatrix} \quad (II-45)$$

avec $\epsilon^* = \frac{\Delta Z_*}{2Z_{c1}^*} \quad * = 0, L$

Les relations (II-44) correspondent donc au système linéaire permettant d'évaluer les constantes d'intégration.

Si la résolution numérique de ces équations ne pose aucun problème, le calcul analytique de ces constantes s'avère fastidieux si on ne consent pas quelques hypothèses simplificatrices.

Nous pouvons apporter une simplification en considérant les lignes sans pertes ou à pertes négligeables.

La matrice $[y][z]$ est alors purement diagonale [13].

Il suffira ensuite de rapprocher notre modèle idéal de la réalité physique en intégrant les pertes lors du calcul des constantes de propagation ; cela suppose bien sûr l'hypothèse des faibles pertes, ce qui est généralement le cas.

La tension $v_c(o)$ va s'écrire :

$$v_c(o) = \frac{1}{2} (2 Z_{c10} i_c(o) + R_d \varepsilon^0 i_d(o)) \quad (\text{II-46})$$

On peut faire remarquer que le courant différentiel $i_d(o) = (I_1 - I_2)/2$ a une amplitude bien plus faible que celle du courant de mode commun :

$$|i_d(o)| \ll |i_c(o)|$$

D'autre part on a $R_d \varepsilon^0 \ll Z_{c10}$ compte tenu des hypothèses formulées sur les impédances de charge.

En exploitant ces approximations, on peut raisonnablement négliger la réaction du courant différentiel sur le mode commun.

Les tensions $v_c(o)$ et $v_c(L)$ vont s'écrire dans ces conditions :

$$\begin{aligned} v_c(o) &\approx Z_{c10} i_c(o) \\ v_c(L) &\approx Z_{c1L} i_c(L) \end{aligned} \quad (\text{II-47})$$

En remarquant que $P_d \approx P_c \approx 0$ dans l'hypothèse des lignes à pertes négligeables, on parvient à l'aide de (II-41) et (II-47) à exprimer les constantes A_c et B_c par les relations :

$$A_c = A_{c\infty} + \frac{i_c(o)e^{\gamma_{cL}} - i_c(L)}{2 \operatorname{sh}(\gamma_{cL})} \quad (\text{II-48})$$

$$B_c = B_{c\infty} - \frac{i_c(o)e^{-\gamma_{cL}} - i_c(L)}{2 \operatorname{sh}(\gamma_{cL})}$$

où $A_{C\infty}$ et $B_{C\infty}$ sont les valeurs de A_C et B_C lorsque les charges de mode commun sont supposées infinies (bifilaire en flottant).

A partir des calculs développés en Annexe (AII-2), on obtient :

$$A_{C\infty} = - \frac{K_c I_{po}}{2\text{sh}(\gamma_c L)} (e^{\gamma_c L} - e^{-\gamma_p L})$$

$$B_{C\infty} = - \frac{K_c I_{po}}{2\text{sh}(\gamma_c L)} (e^{-\gamma_p L} - e^{-\gamma_c L})$$

De la même façon on calcule A_d et B_d à l'aide des relations (II-44) et (II-48).

On exprime ces constantes au moyen des relations

$$A_d = A_{d\infty} - \frac{\epsilon^0 i_c(0)}{4}$$

$$B_d = B_{d\infty} - \frac{\epsilon^L i_c(L)}{4} e^{-\gamma_c L} \quad (\text{II-49})$$

où :

$$A_{d\infty} = \frac{1}{R_d} \left| - \frac{z_{12}}{\gamma_c} \Delta_0 - I_{po} \left(\frac{\gamma_p}{\gamma_c^2} K_{vd} + K_d \frac{R_d}{2} \right) \right|$$

$$B_{d\infty} = \frac{1}{R_d} \left| + \frac{z_{12} \Delta L}{\gamma_c} - I_{po} e^{-\gamma_p L} \left(\frac{K_d R_d}{2} - \frac{\gamma_p}{\gamma_c^2} K_{vd} \right) \right| \cdot e^{-\gamma_c L}$$

$$\Delta_0 = A_{C\infty} - B_{C\infty}$$

$$\Delta L = A_{C\infty} e^{-\gamma_c L} - B_{C\infty} e^{\gamma_c L}$$

$$K_{vd} = \frac{1}{\Delta} (y_{11} k_d - y_{12} k_c)$$

Il suffit maintenant de remplacer ces constantes dans les relations (II-41) et (II-42). Les tensions induites aux extrémités du bifilaire vont correspondre aux solutions pour $z=0$ et $z=L$.

On obtient des expressions simples et tout à fait générales des tensions de mode différentiel et qui s'écrivent :

$$\begin{aligned}
 v_d(0) = & - \frac{1}{2} Z_{td} I_{po} \frac{1 - e^{-(\gamma_p + \gamma_d)L}}{\gamma_d + \gamma_p} \\
 & + \frac{z_{22}}{4\gamma_c} [\Delta Z_0 Y_{c10}^2 v_c(0) + \Delta Z_L Y_{c1L}^2 v_c(L) e^{-\gamma_c L}] \\
 & + \frac{z_{12}}{2\gamma_c} [Y_{c10} v_c(0) + Y_{c1L} e^{-\gamma_c L} v_c(L)] \quad (II-50)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 v_d(L) = & \frac{1}{2} Z_{td} I_{po} \frac{1 - e^{-(\gamma_d - \gamma_p)L}}{\gamma_d - \gamma_p} \cdot e^{-\gamma_p L} \\
 & + \frac{z_{22}}{4\gamma_c} [\Delta Z_0 Y_{c10}^2 v_c(0) e^{-\gamma_c L} + \Delta Z_L Y_{c1L}^2 v_c(L)] \\
 & + \frac{z_{12}}{2\gamma_c} [Y_{c10} e^{-\gamma_c L} v_c(0) + Y_{c1L} v_c(L)] \quad (II-51)
 \end{aligned}$$

où :

$$Y_{c1*} = \frac{1}{Z_{c1*}}$$

$$\Delta Z_{c*} = Z_{c1*} - Z_{c2*} \quad (* = 0, L)$$

Attardons-nous quelques instants sur la signification physique des différents termes qui composent ces expressions.

Nous trouvons tout d'abord un terme dont la valeur est proportionnelle à l'impédance de transfert différentielle Z_{td} . Ce terme serait bien sûr nul si $Z_{td} = 0$, conditions satisfaites uniquement lorsque le blindage et le bifilaire sont parfaitement symétriques, comme nous l'avons montré dans le 1^{er} chapitre. Cette fraction de la tension parasite différentielle traduit le couplage direct de l'onde perturbatrice au mode différentiel, couplage rendu possible à cause justement d'une dissymétrie du blindage caractérisée par la relation $Z_{t1} \neq Z_{t2}$.

Les deux autres termes composant les tensions $v_d(0)$ et $v_d(L)$ font intervenir les tensions de mode commun. Nous sommes en présence du mécanisme de conversion modale. Les paramètres impliqués dans ce processus sont clairement mis en évidence dans les coefficients de pondération des amplitudes des tensions de mode commun.

Il s'agit d'une part des impédances de charge du mode commun. Les dissymétries dans ces réseaux d'impédances sont traduites par les coefficients ΔZ_0^* et ΔZ_L . nous parlerons de dissymétrie d'impédances.

D'autre part, les paramètres linéiques participent à la conversion modale par l'intermédiaire du paramètre z_{12} qui n'est autre que l'écart entre les impédances linéiques Z_{11} et Z_{22} des deux conducteurs. C'est la dissymétrie de conducteurs.

Il apparaît donc que, contrairement aux câbles coaxiaux, la seule notion d'impédance de transfert différentielle n'est pas suffisante pour décrire la réponse d'un câble bifilaire blindé, et encore moins un câble multifilaire blindé, à une perturbation E.M.

Intéressons-nous maintenant à l'évaluation des tensions de mode commun $v_c(0)$ et $v_c(L)$. Celles-ci peuvent être calculées à partir des relations établies pour un coaxial connecté à des impédances quelconques. [10]

Si on désigne par $V_{ca}(0)$ et $V_{ca}(L)$ la valeur de ces tensions lorsque le câble est adapté, les tensions $v_c(0)$ et $v_c(L)$ aux bornes de charges quelconques ont pour expressions :

$$v_c(0) = \frac{1 + \rho_0}{1 - \rho_0 \rho_L e^{-2\gamma_c L}} [V_{ca}(0) + \rho_L e^{-\gamma_c L} V_{ca}(L)] \quad (\text{II-52})$$

$$v_c(L) = \frac{1 + \rho_L}{1 - \rho_0 \rho_L e^{-2\gamma_c L}} [\rho_0 V_{ca}(0) e^{-\gamma_c L} + V_{ca}(L)] \quad (\text{II-53})$$

ρ_0 et ρ_L sont les coefficients de réflexion introduits aux extrémités du câble qu'on exprime simplement à l'aide des relations :

$$\rho_* \equiv \frac{Z_{c1*} - Z_{cc}}{Z_{c1*} + Z_{cc}} \quad (* = 0, L)$$

$V_{ca}(0)$ et $V_{ca}(L)$ étant les solutions établies pour le coaxial adapté [2].

$$V_{ca}(0) = -\frac{1}{2} Z_{tc} \frac{1 - e^{-(\gamma_c + \gamma_p)L}}{\gamma_c + \gamma_p} \cdot I_{p0} \quad (\text{II-54})$$

$$V_{ca}(L) = \frac{1}{2} Z_{tc} \frac{1 - e^{-(\gamma_c - \gamma_p)L}}{\gamma_c - \gamma_p} \cdot e^{-\gamma_p L} \cdot I_{p0} \quad (\text{II-55})$$

Z_{tc} est l'impédance de transfert de mode commun.

Nous allons présenter maintenant, à l'aide d'un modèle de simulation, la loi d'évolution avec la fréquence du module des tensions induites tant sur le mode différentiel que sur le mode commun. Les résultats obtenus par les expressions analytiques seront comparés à ceux de la résolution numérique du système (II-44) qui offre la solution exacte.

IV - RESULTATS DE LA SIMULATION ET ANALYSE DES EFFETS DES DIFFERENTES SYMETRIES

Comme nous l'avons mentionné dans l'introduction, et comme il vient d'être mis en évidence par les expressions analytiques, trois types de dissymétries peuvent affecter fortement l'amplitude des tensions parasites de mode différentiel.

Il s'agit de :

- la dissymétrie de blindage
- la dissymétrie de conducteur
- la dissymétrie d'impédances de charge.

S'agissant des deux dernières dissymétries, elles déclenchent une conversion des tensions de mode commun, en tensions de mode différentiel. Nous allons tenter d'associer à chacune de ces dissymétries un facteur de transfert dont les paramètres les plus influents seront mis en évidence.

Pour plus de clarté, l'action de chaque dissymétrie sera analysée isolément afin d'évaluer exactement son effet dans le processus de génération des tensions différentielles.

IV.1 - Dissymétrie de blindage

Cette dissymétrie concerne l'action directe du blindage sur le bifilaire par le biais de l'impédance de transfert différentielle Z_{td} . Pour isoler l'action de cette dissymétrie, il suffit de rendre tous les autres paramètres symétriques.

Le modèle de simulation est celui représenté à la figure (II-4) et les dimensions transversales ont pour valeur :

$$\begin{aligned}R_b &= 5 \text{ mm} \\r_1 &= .5 \text{ mm} \\R_2 &= .5 \text{ mm} \\d_1 &= 3.25 \text{ mm} \\d_2 &= 3.25 \text{ m}\end{aligned}$$

Les deux conducteurs sont en cuivre et ont pour conductivité :

$$\sigma_c = 5.8 \cdot 10^7 \text{ S/m}$$

et $\sigma_b = 1.6 \cdot 10^7 \text{ S/m}$ pour le blindage.

Le diélectrique primaire du câble a une permittivité relative $\epsilon_{rc} = 2.35$

Calculés au moyen des relations (II-32), les paramètres linéiques prennent pour valeurs :

$$C_{11} = C_{22} = 75 \text{ pF/m}$$

$$C_{12} = -3.8 \text{ pF/m}$$

$$L_{11} = L_{22} = 350 \text{ nH/m}$$

$$L_{12} = 18 \text{ nH/m}$$

Il est supposé dans les applications numériques que la constante de propagation γ_p de l'onde perturbatrice s'apparente à celle en espace libre :

$$\gamma_p \approx j \frac{W}{C} \quad C \text{ est la vitesse de la lumière}$$

Les impédances de charge de mode commun sont prises purement résistives pour faciliter la compréhension du problème.

Nous avons choisi :

$$Z_{ci} \approx 10 \text{ k}\Omega$$

La résistance qui adapte le mode différentiel est $R_d = 130 \Omega$

Dans le modèle d'impédance de transfert de mode commun, nous prenons :

$$R_0 = 0$$

$$L_{tc} = 1.3 \text{ n/m}$$

L'inductance de transfert différentielle a pour valeur :

$$L_{td} = 0.1 \text{ nH/m}$$

Les courbes de la Planche (PLII-1) se rapportent à un échantillon de câble de longueur $L = 100 \text{ m}$ et dont le blindage est parcouru par un courant d'amplitude I_{p0} normalisée à 1 A.

$$I_{p0} = 1 \text{ A}$$

Ils correspondent à la solution exacte obtenue par une résolution numérique des équations (II-44).

Ces caractéristiques montrent qu'aux basses fréquences, pour lesquelles la longueur d'onde λ est supérieure à la longueur L du câble ($\lambda \gg L$), le module des tensions différentielles est proportionnel à la fréquence de l'onde perturbatrice. Par contre, aux fréquences élevées, cette loi d'évolution est interrompue par les phénomènes de propagation. L'amplitude trouve un maximum indépendant de la fréquence.

Ce comportement est identique à celui observé sur les câbles coaxiaux à un seul blindage et totalement adapté.

Le bifilaire est alors le siège de la propagation d'ondes progressives ayant des vitesses de propagation différentes, phénomène qui se traduit par des battements entre modes.

Si on s'intéresse maintenant aux tensions de mode commun, elles présentent un niveau beaucoup plus important que celui des tensions différentielles. Leur amplitude est aussi proportionnelle à la fréquence tant que $\lambda \gg L$.

Aux fréquences élevées, les coefficients de réflexions introduits par les impédances en bout de ligne très grandes devant l'impédance caractéristique de mode commun, provoquent des résonances.

Nous avons porté aussi sur la Planche (PLII-1) en guise de comparaison les résultats issus des expressions analytiques. On notera la parfaite concordance entre les deux approches. Il sera par conséquent permis d'utiliser ces expressions ((II-50) et (II-51)) pour interpréter les différents résultats.

En ramenant ces expressions aux conditions de la présente simulation, on obtient :

$$\Delta Z_0 = \Delta Z_L = 0$$

$$Z_{12} = 0$$

De sorte que les tensions différentielles $V_d(0)$ et $V_d(L)$ se réduisent à

$$v_d(0) = -\frac{1}{2} Z_{td} F_p$$

(II-56)

$$v_d(L) = \frac{1}{2} Z_{td} F_t e^{-\gamma_p L}$$

où
$$F_p = \frac{1 - e^{-(\gamma_d + \gamma_p)L}}{\gamma_d + \gamma_p}$$

$$F_t = \frac{1 - e^{-(\gamma_d - \gamma_p)L}}{\gamma_d - \gamma_p}$$

Les fonctions F_p et F_t accusent des minima d'amplitude aux fréquences respectivement :

$$f_{pk} = \frac{k}{L \left(\frac{1}{v_p} + \frac{1}{v_d} \right)}$$

$$f_{tk} = \frac{k}{L \left(\frac{1}{v_d} - \frac{1}{v_p} \right)} \quad (k = 1, 2, 3 \dots)$$

v_p est la vitesse de propagation sur la ligne perturbatrice alors que v_d est la vitesse de propagation sur le bifilaire.

Les maxima encadrés par ces minima suivent une courbe enveloppe d'équation :

$$|v_d(0)|_{\max} = \frac{1}{2} \frac{Z_{td} I_{po}}{w_{pn} \left(\frac{1}{v_p} + \frac{1}{v_d} \right)}$$

$$|V_d(L)|_{\max} = \frac{1}{2} \frac{Z_{td} I_{po}}{w_{tn} \left(\frac{1}{v_d} - \frac{1}{v_p} \right)}$$

$$\text{où } w_{pn} = (2n + 1) \frac{\pi}{L \left(\frac{1}{v_c} + \frac{1}{v_p} \right)} \quad (n = 1, 2, 3 \dots)$$

$$w_{tn} = (2n + 1) \frac{\pi}{L \left(\frac{1}{v_d} - \frac{1}{v_p} \right)}$$

Puisque $Z_{td}(\omega) = j\omega L_{td}$, lorsque $w = w_{pn}$ ou $w = w_{tn}$, l'amplitude des maxima est bien indépendante des fréquences f_{pn} et f_{tn} .

Aux basses fréquences $|Y_p L| \ll 1$ et $|Y_d L| \ll 1$. On montre facilement que $F_p = F_t \cong L$.

On obtient alors :

$$|V_d(0)| = |V_d(L)| = \frac{1}{2} Z_{td} I_{po} L \quad (\text{II-57})$$

La tension différentielle est proportionnelle à la fréquence et à la longueur du câble.

La relation (II-57) justifie à posteriori le principe de la mesure de l'impédance de transfert différentielle exposé dans le premier chapitre.

L'allure des tensions de mode commun appelle peu de commentaires. Elle est fidèlement traduite dans les expressions (II-52) et (II-53). Aux grandes longueurs d'onde leur module varie comme l'impédance de transfert de mode commun Z_{tc} . Aux fréquences élevées le phénomène d'onde stationnaire s'établit et les tensions présentent des maxima aux fréquences telles que :

$$f_{mk} = k \frac{v_c}{2L} \quad (k = 1, 2, 3 \dots)$$

v_c est la vitesse de propagation dans le câble.

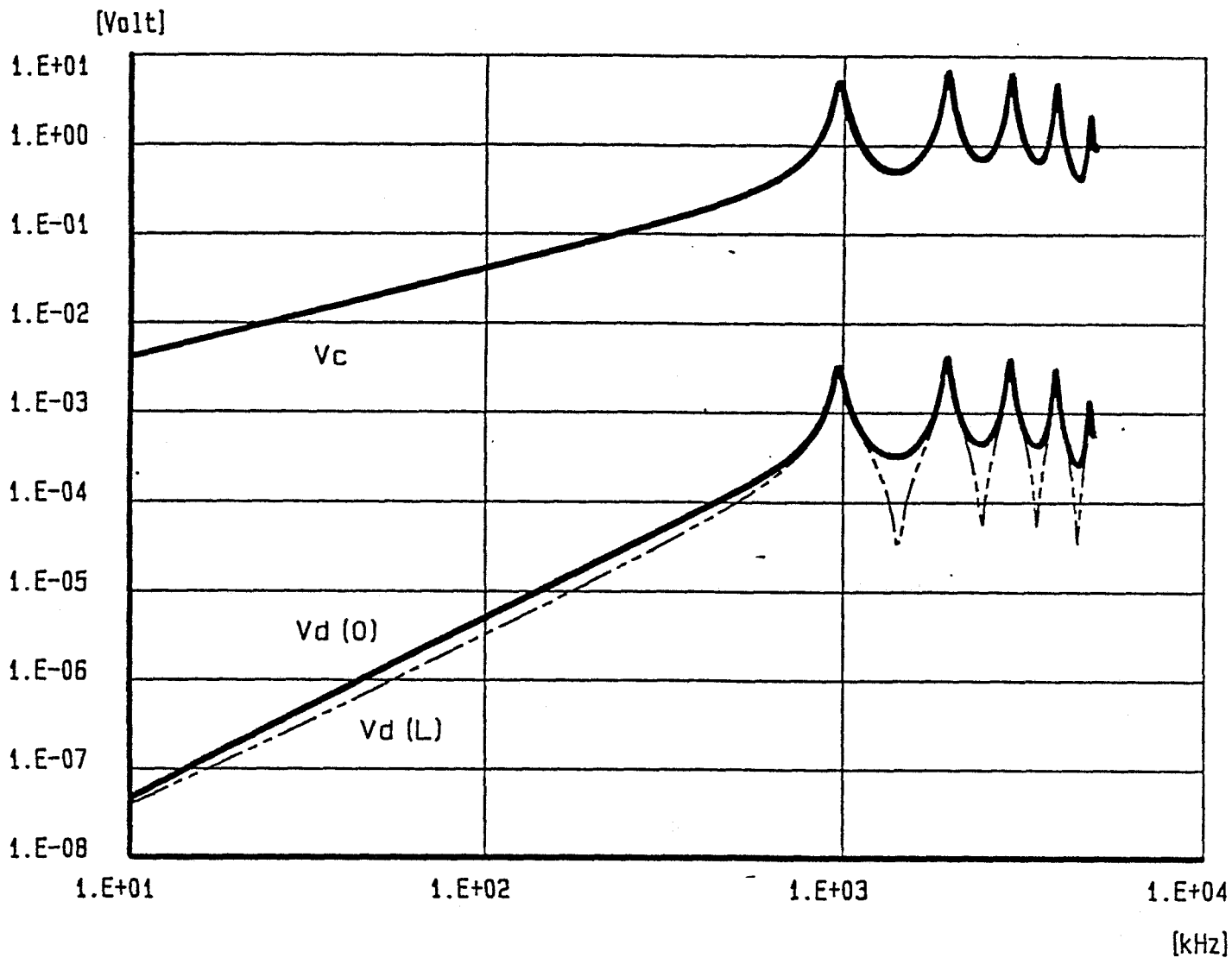
IV.2 - Dissymétrie de conducteurs

Cette dissymétrie est propre au bifilaire et concerne directement les paramètres primaires de celui-ci. Ici, nous cherchons à chiffrer l'impact d'un déséquilibre relatif entre les coefficients linéiques des deux conducteurs sur l'amplitude des tensions différentielles. Pour un décalage de 1 mm de l'un des conducteurs par rapport à sa position de symétrie, nous obtenons les valeurs suivantes des coefficients linéiques

$$\begin{aligned} C_{11} &= 63 \text{ p P/m} \\ C_{22} &= 75 \text{ p P/m} \\ C_{12} &= - 5,8 \text{ PF/m} \\ L_{11} &= 415 \text{ nH/m} \\ L_{22} &= 350 \text{ nH/m} \\ L_{12} &= 32 \text{ nH/m} \end{aligned}$$

Les impédances de mode commun sont égales à 10 k Ω . Dans le but de mettre en évidence l'effet de cette seule dissymétrie, nous imposons à l'impédance de transfert différentielle la valeur nulle. Dans ces conditions, les évolutions du module des tensions induites sont portées sur la Planche (PLII-2). L'origine des tensions différentielles ne peut être attribuée qu'aux mécanismes de transfert de mode commun, puisque nous avons volontairement éliminé le couplage direct par l'intermédiaire de Z_{td} . On peut distinguer deux zones de fréquences sur ces courbes. Aux basses fréquences, le niveau des tensions différentielles est très faible, comparé à celui des tensions de mode commun. Un écart d'environ 100 dB est enregistré à 10 kHz. Toutefois, cette amplitude est proportionnelle au carré de la fréquence. Aux fréquences élevées, les tensions différentielles (notamment $V_d(o)$) présentent les mêmes phénomènes de résonance que les tensions de mode commun. Le même résultat est obtenu en utilisant les expressions (II-50) et (II-51).

Ces expressions adaptées au cas de cette dissymétrie s'écrivent :



(PLIII-2) DISSYMETRIE DE CONDUCTEURS

$$v_d(o) = \frac{z_{12}}{2Y_c} [Y_{c1o} v_c(o) + Y_{c1L} e^{-Y_c L} v_c(L)] \quad (\text{II-58})$$

$$v_d(L) = \frac{z_{12}}{2Y_c} [Y_{c1o} v_c(o) e^{-Y_c L} + Y_{c1L} v_c(L)] \quad (\text{II-59})$$

Lorsque $Y_c L \ll 1$, le développement limité de (50) et (51) conduit à :

$$v_d(o) = \frac{z_{12}}{2} Y_{c1o} Z_{tc} L^2 I_{po} \quad (\text{II-60})$$

où Z_{tc} est l'impédance de transfert de mode commun.

Cette relation est identique à celle trouvée par ailleurs [10] grâce à l'usage d'un schéma équivalent du bifilaire exploité dans l'hypothèse quasi-statique.

Elle exprime bien la loi de variation de la tension avec la fréquence.

Si nous définissons un coefficient de conversion modale T_c associé à cette dissymétrie, par le rapport $\left| \frac{v_d(o)}{v_c(o)} \right|$, on montre que :

$$T_c = \frac{|L_{11} - L_{22}|}{2} \pi Y_{c1o} L.f \quad (\text{II-61})$$

Avec les valeurs numériques utilisées, $T_c \approx -100$ dB à 10 kHz.

Cet écart correspond à celui observé sur les courbes PLII-2.

Tant que $\lambda \gg L$, le rapport de transfert T_c est directement proportionnel à la longueur du câble et à la fréquence du perturbateur, mais aussi au déséquilibre des paramètres linéiques traduit par $(L_{11} - L_{22})$. Il est à noter aussi le rôle des impédances de mode commun. L'expression (50) montre que lorsque ces impédances sont infinies (bifilaire utilisé en flottant), il n'y a pas de transfert de mode commun vers le mode différentiel.

Aux fréquences élevées, le facteur de réjection tend vers une valeur indépendante de la longueur et de la fréquence et qui vaut $|L_{11} - L_{22}| \cdot Y_{c10} \cdot v_c$ (v_c = vitesse de propagation).

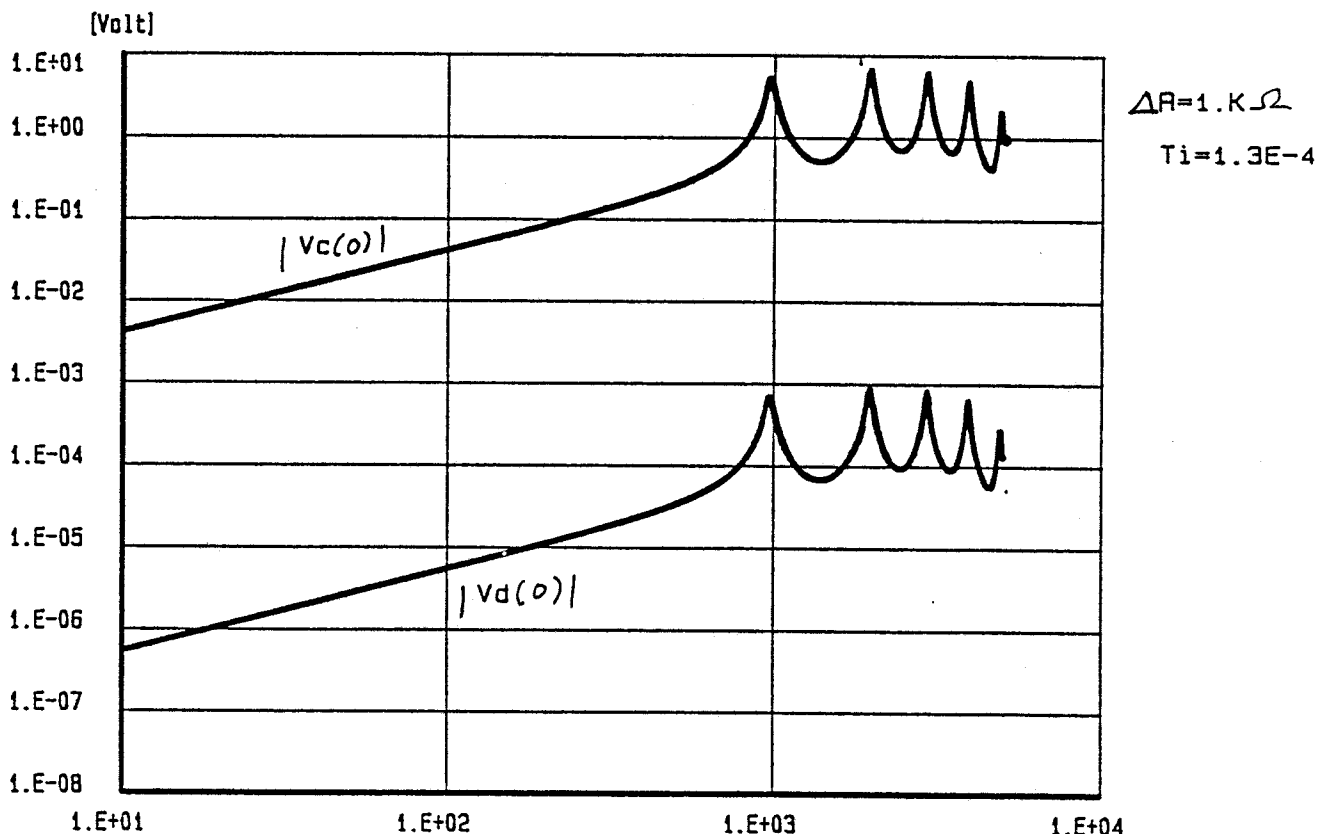
IV.3 - Dissymétrie d'impédances

La condition de symétrie imposée aux impédances de mode commun dans les simulations précédentes n'est pas toujours réalisée à l'entrée des équipements. Il est alors intéressant d'évaluer l'effet d'un déséquilibre dans ces réseaux d'impédances sur les tensions induites de mode différentiel. Nous simulons cette dissymétrie en considérant que le bifilaire et le blindage sont parfaitement symétriques ($C_{11} = C_{22}$ et $Z_{td} = 0$).

Pour $C_{11} = C_{22} = 75$ pF/m, les résultats du calcul numérique sont reportés sur la Planche (PLII-3). La dissymétrie est effectuée à une seule extrémité du câble soit :

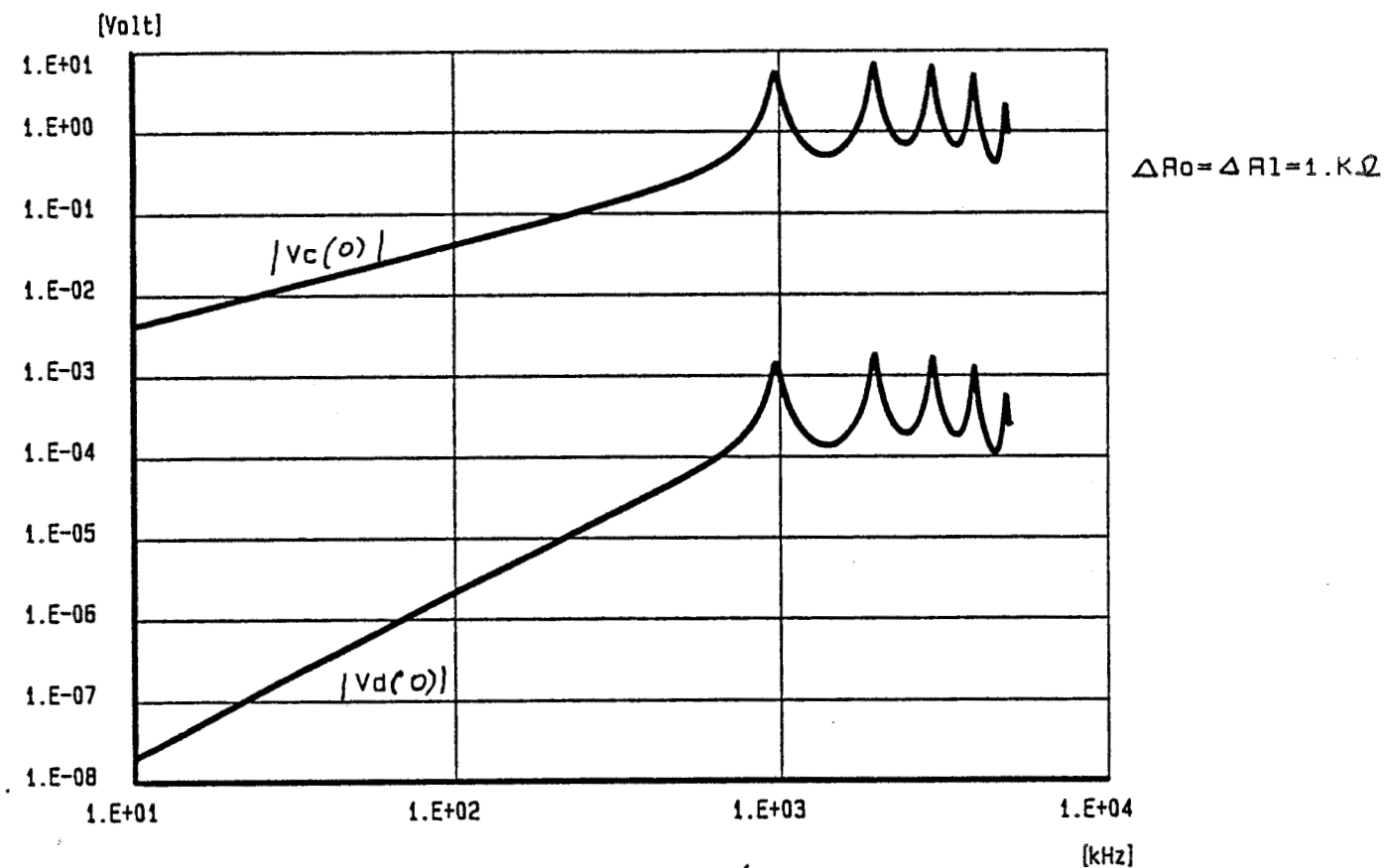
$$Z_{c10} = 11 \text{ k}\Omega$$

$$Z_{c20} = Z_{c1L} = Z_{c2L} = 10 \text{ k}\Omega$$



(PLIII-3): DISSYMETRIE D'IMPEDANCES [kHz]

A UNE EXTREMITE



PL (III-4) : DISSYMETRIE D'IMPEDANCES
AUX DEUX EXTREMITES

Un développement limité de l'expression (II-50) permet d'écrire la tension différentielle $v_d(o)$ par :

$$v_d(o) = \frac{l_{tc} I_{po} \pi^2}{2} (L_{11} - L_{12}) Y_{c10}^2 \Delta Z_o f^2 L^2 \quad (II-64)$$

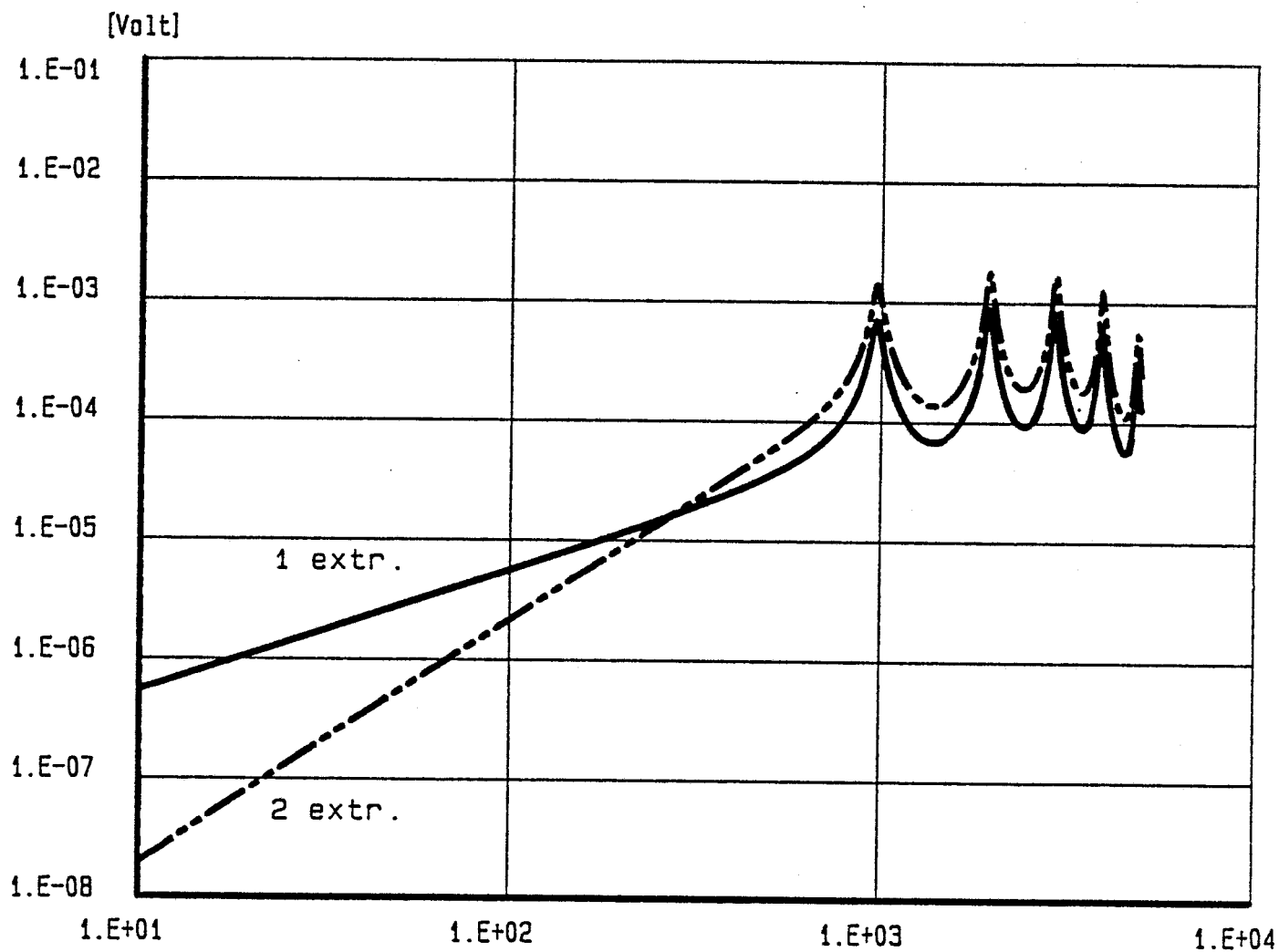
et traduit bien la loi de variation en f^2 .

Le facteur de transfert T_{i2} associé à cette dissymétrie s'écrit :

$$T_{i2} = \frac{\pi(L_{11} - L_{12})}{2} \Delta Z_o Y_{c10}^2 fL \quad (II-65)$$

Contrairement à la dissymétrie à une seule extrémité, le facteur de transfert se trouve ici proportionnel à la fréquence et à la longueur de la ligne.

Aux fréquences élevées $T_{i2} \approx 2 T_{i1}$.



PL (III-5) : Dissymétrie d'impédances à
1 extrémité et aux 2 extrémités

[kHz]

Cette dissymétrie aura par conséquent un effet plus important en hautes fréquences que la dissymétrie à une seule extrémité. On peut d'ailleurs le constater sur la Planche (PLII-5) où nous avons porté les résultats concernant les deux dissymétries. Tant que la fréquence est inférieure à une fréquence $f_t = \frac{C}{2\pi L\sqrt{\epsilon_r C}}$ la dissymétrie à une seule extrémité présente l'effet le plus important. Au-dessus de cette fréquence, c'est la dissymétrie aux deux extrémités qui devient dominante.

IV.4 - Influence des capacités parallèles à l'entrée des équipements

Dans la pratique, les fils de connections ou encore les pistes des circuits imprimés peuvent introduire à l'entrée des équipements des capacités parasites. Il pourrait s'agir aussi de capacités localisées intervenant dans l'impédance d'entrée de l'équipement. On peut alors fort aisément imaginer leur influence sur les mécanismes de transfert du mode commun que nous venons de présenter.

En effet, les expressions développées et qui traduisent bien ces transferts, montrent clairement le rôle des impédances de charges de mode commun. Si ces impédances comportent des éléments réactifs fonctions de la fréquence, les lois d'évolution de l'amplitude des tensions différentielles avec la fréquence se trouveront modifiées par rapport aux résultats de la simulation qui a supposé pour plus de simplicité que ces impédances étaient purement résistives.

Nous allons soutenir ces propos à l'aide de l'exemple de la dissymétrie d'impédance à une extrémité.

Nous modélisons une impédance d'entrée de mode commun par une résistance R_{ci} en parallèle avec une capacité C_{pi} , modèle qui s'accorde le mieux avec la réalité.

Le modèle est représenté à la Figure (II-5).

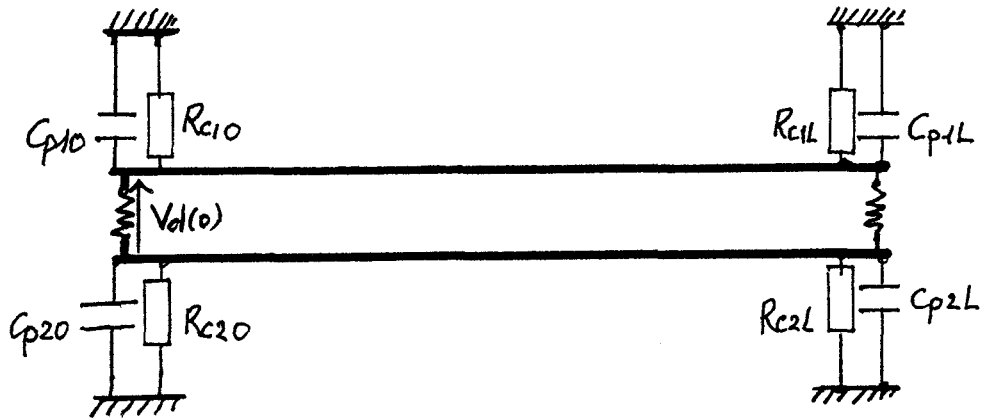


Figure II-5

Nous supposons que $R_{ci} * \gg Z_{cc}$ et $\frac{1}{C_{pi} * w} \gg Z_{cc}$

où Z_{cc} est l'impédance caractéristique de mode commun.

Le facteur de conversion relatif à cette dissymétrie correspond à :

$$T_{i1} = \frac{C |L_{11} - L_{22}|}{4\sqrt{\epsilon_{rc}}} Y_{010}^2 \Delta Z_0$$

Examinons les deux situations suivantes :

1) La dissymétrie intervient sur la résistance seule

Nous considérons donc le cas où toutes les capacités sont identiques et lorsque $R_{c10} \neq R_{c20}$.

Les valeurs utilisées sont :

$$C_{pi} * = 100 \text{ pF}$$

$$R_{c10} = 11 \text{ k}\Omega$$

$$R_{c20} = R_{c1L} = R_{c2L} = 10 \text{ k}\Omega$$

Les résultats de cette simulation sont portés sur la Planche (PLII-6). Comparés aux résultats de la Planche (PLII-3), on remarque que les capacités dans ce cas ont une influence négligeable sur le facteur de transfert. On observe toutefois un léger décalage des fréquences de résonances, décalage qu'on peut attribuer au déphasage introduit par les capacités.

Lorsque $\Delta C_D = 0$, le facteur de transfert dépend uniquement du déséquilibre entre les résistances, soit :

$$T_{11} = \frac{C |L_{11} - L_{22}| \Delta R}{4 \sqrt{\epsilon_r C} R_{C10}^2}$$

2) La dissymétrie concerne la résistance et les capacités

Nous examinons maintenant le cas où le déséquilibre est effectué sur R et C_p .

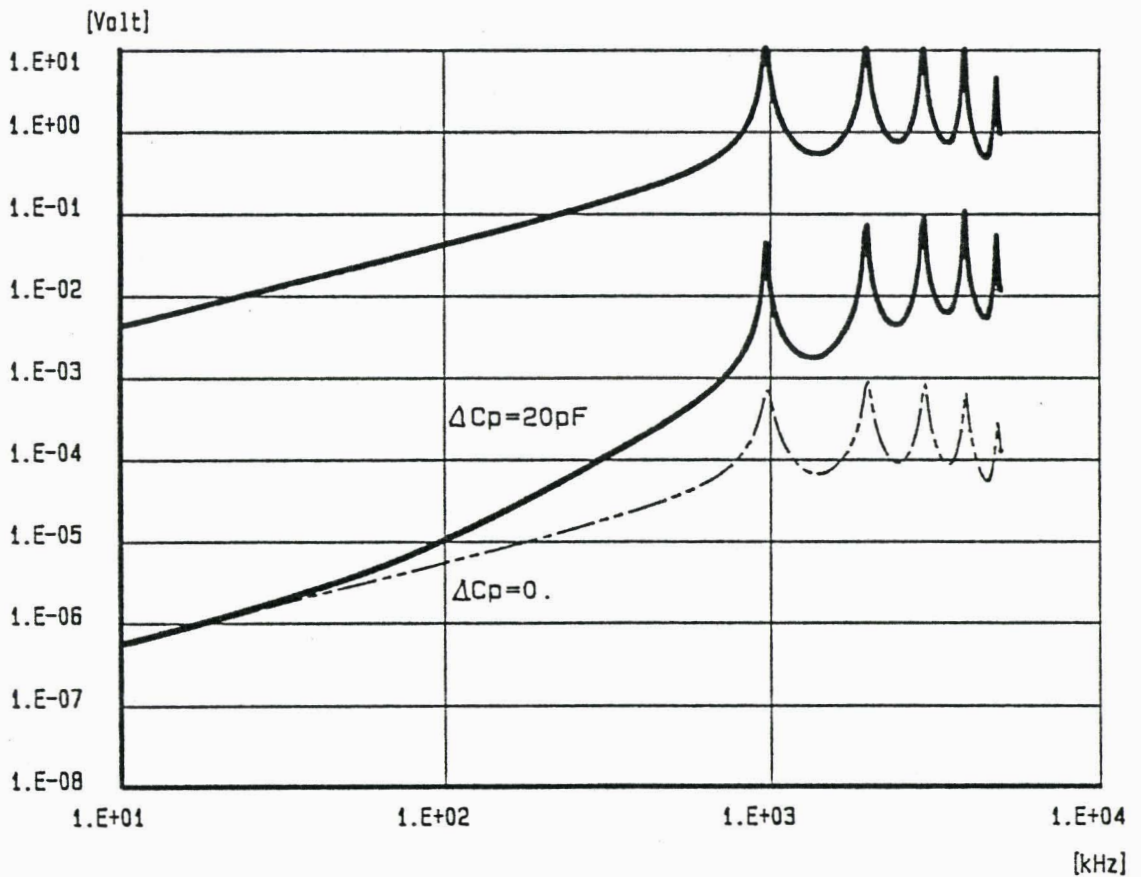
Les résultats de la Planche (PLII-7) sont relatifs aux valeurs :

$$\Delta R_0 = 1 \text{ k}\Omega$$

$$\Delta C_p = 20 \text{ pF}$$



Ces courbes font apparaitre un changement notable dans le comportement des tensions différentielles. Aux plus petites fréquences (10 kHz - 50 kHz), on note peu de différence par rapport au cas où $\Delta C_p = 0$. Au-dessus de ces fréquences, l'amplitude des tensions différentielles s'écarte de plus en plus des valeurs calculées avec $\Delta C_p = 0$.



PL (III-7)

En utilisant les expressions analytiques le facteur de transfert devient en effet :

$$T_{11} = \frac{C |L_{11} - L_{22}|}{4 \sqrt{\epsilon_{rc}}} \left| \frac{\Delta R_o}{R_{G10}^2} + j \Delta C_p W \right| \quad (\text{II-66})$$

Lorsque $\Delta C_p W \ll \frac{\Delta R_o}{R_{G10}^2}$ c'est la dissymétrie de résistance qui fixe la

valeur du coefficient de transfert et lorsque cette hypothèse n'est plus vérifiée, c'est l'effet des capacités qui est marquant. Dans ces conditions ($\Delta C_p W \gg \frac{\Delta R_o}{R_{G10}^2}$) :

T_{11} augmente avec la fréquence, comme on peut le voir sur les courbes.

Cet exemple montre bien la sensibilité des tensions différentielles générées par les mécanismes de transfert aux capacités parasites à l'entrée des équipements.

L'introduction d'une dissymétrie de capacité dans une dissymétrie de conducteurs conduit aux mêmes observations.

Il apparaît donc que les mécanismes de conversion modale se trouvent fortement amplifiés par une dissymétrie de capacité.

V - CONCLUSION

Pour plus de clarté dans l'analyse des dissymétries intervenant sur le bifilaire, nous les avons étudiées isolément.

Nous avons pu ainsi attribuer à chacune d'elles un facteur de transfert étroitement lié aux différents paramètres affectés par la dissymétrie. L'intérêt théorique évident d'une telle démarche est de déceler dans cette complexité des mécanismes physiques qui sont à l'origine des tensions différentielles, les paramètres essentiels sur lesquels le concepteur aussi bien que l'utilisateur d'un câble multifilaire blindé, peuvent agir pour assurer une meilleure immunité aux perturbations E.M. d'une liaison câblée.

Dans la pratique, l'effet des dissymétries de conducteurs et d'impédances viendra se superposer à celui de l'action directe du couplage de la perturbation à travers l'impédance de transfert différentielle. Il devient alors incertain de prédire la loi d'évolution des tensions différentielles en fonction de la fréquence du courant perturbateur. Il s'agira par conséquent de rechercher la dissymétrie qui présentera un majorant des tensions induites.

L'étude proposée dans le premier chapitre et l'expérimentation sur les câbles bifilaires permettent d'affirmer que la dissymétrie de blindage est naturellement toujours présente sur la plupart des câbles usuels. Quant à dire que cette dissymétrie aura l'effet le plus important sur l'amplitude des tensions différentielles, ces propos doivent être nuancés.

Si nous sommes en présence de réseaux d'impédances de mode commun parfaitement équilibrés et si le bifilaire est parfaitement symétrique, les tensions différentielles n'ont pour seule origine que l'action d'une dissymétrie de blindage. On peut, dans ce cas évaluer leur amplitude par la connaissance de l'impédance de transfert différentielle. Les expressions analytiques proposées montrent que cette dissymétrie reste

encore prépondérante lorsque le bifilaire est utilisé en masse flottante ($Y_{Ci} \rightarrow 0$) et ce quelque soient le degré de dissymétrie du bifilaire et la longueur L du câble.

Si par contre les réseaux d'impédances ne sont plus équilibrés, il y a transfert du mode commun vers le mode différentiel. L'importance relative de cette conversion par rapport à l'action du couplage direct sera liée à un facteur k que nous définissons par :

$$K = \frac{Z_{tc} T}{Z_{td}}$$

T est le coefficient de transfert associé à la dissymétrie et Z_{tc} l'impédance de transfert de mode commun.

Lorsque $K \ll 1$, les mécanismes de transfert auront un effet négligeable par rapport à celui de la dissymétrie de blindage. Cette condition est le plus souvent satisfaite pour des fréquences inférieures à la première fréquence de résonance des tensions de mode commun soit $f < \frac{c}{2L\sqrt{\epsilon_r \epsilon_0}}$ et notamment sur les câbles courts ($L \ll 5$ m).

Par contre lorsque $K \gg 1$, les tensions différentielles seront tout simplement une fraction des tensions de mode commun.

Il nous faut maintenant confronter ces résultats à ceux de l'expérimentation que nous présentons dans le paragraphe suivant.

VI - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous présentons dans ce paragraphe les principaux résultats expérimentaux obtenus en laboratoire sur des échantillons de câbles bifilaires blindés. Il s'agissait pour nous de vérifier expérimentalement les lois d'évolution des tensions parasites induites aux extrémités de câbles de grandes dimensions longitudinales prévues par la théorie, et d'apprécier par la même occasion l'impact des diverses dissymétries évoquées dans l'exposé théorique.

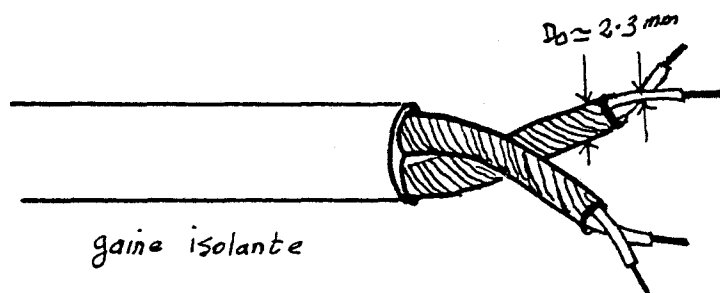
Comme nous l'avons précédemment souligné, les différentes dissymétries vont se manifester simultanément dans la pratique. Le champ d'intervention de l'expérimentateur sur ces dissymétries se trouve limité à la seule dissymétrie d'impédance de charge de mode commun, puisque les autres dissymétries sont naturellement propres à la conception même du câble. C'est pour ces raisons que le mécanisme de conversion modale sera mis en évidence expérimentalement dans le cas d'une dissymétrie d'impédance.

Deux échantillons de câble ont été testés, nous en apportons une présentation sommaire.

Echantillon E₁

Cet échantillon comporte deux paires blindées individuellement. Un fuseau de fils fins en cuivre étamé et enroulé en hélice autour des paires sert de blindage.

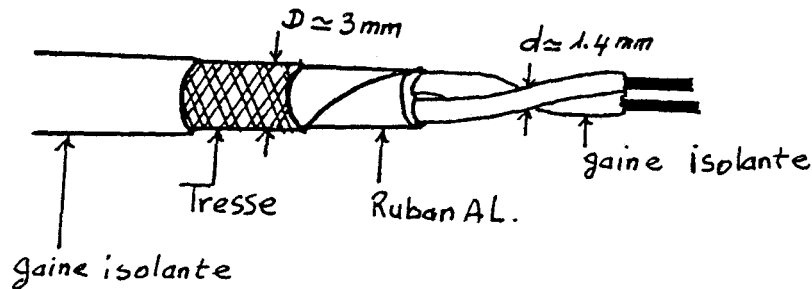
Les conducteurs sont parallèles à l'intérieur du blindage.



Nous avons utilisé une seule paire.

Echantillon E₂

Il s'agit d'un bifilaire à double blindage : une tresse en cuivre étamé posée sur ce ruban en aluminium. Les deux blindages sont en contact électrique. Les conducteurs constituant le bifilaire sont torsadés.



1) Mesure des paramètres de transfert des blindages

Les caractéristiques d'impédances de transfert de mode commun et de mode différentiel sont déterminées expérimentalement selon les protocoles de mesures exposés dans le premier chapitre et sur des longueurs de 1 m.

Les résultats sont portés sur les planches (PL(Z₁)) pour l'échantillon E₁ et (PL(Z₂)) pour l'échantillon E₂.

La caractéristique de l'impédance de transfert de mode commun de l'échantillon E₁ montre deux zones de fréquences bien distinctes. Aux basses fréquences ($f < 1 \text{ MHz}$) l'impédance de transfert Z_{tc} est constante et traduit physiquement un couplage de nature résistive entre le blindage et chaque conducteur intérieur. Pour des fréquences supérieures à 1 MHz l'impédance de transfert accuse une remontée dont l'origine peut être attribuée à la pénétration du champ magnétique.

L'évolution de l'impédance de transfert différentielle Z_{td} révèle le caractère purement inductif du couplage E.M. exercé sur le mode différentiel.

On peut modéliser les propriétés électromagnétiques du blindage de l'échantillon E₁ par les paramètres Z_{tc} et Z_{td} au moyen des relations :

$$Z_{tc} = R_0 + jL_{tc} \omega$$

$$Z_{td} \approx jL_{td} \omega$$

où on a :

R₀ : résistance linéique basse fréquence du blindage

L_{tc}, L_{td} : inductances de transfert de mode commun et de mode différentiel

$\omega = 2\pi f$ où f est la fréquence de l'onde perturbatrice.

A partir des courbes on obtient :

$$R_0 \approx 2.8 \cdot 10^{-2} \Omega/m$$

$$L_{tc} \approx 8 \text{ nH/m}$$

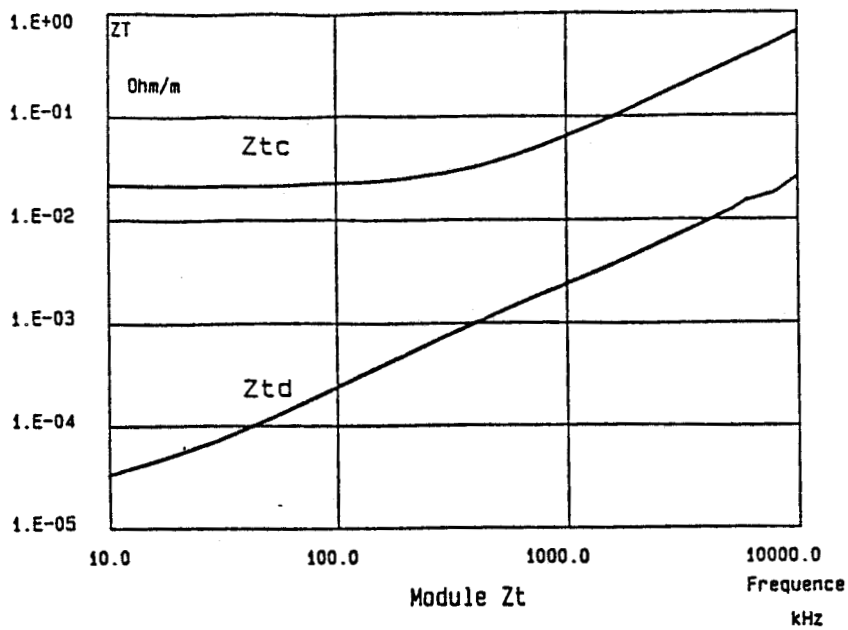
$$L_{td} \approx 0,48 \text{ nH/m}$$

Intéressons nous maintenant à l'échantillon E₂.

L'évolution de son impédance de transfert de mode commun Z_{tc} montre que ce paramètre est pratiquement résistif sur toute la bande de fréquence explorée (10 kHz - 10 MHz). Ce comportement est le même observé sur des structure coaxiales à deux blindages en contact électrique [16]. On peut l'interpréter en considérant que la composante magnétique qui serait produite à l'intérieur du blindage par la diffraction du champ perturbateur par les ouvertures de la tresse extérieure si celle-ci était seule, se trouve fortement atténuée par la présence même du ruban aluminium. Celui-ci modifie en effet les conditions aux limites sur la composante magnétique. Il en résulte un couplage lié essentiellement à la composante longitudinale du champ électrique, dans la gamme de fréquence considérée. Au-dessus de 10 MHz il y a peut être couplage magnétique.

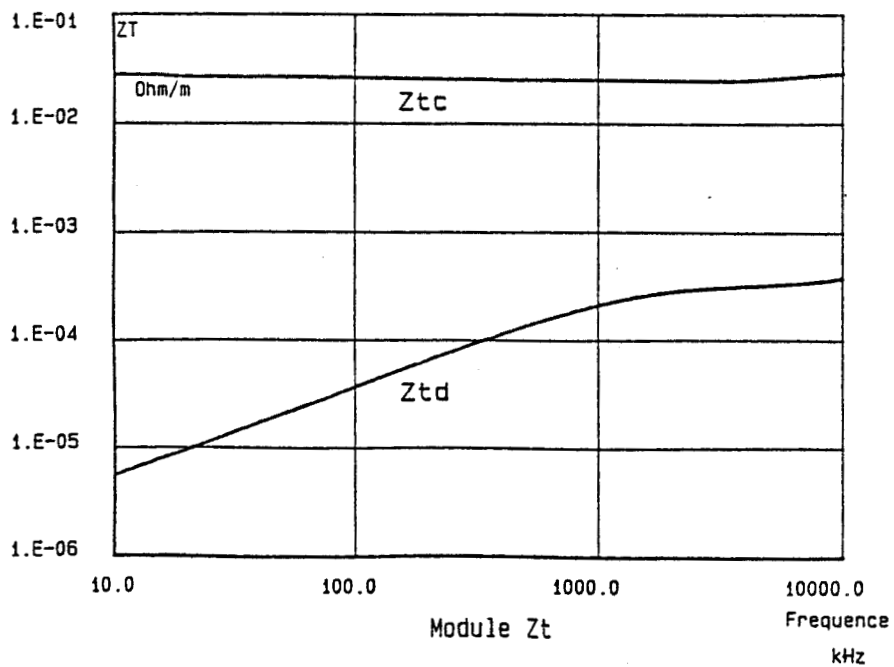
Toutefois, l'étanchéité du blindage rubané n'est pas parfaite et un champ magnétique résiduel peut prendre naissance à l'intérieur du blindage et produire des tensions parasites sur le bifilaire. Ce couplage est traduit par l'impédance de transfert différentielle qu'on trouve croissante avec la fréquence. Z_{td} est réduite dans un rapport

MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT
Methode harmonique



PL (Z1): Impédances de Transfert : Echantillon E1

MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT
Methode harmonique



PL (Z2): Impedances de Transfert Echantillon E2

d'environ 20 dB par rapport à l'impédance de transfert différentielle de l'échantillon E_1 . La structure torsadée du bifilaire peut être aussi à l'origine de cette faible valeur de Z_{td} .

On écrira pour cet échantillon :

$$Z_{tc} \equiv R_0$$

$$Z_{td} \equiv jL_{td} \omega$$

R_0 et L_{td} ayant les valeurs suivantes :

$$R_0 \equiv 2.5 \cdot 10^{-2} \Omega/m$$

$$L_{td} \equiv 8 \cdot 10^{-2} \text{ nH/m}$$

Les blindages étant caractérisés, nous procédons à la mesure des tensions parasites induites aux extrémités d'échantillons de grande longueur.

2) Mesure des tensions $V_c(o)$ et $V_d(o)$ sur des câbles de grande longueur

L'échantillon testé est posé dans une tresse extérieure qui constituera avec le blindage du câble la ligne perturbatrice. Celle-ci est dûment fermée sur sa propre impédance caractéristique Z_{cp} afin que le courant perturbateur $I_p(o)$ injecté dans le blindage soit lié à une onde progressive.

Le montage de l'ensemble est indiqué sur la Figure II-6

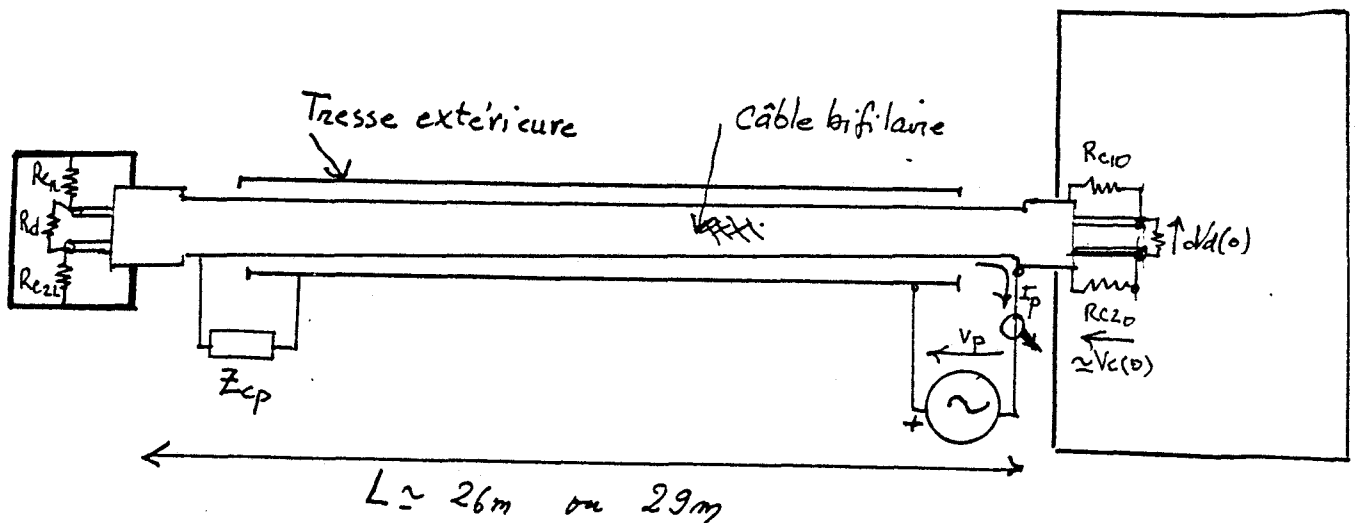


Figure II-6

La tension de mode différentiel est mesurée au moyen d'une chaîne opto-électronique à entrée différentielle et dont les impédances d'entrée sont bien supérieures aux résistances R_{c10} , R_{c20} , R_{c1L} et R_{c2L} que nous avons d'abord prises égales à $12 \text{ k}\Omega$.

La résistance R_d connectée entre les deux conducteurs à l'extrémité $z=L$ correspond à celle qui adapte le mode différentiel

$$R_d \approx 100 \Omega$$

La tension de mode commun $V_c(o)$ est mesurée à l'entrée de la chaîne optique entre un conducteur et le blindage.

Tous les résultats présentés se rapportent à un courant perturbateur d'amplitude $I_p = 1 \text{ A}$.

La bande de fréquence explorée va de 10 kHz à 10 MHz .

Les résultats portés sur la Planche $(PL(V_1))$ sont relatifs à l'échantillon E_1 pour des longueurs $L = 29 \text{ m}$ et $L = 1 \text{ m}$.

Pour des longueurs $L = 1 \text{ m}$, la condition $L \ll \lambda$ est bien satisfaite sur toute la gamme de fréquence et nous trouvons que l'amplitude de $V_d(o)$ et de $V_c(o)$ a la même loi de variation que les impédances Z_{td} et Z_{tc} .

Lorsque la longueur devient importante, on distingue nettement deux zones de fréquence. Dans le domaine des basses fréquences ($f < 1 \text{ MHz}$) où $L \ll \lambda$, l'amplitude de la tension différentielle $V_d(o)$ est proportionnelle à la fréquence et à la longueur du câble. Dans le domaine des hautes fréquences l'amplitude de $V_d(o)$ présente des fluctuations liées aux phénomènes de propagation.

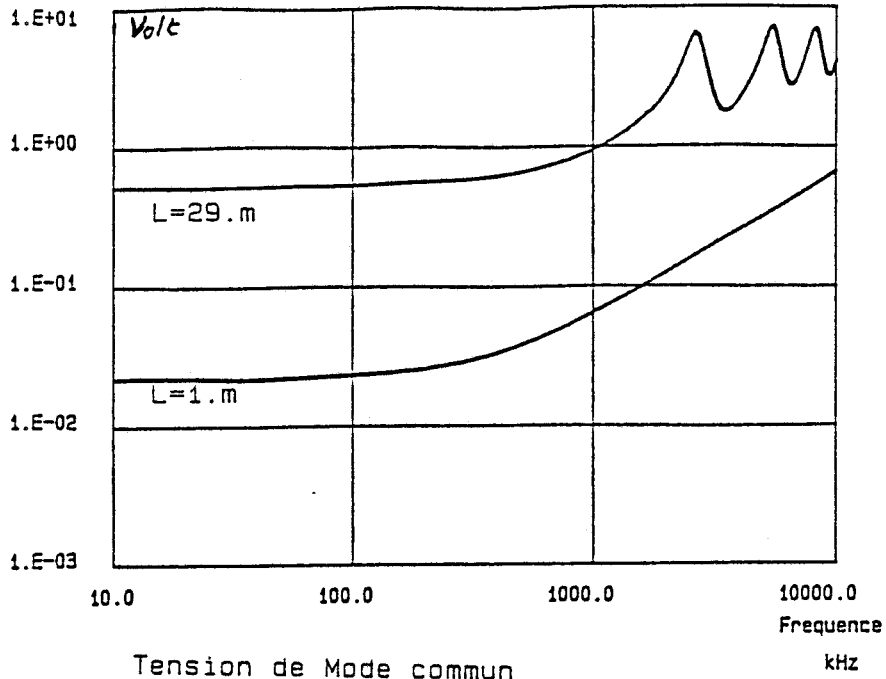
Les vitesses de propagation v_c et v_p mesurées par réflectométrie respectivement sur le câble et la ligne perturbatrice ont pour valeur :

$$v_c \approx 1.610^8 \text{ m/s}$$

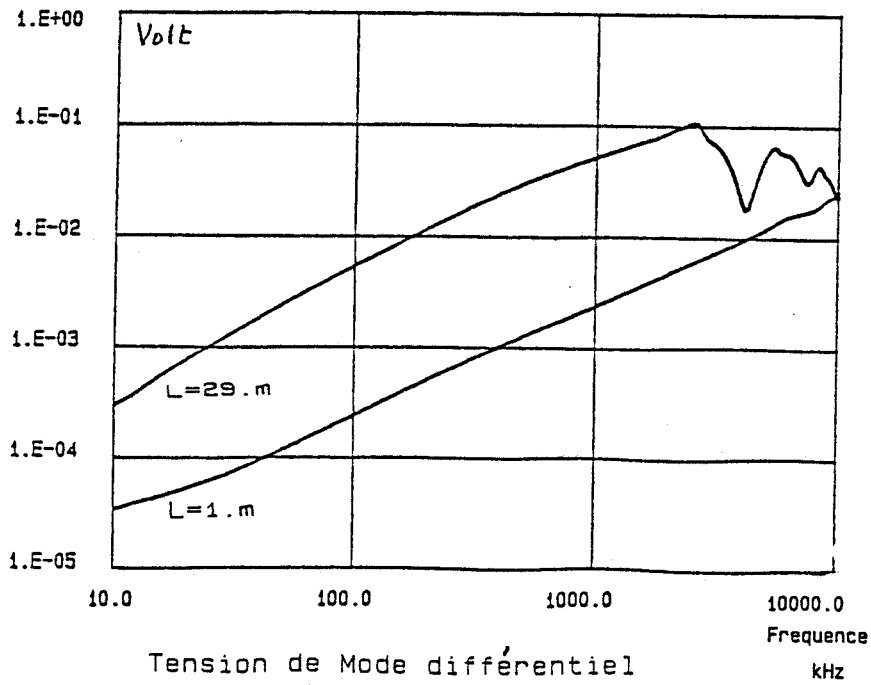
$$v_p \approx 1.8 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

La première fréquence de résonance de la tension de mode commun, évaluée au moyen de la relation :

Vc (o)



Vd (O)



PL (V₁)

$$f = \frac{v_C}{2L}$$

prend pour valeur : $f \approx 2.7$ MHz. Alors que la première fréquence singulière de la tension de paradiaphonie correspond à 3 MHz.

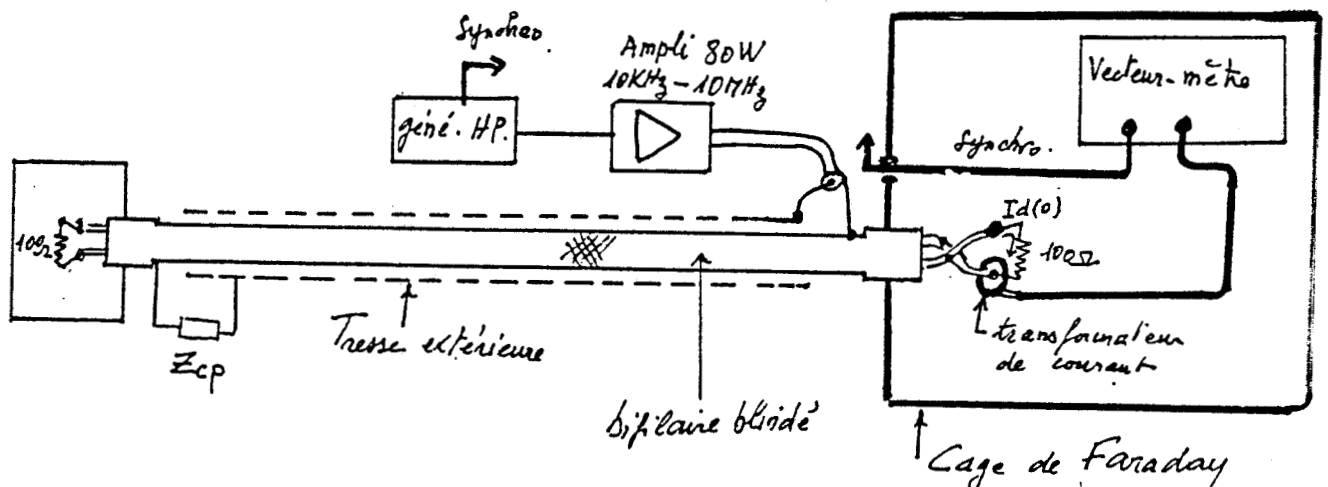
Ces valeurs sont respectées sur les courbes expérimentales. On note toutefois pour le mode différentiel que la fréquence obtenue expérimentalement est légèrement supérieure à la valeur théorique. On peut attribuer cet écart à l'approximation qui consiste à confondre les vitesses de propagation de mode commun et de mode différentiel, mais aussi à la précision de mesure des vitesses de propagation.

Si on s'intéresse maintenant au comportement de l'amplitude des tensions différentielles, les résultats montrent que celles-ci sont proportionnelles à la longueur du câble et à la fréquence tant que $\lambda \gg L$. On peut leur attribuer pour origine la dissymétrie du blindage. Il apparaît toutefois quelques pics sur les caractéristiques des tensions différentielles. Ce phénomène est plus perceptible sur les résultats relatifs à l'échantillon E₂ (PL V-3).

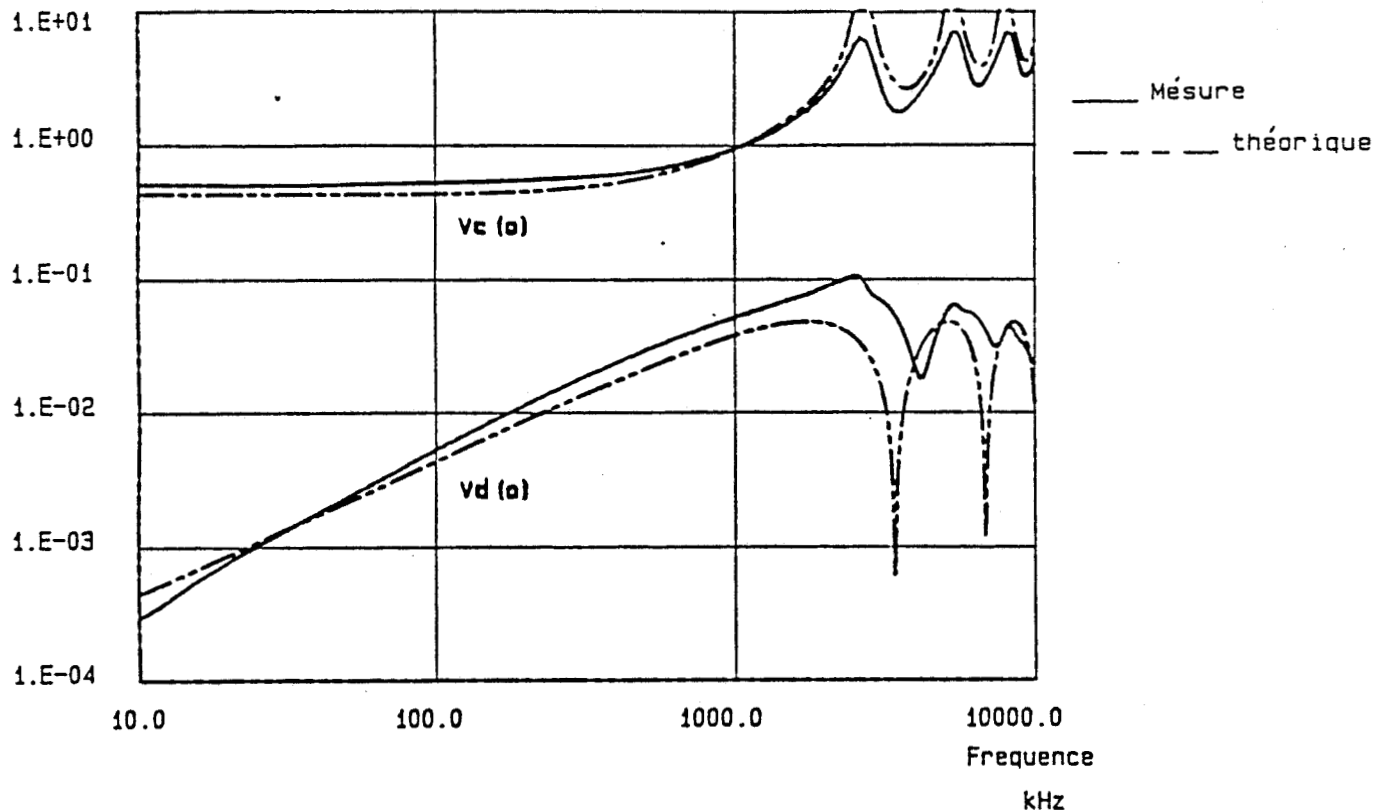
Nous avons recherché l'origine de cette résonance, puisqu'elle semble provenir d'un transfert de mode commun vers le mode différentiel.

Les éléments externes susceptibles de provoquer cette conversion modale sont naturellement l'étage d'entrée du récepteur et les résistances connectées entre les conducteurs et le blindage.

Afin de vérifier ces hypothèses nous effectuons une mesure du courant différentiel I_d conformément au montage ci-dessous.



[Volts]



Echantillon E1 ; L=29.m

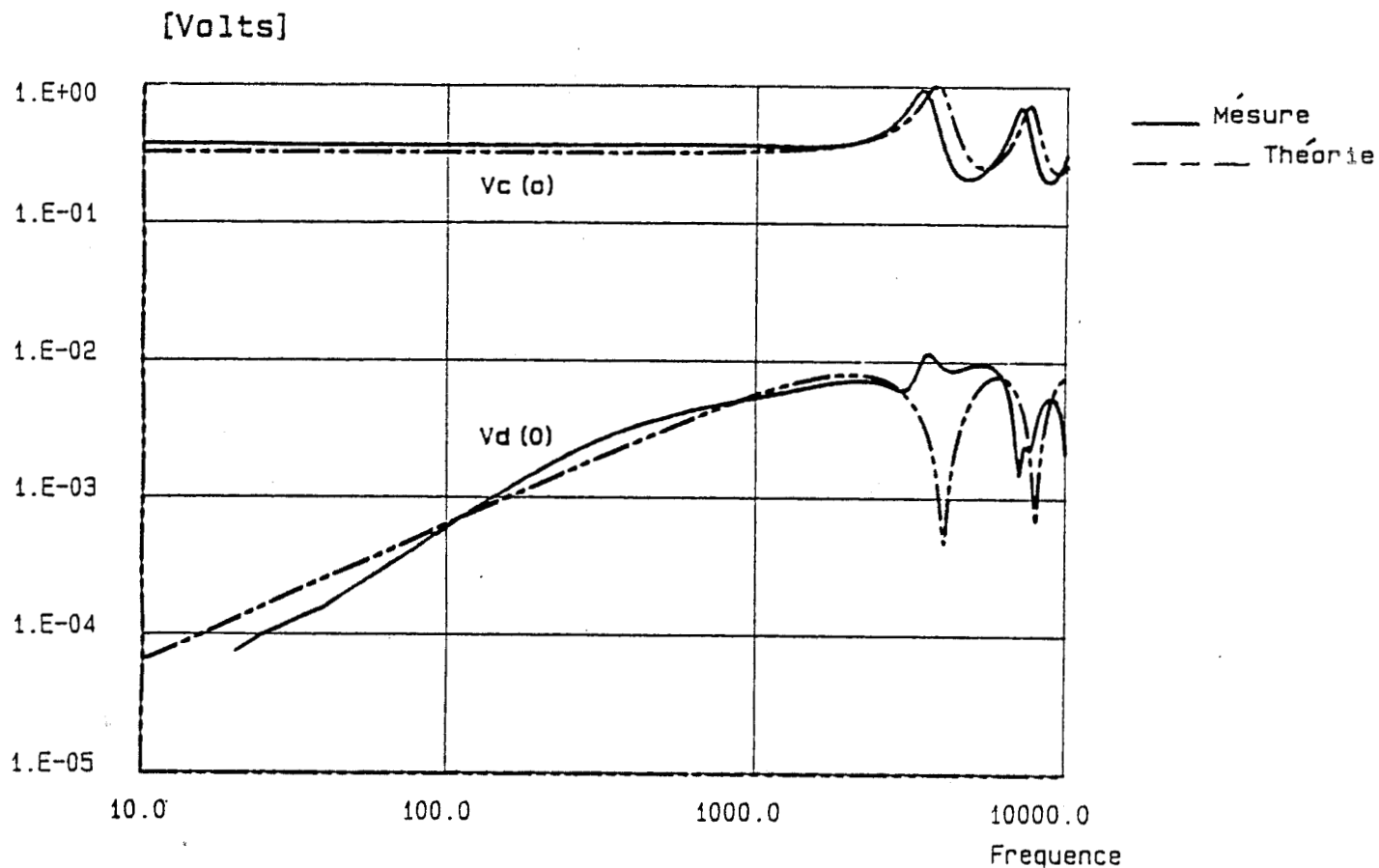
$R_0=30.m\Omega/m$

$L_{tc}=8.nH/m$

$L_{td}=0.48nH/m$

$I_{p0}=1.A.$

PL(V2). Comparaison Theorie - Experience



Echantillon E2 : L=26.m

kHz

$R_0 = 2.5 \text{ m}\Omega/\text{m}$

$L_{tc} = 0.$

$L_{td} = 8.e-2 \text{ nH}/\text{m}$

$I_{po} = 1.A.$

Comparaison Théorie - Expérience

PL(V3)

Le bifilaire est utilisé en masse flottante et le courant est mesuré au moyen d'un transformateur de courant. Ces conditions de mesure minimisent en effet tout risque de transfert de mode commun lié aux impédances de mode commun.

La tension différentielle déduite par la relation $V_d(o) = R_d \cdot I_d$ présente les mêmes caractéristiques que précédemment. Il faut donc lier la conversion modale observée à d'autres facteurs certainement propres à la structure du câble.

On peut mettre en cause la symétrie des paramètres du bifilaire dont une mesure sur un échantillon de 1 m a effectivement décelé une légère dissymétrie. Il faut aussi faire remarquer que les dimensions transversales des échantillons sont telles que les conducteurs ne sont séparés du blindage que de l'épaisseur de la gaine isolante. Cette proximité peut avoir des conséquences sur les constantes de propagation qui peuvent être différentes pour le mode commun et le mode différentiel.

Nous avons porté sur les planches PL(V-2) et PL(V-3) les résultats expérimentaux et ceux prévus par la théorie. Ces derniers sont obtenus en mesurant les paramètres primaires des bifilaires ainsi que les paramètres de transfert des blindages et en introduisant ensuite ces valeurs dans le code de calcul.

On observe une bonne concordance entre la théorie et l'expérience. On remarque toutefois une surestimation des amplitudes des tensions de mode commun, notamment en haute fréquence. Cet écart peut être attribué à une sous estimation des pertes en lignes dans l'exécution de la simulation.

3) Mise en évidence d'une conversion modale liée à une dissymétrie d'impédance

Nous cherchons à observer l'effet d'une dissymétrie d'impédances de charge sur l'amplitude des tensions différentielles. Nous considérons à cet effet une dissymétrie de résistance et une dissymétrie de capacités parallèles sur les résistances de mode commun.

- Dissymétrie de résistance

Si nous gardons la résistance de 12 k Ω en nous limitant à une variation de 10 % sur la valeur d'une des résistances, on n'enregistre aucun changement notable sur le niveau de la tension induite. Le facteur de transfert estimé à l'aide de la relation II-.. prend une valeur de l'ordre de 10^{-4} et une dissymétrie de 10 % apporte 47 μ V, valeur bien plus faible que les 500 μ V engendrés à 10 kHz par le couplage direct.

Pour observer l'effet d'une dissymétrie de résistance il faut que la condition $T_i \cdot Z_{tC} \geq Z_{tD}$ soit satisfaite (T_i est le facteur de transfert). Nous pouvons alors augmenter T_i en diminuant la valeur des résistances et en exagérant le rapport de dissymétrie. Nous avons ramené les résistances à 6.8 k Ω . Les courbes de la Planche (PL(V₄)) se rapportent aux valeurs suivantes :

$$R_{C10} = R_{C20} = R_{CL2} = 6,8 \text{ k}\Omega$$

$$R_{C1L} = 2 \text{ k}\Omega$$

On observe une augmentation notable du niveau de la tension différentielle dans la zone de fréquence 10 kHz - 20 kHz, augmentation liée bien entendu à cette forte dissymétrie de résistance. Au-delà de ces fréquences, c'est encore la dissymétrie de blindage qui détermine la loi d'évolution de $V_d(o)$.

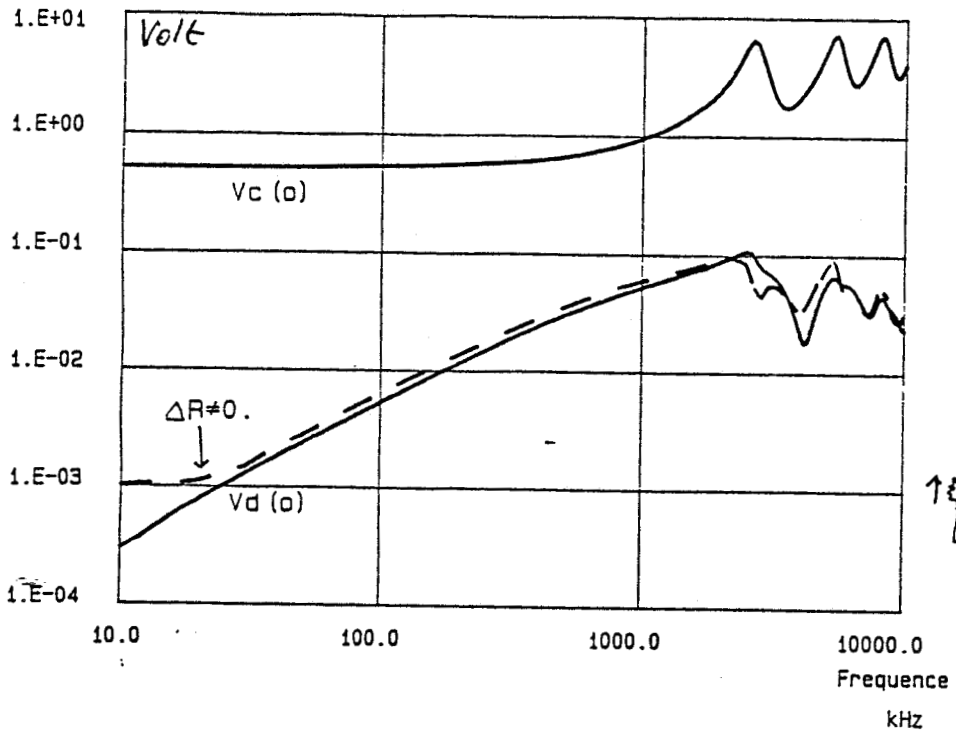
Nous avons pratiqué la même expérience sur l'échantillon E₂ qui offre un rapport Z_{tC}/Z_{tD} bien plus important aux basses fréquences. Les courbes de la Planche (PL(V₅)) montrent bien l'action de la dissymétrie de résistance.

- Dissymétrie de capacité

Les quatre résistances étant égales, nous connectons une capacité de 100 pF en parallèle sur une des résistances.

Les évolutions de la tension différentielle enregistrées sur les deux échantillons sont représentées sur la Planche (PL(V₆)). Il apparaît clairement une amplification du mécanisme de la conversion modale, notamment aux fréquences élevées.

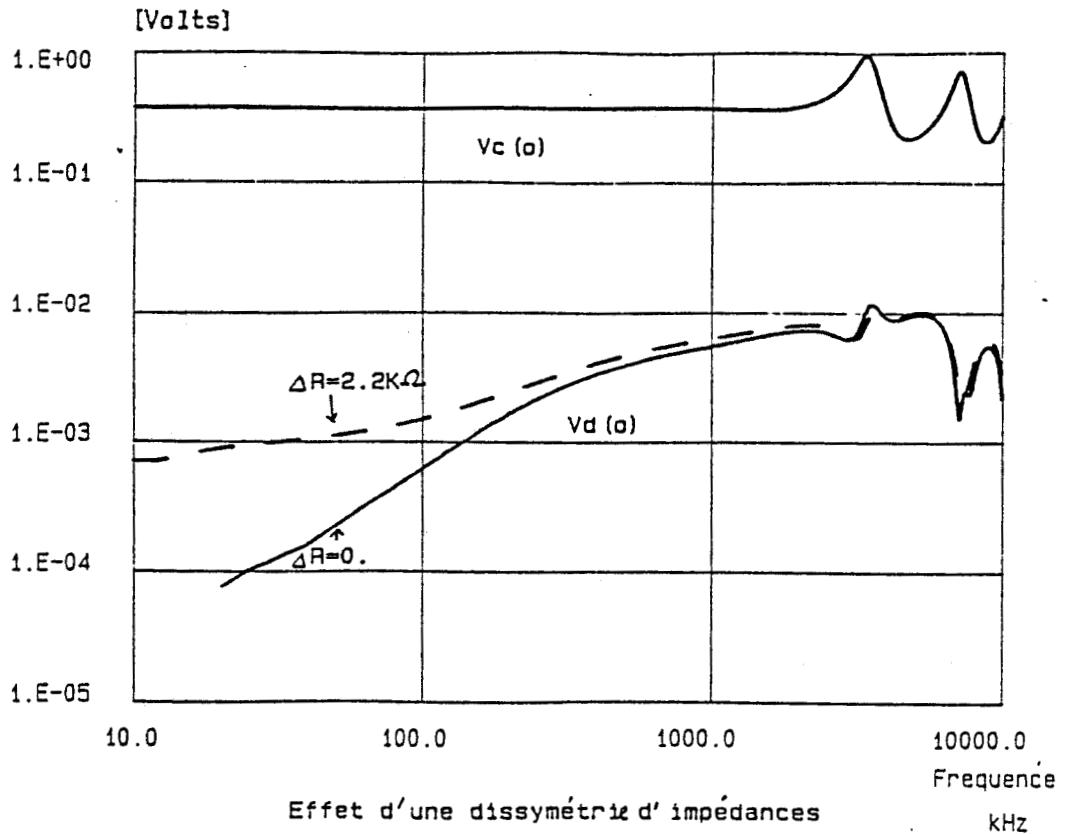
Echantillon E1: l=29.m



Effet d'une dissymétrie d'impédances

PL(V-5)

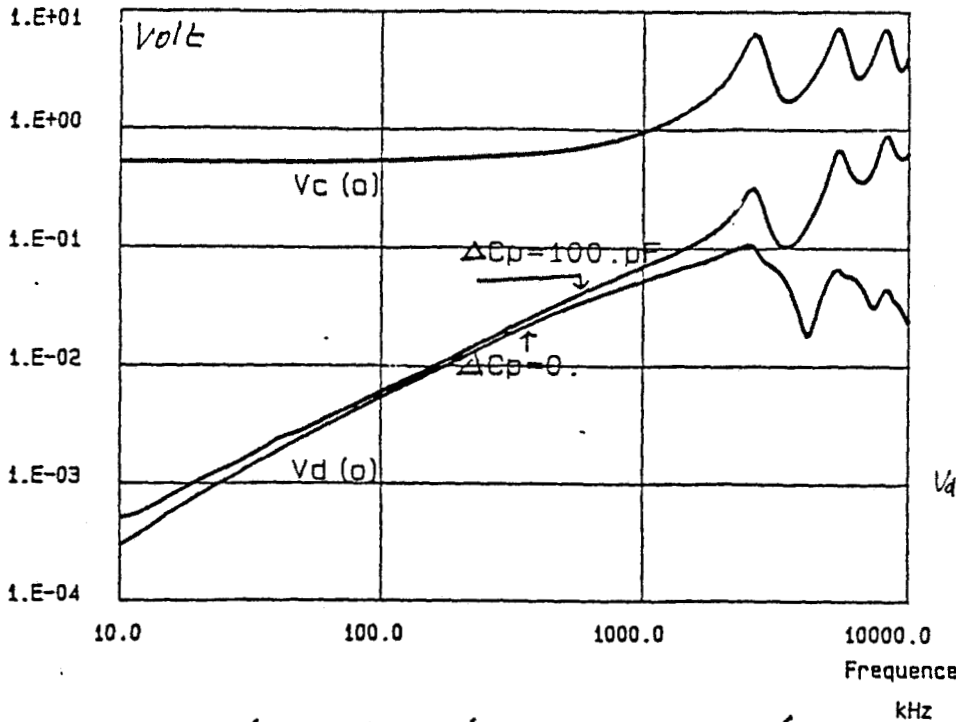
Echantillon E2 : L=26.m



Effet d'une dissymétrie d'impédances

kHz

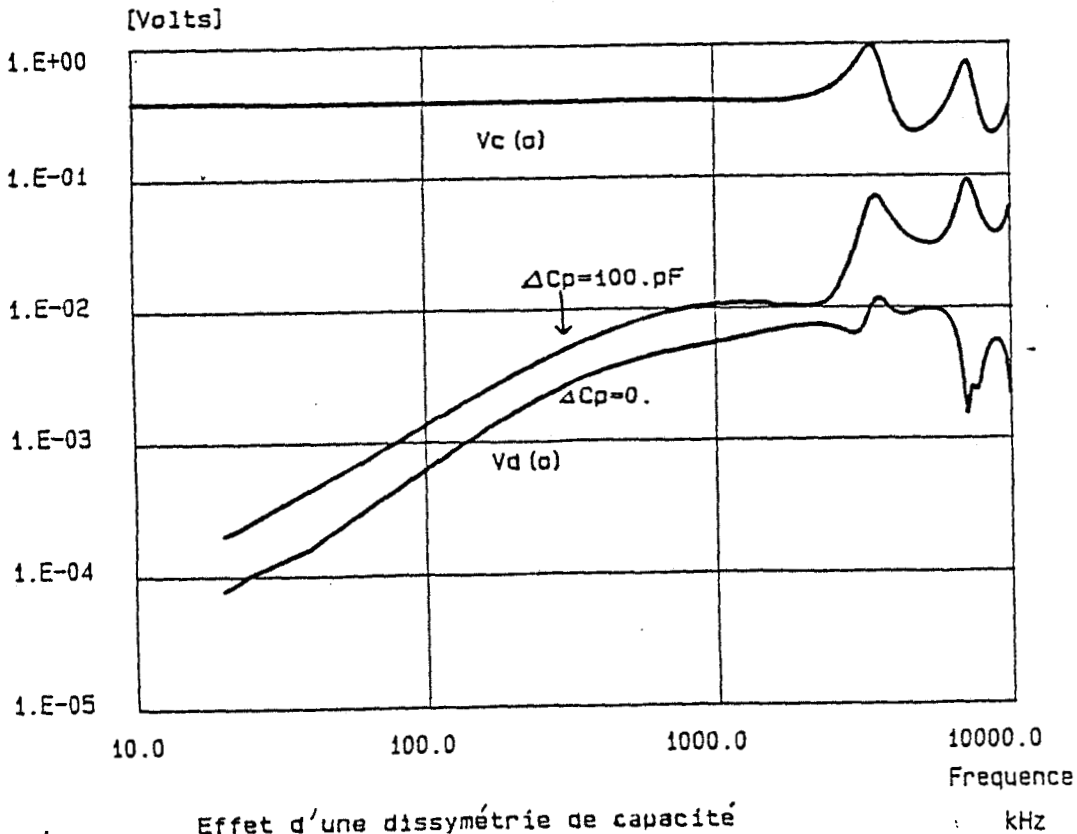
Echantillon E1: L=29.m



Effet d'une dissymétrie de capacité

PL(V6)

Echantillon E2 : L=26.m



Effet d'une dissymétrie de capacité

4) Conclusion

Les résultats expérimentaux obtenus sur ces deux échantillons ont montré que le modèle théorique du bifilaire proposé permet une description satisfaisante des mécanismes physiques qui sont à l'origine des tensions parasites induites aux extrémités d'un câble bifilaire blindé dont le blindage est parcouru par un courant. Nous avons pu montrer que les impédances connectées entre les conducteurs et le blindage ainsi que les paramètres linéiques du bifilaire peuvent être des facteurs marquants susceptibles d'augmenter le niveau des tensions parasites de mode différentiel.

L'effet de la dissymétrie de capacité a bien illustré ce mécanisme.

Sur les échantillons utilisés, il est apparu que la dissymétrie du blindage reste la principale cause du couplage E.M. exercé sur le mode différentiel.

On peut ainsi faire une bonne estimation des niveaux des tensions différentielles parasites véhiculées vers les entrées des équipements connectés au câble par la connaissance de l'impédance de transfert différentielle du blindage.

Dans ce chapitre, nous avons adopté un mode de perturbation du câble par injection. Il est clair que ce cas n'est pas représentatif de l'ensemble des agressions E.M. auxquelles les installations câblées sont soumises. L'intérêt de ce modèle est qu'il peut être facilement confronté à une vérification expérimentale en vue de sa validation.

Nous allons entreprendre justement dans le chapitre suivant une généralisation de ce modèle à des distributions de courant tout à fait quelconques. Il s'agira de modéliser la réponse d'un câble bifilaire blindé aérien et illuminé par une onde E.M. plane.

C H A P I T R E I I I

CAS D'UNE DISTRIBUTION QUELCONQUE DU COURANT PERTURBATEUR :

APPLICATION AU CALCUL DE LA REPOSE D'UN CABLE BIFILAIRE BLINDE
PLACE AU-DESSUS D'UN PLAN CONDUCTEUR ET
ILLUMINE PAR UNE ONDE ELECTROMAGNETIQUE PLANE

INTRODUCTION

Les câbles de télécommunication sont des capteurs potentiels de perturbations Electromagnétiques émanant de sources diverses comme les émetteurs de radio-diffusion, les lignes d'énergie, les parasites industriels, la foudre, etc... Le courant induit dans les blindages des câbles soumis à ces interférences donne naissance à des tensions résiduelles parasites entre les conducteurs intérieurs et le blindage, tensions qui vont naturellement se superposer aux informations transmises par les câbles. Il peut ainsi en résulter un disfonctionnement de l'électronique des équipements connectés aux extrémités du câble et dans certains cas (impulsion de foudre par exemple) la destruction de certains composants électroniques.

La simulation théorique de ces agressions E.M. et leurs conséquences entreprise dans ce chapitre visent à montrer les principaux paramètres (angle d'incidence, mode de mise du blindage à la masse, etc...) susceptibles d'influencer le niveau des parasites induits tant sur le mode différentiel que sur le mode commun.

Comme nous l'avons déjà dit, toute tentative de prévision de l'amplitude des tensions induites aux extrémités d'un câble blindé passe nécessairement par la détermination de la distribution du courant dans le blindage.

C'est ainsi, en appliquant le formalisme des lignes de transmission, que nous évaluons tout d'abord le couplage de l'onde incidente avec le blindage du câble, celui-ci s'apparentant à un fil conducteur parallèle à la surface du sol.

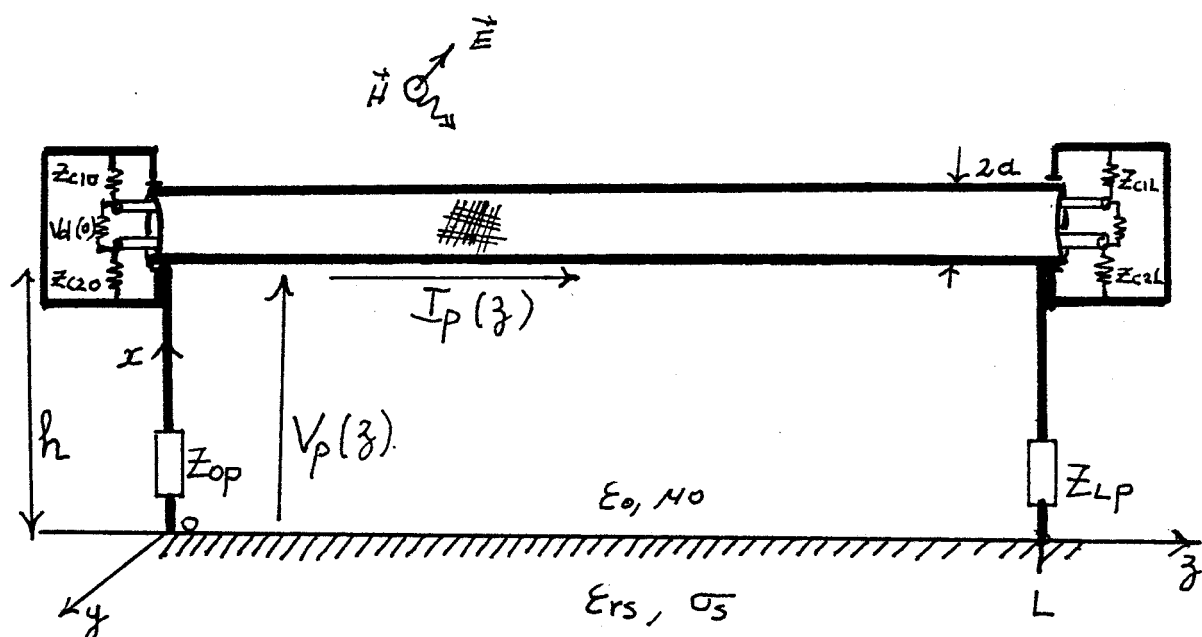
La simulation de différents types de couplages (couplages magnétique, électrique et hybride) montre l'influence de l'angle d'incidence de l'onde perturbatrice sur le courant induit dans le blindage.

Nous abordons ensuite la détermination de l'amplitude des tensions différentielles et des tensions de mode commun générées aux extrémités de la paire par l'action du courant induit dans le blindage. Deux méthodes de calcul sont exposées. Nous nous attachons en particulier à montrer l'influence du mode de connexion du blindage au plan de référence sur l'amplitude des tensions parasites.

Enfin, nous montrons l'influence de certains paramètres tels que la conductivité du sol, la hauteur et la longueur du câble sur le niveau des tensions induites.

I - POSITION DU PROBLEME

Nous considérons la structure représentée à la Figure III-1. Il s'agit d'un câble bifilaire blindé de longueur L disposé parallèlement à la surface du sol et à une hauteur h . Les impédances terminales Z_{Op} et Z_{Lp} simulent les impédances à travers lesquelles le blindage du câble est relié au plan de masse.



Cette ligne est excitée par une onde E.M. plane de fréquence f et dont la dépendance avec le temps est de la forme en $e^{j\omega t}$, avec $\omega = 2\pi f$.

L'action de cette onde va se traduire par l'induction d'un courant $I_p(z)$ dans le blindage, courant qui à son tour va donner naissance à des tensions parasites entre les conducteurs intérieurs et le blindage.

Nous cherchons ici à évaluer l'amplitude de ces tensions résiduelles, notamment celles qui prennent naissance entre les deux conducteurs intérieurs au blindage.

Nous devons, pour ce faire, déterminer tout d'abord la répartition du courant $I_p(z)$ qui circule dans le blindage.

Une solution consiste à assimiler le câble à un fil cylindrique conducteur de rayon a formant avec le sol une ligne aérienne, et de traiter le problème externe comme celui du couplage d'une onde E.M. plane avec un fil au-dessus d'un plan conducteur.

II - DETERMINATION DE LA DISTRIBUTION DU COURANT $I_p(z)$ DANS LE BLINDAGE DU CABLE

II.1 Etablissement de l'équation de propagation du courant $I_p(z)$

La détermination de la distribution du courant produit dans un fil conducteur au-dessus d'un plan conducteur par une onde E.M. plane a fait l'objet de nombreuses études.

On peut calculer cette distribution du courant soit d'une façon rigoureuse par la théorie des antennes, soit d'une façon approchée, mais généralement suffisante [17], au moyen de la théorie des lignes de transmission.

La première approche basée sur l'utilisation de la méthode des moments devient rapidement lourde à mettre en oeuvre lorsqu'il s'agit de traiter le cas de lignes de dimensions longitudinales importantes, comme ce sera le cas qui nous intéresse. Nous adopterons par conséquent le formalisme des lignes de transmission pour modéliser la loi de répartition du courant perturbateur $I_p(z)$, sans pour autant oublier les limites intrinsèques de cette théorie que nous rappelons dans la suite.

D'une façon générale, le sol est caractérisé par sa conductivité σ_s et sa permittivité relative ϵ_{rs} . Nous admettons que ces paramètres électriques sont indépendants de la fréquence.

La théorie des lignes de transmission utilise les notions de courant et de différence de potentiel qui existent en tout point de la ligne formée par le blindage du câble et le plan du sol. Le champ total (\vec{E}^T, \vec{B}^T) en tout point de l'espace est la somme du champ incident (\vec{E}_i, \vec{B}_i) et d'un

champ diffracté (\vec{E}^d, \vec{B}^d) produit par le courant $I_p(z)$. On associe au champ électrique diffracté le potentiel transverse diffracté V^d tel que

$$\vec{E}^d = - \text{grad } V^d$$

Le potentiel V^d est défini de façon unique lorsque l'onde couplée avec la ligne est quasi-T.E.M., condition satisfaite lorsque les dimensions transversales du blindage et de la ligne sont bien plus petites que la longueur d'onde λ de l'onde perturbatrice []. Nous traduisons ces conditions ^{quasi}T.E.M. par les relations :

$$\begin{aligned} 2a &\ll h \\ 2h &\ll \lambda \end{aligned} \quad (\text{III-1})$$

h : hauteur du câble
 a : rayon du blindage.

Dans ces conditions le courant $I_p(z)$ est uniquement axial et peut être relié simplement à la tension $V^d(z)$ par un système d'équations différentielles qui font intervenir les paramètres impédance Z_p et admittance Y_p qui s'identifient aux paramètres linéiques primaires de la ligne de transmission.

L'établissement de ces équations qui repose sur l'utilisation des équations de Maxwell est rappelé dans l'annexe (AIII-1).

Si le potentiel $V(z)$ est défini à partir du champ diffracté, on obtient

$$\frac{dV^d(z)}{dz} + Z_p I_p(z) = E_{az}(z) \quad (\text{III-2})$$

$$\frac{d I_p(z)}{dz} + Y_p V^d(z) = 0$$

où $E_{az}(z) = E_{\frac{1}{2}}^i(o) - E_{\frac{1}{2}}^i(h)$.

Le terme source $E_{az}(z)$ est le champ électrique qui existerait à la hauteur h du sol si le câble n'y était pas.

En considérant maintenant le potentiel total $V^T(z)$ tel que $\vec{E}^T = -\text{grad}V^T$ on obtient un nouveau système qui fait intervenir la composante électrique E_x et la composante magnétique B_y .

$$\frac{d V^T(z)}{dz} + Z_p I_p(z) = j\omega \int_0^h B_y^i(x,z) dx \quad (\text{III-3})$$

$$\frac{d I_p(z)}{dz} + Y_p V^T(z) = -Y_p \int_0^h E_x^i(x,z) dx$$

Le repère cartésien utilisé pour l'établissement de ces équations est celui représenté à la figure (III-1).

On déduit facilement de l'un de ces systèmes l'équation de propagation du courant qu'on écrit :

$$\frac{d^2 I_p(z)}{dz^2} - \gamma_p^2 I_p(z) = -Y_p E_{az}(z) \quad (\text{III-4})$$

γ_p est alors la constante de propagation attachée au mode T.E.M. qui se propage sur la ligne.

$$\gamma_p^2 = Z_p \cdot Y_p \quad (\text{III-5})$$

Dans le cadre de l'approximation quasi-T.E.M. les paramètres Z_p et Y_p peuvent être déterminés au moyen des relations données par [] :

$$Z_p = \frac{j \omega \mu_0}{2\pi} \left[\text{Log} \frac{2h}{a} + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-2h|\lambda|}}{u_{1a} + |\lambda|} d\lambda \right]$$

(III-6)

$$Y_p = \frac{j 2\pi \omega \epsilon_0}{\left[\text{Log} \frac{2h}{a} + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-2h|\lambda|}}{u_{1a} + n^2|\lambda|} d\lambda \right]}$$

où :

$$u_{1a} = \sqrt{\lambda^2 + \gamma_S^2 - \gamma_0^2} \quad (\text{III-7})$$

$$n = \gamma_S / \gamma_0$$

γ_S et γ_0 sont les exposants de propagation de l'onde dans le sol et dans l'air.

Ces expressions sont applicables dans le cas d'un sol de conductivité finie à condition que les relations (III-1) soient vérifiées et que :

$$\sigma_S > \epsilon_S \omega.$$

En présence d'un sol supposé parfaitement conducteur, γ_p se confond avec γ_0 soit :

$$\gamma_p \approx j\omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \quad (\text{III-8})$$

L'impédance caractéristique de la ligne est dans ce cas :

$$Z_{cp} \approx \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \text{Log} \frac{2h}{a} \quad (\text{III-9})$$

II.2 - Expression du courant perturbateur $I_p(z)$

La solution générale de l'équation (III-4) est obtenue par la méthode de variation des constantes et peut s'écrire sous la forme suivante :

$$I_p(z) = [A + p(z)] e^{-\gamma_p z} + [B + Q(z)] e^{\gamma_p z} \quad (\text{III-10})$$

$$V^d(z) = -\frac{1}{Y_p} \frac{d I_p(z)}{dz} \quad (\text{III-11})$$

avec :

$$P(z) = \frac{1}{2 Z_{cp}} \int_0^z e^{\gamma_p u} E_{az}(u) du \quad (\text{III-12})$$

$$Q(z) = -\frac{1}{2 Z_{cp}} \int_L^z e^{-\gamma_p u} E_{az}(u) du \quad (\text{III-13})$$

$$Z_{cp} = \sqrt{Z_p/Y_p}$$

Les constantes A et B sont calculées lors de l'application des conditions aux limites exprimées par les relations :

$$V^d(0) = \int_0^h E_x(h,0) dx - Z_{op} I_p(0) \quad (\text{III-14})$$

$$V^d(L) = \int_0^h E_x(h,L) dx + Z_{lp} I_p(L)$$

Nous considérons dans la suite que l'onde perturbatrice est polarisée verticalement (composante magnétique parallèle à la surface du sol).

Les composantes du champ électrique appliqué à la structure vont s'écrire [3] :

$$E_{az}(h,z) = E^i(z) \left(1 - R_v e^{-2j\beta_0 h \sin\psi} \right) \sin\psi \cos\phi \quad (\text{III-15})$$

$$E_x(h,z) = E^i(z) \left(1 + R_v e^{-2j\beta_0 h \sin\psi} \right) \cos\psi$$

où :

$$E^i(z) = E_{i0} e^{-j\beta_0 z \cos\psi \cos\phi} e^{j\omega t}$$

E_{i0} : amplitude du champ électrique incident

ψ : angle d'incidence

ϕ : angle définissant l'orientation du câble par rapport à la direction de propagation de l'onde incidente

R_V : coefficient de réflexion à l'interface air-sol dans le cas de la polarisation verticale :

$$R_V = \frac{G_S \sin\psi - (G_S - \cos^2\psi)}{G_S \sin\psi + (G_S - \cos^2\psi)} \quad (\text{III-16})$$

avec :

$$G_S = \epsilon_{rs} \left(1 + \frac{\sigma_s}{j \omega \epsilon_s} \right)$$

$$\epsilon_s = \epsilon_0 \epsilon_{rs}$$

$$\beta_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} \quad (\text{III-17})$$

A partir de ces expressions et compte tenu de (III-14), le courant perturbateur $I_p(z)$ induit dans le blindage du câble peut se mettre avantageusement sous la forme :

$$I_p(z) = A_0 e^{-\gamma_0 z} + A_p e^{-\gamma_p z} + A_r e^{\gamma_p z} \quad (\text{III-18})$$

où $\gamma_0 = j \beta_0 \cos\psi \cos\phi$ (III-19)

$$A_0 = \frac{E_{z0} \gamma_p}{Z_{cp}(\gamma_p^2 - \gamma_0^2)}$$

$$A_p = \frac{I_o e^{\gamma_p L} - \rho_{op} I_L}{\Delta} - \frac{E_{zo}}{2Z_{cp}(\gamma_p - \gamma_o)} \quad (\text{III-20})$$

$$A_r = \frac{I_L - I_o \rho_{lp} e^{-\gamma_p L}}{\Delta} - \frac{E_{zo}}{2Z_{cp}(\gamma_p + \gamma_o)}$$

avec :

$$E_{zo} = [E_{az}(z)]_{z=0}$$

$$\Delta = e^{\gamma_p L} (1 - \rho_{op} \rho_{lp} e^{-2\gamma_p L}) \quad (\text{III-21})$$

$$I_o = \frac{1}{Z_{op} + Z_{cp}} \int_0^h E_x(h,0) dx - \rho_{op} Q(o) \quad (\text{III-22})$$

$$I_L = -\rho_{lp} P(L) e^{-\gamma_p L} - \frac{1}{Z_{cp} + Z_{lp}} \int_0^h E_x(h,L) dx$$

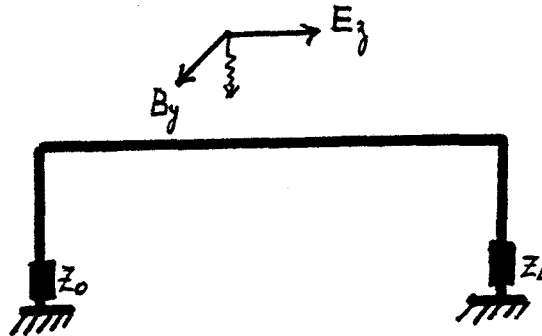
$$\rho_{*p} = \frac{Z_{*p} - Z_{cp}}{Z_{*p} + Z_{cp}} \quad (* = o, L) \quad (\text{III-23})$$

La relation (III-18) est tout à fait générale et convient parfaitement pour simuler les différents types de couplage de l'onde perturbatrice avec la ligne. En effet, suivant l'angle d'incidence et l'orientation de l'axe du câble par rapport à la direction de propagation de l'onde incidente, on parle souvent [18] de couplage électrique, magnétique ou hybride.

- Couplage magnétique ou attaque simultanée :

L'onde illumine uniformément la ligne horizontale sous une incidence normale . Le couplage s'effectue par la composante magnétique B_y .

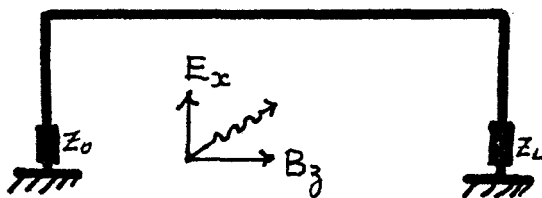
$E_x = 0$ dans ce cas. On a $\psi = 90^\circ$ et $\phi = 0^\circ$



- Couplage électrique :

L'onde perturbatrice se propage suivant oy ; ($B_y = 0$) et le couplage s'opère par la composante verticale du champ électrique E_x .

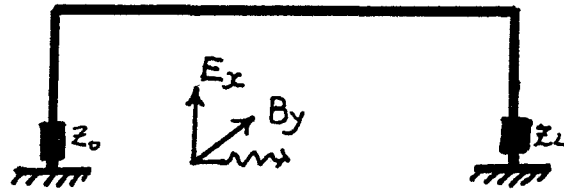
$\psi = 0$, $\phi = 90^\circ$



- Couplage hybride ou attaque progressive :

Le couplage est à la fois magnétique et électrique. L'onde se propage dans la direction de l'axe du câble ($O_z i$).

On a alors $E_z = 0$. ($\psi = 0$, $\phi = 0$)



Remarque :

Dans le cas de l'attaque simultanée ($\Psi = 90^\circ$, $\phi = 0$) on a vu que $E_x = 0$, cela revient, dans l'application des conditions aux limites telles que nous les avons écrites, à ignorer l'influence des lignes verticales (fils de descente) sur la distribution de courant $I_p(z)$. Afin d'assurer la continuité du courant entre les parties verticales et la partie horizontale, une solution [] consiste à considérer la ligne horizontale comme une ligne de transmission chargée à ses extrémités $z=0$ et $z=L$ par les impédances Z'_{Op} et Z'_{Lp} ramenées en ces points, soit :

$$Z'_{*p} = Z_{cp} \frac{Z_{*p} + Z_{cp} \operatorname{th}(\gamma_{ph})}{Z_{cp} + Z_{*p} \operatorname{th}(\gamma_{ph})} \quad (*=0,L) \quad (\text{III-24})$$

h : hauteur du câble

Z_{cp} : impédance caractéristique de la ligne horizontale.

L'introduction de ce formalisme est nécessaire surtout lorsque les impédances Z_{Op} et Z_{Lp} sont bien plus petites que l'impédance caractéristique Z_{cp} de la ligne. On obtient ainsi des résultats qui s'accordent au mieux à ceux de la théorie des antennes [].

Dans la pratique des câbles blindés, les impédances Z_{Op} et Z_{Lp} seront le plus souvent réduites à celles des fils de mise à la masse, donc de faibles valeurs et nous ferons dans ce cas la correction en employant la relation (III-24).

16

Connaissant la répartition du courant dans le blindage, il s'agit maintenant de déterminer l'amplitude des tensions induites aux extrémités des conducteurs intérieurs au blindage.

Ces tensions sont liées aux paramètres linéiques du bifilaire, et naturellement aux impédances de transfert de mode commun et de mode différentiel du blindage par des systèmes d'équations aux lignes couplées largement développées dans le chapitre précédent. Dans les termes sources des équations (II-22) et (II-23) du 2^e chapitre, au courant I_p va correspondre maintenant la distribution de courant $I_p(z)$ donnée en (III-18). Dans ce cas, il devient difficile de résoudre le problème par la méthode classique.

Toutefois, en nous référant aux résultats du 2^e chapitre et en exploitant les méthodes de calcul utilisées dans le cas d'un câble coaxial [13], [15], nous pouvons apporter une solution au problème, comme nous allons l'exposer.

III - CALCUL DE L'AMPLITUDE DES TENSIONS INDUITES AUX EXTREMITES DE LA PAIRE

Nous allons étendre au cas d'un bifilaire blindé, les méthodes de calcul des tensions parasites générées aux extrémités d'un câble coaxial soumis à une distribution quelconque du courant perturbateur [13], [15]. Il s'agit de la méthode par intégration directe et de la méthode des coefficients de Fourier.

La méthode par intégration directe est basée sur le fait que l'action d'un courant perturbateur I_p dans le blindage est équivalente à la création de générateurs de tension en série sur toute la longueur du câble. Il s'agit d'évaluer la f.e.m. de chaque générateur ; la tension résultante générée aux extrémités du câble étant obtenue ensuite par l'intégration sur L de tous les générateurs. Cette application suppose évidemment que la distribution de courant soit connue sous forme analytique.

On peut substituer à cette méthode analytique, une méthode numérique basée sur la Transformée de Fourier Discrète. On écrit la distribution sous la forme d'un développement de Fourier et il s'agit de calculer les coefficients de cette série pour déduire ensuite les amplitudes des tensions parasites.

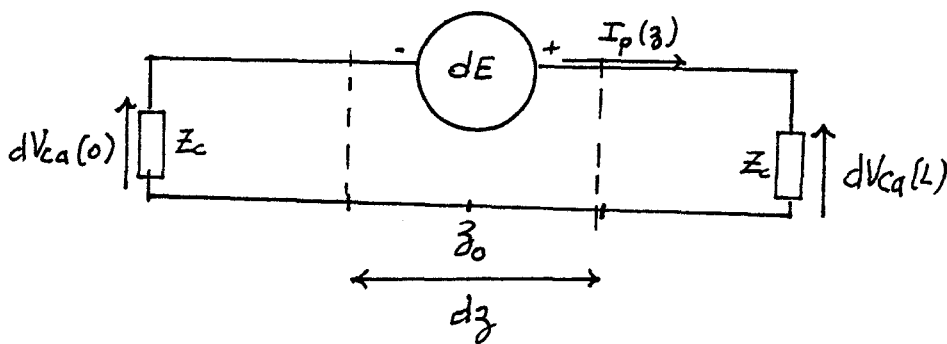
III.1 - Méthode par intégration directe

1) Principe de calcul

Considérons tout d'abord un câble coaxial totalement adapté. L'action du courant perturbateur $I_p(z)$ sur un élément infinitésimal "dz" du câble est équivalente à un générateur de tension de f.e.m. "dE" telle que :

$$dE = Z_{tc} I_p dz \tag{III-24}$$

$I_p(z)$ est la distribution du courant dans le blindage
 ztc : impédance de transfert du blindage.



Puisque le câble est adapté, on obtient de part et d'autre du point z_0 , les tensions $-\frac{dE}{2}$ (en $z_0 - \frac{dz}{2}$) et $+\frac{dE}{2}$ (en $z_0 + \frac{dz}{2}$). Ces tensions vont se propager vers les extrémités $z=0$ et $z=L$ et leur contribution à la tension de paradiaphonie $V_{ca}(0)$ et de télédiaphonie $V_{ca}(L)$ sera :

$$d V_{ca}(0) = -\frac{1}{2} dE e^{-\gamma_c z} \tag{III-25}$$

$$d V_{ca}(L) = \frac{1}{2} dE e^{-\gamma_c(L-z)} \tag{III-26}$$

γ_c : constante de propagation du mode intérieur au blindage.

La tension globale traduisant la contribution de tous les générateurs répartis sur la longueur L du câble s'obtient facilement par intégration de (III-25) et (III-26), soit :

$$V_{ca}(0) = -\frac{1}{2} Z_{tc} \int_0^L I_p(z) e^{-\gamma_c z} dz \tag{III-27}$$

$$V_{ca}(L) = \frac{1}{2} Z_{tc} \int_0^L I_p(z) e^{-\gamma_c(L-z)} dz \tag{III-28}$$

Dans le cas général où les charges connectées aux extrémités du câble sont quelconques (cas des impédances de mode commun aux extrémités du bifilaire), on peut encore calculer les tensions induites aux extrémités du câble par l'usage des expressions que nous rappelons :

$$v_c(0) = \frac{1+\rho_0}{1-\rho_0 \rho_L e^{-2\gamma_c L}} (v_{ca}(0) + \rho_L e^{-\gamma_c L} v_{ca}(L)) \tag{III-29}$$

$$v_c(L) = \frac{1 + \rho_L}{1 - \rho_0 \rho_L e^{-2\gamma_c L}} (\rho_0 e^{-\gamma_c L} v_{ca}(0) + v_{ca}(L)) \quad (\text{III-30})$$

où ρ_0 et ρ_L sont liés aux impédances Z_0 et Z_L présentes en $z=0$ et $z=L$ par :

$$\rho_* = \frac{Z_* - Z_{cc}}{Z_* + Z_{cc}} \quad (* = 0, L) \quad (\text{III-31})$$

Z_{cc} : impédance caractéristique du câble.

En appliquant ce principe à la distribution de courant (III-18), les tensions parasites dans le cas adapté vont s'écrire :

$$v_{ca}(0) = -\frac{1}{2} Z_{tc} [A_0 \cdot F_p(\gamma_0) + A_p F_p(\gamma_p) + A_r F_t(\gamma_p)] \quad (\text{III-32})$$

$$v_{ca}(L) = \frac{1}{2} Z_{tc} [A_0 F_t(\gamma_0) \cdot e^{-\gamma_0 L} + A_p F_t(\gamma_p) e^{-\gamma_p L} + A_r F_p(\gamma_p) e^{\gamma_p L}] \quad (\text{III-33})$$

où les fonctions $F_p(\gamma)$ et $F_t(\gamma)$ sont définies par :

$$F_p(\gamma) = \frac{1 - e^{-(\gamma_c + \gamma)L}}{(\gamma_c + \gamma)} \quad (\text{III-34})$$

$$F_t(\gamma) = \frac{1 - e^{-(\gamma_c - \gamma)L}}{(\gamma_c - \gamma)}$$

Les constantes A_0 , A_p et A_r correspondent aux coefficients de pondération des ondes progressives et régressives dont la distribution $I_p(z)$ est la superposition :

$$I_p(z) = A_0 e^{-\gamma_0 z} + A_p e^{-\gamma_p z} + A_r e^{\gamma_p z} \quad (\text{III-35})$$

L'intérêt de ce formalisme utilisant des fonctions de base $F_p(\gamma)$ et $F_t(\gamma)$ est qu'il peut être directement appliqué dans tous les cas où la distribution s'écrit comme (III-35). Il suffit en effet de calculer dans chaque configuration les coefficients A_0 , A_p et A_r , la variable γ des fonctions F_p et F_t étant la constante de propagation attachée au mode extérieur (ligne perturbatrice).

Considérons par exemple la distribution de courant utilisée dans le deuxième chapitre :

$$I_p(z) = I_{p0} e^{-\gamma_p z}$$



Par comparaison à (III-35) on déduit immédiatement

$$\begin{aligned} A_0 &= 0 \\ A_r &= 0 \\ A_p &= I_{p0} \end{aligned}$$

Dans le cas d'un coaxial adapté on obtient les formules classiques des tensions parasites aux extrémités d'un coaxial blindé, soit :

$$V_{ca}(0) = -\frac{1}{2} Z_{tc} I_{p0} F_p(\gamma_p)$$

$$V_{ca}(L) = \frac{1}{2} Z_{tc} I_{p0} F_t(\gamma_p) e^{-\gamma_p L}$$

avec
$$F_p(\gamma_p) = \frac{1 - e^{-(\gamma_c + \gamma_p)L}}{\gamma_c + \gamma_p}$$

$$F_t(\gamma_p) = \frac{1 - e^{-(\gamma_c - \gamma_p)L}}{\gamma_c - \gamma_p}$$

2) Application au câble bifilaire blindé

Le protocole de calcul établi pour un coaxial peut facilement s'adapter au bifilaire blindé. Comme nous l'avons montré dans le deuxième chapitre, les tensions différentielles peuvent être calculées en divisant le problème en deux parties :

- On calcule d'abord l'amplitude des tensions induites par l'action de la dissymétrie de blindage. La résistance branchée entre les deux conducteurs correspondant à l'impédance caractéristique du mode différentiel, l'évaluation des tensions se fait exactement comme dans le cas d'un câble coaxial adapté ; il suffit de remplacer Z_{tc} par Z_{td} (Z_{td} : impédance de transfert différentielle).

Dans la suite nous désignons par $v_d(0)_{dir}$ et $v_d(L)_{dir}$ les amplitudes des tensions différentielles traduisant l'action de la dissymétrie de blindage.

- Si les paramètres linéiques du bifilaire ou les impédances connectées entre les conducteurs et le blindage ne sont pas symétriques, il y a transfert de mode commun vers le mode différentiel. L'effet de ces dissymétries sur le mode différentiel est chiffré en calculant d'une part les tensions de mode commun et d'autre part des coefficients de transfert relatifs à chaque dissymétrie. En désignant par $v_d(0)_{imp}$ et $v_d(0)_{cond}$, les amplitudes des tensions différentielles dues respectivement à une dissymétrie d'impédances et une dissymétrie de conducteurs, l'amplitude de la tension différentielle en $z=0$ et $z=L$ est donnée par la relation :

$$v_d(*) = v_d(*)_{dir} + v_d(*)_{imp} + v_d(*)_{cond} \quad (*=0,L) \quad (III-36)$$

$v_d(*)_{dir}$ est simplement calculé au moyen des formules (III-32) et (III-33) dans lesquelles on fait les correspondances suivantes :

$$\begin{aligned} Z_{tc} &= Z_{td} \\ \gamma_c &= \gamma_d \end{aligned} \quad (III-37)$$

Les tensions $v_d(*)_{imp}$ et $v_d(*)_{cond}$ sont calculées conformément aux expressions analytiques obtenues dans le deuxième chapitre qu'il nous suffit de rappeler :

- dissymétrie d'impédances

$$v_d(o)_{imp} = \frac{z_{22}}{4\gamma_c} \left[\Delta Z_o Y^2_{c1o} v_c(o) + \Delta Z_L Y^2_{c1L} v_c(L) e^{-\gamma_c L} \right] \quad (III-38)$$

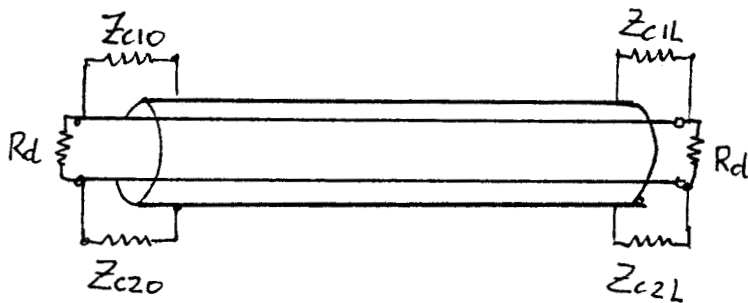
$$v_d(L)_{imp} = \frac{z_{22}}{4\gamma_c} \left[\Delta Z_o Y^2_{c1o} v_c(o) e^{-\gamma_c L} + \Delta Z_L Y^2_{c1L} v_c(L) \right]$$

- et concernant la dissymétrie de conducteurs :

$$v_d(o)_{cond} = \frac{z_{12}}{2\gamma_c} \left[Y_{c1o} v_c(o) + Y_{c1L} v_c(L) e^{-\gamma_c L} \right] \quad (III-39)$$

$$v_d(L) = \frac{z_{12}}{2\gamma_c} \left[Y_{c1o} v_c(o) e^{-\gamma_c L} + Y_{c1L} v_c(L) \right]$$

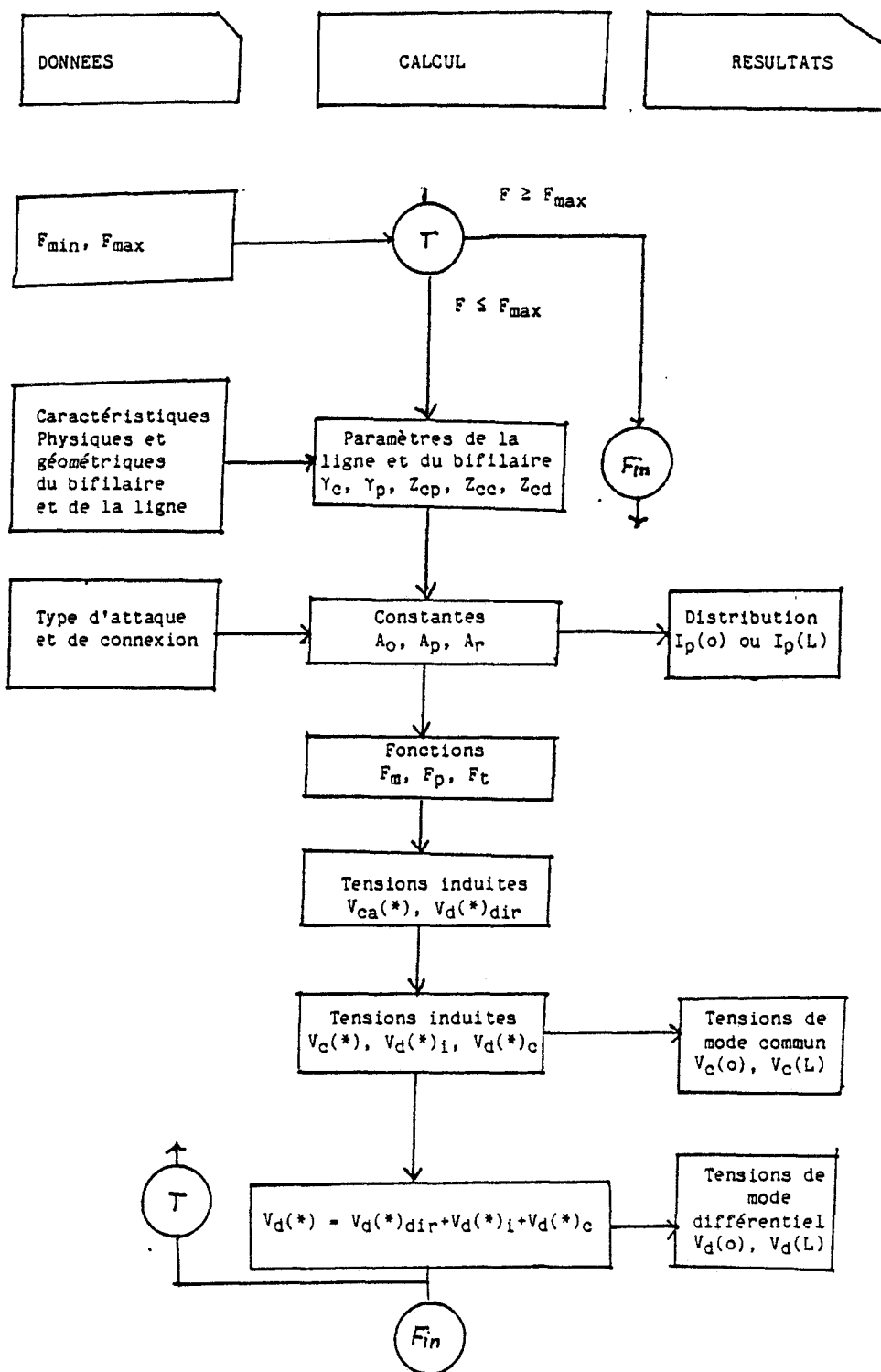
Elles se rapportent au modèle ci-dessous :



$$\begin{aligned} \Delta Z^* &= |Z_{c1}^* - Z_{c2}^*| \\ Y_{c1}^* &= 1/Z_{c1}^* \\ z_{22} &= j\omega(L_{11} + L_{22} - 2L_{12})/2 \\ z_{12} &= j\omega(L_{11} - L_{22}) \end{aligned} \quad (III-40)$$

Les tensions de mode commun sont calculées conformément aux relations (III-32), (III-33), (III-29) et (III-30).

Le code de calcul développé à cet effet est structuré suivant l'organigramme ci-dessous.

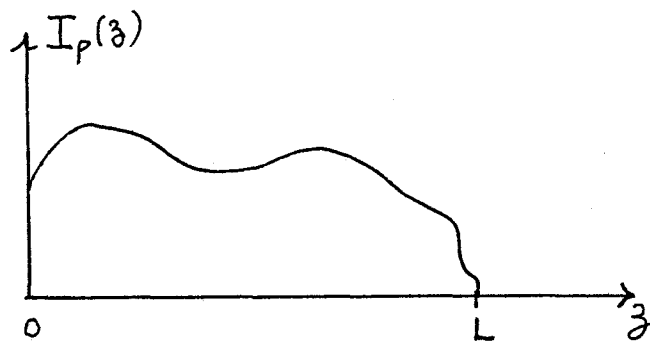


III.2 - Méthode des coefficients de Fourier [][]

La méthode précédente donne des résultats immédiats lorsque la distribution du courant obéit à l'écriture mathématique (III-18). La forme analytique de $I_p(z)$ peut être tout autre. La distribution peut aussi provenir d'un calcul annexe complexe (méthode des moments par exemple pour calculer $I_p(z)$) ou même d'une mesure.

On peut dans ces cas ci calculer la réponse du câble en exploitant les propriétés des Transformées de Fourier.

On suppose que $I_p(z)$ est une fonction tout à fait quelconque pouvant obéir à une représentation analytique ou être connue sous un échantillonnage numérique.



Il s'agit d'écrire $I_p(z)$ comme la superposition des modes de résonance propres de la ligne de longueur L. []

$$I_p(z) = J_{p0} + \sum_{n=1}^{\infty} I_{pn} e^{\gamma_{pn}z} + \sum_{n=1}^{\infty} J_{pn}^* e^{-\gamma_{pn}z} \quad \text{(III-41)}$$

Les γ_{pn} s'apparentent à des exposants de propagation déterminés à partir des conditions de résonance, soit :

$$\gamma_{pn} = j 2\pi \frac{n}{L} \quad \text{(III-42)}$$

J_{p0} est la valeur moyenne de la distribution.

On voit que si on arrive à déterminer d'une façon ou d'une autre les coefficients J_{p0} , J_{pn} et J_{pn}^* , la réponse du câble à la distribution sera tout simplement la superposition de réponses élémentaires v_{dn}^* qu'il est aisé de calculer au moyen de fonctions de base $F_p(\gamma_{pn})$ et $F_t(\gamma_{pn})$ précédemment définies.

v_{dn}^* est la contribution du terme d'ordre "n" du développement de la série (III-41).

La détermination analytique des coefficients de Fourier n'est possible que lorsque $I_p(z)$ s'exprime analytiquement sous une forme mathématique relativement simple. Pour obtenir ces coefficients, on peut utiliser une procédure numérique basée sur la T.F.D. (Transformée de Fourier Discrète). Il suffit en effet de pratiquer un échantillonnage de la fonction $I_p(z)$ et de calculer numériquement la T.F.D.

En désignant par $\tilde{I}_p(z)$ la fonction échantillonnée, et par N la base de calcul de la T.F.D. ($N = 2^k$ où k est un entier positif), on obtient :

$$J_{pn} = \text{T.F.D.} [\tilde{I}_p(z)]_{f=nf_0} : 1 \leq n \leq N/2$$

$$J_{pn}^* = \text{T.F.D.} [\tilde{I}_p(z)]_{f=nf_0} : 1 + \frac{N}{2} \leq n \leq N-1 \quad (\text{III-43})$$

$$J_{p0} = \text{T.F.D.} [\tilde{I}_p(z)]_{f=0}$$

f_0 est la fréquence spatiale fondamentale :

$$f_0 = \frac{1}{L} \quad (\text{III-44})$$

Connaissant les coefficients de Fourier, on peut reconstituer la distribution échantillonnée qu'on écrit :

$$\bar{I}_p(z) = J_{p0} + \sum_{n=1}^{N/2} J_{pn}(n, f_0) e^{\gamma_{pn} z} + \sum_{n=1+N/2}^{N-1} J_{pn}^*(n, f_0) e^{-\gamma'_{pn} z} \quad (\text{III-45})$$

où

$$\begin{aligned} \gamma_{pn} &= j 2\pi n f_0 \\ \gamma'_{pn} &= j 2\pi (N-n) f_0 \end{aligned} \quad (\text{III-46})$$

En appliquant le principe de l'intégration directe sur la distribution $\bar{I}_p(z)$, on obtient les tensions parasites dans le cas d'un câble coaxial adapté :

$$v_{ca}(0) = -\frac{1}{2} Z_{tc} \left[J_{p0} F_p(0) + \sum_{n=1}^{N/2} J_{pn}(n, f_0) F_t(\gamma_{pn}) + \sum_{n=1+N/2}^{N-1} J_{pn}^*(n, f_0) F_p(\gamma'_{pn}) \right] \quad (\text{III-47})$$

$$v_{ca}(L) = \frac{1}{2} Z_{tc} \left[J_{p0} F_t(0) + \sum_{n=1}^{N/2} J_{pn}(n, f_0) F_p(\gamma_{pn}) e^{\gamma_{pn} L} + \sum_{n=1+N/2}^{N-1} J_{pn}^*(n, f_0) F_p(\gamma'_{pn}) e^{-\gamma'_{pn} L} \right]$$

Les termes $\pm \frac{1}{2} Z_{tc} J_{p0} F_{p,t}(0)$ correspondent à la réponse du câble à la valeur moyenne J_{p0} de la distribution. On remarquera que :

$$F_p(0) = F_t(0) = \frac{1 - e^{-\gamma_c L}}{\gamma_c}$$

Dans le cas du bifilaire blindé, il suffit de remplacer Z_{tc} par Z_{td} pour calculer $V_d(*)_{dir}$. La composition des termes liés aux mécanismes de transfert se fait conformément aux étapes décrites lors de la méthode par intégration directe.

Ce principe de calcul est relativement simple à mettre en oeuvre et dans les cas que nous avons traités, une T.F.D. exécutée sur une base de 8 points est suffisante pour obtenir la convergence des résultats avec ceux de la méthode intégrale.

IV - RESULTATS DE LA SIMULATION THEORIQUE

IV.1 - Le courant perturbateur

Dans les applications numériques, nous considérons une ligne dont les caractéristiques sont les suivantes :

$$L = 100 \text{ m}$$

$$h = 1 \text{ m}$$

$$\text{diamètre du blindage : } 2a = 1 \text{ cm.}$$

Le sol est supposé parfaitement conducteur et l'amplitude du champ incident est normalisée à 1 V/m

$$E_{i0} = 1 \text{ V/m}$$

Nous nous intéressons tout d'abord à l'évolution du courant perturbateur à l'origine $z=0$ lorsque le blindage du câble est relié au plan de masse par des courts-circuits en $z=0$ et $z=L$. Nous prenons $Z_{op} = Z_{lp} = 1 \Omega$.

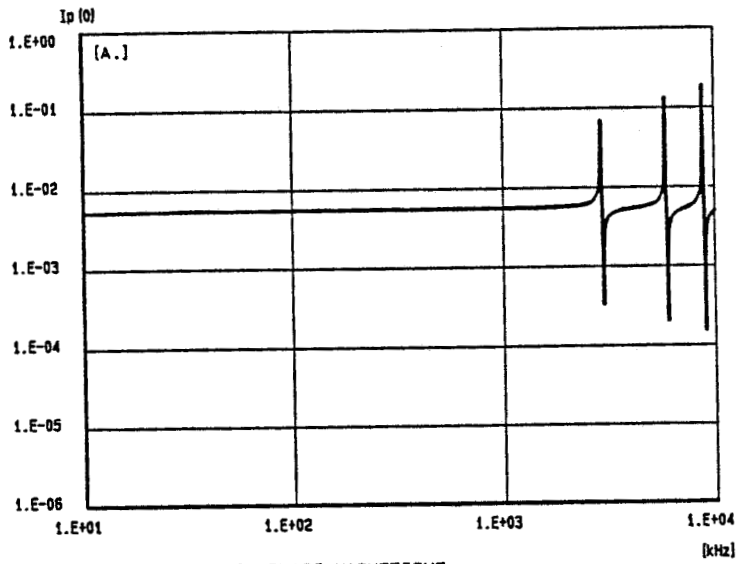
Les résultats sont portés sur les planches (PLIII-1), (PLIII-2) et (PLIII-3) et concernent les trois types de couplage déjà mentionnés.

On observe qu'aux fréquences basses ($\gamma_p L \ll 1$) l'attaque simultanée est la plus pénalisante puisque le niveau du courant induit est plus élevé que dans les autres types d'illumination. L'amplitude du courant reste constante et on peut facilement montrer à partir des relations générales qu'on obtient :

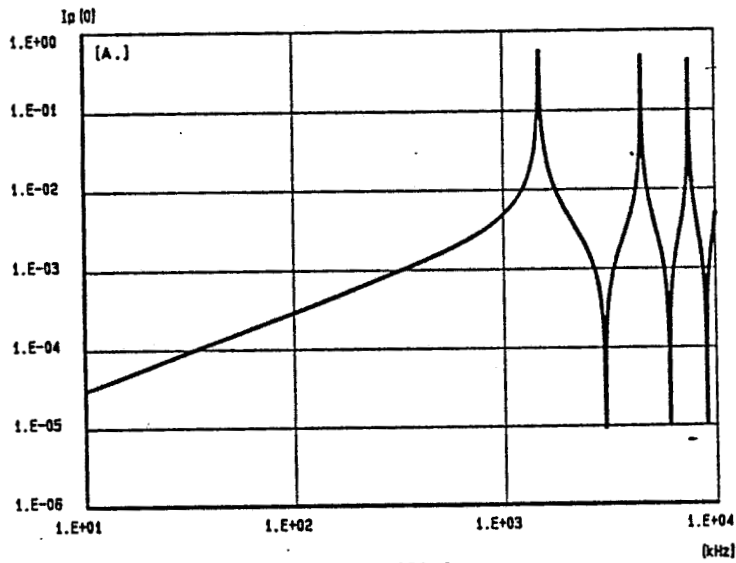
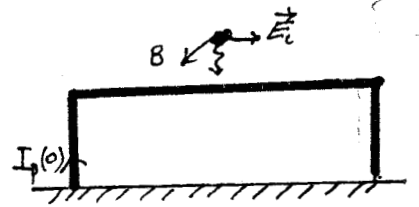
$$I_p(0) = \frac{2 E_{i0} h}{Z_{cp}} \quad (\text{III-48})$$

Dans le cas de l'attaque progressive et pour les conditions simulées, on montre facilement que le courant a pour valeur :

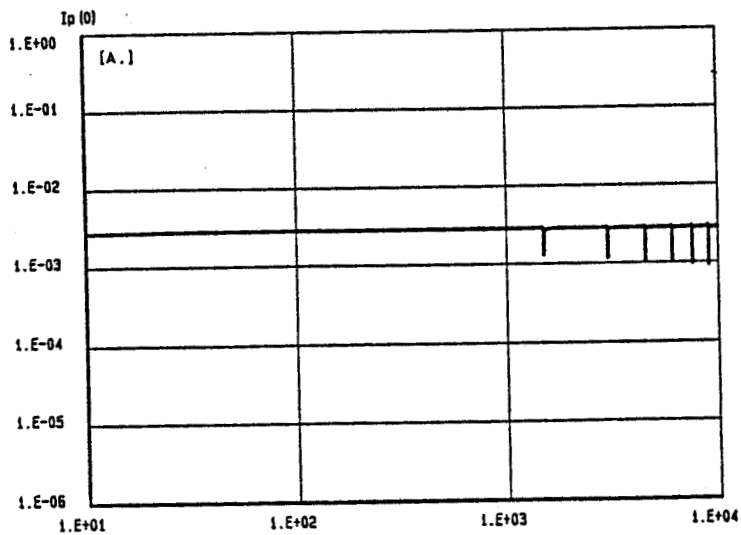
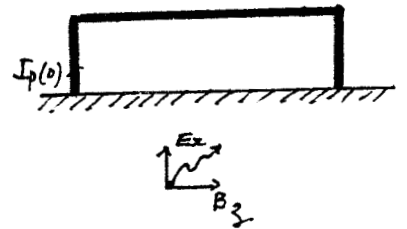
$$I_p(0) = \frac{E_{i0} h}{Z_{cp}} \quad (\text{III-49})$$



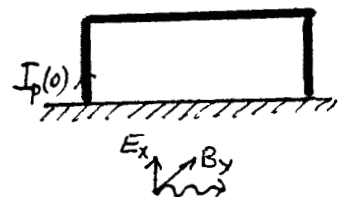
PL(III-1) COUPLAGE MAGNETIQUE



PL(III-2) COUPLAGE ELECTRIQUE



P(III-3) COUPLAGE HYBRIDE



L'illumination, à couplage électrique dominant, produit un courant à l'origine proportionnel à la fréquence et à la longueur du câble lorsque $\lambda > L$. Son amplitude s'écrit dans ces conditions :

$$I_p(o) \approx \frac{h E_{i0}}{2 Z_{cp}} \gamma_p L \quad (\text{III-50})$$

Aux fréquences élevées, seule l'illumination progressive ne produit pas de résonances de courants. Dans les autres configurations les fréquences de résonances sont telles que :

- attaque simultanée :

$$f_r = n \frac{v_p}{L+2h} \quad (n=1,2,3,\dots)$$

- couplage électrique :

$$f_r = (2k+1) \frac{v_p}{2L} \quad (k=0,1,2,\dots)$$

v_p : vitesse de propagation de l'onde dans l'air.

Ces exemples montrent bien l'influence de l'angle d'incidence de l'onde perturbatrice sur le courant induit dans le blindage. La présence de résonance de courant dans le blindage peut être préjudiciable à la qualité d'une liaison câblée à proximité de sources de rayonnement à spectre étendu.

IV.2 - Calcul des tensions induites sur la paire

La ligne perturbatrice garde les mêmes caractéristiques que précédemment. Quant au bifilaire, nous conservons les paramètres utilisés dans le 2^e chapitre, soit :

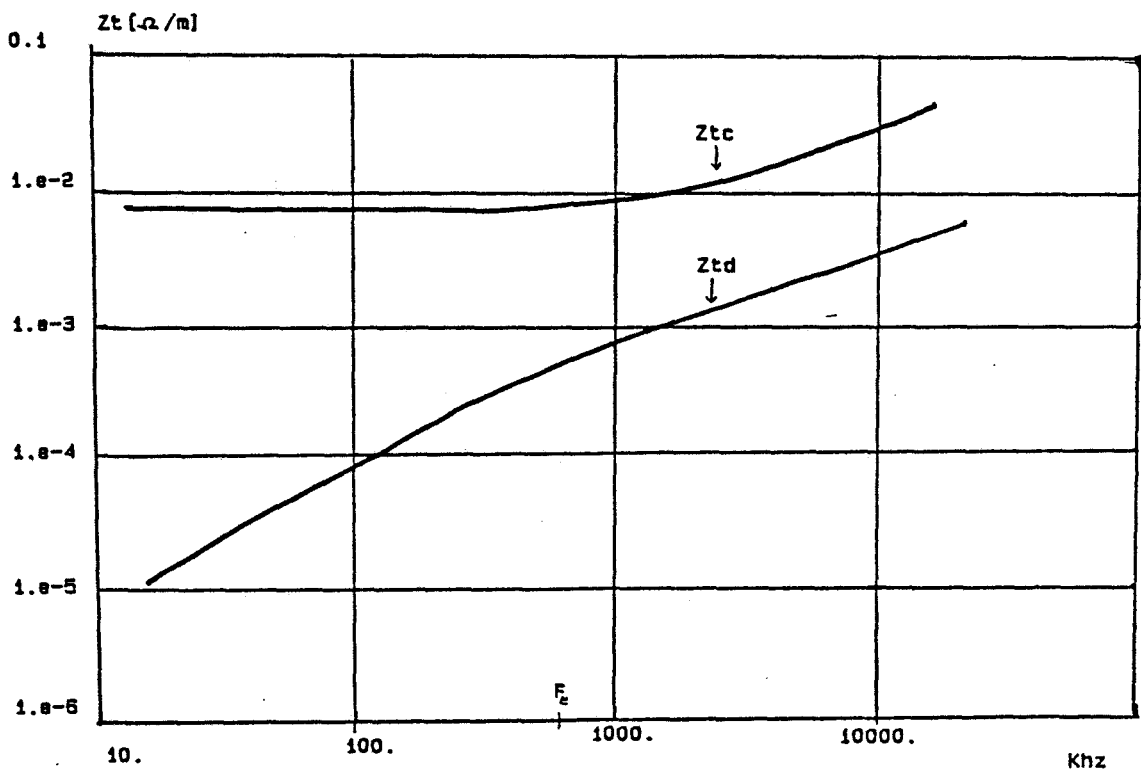
$$\begin{aligned} C_{11} &= C_{22} = 75 \text{ pF/m} \\ C_{12} &= - 3.8 \text{ p F/m} \\ L_{11} &= L_{22} = 350 \text{ nH/m} \\ L_{12} &= 18 \text{ nH/m} \end{aligned}$$

La résistance R_d connectée entre les deux conducteurs correspond à l'impédance caractéristique du mode différentiel véhiculé par la paire, alors que les impédances Z_{ci*} sont choisies de grandes valeurs :

$$R_d \approx 130 \Omega$$

$$Z_{ci*} = 10 \text{ k}\Omega \quad (i=1,2 ; *=o,L)$$

L'évolution des paramètres de transfert du blindage est représentée sur la Planche (PL III-4).



(PL III-4)

$$Z_{tc} = R_0 + j\omega L_{tc}$$

$$Z_{td} \cong j\omega L_{td}$$

avec :

$$R_0 \cong 6 \text{ m}\Omega/\text{m}$$

$$L_{tc} = 1.3 \text{ nH/m}$$

$$L_{td} \cong 0.1 \text{ nH/m}$$

Nous nous intéressons tout d'abord à l'amplitude des tensions différentielles et de mode commun calculées à partir des deux méthodes.

Nous considérons dans cet exemple l'illumination simultanée ($\psi = 90^\circ$, $\phi = 0$). Le blindage est relié au plan de référence à travers les charges Z_{op} et Z_{Lp} :

$$Z_{op} = Z_{Lp} = 1 \Omega$$

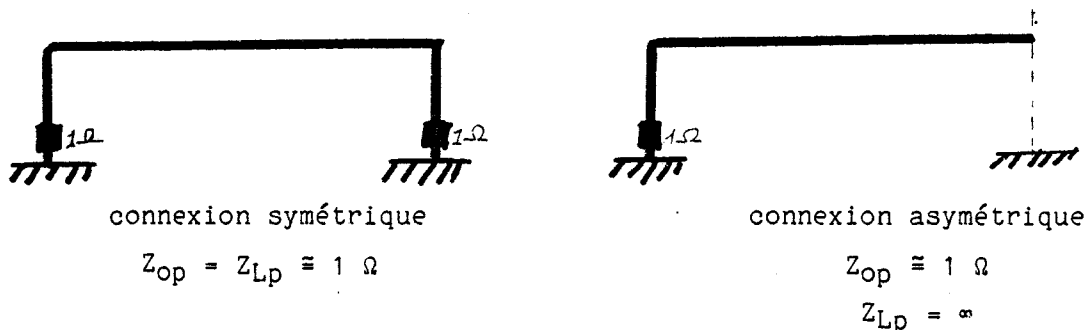
Les résultats sont portés sur la planche (PL III-5) et sont relatifs à une dissymétrie de blindage.

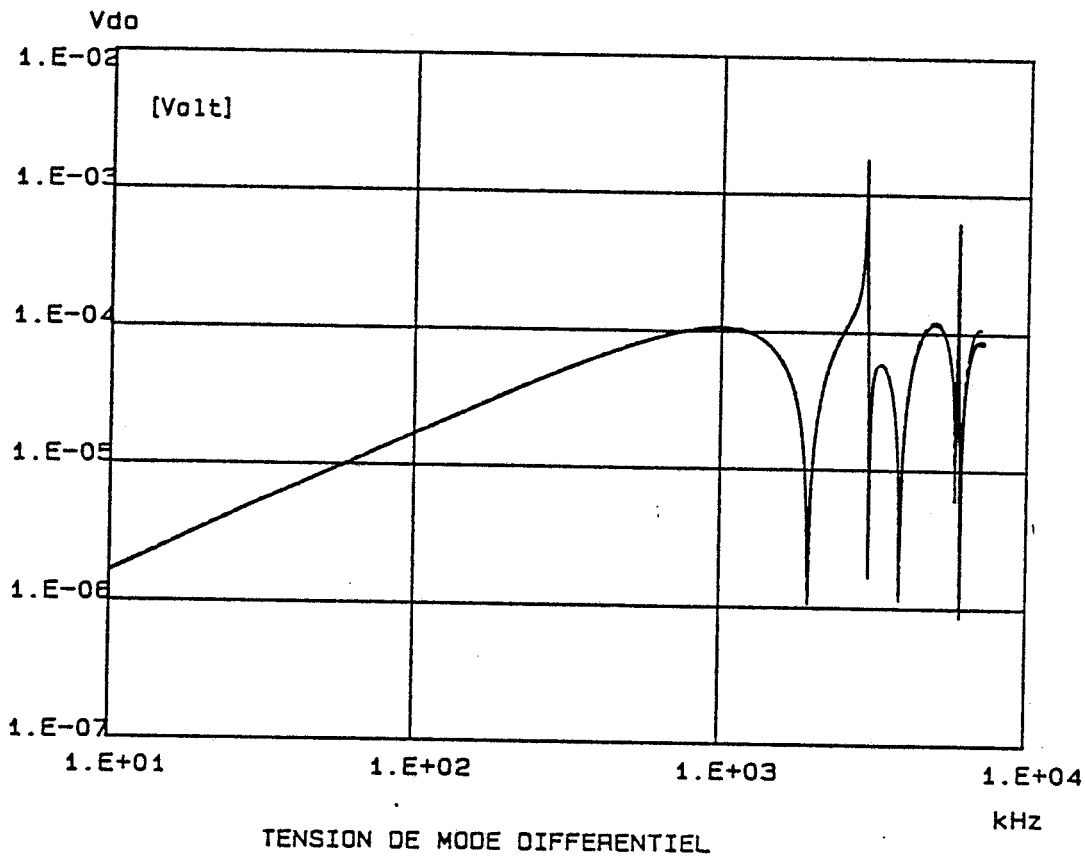
On observe un très bon accord entre les résultats donnés par les deux méthodes.

Dans cet exemple la distribution a été échantillonnée sur 8 points, pour chaque fréquence de la bande balayée.

IV.3 - Influence du mode de mise à la masse du blindage sur l'amplitude des tensions parasites

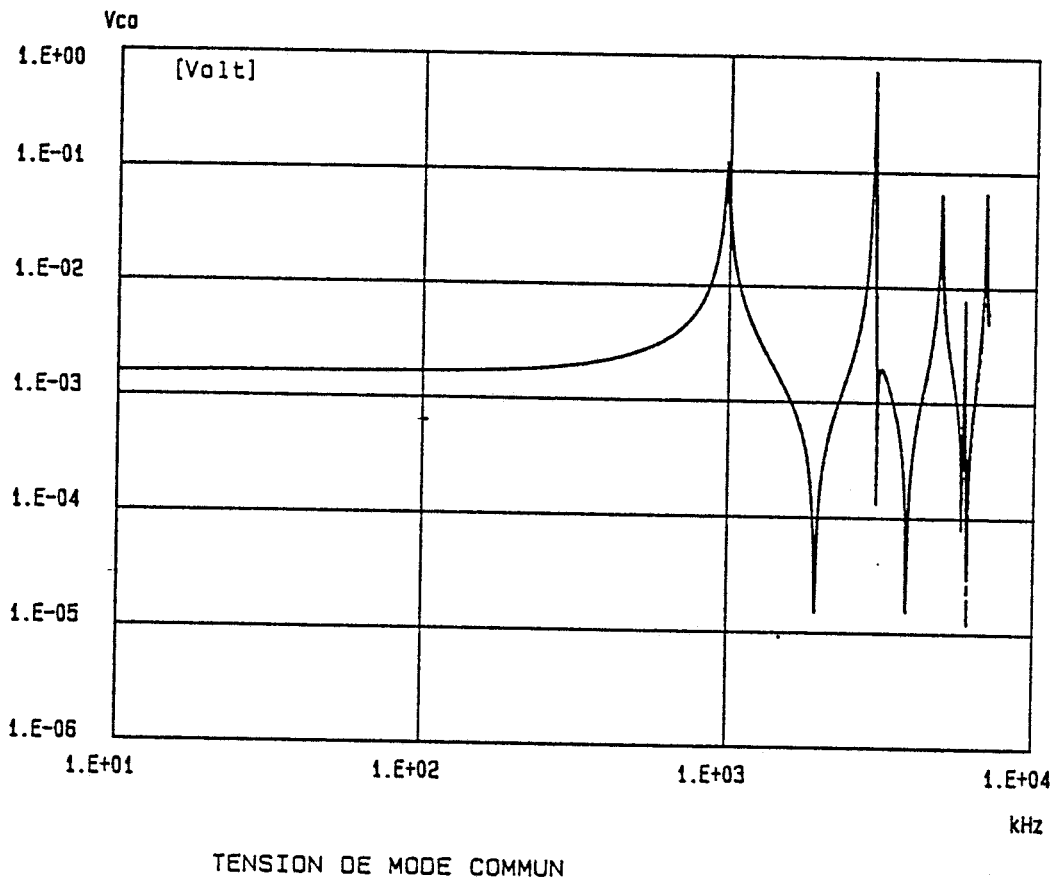
On distingue deux types de connexion du blindage à la masse : l'une dite symétrique lorsque les deux extrémités du blindage sont reliées au plan de référence et l'autre dite asymétrique lorsque une seule extrémité est reliée au plan de masse.





PL(III-5)

--- Coefficients de FOURIER
 ——— Methode integrale

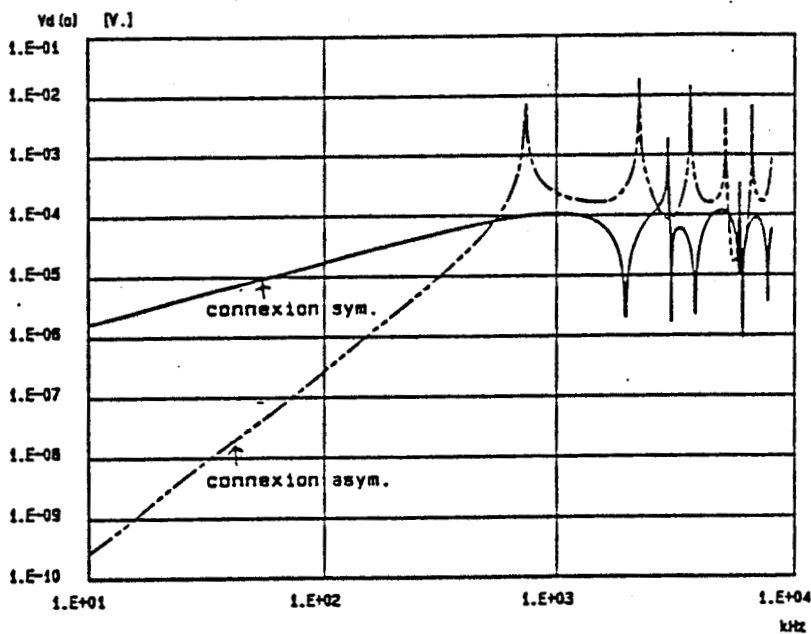


Afin d'étudier l'impact du type de connexion sur l'amplitude des tensions induites aux extrémités de la paire (donc aux entrées des équipements connectés au câble), nous envisageons l'illumination simultanée et l'illumination progressive.

Les courbes de la planche (PL III-6) montrent l'évolution de l'amplitude des tensions de mode différentiel et de mode commun en fonction de la fréquence dans le cas d'une attaque simultanée.

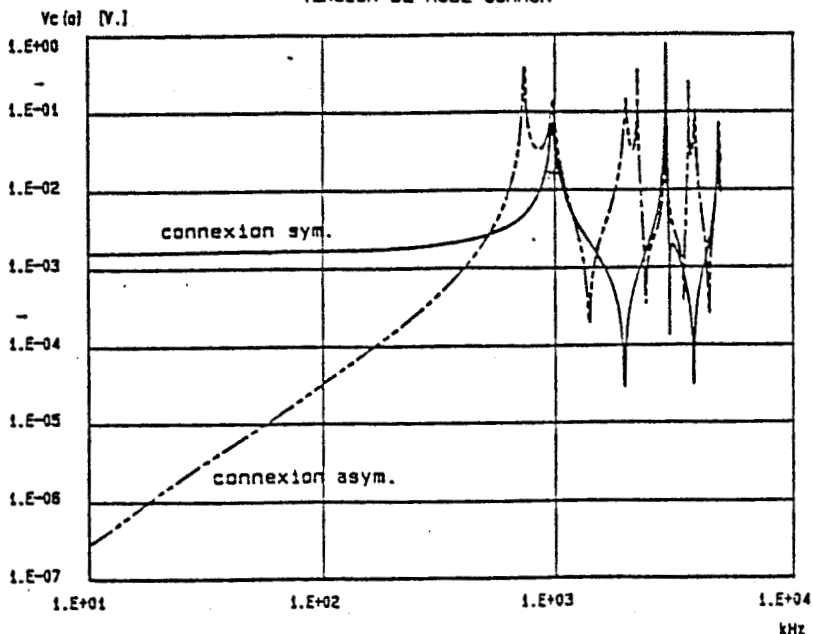
ATTAQUE SIMULTANEE COUPLAGE MAGNETIQUE

TENSION DE MODE DIFFERENTIEL



PL(III-6)

TENSION DE MODE COMMUN





Elles montrent deux régions de fréquences bien distinctes. Dans le domaine des basses fréquences, notamment lorsque la fréquence de la perturbation est inférieure à la fréquence $\frac{v_p}{2L}$ (1^{ère} fréquence de résonance du courant dans le cas d'une connexion asymétrique), une connexion asymétrique apporte une réduction notable de l'amplitude des parasites induits sur la paire. On observe toutefois que l'amplitude est dans ce cas proportionnelle à f^3 , comportement qui va sûrement rendre ce mode de connexion moins intéressant que le mode symétrique en H.F. Cette remarque est bien confirmée lorsqu'on compare les niveaux des tensions aux fréquences élevées. En dehors des fréquences de résonances du courant (en mode symétrique), la connexion symétrique apparaît nettement plus avantageuse.

Les amplitudes des tensions différentielles peuvent être évaluées aux basses fréquences à partir des expressions : []

- connexion symétrique :

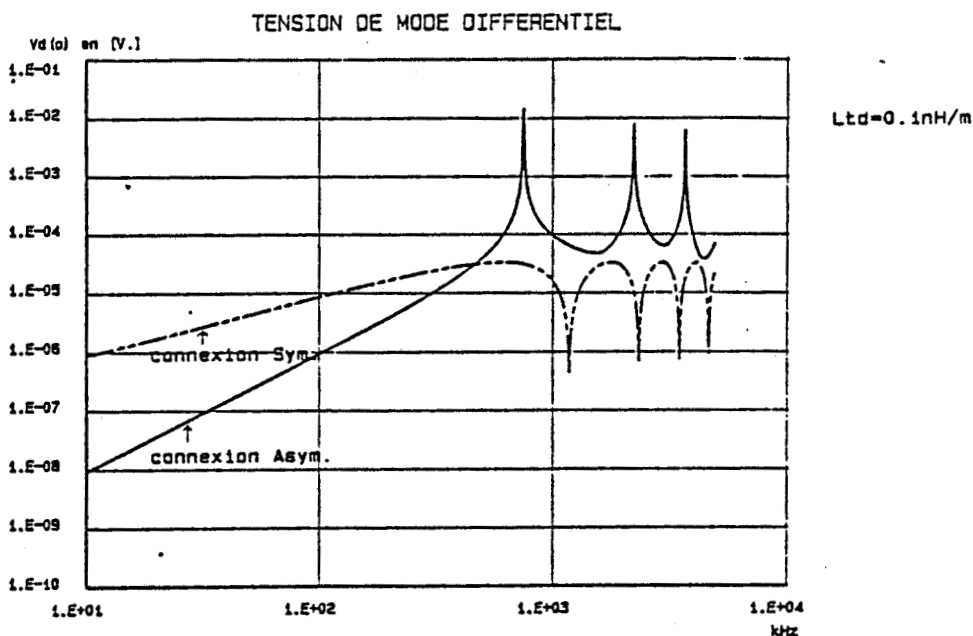
$$|v_d(0)| = |v_d(L)| = \frac{h E_{i0}}{Z_{cp}} L \cdot L_{td} \omega \quad (\text{III-52})$$

- connexion asymétrique :

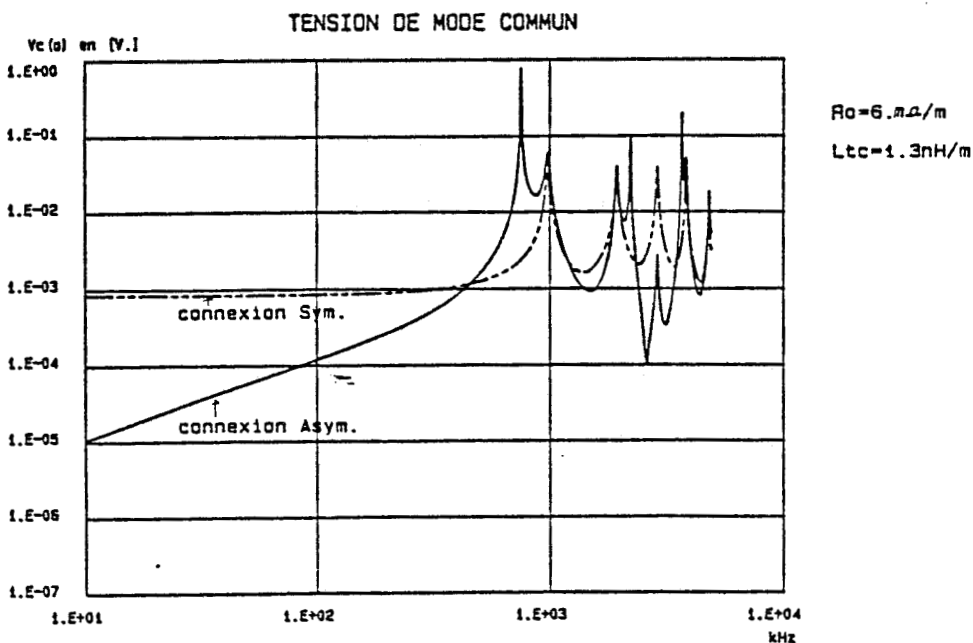
$$|v_d(0)| = |v_d(L)| = \frac{E_{i0} h L^3}{v_p^2 Z_{cp}} L_{td} \omega^3 \quad (\text{III-53})$$

Les courbes de la Planche (PL III-7) se rapportent au cas d'une illumination progressive de la ligne. Elles appellent les mêmes remarques que précédemment concernant le choix du mode de connexion du blindage.

ATTAQUE PROGRESSIVE ($\gamma = 0$)



PL(III-7)



L'amplitude des tensions différentielles dans ce cas est donnée, lorsque $\gamma_p L \ll 1$, par les relations :

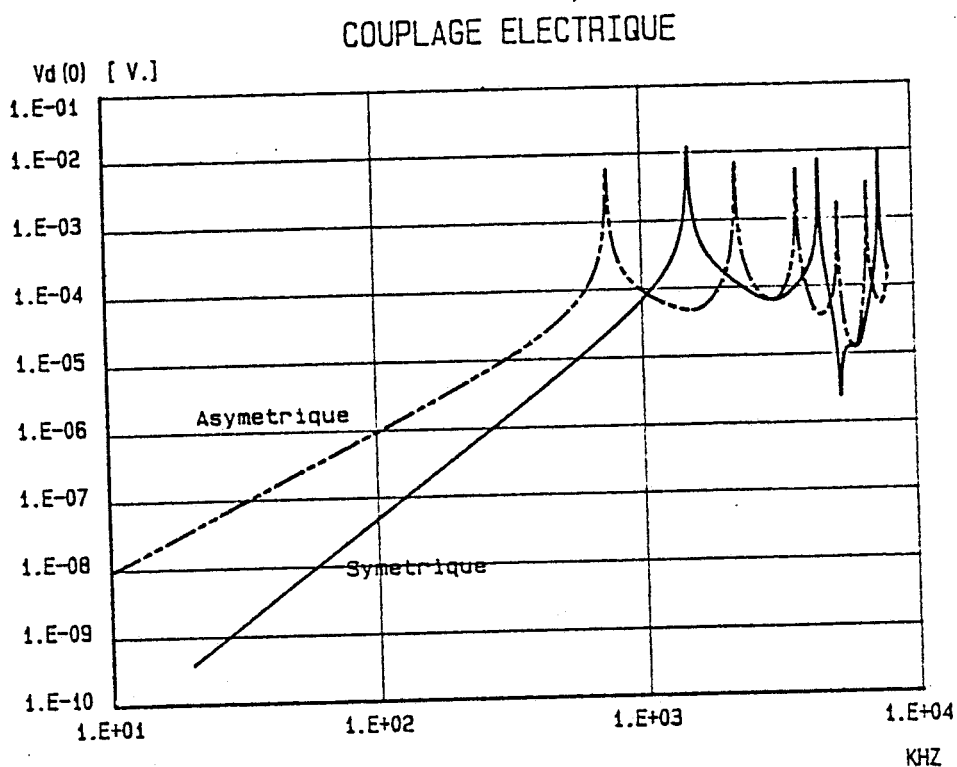
- connexion symétrique :

$$|V_d(\omega)| = \frac{h E_{i0} L}{2 Z_{cp}} L_{td} w$$

- connexion asymétrique :

$$|V_d(\omega)| = \frac{h E_{i0} L^2}{2 Z_{cp} v_p} L_{td} w^2$$

Intéressons nous maintenant au cas d'une attaque simultanée avec couplage électrique dominant. Contrairement aux configurations précédentes, les résultats de la Planche (PL III-8) montrent que la connexion asymétrique est plus pénalisante en basse fréquence que la connexion symétrique.



IV.4 - Influence de la conductivité du sol

Nous simulons ici l'impact de la conductivité du sol sur l'amplitude des tensions induites.

La ligne perturbatrice a les caractéristiques suivantes :

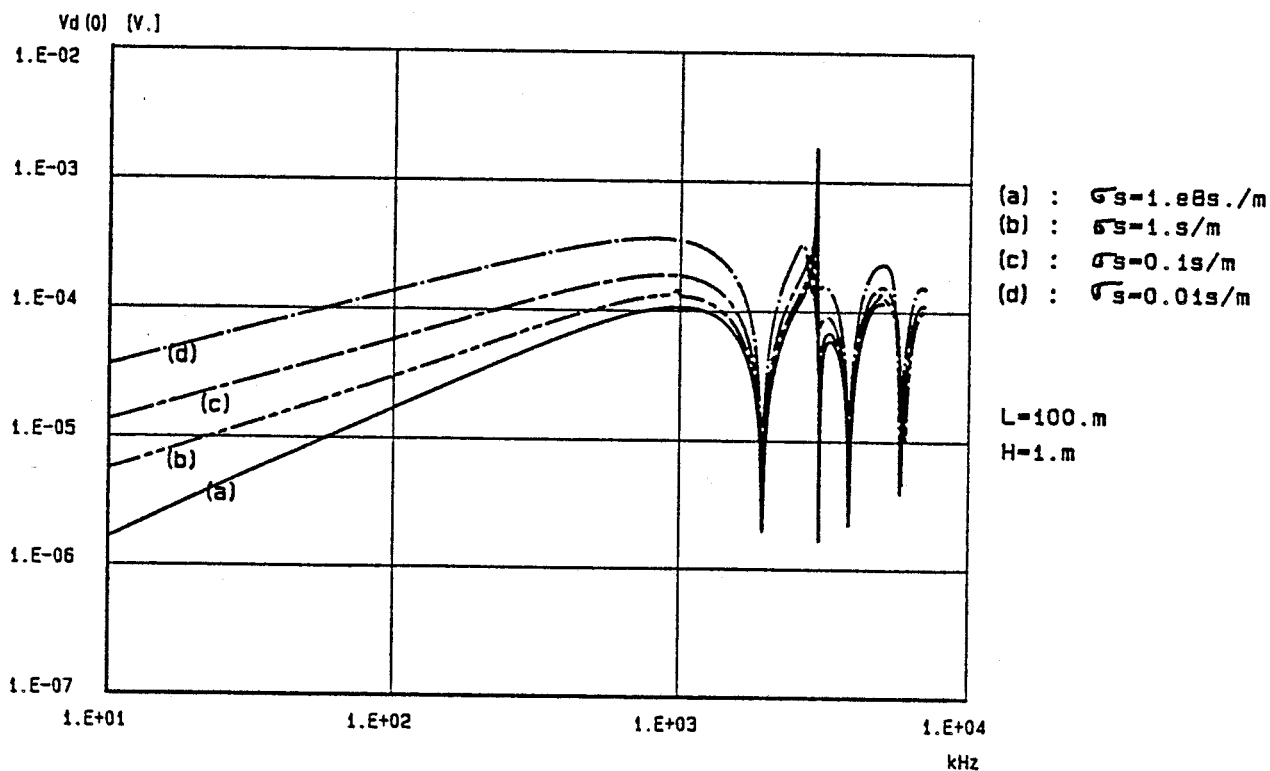
$$L = 100 \text{ m}$$

$$h = 1 \text{ m}$$

La permittivité relative du sol ϵ_{rs} est prise égale à 10.

Dans ce type de paramétrage, il ne faut pas perdre de vue que la validité des résultats est subordonnée au respect de la condition $\sigma_s > \omega \epsilon_0 \epsilon_{rs}$.

Les résultats relatifs à quatre valeurs de conductivité sont portés à la planche PL(III-9).



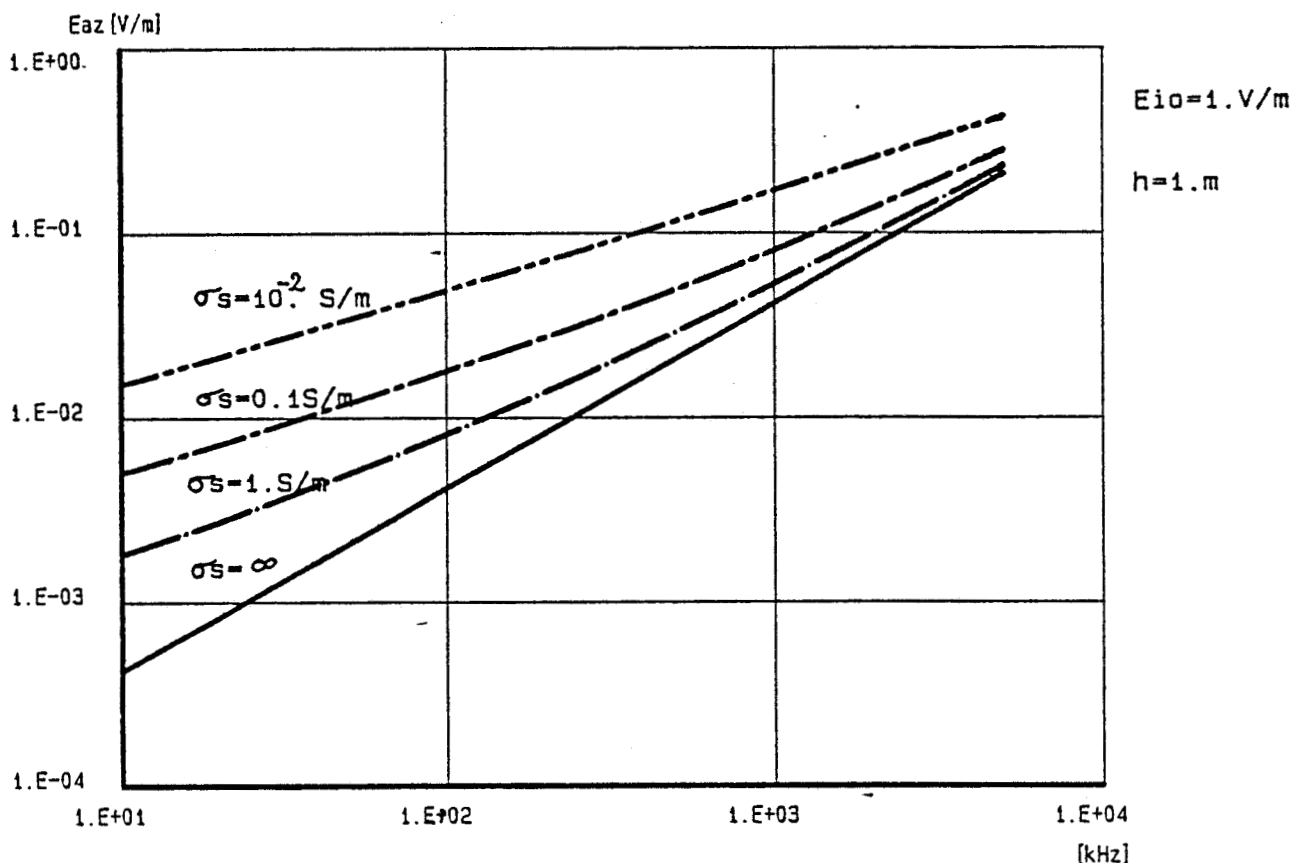
PL(III-9)

INFLUENCE DE LA CONDUCTIVITE DU SOL SUR
L'AMPLITUDE DES TENSIONS PARASITES DE M. D.

Il ressort de ces courbes que le niveau des tensions induites augmente quand la conductivité du sol diminue. Cet effet est encore plus marqué aux fréquences les plus basses.

Bien que les paramètres secondaires (Z_{CP}, γ_p) de la ligne varient avec la conductivité du sol, c'est surtout le champ appliqué $E_{az}(h)$ qui est beaucoup sensible à une variation de conductivité du sol comme le montrent les courbes de la planche PL(III-10).

ATTAQUE SIMULTANEE ($\psi=90^\circ$; $\varphi=0.$)



PL(III-10) : Evolution du champ appliqué $E_{az}(h)$
en fonction de la conductivité du sol

C'est en fait le coefficient de réflexion R_0 à l'interface air-sol qui a une influence importante sur l'amplitude du champ perturbateur et notamment aux basses fréquences.

En effet lorsque $\sigma_s > \omega \epsilon_0 \epsilon_{rs}$, on montre facilement que le coefficient de réflexion R_0 s'exprime par la relation suivante :

$$R_V \approx 1 - 2 \sqrt{\frac{j\omega \epsilon_0 \epsilon_{rs}}{\sigma_s}} \text{ pour } (\psi = 90^\circ) \tag{III-56}$$

De sorte que l'amplitude du champ perturbateur $E_{az}(h,z)$ prend pour valeurs lorsque $2h\beta_0 \ll 1$:

$$E_{az}(h,z) \approx 2E_{i0} \sqrt{\frac{j\omega \epsilon_0 \epsilon_{rs}}{\sigma_s}} e^{-j\beta_0 z} \tag{III-57}$$

L'amplitude du champ perturbateur augmente donc (aux basses fréquences) quand σ_s diminue. Il en résulte un accroissement de l'amplitude du courant perturbateur et par conséquent, une augmentation du niveau des tensions induites.

Rappelons que les approximations (III-56) et (III-57) ne sont justifiées que lorsque $\sigma_s > \omega \epsilon_0 \epsilon_{rs}$.

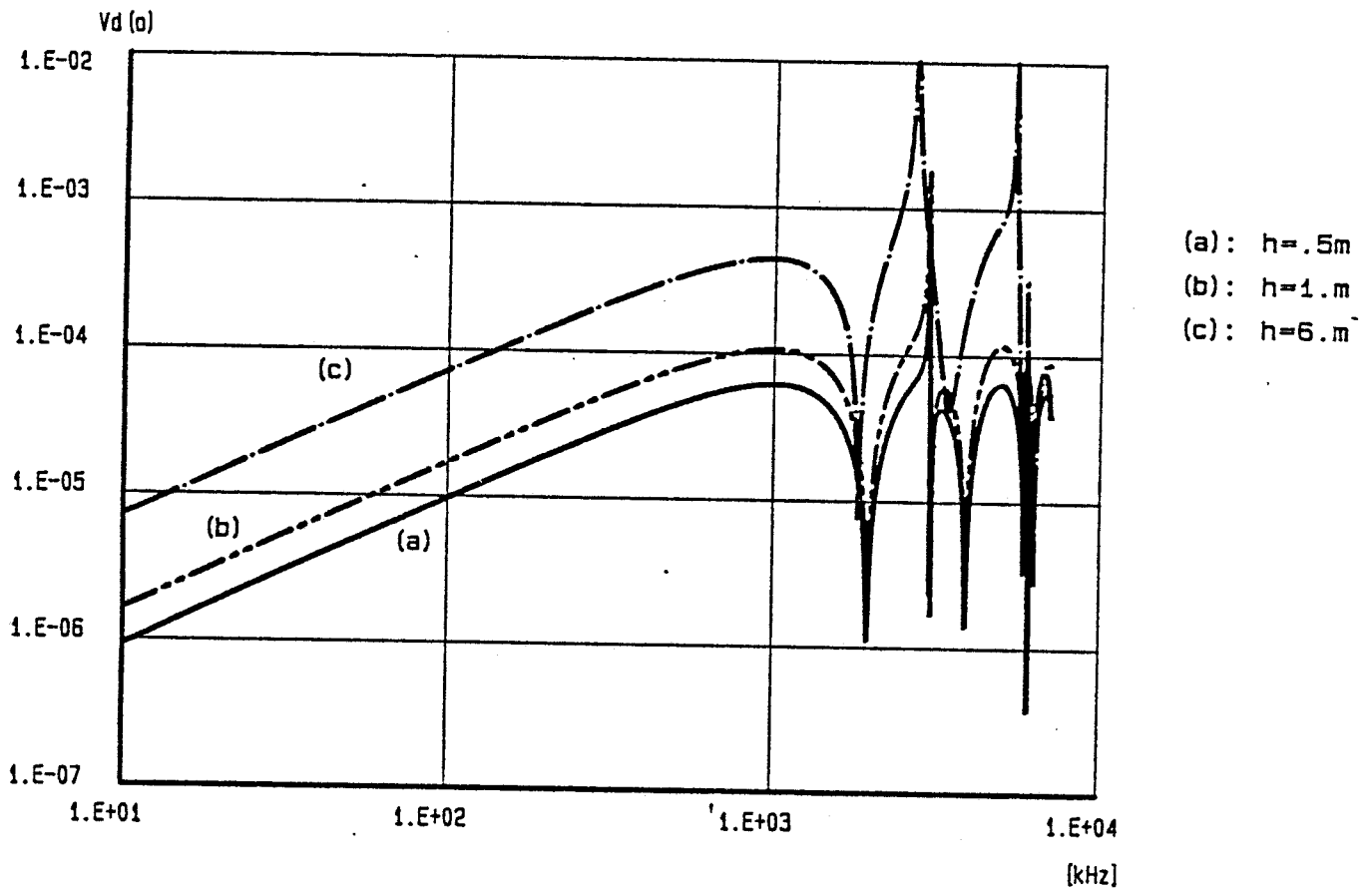
IV.5 - Influence de la hauteur du câble

L'influence de la hauteur h du câble sur l'amplitude des tensions parasites sera analysée en considérant d'abord un plan parfaitement conducteur et ensuite un sol de conductivité moyenne égale à 10^{-2} S/m.

La longueur du câble est fixée à $L = 100$ m.

Le paramétrage sur h doit tenir compte de l'approximation quasi-T.E.M. exprimée par [] : $h \leq 0.2 \lambda$.

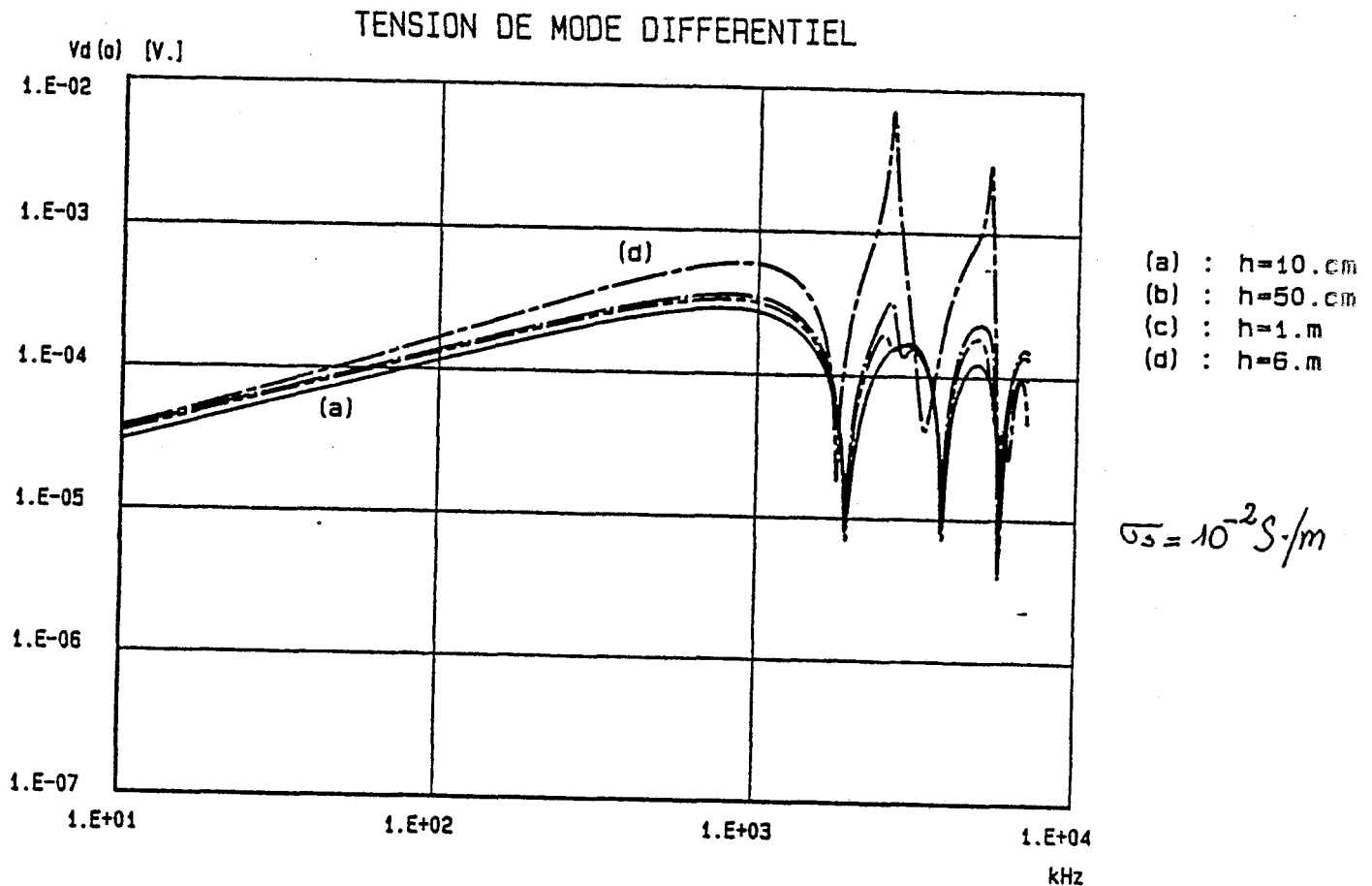
Les courbes de la planche PL(III-11), relatives au cas où $\sigma_s \rightarrow \infty$, montrent que l'amplitude des tensions parasites augmente avec la hauteur du câble. Ce résultat est bien prévu par les relations approchées basses fréquences (III-52).



PL (III-1.): INFLUENCE DE LA HAUTEUR DU CABLE
SUR L AMPLITUDE DES TENSIONS INDUITES

Si on regarde maintenant les résultats de la planche PL(III-12) relatifs à un sol de conductivité $\sigma_s = 10^{-2}$ S/m, on remarque qu'aux basses fréquences, la hauteur a peu d'influence sur l'amplitude des tensions induites aux extrémités du câble.

On peut facilement comprendre ce résultat en se référant à l'expression (III-57) qui montre que lorsque la conductivité du sol est faible, le champ perturbateur n'est pas lié à la hauteur "h" aux basses fréquences et ce, contrairement au cas d'un plan parfaitement conducteur.

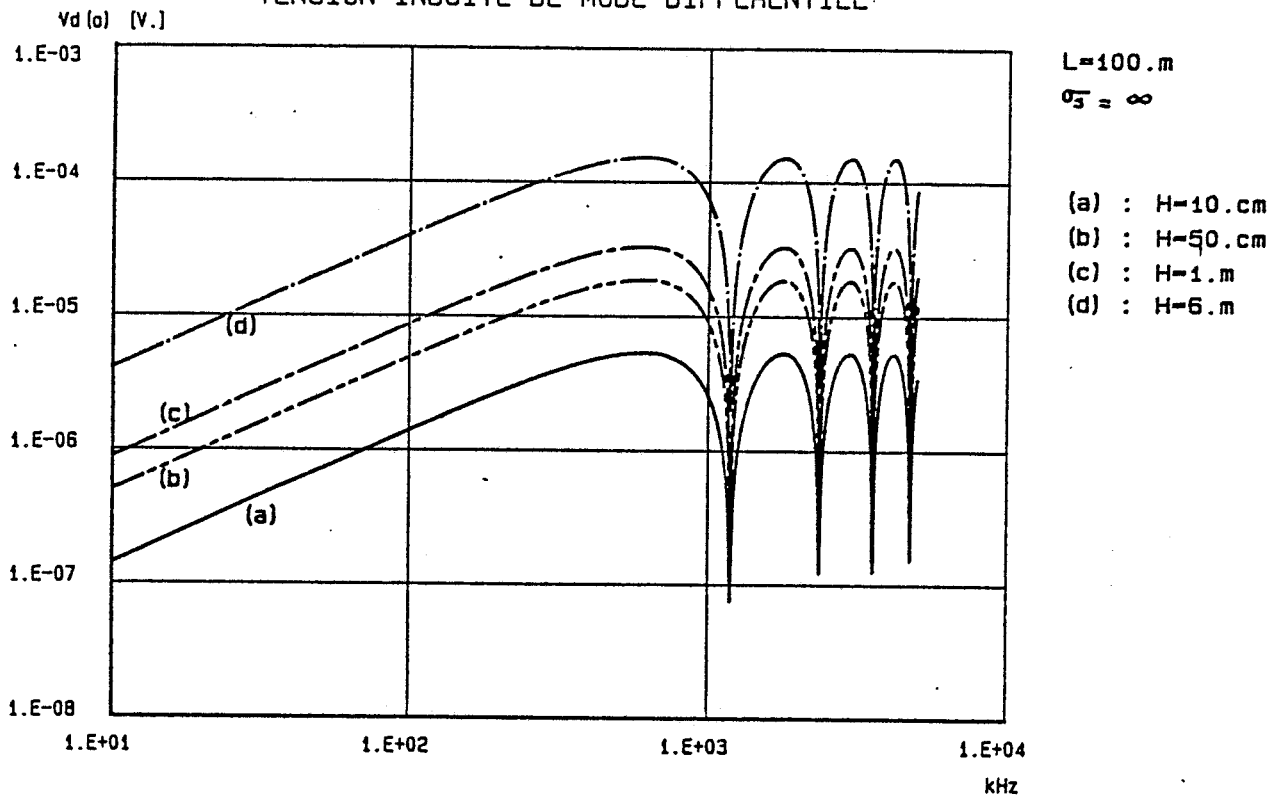


PL(III-12) INFLUENCE DE LA HAUTEUR DU CABLE SUR
L'AMPLITUDE DES TENSIONS INDUITES Vd (a)

L'influence de la hauteur est bien visible aux fréquences élevées, l'augmentation de la hauteur s'accompagne d'une importance accrue des résonances comme on peut le constater sur la courbe relative à h = 6 m.

Dans le cas d'une illumination progressive ($\psi_j = 0, \phi = 0$) où c'est la composante verticale $E_x(h)$ qui participe activement à l'induction du courant dans le blindage, l'amplitude des tensions parasites augmente avec la hauteur h quelque soit la conductivité du sol. (PL III-13)

TENSION INDUITE DE MODE DIFFERENTIEL



PL(III-13) INFLUENCE DE LA HAUTEUR DU CÂBLE SUR
L'AMPLITUDE DES TENSIONS DE M. D.

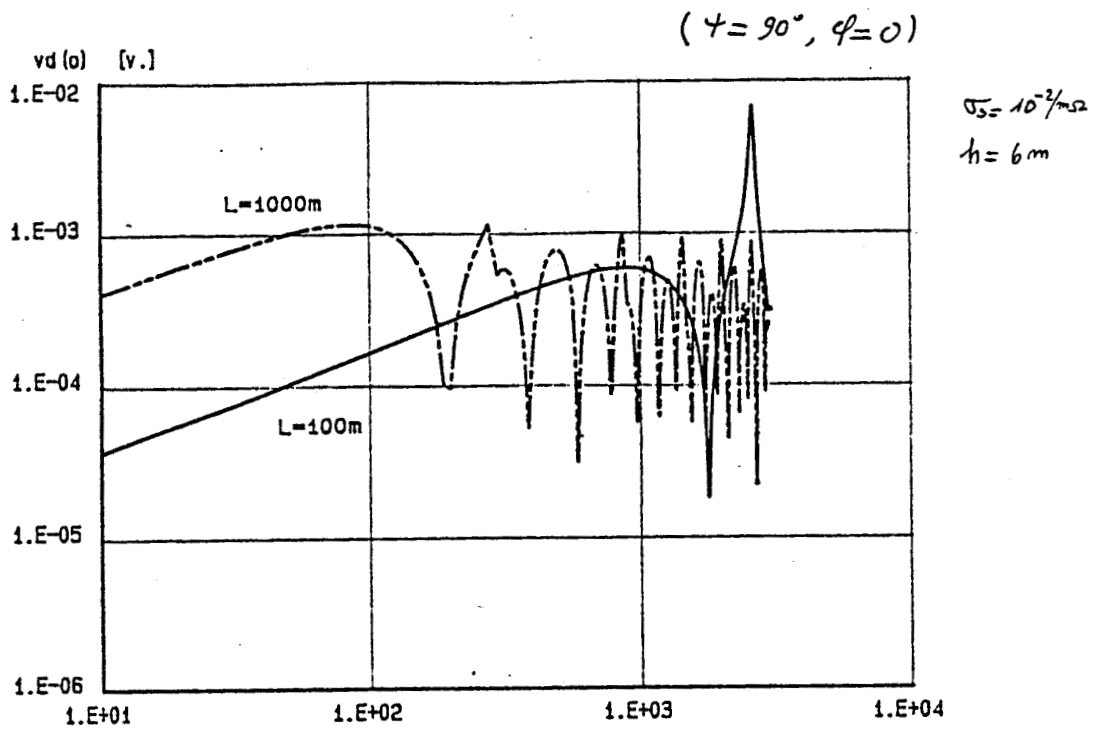
IV.6 - Influence de la longueur du câble

Nous considérons un sol de conductivité 10^{-2} S/m et nous simulons toujours l'illumination simultanée. Le mode de connexion symétrique est adopté.

Les courbes de la planche PL(III-14) montrent l'évolution de l'amplitude des tensions différentielles induites pour une longueur de câble $L = 100m$ et $L = 1000 m$. La hauteur du câble est prise égale à $h = 6 m$.

Aux basses fréquences, l'amplitude des tensions induites est proportionnelle à la longueur du câble, alors qu'aux fréquences élevées, un accroissement de la longueur a pour effet de réduire l'amplitude des tensions aux fréquences de résonances. Cet effet traduit l'introduction d'un affaiblissement linéique α_p important pour la conductivité du sol considéré.

Le comportement basses fréquences de l'amplitude des tensions parasites en fonction de la longueur du câble est bien exprimé par la relation (III-52).



PL (III-14): INFLUENCE DE LA LONGUEUR DU CÂBLE
SUR L'AMPLITUDE DES TENSIONS INDUITES

V - CONCLUSION

Les approches théoriques développées dans ce chapitre de notre thèse montrent que la modélisation de la réponse d'un câble bifilaire blindé au-dessus d'un plan conducteur et illuminé par une onde E.M. plane ne pose pas de difficultés majeures si on parvient à déterminer la répartition du courant perturbateur induit dans le blindage.

Nous avons résolu ce premier aspect du problème en utilisant le formalisme des lignes de transmission pour évaluer ce couplage onde - câble. En adoptant plus particulièrement le cas d'une onde polarisée verticalement, nous avons montré l'influence de l'angle d'incidence sur la distribution de courant.

L'évaluation des tensions parasites induites aux extrémités du câble, faite au moyen de deux méthodes de calcul, a permis de rendre compte de l'influence de certains paramètres (le mode de mise à la masse du blindage, hauteur du câble, conductivité du sol...) sur le niveau des parasites apportés par le câble à l'entrée de l'équipement qui lui est connecté.

Il apparait que d'une façon générale (angle d'incidence quelconque) il n'y a pas de mode de connexion privilégié du blindage à la masse permettant de réduire le niveau des tensions parasites à toute fréquence. Il faut distinguer deux zones de fréquences et deux types de couplage de l'onde perturbatrice à la ligne horizontale.

Lorsque le couplage est à caractère magnétique dominant, le mode de connexion asymétrique se révèle plus intéressant que le mode symétrique aux basses fréquences ($\lambda > L$). Par contre, aux fréquences élevées la connexion symétrique devient plus avantageuse.

Dans le cas d'un couplage onde-câble électrique les comportements précédemment observés sont inversés.

Ces observations suggèrent donc qu'un choix du mode de mise à la masse ne peut être fait de façon rationnelle qu'en relation étroite avec les caractéristiques, notamment l'étendue spectrale des perturbations E.M. dont on souhaite réduire les effets à l'entrée des équipements électroniques.

En étudiant plus particulièrement le cas de l'attaque simultanée, nous avons montré l'influence de la conductivité du sol, sur l'amplitude des tensions induites. L'impact de la hauteur et de la longueur du câble a été aussi examiné.

La présente modélisation limitée aux perturbations harmoniques sera étendue dans le prochain chapitre à des perturbations électromagnétiques de nature impulsionnelle.

CHAPITRE IV

CALCUL DE LA REPONSE D'UN CABLE BIFILAIRE BLINDE
SOU MIS A UNE PERTURBATION DE NATURE IMPULSIONNELLE



INTRODUCTION

Ce chapitre constitue un complément des précédents, puisqu'il s'agit d'une transposition dans le domaine temporel des méthodes de calcul précédemment élaborées en régime sinusoïdal. Cette étude s'impose toutefois quand on sait que les perturbations impulsionnelles, de par les caractéristiques (amplitude crête, énergie) des transitions parasites qu'elles induisent sur les lignes causent souvent les plus grands dommages (effet de la foudre par exemple). Même dans le cas d'une impulsion perturbatrice isolée de très forte amplitude (foudre, I.E.M.N.), les transitoires présents sur le mode différentiel auront une amplitude crête modeste, leur effet se traduira surtout par des erreurs de transmission.

Pour évaluer l'amplitude crête des impulsions induites aux extrémités du câble ainsi que l'énergie qui leur est associée, nous faisons quelques approximations qui nous permettent dans un premier temps de faire usage du calcul symbolique. Les expressions analytiques traduisant l'amplitude crête des tensions parasites se révéleront intéressantes pour évaluer les risques imposés aux équipements. Une approche plus globale de ce problème est ensuite entreprise. C'est ainsi que le traitement numérique par la Transformée de Fourier permettra de résoudre les cas de figure plus complexes où le câble est disposé à la surface d'un plan conducteur et illuminé par une impulsion de champ électrique.

I - DETERMINATION DE LA REPONSE D'UN CABLE BIFILAIRE BLINDE PERTURBE PAR UNE IMPULSION DE COURANT INJECTEE DANS LE BLINDAGE

Le modèle du câble bifilaire en injection est sans doute le plus accessible à une vérification expérimentale. Aussi allons-nous nous y intéresser en premier lieu pour mieux comprendre le comportement d'un bifilaire blindé soumis à une I.E.M.*

D'autre part, ce cas paraît intéressant sur le plan de la modélisation, puisque nous savons déjà relier mathématiquement l'amplitude des tensions parasites au spectre du courant perturbateur et aux différents paramètres qui gouvernent les lois d'induction des parasites aux extrémités du câble. Il suffit en effet, de traduire les expressions harmoniques dans le domaine temporel en faisant appel au calcul symbolique ; on utilise la relation fondamentale :

$$j\omega = p \quad (IV-1)$$

Cette approche analytique suppose bien sûr que la recherche des fonctions originales des expressions symboliques ainsi trouvées soit relativement simple. Dans le cas contraire nous faisons appel aux transformées de Fourier que nous calculons selon une procédure numérique.

I.1 - Les tensions de mode différentiel

IL serait bien difficile de chercher à évaluer l'amplitude crête des tensions différentielles dans le cas général où toutes les dissymétries qui sont justement à l'origine de ces tensions interviennent. Afin de simplifier le problème, nous considérons tout d'abord l'action de la seule dissymétrie de blindage, dissymétrie qui se révèle d'ailleurs être la plus influente sur le niveau des tensions induites sur le mode

* I.E.M. : Impulsion ElectroMagnétique.

différentiel. L'action des autres dissymétries (dissymétries d'impédances et de conducteurs) sera ensuite chiffrée à partir des amplitudes crêtes des tensions de mode commun et des coefficients de transfert de mode relatifs à chaque dissymétrie.

Dans les développements qui vont suivre, nous considérons l'hypothèse des lignes à très faible dissipation énergétique, de sorte que les exposants de propagation γ_p et γ_c associés respectivement à la ligne perturbatrice et au câble seront liés aux vitesses de propagation respectives, v_p et v_c par des relations simples :

$$\gamma_p \approx j \frac{\omega}{v_p} \tag{IV-2}$$

$$\gamma_c \approx j \frac{\omega}{v_c}$$

Nous admettons d'autre part que la résistance connectée entre les deux conducteurs du bifilaire correspond à l'impédance caractéristique du mode différentiel.

En utilisant la variable de Laplace P , les expressions symboliques des tensions différentielles se déduisent de celles établies en régime harmonique par la correspondance $p = j\omega$.

On obtient dans le cas de la dissymétrie de blindage :

$$v_d(O,P) = -\frac{1}{2} Z_{td}(P) I_p(O,P) \frac{1 - e^{-P\theta_N}}{P\theta_N} L \tag{IV-3}$$

$$v_d(L,P) = \frac{1}{2} Z_{td}(P) I_p(O,P) \frac{1 - e^{-P\theta_F}}{P\theta_F} L \tag{IV-4}$$

Relations dans lesquelles nous avons posé :

$$\theta_p = \frac{L}{v_p} \quad (IV-5)$$

$$\theta_c = \frac{L}{v_c}$$

$$\theta_N = \theta_c + \theta_p \quad (IV-6)$$

$$\theta_F = \theta_F - \theta_p$$

L : longueur du câble.

$Z_{td}(P)$ est l'impédance de transfert différentielle symbolique liée à l'inductance de transfert différentielle par la relation :

$$Z_{td}(p) = p \cdot L_{td} \quad (IV-7)$$

$I_p(o,P)$ représente la Transformée de Laplace (T.L.) du courant perturbateur $I_p(o,t)$.

$$I_p(o,P) = T.L.[I_p(o,t)] \quad (IV-8)$$

La recherche des fonctions originales des expressions (IV-2) et (IV-3) nécessite bien évidemment la connaissance de la fonction $I_p(o,t)$.

- Choix du profil du courant perturbateur

L'impulsion excitatrice peut revêtir une caractéristique temporelle quelconque. Mais ses propriétés les plus intéressantes sont : l'amplitude crête et l'étendue de son spectre.

Un échelon de courant peut servir de modèle de calcul et il est défini par son amplitude I_{p0} et son temps de transition τ_d . Ce dernier paramètre pourra être variable, ce qui permet d'intervenir sur son étendue spectrale.

D'autre part, il est facile d'obtenir cette impulsion à partir de générateurs d'impulsion, et donc un moyen de vérification expérimentale.

La figure (IV-1) représente le profil du courant perturbateur.

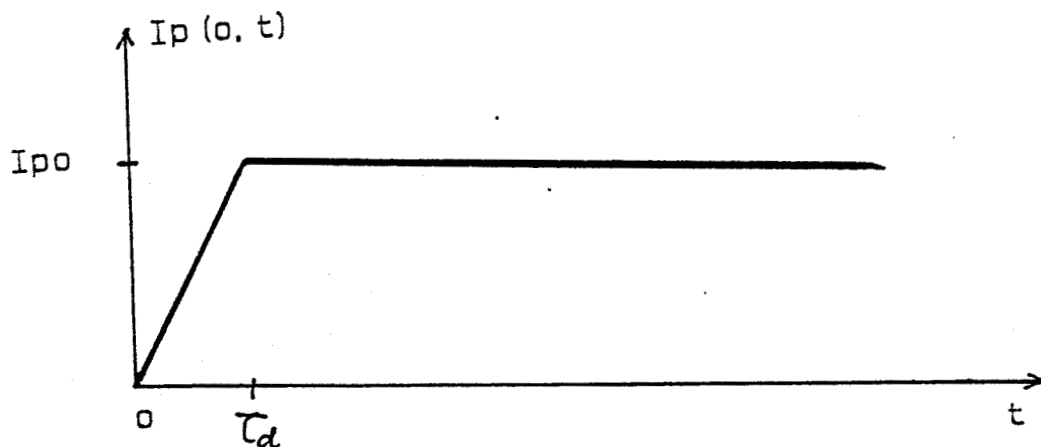


Figure (IV-1) : Profil du courant perturbateur.

Il est défini par :

$$\begin{aligned}
 I_p(o, t) &= 0 & t < 0 \\
 I_p(o, t) &= \frac{I_{po}}{\tau_d} t & 0 \leq t \leq \tau_d \\
 I_p(o, t) &= I_{po} & t > \tau_d
 \end{aligned} \tag{IV-9}$$

fonction dont la Transformée de Laplace s'écrit :

$$I_p(o, p) = I_{po} \frac{1 - e^{-p\tau_d}}{p^2 \tau_d} \tag{IV-10}$$

Les expressions (IV-2) et (IV-3) peuvent finalement s'écrire sous les formes suivantes :

$$v_d(o, p) = -\frac{1}{2} \cdot \frac{I_{po} \cdot L_{td} \cdot L}{\theta_N} \left[\frac{1 - e^{-p\tau_d}}{p^2 \tau_d} - e^{-p\theta_N} \cdot \frac{1 - e^{-p\tau_d}}{p^2 \tau_d} \right] \tag{IV-11}$$

$$v_d(L,P) = \frac{1}{2} \frac{I_{po} \cdot L \tau_d \cdot L}{\theta_F} \left[\frac{1 - e^{-P\tau_d}}{p^2 \tau_d} - e^{-P\theta_F} \cdot \frac{1 - e^{-P\tau_d}}{p^2 \tau_d} \right] \quad (IV-12)$$

On voit apparaître dans ces expressions les paramètres τ_d , θ_N , θ_F dont les valeurs vont conditionner les caractéristiques des impulsions induites $v_d(o,t)$, $v_d(L,t)$.

Une attention particulière doit être portée sur la valeur relative du temps de transition du courant par rapport aux temps de propagation composites θ_N et θ_F . En effet les caractéristiques des signaux induits aux extrémités du câble seront différentes selon que l'amplitude du courant atteint sa valeur maximale avant ou après les temps θ_N et θ_F . Rappelons que θ_N et θ_F correspondent respectivement à la somme et la différence des temps de propagation des ondes sur la ligne perturbatrice et dans le câble. Ils correspondent en fait à l'inverse des premières fréquences de battement (entre les modes véhiculés par le câble et la ligne extérieure) respectivement pour les tensions de paradiaphonie et de télédiaphonie (2^e chapitre).

Pour bien illustrer cet aspect, qui conditionne finalement les caractéristiques des impulsions induites, nous allons examiner trois cas de figure susceptibles de se rencontrer en pratique.

a) Cas d'une impulsion perturbatrice à front très raide

Si nous avons affaire à des câbles de grandes longueurs soumis à une impulsion de front de montée de quelques ns (I.E.M.N.* par exemple) la condition : $\tau_d < \theta_F$ peut être satisfaite. Cela suppose bien entendu que les vitesses de propagation v_c et v_p soient bien différentes.

Dans ces conditions, en calculant les transformées de Laplace inverses des expressions (IV-11) et (IV-12) on montre que les signaux induits entre les conducteurs du câble ont les caractéristiques suivantes portées sur la figure (IV-2) :

- $v_d(o,t)$: impulsion de forme trapézoïdale, de front de montée τ_d , de durée $(\theta_N + \tau_d) \approx \theta_N$ et d'amplitude crête V_{d0} telle que :

* I.E.M.N. : Impulsion Electromagnétique d'origine Nucléaire.

$$V_{do} = - \frac{1}{2} \frac{I_{po} L t_d}{t_N} \quad (\text{IV-13})$$

$$\text{où } t_N = \left(\frac{1}{v_c} + \frac{1}{v_p} \right)$$

- . $v_d(L,t)$: impulsion isolée de même nature que $V_d(o,t)$, de durée $(\theta_F + \tau_d)$ et dont l'amplitude crête V_{dL} vaut :

$$V_{dL} = \frac{1}{2} \frac{I_{po} L t_d}{t_F} \quad (\text{IV-14})$$

$$\text{où } t_F = \left| \frac{1}{v_c} - \frac{1}{v_p} \right|$$

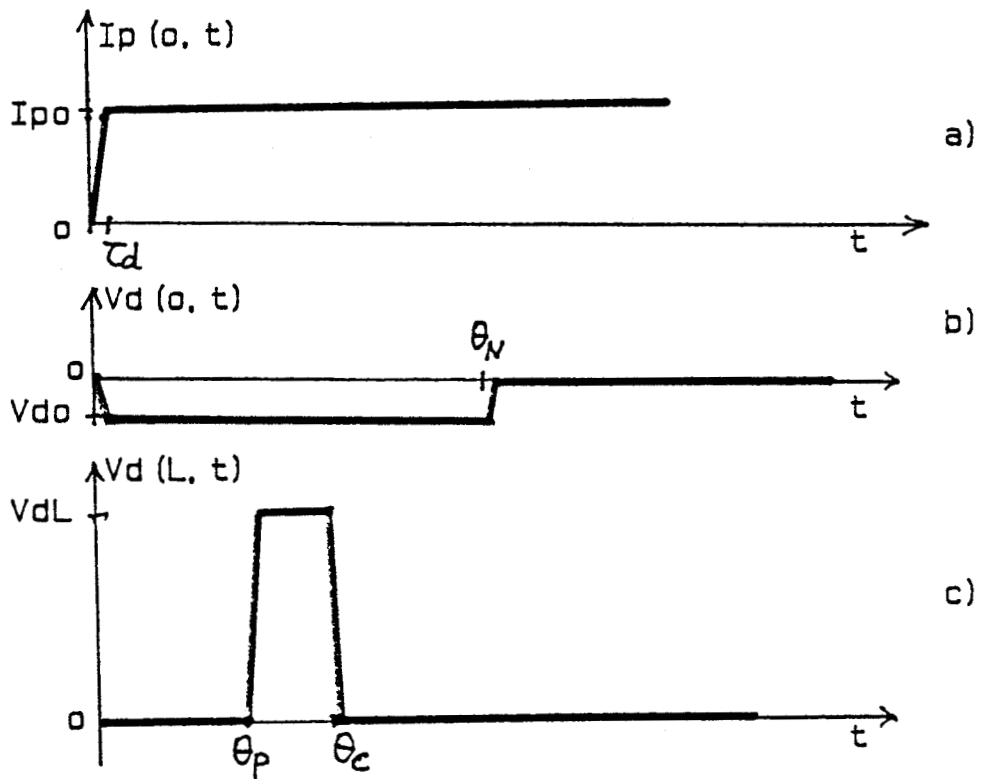


Figure (IV-2) : Impulsions induites lorsque $\tau_d < \theta_F$

- a) courant perturbateur
- b) impulsion de paradiaphonie
- c) impulsion de télédiaphonie.

Ces résultats montrent que les amplitudes crêtes des tensions induites sont indépendantes de τ_d et de la longueur L du câble. Les vitesses de propagation v_c et v_p (donc les propriétés physiques des milieux intérieur et extérieur) apparaissent comme des paramètres influents sur l'amplitude crête.

b) Cas de perturbateur à front de montée large

Lorsque $\tau_d > \theta_F$, les impulsions $v_d(o,t)$ et $v_d(L,t)$ qui en résultent ont pour expressions :

$$v_d(o,t) = - \frac{I_{po} L \tau_d L}{2 \tau_d} [U(t) - U(t-\tau_d)] \quad (IV-15)$$

$$v_d(L,t) = \frac{I_{po} L \tau_d L}{2 \tau_d} [U'((t-\theta_p) - U'(t-\tau_d-\theta_p))]$$

$U(t)$: échelon unité de temps de montée θ_N

$U'(t)$: échelon unité de temps de montée θ_F

Les impulsions $v_d(o,t)$ et $v_d(L,t)$ ont la même amplitude crête et la même durée τ_d ; elles sont seulement de polarités opposées.

On remarquera que les amplitudes crêtes sont proportionnelles à la dérivée du courant perturbateur et à la longueur du câble, propriétés déjà bien mises en évidence sur les câbles coaxiaux [] dont les blindages sont à couplage magnétique dominant.

$$V_{do} = -V_{dL} = - \frac{I_{po} L \tau_d L}{2 \tau_d} \quad (IV-16)$$

Les impulsions sont dessinées sur la figure (IV-3).

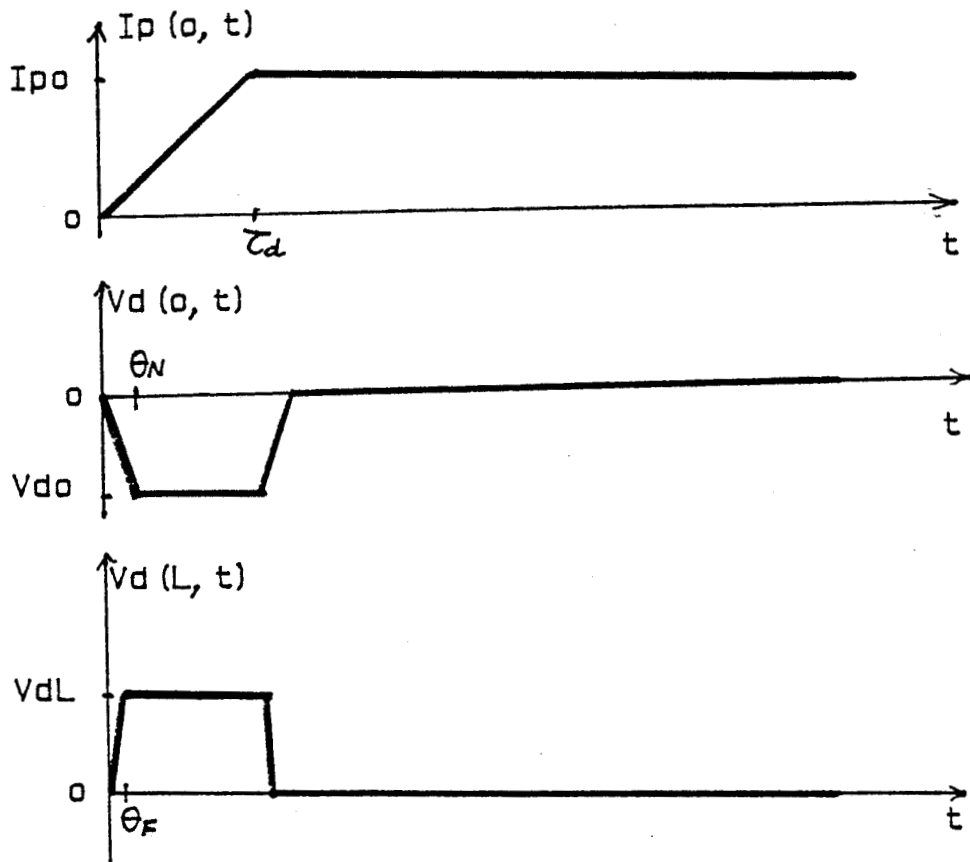


Figure (IV-3) : impulsions induites lorsque $\tau_d > \theta_F$.

c) Cas où $\theta_F < \tau_d < \theta_N$

C'est la combinaison des deux cas précédents, on obtient :

$$v_d(o, t) = - \frac{I_{po} \cdot L \tau_d \cdot L}{2 \theta_N} [I_p(o, t) U(t) - I_{po}(o, t - \theta_N) \cdot U(t - \theta_N)] \quad (IV-17)$$

$$v_d(L, t) = \frac{I_{po} \cdot L \tau_d \cdot L}{2 \tau_d} [U'(t - \theta_F) - U'(t - \theta_F - \tau_d)]$$

On obtient les signaux de la figure (IV-4).

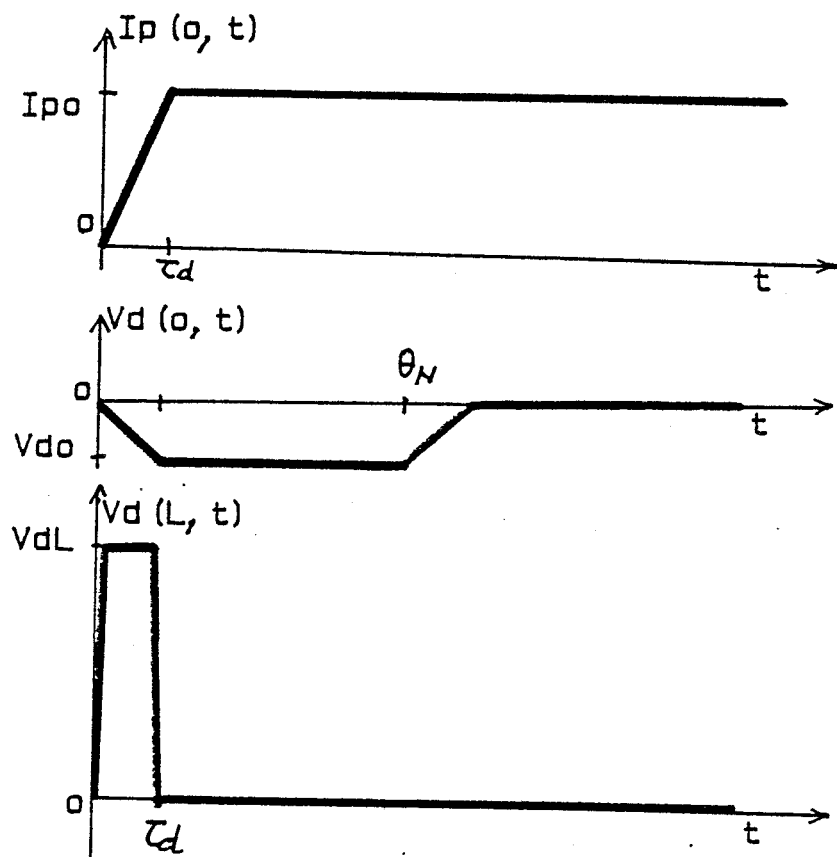


Figure (IV-4) : $\theta_F < \tau_d < \theta_N$.

$$V_{do} = - \frac{I_{po} L \tau_d}{2 \tau_N}$$

(IV-18)

$$V_{dL} = \frac{I_{po} L \tau_d}{2 \tau_d} \cdot L$$

Ces trois exemples montrent bien comment les propriétés des impulsions induites aux extrémités du câble sont étroitement liées au temps de transition de l'impulsion perturbatrice.

Il faut dire à ce sujet que le temps de montée τ_d fixe la région significative du spectre du courant. Ce spectre décroît très vite à partir des fréquences supérieures à $1/\tau_d$.

Lorsque $\tau_d < \theta_F$, le spectre est étendu aux fréquences élevées pour lesquelles interviennent des phénomènes de propagation dès que la longueur d'onde est plus petite que la longueur du câble. Nous savons alors (2^e chapitre) que l'amplitude maximale des tensions différentielles suit une courbe enveloppe d'amplitude indépendante de la fréquence et de la longueur.

Par contre lorsque τ_d est suffisamment large, le spectre d'amplitude significative du courant est limité aux basses fréquences. L'amplitude des signaux parasites est proportionnelle à la longueur du câble.

Les courbes de la figure (IV-4') montrent le spectre de l'impulsion de courant lorsque $\tau_d = 100$ ns et $\tau_d = 2$ μ s.

I.2 - Les tensions de mode commun

Les caractéristiques des signaux induits entre chaque conducteur et le blindage vont dépendre étroitement de la nature du couplage électromagnétique qu'exerce le blindage sur les conducteurs. Pour les blindages tressés usuels, l'impédance de transfert de mode commun Z_{tc} traduit à la fois un couplage de nature résistive et magnétique qu'on exprime par la relation :

$$Z_{tc} = R_0 + j\omega L_{tc} \quad (IV-19)$$

où R_0 s'identifie pratiquement à la résistance linéique du blindage en continu et L_{tc} son inductance de transfert.

La réponse du câble en mode commun va se distinguer de celle obtenue pour le mode différentiel par la génération d'une composante continue d'amplitude proportionnelle à R_0 .

D'autre part, les conditions aux limites imposées par des valeurs élevées des impédances de charge de mode commun vont favoriser sur le câble l'établissement du phénomène de réflexions multiples qui caractérise d'ailleurs toute ligne de transmission non adaptée en régime impulsionnel.

Pour faciliter la recherche des solutions analytiques, nous supposons que ces impédances de charge sont purement résistives. On peut alors montrer [], et à partir des développements donnés en Annexe A(IV-1) que les tensions de mode commun s'expriment par la relation :

$$v_c(*,t) = (1+\rho^*) \left[V_{cm}(*,t)U(t) + \sum_{n=1}^{\infty} (\rho_0\rho_L)^n V_{cm}(*,t-2n\theta_c).U(t-2n\theta_c) \right] \quad (IV-20)$$

ρ^* désigne le coefficient de réflexion à l'extrémité *

$$(* = 0, L)$$

où :

$$V_{cm}(0,t) = V_{ca}(0,t) U(t) + \rho_L \cdot V_{ca}(L,t-\theta_c).U(t-\theta_c) \quad (IV-21)$$

$$V_{cm}(L,t) = V_{ca}(0,t) \cdot \rho_0 \cdot U(t-\theta_c) + V_{ca}(L,t)U(t)$$

$V_{ca}(0,t)$ et $V_{ca}(L,t)$ sont les impulsions induites en mode commun dans les conditions d'adaptation de celui-ci.

La détermination de $V_{ca}(*,t)$ est identique à celle des tensions de mode différentiel à condition de remplacer dans les expressions symboliques $Ztd(p)$ par $(R_0 + pLtc)$.

En considérant le cas où $\tau d < \theta_F$, on obtient :

$$V_{ca}(0,t) = -\frac{1}{2} I_{p0} \left[\frac{R_0 L}{\theta_N} (t-\tau d) + \frac{Ltc}{t_N} \right] : \tau d \leq t \leq \theta_N \quad (IV-22)$$

$$V_{ca}(0,t) = -\frac{1}{2} I_{p0} R_0 L : \tau d \geq \theta_N$$

$$V_{ca}(L,t) = \frac{1}{2} I_{p0} \left[\frac{R_0 L}{\theta_F} (t-\theta_p) + \frac{Ltc}{t_F} \right] : \theta_p \leq t \leq \theta_p + \theta_F \quad (IV-23)$$

$$V_{ca}(L,t) = \frac{1}{2} I_{p0} R_0 L : t > \theta_F + \theta_p$$

Les caractéristiques sont portées sur la figure (IV-5).

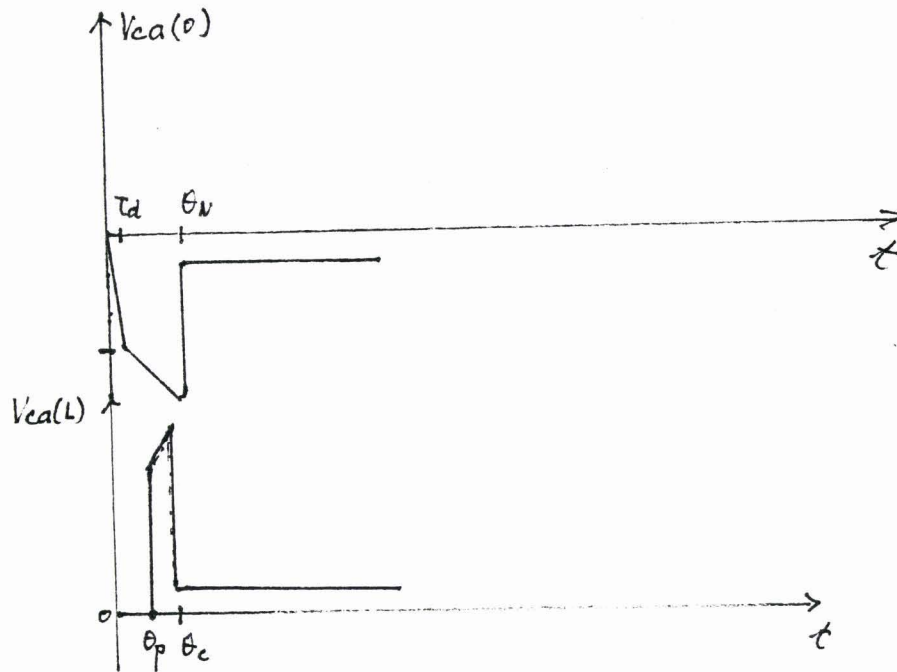


Figure (IV-5) : Impulsions induites de mode commun.

Par le phénomène de réflexions multiples, les signaux de mode commun seront une combinaison des impulsions $V_{ca}(0,t)$ et $V_{ca}(L,t)$ selon les lois décrites par les relations (IV-20) et (IV-21). La relation (IV-20) nous renseigne que la période de récurrence de ces impulsions est égale à $2 \theta_c$.

I.3 - Dissipation énergétique

Les grandeurs amplitude crête et durée des impulsions induites peuvent se révéler insuffisante pour évaluer les conséquences d'une I.E.M. sur un système. En effet, les composants réagissent différemment selon qu'ils sont soumis à une impulsion étroite de forte amplitude ou à une impulsion large mais d'amplitude plus modeste. On est alors amené à considérer la susceptibilité à partir de l'énergie nécessaire à l'entrée du système pour perturber son fonctionnement.

Dans notre cas, il s'agit de calculer l'énergie dissipée dans les résistances de charge de mode différentiel et de mode commun.

Les relations que nous établissons ne peuvent pas s'appliquer alors dans les cas où les circuits d'entrée des équipements comportent des non linéarités.

D'une façon générale, l'énergie W dissipée dans une résistance R aux bornes de laquelle existe une d.d.p. $v(t)$ peut être évaluée à partir de l'intégrale suivante :

$$W = \int_0^{\infty} \frac{v^2(t)}{R} dt \quad (\text{IV-25})$$

Ce calcul sera simple dans le cas du mode différentiel puisque nous avons affaire à des impulsions isolées de transitions très brèves. Les temps de transition de ces impulsions $V_d(0,t)$ et $V_d(L,t)$ sont en effet bien plus petits que leur durée. On peut dans ces cas les confondre avec des impulsions rectangulaires et approximer l'énergie W au moyen de la relation suivante :

$$W_d = \frac{V_d^2}{R_d} \theta \quad (\text{IV-26})$$

où V_d est l'amplitude crête de l'impulsion de mode différentiel et θ sa durée.

R_d correspond ici à la résistance connectée entre les deux conducteurs.

En revanche, ces approximations ne peuvent pas s'appliquer raisonnablement au mode commun pour lequel nous avons vu que les signaux sont d'une part récurrents, et d'autre part affectés par l'effet de la résistance R_0 du blindage.

Nous utilisons dans ce cas le théorème de Parseval qui permet de relier l'énergie associée à une impulsion à son spectre par la relation :

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|v(f)|^2}{R} df \quad (\text{IV-27})$$

où $|V(f)|$ est le spectre de l'impulsion $V(t)$.

La relation (IV-27) sera évaluée numériquement.

Pour les différents cas examinés, nous obtenons les expressions suivantes permettant de calculer l'énergie transmise par le mode différentiel :

	Wdo en Joules	WdL en Joules
$\tau_d < \theta_F$	$K \cdot \frac{L}{\tau_N}$	$K \cdot \frac{L}{\tau_F}$
$\tau_d > \theta_N$	$K \cdot \frac{L^2}{\tau_d}$	$K \cdot \frac{L^2}{\tau_d}$
$\theta_F < \tau_d < \theta_N$	$K \cdot \frac{L}{\tau_N}$	$K \cdot \frac{L^2}{\tau_d}$

où
$$K = \frac{I_{po}^2 L \tau_d^2}{4 R_d} \quad (IV-28)$$

L : longueur du câble.

On voit apparaître dans ces relations, et contrairement à l'amplitude crête, que l'énergie est dans tous les cas bien liée à la longueur du câble.

Un ordre de grandeur de ces énergies sera donné dans le paragraphe suivant consacré à la simulation numérique de la réponse de notre modèle du bifilaire à une I.E.M.

II - DETERMINATION NUMERIQUE DE LA REPONSE D'UNE PAIRE BLINDEE SOUmise A UNE I.E.M.

II.1 - Principe de calcul au moyen de la T.F.D.

La recherche des fonctions originales peut devenir ardue dans les cas où le gabarit du courant perturbateur a une loi temporelle plus complexe que celle d'un échelon (I.E.M.N., décharge électrostatique, coup de foudre, etc...). Des difficultés analytiques surviennent aussi lorsqu'il s'agit de tenir compte des pertes en lignes ou du phénomène de diffusion dans le modèle d'impédance de transfert de mode commun.

Dans ces cas, une approche numérique de calcul des caractéristiques des signaux parasites induits est plus avantageuse.

Nous utilisons une procédure basée sur les Transformées de Fourier Discrètes (T.F.D.).

Le code de calcul est exécuté suivant les différentes étapes décrites ci-dessous.

1 - Echantillonnage du courant perturbateur $I_p(o,t)$ sur une fenêtre temporelle de durée T_o .

2 - Calcul du spectre discret du courant échantillonné $I_p(o,n\Delta t)$ au moyen d'une T.F.D. Les échantillons du spectre sont tels que :

$$I_p(o, nf_o) = \text{T.F.D.} [I_p(o, n\Delta t)] \quad (\text{IV-29})$$

$$\text{où } \Delta t = \frac{T_o}{N} \quad \text{et} \quad f_o = \frac{1}{T_o}$$

N est le nombre d'échantillons considérés. L'algorithme rapide utilisé impose à N la valeur [].

$N = 2^p$ où p est un entier représentant le poids de la base de calcul.

3 - Calcul de la réponse spectrale du câble. On évalue à ce stade, des tensions $v_d(*,nf_0)$ et $v_c(*,f_0)$ à partir des expressions établies en harmonique.

4 - Retour dans le domaine temporel par le calcul de la T.F.D. inverse des tensions calculées en 3.

Si cette procédure est relativement simple dans son principe, certaines précautions doivent être prises lors de son exécution. Il s'agit principalement du choix des paramètres d'échantillonnage N et T_0 . Ceux-ci imposent en effet les bornes inférieures f_{\min} et supérieures f_{\max} des spectres calculés []. Elles sont toutes les deux liées à la fenêtre T_0 et à N par les relations remarquables :

$$f_{\min} = \frac{1}{T_0} \quad \text{et} \quad f_{\max} = \frac{N}{2T_0} \quad (\text{IV-30})$$

Il faut par conséquent choisir convenablement N et T_0 pour que la bande de fréquences $[f_{\min}, f_{\max}]$ couvre bien d'une part le spectre du courant perturbateur et d'autre part qu'elle laisse apparaître les phénomènes de propagation abondamment observés en harmoniques.

Concrètement il faut :

$$f_{\max} \geq \frac{1}{\theta_F} \quad (\text{IV-31})$$

II.2 - Résultats de la simulation numérique

Cette simulation vise à la fois à valider les expressions analytiques établies à l'aide du calcul symbolique et à déterminer la réponse du bifilaire en présence des dissymétries qui sont à l'origine de la conversion modale.

Les résultats présentés sont relatifs aux paramètres suivants :

- bifilaire : $L = 100 \text{ m}$

$$C_{11} = C_{22} = 75 \text{ pF/m}$$

$$C_{12} = - 3,8 \text{ pF/m}$$

$$L_{11} = L_{22} = 350 \text{ nH/m}$$

$$L_{12} = 18 \text{ nH/m}$$

$$V_c = 1.95 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

- blindage :

$$R_o = 6 \text{ m}\Omega/\text{m}$$

$$L_{tc} = 1.3 \text{ nH/m}$$

$$l_{td} = 0.1 \text{ nH/m}$$

- Ligne perturbatrice :

$$V_p = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

- Impédances de mode commun

$$R_{c10} = R_{c20} = R_{cL1} = R_{cL2} = 10 \text{ k}\Omega$$

$$\text{Nous posons } \Delta R = |R_{c10} - R_{c1L}|$$

$$R_{d0} = R_{dL} = 130 \text{ }\Omega \quad (\text{impédance caractéristique du mode différentiel}).$$

- Courant perturbateur : Echelon

$$I_{po} = 1 \text{ A}$$

$$\tau_d = 50 \text{ ns à } 1 \text{ }\mu\text{s}$$

A partir de ces données on déduit les valeurs des différentes constantes de temps :

$$\theta_C = 511 \text{ ns}$$

$$\theta_P = 333 \text{ ns}$$

$$\theta_N = 844 \text{ ns}$$

$$\theta_F = 178 \text{ ns}$$

La base de calcul de la T.F.D. est de 102^4 points.

$$T_{\text{omax}} = 80 \text{ } \mu\text{s.}$$

II.3 - Analyse des effets des différentes dissymétries

1) Dissymétrie de blindage

L'effet de cette dissymétrie est simulé en calculant les tensions différentielles lorsque le bifilaire et les impédances d'extrémités sont symétriques ($C_{11} = C_{22}$ et $\Delta R = 0$).

Les résultats de cette simulation sont portés sur les courbes de la planche PL(IV-1). On trouve en :

a - Transitoire de la tension de paradiaphonie $v_d(o,t)$

b - Transitoire de la tension de télédiaphonie $v_d(L,t)$

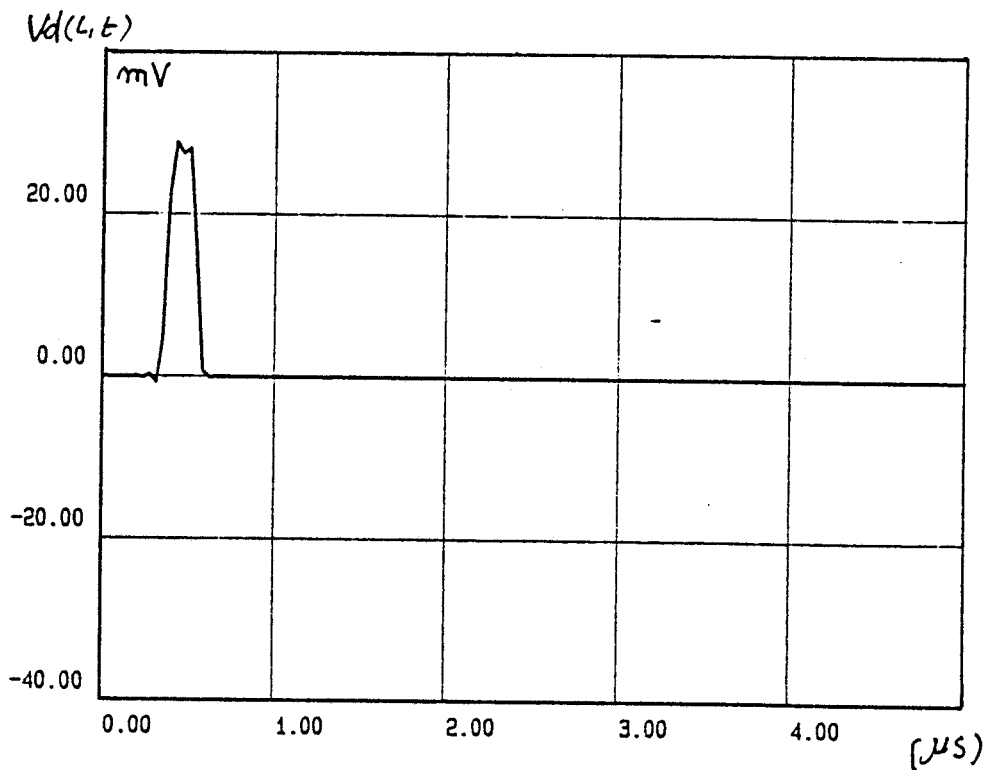
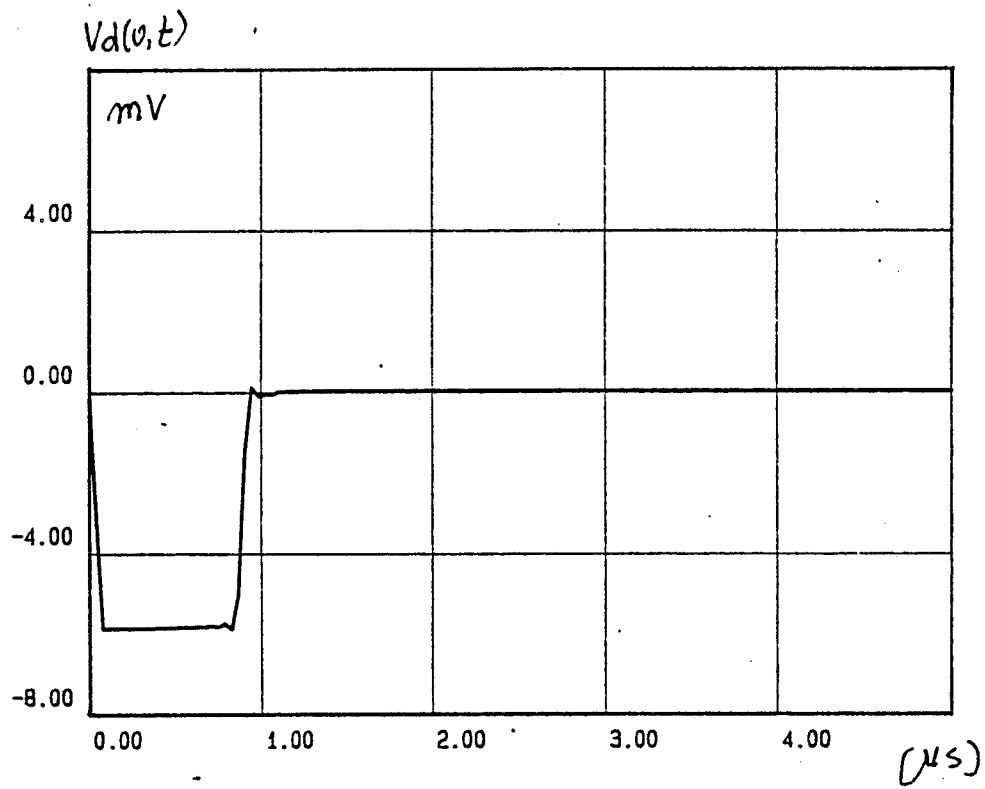
En calculant les amplitudes crêtes de $v_d(o,t)$ et $v_d(L,t)$ au moyen des relations (IV-14) et (IV-15) ($\tau_d < \theta_F$) on obtient :

$$V_{do} \approx - 6 \text{ mV}$$

$$V_{dL} \approx 28 \text{ mV}$$

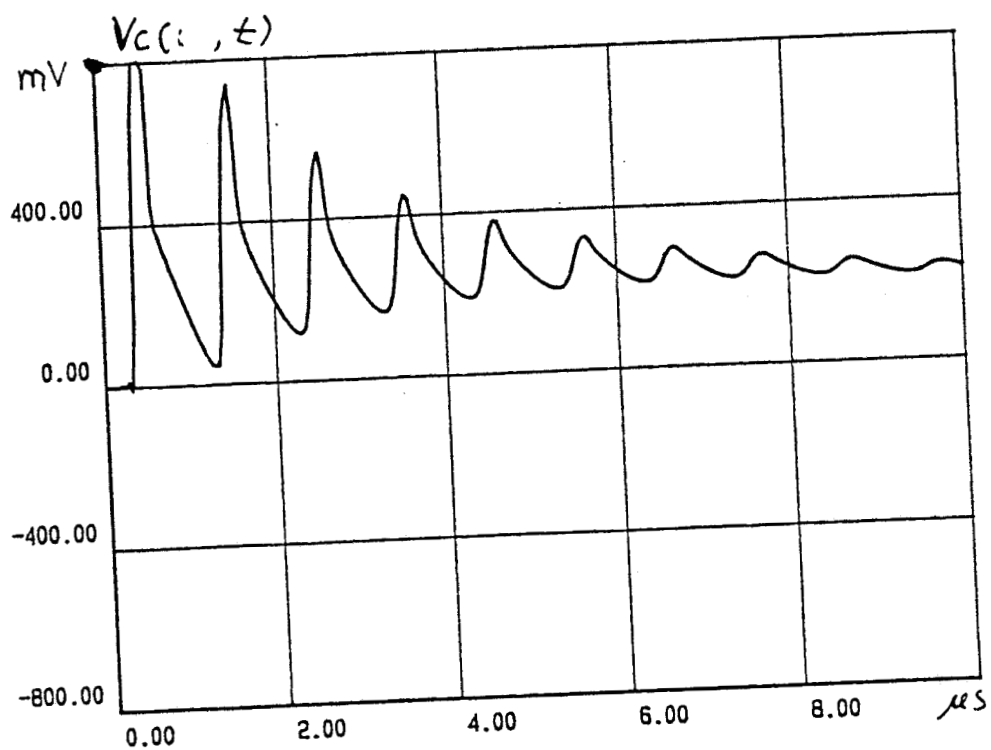
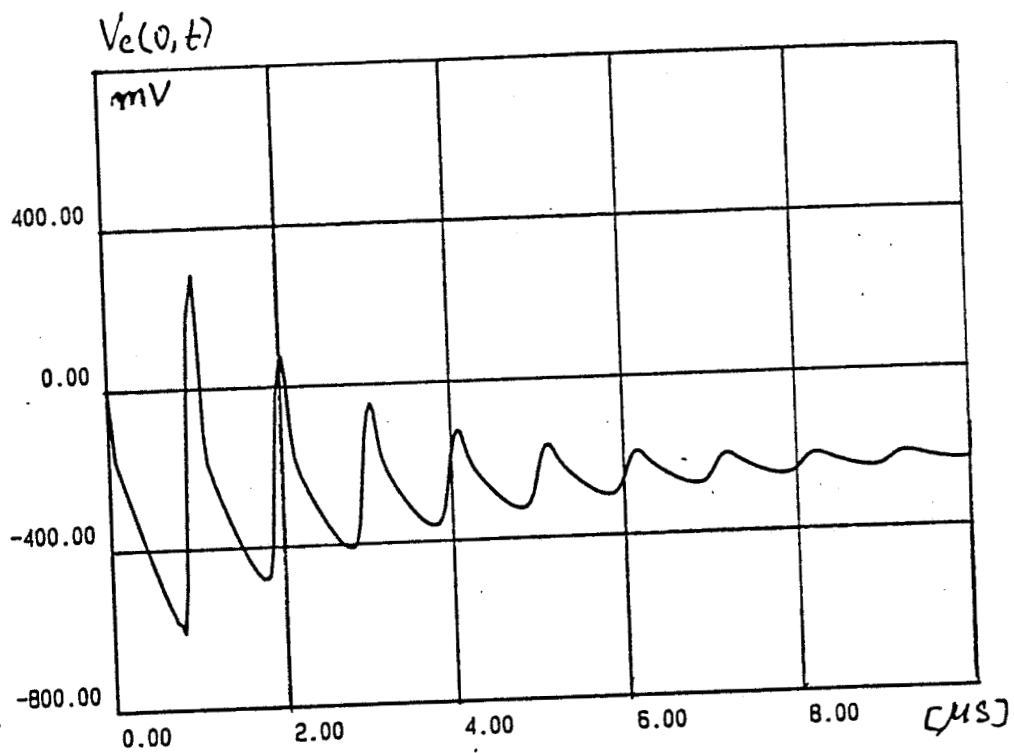
Ces valeurs correspondent à celles qu'on trouve sur les courbes.

Nous avons porté sur la planche PL(IV-2) les motifs des impulsions induites en mode commun sur une fenêtre beaucoup plus large pour qu'apparaissent clairement l'effet de la résistance et l'effet des pertes en lignes.



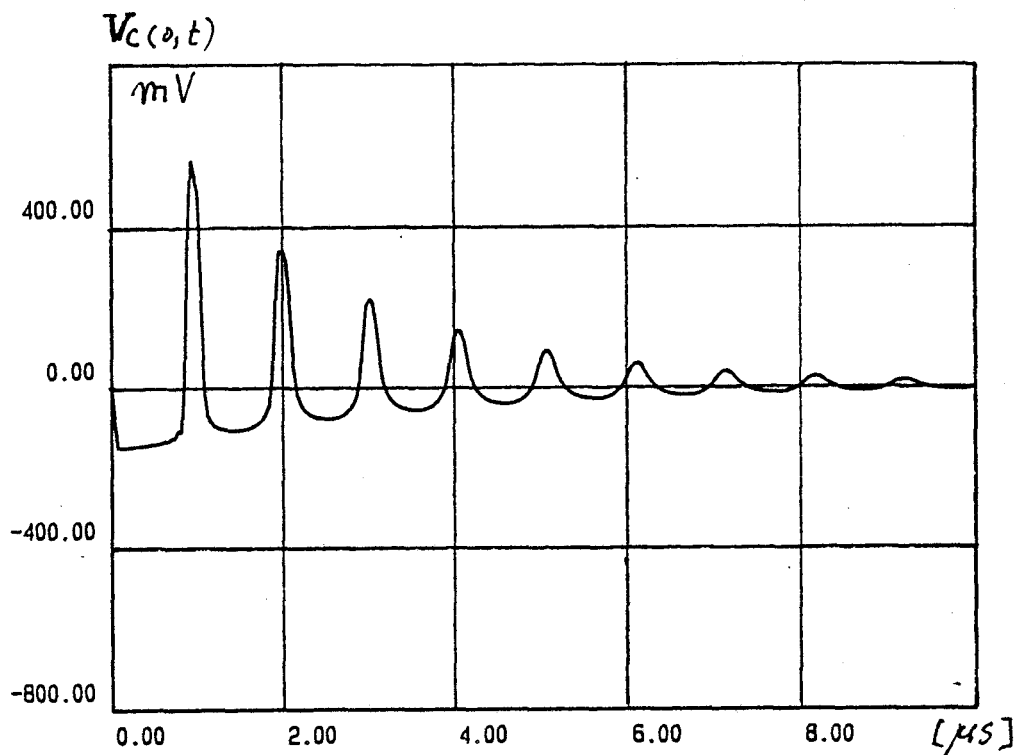
PL(IV-1.)

Impulsions induites de mode differentiel



PL (r-2) impulsions induites de mode commun

La courbe de la planche PL(IV-3) illustre le cas où nous négligeons le couplage résistif traduit par R_0 dans l'impédance de transfert de mode commun. Dans ce cas $V_C(o)$ s'annule au bout de quelques périodes.



Si on s'intéresse à l'énergie associée à ces signaux, elle prend les valeurs suivantes :

mode différentiel :

$$W_{do} = 2.10^{-13} \text{ J}$$

$$W_{dL} = 9.4 \cdot 10^{-13} \text{ J}$$

mode commun :

$$W_{co} \equiv W_{oc} = 1.6 \cdot 10^{-11} \text{ J} \quad (R_0 = 0)$$

$$W_{co} \equiv W_{cL} = 1.5 \cdot 10^{-10} \text{ J} \quad (R_0 = 6 \cdot 10^{-3} \Omega/\text{m})$$

Ces énergies sont insignifiantes si on compare leur valeur au seuil de perturbation des circuits logiques CMOS qui est de l'ordre de 10^{-8} J.

[]

2) Dissymétrie d'impédances

Nous supposons que le bifilaire et le blindage sont symétriques.

$$(C_{11} = C_{22} \text{ et } Z_{td} = 0)$$

Les résistances de charge de mode commun utilisées dans cette simulation ont pour valeurs :

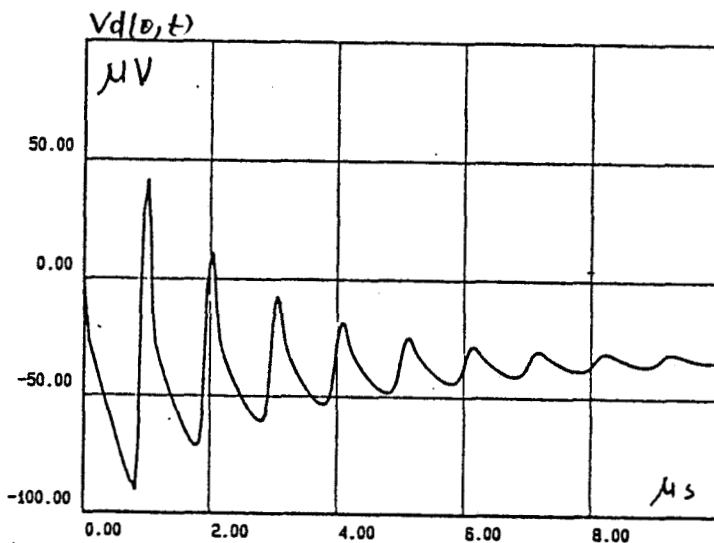
$$R_{c1o} = 11 \text{ k}\Omega$$

$$R_{2o} = R_{c2L} = R_{c1L} = 10 \text{ k}\Omega$$

$$\text{Soit } \Delta\Omega = 1 \text{ k}\Omega$$

La courbe de la planche PL(IV-4) représente l'évolution temporelle du signal induit de mode différentiel en $z = 0$.

Nous avons pris $R_o = 6 \cdot 10^{-3} \Omega/\text{m}$ et $L_{tc} = 1.3 \text{ nH}/\text{m}$.



PL(IV-4). Effet d'une dissymétrie d'impédance

Cette courbe illustre bien le résultat attendu, la tension de mode différentiel est une fraction de la tension de mode commun. Il s'agit tout simplement du mécanisme de la conversion modale bien développé dans le deuxième chapitre. On peut facilement montrer, dans le cas où la dissymétrie intervient à l'extrémité d'injection, qu'on obtient :

$$v_d(o, t) = T_i v_c(o, t) U(t)$$

(IV-32)

$$v_d(L, t) = T_i v_c(o, t - v_c) U(t - \theta_c)$$

Le coefficient de transfert de mode T_i s'exprime par la relation :

$$T_i = \frac{(L_{11} - L_{12})}{4 R_{c10}^2 \theta_c} L \cdot \Delta R \quad (\text{IV-33})$$

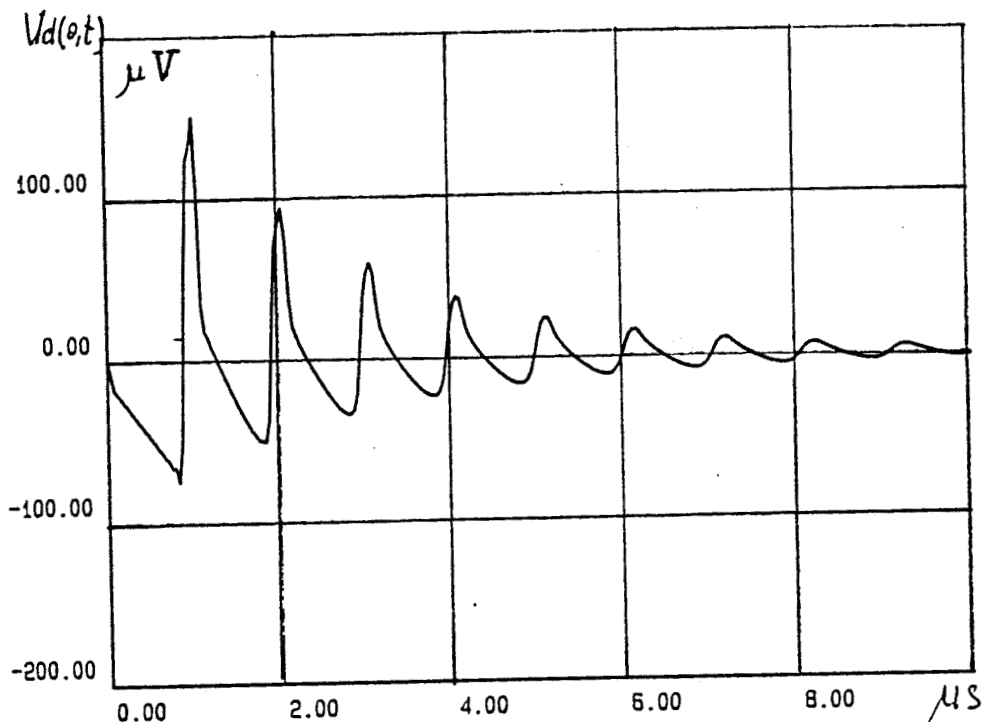
3) Dissymétrie de conducteurs

Nous supposons que les réseaux d'impédances sont équilibrés et nous examinons l'effet d'une dissymétrie des paramètres linéiques du bifilaire.

Les valeurs utilisées sont les suivantes :

$$\begin{array}{ll} C_{11} = 74 \text{ pF/m} & L_{11} = 350 \text{ nH/m} \\ C_{22} = 70 \text{ pF/m} & L_{22} = 371 \text{ nH/m} \\ C_{12} = -4 \text{ pF/m} & L_{12} = 21 \text{ nH/m} \end{array}$$

Les résultats sont portés sur la planche PL(IV-5). Il s'agit encore d'une reproduction des impulsions de mode commun. Les amplitudes crêtes sont liées à l'écart entre les valeurs de L_{11} et L_{22} comme il est développé dans le deuxième chapitre.



PL(IV-5)

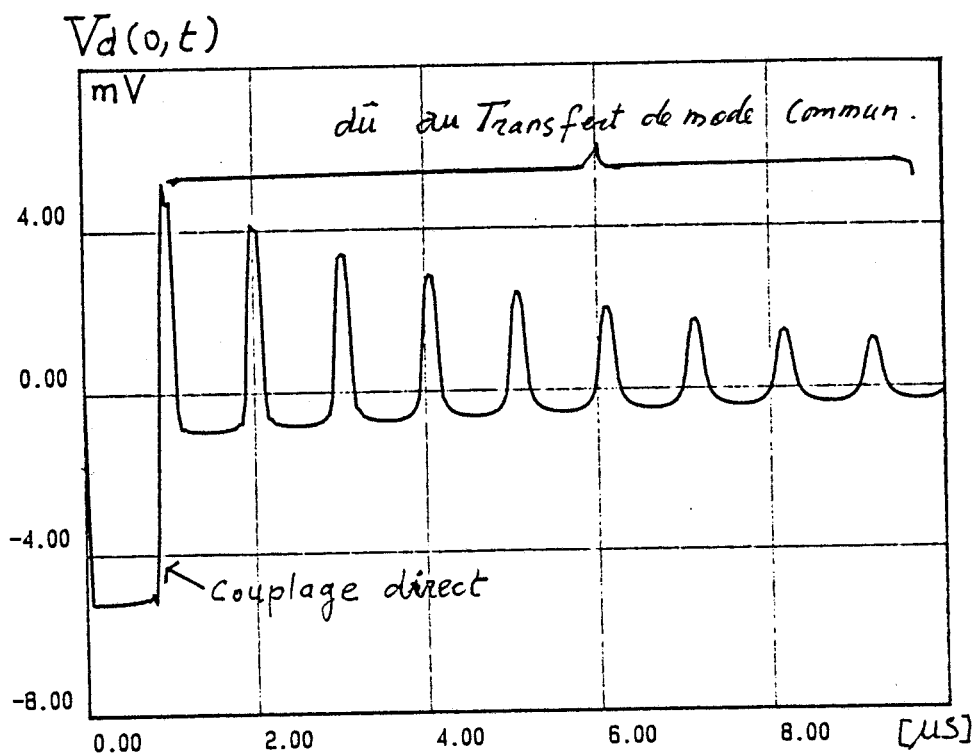
4) Modèle plus réaliste

Dans la pratique il n'est pas possible de dissocier les différentes dissymétries, les tensions différentielles induites étant liées à l'action de toutes les dissymétries.

La courbe de la planche PL(IV-6) montre l'effet d'une dissymétrie de blindage et d'une dissymétrie d'impédance.

Les valeurs utilisées dans cette simulation sont les suivantes :

$$\begin{aligned} L_{tc} &= 66 \text{ nH/m} \\ R_o &= 0 \\ L_{td} &= 7 \cdot 10^{-2} \text{ nH/m} \\ \Delta R &= 1 \text{ k}\Omega \\ L &= 100 \text{ m} \end{aligned}$$



PL(IV-6)

On distingue clairement la transition résultant du couplage direct et les impulsions récurrentes provenant du transfert de mode.

Cette étude théorique, bien que limitée au mode de perturbation par injection, a permis de relier l'amplitude crête des tensions induites aux extrémités du câble aux caractéristiques propres du câble et à celles de l'impulsion de courant perturbatrice.

Le temps de transition du courant et la longueur du câble sont apparus comme deux paramètres qui affectent fortement les caractéristiques des signaux parasites.

Si les temps de propagation sur la ligne perturbatrice et le câble sont bien supérieurs au temps de transition de l'impulsion agressive, les amplitudes crêtes des signaux induits sont indépendantes de la longueur du câble.

En revanche, la durée des impulsions est proportionnelle à L . Cette propriété se traduit concrètement par un accroissement de l'énergie transmise à l'entrée de l'équipement lorsque les dimensions longitudinales du câble augmentent.

Une vérification expérimentale de la réponse du câble à un échelon de courant sera entreprise dans la dernière partie du chapitre.

III - CALCUL DES TENSIONS PARASITES INDUITES AUX EXTREMITES D'UN CABLE BIFILAIRE BLINDE AERIEN ILLUMINE PAR UNE I.E.M.

Introduction

L'impulsion normalisée biexponentielle est le plus souvent utilisée dans ce type de modélisation. En effet, celle-ci permet de décrire assez bien l'impulsion E.M. produite lors d'une explosion nucléaire à haute altitude ou celle du courant de canal de foudre. Toutefois les caractéristiques spectrales de l'IEMN et de la foudre sont assez proches de celles d'un échelon beaucoup plus accessible au calcul analytique. Pour ces raisons nous considérons que le câble bifilaire est illuminé par un échelon de champ électrique. D'autre part, une ambiguïté peut naître dans l'utilisation du formalisme des lignes de transmission dans le domaine temporel. En effet en dehors du cas d'une illumination sous incidence rasante ($\Psi = 0$), le champ perturbateur appliqué à la ligne fait intervenir l'onde réfléchiée par le sol ; il s'en suit alors une erreur dans le calcul du courant induit dans le blindage aux instants inférieurs et supérieurs au temps mis par l'onde réfléchiée pour parcourir la hauteur du câble. Toutefois des études comparatives [] [] entre théorie des lignes de transmission et théorie des antennes ont montré que même dans le pire des cas (attaque simultanée), l'erreur introduite par l'utilisation du formalisme des lignes de transmission reste inférieure à 20 %. Nous utilisons encore la théorie des lignes de transmission pour déterminer la signature temporelle du courant perturbateur. Dans la suite, les évolutions temporelles des signaux parasites sont obtenues par la procédure numérique de la Transformée de Fourier inverse des expressions établies en régime sinusoïdal. Nous examinons les illuminations simultanées et progressives de la ligne horizontale. Le câble bifilaire a les mêmes caractéristiques que celles utilisées dans les simulations précédentes. Les impédances d'extrémités du câble ont les valeurs données en II-2).

- Réponse du câble bifilaire lors d'une attaque simultanée

$$(\Psi = 0, \phi = 0)$$

Le champ incident est un échelon ayant les caractéristiques :

$$E_{i0} = 1 \text{ V/m}$$

$$\tau_d = 100 \text{ ns}$$

1) Cas d'une connexion symétrique

Les évolutions temporelles des tensions parasites différentielles sont portées sur la planche PL(IV-7).

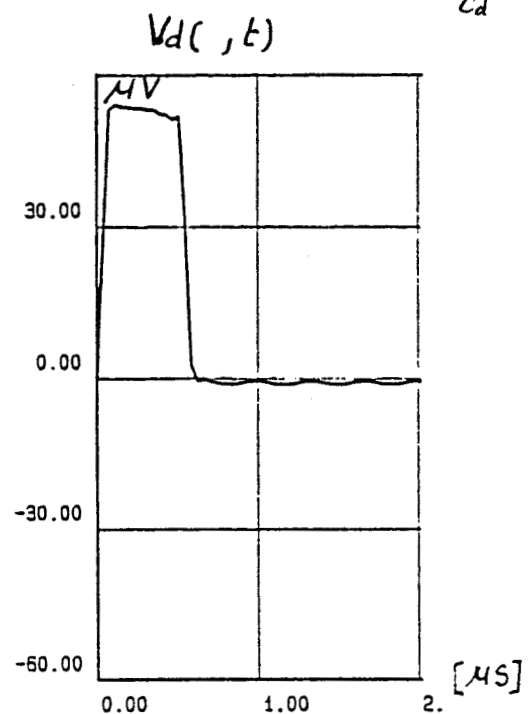
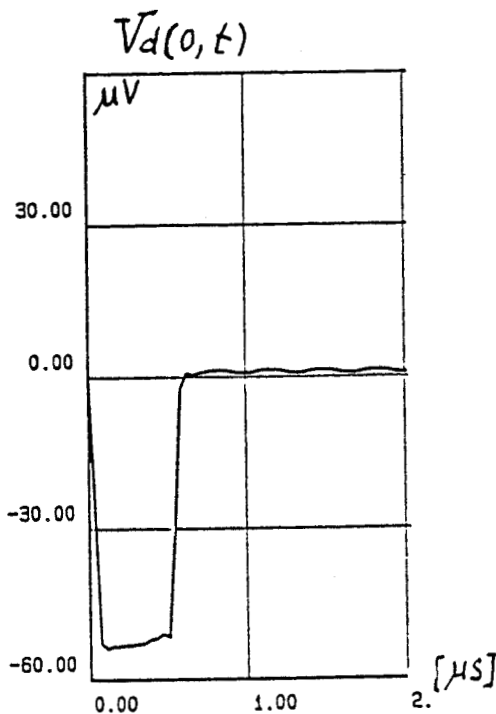
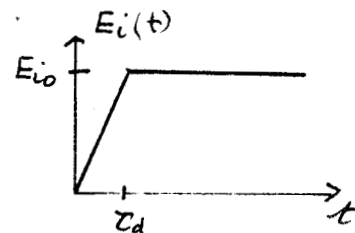
Elles sont relatives à une ligne horizontale de 100 m de longueur, à une hauteur $h = 1$ m. Le plan est supposé parfaitement conducteur.

Nous savons que dans ce cas, toute la ligne est illuminée simultanément, les tensions parasites ont alors la même amplitude aux deux extrémités.

En négligeant en première approximation l'effet des fils verticaux et l'atténuation en ligne, on obtient à l'aide du calcul opérationnel, les tensions $V_d(o,t)$ et $V_d(L,t)$ qui se réduisent à des impulsions de largeur θ_c et d'amplitude crête telle que :

$$V_{do} = V_{dL} = - \frac{h E_{io} L t_d}{Z_{cp}} v_c$$

(IV-34)



La durée de l'impulsion est proportionnelle à la longueur du câble alors que l'amplitude crête en est indépendante.

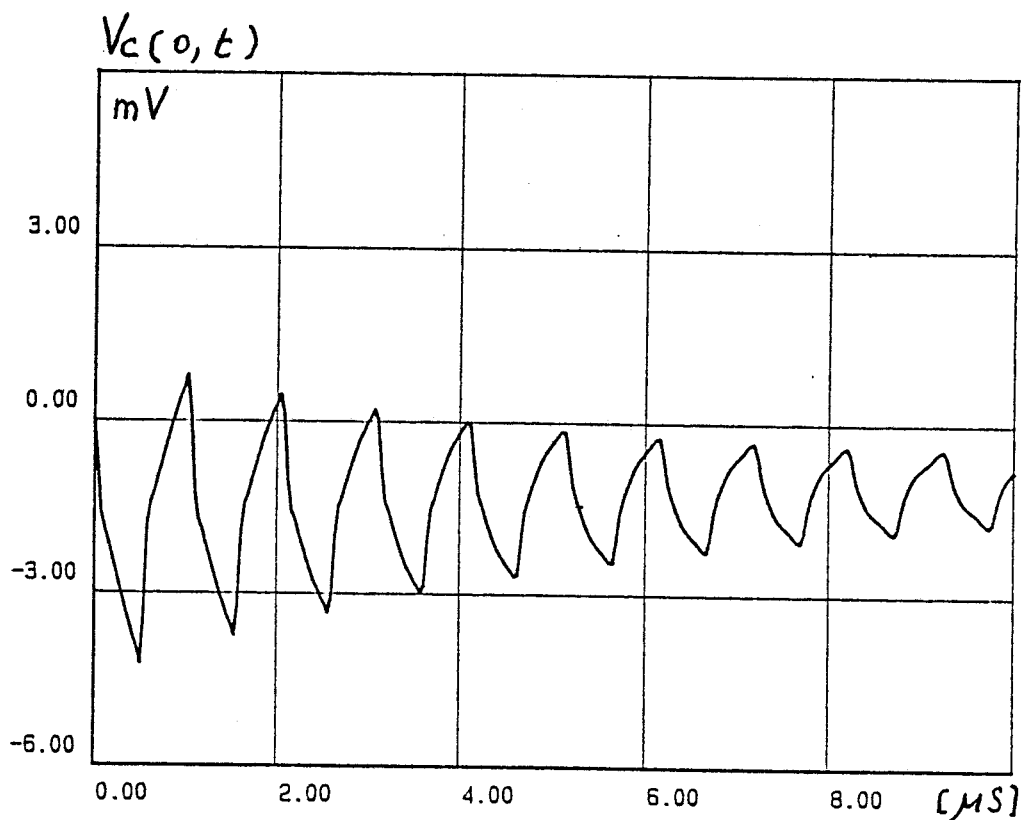
Si on s'intéresse maintenant à l'énergie dissipée dans la résistance R_d de mode différentiel, on peut évaluer cette énergie approximativement au moyen de la relation suivante :

$$W_{do} \cong W_{dL} \cong \frac{V_{do}^2}{R_d} \theta_c$$

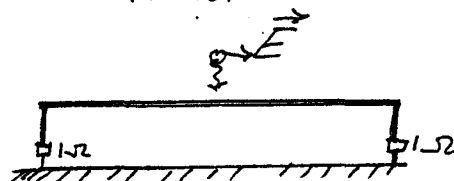
L'énergie est proportionnelle à la longueur de ligne puisque $\theta_c = \frac{L}{v_c}$
 (v_c = vitesse de propagation dans le câble).

Les signaux parasites de mode commun présentent les caractéristiques représentées sur la planche PL(IV-8).

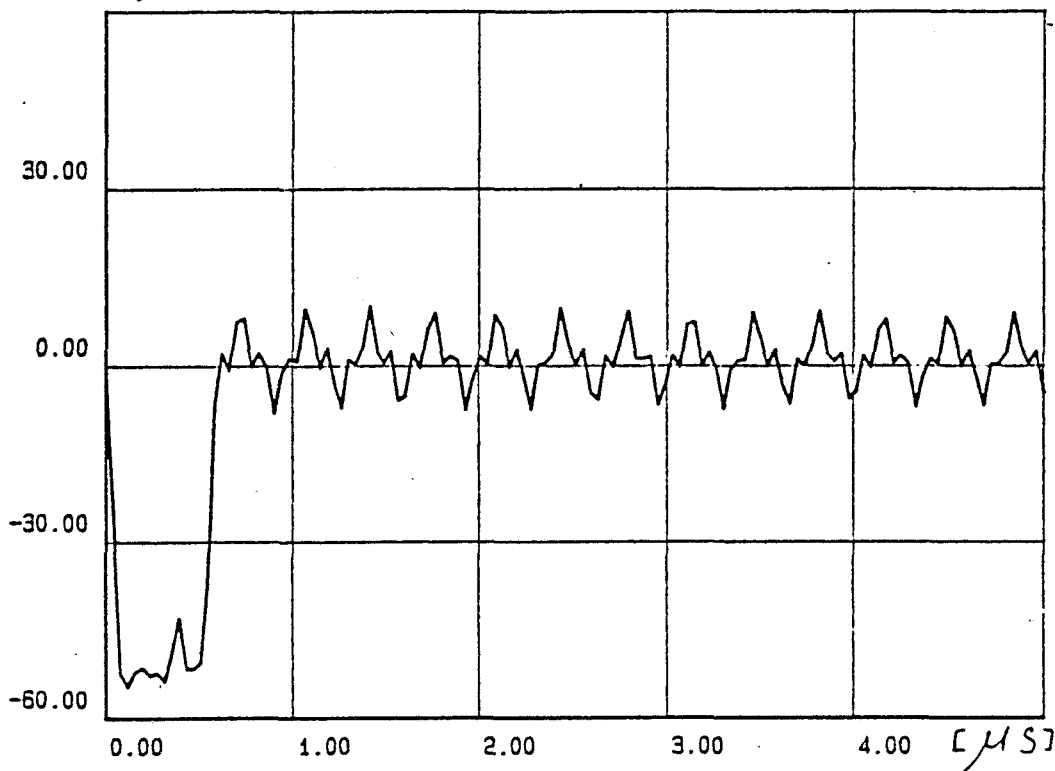
La loi de composition est identique au principe de superposition des réflexions formulées précédemment.



Une modélisation qui tient compte de l'effet des lignes verticales donne les résultats portés sur la planche PL(IV-10). A l'impulsion précédemment observée, se superpose une suite d'impulsions récurrentes qui traduisent bien le phénomène de résonance et d'antirésonance observé sur le courant en régime sinusoïdal. Ce phénomène est bien plus marqué dans le cas des transitoires portés sur la planche PL(IV-15).



$V_d(a, t)$ [μV]

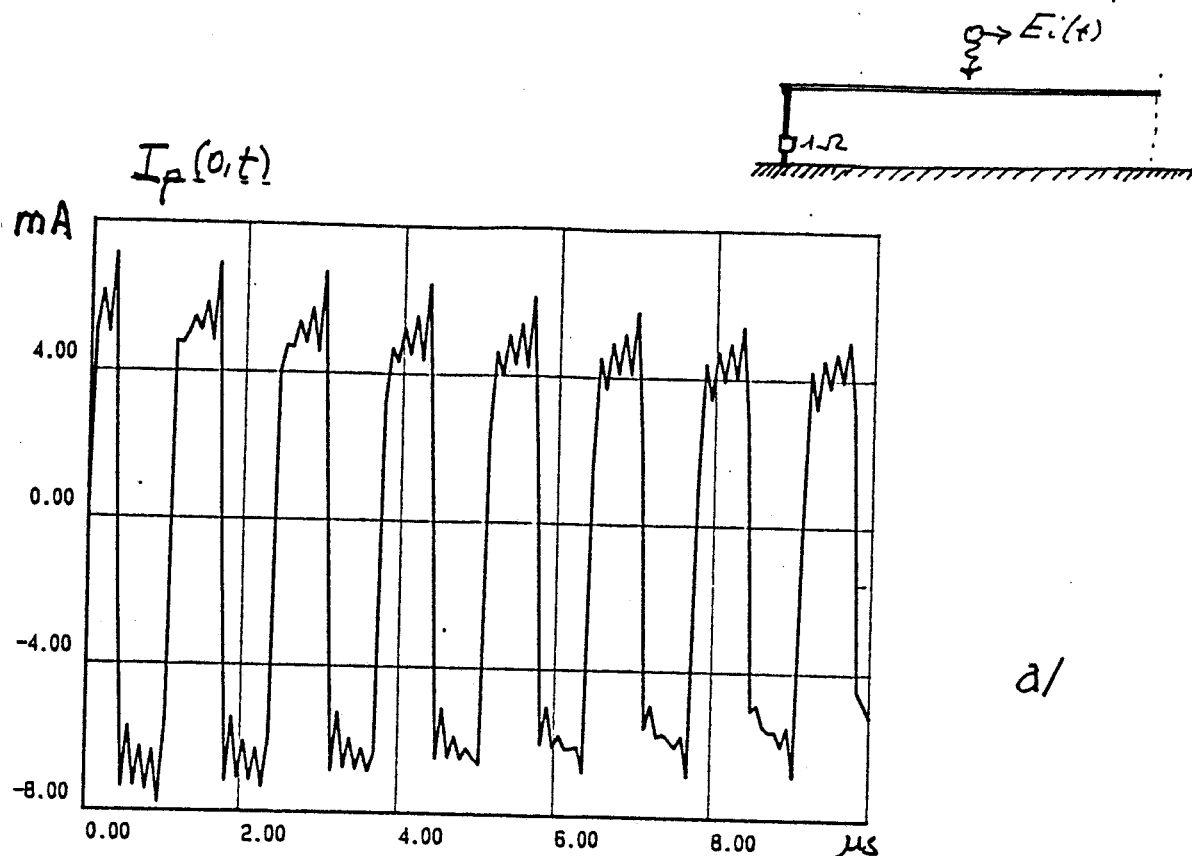


PL(IV-10). modélisation tenant compte
des fils de descente

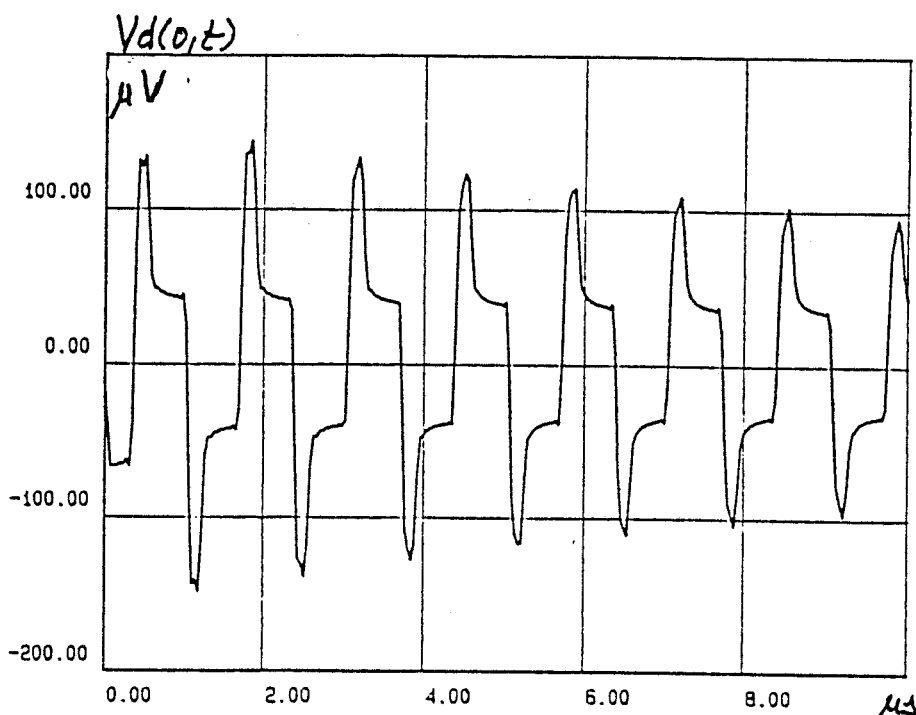
2) Cas d'une connexion asymétrique

Une seule extrémité du blindage est mise à la masse. Les résultats de la simulation sont portés sur la planche PL(IV-11).

- a) évolution transitoire du courant induit en $z = 0$
- b) caractéristique des signaux parasites de mode différentiel.



a/

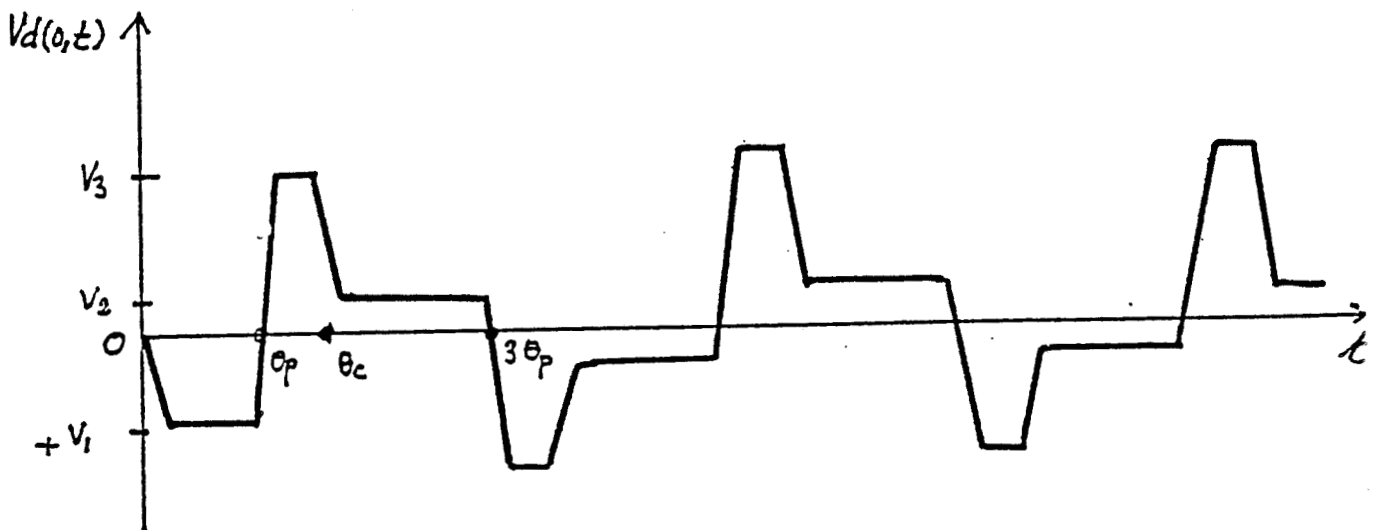


b/

L'évolution temporelle du courant $I_p(o,t)$ traduit bien les résonances observées en régime harmonique. La période de récurrence de ces impulsions est égale à $4 \theta_p$.

La tension induite sur la paire correspond à la réponse du câble à chacune de ces impulsions de courant ; on observe ainsi des signaux parasites récurrents à l'entrée de l'équipement. En admettant que les lignes sont à faible dissipation énergétique, on peut calculer analytiquement les amplitudes crêtes des trois premières impulsions visibles sur les courbes.

Le calcul est développé dans l'annexe (A-IV.2).



$$V_1 = I_{po} L_{td} \cdot v_c$$

$$V_2 = I_{po} \frac{L_{td}}{t_N}$$

$$V_3 = I_{po} \frac{L_{td}}{t_F}$$

avec
$$I_{po} = \frac{hE_{i0}}{Z_{cp}}$$

(IV-36)

t_F et t_N correspondent aux définitions déjà utilisées.

Ces amplitudes sont indépendantes de la longueur du câble.

Le calcul de l'énergie transmise par le mode différentiel conduit à la valeur :

$$W_{do} \approx W_{dL} \approx 5 \cdot 10^{-15} \text{ J}$$

Dans le cas de la connexion symétrique, l'énergie a pour valeur :

$$W_{do} = 1.5 \cdot 10^{-17} \text{ J}$$

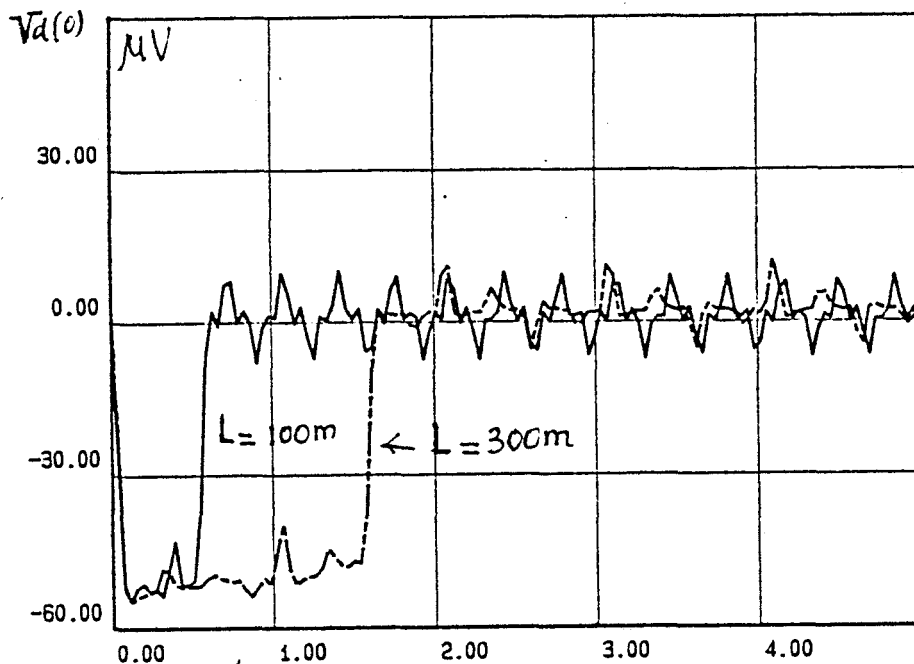
Le mode de connexion symétrique se révèle donc plus intéressant que le mode asymétrique si l'on se base sur des considérations énergétiques.

3) Influence de certains paramètres sur les amplitudes crêtes des tensions induites

Comme nous l'avons montré dans l'étude en régime sinusoïdal (3^e chapitre) la conductivité du sol, la longueur du câble ainsi que la hauteur du câble sont des paramètres externes influents sur les caractéristiques des signaux induits.

- Influence de la longueur

Les courbes de la planche PL(IV-12) correspondent aux impulsions induites de modes différentiels pour deux valeurs de longueur de la ligne horizontale : $L = 100 \text{ m}$ et $L = 300 \text{ m}$. La hauteur est fixée à $h=1 \text{ m}$ et le sol est supposé parfaitement conducteur.



PL(IV-12)

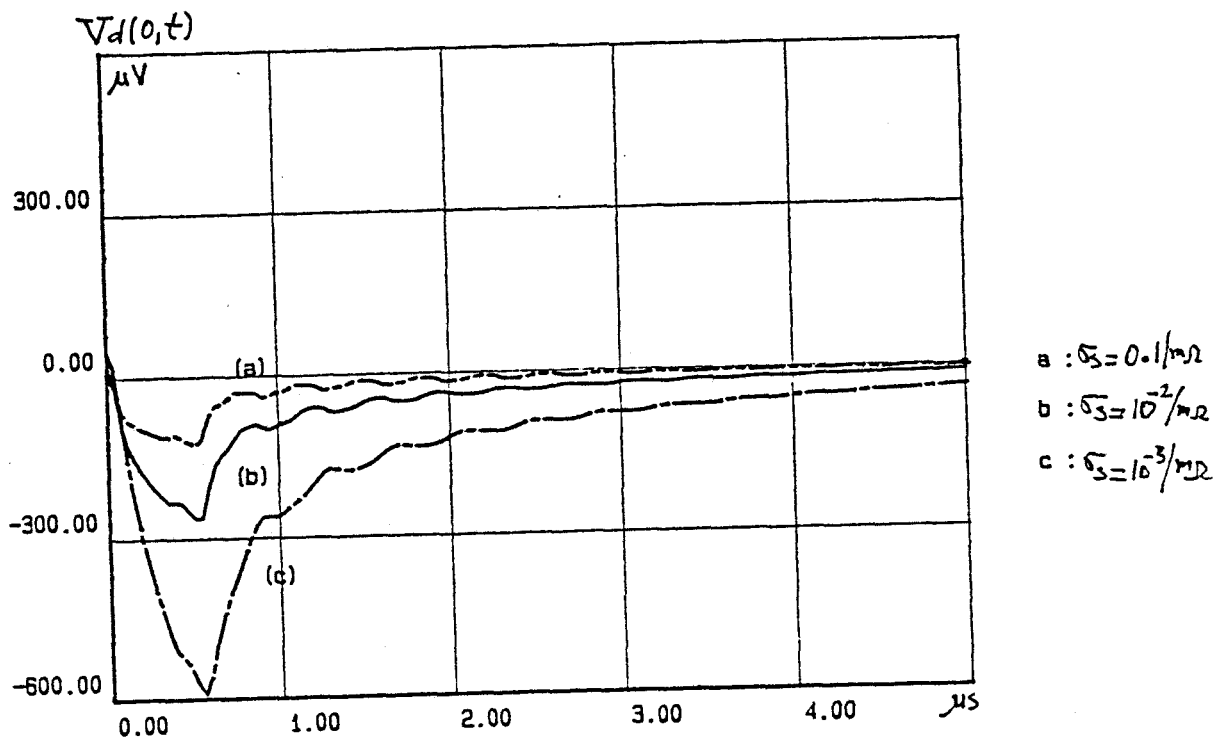
On remarque que l'amplitude crête est indépendante de la longueur du câble, on observe un élargissement des impulsions avec la longueur. Ce résultat n'est d'ailleurs pas étonnant puisque le front de montée de l'impulsion perturbatrice ($\tau_d = 100$ ns) est inférieur aux temps de propagation θ_c et θ_p , l'amplitude crête dans ce cas est fixée par les vitesses de propagation sur les lignes comme nous l'avons montré dans le cas du mode de perturbation par injection.

- Influence de la conductivité du sol



La longueur est fixée à $L = 100$ m et la hauteur à $h = 1$ m.

Les courbes portées sur la planche PL(IV-14) montrent que les amplitudes crêtes, dans le cas de la connexion symétrique, augmentent quand la conductivité du sol diminue ; comportement déjà rencontré et qu'on peut attribuer au rôle joué par le coefficient de réflexion à l'interface air - sol (3^e chapitre). La dilatation des impulsions est liée à la forte atténuation introduite par la conductivité faible du sol sur la ligne de transmission horizontale constituée du câble et du plan de sol.



PL(IV-14): Influence de la conductivite du sol

La diminution de la conductivité du sol se traduira par conséquent par une augmentation de l'énergie associée aux impulsions parasites.

Réponse à une IEMN

Nous considérons cette fois-ci le cas d'une impulsion biexponentielle représentant le champ électrique produit par une explosion nucléaire à haute altitude :

$$E_i = E_{i0} (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$$

avec $E_{i0} = 52 \text{ kv/m}$
 $\alpha = 4.10^6/\text{s}$
 $\beta = 4.710^8/\text{s}$

Nous considérons toujours le cas d'une attaque simultanée à couplage magnétique. Le câble de longueur $L = 100 \text{ m}$ est disposé à la hauteur $h=6\text{m}$ au-dessus d'un sol de conductivité $\sigma_s = 10^{-2}/\Omega\text{s}$.

L'impulsion de courant perturbateur induite à l'extrémité $z = 0$ du câble est représentée sur la planche PL(IV-15) pour $Z_0 = Z_L = 1 \Omega$ (connexion symétrique) ainsi que les impulsions induites de mode différentiel.

Sur la planche PL(IV-16) figurent les transitoires induits dans le cas d'une connexion asymétrique.

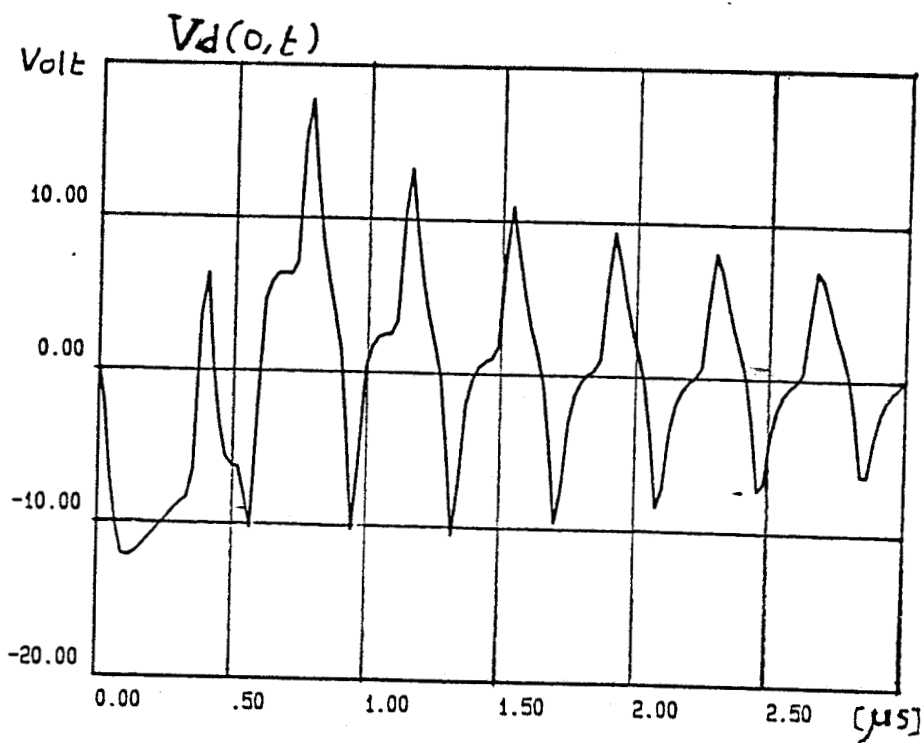
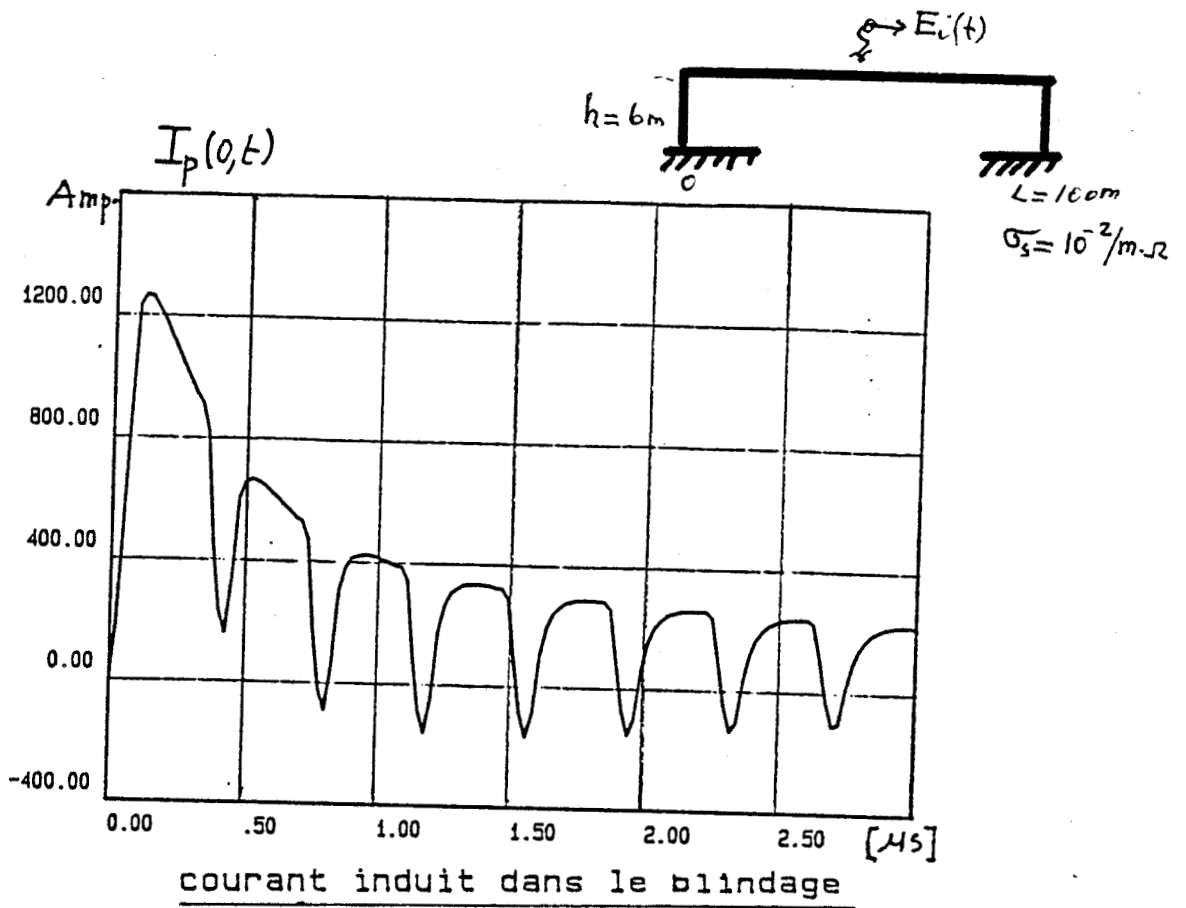
On note dans ces cas que les amplitudes crêtes, aussi bien du courant de gaine que les tensions différentielles induites, sont relativement importantes. Les risques encourus par les équipements sont de ce fait élevés.

L'énergie associée à ces impulsions a les valeurs suivantes :

- connexion symétrique

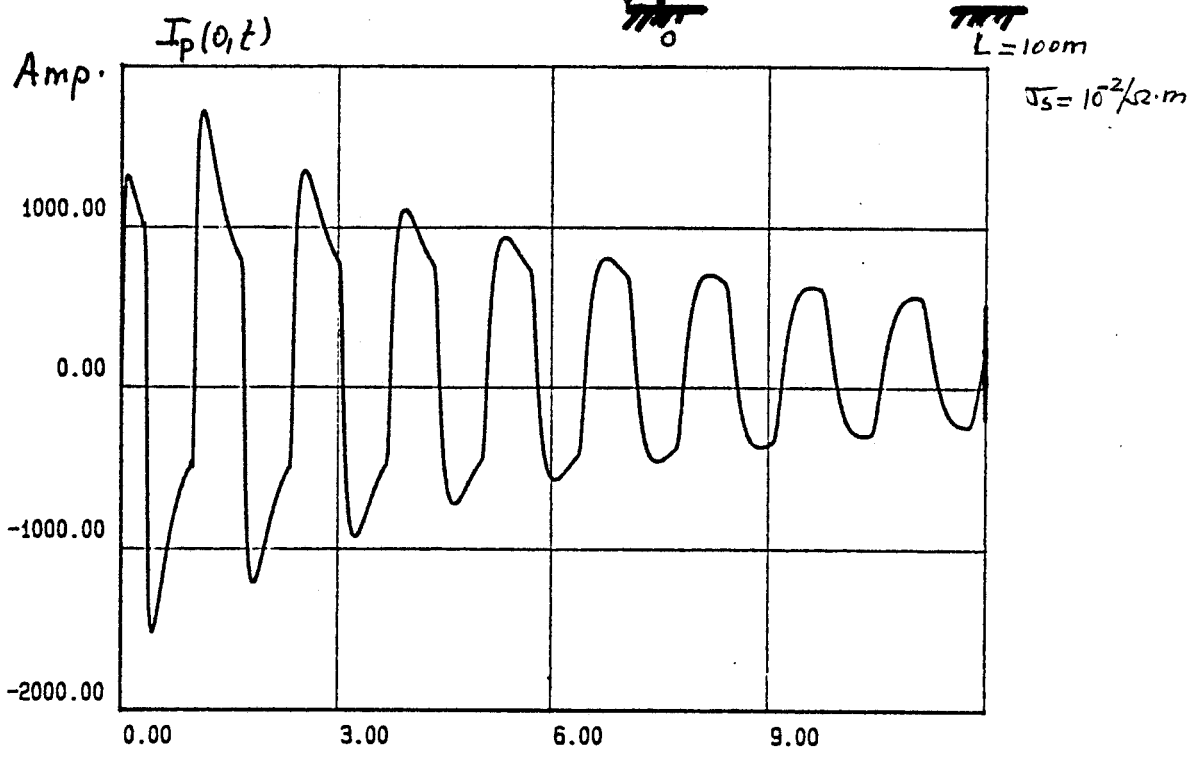
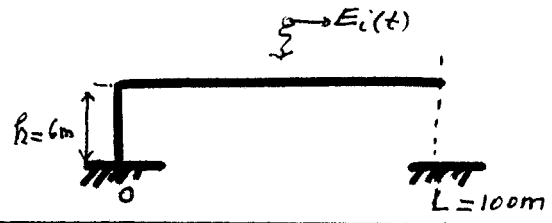
$$W_{do} \approx W_{dc} \approx 1.10^{-6} \text{ J}$$

$$W_{co} \approx 5.10^{-5} \text{ J}$$



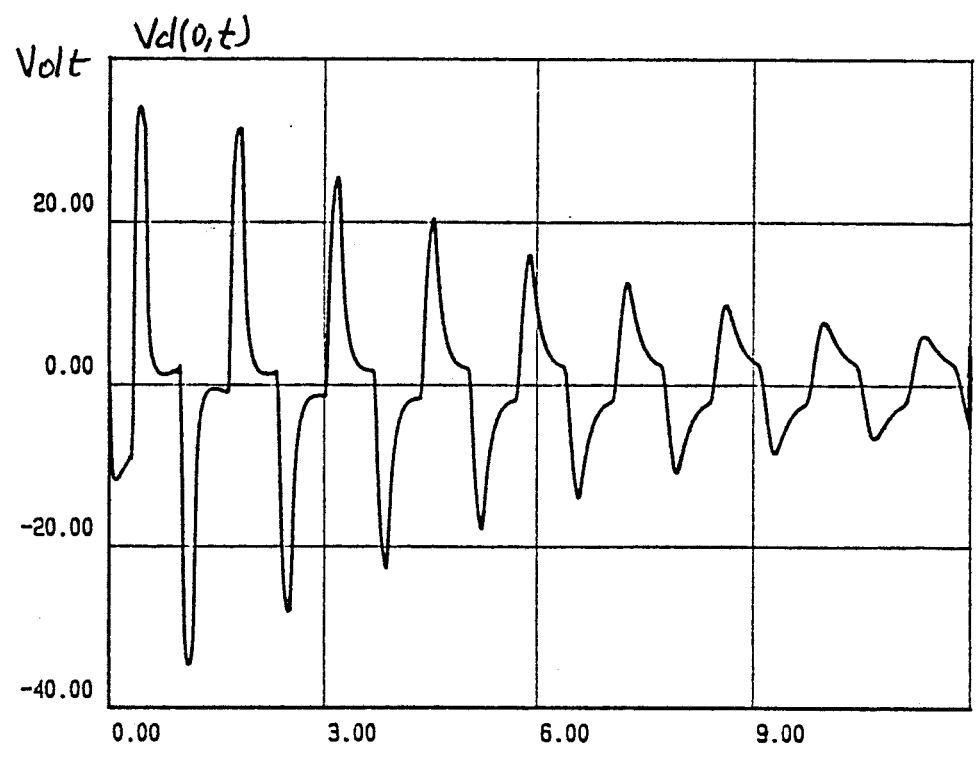
PL(IV-15)

tension induite de mode différentiel



courant induit dans le blindage

PL(IV-16)



tension induite en mode differential

- connexion asymétrique

$$W_{do} = W_{dL} = 9.4 \cdot 10^{-6} \text{ J}$$

$$W_{co} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ J}$$

Ces niveaux d'énergie sont élevés et sont largement au-dessus du seuil de destruction des circuits en technologie CMOS. Il faut rappeler aussi que ces valeurs d'énergie correspondent à celles dissipées dans des résistances de charge du mode différentiel et de mode commun. L'allusion aux circuits CMOS ne sert qu'à titre indicatif.

IV - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous avons exposé dans les paragraphes précédents les méthodes analytiques et numériques pour la prédiction des signaux parasites induits aux extrémités d'un câble bifilaire blindé soumis à une perturbation de nature impulsionnelle. Les expressions analytiques traduisant les amplitudes crêtes de ces signaux ont été établies en négligeant les pertes en lignes et pour des cas particuliers du front de transition de l'impulsion de courant perturbateur.

Dans ce paragraphe nous entreprenons une confrontation entre ces résultats théoriques et ceux obtenus par la mesure sur un échantillon de bifilaire, l'objectif de ces comparaisons étant évidemment une validation de notre modèle théorique.

Les mesures sont effectuées dans le cadre du mode de perturbation par injection et l'impulsion perturbatrice est un échelon de courant.

Principe de la mesure

Il s'agit d'enregistrer les impulsions de tensions induites aux extrémités du bifilaire par l'action d'un échelon de courant. Le montage utilisé est celui qui est décrit au deuxième chapitre. Les seules différences résident dans l'utilisation d'un générateur d'impulsions et l'usage d'un oscilloscope numérique à la place du récepteur sélectif (vecteur-mètre).

Le montage utilisé est rappelé à la figure (IV-6). Le générateur d'impulsions permet d'obtenir des échelons de courant à temps de transition $\tau_d \geq 5$ ns. Toutefois l'emploi d'un amplificateur différentiel à la réception de bande passante limitée autour de 20 MHz ne nous autorise pas à expérimenter des impulsions à front de montée inférieur à une centaine de ns.

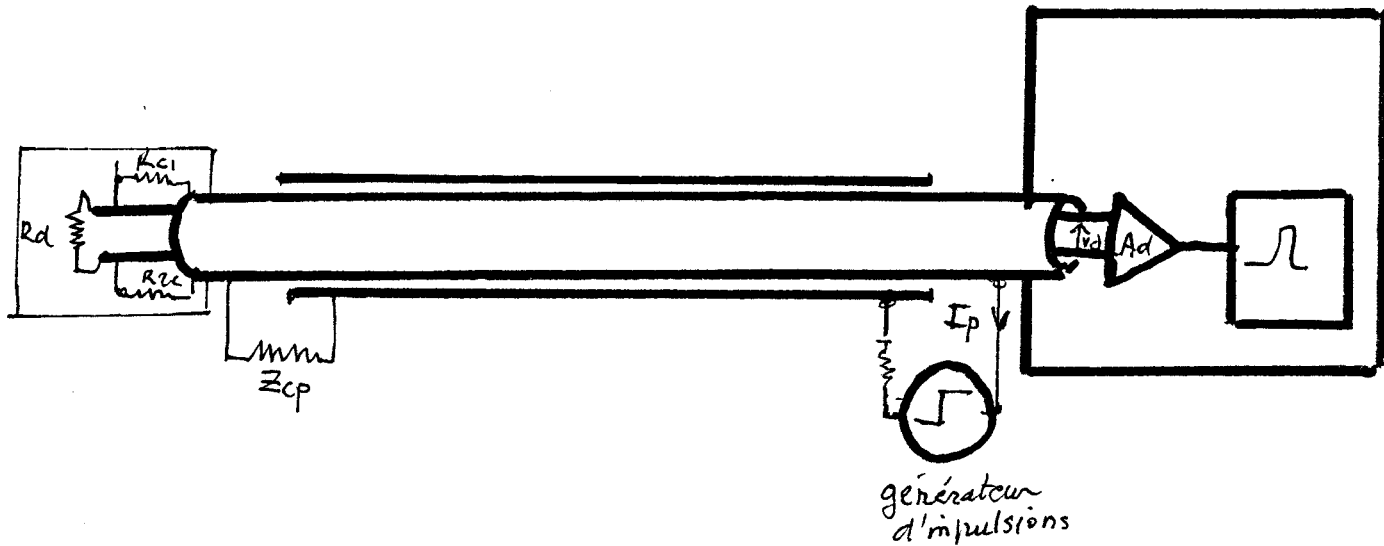


Figure (IV-6)

Le câble est l'échantillon noté E_1 que nous avons présenté au deuxième chapitre. Nous rappelons les principales caractéristiques de ce câble :

$$L = 29 \text{ m}$$

$$l_{td} \approx 0.47 \text{ nH/m}$$

$$l_{tc} \approx 8.5 \text{ nH/m}$$

$$R_o \approx 250 \text{ m}\Omega/\text{m}$$

Les vitesses de propagation v_p et v_c mesurées ont pour valeur :

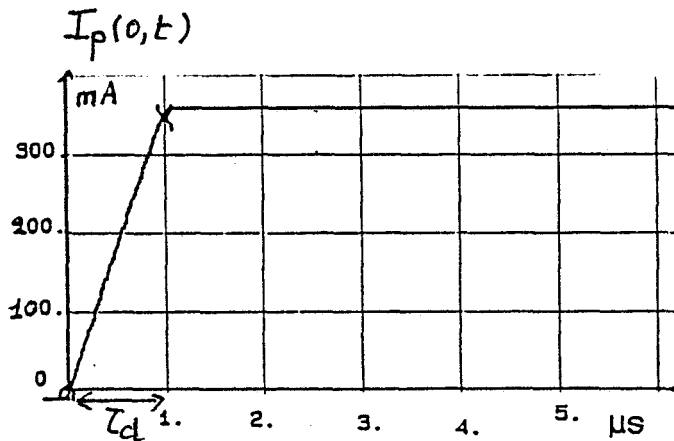
$$v_p \approx 1.85 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

$$v_c \approx 1.6 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

d'où $\theta_c \approx 180 \text{ ns}$ et $\theta_p \approx 156 \text{ ns}$

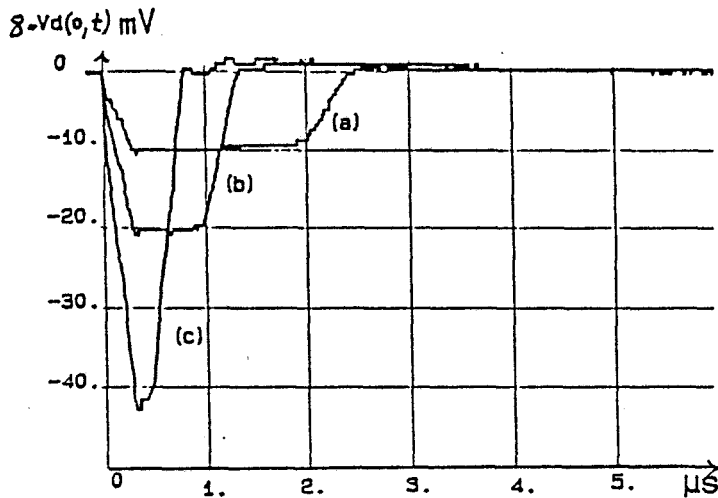
Réponse à un échelon à front de transition long

Nous avons porté sur la planche PL(IV-18) l'évolution des caractéristiques des impulsions de tensions induites du mode différentiel lorsque le temps de transition τ_d de l'échelon de courant perturbateur varie, tout en vérifiant la condition : $\tau_d > (\theta_p + \theta_c)$.



IMPULSION DE COURANT
PERTURBATEUR

$$I_{p0} = 365 \text{ mA}$$
$$\tau_d = 1 \mu s$$



TRANSITOIRES DE LA TENSION
DIFFERENTIELLE

- (a): $\tau_d = 2 \mu s$
(b): $\tau_d = 1 \mu s$
(c): $\tau_d = 500 \text{ ns}$

Ces résultats confirment un fait important. En effet dans les trois cas examinés, l'impulsion de tensions induites sur le mode différentiel correspond à une dérivation de l'impulsion de courant perturbateur ; ce qui prouve que l'impédance de transfert différentielle traduit bien un couplage purement inductif. On remarque bien aussi que dans les trois cas, les impulsions trapézoïdales ont le même temps de montée qui n'est autre que la somme des temps de propagation θ_c et θ_p . D'autre part la durée de l'impulsion correspond dans chaque cas à $\tau_d + \theta_N$ où $\theta_N = \theta_p + \theta_c$ conformément aux définitions données dans la partie théorique. Il reste à comparer l'amplitude crête mesurée à celle prévue par la théorie. Il faut faire remarquer à ce sujet que les amplitudes portées sur les courbes expérimentales correspondent aux amplitudes des tensions multipliées par le gain de l'amplificateur différentiel. A partir des valeurs des différents paramètres et pour un courant perturbateur d'amplitude crête $I_{p0} \approx 365$ mA, la tension $V_d(o,t)$ calculée au moyen de la formule (IV-16) prend pour amplitude crête :

$$V_{do} = 1.25 \text{ mV pour } \tau_d = 2 \text{ } \mu\text{s}$$

Valeur quasiment mesurée en pratique (courbe a).

Enfin, les résultats montrent que l'amplitude crête des tensions différentielles est bien inversement proportionnelle à τ_d .

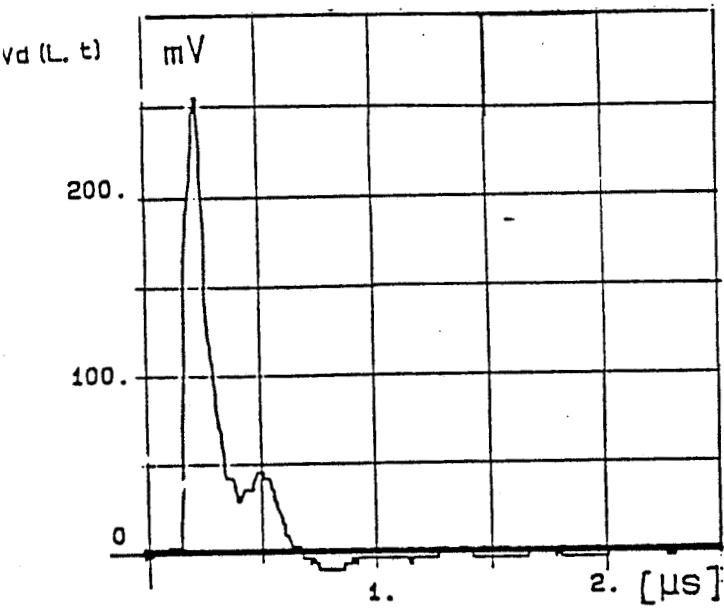
Nous pouvons donc dire que dans le cas où $\tau_d > \theta_N$, il y a une excellente concordance entre les résultats expérimentaux et les prévisions du modèle théorique.

Réponse à un échelon à front de transition raide

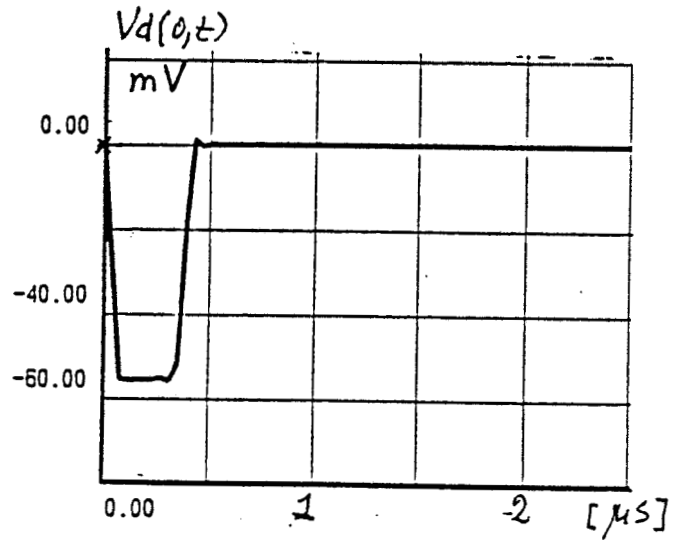
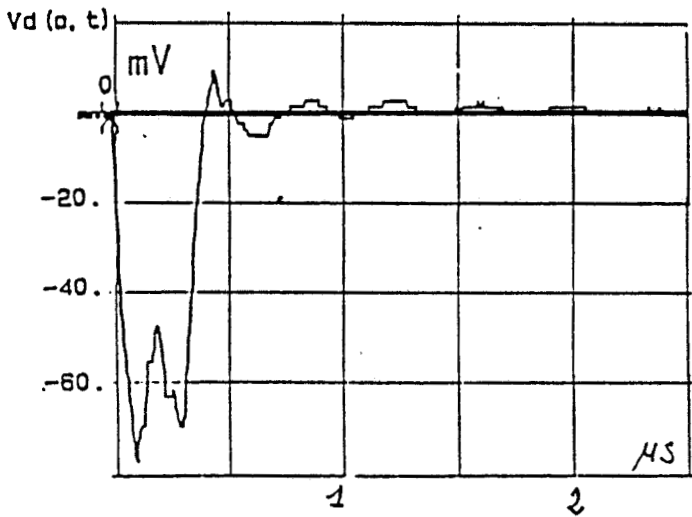
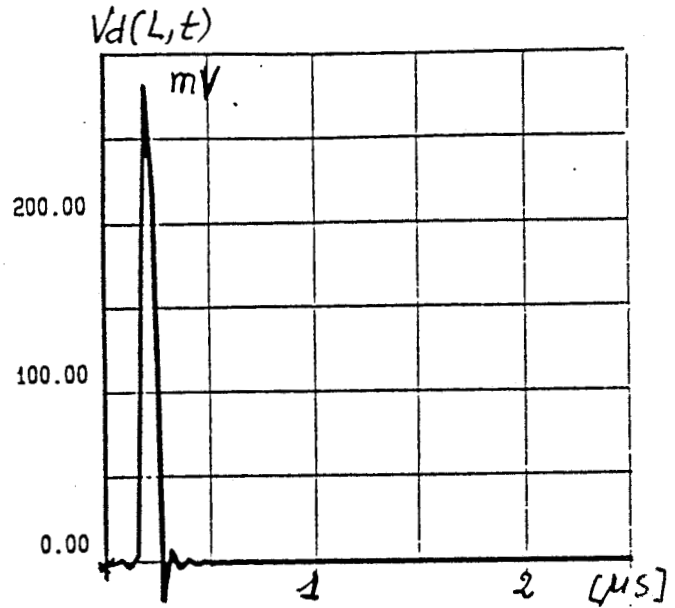
Comme nous l'avons déjà signalé plus haut, les moyens expérimentaux vont nous contraindre à nous limiter à des transitoirs à couverture spectrale inférieure à 20 MHz.

En considérant un échelon de courant perturbateur de front de montée de 100 ns, nous nous plaçons dans le cas où $\theta_f < \tau_d < \theta_N$.

expérience



calcul numérique



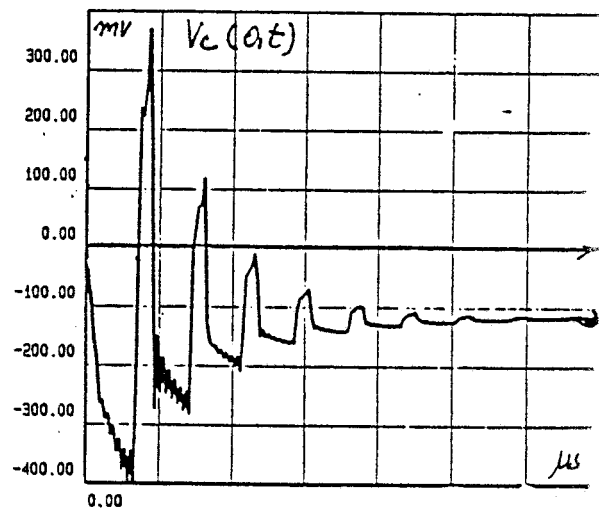
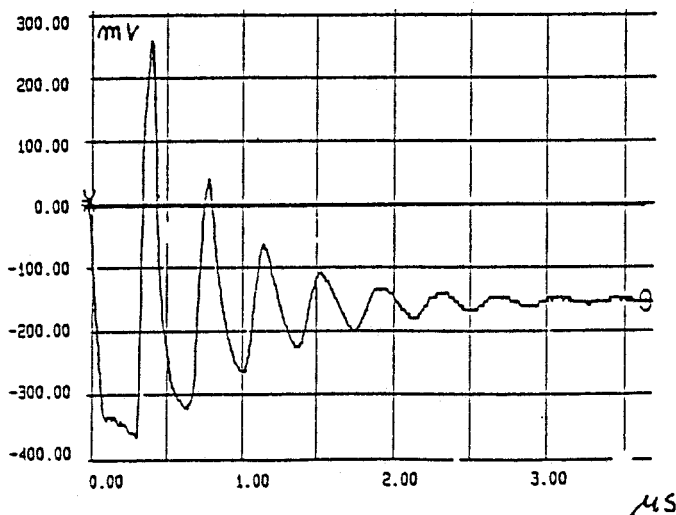
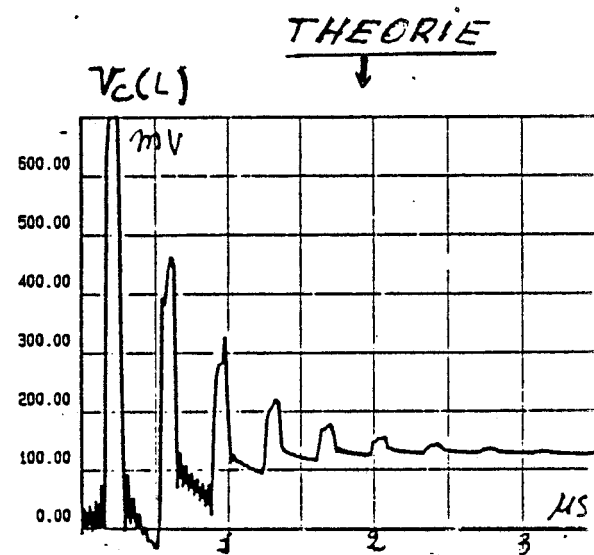
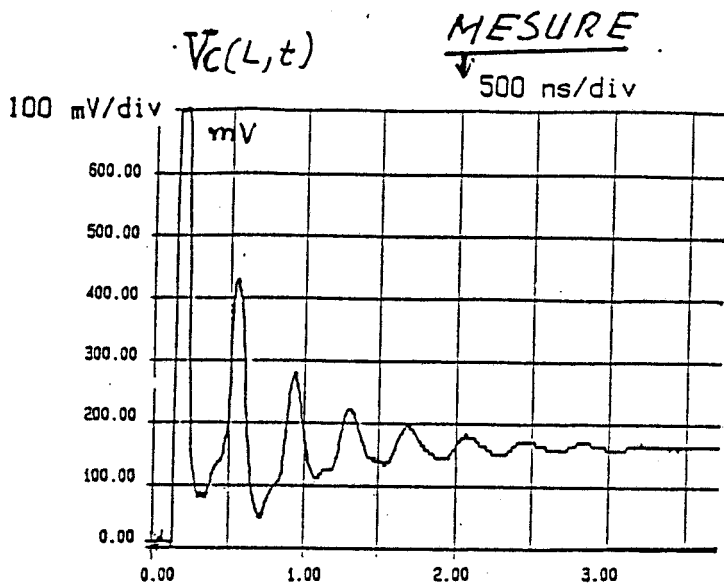
COMPARAISON THEORIE-EXPERIENCE

PL(IV-19)

Les impulsions de tension parasite induites sur le mode différentiel sont portées sur la planche PL(IV-19). Sur la même planche figurent les résultats obtenus par le modèle de simulation.

On note une concordance satisfaisante entre la théorie et l'expérience notamment sur la durée des impulsions et le retard accusé par l'impulsion de télédiaphonie. On observe toutefois des différences sur les amplitudes crêtes ; différences qu'on peut expliquer par les défauts d'adaptation du mode différentiel pour des transitoires de telles caractéristiques. En effet, une légère désadaptation du mode différentiel aura pour conséquence le renvoi vers l'origine d'une fraction de la tension de télédiaphonie qui se superposera naturellement sur l'impulsion de paradiaphonie.

Les courbes de la planche PL(IV-20) sont relatives aux signaux



On peut dire aussi que le modèle théorique décrit assez bien le comportement des tensions de mode commun. On note toutefois que sur les courbes expérimentales les impulsions se dilatent beaucoup plus vite que ne le prévoit la théorie. On peut expliquer ce phénomène par l'atténuation sur le câble dont la prise en compte dans le code de calcul n'est pas facile. La capacité d'entrée de l'oscilloscope ainsi que les câbles de liaison peuvent jouer aussi un rôle dans ce phénomène.

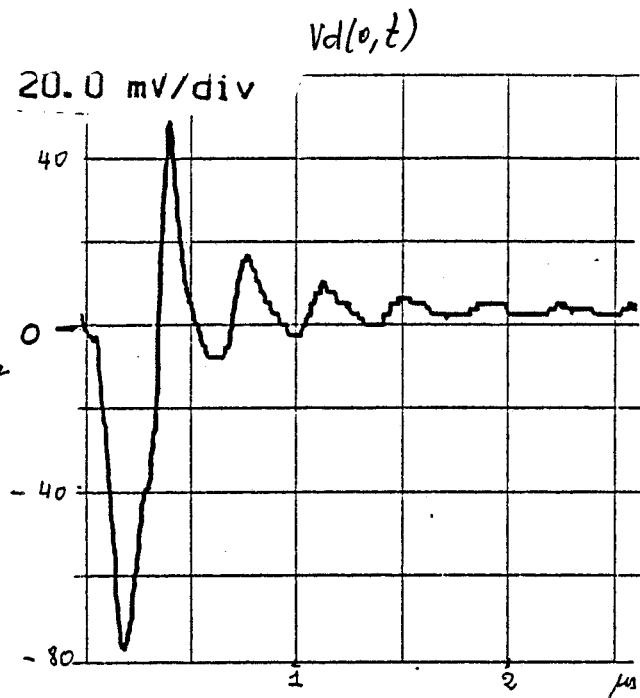
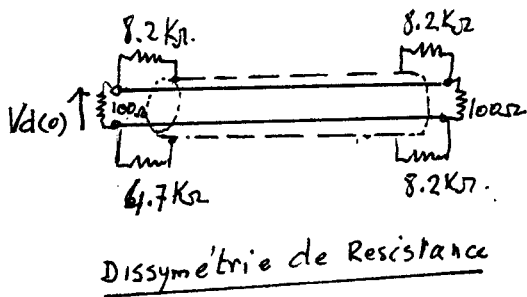
Effets d'une dissymétrie d'impédances

L'effet d'une dissymétrie d'impédances est mis en évidence sur les résultats portés sur la planche PL(IV-21)

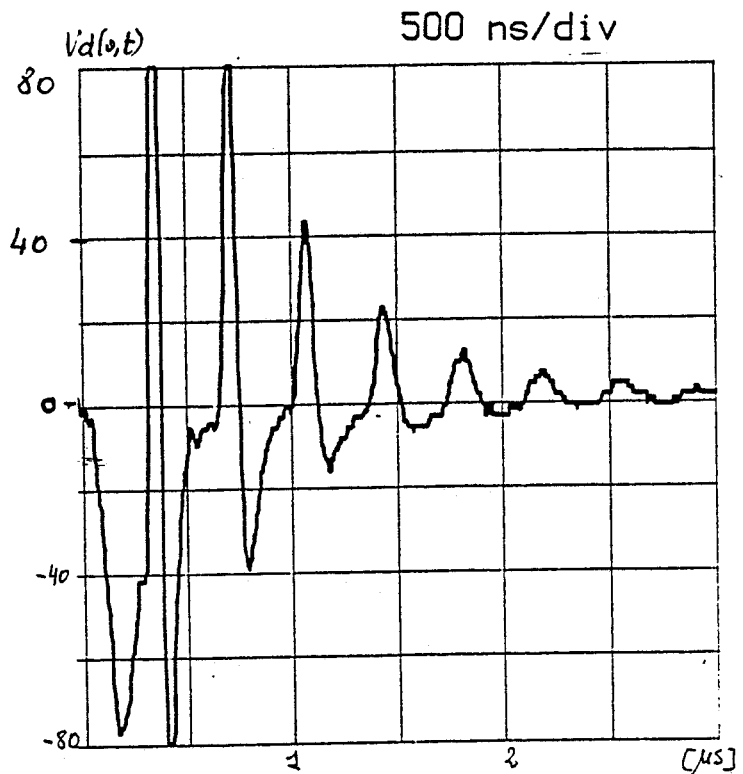
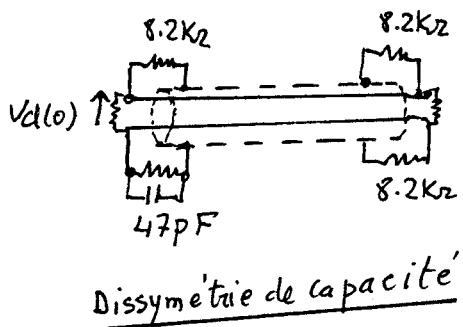
- a) dissymétrie de résistance
- b) dissymétrie de capacité

Sur la courbe a) on distingue clairement l'impulsion due au couplage direct et les impulsions récurrentes provenant du transfert de mode commun.

Cette conversion est encore plus amplifiée lorsqu'il s'agit d'une dissymétrie de capacité (courbe b). Ce dernier résultat montre bien comment l'efficacité du blindage vis-à-vis du mode différentiel peut être compromise par les conditions d'utilisation du câble.



a/



b/

PL (IV-21)

CONCLUSION

Les résultats obtenus exposés dans ce chapitre apportent des informations décisives sur le comportement des câbles bifilaires blindés soumis aux agressions électromagnétiques de nature impulsionnelle.

Les expressions analytiques proposées et qui traduisent les amplitudes crêtes des impulsions induites sont toutefois établies à partir de considérations simplificatrices. L'hypothèse la plus idéalisée concerne la qualité du plan de référence que nous admettons parfait et le fait que nous négligeons toute atténuation en ligne. Dans beaucoup de cas, les niveaux prévus par les formules représenteront un majorant qui fournira suffisamment de précisions pour prévoir les seuils de protection.

Les résultats obtenus en mode d'injection sont concluants sur la validité du modèle de simulation. Quant aux caractéristiques prévues en illumination, nous pensons qu'une campagne de mesure sous simulateur d'onde plane pourrait être très enrichissante. Ces mesures permettront de fixer le champ d'application du modèle théorique.



INTRODUCTION

La mesure de l'impédance de transfert des câbles coaxiaux au moyen des méthodes classiques utilisant le banc triaxial permet rarement d'explorer les fréquences supérieures à 30 MHz. Cette limitation en fréquence est liée essentiellement à l'intervention des phénomènes de propagation qui prennent naissance aussi bien sur la ligne perturbatrice que sur le câble dès que la longueur d'onde est plus petite que les dimensions longitudinales du banc.

La théorie des lignes couplées appliquée au banc triaxial montre toutefois que les phénomènes de propagation interviennent à des fréquences beaucoup plus grandes sur la tension de télédiaphonie que sur la tension de paradiaphonie. Cette propriété peut donc être exploitée pour déduire l'impédance de transfert de la mesure de la tension de télédiaphonie.

Cette solution permet d'atteindre une centaine de MHz. Pour dépasser cette fréquence et atteindre 1 GHz sur un banc de longueur 1 m, il faut nécessairement intervenir sur le contraste de vitesse de propagation sur la ligne. Comme nous le développons par la suite, cette solution pose quelques problèmes pratiques.

Pour explorer les fréquences élevées on peut aussi réduire la dimension du banc à quelques cm. Le banc mesurerait environ 5 cm si on veut atteindre 2 GHz. Il faut reconnaître que cette solution n'est pas réaliste.

Nous proposons dans ce chapitre la réalisation d'un banc de mesure utilisant la méthode de la discontinuité de blindage que nous associons aux propriétés résonnantes d'une cavité coaxiale. Pour appliquer la méthode de la discontinuité de blindage on recouvre l'échantillon de câble à tester d'un surblindage homogène sauf sur une longueur de quelques cm de ce câble. La dimension de cette discontinuité étant très petite, il est possible de mesurer l'impédance de transfert aux fréquences très élevées sans être perturbé par les phénomènes de propagation.

C'est la recherche de la corrélation entre la résonance des tensions induites et du courant perturbateur qui nous permet d'explorer une large bande de fréquence avec une sensibilité intéressante.

Comme nous le verrons par la suite, cette méthode présente quelques avantages par rapport aux méthodes classiques, notamment son rayonnement très faible et la reproductibilité des résultats.

Le banc peut aussi facilement s'adapter à la mesure de l'impédance de transfert des connecteurs dont l'encombrement correspondra à la dimension de la discontinuité.

I - BANC DE MESURE A STRUCTURE TRIAXIALE ADAPTEE ET SES LIMITATIONS HAUTES FREQUENCES

La figure (V-1) représente le principe du banc de mesure à structure triaxiale totalement adaptée le plus classiquement utilisé. On y distingue la ligne perturbatrice constituée d'un conduit cylindrique et du blindage du câble sous test.

Cette ligne est fermée à une extrémité sur sa propre impédance caractéristique Z_{cp} alors que l'autre extrémité est connectée au générateur de tension "G".

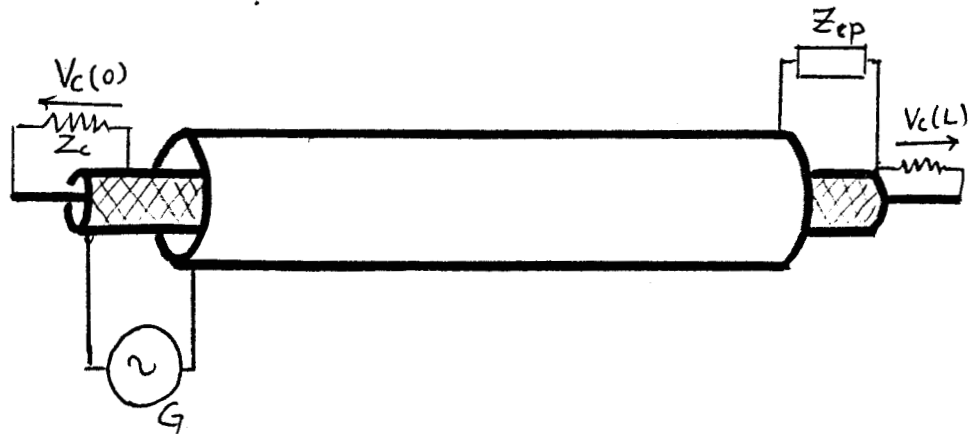


Figure (V-1) : Principe du banc de mesure à structure triaxiale adaptée.

Le courant perturbateur $I_p(z)$ qui circule dans le blindage est alors de la forme :

$$I_p(z) \equiv I_{p0} e^{-\gamma_p z} \quad (V-1)$$

où γ_p représente l'exposant de propagation attaché au mode T.E.M. qui se propage sur la ligne perturbatrice et I_{p0} est l'amplitude du courant au point d'injection.

La structure coaxiale de la ligne garantit une répartition uniforme du courant sur le blindage, condition nécessaire à une bonne reproductibilité des mesures.

En négligeant l'influence de l'admittance de transfert ainsi que la réaction du câble sur la ligne perturbatrice, les tensions $V_c(0)$ et $V_c(L)$ qui prennent naissance aux extrémités du câble sont reliées à l'impédance de transfert Z_t et aux différents paramètres des lignes par les relations bien connues :

$$V_c(0) = -\frac{1}{2} Z_t I_{p0} L \cdot G_p \quad (V-2)$$

$$V_c(L) = \frac{1}{2} Z_t I_{p0} L G_t \cdot e^{-\gamma_p L}$$

Les fonctions G_p et G_t ayant pour expressions :

$$G_p = \frac{1 - e^{-(\gamma_c + \gamma_p)L}}{(\gamma_p + \gamma_c)L} \quad (V-3)$$

$$G_t = \frac{1 - e^{-(\gamma_c - \gamma_p)L}}{(\gamma_c - \gamma_p)L}$$

Ces relations sont établies dans l'hypothèse où les impédances Z_0 et Z_L correspondent à l'impédance caractéristique du câble.

γ_c représente l'exposant de propagation associé au mode T.E.M. qui se propage dans le câble.

La longueur L du banc étant de l'ordre de 1 m, on peut négliger l'atténuation en lignes et approximer γ_p et γ_c à l'aide des relations :

$$\gamma_p \approx \frac{j\omega}{v_p} \quad \text{et} \quad \gamma_c \approx \frac{j\omega}{v_c}$$

f étant la fréquence du courant perturbateur, $\omega = 2\pi f$

v_p et v_c désignent les vitesses de propagation relatives à la ligne perturbatrice et au câble.

La mesure de l'impédance de transfert est basée sur l'exploitation des relations (V-2). Les fonctions G_p et G_t qui apparaissent dans ces relations traduisent les effets de propagation et vont avoir un rôle important sur la limitation H.F. du banc.

Pour les basses fréquences telles que $|(\gamma_p + \gamma_c)L| \ll 1$ et $|(\gamma_p - \gamma_c)L| \ll 1$ les fonctions G_p et G_t s'identifient à l'unité. On peut alors déduire l'impédance de transfert Z_t de la mesure de $V_c(o)$ ou de $V_c(L)$ au moyen de la relation :

$$Z_t = \frac{2.V_c(*)}{L.I_{p0}} \quad (* = 0, L) \quad (V-4)$$

Pour les fréquences élevées telles que la longueur du câble n'est plus négligeable devant la longueur d'onde λ , on ne peut plus raisonnablement utiliser la relation (V-4). En effet l'étude des fonctions G_p et G_t montre que leur évolution haute fréquence se caractérise par une succession de zéros et de maximum qu'on peut d'ailleurs facilement déterminer à partir des expressions (V-3).

Les fréquences singulières où apparaissent les premiers zéros de G_p et G_t sont données par les relations suivantes :

$$f_p = \frac{1}{L} \cdot \frac{1}{\left(\frac{1}{v_c} + \frac{1}{v_p}\right)} \quad \text{pour } G_p \quad (V-5)$$

$$f_t = \frac{1}{L} \cdot \frac{1}{\left(\frac{1}{v_c} - \frac{1}{v_p}\right)} \quad \text{pour } G_t$$

Les courbes de la planche PL(V-1) illustrent le comportement des tensions $V_c(o)$ et $V_c(L)$ avec la fréquence.

Les valeurs utilisées dans cette simulation sont les suivantes :

$$\begin{aligned}L &= 1 \text{ m} \\I_{p0} &= 1 \text{ A} \\v_p &= 3 \cdot 10^8 \text{ m/s} \\v_c &= 1.95 \cdot 10^8 \text{ m/s} \\Z_t &= R_0 + j\omega L\end{aligned}$$

PL (V-1)

Les courbes montrent bien que les phénomènes de propagation se manifestent bien plus tard sur la tension $V_c(L)$ (tension de télédiaphonie) que sur $V_c(0)$ (tension de paradiaphonie), propriété d'ailleurs bien traduite par les relations (V-5).

Cette propriété remarquable indique que la mesure de la tension de télédiaphonie permettra en pratique de décaler vers les fréquences élevées les aberrations introduites par les phénomènes de propagation, donc un moyen intéressant d'explorer des fréquences de l'ordre du GHz dans de bonnes conditions.

Dans le cas de notre simulation, avec une longueur $L = 1 \text{ m}$ et un contraste de vitesses de propagation v_p/v_c de l'ordre de 1.5, on ne peut guère dépasser 200 MHz sans envisager une correction sur les résultats de mesure.

Il faut nécessairement réduire la longueur L de l'éprouvette ou le contraste de vitesse. La réalisation de ces conditions n'est pas sans poser quelques problèmes pratiques dont nous allons exposer les principaux.

Problèmes liés à la mesure de la tension de télédiaphonie

Nous pouvons éliminer les phénomènes de propagation en réduisant la longueur des échantillons de câble. En admettant que l'effet de la propagation soit négligeable lorsque la fréquence est bien plus petite que la première fréquence singulière f_t , pour atteindre la fréquence de 2 GHz nous devons choisir une longueur de câble de l'ordre de 3 à 5 cm. Il faut reconnaître qu'une telle ligne n'a plus de réalité physique surtout lorsqu'il faudra lui fixer des connecteurs de 4 cm de long pour le prélèvement de la tension induite.

Nous pouvons aussi rapprocher le plus possible les vitesses de propagation v_p et v_c . On peut y parvenir en mettant à profit le diélectrique extérieur du câble pour réaliser la ligne perturbatrice. Cette solution présente toutefois l'inconvénient d'attribuer à la ligne perturbatrice une impédance caractéristique bien plus petite que le standard de 50 Ω des générateurs de tension. Il se pose alors le problème de l'adaptation de la perturbatrice dans le plan d'injection, adaptation tout à fait nécessaire pour éviter un T.O.S. important sur la ligne.

Il est bien entendu possible de résoudre ce problème d'ordre technologique, mais au prix d'une complication importante du banc. []
Des solutions sont en cours d'études au laboratoire. []

Un autre problème important concerne la mesure proprement dite de la tension $V_c(L)$. Celle-ci n'est vraiment satisfaisante que lorsque la masse du récepteur est dissociée de celle du générateur.

Il faut par conséquent utiliser un coupleur électro optique large bande pour transférer le signal $V_c(L)$ au mesureur.

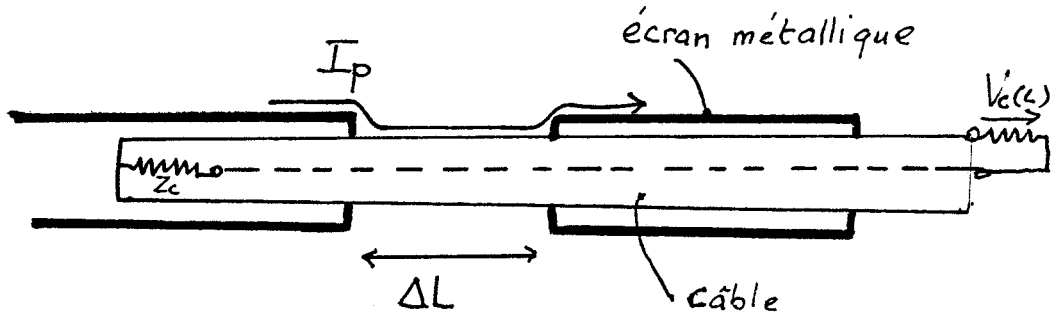
A ces problèmes s'ajoute celui du rayonnement produit par le banc. En effet, dans la configuration présentée à la figure (V-1) le conduit cylindrique extérieur est porté au potentiel du générateur, ce qui rend la structure inévitablement rayonnante aux fréquences élevées.

II - MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT PAR LA METHODE DE LA DISCONTINUITÉ DE BLINDAGE [] []

De manière à contourner les différents problèmes précédemment évoqués, une solution consiste à considérer un échantillon de longueur raisonnable et à soumettre seulement une portion de câble de longueur ΔL de quelques centimètres au courant perturbateur.

Pour mettre en oeuvre cette technique, on recouvre l'échantillon de câble à tester d'un écran métallique homogène, interrompu sur la longueur ΔL .

Soumis à un courant perturbateur, cette discontinuité donnera naissance à des tensions parasites aux extrémités du câble qui seront en rapport avec les paramètres de transfert du blindage du câble.



La méthode de mesure que nous avons développée est basée sur cette technique, avec toutefois la particularité d'utiliser la ligne perturbatrice en cavité résonnante.

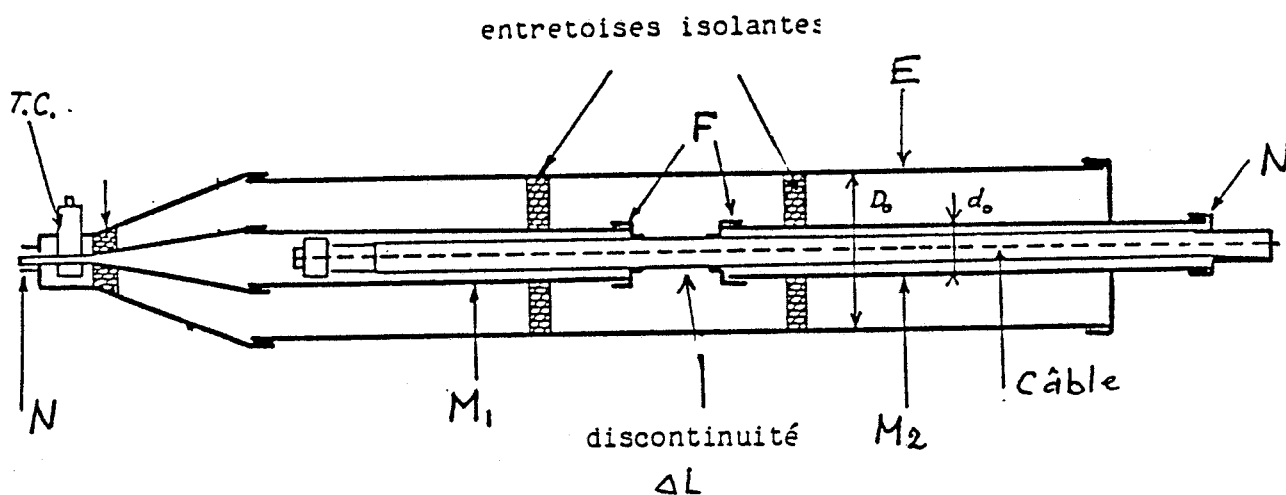
Cette solution permet de limiter le rayonnement du banc puisque l'injection se fait directement dans le blindage protégé par la coque extérieure de la cavité, elle-même portée au potentiel de masse de la source d'injection.

Pour les fréquences inférieures au premier mode de résonance de la cavité, le courant sera pratiquement constant sur la discontinuité ; et puisque la dimension ΔL est plus petite que la longueur d'onde, l'impédance de transfert peut être déduite par la relation habituelle du banc triaxial. En revanche, au-dessus du premier mode, nous recherchons la corrélation liant les maximums de courant perturbateur mesurés à l'entrée de la cavité et le maximum de tension parasite prélevée à l'extrémité du câble. Les dimensions longitudinales réduites de la discontinuité permettront d'atteindre la fréquence de 2 GHz sans que les mesures soient fortement perturbées par l'intervention des phénomènes de propagation.

Cette méthode conserve donc les principaux avantages de la structure triaxiale, en l'occurrence la répartition uniforme du courant sur la discontinuité, tout en minimisant certains inconvénients de cette structure (problème de référence de masse, rayonnement, etc...).

II.1 - Présentation du banc de mesure

Une coupe longitudinale du banc est représentée à la figure (V-2).



La cavité coaxiale se compose d'une partie centrale et d'une enveloppe cylindrique notée "E". Cette coque métallique est court-circuitée à une extrémité de la cavité alors que l'autre extrémité aboutit à une transition coaxiale tronconique dont le sommet reçoit un transformateur de courant "T.C" et une embase coaxiale du type "N" 50 Ω . Celle-ci sera connectée à la source de perturbation H.F. Le courant à l'entrée de la cavité sera évalué au moyen du transformateur "T.C".

La partie centrale qui reçoit le câble sous test comprend deux masques M_1 et M_2 centrés à l'intérieur de la cavité au moyen de deux entretoises isolantes. Deux fixations "F" assurent un contact électrique uniforme entre les masques et le blindage. L'espacement entre ces deux fixations correspond à la longueur " ΔL " de la discontinuité, longueur qu'on peut d'ailleurs faire varier.

L'extrémité du câble intérieure à M_1 est connectée sur l'impédance caractéristique Z_{CC} du coaxial, alors que l'autre extrémité est reliée à une fiche "N" en contact électrique avec l'extrémité de M_2 . Le récepteur permettant de mesurer la tension parasite sera connecté à cette extrémité.

II.2 - Critères de choix des dimensions du banc. [] []

Pour des raisons de sensibilité nous avons opté pour la génération de signaux harmoniques. En effet cette solution permet, moyennant une puissance d'émission raisonnable de disposer d'une sensibilité intéressante, puisque l'usage d'une chaîne sélective (analyseur de spectre, vecteur-mètre) permet d'évaluer des tensions d'amplitude très inférieures au mV. Toutefois l'usage de signaux harmoniques est fondé aussi sur la corrélation liant modes de résonance de la cavité et les maximums de la tension parasite.

Un premier prototype de banc conçu au laboratoire et utilisant cette technique de discontinuité a une longueur de 2 m. Cette dimension se justifiait bien pour l'utilisation en régime impulsionnel. []

Utilisé en signaux sinusoïdaux, ce banc résonne sur le mode d'ordre 14 à la fréquence de 2 GHz que nous souhaitions atteindre. Pour réduire cet ordre et faciliter ainsi le traitement ultérieur des résultats de mesure, nous avons réduit la longueur à 70 cm.

Quant aux dimensions transversales du banc, nous les avons choisies pour obtenir une cavité d'impédance caractéristique égale à 50Ω , puisque ce chiffre correspond au standard bien connu. Les simulations numériques ont en effet bien mis en évidence l'impact de ces paramètres sur

l'estimation du courant perturbateur au niveau de la discontinuité. Le diamètre intérieur "D₀" de la cavité et le diamètre "d₀" des masques ont un rapport tel que :

$$Z_{cp} \cong 60 \text{ Log } \frac{D_0}{d_0} \quad (V-6)$$

$$\text{d'où } \frac{D_0}{d_0} = 2.3 \quad (\text{pour } Z_{cp} = 50 \Omega)$$

D'autre part nous devons garantir (du moins dans la théorie) que le mode T.E.M. reste dominant dans la cavité coaxiale à la fréquence de 2 GHz. Cette contrainte s'impose pour l'utilisation du formalisme des lignes de transmission et aussi pour assurer une répartition uniforme du courant sur la périphérie du blindage.

La théorie du guide coaxial permet d'estimer la fréquence du premier mode supérieur TE₀₁

$$f_{TE01} = \frac{2C}{\pi(D_0+d_0)} \quad \text{où } C = 3.10^8 \text{ m/s} \quad (V-7)$$

Il faut donc que $f_{TE01} > 2 \text{ GHz}$.

Les relations (V-6) et (V-7) vont donc nous permettre de choisir le diamètre intérieur D₀ de la cavité ainsi que le diamètre extérieur d₀ des masques M₁ et M₂.

Le banc utilisé actuellement a finalement les dimensions suivantes :

$$\begin{aligned} L &= 70 \text{ cm} \\ D_0 &= 60 \text{ mm} \\ d_0 &= 26 \text{ mm} \end{aligned}$$

L'épaisseur des masques est de 1 mm, valeur qui garantit une impédance de transfert de M₁ et M₂ inférieure à 0.1 mΩ/m à 1 MHz, impédance qui de toute façon va décroître avec la fréquence.

Les pièces notées "F" qui assurent la fixation du câble dans les masques sont démontables et permettent d'installer des échantillons de câble de diamètre pour évoluer entre 2 mm et 12 mm.

III - THEORIE DU FONCTIONNEMENT DU BANC DE MESURE

La structure peut être représentée par trois tronçons de ligne de transmission (figure V-2).

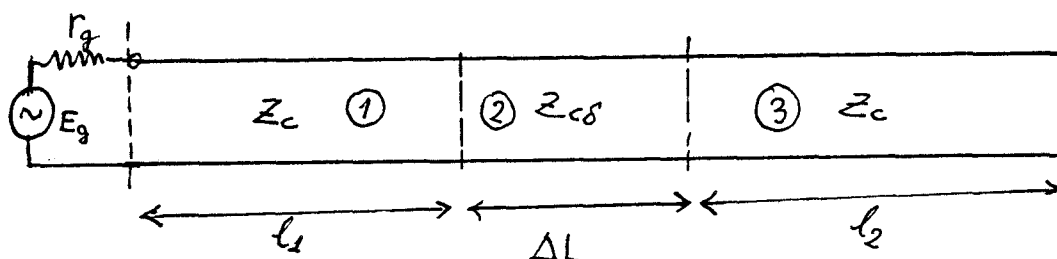


Figure (V-2)

Les lignes 1 et 3 correspondent aux lignes formées par les masques M_1 et M_2 et le cylindre E. Elles possèdent la même impédance caractéristique Z_c . La ligne 2, correspondant à la discontinuité de longueur ΔL , présente une impédance caractéristique $Z_{c\delta}$ qui est liée au diamètre du câble sous test.

III.1 - Expressions de la distribution du courant perturbateur

Nous nous intéressons plus particulièrement à la distribution de courant au niveau de la discontinuité.

En écrivant les équations des lignes pour chaque tronçon et en appliquant les conditions aux limites pour les courants et tensions, on parvient à une expression générale relativement complexe du courant $I_{p\delta}(z)$ sur la discontinuité :

$$I_{p\delta}(z) = I_{p0} [G_1 e^{-\gamma_p z} + G_2 e^{\gamma_p z}] \quad (V-8)$$

Relation dans laquelle :

$$G_1 = \frac{2 Y_{c\delta} e^{\gamma_p \Delta L}}{\Delta} [(Y_c + Y_{c\delta}) e^{\gamma_p l_2} + (Y_c - Y_{c\delta}) e^{-\gamma_p l_2}] \quad (V-9)$$

$$G_2 = \frac{2 Y_{c\delta} e^{-\gamma_p \Delta L}}{\Delta} [(Y_c - Y_{c\delta}) e^{\gamma_p l_2} + (Y_c + Y_{c\delta}) e^{-\gamma_p l_2}]$$

et :

$$\Delta = \gamma [Y_c Y_{c\delta} \text{ch}(\gamma_p \Delta L) \text{ch}(\gamma_p (L - \Delta L)) + \text{sh}(\gamma_p \Delta L) \cdot (Y_c^2 \text{ch} \gamma_p l_2 \text{sh} \gamma_p l_1 + Y_{c\delta}^2 \text{ch} \gamma_p l_1 \text{sh} \gamma_p l_2)]$$

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

(V-10)

$$Y_{c\delta} = \frac{1}{Z_{c\delta}}$$

γ_p représente l'exposant de propagation attaché aux modes T.E.M. qui se propagent sur la ligne

$$\gamma_p \cong j \frac{2\pi f}{c} \quad \text{où } c = 3 \cdot 10^8 \text{ m/1 et } f \text{ la fréquence}$$

I_{p0} représente la valeur du courant à l'entrée de la cavité. I_{p0} peut être évalué à partir du schéma équivalent ci-dessous où Z_c représente l'impédance d'entrée de la cavité.

r_g est la résistance interne du générateur et E_p sa f.e.m.

$$I_{po} = \frac{E_p}{(r_g + Z_e)} \quad (V-11)$$

En négligeant en première approximation l'effet de la transition d'impédance caractéristique au niveau de la discontinuité, Z_e s'exprime simplement par :

$$Z_e \approx Z_c \operatorname{th}(\gamma_p L) \quad (V-12)$$

(un calcul plus rigoureux de Z_e est effectué dans le modèle numérique).

A partir de (V-11) nous pouvons situer approximativement les fréquences des modes de résonances de la cavité. Il s'agit des fréquences f_n telles que le courant à l'entrée de la cavité s'annule

$$f_n = \frac{(2n + 1)}{4L} C \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Alors que les maximums de courant à l'entrée de la cavité correspondent aux fréquences f_m telles que :

$$f_m = m \frac{C}{2L} \quad (m = 1, 2, 3, \dots)$$

où $C = 3 \cdot 10^8$ m/s

Si la discontinuité est centrée dans la partie médiane de la cavité, le courant sera maximum au milieu de la discontinuité pour des fréquences $f_p = 2 f_m$.

III.2 - La tension parasite $V_c(L)$

La distribution de courant sur la discontinuité étant connue, la détermination analytique de la tension parasite $V_c(L)$ ne pose pas de difficulté. On applique le formalisme général décrit au 3^e chapitre concernant la réponse d'un câble blindé soumis à une distribution quelconque de courant, on obtient :



$$V_C(L) = \frac{1}{2} \cdot Z_t \cdot I_{po} \cdot \Delta L \left[e^{-\gamma_p \Delta L} G_1 G_t(\Delta L) + e^{\gamma_p \Delta L} G_2 G_p(\Delta L) \right] \quad (V-12)$$

Cette relation néglige évidemment l'influence de l'admittance de transfert du blindage.

Z_t est l'impédance de transfert du blindage et les autres paramètres correspondent aux définitions précédentes.

Cette expression relativement complexe suggère bien que l'impédance de transfert Z_t pourra être déterminée à partir de $V_C(L)$ et du courant I_{po} mesuré à l'entrée de la cavité.

En effet aux basses fréquences lorsque $(Y_C - \gamma_p) \Delta L \ll 1$ et $\gamma_p \Delta L < 1$, on peut montrer que le terme entre crochets tend vers l'unité. $V_C(L)$ se réduit à l'expression suivante :

$$V_C(L) = \frac{1}{2} \cdot Z_t \cdot I_{po} \cdot \Delta L$$

L'impédance de transfert se déduit donc par :

$$Z_t = \frac{2 V_C(L)}{\Delta L \cdot I_{po}} \quad (V-13)$$

IV - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les premiers essais sont faits afin de caractériser le courant à l'entrée de la cavité et la tension induite à l'extrémité d'une éprouvette conçue pour qualifier le banc. Il s'agit d'un échantillon de câble à écran homogène comportant dans sa partie médiane une ouverture circulaire de 5 mm de diamètre.

IV.1 - Le courant à l'entrée de la cavité $I_p(0)$

La mesure met en oeuvre un générateur de signaux sinusoïdaux "Rohde et Schwartz" couvrant la bande de fréquence 10 kHz - 2 GHz. Deux amplificateurs large bande permettent de fournir un courant perturbateur d'amplitude confortable. Nous mesurons l'amplitude du courant et de la tension parasite induite à l'aide d'un vecteur-mètre.

L'ensemble est schématisé sur la figure (V-3).

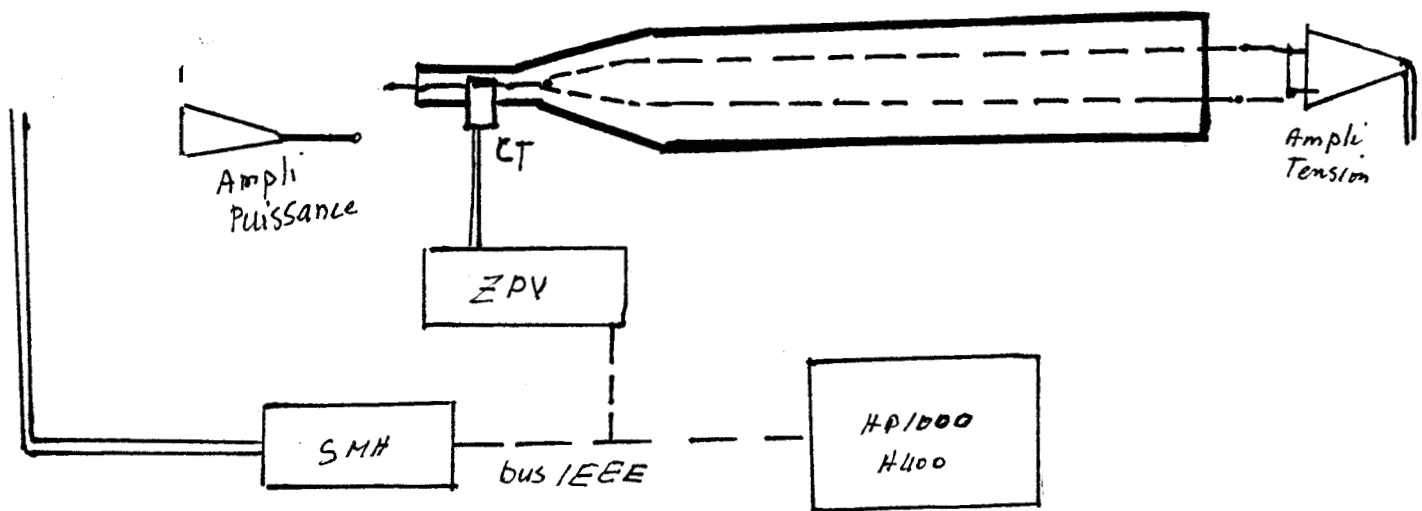
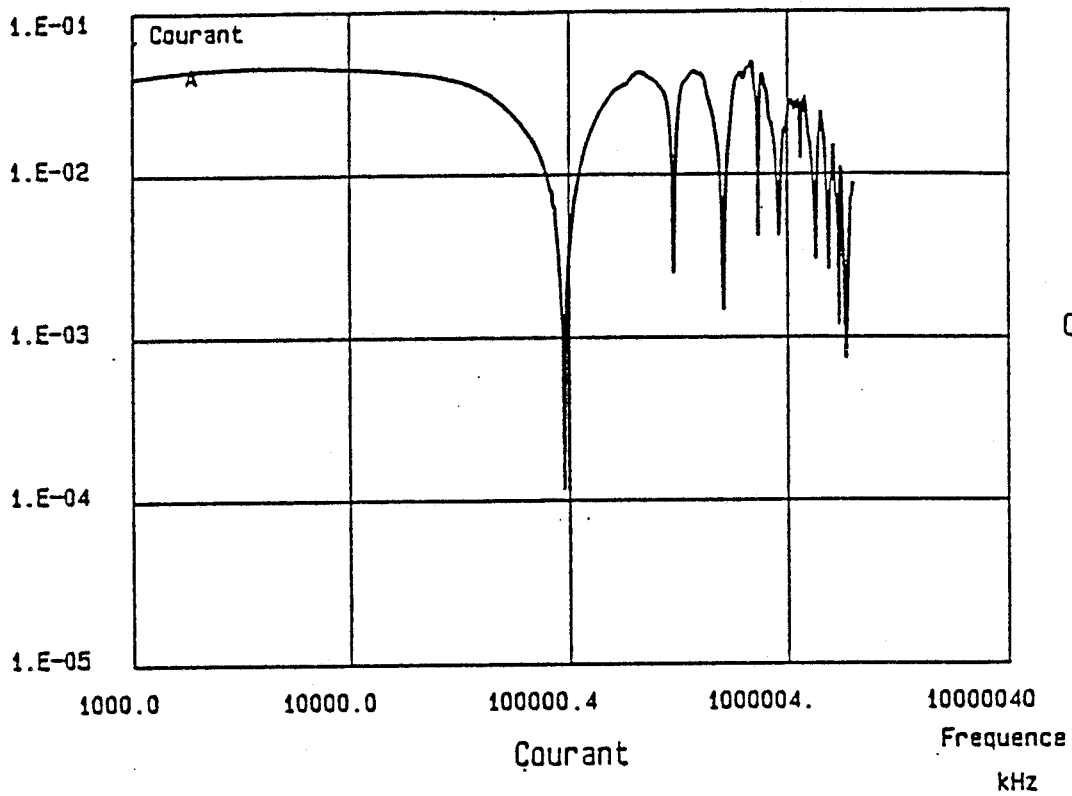


Figure (V-3)

Les courbes des planches PL(V-3) et PL(V-4) représentent l'évolution du courant perturbateur mesuré à l'entrée de la cavité et celle du courant modélisé par l'expression (V-8).

Ces caractéristiques montrent qu'il y a une concordance satisfaisante entre le résultat expérimental et la théorie, qu'il s'agisse de l'amplitude ou de la position des minima.

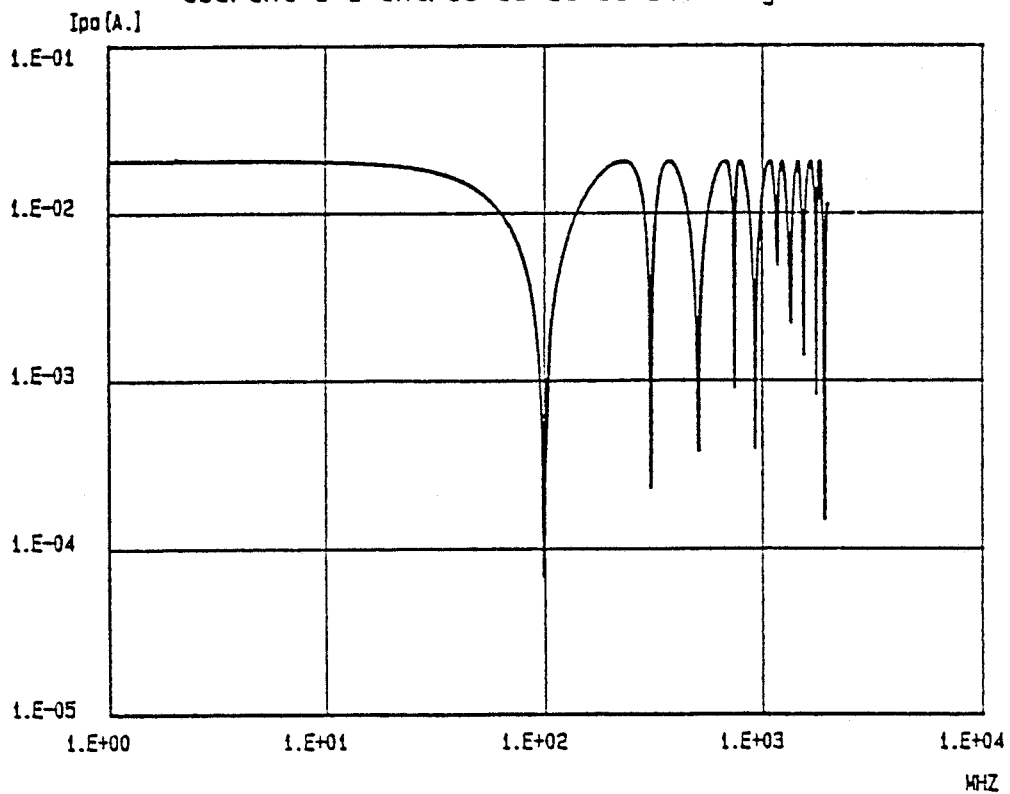
Les différences constatées aux fréquences inférieures à 2 MHz et supérieures à 1 GHz sont liées à la bande passante du transformateur de courant, défaut que nous pouvons corriger d'ailleurs à partir de la courbe de réponse du transformateur.



Cable :

PL (V-3) : COURANT MESURE

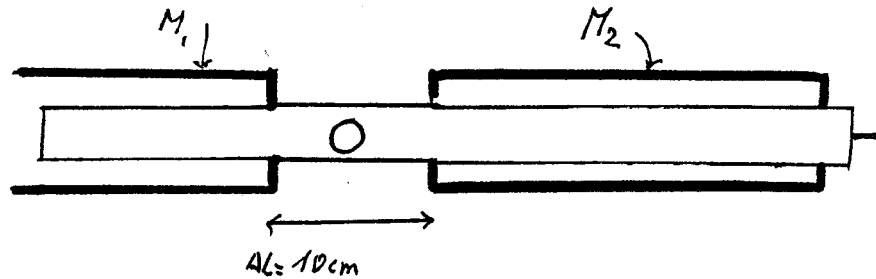
Courant à l'entrée de la cavité : $R_g = 50 \text{ Ohms}$



PL (V-4) : COURANT CALCULE

IV.2 - Caractérisation de la tension parasite $V_c(\Delta L)$

Les masques M_1 et M_2 sont ajustés pour que la discontinuité ΔL ait une longueur de 10 cm.



L'impédance de transfert d'une telle structure suit la loi :

$$Z_t = R_d + j L_t \omega$$

R_d caractérise la diffusion du champ électrique parallèle à la surface de l'écran alors que l'inductance de transfert L_t traduit l'induction d'une f.e.m. due à la pénétration de la composante magnétique à travers l'ouverture. Nous rappelons les expressions de ces paramètres [3]

$$R_d = \frac{1}{\pi \sigma D e} \frac{(1+j) \frac{e}{\delta}}{\text{sh}\left[(1+j) \frac{e}{\delta}\right]} \quad (\text{V-14})$$

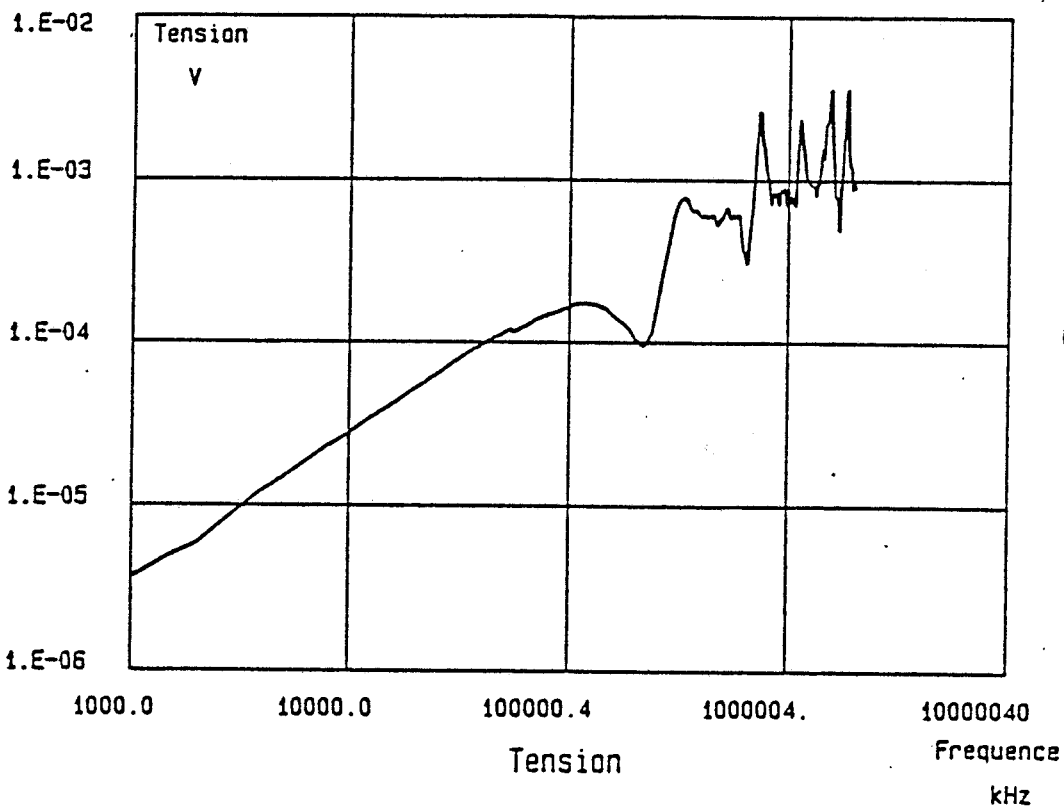
$$L_t = \frac{\nu \alpha_m \mu_0}{\pi^2 D^2} \quad (\text{V-15})$$

e : épaisseur de l'écran

D : diamètre du câble

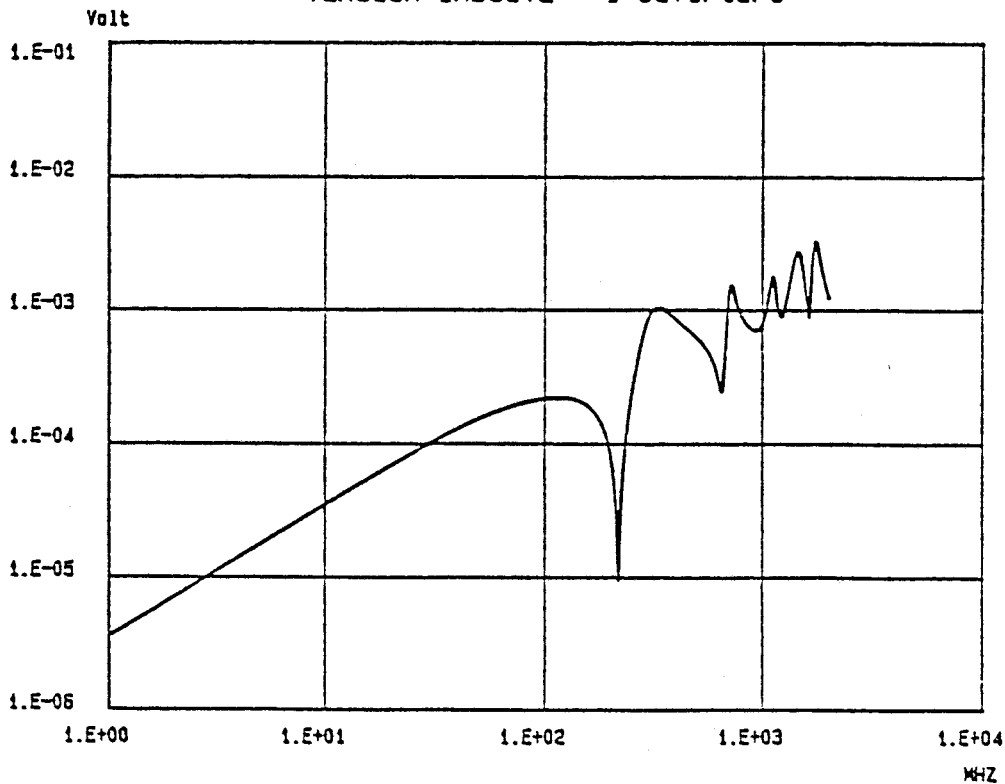
σ : conductivité du blindage

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\mu_0 \omega \sigma}}$$



PL (V-5) : TENSION MESUREE

TENSION INDUITE - 1 ouverture



PL (V-6) : TENSION CALCULEE

Dans le cas d'une ouverture circulaire de diamètre "d" la polarisabilité magnétique s'exprime par la relation :

$$\alpha_m = \frac{d^3}{G}$$

L'inductance de transfert correspondant à cette ouverture prend par conséquent pour valeur $L_{t1} = 3.110^{-2}$ nH.

Ramenée à l'unité de longueur on obtient :

$$L_t = 0,31 \text{ nH/m} \quad \text{puisque} \quad v = \frac{1}{\Delta L} = 10$$

La tension mesurée au cours de cet essai est obtenue entre 1 MHz et 2 GHz avec une résolution suffisamment fine pour matérialiser les maximums de tensions corrélés aux résonances de la cavité. Le résultat de cette mesure est porté sur la planche PL(V-5).

Entre 1 MHz et 30 MHz la tension est pratiquement proportionnelle à la fréquence. Ce résultat confirme deux faits intéressants.

Il révèle d'abord que les phénomènes de propagation n'ont qu'un effet minime, le banc se comporte comme une structure triaxiale classique.

D'autre part, la quasi proportionnalité de la tension avec la fréquence prouve qu'au-dessus de 1 MHz c'est la réactance qui contribue le plus à l'impédance de transfert, $R_d \ll L_t W$.

Au-dessus de 100 MHz la tension parasite enregistre des maximums et minimums qu'on peut aisément relier aux modes de résonances de la cavité. Les maximums de tension correspondent à des maximums de courant sur l'ouverture.

Afin de confronter ce résultat aux prévisions théoriques, nous avons tracé sur la planche PL(V-6) la caractéristique théorique simulée avec la valeur de l'inductance calculée au moyen de la relation (V-..) et la valeur du courant perturbateur mesuré précédemment, soit $I_{p\text{max}} = 36$ mA.

La comparaison avec le résultat expérimental donne une correspondance satisfaisante sur la position des maximums et des minimums. L'amplitude des maximums est aussi en bon accord avec la tension mesurée. On note toutefois une différence importante entre les valeurs des minimums notamment le premier minimum qu'on trouve beaucoup moins prononcé sur la courbe expérimentale que sur la courbe théorique. On peut attribuer ce fait au rôle joué par la capacité de transfert équivalente de l'ouverture et qui traduit un couplage électrique à travers l'ouverture.

En effet lorsqu'il se produit un minimum de courant sur l'ouverture, la tension transverse perturbatrice est maximale au centre de la cavité. La tension parasite $V_c(L)$ mesurée en ce moment est produite par le couplage électrique provenant de cette tension transverse.

Le minimum sera par conséquent peu prononcé.

La capacité de transfert, calculée au moyen des relations données au premier chapitre, prend pour valeur

$$C_t = 1.3 \cdot 10^{-2} \text{ pF}$$

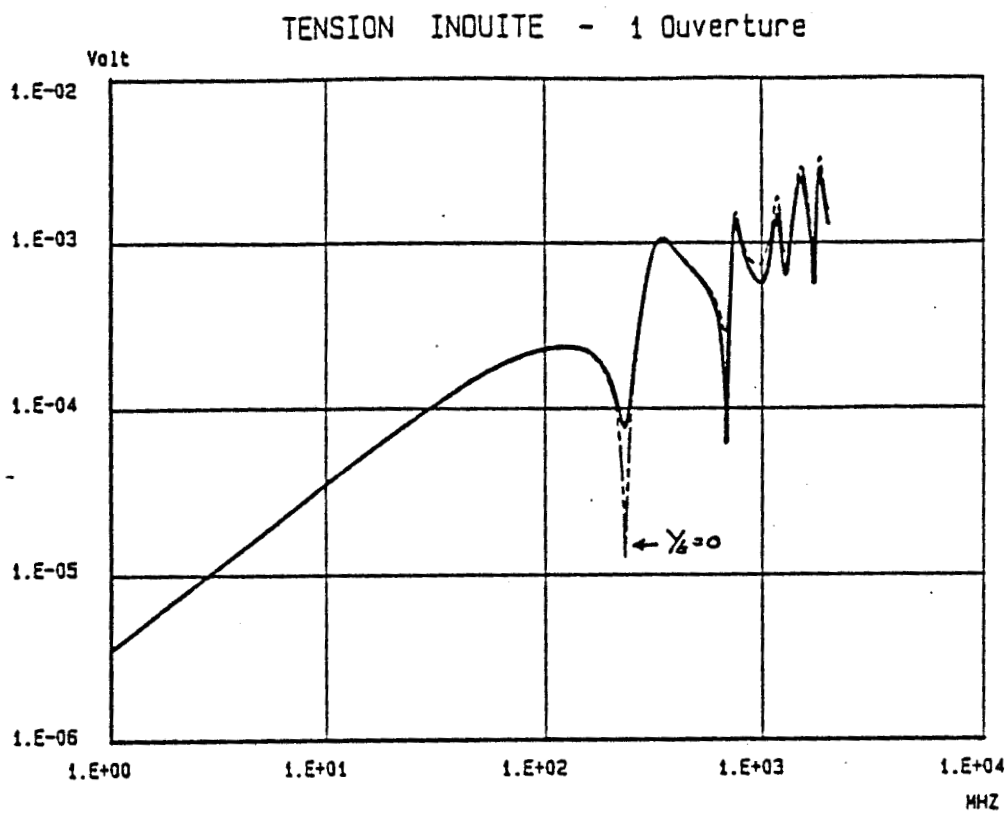
Une modélisation de la tension parasite tenant compte de l'admittance de transfert confirme bien nos propos.

Les minimums sur la discontinuité se produiront aux fréquences f_n' telles que :

$$f_n' = (2p+1) \frac{c}{2L} \quad (p = 1, 2, 3, \dots)$$

La longueur ΔL de la discontinuité étant petite par rapport à la longueur d'onde, l'amplitude du minimum peut être calculée avec une bonne approximation au moyen de la relation :

$$|V_c(L)_{\min}| = \frac{1}{2} Z_{cc} Y_t V_p \left(\frac{L}{2}\right) \quad (V-16)$$



PL (V-7): SIMULATION TENANT COMPTE DE
L' ADMITTANCE DE TRANSFERT Y_t

Z_{CC} représente l'impédance caractéristique du câble ($Z_{CC} = 50 \Omega$ ici).
L'admittance Y_t étant évaluée aux fréquences des minimums $Y_t = j 2\pi f_p C_t$.

La tension transverse $V_p \left(\frac{L}{2}\right)$ est déduite de l'amplitude maximale du courant mesuré à l'entrée :

$$V_p \left(\frac{L}{2}\right) = Z_{cp} I_{p\text{omax}}$$

Z_{cp} : impédance caractéristique de la cavité.

Il est important de remarquer que l'admittance de transfert n'a aucune influence sur la détermination de l'impédance de transfert puisque cette dernière est évaluée lorsque le courant sur l'ouverture est maximum, donc sur un noeud de tension transverse V_p . Le couplage électrostatique n'intervient pratiquement pas dans ces conditions.

IV.3 - Recherche de l'impédance de transfert Z_t

Le principe de l'évaluation de Z_t est fondé sur le fait qu'à un maximum de tension mesurée à l'extrémité du câble correspond un maximum de courant sur la discontinuité. Le problème devient celui de l'évaluation du courant sur la discontinuité puisque nous n'avons accès qu'au courant à l'entrée de la cavité. Pour cela nous distinguons deux modes de fonctionnement de la cavité :

1) Les fréquences inférieures au premier mode de résonance

Pour $f \ll 100$ MHz, la longueur d'onde est bien plus grande que la dimension longitudinale du banc ; on peut donc admettre que le courant dans la partie médiane est pratiquement égal au courant mesuré à l'entrée de la cavité, soit :

$$I_p \left(\frac{L}{2}\right) \cong I_p(0)$$

La tension $V_C(L)$ mesurée à l'extrémité du câble est alors simplement liée à l'impédance de transfert présentée par l'ouverture et au courant $I_p(o)$ par la relation :

$$V_C(L) = \frac{1}{2} Z_t I_p(o)$$

$$\text{D'où } Z_t \cong \frac{2 V_C(L)}{I_p(o)}$$

2) Fréquences supérieures au premier mode de résonance

Pour des fréquences supérieures à 100 MHz, on peut aisément concevoir que à chaque maximum de courant au milieu de la cavité va correspondre un maximum de la tension parasite $V_C(L)$ à l'extrémité du câble. Il suffit alors de faire le rapport du maximum de la tension ($V_C(L)_{\max}$) sur l'amplitude du courant ($I_p(\frac{L}{2})_{\max}$) pour évaluer l'impédance de transfert Z_t présentée par l'ouverture :

$$Z_t = \frac{2 V_C(L)_{\max}}{I_p(\frac{L}{2})_{\max}} \quad (V-17)$$

Cette relation suppose bien évidemment que les phénomènes de propagation n'interviennent pas sur la tension $V_C(L)$, hypothèse tout à fait légitime dans le cas présent, puisqu'il s'agit d'une ouverture localisée.

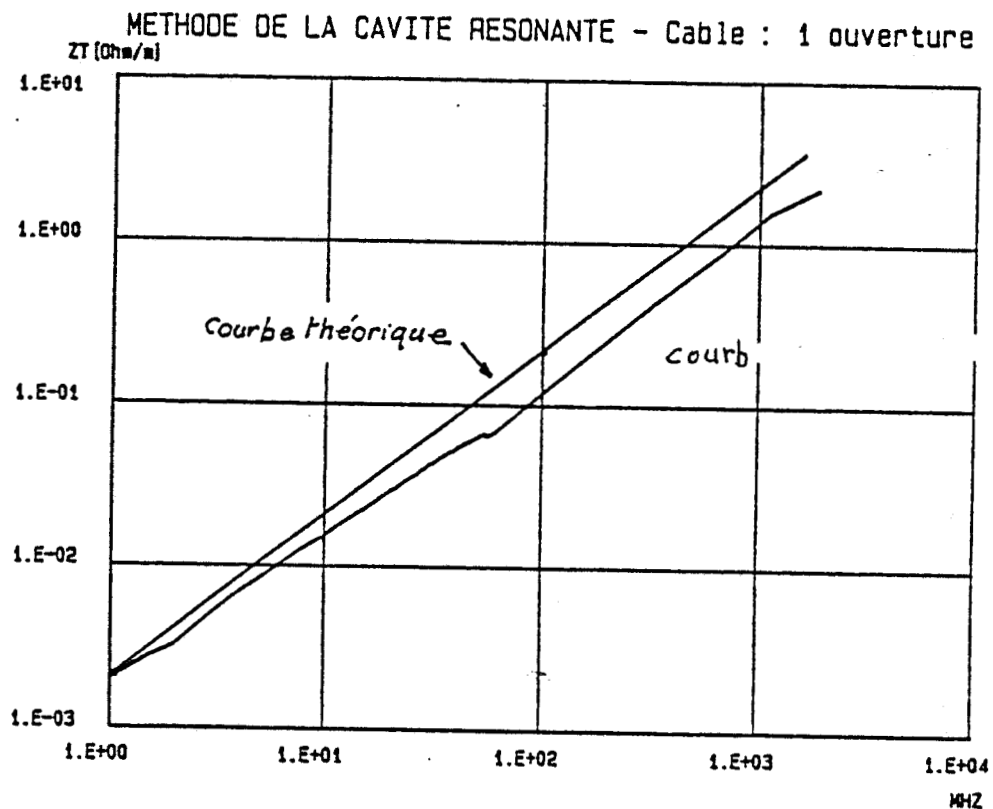
Il reste le problème de l'estimation du courant $I_p(\frac{L}{2})_{\max}$ au niveau de l'ouverture. Si on admet en première approximation que la transition d'impédance caractéristique qui se produit sur la discontinuité est telle que $(Z_{C\delta} - Z_{Cp}) \ll Z_{Cp}$ on peut montrer à partir des relations (V-8), (V-9) et (V-10) que la valeur maximale du courant $I_p(\frac{L}{2})$ est indépendante de la fréquence et qu'elle est égale à l'amplitude maximale du courant mesuré à l'entrée de la cavité, soit :

$$I_p(\frac{L}{2})_{\max} = I_p(o)_{\max} \quad (V-18)$$

ou encore
$$I_p \left(\frac{L}{2} \right)_{\max} = \frac{E_p}{r_g}$$

L'application directe de la relation (V-17) et en admettant (V-18) donne la caractéristique d'impédance de transfert présentée par l'ouverture que nous avons portée sur la planche PL(V-6) et où figure aussi la courbe modélisée, conformément à la relation (V-15).

La correspondance entre théorie et expérience semble satisfaisante. On enregistre toutefois un écart entre les deux caractéristiques qui va croissant avec la fréquence et qu'on peut chiffrer dans un rapport de l'ordre de 45 % aux fréquences supérieures à 1 GHz. Ce résultat peut être considéré acceptable vu la dynamique importante couverte par la mesure.



PL (V-6)



Il nous faut trouver maintenant l'origine de cet écart. Si on exclut l'intervention des phénomènes de propagation sur la mesure de la tension $V_C(L)_{\max}$, cet écart ne peut s'expliquer que par une surestimation du courant perturbateur. Concrètement ce résultat nous renseigne d'une part que $I_p \left(\frac{L}{2}\right)$ est probablement inférieur à $I_p(o)_{\max}$ et que d'autre part cette valeur du courant a tendance à diminuer avec la fréquence.

Ce comportement est lié à l'effet de la transition d'impédance caractéristique sur la répartition du courant sur la discontinuité.

De manière à vérifier ce point important sur l'évaluation de l'impédance de transfert nous avons calculé l'évolution du courant au milieu de la discontinuité pour trois valeurs de diamètre de câble.

Les caractéristiques obtenues sont portées sur la planche PL(V-7). Ces résultats confirment bien nos propos.

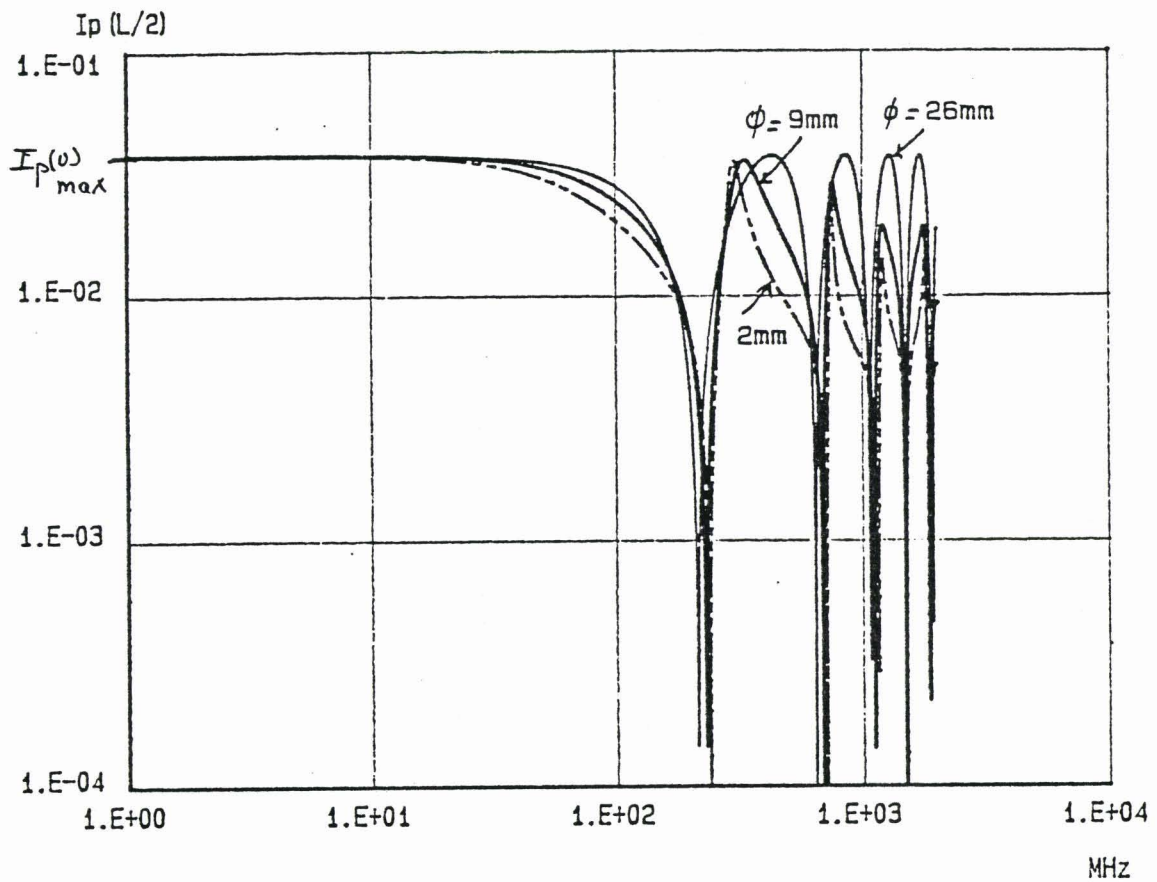
Lorsque $Z_{C\delta} = Z_{Cp} = 50 \Omega$ (câble de diamètre 26 mm) :

$$I_p \left(\frac{L}{2}\right)_{\max} = I_p(o)_{\max}$$

Par contre lorsque $Z_{C\delta} \neq 50 \Omega$ la propriété précédente n'est plus vérifiée, $I_p \left(\frac{L}{2}\right)_{\max}$ décroît avec la fréquence. Ce comportement est encore plus marqué quand l'impédance $Z_{C\delta}$ augmente (câble de diamètre 2 mm).

Si on s'intéresse particulièrement au cas du câble de diamètre 9 mm (qui correspond au câble supportant l'ouverture), on constate que l'écart entre $I_p \left(\frac{L}{2}\right)_{\max}$ et $I_p(o)_{\max}$ correspond pratiquement à celui observé sur les caractéristiques d'impédance de transfert et qu'il n'est vraiment significatif qu'au-dessus de 1 GHz.

Même dans le cas extrême du câble de diamètre 2 mm ($Z_{C\delta} \approx 205 \Omega$) on remarque que l'écart entre $I_p(o)_{\max}$ et $I_p \left(\frac{L}{2}\right)_{\max}$ est dans un rapport qui n'excède pas 50 %, chiffre qu'on peut encore considérer acceptable pour des mesures d'impédances de transfert aux fréquences supérieures à 1 GHz



INFLUENCE DU DIAMETRE DU CABLE
SUR LE COURANT AU MILIEU DE LA CAVITE

Planche (V-7)

Nous pouvons toutefois apporter une correction à l'effet de la transition d'impédance introduisant un coefficient K défini comme le rapport $I_p\left(\frac{L}{2}\right)_{\text{max}} / I_{p(0)\text{max}}$. La valeur du courant au milieu de la discontinuité est alors déduite au moyen de la relation :

$$I_p\left(\frac{L}{2}\right)_{\text{max}} = K I_{p(0)\text{max}}$$

Ce coefficient sera fonction de la fréquence et des dimensions du câble.

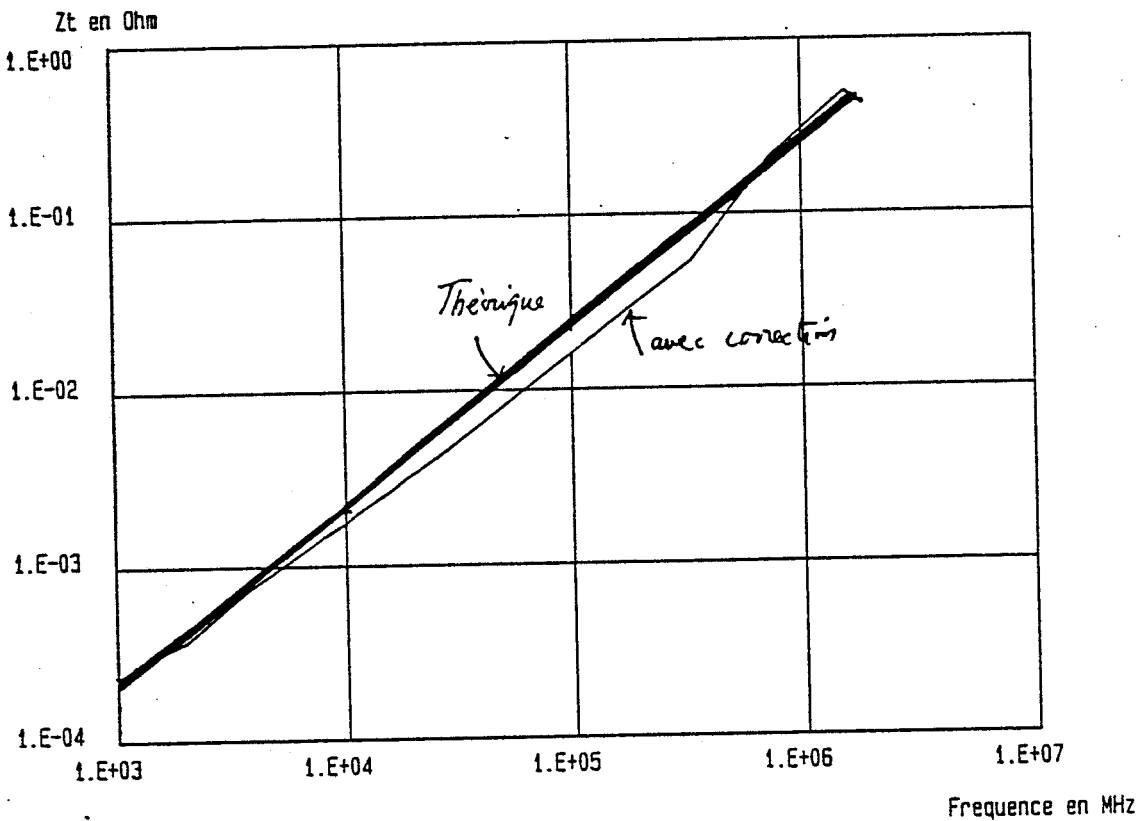
L'expression du coefficient de correction K est déduite des formules générales (V-8), (V-9) et (V-10).

La valeur de l'impédance de transfert corrigée est telle que :

$$Z_t = Z'_t / K$$

où Z'_t représente l'impédance de transfert évaluée à partir du courant $I_p(0)_{\max}$ mesuré à l'entrée.

Cable TROU - METHODE DE LA CAVITE RESONNANTE



ouverture circulaire
diametre : mm.

IV.4 - Caractéristiques d'impédance de transfert obtenues sur quelques échantillons de câbles coaxiaux

Des échantillons coaxiaux ayant un blindage de structures très variées allant de tresses simples à faible et bon recouvrement optique aux doubles tresses et association tresse-écran ont été testés.

La première expérience est pratiquée sur un câble coaxial à blindage tressé à faible recouvrement connu sous l'appellation commerciale CERLIL. Il a un diamètre de 8 mm et la longueur de la discontinuité est $\Delta L = 10$ cm. Des mesures préalables par la méthode triaxiale classique exploitée entre 10 kHz et 100 MHz montrent que le blindage suit le modèle :

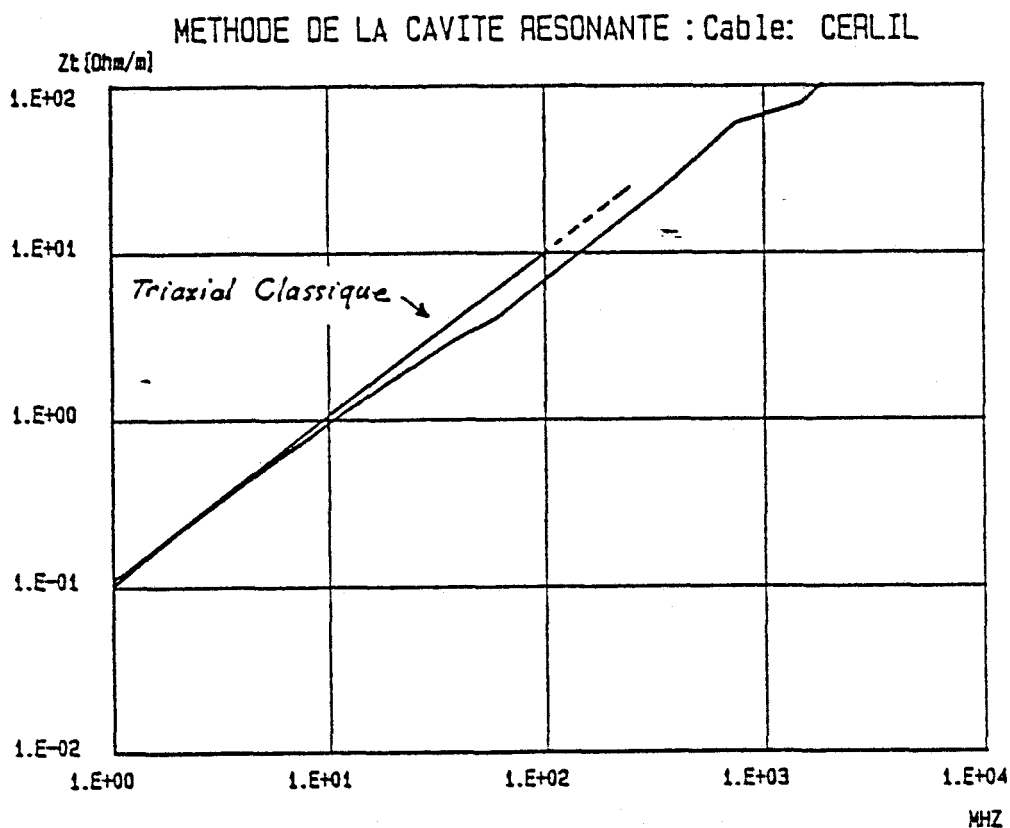
$$Z_t = R_0 + j L_t \omega$$

où $R_0 = 10 \text{ m}\Omega/\text{m}$

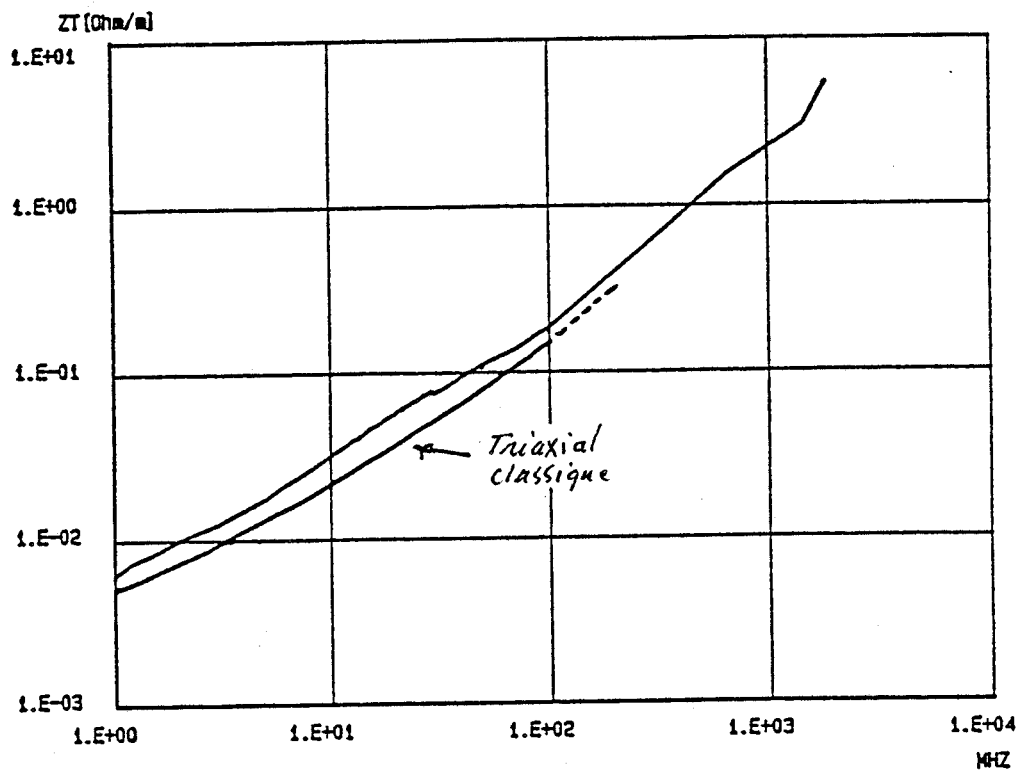
$$L_t = 16 \text{ nH/m}$$

Aux fréquences supérieures à 1 MHz la réactance $L_t \omega$ est prépondérante, la méthode triaxiale donne une impédance de transfert proportionnelle à la fréquence.

La caractéristique (PL(V-9)) obtenue par la méthode de la discontinuité est très concluante puisque l'écart entre les deux caractéristiques reste très faible jusqu'à 100 MHz. Au-dessus de cette fréquence il semble y avoir une légère rupture de linéarité dont l'origine peut être attribuée à l'effet de la transition d'impédance caractéristique évoquée précédemment et probablement à d'autres phénomènes que nous tenterons d'expliquer par la suite.



La caractéristique de la planche PL(V-10) se rapporte à un câble coaxial comportant une tresse à bon recouvrement optique. Il s'agit du RG 213 ou KX4. Son diamètre est de 7.5 mm.



Cable : RG213

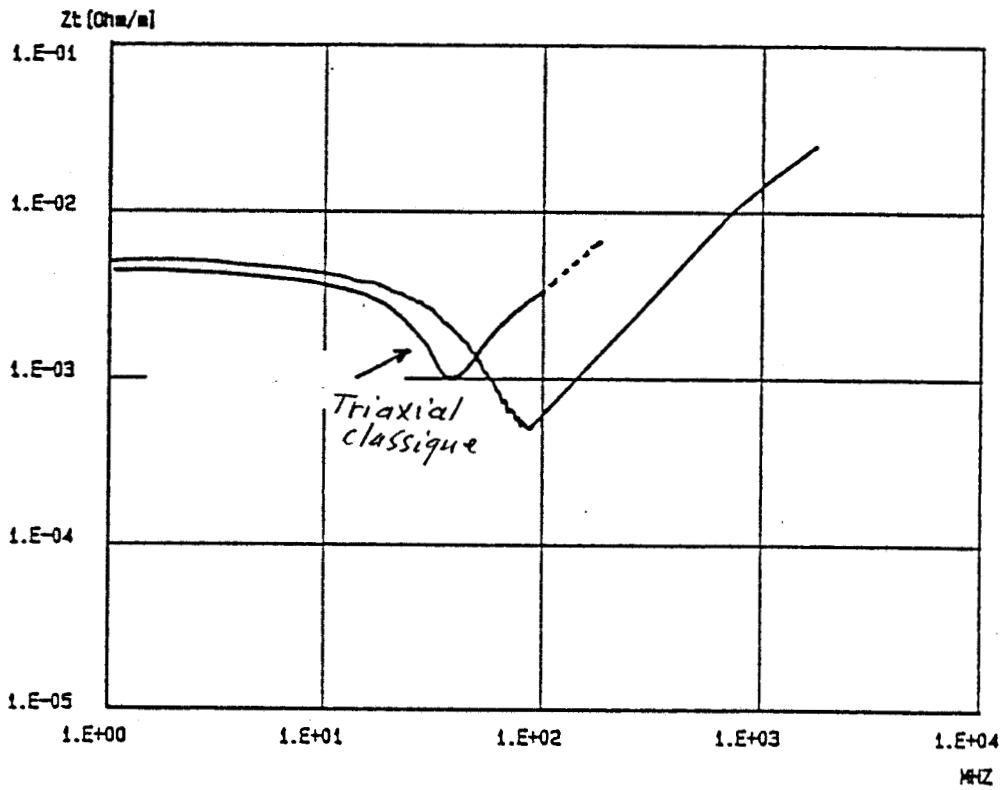
PL(V-10)

L'évolution de l'impédance de transfert avec la fréquence est plus complexe que le modèle précédent. Les mesures pratiquées au-dessous de 10 MHz révèlent une remontée de l'impédance de transfert dès la fréquence de 1 MHz ; remontée qui fait apparaître une proportionnalité avec \sqrt{f} .

Cependant les expériences menées entre 10 MHz et 100 MHz avec le banc triaxial montrent qu'au-dessus de 10 MHz l'impédance de transfert devient proportionnelle à la fréquence [] [].

La superposition des caractéristiques obtenues par chaque méthode de mesure apparait satisfaisante.

Sur la planche PL(V-11) est portée la caractéristique obtenue sur un câble coaxial communiqué par le laboratoire de réception de T.D.F. (Télédiffusion de France). Ce câble d'impédance caractéristique de 75Ω comporte deux blindages, un écran homogène en cuivre de faible épaisseur ($\approx 46 \mu\text{m}$). Sur cet écran et un contact continu est posée une tresse à faible recouvrement.



Cable: TDF

PL(V-11)

La caractéristique suggère pour ce type de câble une loi d'évolution d'impédance de transfert conforme au modèle :

$$Z_t = Z_{td} + j L_t \omega$$

relation dans laquelle Z_{td} s'apparente à l'expression (V-14) et traduit la diffusion du champ électrique à travers l'écran homogène.

La réactance $L_t \omega$ reflète le comportement trouvé lors de l'expérience. Sa valeur dans ce cas est difficile à chiffrer théoriquement.

En effet, l'inductance de transfert provient des fuites magnétiques dues à des micro-ouvertures distribuées sur la surface de l'écran. Cette distribution d'ouvertures est tout à fait aléatoire et dépend surtout des sollicitations mécaniques subies par le câble au cours des manipulations.

Les conditions de distribution statistiques diffèrent suivant l'expérience, c'est surtout vrai lorsqu'on passe d'un échantillon de 1 m utilisé sur le banc triaxial à la discontinuité de 10 cm sur la cavité résonante. Ce fait explique d'ailleurs les différences enregistrées lors de la remontée de l'impédance de transfert.

Amélioration de la précision de la mesure

Les défauts de linéarité observés au-dessus de 1 GHz sur les caractéristiques d'impédance de transfert obtenues sur les blindages tressés peuvent avoir pour origine deux phénomènes :

- Il s'agit d'abord de la sous-estimation du courant sur la discontinuité, problème que nous pouvons résoudre au moyen du coefficient de correction K précédemment défini.

- Le second problème concerne toujours l'évaluation du courant perturbateur sur la discontinuité, mais il s'agit ici de sa loi de répartition en fonction de la variable longitudinale z.

Nous avons porté sur la planche PL(V-6) la répartition du courant sur la discontinuité par quelques fréquences significatives.

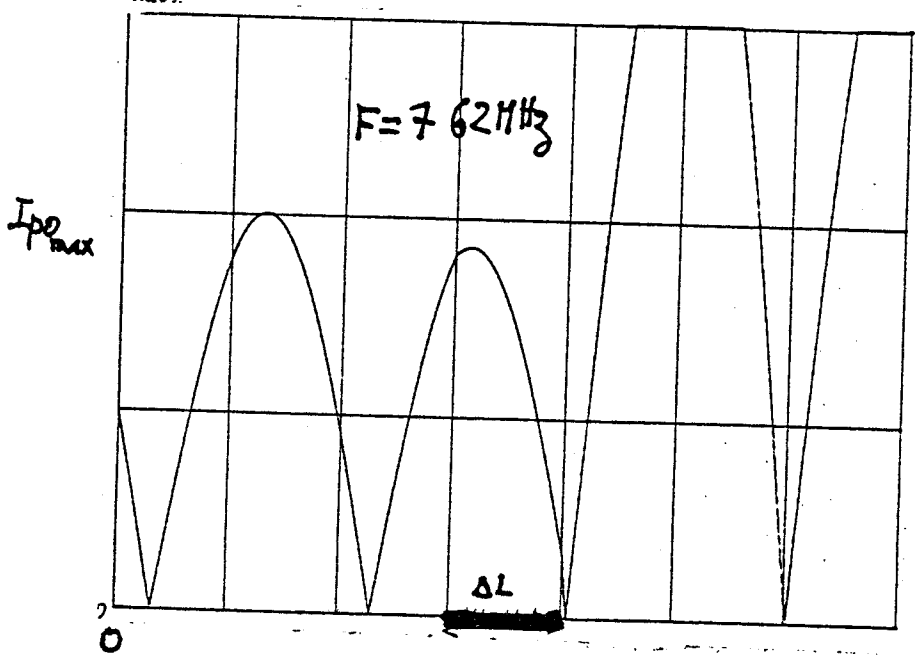
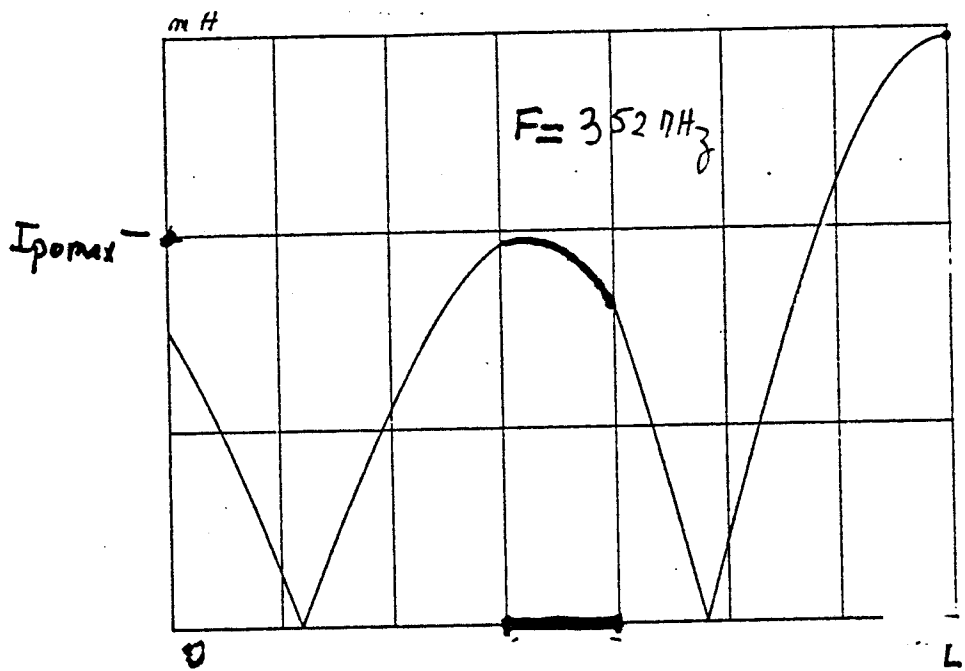
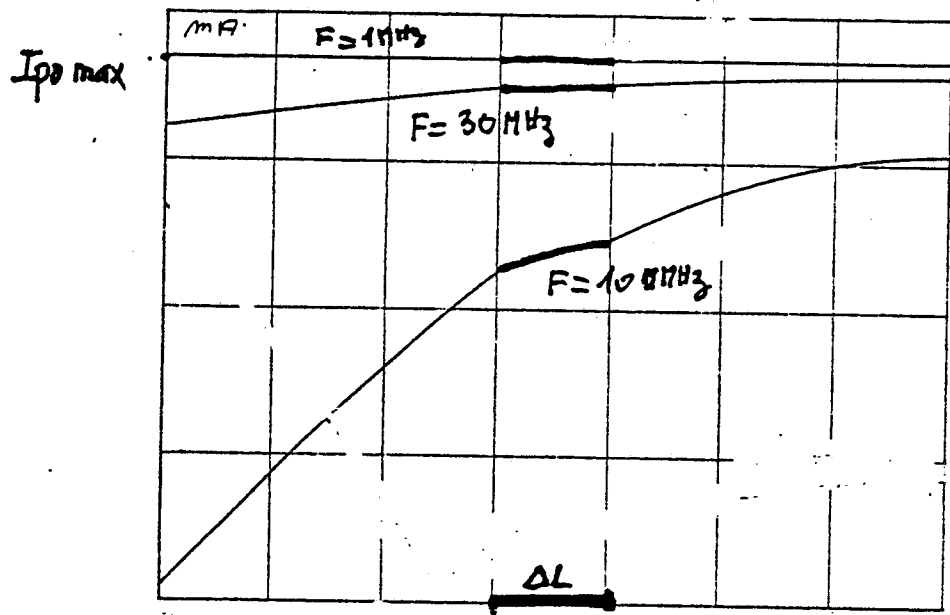
Aux basses fréquences l'approximation du courant constant sur la discontinuité est pratiquement vérifiée. Toutefois il faut faire remarquer que l'induction de la tension parasite $V_C(L)$ obéit à un mécanisme plus complexe que dans le cas de l'ouverture localisée. Comme nous l'avons exposé au 3^e chapitre, la tension parasite est l'intégration d'une série de générateurs de tensions élémentaires uniformément répartis sur la longueur ΔL .

Si le courant est uniforme, on a :

$$V_C(L) = \frac{1}{2} I_p \left(\frac{L}{2} \right) Z_t \left[\frac{1 - e^{-\gamma_C \Delta L}}{\gamma_C} \right] \quad (V-7)$$

La discontinuité ayant une longueur de 5 à 10 cm $\Delta L \gamma_C \ll 1$, et on retrouve une relation du type (V-).

En revanche si on regarde la caractéristique de la distribution de courant à $f =$, le courant n'est pas constant sur ΔL .



.. Dans la relation (V-8) il convient de remplacer $I_p \left(\frac{L}{2}\right)$ par la valeur moyenne du courant $I_{p\text{moy}}(\Delta L)$

avec

$$I_{p\text{moy}}(\Delta L) = \frac{1}{\Delta L} \int_0^{\Delta L} I_{p\sigma}(z) dz$$

On évaluera Z_t au moyen de la relation :

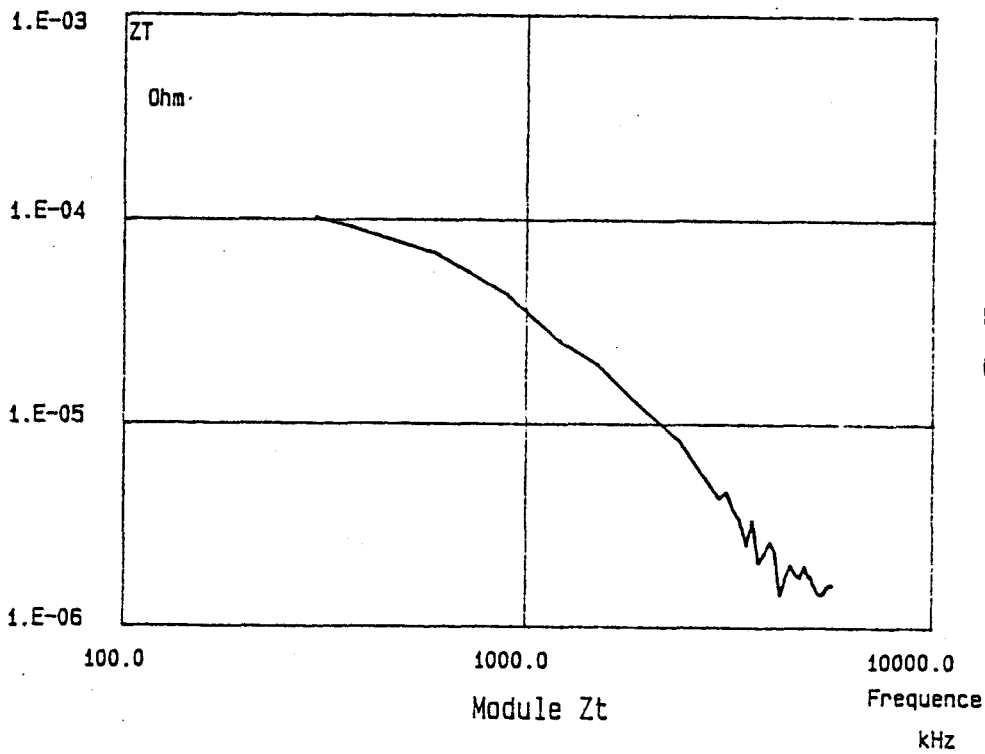
$$Z_t = \frac{2 \cdot V_c(L)}{\Delta l \cdot I_{p\text{moy}}(\Delta L)}$$

Sensibilité du banc

Pour caractériser le banc au point de vue de la sensibilité, nous avons installé une éprouvette à blindage homogène et nous avons recherché la valeur minimale d'impédance de transfert mesurable. L'expérience a été faite dans un premier temps en protégeant la chaîne de réception dans une cage de Faraday, puis à l'extérieur de la cage.

La caractéristique portée sur la planche PL(V-7) permet de porter la sensibilité autour de $10^{-5} \Omega/m$ soit $1 \mu\Omega$ en absolu.

MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT Methode harmonique



Cable : .
Charge : adaptee

PL(V-7)

La sensibilité peut être encore améliorée aux basses fréquences en augmentant les dimensions de la discontinuité.

Ce chiffre montre la possibilité offerte par ce banc de mesurer l'efficacité de blindage des connecteurs coaxiaux.

V - MESURE DE L'IMPEDANCE DE TRANSFERT DES CONNECTEURS COAXIAUX

La technique de la discontinuité peut s'adapter facilement à la mesure de l'impédance de transfert des connecteurs coaxiaux. Deux approches sont possibles suivant qu'on souhaite évaluer une caractéristique absolue ou relative de l'efficacité de blindage du connecteur.

1) Mesure absolue

La disposition la plus simple consiste à assembler deux fiches complémentaires (mâle - femelle) qui seront connectées à la partie médiane d'une éprouvette comprenant un câble coaxial à blindage homogène.

L'ensemble est ensuite installé dans le tube central du banc conformément à la figure (V-4).

Les connecteurs jouent ici le rôle de la discontinuité " ΔL ".

Le courant perturbateur circulant sur la face extérieure du connecteur provoque une tension parasite $V_C(L)$.

L'impédance de transfert du connecteur s'exprime alors :

$$Z_t = \frac{2 V_C(L)}{I_p \left(\frac{L}{2} \right)}$$

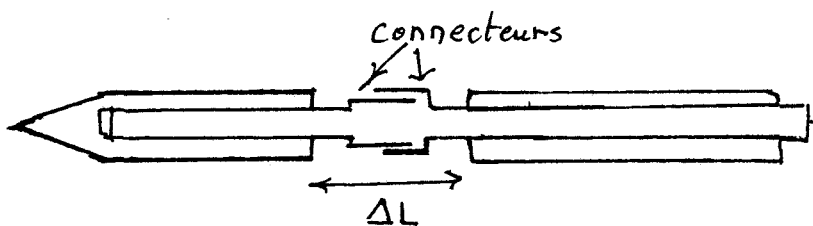


Figure (V-4)

Pour que la mesure soit réaliste il faut évidemment que le seuil de sensibilité imposé par la contribution de la partie centrale dans laquelle le câble est installé. L'impédance de transfert Z_t du connecteur doit donc satisfaire la condition :

$$Z_t \gg Z_{t2} (L - \Delta L)$$

Z_{t2} représente l'impédance de transfert de la structure comprenant les masques M_1 et M_2 , l'écran homogène supportant les connecteurs.

2) Mesure relative

Il s'agit d'apprécier l'impact du connecteur sur l'efficacité de blindage d'un câble coaxial. La mesure peut se faire en deux temps.

- On détermine d'abord l'impédance de transfert du câble par la technique de la discontinuité.

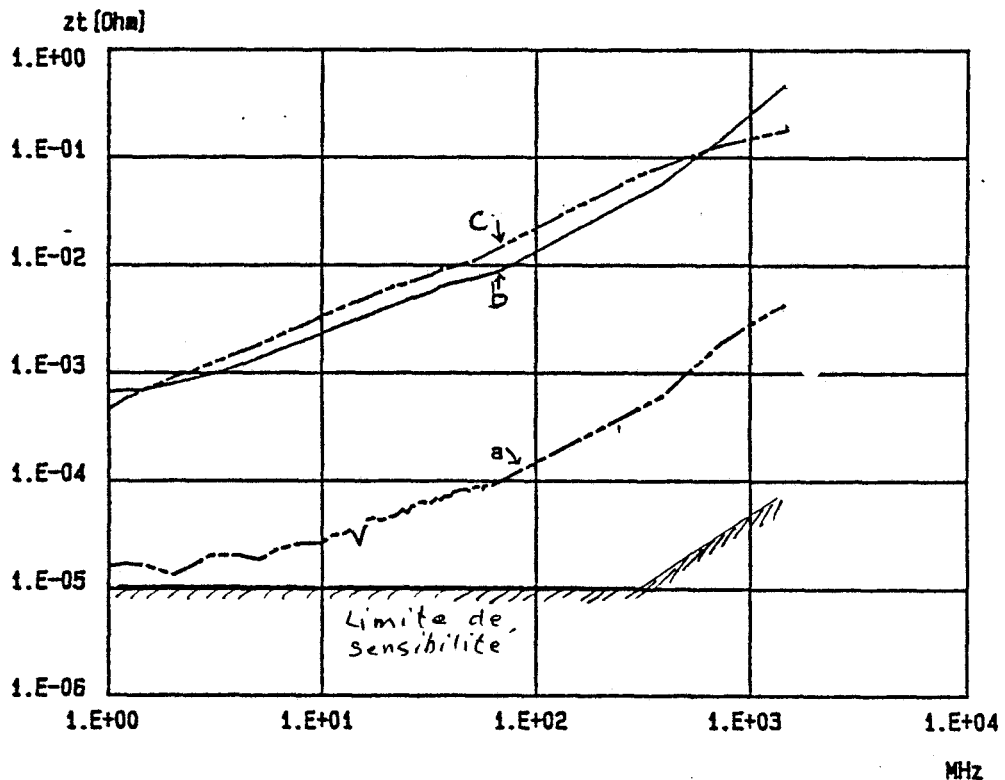
- On installe ensuite le connecteur conformément aux indications précédentes. Le contact blindage connecteur est cependant matérialisé par le processus recommandé dans la fiche technique du composant (contact non soudé en général).

La comparaison de l'impédance de transfert absolue et les mesures relatives donnent des informations précieuses sur l'influence des connecteurs et sur la dégradation d'efficacité de blindage qu'ils peuvent engendrer.

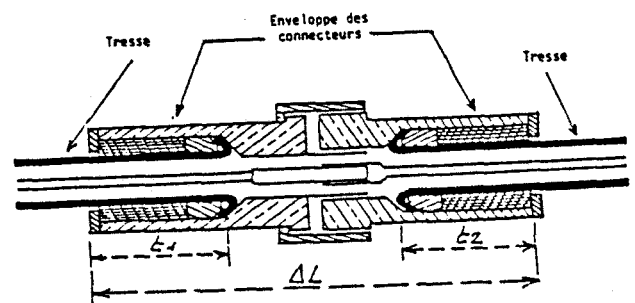
Essais sur des connecteurs du type "N"

Les résultats présentés à la planche P1(V-7) se rapportent à un couple de connecteur "N". Les caractéristiques relatives sont obtenues pour des connecteurs reliés à un câble coaxial KX4.

- Impédance de transfert absolue des connecteurs
- Impédance de transfert des connecteurs reliés au câble KX4 selon le schéma de la figure (V-4)
- Impédance de transfert de la discontinuité comprenant uniquement le câble KX4 (RG 213-4) $\Delta L = 9$ cm.



P1(V-8)



La caractéristique absolue révèle que l'efficacité de blindage des connecteurs du type "N" est excellente puisque l'impédance de transfert est seulement de $2 \text{ m}\Omega$ à 1 GHz, alors que l'impédance de transfert du KX⁴ ayant le même encombrement approche $200 \text{ m}\Omega$.

Le connecteur aura donc peu d'influence sur l'efficacité de blindage dans ce cas. Les caractéristiques "b" et "c" le montrent bien puisqu'elles sont pratiquement confondues. En effet, la tension mesurée dans les conditions de l'expérience "b" est due essentiellement aux tronçons de tresse du câble interne au connecteur.

VI - CONCLUSION

La méthode de la discontinuité de blindage associée aux propriétés de la cavité coaxiale résonnante se révèle très intéressante pour mesurer l'impédance de transfert des câbles et connecteurs coaxiaux.

Sa grande simplicité d'utilisation et ses performances au point de vue de la sensibilité et la gamme de fréquence couverte lui confère des avantages considérables sur les méthodes triaxiales classiques.

Les moyens de correction proposés permettent de résoudre le problème de l'estimation du courant sur la discontinuité et donc d'améliorer la précision sur la mesure de l'impédance de transfert.

CONCLUSION

GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Le travail exposé dans notre thèse constitue une contribution à la compréhension et au calcul de l'induction des ondes E.M. sur les câbles blindés.

Les nombreuses simulations entreprises avec le bifilaire blindé accompagnées de résultats expérimentaux ont apporté des informations importantes sur l'origine des tensions parasites induites en mode différentiel.

A partir d'un modèle théorique et par une approche phénoménologique, nous avons pu attribuer l'origine de l'impédance de transfert différentielle aux défauts de régularité des caractéristiques géométriques et physiques au blindage et à la dissymétrie des conducteurs intérieurs au blindage.

La mesure d'impédance de transfert différentielle pour différents types de blindages a bien montré que ce paramètre pouvait évoluer fortement en fonction de la nature du blindage et des conducteurs installés à l'intérieur. C'est notamment le cas de câbles assemblés en torons pour lesquels on enregistre des dispersions importantes suivant la place des conducteurs constituant la paire.

Les expériences mettant en jeu des tresses ou des rubans hélicoïdaux ont montré le caractère inductif de l'impédance de transfert différentielle.

Ce caractère ne s'est toutefois pas manifesté dans le cas du blindage à écran homogène. Il faudra de nombreuses mesures sur différents câbles à écran homogène pour mieux comprendre la singularité de ce blindage.

La seconde partie de notre travail a porté sur le calcul et la mesure des tensions différentielles et de mode commun induites aux extrémités d'un câble bifilaire blindé, de grande longueur et dont le blindage est parcouru par un courant perturbateur. Le comportement des tensions de

mode commun obéissant aux mêmes phénomènes physiques que les tensions induites sur un coaxial simple, nous nous sommes particulièrement intéressés aux tensions parasites de mode différentiel.

C'est ainsi qu'en usant de quelques hypothèses simplificatrices, mais tout à fait réalistes sur le rapport dimension - longueur d'onde, nous avons établi des expressions analytiques traduisant l'amplitude des tensions parasites. Ces expressions se sont révélées très intéressantes en mettant en évidence les paramètres influents le plus l'amplitude des tensions parasites et en particulier ceux qui sont impliqués dans le mécanisme de transfert de mode commun. Il est ainsi apparu que les dissymétries d'impédances terminales et de paramètres linéiques du bifilaire déclenchent le phénomène de conversion des signaux parasites de mode commun (donc de fortes amplitudes) en tensions perturbatrices de mode différentiel.

Toutefois, les expériences faites à cette occasion ont montré que l'effet de la dissymétrie du blindage reste prépondérant lorsque les autres dissymétries ne dépassent pas 10 % de la valeur des paramètres concernés.

Nous avons étudié aussi la réponse d'un câble bifilaire blindé, disposé au-dessus d'un plan conducteur et illuminé par une onde plane. Nous avons considéré deux étapes.

Nous calculons d'abord le couplage proprement dit de l'onde perturbatrice au câble afin de déterminer la distribution du courant sur le blindage. Nous avons utilisé à cette occasion le formalisme de lignes de transmission dans l'approximation quasi-TEM, tant en tenant compte de l'effet des lignes verticales souvent ignoré dans ce formalisme.

Le calcul des amplitudes des tensions induites sur les conducteurs intérieurs est effectué en appliquant deux méthodes largement exposées dans le 3^e chapitre.

De tels outils numériques se sont révélés efficaces pour mener une étude paramétrée. Nous avons montré l'impact de la conductivité du sol, la hauteur ainsi que le mode de mise à la masse du blindage sur l'amplitude des tensions parasites induites.

S'agissant du mode de connexion du blindage à la masse, il est apparu que celui-ci doit être choisi en fonction du spectre des ondes perturbatrices dont on souhaite réduire l'effet sur les équipements. Aux fréquences basses pour lesquelles la longueur d'onde est bien plus grande que la longueur de la ligne horizontale, une connexion du blindage par une seule extrémité semble intéressante puisque le niveau des tensions induites, aussi bien en mode commun qu'en mode différentiel, est bien plus faible que celui occasionné lors d'une connexion aux deux extrémités.

Ces conclusions sont inversées aux fréquences élevées.

Nous avons traduit les méthodes de calcul établies en régime sinusoïdal dans le domaine temporel afin de calculer l'amplitude crête des transitoires induits sur la gaine lors d'une agression E.M. de nature impulsionnelle.

Les cas de figure les plus simples ont été traités par l'usage du calcul symbolique. C'est ainsi que nous avons montré l'impact du front de transition du courant perturbateur sur la durée et l'amplitude crête des impulsions parasites.

Dans tous les cas examinés, l'énergie associée aux impulsions augmente avec la longueur du câble.

Notre étude a été surtout orientée vers les bifilaires blindés pour des raisons de simplifications. Cependant les conclusions et méthodes exposées dans notre mémoire peuvent être avantageusement étendues aux câbles multifilaires blindés.

Nous avons aussi réalisé dans le cadre de notre thèse un banc de mesure d'impédance de transfert de câbles et connecteurs coaxiaux dont l'originalité est de couvrir une large bande de fréquence (10kHz - 2GHz) avec une sensibilité appréciable de $1 \mu\Omega$.

Une évolution future de ce banc pourrait être son application à la mesure de l'impédance de transfert des câbles multifilaires, notamment l'impédance de transfert différentielle.

