



HAL
open science

Description d'un modèle analytique pour la détermination des caractéristiques d'une tension de bruit dans un réseau d'interconnexions.

Jean-Etienne Lorival

► **To cite this version:**

Jean-Etienne Lorival. Description d'un modèle analytique pour la détermination des caractéristiques d'une tension de bruit dans un réseau d'interconnexions.. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, 2008. Français. NNT: . tel-00331748

HAL Id: tel-00331748

<https://theses.hal.science/tel-00331748>

Submitted on 17 Oct 2008

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

T H E S E

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE MONTPELLIER II

Discipline : Electronique, Optronique et Systèmes

Ecole Doctorale : I2S

présentée et soutenue publiquement

par

Jean-Etienne Lorival

Le 1^{er} octobre 2008.

**Description d'un modèle analytique pour la détermination des
caractéristiques d'une tension de bruit dans un réseau
d'interconnexions**

MEMBRES DU JURY

DESCHACHT Denis, Directeur de Recherche CNRS, LIRMM, Montpellier	Directeur de Thèse
FLECHET Bernard, Professeur, LAHC, Université de Savoie, Le Bourget du Lac	Rapporteur
TANGUY Noël, Professeur, Lab-STICC, Université de Bretagne Occidentale, Brest	Rapporteur
FARCY Alexis, Ingénieur de recherche, ST Microelectronics	Examineur
HURET Fabrice, Professeur, Lab- STICC, Université de Bretagne Occidentale, Brest	Examineur
NOUET Pascal, Professeur, LIRMM, Université Montpellier II, Montpellier	Président du jury

REMERCIEMENTS.

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont été réalisés au Laboratoire d'Informatique, de Robotique et de Microélectronique de Montpellier LIRMM. Je tiens à remercier Michel Robert, professeur à l'Université de Montpellier II et directeur du LIRMM, pour m'avoir accueilli au sein du laboratoire.

Je remercie aussi Denis Deschacht, directeur de recherche CNRS au LIRMM, pour avoir été mon directeur de thèse et m'avoir encadré au cours de ces trois années.

Je témoigne ma reconnaissance à Noël Tanguy, professeur au laboratoire STICC de l'Université de Bretagne Occidentale, ainsi qu'à Bernard Flechet, professeur au LAHC de l'Université de Savoie, pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ces travaux.

De même, j'exprime ma gratitude envers Pascal Nouet, professeur à l'Université de Montpellier II au LIRMM, à Fabrice Huret, professeur au laboratoire STICC de l'Université de Bretagne Occidentale, et enfin à Alexis Farcy, ingénieur de recherche à ST Microelectronics Crolles, pour s'être proposés comme examinateurs de ce mémoire et participants au jury de thèse.

Enfin, en dernier lieu, pour m'avoir aidé à travailler dans une bonne ambiance ou pour m'avoir apporté un soutien moral, je tiens à remercier ma famille, mes amis, les autres permanents du département microélectronique du LIRMM ainsi que l'ensemble des stagiaires ou des thésards du département dont il est difficile d'établir une liste exhaustive tellement ils sont nombreux. : les Nicolas (Saint-Jean, Houarche et Pous), Marion, Lionnel, Alex, Robin, JB, Olivier, Yoann, Julien, Eric, Caroline, Nurten...

GLOSSAIRE.

W, L, T, S, H	Paramètres correspondant aux géométries de la ligne ; respectivement sa largeur (W), sa longueur (L), son épaisseur (T) ou encore l'épaisseur de diélectrique (H) séparant la ligne des niveaux de métallisation supérieurs et inférieurs. Attention : le paramètre S, suivant la formule, correspond soit à la section du conducteur soit à l'espacement existant entre deux lignes d'interconnexion.
R_{ii} – R	Résistance linéique de la ligne d'interconnexion i du réseau ; donnée dans le manuscrit en Ω ou par unité de longueur en k Ω /m. Pour les systèmes symétriques de deux et trois lignes couplées, la résistance linéique est aussi référencée comme étant R.
C_{ii} – C_g	Capacité linéique de la ligne d'interconnexion i du réseau située dans un niveau de métallisation n ; donnée dans le manuscrit en fF ou par unité de longueur en pF/m. La capacité linéique de la ligne correspond physiquement à la capacité de couplage « à la masse » entre la ligne i et les niveaux de métallisation n-1 et n+1 perçus par la ligne comme des plans de masse. Elle est aussi définie dans le cadre des systèmes symétriques (2 et 3 lignes couplées) suivant C _g .
C_{ij} – C_m	Capacité interligne traduisant le couplage capacitif de l'interconnexion i avec une ligne j du même réseau qui lui est proche voisine ; donnée dans le manuscrit en fF ou par unité de longueur en pF/m. Elle est aussi définie dans le cadre des systèmes symétriques (2 et 3 lignes couplées) suivant C _m .
K_C	Coefficient de couplage capacitif utilisé dans les équations ou les logiciels de simulation afin de quantifier l'intensité du couplage entre deux lignes i et j. Ce coefficient se calcule selon $K_C = C_{ij}/C_{ii}$.
L_{ii} – L_p	Inductance linéique de la ligne d'interconnexion i du réseau ; donnée dans le manuscrit en nH ou par unité de longueur en μ H/m. Définie aussi suivant L _p pour l'ensemble des systèmes considérés (2 et 3 lignes couplées).
L_{ij} – L_m – L_{oo}	Inductance mutuelle traduisant le couplage inductif de l'interconnexion i avec une ligne j du même réseau qui lui est proche voisine ; donnée dans le manuscrit en fF ou par unité de longueur en pF/m. L'inductance mutuelle est exprimée suivant L _m pour deux lignes directement adjacentes. Elle est enfin exprimée dans le système trois lignes suivant L _{oo} pour décrire l'inductance mutuelle entre les deux lignes externes du système.

K_L	Coefficient de couplage inductif utilisé dans les équations ou les logiciels de simulation afin de quantifier l'intensité du couplage entre deux lignes i et j . Ce coefficient se calcule selon $K_L = L_{ij}/L_{ii}$.
R_{in}	Résistance d'entrée attaquant les lignes des réseaux d'interconnexions symétriques décrits dans le manuscrit. Cette résistance correspond à la résistance de sortie équivalente d'un buffer attaquant la ligne et est donnée en Ohms.
R_A	Résistance d'entrée attaquant une ligne active des réseaux d'interconnexions dissymétriques. Ces résistances correspondent à des résistances de sortie équivalentes de buffer et sont données en Ohms.
R_V	Résistance d'entrée attaquant une ligne victime des réseaux d'interconnexions dissymétriques. Ces résistances correspondent à des résistances de sortie équivalentes de buffer et sont données en Ohms.
F_d	Facteur de dissymétrie défini suivant le rapport résistif entre R_A et R_V . Se calcul suivant $F_d = R_A / R_V$. Les valeurs de F_d sont comprises entre $[0,5 ; 5]$ suivant la différence entre les modes de fonctionnement des transistors PMOS et NMOS ainsi que de leur largeur respective.
C_L	Capacité de charge en terminaison des lignes d'interconnexions des modèles électriques. Elles correspondent aux capacités d'entrée de buffers ou blocs logiques.
m	Facteur d'amortissement d'un système du second ordre (RLC) qui, calculé, permet de déterminer le régime harmonique dans lequel le système fonctionne : amorti, critique ou pseudo-oscillatoire. Se calcule suivant : $m = (R/2)\sqrt{(L/C)}$
Z	Impédance caractéristique d'une ligne de transmission.
γ	Facteur de propagation d'une ligne de transmission.
α	Facteur d'atténuation du signal dans la ligne en Neper/m.

β	Facteur de phase du signal dans la ligne en rad/m.
m	Facteur d'amortissement d'un système du second ordre (RLC) qui, calculé, permet de déterminer le régime harmonique dans lequel le système fonctionne : amorti, critique ou pseudo-oscillatoire. Se calcule suivant : $m = (R/2)\sqrt{L/C}$
Q	Facteur de qualité d'un système du second ordre (RLC) qui, calculé, permet de déterminer le régime harmonique dans lequel le système fonctionne : amorti, critique ou pseudo-oscillatoire. Se calcule suivant $Q = 1/(2m)$. Correspond aussi suivant les équations aux charges des conducteurs.
G_0	Gain statique du système.
ω_0	Pulsation propre d'un système du 2 nd ordre RLC s'exprimant en rad/s.
ω_s	Pulsation de résonance d'un système du 2 nd ordre RLC s'exprimant en rad/s.
τ	Constante de temps du système.
V_{in}	Tension d'alimentation.
V_{out}	Tension de sortie en bout de ligne.
$V_{crosstalk}$	Tension de crosstalk observable en sortie de ligne victime ; sans distinction sur les effets causant son apparition.
V_C	Tension de bruit observée en terminaison d'une ligne victime d'un réseau d'interconnexion dès que la ligne active commute pour une transition donnée. Elle est liée uniquement aux effets de couplages électriques existants entre les lignes du réseau lorsque la fréquence d'horloge du système est dans le domaine des basses fréquences.

V_L	Tension de bruit observée en terminaison d'une ligne victime d'un réseau d'interconnexion dès que la ligne active commute pour une transition donnée. Cette tension de bruit résulte uniquement des effets de couplages magnétiques existants entre les lignes du réseau lorsque la fréquence d'horloge du système est dans le domaine du GHz et des hautes fréquences.
V_{RLC}	Tension de bruit observée en terminaison d'une ligne victime d'un réseau d'interconnexion dès que la ligne active commute pour une transition donnée. Elle est liée aux effets électromagnétiques (effets capacitifs et inductifs) se produisant au sein du réseau d'interconnexions dès lors que la fréquence d'horloge tend vers le domaine du GHz et des hautes fréquences.
$X_{e,o}$	Paramètres électriques du réseau d'interconnexions ou tension de bruit observée quand le mode propagé correspond au mode commun/even (e) ou au mode différentiel/odd (o) quand le système considéré est de deux lignes couplées et symétrique.
$X_{eff,eq}$	Paramètres électriques ou tension de bruit observée pour le système distribué découplé modal (valeurs effectives ou eff) ou le modèle localisé analytique (valeurs équivalentes ou eq).
$X_{a,b,c}$	Paramètres électriques du réseau d'interconnexions ou tension de bruit observée quand le mode propagé correspond au mode a (a), au mode b (b) ou au mode (c) dans le cas d'un système symétrique de trois lignes couplées.
$X_{(a,b,c)(i,o)}$	Paramètres électriques ou tension de bruit observée du système d'interconnexions de trois lignes couplées selon qu'un mode se propage dans le cas où est considéré la ligne centrale/inner (i) ou les lignes extérieures/outer (o).
V_{max}	Maximum d'amplitude observé pour une tension de bruit. Dans le cas d'une tension de bruit V_{RLC} , à cause des réflexions des signaux sur les lignes et de la nature oscillante des formes d'onde, l'amplitude maximale V_{RLCmax} est définie non plus comme le maximum donné de la forme d'onde mais comme une valeur moyenne.
t_{max}	Instant où est atteinte l'amplitude maximale de la tension de bruit V_{max} .
N_p	Largeur de pulsation de la tension de bruit correspondant à l'intervalle de temps critique pour lequel l'amplitude de la tension de bruit est à prendre en compte sur la ligne victime. La largeur de pulsation est définie suivant deux instants t_1 et t_2 .

t_1	Borne inférieure de la largeur de pulsation. Dans le cas d'une tension V_C , l'instant t_1 est pris à mi-hauteur de la forme d'onde. Pour une tension de crosstalk V_{RLC} , il correspond au temps de vol de V_{Le} .
t_2	Borne supérieure de la largeur de pulsation. Cet instant correspond à : <ul style="list-style-type: none"> ▪ Tension V_C ou V_{RLC} pour laquelle la tension n'est pas en pseudo-oscillation avec plusieurs dépassements successifs : mi-hauteur de la forme d'onde. ▪ Tension V_{RLC} pour laquelle la tension est en pseudo-oscillation avec observation de plusieurs dépassements successifs : instant t_{12} de V_{Le}.
D_i	Correspond, pour une tension de sortie d'un système décrit en RLC fonctionnant en régime pseudo-oscillatoire, au i ème dépassement autour de la valeur finale (correspondant à la valeur finale de la tension d'entrée) ; ce dépassement se produisant entre les instants tf_i et tf_{i+1} .
tf_i	Instant pour lequel, pour la i ème fois, on observe en sortie la valeur finale (valeur finale de la tension appliquée en entrée du système).
tof	Instant pour lequel on voit apparaître en terminaison de ligne le signal appliqué en entrée de ligne et transmis à travers cette dernière.
T_{osc}	Pour un système RLC fonctionnant en régime pseudo-oscillatoire et pour lequel la capacité linéique du système est entrée en résonance, intervalle de temps séparant deux dépassements successifs de la tension de sortie autour de la valeur finale.
t_r	Temps de transition du signal appliqué en entrée pris entre 20% et 80% de la valeur finale.
t_m	Temps de montée de la réponse observée en sortie de ligne pris entre 10% et 90% de la valeur finale.
Δt	Décalage temporel à appliquer sur la tension de sortie du modèle analytique afin de la faire corrélérer dans le temps avec la tension distribuée du modèle découplé distribué. Correspond à la seconde correction appliquée durant la méthode de corrélation.
ρ	Résistivité du matériau. Egal à $3,03.10^{-8} \Omega.m$ dans le cas de l'aluminium et $1,72.10^{-8} \Omega.m$ dans le cas du cuivre

μ_0 Permittivité du vide égal à $4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m.

μ_r Permittivité du conducteur égal à 1 pour le cuivre.

TABLE DES MATIERES.

INTRODUCTION.....	14
I LES INTERCONNEXIONS DANS LES CIRCUITS DIGITAUX : PROBLEMATIQUE, EXTRACTION ET MODELISATION.	20
I.1 Introduction.....	20
I.2 Evolution technologique des circuits digitaux.	21
I.2.1 Historique.....	21
I.2.2 L'approche systèmes convergents.....	24
I.2.3 Les challenges de l'évolution technologique.	26
I.3 Problématique des réseaux d'interconnexions.	27
I.3.1 Evolution technologique des réseaux d'interconnexions.	27
I.3.2 Les problèmes liés aux interconnexions dans le design des circuits digitaux.	29
I.3.2.1 Les délais de propagation.	30
I.3.2.2 Les effets de couplage.	32
I.3.3 Impact des interconnexions dans la conception des circuits.	36
I.4 L'approche ligne de transmission.....	37
I.4.1 Modèle électrique d'une ligne de transmission.	37
I.4.2 Modélisation d'un système de deux lignes d'interconnexion couplées.....	42
I.4.3 Avantages et inconvénients du formalisme.	44
I.5 Extraction des paramètres électriques des lignes R, L, C.....	45
I.5.1 Introduction.....	45
I.5.2 Extraction de la résistance.....	46
I.5.3 Extraction des capacités.	47
I.5.4 Extraction des inductances.	49
I.5.4.1 La notion d'inductance de boucle.....	50
I.5.4.2 La notion d'inductance partielle.	52
I.5.5 L'approche pleine-onde ou « full-wave ».	53
I.6 Solutions proposées pour limiter l'impact des interconnexions.....	54
I.6.1 Les solutions « design ».	54
I.6.2 Les solutions « technologiques ».....	57
I.7 Conclusion.	61

II	DESCRIPTION DU MODELE ANALYTIQUE POUR LA CARACTERISATION DES TENSIONS DE CROSSTALK.....	64
II.1	Introduction.....	64
II.2	Description du système de lignes découplées.....	64
II.2.1	Description du modèle distribué de deux lignes couplées.....	64
II.2.2	Les modes de propagation commun et différentiel.....	66
II.2.3	Passage d'un système de deux lignes couplées à un système découplé.....	68
II.3	Additivité des couplages capacitifs et inductifs.....	74
II.3.1	Démonstration.....	74
II.3.2	Impact des contributions inductives et capacitives sur une tension V_{RLC}	80
II.4	Description du modèle analytique.....	83
II.4.1	Les méthodes de réduction d'ordre.....	83
II.4.2	Passage d'un système découplé distribué à un système localisé.....	85
II.4.3	Corrélation entre un système découplé distribué et un système localisé en RC.....	86
II.4.4	Corrélation « système découplé distribué / système localisé » : effets inductifs.....	96
II.4.4.1	Détermination des paramètres équivalents du système localisé.....	96
II.4.4.2	Définition des domaines de fonctionnement pour l'évaluation de Δt	99
II.4.4.3	Détermination des expressions de Δt et de $V_{Leff}(t)$ quand $m_{eff} \geq 1$	100
II.4.4.4	Détermination de Δt et de $V_{Leff}(t)$ quand $0,625 < m_{eff} < 1$	103
II.4.4.5	Détermination des expressions de Δt et de $V_{Leff}(t)$ quand $0,625 \geq m_{eff}$	106
II.4.5	Application du modèle analytique à V_L et V_{RLC}	111
II.5	Conclusion.....	115
III	EXPRESSIONS ANALYTIQUES POUR L'EVALUATION DES CARACTERISTIQUES DES TENSIONS DE BRUIT.....	122
III.1	Introduction.....	122
III.2	Détermination des caractéristiques d'une tension de bruit capacitive V_C.....	122
III.2.1	Détermination du maximum d'amplitude.....	122
III.2.2	Détermination de la largeur de pulsation.....	124
III.2.3	Validation des expressions analytiques pour l'évaluation de V_C	129
III.3	Détermination des caractéristiques d'une tension de crosstalk V_{RLC}.....	131
III.3.1	Détermination des caractéristiques en fonction de V_L	131
III.3.2	Détermination de l'instant t_1	132

III.3.3	Détermination de t_2 et V_{RLCmax} quand $0,625 \geq m_{eq_e}$	133
III.3.4	Détermination de t_2 et V_{RLCmax} quand $0,625 < m_{eq_e} < 1$	137
III.3.5	Détermination de t_2 et V_{RLCmax} quand $m_{eq_e} \geq 1$	140
III.3.6	Validation des expressions analytiques pour l'évaluation de V_{RLC}	144
III.4	Conclusion.	146
IV	EXTENSION A DES SYSTEMES SYMETRIQUES DE TROIS LIGNES COUPLEES ET DISSYMETRIQUES.....	152
IV.1	Introduction.....	152
IV.2	Extension à un système symétrique de trois lignes couplées.	152
IV.2.1	Découplage du système de trois lignes couplées.	152
IV.2.2	Dissociation des effets capacitifs et inductifs.	157
IV.2.3	Additivité des couplages pour une tension de bruit d'un système trois lignes.	159
IV.2.4	Application du modèle analytique à la configuration pire-cas.	165
IV.3	Systèmes dissymétriques.....	169
IV.3.1	Système dissymétrique de deux lignes couplées.	169
IV.3.2	Système dissymétrique de trois lignes couplées.	178
IV.4	Conclusion.	182
CONCLUSION.		184
REFERENCES.		188
PUBLICATIONS.		198

INTRODUCTION

INTRODUCTION.

Depuis l'avènement du premier circuit en 1958, les circuits intégrés n'ont eu de cesse de connaître une évolution fulgurante. L'évolution des circuits intégrés se caractérise par des changements fréquents de technologie (diminution de la taille des transistors et des autres composants du circuit) et une compacité toujours plus importante. Les circuits sont désormais plus rapides pour des fréquences d'horloge plus élevées et consomment moins d'énergie pour des tensions d'alimentation plus petites. Si les premiers circuits ne permettaient que d'exécuter une application spécifique, l'évolution technologique permet d'intégrer dans un même circuit de plus en plus de fonctions de bases comme l'acquisition, le stockage ou la transmission de données ; augmentant ainsi la fonctionnalité des circuits et leur permettant de réaliser de plus en plus d'application. Le paradigme d'une telle évolution sont les circuits sur puce et les circuits en boîtier (SoCs et SiPs) qui réalisent l'intégration de fonctions analogiques et numériques sur une même puce ou dans un même boîtier.

Cette évolution correspond à l'évolution du marché de la micro-électronique et de la demande. Les systèmes mis sur le marché sont toujours plus innovants, plus compacts, consomment moins d'énergie ; que ce soit pour des systèmes visant le grand-public ou des secteurs d'activité précis.

Au vu de ces évolutions technologiques, les critères de conception deviennent de plus en plus drastiques pour offrir des systèmes proposant des performances toujours meilleures, mais aussi, immunisés aux bruits.

Aujourd'hui, la principale source de problèmes en termes de performances et de bruits pour les circuits numériques sont les réseaux d'interconnexions reliant les différents blocs fonctionnels du circuit au travers desquelles des blocs distincts « communiquent » pour réaliser l'application désirée. La mise à l'échelle des réseaux d'interconnexions en regard de la technologie utilisée a pour conséquence de rendre les délais de propagation au travers des lignes prépondérants sur le délai des portes ; déformant les signaux transmis. De plus, avec la compacité, les lignes qui pouvaient être considérées comme isolées électriquement par le passé peuvent interagir les unes sur les autres dès lors qu'un signal se propage à travers l'une d'elles. On parle alors de phénomènes de diaphonie et l'on dit alors que les lignes sont couplées résultant dans la génération de tensions de bruit ou « tensions de crosstalk ». Les délais de propagation et les tensions de bruits peuvent donc s'avérer problématique dans le

sens où les marges de bruit des transistors diminuant, les lignes peuvent générer des erreurs logiques faisant commuter les portes à leur sortie et se propageant dans les blocs situés en aval. En conséquence, il y a de forts risques pour que le circuit ne réalise plus l'application souhaitée et ne soit plus viable.

Par le passé, les couplages étaient uniquement de nature électrique et de nombreuses solutions design furent proposées afin de limiter leur impact. Néanmoins, les fréquences d'horloges tendant à être à l'heure actuelle dans le domaine du GigaHertz pour tendre vers 10GHz à l'horizon 2012, il faut désormais tenir compte des effets de couplage de type magnétique (ou effets inductifs) afin de pouvoir prédire de façon plus précise l'impact des effets de couplage sur le bruit généré.

Avec l'évolution technologique, les coûts de productions des circuits augmentent surtout lorsque sont utilisées les technologies les plus récentes. Il est alors nécessaire de pouvoir tester le circuit durant toutes les étapes de sa fabrication ; de sa description à l'aide de langages de hauts niveaux (Verilog, VHDL) ou de CAD (Computer Aided Design) jusqu'à sa mise en boîtier (tests sous pointes à l'aide de testeurs industriels ATE pour lesquels on teste les broches du boîtier en appliquant des vecteurs en entrée et en regardant si les vecteurs en sortie correspondent aux réponses attendues). Plus les erreurs arrivent dans les étapes avancées du flot de conception du circuit, plus les pertes financières sont importantes.

Pour pouvoir tester des circuits de degré de complexité croissante, les outils de conception et de test doivent être de plus en plus précis. Cette demande de précision a un inconvénient : des temps de simulation (temps CPU) beaucoup plus long qui peuvent avoir des répercussions financières (notion de « time-to-market »). Le modèle « idéal » appliqué pour la conception d'un circuit serait un modèle d'un très haut degré de précision pour des temps de simulations et de test réduits mais qui soit viable pour de nombreux domaines d'utilisation. On peut distinguer deux classes de logiciels de CAD : ceux se focalisant sur l'étude des caractéristiques et des propriétés d'un système donné et ceux cherchant à maximiser les performances du système pour un design optimum via des critères de conception.

Si les effets inductifs sont pris en compte lors de la conception des designs des circuits, leur extraction se révèle à l'heure actuelle très difficile de part la complexité des réseaux de lignes. En effet, une extraction rigoureuse des effets inductifs nécessite de connaître la distribution des retours de courants des lignes. Une telle approche est très couteuse en temps CPU mais est surtout difficilement implantable dans un logiciel de CAD. Par ailleurs, les modèles électriques utilisés dans les outils sont soit destinés à l'évaluation des délais de

propagation soit à l'évaluation des tensions de crosstalk. Il existe cependant une approche mathématique à éléments partiels, proposée dans [RUE71] par Albert Ruehli, permettant d'identifier les effets inductifs sans connaître les chemins de retour bien qu'elle puisse montrer certaines limitations suivant les réseaux considérés.

Généralement, il est préférable d'avoir recours à une méthode analytique basée sur la description d'un modèle « théorique » décrit par des expressions analytiques plutôt que d'avoir recours à une méthode purement numérique (comme les analyses corners et ou Monte-Carlo); du moins si l'on souhaite comprendre et optimiser physiquement le design du système. En contrepartie, ces expressions doivent être d'un très bon degré de précision.

L'objectif de cette thèse consiste à évaluer analytiquement les caractéristiques d'une tension de bruit, comme l'amplitude maximale ou la largeur de pulsation, via des expressions analytiques qui soient les plus concises et précises possible. Ces expressions analytiques sont issues d'un modèle de ligne d'interconnexion analytique basé sur les modes pouvant se propager à travers un système de n lignes couplées et sur une méthode de corrélation assimilant les réponses modales à des formes d'onde du 1^{er} ou du 2nd ordre dans le domaine temporel ou fréquentiel. Les expressions analytiques reposent fondamentalement à la fois sur l'approche PEEC pour la modélisation des lignes du réseau mais aussi sur les équations aux dérivées partielles qui furent données par Sakurai et permettant le calcul de la tension en terminaison des lignes.

Le manuscrit est organisé de la manière suivante :

Le premier chapitre présente l'évolution technologique des circuits intégrés ainsi que les problèmes en termes de performances et d'intégrité de signal que soulève l'évolution du design des réseaux d'interconnexions dans les circuits numériques. Sera aussi exposée l'approche ligne de transmission permettant de modéliser électriquement les lignes d'interconnexion ainsi que les méthodes d'extraction de lignes permettant d'obtenir un jeu de paramètres électriques servant à la description du modèle (effets propres et couplés). Enfin, le chapitre se conclut sur un ensemble de solutions proposées pour limiter l'impact des interconnexions sur le fonctionnement global du système ; que ces dernières soient purement design ou liées à de futures technologies.

Le deuxième chapitre traitera de la description du modèle analytique que nous proposons afin d'évaluer les caractéristiques de tensions de crosstalk V_C et V_{RLC} pour un système

symétrique de deux lignes couplées. On démontrera qu'une tension de crosstalk résulte d'une combinaison linéaire des modes se propageant à travers le réseau mais aussi qu'une tension de bruit résulte de l'additivité des effets capacitifs et inductifs. Quant à la méthode de corrélation, on montrera qu'il s'agit d'assimiler la réponse modale d'un système distribué découplé à celle d'un modèle localisé en fonction de corrections apportées sur la réponse localisée.

Le troisième chapitre présentera les expressions analytiques issues du modèle analytique permettant de calculer les caractéristiques des tensions de crosstalk V_C et V_{RLC} (amplitude maximale et largeur de pulsation) pour le système symétrique de deux lignes couplées. Nous verrons que les caractéristiques sont calculées en fonction de combinaisons d'expressions analytiques du 1^{er} et du 2nd ordre et que ces caractéristiques peuvent être déduites suivant le comportement des tensions modales dans le domaine temporel.

Le dernier chapitre est une extension de notre étude à d'autres types de systèmes. Ainsi, l'approche présentée dans les chapitres 2 et 3 est appliquée aux cas de la détermination des caractéristiques d'une tension de bruit pour un système symétrique de trois lignes couplées. Par la suite, ce chapitre présente aussi une méthode pour calculer l'amplitude maximale d'une tension de bruit lorsque le système est dissymétrique ; les réseaux d'interconnexions des circuits VLSI étant par nature dissymétriques soit à cause de la géométrie des lignes soit à cause de l'attaque qu'elles subissent. Pour cette thèse, l'étude s'est portée sur une dissymétrie générée par une attaque différente sur les lignes pour des systèmes de deux et de trois lignes couplées.

Enfin, la conclusion résume les points essentiels de cette thèse et présente quelques perspectives liées à l'étude.

CHAPITRE I

I Les interconnexions dans les circuits digitaux : problématique, extraction et modélisation.

I.1 Introduction.

L'évolution technologique des circuits intégrés se caractérise par une diminution de la taille des transistors (technologie submicronique) et par une densité d'intégration toujours plus importante (nombre de composants sur une même puce). Ainsi, les circuits mis sur le marché sont plus rapides pour des fréquences d'horloge de microprocesseurs plus élevées (soit des temps de commutation toujours plus rapides), plus performants pour des consommations en puissances plus faibles (alimentations réduites) et plus compacts. De part ces caractéristiques, une application d'un degré de complexité donné devient intégrable sur des puces de dimensions de plus en plus réduites et dont le coût de production diminue. Les circuits intégrés submicroniques en technologie CMOS comme les SoCs utilisent des centaines de millions de transistors pour des fréquences de fonctionnement de l'ordre du GHz.

Par définition, la vitesse d'un signal électrique dans un circuit dépend du temps de commutation élémentaire (délai de porte) et du temps de propagation entre deux transistors pour lequel le signal est propagé via une ligne d'interconnexion. Si le délai des portes était supérieur au temps de propagation jusque dans les années 1980, l'évolution de la compacité de la puce et de la réduction des dimensions des transistors a eu pour conséquence de rendre prépondérants les délais de propagation. Ces derniers sont devenus la principale source des limitations des performances des circuits actuels. En plus des délais induits par les interconnexions dans la propagation du signal, les circuits sont de plus en plus sensibles aux perturbations électriques et surtout magnétiques. Si ces dernières pouvaient être négligées pour les générations antérieures de circuits, elles doivent maintenant être prises en compte du fait que les fréquences d'horloge fonctionnent maintenant au GHz. Elles sont générées lors de la propagation du signal sur une ligne et peuvent induire une tension de bruit qui, lorsqu'elle est combinée au signal propagé, peut faire commuter ce dernier remettant en cause l'intégrité du signal transmis en propageant une erreur non désirée. Les deux premières sous-parties de ce chapitre traiteront des évolutions technologiques respectives des circuits digitaux et des réseaux d'interconnexions.

Si les effets électriques sur la propagation des signaux sont bien connus et qu'il existe des solutions afin de minimiser leur impacts, les effets inductifs sont encore mal définis à cause du degré de complexité dans l'extraction et la modélisation de l'inductance. Plus un circuit est

d'un haut degré de complexité, plus sa modélisation via des outils de CAD doit être précise afin de pouvoir vérifier ses performances (et ce durant chaque étape de sa conception). Pour rappel, la modélisation d'un système consiste à déterminer un schéma électrique équivalent du système permettant d'observer le comportement souhaité. En contrepartie, une modélisation de plus en plus précise implique que les temps CPU requis pour tester le circuit sont beaucoup plus importants (surcoût et « time to market »). De plus, il se peut que la modélisation utilisée ne soit viable que dans un domaine d'application précis. L'objectif est de pouvoir proposer un modèle qui soit applicable quel que soit le domaine considéré et qui soit d'un très bon degré de précision sans pour autant que sa description soit d'un trop grand degré de complexité. Les lignes d'interconnexion, afin d'être modélisées, peuvent être assimilées à des lignes de transmission RLC. Un rappel sur la propagation du signal dans les lignes de transmissions fera l'objet d'une troisième sous partie. Dans la quatrième sous-partie seront présentées les principales méthodes d'extraction permettant la modélisation des composants résistifs, capacitifs et inductifs des lignes.

Afin de minimiser l'impact des perturbations électriques et magnétiques et/ou parce que l'évolution technologique actuelle implique que les technologies utilisées à l'heure actuelle tendront à devenir obsolètes en regard de la miniaturisation et qu'il faudra en conséquence avoir recours à de nouvelles technologies d'interconnexions, des solutions de design et/ou technologiques ont été proposées. Certaines de ces solutions feront l'objet de la dernière sous-partie de ce chapitre.

I.2 Evolution technologique des circuits digitaux.

I.2.1 Historique.

Le premier transistor de l'histoire de la microélectronique fut créé en 1947 dans les laboratoires Bell par William Shockley, John Bardeen et Walter Brattain bien que l'on doive les principes du transistor à effets de champ aux physiciens allemands Julius Lilienfeld (1928) et Oskar Heil (1934). Le premier circuit intégré est créé en 1958 par un employé de Texas Instrument, Jack S. Kilby qui reçut pour l'ensemble de ces travaux le Prix Nobel en 2000. Le premier circuit intégré était uniquement composé d'un transistor, de trois résistances et d'une capacité pour une taille équivalent au petit doigt d'un adulte. L'ensemble des composants furent fabriqués sur une plaque de germanium. Une année plus tard, Robert Noyce, co-fondateur de Fairchild Semiconductor, dépose un brevet sur le premier circuit

intégré réalisé sur du silicium. Les premiers circuits intégrés disponibles sont commercialisés en 1961 par Fairchild Semiconductor mais sont dans un premier temps utilisés à des fins militaires pour les ordinateurs de l'Air Force ou les missiles MinuteMan (missiles nucléaires). Ce ne sera que bien des années plus tard que les circuits intégrés seront utilisés à un usage grand public comme pour la fabrication des calculatrices de poche. Le premier microprocesseur est quand à lui commercialisé par Intel en 1971. Ce dernier, le Intel 4004, contenait 2300 transistors, fonctionnait à une fréquence d'horloge de 740KHz et pouvait exécuter 60000 instructions par seconde.

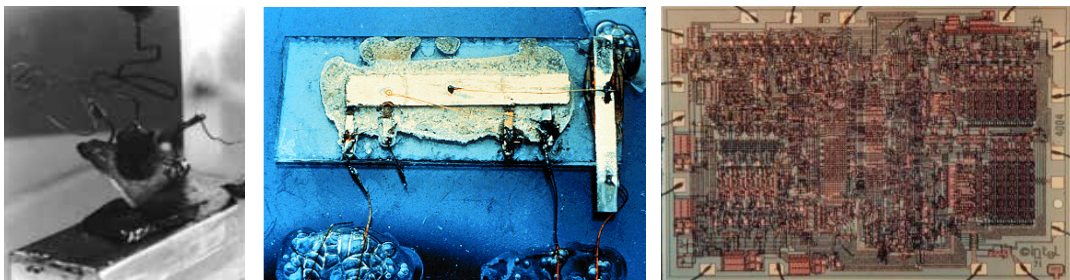


Figure I-1 : Photos du premier transistor (figure de gauche), du premier circuit intégré réalisé par Jack Kilby (figure centrale) et du premier microprocesseur Intel 4004 (figure de droite).

L'évolution des circuits intégrés se caractérise par une diminution de la taille des transistors (changement de technologie) et par une densité d'intégration plus importante (nombre de composants par puces). Ces deux caractéristiques permettent ainsi une amélioration des performances des circuits. Ces derniers sont plus rapides (fréquence d'horloge plus élevée donc plus grand nombre d'instructions par seconde pouvant être réalisées) et consomment moins de puissance grâce à l'utilisation d'alimentations de plus en plus faibles. Du fait d'une densité d'intégration toujours plus importante, les circuits sont de plus en plus compacts. Une application donnée est donc réalisée par un circuit dont les dimensions vont en diminuant.

Cette évolution technologique, notamment le rapport entre le nombre de transistors constituant un circuit et la performance de ce dernier, fut observée par Gordon Moore, un des cofondateurs d'Intel. Au début des années 1960, il constata que le nombre de transistors par puce doublait tous les ans. Il estima que pour les années futures, le nombre de transistors doublerait tous les 18 mois. En 1965, Moore publie un article dans Electronics Magazine dans lequel il présente une projection issue de ces observations [MOO65]. C'est cette projection qui est communément appelée loi de Moore. Une des principales interrogations de Moore à

comme la technologie TTL utilisant des transistors à jonctions bipolaires. En plus d'une faible consommation en puissance statique, la technologie CMOS a une bonne immunité aux bruits.

Les évolutions des caractéristiques des technologies, ainsi que des prédictions sur leurs tendances futures, sont référencées dans l'ITRS (International Technology Roadmap for Semiconductors) pour laquelle des mises à jour annuelles sont régulièrement effectuées. Historiquement, ces évolutions sont observées à partir des mémoires dynamiques DRAM à partir du plus petit demi-pas mesuré entre deux métallisations (désignés dans les documents de l'ITRS sous le terme de $\frac{1}{2}$ pitch). Certaines évolutions des caractéristiques des circuits intégrés sont présentées dans le tableau I-1 [ITRS01] [ITRS02] [ITRS05] [FIS02].

Année	2001	2004	2007	2010	2013	2016
Technologie/ DRAM $\frac{1}{2}$ pitch (nm)	130	90	65	45	32	22
Longueur de grille (nm)	90	53	35	18	13	9
Densité de transistors (M/cm ²)	39	77	154	309	617	1235
Surface de la puce (mm ²)	140	140	140	140	140	140
Puissance maximale (W)	130	160	190	215	250	290
Tension d'alimentation (V)	1.1	1	0.7	0.6	0.5	0.4
Fréquence d'horloge locale (GHz)	1.6	4.2	9.3	15	23	40
Coût du transistor (μ cents)	176	62	22	7.8	2.8	0.97

Tableau I-1 : Evolutions technologiques des principaux paramètres des circuits intégrés.

A titre d'exemple, alors que le premier microprocesseur d'Intel contenait 2300 transistors et fonctionnait à une fréquence d'horloge de 740KHz, leur microprocesseur Core 2TM Duo commercialisé en 2006 comprend 291 millions de transistors pour une fréquence d'horloge de 2.4GHz capable d'exécuter 22000 MIPS.

1.2.2 L'approche systèmes convergents.

Du fait de l'augmentation de la densité d'intégration et de la réduction des dimensions de la taille des transistors, on parle de plus en plus de technologie submicronique (c'est à dire en dessous du micron) dont le paradigme d'un point de vue design de circuits est le SoC (System on Chip) ; ce dernier contenant des centaines de millions de transistors pour des fréquences dépassant le GHz.

Les SoCs désignent des systèmes complets embarqués sur une même puce pouvant comprendre de la mémoire, un ou plusieurs microprocesseurs, des périphéries d'interface horizontalement placées permettant en conséquence l'intégration de nombreuses fonctions élémentaires comme le stockage ou la transmission de données (Figure I-3). Cet aspect

permet aux designers de créer des blocs fonctionnels (blocs IP pour Intellectual Property) pouvant être réutilisés dans différentes conceptions ; ces blocs IP pouvant être de type hardware (implémentation physique) ou software (description dans un langage de haut niveau comme le VHDL ou le Verilog). On parle alors par cette approche de « systèmes convergents ».

L'un des deux principaux challenges concernant les SoCs est leur coût de production relativement élevé (conception, fabrication, test) à cause de la nécessité d'intégrer d'autres applications plus spécifiques comme une fonction d'alimentation en puissance lorsque l'on combine la technologie CMOS avec une autre technologie ne suivant pas la loi de Moore, une fonction de communication sans fil faisant intervenir des circuits RF (intégration de composants RF comme les antennes ou d'optoélectronique) ou bien encore intégrer des composants bipolaires ou passifs comme les résistances ou les capacités. En conclusion, si l'approche SoCs répond aux besoins d'intégration et de performance, elle est peu adaptée à l'évolution des systèmes et reste réservée à de grands volumes de production; les SoCs permettant de répondre aux exigences du marché dans des laps de temps réduits malgré leur coût de production.

Deux approches plus évoluées pour le design de ces systèmes convergents sont les Systems in Package (SiP) et Multiple-Chip Module (MCM) pour lesquelles un certain nombre de circuits intégrés (processeur, DRAM, mémoire flash...) sont implantés sur le même substrat et inclus dans un même boîtier. Ces circuits peuvent être aussi éventuellement combinés avec des composants passifs. Dans le cas des MCMs, les circuits sont disposés horizontalement les uns à cotés des autres et reliés par des interconnexions dans un boîtier réalisé en céramique. Pour les SiPs (Figure I-3), les circuits sont disposés suivant une verticale pour remédier aux problèmes d'encombrement. Les SiPs sont particulièrement utilisés dans les téléphones portables ou les lecteurs MP3, d'une part pour une question de compacité mais aussi parce que leur degré de complexité est moindre que celui des circuits imprimés. L'approche SiP permet aussi de diminuer les temps de latences dans les transmissions de données. L'inconvénient de ces deux solutions est que les circuits intégrés dans de tels systèmes doivent consommer peu de puissance. Par ailleurs, un seul circuit défectueux revient à considérer l'ensemble du SiP ou du MCM comme étant défectueux.

Afin de remédier aux défauts de ces systèmes, la solution la plus récente et en cours d'étude pour les systèmes convergents est une approche SoP (Système on Package) [TUM04].

L'approche SoP (Figure I-4) reprend les principaux avantages de chacune des trois approches précédentes. Ces systèmes contiennent sur une seule et même puce les fonctions

élémentaires, de communication (permettant ainsi d'inclure des circuits ou des composants RF comme les antennes [LAS03]), d'alimentation et de consommation de puissance car aucun compromis en terme de performance n'est nécessaire pour intégrer chacune des technologies. Elles sont intégrées indépendamment les unes des autres. La plupart des interconnexions de ces systèmes sont globales et l'intégration de composants RF, optiques ou digitaux se fait au niveau du boîtier au lieu de la puce. Cette approche permettant de diminuer très sensiblement les délais de propagation des signaux mais aussi de diminuer la puissance dissipée totale (Figure I-4). Par ailleurs, cette approche permettrait de s'adapter rapidement à l'évolution des diverses technologies et répondre ainsi sur des délais très courts aux exigences du marché.

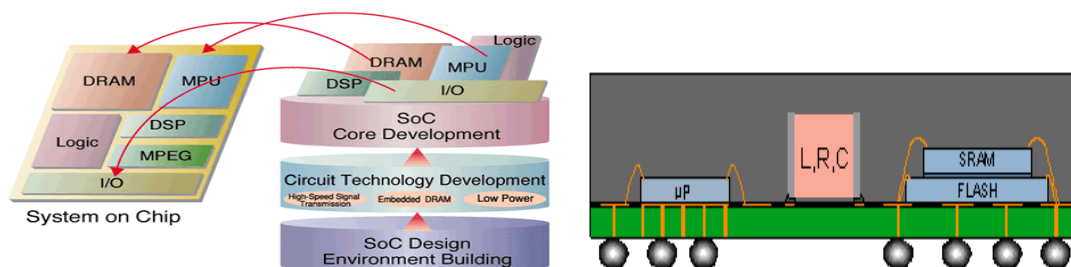


Figure I-3 : Schéma d'un système sur puce SoC (figure de gauche) et d'un système en boîtier (figure de droite).

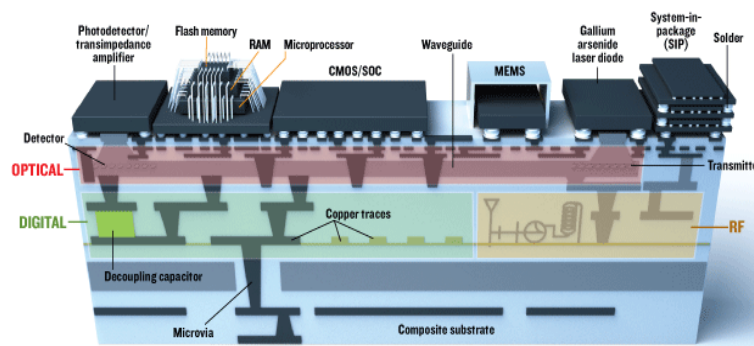


Figure I-4 : Schéma d'un système sur boîtier (SoP).

I.2.3 Les challenges de l'évolution technologique.

Financièrement, une nouvelle technologie est plus coûteuse que la précédente. Les circuits produits avec une technologie récente sont donc bien plus onéreux. Par ailleurs, si l'évolution technologique permet de produire des circuits digitaux de plus en plus petits et de plus en plus performants, chaque caractéristique de cette évolution présente un inconvénient.

L'augmentation de la densité d'intégration et la diminution de la taille des transistors permet de conceptualiser et de fabriquer des circuits digitaux dont la fréquence d'horloge est de l'ordre du GigaHertz impliquant que l'on en vient à considérer pour ces fréquences d'horloge le domaine des hyperfréquences. En contrepartie, la puissance augmente d'autant plus que cette fréquence d'horloge est élevée. Ainsi, pour une fréquence donnée, la puissance consommée augmente suivant le nombre de transistors implantés dans le circuit. La puissance dissipée est donc un challenge important suivant l'application pour laquelle le circuit a été conçu.

Un autre problème résulte de la diminution des tensions d'alimentation des circuits. Si ces tensions diminuent, cela implique que les marges de bruit des portes contenues dans les circuits diminuent. Ces derniers deviennent donc de plus en plus sensibles aux bruits. Ce dernier point constitue le second principal challenge et le plus critique dans le design des SoCs et des technologies submicroniques en général ; à savoir préserver l'intégrité des signaux notamment lorsque ces derniers sont transmis via des réseaux d'interconnexions. Or l'augmentation de la densité d'intégration et la diminution de la taille des transistors a impliqué une mise à l'échelle des réseaux d'interconnexions ayant pour conséquence de rendre les délais de propagation des lignes prépondérant sur les délais intrinsèques des portes. Par ailleurs, lorsqu'un signal est transmis au travers d'une ligne d'interconnexion, il apparaît des effets de couplage (électriques et électromagnétiques) entre cette ligne et des lignes qui lui sont proches voisines générant du bruit sur ces dernières. Les marges de bruit des portes diminuant, les tensions de bruit (ou tensions de crosstalk) générées par les effets de couplages, lorsqu'elles s'ajoutent au signal transmis, peuvent alors induire des commutations parasites au niveau des transistors donc des erreurs logiques pouvant se propager dans le système.

I.3 Problématique des réseaux d'interconnexions.

I.3.1 Evolution technologique des réseaux d'interconnexions.

Les réseaux d'interconnexions servent à véhiculer les signaux de données, d'horloge ou d'alimentation d'un bloc fonctionnel à un autre soit entre les différents transistors intégrés dans le circuit. Du fait du nombre important de transistors contenus dans un circuit et du nombre de connectiques devant être réalisées, les lignes d'interconnexion sont réparties sur différents niveaux de métallisation reliées d'un niveau de métal à l'autre à l'aide de vias. Les niveaux de métal sont routés perpendiculairement les uns par rapport aux autres ; dans le sens

de la longueur du circuit pour les niveaux impairs et de la largeur pour les niveaux pairs. On parle alors d'une architecture dite « Manhattan » pour laquelle le routage de l'ensemble des lignes d'interconnexion est vu comme un maillage uniforme. Le maillage est si dense que des lignes d'interconnexion réparties sur un niveau de métal n voient les niveaux de métal $n-1$ et $n+1$ comme de véritables plans de masse (Figure I-5).

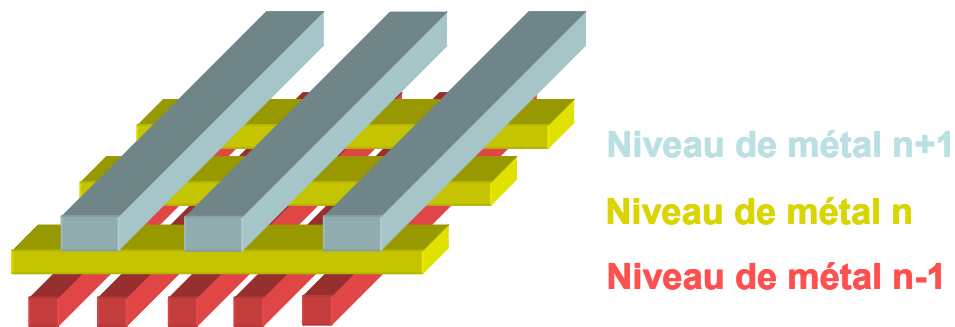


Figure I-5 : Routage perpendiculaire entre des lignes d'interconnexion réparties sur des niveaux de métal n , $n+1$ et $n-1$.

Les niveaux de métallisation se différencient les uns des autres par l'imposition de géométries spécifiques (notamment la section) et par les performances communes à l'ensemble des lignes d'un niveau de métal donné. Le niveau de métal est aussi imposé par la longueur de la ligne. D'une manière générale, on distingue pour l'ensemble des niveaux de métal trois catégories: local, intermédiaire et global (Figure I-6). Le niveau local correspond au niveau de métal M1 et regroupe les interconnexions les plus courtes du circuit ($<500\mu\text{m}$). Ces dernières servent à transmettre les signaux (de données principalement et d'alimentation dans une moindre mesure) entre les différents transistors d'un même bloc logique ; un bloc fonctionnel étant constitué de plusieurs blocs logiques. Les lignes du niveau intermédiaire (niveaux de métal M2 à M5) rassemblent des lignes servant à véhiculer les signaux d'horloge et de données entre les différents blocs logiques d'un bloc fonctionnel. Les lignes des niveaux intermédiaires sont plus larges et plus épaisses que les lignes du niveau local. Quant à leur longueur, elle est de l'ordre du mm. Enfin, les lignes des niveaux globaux (niveaux de métal M6 et au delà) réunissent les bus de données connectant les blocs fonctionnels entre eux ainsi que les arbres d'horloge et les lignes d'alimentation qui sont distribués dans l'ensemble des blocs fonctionnels du circuit. Les lignes les plus longues peuvent atteindre une dizaine de mm. Afin de diminuer les effets résistifs de telles lignes, leur géométrie est assez conséquente pouvant être alors une limitation à la densité d'intégration.

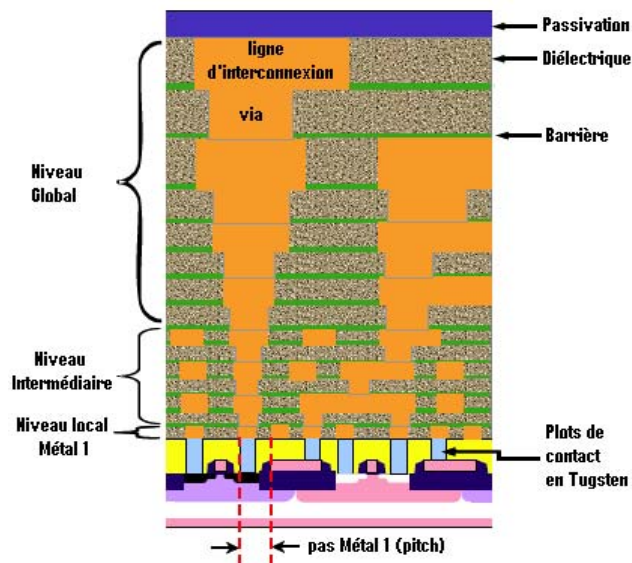


Figure I-6 : Hiérarchisation des niveaux de métal (source ITRS2005).

L'évolution technologique des systèmes implique une mise à l'échelle constante des réseaux d'interconnexions en regard de la densité d'intégration et de la réduction de la taille des transistors. Cette évolution se traduit au niveau du concept du circuit par une augmentation du nombre de niveaux de métal. Les évolutions de certaines caractéristiques des lignes d'interconnexion sont présentées dans le Tableau I-2 [ITRS01], [ITRS04], [ITRS06]. Pour une catégorie de niveau de métal donné, le pas correspond à la somme de la largeur d'une ligne et de l'espacement entre cette ligne et ses lignes voisines (Figure I-6).

Année	2001	2004	2007	2010	2013	2016
Technologie/ DRAM ½ pitch (nm)	130	90	65	45	32	22
Nombre de niveau de métal	8	10	11	12	12	13
Longueur totale des lignes actives (m/cm ²)	409	688	1439	2222	3125	4545
Pas d'une ligne niveau local M1 (nm)	350	210	136	90	64	44
Pas d'une ligne niveau intermédiaire (nm)	450	265	140	90	64	44
Pas d'une ligne niveau global (nm)	670	460	210	135	96	66
Constante diélectrique effective	3.0-3.6	2.6-3.1	2.3-2.7	2.1-2.4	1.8-2.1	1.6-1.9

Tableau I-2 : Evolutions technologiques des principaux paramètres des lignes d'interconnexion dans les circuits submicroniques.

I.3.2 Les problèmes liés aux interconnexions dans le design des circuits digitaux.

Aujourd'hui, les lignes d'interconnexions sont devenues un problème majeur dans le design des circuits en technologie submicronique (VLSI) et la principale source des limitations dans leurs performances.

I.3.2.1 Les délais de propagation.

Une ligne d'interconnexion est caractérisée par une résistance, une capacité et une inductance propre suivant sa géométrie et le conducteur utilisé pour son design. Jusque dans les années 1980, les délais des portes étaient supérieurs aux délais de propagation des lignes impliquant que l'on pouvait négliger l'impact des lignes sur les performances du circuit. L'évolution technologique impliquant une mise à l'échelle des réseaux d'interconnexion, la capacité propre des lignes est devenue comparable à la capacité des portes logiques selon leur longueur. Par ailleurs, avec la diminution des géométries et notamment de la section, les lignes tendent à devenir résistives. De ce fait, les temps de vol (temps où l'on commence à observer en fin de ligne le signal transmis) et les délais de propagation du signal (correspondant à l'intervalle de temps où l'on observe 50% du signal à transmettre en entrée de ligne et 50% du signal transmis en sortie) n'ont cessé d'augmenter avec l'évolution technologique. Depuis l'introduction de la technologie 0.25 μm , les délais de propagation sont devenus prépondérants sur les délais intrinsèques des portes (Figure I-7).

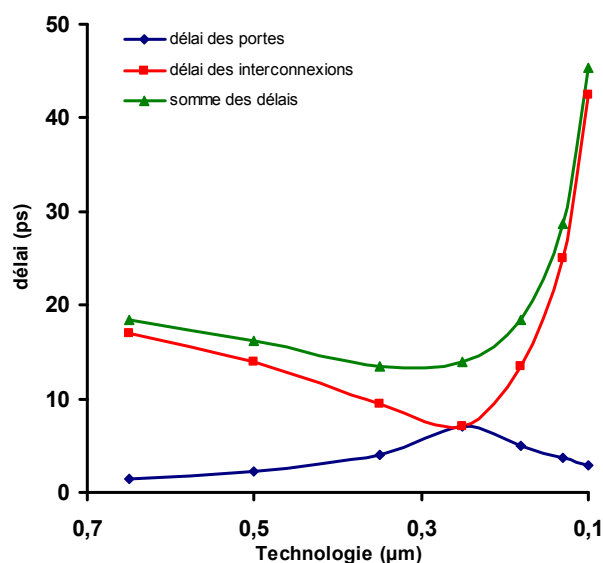


Figure I-7 : Estimation comparative entre les délais de propagation des lignes et les délais intrinsèques des portes en fonction de la technologie pour une longueur de ligne de 43 μm (source [SIA 97]).

Les délais de propagation peuvent générer des décalages d'horloge ou des retards dans la commutation des fronts des signaux pouvant provoquer des problèmes de synchronisation entre les blocs logiques d'un bloc fonctionnel ou entre blocs fonctionnels.

Les fréquences pouvant être supérieures au GHz (Tableau I-1) et entrant dans le domaine des hyperfréquences, les temps de transition des signaux sont de plus en plus faibles et les spectres des signaux transmis sont davantage élargis engendrant de nombreuses composantes hautes-fréquences et entraînant l'augmentation des effets inductifs.

On verra dans la partie suivante que les lignes d'interconnexion peuvent être assimilées à des lignes de transmission RLC dont l'impédance est composée d'une partie réelle RC et d'une partie imaginaire LC. Dans le cas des anciennes technologies et du fait d'une fréquence d'horloge inférieure au GHz, cette partie imaginaire était négligeable en regard de la partie réelle. Les lignes pouvaient alors être assimilées à des lignes de transmission RC.

Par définition, lorsqu'un signal se propage à travers une ligne (Figure I-8), une onde est réfléchi de la sortie vers l'entrée de la ligne. Une autre onde est alors réfléchi de l'entrée de la ligne vers sa sortie. Le nombre de réflexions de l'onde du signal à travers la ligne est infini mais ces dernières s'atténuent au fur et à mesure de la propagation de l'onde.

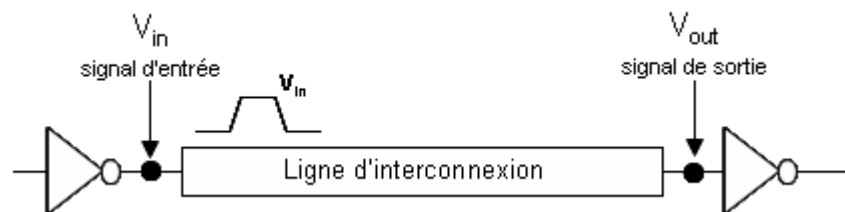


Figure I-8 : Schéma d'une ligne d'interconnexion reliant deux inverseurs logiques.

Idéalement, les signaux de données et/ou d'horloge des circuits digitaux sont comparables à des créneaux d'une largeur d'impulsion et de temps de transition (montée et descente) donnés. Dans le cas d'une ligne fortement résistive ou de signaux définis par des temps de commutation très élevés, les réflexions sont très largement atténuées amenuisant les composantes hautes fréquences du signal et dégradant les temps de transitions de ce dernier en sortie de ligne. Le signal obtenu en fin de ligne est alors déformé (difficulté à atteindre en sortie de ligne la valeur finale du signal transmis) et les délais de propagation augmentent ainsi que les temps de vol.

Dans le cas de signaux ayant des temps de transition très rapides ou de lignes pour lesquelles les effets inductifs sont prépondérants, les réflexions du signal sur la ligne sont atténuées moins rapidement du fait de la préservation des composantes hautes fréquences du signal transmis. Ces réflexions se manifestent sur le signal en sortie par des dépassements successifs (oscillations) autour de la valeur finale du signal de sortie. Les réflexions deviennent négligeables après un temps de compensation à partir duquel le signal se stabilise

à sa valeur finale. En conséquence, les délais de propagation sont beaucoup plus faibles ; de même que pour les temps de transition. Cependant, les amplitudes des dépassements, si elles sont trop importantes, peuvent induire des erreurs de commutation et de synchronisation (obtention de la valeur finale du signal en sortie pour un instant t inférieur au temps prévu). La Figure I-9 illustre les réponses que l'on obtient en sortie de ligne dans le cas d'une ligne résistive et d'une ligne pour laquelle l'inductance devient prépondérante sur la résistance.

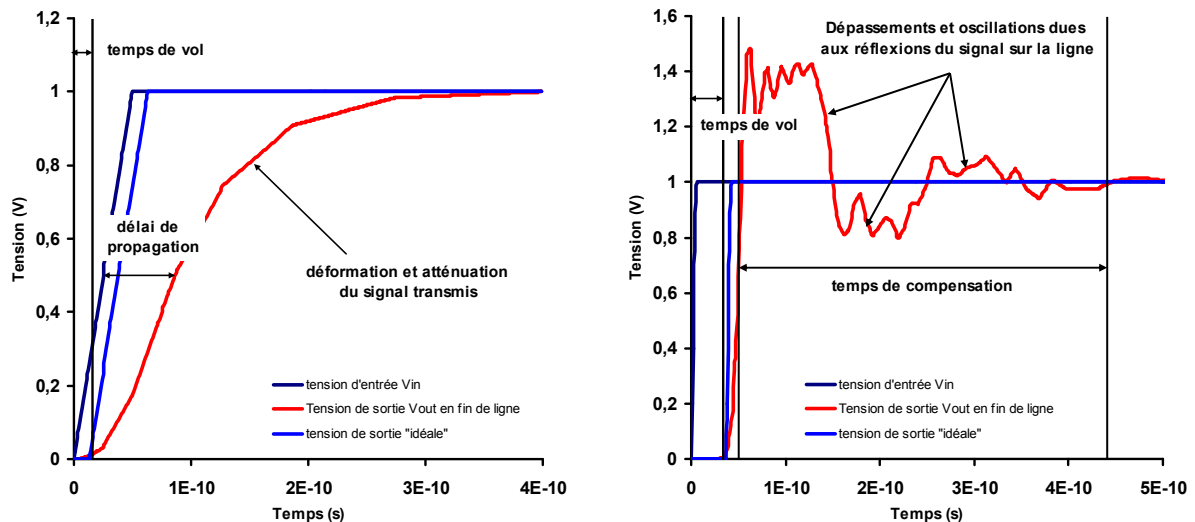


Figure I-9 : Exemples de tensions de sortie observables en sortie d'une ligne d'interconnexion soumises aux effets capacitifs (figure de gauche) et soumises aux effets capacitifs et inductifs (figure de droite).

1.3.2.2 Les effets de couplage.

Soit un système de deux lignes d'interconnexion : une ligne d'interconnexion dite active à travers laquelle le signal se propage et une ligne victime à un potentiel donné c'est-à-dire à un niveau logique donné. L'impédance d'un conducteur (donc d'une ligne) étant non nulle, la propagation d'un courant à travers ce conducteur a pour effet de provoquer une chute de potentiel entre ses extrémités, générant alors un champ électrique et un champ magnétique. Dans le cas où l'espacement entre les deux conducteurs est assez grand donc si la ligne victime n'est pas soumise à l'influence des champs, elle se charge et se décharge à sa vitesse maximum. Ainsi, le potentiel en entrée de ligne est toujours stable en sortie. En revanche, dès lors que les deux lignes sont proches voisines, la ligne victime alors soumise aux champs entourant la ligne active collecte un courant perturbateur. Ce courant se propage alors à

travers la ligne victime résultant dans l'apparition à sa sortie d'une tension de bruit parasite (Figure I-10). On parle alors de phénomène de diaphonie sur la ligne.

Tant que les fréquences d'horloge n'atteignent pas le domaine des hyperfréquences, les principaux effets de couplage sont de nature électriques/capacitifs. Pour une ligne d'un niveau de métal donné n , ces couplages électriques se manifestent à la fois entre la ligne et les niveaux de métallisation supérieur $n+1$ et inférieur $n-1$ (les niveaux étant « vus » par la ligne comme des plans de masse, on parle alors de couplage électrique à la masse) et avec des lignes qui lui sont proche voisines dans ce même niveau de métal (couplage inter-ligne). Enfin, pour le niveau local uniquement, un troisième type de couplage électrique existe entre la ligne et le substrat. Dans le cadre de cette thèse, seules les lignes des niveaux intermédiaires et globaux sont étudiées. De ce fait, ce manuscrit ne traitera pas par la suite de ce dernier type de couplage.

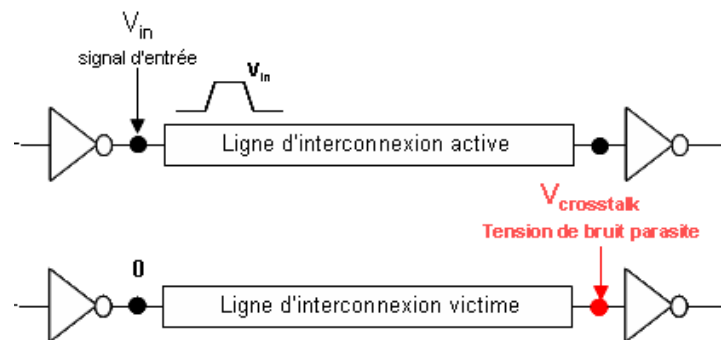


Figure I-10 : Système de deux lignes d'interconnexion pour lequel une ligne est active et l'autre à un potentiel fixe et pour laquelle une tension parasite est observable en sortie.

Avec l'augmentation de la densité d'intégration, du nombre de niveaux de métal et de la mise à l'échelle des lignes d'interconnexion (diminution des géométries, diminution des espacements entre lignes, augmentation de la longueur), les couplages électriques ne cessent d'augmenter se traduisant par des délais de propagation et des tensions de bruit d'amplitude plus importants. Il en va de même pour la résistivité des lignes toujours plus forte. A l'heure actuelle, les couplages électriques sont bien connus des designers que ce soit pour leur modélisation et leur quantification. De nombreuses solutions technologiques ont été proposées dans la littérature afin de réduire ou supprimer l'impact des effets capacitifs sur les lignes. Une des solutions a notamment consisté à remplacer l'aluminium, dont été faites jusqu'à présent les lignes par du cuivre ; ce dernier étant de bien meilleure conductivité pour des pertes résistives plus faible. En revanche, sous l'effet du champ électrique, le cuivre a tendance à se diffuser dans le diélectrique impliquant d'entourer ce dernier d'une barrière

métallique (Figure I-6). De même, des plots de tungstène sont utilisés pour les contacts entre le substrat et les lignes de cuivre du premier niveau de métal ; le cuivre se diffusant aussi rapidement dans le silicium. Enfin, afin de réduire la résistivité des lignes, les interconnexions sont placées au sein de substrats « low k » et de diélectriques (séparant les niveaux de métallisation) de permittivité relative toujours plus faible [BUC02].

Avec des fréquences d'horloge qui sont désormais de l'ordre du GHz, les couplages électromagnétiques/inductifs doivent maintenant être pris en compte. Tout comme les couplages électriques, les couplages magnétiques augmentent avec l'évolution technologique. Les solutions qui avaient été proposées afin de minimiser ou éliminer les couplages électriques ne sont désormais moins efficaces quand on en vient à considérer les effets inductifs (c.f sous-partie I.6.1). Par ailleurs, l'impact résistif est bien plus important avec l'utilisation du cuivre ou de tous autres matériaux diminuant la résistivité des lignes. En revanche, les effets inductifs sont négligeables dans le cas des interconnexions du niveau local (métal M1) du fait de leur géométrie et de leur faible longueur (en dessous du micro). A noter que certaines solutions de design et technologiques proposées afin de diminuer les effets de couplage capacitifs et inductifs sur les lignes feront l'objet de la cinquième sous-partie de ce chapitre.

En conclusion, avec la réduction des marges de bruit des portes et donc une sensibilité des circuits accrue et une immunité aux bruits plus faible, l'augmentation des effets de couplage capacitifs et inductifs a pour conséquence de générer sur les lignes victimes des tensions de bruit dont le risque d'induire une commutation erronée est plus élevée. La Figure I-11 illustre un exemple de tension de bruit observable sur la ligne victime pour la configuration de ligne présentée Figure I-10.

On peut aussi noter que les effets capacitifs et inductifs propres à la ligne active ont pour conséquence de déformer en sortie de cette dernière le signal transmis (délai de propagation, oscillations et dépassements). Par ailleurs, si deux lignes actives sont couplées, que leur commutation soit synchrone ou non (décalage entre la commutation des fronts), alors chacune d'entre elles sera soumise aux champs électriques et magnétique de l'autre induisant un courant perturbateur pour les deux lignes et donc une tension parasite. A titre d'exemple, les tensions de sortie de deux lignes actives commutant simultanément pour un front montant sont présentées Figure I-12.

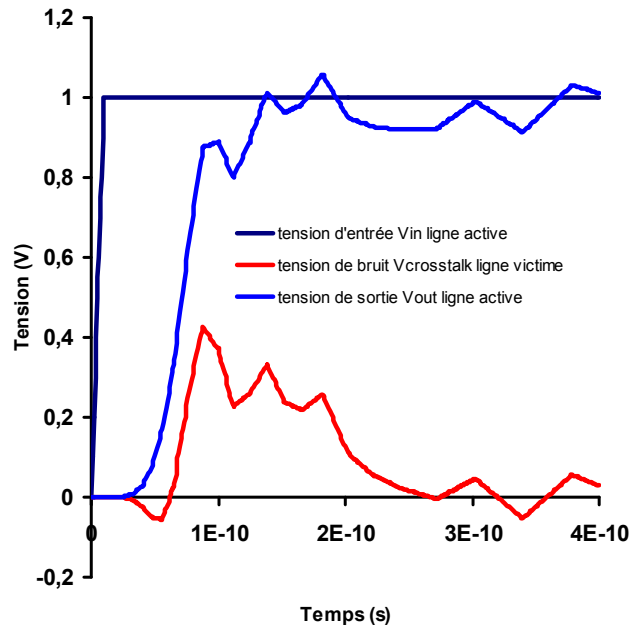


Figure I-11 : Tension de bruit $V_{\text{crosstalk}}$ observable sur une ligne victime lors de la commutation d'une ligne proche voisine.

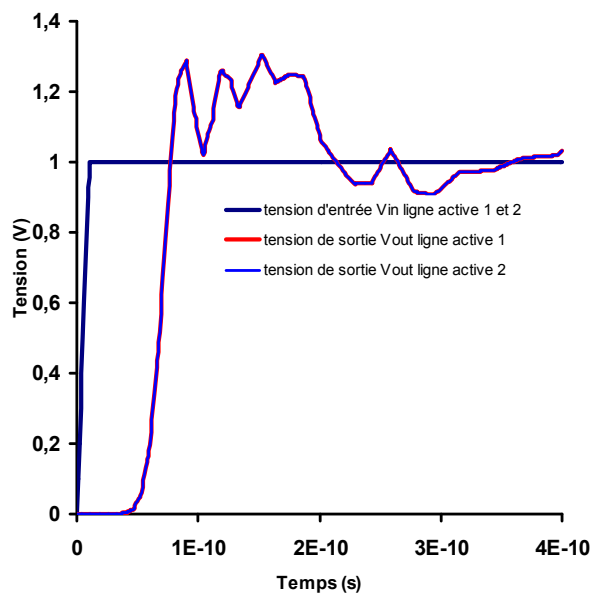


Figure I-12 : Tensions de sortie observables pour deux lignes actives couplées commutant pour un front LH simultanément.

Dans le cadre de cette thèse, on s'intéresse à quantifier les tensions de crosstalk résultant des effets de couplages capacitifs et inductifs entre des lignes comprises entre les niveaux intermédiaires et globaux. On parle ainsi de tensions de crosstalk capacitives et inductives. Les designers de circuits VLSI se heurtent aussi à d'autres types de tension de bruits [ZHE05] comme notamment les tensions de bruit liées aux plans de masse (ground bounce) et

d'alimentation pour lesquelles deux transistors partagent les mêmes plans d'alimentation et de masse ; la commutation d'un des transistors générant une tension de bruit visible sur la sortie de second [HEY03].

I.3.3 Impact des interconnexions dans la conception des circuits.

Avec l'évolution technologique, les circuits mis sur le marché sont de plus en plus complexes et peuvent intégrer plusieurs applications. Il est alors nécessaire de pouvoir tester le circuit durant toutes les étapes de sa fabrication ; de sa description à l'aide de langages de hauts niveaux (Verilog, VHDL) ou de CAD (Computer Aided Design) jusqu'à sa mise en boîtier (tests sous pointes à l'aide de testeurs industriels ATE pour lesquels on teste les broches du boîtier en appliquant des vecteurs en entrée et en regardant si les vecteurs en sortie correspondent aux réponses attendues). Plus les erreurs arrivent dans les étapes avancées du flot de conception du circuit, plus les pertes financières sont importantes.

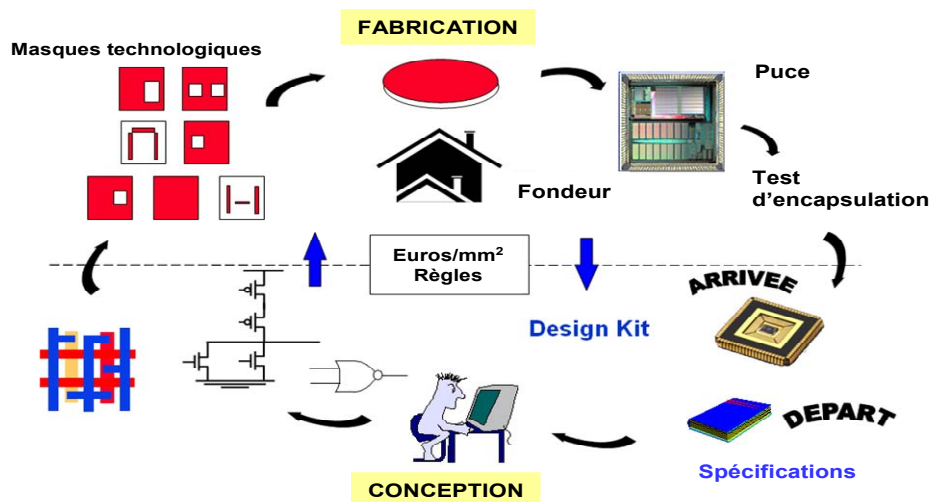


Figure I-13 : Illustration des différentes étapes de la vie d'un circuit : de sa conception à sa mise sur le marché.

Pour pouvoir tester des circuits de degré de complexité croissant, les outils de conception et de test doivent être de plus en plus précis. Cette demande de précision a un inconvénient : des temps de simulation (temps CPU) beaucoup plus long. Le marché étant toujours en constante évolution, il faut pouvoir répondre à ses exigences en des temps réduits (time-to-market). Ainsi, des temps de test trop lourds peuvent aussi avoir des répercussions financières. Le modèle « idéal » dans la conception d'un circuit serait un modèle d'un très haut degré de

précision pour des temps de simulation et de test réduits mais aussi qui soit valide quel que soit le domaine d'utilisation.

On vient de voir que le principal challenge lié à l'évolution technologique est l'intégrité des signaux numériques du fait d'une diminution de l'immunité des circuits aux bruits dont la principale cause dans la limitation des performances est à l'heure actuelle due aux réseaux d'interconnexions.

Le design des interconnexions intervient lors du placement routage entre les différents blocs du circuit. Ce dernier permet, via l'utilisation de modèles de lignes quantifiant les délais de propagation et les tensions de crosstalk dues aux couplages, de déterminer quelles sont les interconnexions critiques pouvant être à l'origine d'éventuelles défaillances du circuit et au final de proposer des solutions d'optimisation pour minimiser les effets de ces lignes. Avec les avancées technologiques, les modèles des réseaux d'interconnexion (modélisés au début des années 1980 par une simple capacité) nécessitent une description de plus en plus précise notamment depuis l'introduction des effets inductifs dans les lignes. A noter cependant que les interconnexions ne nécessitent pas toutes la même précision de modélisation (notamment si l'on compare les lignes du niveau local, pour lesquelles les effets inductifs sont négligeables, avec celles des niveaux intermédiaires et globaux) Un grand nombre de modèles de lignes d'interconnexion plus ou moins précis est proposé dans la littérature (notamment concernant l'aspect inductif des lignes) permettant d'estimer/calculer les tensions de bruit et/ou les délais de propagation dans l'optique de toujours proposer le meilleur rapport « degré de précision/temps de simulation ».

I.4 L'approche ligne de transmission.

I.4.1 Modèle électrique d'une ligne de transmission.

Afin de pouvoir évaluer l'impact des effets de ligne sur l'intégrité du signal, il est nécessaire que les designers aient à leur disposition des modèles de lignes d'interconnexion précis et peu coûteux en temps CPU. Le terme modèle est utilisé pour désigner un schéma électrique équivalent d'un dispositif donné ayant le même comportement que ce dernier suivant le stimulus appliqué en entrée.

L'approche la plus répandue pour la description d'une ligne d'interconnexion est la ligne de transmission reposant sur la propagation d'une onde TEM. Lorsqu'un courant traverse un conducteur, la chute de potentiel entre ses extrémités génère un champ électrique et

magnétique. Les équations de Maxwell (faisant intervenir dans leur description les champs électriques et magnétiques) permettent la résolution de problèmes électromagnétiques dans le cas de géométries particulières ou si les conditions aux limites des équations de Maxwell sont supposées idéales. Lorsqu'une onde se propage dans un milieu diélectrique, quatre modes de propagation sont possibles : TE (Transverse Electrique), TM (Transverse Magnétique), hybride et TEM (Transverse électromagnétique). Pour ce dernier mode, les composantes longitudinales du champ électromagnétique sont nulles. Le champ électrique est alors perpendiculaire au champ magnétique (Figure I-14). Ainsi, la résolution des équations de Maxwell s'en trouve simplifiée et les composantes électriques et magnétiques sont alors découplées (c'est-à-dire que chaque composante peut être considérée indépendamment l'une de l'autre) permettant l'obtention des paramètres RLGC servant à l'élaboration du modèle électrique [QUE06].

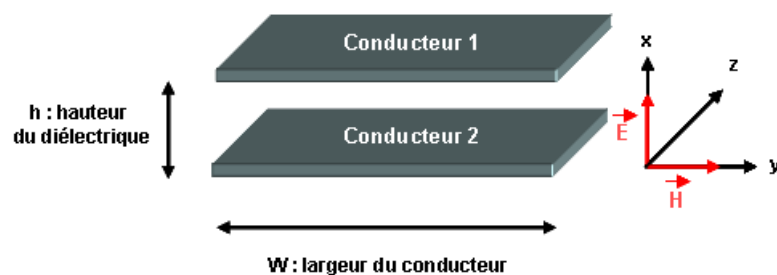


Figure I-14 : Mode de propagation TEM pour un guide d'onde dans le cas de deux conducteurs parallèles.

Par définition, une ligne de transmission est composée de deux conducteurs séparés par une couche d'isolant. Pour que le mode TEM puisse exister, la structure doit être homogène. Les deux conducteurs de la ligne doivent donc être compris dans un substrat diélectrique homogène (parfait). Cela revient alors à considérer une ligne « idéale » de transmission sans pertes parfaite définie uniquement par une capacité linéique C (condensateur formé par les deux surfaces conductrices isolées par le diélectrique) et une inductance linéique L (phénomène d'auto induction provoqué par la formation d'un circuit fermé en sortie de la ligne par les deux conducteurs parallèles bouclant aux extrémités de cette dernière).

Cependant, ce modèle électrique de ligne n'est pas applicable dans le cas d'une ligne d'interconnexion. En effet, les lignes d'interconnexion présentent de fortes pertes métalliques. D'une manière générale, les ondes électromagnétiques sont atténuées lorsqu'elles traversent un conducteur. Dans le domaine des basses fréquences, le courant est réparti en profondeur dans les conducteurs ; cette répartition variant suivant la fréquence. Lorsque l'on atteint des

fréquences élevées, le courant tend à ne circuler plus qu'en surface du conducteur (les champs électriques et magnétiques deviennent négligeables à une profondeur suffisante). En conséquence, le courant se concentre sur la périphérie du conducteur et la densité de courant diminue à mesure que l'on s'éloigne de la périphérie. Donc, le courant ne circule plus uniformément dans l'ensemble du conducteur. La section « utile » du conducteur diminuant, le conducteur tend à devenir plus résistif avec l'augmentation de la fréquence. Ce phénomène est appelé l'effet de peau [BEA01]. Il s'ajoute à la résistance propre de la ligne modélisée par une résistance linéique R autrefois négligeable et augmentant avec l'évolution des géométries des lignes. De même, l'isolant entre les deux conducteurs de la ligne n'est pas parfait. Le courant circule d'un conducteur à l'autre et il peut y avoir des pertes dans le diélectrique. Ces pertes sont modélisées par une conductance linéique G . Au final, le mode TEM ne peut se propager dans les lignes d'interconnexion.

Dans le cas d'une structure composée de diélectriques de permittivités différentes, l'onde subit des réfractions et le mode TEM ne peut plus se propager. Ceci dit, les diélectriques sont généralement homogènes pour des niveaux de métal donnés et les champs sont supposés être confinés dans ce diélectrique. Cette supposition revient alors à considérer que le formalisme TEM reste applicable. On parle alors de mode de propagation « quasi-TEM ». Ce formalisme reste viable malgré les pertes dues au diélectrique et aux effets de peau. Dans le cas de pertes générées par le diélectrique, le courant traversant la conductance génère une composante longitudinale du champ magnétique induisant une propagation TE. Dans le cas des effets de peau, une composante longitudinale du champ électrique est générée en induisant une propagation TM. Contrairement à la propagation « quasi-TEM » qui se propage à toutes les fréquences, les modes TE et TM sont caractérisés par des fréquences de coupure. Dans le cas des hautes fréquences, les impacts des modes TM et TE sont négligeables devant le mode TEM. L'approche quasi-TEM/TEM reste toujours viable pour décrire une ligne d'interconnexion comme une ligne de transmission [QUE06].

Finalement, On parvient à décrire une ligne de transmission via un modèle électrique (Figure I-15). Les composants linéiques étant exprimés par unité de longueur, utiliser le modèle électrique revient à considérer une ligne de longueur dz .

Les tensions et courants traversant la ligne sont dépendants du temps t mais aussi du positionnement considéré sur la ligne. On cherche alors à déterminer l'évolution du courant et de la tension entre le début de la ligne (z) et la fin de la ligne ($z+dz$).

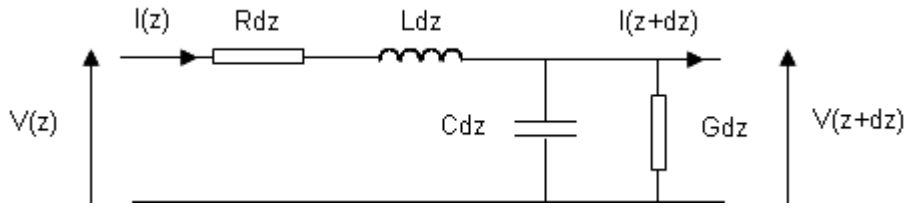


Figure I-15 : Modèle électrique d'une ligne de transmission de longueur dz.

Le modèle d'une ligne de transmission pouvant être vu comme un quadripôle, on peut déterminer les expressions du courant et de la tension respectivement en fonction de la loi des nœuds (Eq-I-1) et de la loi des mailles (Eq-I-II) suivant t et z.

$$I(z, t) = I(z + dz, t) + G.dz.V(z + dz, t) + C.dz. \frac{\partial V(z + dz, t)}{\partial t} \quad \text{Eq-I-1}$$

$$V(z, t) = V(z + dz, t) + R.dz.I(z + dz, t) + L.dz. \frac{\partial I(z + dz, t)}{\partial t} \quad \text{Eq-I-2}$$

Les variations de longueurs infiniment petites dz sont négligeables lorsqu'elles sont ajoutées mais leur différence est elle aussi infiniment petite soit :

$$-dI(z, t) = G.dz.V(z, t) + C.dz. \frac{\partial V(z, t)}{\partial t} \quad \text{Eq-I-3}$$

$$-dV(z, t) = R.dz.I(z, t) + L.dz. \frac{\partial I(z, t)}{\partial t} \quad \text{Eq-I-4}$$

On aboutit alors à un jeu d'équations connues sous le nom d'équations des télégraphistes.

$$\frac{dI(z, t)}{dz} = -G.V(z, t) - C. \frac{\partial V(z, t)}{\partial t} \quad \text{Eq-I-5}$$

$$\frac{dV(z, t)}{dz} = -R.I(z, t) - L. \frac{\partial I(z, t)}{\partial t} \quad \text{Eq-I-6}$$

Elles s'écrivent aussi en régime harmonique suivant :

$$\frac{dI(z, \omega)}{dz} = -(G + jC\omega)V(z, \omega) \quad \text{Eq-I-7}$$

$$\frac{dV(z, \omega)}{dz} = -(R + jL\omega)I(z, \omega) \quad \text{Eq-I-8}$$

L'expression de la tension en sortie d'une ligne de transmission peut alors s'écrire dans le domaine temporel suivant l'équation :

$$\frac{\partial^2 V(z,t)}{dz^2} = GRV(z,t) + (RC + GL)\frac{\partial V(z,t)}{dt} + LC\frac{\partial^2 V(z,t)}{dt^2} \quad \text{Eq-I-9}$$

Les valeurs des paramètres R, L, C, G sont obtenues par extraction via une analyse électromagnétique « full-wave » ou pleine onde (traitée dans la partie suivante) à partir des valeurs de l'impédance caractéristique de la ligne Z_c (Eq-I-10) et de son facteur de propagation γ (Eq-I-11) dépendant de la constante d'atténuation des ondes α lors de la propagation du signal au travers de la ligne et de la constante de phase β qui détermine la vitesse de propagation du signal au travers de celle-ci.

$$Z_c = \sqrt{\frac{R + jL\omega}{G + jC\omega}} \quad \text{Eq-I-10}$$

$$\gamma = \sqrt{(R + jL\omega)(G + jC\omega)} = \alpha + j\beta \quad \text{Eq-I-11}$$

Généralement, les pertes dans le diélectrique sont assez faibles et l'on peut considérer la conductance G comme étant négligeable. Cela revient à comparer le modèle d'une ligne d'interconnexion à une ligne de transmission RLC soit un système du second ordre dont le régime de fonctionnement dépend de la valeur du facteur d'amortissement m.

$$m = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} \quad \text{Eq-I-12}$$

Dans le cas où $m > 1$, les pôles du circuit sont réels et les effets inductifs deviennent négligeables. La réponse de la ligne peut alors être assimilée à celle d'une ligne de transmission du 1^{er} ordre RC. A contrario, quand $m \leq 1$, les pôles deviennent complexes et il apparaît alors un phénomène de résonance se traduisant dans le domaine temporel par des dépassements successifs avec pseudo-oscillations dues aux réflexions du signal sur la ligne. Plus le facteur d'amortissement sera petit, plus le nombre de dépassements et leurs amplitudes associées sera important. En conséquence, le temps de relaxation (ou compensation) pour lequel il y a stabilisation de la valeur finale en sortie sera élevé.

Un critère, basé sur la théorie des lignes de transmission, fut proposé Y. Ismail et E. Friedman en 1998 [ISM98]. Ce critère, appelé plage inductive, permet de déterminer quand les effets inductifs sont en prendre en compte en fonction de la longueur de la ligne et du

temps de transition du signal en entrée de ligne ; chacun des deux paramètres faisant intervenir les éléments RLC de la ligne (Figure I-16).

Si cette approche pouvait être valide à l'époque, elle peut être remise en cause à l'heure actuelle avec l'évolution des géométries ; que ce soit pour l'évaluation des effets couplés ou des estimations des délais de propagation. Par ailleurs, les lignes comprises dans cette plage ont un comportement se rapprochant davantage de celui des lignes sans perte. Elle est notamment remise en cause dans [LOP04] via une étude temporelle basée sur la comparaison de structures RC et RLC qui proposa un affinement de la plage inductive (appelée dans le mémoire plage de longueur inductive).

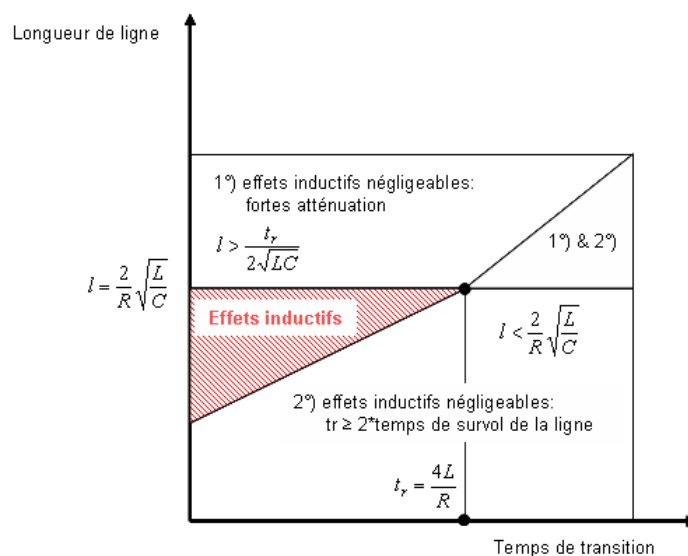


Figure I-16 : Illustration de la plage inductive proposée par Ismail et Friedman [ISM98].

Par contre, la prise en compte ou non des effets inductifs dans une ligne de transmission à partir de la valeur du facteur de propagation reste viable puisque ce dernier traduit un comportement et ne résulte pas de la définition d'un critère particulier.

I.4.2 Modélisation d'un système de deux lignes d'interconnexion couplées.

On considère maintenant la description d'un modèle électrique de deux lignes d'interconnexion couplées des niveaux de métal intermédiaires et globaux. Précédemment, nous avons vu pour une ligne que les effets capacitifs se traduisent à la fois par des couplages électriques entre cette ligne et les niveaux de métal supérieurs et inférieurs au niveau considéré (couplage à la masse) mais aussi par des couplages électriques avec d'autres lignes de ce même niveau qui lui sont proches voisines (couplage inter-ligne). Les couplages à la

masse sont des couplages de type vertical et sont considérés comme étant des effets propres à la ligne d'interconnexion alors que les couplages inter-ligne sont des couplages horizontaux et considérés comme des effets couplés en regard de la ligne considérée. De même, on dissocie dans les effets inductifs les effets propres de la ligne modélisables par une inductance propre ou inductance de boucle et les effets couplés modélisés par une inductance mutuelle. On reviendra plus en détail sur la définition et le calcul de ces éléments dans la sous-partie consacrée à l'extraction des paramètres.

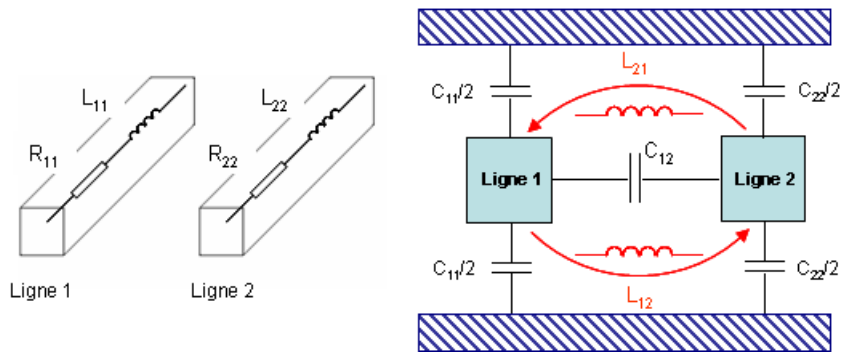


Figure I-17 : Illustration des effets propres et des effets couplés capacitifs et inductifs entre deux lignes d'interconnexion couplées.

A partir de la modélisation des effets de couplage, on déduit donc le modèle électrique de deux lignes couplées (Figure I-18).

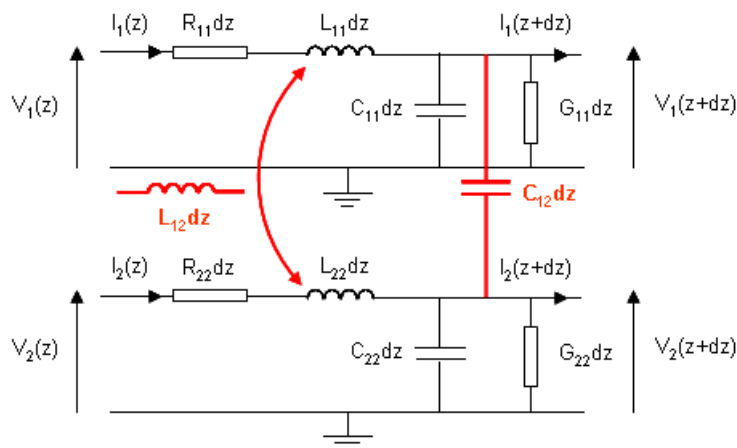


Figure I-18 : Modèle électrique d'un système de deux lignes d'interconnexion couplées.

On peut alors déterminer dans le domaine temporel la tension en sortie de ligne selon :

$$\frac{\partial^2 [V(z,t)]}{dz^2} = [G][R][V(z,t)] + ([R][C] + [G][L]) \frac{\partial [V(z,t)]}{dt} + [L][C] \frac{\partial^2 [V(z,t)]}{dt^2} \quad \text{Eq-I-13}$$

Cette équation s'applique de manière générale pour des systèmes composés d'un nombre de lignes couplées supérieur ou égal à deux. La tension en sortie de ligne s'exprime suivant la matrice $[V(z,t)]$ qui est une matrice N lignes avec N correspondant aux nombre de lignes du système. Les paramètres électriques sont exprimés selon des matrices N*N pour lesquelles les éléments ii correspondent aux effets propres des lignes (ligne i) et les éléments ij les effets couplés entre la ligne i et une ligne proche voisine j parmi les N-1 autres lignes. Remarque : pour deux lignes couplées i et j , la capacité de couplage C_{ij} est égale à la capacité de couplage C_{ji} (il s'agit de la même capacité d'un point de vue modélisation). De plus, les inductances mutuelles L_{ij} et L_{ji} étant égales, cela revient uniquement à considérer dans la description du modèle une des deux inductances (inductance mutuelle L_{12} dans la description du modèle Figure I-18).

Les pertes dans les diélectriques étant faibles, cela implique que l'on néglige $[G]$. De même, dans le cas des circuits numériques, si la résistivité propre de la ligne est à prendre en compte ainsi que les fluctuations de cette dernière en fonction de l'effet de peau, les effets couplés résistifs entre deux lignes d'interconnexion (effets de proximité correspondant à une modification de la densité de courant à l'intérieur du conducteur due à la présence d'un conducteur proche voisin) peuvent être supposés négligeables. En conséquence, on peut alors simplifier l'expression précédente tel que :

$$\frac{\partial^2 [V(z,t)]}{dz^2} = [R]_{diag} [C] \frac{\partial [V(z,t)]}{dt} + [L][C] \frac{\partial^2 [V(z,t)]}{dt^2} \quad \text{Eq-I-14}$$

Cette expression permet le calcul des tensions de sortie d'un système composé de lignes de transmission RLC couplées.

1.4.3 Avantages et inconvénients du formalisme.

Il faut cependant faire la remarque que le formalisme « ligne de transmission », lorsqu'il est appliqué à des lignes d'interconnexions couplées, présente certaines limites. Notamment, le modèle électrique suppose que les lignes soient parallèles sur toute leur longueur. Or, dans un réseau, les lignes ne présentent pas toutes forcément la même géométrie (longueur, section...). Ainsi, les phénomènes de discontinuités comme les phénomènes de réflexion ou de rayonnement par exemple ne sont pas incorporés dans la description du modèle électrique. Généralement, les modèles électriques de lignes proposés dans la littérature supposent que les lignes sont parallèles pour des longueurs identiques ou différentes. Par ailleurs, les lignes

sont supposées être aussi orientées dans la même direction. De par le nombre de lignes présentes au sein d'un réseau, il est difficile de privilégier une direction de propagation plutôt qu'une autre. D'après ces observations, le formalisme « ligne de transmission » n'est donc pas concrètement applicable à un réseau d'interconnexion. Néanmoins, il est important de souligner que la modélisation des champs pour un réseau d'interconnexion présente un haut degré de complexité ; les effets inductifs suscitant encore de nombreuses questions quant à leur extraction et à leur modélisation.

Afin de pouvoir proposer des solutions d'optimisation de design pour limiter les effets des champs pour un réseau de n lignes, il faut pouvoir au préalable pouvoir quantifier les impacts respectifs des effets capacitifs et inductifs sur les délais et les bruits pour des systèmes présentant le degré de complexité le plus « faible » ; soit des systèmes de deux lignes couplées parallèles et symétriques. Ce n'est qu'une fois les impacts de chaque champ clairement identifiés, on peut alors considérer des systèmes de plus en plus complexes (passage à n lignes, dissymétrie...). Une telle considération nécessite une approche théorique, « phénoménologique » afin de pouvoir étudier le comportement des lignes lorsqu'elles sont soumises aux champs. Le formalisme ligne de transmission répond à cette attente puisqu'il permet d'étudier le comportement des lignes via une modélisation électrique RLC faisant le lien avec les champs électriques et magnétiques.

I.5 Extraction des paramètres électriques des lignes R, L, C.

I.5.1 Introduction.

Les valeurs des composantes R, L et C du modèle électrique correspondent aux valeurs des composantes résistives, inductives et capacitives des lignes d'interconnexion. Ces dernières sont obtenues par extraction paramétrique via des analyses électromagnétiques. L'approche la plus répandue pour l'extraction paramétrique est une approche « quasi-stationnaire » (découlant directement du formalisme « quasi-TEM ») pour laquelle les champs électriques et magnétiques sont découplés et permettant alors le calcul de chacune des composantes de la ligne indépendamment les unes des autres. Chacun des paramètres électriques va être succinctement présenté. L'approche « quasi-stationnaire » a cependant pour inconvénient de négliger les courants de fuite à travers les capacités lors de l'extraction de l'inductance. Ainsi, le LEST de l'Université de Bretagne Occidentale a développé une méthode d'extraction dite

« pleine onde » ou « full-wave » détaillée par Yves Quéré dans son manuscrit de thèse [QUE04] et présentée dans des publications comme [QUE05] ou [DAV05].

I.5.2 Extraction de la résistance.

Soit une ligne d'interconnexion isolée d'un niveau de métal intermédiaire ou global de longueur L , de largeur W et d'épaisseur T séparée des niveaux de métal inférieur et supérieur par une hauteur de diélectrique H vus par la ligne comme des plans de masse.

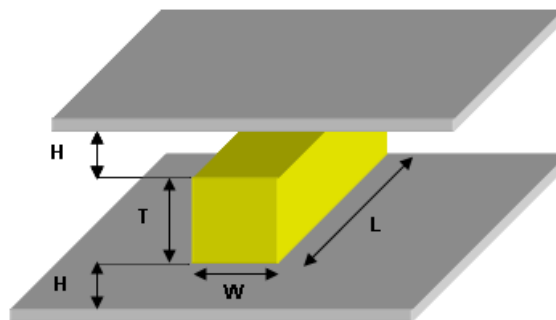


Figure I-19 : Schéma d'un conducteur électrique entre deux plans de masse.

En régime statique, la résistance d'un conducteur électrique se calcule suivant la relation :

$$R = \rho \frac{L}{TW} \quad \text{Eq-I-15}$$

pour laquelle la résistance R est exprimée par unité de longueur (soit en Ω/m). La constante ρ correspond à la résistivité du matériau de l'ordre de $3,03 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot m$ pour l'aluminium et de $1,72 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot m$ pour le cuivre. La résistivité propre des lignes augmente avec la fréquence à cause des effets de peau. Afin de pouvoir caractériser l'effet de peau, il est nécessaire de calculer la densité de courant parcourant la ligne sur l'axe de propagation du signal (Eq-I-16) et l'épaisseur de peau permettant d'estimer à partir de quelle fréquence l'effet de peau apparaît via une comparaison de la profondeur de pénétration δ en fonction de la géométrie de la ligne (Eq-I-17).

$$J(L) = J_o \exp(-L/\delta) \quad \text{Eq-I-16}$$

$$\delta(f) = \sqrt{\frac{\rho}{\pi \cdot f \cdot \mu_o \cdot \mu_r}} \quad \text{Eq-I-17}$$

$J(x)$ est la densité d'électron dû à l'effet de peau, J_0 l'amplitude du courant à la surface du conducteur (Eq-I-16) et μ_r , μ_0 respectivement la permittivité du conducteur (de 1 pour le cuivre) et la permittivité du vide égale à $4\pi 10^{-7}$ H/m (Eq-I-17). La fréquence est exprimée en Hertz. Le cuivre étant moins résistif que l'aluminium, les effets de peau sont moins importants pour une fréquence et une géométrie donnée pour des lignes de cuivre que pour des lignes d'aluminium. Par ailleurs, les fréquences d'horloge augmentant, la profondeur de peau diminue et tend à devenir négligeable (de $2.1\mu\text{m}$ pour une fréquence de 1GHz à $0.21\mu\text{m}$ pour une fréquence de 100GHz). En revanche, l'effet de peau peut à l'avenir être toujours pris en compte du fait de la réduction des géométries (notamment la section).

I.5.3 Extraction des capacités.

On considère désormais deux lignes d'un niveau de métal intermédiaire ou global donné de géométrie identique L , W et T séparées d'un espacement S . La hauteur de diélectrique est toujours égale à H .

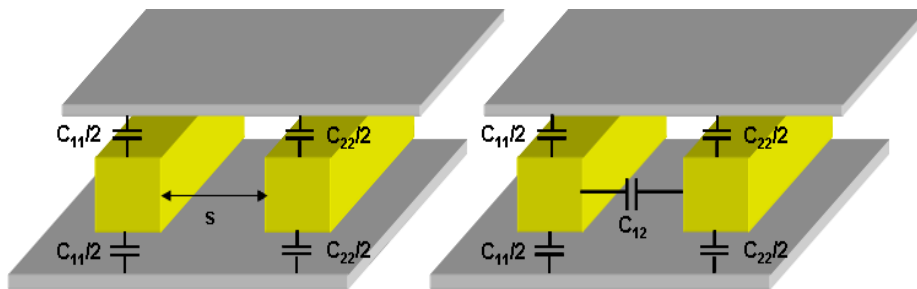


Figure I-20 : Schéma de deux conducteurs intra-niveaux isolés (figure de gauche) et couplés (figure de droite).

Dans le cas où les deux lignes sont isolées, la capacité de chaque ligne se calcule suivant la formule :

$$C = \frac{Q}{\Phi_{12}} = - \frac{\oint_S \vec{\epsilon} \cdot \vec{E} \cdot d\vec{s}}{\int_L \vec{E} \cdot d\vec{l}} \quad \text{Eq-I-18}$$

où Q correspond à la charge des conducteurs et qui sont opposées l'une et l'autre et Φ_{12} à la différence de potentiel entre les deux conducteurs. Les paramètres S et L désignent une surface enfermant la charge (à ne surtout pas confondre avec S l'espacement entre les deux

lignes) et L un chemin entre les deux conducteurs. Dans le cas où l'on considère un système de n lignes couplées, la matrice [C] s'exprime suivant :

$$\vec{Q} = [C]\vec{V} \quad \text{Eq-I-19}$$

$$Q_i = C_{ii}V_i + \sum_{j=1(j \neq i)}^n C_{ij}V_j \quad \text{Eq-I-20}$$

Ainsi, la charge d'une ligne i dépend de la charge liée aux effets capacitifs propres de la ligne i (élément C_{ii}) à un potentiel V_i et de l'ensemble des charges liées aux effets de couplages entre cette ligne i et une ligne V_j (éléments C_{ij}) fixée à un potentiel j parmi les n-1 autres lignes du système. La matrice [C] est une matrice carrée de dimension N*N de i lignes et j colonnes incluant les composantes capacitatives propres C_{ii} et couplées C_{ij} . Soit C_{ii}' et C_{ij}' les valeurs des capacités au vu de l'ensemble des potentiels parcourant chaque conducteur. Chaque composante de la matrice C, au sens de Kirchoff, est définie suivant les formules suivantes [ARO96], [EO04], [QUE06].

$$C_{ii} = \sum_{j=1}^n C_{ij}' \quad \text{Eq-I-21}$$

$$C_{ij} = -C_{ij}' \quad \text{Eq-I-22}$$

La capacité inter-lignes C_{12} du système Figure I-20 se déduit à partir du champ électrique lors de la réflexion du signal de la ligne active sur la ligne victime. Elle peut être calculée à partir de l'équation Eq-I-23 ou Eq-I-24 pour lesquelles ϵ_0 , ϵ_r , e et C_0 correspondent respectivement à la permittivité du vide ($8,85 \cdot 10^{-12}$ F/m), à la permittivité relative du diélectrique, à l'espacement entre les deux plans métalliques et au coefficient capacitif linéique. Il est important de noter que dans l'équation Eq-I-23, le paramètre S correspond à la surface de la section du conducteur alors qu'il correspond à l'espacement entre les deux lignes pour l'équation Eq-I-24. Quelle que soit l'équation, la capacité interligne est donnée par unité de longueur en F/m.

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_r S}{e} \quad \text{Eq-I-23}$$

$$C = \frac{C_0}{S} L \quad \text{Eq-I-24}$$

A noter que d'autres expressions permettent de calculer les capacités de couplage à la masse et inter-lignes. Elles furent données par Nicolas Delorme et font intervenir les paramètres géométriques des lignes ainsi que la hauteur du diélectrique et l'espacement S entre les lignes. Ces expressions varient suivant que les lignes ne perçoivent qu'un seul plan de masse [DEL96] ou qu'elles sont entourées par deux plans de masses [DEL97]. Les expressions des capacités $C_{11} = C_{22}$ et C_{12} que donne Delorme sont les suivantes :

$$\frac{C_{11}}{\varepsilon_{ox}} = 1,135 \frac{W}{H} + \left[0,777 \left(\frac{W}{H} \right)^{0,092} + 0,584 \left(\frac{T}{H} \right)^{0,542} \right] + \left[0,519 \left(\frac{W}{H} \right)^{0,025} + 0,584 \left(\frac{T}{H} \right)^{0,173} \right] (1 - 0,868 e^{-S/H}) \quad \text{Eq-I-25}$$

$$\frac{C_{12}}{\varepsilon_{ox}} = \frac{T}{S} + 1,348 \left(\frac{T}{H} \right)^{0,094} \left(\frac{S}{H} + 1,209 \right)^{-2,336} + 0,26 \ln \left(1 + 7,806 \frac{W}{S} \right) \left(\frac{S}{H} + 0,66 \right)^{-0,739} \quad \text{Eq-I-26}$$

ε_{ox} représentant la permittivité de l'oxyde. Avec l'évolution technologique, les couplages à la masse et inter-lignes augmentent. Les couplages inter-lignes sont favorisés par des lignes dont l'épaisseur augmente au détriment de la largeur et par une réduction de l'espacement entre les deux lignes. Quand aux couplages à la masse, ces derniers augmentent du fait de la réduction de la hauteur de diélectrique séparant les lignes des plans de métal inférieur et supérieur. Afin de minimiser les couplages à la masse sont utilisés des matériaux de faible permittivité relative « low-k ».

1.5.4 Extraction des inductances.

Pour les designers, la modélisation des inductances propres et mutuelles des lignes demeure un problème. Pour un réseau de n lignes, une ligne i est soumise à des couplages électriques avec les plans de masse (effets propres) et les lignes qui lui sont proches voisines (effets couplés). Dans le cas des effets capacitifs, le couplage inter-ligne n'est réellement significatif que pour les lignes qui lui sont directement adjacente. Donc, il n'est pas réparti sur l'intégralité du réseau à l'inverse du couplage inductif. Les éléments propres et couplés inductifs pour chaque ligne sont donc plus nombreux. Par ailleurs, l'extraction des inductances nécessitent une connaissance de la distribution des retours de courant. De très nombreuses formules ont été proposées dans la littérature pour le calcul et l'extraction des inductances propres et mutuelles [KAM93][THO99]. Cependant, certaines expressions proposées peuvent ne pas être applicables à l'ensemble du domaine fréquentiel ou bien alors ne décrivent que des lignes ayant des géométries spécifiques. Les deux principales approches

pour la modélisation des inductances sont les approches « inductance de boucle » et « inductances partielles » [GAL00] [QUE06] [RUE79].

1.5.4.1 La notion d'inductance de boucle.

Physiquement, l'inductance de boucle décrit le flux magnétique généré par une boucle de courant fermée impliquant la connaissance (localisation) du chemin de retour vers la masse du courant. Il est possible de calculer l'inductance de boucle via des expressions analytiques simplifiées qui, même si elles ne sont pas concrètement applicables à des interconnexions de circuits numériques, permettent d'en obtenir un ordre de grandeur convenable comme l'équation Eq-I-27 proposée dans [DEL97] décrivant l'inductance d'une ligne isolée percevant un plan de masse (donnée en H/m).

$$L = \frac{\mu_r \mu_o}{2\pi} \ln \left(\frac{8H}{W} + \frac{W}{4H} \right) \quad \text{Eq-I-27}$$

L'inductance de boucle englobe dans une même expression les effets propres et les effets couplés de la ligne. Il est nécessaire de pouvoir dissocier les deux effets. Suivant la fréquence considérée, le chemin de retour du courant est variable. Soit sept lignes d'interconnexion parallèles et de géométries identiques localisées dans un même niveau de métal (Figure I-21).

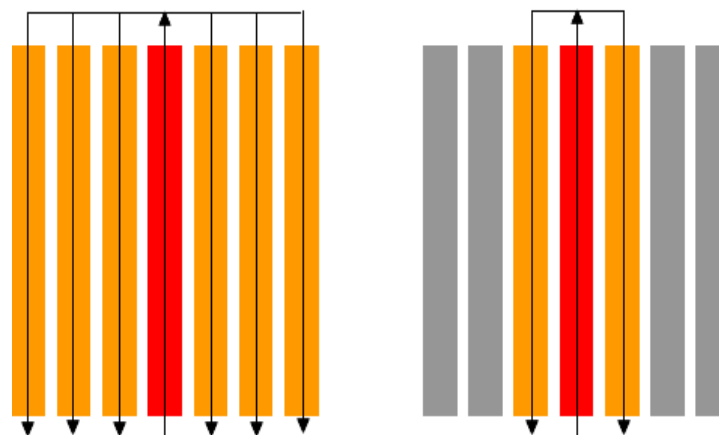


Figure I-21 : Représentation schématique du chemin de retour du courant pour une structure de 7 lignes avec une ligne centrale active dans le domaine des basses fréquences (figure de gauche) et des hautes fréquences (figure de droite).

Un courant traverse la ligne centrale (rouge). L'impédance équivalente de boucle de cette dernière est définie suivant :

$$Z_{loop} = R_{loop} + j\omega L_{loop} \quad \text{Eq-I-28}$$

Dans le domaine des basses fréquences, la partie inductive de l'impédance devient négligeable devant la résistance. Le courant essaie de minimiser la résistance pour retourner à la masse ; prenant alors tous les chemins de retour possibles. L'impact inductif se répand sur un espace entourant la ligne et la boucle de courant sollicite toutes les interconnexions environnantes (orange). Ce dernier n'a aucune influence sur la ligne coupable et les lignes victimes. Dans le domaine des hautes fréquences, la ligne coupable devient majoritairement inductive. Le courant minimise la boucle inductive afin de retourner à la masse. Le champ magnétique et la boucle de courant résultante se concentre alors sur une plage restreinte autour de la ligne coupable. Seules les lignes proches voisines de la ligne coupable sont perturbées; les autres étant en dehors de la boucle de courant (gris). Des approches et critères sont proposés afin de déterminer l'évolution de la distribution du courant suivant la fréquence.

A titre d'exemple, Kenneth Shepard [SHE00] présente une technique d'extraction supposant que les chemins de retour de courant sont bornés par des lignes d'alimentation et de masse. Les inductances propres des lignes sont extraites indépendamment des lignes d'alimentation et de masse vu qu'il n'existe pas physiquement d'inductances mutuelles entre une ligne d'interconnexion et une ligne de masse ou d'alimentation. La technique de bornage n'intervient uniquement que dans le cas de l'extraction de l'inductance mutuelle entre plusieurs lignes d'interconnexion. Cette technique est appliquée dans le cas de l'architecture Manhattan. Pour extraire les inductances mutuelles, la technique suppose que les lignes horizontales et verticales sont traitées indépendamment. On parle alors de bornages vertical et horizontal.

Laureline David propose dans [DAV05] un critère basé sur le nombre de lignes de retour de courant à considérer. Suivant le niveau de métal considéré, deux types de modèles d'extraction sont proposés suivant que l'on se place dans le domaine des basses ou des hautes fréquences soit un total de 4 modèles. Dans le cas du modèle basses fréquences, l'inductance est calculée suivant les lignes d'alimentation et de masse les plus éloignées et faiblement résistives. Pour le modèle hautes fréquences, l'inductance est calculée à partir des lignes d'alimentation et de masse les plus proches ainsi qu'en fonction d'un nombre n de lignes variant suivant le niveau de métal considéré.

I.5.4.2 La notion d'inductance partielle.

En 1971, Albert Ruehli [RUE71] propose une technique de modélisation consistant à découper les lignes d'interconnexion en parallélépipèdes rectangles puis à assimiler un cellule équivalente RLC à chacun des segments ; formant alors un circuit équivalent composé d'éléments partiels. Cette approche est appelée PEEC pour Partial Elements Equivalent Circuit et est utilisée par de nombreux auteurs [RES01] [GAL02]. Les effets couplés capacitifs et inductifs sont modélisés entre chaque segment comme le montre la Figure I-22 pour deux lignes couplées segmentées ici en 3 cellules élémentaires.

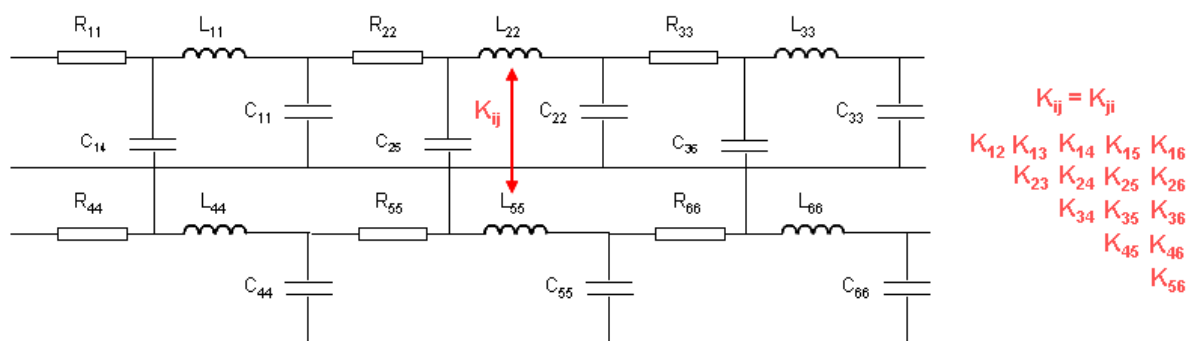


Figure I-22 : Modélisation PEEC pour un système de deux lignes couplées.

Les inductances mutuelles entre chaque segment des deux lignes se calculent à partir de coefficients de couplage inductif K_{ij} définis suivant la relation :

$$K_{ij} = K_{ji} = \frac{|L_{ij}|}{\sqrt{L_{ii}L_{jj}}} \quad \text{Eq-I-29}$$

Si les segments sont identiques, alors la relation peut se simplifier par l'expression :

$$K_{ij} = K_{ji} = \frac{|L_{ij}|}{L_{ii}} \quad \text{Eq-I-30}$$

L'extraction des inductances peut se faire de plusieurs approches (fréquentielles, quasi-stationnaire...). Dans la littérature, de nombreuses formules ont été proposées pour le calcul des inductances propres et mutuelles [RUE71] [KAM94] comme celles de Grover qui définissait plusieurs formules pour les deux inductances suivant différents types de géométries de lignes (dont certaines sont répertoriées dans [THO99]). Les formules de Grover ci-après permettent le calcul des inductances propres (L) et mutuelles (M) données en $\mu\text{H}/\text{m}$

pour un système de deux lignes couplées rectangulaires de géométrie (T, L, W) et séparées d'un espacement S.

$$L = \frac{\mu \cdot 10^4}{2\pi} \left[\ln \left(\frac{2L}{W+T} \right) + 0.5 - k \right] \quad \text{Eq-I-31}$$

$$M = \frac{\mu}{4\pi} \left(L \sinh^{-1} \left(\frac{1}{S} \right) + S - \sqrt{L^2 + S^2} \right) \quad \text{Eq-I-32}$$

Dans ces expressions, le paramètre μ est identifiable à la perméabilité de l'air (ou du vide) avec $\mu = 1,256 \cdot 10^{-6}$ H/m. Le paramètre k étant quand à lui un paramètre de précision dont la valeur dépend du rapport T/W de la ligne. Les valeurs que peut prendre k sont répertoriées dans [KIM01]. Cette référence correspond à un rapport d'activité du département d'ingénierie informatique et électrique de l'université du Wisconsin dans lequel sont établies des comparaisons en terme de précision entre les formules de Grover et d'autres formules (Hoer, Fast Henry, Ruehli) suivant le domaine considéré (type d'interconnexion). A partir des éléments partiels, il est alors possible de modéliser un schéma linéique équivalent pour lequel l'inductance linéique d'une ligne dépend du nombre de segment composant la ligne et d'un coefficient dépendant du sens de propagation des courants en regard de deux segments de la ligne (1 pour une propagation dans le même sens et -1 pour des propagations opposées).

$$L = \sum_{i=1}^N L_{ii} + \sum_{i=1}^N \sum_{j=i+1}^N 2k_{ij} K_{ij} \quad \text{Eq-I-33}$$

Il est possible à partir des inductances partielles de pouvoir calculer l'inductance de boucle. De par le degré de complexité des réseaux, ces formules d'équivalence n'existent que dans le cas de systèmes symétriques de deux et trois lignes couplées.

1.5.5 L'approche pleine-onde ou « full-wave ».

Les valeurs calculées des paramètres R, L et C utilisées dans la description du modèle analytique sont fournies par le LEST de Bretagne qui a développé une approche d'extraction dite « pleine-onde » qui est une approche fréquentielle et à éléments finis. Cette sous-partie n'a uniquement pour but que de donner une vision très sommaire et simplifiée de cette approche. Elle est davantage explicitée dans le mémoire et les publications d'Yves Quéré [QUE05] [QUE06] sachant qu'elle fut l'objet de son travail de thèse.

Dans le cadre de l'approche « full-wave », il s'agit d'assimiler les lignes d'interconnexion à des guides d'onde et d'en déterminer les caractéristiques de propagation. Elle permet en outre une prise en compte des possibles pertes et inhomogénéités du système (pertes diélectriques et métalliques, permittivité des différents diélectriques utilisés dans la structure différentes, discontinuités...). Les composantes effectives du schéma équivalent sont obtenues via cette approche à l'aide d'une variable de répartition « S » évoluant en fonction de la fréquence. Ainsi, les paramètres RLCG extraits à partir des paramètres S sont fonction de la fréquence et ne sont donc pas linéiques. L'extraction de ces paramètres S est possible via l'utilisation d'un simulateur électromagnétique HFSS résolvant les équations de Maxwell pour des structures en trois dimensions. Pour une ligne de transmission monomode, les relations de passage entre les paramètres S et RLCG des lignes sont les suivantes :

$$Z_C^2 = Z_o^2 \frac{(1 + S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1 - S_{11})^2 - S_{21}^2} \quad \text{Eq-I-34}$$

$$e^{-\gamma} = \left\{ \frac{1 - S_{11}^2 + S_{21}^2 \pm K}{2S_{21}} \right\}^{-1} \quad \text{Eq-I-35}$$

$$K = \left\{ \frac{(S_{11}^2 - S_{21}^2 + 1)^2 - (2S_{11})^2}{(2S_{21})^2} \right\}^{1/2} \quad \text{Eq-I-36}$$

pour lesquelles Z_c et γ correspondent à l'impédance caractéristique et au facteur de propagation définis Eq-I-10 et Eq-I-11. Ces équations sont applicables dans le cas d'un système symétrique (leur degré de complexité augmente si ce n'est pas le cas). Dans le cadre d'un réseau d'interconnexion dans lequel plusieurs modes peuvent se propager, les paramètres S permettent l'extraction des paramètres RLCG (effet propres et couplés) correspondant au mode propagé considéré. Par contre, cette approche suppose que la longueur de la structure considérée ne présente pas de discontinuité dans la principale direction de propagation.

I.6 Solutions proposées pour limiter l'impact des interconnexions.

I.6.1 Les solutions « design ».

De nombreuses solutions ont été proposées afin de minimiser les effets capacitifs et inductifs sur les délais de propagation et les tensions de crosstalk.

Jusqu'à présent, la plupart des solutions proposées reposent sur des solutions « design » n'entraînant pas de changement radical de technologie pour des raisons de coûts.

Les solutions de design les plus basiques consistent à diminuer la longueur des lignes (diminution de la capacitance et de la résistance) ou bien encore à augmenter l'espacement entre les lignes afin de diminuer les effets de couplages [CON02].

Littéralement, les lignes baignent dans un diélectrique caractérisé par une permittivité relative en regard de l'air ; le plus répandu étant l'oxyde de silicium SiO_2 . Afin de diminuer les délais de propagation et les effets capacitifs, l'oxyde de silicium est progressivement remplacé par des matériaux de plus faible permittivité dits « low-k ». Une technique consiste aussi afin de diminuer la permittivité à injecter dans le diélectrique des bulles d'air (Figure I-23). Par ailleurs, afin de diminuer la résistivité des lignes, des matériaux de plus forte conductivité sont utilisés pour les lignes d'interconnexion. L'introduction du cuivre à la place de l'aluminium tend à se généraliser. En revanche, diminuer la résistivité des lignes signifie une augmentation des effets inductifs.

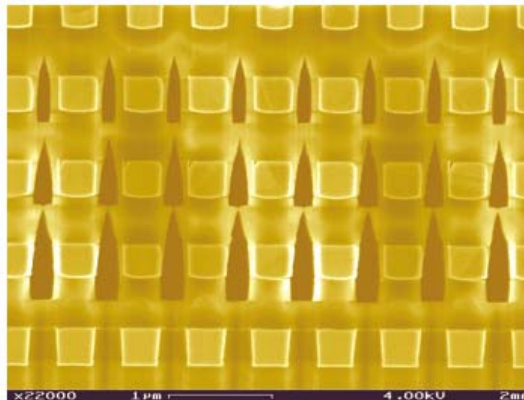


Figure I-23 : Illustration de la technique d'injection de bulles d'air « Air Gap » dans un diélectrique SiO_2 . Structure à 5 niveaux de métal pour $S = W = 0.32\mu\text{m}$
Source : <http://www.st.com/stonline/press/magazine/challeng/3rdedi01/chal06.htm>.

L'approche la plus utilisée dans le cadre de la réduction des temps de propagation est l'insertion de buffers/répéteurs sur la ligne [ISM00] [AHM04] [LIG04]. Par définition, les délais de propagation augmentent quadratiquement avec la longueur de ligne. Le fait d'insérer des buffers sur la ligne permet de faire évoluer linéairement les délais en fonction de la longueur par une division de la charge induite via une segmentation de la ligne. Chaque répéteur est positionné sur la ligne de telle sorte que la résistance, la capacité et l'inductance soient identiques d'un segment à l'autre (Figure I-24). La charge capacitive vue par chacun des répéteurs est alors égale à la capacité du segment de ligne plus la capacité intrinsèque du

répéteur. Les buffers ont pour rôle de répéter le signal permettant ainsi de ne pas dénaturer les signaux transmis. La remise en forme du signal implique cependant un nombre pair de répéteurs. La longueur optimale des segments est obtenue lorsque les délais de propagation sont égaux aux délais induits par les répéteurs.

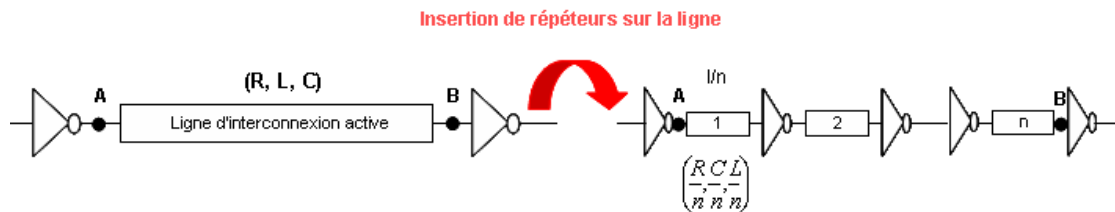


Figure I-24 : Illustration d'une insertion uniforme de répéteurs sur la ligne.

Avec l'augmentation des fréquences d'horloges, la recherche de la longueur optimale nécessite de prendre en compte, en plus de l'inductance de ligne, les effets de peau [AND05]. Dans le cas de lignes couplées agresseur-victime, suivant les délais des buffers, la longueur optimale de chacune des lignes et le sens de propagation des signaux, les bruits générés sur la ligne victime peuvent en plus d'une commutation parasite sur cette ligne affecter la propagation du signal sur la ligne coupable. Il est alors nécessaire de trouver un compromis permettant à la fois de minimiser les délais de propagation sur la ligne coupable et les tensions de bruit sur la ligne victime. Cette solution passant par la recherche d'une longueur optimale pour chacune des deux lignes ainsi que par un dimensionnement des buffers des deux lignes (identique ou différent) [KOR04]. D'autres solutions consistent à surdimensionner les buffers émetteurs et récepteurs aux extrémités de la ligne en réduisant le rapport (W/L) permettant une réduction du couplage capacitif via une augmentation des capacités de couplage à la masse. Une autre solution consiste à remplacer les buffers par des triggers de Schmitt permettant d'ajuster les tensions de seuil de commutation selon la direction de propagation du signal d'entrée [HEY05]. L'inconvénient de telles approches est qu'elles nécessitent un coût surfacique important du fait de l'insertion de fonctions logiques supplémentaires et/ou des problèmes de consommation de puissance (puissance dissipée) augmentant avec les effets de peau. D'autres techniques en plus de celles-ci permettent de diminuer les effets de couplage inductif comme la technique de blindage consistant à isoler chaque ligne de ses lignes proches-voisines en insérant des lignes d'alimentation et de masse (Figure I-25). Si la technique de blindage ne fait que minimiser les effets inductifs, elle permet par contre l'élimination des effets couplés capacitifs.



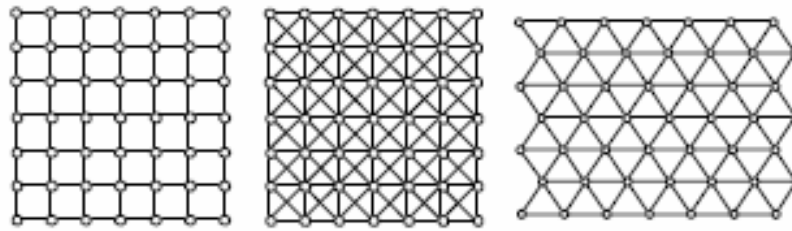
Figure I-25 : Illustration de la technique de blindage des lignes d'interconnexion.

Dans l'ensemble, ces techniques ne donnent pas de résultats probants dans le cas des lignes du niveau global ; elles sont davantage adaptées à la minimisation des effets couplés capacitifs. Aussi, des techniques ont été proposées pour améliorer la minimisation des effets inductifs pour les interconnexions critiques dont une implémentation d'émetteurs/récepteurs différentiels. Sommairement, l'émetteur est constitué d'un buffer à faible capacité d'entrée et d'une porte de transmission générant l'un l'autre un signal et son signal complémentaire qui alimentent deux buffers de dimensionnements identiques générant les signaux différentiels. Le récepteur est quant à lui un récepteur différentiel statique standard avec une source de courant faible impédance pour la stabilité contre les bruits injectés [MAS01] [MAS02].

I.6.2 Les solutions « technologiques ».

L'inconvénient des techniques de design est qu'elles sont adaptées aux technologies actuelles. En conséquence, les problèmes de propagation de délai et d'immunité aux bruits de couplages finiront par se poser à nouveau. Bien qu'actuellement onéreuses et impliquant un changement radical de technologie et de nouvelles techniques de conceptions, des solutions technologiques sont actuellement en cours d'étude.

L'architecture actuellement utilisée pour le design des lignes des réseaux d'interconnexion est une architecture Manhattan (M) pour laquelle les lignes sont orientées horizontalement (angles de 0 degré) et verticalement (90 degré) formant un maillage uniforme. De nouvelles approches d'architecture sont introduites afin de réduire l'impact des effets couplés et des délais de propagation.



**Figure I-26 : Types d'architectures utilisées pour le design des réseaux d'interconnexion.
De gauche à droite : architecture en M, X et Y.**

Parmi ces approches, l'architecture en X qui permet une orientation des lignes de 0, 45 et 135 degrés soit un routage diagonal des lignes permettant une diminution de la longueur de certains chemins (réduction de la longueur de ligne de l'ordre de 20%, réduction des vias de l'ordre de 30%) soit une diminution des délais de propagation et de la consommation en puissance. Dans le même ordre d'esprit, une approche d'architecture en Y a été aussi proposée pour laquelle les lignes sont orientées de 0, 120 et 240 degrés. Cette architecture en étant combinée à l'architecture M permet une nette amélioration des performances des interconnexions globales soit des réseaux de distribution d'horloge et d'alimentation. En termes de performance, l'architecture en Y est comparable à l'architecture en X mais a l'avantage de présenter un maillage uniforme de routage comme celui de l'architecture M pour lequel chaque couche de routage présente le même pas (pitch). Une telle architecture est alors plus adaptée par exemple dans le cas de design d'arbres d'horloge car elle ne présente aucun risque d'éventuelles superpositions entre des lignes d'interconnexion parallèles [CHE07]. Enfin, les circuits intégrés tridimensionnels (3D-IC) peuvent offrir une certaine flexibilité dans le design des systèmes et les opérations de placement/routage. Ainsi, l'insertion dans un niveau de métallisation de lignes d'interconnexion verticales (et non plus seulement horizontales) permet une diminution des délais de propagation via une réduction des longueurs de chemins critiques. Par contre, cette approche est davantage destinée à la diminution des coûts en surface que pour de réelles améliorations des performances des réseaux de lignes [RAH00].

D'autres solutions conçoivent de nouveaux types de transmission de signal. Dans [BAS02], les signaux transmis à travers les lignes sont en cosinus élevé au lieu d'être des impulsions rectangulaires afin de limiter les couplages capacitifs ; le spectre d'un signal en cosinus élevé étant moins large que celui d'une impulsion. Dans le cadre de la distribution des signaux d'horloge, une approche est proposée afin de remplacer les arbres d'horloge (généralement de topologie en H) par des arbres d'horloge résonants (Figure I-27).

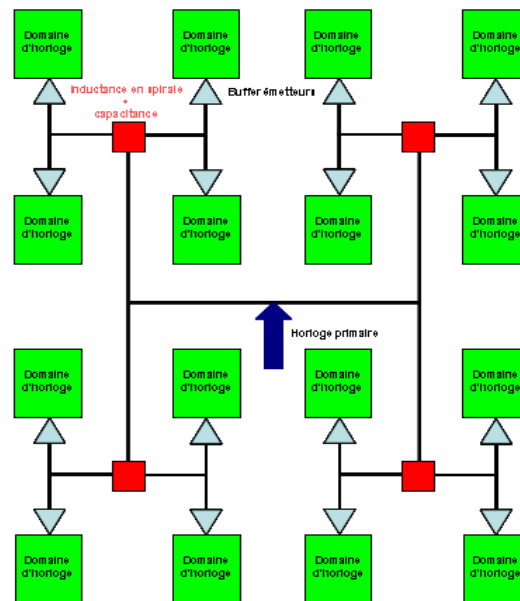


Figure I-27 : Réseau de distribution d'horloge (topologie en H) constitué de 16 domaines d'horloge résonants.

Des jeux d'inductances en spirale et de capacités sont connectés à la structure d'arbre en H formant alors un circuit résonant. La consommation en puissance s'en trouve baissée du fait qu'une telle structure permet alors de réaliser la distribution d'un signal d'horloge au travers du réseau via de faibles tensions d'alimentation [ROS07].

Minimiser les délais de propagation est l'une des deux principales limitations des performances des architectures VLSI. Vu que l'utilisation de matériaux dits « low-k » n'est qu'une solution à court terme afin d'améliorer la vitesse de propagation du signal, de nouveaux concepts d'interconnexions émergent comme les interconnexions RF/micro-ondes ou les interconnexions optiques pour lesquelles les fréquences vont jusque dans le domaine du TeraHertz et des fréquences optiques (d'où des bandes passantes bien plus large) et pour lesquelles les transmissions de signal s'effectuent en espace libre via l'utilisation d'antennes, émetteurs et récepteurs. De telles techniques permettent une optimisation du codage des signaux transmis d'un point à un autre de l'architecture et de travailler aussi pour des tensions plus faibles [HAU06].

Enfin, des solutions imposant un changement radical de technologie sont proposées. Ces solutions sont encore à l'état d'étude mais deviendront inévitables à un long terme et remplaceront les architectures VLSI actuelles. Celle qui est à l'heure actuelle la plus étudiée concerne les nanotubes de carbone. Ce sont des structures tubulaires mécaniquement très flexibles et résistantes produites à partir de feuilles de graphite pour lesquelles les atomes sont

disposés soit en hexagones, pentagones ou heptagones. Leur diamètre est seulement de l'ordre de quelques nanomètres d'où des effets quantiques très importants (Figure I-28).

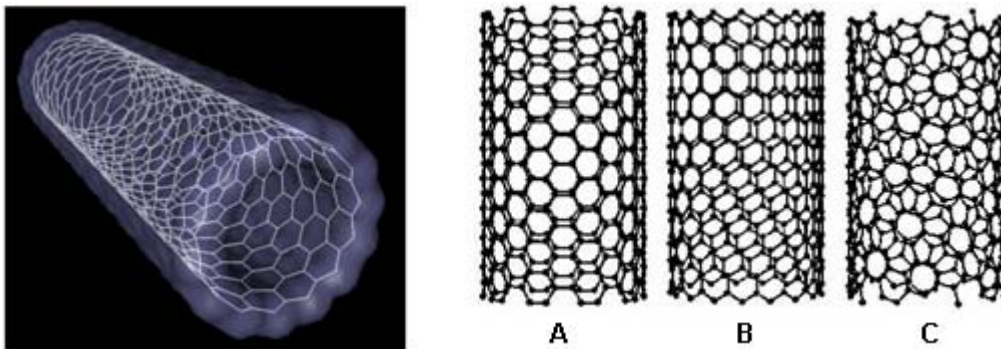


Figure I-28 : Représentation 3D d'un nanotube de carbone et de trois types de modes d'enroulement : A « chaise », B « zigzag » et C « chiral ».

Les nanotubes de carbone, suivant leur chiralité, peuvent être tout aussi bien utilisés pour le design des interconnexions que des transistors. De même, ils peuvent être fortement métalliques ou conducteurs (de conductivité plus élevée que celle du cuivre). Les nanotubes présentent de sérieux avantages dans le cas du design des interconnexions du niveau local. En effet, la faible épaisseur des nanotubes permet une diminution des effets capacitifs (notamment les couplages de masse) pour une résistance « raisonnable ». Les effets inductifs étant négligeables dans le niveau local, les nanotubes présentent de réels avantages pour la diminution de délais de propagation et de la puissance dissipée. En revanche, leur utilisation peut s'avérer problématique dans le cas des interconnexions des niveaux intermédiaires et surtout globaux. En effet, la faible résistivité des nanotubes pourraient entraîner une dominance des effets inductifs si les fréquences de fonctionnement sont de l'ordre du gigahertz. Si les problèmes liés aux délais de propagation seront largement résolus (grâce à des bandes passantes plus larges et à une flexibilité des nanotubes permettant des optimisations dans le design des bus), l'impact des tensions de crosstalk liées aux effets inductifs pourraient augmenter impliquant que les commutations parasites deviendraient le principal problème dans l'intégrité des signaux. Si cette solution présentera un réel intérêt pour les technologies futures, remplacer des lignes de cuivre de ces deux niveaux par des structures en nanotubes de carbone de même géométrie pour les technologies actuelles n'a d'intérêt que pour la diminution de la consommation en puissance ; les délais de propagation étant du même ordre surtout si des solutions de minimisations (insertion de buffers par exemple) sont déjà appliquées à la structure [NAE07].

I.7 Conclusion.

L'évolution technologique des circuits intégrés se caractérise par une diminution de la taille des transistors et une augmentation de la densité d'intégration. On parle désormais de technologie submicronique ou VLSI ; les dimensions des transistors étant désormais en dessous du micron. Le paradigme des technologies submicroniques étant les SoCs ou « Systèmes sur puce ». Ces derniers sont composés de différents blocs logiques et fonctionnels servant à la réalisation d'applications spécifiques.

Cependant, cette évolution a impliqué une mise à l'échelle des réseaux d'interconnexions qui servent à véhiculer les signaux de données, d'alimentation ou d'horloge entre les différents blocs fonctionnels du circuit. Aujourd'hui, les lignes d'interconnexion sont la principale cause des limitations des performances des circuits VLSI et dans l'intégrité des signaux. L'évolution des géométries des lignes fait que ces dernières peuvent retarder et déformer les signaux se propageant à travers elles. De plus, le rapprochement des lignes dû à l'évolution de la compacité des circuits fait que des lignes proches voisines les unes des autres peuvent interagir entre elles résultant dans l'apparition de tensions de bruit ou « tensions de crosstalk » pouvant entraîner des commutations parasites amenant à de possible erreurs logiques pouvant se propager à travers le système et le rendre défectueux. Cette interaction correspond à un phénomène de couplage ou « diaphonie ». Auparavant, seuls des couplages capacitifs (électriques) étaient observables dans les réseaux de lignes. Ces effets sont bien connus et quantifiés des designers et de nombreuses solutions ont été proposées afin d'éliminer ces effets. Or, avec l'évolution technologique qui permet de concevoir des circuits plus rapides pour des fréquences plus élevées tendant dans le domaine des gigahérz, les lignes sont maintenant soumises à des effets de couplage magnétiques (effets inductifs) qui, s'ils présentent un avantage en minimisant les délais de propagation, posent un réel problème dans le cadre des tensions de crosstalk.

Des solutions à court et long termes sont en cours d'étude et/ou proposées afin de minimiser l'impact des lignes sur l'intégrité des signaux mais aussi afin de répondre aux critères de miniaturisation illustrés par la loi de Moore. De telles solutions peuvent impliquer des changements radicaux au niveau des technologies utilisées.

Aujourd'hui, mettre un circuit sur le marché demande un investissement financier très important de par l'augmentation de leur complexité. Pour éviter des pertes trop lourdes en cas de circuits défectueux, les circuits sont testés à chaque étape de leur fabrication que ce soit de leur conception design à leur mise en boîtier. Aussi, les outils de conception de design de

circuits doivent être de plus en plus performants pour des modélisations et des analyses toujours plus précises. Cette demande de précision requiert des temps CPU (et donc à long terme financier) de plus en plus élevés pouvant aller à l'encontre des exigences du marché (time-to-market).

Afin de pouvoir quantifier avec un bon degré de précision l'impact des interconnexions sur les performances du circuit, il faut que les modèles de lignes d'interconnexion soient de plus en plus précis tout en étant peu coûteux en temps CPU. Grâce à un formalisme électromagnétique (formalisme TEM), les lignes d'interconnexions peuvent être modélisées électriquement via des lignes de transmissions RLC pour lesquelles les composantes R, L et C propres et couplées sont obtenues par extraction via des analyses électromagnétiques. De nombreux modèles de lignes sont proposés dans la littérature car la modélisation électrique des effets inductifs requiert une extraction très lourde car elle nécessite une connaissance parfaite des chemins de retour du courant. Cette connaissance est difficilement implantable dans la description d'un outil de conception de design. L'objectif est de pouvoir proposer des modèles électriques de lignes d'interconnexions implantables dans les outils de CAD qui soient le plus simple possible au niveau de leur description mais dont le degré de précision soit très précis tout en consommant le moins possible de temps CPU.

CHAPITRE II

II Description du modèle analytique pour la caractérisation des tensions de crosstalk.

II.1 Introduction.

Afin de caractériser l'impact des interconnexions sur les performances du circuit, les modèles électriques sont de plus en plus complexes ; impliquant des temps de simulation plus longs. Par exemple, un système de deux lignes de transmission couplées RLC est régi par des expressions analytiques du 5eme ordre. Une analyse dans le domaine temporel ou fréquentiel nécessite la résolution d'équations très complexes et coûteuses en temps CPU. Plutôt que d'évaluer l'impact des interconnexions sur les systèmes de lignes par une méthode purement numérique (analyses corners ou Monte-Carlo), il est préférable d'avoir recours à une méthode analytique basée sur la description d'un modèle de lignes « théorique » décrit par des expressions mathématiques. Cela suppose que ces expressions soient d'un degré de précision acceptable mais aussi qu'elles fournissent des informations précises sur les optimisations physiques à apporter au design. Ce second chapitre traite de la description du modèle analytique permettant de déterminer les expressions des caractéristiques des tensions de crosstalk RC et RLC. Ce modèle analytique est décrit à partir d'un système découplé d'une ligne isolée défini suivant les modes se propageant au niveau du système de lignes couplées. Le passage du système distribué de deux lignes couplées à celui d'un système distribué découplé fera l'objet de la première sous-partie. A partir de ce passage, nous démontrons dans la partie suivante qu'une tension de bruit résulte de l'additivité des effets de couplages. Une expression simplifiée pour évaluer une tension de bruit en fonction des modes de propagation sera aussi présentée. Enfin, la dernière partie traite du passage du modèle distribué découplé au modèle analytique localisé via une méthode de corrélation (assimilable par abus de langage à une méthode de réduction d'ordre).

II.2 Description du système de lignes découplées.

II.2.1 Description du modèle distribué de deux lignes couplées.

Dans le cas d'un système de deux lignes couplées, la configuration pire-cas pour laquelle la tension de crosstalk est maximale correspond à celle pour laquelle une des deux lignes

commute (ligne coupable ou active pour transition montante LH ou descendante HL) alors que l'autre est à un niveau logique donné (haut ou bas). Soit le système illustré ci-après pour lequel la ligne coupable commute en entrée pour un front montant LH de faible temps de transition t_r et la ligne victime est au niveau logique bas 0 (assimilable à une masse). Les fréquences d'horloge étant de plus en plus élevées, les temps de transition des signaux sont de plus en plus faibles (dizaines de picoseconde). A partir de cette observation et afin de développer le modèle analytique, les temps de transition t_r sont dans un premier temps considérés comme négligeables ; revenant alors à considérer que la ligne active est attaquée par un échelon en tension.

Le système décrit est symétrique : chacune des deux lignes est parallèle à l'autre sur toute sa longueur et leurs paramètres électriques R , L et C sont identiques. De même, les charges en terminaison de ligne ainsi que les résistances attaquant les lignes sont supposées égales respectivement à C_L et R_{in} . Afin d'observer les effets des champs électromagnétiques sur toute la longueur de ligne et d'atteindre un comportement asymptotique des délais et des tensions de bruits, le système est partitionné en cellules élémentaires 2π -RLC dont le nombre de cellules considérées est ici de 20 [SER01] [LOP04].

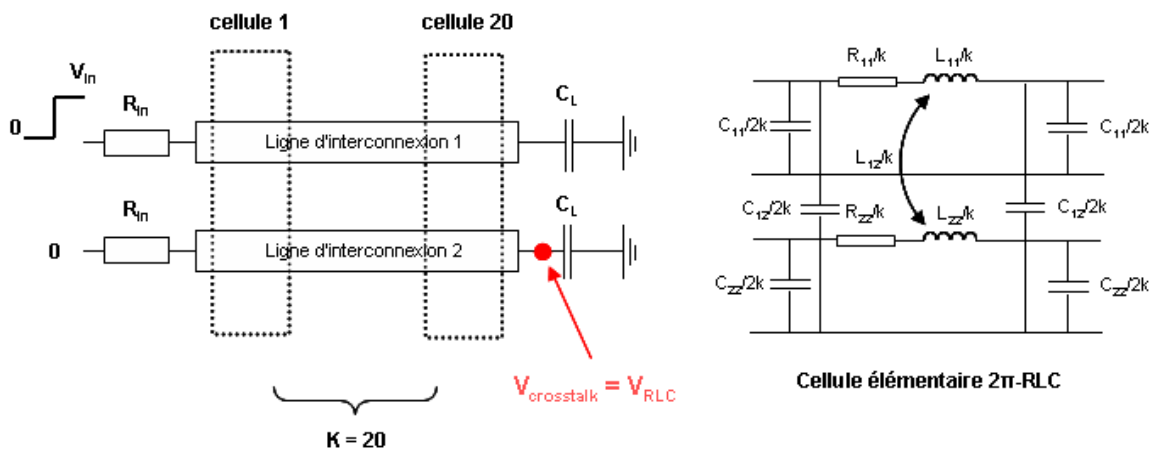


Figure II-1 : Système de référence : système distribué symétrique de deux lignes couplées parallèles constitué de 20 cellules élémentaires 2π -RLC. Commutation LH en entrée de la ligne active et observation d'une tension de crosstalk en fin de ligne victime.

La tension $V_{crosstalk}$ sera notée dans la suite de ce manuscrit V_{RLC} ou V_C (en rapport avec la description des cellules RLC ou RC).

II.2.2 Les modes de propagation commun et différentiel.

Dans le cas d'un système de deux lignes couplées, il existe deux modes de propagation TEM ou quasi-TEM : le mode commun et le mode différentiel. Chacun de ces modes à une interprétation physique suivant les types de commutation en entrée des lignes (Figure II-2).

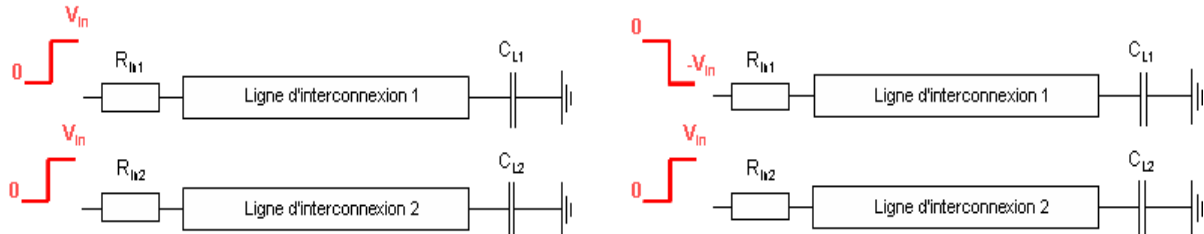


Figure II-2 : Illustration des modes de propagation existant dans un système de deux lignes couplées : mode commun (gauche) et mode différentiel (droite).

Dans le cas du mode commun (pair ou even en anglais), les deux lignes sont excitées simultanément et commutent pour des fronts de même direction. Pour le mode différentiel (impair ou odd), les deux lignes sont aussi excitées simultanément mais les fronts sont de polarité opposée. Tout signal se propageant au travers des deux lignes du système peut être exprimé comme une combinaison linéaire de ces deux modes. Ainsi, supposons dans le domaine temporel les matrices $[V_e(x,t)]$ et $[V_o(x,t)]$ correspondant respectivement à l'ensemble des tensions d'entrée modales mode commun et différentiel et la matrice $[V_{out}(x,t)]$ correspondant à une configuration spécifique des tensions de sortie du système. Les tensions de sortie peuvent alors s'exprimer suivant :

$$a[V_e(x,t)] + b[V_o(x,t)] = [V_{out}(x,t)] \quad \text{Eq-II-1}$$

où a et b sont des coefficients affectant les matrices modales et qui, suivant leur valeur, permettent d'observer une configuration spécifique des tensions de sortie. Supposons une valeur arbitraire de V_{in} comme $V_{in} = 1$. Dans le cas de la configuration illustrée Figure II-1, la sortie de la ligne active commute de 0 à V_{in} alors que la ligne victime sur laquelle s'ajoute la tension de bruit est à la masse. Les matrices sont alors les suivantes :

$$[V_e(x,t)] = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}; [V_o(x,t)] = \begin{bmatrix} -1 \\ 1 \end{bmatrix}; [V_{out}(x,t)] = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} \quad \text{Eq-II-2}$$

Déterminer a et b revient à résoudre un système de deux équations à deux inconnues.

$$\begin{cases} a - b = 1 \\ a + b = 0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} a = 1/2 \\ a = -b \end{cases} \quad \text{Eq-II-3}$$

Les tensions observables en terminaison de lignes pour la configuration pire-cas peuvent se déduire à partir des tensions de sortie modales en mode commun et différentiel suivant :

$$[V_{out}(x,t)] = \frac{1}{2} [[V_e(x,t)] - [V_o(x,t)]] \quad \text{Eq-II-4}$$

soit si l'on cherche à déterminer la tension de crosstalk vue sur la seconde ligne suivant :

$$V_{out_2}(x,t) = V_{RLC}(x,t) = \frac{1}{2} [V_{e_2}(x,t) - V_{o_2}(x,t)] \quad \text{Eq-II-5}$$

La Figure II-3 présente une comparaison dans le domaine temporel entre les tensions de sortie simulées pour la configuration de référence et les tensions de sorties obtenues pour chaque ligne à partir des tensions modales en appliquant l'équation Eq-II-4.

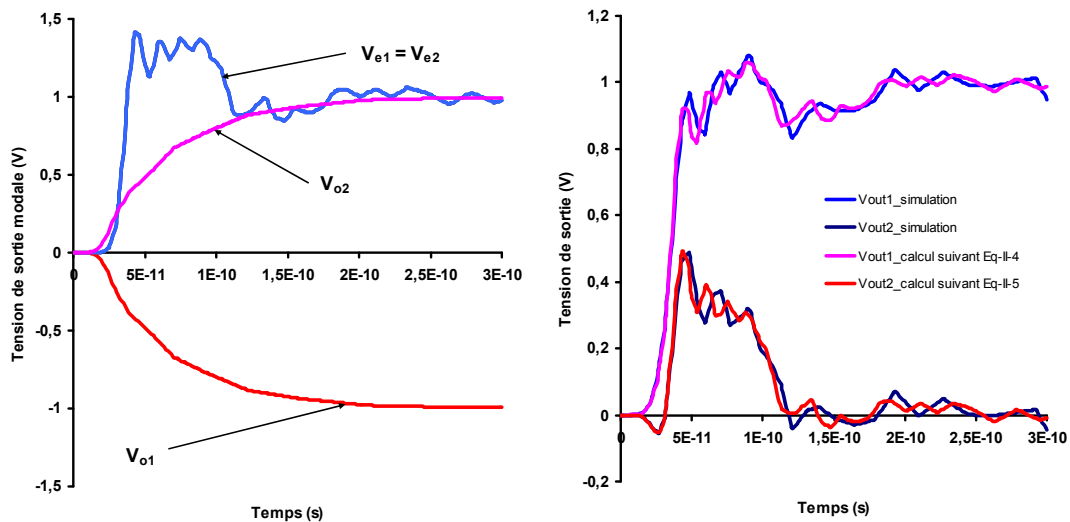


Figure II-3 : Illustration des tensions de sortie modales pour chacune des deux lignes du système (gauche). Comparaison entre les tensions de sortie simulées directement sous SPICE et obtenues par superposition des tensions de sortie modales pour l'obtention des tensions de sortie de la configuration de référence (droite).

Dans cet exemple, l'espacement entre les deux lignes S et la largeur W sont ici égales à 0,4µm. Les valeurs des paramètres électriques par unité de longueur sont : $R_{11} = 71840\Omega/m$,

$C_{11} = 42.6\text{pF/m}$, $C_{12} = 61.26\text{pF/m}$, $L_{11} = 1.46\text{uH/m}$ et $L_{12} = 1.2\text{uH/m}$ pour des longueurs de ligne $l = 3\text{mm}$. Les résistances R_{in} et les charges C_L sont respectivement égales à 25Ω et 5fF .

On constate que, pour chacune des deux lignes, la tension de sortie obtenue à partir de la superposition des tensions modales est assez proche dans le temps et en amplitude de celle directement obtenue par simulation à partir de la configuration de référence. En effet, les deux formes d'onde ne se corrèlent pas complètement dans le temps (différence d'amplitude à certains instants, oppositions de phase...).

La détermination d'une tension en fonction d'une combinaison linéaire des modes de propagation du système suppose fondamentalement une propagation TEM. Or, même si ce formalisme reste applicable au cas des lignes d'interconnexion (propagation « quasi-TEM »), les modes ne sont plus purs du fait que les lignes présentent des pertes métalliques [QUE06]. Malgré tout, la forme d'onde obtenue reste assez précise comparée à la forme d'onde de référence. La détermination des caractéristiques des tensions de bruit via les modes de propagation reste donc viable.

II.2.3 Passage d'un système de deux lignes couplées à un système découplé.

Il est possible de réduire, suivant un mode de propagation donné, un système distribué de n lignes couplées à un système distribué de n lignes indépendantes. Ainsi, chacune des tensions modales des n lignes couplées sera observable en sortie de ces n lignes isolées. Chaque ligne est pour cela décrite avec un jeu de paramètres RLC efficaces ayant une interprétation physique.

Le découplage des lignes restent applicables dans le cas de modes de propagation « quasi-TEM ». A titre d'exemple, James Meindl et Jeffrey Davis proposèrent dans [DAV00-II] des expressions analytiques compactes basées sur les modes de propagation pour déterminer, dans le domaine temporel, les formes d'ondes de tension de crosstalk pour des systèmes de deux lignes RLC couplées identiques. Cependant, le degré de complexité des modèles analytiques est tel que les temps CPU sont trop importants (modèles difficilement implantables) et qu'il ne permet pas d'avoir une vision globale et significative quant aux optimisations physiques à apporter aux designs des réseaux. Par ailleurs, les expressions supposent que le maximum de la tension a toujours lieu à l'instant du temps de vol t_{of} et sont établies pour des estimations faible pertes sur les lignes. La même année, Yu Cao et Dennis Sylvester présente un modèle de deux lignes découplées RLC pour la détermination du bruit

et des délais de propagation mais le modèle et les équations le décrivant impliquent une connaissance précise des chemins de retour du courant [CAO00].

Dans le cas d'un système symétrique de deux lignes couplées, les valeurs efficaces sont les mêmes pour les deux lignes quel que soit le mode propagé. La description du système découplé en fonction des modes est donc la même pour les deux lignes. A noter que le système découplé est lui aussi distribué ; le nombre de cellules élémentaires étant le même que celui du système de référence (Figure II-4).

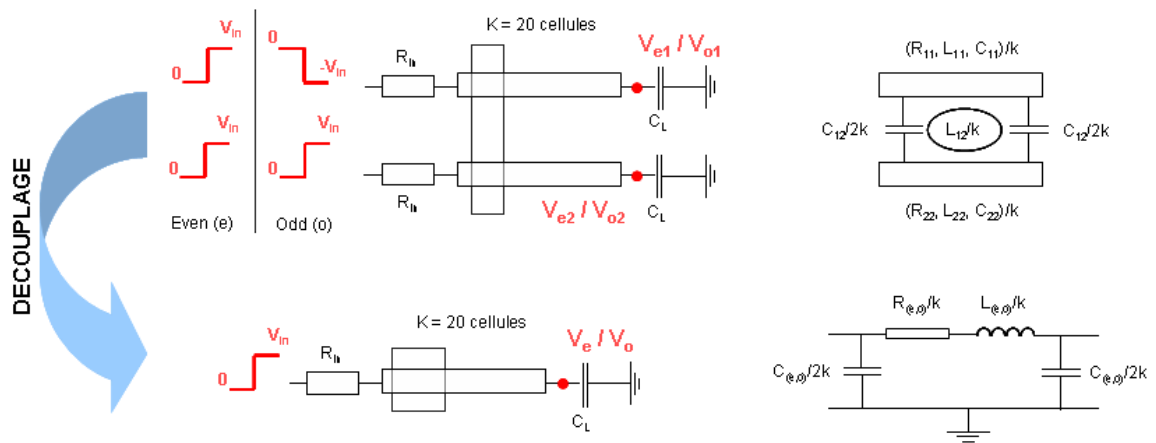


Figure II-4 : Illustration du découplage : passage d'un système distribué de deux lignes couplées à un système distribué une ligne isolée en fonction des modes de propagation commun et différentiel.

Les valeurs efficaces peuvent être déterminées par extraction du paramètre S lors d'une analyse électromagnétique pleine onde dans le cadre de la conversion de mode [QUE04]. Ceci dit, elles peuvent être aussi déterminées via l'équation des télégraphistes et les équations aux dérivées partielles données par Sakurai [DAV00-II] [E004] [SHI04]. En supposant la conductance G et les effets couplés résistifs nuls, l'équation des télégraphistes est définie dans le domaine temporel par:

$$\frac{\partial^2[V(z,t)]}{dz^2} = [R]_{diag} [C] \frac{\partial[V(z,t)]}{dt} + [L][C] \frac{\partial^2[V(z,t)]}{dt^2} \quad \text{Eq-II-6}$$

ou, dans le domaine fréquentiel :

$$\frac{\partial^2[V]}{dz^2} = j\omega[R]_{diag} [C][V] + (j\omega^2)[L][C][V] \quad \text{Eq-II-7}$$

Ramenée à un système de deux lignes couplées, cette équation se résume à :

$$\frac{d^2V_2}{dx^2} = j\omega R_{22} \sum_{j=1}^2 C_{2j} V_j + (j\omega)^2 \sum_{j=1}^2 L_{2j} \sum_{k=1}^2 C_{jk} V_k \quad \text{Eq-II-8}$$

dans le cas où l'on cherche à calculer la tension de sortie sur la seconde ligne du système.

Si l'on observe l'équation Eq-II-8, on remarque que le premier terme correspond à une constante de temps τ . Cette dernière est normalisée avec V_2 dans le cas où l'on se place sur la seconde ligne. Elle est égale à :

$$\tau = R_{22} \sum_{j=1}^2 \frac{C_{2j} V_j}{V_2} = R_{22} \frac{C_{21} V_1 + C_{22} V_2}{V_2} \quad \text{Eq-II-9}$$

On peut voir que le terme résistif de l'impédance réelle ne dépend que des effets résistifs propres de la ligne ; la matrice [R] étant une matrice diagonale puisque les effets couplés résistifs sont négligés. Ainsi, la valeur efficace de la résistance en mode commun et différentiel correspond à la valeur de référence de la résistance soit :

$$R_e = R_o = R \quad \text{Eq-II-10}$$

Le calcul de la capacité efficace suivant un mode x peut alors être généralisé suivant :

$$C_x = \frac{\sum_{k=1}^2 C_{ik} V_k}{V_i} \quad \text{Eq-II-11}$$

La matrice capacitance de l'équation Eq-II-7 correspond à une matrice capacitance en court-circuit soit à l'admittance de la ligne. Au sens de Kirchhoff, chaque élément de cette matrice est défini par des capacités « physiques » soit pour $i \neq j$:

$$C_{ii} = \sum_{j=1}^2 C'_{ij} \quad C_{ij} = -C'_{ij} \quad \text{Eq-II-12}$$

La matrice [C] d'un système de deux lignes couplées correspond à la matrice ci-dessous :

$$[C] = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{21} & C_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C'_{11} + C'_{12} & -C'_{12} \\ -C'_{21} & C'_{22} + C'_{21} \end{bmatrix} \quad \text{Eq-II-13}$$

L'équation Eq-II-12 est alors ramenée à :

$$C_x = \sum_{j=1}^2 \frac{C_{2j}V_j}{V_2} \frac{C_{21}V_1 + C_{22}V_2}{V_2} = \frac{(-C'_{21})V_1 + (C'_{22} + C'_{21})V_2}{V_2} \quad \text{Eq-II-14}$$

Dans le cas du mode commun, si l'on considère simplement $V_1 = V_2 = 1$ (valeur arbitraire donnée à V_{in}), alors la valeur de la capacité efficace en mode commun est égale à :

$$C_e \frac{C_{21}(1) + C_{22}(1)}{1} = (-C'_{21} + C'_{22} + C'_{21}) \quad \text{Eq-II-15}$$

$$C_e = C'_{22} \quad \text{Eq-II-16}$$

Soit C_g la valeur de la capacité de couplage avec les plans de masse $C'_{11} = C'_{22} = C_g$. La capacité efficace en mode commun peut alors s'exprimer comme :

$$C_e = C_g \quad \text{Eq-II-17}$$

Dans le cas du mode différentiel, on a donc en valeur d'entrée $V_1 = -1$ et $V_2 = 1$. L'expression de la capacité efficace en mode différentiel devient alors :

$$C_o = \frac{C_{21}(-1) + C_{22}(1)}{1} = (C'_{21} + C'_{22} + C'_{21}) \quad \text{Eq-II-18}$$

$$C_o = C'_{22} + 2C'_{21} \quad \text{Eq-II-19}$$

Si l'on note $C_{12} = C_{21} = C_m$, on obtient la valeur de la capacité efficace C_o en mode différentiel.

$$C_o = C_g + 2C_m \quad \text{Eq-II-20}$$

Physiquement, dans le cas du mode commun, les deux lignes sont simultanément excitées pour front de même polarisation. La capacité efficace est alors égale à la capacité de couplage de masse car le potentiel entre les deux lignes est par définition nul.

Dans le cas du mode différentiel, les deux lignes commutent pour des polarités opposées. Par conséquent, la valeur efficace de la capacité interligne est deux fois supérieure à sa valeur de référence. La valeur de la capacité efficace est égale à la somme de la valeur nominale de la capacité de couplage de masse et de la valeur efficace de la capacité inter-ligne.

L'inductance efficace se déduit du second terme de l'équation des télégraphistes Eq-II-8. Pour un mode x, le second terme de l'expression correspond à :

$$L_x C_x = \sum_{j=1}^2 L_{ij} \sum_{k=1}^2 C_{jk} V_k \quad \text{Eq-II-21}$$

Au final, on peut sortir de Eq-II-8 une expression générale permettant le calcul de l'inductance efficace.

$$L_x = L_{ii} + \left[\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq i}}^2 L_{ij} \frac{\sum_{k=1}^2 C_{jk} V_k}{\sum_{k=1}^2 C_{ik} V_k} \right] \quad \text{Eq-II-22}$$

Cette dernière équation devient en considérant toujours la seconde ligne du système :

$$L_x = L_{22} + \left[\sum_{\substack{j=1 \\ j \neq 2}}^2 L_{2j} \frac{\sum_{k=1}^2 C_{jk} V_k}{\sum_{k=1}^2 C_{2k} V_k} \right] \quad \text{Eq-II-23}$$

$$L_x = L_{22} + \left[L_{21} \frac{\sum_{k=1}^2 C_{jk} V_k}{\sum_{k=1}^2 C_{2k} V_k} \right] = L_{22} + \left[L_{21} \frac{C_{11}V_1 + C_{12}V_2}{C_{21}V_1 + C_{22}V_2} \right] \quad \text{Eq-II-24}$$

$$L_x = L_{22} + \left[L_{21} \frac{(C'_{11} + C'_{12})V_1 + (-C'_{12})V_2}{(-C'_{21})V_1 + (C'_{22} + C'_{21})V_2} \right] \quad \text{Eq-II-25}$$

Enfin, on peut déterminer pour les deux modes les valeurs des inductances efficaces soit :

$$L_e = L_{22} + \left[L_{21} \frac{(C'_{11} + C'_{12})(1) + (-C'_{12})(1)}{(-C'_{21})(1) + (C'_{22} + C'_{21})(1)} \right] = L_{22} + L_{21} \frac{C'_{11}}{C'_{22}} = L_{22} + L_{21} \quad \text{Eq-II-26}$$

$$L_o = L_{22} + \left[L_{21} \frac{(C'_{11} + C'_{12})(-1) + (-C'_{12})(1)}{(-C'_{21})(-1) + (C'_{22} + C'_{21})(1)} \right] = L_{22} - L_{21} \frac{C'_{11} + 2C'_{12}}{C'_{22} + 2C'_{21}} = L_{22} - L_{21} \quad \text{Eq-II-27}$$

Les inductances propres et mutuelles étant égales, si l'on note L_p la valeur des inductances propres et L_m la valeur des inductances mutuelles, alors les valeurs que prend l'inductance efficace suivant le mode propagé quel que soit la ligne sont égales à :

$$L_e = L_p + L_m \quad \text{Eq-II-28}$$

$$L_o = L_p - L_m \quad \text{Eq-II-29}$$

En mode commun, la nature des fronts implique que les courants se propagent dans la même direction. En conséquence, les flux magnétiques de chaque ligne sont dans la même direction et sont orientés orthogonalement par rapport à la surface liant chaque ligne au plan de masse. L'intensité des flux magnétiques efficaces des lignes découplées augmente se traduisant par une augmentation de l'inductance efficace. Dans le cas du mode différentiel, les courants et donc les flux magnétiques émanant de chaque ligne se propagent dans des directions opposées. L'intensité des flux magnétiques efficaces des lignes découplées diminue se traduisant par une inductance efficace plus faible.

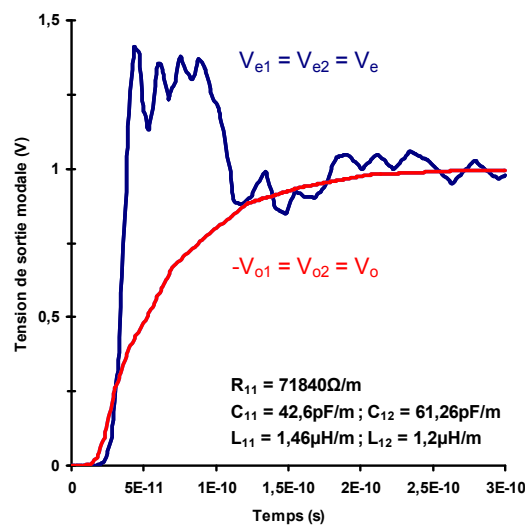


Figure II-5 : Comparaison entre les tensions de sortie simulées avec le système de référence pour les configurations mode commun et mode différentiel et les tensions modales obtenues à l'aide du système découplé.

De nombreuses comparaisons ont été réalisées pour les deux modes de propagation entre les tensions de sortie observées en terminaison des lignes du système de référence et les tensions de sortie modales du système découplé ; une de ces comparaisons est montrée ci-dessus pour laquelle la géométrie de ligne correspond à celle utilisée Figure-II-3.

Quel que soit la géométrie considérée, les tensions modales obtenues avec les systèmes de référence et découplé sont toujours confondues. Finalement, on peut obtenir à partir des tensions modales issues du système découplé les tensions de bruit perçues en sortie du système de référence en appliquant la relation Eq-II-4. La description du modèle découplé qui est résumée Figure II-6 : de son modèle électrique aux valeurs efficaces que prennent les paramètres électriques en fonction du mode propagé.

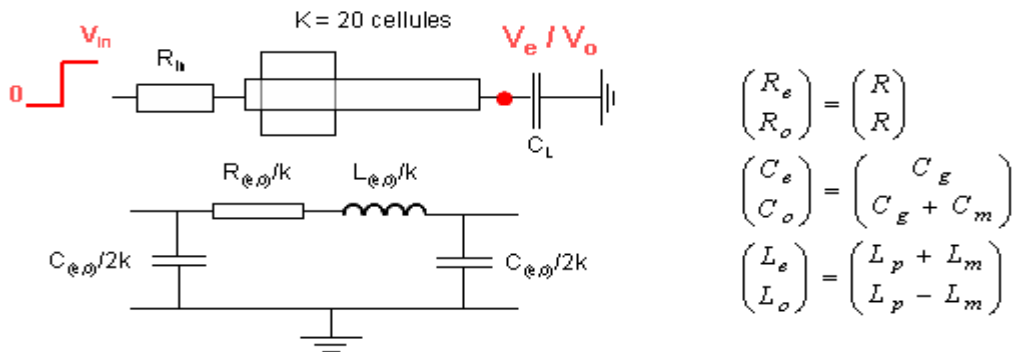


Figure II-6 : Description du modèle 1 ligne isolée à partir d'un système de deux lignes couplées : modèle électrique des cellules élémentaires et définition des valeurs des paramètres électriques en fonction des modes commun et différentiel.

II.3 Additivité des couplages capacitifs et inductifs.

II.3.1 Démonstration.

On souhaite pouvoir dans le cadre de l'évaluation d'une tension de crosstalk distinguer l'impact des effets capacitifs de ceux des effets inductifs. Une telle approche fut envisagée par Kanak Agarwal [AGA04] [AGA06] pour évaluer les deux types d'impact sur les caractéristiques en amplitude et temporelles des tensions de crosstalk. Le système présenté dans ces travaux est un système de lignes sans perte LC. Afin de modéliser l'impact capacitif, l'inductance mutuelle entre les deux lignes est négligée mais l'inductance propre des lignes reste incluse dans la description du modèle. Pour modéliser l'impact inductif, la capacité interligne est mise à zéro alors que les capacités C_{ii} sont physiquement considérées comme étant égales à la somme des valeurs des capacités de couplages de masse et inter-ligne soit $C_{ii} = C_g + C_m$. Si cette description est viable pour l'étude que mène Agarwal (ce dernier s'intéressant notamment à l'impact des effets couplés sur la polarité de la tension de bruit), elle ne permet pas de montrer que les couplages sont additifs ; d'où le fait que nous décrivons

d'une toute autre façon les configurations capacitives et inductives du système. Si l'étude se penchait principalement sur un système sans perte, une approximation faible perte fut aussi réalisée en considérant une résistance de ligne deux fois inférieure à l'impédance caractéristique de la ligne. Cependant, une telle approximation n'est pas viable lorsque le système de ligne doit décrire un réseau d'interconnexions d'un circuit VLSI.

Dans le cadre de la dissociation des impacts capacitifs et inductifs, on procède de la manière suivante : on considère pour évaluer les effets capacitifs que les inductances propres et mutuelles sont nulles revenant simplement à décrire le système en ligne de transmission RC. Pour l'évaluation de l'impact inductif (configuration inductive), les pertes résistives sur les lignes sont toujours prises en compte (la résistance est toujours incluse dans la description). Les effets couplés capacitifs étant négligés, la capacité interligne C_m est nulle et les capacités de couplage de masse des deux lignes sont toujours égales à C_g .

Le système de référence étant assimilable à un système découplé constitué de paramètres électriques RLC efficaces modaux, on est capable de déterminer à partir de ce modèle découplé les valeurs des impédances caractéristiques et des facteurs de propagation de la ligne en fonction du mode propagé (respectivement $Z_{RLC(e,o)}$ et $\gamma_{RLC(e,o)}$).

$$Z_{RLC_e} = \sqrt{\frac{R + j\omega(L_p + L_m)}{jC_g\omega}} \quad Z_{RLC_o} = \sqrt{\frac{R + j\omega(L_p - L_m)}{j(C_g + 2C_m)\omega}} \quad \text{Eq-II-30}$$

$$\gamma_{RLC_e} = \sqrt{(R + j\omega(L_p + L_m))jC_g\omega} \quad \gamma_{RLC_o} = \sqrt{(R + j\omega(L_p - L_m))j(C_g + 2C_m)\omega} \quad \text{Eq-II-31}$$

On note respectivement V_C et V_L les tensions de crosstalk observables en fin de ligne du système de référence quand on décrit ce dernier suivant les deux types de configuration (inductive et capacitive). Le modèle découplé permet l'obtention des tensions modales capacitives $V_{C(e,o)}$ et inductives $V_{L(e,o)}$ avec lesquelles il est possible de retrouver V_C et V_L selon Eq-II-4.

La déduction des impédances caractéristiques et des facteurs de propagation modaux pour les deux configurations est donc possible. Pour la configuration capacitive, les expressions Eq-II-30 et Eq-II-31 deviennent :

$$Z_{C_e} = \sqrt{\frac{R}{jC_g\omega}} \quad Z_{C_o} = \sqrt{\frac{R}{j(C_g + 2C_m)\omega}} \quad \text{Eq-II-32}$$

$$\gamma_{C_e} = \sqrt{RC_g j\omega} \quad \gamma_{C_o} = \sqrt{R(C_g + 2C_m)j\omega} \quad \text{Eq-II-33}$$

et, pour la configuration inductive :

$$Z_{L_e} = \sqrt{\frac{R + j\omega(L_p + L_m)}{jC_g\omega}} \quad Z_{L_o} = \sqrt{\frac{R + j\omega(L_p - L_m)}{jC_g\omega}} \quad \text{Eq-II-34}$$

$$\gamma_{L_e} = \sqrt{(R + j\omega(L_p + L_m))jC_g\omega} \quad \gamma_{L_o} = \sqrt{(R + j\omega(L_p - L_m))jC_g\omega} \quad \text{Eq-II-35}$$

En comparant les impédances et les facteurs de propagation on remarque que les paramètres modaux de la configuration inductive en mode commun sont égaux à ceux de la configuration de référence RLC pour ce même mode de propagation. En conséquence, en mode commun, la tension de crosstalk est égale à la tension inductive.

$$V_{RLC_e} = V_{L_e} \quad \text{Eq-II-36}$$

Généralement, dans le cas du mode différentiel, la réactance efficace est plus petite que la résistance efficace de la ligne soit $R \gg (L_p - L_m)\omega$ notamment lorsque les couplages inductifs entre les deux lignes est important. De ce fait, en supposant la réactance négligeable, les expressions de l'impédance et du facteur de propagation sont approximées suivant :

$$Z_{RLC_o} = \sqrt{\frac{R}{j(C_g + 2C_m)\omega}} \quad Z_{L_o} = \sqrt{\frac{R}{jC_g\omega}} \quad \text{Eq-II-37}$$

$$\gamma_{RLC_o} = \sqrt{R(C_g + 2C_m)j\omega} \quad \gamma_{L_o} = \sqrt{RC_gj\omega} \quad \text{Eq-II-38}$$

On déduit de ces approximations les deux équivalences suivantes :

$$V_{C_e} \equiv V_{L_o} \quad \text{Eq-II-39}$$

$$V_{RLC_o} \equiv V_{C_o} \quad \text{Eq-II-40}$$

Par définition, le temps de vol d'une tension purement capacitive est plus rapide en mode commun qu'en mode différentiel ; la capacité efficace en mode commun étant plus petite et la résistance étant la même pour les deux modes. A l'inverse, le temps de vol d'une forme d'onde inductive est plus important que celui d'une forme d'onde purement capacitive. En effet, le flux magnétique bloque la propagation des porteurs de charge et augmente le temps de vol d'un signal. La tension V_{C_e} sera en conséquence observable en sortie avant V_{L_o} , idem pour V_{C_o} par rapport à V_{RLC_o} . Concernant les tensions inductives modales, l'inductance

efficace en mode différentiel est plus petite qu'en mode commun suivant la définition des modes. Suivant notre définition de la configuration inductive, la capacité effective en mode commun et différentiel est de même valeur. En conclusion, V_{Lo} sera observable avant V_{Le} .

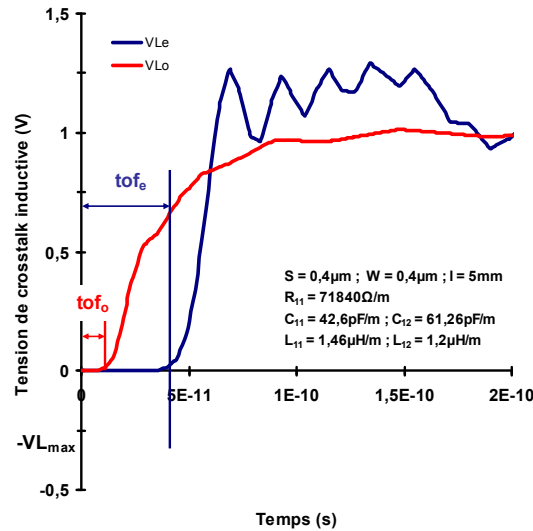


Figure II-7 : Observation des temps de vol tof_e et tof_o des tensions inductives en mode commun et en mode différentiel V_{Le} et V_{Lo} pour une configuration $S = W = 0.4\mu\text{m}$ avec $l = 5\text{mm}$, $R_{in} = 0$ et $C_L = 0$.

Les équivalences Eq-II-39 et Eq-II-40 sont illustrées Figure II-8. Les figures de gauche illustrent l'équivalence donnée Eq-II-39 et celles de droite la relation Eq-II-40. Pour les figures du haut, on fait varier la résistivité de la ligne en modifiant la largeur W des lignes. Dans le cas des figures du bas, les variations se font au niveau de la longueur de la ligne et ce pour une même géométrie.

Les relations Eq-II-39 et Eq-II-40 étant des relations d'équivalence, les tensions ne sont pas complètement confondues même quand la résistance efficace de la ligne est plus grande que la réactance efficace en mode différentiel. Pour une corrélation parfaite en mode différentiel, il faudrait que les effets inductifs soient complètement négligeables pour que les réflexions du signal sur la ligne soient complètement atténuées. Plus la résistance efficace sera grande devant la réactance efficace, plus V_{RLC_0} et V_{C_0} seront corrélées dans le temps. La différence en amplitude entre les formes d'onde est nettement plus accentuée avant les temps de propagation respectifs de chacune des tensions ; les tensions de chacune des relations n'ayant pas les mêmes constantes de temps ni les mêmes temps de vol. Si l'on reprend les exemples illustrés Figure II-7, on s'aperçoit que la corrélation est moins bonne dès lors que la résistance diminue, que ce soit quand la longueur de ligne est plus petite ($l=3\text{mm}$ dans cet exemple) ou quand la largeur de la ligne augmente ($W= 0.8\mu\text{m}$).

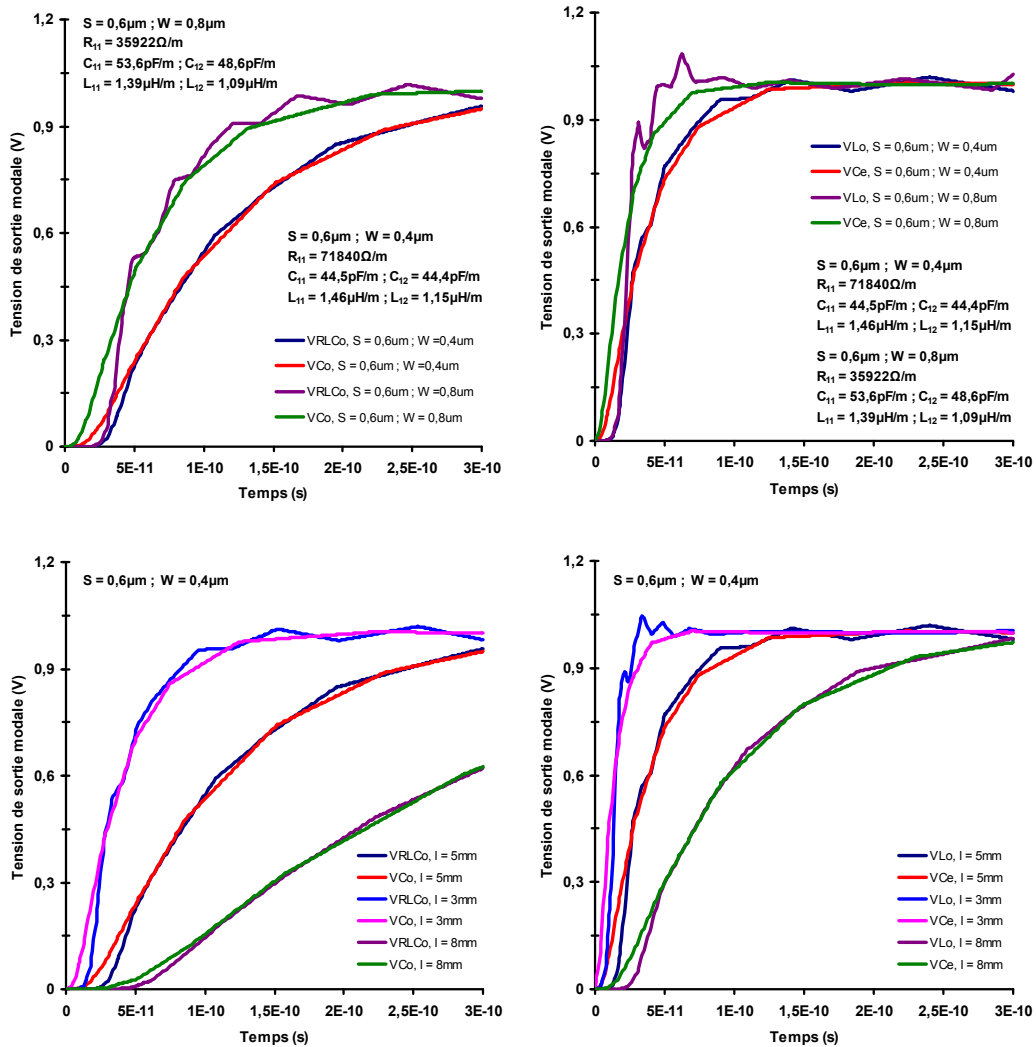


Figure II-8 : Illustrations des équivalences formulées Eq-II-39 (figures de gauche) et Eq-II-40 (figures de droite). Comparaison pour différentes largeurs de ligne avec $S=0,6\mu\text{m}$ (figures du haut) et pour différentes longueurs de ligne avec $S=0,6\mu\text{m}$ et $W=0,4\mu\text{m}$ (figure du bas).

L'évolution technologique des lignes se traduit par des couplages inductifs plus importants avec l'augmentation des fréquences d'horloge. Cependant, l'augmentation de la densité d'intégration implique une diminution de la largeur des lignes [ITRS2005]. Les lignes tendant à devenir plus résistives, la relation $R \gg (L_p - L_m)\omega$ se vérifie pour une plus large gamme de géométrie de ligne. La relation n'est donc plus vraie pour des longueurs de ligne petites (hormis pour les lignes du niveau local). Ceci dit, dans de tels cas, les lignes se comportent plus comme étant des lignes sans perte.

A noter que les exemples présentés dans la figure ci-dessus ont été simulés pour une charge capacitive en terminaison de ligne C_L et une résistance équivalente de buffer R_{in} nulles. Suivant la valeur de R_{in} , la résistance efficace globale de la ligne isolée peut être plus

ou moins dominante sur la réactance efficace permettant de retrouver les deux équivalences même pour une ligne fortement inductive ou de petite longueur.

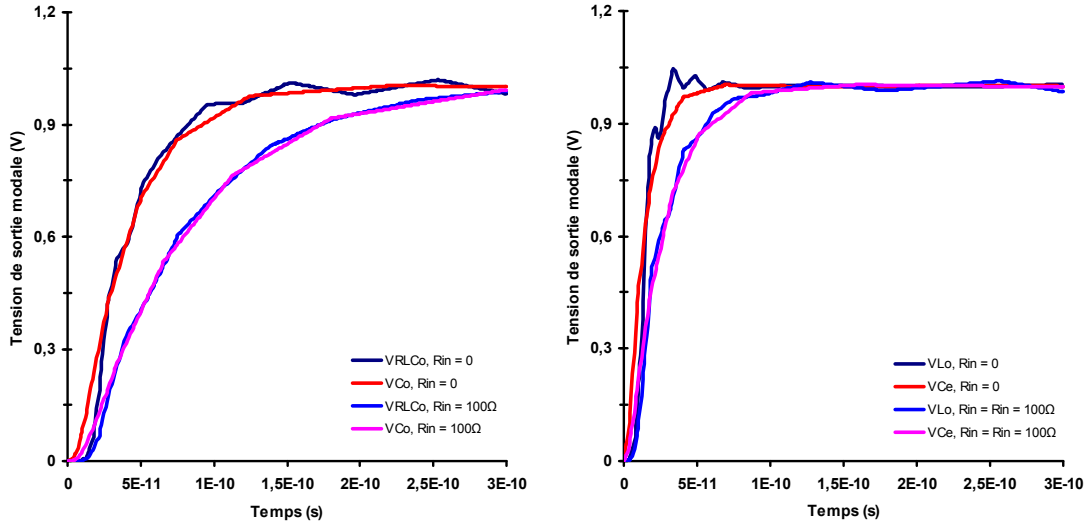


Figure II-9 : Comparaison entre les tensions V_{RLCo} , V_{Co} (figure de gauche) et V_{Ce} , V_{Lo} (figure de droite) quand $R_{in} = 0$ et $R_{in} = 100\Omega$; $C_L = 0$, $l = 3\text{mm}$, $S = 0,6\mu\text{m}$, $W = 0,4\mu\text{m}$.

Que ce soit dans le domaine fréquentiel ou temporel, la relation Eq-II-4 est applicable à chacune des configurations du système soit :

$$V_C = \frac{1}{2}(V_{C_e} - V_{C_o}) \quad \text{Eq-II-41}$$

$$V_L = \frac{1}{2}(V_{L_e} - V_{L_o}) \quad \text{Eq-II-42}$$

$$V_{RLC} = \frac{1}{2}(V_{RLC_e} - V_{RLC_o}) \quad \text{Eq-II-43}$$

Tant que $R \gg (L_p - L_m)\omega$, Eq-II-43 peut se réduire à partir des deux équivalences suivant :

$$V_{RLC} = \frac{1}{2}(V_{L_e} - V_{C_o}) \quad \text{Eq-II-44}$$

Par ailleurs, Eq-II-44 peut aussi s'écrire :

$$V_{RLC} = \frac{1}{2}(V_{L_e} - V_{C_o}) = \frac{1}{2}(V_{L_e} - V_{C_o} + V_{C_e} - V_{L_o}) = \frac{V_{C_e} - V_{C_o}}{2} + \frac{V_{L_e} - V_{L_o}}{2} \quad \text{Eq-II-45}$$

$$V_{RLC} = V_C + V_L \quad \text{Eq-II-46}$$

Cette dernière équation permet alors de conclure que les tensions de bruit V_{RLC} résultent de la somme des effets couplés capacitifs et inductifs soit de l'addition des tensions de bruit capacitives V_C et inductives V_L .

Des validations dans le domaine temporel sont présentées Figure II-10 pour lesquelles sont comparées la tension de crosstalk simulée en fin de ligne victime du système de référence, celle résultant de l'additivité des couplages (simulée à partir du modèle découplé) et celle résultant de la relation Eq-II-44.

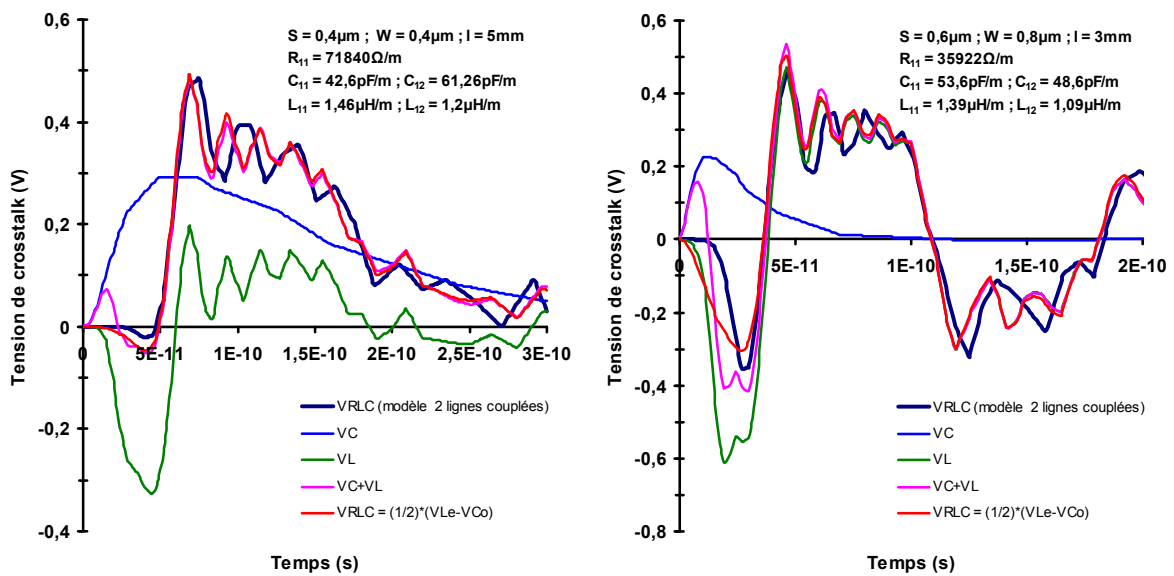


Figure II-10 : Comparaisons pour une géométrie de ligne donnée entre une tension de crosstalk V_{RLC} simulée en fin de ligne victime du système de deux lignes couplées, celle résultant de l'additivité des effets couplés (Eq-II-46) et celle estimée en appliquant la relation Eq-II-44 ; $R_{in} = 0$, $C_L = 0$.

II.3.2 Impact des contributions inductives et capacitives sur une tension V_{RLC} .

La superposition dans le domaine temporel de V_{RLC} , V_C et V_L permet de déterminer quel couplage est dominant sur l'autre et quelles en sont les répercussions sur le comportement de V_{RLC} . Les tensions V_{RLC} et $V_{RLC} = V_C + V_L$ ne sont pas corrélables dans tout le domaine temporel du fait du formalisme « quasi-TEM ». La principale non-corrélation a lieu dans un intervalle de temps englobant le temps de vol. En effet, on peut observer que $V_{RLC} = V_C + V_L$ a une polarité positive puisque cette dernière devient négative dès l'instant où $|V_L| > |V_C|$ alors que V_{RLC} a une polarité négative (Figure II-10). Malgré des phénomènes d'opposition de

phase, la corrélation entre les deux allures est bien meilleure une fois que les effets inductifs ne bloquent plus la propagation des porteurs de charge et que la première réflexion du signal sur la ligne a lieu.

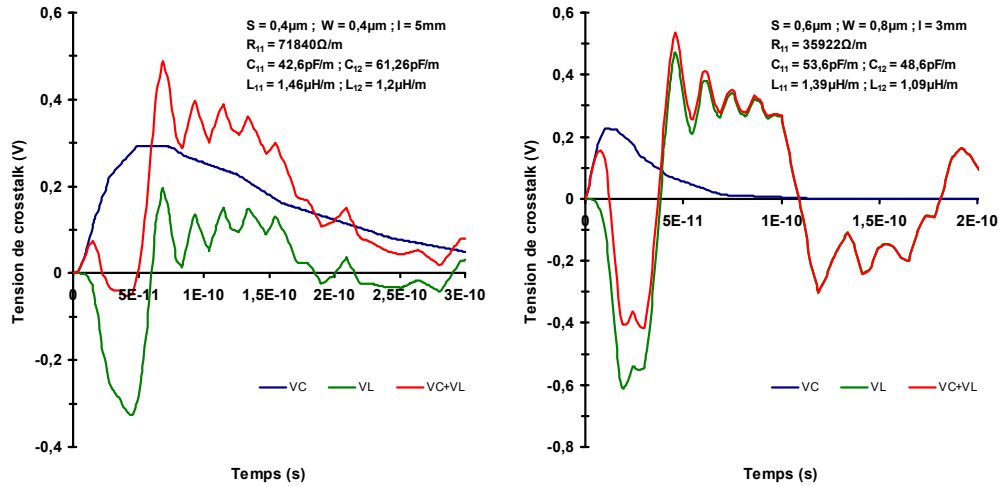


Figure II-11 : Comparaisons pour une géométrie de ligne donnée entre une tension de crosstalk V_{RLC} résultant de la somme de ces tensions de crosstalk capacitives et inductives ; $R_{in} = 0$, $C_L = 0$.

Lorsque l'on commence à la percevoir en terminaison de ligne, la tension de crosstalk V_{RLC} a une polarité négative ; la tension V_L ayant une polarité négative et $|V_L| > |V_C|$. L'amplitude de V_{RLC} diminue jusqu'à un instant t pour ensuite augmenter et avoir une polarité positive (Figure II-12).

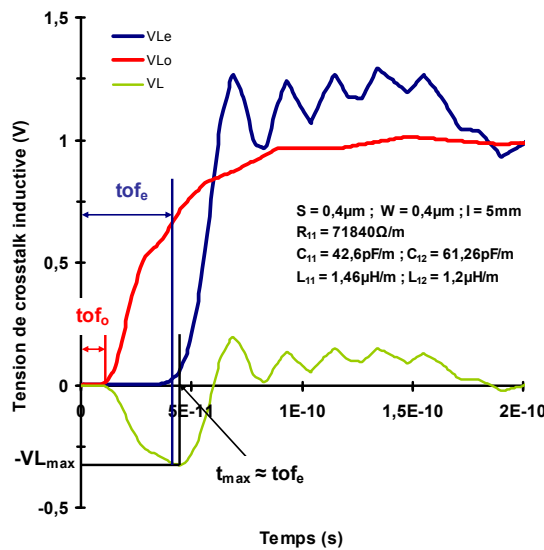


Figure II-12 : Illustration d'une tension inductive V_L et de ses tensions modales respectives V_{Le} et V_{Lo} . Détermination du maximum d'amplitude V_{Lmax} . Configuration : $S = W = 0.4\mu\text{m}$ pour $l = 5\text{mm}$, $R_{in} = 0$, $C_L = 0$.

Cet instant correspond au premier maximum qu'atteint la tension V_L . On peut voir que cette amplitude V_{Lmax} est négative. La tension se détermine à partir des tensions modales V_{Le} et V_{Lo} à partir d'Eq-II-42. La tension V_{Lo} étant observable avant V_{Le} , les temps de vol pour les deux modes sont tel que : $tof_e > tof_o$. De ce fait, dans le domaine temporel, V_{Lmax} a lieu à l'instant t tel que $V_{Le} \neq 0$ soit :

$$V_{Lmax} = -\frac{1}{2}V_{Lo}(t = tof_e) \quad \text{Eq-II-47}$$

Tant que $t < tof_e$, la tension V_{Le} est nulle et la tension V_L négative suivant Eq-II-46. Même si les effets inductifs sont diminués en mode différentiel, les réflexions du signal sur la ligne subsistent toujours même en étant fortement atténuées. Par conséquent, l'amplitude maximale V_{Lmax} n'est pas forcément atteinte à tof_e . Par contre, l'erreur faite sur l'estimation de l'amplitude maximale en supposant l'expression vraie est assez faible (inférieure à 10%). L'hypothèse formulée Eq-II-48 reste viable pour la détermination du maximum. Par ailleurs, le flux magnétique induit ne bloque pas totalement la propagation des porteurs de charge. Ainsi, l'amplitude V_{Le} n'est nulle qu'à l'instant $t = 0$ et est égale à une tension ε pour ε très faible jusqu'à tof_e . A l'instant tof_e , le flux magnétique ne bloque plus la propagation des porteurs se traduisant par un pic de tension auquel s'ajoute la première et la plus intense réflexion de l'onde. Ce pic de tension étant aussi observable sur la tension de crosstalk V_{RLC} .

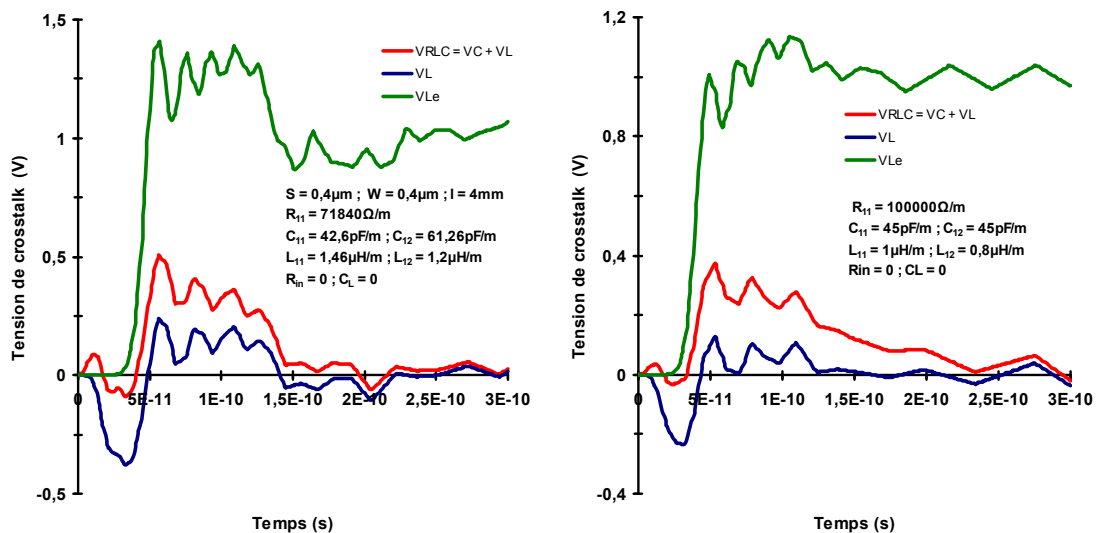


Figure II-13 : Illustration de l'impact de V_{Le} au niveau des allures de V_L et V_{RLC} quand : V_{Le} est en régime pseudo-oscillatoire avec phénomène de résonance (figure de gauche) et V_{Le} en régime pseudo-oscillatoire sans phénomène de résonance (figure de droite).

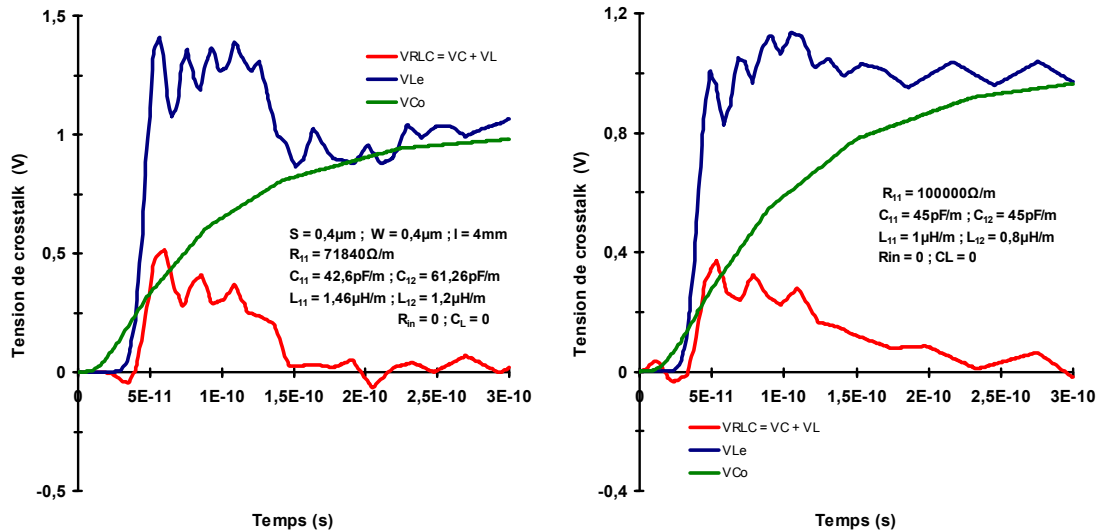


Figure II-14 : Illustration de l'impact de V_{Le} et de V_{Co} au niveau de l'allure de V_{RLC} quand : V_{Le} est en régime pseudo-oscillatoire avec phénomène de résonance (gauche) et V_{Le} en régime pseudo-oscillatoire sans phénomène de résonance (droite).

Dans le cas de la tension V_L , les effets inductifs en mode différentiel sont très faibles ($L_o = L_p - L_m$) à l'inverse du mode commun ($L_e = L_p + L_m$). Si le couplage magnétique est très important, l'inductance efficace en mode commun sera très élevée et celle du mode différentiel négligeable rendant la réponse V_{Lo} assimilable à une réponse RC.

En conclusion, la tension inductive V_L (et par finalité V_{RLC}) suit l'allure de V_{Le} , cette dernière étant caractérisée par son facteur de propagation m_e . La tension V_{Le} peut être soit amortie, soit pseudo-oscillante avec ou sans résonance. Pour V_{RLC} , cette observation est vérifiable à l'aide de l'équivalence Eq-II-40 et de la relation Eq-II-44; V_{Co} augmentant progressivement suivant une constante de temps τ_o pour ensuite atteindre et se maintenir à une valeur finale V_{in} donnée.

II.4 Description du modèle analytique.

II.4.1 Les méthodes de réduction d'ordre.

Les méthodes de réduction d'ordre ont pour but de minimiser le degré de complexité d'un système tout en essayant de conserver ses propriétés entrée-sortie ; c'est-à-dire que le modèle issu de la réduction d'ordre doit avoir des performances idéalement identiques ou au mieux comparables à celles du modèle de référence. Une des finalités des méthodes de réduction d'ordre est de réduire les temps de simulation de structures complexes. Il est important que

ces méthodes, dans le cas des circuits digitaux, préservent certaines propriétés des systèmes (stabilité et passivité) ou certaines caractéristiques temporelles ou fréquentielles (gain du système, valeur initiale de la réponse observée) et qu'elles conservent des paramètres directement liés au modèle d'origine (dans le cas d'un système de ligne d'interconnexions, cela peut être la géométrie ou la longueur de la ligne) [DAN04].

La plupart des méthodes de réduction d'ordre proposées dans la littérature sont numériques et reposent sur un ensemble de procédures et d'algorithmes de minimisation. Parmi ces méthodes sont dissociées deux classes principales : les méthodes utilisant des modèles rationnels (ordre du système fini) et celles utilisant des modèles irrationnels (ordre infini).

La première catégorie est la plus présente dans la littérature. Elle a comme point de départ un modèle électrique du système. Dans le cadre des lignes d'interconnexion des circuits VLSI, le modèle électrique d'origine est basé sur l'approche PEEC et des équations d'état décrivant le système. Le modèle issu de la méthode de réduction d'ordre est alors lui aussi un modèle électrique, voir analytique.

A titre d'exemple, les auteurs de [DIN03] ramènent via leur algorithme des arbres d'horloge RC en une simple capacité efficace. L'algorithme est décrit suivant des expressions analytiques traduisant par exemple le passage de n lignes à $n-1$ ligne ou bien encore la détermination d'une valeur efficace de la résistance de ligne qui, associée aux capacités de couplages de masse et interligne, permet la détermination de la capacité efficace... Cette méthode de réduction d'ordre a pour but d'évaluer la tension de crosstalk en sortie d'une ligne victime comprise dans un arbre d'horloge parmi un nombre fini de ligne ; les lignes coupables étant réduites en regard de la ligne victime qui sert de ligne de référence et la dernière ligne à être réduite. Des travaux similaires sont réalisés dans [MEI03] sauf que les arbres sont ici constitués de lignes RLC et que les auteurs incluent dans leur algorithme les effets de peau. La plupart de ces méthodes s'appuie pour décrire les équations d'états sur une application de type MNA (Modified Nodal Analysis). Parmi les méthodes de réduction d'ordre utilisant cette application, on peut citer les algorithmes les plus connus comme PRIMA (qui permet une conservation de la stabilité et de la passivité du système), RICE ou bien encore AWE [RAT94] [ODA98] [GAL02] [HEY06] [TEL07]...

L'avantage des méthodes utilisant un modèle rationnel est la préservation de certaines caractéristiques du système comme la passivité. En revanche, leur inconvénient est directement lié au modèle d'origine. En effet, le modèle électrique des lignes PEEC est déduit à partir du formalisme « quasi-TEM » qui n'est qu'une représentation approchée d'un réseau

d'interconnexions. Comme en plus l'extraction des inductances mutuelles s'avère très complexe, le modèle réduit peut être peu précis suivant les hypothèses faites lors de la description du modèle d'origine.

La deuxième classe de méthode de réduction d'ordre permet le traitement de systèmes d'ordre infini (irrationnels) ou de systèmes dont le comportement n'est connu qu'à certaines fréquences. Ainsi, le point de départ de telles méthodes n'est pas basé sur une description électrique du système. L'une des approches développée dans la littérature est la méthode de « vector fitting », dont le principe est énoncé dans [GUS99]. Elle permet de passer d'un modèle irrationnel à un modèle rationnel via l'association d'une fonction admettant une approximation rationnelle à la fonction décrivant le comportement du système. La méthode de réduction d'ordre proposée par le LEST, qui est une méthode de réduction d'ordre via l'utilisation des fonctions de Laguerre et de Kautz et qui a constitué le travail de thèse de Mihai Telescu, fait partie de cette seconde classe. Cette dernière permet de pouvoir prendre en compte durant la modélisation des lignes leurs possibles discontinuités ainsi que les effets de proximité et de peau [TEL06] [TEL07].

II.4.2 Passage d'un système découplé distribué à un système localisé.

Le modèle analytique proposé dans cette thèse a pour but de ramener le système découplé distribué, issu du découplage d'un système distribué symétrique de deux lignes couplées, à un simple système localisé décrit par un jeu de paramètres électriques équivalents en utilisant une méthode de corrélation. La méthode de corrélation a donc pour but de permettre l'évaluation des tensions de bruit à partir de combinaisons d'expressions analytiques du 1^{er} et du 2nd ordre. Par finalité, cela suppose que l'on puisse passer directement du système distribué de référence au système localisé via la connaissance des paramètres électriques efficaces.

Cette méthode de corrélation est uniquement assimilable à une méthode de réduction d'ordre par abus de langage. La corrélation repose sur une modification des caractéristiques du système localisé pour tendre vers le comportement du système distribué alors qu'une méthode de réduction d'ordre est basée sur une application MNA et un algorithme de réduction permettant le passage du système distribué au système localisé. Il s'agit donc d'un procédé inverse. On peut parler de réduction uniquement parce que les caractéristiques d'une tension de bruit d'un système d'un ordre n peuvent être évaluées par des expressions du 1^{er} et du 2nd ordre.

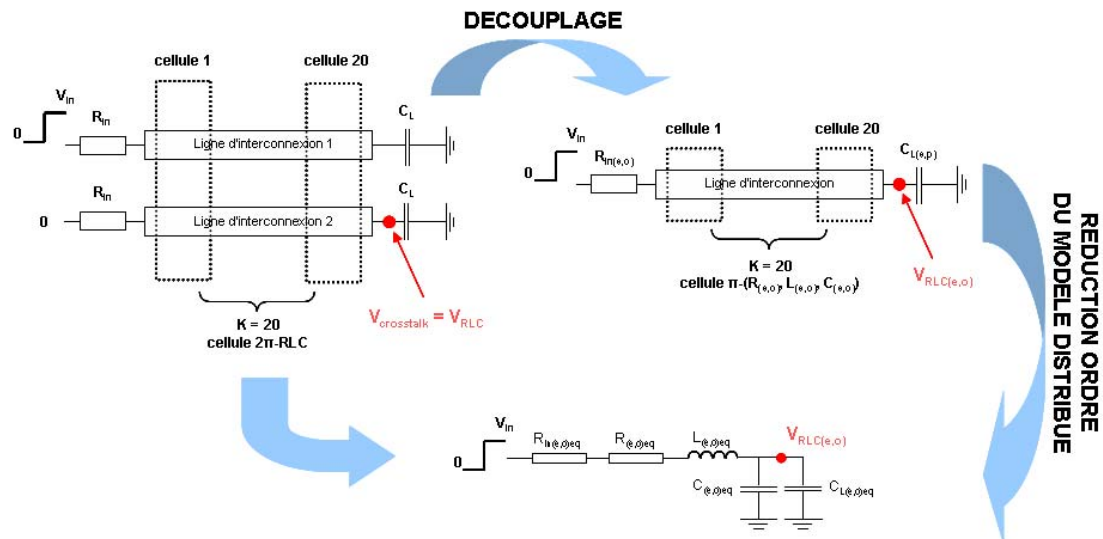


Figure II-15 : Illustration du passage d'un système symétrique distribué de deux lignes couplées à un système RLC localisé permettant d'évaluer une tension de crosstalk à partir de ses tensions modales. Réduction de l'ordre du système distribué découplé pour parvenir à la description d'un système localisé modal.

Pour assimiler la réponse en sortie du système découplé à celle du système localisé, il faut déterminer les valeurs équivalentes des paramètres électriques du modèle localisé. Le mode propagé n'entre pas en jeu dans la corrélation des deux systèmes puisque ce dernier est défini suivant des valeurs spécifiques que prennent les paramètres électriques du modèle découplé.

II.4.3 Corrélation entre un système découplé distribué et un système localisé en RC.

Dans un premier temps, on considère que les systèmes découplé et localisé sont décrits en RC et que la charge C_L ainsi et la résistance R_{in} sont nulles. Soit R_{eff} et C_{eff} (respectivement R_{eq} et C_{eq}) les composantes électriques du modèle distribué découplé (respectivement du modèle localisé) pour lesquelles sont assignées des valeurs quelconques. On observe en terminaison de chacun des modèles les tensions capacitives $V_{C_{eff}}$ et $V_{C_{eq}}$. Initialement, on suppose les paramètres des deux lignes sont identiques soit $R_{eff} = R_{eq}$ et $C_{eff} = C_{eq}$.

La figure suivante montre la comparaison entre les deux tensions $V_{C_{eff}}$ et $V_{C_{eq}}$ simulées pour un échelon de tension LH allant de 0 à une tension $V_{in} = 1V$; les paramètres des lignes sont quant à eux égaux à $R_{eff} = R_{eq} = 250\Omega$ et $C_{eff} = C_{eq} = 675fF$.

On voit sur cette dernière que les tensions ne sont pas corrélables. On s'aperçoit d'ailleurs ici de l'erreur qu'engendre l'utilisation d'un modèle localisé au lieu d'un modèle distribué dans la prédiction de l'amplitude et des délais de propagations des signaux transmis à travers une ligne.

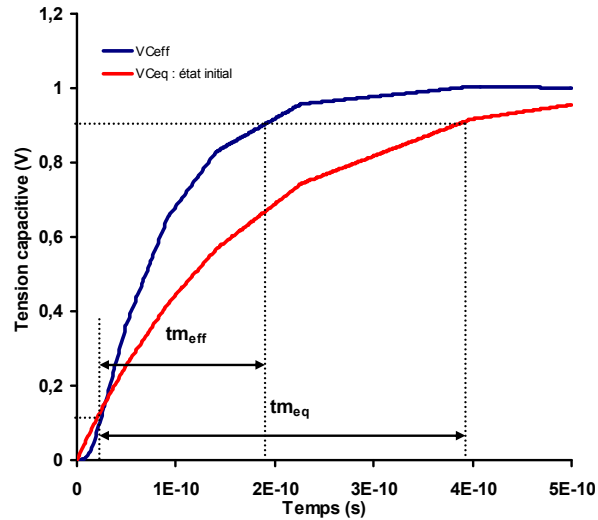


Figure II-16 : Comparaison entre une tension capacitive observée en fin du modèle localisé V_{Ceq} et celle observée en terminaison du système découplé V_{Ceff} .

Si l'on observe les deux formes d'onde, on peut observer que ces deux dernières n'ont pas le même temps de montée t_m (évalué entre 10% et 90% de la valeur finale en sortie). Si l'on peut calculer le temps de montée du système localisé (égal à $2,2\tau$ avec τ la constante de temps du système), le calcul du temps de montée de la structure distribuée s'avère trop complexe. Des simulations sous SPICE ont été réalisées afin de comparer les temps de montée de V_{Ceff} et V_{Ceq} suivant un rapport tel que tm_{eff}/tm_{eq} pour diverses valeurs de résistance et de capacitance. Certains résultats sont présentés dans le tableau ci-après.

R_{eq} (Ω)	C_{eq} (fF)	τ_{eq} (ps)	tm_{eff}/tm_{eq}	tof_{eff} (ps)
50	600	30	0.416	3.16
100	600	60	0.416	6.5
200	500	100	0.421	11.3
600	200	120	0.413	12.3
300	800	240	0.42	25
1200	400	480	0.42	50.8

Tableau II-1 : Illustration de certains résultats de simulation : rapport entre les temps de montée du système distribué découplé et du modèle localisé et indication de la valeur du temps de vol du système découplé. $R_{eff} = R_{eq}$ et $C_{eff} = C_{eq}$, $R_{in} = 0$ et $C_L = 0$.

Pour l'ensemble des simulations réalisées, le rapport tm_{eff}/tm_{eq} varie entre 0,41 et 0,43. Ainsi, on considère un rapport moyen de 0,42. Si le rapport entre les temps de montée des deux systèmes est de l'ordre de 0,42, on peut supposer que ce rapport est aussi vrai pour les constantes de temps. Pour que les deux systèmes aient la même constante de temps, les paramètres électriques de chacun des systèmes doivent être décrits suivant :

$$R_{eq} = 0.42R_{eff} \quad C_{eq} = C_{eff} \quad \text{Eq-II-48}$$

soit tel que :

$$R_{eq} = R_{eff} \quad C_{eq} = 0.42C_{eff} \quad \text{Eq-II-49}$$

Pour la suite de l'étude, les paramètres équivalents seront décrits suivant Eq-II-49. Si on reprend l'exemple illustré Figure II-16 et que l'on décrit le système localisé suivant l'une des deux relations précédentes, alors on observe en sortie les tensions présentées ci-après.

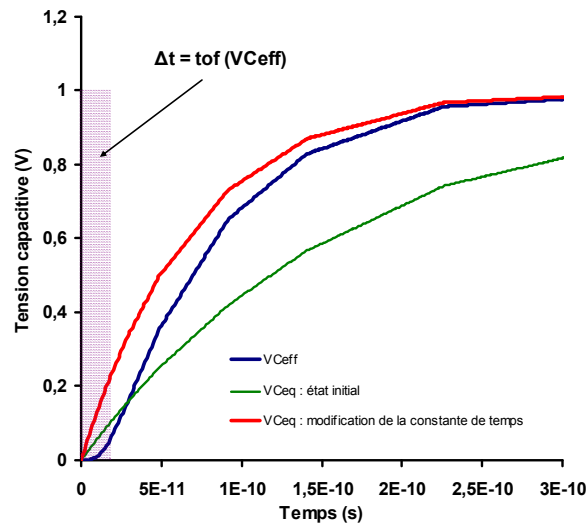


Figure II-17 : Comparaison entre la tension capacitive observée en terminaison du système découplé $V_{C_{eff}}$ et celle observée en fin du modèle localisé $V_{C_{eq}}$ après avoir modifié la constante τ_{eq} de temps du système.

Si les deux formes d'onde ont désormais le même temps de montée, on remarque que la forme d'onde localisée est en avance d'un intervalle de temps Δt par rapport à la réponse distribuée ; cet intervalle correspondant au temps de vol du système découplé nécessaire pour que l'ensemble des capacités du système puissent se charger. Vu que certains porteurs de charge peuvent se propager avant d'atteindre le temps de vol, la tension en sortie n'est pas nulle mais égale à un faible ε (sauf uniquement lorsque $t = 0$). On estime alors le temps de vol par extrapolation de la partie linéarisée de $V_{C_{eq}}$. En comparant les valeurs des temps de vol estimées par simulation SPICE avec les valeurs de la constante de temps du modèle localisé, on voit alors que l'on peut quantifier le temps de vol (désigné par Δt_{eq}) suivant la relation :

$$\Delta t_{eq} = \frac{\tau_{eq}}{10} = \frac{R_{eff} C_{eff}}{10} \quad \text{Eq-II-50}$$

Une fois le décalage temporel appliqué à la forme d'onde localisée, les formes d'onde des systèmes localisé et découplé sont enfin corrélées.

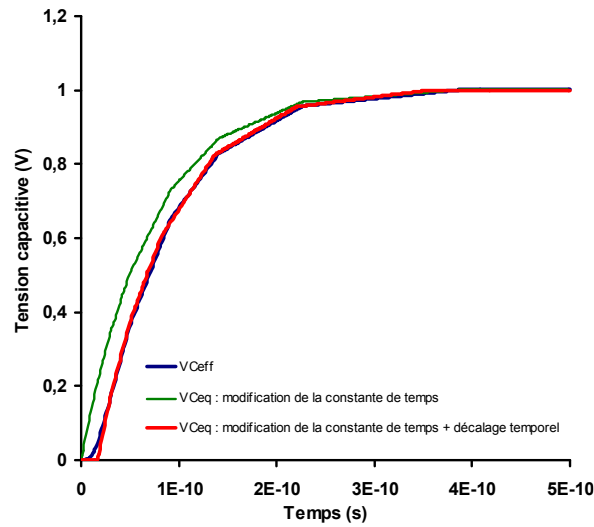


Figure II-18 : Corrélation entre la tension capacitive observée en terminaison du système découplé V_{Ceff} et celle observée en fin du modèle localisé V_{Ceq} après avoir modifié la constante τ_{eq} de temps du système et appliqué le décalage temporel.

Les tensions d'entrée appliquées jusqu'ici pour la corrélation sont des échelons en tension. On considère toujours que le modèle localisé est attaqué par un échelon de tension $V_{in} = 1V$ mais que la tension en entrée du système distribué est définie par un temps de transition t_r . Dans la figure suivante sont présentées trois tensions de sortie V_{Ceff} obtenues pour différents temps de transition.

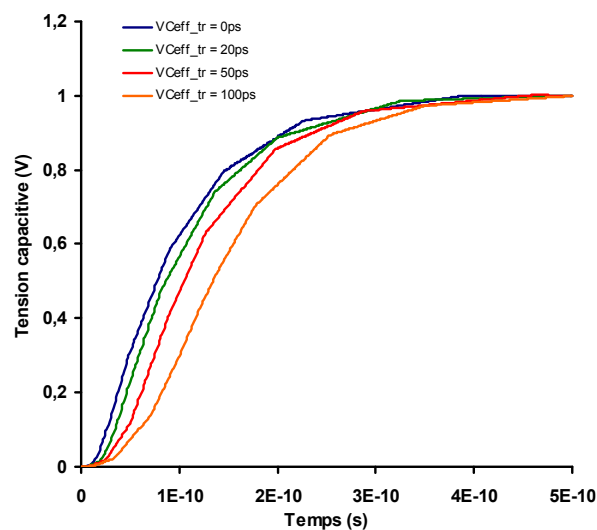


Figure II-19 : Tension capacitive V_{Ceff} lorsque la tension d'entrée est définie suivant différentes valeurs de temps de transition t_r . Configuration : $R_{eff} = 500\Omega$, $C_{eff} = 400fF$.

Quand le temps de transition augmente, les fronts des tensions appliquées sont beaucoup plus lents. Les délais de propagation augmentent tout comme les temps de vol dans le cas du système distribué ; les capacités mettant davantage de temps à se charger. Le comportement linéaire de la réponse n'est observable seulement qu'une fois l'ensemble des capacités chargées. Du coup, le slew rate de la réponse augmente progressivement au fur et à mesure des charges des capacités. Par conséquent, si le temps de charge est trop important, alors il devient difficile d'estimer avec précision le temps de montée du système distribué ainsi que le temps de vol (illustré Fig-II-23 pour $t_r = 100\text{ps}$). Le temps de montée doit donc être évalué pour des temps de transition tels que la linéarité de la forme d'onde soit observable dès lors que celle-ci ait atteint 10% de la valeur finale. Quelque soit t_r , le temps de montée de V_{Ceff} reste le même. Seul le temps de vol est affecté par le temps de transition. A partir de la relation Eq-II-49, on déduit des temps de vols extrapolés la contribution de t_r . L'expression du décalage temporel devient alors :

$$\Delta t_{eq} = \frac{\tau_{eq}}{10} = \frac{R_{eff} C_{eff}}{10} + \frac{t_r}{2} \quad \text{Eq-II-51}$$

La figure suivante illustre la comparaison des tensions V_{Ceff} et V_{Ceq} après corrections pour les exemples exposés Figure II-19.

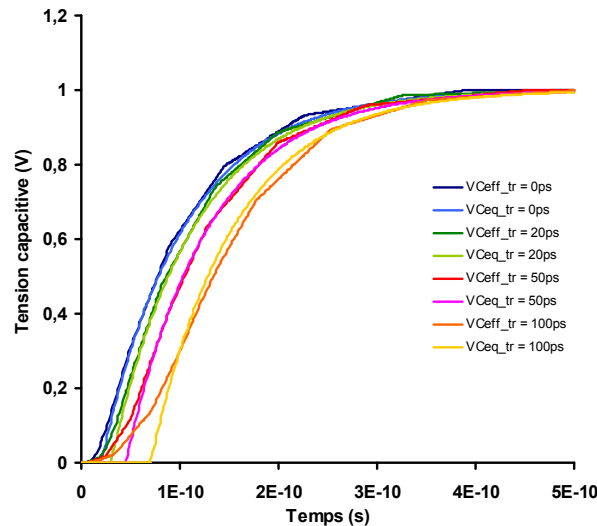


Figure II-20 : Comparaisons entre les tensions capacitatives V_{Ceff} et V_{Ceq} une fois la méthode de corrélation appliquée lorsque la tension d'entrée est définie suivant différentes valeurs de t_r . Configuration : $R_{eff} = 500\Omega$, $C_{eff} = 400\text{fF}$.

La corrélation entre V_{Ceff} et V_{Ceq} est moins précise quand t_r est élevé à cause du temps de vol du système distribué. Néanmoins, on peut observer que même dans le pire cas (illustré sur

les deux dernières figures pour $t_r = 100\text{ps}$), les allures des deux formes d'onde sont largement corrélées dans le domaine temporel. Cette dernière reste donc suffisante pour que l'on puisse évaluer les caractéristiques des tensions de crosstalk nous intéressant.

La méthode de corrélation a été pour le moment appliquée dans le cas où les deux systèmes décrivent simplement une ligne de transmission. Afin de décrire complètement le modèle analytique, on considère que les lignes des deux systèmes sont attaquées par une résistance de buffer équivalente R_{in} et terminées par une charge capacitive C_L .

La correction de la constante de temps et le décalage temporel correspond au passage du modèle distribué au modèle localisé, soit au caractère distribué des éléments passif contenus dans les cellules élémentaires. La distribution est différente dès lors que sont considérées R_{in} et C_L . Dans le modèle localisé, R_{in} est en série avec R_{eq} et C_L est en parallèle avec C_{eq} . Dans le modèle distribué, C_L est en parallèle avec la capacité C_{eff} de la dernière cellule élémentaire et R_{in} en série avec la résistance R_{eff} de la première cellule élémentaire. La charge capacitive C_L est très faible voire négligeable devant la charge capacitive de la ligne. En revanche, la résistance d'entrée R_{in} peut être inférieure, comparable ou supérieure à la résistance propre de la ligne nécessitant de prendre en compte son impact sur les performances de la ligne. Pour déterminer l'impact de R_{in} , on cherche à établir deux expressions analytiques de la forme :

$$C_{eq} = 0.42C_{eff}(1 + x) \quad \text{Eq-II-52}$$

$$\Delta t_{eq} = \frac{R_{eff}C_{eff}}{10}(1 + y) + \frac{t_r}{2} \quad \text{Eq-II-53}$$

pour lesquelles x et y sont des termes devant respectivement traduire l'influence de R_{in} sur la correction à apporter sur la valeur de la capacité équivalente et sur le décalage temporel.

On définit un rapport traduisant l'impact de R_{in} sur la résistance totale du modèle localisé selon $R_{in}/(R_{in} + R_{eq})$ tel que $x = f(R_{in}/(R_{in} + R_{eq}))$ et $y = f(R_{in}/(R_{in} + R_{eq}))$. Pour différentes valeurs de R_{in} et R_{eq} et en appliquant en entrée un échelon de tension d'amplitude V_{in} , on procède à nouveau sous SPICE à la comparaison des temps de montée des formes d'onde localisées et distribuées et l'on estime par extrapolation les temps de vol de la tension distribuée. A titre d'exemple, les figures suivantes présentent les évolutions du terme correctif appliqué à C_{eq} et du décalage temporel en fonction du rapport résistif pour $C_{eff} = C_{eq} = 600\text{fF}$.

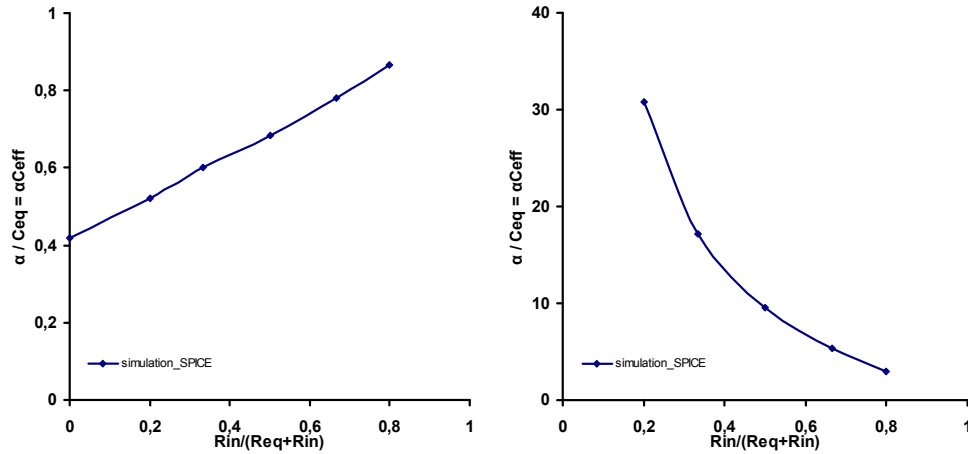


Figure II-21 : Evolution du terme correctif appliqué à C_{eq} (figure de gauche) et du décalage temporel Δt_{eq} (figure de droite). Figure de gauche : R_{in} variable et $R_{eq} = 100\Omega$. Figure de droite : $R_{in} = 100\Omega$ et R_{eq} variable.

On parvient finalement à déterminer la valeur de x et y définies par $x = y = 1,2R_{in}/(R_{in} + R_{eq})$ d'où :

$$C_{eq} = 0,42C_{eff} \left(1 + 1,2 \frac{R_{in}}{R_{in} + R_{eff}} \right) \quad \text{Eq-II-54}$$

$$\Delta t_{eq} = \frac{R_{eff} C_{eff}}{10} \left(1 + 1,2 \frac{R_{in}}{R_{in} + R_{eff}} \right) + \frac{t_r}{2} \quad \text{Eq-II-55}$$

Si on calcule le terme correctif et le décalage Δt_{eq} suivant les deux relations précédentes, alors on obtient les comparaisons illustrées Figure II-22.

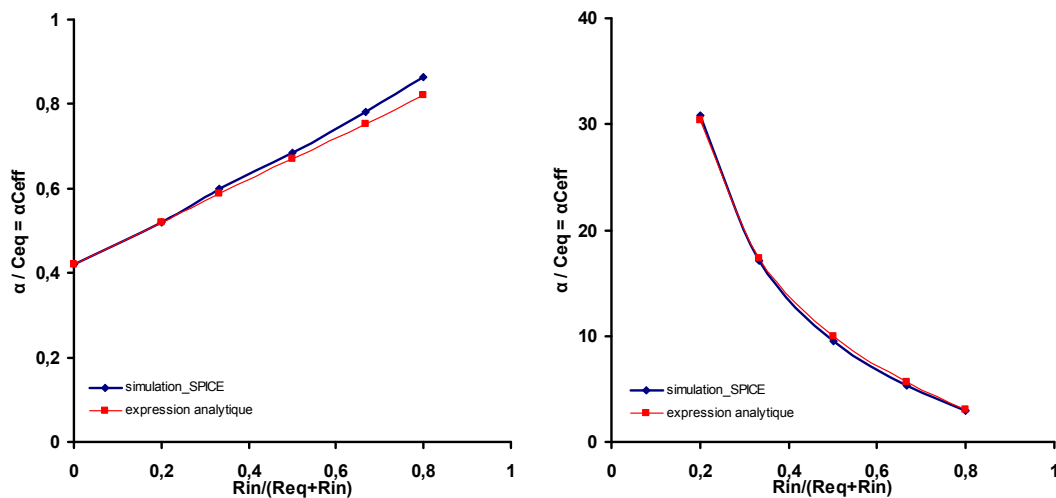


Figure II-22 : Comparaison entre les valeurs du correctif appliqué à C_{eq} (gauche) et à Δt_{eq} (droite) simulées sous SPICE et calculées suivant Eq-II-54 et Eq-II-55. Figure de gauche : R_{in} variable et $R_{eq} = 100\Omega$. Figure de droite : $R_{in} = 100\Omega$ et R_{eq} variable.

Selon la relation Eq-II-54, la constante de temps du système localisé est alors définie par l'expression analytique :

$$\tau_{eq} = (R_{in} + R_{eff}) \left(0.42 C_{eff} \left(1 + 1.2 \frac{R_{in}}{R_{in} + R_{eff}} \right) + C_L \right) \quad \text{Eq-II-56}$$

Les exemples ci-dessous illustrent la corrélation entre les tensions capacitives distribuées et localisées lorsque l'on fait varier la résistance R_{in} et lorsque l'on considère que la tension en entrée est un échelon en tension ou un front caractérisé par un temps de commutation t_r de 50ps d'amplitude $V_{in} = 1V$. Les paramètres de la ligne sont $R_{eff} = 250\Omega$ et $C_{eff} = 250fF$. La capacité de charge C_L est quand à elle égale à 5fF.

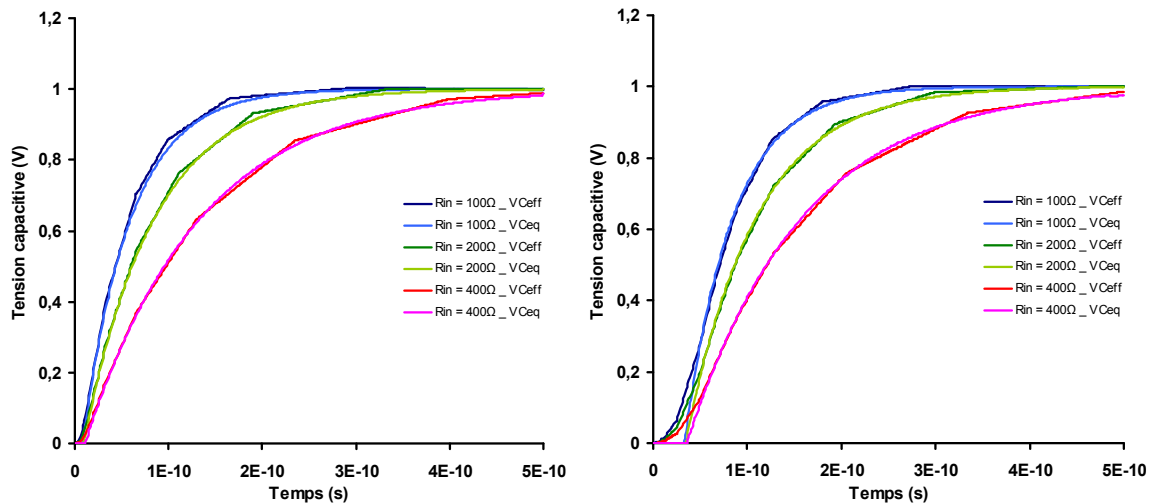


Figure II-23 : Comparaisons entre les tensions capacitives V_{Ceff} et V_{Ceq} pour différentes valeurs de résistance d'entrée R_{in} . Configuration : $R_{eff} = 250\Omega$, $C_{eff} = 250fF$.

Figure de gauche : $t_r = 0ps$. Figure de droite : $t_r = 50ps$.

En conclusion, suivant la relation Eq-II-45, on est capable dans le domaine de Laplace d'écrire, à partir de la méthode de corrélation et du modèle localisé, la fonction de transfert d'une tension de crosstalk capacitive d'un système symétrique de deux lignes couplées.

$$H_C(s) = \frac{V_{C_e}(s) - V_{C_o}(s)}{2V_{in}(s)} = \frac{e^{-\Delta t_e s}}{1 + R_{eq_e} C_{eq_e}} - \frac{e^{-\Delta t_o s}}{1 + R_{eq_o} C_{eq_o}} \quad \text{Eq-II-57}$$

Cette dernière relation s'écrivant dans le domaine temporel :

$$V_C(t) = \frac{V_{C_{eq_e}}(t) - V_{C_{eq_o}}(t)}{2} \quad \text{Eq-II-58}$$

et qui correspond à la combinaison de deux expressions analytiques du 1^{er} ordre telles que :

$$V_{C_{eq(e,o)}}(t) = V_{in} \left(1 - e^{-\left(\frac{t - \Delta t_{eq(e,o)}}{\tau_{eq(e,o)}} \right)} \right) \quad \text{Eq-II-59}$$

pour lesquelles les expressions analytiques des constantes de temps et des décalages temporels sont décrites suivant :

$$\tau_{eq_e} = (R_{in} + R) \left[0,42 C_g \left(1 + 1,2 \frac{R_{in}}{R_{in} + R} \right) + C_L \right] \quad \text{Eq-II-60}$$

$$\tau_{eq_o} = (R_{in} + R) \left[0,42 (C_g + 2C_m) \left(1 + 1,2 \frac{R_{in}}{R_{in} + R} \right) + C_L \right] \quad \text{Eq-II-61}$$

$$\Delta t_{eq_e} = \frac{RC_g}{10} \left(1 + 1,2 \frac{R_{in}}{R_{in} + R} \right) + \frac{t_r}{2} \quad \text{Eq-II-62}$$

$$\Delta t_{eq_o} = \frac{R(C_g + 2C_m)}{10} \left(1 + 1,2 \frac{R_{in}}{R_{in} + R} \right) + \frac{t_r}{2} \quad \text{Eq-II-63}$$

A titre d'exemple, des comparaisons sont présentées ci-après entre les tensions de crosstalk V_C simulées sous SPICE en terminaison de la ligne victime du système de référence et les tensions $V_{C_{eq}}$ obtenues à partir de la relation Eq-II-58. De nombreuses validations ont été réalisées pour un large ensemble de géométries de ligne typiques ou pire-cas ainsi que pour des valeurs de paramètres électriques théoriques afin de montrer que le modèle analytique est utilisable pour un large panel de valeurs de paramètres électriques.

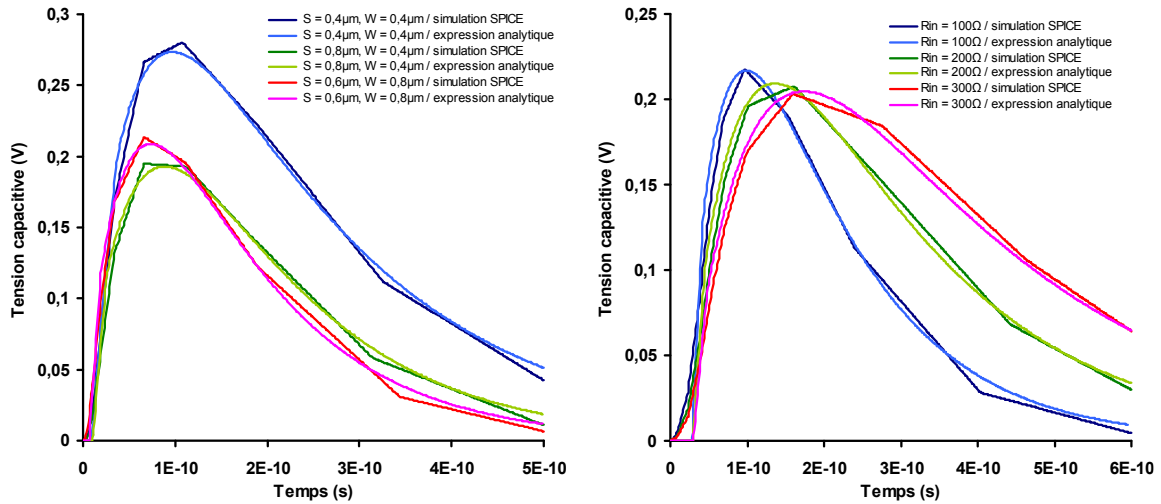


Figure II-24 : Comparaisons entre les tensions de crosstalk capacitives V_C obtenues par simulation sous SPICE et V_{Ceq} calculée suivant l'expression analytique Eq-II-58 à partir du modèle localisé. Figure de gauche : comparaisons pour trois géométries différentes ; $l = 5\text{mm}$, $R_{in} = 100\Omega$, $C_L = 5\text{fF}$, $t_r = 0\text{ps}$. Figure de droite : variation de R_{in} , $S = W = 0,6\mu\text{m}$, $C_L = 5\text{fF}$, $t_r = 40\text{ps}$.

Les valeurs des composants passifs des différentes géométries utilisées pour les comparaisons Figure II-24 sont listées dans le tableau suivant.

S (μm)	W (μm)	R_{11} (Ω/m)	C_{11} (pf/m)	C_{12} (pf/m)
0,4	0,4	71840	42,6	42,6
0,6	0,6	47895	49,2	46,7
0,6	0,8	35922	53,6	48,6
0,8	0,4	71840	46,3	35,1

Tableau II-2 : Valeurs des paramètres électriques utilisés pour l'illustration des résultats Figure II-24.

Même si elles ne sont pas complètement confondues dans l'ensemble du domaine temporel, la tension de bruit V_{Ceq} permet de retrouver avec un très bon degré de précision l'allure de V_C . Pour les exemples illustrés ci-dessus, l'erreur faite sur les maxima d'amplitude est inférieure à 3%. En revanche, si les maxima d'amplitude des deux formes d'onde sont assez proches, les instants où ils se produisent ne sont pas singulièrement les mêmes. Vu que les tensions de bruit distribuées et localisées résultent de la soustraction des tensions modales, un écart d'amplitude même faible (Figure II-23) entre les deux formes d'onde peut avoir une incidence sur l'erreur en amplitude (Figure II-24 à gauche pour $S = W = 0,4\mu\text{m}$). Cependant, le degré de précision est tel que ces différences n'engendrent pas d'erreurs

importantes dans l'évaluation des caractéristiques de V_C (dont les expressions seront données Chapitre III).

II.4.4 Corrélation « système découplé distribué / système localisé » : effets inductifs.

II.4.4.1 Détermination des paramètres équivalents du système localisé.

Afin d'évaluer une tension de crosstalk inductive V_L à partir du modèle localisé, l'inductance est introduite dans les systèmes distribués découplés et localisés. Les deux systèmes sont alors décrits en RLC impliquant que le système localisé est maintenant du second ordre. Le gain d'un filtre du 2nd ordre est défini, dans le domaine de Laplace et quand un échelon en tension est appliqué en entrée, suivant :

$$G(p) = \frac{G_0}{1 + 2m \frac{p}{\omega_0} + \left(\frac{p}{\omega_0}\right)^2} \quad \text{Eq-II-64}$$

Ici, le gain statique G_0 du système est égal à 1. Le coefficient m correspond au facteur d'amortissement et ω_0 à la pulsation propre du filtre ; ces deux derniers s'écrivant :

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad \text{Eq-II-65}$$

$$m = \frac{1}{2Q} = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{C}{L}} \quad \text{Eq-II-66}$$

Suivant la valeur du facteur de propagation, le système peut fonctionner en régime amorti, critique ou pseudo-oscillatoire. Quand $m < 1/\sqrt{2}$, la capacité du système entre en résonance à la pulsation $\omega_R = \omega_0 \sqrt{1 - m^2}$. La résonance se traduit par des dépassements successifs avec pseudo-oscillation pour lesquelles un temps de compensation est nécessaire afin que ces dernières soient atténuées et que la tension de sortie se stabilise à sa valeur finale. Pour un faible facteur amortissement, l'amplitude maximale du 1^{er} dépassement peut atteindre jusqu'à 60% de la valeur de l'échelon en tension appliqué en entrée. Quand $1/\sqrt{2} < m < 1$, le système est toujours en régime pseudo-oscillatoire mais il n'y a plus de phénomène de résonance. On parle alors de régime pseudo-oscillatoire sous-critique et on observe alors plus qu'un unique

dépassement de faible amplitude. Lorsque $m = 1$, le dépassement est nul et le système est en régime critique. Enfin, dès lors que $m > 1$, le système est en régime amorti et les effets inductifs tendent à devenir négligeables. Plus m est grand, plus la réponse devient assimilable à celle d'un système du 1^{er} ordre. Bien que le système découplé soit d'un ordre supérieur à 2, les tensions inductives $V_{L\text{eff}}$ perçues en sortie du système répondent aux critères de chacun des régimes de fonctionnement.

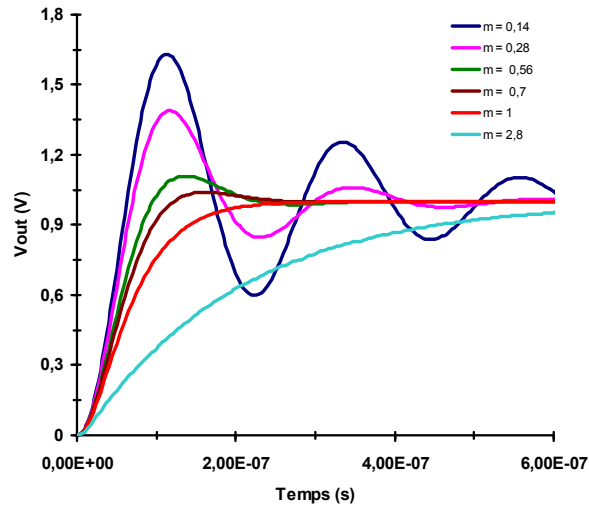


Figure II-25 : Evolution de la tension de sortie d'un filtre RLC dans le domaine temporel pour différentes valeurs du facteur d'amortissement m .

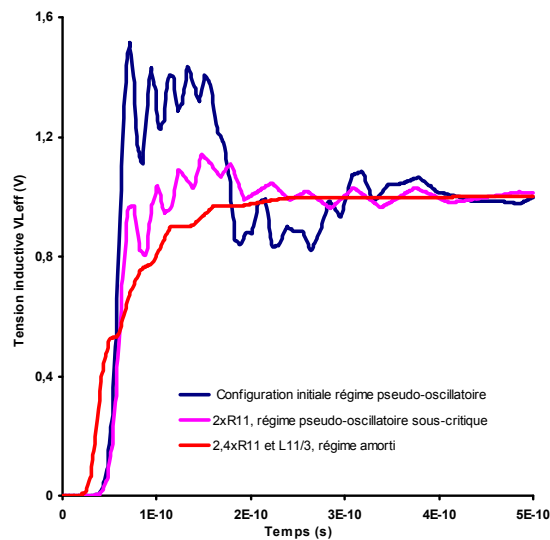


Figure II-26 : Tensions inductives $V_{L\text{eff}}$ observées en fin du système distribué découplé.
 Configuration : $l = 5\text{mm}$, $R_{11} = 50000\Omega/\text{m}$, $C_{11} = 45\text{pF}/\text{m}$, $L_{11} = 1,5\mu\text{H}/\text{m}$,
 $L_{12} = 1,25\mu\text{H}/\text{m}$, $R_{\text{in}} = 0$, $C_L = 0$, $t_r = 0$.

Si m_{eff} et m_{eq} sont les facteurs d'amortissement des systèmes distribués et localisés, alors la corrélation des deux systèmes suppose que:

$$m_{eff} \equiv m_{eq} = \frac{R_{eq}}{2} \sqrt{\frac{C_{eq}}{L_{eq}}} \quad \text{Eq-II-67}$$

Dans le cas d'un système RC, on a vu que la première étape consistait à une modification de la constante de temps du système localisé via la capacité équivalente C_{eq} . Intrinsèquement, cette première correction correspond à une modification de l'impédance et du facteur de propagation du système constitué uniquement d'une partie réelle. Dans le cadre d'un système RLC, l'impédance et le facteur de propagation sont constitués d'une partie réelle et d'une partie imaginaire et définis selon :

$$Z_{eff} \equiv Z_{eq} = \sqrt{\frac{R_{eq} + j\omega L_{eq}}{j\omega C_{eq}}} \quad \text{Eq-II-68}$$

$$\gamma_{eff} \equiv \gamma_{eq} = \sqrt{(R_{eq} + j\omega L_{eq})jC_{eq}\omega} \quad \text{Eq-II-69}$$

Dans le cas d'une description RLC, la relation Eq-II-48 n'est plus applicable. L'impédance étant constituée d'une partie réelle et imaginaire, la correction pour le passage distribué/localisé doit pouvoir se faire sur l'ensemble de l'impédance. Une modification de R_{eq} n'entraîne qu'une modification de la partie réelle alors qu'une correction sur C_{eq} modifie l'ensemble de l'impédance.

Pour vérifier si la précédente définition de C_{eq} est valide (Eq-II-49), des comparaisons entre les formes d'onde distribuées et localisées ont été réalisées pour les trois régimes en négligeant la résistance R_{in} et la capacité de charge C_L . D'autres validations ont été faites pour R_{in} et C_L non nulles afin de déterminer si le rapport résistif, traduisant la distribution de R_{in} sur toute la longueur de ligne et déterminé pour le système RC, était toujours viable pour la description du système RLC. Au final, il en résulte que le modèle localisé est décrit suivant :

$$L_{eq} = L_{eff} \quad \text{Eq-II-70}$$

$$R_{in\,eq} = R_{in\,eff} = R_{in} \quad R_{eq} = R_{eff} \quad \text{Eq-II-71}$$

$$C_{eq} = 0,42C_{eff} \left(1 + 1,2 \frac{R_{in\,eff}}{R_{in\,eff} + R_{eff}} \right) \quad C_{Leq} = C_{Leff} = C_L \quad \text{Eq-II-72}$$

Suivant cette définition des paramètres électriques du modèle localisé, l'expression du facteur d'amortissement ou du coefficient de qualité est égal à :

$$m_{eff} \equiv m_{eq} = \frac{1}{2Q_{eq}} = \frac{R_{eff} + R_{in_{eff}}}{2} \sqrt{\frac{0,42C_{eff} [1 + 1,2 + (R_{in_{eff}} / (R_{in_{eff}} + R_{eff}))] + C_{L_{eff}}}{L_{eff}}} \quad \text{Eq-II-73}$$

II.4.4.2 Définition des domaines de fonctionnement pour l'évaluation de Δt .

Dans le but de déterminer l'expression analytique du décalage temporel, on considère qu'il est défini à la fois par le terme traduisant le temps de charge des capacités (Eq-II-55) et par un autre terme désignant le délai de propagation dû au blocage des porteurs de charge par l'inductance.

L'inconvénient majeur dans la corrélation des deux systèmes est l'estimation du temps de vol nécessaire pour commencer à observer la réponse V_{Leff} . L'inductance bloquant la propagation des porteurs de charge et empêchant la charge des capacités, le délai devient plus grand quand l'inductance augmente. Dès que l'inductance ne bloque la propagation des porteurs, les capacités se chargent pour un temps de montée très bref se traduisant au niveau de la réponse par un premier pic de tension (fort slew rate). De plus, à ce pic de tension s'ajoute la première et la plus intense réflexion du signal. Il devient alors difficile de déterminer une expression précise du temps de vol qui puisse être applicable à l'ensemble des régimes de fonctionnement (Figure II-26).

On définit pour cela trois domaines dans lequel m_{eff} peut être compris : $m_{eff} \geq 1$ correspondant au domaine dans lequel la réponse est assimilable à celle d'un système RC et qui inclut par ailleurs le régime critique, $0,625 < m_{eff} < 1$ pour lequel le système est en régime pseudo-oscillatoire sous-critique pour un dépassement allant jusqu'à 8% de la tension finale et enfin $m_{eff} \leq 0,625$ pour lequel le système est en régime pseudo-oscillatoire avec apparition du phénomène de résonance et des dépassements successifs autour de la valeur finale.

On a vu que la valeur limite pour laquelle le système passe d'un régime pseudo-oscillatoire sous-critique à un régime pseudo-oscillatoire avec résonance est égale à $1/\sqrt{2} \approx 0,707$. Cette redéfinition est due à deux raisons.

Premièrement, quand $m_{eff} = 0,707$ (correspondant à un facteur de qualité Q de 0,7), la capacité tend à atteindre sa fréquence de résonance propre mais le système est encore en régime pseudo-oscillatoire sous-critique. Quand m_{eff} est compris dans $]0,625, 0,707]$, le

Le système est en pseudo-oscillation mais l'amplitude du 1^{er} dépassement est si peu importante que les maxima d'amplitude des dépassements successifs autour de la valeur finale sont assez faibles pour ne pas dire négligeables. Ensuite, même en s'atténuant au fur et à mesure de leur propagation entre les extrémités de la ligne, les réflexions qui s'ajoutent au signal transmis subsistent et il est difficile d'estimer si les dépassements observés sont dus à la réponse propre du système ou aux oscillations liées aux réflexions. La tension inductive en rose Figure II-26 correspond à la réponse donnée par le système distribué quand $m_{eff} = m_{eq} = 0,66$. A l'inverse, quand $m_{eff} < 0,625$, l'amplitude des dépassements successifs est telle qu'il est possible de dissocier ces oscillations de réponse propre de la structure.

II.4.4.3 Détermination des expressions de Δt et de $V_{Leff}(t)$ quand $m_{eff} \geq 1$.

Le décalage temporel est d'abord évalué en fonction des paramètres électriques propres à la ligne en considérant comme nulles R_{in} et C_L puis en fonction du temps de transition t_r . Dans ce domaine, les effets inductifs sont négligeables et les réflexions sur la ligne sont largement atténuées, notamment pour d'importantes valeurs de m_{eff} . Hormis pour des valeurs de m_{eff} très proche de 1 où l'inductance commence à bloquer la propagation des porteurs et pour lesquelles la pente de la réponse est très rapide, le temps de vol est principalement lié au temps de charge de l'ensemble des capacités de la ligne et l'on arrive alors à dégager du temps de vol mesuré par simulation la contribution inductive de la contribution capacitive.

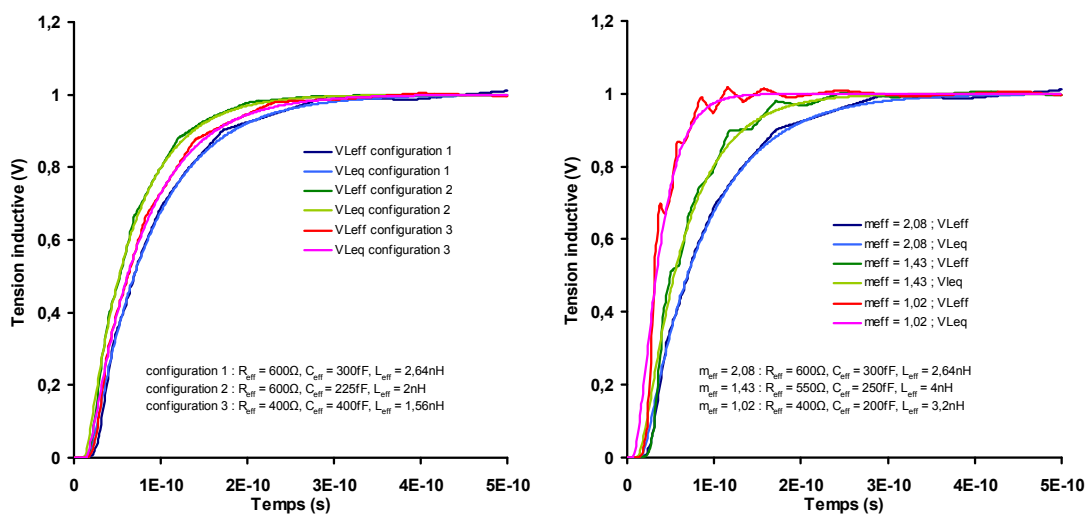


Figure II-27 : Comparaisons entre les tensions V_{Leff} et V_{Leq} après application de la méthode de corrélation pour $R_{in} = 0$, $C_L = 0$, $t_r = 0$. Figure de gauche : $m_{eff} = m_{eq} = 2,08$. Figure de droite : variation du coefficient de qualité/facteur d'amortissement.

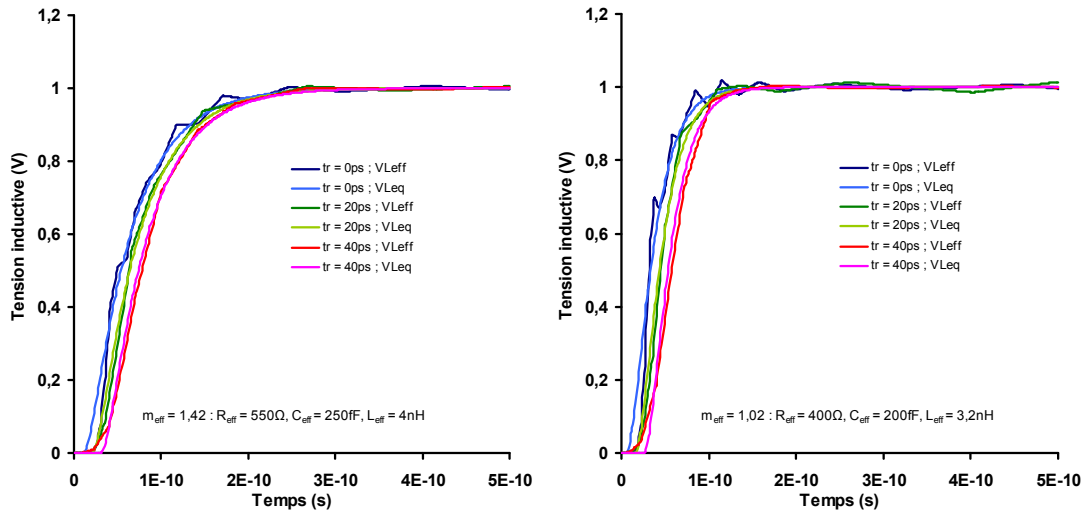


Figure II-28 : Comparaisons entre les tensions V_{Leff} et V_{Leq} après application de la méthode de corrélation pour $R_{in} = 0$, $C_L = 0$ pour différents t_r .

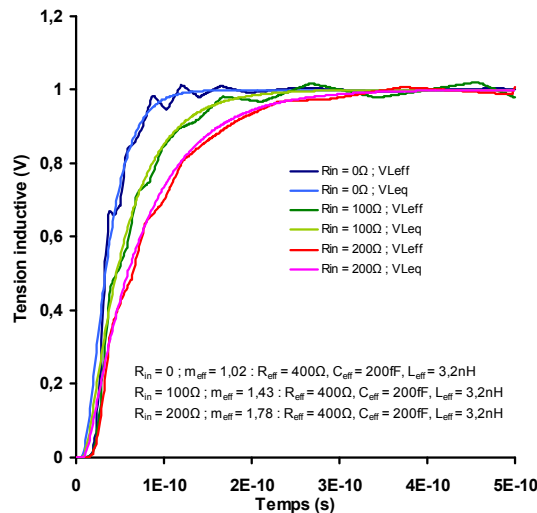


Figure II-29 : Comparaisons entre les tensions V_{Leff} et V_{Leq} après application de la méthode de corrélation pour différentes valeurs de R_{in} , $C_L = 5fF$, $t_r = 0ps$.

On voit que dans le cas où le système tend à atteindre le régime critique, la corrélation entre les deux formes d'onde est moins précise à cause des oscillations et du temps de vol induit par le blocage des porteurs par l'inductance. Néanmoins, la précision reste acceptable pour évaluer V_{Leff} avec seulement le système localisé. Avec des temps de transitions plus larges, les spectres des signaux sont réduits diminuant les composantes hautes-fréquences. En conséquence, les effets inductifs diminuent (Figure II-28). Dans le cas du régime amorti, cette diminution n'a de réel impact que sur les réflexions du signal (déjà largement atténuées).

Afin de prendre en compte dans l'expression analytique de Δt_{eq} la distribution de R_{eq} en regard de la résistance d'entrée R_{in} , on vérifie si le rapport résistif $1,2R_{in}/(R_{in} + R_{eq})$ est applicable à chacun des termes de l'expression quand R_{in} est non nulle (Figure II-29).

Finalement, l'expression du décalage temporel est définie suivant :

$$\Delta t_{eq} = \frac{1}{10} \left(R_{eff} C_{eff} - \sqrt{L_{eq} C_{eff}} \right) \left(1 + 1,2 \frac{R_{in}}{R_{in} + R_{eff}} \right) + \frac{t_r}{2} \quad \text{Eq-II-74}$$

En conclusion, quand $m_{eff} > 1$, la réponse du système distribué découplé peut être assimilée à une réponse du second ordre dans le domaine temporel tel que :

$$V_{L_{eff}(e,o)}(t) \equiv V_{L_{eq}(e,o)}(t) = V_{in}(t) [1 - A - B] \quad \text{Eq-II-75}$$

pour laquelle :

$$A = \left(\frac{1}{2} - \frac{\alpha_{eq(e,o)}}{2\sqrt{\alpha_{eq(e,o)}^2 - \omega_{0eq(e,o)}^2}} \right) e^{\left(-\alpha_{eq(e,o)} - \sqrt{\alpha_{eq(e,o)}^2 - \omega_{0eq(e,o)}^2} \right) (t - \Delta t_{eq(e,o)})} \quad \text{Eq-II-76}$$

$$B = \left(\frac{1}{2} + \frac{\alpha_{eq(e,o)}}{2\sqrt{\alpha_{eq(e,o)}^2 - \omega_{0eq(e,o)}^2}} \right) e^{\left(-\alpha_{eq(e,o)} + \sqrt{\alpha_{eq(e,o)}^2 - \omega_{0eq(e,o)}^2} \right) (t - \Delta t_{eq(e,o)})} \quad \text{Eq-II-77}$$

$$\alpha_{eq(e,o)} = \frac{R_{in} + R_{eff(e,o)}}{2L_{eff(e,o)}} \quad \text{Eq-II-78}$$

$$\omega_{0eq(e,o)} = 1 / \sqrt{L_{eff(e,o)} \left[0,42 C_{eff,e,o} \left(1 + 1,2 \frac{R_{in}}{R_{in} + R_{eff(e,o)}} \right) + C_L \right]} \quad \text{Eq-II-79}$$

Lorsque $m_{eff} = 1$ et que le système fonctionne en régime critique, l'équation devient :

$$V_{L_{eff}(e,o)}(t) \equiv V_{L_{eq}(e,o)}(t) = V_{in} \left[1 - \left(\omega_{0eq(e,o)} (t - \Delta t_{eq(e,o)}) + 1 \right) e^{\left(\omega_{0eq(e,o)} (t - \Delta t_{eq(e,o)}) \right)} \right] \quad \text{Eq-II-80}$$

II.4.4.4 Détermination de Δt et de $V_{Leff}(t)$ quand $0,625 < m_{eff} < 1$.

Dans le cas où le système fonctionne en régime pseudo-oscillatoire, qu'il soit en régime sous-critique ou en pseudo-oscillation, les effets inductifs augmentent avec la diminution de m_{eq} . En conséquence, le temps de vol augmente. Une fois que l'inductance ne bloque plus la propagation des porteurs de charge, les capacités du système se chargent très rapidement pour un temps de montée très réduit soit pour un fort slew rate. C'est la raison pour laquelle le temps de vol est souvent assimilé au temps de montée ou bien encore au temps où a lieu l'amplitude maximale du bruit [ZHA04] [DAV00-I] [DAV00-II]. Cette hypothèse implique par contre que la réactance soit dominante sur la résistance. Elle est vérifiée lorsque le système fonctionne en régime pseudo-oscillatoire et que la capacité est entrée en résonance mais l'est moins lorsque le système est en régime pseudo-oscillatoire sous-critique et peut amener à des erreurs de détection du maximum (comme dans le cas de [ZHA04] où le maximum n'est considéré comme se produisant qu'aux instants $t = t_{of}$ et $t = 3t_{of}$ limitant ainsi la précision de la détection). Même en procédant aux modifications de l'impédance et en appliquant un décalage temporel à la forme d'onde localisée comme cela l'a été fait auparavant, la différence entre les ordres des deux modèles est telle qu'il n'est pas possible de corréler les temps de montée et donc les pentes des deux formes d'onde V_{Leff} et V_{Leq} [EO04].

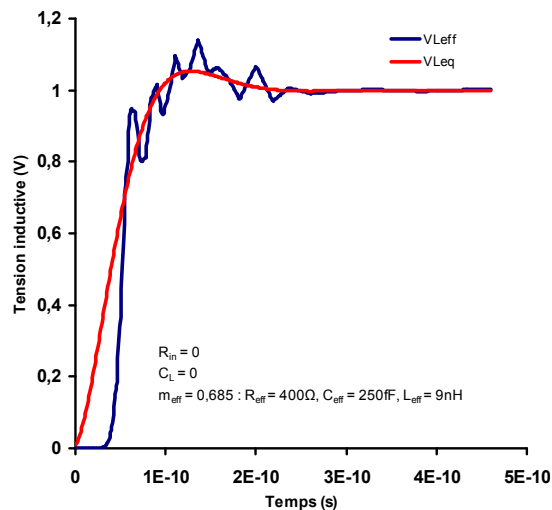


Figure II-30 : Comparaisons entre les tensions V_{Leff} et V_{Leq} après application de la méthode de corrélation en régime pseudo-oscillatoire sous critique.

On voit que l'approximation de la forme d'onde distribuée à une réponse définie par deux pôles induit une erreur de précision importante dans l'estimation du temps de vol ainsi qu'au niveau de l'amplitude à l'instant où se produit le pic de tension et la première réflexion du

signal. Vu que la modification de l'impédance fut établie selon la comparaison des temps de montée de formes d'onde faiblement inductives, la corrélation reste acceptable dès lors que l'on atteint 80% de la valeur finale en sortie malgré l'erreur en amplitude liée principalement aux oscillations. On détermine l'expression analytique du décalage temporel dans ce domaine en évaluant les décalages temporels entre les réponses distribuées quand la tension de sortie est comprise entre 80% et 90% de la valeur finale. Le principe consiste toujours à évaluer en premier lieu l'influence des paramètres propres de la ligne puis de la résistance de buffer R_{in} et de la charge C_L en vérifiant que m_{eq} soit toujours compris dans le domaine étudié.

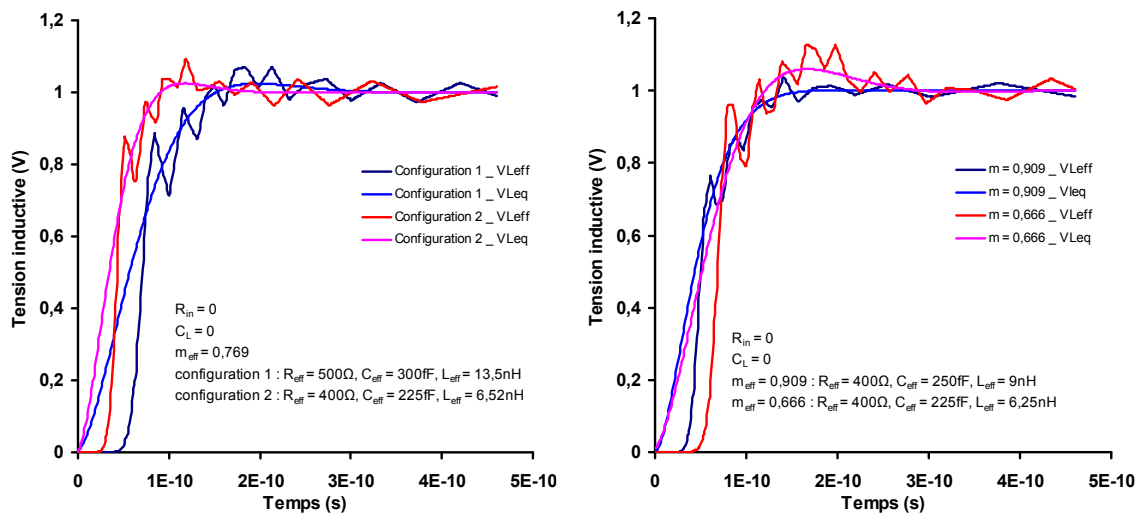


Figure II-31 : Comparaisons entre les tensions V_{Leff} et V_{Leq} après application de la méthode de corrélation pour $t_r = 0$. Figure de gauche : $m_{eff} = m_{eq} = 0,769$. Figure de droite : variation du coefficient de qualité/facteur d'amortissement.

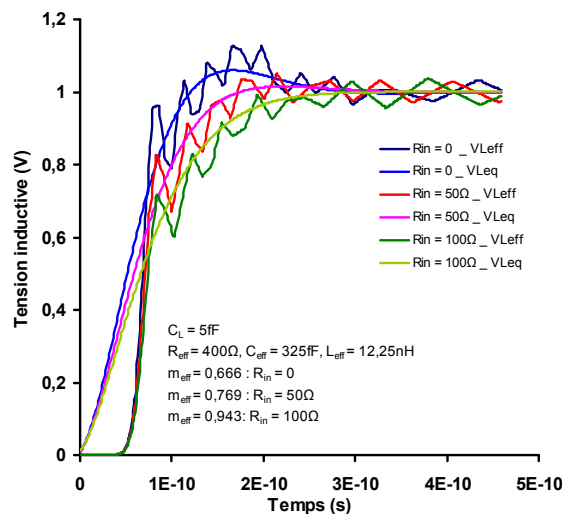


Figure II-32 : Comparaisons entre les tensions V_{Leff} et V_{Leq} après application de la méthode de corrélation pour différentes valeurs de R_{in} , $C_L = 5fF$, $t_r = 0ps$.

Lorsque le temps de transition t_r augmente, le spectre des signaux diminue et avec eux les effets inductifs. Dès lors, le délai dû au blocage des porteurs par l'inductance diminue et l'on peut observer le délai induit par la charge des capacités du système ; le temps de montée de V_{Leff} augmentant. En conséquence, le délai de propagation du signal augmente et le signal transmis est encore plus déformé par les effets capacitifs. Hormis pour un temps t_r tel que l'impact inductif soit complètement négligeable, les oscillations même atténuées accentuent aussi la déformation. Dans le cadre de la caractérisation de V_{RLC} , les effets inductifs sont étudiés tels que leur impact soit maximum. Les temps de transition choisis dans l'étude sont donc très faibles ; en dessous de 20ps. Dans ce cas, le décalage temporel lié au temps de transition est toujours évalué à $t_r/2$. Au-delà, on voit que même la corrélation au niveau de l'amplitude après le temps de montée n'est plus viable (Figure II-33 pour un t_r de 40ps).

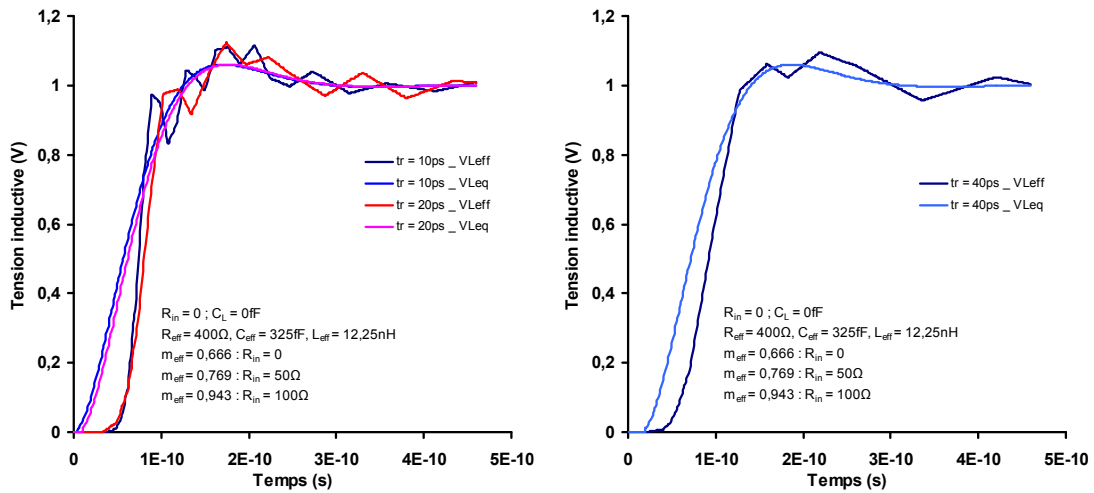


Figure II-33 : Comparaisons entre les tensions V_{Leff} et V_{Leq} après application de la méthode de corrélation pour différentes valeurs de t_r . Figure de gauche : faibles temps de transition. Figure de droite : déformation du signal due à la diminution des effets inductifs, atténuation des réflexions et diminution du temps de vol.

L'expression analytique de la tension de sortie V_{Leq} dans ce domaine s'exprime suivant :

$$V_{Leff(e,o)}(t) \equiv V_{Leq(e,o)}(t) = V_{in} \left[1 - A - \frac{\alpha_{eq(e,o)}}{\omega_{Seq(e,o)}} B \right] \quad \text{Eq-II-81}$$

pour laquelle :

$$A = \cos\left(\omega_{Seq(e,o)}(t - \Delta t_{eq(e,o)})\right) e^{-\alpha_{eq(e,o)}(t - \Delta t_{eq(e,o)})} \quad \text{Eq-II-82}$$

$$B = \sin\left(\omega_{s_{eq(e,o)}}\left(t - \Delta t_{eq(e,o)}\right)\right) e^{(-\alpha_{eq(e,o)}(t - \Delta t_{eq(e,o)}))} \quad \text{Eq-II-83}$$

$$\alpha_{eq(e,o)} = \frac{R_{in} + R_{eff(e,o)}}{2L_{eff(e,o)}} \quad \text{Eq-II-84}$$

$$\omega_{o_{eq(e,o)}} = 1 / \sqrt{L_{eff(e,o)} \left[0,42 C_{eff(e,o)} \left(1 + 1,2 \frac{R_{in}}{R_{in} + R_{eff(e,o)}} \right) + C_L \right]} \quad \text{Eq-II-85}$$

$$\omega_{s_{eq(e,o)}} = \sqrt{\omega_{0_{eq(e,o)}}^2 - \alpha_{eq(e,o)}} \quad \text{Eq-II-86}$$

$$\Delta t_{eq} = \frac{1}{10} \left(R_{eff} C_{eff} - 3 \sqrt{L_{eff} C_{eff}} \right) \left(1 + 1,2 \frac{R_{in_{eff}}}{R_{in_{eff}} + R_{eff}} \right) + \frac{t_r}{2} \quad \text{Eq-II-87}$$

II.4.4.5 Détermination des expressions de Δt et de $V_{Leff}(t)$ quand $0,625 \geq m_{eff}$.

Dans ce régime de fonctionnement, le système est en pseudo-oscillation et la capacité du système est en résonance se traduisant au niveau de l'amplitude par des dépassements successifs autour de la valeur finale avant stabilisation après un temps de compensation. Ce régime est atteint soit quand la réactance de la ligne domine la résistance, soit pour des lignes de petites longueurs. Ce régime décrit plus spécifiquement le comportement d'une ligne qui tend à être assimilable à une ligne sans pertes LC. Les effets inductifs étant dominants, la propagation des porteurs est davantage bloquée et le temps de vol augmente. Une fois que l'inductance ne bloque plus la propagation des porteurs, les capacités de la ligne se charge pour un temps de montée $t_{m_{eff}}$ très rapide et la valeur finale en sortie est atteinte quasi instantanément. Nous désignons l'instant où l'amplitude atteint pour la première fois la valeur finale en sortie $t_{f_{eff}}$. Comme les réflexions du signal sont très faiblement atténuées et que la première réflexion du signal est la plus intense, le maximum d'amplitude est atteint pour un instant très proche de $t_{f_{eff}}$. Au final, si on considère $t_{of_{eff}}$ le temps de vol de la réponse (toujours obtenue par extrapolation du temps de montée), alors on peut supposer la relation d'équivalence :

$$t_{of_{eff}} = t_{m_{eff}} = t_{f_{eff}} \quad \text{Eq-II-88}$$

Au niveau des dépassements successifs, l'amplitude oscille autour d'une valeur moyenne qui peut être assimilable au maximum du dépassement considéré. On peut alors définir une

allure schématique de la réponse telle que, dans le domaine temporel la tension, $V_{L_{eff}}$ soit nulle avant $t_{f_{eff}}$ et telle que $V_{L_{eff}}(t) = V_{average_{D_i}}$ où $V_{average_{D_i}}$ correspond à la valeur moyenne du dépassement D_i autour de laquelle l'amplitude oscille dans un intervalle de temps correspondant au différents instants successifs $t_{f_{eff_i}}$ où la réponse atteint la valeur finale soit $[t_{f_{eff_i}}; t_{f_{eff_{i+1}}}]$ (Figure II-34). La valeur moyenne est évaluée à l'aide d'un programme C calculant la valeur moyenne des oscillations)

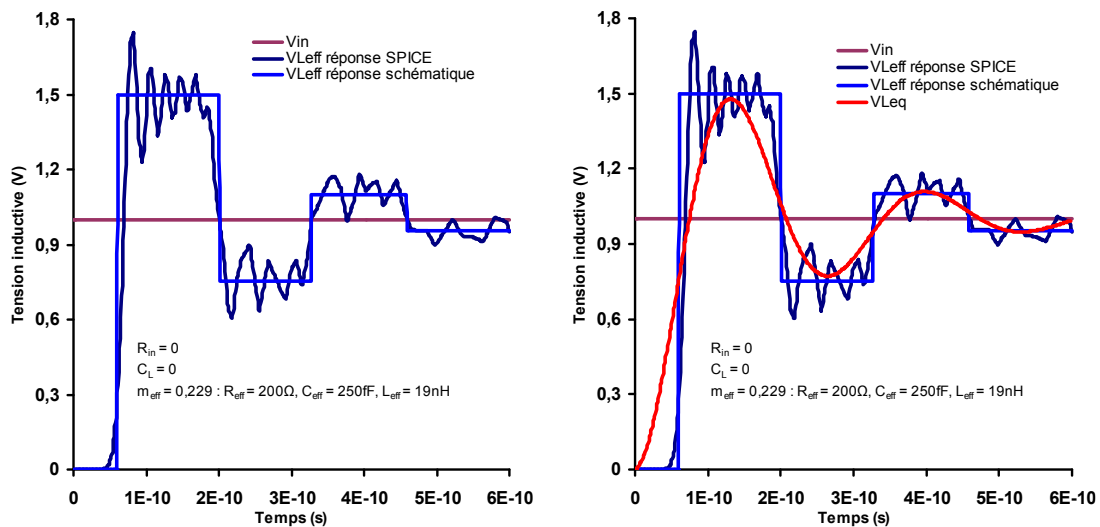


Figure II-34 : Illustration d'une tension inductive $V_{L_{eff}}$ simulée sous SPICE et de sa réponse schématique (figure de gauche). Comparaison entre les tensions inductives $V_{L_{eff}}$ et $V_{L_{eq}}$ après corrélation (figure de droite) ; $t_r = 0ps$ et $V_{in} = 1V$ (échelon de tension).

Comme lorsque $0,625 < m_{eff} < 1$, les temps de vol des formes d'onde localisées et distribuées ne sont pas corrélables à cause de l'ordre des systèmes tout comme l'amplitude pour laquelle l'erreur en précision est notamment due aux oscillations générées par les réflexions. En revanche, on remarque dans l'exemple illustré ci-dessus que l'erreur entre la valeur moyenne du maximum d'amplitude de chacun des dépassements de $V_{L_{eff}}$ et les maximums des dépassements de $V_{L_{eq}}$ est très faible. Le décalage temporel appliqué à $V_{L_{eq}}$ est tel que les maximums d'amplitude atteints par les dépassements correspondent aux instants $(t_{f_{eff_i}} + t_{f_{eff_{i+1}}})/2$ de $V_{L_{eff}}$. Dès lors, on peut voir que les instants $t_{f_{eff_i}}$ sont évalués avec un bon degré de précision avec $V_{L_{eq}}$ (pourcentage d'erreur inférieur à 10% malgré les réflexions de $V_{L_{eff}}$) et donc comparables aux instants $t_{f_{eq_i}}$. Les exemples présentés ci-après ont été réalisés pour R_{in} et C_L nulles; la tension appliquée en entrée est un échelon de tension de 1V.

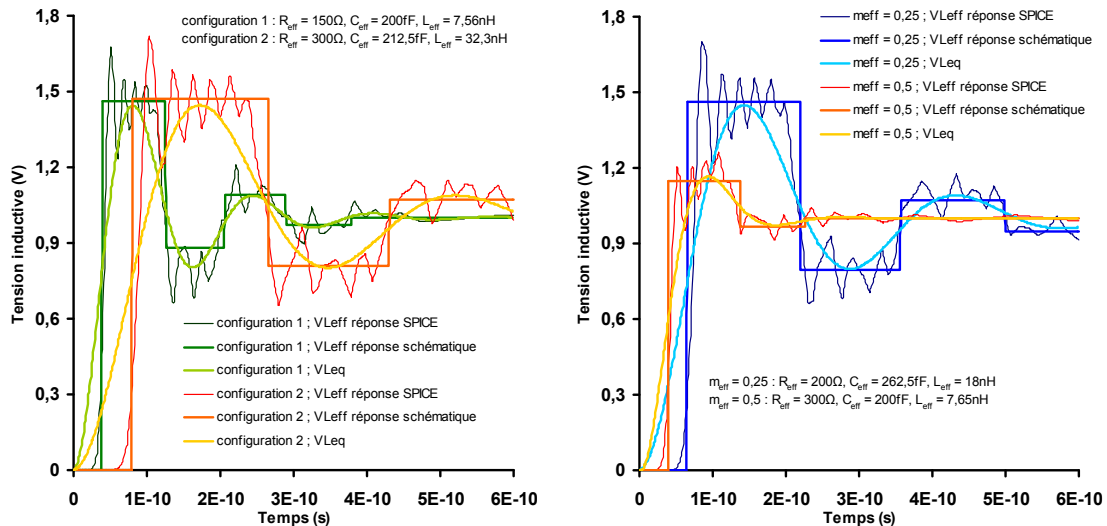


Figure II-35 : Comparaisons entre les tensions V_{Leff} (tensions simulées sous SPICE et formes d'onde schématiques) et V_{Leq} après application de la méthode de corrélation quand $0,625 \geq m_{eff}$. Figure de gauche : $m_{eff} = m_{eq} = 0.25$. Figure de droite : variation du coefficient de qualité/facteur d'amortissement.

Pour un temps de transition non nul, les spectres des signaux diminuent lorsque t_r augmente limitant les composantes hautes fréquences. Le temps de transition augmentant, les temps de montée augmentent et les réflexions du signal déforment le signal malgré leur atténuation.

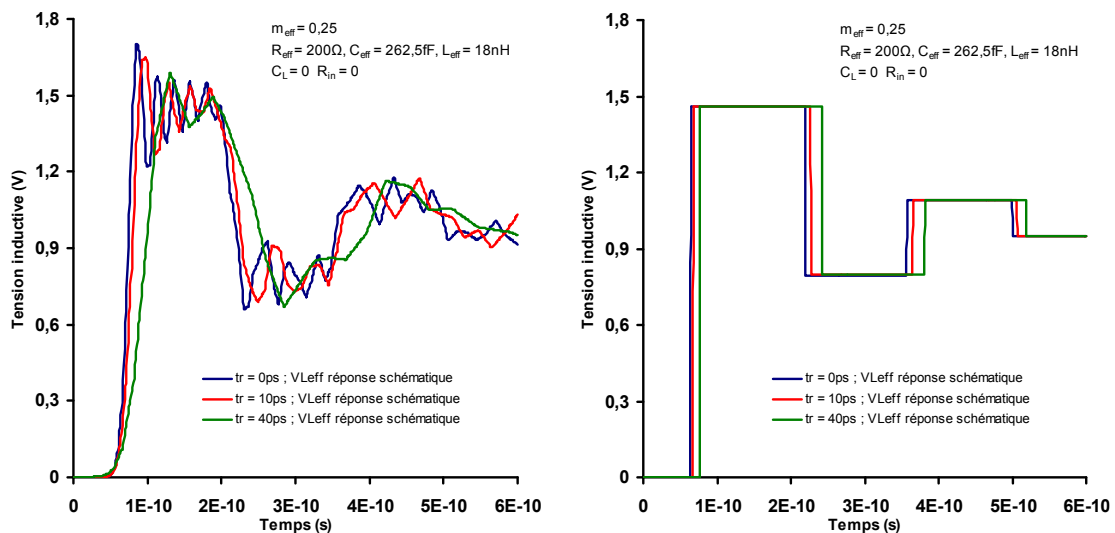


Figure II-36 : Illustration d'une forme d'onde pour laquelle est appliquée différents temps de transition. Figure de gauche : formes d'onde simulées sous SPICE. Figure de droite : allures schématiques des formes d'onde.

Dans ce domaine, les effets inductifs restent dominants alors que lorsque $0,625 < m_{eff} < 1$, le passage d'un système de fonctionnement pseudo-oscillatoire sous critique à un fonctionnement amorti se fait pour un ensemble de valeurs de m_{eff} restreint. Il est alors plus facile de déterminer l'impact de t_r dans ce domaine. Cette détermination se fait via l'observation du décalage temporel qu'engendre t_r sur l'estimation des différents temps t_{eff_i} à partir des allures schématiques de V_{Leff} (Figure II-36). Pour R_{in} et C_L nulles, le décalage temporel s'exprime donc suivant :

$$\Delta t_{eq} = \frac{1}{10} \left(R_{eff} C_{eff} - \sqrt{L_{eff} C_{eff}} \right) + \frac{t_r}{2} \quad \text{Eq-II-89}$$

A titre d'exemple, la figure suivante présente la comparaison entre les formes d'onde V_{Leff} et V_{Leq} après application de Δt_{eq} suivant Eq-II-89.

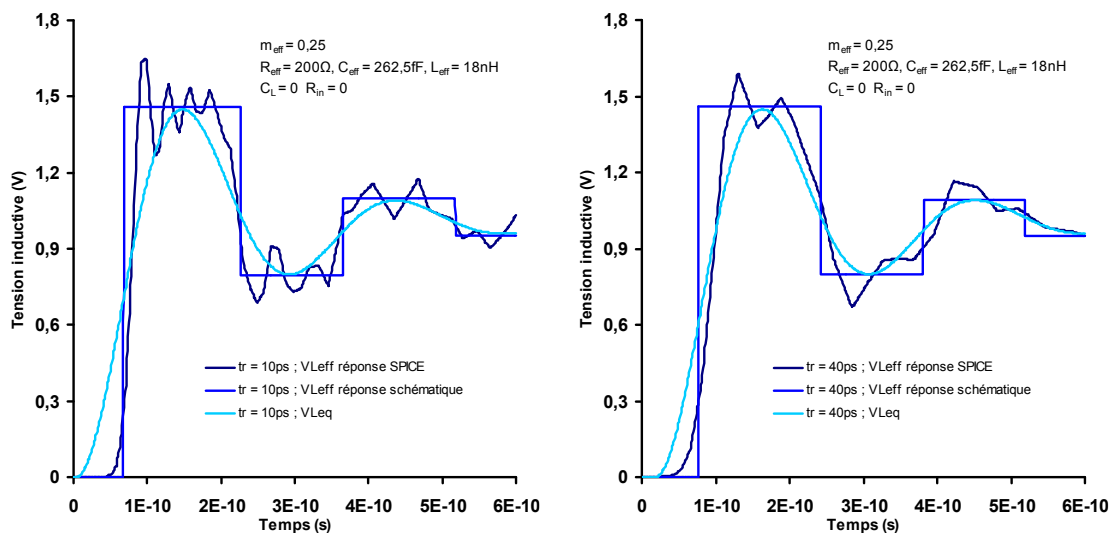


Figure II-37 : Comparaison entre V_{Leff} et V_{Leq} après application de la méthode de corrélation pour une résistance R_{in} et une charge C_L nulles. Figure de droite : $t_r = 10ps$. Figure de gauche : $t_r = 40ps$.

On peut voir que la corrélation entre les différentes $V_{average_{Di}}$ de V_{Leff} et les maximums de V_{Leq} est toujours aussi précise. Par contre, lorsque t_r est trop important (Figure II-37 droite), la déformation de la tension V_{Leff} ne permet plus une corrélation précise entre t_{eff_i} et t_{eq_i} (notamment pour le premier dépassement à t_{eff1}).

L'impact de C_L étant négligeable, il ne reste plus qu'à déterminer l'impact de R_{in} . Lorsque la résistance R_{in} est non nulle ou qu'elle augmente, le facteur d'amortissement augmente et l'amplitude des dépassements diminue. Contrairement aux deux autres domaines, la réactance

étant dominante, les réflexions du signal restent très faiblement atténuées et les délais de propagation restent majoritairement liés aux effets inductifs. L'impact de R_{in} est évalué à partir des réponses schématiques des tensions V_{Leff} en observant le décalage d'une réponse à l'autre des valeurs des temps t_{eff_i} en vérifiant que $0,625 \geq m_{eff}$.

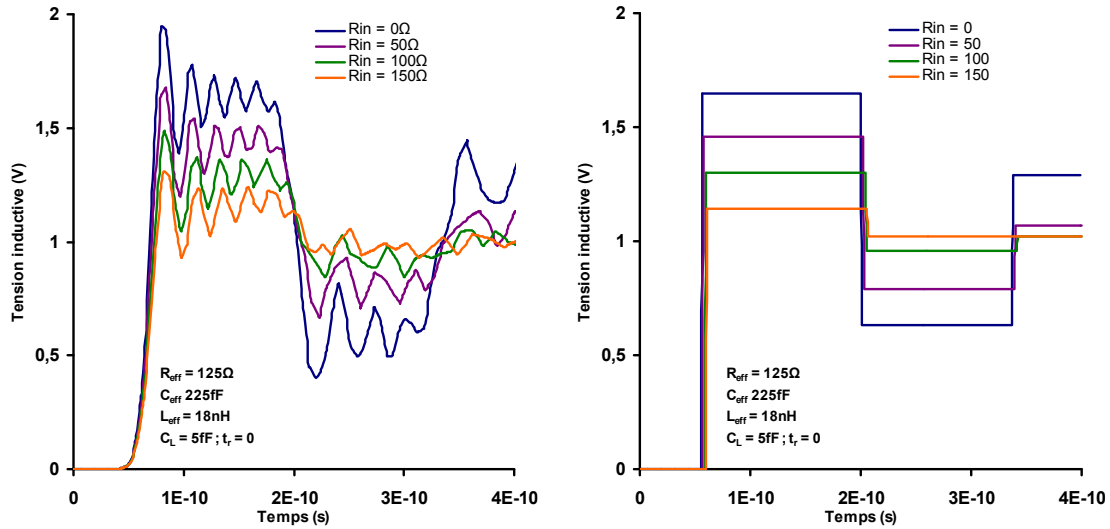


Figure II-38 : Comparaisons entre des tensions V_{Leff} simulées sous SPICE (figure de gauche) et de leurs allures schématiques respectives (figure de droite) à partir d'une même géométrie de ligne en fonction de la résistance de buffer équivalent R_{in} .

Si l'on considère que le décalage temporel est toujours décrit suivant Eq-II-53 pour décrire l'impact de R_{in} sur le temps de vol, alors le coefficient y est égal à $y = R_{in} / 5(R_{in} + R_{eff})$. La relation Eq-II-89 devient donc :

$$\Delta t_{eq} = \frac{1}{10} \left(R_{eff} C_{eff} - \sqrt{L_{eff} C_{eff}} \right) \left(1 + \frac{R_{in}}{5(R_{in} + R_{eff})} \right) + \frac{t_r}{2} \quad \text{Eq-II-90}$$

Cependant, appliquée à l'expression du décalage temporel déterminée pour R_{in} nulle, on voit que les temps t_{fi} ne sont plus corrélés et que la réponse localisée est toujours décalée dans le temps par rapport à la réponse distribuée (Figure II-39). Le décalage est dû à la différence d'ordre entre les deux systèmes et à l'impact qu'à la résistance d'entrée sur chacun d'entre eux: les temps de vol et de montée étant différents d'une structure à l'autre, R_{in} a plus d'impact sur la réponse localisée (où elle est en série avec l'inductance L_{eq}) que sur la structure découplée du fait de la distribution de l'inductance sur l'ensemble de la ligne. Par contre, l'erreur en amplitude entre les différentes $V_{average_{Di}}$ au regard des valeurs des

maximums des dépassements de V_{Leq} est toujours aussi peu importante (dans les exemples ci-dessous, l'erreur est de l'ordre de 3%).

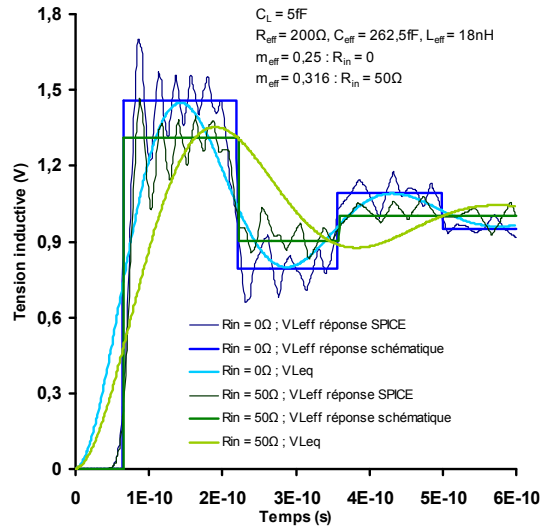


Figure II-39 : Comparaisons entre les tensions $V_{L_{eff}}$ (tensions simulées sous SPICE et formes d'onde schématiques) et V_{Leq} après application de la méthode de corrélation quand $0,625 \geq m_{eff}$. Influence de la résistance de buffer équivalente R_{in} .

Vu que le régime harmonique considéré est toujours le régime pseudo-oscillatoire, l'expression dans le domaine temporel de V_{Leq} est définie suivant Eq-II-78 ; avec $\alpha_{eq(e,o)}$, $w_{oeq(e,o)}$ et $w_{seq(e,o)}$ respectivement définis suivant Eq-II-81, Eq-II-82, Eq-II-83.

II.4.5 Application du modèle analytique à V_L et V_{RLC} .

Dans le domaine de Laplace, la tension inductive d'un système de deux lignes couplées distribué s'exprime à partir du modèle analytique suivant :

$$H_L(s) = \frac{V_{L_e}(s) - V_{l_o}(s)}{2V_{in}(s)} = \frac{e^{-\Delta t_e s}}{1 + C_{eq_e}(R_{eq_e} + sL_{eq_e})} - \frac{e^{-\Delta t_o s}}{1 + C_{eq_o}(R_{eq_o} + sL_{eq_o})} \quad \text{Eq-II-91}$$

ou bien encore dans le domaine temporel :

$$V_L(t) = \frac{V_{Leq_e}(t) - V_{Leq_o}(t)}{2} \quad \text{Eq-II-92}$$

où $V_{Leq(e,o)}$ sont des expressions analytiques du second ordre définies suivant le régime de fonctionnement du système.

Les couplages magnétiques augmentent avec la réduction de l'espacement entre les différentes lignes d'un réseau d'interconnexions et la densité d'intégration. En revanche, la réduction des géométries des lignes a pour conséquence d'augmenter leur résistivité [ITRS05]. De ce fait, le système de deux lignes couplées et le système découplé fonctionnent dans une grande majorité des cas en régime amorti en mode différentiel. Vu qu'une tension inductive tend à être assimilable à une réponse du 1^{er} ordre quand le régime est amorti, l'allure d'une tension inductive V_L dépend principalement de l'allure de la tension inductive en mode commun. La réponse V_{Le} peut en effet être décrite suivant les trois régimes de fonctionnement suivant la valeur de son facteur d'amortissement m_e (avec $m_e \equiv m_{eqe}$).

Pour chacun des trois domaines que nous venons de définir, les figures suivantes illustrent la comparaison entre une tension inductive V_L simulée sous SPICE à partir du système de deux lignes couplées et la tension V_{Leq} déterminée à partir du modèle analytique pour une géométrie, une résistance d'entrée et une charge données. Dans ces exemples, le système est en régime amorti en mode différentiel. Les valeurs utilisées pour ces exemples sont des valeurs typiques utilisées pour illustrer le comportement des tensions V_L et V_{Leq} suivant le régime de fonctionnement. Sont aussi présentées les tensions modales des réponses.

Hormis dans le cas de lignes peu résistives ou de petites longueurs (Figure II-40 à droite), la contribution inductive, même si elle n'est pas à négliger, reste moins importante que la contribution capacitive. On peut voir que V_L est négligeable dans le cas où la ligne est très résistive ou de longueur très importante (Figure II-41). De plus, toujours dans ce cas précis, le maximum négatif de V_L est tel que ce dernier a un impact négligeable sur la tension de crosstalk V_{RLC} du fait de l'additivité des couplages.

Comme les effets inductifs en mode différentiel se propagent plus rapidement qu'en mode commun et que V_{Lo} est généralement en régime amorti, le premier pic de tension a lieu pour des instants proches de tof_e . Quand le système fonctionne en régime amorti pour les deux modes, l'amplitude de V_L est négligeable après tof_e . En mode commun, lorsque le système est en régime pseudo-oscillatoire, V_{Lo} augmentant progressivement, on voit que V_L suit l'allure de V_{Le} . On s'aperçoit d'ailleurs que les oscillations de V_L dues aux réflexions du signal sur la ligne correspondent aux réflexions de V_{Le} .

Note : les valeurs des paramètres électriques R, L, C sont donnés en fonction de la ligne 1. Vu que les lignes sont géométriquement identiques, les paramètres sont de même valeur pour la ligne 2 (effets propres et couplés).

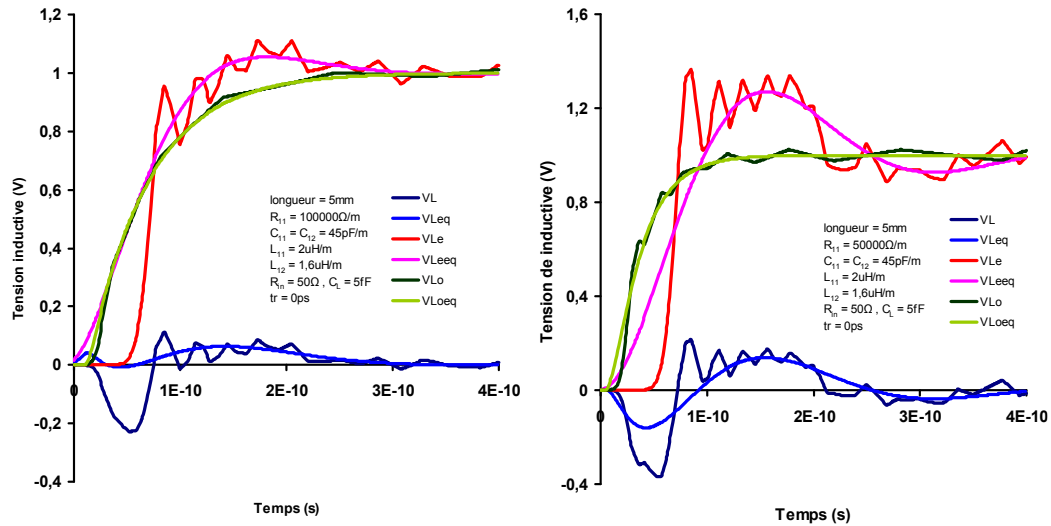


Figure II-40 : Comparaisons entre les tensions V_L et V_{Leq} . Corrélation quand V_{Le} est en régime pseudo-oscillatoire sous critique (figure de gauche) et en régime pseudo-oscillatoire (figure de droite).

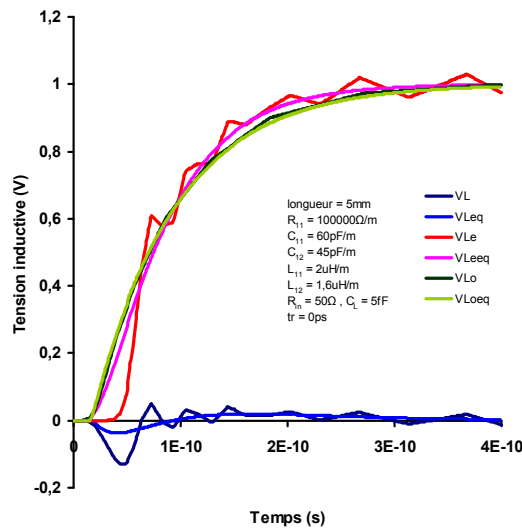


Figure II-41 : Comparaisons entre les tensions V_L et V_{Leq} quand V_{Le} est en régime amorti.

On voit que la limitation de la méthode de corrélation entre les formes d'onde V_{Le} et V_{Leq} a un impact dans la corrélation de V_L et V_{Leq} . Du fait de temps de montée différents, V_{Leq} ne permet pas d'évaluer avec un degré de précision acceptable V_{Lmax} à tof_c . Les réflexions du signal au niveau du système distribué induisent aussi une erreur de précision importante dans la corrélation des allures de V_L et V_{Leq} notamment lorsqu'à lieu la première réflexion du signal après tof_c en régime pseudo-oscillatoire. Il est possible de détecter le second maximum de V_L via l'évaluation de la valeur moyenne des dépassements $V_{averageDi}$ en appliquant la relation Eq-II-88.

Quand $m_e \leq 0.625$, du fait de la dominance des effets inductifs et de la différence d'ordre entre les deux systèmes liée au partitionnement, R_{in} n'affecte pas de manière significative le temps de vol de la réponse distribuée à l'inverse de la réponse localisée (c.f II.4.4.5). D'où l'observation d'un décalage temporel supplémentaire ne permettant pas de corrélérer les formes d'onde impliquant que la tension V_{Leq} est évaluée avec retard en regard de V_{Le} . C'est donc lorsque m_{eff} est décrit dans ce dernier domaine que la corrélation est la plus limitée. Cependant, les lignes se comportent plutôt comme des lignes sans pertes LC. Malgré ces limitations, les caractéristiques de V_{Leff} et V_{Leq} aux instants t_{fi} pour $R_{in} = 0$ sont corrélées et comme l'impact de R_{in} sur la forme d'onde distribué est connu, il reste possible de déduire des expressions analytiques précises pour évaluer les caractéristiques des tensions de bruit V_{RLC} sur lesquelles se focalisent l'étude (voir chapitre III).

Dans le cas où $0,625 < m_e < 1$, la corrélation est bien meilleure quand V_{Le} atteint 90% de la valeur en sortie. Par ailleurs, vu que l'on est toujours en régime pseudo-oscillatoire, l'impact de R_{in} sur le temps de vol reste le même impliquant peu de contraintes dans la détermination des caractéristiques de V_L .

Enfin, quand $m_e > 1$ on arrive à estimer avec un bon degré de précision l'allure de la forme d'onde après tof_e comme V_{Le} tend à devenir comparable à une tension V_{Ce} .

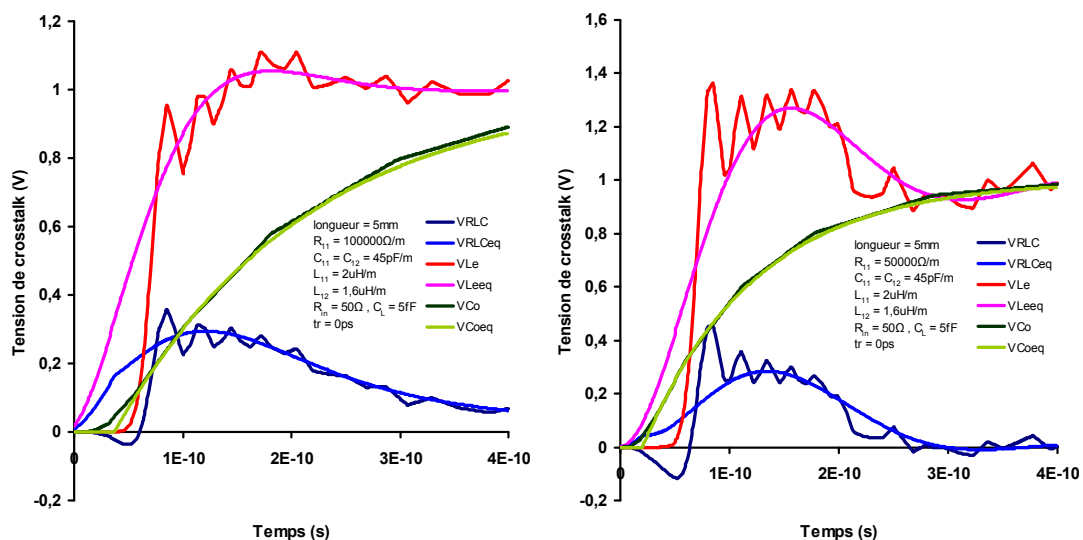


Figure II-42 : Comparaisons entre les tensions V_{RLC} et V_{RLCeq} corrélation quand V_{Le} est en régime pseudo-oscillatoire sous-critique (figure de gauche) et en régime pseudo-oscillatoire (figure de droite).

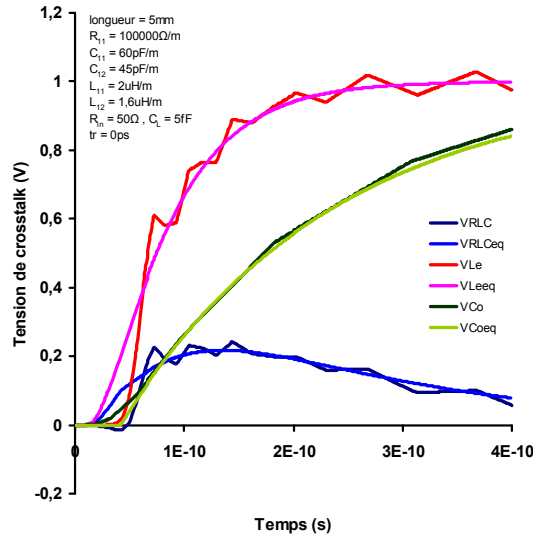


Figure II-43 : Comparaisons entre les tensions V_{RLC} et V_{RLCEq} quand V_{Le} est en régime amorti.

On a vu précédemment qu'une tension de crosstalk V_{RLC} dépendait uniquement de V_{Le} et de V_{Co} (Eq-II-44) lorsque la résistance est supérieure à la réactance de la ligne. Vu que V_{Co} augmente progressivement pour se stabiliser à sa valeur finale, l'allure de V_{RLC} dépend de la réponse de V_{Le} en fonction du régime de fonctionnement de cette dernière. Les observations précédentes faites pour V_L l'ayant été quand V_{Lo} était en régime amorti et assimilable à une réponse du 1^{er} ordre, les avantages et les limitations de la méthode de corrélation entre les tensions V_{RLC} et V_{RLCEq} sont les mêmes qu'entre V_L et V_{Leq} (Figure II-42 et Figure II-43).

II.5 Conclusion.

Dans ce chapitre, nous avons présenté un modèle analytique permettant d'évaluer les tensions de crosstalk à partir d'expressions analytiques du 1^{er} et du 2nd ordre. Ce modèle est basé sur les modes existant et se propageant à travers un système symétrique de deux lignes couplées, qui sont les modes communs et différentiels, et sur une méthode de corrélation. En premier lieu, nous avons démontré que la tension de crosstalk observée en fin de la ligne victime du système peut être évaluée à partir de la superposition (résultant d'une combinaison linéaire) des deux modes de propagation. Nous avons aussi démontré qu'à partir de ces modes, il était possible de pouvoir passer d'un système distribué de deux lignes couplées symétriques à un système distribué découplé permettant d'observer les tensions modales du système de référence, le système découplé étant décrit par des paramètres électriques effectifs. A partir de ce dernier, il a pu être démontré qu'une tension de bruit V_{RLC} pouvait être

déterminée à l'aide d'une expression modale simplifiée et qu'elle résulte aussi de l'additivité des effets couplés inductifs et capacitifs.

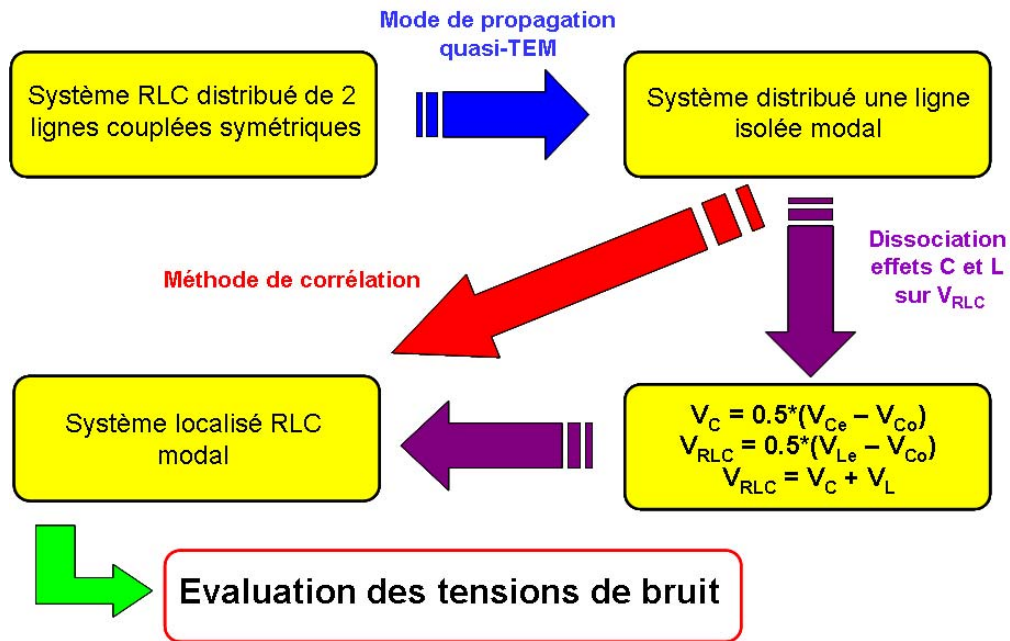


Figure II-44 : Illustration de la méthode aboutissant à la description du modèle analytique et à l'évaluation des tensions de bruit V_C et V_{RLC} .

Le modèle analytique, qui est un modèle localisé RLC, a été obtenu à partir du modèle découplé distribué via une méthode de corrélation permettant de passer du système découplé au modèle analytique.

La méthode de corrélation repose sur une redéfinition des paramètres électriques du système localisé modal ainsi que d'un décalage temporel de la tension localisée en fonction de la valeur du temps de vol observé sur la tension distribuée.

Dans le cas d'une tension inductive V_L , la méthode de corrélation est définie suivant différents domaines harmoniques déterminés selon le facteur d'amortissement m_{eq} du système localisé ; dont l'expression est établie lors de la redéfinition des paramètres électriques de la ligne. Concernant les décalages temporels, ces derniers sont calculés à partir d'expressions analytiques dépendantes des domaines harmoniques.

Les paramètres électriques du système localisé sont définis Tableau II-3. De ces paramètres effectifs, on arrive alors à déterminer les expressions analytiques des tensions de crosstalk modale $V_{Ceff(e,o)}$ (Tableau II-4) et $V_{Leff(e,o)}$ (Tableau II-5 et II-6); exprimées à partir d'équations analytiques du 1^{er} et du 2nd ordre.

Tableau II-3 : Valeurs des paramètres électriques modaux utilisés pour la description du modèle analytique.

Paramètres électriques effectifs Système distribué découplé	$R_{in\,eff(e,o)} = R_{in} \quad R_{eff(e,o)} = R$ $C_{effe} = C_g \quad C_{effo} = C_g + 2C_m$ $C_{L\,eff(e,o)} = C_L$ $L_{effe} = L_P + L_m \quad L_{effo} = L_P - L_m$
Paramètres électriques effectifs Système localisé	$R_{in\,eff(e,o)} = R_{in\,eq(e,o)} \quad R_{eff(e,o)} = R_{eq(e,o)}$ $C_{eq(e,o)} = 0,42C_{eff(e,o)} \left(1 + 1,2 \frac{R_{in\,eff(e,o)}}{R_{in\,eff(e,o)} + R_{eff(e,o)}} \right)$ $C_{L\,eff(e,o)} = C_{Leq(e,o)}$ $L_{eff(e,o)} = L_{eq(e,o)}$

Tableau II-4 : Expressions analytiques permettant de retrouver dans le domaine temporel avec le modèle analytique une tension de bruit capacitive modale $V_{C\,eff}$ perçue en fin de ligne victime d'un système distribué de deux lignes couplées symétriques.

Expression analytique $V_{C\,eff(e,o)} \equiv V_{C\,eq(e,o)}$	$V_{C\,eq(e,o)}(t) = V_{in} \left(1 - e^{-\left(\frac{t - \Delta t_{eq(e,o)}}{\tau_{eq(e,o)}} \right)} \right)$
Expressions des temps de montée modaux et des décalages temporels	$\tau_{eq(e,o)} = (R_{in} + R) \left[0,42C_{eq(e,o)} \left(1 + 1,2 \frac{R_{in}}{R_{in} + R} \right) + C_L \right]$ $\Delta t_{eq_e} = \frac{RC_g}{10} \left(1 + 1,2 \frac{R_{in}}{R_{in} + R} \right) + \frac{t_r}{2}$

Le modèle analytique permet de retrouver dans le domaine temporel une tension de bruit modale observée en terminaison du système distribué découplé avec un très bon degré de précision. En conséquence, le modèle s'avère très précis pour la détermination de l'allure d'une tension de bruit capacitive V_C . En revanche, la méthode de corrélation montre certaines limitations dans le cas d'une tension de crosstalk V_{RLC} due aux limitations de la méthode dans le cas d'une tension inductive modale V_{Le} . En effet, on a vu que V_{RLC} dépend des tensions V_{Le} et V_{Co} . Comme le modèle est très précis pour V_{Co} , alors les limitations du modèle pour V_{RLC} sont dues à celles observées pour V_{Le} . Ces limitations sont listées dans le Tableau II-7.

Tableau II-5 : Expressions analytiques permettant de retrouver dans le domaine temporel avec le modèle analytique une tension de bruit capacitive modale $V_{L\text{eff}}$ perçue en fin de ligne victime d'un système distribué de deux lignes couplées symétriques en fonction des différents domaines harmoniques.

<p>Expression de $V_{L\text{eff}(e,o)} \equiv V_{L\text{eq}(e,o)}$ quand $m_{\text{eff}(e,o)} > 1$</p>	$V_{L_{\text{eq}(e,o)}}(t) = V_{in}(t)[1 - A - B]$ $A = \left(\frac{1}{2} - \frac{\alpha_{\text{eq}(e,o)}}{2\sqrt{\alpha_{\text{eq}(e,o)}^2 - \omega_{0\text{eq}(e,o)}^2}} \right) e^{\left(-\alpha_{\text{eq}(e,o)} - \sqrt{\alpha_{\text{eq}(e,o)}^2 - \omega_{0\text{eq}(e,o)}^2} \right) (t - \Delta t_{\text{eq}(e,o)})}$ $B = \left(\frac{1}{2} + \frac{\alpha_{\text{eq}(e,o)}}{2\sqrt{\alpha_{\text{eq}(e,o)}^2 - \omega_{0\text{eq}(e,o)}^2}} \right) e^{\left(-\alpha_{\text{eq}(e,o)} + \sqrt{\alpha_{\text{eq}(e,o)}^2 - \omega_{0\text{eq}(e,o)}^2} \right) (t - \Delta t_{\text{eq}(e,o)})}$
<p>Expression de $V_{L\text{eff}(e,o)} \equiv V_{L\text{eq}(e,o)}$ quand $m_{\text{eff}(e,o)} = 1$</p>	$V_{L_{\text{eq}(e,o)}}(t) = V_{in} \left[1 - \left(\omega_{0\text{eq}(e,o)} (t - \Delta t_{\text{eq}(e,o)}) + 1 \right) e^{\left(\omega_{0\text{eq}(e,o)} (t - \Delta t_{\text{eq}(e,o)}) \right)} \right]$
<p>Expression de $V_{L\text{eff}(e,o)} \equiv V_{L\text{eq}(e,o)}$ quand $m_{\text{eff}(e,o)} < 1$</p>	$V_{L_{\text{eq}(e,o)}}(t) = V_{in} \left[1 - A - \frac{\alpha_{\text{eq}(e,o)}}{\omega_{s\text{eq}(e,o)}} B \right]$ $A = \cos\left(\omega_{s\text{eq}(e,o)} (t - \Delta t_{\text{eq}(e,o)}) \right) e^{\left(-\alpha_{\text{eq}(e,o)} (t - \Delta t_{\text{eq}(e,o)}) \right)}$ $B = \sin\left(\omega_{s\text{eq}(e,o)} (t - \Delta t_{\text{eq}(e,o)}) \right) e^{\left(-\alpha_{\text{eq}(e,o)} (t - \Delta t_{\text{eq}(e,o)}) \right)}$
<p>Pour tout $m_{\text{eq}(e,o)}$</p>	$\alpha_{\text{eq}(e,o)} = \frac{R_{in} + R_{\text{eff}(e,o)}}{2L_{\text{eff}(e,o)}}$ $\omega_{0\text{eq}(e,o)} = 1 / \sqrt{L_{\text{eff}(e,o)} \left[0,42C_{\text{eff}(e,o)} \left(1 + 1,2 \frac{R_{in}}{R_{in} + R_{\text{eff}(e,o)}} \right) + C_L \right]}$ $\omega_{s\text{eq}(e,o)} = \sqrt{\omega_{0\text{eq}(e,o)}^2 - \alpha_{\text{eq}(e,o)}}$








Les limitations du modèle sont principalement liées à la différence d'ordre existant entre le réseau d'interconnexions, de nature distribué, et le modèle analytique qui est localisé ; la méthode de corrélation n'étant pas une méthode de réduction d'ordre. Aussi, les effets inductifs ne bloquent pas identiquement la propagation des porteurs de charges des deux systèmes. De même, l'impact de la résistance d'entrée R_{in} n'est pas la même car si elle est en série avec la résistance de ligne du modèle analytique, elle n'est en série qu'avec la résistance de ligne de la première cellule élémentaire du système distribué. Ainsi, lorsque les effets inductifs sont dominants, alors que R_{in} a un impact significatif sur la propagation et

l'amplitude de la tension localisée, elle n'a plus qu'un impact sur l'amplitude de la tension distribuée.

Tableau II-6 : Expressions analytiques des décalages temporels effectifs modaux en fonction des différents domaines harmoniques définis pour la description du modèle analytique selon le facteur d'amortissement effectif.

<p>Expression analytique du facteur d'amortissement $m_{\text{eff}(e,o)} \equiv m_{\text{eq}(e,o)}$</p>	$m_{eq} = \frac{(R + R_{in})_{eff}}{2} \sqrt{\frac{0,42C_{eff}[1+1,2+(R_{in_{eff}}/(R_{in_{eff}} + R_{eff}))]+C_{Leff}}{L_{eff}}}$
<p>Expression du décalage temporel quand $m_{\text{eff}(e,o)} \geq 1$</p>	$\Delta t_{eq} = \frac{1}{10} \left(R_{eff} C_{eff} - \sqrt{L_{eq} C_{eff}} \right) \left(1 + 1,2 \frac{R_{in}}{R_{in} + R_{eff}} \right) + \frac{t_r}{2}$
<p>Expression du décalage temporel quand $0.625 < m_{\text{eff}(e,o)} < 1$</p>	$\Delta t_{eq} = \frac{1}{10} \left(R_{eff} C_{eff} - 3\sqrt{L_{eff} C_{eff}} \right) \left(1 + 1,2 \frac{R_{in_{eff}}}{R_{in_{eff}} + R_{eff}} \right) + \frac{t_r}{2}$
<p>Expression du décalage temporel quand $m_{\text{eff}(e,o)} < 0.625$</p>	$\Delta t_{eq} = \frac{1}{10} \left(R_{eff} C_{eff} - \sqrt{L_{eff} C_{eff}} \right) \left(1 + \frac{R_{in}}{5(R_{in} + R_{eff})} \right) + \frac{t_r}{2}$

Tableau II-7 : Valeurs des paramètres électriques modaux utilisés pour la description du modèle analytique.

Domaine harmonique	Comparaisons V_{Leq} / V_{Leff}
$m_{eq} \geq 1$	 Bonne équivalence entre les formes d'ondes.
$0.625 < m_{eq} < 1$	 Bonne équivalence entre les formes d'ondes.
	 Temps de montée, oscillations.
$m_{eq} \leq 0.625$	$R_{in} = 0$  Bonne première approche. tf, dépassements.
	$R_{in} \neq 0$  Dépassements.
	 Décalage entre les formes d'onde.
	 Temps de montée, oscillations.

Dès lors que les effets inductifs ne bloquent plus la vitesse des porteurs, cela se traduit au niveau du temps de montée de la tension distribuée par un fort slew rate accompagné des premières et plus intenses réflexions du signal sur la ligne. Malgré la différence entre les

temps de montée des deux systèmes et les oscillations liées aux réflexions des signaux, le modèle analytique permet d'obtenir une forme tension V_{RLC} relativement correcte pour une première approche. Nous verrons d'ailleurs dans le chapitre suivant que ces limitations ne sont pas gênantes, du moins pour l'évaluation des caractéristiques que nous souhaitons quantifier par des expressions analytiques.

Dans l'ensemble, le modèle s'avère assez précis pour différentes longueurs de ligne, le modèle ayant été validé pour des lignes de longueur supérieure au millimètre. Dans le cas des signaux injectés en entrée des systèmes, le modèle ne montre pas de limitations pour déterminer une tension V_C quelque soit la valeur du temps de transition t_r du signal d'entrée. Par contre, le modèle est plus limité dans le cadre de la restitution d'une tension inductive modale dès lors que les effets inductifs sont dominants et que les temps de transition sont élevés ; ces derniers déformant alors le signal. Généralement, cette limite est atteinte pour des temps de transition de l'ordre de 40 à 50ps.

A noter que les tensions de crosstalk vues en sortie du modèle analytique sont obtenues à l'aide d'un programme réalisé sous C++ dans lequel sont définies les différentes équations présentées dans ce chapitre.

CHAPITRE III

III Expressions analytiques pour l'évaluation des caractéristiques des tensions de bruit.

III.1 Introduction.

Nous venons de voir qu'il est possible de réduire une structure de deux lignes couplées à une cellule RLC localisée via les modes de propagation et une méthode de corrélation. Le modèle localisé est ainsi décrit avec des expressions analytiques du 1^{er} et du 2nd ordre et les tensions de bruit comme des combinaisons linéaires de ces expressions. A partir de celles-ci, on cherche à évaluer les caractéristiques des tensions de crosstalk. Les caractéristiques étudiées sont le maximum d'amplitude et la largeur de pulsation vu que ce sont ces caractéristiques qui peuvent entraîner une commutation non désirée du signal et induire des erreurs logiques au niveau des portes situées en terminaison de ligne.

Dans la première partie de ce chapitre seront présentées les expressions analytiques permettant d'évaluer les caractéristiques d'une tension de bruit capacitive V_C soit quand le système est décrit par des lignes RC. La seconde et dernière partie traitera de l'évaluation des caractéristiques d'une tension de crosstalk V_{RLC} pour lesquelles sera pris en compte le comportement de V_{RLC} et en fonction de V_{Le} suivant les domaines harmoniques définis dans le chapitre II. Les expressions analytiques seront validées via des comparaisons entre des valeurs d'amplitudes maximales et de largeurs de pulsation simulées sous SPICE et des valeurs calculées avec les expressions que nous présentons dans ce chapitre pour un vaste ensemble de géométries de lignes.

III.2 Détermination des caractéristiques d'une tension de bruit capacitive V_C .

III.2.1 Détermination du maximum d'amplitude.

On a vu précédemment que, dans le domaine temporel, une tension de crosstalk capacitive V_C pouvait s'exprimer suivant la superposition de ses tensions modales en mode commun et en mode différentiel suivant :

$$V_C = \frac{1}{2}(V_{C_e} - V_{C_o}) \quad \text{Eq-III-1}$$

de même qu'une tension de crosstalk capacitive pouvait s'exprimer à l'aide du modèle analytique comme la superposition de deux expressions analytiques du 1^{er} ordre.

$$V_C(t) \equiv V_{C_{eq}}(t) = \frac{V_{C_{eq_e}}(t) - V_{C_{eq_o}}(t)}{2} = \frac{V_{in}}{2} \left[\exp\left(-\frac{t - \Delta t_{eq_o}}{\tau_{eq_o}}\right) - \exp\left(-\frac{t - \Delta t_{eq_e}}{\tau_{eq_e}}\right) \right] \quad \text{Eq-III-2}$$

Les temps de vol et les constantes de temps décrivant ces expressions ont été décrits dans le chapitre précédent (partie II.4.3).

Calculer le maximum d'amplitude $V_{C_{max}}$ revient à l'aide du modèle localisé à calculer l'amplitude $V_{C_{max_{eq}}}$; cette dernière étant atteinte dans le domaine temporel au temps $t_{max_{eq}}$ pour lequel la dérivée de $V_{C_{eq}}$ en fonction du temps est nulle soit :

$$\frac{dV_{C_{eq}}(t_{max_{eq}})}{dt} = 0 \quad \text{Eq-III-3}$$

La résolution de Eq-III-3 permet alors la détermination d'une expression analytique de $t_{max_{eq}}$ et au final de $V_{C_{max_{eq}}}$.

$$t_{max_{eq}} = \frac{\tau_{eq_o} \tau_{eq_e}}{\tau_{eq_o} - \tau_{eq_e}} \left[\ln\left(\frac{\tau_{eq_o}}{\tau_{eq_e}}\right) + \frac{\Delta t_{eq_e}}{\tau_{eq_e}} - \frac{\Delta t_{eq_o}}{\tau_{eq_o}} \right] \quad \text{Eq-III-4}$$

$$V_{C_{max_{eq}}} = V_{C_{eq}}(t_{max_{eq}}) = \frac{V_{in}}{2} \left[e^{-\left(\frac{\Delta t_{eq_e} - \Delta t_{eq_o}}{\tau_{eq_o} - \tau_{eq_e}}\right)} \left[\left(\frac{\tau_{eq_e}}{\tau_{eq_o}}\right)^{\tau_{eq_e}/(\tau_{eq_o} - \tau_{eq_e})} - \left(\frac{\tau_{eq_e}}{\tau_{eq_o}}\right)^{\tau_{eq_o}/(\tau_{eq_o} - \tau_{eq_e})} \right] \right] \quad \text{Eq-III-5}$$

Remarque : on peut par finalité déterminer avec un très bon degré de précision l'amplitude maximale à l'aide de l'expression (voir les comparaisons entre les valeurs simulées sous SPICE et calculées présentées ultérieurement). En revanche, si le modèle analytique permet une très bonne équivalence des réponses V_C et $V_{C_{eq}}$, la corrélation n'est pas parfaite à 100% dans l'absolu du fait de la différence d'ordre entre les deux systèmes. Bien que les temps t_{max} et $t_{max_{eq}}$ soient différents, l'équivalence en amplitude entre les deux réponses est telle que le calcul de $t_{max_{eq}}$ permet de déduire une valeur de $V_{C_{max_{eq}}}$ très proche de $V_{C_{max}}$ (Figure III-1).

En conclusion, des valeurs très proches de $V_{C_{max}}$ et $V_{C_{max_{eq}}}$ ne supposent pas le même degré de précision au niveau des temps t_{max} et $t_{max_{eq}}$ où ils se produisent.

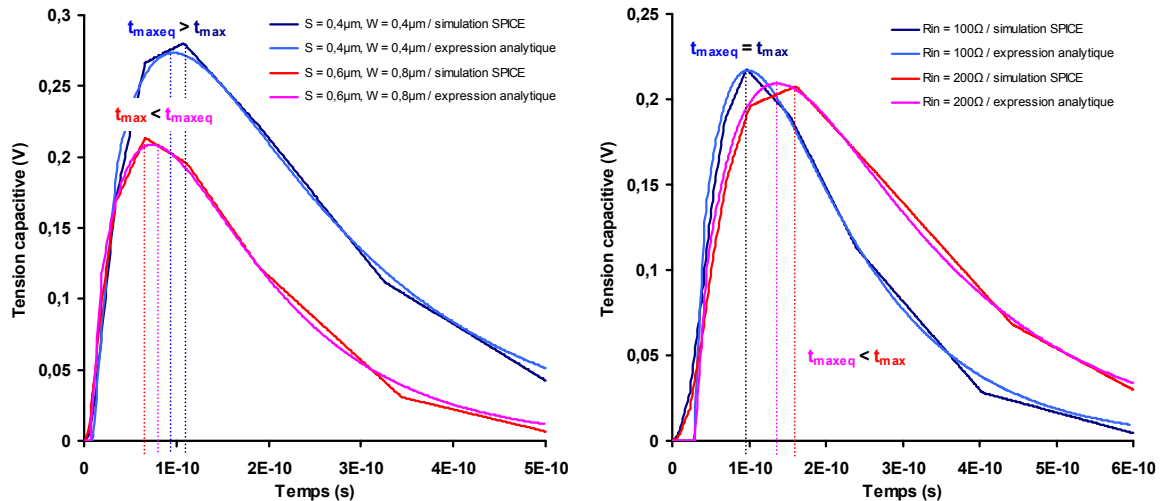


Figure III-1 : Comparaisons entre les temps t_{\max} et t_{\maxeq} où se produisent $V_{C_{\max}}$ et $V_{C_{\maxeq}}$. Figure de gauche : pour différentes géométries ; $l = 5\text{mm}$, $R_{in} = 100\Omega$, $C_L = 5\text{fF}$, $t_r = 0\text{ps}$. Figure de droite : variation de R_{in} , $S = W = 0,6\mu\text{m}$, $C_L = 5\text{fF}$, $t_r = 40\text{ps}$.

III.2.2 Détermination de la largeur de pulsation.

La largeur de pulsation est définie suivant un intervalle de temps $[t_1, t_2]$ pour lequel la tension de sortie aux instants t_1 et t_2 est égale à $V_{C_{\max}}/2$. Cette définition au niveau du modèle analytique se traduit telle que :

$$V_{C_{eq}}(t_{1eq}, t_{2eq}) = \frac{V_{in}}{2} \left[\exp\left(-\frac{t_{1,2eq} - \Delta t_{eqo}}{\tau_{eqo}}\right) - \exp\left(-\frac{t_{1,2eq} - \Delta t_{eqe}}{\tau_{eqe}}\right) \right] = \frac{V_{C_{\maxeq}}}{2} \quad \text{Eq-III-6}$$

Cependant, la superposition des deux expressions analytiques du 1^{er} ordre ne permet pas de déterminer par une résolution formelle les temps t_{1eq} et t_{2eq} . En conséquence, on cherche à déterminer des expressions approximées permettant de calculer ces deux instants le plus précisément possible. On observe alors dans le domaine temporel le comportement de la tension $V_{C_{eq}}$ et de ses tensions modales respectives $V_{C_{eqe}}$ et $V_{C_{eqo}}$ (Figure III-2).

Par définition, au vu des valeurs effectives que peut prendre la capacité de ligne du système, la ligne tend à être plus capacitive en mode différentiel qu'en mode commun. Le mode commun se propage donc plus rapidement pour un temps de vol et une constante de temps (et un temps de montée) plus faible.

Lorsque le couplage capacitif entre les deux lignes est très important, comme dans le cas de la Figure III-2, on s'aperçoit que $V_{C_{eq}}$ ne dépend à l'instant t_{1eq} que de $V_{C_{eqe}}$. En effet, pour de forts couplages capacitifs, t_1 est plus petit que tof_{eqo} ou équivalent.

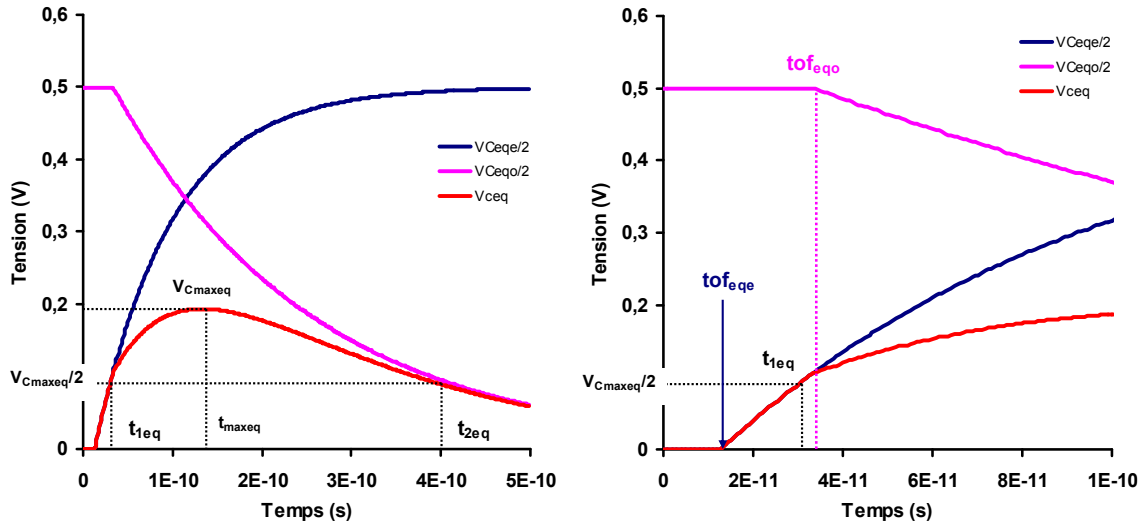


Figure III-2 : Figure de gauche : illustration de la largeur de pulsation de $V_{C_{eq}}$. Figure de droite : localisation dans le domaine temporel de l'instant t_{1eq} et des temps de vol équivalents tof_{eqe} et tof_{eqo} . $R_{in} = 200\Omega$, longueur = 5mm, $R = 71840\Omega/m$, $C_g = 44,5pF/m$, $C_m = 44,4pF/m$, $C_L = 5fF$.

De cette observation, on peut alors déduire une première approximation de t_{1eq} tel que :

$$t_{1eq} \rightarrow \frac{V_{C_{maxeq}}}{2} = V_{C_{eqe}}(t_{1eq}) \quad \text{Eq-III-7}$$

$$t_{1eq} = \Delta t_{eqe} - \tau_{eqe} \ln \left(1 - \frac{V_{C_{maxeq}}}{V_{in}} \right) \quad \text{Eq-III-8}$$

A l'inverse, au temps t_{2eq} , la réponse en mode commun a généralement atteint sa valeur finale en sortie. En conséquence, $V_{C_{eq}}$ ne dépend plus à l'instant t_{2eq} que de $V_{C_{eqo}}$. D'où une première approximation de t_{2eq} décrite suivant :

$$t_{2eq} \rightarrow \frac{V_{C_{maxeq}}}{2} = V_{C_{eqo}}(t_{2eq}) \quad \text{Eq-III-9}$$

$$t_{2eq} = \Delta t_{eqo} - \tau_{eqo} \ln \left(\frac{V_{C_{maxeq}}}{V_{in}} \right) \quad \text{Eq-III-10}$$

Or, ces deux expressions analytiques ne sont valides que pour un couplage capacitif très important vérifiant la relation :

$$1 + 2 \frac{C_m}{C_g} \gg 1 \quad \text{Eq-III-11}$$

Lorsque le couplage capacitif est faible, les expressions Eq-III-9 et Eq-III-10 conduisent à une sous-estimation de t_1 et une surestimation du temps t_2 . Deux géométries sont présentées dans la figure ci-dessous afin d'illustrer ce propos. Les instants t_1 et t_2 (valeurs simulées et calculées) sont exprimés en fonction du coefficient de couplage capacitif tel que $K_C = C_m/C_g$.

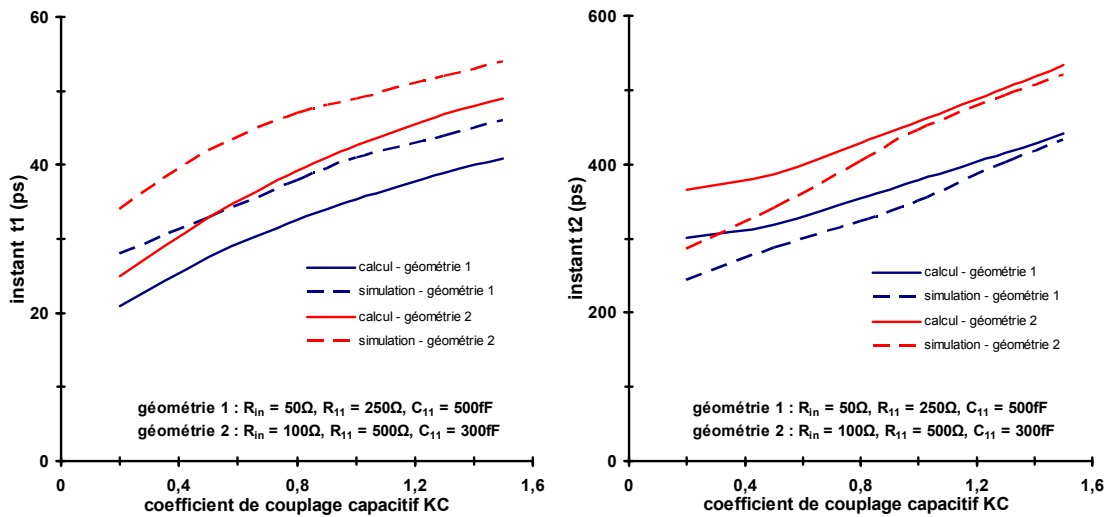


Figure III-3 : Comparaison en fonction de K_C des valeurs simulées et calculées des instants où l'on atteint $V_{C_{maxeq}}/2$. Gauche : instant t_1 . Droite : instant t_2 .

On cherche alors à améliorer la précision de ces deux expressions analytiques pour de faibles couplages capacitifs.

Vu que l'on sous-estime t_1 , on cherche à déterminer un coefficient α améliorant la précision de Eq-III-8 de la forme :

$$t_{1eq_imp} = t_{1eq} (1 + \alpha) \quad \text{Eq-III-12}$$

Vu que le coefficient α est un terme de correction, ce dernier est évalué empiriquement en fonction de l'ensemble des paramètres électriques décrivant le système pour différentes géométries usuelles et pire-cas. Quel que soit le paramètre électrique considéré, le coefficient évolue logarithmiquement en fonction de K_C . Si les variations de α en fonction de la capacité

de couplage à la masse sont assez faibles, ce dernier évolue de manière significative en fonction des résistances d'entrée R_{in} et de ligne $R_{11} = R_{22} = R$ (Figure III-4).

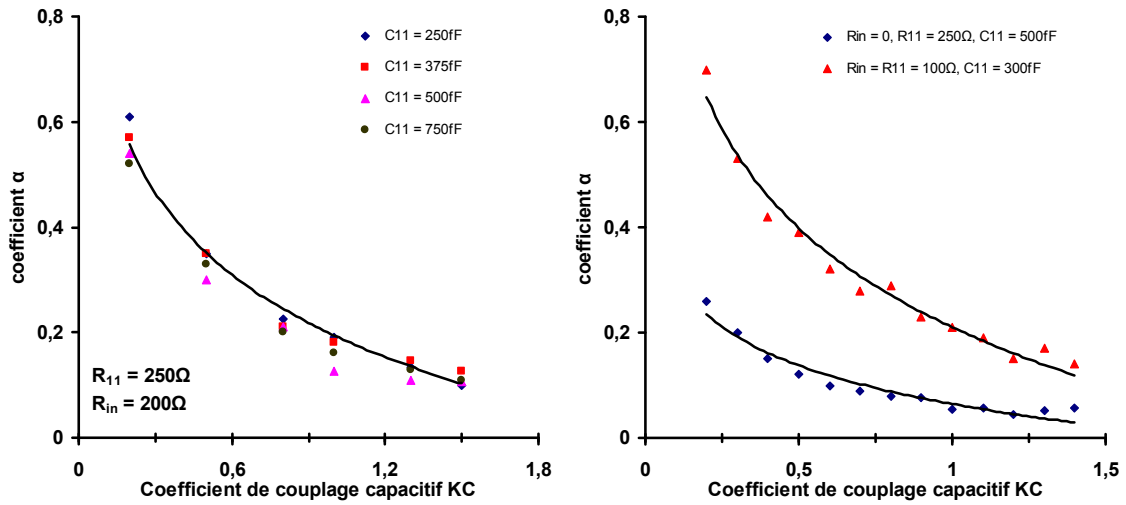


Figure III-4 : Evolution de α en fonction de K_C . Figure de gauche : pour différentes valeurs de capacités de couplage de masse $C_g = C_{11} = C_{22}$. Figure de droite : pour différentes géométries.

Le coefficient α est donc défini à la fois suivant K_C mais aussi suivant un terme résistif que l'on note R_t suivant la relation :

$$\alpha = R_t [1 - \ln(K_C)] \quad \text{Eq-III-13}$$

Le terme résistif R_t a été déterminé en fonction du rapport $R_{in}/(R_{in}+R)$. L'ensemble des géométries étudiées montre que la courbe de tendance de R_t en fonction de $R_{in}/(R_{in}+R)$ a une allure linéaire (Figure III-5). A terme, on déduit de cette tendance une expression analytique de R_t et par finalité de α et t_{1eq_imp} .

$$R_t = \frac{1}{10} \left(\frac{2}{5} + 3 \frac{R_{in}}{R_{in} + R} \right) \quad \text{Eq-III-14}$$

$$\alpha = \frac{1}{10} \left(\frac{2}{5} + 3 \frac{R_{in}}{R_{in} + R} \right) (1 - \ln(K_C)) \quad \text{Eq-III-15}$$

$$t_{1eq} = \left[\Delta t_{eq_e} - \tau_{eq_e} \ln \left(1 - \frac{V_{C_{max_{eq}}}}{V_{in}} \right) \right] \left[1 + \frac{1}{10} \left(\frac{2}{5} + 3 \frac{R_{in}}{R_{in} + R} \right) (1 - \ln(K_C)) \right] \quad \text{Eq-III-16}$$

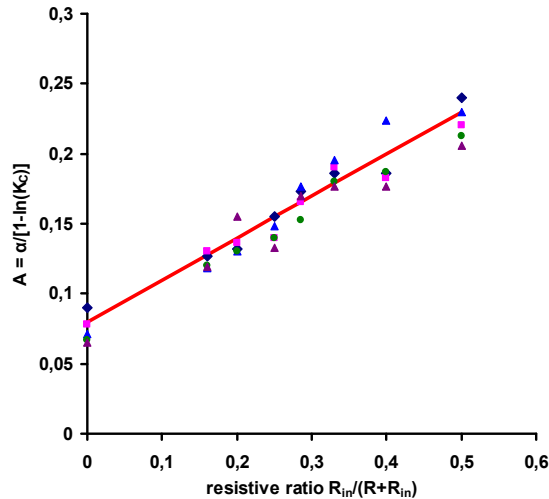


Figure III-5 : Evolution du terme résistif R_t en fonction du rapport résistif $R_{in}/(R_{in}+R)$ en fonction de différentes géométries de ligne.

A noter que le terme constant de R_t correspond à la correction à apporter dans le cas où les lignes sont directement attaquées par un signal soit lorsqu'il n'y a aucune résistance d'entrée.

Vu que l'on surestime t_2 , on cherche à déterminer un coefficient β pour améliorer la précision de Eq-III-10 de la forme :

$$t_{2eq_imp} = t_{2eq} (1 - \beta) \quad \text{Eq-III-17}$$

Tout comme le coefficient α , le coefficient β est déterminé empiriquement. Dans le cadre du calcul de t_2 suivant Eq-III-10, l'erreur d'estimation est négligeable dès que $K_C > 1$.

On cherche donc à identifier davantage une expression de β lorsque $K_C \leq 1$. En vérité, même dans ce domaine d'étude, le pourcentage d'erreur dans l'estimation de t_2 reste très faible. Il est donc difficile de pouvoir estimer de manière précise l'évolution du comportement de β en fonction des paramètres électriques du système. En revanche, tout comme α , β évolue logarithmiquement en fonction de K_C et donc linéairement si on en prend le logarithme (Figure III-6). On finit alors par déterminer une expression analytique de β de la forme :

$$\beta = 2 \cdot 10^{-2} (1 - 4 \ln(K_C)) \quad \text{Eq-III-18}$$

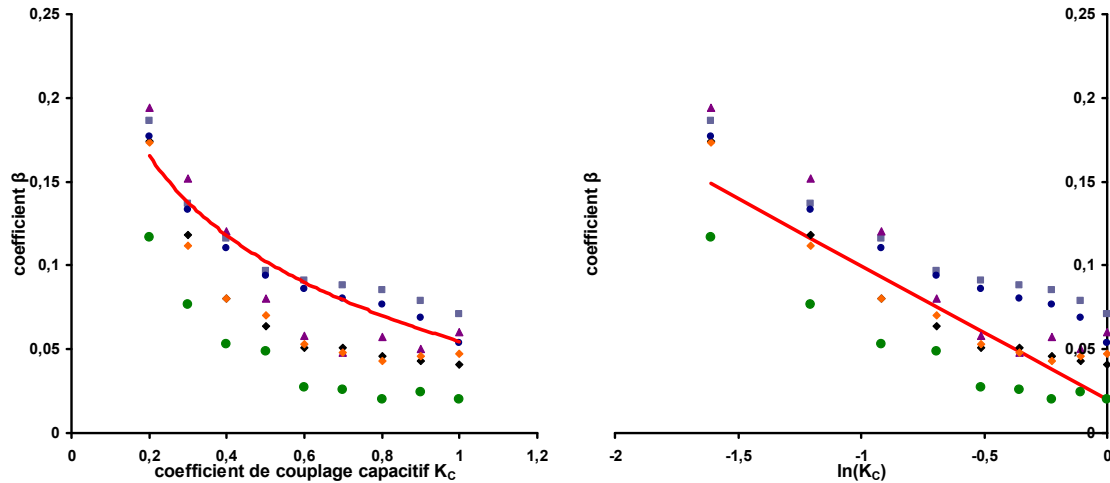


Figure III-6 : Evolution du coefficient β en fonction du coefficient de couplage capacitif K_C pour différentes géométries. Figure de gauche : en considérant K_C . Figure de droite : en prenant le logarithme de K_C .

Dans le cas du calcul de t_2 , on considère alors deux cas de figure selon :

$$K_C > 1 \rightarrow t_{2eq} = \Delta t_{eq_0} - \tau_{eq_0} \ln\left(\frac{V_{Cmax_{eq}}}{V_{in}}\right) \quad \text{Eq-III-19}$$

$$K_C \leq 1 \rightarrow t_{2eq} = \left[\Delta t_{eq_0} - \tau_{eq_0} \ln\left(\frac{V_{Cmax_{eq}}}{V_{in}}\right) \right] \left[1 - 2 \cdot 10^{-2} (1 - 4 \ln(K_C)) \right] \quad \text{Eq-III-20}$$

En ayant déterminé des expressions analytiques de t_1 et t_2 , on peut alors estimer par le calcul la largeur de pulsation Np suivant :

$$Np \equiv Np_{eq} = t_{2eq} - t_{1eq} \quad \text{Eq-III-21}$$

Note : pour les validations qui seront présentées par la suite, les comparaisons entre valeurs simulées et calculées ne se feront pas sur Np mais sur t_1 et t_2 afin de montrer le degré de précision des équations relatives à ces instants.

III.2.3 Validation des expressions analytiques pour l'évaluation de V_C .

Les tableaux ci-dessous présentent quelques unes des nombreuses comparaisons réalisées entre caractéristiques simulées et calculées afin de valider l'ensemble des expressions qui viennent d'être présentées.

R (Ω)	V_{Cmax} (V)	V_{Cmaxeq} (V)	ε_{-V_{Cmax}} (%)	t₁ (ps)	t_{1eq} (ps)	ε_{-t₁} (%)	t₂ (ps)	t_{2eq} (ps)	ε_{-t₂} (%)
100	0.262	0.261	0.38	14.3	13.24	7.41	161	158	-1.9
200	0.278	0.271	2.51	19.6	19	3.06	200	208	-4
300	0.281	0.276	1.78	25.6	24.7	3.51	257	258	-0.38
400	0.287	0.279	2.79	30.9	30.13	2.49	292	308	-5.48
500	0.292	0.281	3.76	36.9	35.5	3.79	335	322	3.88

Tableau III-1 : Comparaisons pour différentes valeurs de résistances de ligne R entre les caractéristiques d'une tension V_C simulée sous SPICE et obtenue analytiquement.

C_g = 200fF ; C_m = 300fF ; R_{in} = 100Ω ; longueur = 5mm.

R_{in} (Ω)	V_{Cmax} (V)	V_{Cmaxeq} (V)	ε_{-V_{Cmax}} (%)	t₁ (ps)	t_{1eq} (ps)	ε_{-t₁} (%)	t₂ (ps)	t_{2eq} (ps)	ε_{-t₂} (%)
50	0.286	0.279	2.45	15.8	15.06	4.68	148	154	-4
100	0.278	0.271	2.51	19.6	19	3.06	200	208	-4
200	0.262	0.261	0.38	27.1	26.5	2.21	322	316	1.86
300	0.258	0.255	1.16	33.9	33.4	1.47	424	423	0.23
400	0.24	0.252	-5	39.5	40.12	-1.57	563	533	5.32

Tableau III-2 : Comparaisons pour différentes valeurs d'entrée de ligne R_{in} entre les caractéristiques d'une tension V_C simulée sous SPICE et obtenue analytiquement.

C_g = 200fF ; C_m = 300fF ; R = 200Ω ; longueur = 5mm.

K_C	V_{Cmax} (V)	V_{Cmaxeq} (V)	ε_{-V_{Cmax}} (%)	t₁ (ps)	t_{1eq} (ps)	ε_{-t₁} (%)	t₂ (ps)	t_{2eq} (ps)	ε_{-t₂} (%)
0.2	0.072	0.07	2.78	18.1	17.4	3.87	158	169	-6.97
0.5	0.15	0.144	4	21.5	20.96	2.51	190	195	-2.63
0.8	0.2	0.196	2	23.7	23.54	0.67	228	225	1.75
1	0.227	0.223	1.76	25	24.87	0.52	246	244	0.81
1.2	0.247	0.246	0.4	24.9	25.98	-4.33	264	265	-0.66
1.5	0.279	0.275	1.43	28.2	27.31	3.15	286	290	-1.39
1.8	0.304	0.3	2.94	28.36	3.53	3.53	306	314	-2.61

Tableau III-3 : Comparaisons en fonction du coefficient de couplage capacitif K_C entre les caractéristiques d'une tension V_C simulée sous SPICE et obtenue analytiquement.

C_g = 250fF ; R = 200Ω ; R_{in} = 100Ω ; longueur = 5mm.

géométrie	longueur (mm)	V_{Cmax} (V)	V_{Cmaxeq} (V)	$\varepsilon_{-V_{Cmax}}$ (%)	t_1 (ps)	t_{1eq} (ps)	ε_{-t_1} (%)	t_2 (ps)	t_{2eq} (ps)	ε_{-t_2} (%)
1	3	0.271	0.268	1.1	12.5	11.89	4.88	1312	129	1.526
	5	0.282	0.278	1.41	28.2	27.41	2.8	275	283	-2.9
	8	0.294	0.284	3.4	62	61.73	0.43	581	615	-5.85
2	3	0.161	0.157	2.48	9.76	9.81	-0.51	96.8	98.05	-1.29
	5	0.17	0.163	4.11	22.4	21.92	2.14	202	204	-0.99
	8	0.175	0.168	4	50	47.86	4.28	426	428	-0.47

Tableau III-4 : Comparaisons en fonction de la longueur de ligne pour deux géométries entre les caractéristiques d'une tension V_C simulée sous SPICE et obtenue analytiquement. Géométrie 1 : $R = 350\Omega$, $C_g = 200fF$, $C_m = 300fF$, $R_{in} = 100\Omega$. Géométrie 2 : $R = 250\Omega$, $C_g = 250fF$, $C_m = 150fF$, $R_{in} = 100\Omega$.

Dans l'ensemble des résultats listés ci-dessus, la capacité de charge est égale à 5fF. Les valeurs des paramètres électriques utilisées pour les validations sont des valeurs typiques vu que le modèle analytique est indépendant de toute technologie. Par contre, ces valeurs restent cohérentes en regard des paramètres électriques des lignes que l'on peut rencontrer pour les technologies actuelles. Le pourcentage d'erreur est tel qu'il correspond à une sous-estimation de la caractéristique lorsqu'il est positif et négatif lorsqu'il s'agit d'une surestimation. Ces remarques restent de mise pour les validations présentées ultérieurement dans ce chapitre et le chapitre IV.

En conclusion, on peut voir à partir de ces résultats que les expressions déduites du modèle analytique permettent d'évaluer avec un très bon degré de précision les caractéristiques d'une tension de crosstalk capacitive V_C ; sans compter que le modèle analytique permet une très bonne restitution de l'allure de la tension de bruit.

III.3 Détermination des caractéristiques d'une tension de crosstalk V_{RLC} .

III.3.1 Détermination des caractéristiques en fonction de V_{Le} .

Dans le cas où les effets inductifs sont pris en compte, les caractéristiques de V_{RLC} sont déterminées suivant les trois domaines définis dans le chapitre précédent en fonction du comportement des réponses modales en mode commun et en mode différentiel suivant le régime harmonique dans lequel est défini le facteur d'amortissement modal.

Or, nous avons pu voir en mode différentiel que la résistance effective est largement supérieure à la réactance effective dans le cas des réseaux d'interconnexions des circuits digitaux. Dans ce cas, la tension V_{RLC_0} est en régime amorti et comparable à une tension capacitive V_{C_0} . De plus, la tension modale V_{RLC_e} est assimilable à la tension V_{L_e} du fait d'une impédance caractéristique et d'un facteur de propagation identique d'où l'expression analytique suivante :

$$V_{RLC} = \frac{1}{2}(V_{L_e} - V_{C_0}) \quad \text{Eq-III-22}$$

Ainsi, la détermination des caractéristiques de V_{RLC} est établie suivant le domaine harmonique dans lequel est définie V_{L_e} . Cette approche s'applique dans le cas où l'on évalue l'amplitude maximale ainsi que le temps t_2 . En effet, le temps t_1 est évalué indépendamment des trois domaines considérés (c.f sous-partie suivante). Par ailleurs, on procède pour une tension V_{RLC} à une redéfinition de la largeur de pulsation. Pour tous les domaines harmoniques, le temps t_1 correspond à l'instant où l'impact inductif est à son maximum (instant où l'on observe $V_{L_{e\max}}$ et assimilable au temps de vol tof_e). Lorsque V_{L_e} est en régime pseudo-oscillatoire et que la capacité du système atteint sa fréquence de résonance ($m_{\text{eff}} < 0.625$), le temps t_2 correspond à l'instant où l'on atteint dans le domaine temporel pour la seconde fois la valeur finale en sortie soit t_{f2} . Autrement, pour les autres domaines harmoniques, le temps t_2 correspond à l'instant où l'on atteint en sortie la moitié de l'amplitude maximale.

III.3.2 Détermination de l'instant t_1 .

On suppose que le temps t_1 correspond à l'instant où l'impact inductif est à son maximum soit pour lequel on atteint $V_{L_{\max}}$ et pour lequel la réponse en mode commun V_{RLC_e} devient non nulle. La tension V_{RLC_e} étant égale à V_{L_e} , cela équivaut à assimiler le temps t_1 au temps de vol tof_e de V_{L_e} soit :

$$t_1 = tof_e \quad \text{Eq-III-23}$$

Vu que les temps de vol de V_{L_e} et $V_{L_{e\text{qe}}}$ ne sont pas corrélables à cause de la différence d'ordre entre les deux systèmes, la détermination de t_1 se fait empiriquement. Cette détermination consiste en premier lieu à évaluer t_1 lorsque l'impact inductif est négligeable

afin d'établir l'impact capacitif sur tof_e puis à intégrer par la suite les effets inductifs en augmentant au fur et à mesure leur intensité.

Lorsque les effets inductifs sont importants et que le système fonctionne en mode commun en régime pseudo-oscillatoire, t_1 est déterminé par extrapolation de l'asymptote correspondant au slew rate de la réponse (assimilable à une droite) dès que l'inductance ne bloque plus la propagation des porteurs ; expliquant pourquoi le temps de vol est souvent considéré comme équivalent au temps de montée de la réponse ($\text{tof}_e = \text{tm}_e$). Lorsque la réponse est en régime critique ou amorti, il est plus aisé d'estimer une valeur du temps de vol vu que l'inductance ne bloque plus ou partiellement la propagation des porteurs de charge (Figure III-7).

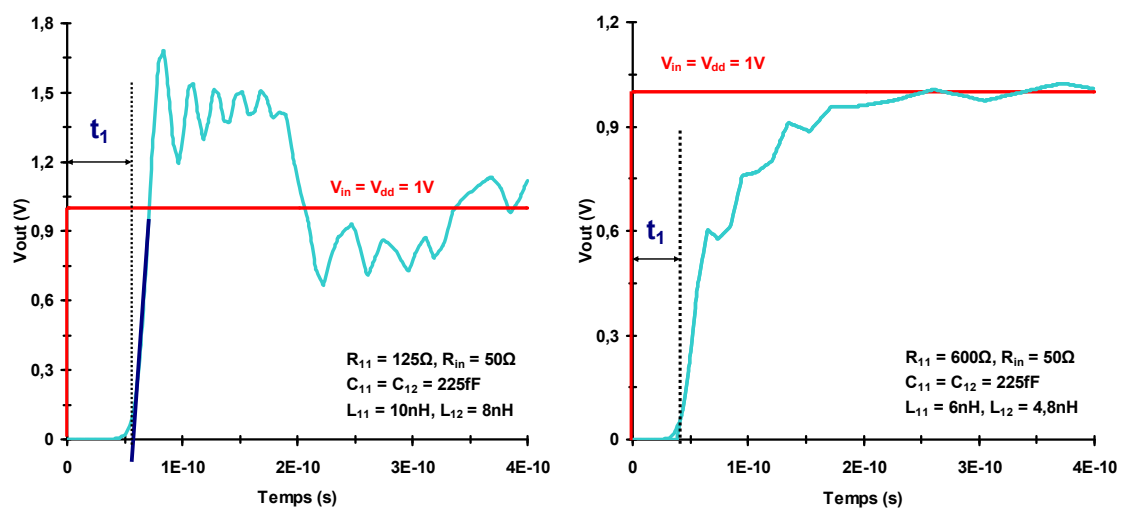


Figure III-7 : Détermination de l'instant t_1 . Figure de gauche : régime pseudo-oscillatoire avec phénomène de résonance. Figure de droite : régime amorti.

Au final, l'évaluation empirique de t_1 aboutit à l'expression analytique :

$$t_1 = \frac{1}{10} \left(\frac{RC_g}{2} + 8\sqrt{(L_s + L_m)C_g} \right) \left(1 + \frac{R_{in}}{5(R_{in} + R)} \right) \quad \text{Eq-III-24}$$

pour laquelle est inclus le rapport résistif traduisant la distribution de la résistance R sur l'ensemble de la ligne au regard de la résistance d'entrée R_{in} .

III.3.3 Détermination de t_2 et V_{RLCmax} quand $0,625 \geq m_{eq_e}$.

Lorsque le facteur d'amortissement d'un système du second ordre est inférieur ou égal à 0.625, le système fonctionne en régime pseudo-oscillatoire et la capacité entre en résonance à la pulsation $\omega_R = \omega_o \sqrt{1 - m^2}$ se traduisant temporellement par des dépassements successifs

avec pseudo-oscillations autour de la valeur finale durant un temps de compensation et après lequel la réponse en sortie se stabilise à la valeur finale. Ce comportement est visible dès lors que le système est attaqué par un échelon de tension. Dans le domaine temporel, on peut déduire de la réponse plusieurs caractéristiques telles que le temps de montée t_m , les temps t_{fi} correspondant à l'instant où l'on atteint pour la i ème fois la valeur finale en sortie ou bien encore la pseudo-période T_{osc} . L'intervalle de temps séparant le maximum d'un dépassement transitoire D_x de celui d'un dépassement D_{x+1} est égal à $T_{osc}/2$ (Figure III-8).

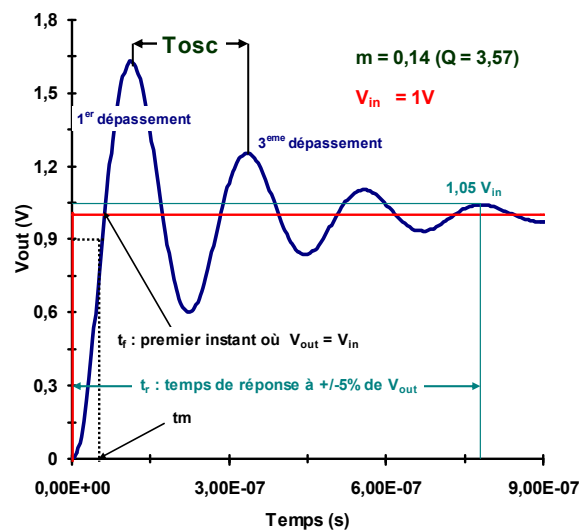


Figure III-8 : Caractéristiques d'une tension de sortie V_{RLC} d'un système du 2nd ordre attaqué par un échelon de tension lorsque ce dernier est en régime pseudo-oscillatoire et que la capacité est entrée en résonance.

Comme V_{Co} évolue suivant une même polarité jusqu'à sa valeur finale, V_{RLC} suit les mêmes types de variations d'amplitude que V_{Le} dès lors que cette dernière commence à être observable en sortie. On peut ainsi observer sur l'évolution de V_{RLC} l'impact de chacun des dépassements successifs de V_{Le} et en conclure que la tension de bruit résulte principalement du 1^{er} dépassement de V_{Le} auquel s'ajoutent les réflexions du signal les plus intenses.

Une bonne estimation de la tension de bruit revient donc dans ce domaine harmonique à considérer V_{RLC} dans l'intervalle de temps $[t_{f1}, t_{f2}]$; t_{f1} et t_{f2} respectivement les temps où l'on observe pour la première et la seconde fois la valeur finale de la tension V_{Le} en sortie. Ces observations sont illustrées sur la Figure III-9 pour laquelle sont aussi représentées les réponses schématiques de V_{Le} et de V_{RLC} ; cette dernière étant obtenue dans le domaine temporel via Eq-III-22 en soustrayant $V_{Co}(t)$ à l'allure schématique de $V_{Le}(t)$.

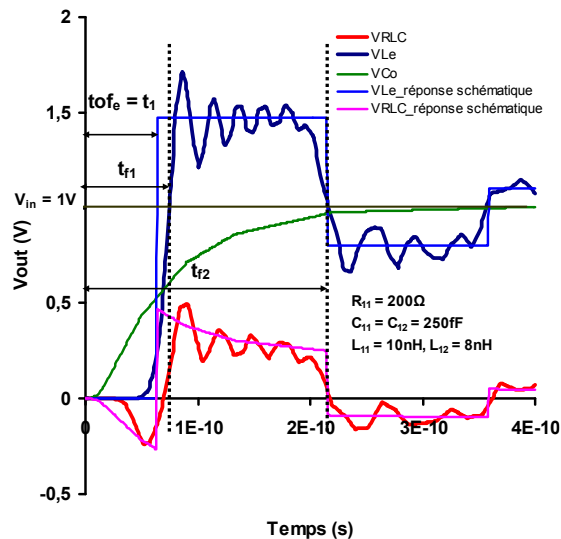


Figure III-9 : Illustration du comportement de V_{RLC} en fonction de V_{Le} quand $m_e \leq 0.625$. Localisation des instants t_1 , t_{f1} et t_{f2} sur V_{RLC} quand V_{Le} atteint pour la 1^{ère} et la 2^{ème} fois sa valeur finale.

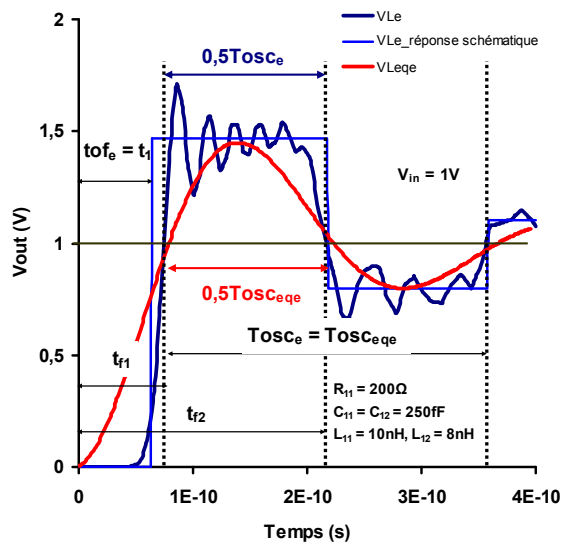


Figure III-10 : Illustration de la corrélation des pseudo-périodes T_{osce} et T_{osceqe} de V_{Le} et V_{Leqe} quand la résistance d'entrée R_{in} est nulle.

Dans le cas où les lignes sont directement attaquées par une tension d'entrée ($R_{in} = 0$), nous avons vu dans le chapitre 2 que les instants t_{f1} et t_{f2} de V_{Le} et V_{Leqe} sont corrélés. En conséquence, il y a aussi corrélation au niveau de leur pseudo-période T_{osce} et T_{osceqe} (Figure III-10). Dans le cas où R_{in} est non nulle, les instants t_{fi} des deux formes d'onde ne sont plus corrélables ; de même pour les pseudo-périodes. Outre un impact sur l'amplitude des dépassements de V_{Le} , la résistance R_{in} a pour effet de décaler la forme d'onde suivant le

rapport $R_{in}/5(R_{in} + R_{eff})$. Par finalité, on peut déduire une expression analytique de la pseudo-période $Tosc_e$ définie comme :

$$\frac{Tosc_e}{2} \equiv \frac{Tosc_{eq_e}}{2} = \frac{\pi}{\omega_{o_{eq_e}} \sqrt{1 - m_{eq_e}^2}} \left(1 + \frac{R_{in}}{5(R_{in} + R)} \right) \quad \text{Eq-III-25}$$

$$\omega_{o_{eq_e}} = \frac{1}{\sqrt{0.42(C_g + C_m)(L_p + L_m)}} \quad \text{Eq-III-26}$$

$$m_{eq_e} = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{0.42(C_g + C_m)}{L_p + L_m}} \quad \text{Eq-III-27}$$

On suppose en référence à l'allure schématique de V_{Le} que $t_{f1} \equiv t_1$. Le calcul de t_2 , assimilé à t_{f2} , se fait alors suivant la relation :

$$t_2 = t_1 + \frac{Tosc_{eq_e}}{2} \quad \text{Eq-III-28}$$

Une telle supposition est idéale dans l'absolu puisqu'elle revient à dire que le 1^{er} pic de tension est assimilable à une droite en posant $tof_e = t_{me} = t_{f1}$. Or, cette égalité n'est pas vérifiée comme on peut le voir sur l'exemple de la Figure III-10. En ayant posé $t_1 = tof_e$ et puisque $t_1 < t_{f1}$, on tend à légèrement sous-estimer t_2 suivant Eq-III-28. L'erreur d'estimation entre les instants t_2 simulés et calculés est donc liée à l'écart temporel entre les temps t_1 et t_{f1} . Cette erreur reste relativement faible, les instants t_1 et t_{f1} étant proches. Concernant le calcul de l'amplitude maximale, cette dernière correspond à l'amplitude moyenne du 1^{er} dépassement de V_{Le} autour de laquelle oscille la réponse due aux réflexions soit à l'amplitude de la réponse schématique V_{Le} dans l'intervalle $[t_{f1}, t_{f2}]$. Dans le chapitre 2, cette amplitude moyenne est corrélée avec l'amplitude maximale du 1^{er} dépassement de V_{Leqe} que l'on considère ou non R_{in} . Ainsi, l'amplitude du 1^{er} dépassement D_1 de V_{Le} se calcule suivant :

$$V_{\max_{D_1}} = V_{Leqe} \left(t = t_{D_1} \right) = V_{Leqe} \left(t = \frac{\pi}{\omega_{o_{eq_e}} \sqrt{1 - m_{eq_e}^2}} \right) \quad \text{Eq-III-29}$$

l'expression de V_{Leqe} ayant été définie avec Eq-II-78.

Les formes d'onde V_{Le} et V_{Leqe} n'étant pas corrélable dans le temps quand R_{in} est non nulle, on suppose que le maximum d'amplitude du 1^{er} dépassement de V_{Le} est atteint au temps t_{max} tel que :

$$t_{max} = \frac{t_1 + t_2}{2} \quad \text{Eq-III-30}$$

pour laquelle $[t_1, t_2]$ est assimilé à l'intervalle de temps durant lequel se produit le 1^{er} dépassement. En conclusion, l'amplitude maximale V_{RLCmax} quand $0,625 \geq m_{eff}$ peut se calculer suivant l'expression analytique :

$$V_{RLCmax} = \frac{1}{2} (V_{Leqe}(t_{D1}) - V_{Ceqo}(t_{max})) \quad \text{Eq-III-31}$$

III.3.4 Détermination de t_2 et V_{RLCmax} quand $0,625 < m_{eqe} < 1$.

On considère maintenant le domaine $0,625 < m_{eqe} < 1$ pour lequel le système est en régime pseudo-oscillatoire sous-critique (soit sans dépassements successifs avec pseudo-oscillations); le dépassement en sortie avant stabilisation de la valeur finale étant de faible amplitude. Lorsqu'un système du 2nd ordre est attaqué par un échelon de tension, la réponse observable en sortie est celle représentée Fig III-11.

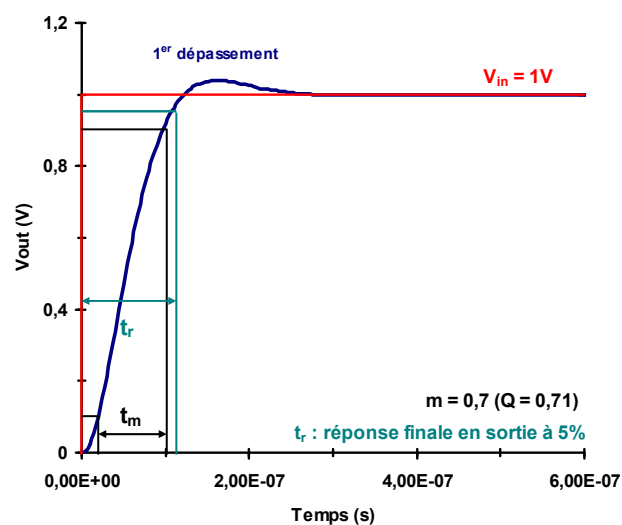


Figure III-11 : Caractéristiques d'une tension de sortie V_{RLC} d'un système du 2nd ordre en régime pseudo-oscillatoire sous-critique attaqué par un échelon de tension de 1V.

On peut déduire de cette tension de sortie son temps de montée t_m , t_r ou bien encore calculer en pourcentage le dépassement en amplitude. Quand le facteur d'amortissement m_{eqe} augmente, cela implique que les effets inductifs diminuent. Un des avantages des effets inductifs est de diminuer les temps de propagation. Si les effets inductifs diminuent, alors le délai de propagation va augmenter avec les effets capacitifs. Si on considère dans ce domaine que l'instant t_2 est déterminé à mi-hauteur de V_{RLC} , cela signifie que cet instant va augmenter dès lors que m_{eqe} va augmenter. Nous avons vu que lorsque le système est en régime pseudo-oscillatoire avec phénomène de résonance, le temps t_2 correspondait au temps t_{f2} où l'on atteignait pour la seconde fois en sortie la valeur finale. L'amplitude du dépassement étant faible (il est de l'ordre de 8% quand $m_{eqe} = 0.625$), le temps de compensation est beaucoup plus faible que lorsqu'il y a résonance. Plus m_{eqe} va augmenter, plus ce temps de compensation va diminuer et on atteindra plus rapidement la valeur finale en sortie.

En conséquence, on peut supposer que lorsque l'on atteindra l'instant t_2 , la tension V_{Le} sera « idéalement » égale à V_{in} ; cette dernière étant concrètement égale à t_2 à $V_{in} \pm \varepsilon$ du fait que les réflexions du signal sur les lignes ne sont pas complètement atténuées (Figure III-12).

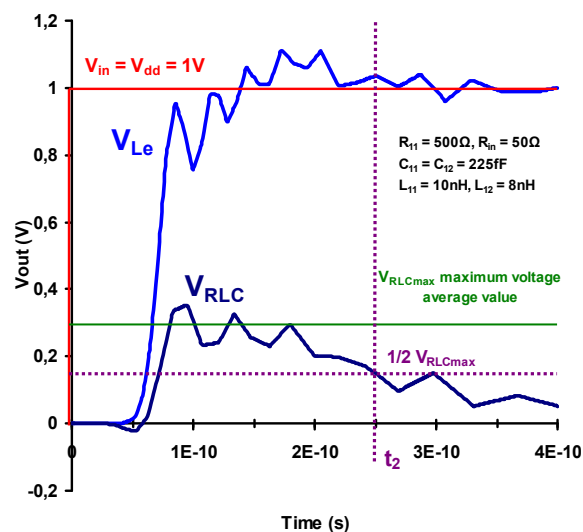


Figure III-12 : Observation de l'instant t_2 pour lequel on atteint $V_{RLCmax}/2$ au niveau de la tension de crosstalk V_{RLC} et qui est reporté sur la réponse V_{Le}

A l'instant t_2 , la tension de sortie est égale à :

$$V_{RLC}(t_2) = \frac{1}{2} (V_{Leqe}(t_2) - V_{Cego}(t_2)) = \frac{V_{RLCmax}}{2} \quad \text{Eq-III-32}$$

Puisque $V_{L_{eqe}}(t_2) = V_{in}$, alors l'expression Eq-III-32 peut être réduite suivant :

$$V_{RLC}(t_2) = V_{in} - V_{C_{oeq}}(t_2) = V_{RLC_{max}} \quad \text{Eq-III-33}$$

Pour rappel, la tension $V_{C_{eqo}}$ dans le domaine temporel est définie suivant Eq-II-59. La relation Eq-III-53 permet au final de dégager une expression analytique de t_2 dans le domaine où $0,625 < m_{eq_e} < 1$ soit :

$$t_2 = \Delta_{C_{eqo}} - \tau_{eqo} \ln\left(\frac{V_{RLC_{max}}}{V_{in}}\right) \quad \text{Eq-III-34}$$

Du fait que la tension de crosstalk résulte d'une combinaison entre une expression analytique du 1^{er} ordre avec une expression du 2nd ordre, on ne peut déterminer formellement $V_{RLC_{max}}$ en dérivant Eq-III-22 et en déterminant l'instant pour lequel la dérivée est nulle. Par ailleurs, à l'inverse du précédent domaine, l'allure de V_{RLC} ne dépend plus principalement du comportement dans le temps de V_{Le} . Désormais, elle dépend des pentes de V_{Le} et de V_{Co} .

La difficulté dans l'évaluation de $V_{RLC_{max}}$ est due au fait que t_{max} est atteint lorsque V_{Le} change abruptement de potentiel soit durant son temps de transition quand l'inductance ne bloque plus la propagation des porteurs.

Dans le cas où il y a phénomène de résonance, les temps de transition sont très rapides. De ce fait, les premières réflexions du signal transmis en sortie de ligne sont observables quasi-immédiatement à tof_e soit tf_e (on a pu voir que les deux temps sont équivalents ou proches suivant l'allure schématique de V_{Le}). En régime pseudo-oscillatoire sous-critique, les effets inductifs diminuant et la réponse étant déformée par les effets capacitifs, on atteint moins rapidement tf_e impliquant en répercussions qu'il n'est plus possible d'assimiler tf_e à tof_e . Les réflexions de plus fortes intensités apparaissant peu après tof_e , l'amplitude $V_{RLC_{max}}$ est atteinte lorsqu'ont lieu les premières réflexions du signal ; plus généralement à l'apparition du 1^{er} pic de tension.

Pour calculer $V_{RLC_{max}}$, l'objectif est de déterminer une expression analytique de l'instant t_{max} où se produit la première réflexion du signal. Pour rappel, dans le cadre de l'étude d'une tension V_{RLC} , $V_{RLC_{max}}$ est une valeur moyenne ne correspondant pas à l'amplitude du 1^{er} pic de V_{RLC} tout comme t_{max} ne correspond pas à l'instant où l'on atteint le maximum de la première réflexion mais à l'instant où l'on détermine cette valeur moyenne (Figure III-13).

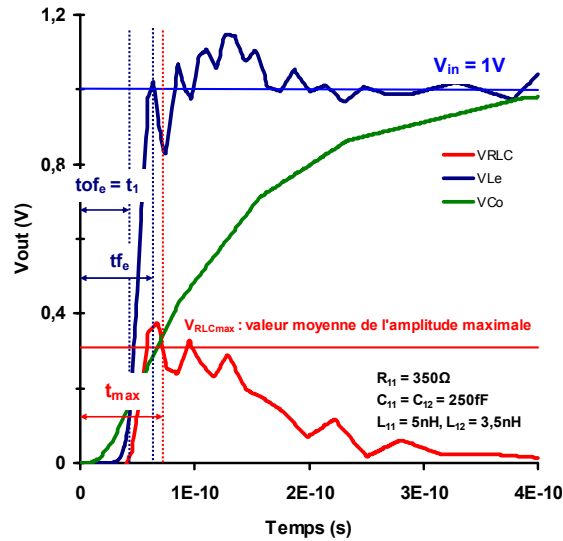


Figure III-13 : Localisation dans le domaine temporel de V_{RLCmax} quand $0,625 < m_{eq_e} < 1$ en regard de la première réflexion du signal sur la ligne.

Diverses évaluations de t_{max} ont été réalisées pour plusieurs géométries de ligne vérifiant $0,625 < m_{eq_e} < 1$. Il ressort de ces évaluations que $1.36t_1 < t_{max} < 1.62t_1$ pour t_1 exprimé suivant Eq-III-24. On suppose alors l'approximation:

$$t_{max} = 1,5t_1 \quad \text{Eq-III-35}$$

D'où le calcul de V_{RLCmax} suivant la relation :

$$V_{RLCmax} = \frac{1}{2} \left(V_{Leqe} (1,5t_1) - V_{Ceqo} (1,5t_1) \right) \quad \text{Eq-III-36}$$

Pour rappel, l'expression analytique de $V_{Leqe}(t)$ est donnée dans la sous partie II.4.4.4.

III.3.5 Détermination de t_2 et V_{RLCmax} quand $m_{eq_e} \geq 1$.

On considère maintenant le dernier domaine dans lequel le système est soit en régime critique soit en régime amorti. Lorsqu'un système du 2nd ordre est attaqué par un échelon de tension, on observe la réponse Figure III-14.

La détermination du temps t_2 peut être établie comme dans le domaine précédent. Vu que le système en mode commun est en régime amorti et que t_2 augmente à l'instar de m_{eq} , l'hypothèse précédemment émise stipulant qu'à l'instant t_2 la tension V_{Le} a atteint sa valeur finale est toujours viable. Ainsi, l'instant t_2 peut se calculer suivant les relations Eq-III-32 et Eq-III-34 pour lesquelles $V_{Leq}(t)$ est décrite suivant Eq-II-75. L'expression de l'amplitude maximale est quant à elle donnée à la fin de cette sous-partie.

En revanche, l'instant t_2 peut aussi être déterminé d'une autre façon. En effet, si m_e augmente alors les effets inductifs vont devenir négligeables et V_{Le} sera assimilable à V_{Ce} . Vu que V_{RLC0} est assimilée à V_{C0} , cela revient à dire que V_{RLC} tend à devenir comparable à une tension V_C . La seconde possibilité pour déterminer t_2 revient donc à dire que :

$$t_{2RLC} \equiv t_{2RC} \Rightarrow t_{2RLC} \equiv t_{2RCeq} \quad \text{Eq-III-37}$$

Cette approximation implique que l'on néglige l'impact des inductances dans les variations de t_2 . La figure suivante présente deux exemples pour lesquels sont comparées les tensions V_{RLC} et V_C . Pour la figure de gauche, V_{Le} est en régime amorti pour un fort m_e . Pour la figure de droite, la valeur de m_e fait que V_{Le} tend vers le régime critique.

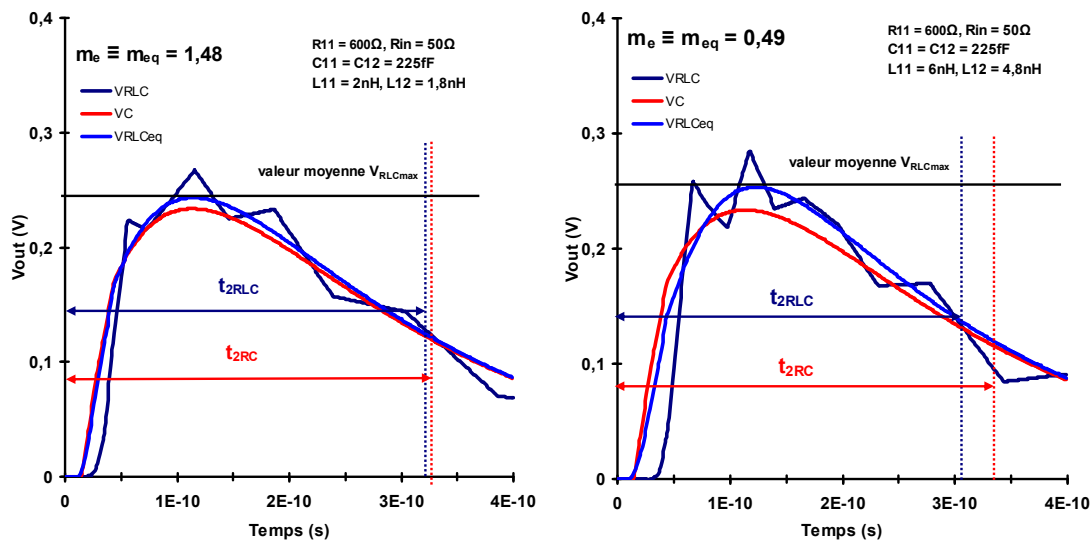


Figure III-16 : Comparaison dans le domaine temporel des tensions V_{RLC} et V_C lorsque en mode commun : V_{Le} caractérise un système pleinement amorti (gauche) ou tendant vers le régime critique (droite).

Plus m_e augmente, plus l'erreur d'estimation de t_2 suivant l'approximation Eq-III-37 sera faible. A l'inverse, plus V_{Le} tendra à se rapprocher du régime critique, plus l'erreur

d'estimation sera importante ; cette dernière se traduisant par une surestimation de t_2 puisqu'en négligeant les inductances, les délais de propagation des signaux augmentent. Par contre, même lorsque l'on tend vers le régime critique, la relation reste viable ; l'erreur maximale ayant été évaluée pour plusieurs géométries et étant de l'ordre de 10%.

On cherche à déterminer désormais une expression analytique de V_{RLCmax} . Pour une tension capacitive, le temps de vol et la constante de temps en mode commun sont plus rapides qu'en mode différentiel. Les tensions capacitives modales ayant la même polarité et V_{Ce} étant observable avant V_{Co} , une diminution de V_C est observable lorsque le slew rate de V_{Ce} devient inférieur à celui de V_{Co} . La tension V_C augmente ainsi sensiblement durant un intervalle de temps correspondant au temps de montée t_{me} soit pour lequel V_{Ce} évolue linéairement entre 10% et 90% de la tension finale. Généralement, le maximum n'est pas atteint pour un seul instant t et on peut alors observer au niveau de l'allure de V_C une stagnation du maximum d'amplitude (Figure III-17 de gauche).

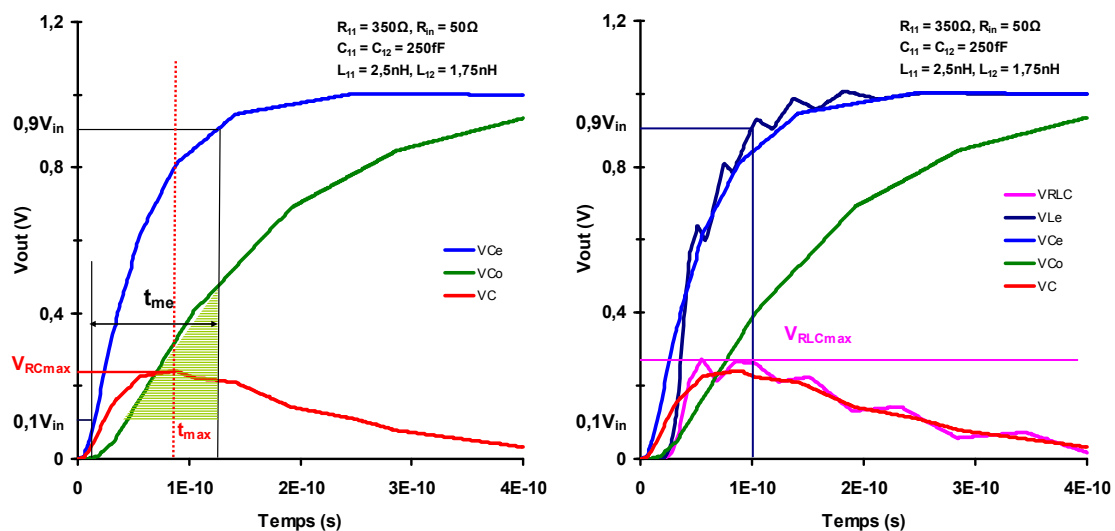


Figure III-17 : Evolution de V_C en fonction de ses tensions modales (gauche). Evolution de V_{RLC} et V_C respectivement en fonction de V_{Le} quand $m_{eq} \geq 1$ et V_{Ce} (droite).

La tension V_{Le} devenant assimilable à la tension V_{Ce} , on peut supposer que le maximum de V_{RLC} est atteint à l'instant correspondant au temps de montée t_{me} de V_{Le} . En conclusion, V_{RLCmax} est définie dans ce domaine suivant la relation :

$$V_{RLCmax} = \frac{1}{2} \left(V_{Leqe} (t_{meqe}) - V_{Ceqo} (t_{meqe} + \Delta t_{Leqe}) \right) \quad \text{Eq-III-38}$$

$$t_{m_{eqe}} = 2.2\tau_{L_{eqe}} = 2,2 \left(\frac{2m_{eqe}}{\omega_{o_{eqe}}} \right) \quad \text{Eq-III-39}$$

A noter que l'on néglige dans l'expression l'intervalle de temps Δt entre t_1 et l'instant t où l'on observe en sortie 10% de la valeur finale comme ce dernier est relativement petit au point de l'assimiler à t_1 .

III.3.6 Validation des expressions analytiques pour l'évaluation de V_{RLC} .

Des comparaisons entre caractéristiques simulées et calculées de V_{RLC} ont été réalisées pour valider l'ensemble des expressions présentées dans ce chapitre. Certaines d'entre elles sont données dans les tableaux ci-après. Sont indiquées pour les différentes validations la valeur que prend le facteur d'amortissement m_{eqe} vu que les caractéristiques de V_{RLC} sont évaluées différemment selon cette valeur ; notamment l'instant t_2 qui est pris à mi-hauteur de V_{RLCmax} quand $0,625 < m_{eqe}$ alors qu'il correspond à l'instant t_{f2} de V_{Le} autrement.

Pour l'ensemble des validations réalisées, le degré de précision dans l'évaluation des caractéristiques de V_{RLC} est plutôt bon notamment dans l'évaluation du temps t_1 est de la valeur moyenne V_{RLCmax} de l'amplitude maximale. Dans le cas de t_1 , le pourcentage d'erreur n'est pas en soit significatif : les valeurs de t_1 étant faibles, une différence de quelques picosecondes entre la valeur simulée et la valeur calculée, même très proches, peut entraîner un pourcentage d'erreur élevé. De plus, la valeur calculée de l'instant t_1 est toujours assez précise du fait qu'il ne dépend pas dans son évaluation du domaine où est compris m_{eqe} .

Vu que l'instant t_2 est évalué en fonction de V_{RLCmax} quand $m_{eqe} \leq 0.625$, une erreur importante sur V_{RLCmax} entraîne une erreur importante pour t_2 . A noter que les cas où l'erreur d'estimation est plus importante pour V_{RLCmax} et de t_2 correspondent aux géométries pour laquelle la valeur du facteur de propagation tend à basculer d'un domaine harmonique à l'autre ; soit quand m_{eqe} est proche de 0.625 ou de 1.

Sur l'ensemble des validations réalisées, l'erreur maximale pour l'ensemble des caractéristiques est de l'ordre de 10%. Cependant, dans le cas de t_2 , l'erreur maximale peut être plus importante (c.f Tableau III-5 et Tableau III-7) généralement quand $0,625 < m_{eqe} < 1$ à cause des réflexions faisant que V_{RLC} oscille d'une tension ε autour de la valeur finale à V_{in} (c.f Figure III-12 et Figure III-13). Suivant l'atténuation des réflexions, il devient alors difficile d'estimer avec précision une valeur de t_2 .

R (Ω)	m_{eqe}	V_{RLCmax} (V)	V_{RLCmax eq} (V)	ε (%)	t₁ (ps)	t_{1eq} (ps)	ε (%)	t₂ (ps)	t_{2eq} (ps)	ε (%)
100	0.4	0.3	0.311	-3.67	45.6	47.1	-3.37	176	167	5.11
200	0.555	0.301	0.309	-2.65	45.6	47	-3.07	175	168	4
300	0.714	0.275	0.259	5.81	46.6	47.5	-4.16	226	253	-11.94
400	0.88	0.260	0.263	-1.15	45.6	48.4	-6.14	273	270	1.09
500	1.04	0.26	0.249	4.23	45.6	49.41	-8.35	372	337	9.4

Tableau III-5 : Comparaisons pour différentes valeurs de résistances de ligne R entre les caractéristiques d'une tension V_{RLC} simulée sous SPICE et obtenues via les expressions analytiques. C_g = 200fF ; C_m = 300fF ; L_p = 6nH ; K_L = 0.8 ; R_{in} = 100Ω ; longueur = 5mm.

C_g (fF)	m_{eqe}	V_{RLCmax} (V)	V_{RLCmax eq} (V)	ε (%)	t₁ (ps)	t_{1eq} (ps)	ε (%)	t₂ (ps)	t_{2eq} (ps)	ε (%)
100	0.347	0.317	0.334	-5.36	32.6	33.4	-2.45	130	122	6.15
200	0.49	0.308	0.296	3.9	48.4	48	0.82	182	173	4.94
300	0.602	0.291	0.285	2.06	58.7	59.5	-1.36	217	215	0.92
400	0.694	0.251	0.237	5.58	68	69.4	-2.05	307	332	-8.14
500	0.781	0.248	0.233	6.04	77.3	78.36	-1.37	394	419	-6.34

Tableau III-6 : Comparaisons pour différentes valeurs de capacités de ligne C_p entre les caractéristiques d'une tension V_{RLC} simulée sous SPICE et obtenue via les expressions analytiques. R = 300Ω ; C_m = 300fF ; L_p = 10nH ; K_L = 0.9 ; R_{in} = 100Ω ; longueur = 5mm.

L_p (nH)	m_{eqe}	V_{RLCmax} (V)	V_{RLCmax eq} (V)	ε (%)	t₁ (ps)	t_{1eq} (ps)	ε (%)	t₂ (ps)	t_{2eq} (ps)	ε (%)
2	1.07	0.305	0.297	2.62	24.2	26.3	-8.76	236	255	-8.05
4	0.75	0.323	0.296	8.35	34.5	35.8	-3.76	219	246	-12.3
6	0.625	0.370	0.363	1.89	43.2	43.25	-0.11	169	159	5.91
8	0.532	0.387	0.371	4.13	47.5	49.46	-4.12	194	179	7.73
12	0.438	0.398	0.383	3.77	60.5	59.87	1.04	219	215	1.82

Tableau III-7 : Comparaisons pour différentes valeurs d'inductances de ligne L_p entre les caractéristiques d'une tension V_{RLC} simulée sous SPICE et obtenue via les expressions analytiques. R = 300Ω ; C_g = 200fF ; C_m = 300fF ; K_L = 0.9 ; R_{in} = 100Ω ; longueur = 5mm.

cas	K_L	m_{eqe}	V_{RLCmax} (V)	$V_{RLCmax eq}$ (V)	ε (%)	t_1 (ps)	t_{1eq} (ps)	ε (%)	t_2 (ps)	t_{2eq} (ps)	ε (%)
1	0.4	0.617	0.343	0.332	3.2	42.8	45.5	-6.3	184	165	10.32
	0.6	0.57	0.339	0.337	0.59	44.7	48.4	-8.27	182	174	4.39
	0.9	0.53	0.363	0.34	6.33	51.2	51.1	0.19	206	188	8.73
2	0.4	1	0.236	0.217	8.05	33.5	35.3	-5.37	226	248	-9.73
	0.6	0.92	0.232	0.22	5.17	34.5	37.5	-8.69	236	243	-2.97
	0.9	0.59	0.235	0.226	3.82	37.2	40.5	-8.87	228	240	-5.26

Tableau III-8 : Comparaisons pour différentes valeurs du coefficient de couplage entre les lignes K_L caractéristiques d'une tension V_{RLC} simulée sous SPICE et obtenue via les expressions analytiques. Cas 1 : $R = 200\Omega$; $C_g = 300fF$; $C_m = 360fF$; $L_p = 6nH$; $R_{in} = 75\Omega$; longueur = 5mm. Cas 2 : $R = 300\Omega$; $C_g = 250fF$; $C_m = 200fF$; $L_p = 4nH$; $R_{in} = 100\Omega$; longueur = 5mm.

cas	longueur (mm)	m_{eqe}	V_{RLCmax} (V)	$V_{RLCmax eq}$ (V)	ε (%)	t_1 (ps)	t_{1eq} (ps)	ε (%)	t_2 (ps)	t_{2eq} (ps)	ε (%)
1	3	0.409	0.356	0.343	3.65	28.9	30.17	-4.39	113	108	4.42
	5	0.549	0.343	0.339	1.17	48.6	50.51	-3.93	196	181	7.65
	8	0.769	0.302	0.283	6.29	79.5	82.53	-3.81	450	486	-8
2	3	0.649	0.245	0.23	6.12	21.2	22.96	-8.30	106	108	-1.88
	5	0.893	0.226	0.223	1.32	37.4	39	-4.28	232	240	-3.44
	8	1.25	0.223	0.212	4.93	60.3	65.32	-8.32	484	530	-9.5

Tableau III-9 : Comparaisons pour différentes longueurs de ligne couplage entre les lignes K_L caractéristiques d'une tension V_{RLC} simulée sous SPICE et obtenue via les expressions analytiques pour un $K_L = 0.75$. Cas 1 : $R = 200\Omega$; $C_g = 300fF$; $C_m = 360fF$; $L_p = 6nH$; $R_{in} = 75\Omega$; longueur = 5mm. Cas 2 : $R = 300\Omega$; $C_g = 250fF$; $C_m = 200fF$; $L_p = 4nH$; $R_{in} = 100\Omega$.

III.4 Conclusion.

A partir du modèle analytique de lignes de transmission décrit dans le chapitre précédent, des expressions analytiques ont été présentées dans ce chapitre pour évaluer les caractéristiques des tensions de bruit V_C et V_{RLC} dans un système symétrique de deux lignes couplées.

Comme les tensions de bruits sont décrites dans le domaine temporel par des combinaisons linéaires d'expression du 1^{er} et du 2nd ordre, une large partie des expressions analytiques sont des expressions approximées, les caractéristiques ne pouvant être

déterminées par des résolutions formelles. En revanche, ces approximations sont assez précises puisqu'elles sont directement liées au comportement de la tension de bruit en fonction de l'évolution de ses tensions modales.

En plus d'une bonne restitution de son allure, le modèle analytique permet de calculer avec un très bon degré de précision les caractéristiques d'une tension V_C ; celles qui ont été étudiées étant l'amplitude maximale ainsi que la largeur de pulsation prise à mi-hauteur de l'amplitude maximale. L'erreur moyenne faite en comparant les caractéristiques relevées sur une tension de bruit simulée sur SPICE et celles calculées via les expressions analytiques est inférieur à 10% ; l'erreur moyenne étant de l'ordre de 4%. Ces comparaisons ont été réalisées pour plusieurs géométries et longueurs de ligne. Le tableau ci-après répertorie les expressions permettant le calcul des caractéristiques de V_C .

Tableau III-10 : Calcul des caractéristiques d'une tension de bruit V_C à partir des expressions dérivées du modèle analytique.

<p>Expression de $V_C(t)$</p>	$V_C \equiv V_{Ceq} = \frac{1}{2} (V_{C_{eqe}} - V_{C_{eqo}})$ $V_{C_{eq(e,o)}}(t) = V_{in} \left(1 - e^{-\left(\frac{t - \Delta t_{eq(e,o)}}{\tau_{eq(e,o)}} \right)} \right)$
<p>Amplitude maximale V_{Cmax}</p>	$V_{Cmax_{eq}} = \frac{V_{in}}{2} \left[e^{-\left(\frac{\Delta t_{eqe} - \Delta t_{eqo}}{\tau_{eqo} - \tau_{eqe}} \right)} \left[\left(\frac{\tau_{eqe}}{\tau_{eqo}} \right)^{\tau_{eqe} / (\tau_{eqo} - \tau_{eqe})} - \left(\frac{\tau_{eqe}}{\tau_{eqo}} \right)^{\tau_{eqo} / (\tau_{eqo} - \tau_{eqe})} \right] \right]$
<p>Largeur de pulsation Np</p>	$Np \equiv Np_{eq} = t_{2_{eq}} - t_{1_{eq}}$ $K_C = C_m / C_g$ $t_{1_{eq}} = \left[\Delta t_{eqe} - \tau_{eqe} \ln \left(1 - \frac{V_{Cmax_{eq}}}{V_{in}} \right) \right] \left[1 + \frac{1}{10} \left(\frac{2}{5} + 3 \frac{R_{in}}{R_{in} + R} \right) (1 - \ln(K_C)) \right]$ $K_C > 1 \rightarrow t_{2_{eq}} = \Delta t_{eqo} - \tau_{eqo} \ln \left(\frac{V_{Cmax_{eq}}}{V_{in}} \right)$ $K_C \leq 1 \rightarrow t_{2_{eq}} = \left[\Delta t_{eqo} - \tau_{eqo} \ln \left(\frac{V_{Cmax_{eq}}}{V_{in}} \right) \right] \left[1 - 2.10^{-2} (1 - 4 \ln(K_C)) \right]$

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le modèle analytique montre des limitations dans l'évaluation de l'allure de V_{RLC} liées aux limitations du modèle dans l'évaluation de celle de V_{Le} . Cependant, l'allure obtenue de V_{RLCeq} par le biais du modèle permet une évaluation correcte de V_{RLC} pour une première approche. Dans le cadre du calcul des caractéristiques de V_{RLC} , on considère que ces dernières sont calculées en fonction des différents domaines harmoniques définis dans le chapitre précédent.

Tableau III-11 : Limitations du modèle analytique dans le cadre de la restitution de l'allure d'une tension de bruit V_{RLC} observée en fonction des différents domaines harmoniques.








Domaine harmonique	Comparaisons V_{RLCeq} / V_{RLC}
$m_{eqe} \geq 1$	 Bonne équivalence entre les formes d'ondes.
$0.625 < m_{eqe} < 1$	 Bonne équivalence entre les formes d'ondes.  Temps de montée, oscillations.
$m_{eqe} \leq 0.625$	$R_{in} = 0$  Bonne première approche. t_{fi} , dépassements. $R_{in} \neq 0$  Dépassements.  Décalage entre les formes d'onde.  Temps de montée, oscillations.

Tableau III-12 : Déterminations des caractéristiques en fonction des différents domaines harmoniques.

Domaine harmonique	Caractéristiques V_{RLC}
tous	V_{RLCmax} valeur moyenne du maximum atteinte à t_{max} . Instant t_1 correspondant au temps de vol de V_{Le} .
$m_{eqe} \geq 1$ $0.625 < m_{eqe} < 1$	Instant t_2 pris à mi-hauteur $V_{RLCmax} / 2$.
$m_{eqe} \leq 0.625$	Instant $t_2 \equiv t_{t2}$

Tableau III-13 : Calcul des caractéristiques d'une tension VRLC en fonction des différents domaines harmoniques définis pour le modèle analytique.

Expression analytique de l'instant t_1	$t_1 = \frac{1}{10} \left(\frac{RC_g}{2} + 8\sqrt{(L_s + L_m)C_g} \right) \left(1 + \frac{R_{in}}{5(R_{in} + R)} \right)$
$m_{\text{eff}(e,o)} \geq 1$	<p>Calcul de $V_{RLC_{\text{max}}}$.</p> $V_{RLC_{\text{max}}} = \frac{1}{2} \left(V_{L_{eqe}}(t_{m_{eqe}}) - V_{C_{eqo}}(t_{m_{eqe}} + \Delta t_{L_{eqe}}) \right)$ $t_{m_{eqe}} = 2.2\tau_{L_{eqe}} = 2.2 \left(\frac{2m_{eqe}}{\omega_{o_{eqe}}} \right)$ <p>Calcul de l'instant t_2.</p> $t_{2_{RLC}} \equiv t_{2_{RC_{eq}}}$
Expression du décalage temporel quand $0.625 < m_{\text{eff}(e,o)} < 1$	<p>Calcul de $V_{RLC_{\text{max}}}$.</p> $V_{RLC_{\text{max}}} = \frac{1}{2} \left(V_{L_{eqe}}(1.5t_1) - V_{C_{eqo}}(1.5t_1) \right)$ $t_{\text{max}} = 1.5t_1$ <p>Calcul de l'instant t_2.</p> $t_2 = \Delta C_{eqo} - \tau_{eqo} \ln \left(\frac{V_{RLC_{\text{max}}}}{V_{in}} \right)$
Expression du décalage temporel quand $m_{\text{eff}(e,o)} < 0.625$	<p>Calcul de $V_{RLC_{\text{max}}}$.</p> $V_{RLC_{\text{max}}} = \frac{1}{2} \left(V_{L_{eqe}}(t_{D_1}) - V_{C_{eqo}}(t_{\text{max}}) \right)$ $t_{\text{max}} = \frac{t_1 + t_2}{2}$ $V_{\text{max}_{D_1}} = V_{L_{eqe}}(t = t_{D_1}) = V_{L_{eqe}} \left(t = \frac{\pi}{\omega_{o_{eqe}} \sqrt{1 - m_{eqe}^2}} \right)$ <p>Calcul de l'instant t_2.</p> $t_2 = t_1 + \frac{T_{osc_{eqe}}}{2}$ $\frac{T_{osc_e}}{2} \equiv \frac{T_{osc_{eqe}}}{2} = \frac{\pi}{\omega_{o_{eqe}} \sqrt{1 - m_{eqe}^2}} \left(1 + \frac{R_{in}}{5(R_{in} + R)} \right)$ $\omega_{o_{eqe}} = \frac{1}{\sqrt{0.42(C_g + C_m)(L_p + L_m)}}$ $m_{eqe} = \frac{R}{2} \sqrt{\frac{0.42(C_g + C_m)}{L_p + L_m}}$

Du fait des oscillations liées aux réflexions du signal sur la ligne pour le système distribué, ce n'est non plus une valeur maximale de l'amplitude qui est calculée mais une valeur moyenne V_{RLCmax} que l'on considère comme se produisant à un instant t_{max} . Cette considération est appliquée à l'ensemble des domaines harmoniques. De même, l'instant t_1 est calculé communément à ces domaines. Du fait que les temps de montée de V_{Le} sont très rapides, l'instant t_1 est considéré comme étant égal au temps de vol de V_{Le} . Concernant l'instant t_2 , ce dernier est considéré comme étant pris à mi-hauteur de V_{RLC} tant que le système n'est pas en pseudo-oscillation et que la capacitance du système n'est pas entrée en résonance. Autrement, il correspond à l'instant t_{f2} de V_{Le} pour lequel on observe que la tension atteint pour la deuxième fois la valeur finale en sortie (Tableau III-12).

L'ensemble des expressions analytiques aboutissant au calcul des caractéristiques de V_{RLC} pour les différents domaines harmoniques sont résumées dans le Tableau III-13.

Les équations analytiques permettent d'évaluer avec un bon degré de précision chacune des caractéristiques de V_{RLC} quelque soit le domaine considéré. Des validations ont été réalisées pour différentes géométries et longueurs de lignes. La valeur moyenne de l'erreur faite par le calcul n'excède pas les 10% (elle est de l'ordre de 7%). On notera en revanche que l'erreur faite sur t_2 peut être pour certaines configurations peut atteindre 11-12%. Cette erreur est principalement due à l'approximation faite dans le domaine pseudo-oscillatoire sous-critique lorsque l'on considère qu'à l'instant t_2 , la tension est égale à V_{in} ; alors qu'à cause des réflexions, elle est davantage égale à $V_{in} \pm \varepsilon$.

CHAPITRE IV

IV Extension à des systèmes symétriques de trois lignes couplées et dissymétriques.

IV.1 Introduction.

Nous venons de voir qu'il est possible à partir du modèle analytique décrit dans ce manuscrit de quantifier de manière simple et précise les caractéristiques de tension de bruit V_C et V_{RLC} pour des systèmes symétriques de deux lignes couplées. Le modèle analytique tenant uniquement compte pour la corrélation des valeurs effectives du système lors de la propagation des modes, on cherche à présent dans ce chapitre à étendre l'utilisation du modèle analytique à d'autres systèmes.

Ainsi, dans la première partie, la précédente approche est appliquée à une structure symétrique de trois lignes couplées. Nous montrerons qu'il est toujours possible d'évaluer une tension de bruit à partir de ses tensions modales et que cette dernière résulte toujours de l'additivité des effets couplés. La seconde partie traitera de l'utilisation du modèle dans le cas de systèmes dissymétriques de deux et trois lignes couplées. En effet, les réseaux VLSI sont par nature dissymétriques à cause du design des lignes (qui ne sont pas forcément de même géométrie) et/ou bien encore des résistances de sortie des blocs logiques attaquant les lignes du réseau. Pour cette étude, on considère que la dissymétrie au niveau de la structure vient de l'attaque des lignes. Pour ce qui est de l'influence de la dissymétrie au niveau de l'évolution des caractéristiques des tensions de bruit, seule l'amplitude maximale a été étudiée.

IV.2 Extension à un système symétrique de trois lignes couplées.

IV.2.1 Découplage du système de trois lignes couplées.

On considère à présent un système symétrique de 3 lignes couplées parallèles sur toute leur longueur. Tout comme la précédente structure, ce système est lui aussi partitionné en cellules élémentaires. Nous supposons toujours que les effets couplés résistifs sont négligeables. Les signaux en entrée de ligne sont toujours considérés en première instance comme des échelons de tension (transitions montantes ou descendantes) et les lignes sont attaquées par des résistances d'entrée identiques R_{in} et terminées par des capacités de charge C_L (Figure IV-1). La configuration présentée correspond à la configuration pire-cas du crosstalk pour laquelle

les deux lignes extérieures commutent pour des fronts de même transition alors que la ligne centrale reste à un état logique stable.

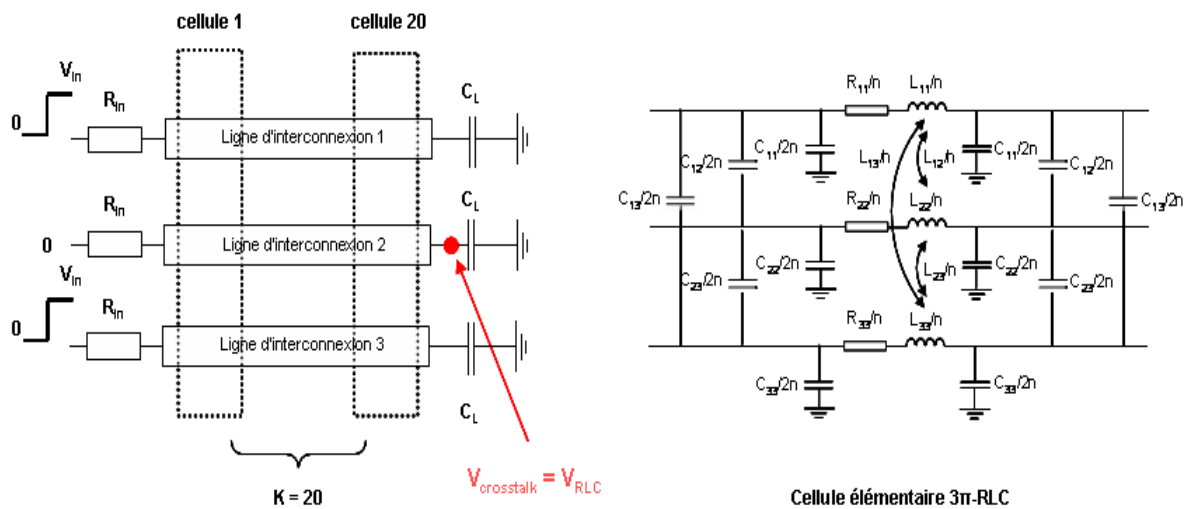


Figure IV-1 : système distribué symétrique de trois lignes couplées parallèles constitué de 20 cellules élémentaires 3π -RLC ; configuration de crosstalk pire-cas.

Tout comme pour la structure précédente, les tensions observables en fin de ligne(s) victime(s) du système de trois lignes couplées peuvent s'exprimer comme des combinaisons linéaires des modes se propageant à travers le système. Dans le cas d'une structure 3 lignes, 3 modes peuvent se propager. Ces derniers sont notés dans la suite du chapitre modes a, b et c. Soit V_i la tension en entrée de la ligne i . Les matrices des tensions d'entrée de chacun des modes, en supposant $V_{in} = 1V = 1$, sont définies suivant :

$$[V_a] = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix}; [V_b] = \begin{bmatrix} -1/2 \\ 1 \\ -1/2 \end{bmatrix}; [V_c] = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix} \quad \text{Eq-IV-1}$$

Lorsqu'un mode se propage, il est possible de découpler le système et d'assimiler chacune des lignes à une ligne isolée électriquement (voir Figure II-4 pour la structure deux lignes). Chacune des lignes est alors décrite par des valeurs effectives des paramètres électriques du système. En revanche, à l'inverse de la structure deux lignes pour laquelle les valeurs effectives étaient les mêmes pour les deux lignes, nous allons voir qu'il faut distinguer pour le système trois lignes les lignes externes de la ligne centrale ; ces dernières n'ayant pas les mêmes valeurs effectives pour le mode propagé.

Les valeurs effectives peuvent être déterminées physiquement ou analytiquement en résolvant les équations aux dérivées partielles de Sakurai. Dans le domaine fréquentiel, l'équation aux dérivées partielles de la ligne i est ramenée à :

$$\frac{\partial^2 V_i}{\partial x^2} = j\omega R_{ii} \sum_{k=1}^3 C_{ik} V_k + (j\omega)^2 \sum_{j=1}^3 L_{ij} \sum_{k=1}^3 C_{jk} V_k \quad \text{Eq-IV-2}$$

Soit lorsque l'on découple le système :

$$\frac{\partial^2 V_i}{\partial x^2} = j\omega R_{eff_i} C_{eff_i} V_i + (j\omega)^2 L_{eff_i} C_{eff_i} V_i \quad \text{Eq-IV-3}$$

La relation d'équivalence entre les deux précédentes équations permet alors de déterminer les valeurs effectives de chacune des lignes telles que :

$$R_{eff_i} = R_{ii} = R \quad \text{Eq-IV-4}$$

$$C_{eff_i} = \frac{\sum_{k=1}^3 C_{ik} V_k}{V_i} \quad \text{Eq-IV-5}$$

$$L_{eff_i} = \frac{\sum_{j=1}^3 L_{ij} \sum_{k=1}^3 C_{jk} V_k}{\sum_{k=1}^3 D_{ik} V_k} \quad \text{Eq-IV-6}$$

Pour rappel, la matrice $[C]$ intervenant dans les équations aux dérivées partielles ne correspond pas à une matrice capacitance physique mais à une matrice capacitance en court-circuit soit à l'admittance de la ligne. Au sens de Kirchhoff, les éléments de cette matrice sont définis par des capacités « physiques » soit pour deux lignes i et j avec $i \neq j$:

$$C_{ii} = \sum_{j=1}^3 C'_{ij} \quad D_{ij} = -C'_{ij} \quad \text{Eq-IV-7}$$

La matrice capacité correspond ainsi dans un système de trois lignes couplées à la matrice suivante.

$$[C] = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} \\ C_{21} & C_{22} & C_{23} \\ C_{31} & C_{32} & C_{33} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C'_{11} + C'_{12} + C'_{13} & -C'_{12} & -C'_{13} \\ -C'_{21} & C'_{11} + C'_{12} + C'_{13} & -C'_{23} \\ -C'_{31} & -C'_{32} & C'_{31} + C'_{32} + C'_{33} \end{bmatrix} \quad \text{Eq-IV-8}$$

Finalement, on arrive à déduire de Eq-IV-3 l'expression analytique de la capacité effective et de l'inductance effective de chacune des trois lignes en fonction des vecteurs des tensions d'entrée V_i .

$$C_{eff1} = C'_{11} + C'_{12} \left(1 - \frac{V_2}{V_1}\right) + C'_{13} \left(1 - \frac{V_3}{V_1}\right) \quad \text{Eq-IV-9}$$

$$C_{eff2} = C'_{22} + C'_{21} \left(1 - \frac{V_1}{V_2}\right) + C'_{23} \left(1 - \frac{V_3}{V_2}\right) \quad \text{Eq-IV-10}$$

$$C_{eff3} = C'_{33} + C'_{31} \left(1 - \frac{V_1}{V_3}\right) + C'_{32} \left(1 - \frac{V_2}{V_3}\right) \quad \text{Eq-IV-11}$$

$$L_{eff1} = L_{11} + \frac{L_{12}[C'_{22}V_2 + C'_{21}(V_2 - V_1) + C'_{23}(V_2 - V_3)] + L_{13}[C'_{33}V_3 + C'_{31}(V_3 - V_1) + C'_{32}(V_3 - V_2)]}{C'_{11}V_1 + C'_{12}(V_1 - V_2) + C'_{13}(V_1 - V_3)} \quad \text{Eq-IV-12}$$

$$L_{eff2} = L_{22} + \frac{L_{21}[C'_{11}V_1 + C'_{12}(V_1 - V_2) + C'_{13}(V_1 - V_3)] + L_{23}[C'_{33}V_3 + C'_{31}(V_3 - V_1) + C'_{32}(V_3 - V_2)]}{C'_{22}V_2 + C'_{21}(V_2 - V_1) + C'_{23}(V_2 - V_3)} \quad \text{Eq-IV-13}$$

$$L_{eff3} = L_{33} + \frac{L_{31}[C'_{11}V_1 + C'_{12}(V_1 - V_2) + C'_{13}(V_1 - V_3)] + L_{32}[C'_{22}V_2 + C'_{21}(V_2 - V_1) + C'_{23}(V_2 - V_3)]}{C'_{33}V_3 + C'_{32}(V_3 - V_2) + C'_{31}(V_3 - V_1)} \quad \text{Eq-IV-14}$$

Dans la suite de ce chapitre, les lignes extérieures (correspondant aux lignes 1 et 3) seront notées « o » et la ligne centrale (ligne 2) sera notée « i ».

Pour le mode a, les 3 lignes commutent simultanément pour une polarité identique. Les potentiels entre les lignes extérieures et la ligne centrale sont donc par définition nuls impliquant que la capacité effective de chacune des lignes est égale à sa capacitance propre. Si l'on note C_g la capacitance propre de chacune des lignes alors :

$$C_{a_{(i,o)}} = C_g \quad \text{Eq-IV-15}$$

Vu que la commutation des lignes est de même nature, les courants se propagent dans la même direction et les flux magnétiques émanant de chaque ligne sont aussi dans la même

direction et orientés orthogonalement par rapport à la surface liant chaque ligne au plan de masse se traduisant par une augmentation de l'ensemble des inductances efficaces.

En revanche, l'inductance effective des lignes extérieures est différente de celle de la ligne centrale. Comme le système est symétrique, l'espacement est le même entre la ligne centrale et chacune des lignes extérieures. Le flux magnétique émanant de la ligne centrale a donc la même intensité sur chacune des lignes extérieures. En revanche, le flux magnétique émanant d'une ligne externe n'a pas la même intensité selon que l'on se positionne au niveau de la ligne centrale ou de la seconde ligne extérieure. Ce dernier s'avère plus intense sur la ligne centrale que sur la ligne extérieure. En conclusion, l'inductance effective de la ligne centrale sera plus grande que celle des lignes externes. Si l'on note respectivement L_p , L_m et L_{oo} respectivement l'inductance propre de chacune des lignes, l'inductance mutuelle entre la ligne centrale et une des lignes externes et enfin l'inductance mutuelle entre les deux lignes externes, alors on obtient les valeurs d'inductances effectives suivantes :

$$L_{a_o} = L_p + L_m + L_{oo} \quad \text{Eq-IV-16}$$

$$L_{a_i} = L_p + 2L_m \quad \text{Eq-IV-17}$$

Dans le cas du mode b, la ligne centrale commute simultanément avec les lignes extérieures mais pour une polarité opposée. Par ailleurs, si la ligne centrale commute pour un front allant de 0 à V_{in} , les lignes extérieures commutent pour des fronts allant de 0 à $-V_{in}/2$. Tout comme dans le mode a, la capacité interligne entre les deux lignes extérieures C_{13} n'intervient pas dans la description de leur capacité effective du fait qu'elles sont toutes les deux au même potentiel. Quelque soit la ligne considérée, la capacité efficace est égale à la capacité de couplage de masse de la ligne plus trois fois la capacité inter-ligne C_{12} ou C_{23} du à l'effet Miller. Si l'on note C_m les capacités inter-ligne C_{12} ou C_{23} , alors :

$$C_{b(i,o)} = C_g + 3C_m \quad \text{Eq-IV-18}$$

Comme les lignes extérieures commutent pour une polarité différente de celle de la ligne centrale, leur courant se propage dans une direction opposée à celui de la ligne centrale ; de même pour leur flux magnétique se traduisant par une diminution des inductances efficaces. A l'instar du mode a, l'inductance efficace des lignes extérieures est plus faible que celle de la ligne centrale et tend même à être négligeable.

$$L_{b_o} = L_p - 2L_m + L_{oo} \quad \text{Eq-IV-19}$$

$$L_{b_i} = L_p - L_m \quad \text{Eq-IV-20}$$

Enfin, le mode c est défini tel que la ligne centrale est à l'état logique 0 (soit reliée à la masse) alors que les lignes extérieures commutent simultanément pour des fronts de polarités opposées. Puisque la polarité des deux lignes est différente, le potentiel entre les deux lignes extérieures est non nul donc la capacité inter-ligne C_{13} se charge. Cependant, les capacités inter-ligne n'ont de réel impact sur la propagation des signaux et les tensions de bruit que lorsque l'on considère deux lignes adjacentes (soit C_{12} et C_{23}). Ainsi, l'impact de C_{13} sur les signaux transmis et les performances des lignes est très faible. En conséquence, on néglige C_{13} dans la définition de la capacité effective des lignes extérieures. L'inductance effective diminue comme les courants des deux lignes extérieures sont de direction opposée soit :

$$C_{c_o} = C_g + C_m \quad \text{Eq-IV-21}$$

$$L_{c_o} = L_p - L_{oo} \quad \text{Eq-IV-22}$$

IV.2.2 Dissociation des effets capacitifs et inductifs.

Tout comme pour la structure de deux lignes couplées, les effets capacitifs sont modélisés en négligeant les inductances propres et mutuelles et les effets inductifs en négligeant les capacités inter-ligne. Il est ainsi possible de déduire pour les trois modes de propagation les impédances caractéristiques et les facteurs de propagation du système dans ses configurations de référence RLC, capacitive C et inductive L. A noter que pour la configuration capacitive, l'impédance et le facteur de propagation sont les mêmes que l'on considère la ligne centrale ou l'une des lignes extérieures. Dans le cas du mode a, les impédances caractéristiques et les facteurs de propagation pour la ligne centrale et les lignes extérieures sont les mêmes pour les configurations de référence et inductive. On a donc la relation suivante :

$$Z_{RLC_{a(i,o)}} = Z_{L_{a(i,o)}} \quad \gamma_{RLC_{a(i,o)}} = \gamma_{L_{a(i,o)}} \quad \text{Eq-IV-23}$$

pour lesquelles :

$$Z_{RLC_{a_i}} = Z_{L_{a_i}} = \sqrt{\frac{R + j\omega(L_p + 2L_m)}{jC_g\omega}} \quad \text{Eq-IV-24}$$

$$\gamma_{RLC_{a_i}} = \gamma_{L_{a_i}} = \sqrt{(R + j\omega(L_p + 2L_m))jC_g\omega} \quad \text{Eq-IV-25}$$

$$Z_{RLC_{a_o}} = Z_{L_{a_o}} = \sqrt{\frac{R + j\omega(L_p + L_m + L_{oo})}{jC_g\omega}} \quad \text{Eq-IV-26}$$

$$\gamma_{RLC_{a_o}} = \gamma_{L_{a_o}} = \sqrt{(R + j\omega(L_p + L_m + L_{oo}))jC_g\omega} \quad \text{Eq-IV-27}$$

L'impédance caractéristique et le facteur de propagation sont définis pour la configuration capacitive suivant :

$$Z_{C_{a(i,o)}} = \sqrt{\frac{R}{jC_g\omega}} \quad \gamma_{C_{a(i,o)}} = \sqrt{jRC_g\omega} \quad \text{Eq-IV-28}$$

Pour le mode b, l'ensemble des paramètres est défini selon :

$$Z_{RLC_{b_i}} = \sqrt{\frac{R + j\omega(L_p - L_m)}{j(C_g + 3C_m)\omega}} \quad \gamma_{RLC_{b_i}} = \sqrt{(R + j\omega(L_p - L_m))j(C_g + 3C_m)\omega} \quad \text{Eq-IV-29}$$

$$Z_{RLC_{b_o}} = \sqrt{\frac{R + j\omega(L_p - 2L_m + L_{oo})}{j(C_g + 3C_m)\omega}} \quad \gamma_{RLC_{b_o}} = \sqrt{(R + j\omega(L_p - 2L_m + L_{oo}))j(C_g + 3C_m)\omega} \quad \text{Eq-IV-30}$$

$$Z_{L_{b_i}} = \sqrt{\frac{R + j\omega(L_p - L_m)}{jC_g\omega}} \quad \gamma_{L_{b_i}} = \sqrt{(R + j\omega(L_p - L_m))jC_g\omega} \quad \text{Eq-IV-31}$$

$$Z_{L_{b_o}} = \sqrt{\frac{R + j\omega(L_p - 2L_m + L_{oo})}{jC_g\omega}} \quad \gamma_{L_{b_o}} = \sqrt{(R + j\omega(L_p - 2L_m + L_{oo}))jC_g\omega} \quad \text{Eq-IV-32}$$

$$Z_{C_{b(i,o)}} = \sqrt{\frac{R}{j(C_g + 3C_m)\omega}} \quad \gamma_{C_{b(i,o)}} = \sqrt{jR(C_g + 3C_m)\omega} \quad \text{Eq-IV-33}$$

Dans le cas du mode b, la réactance effective des lignes extérieures est très faible, voire négligeable, comparée à la résistance effective. D'autre part, pour la ligne centrale, la relation $R \gg (L_p - L_m)\omega$ pour les interconnexions des circuits digitaux est généralement vérifiée. Ces deux observations permettent alors de déduire pour ce mode une relation d'équivalence entre les impédances et les facteurs de propagation telle que :

$$Z_{RLC_{b(i,o)}} = Z_{C_{b(i,o)}} \quad \gamma_{RLC_{b(i,o)}} = \gamma_{C_{b(i,o)}} \quad \text{Eq-IV-34}$$

La même relation d'équivalence peut être déduite pour les paramètres des 3 configurations lorsque le mode c se propage soit :

$$Z_{RLC_{c_o}} = Z_{C_{c_o}} \quad \gamma_{RLC_{c_o}} = \gamma_{C_{c_o}} \quad \text{Eq-IV-35}$$

L'impédance caractéristique et le facteur de propagation des lignes extérieures pour les trois types de configuration sont répertoriés ci-dessous.

$$Z_{RLC_{c_o}} = \sqrt{\frac{R + j\omega(L_p - L_{oo})}{j(C_g + 2C_m)\omega}} \quad \gamma_{RLC_{c_o}} = \sqrt{(R + j\omega(L_p - L_{oo}))j(C_g + 2C_m)\omega} \quad \text{Eq-IV-36}$$

$$Z_{L_{c_o}} = \sqrt{\frac{R + j\omega(L_p - L_{oo})}{jC_g\omega}} \quad \gamma_{L_{c_o}} = \sqrt{(R + j\omega(L_p - L_{oo}))jC_g\omega} \quad \text{Eq-IV-37}$$

$$Z_{C_{c_o}} = \sqrt{\frac{R}{j(C_g + 2C_m)\omega}} \quad \gamma_{C_{c_o}} = \sqrt{jR(C_g + 2C_m)\omega} \quad \text{Eq-IV-38}$$

IV.2.3 Additivité des couplages pour une tension de bruit d'un système trois lignes.

Nous avons vu qu'une tension de crosstalk résulte de la combinaison linéaire des modes se propageant à travers le système soit dans le cas d'un système de trois lignes couplées :

$$x[V_a] + y[V_b] + z[V_c] = [V_{out}] \quad \text{Eq-IV-39}$$

où x, y et z sont des coefficients affectants chacune des matrices modales des tensions d'entrée ; de type 3*1 tout comme la matrice des tensions de sortie. En supposant qu'une ligne victime à l'état stable soit à l'état logique « 0 » et qu'une ligne active commute rapidement pour une valeur V_{in} notée « 1 », cela implique qu'il existe huit configurations possibles d'attaque des lignes pour lesquelles six d'entre elles permettent l'observation d'une tension de bruit sur une des lignes du système (centrale et/ou extérieure). Pour l'une des configurations, les 3 lignes sont à l'état logique « 0 » (soit 000 pour $V_{out1}V_{out2}V_{out3}$) ne correspondant à aucun cas d'étude alors que la seconde configuration correspond à 111 pour laquelle les 3 lignes commutent revenant à considérer le mode a. Ainsi, les 6 configurations pour lesquelles une tension de crosstalk est observable sont les configurations 001, 010, 011, 100, 110 et 101 correspondant à la configuration pire-cas.

Déterminer la combinaison linéaire des modes de propagation permettant l'obtention de l'une de ces six configurations revient à résoudre un système de trois équations à trois inconnues soit à déterminer la valeur des coefficients x, y et z.

$$\begin{cases} xV_{a_1} + yV_{b_1} + zV_{c_1} = V_{out_1} \\ xV_{a_2} + yV_{b_2} + zV_{c_2} = V_{out_2} \\ xV_{a_3} + yV_{b_3} + zV_{c_3} = V_{out_3} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} x - 0,5y + z = V_{out_1} \\ x + y = V_{out_2} \\ x - 0,5y - z = V_{out_3} \end{cases} \quad \text{Eq-IV-40}$$

On aboutit ainsi pour les six configurations aux combinaisons linéaires suivantes :

$$[V_{out}] = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \Rightarrow \frac{1}{3}[V_a] - \frac{1}{3}[V_b] - \frac{1}{2}[V_c] \quad \text{Eq-IV-41}$$

$$[V_{out}] = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} \Rightarrow \frac{1}{3}[V_a] + \frac{2}{3}[V_b] \quad \text{Eq-IV-42}$$

$$[V_{out}] = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix} \Rightarrow \frac{2}{3}[V_a] + \frac{1}{3}[V_b] - \frac{1}{2}[V_c] \quad \text{Eq-IV-43}$$

$$[V_{out}] = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \Rightarrow \frac{1}{3}[V_a] - \frac{1}{3}[V_b] + \frac{1}{2}[V_c] \quad \text{Eq-IV-44}$$

$$[V_{out}] = \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix} \Rightarrow \frac{2}{3}[V_a] + \frac{1}{3}[V_b] + \frac{1}{2}[V_c] \quad \text{Eq-IV-45}$$

$$[V_{out}] = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} \Rightarrow \frac{2}{3}[V_a] - \frac{2}{3}[V_b] \quad \text{Eq-IV-46}$$

On peut remarquer que la combinaison linéaire des modes pour l'obtention des tensions de crosstalk ne tient pas compte des équivalences entre configurations. Par exemple, les tensions de crosstalk observables pour la configuration 100 seront les mêmes que pour la configuration 001. Dans les deux cas, l'une des deux lignes extérieures commute alors que les deux autres sont à l'état stable. La différence entre leur combinaison linéaire modale respective (Eq-IV-41 et Eq-IV-45) vient de la définition même des modes de propagation. Une remarque analogue peut être faite pour les configurations 110 et 011. Dans tous les cas, l'équivalence entre les configurations est établie via les relations définissant la tension de bruit à partir des tensions modales observées en sortie du système découplé.

Pour plus de simplicité, les tensions de sortie sont par la suite notée $V_{out(XXX)_{i,o}}$ où XXX correspond à la configuration étudiée. En supposant que le modèle découplé est attaqué par

une transition montante allant de 0 à $V_{in} = 1V$, les tensions de crosstalk de l'ensemble des configurations peuvent être déterminées selon :

$$V_{RLC(101)_i} = \frac{2}{3} \left(V_{RLC_{a_i}} - V_{RLC_{b_i}} \right) \quad \text{Eq-IV-47}$$

$$V_{RLC(010)_o} = \frac{1}{3} \left(V_{RLC_{a_o}} - 2V_{RLC_{b_o}} \right) \quad \text{Eq-IV-48}$$

$$V_{RLC(110)_o} = V_{RLC(011)_o} = \frac{2}{3} V_{RLC_{a_o}} - \frac{1}{6} V_{RLC_{b_o}} - \frac{1}{2} V_{RLC_{c_o}} \quad \text{Eq-IV-49}$$

$$V_{RLC(100)_i} = V_{RLC(001)_i} = \frac{1}{3} V_{RLC_{a_i}} - \frac{1}{3} V_{RLC_{b_i}} \quad \text{Eq-IV-50}$$

$$V_{RLC(100)_o} = V_{RLC(001)_o} = \frac{1}{3} V_{RLC_{a_o}} - \frac{1}{3} V_{RLC_{b_o}} + \frac{1}{2} V_{RLC_{c_o}} \quad \text{Eq-IV-51}$$

Suivant les relations d'équivalence Eq-IV-23, Eq-IV-34 et Eq-IV-35, on déduit des expressions simplifiées pour l'ensemble de ces expressions soit :

$$V_{RLC(101)_i} = \frac{2}{3} \left(V_{L_{a_i}} - V_{C_{b_i}} \right) \quad \text{Eq-IV-52}$$

$$V_{RLC(010)_o} = \frac{1}{3} \left(V_{L_{a_o}} - 2V_{C_{b_o}} \right) \quad \text{Eq-IV-53}$$

$$V_{RLC(110)_o} = V_{RLC(011)_o} = \frac{2}{3} V_{L_{a_o}} - \frac{1}{6} V_{C_{b_o}} - \frac{1}{2} V_{C_{c_o}} \quad \text{Eq-IV-54}$$

$$V_{RLC(100)_i} = V_{RLC(001)_i} = \frac{1}{3} V_{L_{a_i}} - \frac{1}{3} V_{C_{b_i}} \quad \text{Eq-IV-55}$$

$$V_{RLC(100)_o} = V_{RLC(001)_o} = \frac{1}{3} V_{L_{a_o}} - \frac{1}{3} V_{C_{b_o}} + \frac{1}{2} V_{C_{c_o}} \quad \text{Eq-IV-56}$$

Si la relation $R \gg (L_p - L_m)\omega$ est vérifiée, à partir de la relation :

$$V_{L_{b_i}} \equiv V_{C_{a_i}} \quad \text{Eq-IV-57}$$

on peut aussi écrire Eq-IV-52 tel que :

$$V_{RLC(101)_i} = \frac{2}{3} \left(V_{L_{a_i}} - V_{C_{b_i}} + V_{C_{a_i}} - V_{L_{b_i}} \right) = \frac{2}{3} \left(V_{L_{a_i}} - V_{L_{b_i}} \right) + \frac{2}{3} \left(V_{C_{a_i}} - V_{C_{b_i}} \right) = V_{C_i} + V_{L_i} \quad \text{Eq-IV-58}$$

La relation Eq-IV-58 montre que la tension de crosstalk observable sur la ligne centrale pour la configuration pire-cas résulte bien de l'additivité des couplages inductifs et capacitifs.

L'additivité peut être vérifiée pour les autres configurations que ce soit pour une tension observable sur une des lignes extérieures ou la ligne centrale. L'ensemble des démonstrations n'est cependant pas présenté. Mais, à titre d'exemple, en plus de la configuration pire-cas, l'additivité est aussi démontrée pour la configuration 110 (ou 011). Pour cette configuration, l'additivité est vérifiée si $R \gg (L_p - L_{o0})\omega$ est vraie pour le mode c comme $(L_p - L_{o0}) > (L_p - L_m)$. Dans ce cas, on a les deux relations d'équivalence suivantes :

$$V_{RLC_{c_o}} = V_{C_{c_o}} \quad \text{Eq-IV-59}$$

$$V_{C_{a_o}} = V_{L_{b_o}} = V_{L_{c_o}} \quad \text{Eq-IV-60}$$

De ce fait, la relation Eq-IV-54 peut aussi s'écrire suivant :

$$\begin{aligned} V_{RLC(110)_o} = V_{RLC(011)_o} &= \frac{2}{3}V_{L_{a_o}} - \frac{1}{6}V_{C_{b_o}} - \frac{1}{2}V_{C_{c_o}} \\ &= \frac{2}{3}(V_{C_{a_o}} + V_{L_{a_o}}) - \frac{1}{6}(V_{C_{b_o}} + V_{L_{b_o}}) - \frac{1}{2}(V_{C_{c_o}} + V_{L_{c_o}}) \\ &= \left(\frac{2}{3}V_{C_{a_o}} - \frac{1}{6}V_{C_{b_o}} - \frac{1}{2}V_{C_{c_o}} \right) + \left(\frac{2}{3}V_{L_{a_o}} - \frac{1}{6}V_{L_{b_o}} - \frac{1}{2}V_{L_{c_o}} \right) \\ &= V_{C_o} + V_{L_o} \end{aligned} \quad \text{Eq-IV-61}$$

Des validations ont été réalisées pour des géométries usuelles et pire-cas entre des tensions de bruit simulées sous SPICE avec la structure de trois lignes couplées et des tensions résultantes de l'additivité des effets couplés. La Figure IV-2 illustre l'additivité pour les deux configurations que nous venons de présenter (101 et 110) pour deux géométries différentes. La résistance R_{in} et la charge C_L sont négligées pour ces exemples et ceux présentés dans la suite de cette sous-partie.

Note : les paramètres électriques propres aux lignes sont donnés en fonction de la ligne 1. Les 3 lignes étant géométriquement identiques, les effets propres et couplés sont les mêmes quelle que soit la ligne sur laquelle on se place.

On peut voir malgré une bonne équivalence que les deux formes d'onde de tension de crosstalk ne sont pas complètement corrélées. On observe des phénomènes d'opposition de phase pour les différentes oscillations dues aux réflexions des signaux sur les lignes ainsi que des différences d'amplitude. L'erreur en amplitude est la plus importante notamment tant que l'on n'a pas atteint $V_{L_{max}}$ à tof_a . D'une part, pour évaluer à partir des modes de propagation

une tension de bruit, il faut que les lignes soient décrites suivant le formalisme TEM soit comme étant des lignes sans pertes or on utilise un formalisme quasi-TEM à cause des pertes résistives. D'autre part, les tensions $V_{RLC} = V_C + V_L$ sont obtenues via les équivalences sur l'impédance et sur le facteur de propagation en supposant que la réactance dans les modes b et c est toujours inférieure à la résistance.

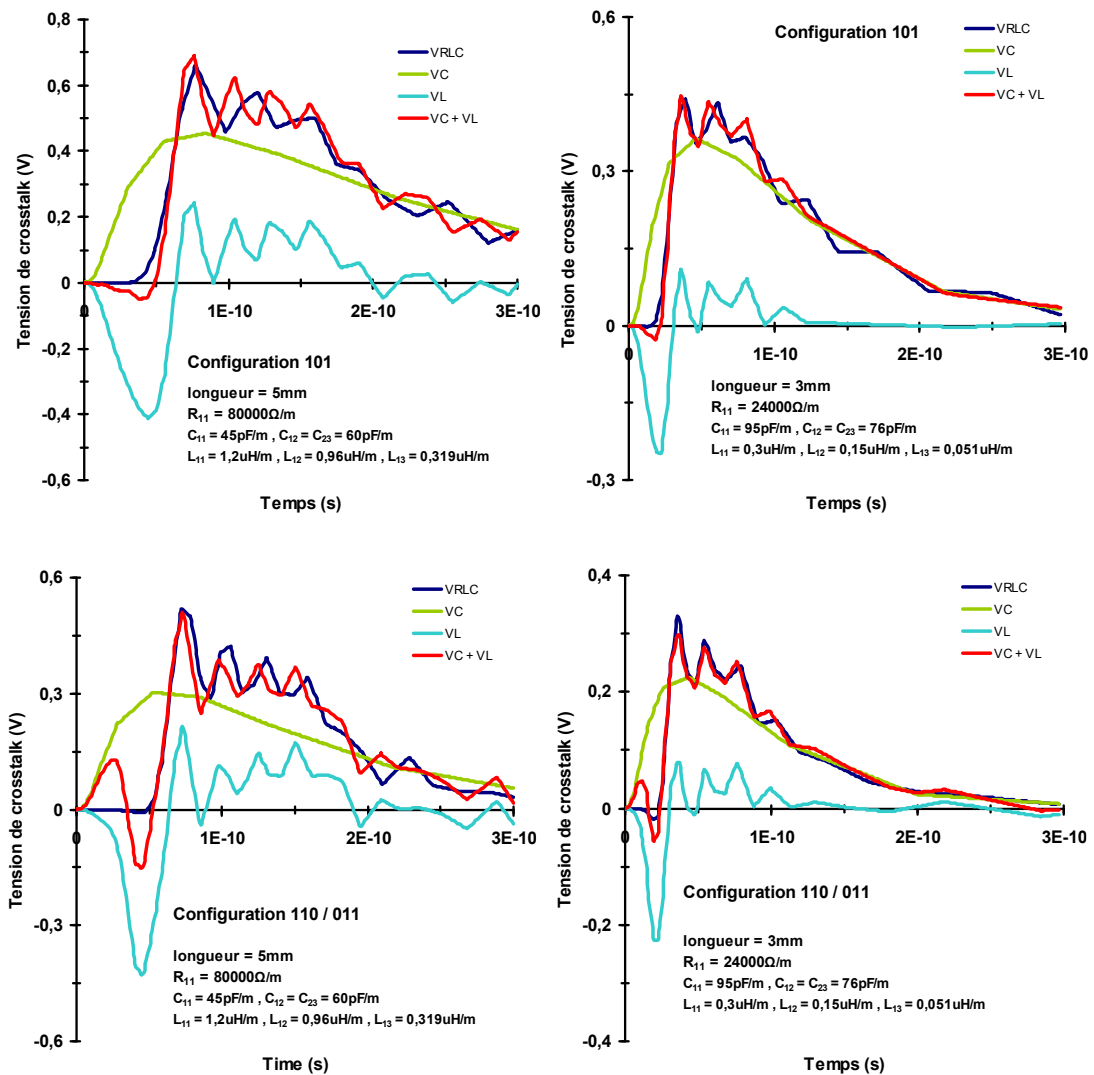


Figure IV-2 : Comparaisons entre les tensions de crosstalk observables en fin de ligne victime du système de trois lignes couplées et les tensions obtenues en sommant les effets couplés. Figure du haut : configuration 101. Figure du bas : configurations 110 et 011.

Dans le domaine temporel, quelle que soit la ligne considérée et la configuration de crosstalk, la tension V_L atteint son maximum lorsque sa tension modale V_{La} commence à être observable en sortie à l'instant tof_a ; ce maximum étant négatif et tof_a correspondant à l'instant où apparaît le 1^{er} pic en tension assimilable par extrapolation à l'instant t_1 défini dans

le chapitre précédent. En effet, l'inductance effective en mode a est largement supérieure à celles des modes b et c. Les porteurs de charge étant davantage bloqués lorsque l'inductance est plus élevée, les instants tof_b et tof_c sont visibles dans le domaine temporel bien avant tof_a .
 Suivant les relations définissant les tensions de crosstalk, la tension V_L a une polarité négative tant que l'on n'atteint pas tof_a .

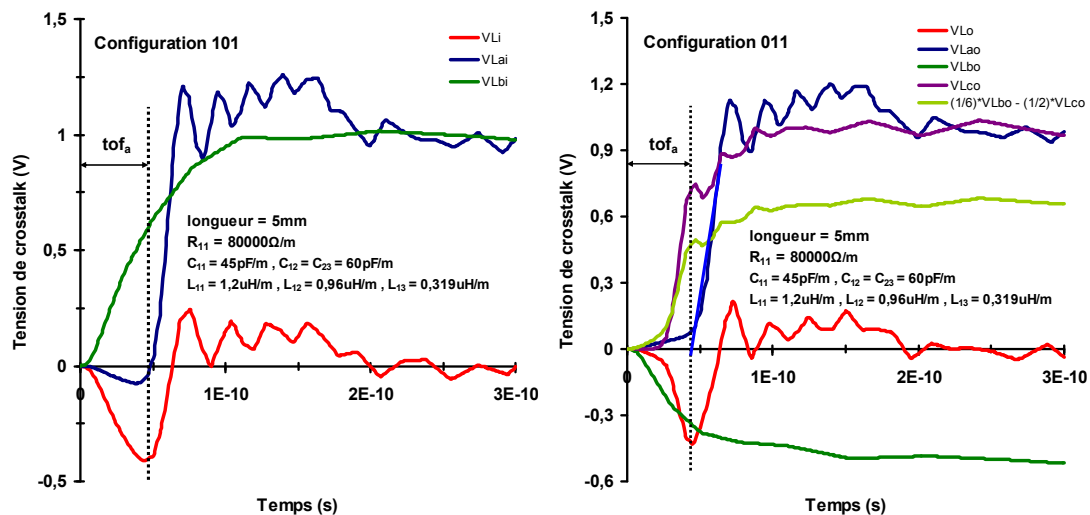


Figure IV-3 : Comparaisons entre une tension de crosstalk inductive V_L et ses tensions modales. Figure de gauche : configuration 101. Figure de droite : configuration 011.

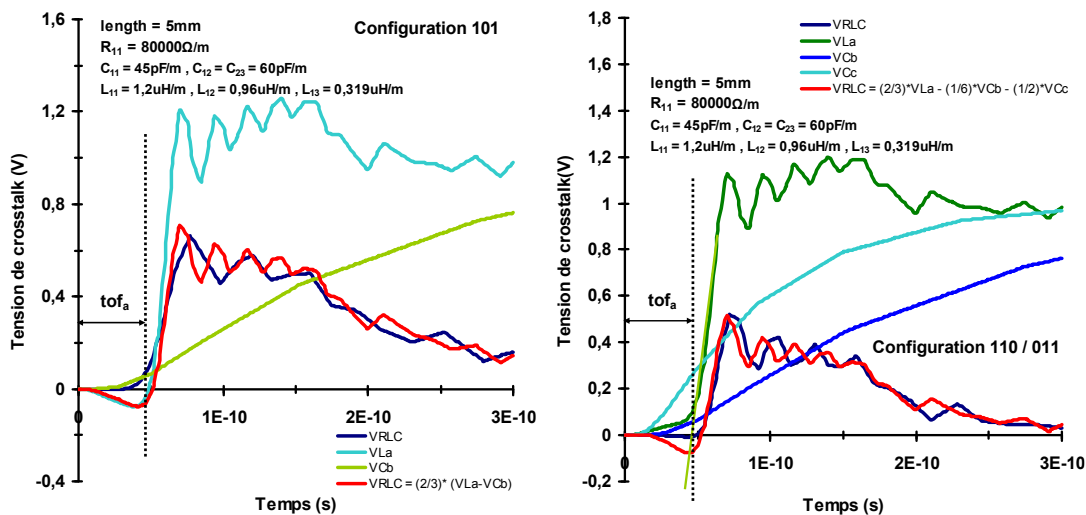


Figure IV-4 : Comparaisons entre une tension de crosstalk V_{RLC} et les tensions modales la définissant. Impact des tensions modales sur la polarité de la forme d'onde. Figure de gauche : configuration 101. Figure de droite : configuration 011 / 110.

Généralement, pour le mode a, le système fonctionne en régime pseudo-oscillatoire et généralement la capacité est entrée en self-résonance. Pour les modes b et c, le système

fonctionne en régime amorti puisque les inductances effectives des lignes extérieures et centrales sont très faibles.

Vu qu'une tension de crosstalk V_{RLC} peut être définie suivant V_{La} , V_{Cb} et V_{Cc} , alors V_{RLC} aura une polarité négative tant que l'on n'aura pas atteint tof_a . A noter que dans le cas des configurations pire-cas, 010 et 100 pour la ligne centrale, la tension V_{RLC} ne dépend que de V_{La} et de V_{Cb} . Cela implique qu'après tof_a , l'allure générale de V_{RLC} dépend du comportement de la réponse V_{La} .

IV.2.4 Application du modèle analytique à la configuration pire-cas.

Le modèle analytique développé et présenté dans les précédents chapitres a été utilisé dans le cadre de l'évaluation des tensions de crosstalk visibles sur la ligne centrale pour la structure pour la configuration pire-cas. Les modes de propagation étant définis par des valeurs effectives des paramètres électriques, les étapes permettant d'évaluer les tensions de bruits à partir du modèle analytique restent les mêmes que pour la structure deux lignes ; ces étapes ayant été détaillées dans le chapitre 2 (sous-parties II.4.3 et II.4.4). A titre d'exemple, les figures suivantes illustrent la comparaison entre des tensions de crosstalk V_C et V_{RLC} simulées sous SPICE et obtenues à partir du modèle analytique pour les configurations 101 et 110 / 011 ainsi que la comparaison de leurs tensions modales.

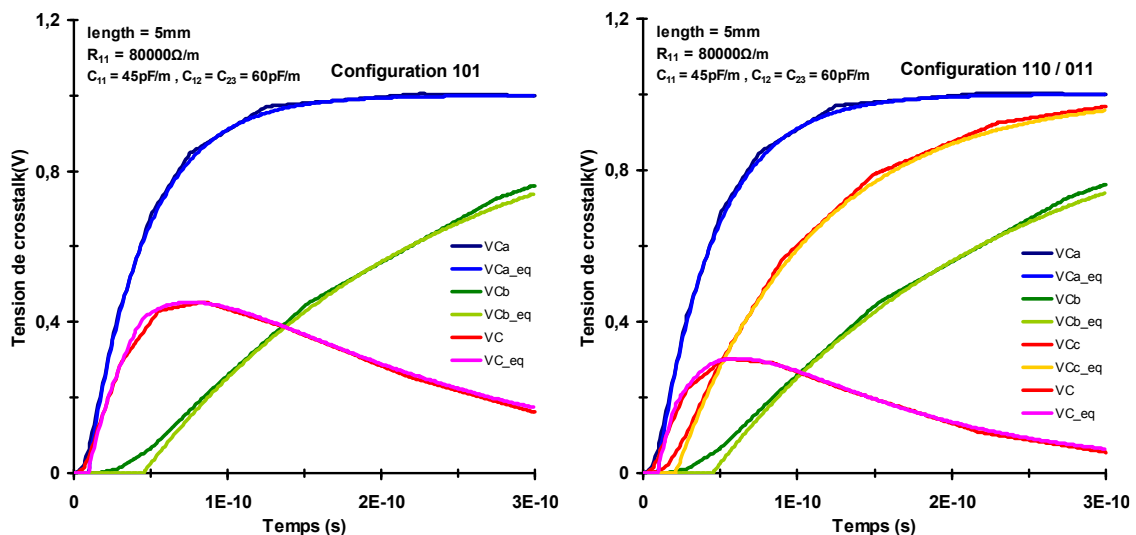


Figure IV-5 : Comparaisons entre une tension de crosstalk V_C simulée sous SPICE et celle obtenue via le modèle analytique. Figure de gauche : configuration 101. Figure de droite : configuration 011 / 110.

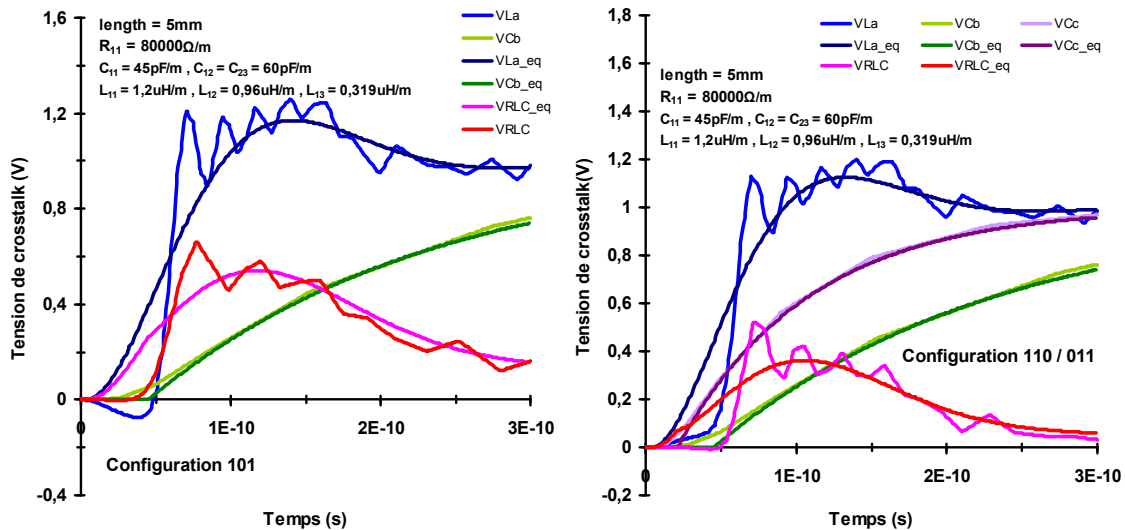


Figure IV-6 : Comparaisons entre une tension de crosstalk V_{RLC} simulée sous SPICE et celle obtenue via le modèle analytique. Figure de gauche : configuration 101. Figure de droite : configuration 011 / 110.

Comme on peut le voir, le degré de précision entre les formes d'onde V_C et V_{Ceq} reste très bon. Pour ce qui est des formes d'onde V_{RLC} et V_{RLCeq} , l'équivalence reste relativement acceptable. Comme pour la structure de deux lignes couplées, les différences entre les deux formes d'onde sont liées aux réflexions des signaux sur les lignes et aux différences existantes entre les temps de montée des deux systèmes liées à la différence d'ordre des systèmes distribués et localisés et donc à la distribution sur le modèle de référence de l'inductance.

Pour rappel, la tension de crosstalk V_{RLC} pour la configuration pire-cas est définie suivant la relation Eq-IV-52. Si l'on examine cette relation, on peut voir qu'elle est de la même forme que la relation traduisant la tension de bruit dans la configuration pire-cas de la structure de deux lignes couplées donnée par Eq-III-22. La relation consiste toujours à soustraire dans le domaine temporel une tension inductive dans un mode donné à une tension capacitive définie dans un autre mode ; les deux formes d'onde se voyant affectées par un même coefficient.

L'ensemble des équations permettant d'évaluer les caractéristiques (amplitude maximale et largeur de pulsation) des tensions V_C et V_{RLC} pour la configuration pire-cas de la structure de trois lignes couplées ne sont pas données. Implicitement, le calcul des caractéristiques revient à reprendre l'ensemble des équations présentées dans le chapitre 3 pour la structure deux lignes, que ce soit pour V_C et V_{RLC} , et à les adapter pour la configuration pire-cas du système trois lignes. En outre, les modes communs et différentiels sont remplacés respectivement par le mode a et le mode b (avec les valeurs effectives correspondantes) et le coefficient (1/2) affectant V_e et V_o est remplacé par (2/3) pour V_a et V_b . A titre d'exemple, la tension V_C définie par Eq-III-2 pour la structure deux lignes devient pour la structure trois lignes :

$$V_C(t) \equiv V_{C_{eq}}(t) = \frac{2(V_{C_{eq_a}}(t) - V_{C_{eq_b}}(t))}{3} = \frac{2V_{in}}{3} \left[\exp\left(-\frac{t - \Delta t_{eq_b}}{\tau_{eq_b}}\right) - \exp\left(-\frac{t - \Delta t_{eq_a}}{\tau_{eq_a}}\right) \right] \quad \text{Eq-IV-62}$$

pour laquelle $V_{C_{max}}$ (définie pour la structure deux lignes par Eq-III-5) est égale à :

$$V_{C_{max_{eq}}} = V_{C_{eq}}(t_{max_{eq}}) = \frac{2V_{in}}{3} \left[e^{-\left(\frac{\Delta t_{eq_a} - \Delta t_{eq_b}}{\tau_{eq_b} - \tau_{eq_a}}\right)} \left[\left(\frac{\tau_{eq_a}}{\tau_{eq_b}}\right)^{\tau_{eq_a}/(\tau_{eq_b} - \tau_{eq_a})} - \left(\frac{\tau_{eq_a}}{\tau_{eq_b}}\right)^{\tau_{eq_b}/(\tau_{eq_b} - \tau_{eq_a})} \right] \right] \quad \text{Eq-IV-63}$$

$$t_{max_{eq}} = \frac{\tau_{eq_b} \tau_{eq_a}}{\tau_{eq_b} - \tau_{eq_a}} \left[\ln\left(\frac{\tau_{eq_b}}{\tau_{eq_a}}\right) + \frac{\Delta t_{eq_a}}{\tau_{eq_a}} - \frac{\Delta t_{eq_b}}{\tau_{eq_b}} \right] \quad \text{Eq-IV-64}$$

L'évaluation des caractéristiques de V_{RLC} se fait toujours suivant les trois domaines harmoniques définis dans le chapitre 2 en fonction du facteur d'amortissement (ici m_a).

Dans l'ensemble, le degré de précision pour l'évaluation des caractéristiques des tensions de bruit de la configuration pire-cas du système trois lignes diffère peu de celui de la structure de deux lignes couplées ; les observations faites au sujet de ce dernier restent les mêmes que celles explicitées à la fin de la sous-partie III.3.6. A titre d'exemple sont présentées certaines comparaisons entre les caractéristiques de V_{RLC} et $V_{RLC_{eq}}$ afin de montrer que le modèle analytique reste utilisable dans le cas d'une structure 3 lignes pour la configuration pire-cas. Selon les paramètres effectifs décrivant la ligne centrale dans les modes a et b, on néglige la capacité C_{13} et l'on fixe le coefficient de couplage inductif entre les lignes extérieures à une valeur fixe telle que $K_{13} = 1/3 * K_{12} = 1/3 * K_{23}$. La capacité de charge C_L est égale à 5fF.

R (Ω)	m_{eqa}	V_{RLCmax} (V)	V_{RLCmax eq} (V)	ε (%)	t₁ (ps)	t_{1eq} (ps)	ε (%)	t₂ (ps)	t_{2eq} (ps)	ε (%)
150	0.439	0.477	0.455	4.61	49.2	51.2	-4.06	185	173	6.48
200	0.513	0.446	0.453	-1.57	48	51.3	-8.75	189	175	7.4
250	0.586	0.443	0.448	-1.13	47.2	51.51	-9.13	184	179	2.71
300	0.66	0.409	0.378	7.58	47.6	51.8	-8.88	246	269	-9.34
400	0.806	0.371	0.363	2.15	48.2	52.6	-9.12	312	332	-6.41

Tableau IV-1 : Comparaisons pour différentes valeurs de résistances de ligne entre les caractéristiques d'une tension V_{RLC} simulée sous SPICE et obtenue via les expressions analytiques. $C_g = 250\text{fF}$; $C_m = 200\text{fF}$; $L_p = 5\text{nH}$; $K_{12} = K_{13} = 0.8$; $K_{13} = 0.27$; $R_{in} = 100\Omega$; longueur = 5mm.

C_g (fF)	m_{eqa}	V_{RLCmax} (V)	$V_{RLCmax eq}$ (V)	ε (%)	t_1 (ps)	t_{1eq} (ps)	ε (%)	t_2 (ps)	t_{2eq} (ps)	ε (%)
80	0.384	0.692	0.683	1.3	23.5	25	-6.38	99	90.3	8.78
100	0.427	0.633	0.632	0.15	26.9	28.59	-6.28	109	100	8.25
200	0.588	0.495	0.485	2.02	38.8	41.21	-6.21	154	143	7.14
300	0.716	0.368	0.343	6.79	47	51.2	-8.96	254	273	-7.48
400	0.833	0.296	0.293	1.01	56.4	59.8	-6.02	316	334	-5.69

Tableau IV-2 : Comparaisons pour différentes valeurs de capacité de ligne C_g entre les caractéristiques d'une tension V_{RLC} simulée sous SPICE et obtenue via les expressions analytiques. $R = 250\Omega$; $C_m = 200\text{fF}$; $L_p = 4\text{nH}$; $K_{12} = K_{13} = 0.8$; $K_{13} = 0.27$; $R_{in} = 100\Omega$; longueur = 5mm.

L_p (nH)	m_{eqa}	V_{RLCmax} (V)	$V_{RLCmax eq}$ (V)	ε (%)	t_1 (ps)	t_{1eq} (ps)	ε (%)	t_2 (ps)	t_{2eq} (ps)	ε (%)
2	1.04	0.477	0.454	4.82	31.6	34.2	-8.29	343	374	-9.03
4	0.737	0.456	0.443	2.85	43	46.8	-8.74	335	365	-8.95
6	0.602	0.525	0.546	-4	53	56.4	-6.39	210	198	5.71
8	0.526	0.565	0.56	0.88	63	65.4	-3.82	234	224	4.27
10	0.467	0.59	0.571	3.22	68.2	71.6	-5.07	263	248	5.7

Tableau IV-3 : Comparaisons pour différentes valeurs d'inductances de ligne L_p entre les caractéristiques d'une tension V_{RLC} simulée sous SPICE et obtenue via les expressions analytiques. $R = 300\Omega$; $C_g = 250\text{fF}$; $C_m = 350\text{fF}$; $K_{12} = K_{13} = 0.8$; $K_{13} = 0.27$; $R_{in} = 50\Omega$; longueur = 5mm.

cas	K_{12}	m_{eqa}	V_{RLCmax} (V)	$V_{RLCmax eq}$ (V)	ε (%)	t_1 (ps)	t_{1eq} (ps)	ε (%)	t_2 (ps)	t_{2eq} (ps)	ε (%)
1	0.4	0.757	0.391	0.368	5.88	55	56.3	-2.45	294	310	-5.44
	0.6	0.684	0.398	0.372	6.53	58.9	61.73	-4.8	287	308	-7.31
	0.8	0.625	0.404	0.375	7.17	63.2	66	-4.43	288	306	-6.25
2	0.4	0.617	0.461	0.475	-3.03	40	43.1	-7.75	156	148	5.12
	0.6	0.561	0.486	0.484	0.41	45.4	47.1	-3.74	173	162	6.35
	0.8	0.512	0.496	0.491	1	48	51.3	-6.92	185	175	5.4

**Tableau IV-4 : Comparaisons pour différents $K_{12} = K_{13}$ entre les caractéristiques d'une tension V_{RLC} simulée sous SPICE et obtenue via les expressions analytiques.
Cas 1 : $R = 350\Omega$; $C_g = 300\text{fF}$; $C_m = 220\text{fF}$; $L_p = 7\text{nH}$; $R_{in} = 75\Omega$; longueur = 5mm.
Cas 2 : $R = 200\Omega$; $C_g = C_m = 250\text{fF}$; $L_p = 5\text{nH}$; $R_{in} = 100\Omega$; longueur = 5mm.**

cas	longueur (mm)	m_{eqa}	V_{RLCmax} (V)	$V_{RLCmax eq}$ (V)	ε (%)	t_1 (ps)	t_{1eq} (ps)	ε (%)	t_2 (ps)	t_{2eq} (ps)	ε (%)
1	3	0.44	0.444	0.459	-3.37	37.8	39.3	-3.96	145	136	6.2
	5	0.625	0.404	0.375	7.17	63.2	66	-4.43	288	306	-6.25
	8	0.9	0.356	0.352	1.12	103	110	-6.8	653	725	-11
2	3	0.446	0.496	0.481	3.02	25.7	27.68	-7.70	100	93.7	6.3
	5	0.574	0.477	0.479	-0.41	44.1	46.17	-4.69	165	158	4.24
	8	0.758	0.417	0.4	4.07	71.25	75	-5.26	466	504	-8.15

Tableau IV-5 : Comparaisons pour différentes longueur de ligne avec $K_{12} = K_{23} = 0.8$ entre les caractéristiques d'une tension V_{RLC} simulées sous SPICE et obtenue via les expressions analytiques. Cas 1 : $R = 350\Omega$; $C_g = 300fF$; $C_m = 220fF$; $L_p = 7nH$; $R_{in} = 75\Omega$. Cas 2 : $R = 200\Omega$; $C_g = C_m = 250fF$; $L_p = 4nH$; $R_{in} = 100\Omega$.

Remarque : le raisonnement tenu dans cette sous-partie pour l'évaluation des caractéristiques des tensions de bruit pour la configuration 101 reste viable pour les configurations 010 et 001 / 100 (ligne centrale uniquement).

IV.3 Systèmes dissymétriques.

IV.3.1 Système dissymétrique de deux lignes couplées.

Jusqu'à présent, les structures présentées étaient symétriques que ce soit au niveau de la géométrie des lignes ou de la nature de l'attaque via la modélisation de résistances d'entrée identiques R_{in} . Concrètement, les lignes d'interconnexion des circuits VLSI sont attaquées par les sorties de blocs logiques distincts représentés par des buffers CMOS.

Pour minimiser les temps de propagation des signaux sur toute la longueur de ligne, il faut pouvoir appréhender la charge capacitive induite par de longues lignes. Les transistors des buffers d'entrée sont surdimensionnés suivant une certaine valeur du facteur de charge ou fanout. Il correspond au nombre d'entrée de portes logiques qui peuvent être chargées par la sortie d'une porte située en amont du circuit. Ce dernier est généralement égal à 4 (sans unité) même s'il peut varier entre 2 et 6. Cela signifie donc que le délai minimum dans une chaîne d'inverseurs est observé dès lors que la capacitance d'un buffer est quatre fois plus élevée que celle du buffer le précédant dans la chaîne [LOP04].

Par définition, un buffer CMOS est défini par deux transistors complémentaires qui sont les transistors NMOS et PMOS. Par définition, les deux transistors n'ont pas le même point

de conduction : alors que le transistor NMOS conduit pour une tension positive, le PMOS conduit pour une tension négative. Par ailleurs, la vitesse des porteurs de charge des deux transistors est différente ; le courant étant conduit par les électrons pour le NMOS alors qu'il est conduit par les trous pour le PMOS. Ainsi, suivant le type de transition en entrée de buffer, la résistance de sortie de ces derniers sera différente même si les transistors sont dimensionnés de manière identique.

Généralement, afin de compenser la différence de vitesse des porteurs, les transistors PMOS sont surdimensionnés pour une largeur correspondant au double de celle du NMOS.

Des buffers sont aussi modélisés en terminaison des lignes afin de restituer les signaux en sortie de ces derniers. Toujours dans l'optique de minimiser les temps de propagation, les transistors des buffers en sortie de ligne sont de taille minimum (dans la limite de la technologie) afin que la charge en sortie de ligne soit la plus faible possible et ainsi accentuer la différence de charge. Les charges capacitives en sortie sont si faibles qu'une dissymétrie entre les deux charges a un impact négligeable, voir nul, sur les signaux.

En conséquence, les systèmes de lignes couplées dans les réseaux VLSI tendent par nature à être dissymétriques ; sans compter que la dissymétrie peut aussi venir de la géométrie des lignes. Dans le cadre de cette thèse, la dissymétrie est due à la différence entre les résistances de sortie des buffers attaquant les lignes et l'on étudie son impact dans le cas de l'évolution de l'amplitude maximale de V_C et V_{RLC} ; à commencer par la structure deux lignes.

Le système de deux lignes est modélisé par deux résistances d'entrée R_a et R_v ; respectivement les résistances d'entrée des lignes actives et victimes et modélisant les résistances de sortie des buffers. Les capacités de charge en terminaison de lignes sont toujours égales à C_L . Or, il n'est plus possible d'évaluer une tension de bruit à partir des modes de propagation ; ces derniers supposant une parfaite symétrie entre les deux lignes.

On définit alors un facteur de dissymétrie F_d défini selon :

$$F_d = \frac{R_a}{R_v} \quad \text{Eq-IV-65}$$

Les valeurs de F_d sont comprises dans l'intervalle [0,5 ; 5] du fait de la différence des modes de fonctionnement des transistors NMOS et PMOS et en fonction du dimensionnement de W_p par rapport à W_n .

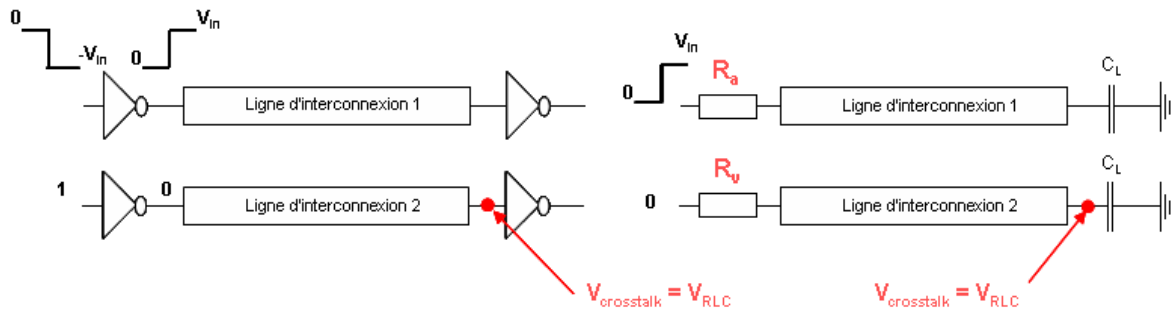


Figure IV-7 : Modélisation de la dissymétrie pour le système de deux lignes couplées liée à une attaque différentielle sur chacune des deux lignes.

Lorsque $F_d = 1$, le système est symétrique. L'objectif dans la détermination de V_{\max} consiste à déterminer l'évolution de cette dernière en fonction de F_d en se basant sur la connaissance de V_{\max} lorsque le système est symétrique. Pour l'ensemble des courbes présentées dans cette sous-partie, $V_{in} = 1V$. On étudie tout d'abord l'évolution de $V_{C_{\max}}$ en fonction de F_d . Si l'on trace l'évolution de $V_{C_{\max}}$ pour une géométrie de ligne donnée pour plusieurs valeurs de R_v , on peut observer que l'évolution est de type logarithmique.

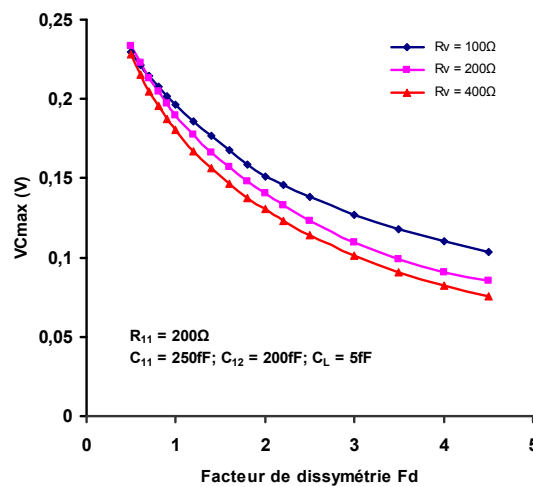


Figure IV-8 : Evolution de $V_{C_{\max}}$ en fonction du facteur de dissymétrie pour plusieurs valeurs de R_v .

On écrit alors une relation permettant de calculer $V_{C_{\max}}$ pour le système dissymétrique soit:

$$V_{C_{\max}(F_d=x)} = V_{C_{\max}(F_d=1)} - A \ln(F_d) \quad \text{Eq-IV-66}$$

$$V_{C_{\max}(F_d=x)} = V_{C_{\max}(F_d=1)} \left[1 - \frac{A \ln(F_d)}{V_{C_{\max}(F_d=1)}} \right] \quad \text{Eq-IV-67}$$

pour laquelle A est un coefficient que l'on détermine empiriquement en fonction des paramètres électriques de la ligne. La dissymétrie affectant la résistivité des lignes, les effets capacitifs propres et couplés n'ont aucun impact sur l'évolution de l'amplitude et donc n'interviennent pas dans la description de A. Afin d'illustrer le propos, les figures suivantes montrent l'évolution de $V_{C_{max}}$ et du terme $\left[1 - A \ln(F_d) / V_{C_{max}(F_d=1)}\right]$ en fonction de C_g .

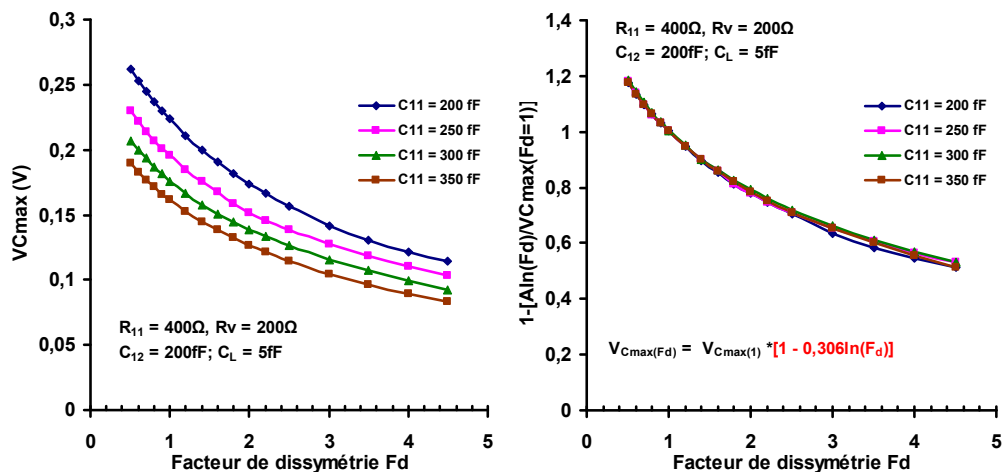


Figure IV-9 : Evolution en fonction de facteur de dissymétrie F_d pour différentes capacités de ligne $C_{11} = C_{22} = C_{33} = C_g$. Figure de gauche : évolution de $V_{C_{max}}$. Figure de droite: évolution du terme $\left[1 - A \ln(F_d) / V_{C_{max}(F_d=1)}\right]$.

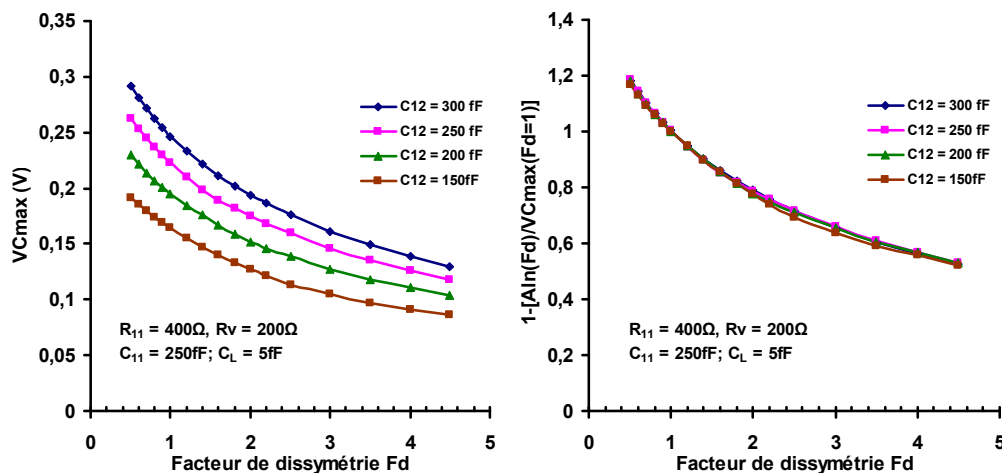


Figure IV-10 : Evolution en fonction de facteur de dissymétrie F_d pour différentes capacités inter-ligne $C_{12} = C_{23} = C_m$. Figure de gauche : évolution de $V_{C_{max}}$. Figure de droite: évolution du terme $\left[1 - A \ln(F_d) / V_{C_{max}(F_d=1)}\right]$.

Comme on peut le voir sur la Figure IV-9, $V_{C_{max}}$ varie en fonction de F_d pour différentes valeurs de C_g suivant Eq-IV-66. Cependant, si l'on divise ces équations par la valeur de $V_{C_{max}}$

quand $F_d = 1$, on peut voir pour les différentes valeurs de C_g que les courbes de tendance du terme résultant $\left[1 - A \ln(F_d) / V_{C_{\max}(F_d=1)}\right]$ sont confondues impliquant que les différents coefficients $A / V_{C_{\max}(F_d=1)}$ sont égaux (pour l'exemple présenté Figure IV-9, $A / V_{C_{\max}(F_d=1)}$ est égal à 0.306). En conséquence, A ne dépend pas des variations de C_g . Les mêmes types d'évolution peuvent être observés en fonction de différentes valeurs de C_m menant aussi à la même conclusion.

En revanche, le terme A évolue selon la résistance propre de la ligne victime R et la résistance d'entrée R_v . Il diminue pour de plus grande valeur de R et augmente pour des valeurs plus élevées de R_v (Figure IV-11).

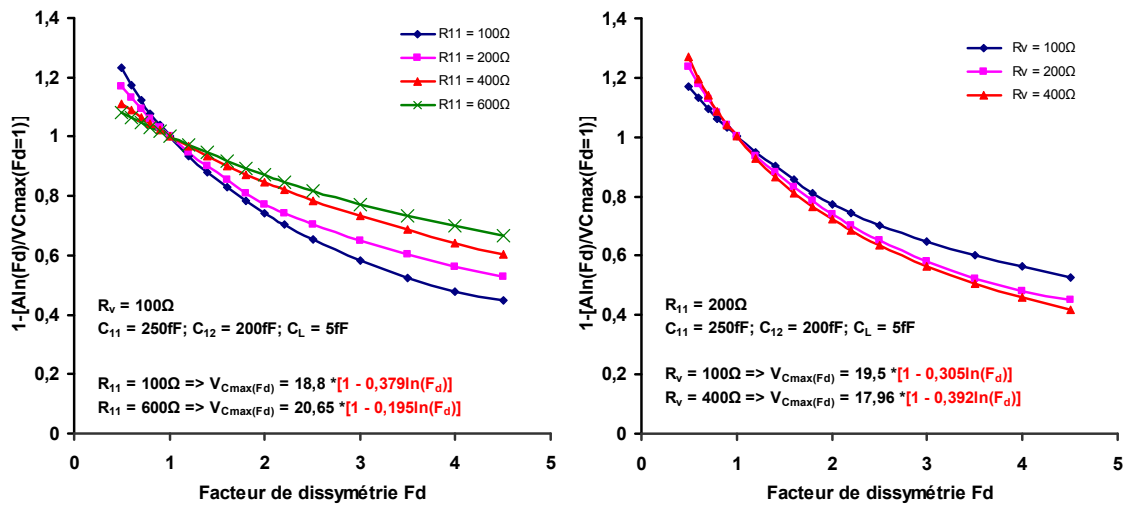


Figure IV-11 : Evolution du terme A en fonction du facteur de dissymétrie F_d et en fonction des différentes résistances du système. Figure de gauche : en fonction de la résistance propre de la ligne. Figure de droite : en fonction de la résistance d'entrée R_v .

On trace alors l'évolution de A pour différentes valeurs de R et R_v selon un rapport résistif de la forme $R_v / (R_{11} + R_v)$ et on déduit de cette évolution une expression analytique permettant de calculer A correspondant à :

$$A = 0.53 \sqrt{\frac{R_v}{R_v + R}} \quad \text{Eq-IV-68}$$

La figure suivante illustre la comparaison entre les valeurs de A déterminées par simulation suivant la relation Eq-IV-66 et celles calculées à partir de la relation ci-dessus. On peut voir que l'équation Eq-IV-68 permet d'évaluer A avec un bon degré de précision. Au

final, pour une structure dissymétrique, l'amplitude maximale d'une tension de crosstalk capacitive $V_{C_{\max}}$ peut être calculée suivant Eq-IV-66.

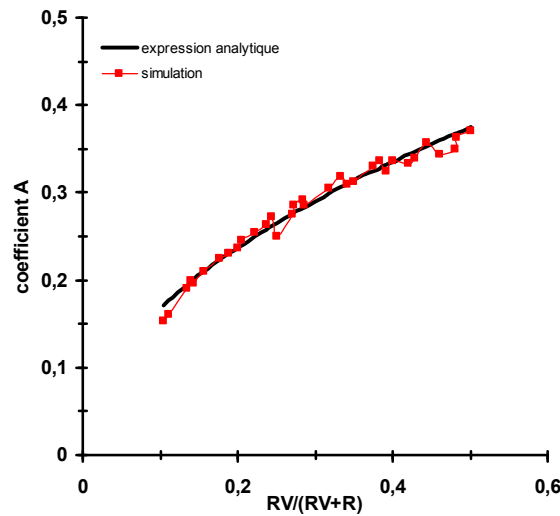


Figure IV-12 : Evolution du coefficient A en fonction du rapport résistif $R_v/(R+R_v)$. Comparaison entre les valeurs obtenues de A par simulation et celles calculées analytiquement à partir de Eq-IV-68.

Comme on l'a souligné plus haut, le calcul de $V_{C_{\max}}$ pour une dissymétrie donnée (et donc $F_d = x$) implique cependant la connaissance de $V_{C_{\max}}$ lorsque le système est symétrique.

$$V_{C_{\max}(F_d=x)} = V_{C_{\max}(F_d=1)} \left[1 - 0.53 \ln(F_d) \sqrt{\frac{R_v}{R_v + R}} \right] \quad \text{Eq-IV-69}$$

Jusqu'à présent, les effets inductifs ont été négligés dans cette étude. La dissymétrie de la structure venant des résistances d'entrée et donc d'une différence de résistivité entre les lignes, cette dernière affecte uniquement la partie réelle de la tension de sortie suivant l'équation des télégraphistes. Suivant notre démarche pour le calcul de $V_{RLC_{\max}}$ quand $F_d = x$ pour $x \neq 1$, les effets inductifs interviennent uniquement dans l'évaluation de la tension quand la structure est symétrique. Cela signifie qu'ils n'interviennent pas dans la définition du coefficient A. La figure ci-dessous montre pour différentes valeurs d'inductance propre que les allures du terme $\left[1 - A \ln(F_d) / V_{RLC_{\max}(F_d=1)} \right]$ suivent la même évolution et se corrélient pour certaines valeurs de F_d ; les différences entre les allures étant principalement liées à l'évaluation de la valeur moyenne de $V_{RLC_{\max}}$ du fait des réflexions du signal. Si l'on tend à diminuer les effets inductifs, les réflexions s'atténuant, on peut alors constater que les différentes allures sont davantage confondues.

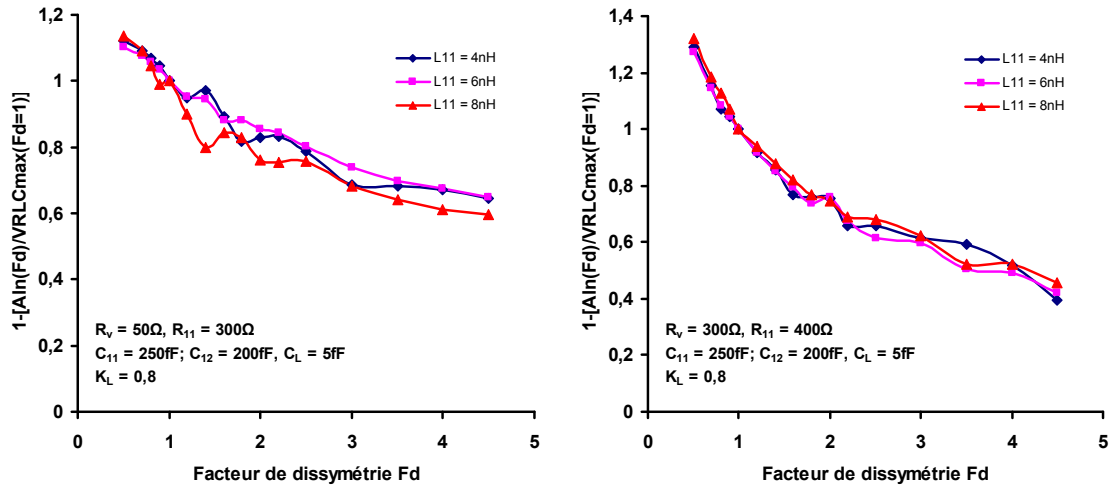


Figure IV-13 : Evolution en fonction de F_d du terme $\left[1 - A \ln(F_d) / V_{RLCmax}(F_d=1) \right]$ pour différentes valeurs d'inductance propre $L_{11} = L_{22} = L_{33} = L_p$. Gauche : régime pseudo-oscillatoire (avec ou sans phénomène de résonance). Droite : régime amorti ou critique.

Ainsi, l'expression Eq-IV-69 peut être généralisée pour une tension de crosstalk V_{RLC} .

$$V_{RLCmax}(F_d=x) = V_{RLCmax}(F_d=1) \left[1 - 0.53 \ln(F_d) \sqrt{\frac{R_v}{R_v + R_{11}}} \right] \quad \text{Eq-IV-70}$$

Les figures suivantes présentent les comparaisons entre les maxima d'amplitudes (valeurs moyennes) de V_{RLC} évaluées par simulation et celles calculées suivant Eq-IV-70.

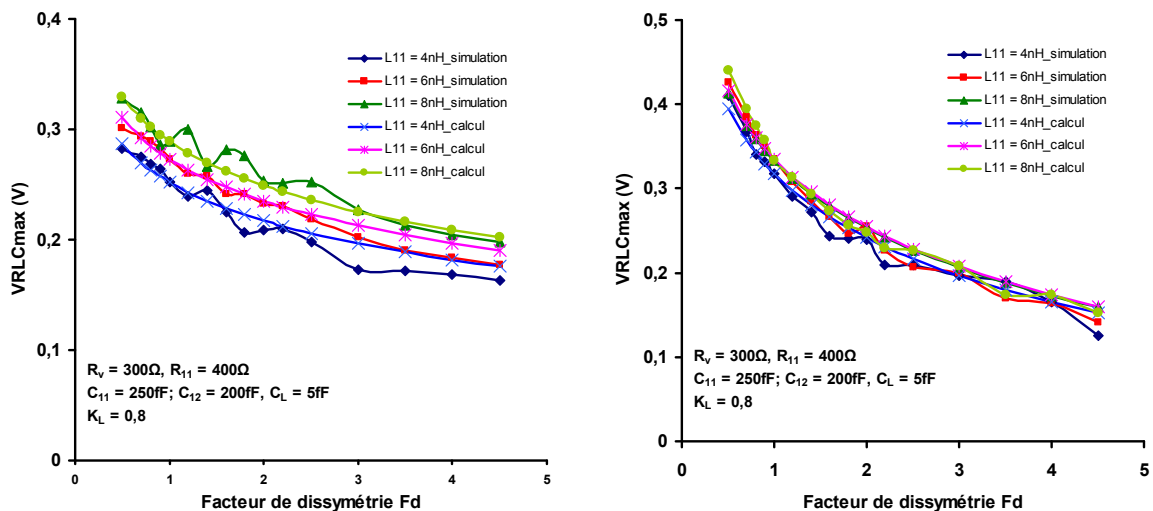


Figure IV-14 : Comparaisons entre les maxima d'amplitude V_{RLCmax} évalués par simulation et calculés suivant Eq-IV-70. Figure de gauche : le système est en régime pseudo-oscillatoire (avec ou sans phénomène de résonance). Figure de droite: le système est en régime amorti ou critique.

L'erreur de précision est bien plus élevée lorsque $R_a > R$. La résistance de sortie du buffer étant nettement supérieure à la résistance de ligne, le signal en entrée de ligne est déjà déformé dû à des délais de propagation engendrés par le buffer. Suivant la précision avec laquelle a été évaluée V_{\max} à $F_d = 1$ et suivant la résistivité intrinsèque du système, l'erreur de précision sera importante ou négligeable. Cependant, quand F_d est grand, la tension V_{RLC} n'a plus une amplitude suffisamment importante pour causer des problèmes d'intégrité de signal. Pour la géométrie présentée IV-14 à gauche, lorsque $L_p = 4nH$, l'erreur maximale conduit à une surestimation de 13% alors que l'erreur moyenne conduit une surestimation de l'ordre de 3%. Quand $L_p = 8nH$, l'erreur maximale conduit à une sous-estimation de 7% alors que l'erreur moyenne conduit une surestimation de l'ordre de 1,5%.

A noter que pour $F_d = 1$, l'amplitude $V_{RLC\max}$ utilisée précédemment correspond à celle évaluée par simulation. Ainsi, à l'erreur de précision liée à la formule et aux réflexions des signaux s'« ajoute » l'erreur de précision entre $V_{RLC\max}$ et $V_{RLC\max eq}$. L'erreur d'estimation entre les deux tensions pour un F_d quelconque est d'ailleurs majoritairement liée à l'erreur d'estimation existante entre les tensions à $F_d = 1$. Lorsque $L_p = 4nH$, l'erreur maximale conduit à une sous-estimation de 9,8% alors que l'erreur moyenne conduit une sous-estimation de l'ordre de 3%. Quand $L_p = 8nH$, l'erreur maximale conduit à une surestimation de 9% alors que l'erreur moyenne conduit une surestimation de l'ordre de 5%.

Les trois tableaux ci-après montrent pour 3 géométries et longueurs de lignes différentes les comparaisons entre les amplitudes maximales relevées sous SPICE et celles calculées à partir de Eq-IV-70 mais en prenant à $F_d = 1$ l'amplitude équivalente $V_{RLC\max eq}$.

F_d	$V_{RLC\max}$ (V)	$V_{RLC\max eq}$ (V)	$\varepsilon_{V_{RLC\max}}$ (%)
0.5	0.332	0.307	7.41
1	0.287	0.262	8.71
1.5	0.257	0.235	8.38
2	0.234	0.216	7.42
3	0.184	0.19	-3.31
4	0.175	0.171	2.14
5	0.163	0.157	3.89

Tableau IV-6 : Comparaisons pour différentes valeurs du facteur de dissymétrie F_d entre $V_{RLC\max}$ et $V_{RLC\max eq}$. Géométrie 1 : $R = 350\Omega$; $C_g = C_m = 250fF$; $L_p = 7.25nH$; $K_L = 0.82$; $R_v = 100\Omega$; $C_L = 5fF$; longueur = 5mm.

F_d	V_{RLCmax} (V)	$V_{RLCmax eq}$ (V)	$\varepsilon_{V_{RLCmax}}$ (%)
0.5	0.426	0.444	-4.39
1	0.366	0.383	-4.64
1.5	0.336	0.346	-3.24
2	0.308	0.321	-4.31
3	0.267	0.285	-6.81
4	0.234	0.259	-10.93
5	0.22	0.239	-8.96

Tableau IV-7 : Comparaisons pour différentes valeurs du facteur de dissymétrie F_d entre V_{RLCmax} et $V_{RLCmaxeq}$. Géométrie 2 : $R = 210\Omega$; $C_g = 126fF$; $C_m = 180fF$; $L_p = 3.6nH$; $K_L = 0.7$; $R_v = 50\Omega$; $C_L = 5fF$; longueur = 3mm.

F_d	V_{RLCmax} (V)	$V_{RLCmax eq}$ (V)	$\varepsilon_{V_{RLCmax}}$ (%)
0.5	0.235	0.222	5.57
1	0.193	0.191	1.03
1.5	0.185	0.173	6.52
2	0.163	0.160	1.77
3	0.145	0.142	2.04
4	0.128	0.129	-0.95
5	0.108	0.119	-10.44

Tableau IV-8 : Comparaisons pour différentes valeurs du facteur de dissymétrie F_d entre V_{RLCmax} et $V_{RLCmaxeq}$. Géométrie 3 : $R = 520\Omega$; $C_g = 416fF$; $C_m = 240fF$; $L_p = 12.8nH$; $K_L = 0.9$; $R_v = 50\Omega$; $C_L = 5fF$; longueur = 8mm.

La capacitance et l'inductance des lignes n'intervenant pas dans la dissymétrie de type résistive (Figures IV-9, IV-10 et IV-13), l'erreur d'estimation entre V_{RLCmax} et $V_{RLCmaxeq}$ est idéalement constante tant que $R_a \leq R$ (Tableaux IV-6 et IV-7). Des fluctuations du pourcentage d'erreur sont cependant observables dans certains cas suivant si les réflexions du signal sur les lignes entraînent une imprécision sur l'évaluation de V_{RLCmax} .

Lorsque $R_a > R$, l'erreur de précision est plus importante pour une surestimation de V_{RLCmax} pouvant aller jusqu'à 12% au maximum du fait d'une tension de bruit largement déformée par les temps de propagation (visible Tableau IV-7 à partir de $F_d = 4$ et Tableau IV-8 à partir de $F_d = 5$). On peut cependant remarquer que dans le cas de la géométrie 1 (Tableau IV-6), la précision entre V_{RLCmax} et $V_{RLCmaxeq}$ est bien meilleure quand $R_a > R$ (pour F_d supérieur ou égal à 3). A l'inverse des deux autres géométries, on tend davantage à sous-

estimer V_{RLCmax} à $F_d = 1$. L'augmentation de F_d conduisant suivant Eq-IV-70 à une surestimation de V_{RLCmax} , le degré de précision s'en voit amélioré ; signifiant que le pourcentage d'erreur sera plus important quand $R_a > R$ si ce dernier est relativement faible quand $R_a \leq R$ et que l'on estime avec une très bonne précision V_{max} à $F_d = 1$.

IV.3.2 Système dissymétrique de trois lignes couplées.

On cherche maintenant à évaluer V_{RLCmax} pour un système dissymétrique constitué de trois lignes couplées dans le cadre de la configuration pire-cas 101. Suivant cette configuration, les deux lignes actives sont attaquées par un même front et la ligne victime (centrale) est à l'état logique 0. Au niveau de la modélisation du système, cela signifie que les deux lignes extérieures sont attaquées par une résistance R_a et la ligne centrale par une résistance R_v .

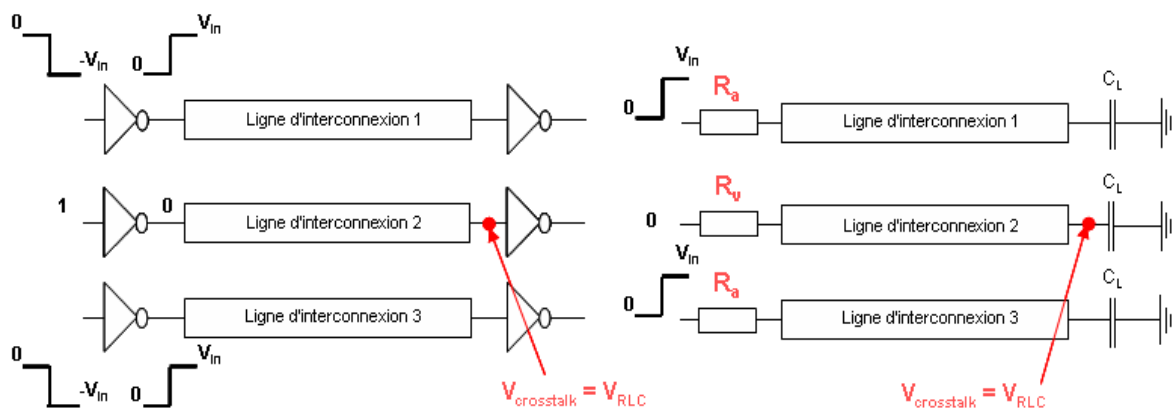


Figure IV-15 : Modélisation de la dissymétrie pour un système de trois lignes couplées. Configuration pire-cas du crosstalk 101.

Le système étant dissymétrique, il n'est plus possible d'évaluer une tension de bruit et ses caractéristiques en fonction des modes de propagation a, b et c. La procédure suivie pour l'évaluation de l'amplitude maximale reste la même que pour la structure deux lignes. L'amplitude maximale est évaluée en fonction du facteur de dissymétrie F_d suivant la relation Eq-IV-67. L'étude se focalise toujours dans un premier temps à l'évaluation de V_{Cmax} .

Les remarques faites précédemment pour la structure deux lignes s'appliquent aussi à la structure 3 lignes. Les capacités de couplage à la masse et interligne n'interviennent pas dans l'évaluation de l'amplitude maximale vu que la dissymétrie est liée à une différence de résistivité entre les lignes (Figure IV-16). A l'inverse, le terme $\left[1 - A \ln(F_d) / V_{Cmax(F_d=1)} \right]$

augmente pour des valeurs de R_V plus importantes et diminue lorsque la résistance de ligne est plus élevée (Figure IV-17).

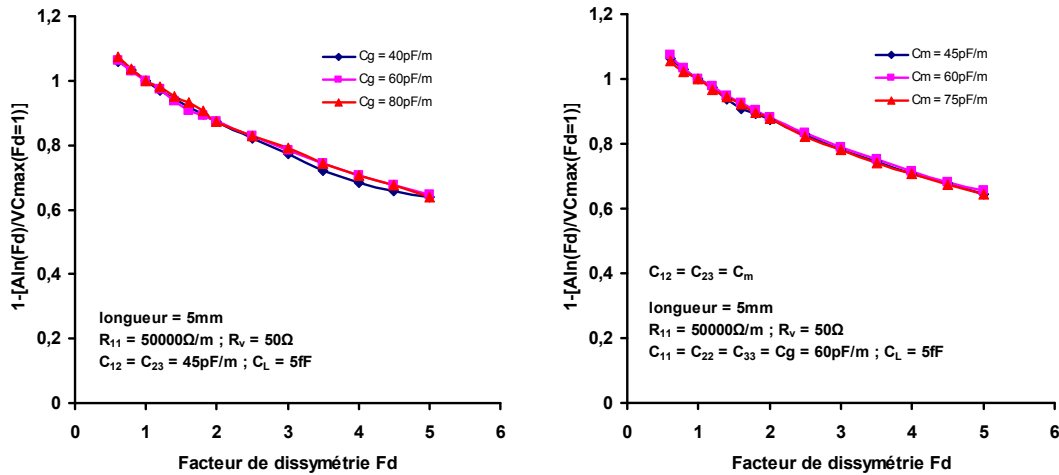


Figure IV-16 : Evolution en fonction de F_d du terme $\left[1 - A \ln(F_d) / V_{C_{\max}(F_d=1)}\right]$. Figure de gauche : en fonction de la capacité de couplage à la masse C_g . Figure de droite: en fonction de la capacité de couplage inter-ligne C_m .

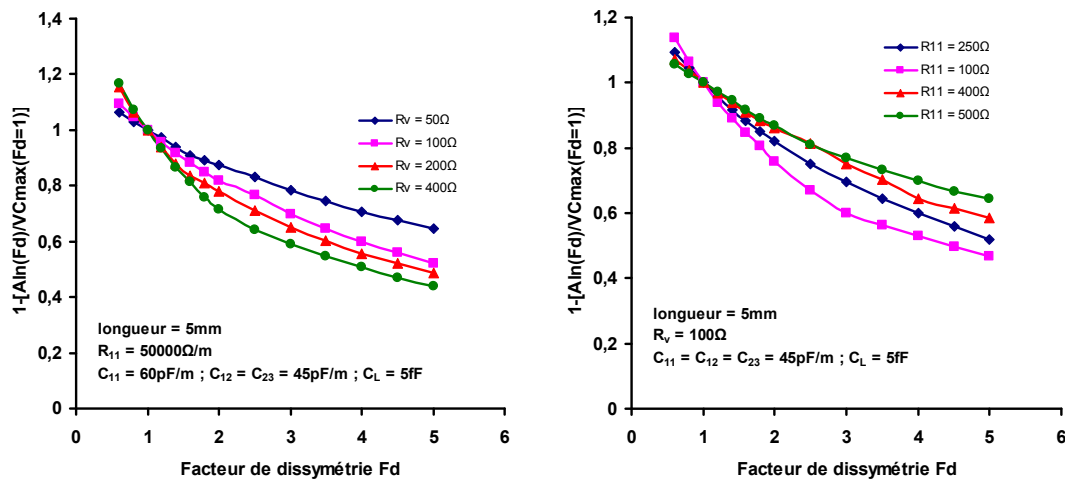


Figure IV-17 : Evolution en fonction de F_d du terme $\left[1 - A \ln(F_d) / V_{C_{\max}(F_d=1)}\right]$. Figure de gauche : en fonction de la résistance attaquant la ligne victime R_V . Figure de droite: en fonction de la résistance de ligne ($R_{11} = R_{22} = R_{33}$).

Suivant l'évolution du coefficient A en fonction du même rapport résistif que celui utilisé pour la structure deux lignes, on arrive à déterminer une expression analytique de A défini selon l'expression :

$$A = 0.47 \sqrt{\frac{R_V}{R_V + R_{11}}} \quad \text{Eq-IV-71}$$

Le degré de précision entre les valeurs déterminées par simulation de A et celle calculées suivant Eq-IV-71 est illustré par la figure suivante. On voit que la précision entre les valeurs calculées et simulées est moindre lorsque le rapport est élevé soit quand la résistance de sortie du buffer de la ligne victime est beaucoup plus grande que la résistance de la ligne. De tels cas se présentent pour des longueurs de lignes très petites. Or, dans la majeure partie des cas, les tensions de bruits sur ces lignes sont telles que les risquent de commutation sont très faibles.

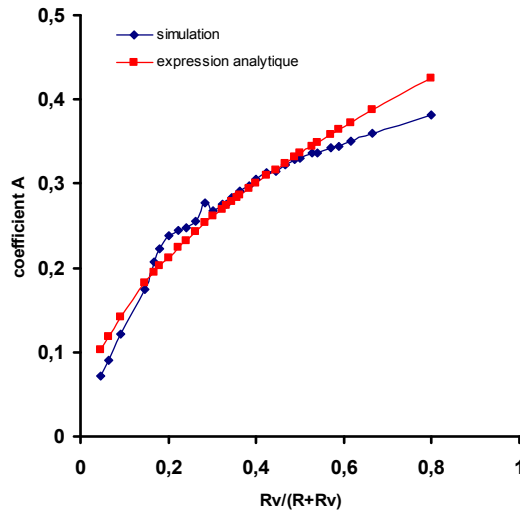


Figure IV-18 : Evolution du coefficient A en fonction du rapport résistif $R_v/(R+R_v)$. Comparaison entre les valeurs obtenues de A par simulation et celles calculées analytiquement à partir de Eq-IV-71 pour la structure de trois lignes couplées.

La détermination du coefficient A permet alors le calcul de $V_{C_{max}}$ soit :

$$V_{C_{max}(F_d=x)} = V_{C_{max}(F_d=1)} \left[1 - 0.47 \ln(F_d) \sqrt{\frac{R_v}{R_v + R_{11}}} \right] \quad \text{Eq-IV-72}$$

L'inductance n'intervenant pas dans la définition de la dissymétrie, la formule peut être appliquée pour l'évaluation de l'amplitude maximale de V_{RLC} soit :

$$V_{RLC_{max}(F_d=x)} = V_{RLC_{max}(F_d=1)} \left[1 - 0.47 \ln(F_d) \sqrt{\frac{R_v}{R_v + R_{11}}} \right] \quad \text{Eq-IV-73}$$

Comme pour la structure dissymétrique de deux lignes couplées, l'erreur de précision est plus élevée dès lors que $R_a > R$ entraînant toujours une surestimation de la valeur.

Pour illustrer la précision de Eq-IV-73 sont montrées des comparaisons entre les valeurs simulées et calculées de V_{RLCmax} pour 3 géométries différentes suivant plusieurs valeurs du facteur de dissymétrie F_d .

Tout comme pour la structure deux lignes, le degré de précision de V_{RLCmax} , dans le cas où la structure 3 lignes subit une attaque dissymétrique, reste des plus acceptables pour une erreur maximale de l'ordre de 10%.

F_d	V_{RLCmax} (V)	$V_{RLCmax eq}$ (V)	$\epsilon_{V_{RLCmax}}$ (%)
0.5	0.601	0.609	-1.41
1	0.548	0.523	4.56
1.5	0.483	0.472	2.19
2	0.454	0.436	3.85
3	0.378	0.385	-2.09
4	0.331	0.35	-5.74
5	0.307	0.322	-4.93

Tableau IV-9 : Comparaisons pour différentes valeurs de F_d entre V_{RLCmax} et $V_{RLCmaxeq}$ pour une structure de trois lignes couplées. $R = 144\Omega$; $C_g = 159fF$; $C_m = 144fF$; $L_p = 4.2nH$; $K_{12} = K_{23} = 0.8$; $K_{13} = 0.267$; $R_v = 50\Omega$; $C_L = 5fF$; longueur = 3mm.

F_d	V_{RLCmax} (V)	$V_{RLCmax eq}$ (V)	$\epsilon_{V_{RLCmax}}$ (%)
0.5	0.5	0.5	-0.02
1	0.432	0.431	-0.23
1.5	0.378	0.39	-3.33
2	0.343	0.362	-5.52
3	0.301	0.321	-6.82
4	0.272	0.293	-7.67
5	0.247	0.270	-9.57

Tableau IV-10 : Comparaisons pour différentes valeurs de F_d entre V_{RLCmax} et $V_{RLCmaxeq}$ pour une structure de trois lignes couplées. $R = 235\Omega$; $C_g = 235fF$; $C_m = 145fF$; $L_p = 6nH$; $K_{12} = K_{23} = 0.8$; $K_{13} = 0.267$; $R_v = 75\Omega$; $C_L = 5fF$; $l = 5mm$.

F_d	V_{RLCmax} (V)	$V_{RLCmax eq}$ (V)	$\varepsilon_{-} V_{RLCmax}$ (%)
0.5	0.559	0.529	5.31
1	0.495	0.464	6.67
1.5	0.456	0.423	7.32
2	0.414	0.394	4.66
3	0.387	0.355	8.18
4	0.332	0.327	1.39
5	0.29	0.305	-5.41

Tableau IV-11 : Comparaisons pour différentes valeurs du facteur de dissymétrie F_d entre V_{RLCmax} et $V_{RLCmaxeq}$ pour une structure de trois lignes couplées. $R = 480\Omega$; $C_g = 320fF$; $C_m = 480fF$; $L_p = 12nH$; $K_{12} = K_{23} = 0.7$; $K_{13} = 0.233$; $R_v = 120\Omega$; $C_L = 5fF$; $l = 8mm$.

IV.4 Conclusion.

Dans ce chapitre a été présentée une extension des travaux que nous avons réalisés à partir d'un système de deux lignes couplées à d'autres structures de lignes. En outre, nous avons considéré le cas d'un système symétrique de trois lignes couplées pour lequel nous avons démontré que les tensions de crosstalk résultent toujours de la combinaison des modes se propageant à travers le système ainsi que de l'additivité des effets couplés capacitifs et inductifs ; et ce quelle que soit la configuration permettant l'observation d'une tension de bruit sur la ligne centrale et/ou les lignes externes du système. Le modèle analytique développé dans les précédents chapitres a été appliqué dans le cadre de l'évaluation des caractéristiques de tension de bruit V_C et V_{RLC} pour la configuration pire-cas du crosstalk. Le degré de précision des valeurs calculées des caractéristiques à partir du modèle analytique montre que ce dernier reste toujours viable pour évaluer une tension de bruit pour un système de trois lignes couplées. L'étude a été aussi étendue aux cas de structure de deux lignes et trois lignes couplées dissymétriques ; les réseaux d'interconnexions des circuits digitaux étant par nature dissymétriques du fait que les lignes sont attaquées par les sorties de blocs logiques distincts (représentés par des buffers CMOS). Pour les deux structures, afin de calculer l'amplitude maximale d'une tension de bruit V_C et V_{RLC} quand le système est en configuration pire-cas, nous avons présenté une expression analytique permettant de calculer avec un bon degré de précision V_{max} en fonction d'un facteur de dissymétrie ; ce dernier étant défini suivant les résistances de sortie des buffers. Cette équation est basée sur la connaissance que l'on a de la tension de crosstalk et de ses caractéristiques lorsque le système est symétrique.

CONCLUSION

CONCLUSION.

L'évolution technologique des circuits digitaux se caractérise par une diminution de la taille des transistors et par une densité d'intégration toujours plus importante. Ainsi, les circuits mis sur le marché sont plus rapides pour des fréquences d'horloge de microprocesseurs plus élevées, plus performants pour des consommations en puissance plus faibles et plus compacts. De part ces caractéristiques, une application d'un degré de complexité donné devient intégrable sur des puces de dimensions de plus en plus réduites et dont le coût de production diminue. Les circuits VLSI submicroniques en technologie CMOS comme les SoCs utilisent des centaines de millions de transistors pour des fréquences de fonctionnement de l'ordre du GHz. En contrepartie, malgré de bien meilleures performances, les circuits sont devenus beaucoup plus sensibles aux perturbations de leur environnement et aux bruits de par la diminution des marges de bruits des portes et la baisse des tensions d'alimentation.

Aujourd'hui, la principale cause des problèmes d'intégrité de signal dans les circuits submicroniques est liée aux réseaux d'interconnexions. D'une part, avec une mise à l'échelle de ces derniers en regard de l'évolution technologique, les lignes d'interconnexion peuvent retarder et déformer les signaux se propageant à travers elles. D'autre part, le rapprochement des lignes dû à la compacité des circuits fait que les lignes sont davantage sensibles aux effets des champs électriques et magnétiques générés par leurs lignes proches voisines quand un signal les traverse. On parle alors de couplage entre les lignes ; une telle interaction résultant dans l'apparition de tensions de bruit (crosstalk) pouvant provoquer des commutations parasites.

Mettre un circuit sur le marché à l'heure actuelle demande un investissement très important avec l'augmentation de sa complexité. Pour éviter des pertes financières trop lourdes en cas de circuits défectueux, les circuits sont testés à chaque étape de leur fabrication ; de leur conception design à leur mise en boîtier. Aussi, les outils de conception de design de circuits doivent être de plus en plus performants pour des modélisations et des analyses toujours plus justes. Cette précision requiert cependant des temps CPU de plus en plus élevés. A cause de la complexité des effets magnétiques sur l'ensemble des lignes d'interconnexion d'un réseau, une modélisation rigoureuse de ces derniers s'avère trop complexe et difficilement implantable dans un outil de conception.

L'objectif de cette thèse a été de pouvoir le plus simplement et précisément possible évaluer les caractéristiques d'une tension de bruit pouvant s'avérer critique pour l'intégrité des signaux transmis. Les caractéristiques que l'on a souhaité quantifier sont l'amplitude maximale de la tension de bruit ainsi que sa largeur de pulsation assimilable à l'intervalle de temps critique où la tension de bruit peut provoquer une éventuelle commutation suivant les signaux transmis sur l'autre ligne et les marges de bruits des portes situées en aval des lignes.

A partir de ce point de départ, nous avons développé et proposé un modèle analytique de lignes d'interconnexion permettant d'observer et de calculer les caractéristiques d'une tension de bruit d'un système distribué symétrique de lignes couplées (partitionné en n cellules RLC élémentaires) à partir d'expressions analytiques du 1^{er} et du 2nd ordre.

Afin de développer le modèle analytique, nous avons tout d'abord démontré qu'une tension de bruit résulte d'une combinaison linéaire des modes se propageant à travers le système. Nous avons aussi pu en conclure qu'une tension de crosstalk résulte de la somme des effets couplés électriques et magnétiques. Suivant le mode propagé et la ligne du système considéré, il est alors possible de découpler les lignes du système. Les lignes sont alors isolées et définies par des valeurs effectives des paramètres électriques permettant d'observer pour chaque ligne isolée la même réponse modale que celle observée quand on considère la même ligne incluse dans la description système couplé. Les modèles électriques des lignes isolées étant toujours distribués, le modèle analytique est obtenu grâce à une méthode de corrélation permettant d'assimiler la réponse modale de la ligne isolée distribuée à celle d'un simple filtre RLC localisé et donc de la tracer dans le domaine temporel et fréquentiel suivant des expressions analytiques du 1^{er} et du 2nd ordre. A partir des tensions modales et des équations résultantes des combinaisons linéaires des modes, on peut alors tracer la tension de bruit et évaluer ses caractéristiques. Ces combinaisons ont permis de conclure que les caractéristiques pouvaient être déterminées aisément à partir de l'étude comportementale des réponses modales intervenant dans la définition même de la tension de bruit.

Afin de vérifier si le modèle analytique est viable, de nombreuses validations dans le domaine temporel ont été réalisées pour différentes géométries et longueurs de ligne. Il en est ressorti que le modèle analytique est assez précis dans l'évaluation des caractéristiques des tensions de bruits et qu'il est applicable à la fois pour la quantification d'une tension de bruit V_C ou V_{RLC} si les effets couplés magnétiques doivent être pris en compte. On peut cependant noter que si la restitution d'une forme d'onde V_C est parfaite, cela est moins le cas pour une tension V_{RLC} . Malgré une bonne équivalence, les temps de vol des formes d'onde simulées et

calculées ne sont pas les mêmes et la forme d'onde équivalente ne tient pas compte des réflexions des signaux sur les lignes et des oscillations s'ajoutant à la forme d'onde distribuée. Cela est dû au fait que la méthode de corrélation n'est pas une méthode de réduction d'ordre.

Dans cette thèse, nous n'avons appliqué le modèle analytique que pour des systèmes symétriques de deux et de trois lignes couplées, nous focalisant pour chacun des systèmes à l'évaluation des tensions de bruit pour les configurations pire-cas. Le modèle mériterait donc de pouvoir être appliqué à d'autres configurations de crosstalk mais aussi suivant notre démarche à des systèmes symétriques de n lignes couplées. Le modèle décrit étant un modèle purement analytique, il peut être appliqué à l'ensemble des technologies existantes.

Le modèle analytique fut étendu à l'évaluation de l'amplitude maximale d'une tension de bruit d'un système distribué dissymétrique de deux et de trois lignes couplées ; le design des réseaux d'interconnexions des circuits digitaux faisant que généralement les réseaux sont par nature dissymétriques. Dans le cas de tels réseaux, il n'est plus possible de quantifier les tensions de bruit suivant les modes de propagation. Nous avons pu proposer une expression analytique permettant de calculer l'amplitude maximale à partir d'un facteur de dissymétrie lorsque cette dernière résulte d'attaques différentes sur les lignes et d'une différence de résistivité entre ces dernières. Cette expression est basée sur la connaissance que l'on a de la tension de crosstalk et de ses caractéristiques lorsque le système est symétrique ; ces dernières étant évaluées avec le modèle analytique de manière précise. Dans ce contexte, la dissymétrie a été étudiée pour les configurations pire-cas des systèmes de deux et de trois lignes couplées.

L'évaluation des délais de propagation et des tensions de bruit dans les réseaux d'interconnexion reste un large sujet d'étude. Par exemple, la dissymétrie fut étudiée pour des attaques de lignes différentes mais la dissymétrie peut venir d'une différence de géométrie entre les lignes. De plus, les lignes ont été considérées dans cette étude comme étant adjacentes sur toute leur longueur mais elles peuvent concrètement ne l'être que sur une certaine partie. Par ailleurs, les signaux se propagent dans notre étude suivant la même direction mais il peut s'avérer que pour certains designs de réseaux, les lignes soient d'orientation différente et que les signaux se propagent dans des directions différentes. Ce dernier point est en lui-même un véritable sujet d'étude demandant une redéfinition complète du contexte d'étude. Dans un tel cas, on ne peut plus du tout se servir des modes de propagation pour évaluer une tension de bruit quel que soit le système.

REFERENCES

REFERENCES.

- [AGA04] K. Agarwal, D. Sylvester, D. Blaauw, "A simplified Transmission-Line Based Crosstalk Noise Model for On-Chip RLC Wiring" dans IEEE Proc. ASP-DAC 2004, Yokohama, Japon, 27-30 Janvier, 2004, pp. 858-864.
- [AGA06] K. Agarwal, D. Sylvester, D. Blaauw, "Modeling and Analysis of Crosstalk Noise in Coupled RLC Interconnects" dans IEEE Transaction on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, Mai, 2006, vol. 25, no 5, pp. 892-901.
- [AHM04] N. Ahmed, M. H. Tehranipour, D. Zhou, M. Nourani, "Frequency Driven Repeater Insertion for Deep Submicron" dans IEEE Proc. of the International Symposium of Circuits and Systems, 23-26 Mai, 2004, vol 5, pp. 181-184.
- [AND05] D. Anderson, L. "J" Svenson, P. Larsson-Edefors, "Accounting for the Skin Effect during Repeater Insertion " dans IEEE Proc. GLVLSI'05, Chicago, USA, 17-19 Avril, 2005, pp. 32-37.
- [ARO96] N. D. Arora, K. "V" Raol, R. Schumann, "Modeling and Extraction of Interconnect Capacitances for Multilayer VLSI Circuits" dans IEEE Transaction on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, Janvier, 1996, vol. 15, no 1, pp. 58-67.
- [BAN01] K. Banerjee, A. Mehtora, "Analysis of On-Chip Inductance Effects using a Novel Performance Optimization Methodology for Distributed RLC Interconnects" dans IEEE Proc. of Design Automation Conference DAC 2001, Las Vegas, USA, 18-22 Juin, 2001, pp. 798-803.
- [BAN02-1] K. Banerjee, A. Mehtora, "Analysis of On-Chip Inductance Effects for Distributed RLC Interconnects" dans IEEE Transaction on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, Août, 2002, vol. 21, no 8, pp. 904-915.
- [BAN02-2] K. Banerjee, A. Mehtora, "Inductance Aware Interconnect Scaling" dans IEEE Proc. of the International Symposium on Quality Electronic Design ISQED'02, 2002, pp. 43-47.
- [BAS02] R. Bashirullah, W. Liu, "Raised Cosine approximation signalling technique for reduced simultaneous switching noise" dans IEEE Electronic Letters, Octobre, 2002, vol 38, no 21, pp. 1256-1257.
- [BEA01] M. W. Beattie, L. T. Pileggi, "Inductance 101 : Modeling and Extraction" dans IEEE Proc. of Design Automation Conference DAC 2001, Las Vegas, USA, 18-22 Juin, 2001, pp. 323-328.

- [BUC02] K. Buchanan, "The evolution of interconnect technology for silicon integrated circuitry" dans Proc. of International conference on compound semiconductor manufacturing GaAsMANTECH2002, Mars, 2002, vol. 15, pp. 50-52.
- [CAO00] Y. Cao, X. Huang, D. Sylvester, N. Chang, C. Hu "A new analytical Delay and Noise Model for On-Chip RLC Interconnect" dans IEEE Proc. of Electronic Device Meeting, 10-13 Décembre, 2000, pp. 181-184
- [CHE05] H. Chen, C.-K. Cheng, A. B. Kahng, I. Mandoiu, B. Yao, "The Y Architecture for On-Chip Interconnect: Analysis and Methodology" dans IEEE Transaction on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, Avril 2005, Issue 4, vol. 24, pp. 588-599.
- [CHE02] J. Chen, L. He, "A decoupling method for analysis of coupled RLC interconnects" dans IEEE Proc. GLVLSI'02, New-York, USA, 18-19 Avril, 2002, pp. 41-46.
- [CHE01] T. Chen, "On the Impact of On-Chip Inductance on Signal Nets Under the Influence of Power Grid Noise" dans Proc. Design Automation and Test in Europe 2001, Munich, Allemande, 13-16 Mars, 2001, pp. 451-457.
- [CHE07] T.-C. Chen, Y.-L. Chuang, Y.-W. Chang, "X-Architecture Placement Based on Effective Wire Models" dans Proc. of International Symposium on Physical Design ISPD'2007, Austin, Texas, USA, 18-21 Mars, 2007, pp. 87-94.
- [CHE97] W. Chen, S. K. Gupta, M. A. Brauer, "Analytic Models for Crosstalk Delay and Pulse Analysis Under Non-Ideal Inputs" dans IEEE Tans. On Test Conference, 1-6 Novembre, 1997, pp. 809-818.
- [CHI05] A. G. Chiariello, A. Maffucci, G. Miano, F. Villone, W. Zamboni, "Signal integrity analysis of high-speed interconnects through a full-wave transmission line model" dans IEEE Proc. on Signal Propagation on Interconnects SPI 2005, 10-13 Mai, 2004, pp. 47-50.
- [CON97] J. Cong, D. Z. Pan, L. He, C.-K. Koh, K.-Y. Khoo, "Interconnect Design for Depp Submicron ICs" dans IEEE Proc. on Computer Aided Design, San Jose, CA, USA, 9-13 Novembre, 1997, pp. 478-485.
- [CON01] J. Cong, D. Z. Pan, P. V. Srinivas, "Improved Crosstalk Modeling for Noise Constrained Intercinnect Optimization" dans IEEE Proc. of ASP-DAC 2001, Yokohama, Japon, 30 Janvier au 2 Février, 2001, pp. 373-378.
- [CON02] J. Cong, Z. Pan, "Wire Width Planning for Interconnect Performance Optimization" dans IEEE Transaction on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, Mars, 2002, vol. 21, no 3, pp. 319-329.

- [COU08] A. Courtay, J. Laurent, N. Julien, O. Sentieys, , “New Directions in Interconnect Performance Optimization” dans IEEE Proc. of Design & Technology of Integrated Systems DTIS08, Tozeur, Tunisie, 25-28 Mars, 2008, 6 pages.
- [DAN04] L. Daniel, O. C. Siong, L. S. Chay, K. H. Lee, J. White, “A Multiparameter Moment Matching Model Reduction Approach for Generating Geometrically Parameterized Interconnect Performance Models” dans IEEE Transaction on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, Mai, 2004, vol. 23, Issue 5, pp. 678-693.
- [DAR97] F. Dartu, L. T. Pillegi, “Calculating Worst-Case Gate Delays Due to Dominant Capacitive Coupling” dans IEEE Proc. on Design Automation Conference, 9-13 Juin, 1997, pp. 46-51.
- [DAV05] L. David, C. Crégut, F. Huret, Y Quéré, F. Nyer, “Return Path Assumption Validation for Inductance Modeling in Digital Design” dans IEEE Proc. on Signal Propagation on Interconnects SPI 2005, 10-13 Mai, 2004, pp. 93-96.
- [DAV00-I] J. A. Davis, J. Meindl, “Compact Distributed RLC Interconnect Models-Part I: Single Line Transient, Time Delay and Overshoot Expressions” dans IEEE Trans. On Electron Devices, Novembre, 2000, vol .47, no. 11, pp. 2068-2077.
- [DAV00-II] J. A. Davis, J. Meindl, “Compact Distributed RLC Interconnect Models-Part II: Coupled Line Transient Expressions and Peak Crosstalk in Multilevel Networks” dans IEEE Trans. On Electron Devices, Novembre, 2000, vol .47, no. 11, pp. 2078-2087.
- [DEL96] N. Delorme, M. Belleville, J. Chilo, “Inductance and capacitance analytic formulas for VLSI interconnect” dans IEEE Electronics Letters, 23 Mai, 1996, vol. 32, no. 11 pp. 996-997
- [DEL97] N. Delorme “Influence des interconnexions sur les performances des circuits intégrés silicium en technologie largement submicronique” Thèse de doctorat soutenue publiquement en novembre 1997 à l’Institut National Polytechnique de Grenoble
- [DEV97] A. Devgan “Efficient Coupled Noise Estimation for On-Chip Interconnects” dans IEEE Proc. on Computer Aided Design, San Jose, CA, USA, 9-13 Novembre, 1997, pp. 147-151.
- [DIN03] L. Ding, D. Blaauw, P. Mazumber, “Accurate Crosstalk Noise Modeling for Early Signal Integrity Analysis” dans IEEE Transaction on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, Mai, 2003, vol. 22, Issue 5, pp. 627-634.

- [EO02] Y. Eo, J. Shim, W. R. Eisenstadt, "A Traveling-Wave-Based Waveform Approximation Technique for the Timing Verification of Single Transmission Lines" dans IEEE Transaction on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, Juin, 2002, vol. 21, no.6 , pp. 723-730.
- [EO04] Y. Eo, S. Shin, W. R. Eisenstadt, J. Shim, "A Decoupling Technique for Efficient Timing Analysis of VLSI Interconnects With Dynamic Circuit Switching" dans IEEE Transaction on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, Septembre , 2004, vol. 23, no.9 , pp. 1321-1337.
- [FIS02] I. Fisk, A. Marchioro, D. Petravick, "Processors, Memory and Basic Systems" dans Pasta 2002 Edition, Working Group A, Cern Technology Tracking or LHC, Août , 2002, 11 pages.
- [GAL00] K. Gala, V. Zolotov, R. Panda, B. Young, J. Wang, D. Blaauw, "On-Chip Inductance Modeling and Analysis" dans IEEE Proc. of Design Automation Conference DAC 2000, Los Angeles, USA, 2000, pp. 63-67.
- [GAL02] K. Gala, D. Blaauw, V. Zolotov, P. M. Vaidya, A. Joshi "Inductance Model and Analysis Methodology for High-Speed On-Chip Interconnect" dans IEEE Trans. Very Large Scale Integration (VLSI) Systems, Décembre, 2002, vol. 10, no. 6, pp. 730-744.
- [GUS99] B. Gustavsen, A. Semlyen, "Rational Approximation of Frequency Domain Responses by Vector Fitting" dans IEEE Trans. On Power Delivery, Juillet, 1999, Vol. 14, no. 3, pp. 1052-1061.
- [HAU06] M. Haurylau, G. Chen, H. Chen, J. Zhang, N. A. Nelson, D. H. Albonesi, E. G. Friedman, P. M. Fauchet "On-Chip Optical Interconnect Roadmap: Challenges and Critical Directions" dans IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Novembre/Décembre, vol. 12, no. 6, pp. 1699-1705.
- [HEY01] P. Heydari, M. Pedram, "Analysis and Reduction of Capacitive Coupling Noise in High-Speed VLSI Circuits" dans IEEE Proc. of the International Conference on Computer Design, 2001, pp. 104-109.
- [HEY05] P. Heydari, M. Pedram, "Capacitive Coupling Noise in High-Speed VLSI Circuits" dans IEEE Transaction on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, Mars, 2004, vol. 24, Issue 3, pp. 478-488.
- [HEY06] P. Heydari, M. Pedram, "Model-Order Reduction Using Variational Balanced Truncation With Spectral Shaping" dans IEEE. Trans on Circuits and Systems, Avril, 2006, vol. 53, no. 4, pp. 879-891.
- [HO01] R. Ho, K. W. Mai, M. A. Horowitz, "The Future of Wires" dans Proc. IEEE, Avril, 2001, vol. 89, no. 4, pp. 490-504.

- [ISM98] Y. Ismail, E. G. Friedman, J. L. Neves, "Figures of Merit to Characterize the Importance of On-Chip Inductance" dans IEEE. Trans on Very Large Scale Integration (VLSI) Systems, Décembre, 1999, vol. 7, pp. 442-449.
- [ISM99] Y. Ismail, E. G. Friedman, "Repeater Insertion in RLC Lines for Minimum Propagation Delay" dans IEEE. Proc. of the International Symposium of Circuits and Systems, Juillet, 1999, vol 6, pp. 404-407.
- [ISM00-1] Y. Ismail, E. G. Friedman, J. L. Neves, "Equivalent Elmore Delay for RLC Trees" dans IEEE Transaction on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, Janvier, 2000, vol. 19, Issue 1, pp. 83-97.
- [ISM00-2] Y. Ismail, E. G. Friedman, "Effects of Inductance on the Propagation Delay and Repeater Insertion in VLSI Circuits" dans IEEE. Trans on Very Large Scale Integration (VLSI) Systems, Avril, 2000, vol. 8, no. 2, pp. 195-206.
- [ITRS-0X] International Technology Roadmap for Semiconductors. [Online]. Available at: <http://public.itrs.net/>. Edition allant de 2000 à 2007 et disponible dans la rubrique "ITRS Edition Reports and Ordering".
- [JIN00] W. Jin, S. Yoon, Y. Eo, J. Kim, "Experimental Characterization and Modeling of Transmission Line Effects for High-Speed VLSI Circuit Interconnects" dans IEEE. Trans on Electron, Mai, 2000, Vol. E83-C, no. 5, pp. 728-735.
- [KAM94] M. Kamon, M. J. Tsuk, J. White, "FastHenry: A multipole-Accelerated 3-D Inductance Extraction Program" dans IEEE. Trans on Microwave Theory and Techniques, Septembre, 1994, vol. 42, Issue 9, Part 1-2, pp. 1750-1758.
- [KIM01] H. Kim, C. C.-P. Chen "Be careful of Self and Mutual Inductance Formulae", rapport de l'UW-Madison VLSI-EDA Lab, 2001, 6 pages.
- [KOR04] A. Korshak, "Cross-talk Noise in Repeater Networks" dans IEEE Proc. on Signal Propagation on Interconnects SPI 2004, 9-12 Mai, 2004, pp. 77-80.
- [KUH01] M. Kuhlmann, S. Sapatnekar, "Exact and Efficient Crosstalk Estimation" dans IEEE Transaction on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, Janvier, 2000, vol. 20, no. 7, pp. 858-866.
- [LIG04] A. Ligocka, W. Bandurski, « Effect of Inductance on Interconnect Delay in VLSI Circuits" dans IEEE Proc. on Signal Propagation on Interconnects SPI 2004, 9-12 Mai, 2004, pp. 121-124.
- [LOP04] A. Lopez, "Réduction de crosstalk, Fenêtre inductive et modèles équivalents de lignes de transmissions couplées" Thèse de doctorat soutenue publiquement en décembre 2004 à l'Université de Montpellier II en France.

- [MAS01] Y. Massoud, J. Kawa, D. MacMillen, J. White, "Modeling and Analysis of Differential Signaling for Minimizing Inductive Cross-Talk" dans IEEE Proc. Design Automation Conference, 2001, pp. 804-809.
- [MAS02] Y. Ismail, S. Majors, J. Kawa, T. Bustami, D. MacMillen, J. White, "Managing On-Chip Inductive Effects" dans IEEE Trans on Very Large Scale Integration (VLSI) Systems, Décembre, 2002, vol. 10, no. 6, pp. 789-798.
- [MEI03] S. Mei, C. Amin, Y. Ismail, "Efficient Model Order Reduction Including Skin Effect" dans IEEE Proc. Design Automation Conference, Anaheim, California, USA, 2-6 Juin, 2003, pp. 232-237.
- [MOO65] G. Moore, "Cramming more components onto integrated circuits" publié dans Electronics Magazine, 19 Avril, 1965, vol. 8, no 8, 4 pages.
- [NAE04] A. Naeemi, J. A. David, J. D. Meindl, "Managing On-Chip Inductive Effects" dans IEEE Trans. On Electronic Devices, Novembre, 2004, vol. 51, Issue 11, pp. 1902-1912.
- [NAE07] A. Naeemi, J. A. David, J. D. Meindl, "Design and Performance Modeling for Single-Walled Carbon Nanotubes as Local, Semiglobal, and Global Interconnects in Gigascale Integrated Systems" dans IEEE Trans. On Electronic Devices, Janvier, 2007, vol. 54, no 1, pp. 26-37.
- [ODA98] A. Odabasioglu, M. Celik, L. T. Pillegi, "PRIMA: Passive Reduced-Order Interconnect Macromodeling Algorithm" dans IEEE Transaction on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, Août, 1998, vol. 17, no. 8, pp. 645-653.
- [OGA07] Y. Ogasahara, M. Hashimoto, T. Onoye, "Quantitative Prediction of On-Chip Capacitive and Inductive Crosstalk Noise and Discussion on Wire Cross-Sectional Area Toward Inductive Crosstalk Free Interconnects" dans IEEE Trans. On Fundamental of Electronics, Communication and Computer Sciences Avril, 2007, vol. E90-A, Issue 4, pp. 724-731.
- [PAL04] A. K. Palit, V. Meyer, W. Anheier, J. Schloeffel, "Analysis of Crosstalk Coupling Effects between Aggressor and Victim Interconnect Using Two-Port Network Model" dans IEEE Proc. on Signal Propagation on Interconnects SPI 2004, 9-12 Mai, 2004, pp. 81-84.
- [PAL05] A. K. Palit, L. Wu, K. K. Duganapalli, W. Anheier, J. Schloeffel, "A New, Flexible and Very Accurate Crosstalk Fault Model to Analyze the Effects of Coupling Noise between the Interconnects on Signal Integrity Losses in Deep Submicron Chips" dans IEEE Proc. Asian Test Symposium, 18-21 Décembre, 2005, pp. 22-27.

- [PIL08] S. Pillement, J. M. Phillipe, O. Sentieys, "A New Approach of Coding To Improve Speed and Noise Tolerance of On-Chip Busses" dans IEEE Proc. of Design & Technology of Integrated Systems DTIS08, Tozeur, Tunisie, 25-28 Mars, 2008, 6 pages.
- [PON05] F. Ponchel, J. F. Legier, E. Paleczny, C. Seguinot, D. Deschacht, "On the analysis of four symmetrical interconnects for signal integrity evaluation" dans IEEE Proc. on Signal Propagation on Interconnects SPI 2005, 10-13 Mai, 2005, pp. 145-147.
- [QUE04] Y. Quéré, T. Le Gouguec, P.M. Martin, D. Le Berre, F. Huret, "Effects of Mode conversion on Parasitic Coupling in High-Speed VLSI Circuits" dans IEEE Proc. on Signal Propagation on Interconnects SPI 2004, 9-12 Mai, 2004, pp. 193-196.
- [QUE05] Y. Quéré, T. Le Gouguec, P.M. Martin, D. Le Berre, F. Huret, L. David, C. Crégut "3-D Frequency-Dependent RLC Elements Extraction by Full Waves Analysis: Identification of the Return Current Paths in Complex Power and Ground Grids of High Speed VLSI Circuits" IEEE Proc. on Signal Propagation on Interconnects SPI 2005, 10-13 Mai, 2005, pp. 149-152.
- [QUE06] Y. Quéré, "Contribution à l'identification et à la modélisation, sur une large bande de fréquences, des phénomènes électromagnétiques induits par le réseaux d'interconnexions de circuits numériques avancés" Thèse de doctorat soutenue publiquement en décembre 2006 à l'Université de Bretagne Occidentale en France.
- [RAH00] A. Rahman, R. Reif, "System-Level Performance Evaluation of Three-Dimensional Integrated Circuits" dans IEEE. Trans on Very Large Scale Integration (VLSI) Systems, Décembre, 2000, vol. 8, no. 6, pp. 671-678.
- [RAT94] C. L. Ratzlaff, L. T. Pillage, "RICE: Rapid Interconnect Circuit Evaluation Using AWE" dans IEEE Transaction on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, Juin, 1994, vol. 13, no 6, pp. 763-776.
- [RES01] P. J. Restle, A. E. Ruehli, S. G. Walker, G Papadopoulos, "Full-Wave PEEC Time-Domain Method for the Modeling of On-Chip Interconnects" dans IEEE Transaction on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, Juillet, 2001, vol. 20, no 7, pp. 877-887.
- [ROS07] J. Rosenfeld, E. G. Friedman, "Design Methodology for Global Resonant H-Tree Clock Distribution Networks" dans IEEE. Trans on Very Large Scale Integration (VLSI) Systems, Février, 2007, vol. 15, no. 2, pp. 135-148.
- [ROY07] A. Roy, N. Mahmoud, M. H. Chowdhury, "Effects of Coupling Capacitance and Inductance on Delay Uncertainty and Clock Skew" dans IEEE Proc. Design Automation Conference, San-Diego, California, USA, 4-8 Juin, 2007, pp. 184-187.

- [RUE72] A. E. Ruehli, "Inductance Calculations in a Complex Integrated Circuit Environment" dans IBM Journal Research and Development, 1972, vol. 16, no. 5, pp. 470-481.
- [SAK01] T. Sakurai, "Interconnection from Design Perspective" dans Proc. Advanced Metallization Conference, Octobre, 2001, pp. 53-58.
- [SER01] G. Sernel, "Effets Parasites dus aux interconnexions" Thèse de doctorat soutenue publiquement en juin 2001 à l'Université de Montpellier II en France.
- [SHA02] H. Shah, P. Shiu, B. Bell, M. Aldridge, N. Sopory, J. Davis, "Repeater Insertion and Wire Sizing Optimization for Throughput-Centric VLSI Global Interconnects" dans IEEE Proc. on Computer Aided Design, 10-14 Novembre, 2002, pp. 280-284.
- [SHE00] K. L. Shepard, Z. Tian, "Return-Limited Inductances: A Practical Approach to On-Chip Inductance Extraction" dans IEEE Transaction on Computer-Aided Design of Integrated Circuits and Systems, Avril, 2000, vol. 19, no. 4, pp. 425-436.
- [SHI04-1] S. Shin, Y. Eo, W. R. Eisenstadt, J. Shim, "Analytical Dynamic Time Delay Model of Strongly Coupled RLC Interconnect Lines Dependent on Switching" dans IEEE Proc OF International Symposium on Quality Electronic Design, 2004, pp. 337-342.
- [SHI04-2] S. Shin, Y. Eo, W. R. Eisenstadt, J. Shim, "Analytical Models and Algorithms for the Efficient Signal Integrity Verification of Inductance-Effect-Prominent Multicoupled VLSI Circuit Interconnect" dans IEEE. Trans on Very Large Scale Integration (VLSI) Systems, Avril, 2004, vol. 12, no. 4, pp. 395-407.
- [SIA97] Semiconductor Industry Association, "National technology roadmap for semiconductors", 1997. Site web : <http://www.sia-online.org>
- [SUA02] R. Suaya, "Interconnect Modeling for High Speed Digital Circuits – The Role of RLC Coupling" dans IEEE Proc. on Modeling and Simulation of MicroSystems MSM 2002, San Juan, Puerto-Rico, 22-25 Avril, 2002, pp. 722-725.
- [TAK01] M. Takahashi, M. Hashimoto, H. Onodera, "Crosstalk Noise Estimation for Generic RC Trees" dans Proc. of International Conference on Computer Design, ICCD 2001, Austin, Texas, USA, 23-26 Septembre, 2001, pp. 110-116
- [TAN99] K. T. Tang, E. G. Friedman, "Interconnect Coupling Noise in CMOS VLSI Circuits" dans Proc. of the 1999 International Symposium on Physical Design, Monterey, California, USA, 1999, pp. 48-53.

- [TEL05] M. Telescu, N. Tanguy, P. Bréhonnet, P. Vilbé, L. C. Calvez, F. Huret, “Model-Order Reduction of VLSI Circuit Interconnects via a Laguerre Representation” dans IEEE Proc. on Signal Propagation on Interconnects SPI 2005, 10-13 Mai, 2005, pp. 107-110.
- [THE00] T. N. Theis, “The future of interconnect technology” dans IBM Journal Research and Development, Mai, 2000, vol. 44, no. 3, pp. 379-390.
- [THO99] M. T. Thompson, “Inductance Calculation Techniques --- Part II: Approximation and Handbook Methods » dans Power Control and Intelligent Motion, Décembre, 1999, 11 pages. Website: <http://www.pcim.com>.
- [TUM04] R. R. Tummala, “SOP: What Is It and Why? A New Microsystem-Integration Technology Paradigm-Moore’s Law for System Integration of Miniaturized Convergent System of the Next Decade” dans IEEE Trans. On Advanced Packaging, Mai, 2004, vol. 27, no. 2, pp. 241-249.
- [UEZ05] T. Uezono, J. Inoue, T. Kyogoku, K. Okada, K. Masu, “Prediction of Delay Time for Future LSI Using On-Chip Transmission Line Interconnects” dans Proc. of International Workshop on System-Level Interconnect Prediction SLIP’05, San Francisco, California, USA, 2005, vol. 27, no. 2, pp. 7-12.
- [WEE79] W. T. Weeks, L. L. Wu, M. F. McAllister, “Resistive and Inductive Skin Effect in Rectangular Conductors” dans IBM Journal Research and Development, Novembre, 1979, vol. 23, no. 6, pp. 652-660.
- [YIN01] L. Yin, L. He, “An Efficient Analytical Model of Coupled On-Chip RLC Interconnect” dans IEEE Proc. of ASP-DAC 2001, Yokohama, Japon, 30 Janvier au 2 Février, 2001, pp. 385-390.
- [ZHA04] J. Zhang, E. G. Friedman, “Decoupling Technique and Crosstalk Analysis for Coupled RLC Interconnects” dans IEEE Proc. of the 2004 International Symposium on Circuits and Systems ISCAS 2004, 23-26 Mai, 2004, vol. 2, pp. II-521- II-524.
- [ZHE05] L.-R. Zheng, H. Tenhunen, “Wire as Interconnects – Chapter 2” dans le livre “Wire as Interconnects”, 2005 édité par Springer US (<http://www.springerlink.com>).

PUBLICATIONS

PUBLICATIONS.

- [LOR06-1] J. E. Lorival, D. Deschacht, Y. Quéré, T. Le Gougec, P. M. Martin, F. Huret, “Analytical Expressions for Capacitive and Inductive Coupling” dans IEEE Proc. on Signal Propagation on Interconnects SPI 2006, Berlin, Allemagne, 9-12 Mai, 2006, pp. 115-118.
- [LOR06-2] J. E. Lorival, D. Deschacht, Y. Quéré, T. Le Gougec, P. M. Martin, F. Huret, “Interconnect Pitch for New Generation: Evolution due to Inductive Impact” dans IEEE Proc. on Signal Propagation on Interconnects SPI 2006, Berlin, Allemagne, 9-12 Mai, 2006, pp. 193-196.
- [LOR06-3] J. E. Lorival, D. Deschacht, Y. Quéré, T. Le Gougec, F. Huret, “Additivity of Capacitive and Inductive Coupling in Submicronic Interconnect ” dans IEEE Proc. on Design & Technology of Integrated Systems DTIS06, Tunis, Tunisie, 5-7 Septembre, 2006, pp. 300-304.
- [LOR07-1] J. E. Lorival, D. Deschacht, “RLC Crosstalk Calculation with Dissymmetrical Attacks” dans IEEE Proc. on Signal Propagation on Interconnects SPI 2007, Ruta di Camogli, Genève, Italie, 13-16 Mai, 2007, pp. 225-228.
- [LOR07-2] J. E. Lorival, D. Deschacht, “Analytical Crosstalk Noise Characteristics” dans IEEE Proc. on Design & Technology of Integrated Systems DTIS07, Rabat, Maroc, 2-5 Septembre, 2007, pp. 221-224.
- [LOR07-3] J. E. Lorival, D. Deschacht, “RLC Interconnect Crosstalk Waveform Evaluation” dans IEEE Proc. of the International Symposium on Integrated Circuits ISIC07, Singapour, 26-28 Septembre, 2007, pp. 544-547.
- [LOR08] J. E. Lorival, D. Deschacht, “Crosstalk Pulwidth Calculation” dans IEEE Proc of Design & Technology of Integrated Systems DTIS08, Tozeur, Tunisie, 25-28 Mars, 2008, 6 pages.

Description d'un modèle analytique pour la détermination des caractéristiques d'une tension de bruit dans un réseau d'interconnexions.

RESUME

Avec l'évolution technologique, les circuits digitaux sont devenus plus compacts pour des fréquences de fonctionnement plus élevée. En revanche, ils sont devenus plus sensibles aux bruits ; notamment ceux générés par les réseaux de lignes d'interconnexion quand ces dernières sont soumises à des phénomènes de « diaphonie » ou couplage ; résultant dans l'apparition de délais de propagation à travers les lignes ou de tensions de bruit connues aussi sous le nom de crosstalk. Pour y remédier, les concepteurs de circuits intégrés essaient de proposer des modèles de ligne toujours plus précis mais aussi qui puissent être facilement implantables. Dans ce contexte, pour évaluer les caractéristiques d'une tension de bruit, un modèle analytique est proposé dans ce manuscrit. Il est basé sur les modes quasi-TEM se propageant au sein d'un réseau de lignes ainsi que sur une méthode de corrélation assimilant le réseau à un filtre du 1^{er} ou du 2nd ordre.

Description of an analytical modal to determine noise voltages characteristics in an interconnect network.

ABSTRACT

Advancements in the field of VLSI have lead to more compact digital circuits with higher clock rates. Yet, they become more sensitive to noise, especially when those ones are generated by interconnection lines networks when lines are submitted to diaphonic or coupling phenomena; resulting then in the apparition of propagation delays through the lines or noise voltages known as crosstalk. In order to quantify, limit or suppress those coupling effects, integrated circuits designers try to propose interconnection lines model more and more precise at the condition they could be easily incorporated in simulation tools. In this context, to evaluate noise voltages characteristics, an analytical interconnection lines model is proposed in this manuscript. It is based on the quasi-TEM propagation modes existing in an interconnect network and also on a correlation method allowing a description of the network with 1st and 2nd order filters.

DISCIPLINE : ELECTRONIQUE, OPTRONIQUE ET SYSTEMES

MOTS-CLES

Interconnexions des circuits digitaux, formalisme ligne de transmission, modes de propagation TEM, additivité des couplages, méthode de corrélation, régimes harmoniques, caractéristiques des tensions de bruit.

**Laboratoire d'Informatique, de Robotique et de Microélectronique de Montpellier,
LIRMM. UMR 5506 CC477, 161 rue Ada, 34392 Montpellier Cedex 5, France.**