

INTRODUCTION A LA COMPATIBILITE ELECTROMAGNETIQUE

P. POULICHET
Septembre 2013

Principe de la compatibilité électromagnétique

1.	Introduction	4
1.1	Les différents aspects de la CEM	5
1.1.1.	Tests à réaliser sur un matériel pour vérifier la conformité à la norme CEM	10
1.1.1.1.	Tests CEM pour les perturbations conduites.....	10
1.1.1.2.	Perturbations rayonnées.....	11
2.	Mécanismes de couplage des perturbations	12
2.1.	Couplage par impédance commune	12
2.1.1.	Impédance commune constituée par une piste de circuit imprimé.....	14
2.1.2.	Masse analogique et masse numérique	15
2.1.3.	Chute de tension aux bornes d'un conducteur de terre	16
2.1.4.	Exemple de couplage sur un circuit logique	17
2.1.5.	Conclusion.....	18
2.2.	Mode commun et mode différentiel	18
2.3.	Couplage inductif	20
2.3.1.	Couplage par diaphonie inductive.....	21
2.4.	Couplage capacitif.....	22
2.4.1.	Couplage par diaphonie capacitive.....	22
3.	Etude du couplage électrique et magnétique entre câble. Influence du blindage.....	22
3.1.	Couplage capacitif.....	23
3.2.	Effet d'un blindage sur le couplage capacitif.....	24
3.3.	Couplage inductif	27
3.3.1.	Couplage magnétique sur un câble coaxial	29
3.3.2.	Paire torsadée	31
4.	Réduction du couplage magnétique. Tore de mode commun	31
5.	Spectre d'un signal d'horloge	33
5.1.	Modulation de la fréquence du signal d'horloge.....	36
6.	Découplage des alimentations	38
7.	Lignes couplées	41
7.1.	Rappel sur la théorie des lignes.....	41
7.1.1.	Calcul de l'inductance linéique d'un câble coaxial.....	41
7.1.2.	Capacité linéique du câble coaxial	42
8.	Exemples de lignes couplées [1].....	43
8.1.	Modèle des lignes couplées.....	43
8.2.	Résolution des équations.....	45
8.2.1.	Tension sur la ligne 2	45
8.2.2.	Courant sur la ligne 2	46
8.3.	Etude d'un exemple.....	46
8.3.1.	Expressions donnant la tension et le courant sur la ligne parasitée.....	47
8.3.2.	Déterminations des constantes D et E	47
8.4.	Solutions des équations	48
8.5.	Allure des signaux sur la ligne parasitée	49
8.6.	Impédance et vitesse de mode commun et de mode différentielle.....	50
8.6.1.	Rappel sur le mode commun et le mode différentiel.....	50
8.7.	Matrice capacité et inductance d'une ligne couplée.....	51
8.7.1.	Matrice capacité	51
8.7.2.	Matrice inductance	52
8.7.3.	Impédance et vitesse de mode commun	52
8.7.4.	Capacité équivalente.....	52
8.7.5.	Inductance équivalente	52
8.7.6.	Vitesse et impédance caractéristique en mode commun	52

8.8.	Impédance et vitesse de mode différentiel	53
8.8.1.	Capacité équivalente.....	53
8.8.2.	Inductance équivalente	53
8.8.3.	Vitesse et impédance caractéristique en mode différentiel	53
8.9.	Etude d'un exemple.....	53
8.10.	Conditions sur l'égalité des vitesses de mode commun et de mode différentielle	54
9.	Efficacité de blindage d'un matériau plan	56
9.1.	Introduction	56
9.2.	Les expressions du champ électromagnétique	58
9.2.1.	Dipôle rayonnant	58
9.2.2.	Boucle rayonnante	59
9.3.	Impédance d'onde du champ électromagnétique	60
9.4.	Choix du matériau constituant le blindage	61
9.4.1.	Impédance d'un milieu	62
9.4.2.	Epaisseur de peau	62
9.4.3.	Modélisation de la réflexion sur la première interface du blindage	64
9.4.4.	Etude du matériau plan en prenant en compte tous les termes.....	65
9.5.	Pertes par absorption	67
9.6.	Atténuation par réflexion	68
9.7.	Réflexions multiples dans un blindage.....	71
9.8.	Quelques exemples de calcul de l'efficacité d'un blindage plan	72
9.8.1.	Efficacité de blindage en champ lointain	72
10.	Prise en compte des ouvertures et des discontinuités d'un blindage.....	73
10.1.	Ouvertures rectangulaires dans le blindage	74
10.2.	Ouvertures constituant des guides d'ondes	75
10.3.	multiples trous de ventilation.....	76
10.4.	Composition des efficacités de blindage	77
10.5.	Effet de résonance	77
10.6.	Les joints conducteurs	78

NB : la figure sur la page de couverture est extraite de [10]

1. Introduction

Depuis 1996, aucun appareil ne peut théoriquement être commercialisé sans avoir subi de test de compatibilité électromagnétique (CEM). La CEM a pour objet de prendre en compte les perturbations transmises par les appareils en fonctionnement pour assurer un fonctionnement correct de plusieurs appareils en même temps. Une définition précise de l'étude de la compatibilité électromagnétique (CEM) peut être :

« Capacité d'un dispositif, équipement ou système à fonctionner de manière satisfaisante dans son environnement électromagnétique, sans introduire de perturbations électromagnétiques intolérables pour quoi que ce soit dans cet environnement ».

Cela implique deux choses : d'une part que les perturbations électromagnétiques émises par l'appareil ne soient pas trop importantes et que d'autre part que les appareils puissent fonctionner de façon satisfaisante en présence de perturbations générées par d'autres appareils.

On trouve des exemples de problèmes de CEM dans la vie quotidienne. Par exemple, un téléphone portable qui perturbe le fonctionnement du moniteur de l'ordinateur. Un autre exemple est celui du fonctionnement d'un vélomoteur mal antiparasité qui gêne la réception de la radio dans une voiture.

Ces dernières années les performances des appareils ont beaucoup augmentés. Ces améliorations ont été obtenues par une élévation de la fréquence de fonctionnement des dispositifs et par une augmentation de la densité d'intégration (voir Figure 1).

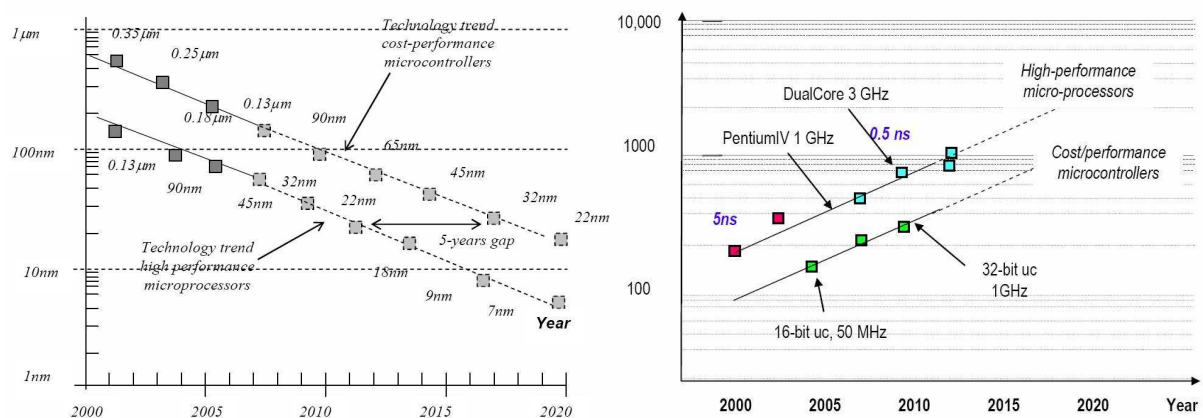


Figure 1 : évolution de la technologie et de la vitesse des bus (méga transfert/s) [6]

Beaucoup d'appareils sont aujourd'hui portable et pour réduire la consommation (cela favorise aussi la vitesse de fonctionnement), les tensions d'alimentation ont été abaissées comme montré à la Figure 2. La « marge de bruit » ou « marge d'immunité », c'est à dire la différence entre seuils d'entrée / sortie au niveau bas et au niveau haut, s'en trouve réduite.

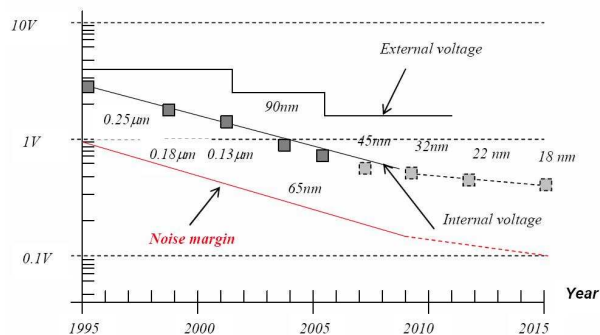


Figure 2 : évolution des tensions d'alimentations [6]

Ces trois critères font que les appareils ont une tendance à émettre des perturbations et qu'aussi ils sont plus sensibles aux perturbations envoyés par les autres appareils.

Les appareils numériques lorsqu'ils fonctionnent à hautes fréquences sont aussi très générateurs de perturbations. Le temps de transition entre les niveaux logiques est le paramètre le plus important pour caractériser la bande de fréquences occupées par les signaux d'horloges. Des temps de montée et de descente très faibles engendrent des spectres très larges et ces composantes spectrales peuvent alors très facilement se transmettre vers d'autres appareils.

L'objectif de ce cours est de voir quelles peuvent être les voies de transmission des perturbations et comment on peut augmenter l'immunité vis à vis des perturbations émises. Un système électromagnétiquement compatible satisfait ces trois critères :

- il ne gêne pas le fonctionnement d'autres systèmes,
- il n'est pas gêné par les perturbations émises par les autres systèmes en fonctionnement,
- il ne cause pas d'interférences avec lui même.

1.1 Les différents aspects de la CEM

Comme nous l'avons évoqué plus haut, la CEM concerne la génération, la transmission et la réception de l'énergie électromagnétique. On peut visualiser la transmission de l'énergie entre la source et le récepteur de perturbation par le synoptique de la Figure 3. Une source produit une émission et un canal de transfert ou de couplage communique l'énergie au récepteur. Ce processus est désirable et concerne le fonctionnement normal ou au contraire indésirable et alors l'étude de cette transmission de cette perturbation indésirable constitue la CEM.

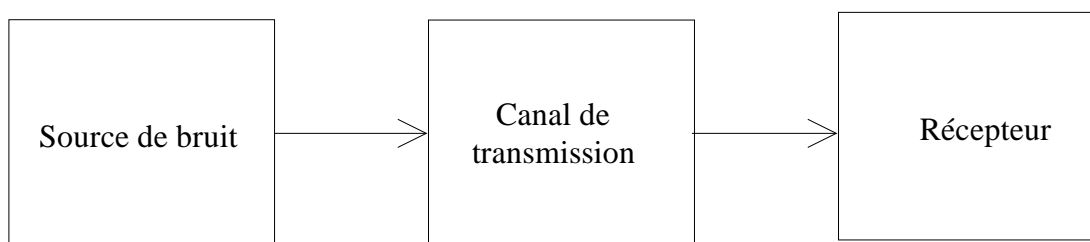


Figure 3 : transfert entre la source de perturbations et le récepteur

Reprenons l'exemple de notre ordinateur. Le processeur de calcul échange des données avec les mémoires au rythme d'une horloge. Régulièrement les informations venant de la mémoire sont envoyées vers l'écran pour l'affichage : cela constitue l'information désirable. Maintenant, les signaux rapides de l'horloge peuvent être transmis via les transformateurs d'alimentations vers l'écran et ainsi gêner l'affichage correct des données de la mémoire de l'ordinateur. Des interférences apparaissent si l'énergie reçue par le récepteur est telle que son fonctionnement normal est altéré. Ceci constitue le fonctionnement indésirable et c'est ce qui sera étudié par la CEM.

Pour diminuer nos problèmes de transmissions des perturbations, nous pouvons les prendre sous trois angles différents :

- tenter de supprimer l'échange d'énergie à la source en diminuant les perturbations transmises par la source,
- rendre le canal de transmission aussi inefficace que possible,
- rendre le récepteur le moins sensible possible aux perturbations.

La première solution à envisager est de chercher à diminuer les perturbations à la source. Prenons un exemple. Nous avons un système numérique qui fonctionne avec une horloge présentant des temps de montée / descente de 1 nS. Nous avons vu précédemment que plus le temps de montée est bref, plus le spectre du signal est large et étendu. Il est donc susceptible de se transmettre plus facilement au travers des capacités parasites des différents composants. Si le fonctionnement de notre système numérique n'est pas altéré lorsque le temps de montée / descente passe à 10 nS, nous avons tout intérêt à le faire fonctionner ainsi. On réduit le spectre d'émissions et on diminue l'efficacité de couplage du canal de transmission. Par voie de conséquence on diminue les interférences transmises vers le récepteur.

Pour diminuer l'efficacité du canal de transmission, on peut agir en plaçant le système numérique dans un boîtier métallique, ce qui diminuera les émissions électromagnétique renvoyées vers l'extérieur. Mais le blindage est une solution plus lourde et plus onéreuse que de diminuer le temps de montée / descente des signaux d'horloges. On pourrait envisager d'augmenter l'immunité d'un récepteur en ajoutant dans le logiciel de la partie numérique un code correcteur d'erreur pour interpoler les informations manquantes et corriger les erreurs.

L'augmentation de l'immunité de l'appareil peut être obtenue par l'utilisation d'une paire différentielle et un amplificateur d'instrumentation qui atténue la tension de mode commun.

On classe la transmission des perturbations entre émetteur et récepteur en 4 rubriques comme indiqué sur la Figure 4.

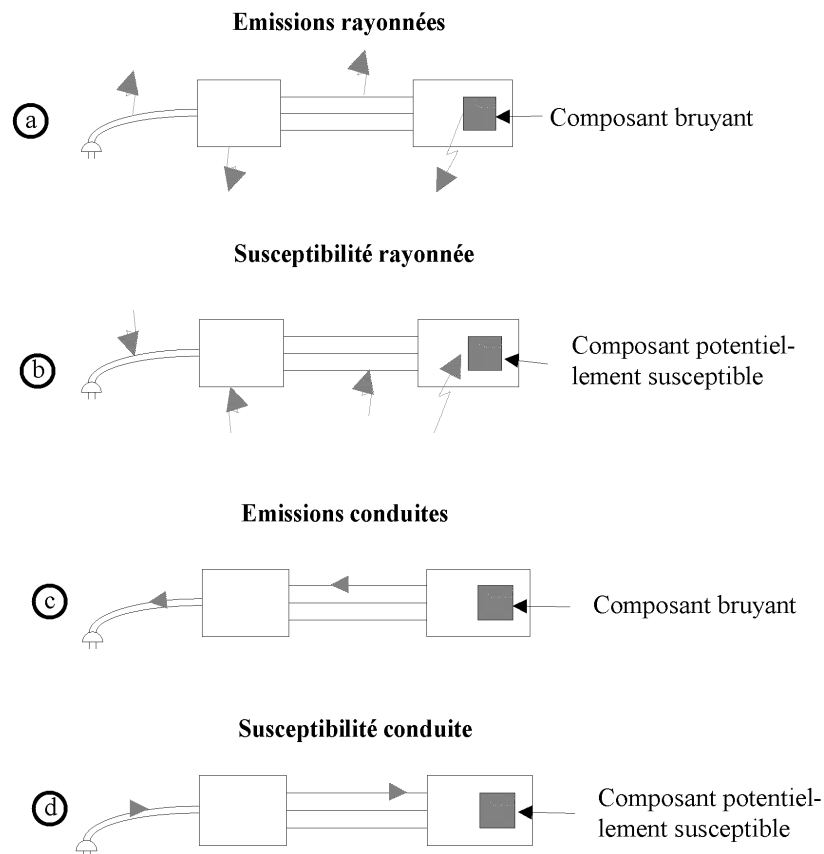


Figure 4 : les 4 voies de transmission possible entre un émetteur et un récepteur [1]

Pour bien comprendre sur un exemple quelles sont les différentes voies possibles de perturbation, nous allons considérer un système électronique alimenté à partir du secteur. Après le transformateur relié au secteur coté primaire, on trouve différentes alimentations délivrant le + 5V pour la partie numérique et le + 15V pour la partie analogique. D'autres sous-ensembles fonctionnent à partir du secteur, par exemple des ventilateurs. Tous ces composants sont reliés par différents câbles qui constituent d'excellentes voies de transmission des perturbations. Les perturbations peuvent être «rayonnées» par les câbles (parce qu'il circule un courant) ou au contraire, un champ électromagnétique peut être ramené à l'intérieur du montage sous forme de tensions ou de courants. Ces transmissions rayonnées sont représentées sur la Figure 4.a et 2b.

Les composants électroniques peuvent aussi transmettre des perturbations par conduction. Pour mettre en évidence ces voies de couplages, on doit prendre en compte les composants parasites des différents composants électroniques utilisés. En revenant à notre exemple, les signaux présents sur la partie numérique considérée comme bruyante peuvent transiter via le transformateur d'alimentation vers le secteur. En effet un transformateur peut être modélisé en hautes fréquences par le schéma équivalent suivant. Les inductances I_1 , I_2 , L_μ représentent le fonctionnement magnétique et basse fréquence du transformateur. Les capacités placées entre la sortie modélise un couplage entre le primaire et le secondaire. Leurs effets se manifestent en hautes fréquences.

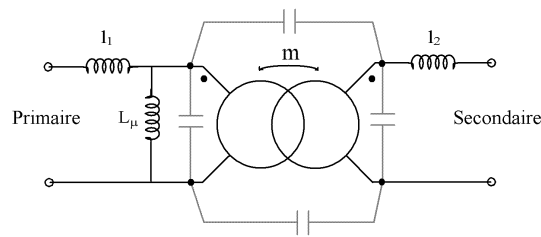


Figure 5 : modélisation du transformateur

La présence des capacités parasites indique bien qu'une partie du signal présent sur le secondaire du transformateur sera transmis en partie coté primaire. Si les fréquences traitées au secondaire sont élevées, les perturbations seront d'autant mieux transmises au travers du transformateur. On retrouvera sur le courant primaire du transformateur l'harmonique correspondant à la fréquence du secteur et des composantes spectrales qui correspondent au montage connecté au secondaire. Ces perturbations peuvent aller gêner le fonctionnement d'un montage placé de l'autre coté d'un second transformateur.

Pour déceler exactement par quelles voies sont transmises les perturbations par conduction, les schémas équivalents des composants électroniques doivent être aussi précis que possible dans la bande de fréquences dans laquelle le montage est utilisé. N'oublions pas que les problèmes de CEM en conduction seraient inexistantes sans les diverses capacités et inductances parasites se greffant sur les schémas équivalents des composants électroniques.

Quelquefois, les cartes électroniques sont placées dans des boites métalliques. Les différents câbles par rapport aux parties métalliques de la boite constituent une voie possible de couplage entre le signal à l'intérieur du câble et la partie métallique. La paroi métallique a quand même pour avantage de constituer un isolement vis à vis des champs électromagnétiques extérieurs à la boite. En effet, la théorie de transmission d'une onde électromagnétique dans un métal montre qu'une partie de l'onde est cédée au métal. On peut donc par ce biais augmenter l'immunité d'un système mais ceci au détriment du coût et du poids.

Les voies de transmission en conduction (émissions et susceptibilité) sont représentées sur la Figure 4.c et 2d.

D'autres voies de transmission de perturbations apparaissent sur la Figure 7. Sur la Figure 7.a, on s'intéresse aux décharges électrostatiques mises en évidence de façon flagrante lorsqu'on marche sur une moquette avec des souliers isolants. Les frottements des deux parties isolantes font apparaître des charges qui ne demandent qu'à s'évacuer sur une partie métallique connectée à la terre. Le courant qui apparaît alors quand on touche un élément métallique connecté à la terre a l'allure de la Figure 6. Cette décharge électrique risque de mettre à mal une électronique sensible (circuit intégré CMOS) et la conception de cette électronique devra tenir compte de ces perturbations.

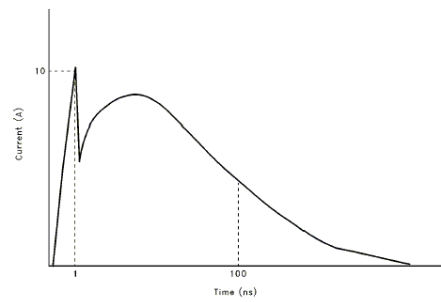


Figure 6 : allure du courant lors d'une décharge électrostatique créée par un humain (Intel)

Après la première explosion nucléaire dans les années 1940, on s'est aperçu qu'un dispositif à semi-conducteur pouvait être détruit par le rayonnement très fort d'une explosion nucléaire. Les dispositifs militaires prennent en compte lors de la conception de leurs matériels la possibilité qu'ils soient exposés à une explosion nucléaire en haute altitude générant peu d'onde de choc mais par contre un rayonnement très violent (Figure 7.b).

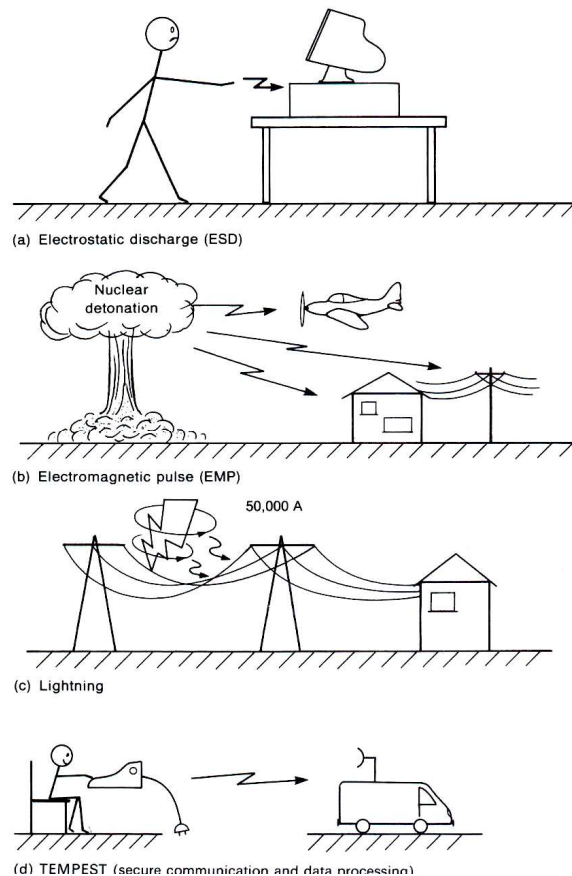


Figure 7 : les autres aspects de la CEM [1]

Lors d'un orage, le courant circulant du nuage vers la terre est très important (jusqu'à 50000A). Un avion qui volera en cas d'orage devra pouvoir supporter, sans incident sur ces appareils de bord ces courants très importants (Figure 7.c).

Puisque tout système physique fonctionnant par déplacement de courants génère des champs électromagnétiques, il est possible en connectant une antenne à un amplificateur très sensible de pouvoir retrouver les données que l'ordinateur manipule (Figure 7.d).

1.1. Tests à réaliser sur un matériel pour vérifier la conformité à la norme CEM

Pour qu'un appareil fonctionne correctement sans perturber les autres appareils, et sans être gêné par les émissions des autres appareils, des normes ont été établies pour spécifier le niveau maximal que l'appareil devait émettre et ces normes définissent également les niveaux minimums que devait pouvoir supporter l'appareil sans pour autant être gêné au cours de son fonctionnement. Les résultats de mesures dépendent très fortement de la façon dont ils sont mesurés, les dispositifs de mesures ont donc été spécifiés dans des normes. Tous les appareils ne devant pas supporter les mêmes valeurs de champs électromagnétiques, ces normes concernent une catégorie d'appareils. Par exemple on comprend bien que les niveaux maximums d'émission pour les appareils à usage médical sont beaucoup plus faibles que, par exemple, pour le domaine industriel.

Nous ne voulons pas préciser exactement pour chaque type d'appareils la méthode de mesures donnée par la norme, ni spécifier exactement les niveaux à respecter pour qu'un appareil soit conforme aux normes CEM. Ce serait trop fastidieux. Par contre, du point de vue de la compréhension il est intéressant de se pencher sur les dispositifs classiques de mesures pour satisfaire à la norme et de voir l'allure du gabarit de niveau en fonction de la fréquence pour respecter le niveau maximal d'émission.

1.1.1. Tests CEM pour les perturbations conduites

La mesure des courants renvoyés vers le secteur par l'appareil à tester se fait à l'aide d'un dispositif se connectant entre l'appareil à tester et le secteur, dispositif appelé Réseau de Stabilisation d'Impédance de Ligne (RSIL). Cet appareil permet simplement de séparer les courants de conduction à la fréquence du secteur des harmoniques aux fréquences beaucoup plus élevées. Il permet aussi de présenter une impédance constante pour le récepteur de la perturbation. Enfin, il isole le récepteur des perturbations secteur.

La Figure 7 compare la mesure des différentes harmoniques du courant mesuré avec un gabarit correspondant à une norme donnée. Dans le cas de la Figure 7 à gauche, la norme de CEM est respectée mais pas dans le cas de droite puisque certaines harmoniques dépassent le gabarit. L'allure du gabarit est typique de la mesure en conduction et sa plage de fréquence est typiquement comprise en 150 kHz et 30 MHz.

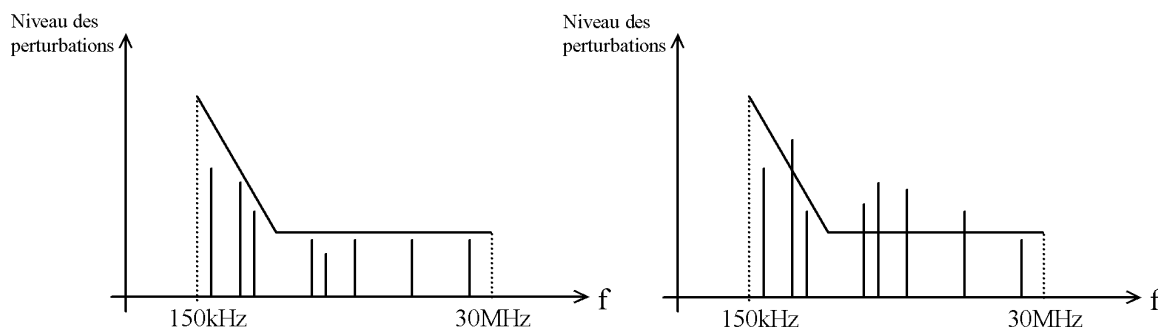


Figure 5 : gabarit de mesures des perturbations conduites

Le test de la susceptibilité d'un appareil se fera en utilisant une pince d'injection de courant (idem transformateur que l'on vient placer autour du conducteur pour créer l'injection du

courant) pour générer la circulation d'un courant que l'on contrôlera. On notera la valeur du courant à partir duquel apparaîtront des défauts de fonctionnement. Si le courant d'injection est trop intense, il pourra y avoir destruction de l'appareil.

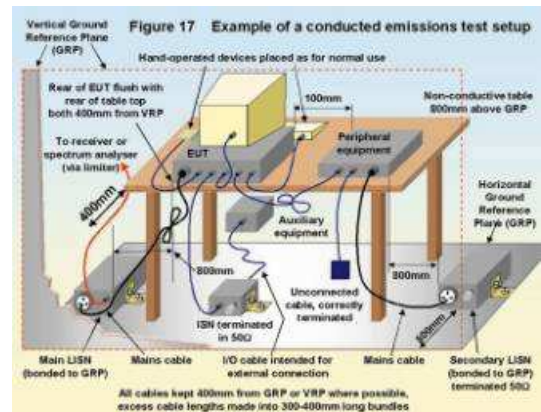
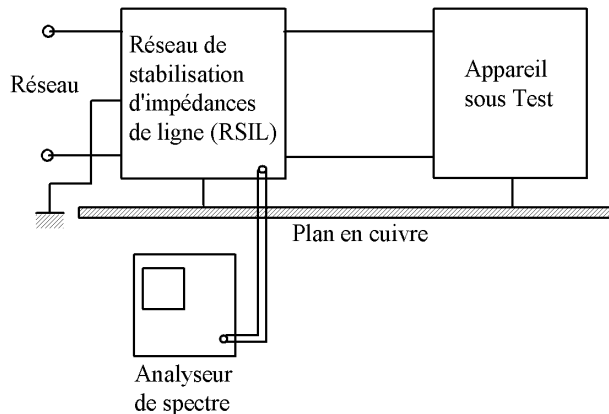
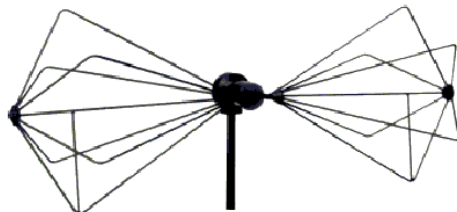


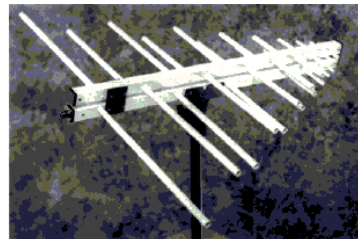
Figure 8 : principe de la mesure des perturbations conduites

1.1.2. Perturbations rayonnées

Le fonctionnement de l'appareil doit être satisfaisant lorsqu'il est soumis à un champ électromagnétique perturbateur et ses émissions de champs électromagnétiques vers l'extérieur ne doivent pas être trop importantes. Les mesures de perturbations rayonnées nécessitent un gros appareillage tel qu'une chambre anéchoïde (chambre de mesures des perturbations radioélectriques), une cellule TEM, des antennes de différentes formes pour couvrir un spectre en fréquences suffisamment large et des amplificateurs pouvant couvrir la bande de fréquences de 30 MHz à 10 GHz.



Antenne biconique 20 MHz - 200 MHz



Antenne Log Periodic 200 MHz - 1GHz

Figure 9 : exemple d'antennes pour mesurer les perturbations rayonnées

Pour mesurer les émissions des appareils en test, on utilise des antennes placées à 3 ou 10 mètres de l'appareil à tester voir Figure 10. Les champs électromagnétiques pouvant ne pas être très élevés par rapport aux champs environnants en espace libre, il est nécessaire de se placer dans une cage de Faraday ou une chambre anéchoïde pour s'isoler des bruits électromagnétiques. Le signal sortant de l'antenne est analysé avec un analyseur de spectre.

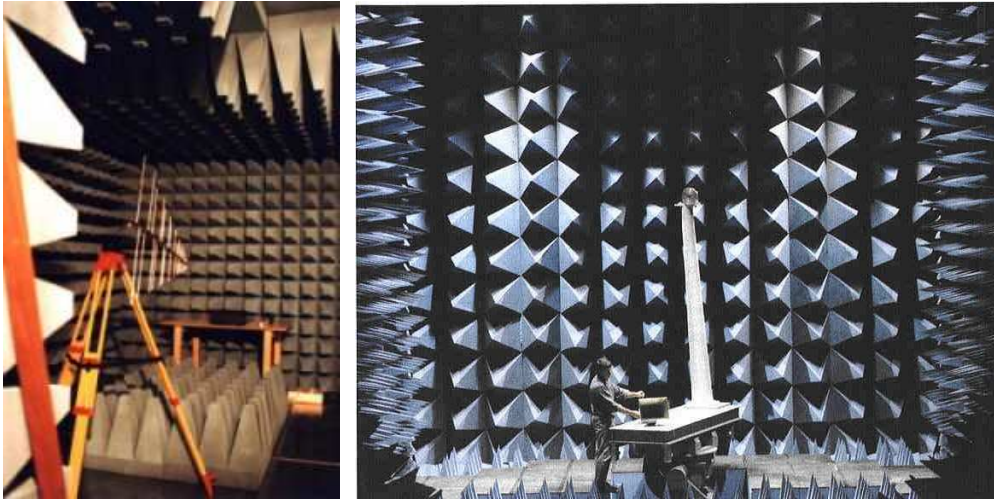


Figure 10 : exemple de chambres semi-anéchoïde

Pour tester la susceptibilité d'un appareil, on utilise des antennes qui vont générer des champs électromagnétiques perturbateurs. On observera le fonctionnement de l'appareil à tester et on notera à partir de quel moment il y a dysfonctionnement. En présence de champs très élevés, il peut y avoir destruction de l'appareil.

2. Mécanismes de couplage des perturbations

Bien que le mécanisme de transmission des perturbations dans un système ne soit pas simple à analyser, on peut quand même se référer à quelques cas simples. Dans un cas réel, la transmission des perturbations peut se réaliser par couplage par impédance commune, par couplage inductif ou capacitif. Il est aussi important de différencier le couplage en mode commun et en mode différentiel. Les perturbations par rayonnement en champ proche ou en champ lointain interviendront aussi.

2.1. Couplage par impédance commune

Le couplage par impédance commune est mis en évidence lorsqu'un courant circule entre deux sous ensembles du circuit à travers une impédance commune constitué par une liaison entre les deux circuits. La chute de tension dans l'impédance commune perturbe l'alimentation d'un ou des deux sous ensembles. Ce cas est très bien illustré dans l'exemple de la Figure 11. On considère un amplificateur audio avec un étage "bas niveau" qui amplifie beaucoup la tension et un amplificateur de puissance qui a un gain en tension faible mais qui délivre un courant élevé (cet exemple est extrait d'un TP réalisé par les étudiants de l'ESIEE). Le courant important, nécessaire au fonctionnement de l'amplificateur de puissance, circule à travers l'impédance commune et vient perturber l'alimentation de l'étage bas niveau. La tension alimentant l'étage à bas niveau varie donc en fonction du courant consommé par la charge. Pour peu que le premier étage possède un grand gain et que l'impédance commune ne soit pas négligeable, le montage créé est un oscillateur.

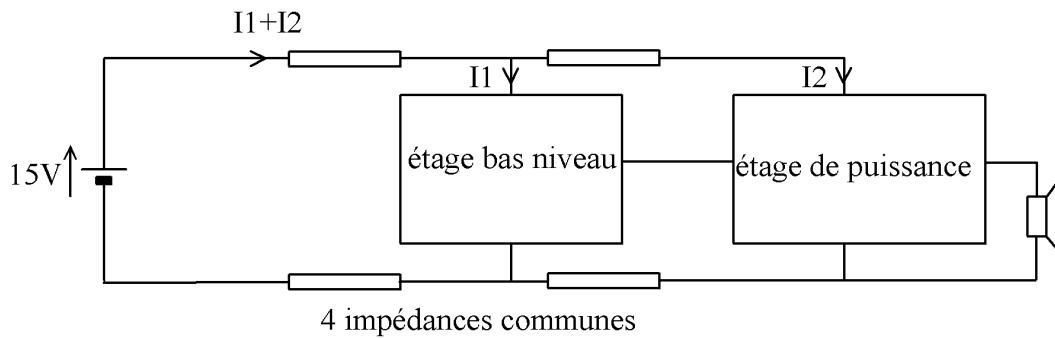


Figure 11 : influence de l'impédance commune sur les connexions d'alimentations

Cela se résout simplement dans ce cas en découplant l'alimentation commune par des capacités. Mais il y a des cas où le problème est bien plus difficile à résoudre notamment lorsque les courants circulants sont importants et lorsque le couplage est de mode commun.

L'autre cas de couplage par impédance commune se réalise par l'intermédiaire de la masse. Considérons un système constitué par un moteur et un capteur; par exemple un capteur de température placé dans un moteur électrique. Ces deux ensembles sont connectés par rapport à un potentiel commun : la masse. Le couplage se réalise comme décrit sur la Figure 12.

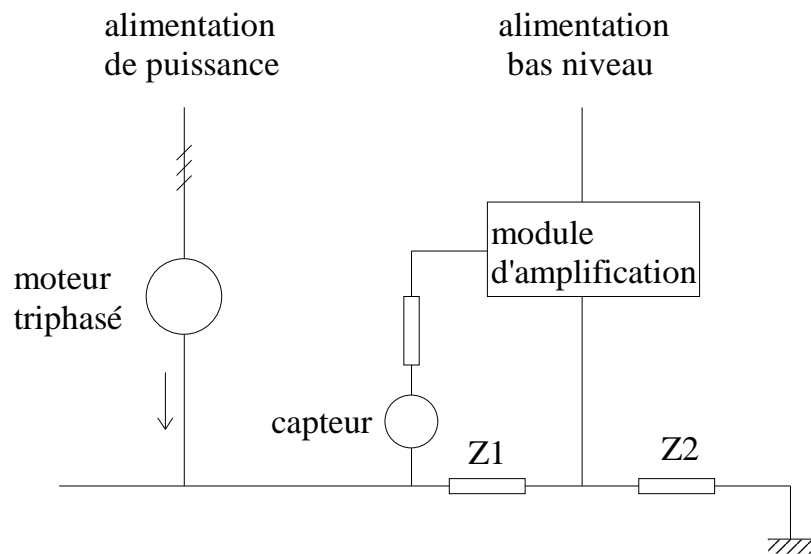


Figure 12 : couplage par impédance commune et masse

Pour réduire le couplage par impédance commune, on doit s'efforcer de diminuer l'impédance $Z1$ ou de diminuer le courant qui la traverse. La diminution de $Z1$ s'obtient par la réalisation d'un réseau de masse vraiment équipotentiel. En vue de diminuer le couplage par rapport à $Z1$ et $Z2$, on cherche à isoler le capteur et son module d'amplification par rapport à la masse comme représenté sur la Figure 13.

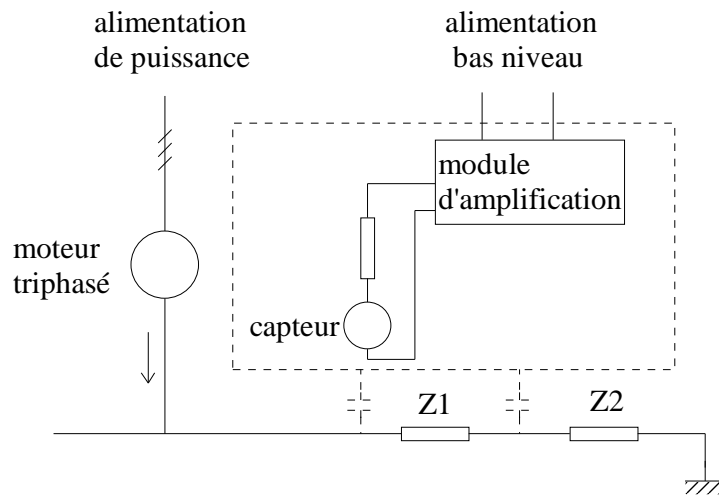


Figure 13 : réduction du couplage en isolant le module d'amplification

Le bloc d'amplification n'est plus alors relié directement mais par l'intermédiaire de capacités. On cherchera à avoir des capacités aussi faibles que possible.

2.1.1. Impédance commune constituée par une piste de circuit imprimé

L'impédance commune est constituée par une piste de circuit imprimé de longueur 10 cm d'épaisseur 35 μm et de largeur 1mm.

En continu ou en basse fréquence, le courant perturbateur dans l'impédance commune est de 1A. L'impédance de la piste peut être considérée comme résistive de valeur 50 m Ω . La chute de tension aux bornes de la piste est donc de 50 mV.

En alternatif ou en transitoire rapide le courant perturbateur est toujours de 1 A mais à la fréquence de 10 MHz. Le comportement de la piste est principalement inductif et la valeur de l'inductance dépend de la configuration de la piste. Selon que celle-ci est au dessus d'un plan de masse, ou d'une piste (circuit double face) ou coplanaire avec une autre piste et du sens de circulation des courants, la valeur de l'inductance diffère. **Habituellement pour avoir un ordre de grandeur de l'inductance, on choisit une inductance linéique de 1 $\mu\text{H.m}^{-1}$.** La chute de tension ($L.\omega$) aux bornes de cette piste est alors de 6 V.

L'inductance à prendre en compte dépend du type de conducteur et de son éloignement par rapport à la masse. Le coefficient de couplage entre le conducteur d'aller et de retour modifie l'inductance de la liaison. Le Tableau 1 donne le coefficient de couplage entre différents types de conducteurs [8].

Type de ligne de transmission	Coefficient de couplage
Conducteur parallèle	0.5 – 0.7
PCB bi - couche	0.6 – 0.9
PCB multi - couche	0.9 – 0.97
Câble coaxial	0.8 - 1
Coaxial RG – 58	0.996

Tableau 1 : coefficient de couplage pour différentes lignes de transmission

2.1.2. Masse analogique et masse numérique

Il est important de se préoccuper des effets de couplage par impédance commune quand on travaille simultanément avec des circuits numériques et des circuits analogiques. La conséquence est la présence dans les convertisseurs analogiques numériques et les convertisseurs numériques analogiques performants, de masses analogiques (AGND) et de masses numériques (DGND) différentes avec deux broches différentes sur le circuit intégré.

En effet, l'analogique est beaucoup plus sensible aux variations de tension d'alimentation que le numérique. La marge de bruit est de l'ordre de la moitié de la tension d'alimentation pour les circuits numériques alors qu'elle est bien inférieure pour un circuit analogique. Le deuxième point est que le numérique engendre des variations importantes du courant consommé par les circuits ce qui génèrent des tensions aux bornes du fil de connexion (modélisé principalement par une inductance).

L'inductance d'une connexion entre une broche du circuit et la puce au travers du fil de « bounding » (de la puce vers le support) est de l'ordre de 10 nH pour un circuit 16 broches en boîtier DIP. Pour un courant de 10 mA à une fréquence de 10 MHz, la tension est de l'ordre du mV. Cette tension variable vient aux tensions présentes normalement sur le circuit et elle peut rendre instable les parties analogiques. En séparant les alimentations, la chute de tension n'apparaît que sur l'alimentation numérique.

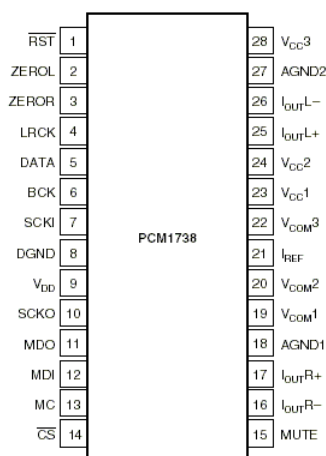


Figure 14 : séparation des masses analogiques (AGND) et des masses numériques (DGND) pour un DAC de 24 bits de précision

Les problèmes existant au niveau circuit intégrés sont encore beaucoup plus important quand on utilise ces circuits sur un circuit imprimé. Précisons d'emblée qu'il est très utile de faire un plan de masse le plus large possible avec **le minimum de trous à l'intérieur**. Cela permet de réduire l'inductance du plan de masse. Le plan de masse sera relié d'un coté aux circuits analogiques et de l'autre coté aux circuits numériques. De toutes façons, ces plans seront reliés en un point puisque la référence (0V) du signal numérique est la même que pour le signal analogique. Le point où les masses sont reliés dépend du nombre d'alimentations que l'on utilise.

Soit l'alimentation est commune pour la partie analogique et la partie numérique et dans ce cas, le plan de masse est commun sur toute la carte comme sur la Figure 15.

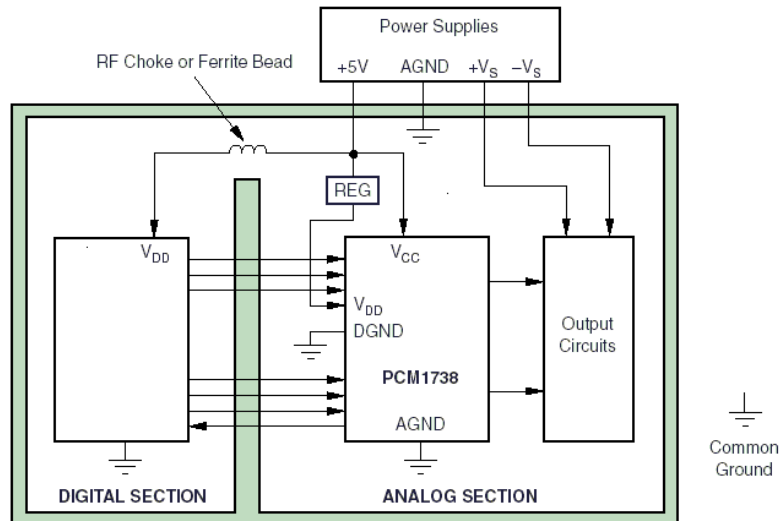


Figure 15 : circuit analogique et numérique avec une seule alimentation

Soit l'alimentation est séparée avec une partie alimentation analogique et une partie alimentation numérique avec deux transformateurs pour une séparation des masses. Les masses sont alors reliées ensemble sur les plans de masse comme le montre la Figure 16.

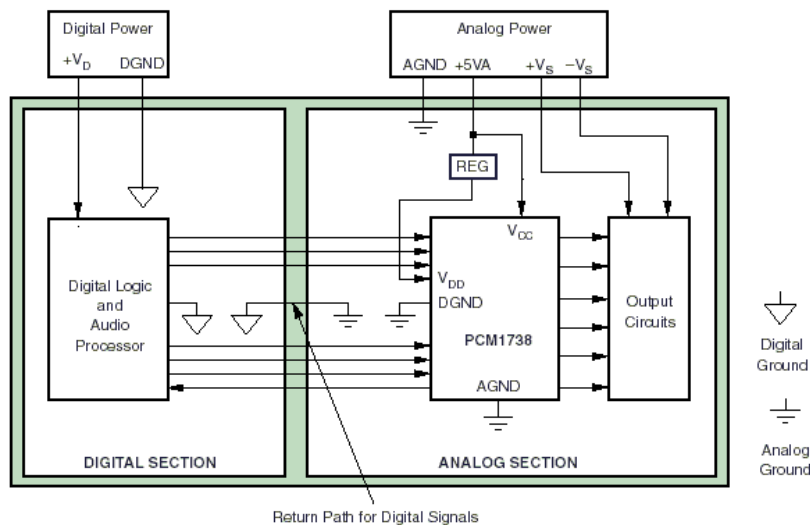


Figure 16 : circuit analogique et numérique et deux alimentations

2.1.3. Chute de tension aux bornes d'un conducteur de terre

On considère un conducteur de protection vert/jaune de 35 mm² de section et la longueur du fil est de 10 m. Déterminons la chute de tension aux bornes de ce câble dans les 2 cas suivants :

- Continu ou basse fréquence (50 Hz). Courant perturbateur de 50 A. Comportement résistif du câblage de 5 mΩ. La tension aux bornes du câble est de 0.25V.

- Transitoire rapide ou HF. Le courant perturbateur est provoqué par le démarrage d'un équipement (ex : climatiseur) de 3 A à 150 kHz. Le comportement du conducteur est inductif. Retenons une inductance linéique de 1μH/m. La chute de tension ($L \cdot \omega$) aux bornes de ce conducteur est de 28 V.

2.1.4. Exemple de couplage sur un circuit logique

Nous observons dans ce paragraphe les effets de couplage entre piste dans un circuit intégré. La Figure 17 donne les valeurs de capacité équivalente des entrées sorties et les valeurs du coefficient de couplage entre 2 broches. Pour mettre en évidence ce dernier, l'entrée d'un buffer de type 74LS245 présenté sur la Figure 17 [9].

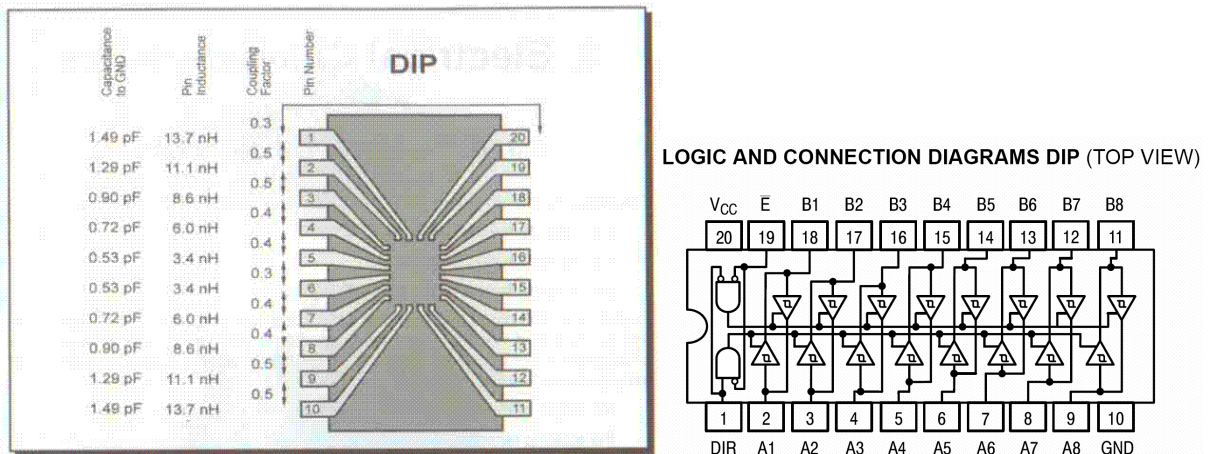


Figure 17 : modèle des broches entrée et sortie sur un boîtier DIP et schéma logique d'un 74LS245

Sur la Figure 18, il est visualisé le changement d'état des entrées A1,A3...A7. La tension d'entrée A2 reste constante. Simultanée au changement d'état la tension en sortie B2 varie ce qui est causé par le couplage par inductance mutuelle entre les pistes et par le bruit de substrat...

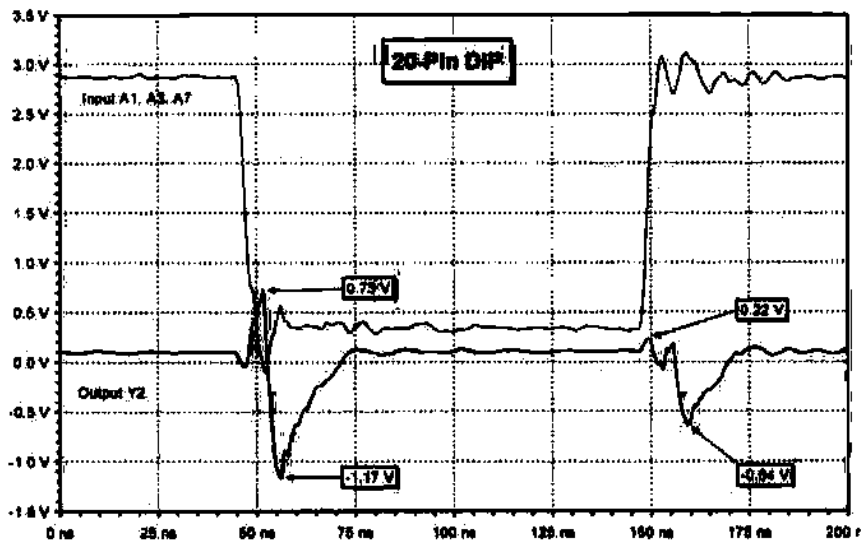


Figure 18 : chronogrammes des entrées et d'une sortie

2.1.5. Conclusion

En haute fréquence ou lors des transitoires rapides, l'effet inductif prédomine dans les conducteurs de l'impédance commune. **Le niveau des tensions peut perturber le fonctionnement des dispositifs.** En continu ou en basse fréquence, les tensions créées peuvent facilement perturber l'information contenue dans les signaux bas niveaux véhiculés. On peut réduire ce couplage en diminuant l'impédance (liaisons courtes, plan de masse ou en séparant les circuits de mise à la masse) et en assurant une équipotentialité maximale de l'équipement et de son environnement ce qui est le cas avec un plan de masse et le maillage des masses.

2.2. Mode commun et mode différentiel

Dans un circuit la circulation des courants s'établit toujours par l'intermédiaire de courants de mode commun et de mode différentiel. Le courant de mode différentiel se transmet par une liaison bifilaire sans circulation de courant dans une référence de potentiel commune. Le réseau de distribution de l'énergie (EDF avec phase et neutre) est du type différentiel. Le mode commun utilise le réseau de masse ou de terre comme potentiel de référence commun. Un courant circule dans le réseau de terre entre un émetteur et un récepteur. Voyons sur la figure 11 l'illustration du mode commun et du mode différentiel. L'émetteur symbolise un premier dispositif relié par une liaison bifilaire à un récepteur représentant un deuxième dispositif. Par la liaison bifilaire, il y a circulation de courant entre l'émetteur de la perturbation et le récepteur. La liaison comporte un potentiel de référence commun représenté par un plan de masse métallique.

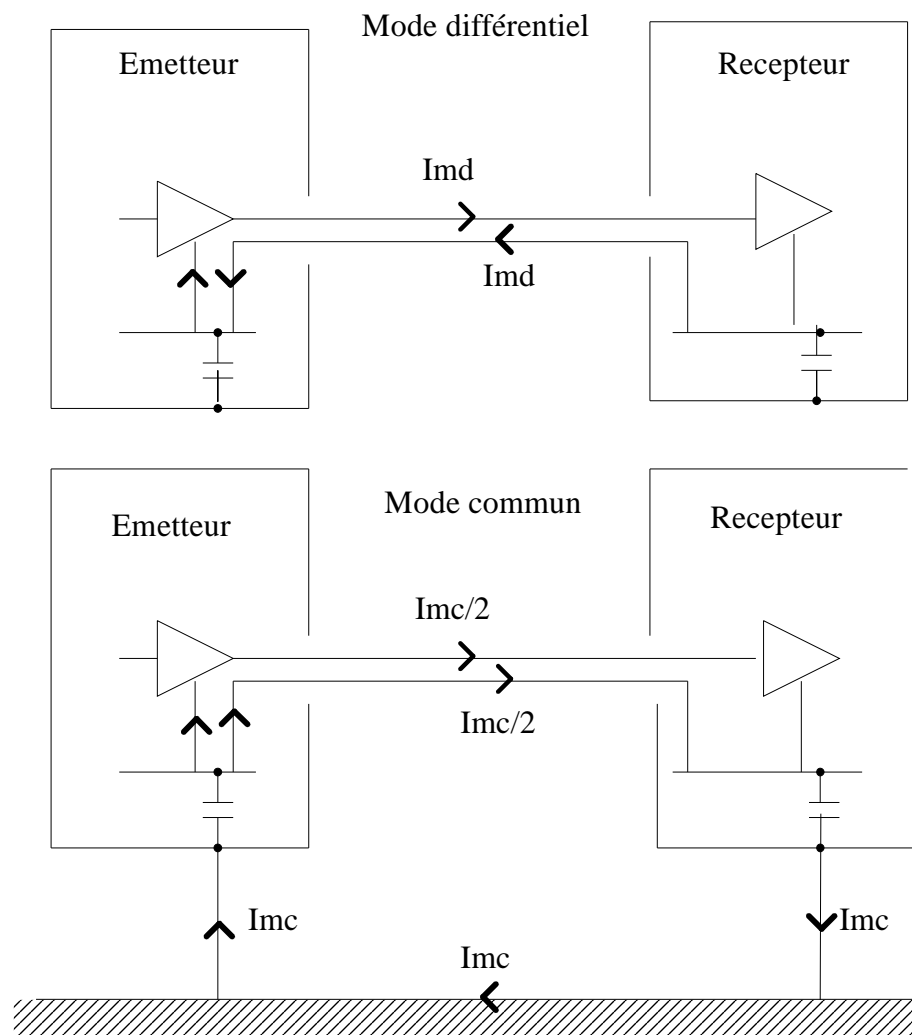


Figure 19 : représentation schématique du courant de conduction en mode commun et en mode différentiel

Dans le mode différentiel la totalité du courant circule dans la liaison bifilaire entre les deux appareils. Le courant « d'aller » est égal au courant de « retour ».

Dans le mode commun, une partie du courant circule à travers la capacité de couplage entre l'amplificateur et le boîtier métallique. Ce courant circule à travers la masse de référence de potentiel commun. Le courant dans la liaison filaire est divisé en deux parties.

Dans un montage réel entre deux dispositifs reliés par une liaison bifilaire, le courant circulant entre les deux appareils est la somme d'un courant de mode commun et de mode différentiel. On doit donc considérer les 2 modes de la figure 11 et on arrive à la figure 12.

Un champ magnétique $H(t)$ et un champ électrique $E(t)$ rayonnés par une source perturbatrice font apparaître une tension et un courant qui intervient en mode différentiel et en mode commun. On parle alors de couplage de **champ à câble** en mode commun et en mode différentiel.

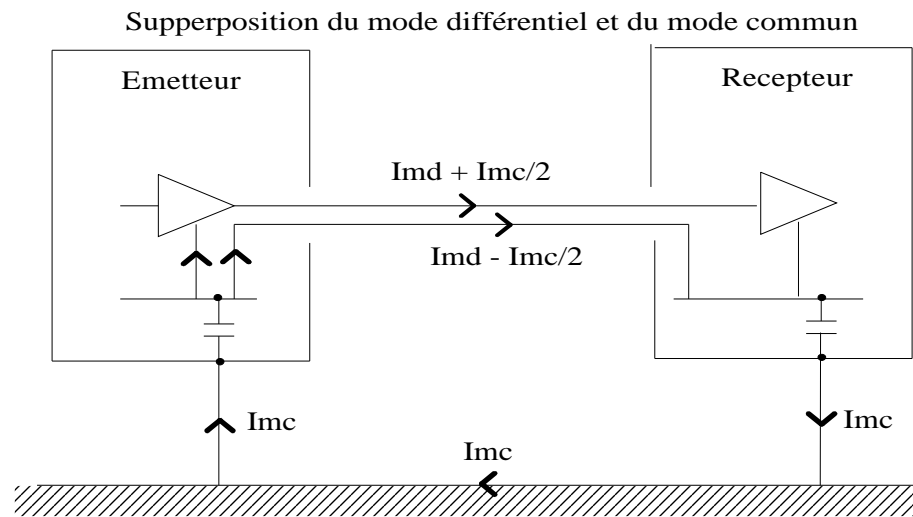


Figure 12 : superposition du mode commun et du mode différentiel

2.3. Couplage inductif

Soit un circuit électrique fermé 1 parcouru par un courant I_1 . La surface du circuit est S . La relation physique entre le courant circulant dans le circuit et le flux généré par le passage du courant dans le circuit, est exprimé par l'inductance du circuit. L'inductance caractérise donc le flux généré par le circuit lorsqu'il est parcouru par un courant I .

$$\phi = \iint B \cdot dS = L \cdot I_1$$

Quand une partie du flux ϕ traverse un circuit 2, la partie du flux ϕ_{12} est caractérisé par la mutuelle inductance : $M_{12} = \frac{\phi_{12}}{I_1}$. De même, si on fait circuler un courant I_2 dans le circuit 2

$$(M_{21} = M_{12} = \frac{\phi_{21}}{I_2}).$$

La tension induite dans une boucle fermé d'aire S et traversée par un champ magnétique B s'exprime par la relation déduite de la loi de Faraday

$$V_N = -\frac{d\phi}{dt} = -\frac{d(\int \vec{B} \cdot \vec{n} \cdot dS)}{dt}$$

Si le champ magnétique est sinusoïdal, la relation devient : $V_N = j\omega \cdot B \cdot S \cdot \cos(\theta)$

θ étant l'angle entre la normale au circuit n et le champ magnétique B .

Cette tension apparaît aux bornes d'un circuit fermé d'aire S lorsque ce circuit est traversé par un champ magnétique B . Pour exprimer les choses d'une autre façon, on peut introduire la mutuelle inductance entre les deux circuits et la tension induite sur le circuit est :

$$V_N = j \cdot M_{12} \cdot \omega \cdot I_1$$

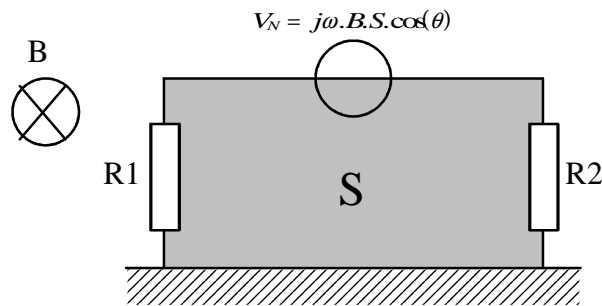


Figure 20 : couplage inductif sur un circuit

Ces phénomènes très simples décrivent assez bien ce qui se passe avec des couplages magnétiques dans un circuit. Pour diminuer le couplage indésirable, on peut agir sur B, S et $\cos(\theta)$:

- $\cos(\theta)$ en orientant convenablement la boucle émettrice par rapport à la boucle réceptrice
- S en cherchant à réduire la surface du circuit
- B en éloignant physiquement les deux circuits. L'induction magnétique B peut être réduite en utilisant un matériau de blindage.

La figure 14 illustre le mode de câblage entre deux armoires pour diminuer la tension induite en série sur le câble de données. Sur la figure 14 à droite, la surface engendrée par le câblage de la liaison transmettant les données est rendue minimale.

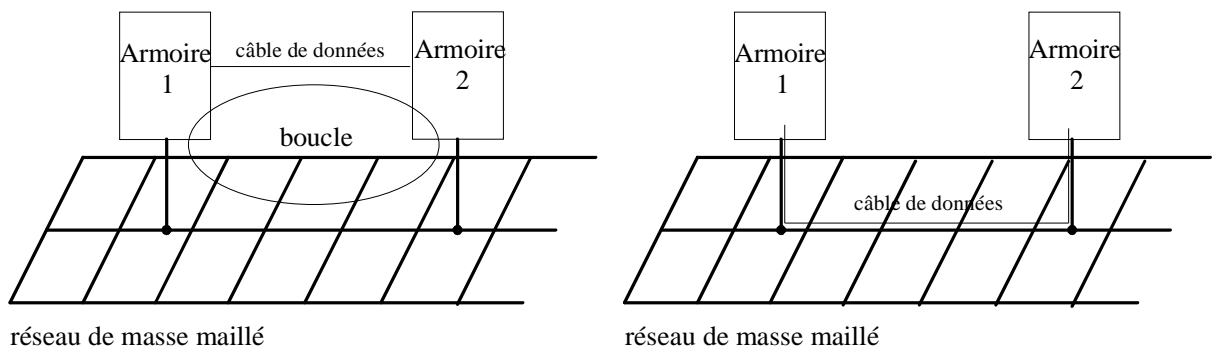


Figure 21 : câblage entre deux armoires

2.3.1. Couplage par diaphonie inductive

Le champ magnétique variable $H(t)$ créé par un conducteur parcouru par un courant I, est intercepté par un conducteur voisin se comportant comme une boucle. Il y a donc apparition d'une force contre-électromotrice. Cette ddp pourra apparaître sous forme différentielle ou sous forme de mode commun. Il est pratique de modéliser le couplage entre les 2 boucles par une mutuelle entre les deux circuits.

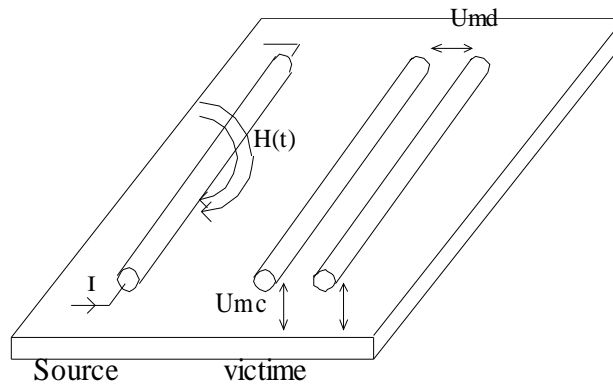


Figure 22 : couplage par diaphonie inductive

2.4. Couplage capacitif

Un champ électrique E variable appliqué sur un circuit conducteur ouvert fait apparaître une tension V telle que : $V = \int \vec{E} \cdot d\vec{l}$. Quand on referme le circuit, il y a circulation de courant. Le couplage par champ électrique est équivalent au couplage par l'intermédiaire d'une capacité qui engendre le même courant au travers du circuit.

2.4.1. Couplage par diaphonie capacitive

Le champ électrique variable $E(t)$ créé par la ddp entre 2 conducteurs est intercepté par un conducteur voisin. Il y a donc apparition d'un courant dans ce conducteur. Ce courant apparaît sous forme différentielle ou sous forme de mode commun dans le circuit victime.

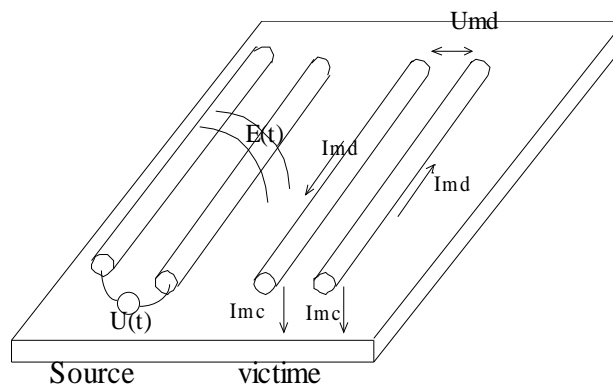


Figure 23 : couplage par diaphonie capacitive

3. Etude du couplage électrique et magnétique entre câble. Influence du blindage

Dans ce paragraphe nous étudierons un phénomène très important dans la CEM, le couplage par l'intermédiaire des câbles. D'une part en raison de la longueur des connexions dans un montage qu'ils représentent, et la bonne efficacité du couplage (en basses et moyennes

fréquences), les câbles sont indispensables à prendre en compte dans une modélisation CEM. D'autre part d'un point de vue didactique, les phénomènes sont relativement simples à interpréter puisque nous pouvons remplacer les couplages électromagnétiques par des réseaux électriques équivalents. Nous étudierons le couplage champ à câble et le couplage câble à câble. Pour cela nous devons considérer que la longueur d'onde du signal incident est grande devant les dimensions du câble considéré.

On peut considérer que dans un circuit il y a trois types de couplage :

- couplage capacitif ou électrique, appelé habituellement couplage électrostatique bien que les charges ne soient pas statiques
- couplage inductif ou magnétique improprement appelé couplage électromagnétique bien qu'il n'y ait pas de champ électrique
- couplage électromagnétique avec un champ électrique et un champ magnétique.

Les deux premiers peuvent être considérés comme des couplages en champ proches tandis que le troisième doit être considéré comme un champ lointain.

3.1. Couplage capacitif

Considérons deux conducteurs 1 et 2 entre lequel il existe un couplage capacitif [2]. Le conducteur 1 est le conducteur perturbateur et le conducteur 2 représente le conducteur qui est perturbé. Les deux conducteurs développent une certaine capacité par rapport au potentiel de référence commun qui est par exemple le boîtier métallique dans lequel sont placés les câbles. Le circuit de couplage peut simplement être représenté par trois capacités :

- capacité du câble 1 par rapport à la masse : C_{1G}
- capacité du câble 2 par rapport à la masse : C_{2G}
- capacité entre le câble 1 et le câble 2 : C_{12}

Remarquons que comme la capacité C_{1G} est placée directement aux bornes du générateur de tension, elle n'a aucun effet. Le schéma équivalent capacitif ainsi que son équivalent électrique sont représentés sur la Figure 24 :

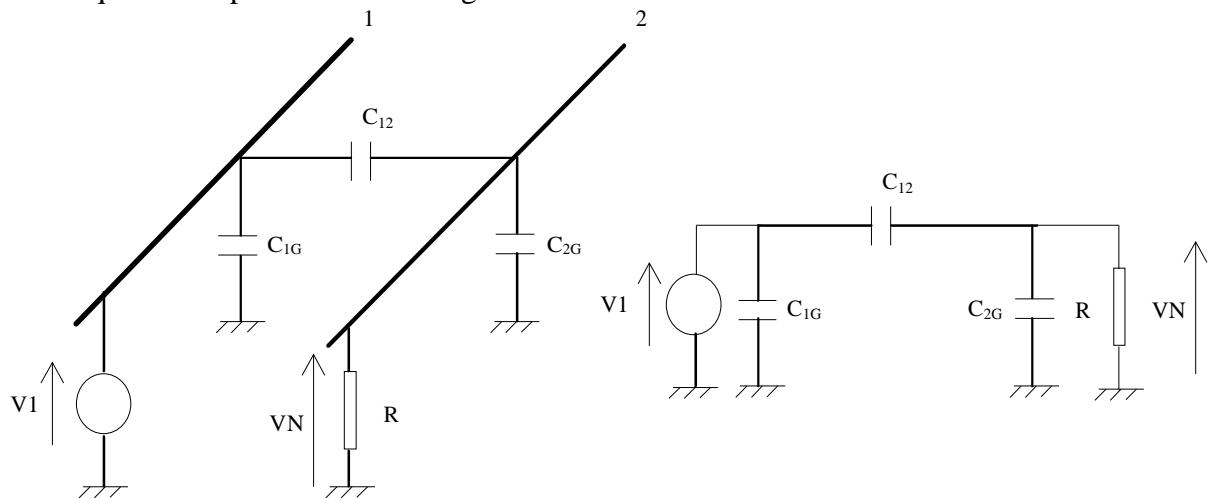


Figure 24 : couplage capacitif entre 2 câbles

R est la résistance de charge placée aux bornes du câble 2. La tension V_N est donnée par la relation suivante :
$$V_N = V_1 \cdot \frac{jRC_{12}\omega}{1 + jR(C_{12} + C_{2G})\omega} = V_1 \cdot \frac{j\omega C_{12}}{\frac{1}{R} + j(C_{12} + C_{2G})\omega} \quad (1)$$

Quand R peut être négligée par rapport à $\frac{1}{j\omega(C_{12} + C_{2G})}$, la relation devient $V_N = V_1 \cdot jRC_{12}\omega$.

Cette relation est importante car elle montre qu'un couplage capacitif peut se ramener dans un circuit sous la forme d'un générateur de courant de valeur $I_N = \frac{V_N}{R} = jC_{12}\omega V_1$.

Pour diminuer le couplage capacitif entre deux circuits, on cherchera à réduire la fréquence de fonctionnement si cela est possible, à diminuer la résistance de charge de la ligne 2 et à éloigner les lignes 1 et 2 pour diminuer la capacité C_{12} . Nous allons montrer qu'un blindage sur le conducteur 2 permet aussi de diminuer la tension présente sur la ligne 2. D'après la relation (1) nous avons tracé $\frac{V_N}{V_1}$ en fonction de la fréquence sur la figure ci-dessous.

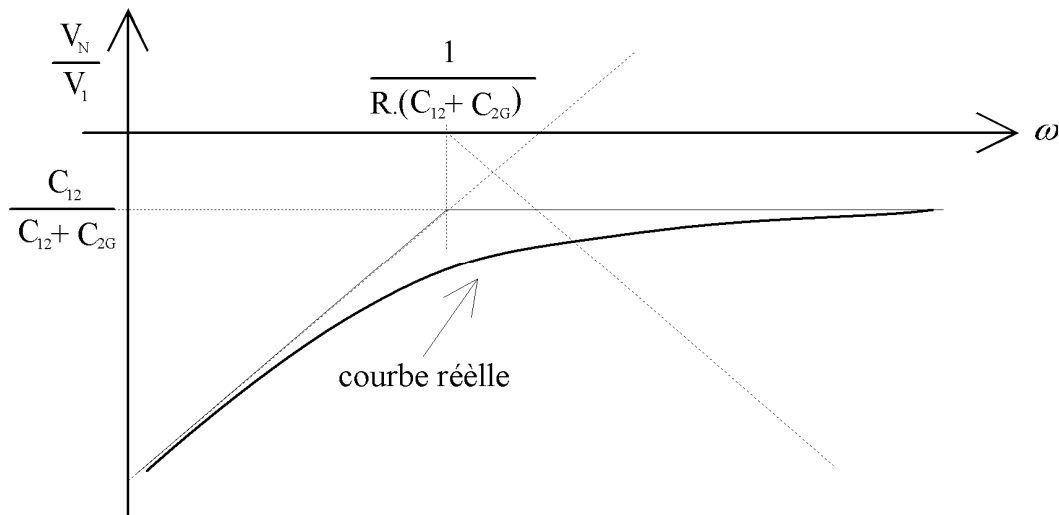


Figure 25 : fonction de transfert du couplage capacitif en fonction de la fréquence

Le couplage capacitif n'est pas limité au circuit étudié Figure 23. Il apparaît dans un transformateur quand on considère le couplage capacitif entre le primaire et le secondaire. Il en est de même dans un connecteur entre les sorties de fils. Le plan de masse n'est pas forcément matérialisé, mais est par exemple le boîtier métallique sur lequel est vissé le connecteur qui fait office de plan de masse.

3.2. Effet d'un blindage sur le couplage capacitif

Dans un premier temps, nous considérerons la résistance placée sur la ligne 2 avec une valeur infinie. Le câble 2 est blindé sur toute sa longueur. C'est un câble coaxial et il est représenté à la Figure 26.

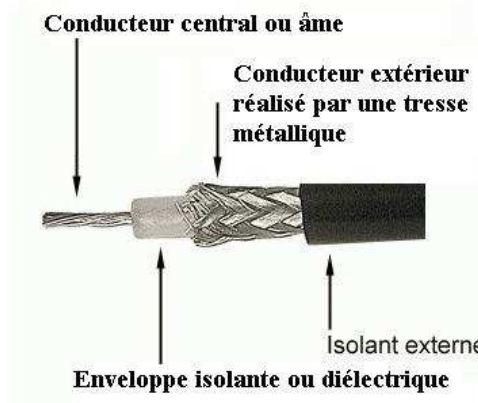


Figure 26 : câble coaxial avec son âme (fil de données) et le blindage (tresse métallique)

On a donc le schéma suivant :

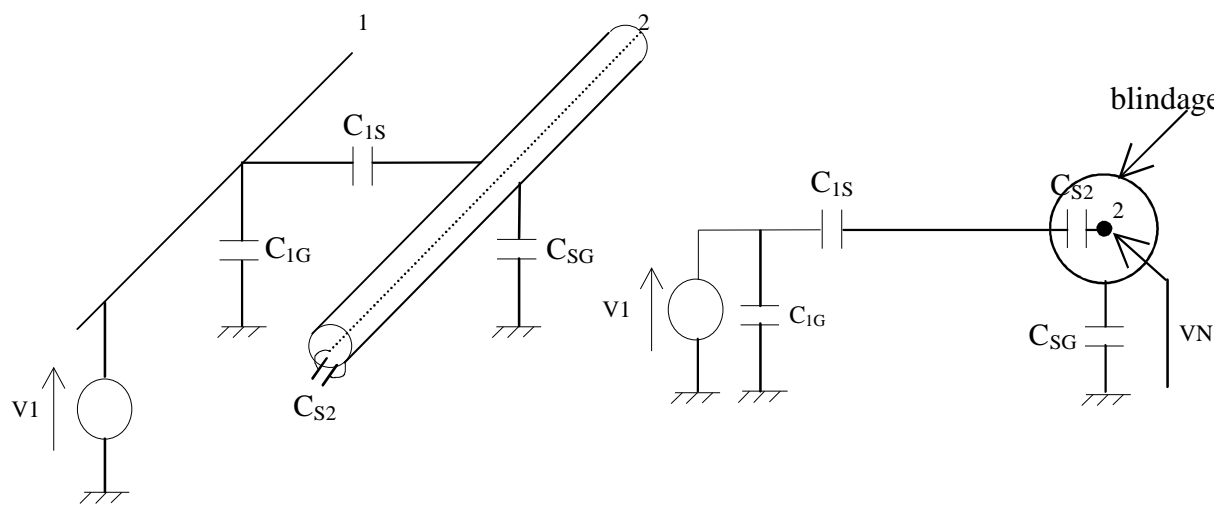


Figure 27 : effet d'un blindage sur un couplage capacitif

D'après le schéma électrique de la Figure 27, on voit que la tension mesurée sur la ligne 2 s'exprime par : $V_N = V_1 \cdot \frac{C_{1S}}{C_{1S} + C_{SG}}$.

Si le blindage du câble 2 est connecté à la masse, la tension résultante au couplage capacitif est nulle. **Le blindage électrique est donc parfaitement assuré.**

En pratique, le blindage n'est pas aussi bon car le blindage du câble 2 n'est pas réalisé sur toute la longueur. En effet, il faut bien connecter la sortie du câble blindé au montage! En considérant qu'une partie du câble 2 est soumise au couplage électrique, le montage devient.

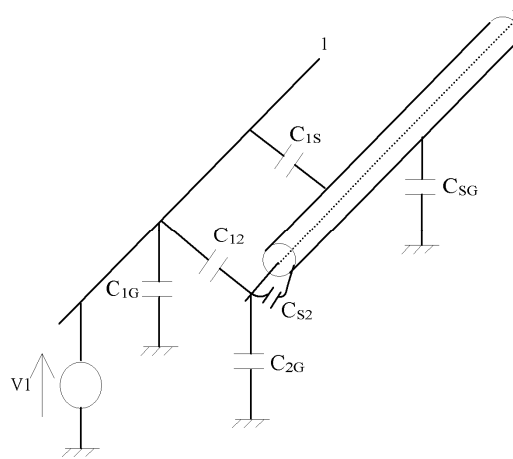


Figure 28 : schéma équivalent lorsqu'une partie du câble 2 n'est pas blindé

Quand on connecte le blindage du câble 2 à la masse du montage, le schéma équivalent est le suivant :

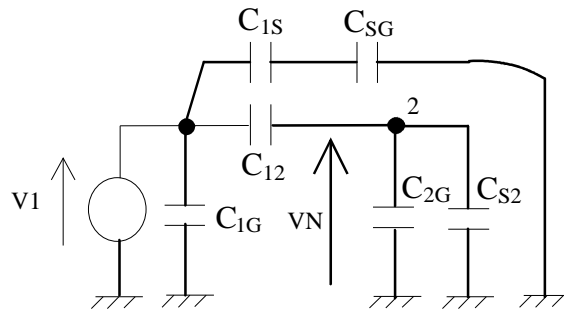


Figure 29 : schéma équivalent du couplage capacitif

$$V_N = V_1 \cdot \frac{C_{12}}{C_{12} + C_{2G} + C_{2S}}$$

En prenant en compte la résistance de sortie de la ligne 2, le schéma équivalent est :

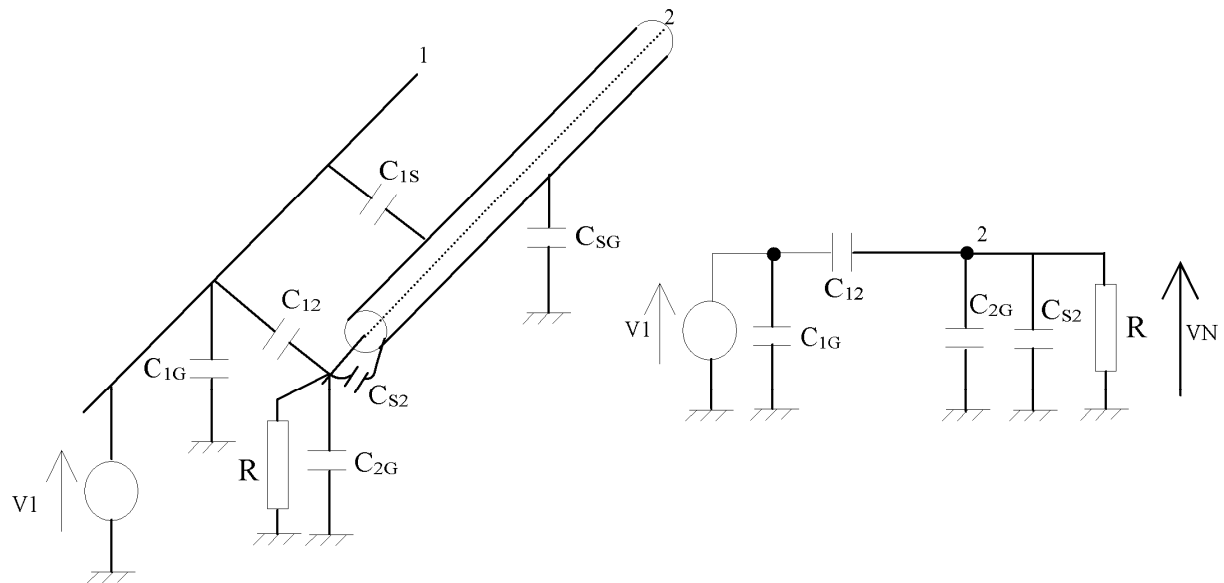


Figure 30 : schéma équivalent du couplage capacitif avec un blindage

Le circuit équivalent est identique à celui trouvé au 3.1 à ceci près que la capacité C_{2G} doit être remplacé par la capacité $C_{2G}+C_{2S}$. La fonction de transfert obtenue est donc :

$$V_N = V_1 \cdot \frac{jRC_{12}\omega}{1 + jR(C_{12} + C_{2G} + C_{2S})\omega} = V_1 \cdot \frac{j\omega C_{12}}{\frac{1}{R} + j(C_{12} + C_{2G} + C_{2S})\omega}$$

Pour simplifier l'expression, on peut considérer le cas plausible où $R \ll \frac{1}{\omega(C_{12} + C_{2G} + C_{2S})}$ et la tension résultante aux bornes du câble 2 est donnée par l'expression : $V_N = V_1 \cdot jRC_{12}\omega$

Nous avons obtenu exactement la même expression dans le cas où le câble 1 n'était pas blindé, mais la différence fondamentale réside dans l'ordre de grandeur de la capacité C_{12} . La capacité C_{12} est diminuée de beaucoup puisque l'influence capacitive a lieu juste sur les quelques centimètres où le câble n'est pas blindé.

De toute façon, notre calcul montre que l'on a tout intérêt à réaliser une connexion en utilisant des fiches blindées pour réaliser la liaison entre le câble blindé et le montage.

Dans le cas d'un circuit imprimé, un plan de masse conducteur permettra de limiter le couplage entre des pistes d'une face avec les pistes de l'autre face.

3.3. Couplage inductif

Comme dans le cas du couplage capacitif, on considère un circuit constitué par deux conducteurs parallèles. Il existe un couplage inductif, c'est à dire qu'une partie du flux créé par le passage du courant dans le conducteur 1 donne lieu à une tension ou un courant dans le câble 2. Conservons le circuit de base pour le couplage magnétique comme représenté sur la Figure 31.

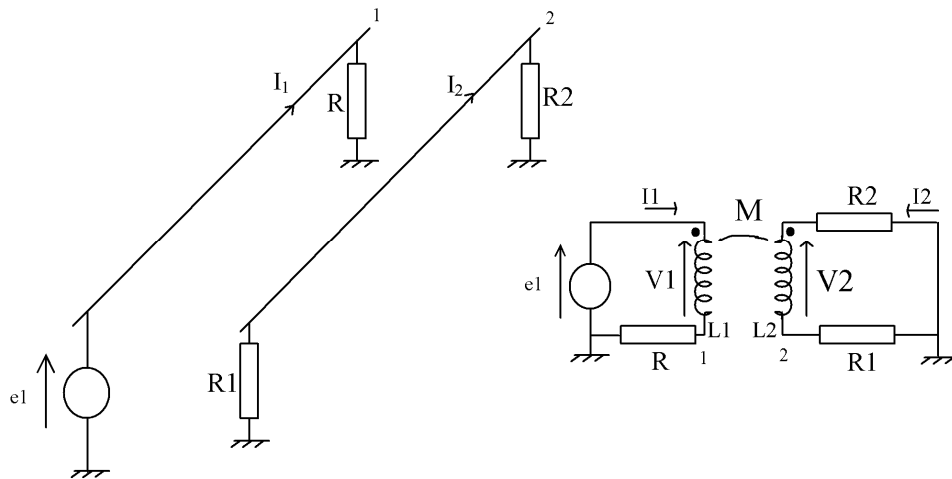


Figure 31 : couplage magnétique

Le circuit de gauche peut être remplacé par son circuit électrique équivalent placé sur la droite. On modélise le couplage magnétique par les inductances L1 et L2, et l'inductance mutuelle M. On s'intéresse à la tension aux bornes du câble 2 en parallèle de R2. En général on cherchera à avoir un couplage magnétique minimal. Calculons la tension aux bornes de R2 (s2) en fonction des éléments du montage.

Tout calcul fait on obtient l'expression suivante :

$$\frac{s2}{e1} = \frac{jM R_1 \omega}{R R_1 - R_1 R_2 + j\omega(R L_2 + R_1 L_1) + (j\omega)^2(L_1 L_2 - M^2)}$$

C'est une expression du type filtre passe bande et la tension U1 est d'autant plus grande que la fréquence augmente jusqu'à une certaine limite où elle décroît. En basse fréquence la tension croît comme $j R_1 M \omega$ donc avec une pente à + 20 dB / décade.

D'après l'expression obtenue, on peut en déduire :

- le couplage inductif agit comme un filtre passe haut. Plus la fréquence du signal présent sur la première ligne est élevée et plus le couplage est manifeste. C'est évidemment vrai avec des circuits numériques qui fonctionnent avec des signaux logiques très rapides.
- pour un couplage magnétique déterminé (L1, L2 et M fixé), le couplage diminue quand la résistance R1 diminue. Si possible, on a donc intérêt à travailler avec des valeurs de résistances faibles.

Le modèle présenté peut aussi servir en cas de couplage d'un champ magnétique sur un câble. Le couplage inductif sur la ligne 2 peut être représenté par le circuit ci dessous dans lequel on

a remplacé le couplage magnétique par une source de tension $U_i = j\omega \frac{M}{R(R_1 + R_2)} V_1$.

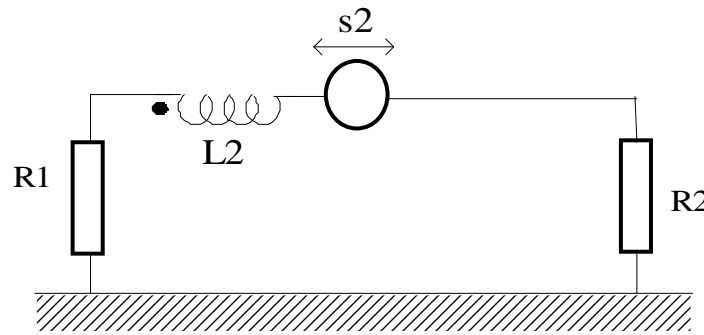


Figure 32 : générateur équivalent au couplage magnétique

3.3.1. Couplage magnétique sur un câble coaxial

Le schéma équivalent utilisé pour le couplage entre deux lignes peut être employé dans le cas de couplage magnétique sur un câble coaxial. La structure du câble coaxial permet la circulation d'un courant dans l'âme et dans le blindage. Quand un courant circule dans l'âme, le flux créé par le passage du courant dépend de l'inductance propre de l'âme. $\phi = L_1 \cdot I_1$. Ce flux est intégralement vu par le blindage du câble coaxial. La mutuelle de couplage entre l'âme et le blindage est donc égale à l'inductance L_1 . Réciproquement, l'inductance propre du blindage L_2 est égale à la mutuelle de couplage entre le blindage et l'âme. Un courant circulant dans l'âme du câble, et se refermant en totalité dans le blindage génère un champ magnétique à l'extérieur du câble est nul. Le champ magnétique ou le flux généré par le passage du courant est concentré dans le câble coaxial.

Dans un circuit quelconque, il n'est pas a priori évident que le courant dans l'âme soit identique au courant dans le blindage. Mais, la mesure faite sur le schéma de la figure ci-dessous permet de montrer qu'au delà d'une certaine fréquence, le courant circulant dans l'âme se referme en totalité dans le blindage ($\Rightarrow I_1 = I_2$).

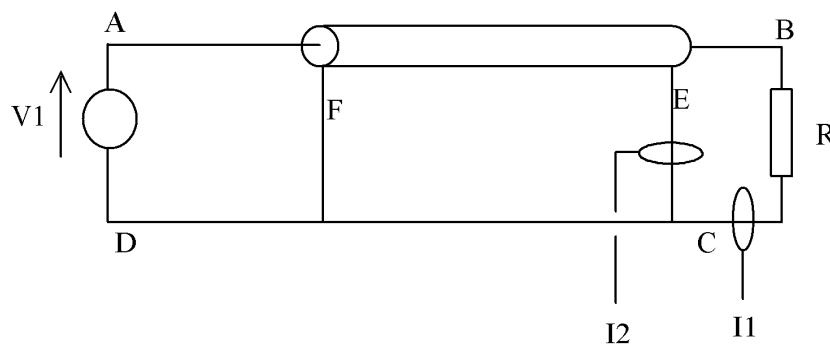


Figure 33 : couplage magnétique sur un coaxial

Remplaçons le circuit électrique précédent par le schéma électrique ci-dessous.

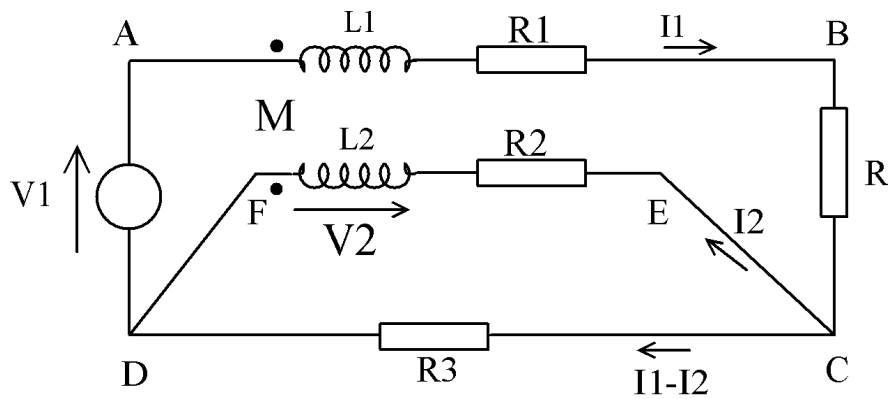


Figure 34 : schéma équivalent au couplage magnétique sur un coaxial

R_1 , L_1 et R_2 , L_2 sont respectivement les résistances et inductances du câble coaxial. Les inductances L_1 et L_2 sont couplées par une mutuelle M . La résistance de la liaison $D C$ est R_3 .

V_2 peut s'écrire : $V_2 = jL_2\omega I_2 - jM\omega I_1$ et $V_2 + R_2 I_2 = R_3(I_1 - I_2)$. Tout calcul fait on obtient :

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{R_3}{R_3 + R_2} \frac{1 + j\frac{M}{R_3}\omega}{1 + j\frac{L_2}{R_2 + R_3}\omega}$$

En basse fréquence cette fonction se simplifie en $\frac{I_2}{I_1} = \frac{R_3}{R_3 + R_2}$. Comme R_3 est une résistance de faible valeur, la majeure partie du courant I_1 passe à travers R_3 . La surface de capture d'un champ magnétique extérieur est donc fixée par la boucle $A B C D$.

En haute fréquence, l'expression devient : $\frac{I_2}{I_1} = \frac{M}{L_2}$. Pour le câble coaxial, M a une valeur proche de L_2 et le courant I_1 passe en grande partie à travers le blindage. La surface de capture du champ magnétique est fixée par la boucle $A B C E F D$. Cette boucle est de surface nettement plus faible que la boucle $A B C D$ et il s'en suit une bien meilleure efficacité de blindage en haute fréquence. La tension équivalente au couplage magnétique que l'on peut ramener dans le circuit, dépend directement de la surface du circuit.

Il est très important de noter que l'efficacité de blindage en champ magnétique du câble coaxial n'est pas due au matériau constituant le blindage, mais que l'inductance mutuelle du câble coaxial entraîne la circulation du courant à travers le blindage au

dessus d'une fréquence : $\frac{1}{2\pi} \cdot \frac{R_s}{L_s}$.

D'ailleurs pour s'en convaincre, il suffit de laisser sans connexion à la masse le blindage, ou même de le connecter à la masse en un seul point, pour constater que ce blindage est inefficace pour blinder en champ magnétique. Cette fréquence appelée fréquence de coupure du blindage, est pour un câble coaxial courant, de l'ordre de 10^3 Hertz. Au dessus de 5 fois la fréquence de coupure du blindage, l'intégralité du courant traversant la résistance de sortie circule à travers le blindage.

3.3.2. Paire torsadée

Une paire torsadée est utilisée pour transmettre des signaux dans différentes applications comme pour des réseaux informatique et téléphonique. Elle est constituée de deux conducteurs qui sont enroulés l'un autour de l'autre. Ce type de câble existe en étant blindé, non-blindé avec une paire ou plusieurs paires comme représenté sur la Figure 35.

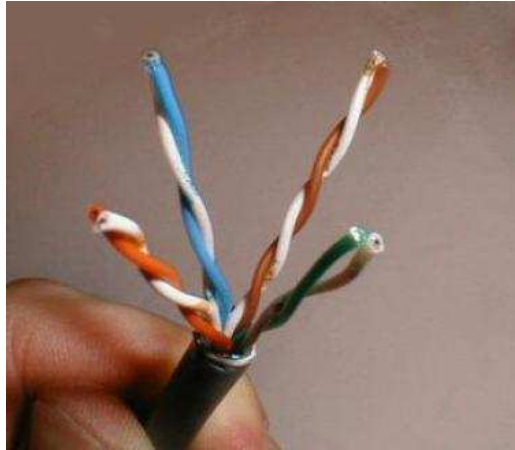


Figure 35 : câble constitué de plusieurs paires torsadées

L'effet du couplage magnétique est réduit car la surface qui sépare les deux conducteurs est faible. D'autre part, les différentes surfaces –ou torsades- voient un champ magnétique alterné et cela occasionne donc une tension avec une phase différente aux bornes de chaque torsade. La tension induite de façon globale aux bornes du câble est donc réduite.

Par ailleurs, l'effet d'un couplage magnétique placé suffisamment loin du câble engendre un parasite de mode commun sur les deux sorties du câble ; celui-ci peut être réduit par calcul de la différence des deux tensions de sortie du câble.

4. Réduction du couplage magnétique. Tore de mode commun

Dans les montages d'électronique de puissance, entre l'unité centrale d'un ordinateur et l'écran, dans des liaisons vers l'extérieur d'un lecteur DVD pour ne citer que quelques exemples, il est placé autour des fils de sortie des connexions, des circuits magnétiques fermés que l'on qualifie de tore de mode commun. Ces matériaux souvent de forme torique limite la circulation des courants de mode commun entre 2 circuits (entre l'unité centrale et l'écran de l'ordinateur).

Pour comprendre comment peuvent circuler ces courants de mode communs, on peut considérer simplement le schéma simplifié de la Figure 36. On représente le couplage qui existe entre la mesure de courant dans un interrupteur d'alimentation à découpage et l'oscilloscope de visualisation. Si on n'évite pas la circulation du courant de mode commun entre le transistor de puissance de l'alimentation à découpage et l'oscilloscope, le signal mesuré est fortement perturbé et son allure n'a que peu de rapport avec la variation du courant dans le transistor de puissance.

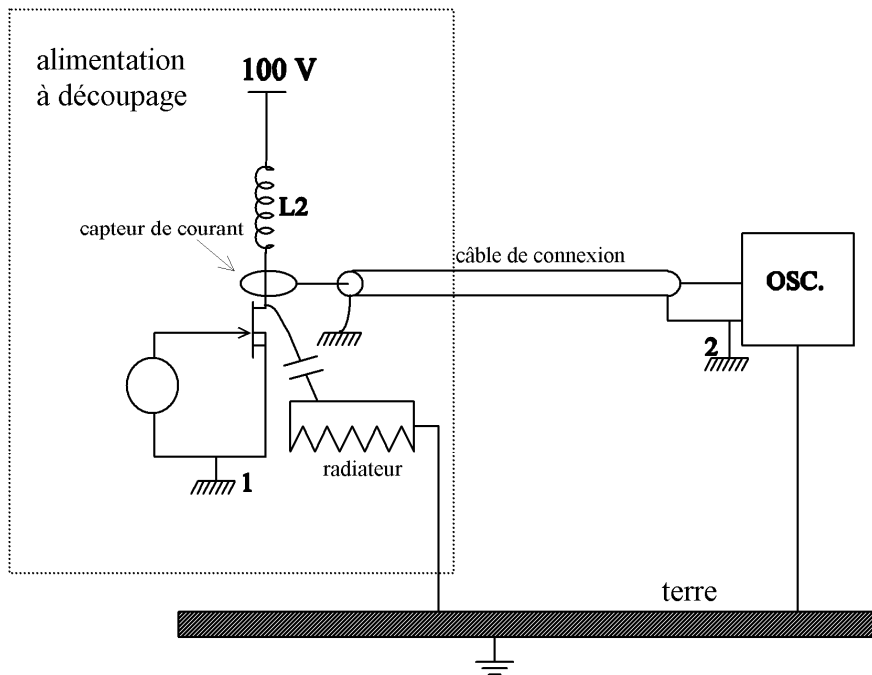


Figure 36 : synoptique d'une alimentation à découpage

Le schéma de l'alimentation à découpage est représenté très simplifié avec juste les éléments essentiels : le transformateur d'isolement L2, le MOS de puissance, le radiateur et la capacité parasite de couplage entre le radiateur et le MOS, et le générateur interne à l'alimentation à découpage pour générer la commande du transistor MOS. Le capteur de courant mesure le courant de drain, et il est connecté par un câble à l'oscilloscope de visualisation. La boucle constituée par l'impédance de connexion du radiateur à la terre, la capacité parasite du MOS par rapport au radiateur, la capacité du capteur de courant par rapport au fil de mesure, le câble de connexion et la liaison oscilloscope terre, peut être une boucle d'une surface importante. Une induction magnétique dans cette boucle entraîne la circulation d'un courant qui est dit de mode commun car commun aux 2 appareils, qui vient perturber le courant mesuré. Pour éviter ce genre de mésaventure, on place donc un tore de mode commun. Voyons sur le schéma équivalent suivant comment se manifeste les problèmes.

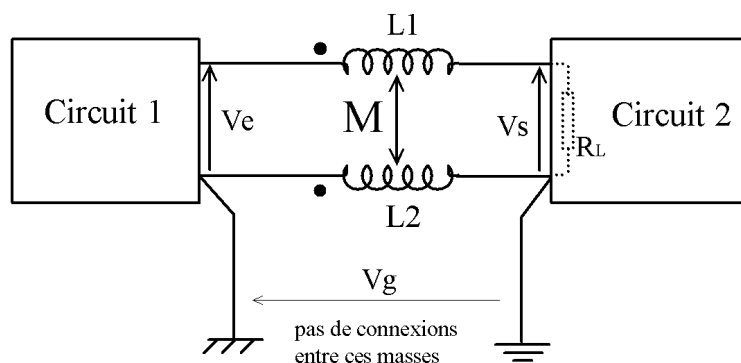


Figure 37 : schéma équivalent faisant intervenir un tore de mode commun

La tension à transmettre entre les 2 circuits est la tension V_e , et la tension que l'on mesure est la tension V_s . V_g est une tension parasite qui est due par exemple à un couplage inductif sur le circuit de masse. D'où le schéma équivalent :

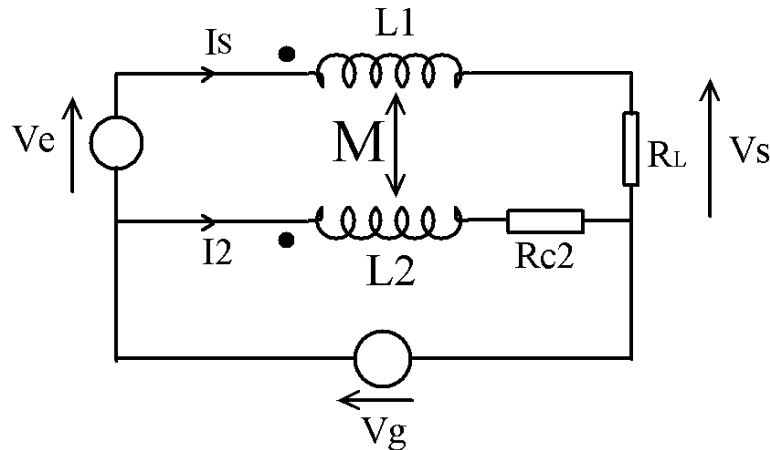


Figure 38 : schéma équivalent avec tore de mode commun

Pour simplifier, on ne supposera aucune fuite entre les 2 inductances L1 et L2. Donc, $L1 = L2 = M = L$. D'autre part, $Rc2 \ll RL$.

Le calcul de Vs en fonction de Ve se fait en 2 étapes par le théorème de superposition des états d'équilibres.

Avec $Vg = 0$, le calcul donne $Vs = RL \cdot Is = Ve$. Il n'y a pas de chute de tensions dans les inductances L1 et L2. Le calcul s'est fait en mode différentiel, et il s'agit d'inductance de mode commun. Le résultat était donc prévisible.

Avec $Ve = 0$ et donc Vg non nul, le calcul donne : $\frac{Vs}{Vg} = \frac{1}{1 + j \frac{L}{Rc2} \omega}$. On a un filtre passe bas

de fréquence de coupure $f_c = \frac{Rc2}{2\pi L}$. A tension Vg fixée, on cherche à ce que la tension Vs soit

la plus faible possible pour ne pas perturber le signal d'entrée. Pour réduire la fréquence de coupure fc, on enroule le câble de connexion entre les 2 circuits autour d'un tore magnétique pour augmenter son inductance comme montré sur la Figure 39.

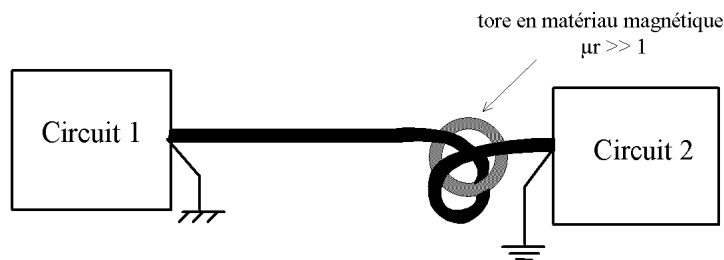


Figure 39 : utilisation d'un tore de mode commun

5. Spectre d'un signal d'horloge

On désire déterminer le spectre du signal d'horloge de la Figure 40. Pour déterminer le spectre, nous calculerons les deux dérivées de h(t). Elles sont représentées sur la Figure 41.

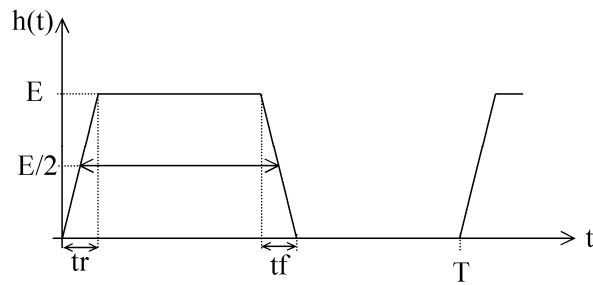


Figure 40 : forme du signal d'horloge

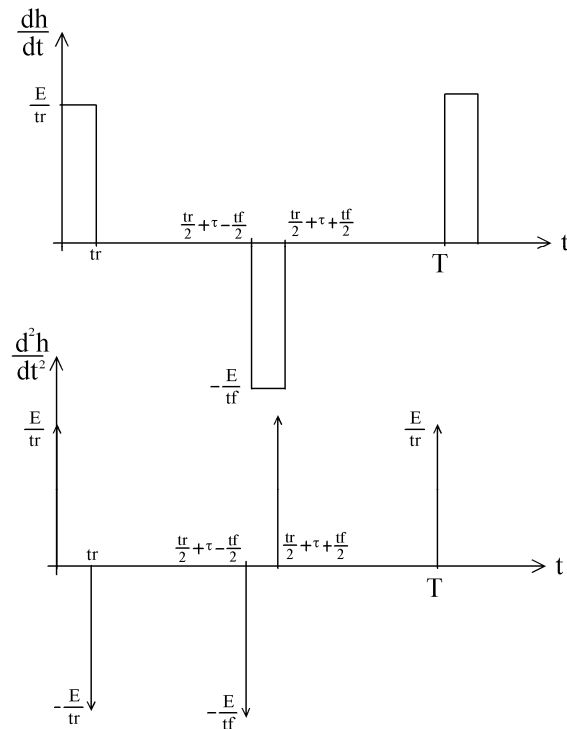


Figure 41 : dérivées du signal d'horloge

D'après $h''(t)$, on peut écrire :

$$h''(t) = \frac{E}{tr} \delta(t) - \frac{E}{tr} \delta(t - tr) - \frac{E}{tf} \delta\left(t - \tau - \frac{tr - tf}{2}\right) + \frac{E}{tf} \delta\left(t - \tau - \frac{tr + tf}{2}\right)$$

Le spectre $C(f)$ est calculé par la relation : $C_n(f) = \frac{1}{T} \int h(t) e^{-jn\omega_0 t} dt$. On obtient :

$$C''_n(f) = \frac{E}{T} \left(\frac{1}{tr} - \frac{1}{tr} e^{-jn\omega_0 tr} - \frac{1}{tf} e^{-jn\omega_0 \left(\tau + \frac{tr - tf}{2}\right)} + \frac{1}{tf} e^{-jn\omega_0 \left(\tau + \frac{tr + tf}{2}\right)} \right)$$

$$= \frac{E}{T} \left(\frac{e^{-jn\omega_0 \frac{tr}{2}}}{tr} \left(e^{jn\omega_0 \frac{tr}{2}} - e^{-jn\omega_0 \frac{tr}{2}} \right) - \frac{e^{-jn\omega_0 \left(\tau + \frac{tr}{2}\right)}}{tf} \left(e^{jn\omega_0 \frac{tf}{2}} - e^{-jn\omega_0 \frac{tf}{2}} \right) \right)$$

La relation suivante donne $C'_n(f)$ en fonction de $C_n(f)$: $C'_n = (jn\omega_0)C_n$.

$$Cn(f) = \frac{E}{T} \frac{1}{(jn\omega_0)^2} \left(\frac{e^{-jn\omega_0 \frac{tr}{2}}}{tr} \left(e^{jn\omega_0 \frac{tr}{2}} - e^{-jn\omega_0 \frac{tr}{2}} \right) - \frac{e^{-jn\omega_0 \left(\frac{\tau+tr}{2} \right)}}{tf} \left(e^{jn\omega_0 \frac{tf}{2}} - e^{-jn\omega_0 \frac{tf}{2}} \right) \right)$$

Quand $tr = tf$, l'expression se simplifie en :

$$\begin{aligned} Cn(f) &= \frac{E}{T} \frac{1}{(jn\omega_0)^2} \left(e^{jn\omega_0 \frac{tr}{2}} - e^{-jn\omega_0 \frac{tr}{2}} \right) \left(\frac{1}{tr} - \frac{e^{-jn\omega_0 \tau}}{tr} \right) e^{-jn\omega_0 \frac{tr}{2}} \\ &= \frac{E}{T} \frac{1}{(jn\omega_0)^2} \frac{1}{tr} \left(e^{jn\omega_0 \frac{tr}{2}} - e^{-jn\omega_0 \frac{tr}{2}} \right) \left(e^{-jn\omega_0 \frac{\tau}{2}} - e^{-jn\omega_0 \frac{\tau}{2}} \right) e^{-jn\omega_0 \frac{\tau+tr}{2}} \\ &= \frac{E}{T} \frac{1}{(jn\omega_0)^2} \frac{(2j)^2}{tr} \sin\left(n\omega_0 \frac{tr}{2}\right) \sin\left(n\omega_0 \frac{\tau}{2}\right) e^{-jn\omega_0 \frac{\tau+tr}{2}} \end{aligned}$$

Une dernière mise en forme permet de faire apparaître deux $\frac{\sin x}{x}$.

$$Cn(f) = \frac{E \cdot \tau}{T} \frac{\sin\left(n\omega_0 \frac{tr}{2}\right)}{n\omega_0 \frac{tr}{2}} \frac{\sin\left(n\omega_0 \frac{\tau}{2}\right)}{n\omega_0 \frac{\tau}{2}} e^{-jn\omega_0 \frac{\tau+tr}{2}}$$

Pour tracer la fonction $\frac{\sin x}{x}$ en asymptotique, intéressons nous à son allure. L'allure de $\log\left(\frac{\sin x}{x}\right)$ peut se résumer à une asymptote à 0 dB et une asymptote à -20 dB/décade intervenant à partir de $x = 1$ comme le montre la Figure 42.

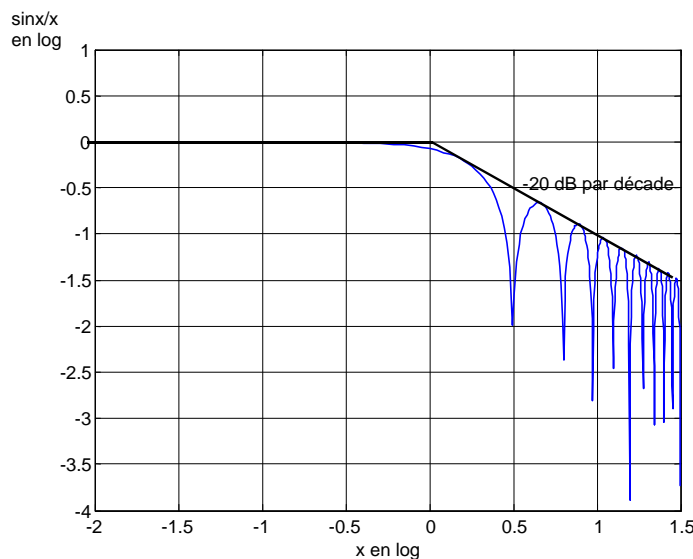


Figure 42 : module de $\frac{\sin x}{x}$

Revenons au calcul de $20.\text{Log}|Cn(f)|$. On obtient :

$$20.\text{Log}|Cn(f)| = 20.\text{Log}\left(E \frac{\tau}{T}\right) + 20.\text{Log}\left|\frac{\sin n\pi \frac{tr}{T}}{n\pi \frac{tr}{T}}\right| + 20.\text{Log}\left|\frac{\sin n\pi \frac{\tau}{T}}{n\pi \frac{\tau}{T}}\right|$$

En basse fréquence, le $20.\text{Log}|Cn(f)|$ se résume à $20.\text{Log}\left(E \frac{\tau}{T}\right)$. En fréquence intermédiaire (c'est à dire pour f compris dans l'intervalle suivant : $\frac{1}{\pi\tau} < f < \frac{1}{\pi.tr}$), la décroissance du spectre est en -20 dB/décade. Au dessus de la fréquence $\frac{1}{\pi.tr}$, la décroissance est en -40 dB/décade comme on peut le voir sur la Figure 43.

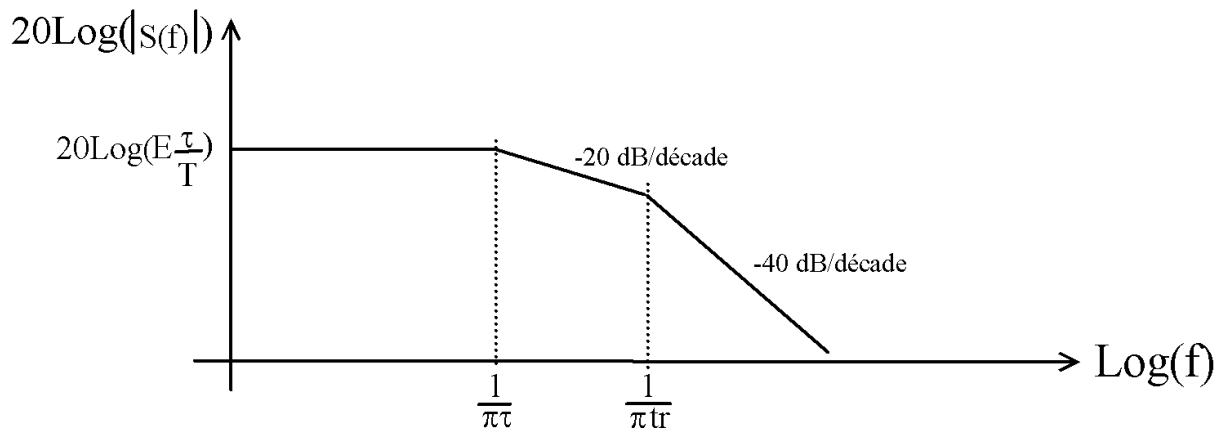


Figure 43 : allure asymptotique du spectre du signal d'horloge

Au dessus de la fréquence $\frac{1}{\pi\tau_r}$, les amplitudes des raies spectrales diminuent très rapidement.

On peut considérer que le spectre est négligeable à partir de cette fréquence. L'occupation spectrale dépend directement du temps de montée. Un temps de montée très faible occasionne un spectre du signal d'horloge très large. Prenons un exemple pour illustrer ceci.

- $f = 10$ MHz et $tr = tf = 20$ nS ; $f_1 = \frac{1}{\pi\tau} = 6,4$ MHz et $f_2 = \frac{1}{\pi\tau_r} = 15,9$ MHz
- $f = 10$ MHz et $tr = tf = 5$ nS ; $f_1 = \frac{1}{\pi\tau} = 6,4$ MHz et $f_2 = \frac{1}{\pi\tau_r} = 63,7$ MHz

5.1. Modulation de la fréquence du signal d'horloge

Pour satisfaire les normes de CEM, de nombreux circuits utilisent une modulation de la fréquence d'horloge (SST pour Spread Spectrum Technology) [11]. Cela signifie que la fréquence de l'horloge n'est plus rigoureusement stable mais qu'elle varie sur une plage de fréquence. La variation de fréquence est faible : de l'ordre du pour-cent. L'objectif attendu est d'étaler le spectre et de réduire l'amplitude à une fréquence donnée d'environ 10 dB.

L'exemple décrit à la Figure 44 montre que la fréquence d'horloge initiale à 100 MHz est réduite à 99.75 MHz et qu'il est réalisé une modulation de la fréquence. La variation de fréquence est linéaire. La fréquence de modulation varie typiquement entre 6 et 55 kHz.

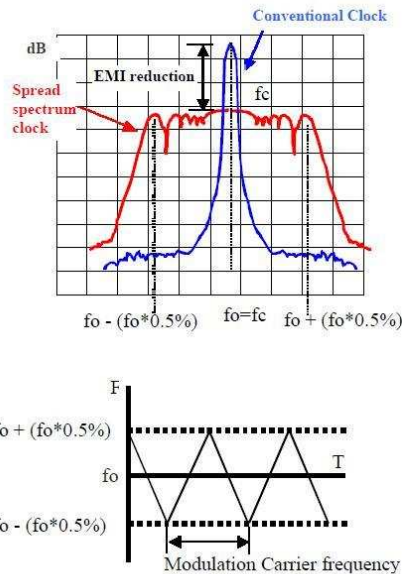


Figure 44 : spectre autour de la 1^{ère} harmonique de la fréquence du signal d'horloge [11]

La Figure 45 montre l'intérêt d'étaler le spectre pour obtenir une réduction des amplitudes. Cette réduction dépend directement de l'excursion en fréquence : environ -10 dB pour un étalement de spectre de $\pm 0.5\%$ soit ± 500 kHz.

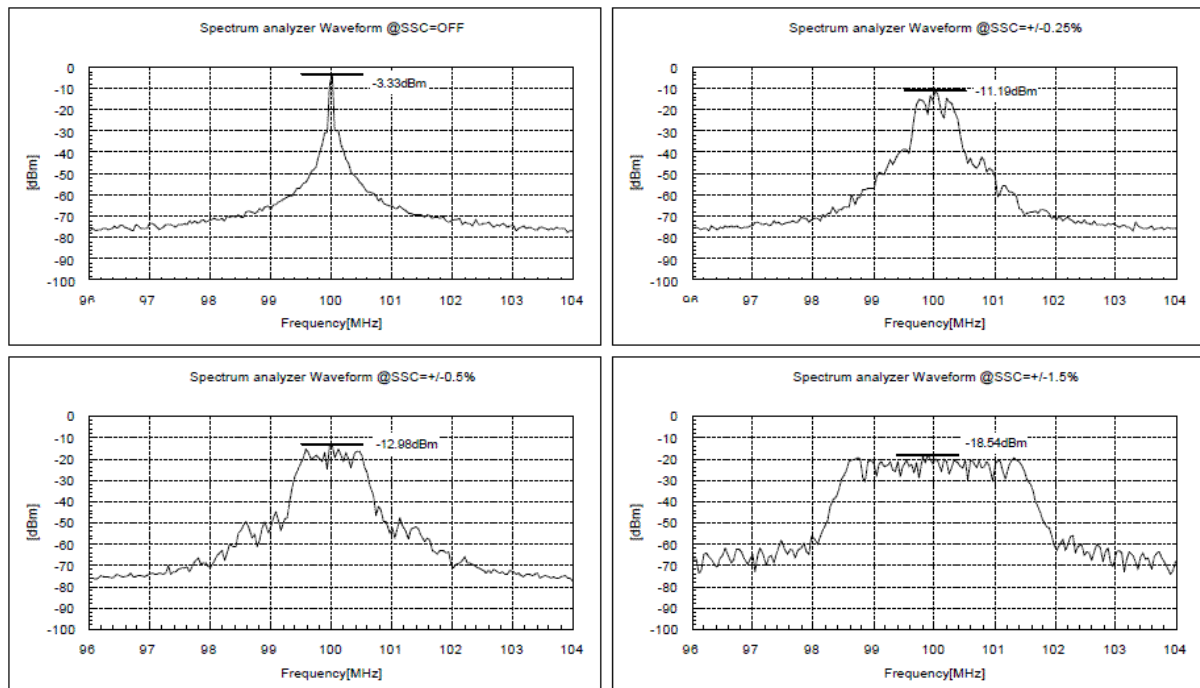


Figure 45 : variation du spectre en fonction de l'excursion en fréquence [11]

Comme la fréquence de variation de la fréquence d'horloge est au plus d'un millième de la fréquence d'horloge, le « jitter » c'est-à-dire l'instabilité du signal d'horloge reste faible.

6. Découplage des alimentations

Le rôle d'une capacité de découplage est de faire en sorte que l'impédance de l'alimentation soit la plus faible. Les conducteurs d'alimentation ont une impédance de type résistive et inductive. La partie inductive est causée par le champ magnétique généré par le passage du courant dans le conducteur d'aller et de retour. Un plan de masse joue un rôle favorable pour réduire l'inductance comme nous l'avons vu au paragraphe 2.1.1.

L'impédance de l'alimentation cause une variation de la tension d'alimentation en fonction du courant consommé par les circuits connectés à l'alimentation. Pour les circuits analogiques cette variation se répercute directement sur les tensions d'entrée et de sortie (caractérisé par le taux de réjection des tensions d'alimentation) des circuits. Pour les circuits numériques, la tolérance est plus grande mais XILINX dans [7] préconise de ne pas dépasser $\pm 5\%$ de variation.

Le découplage est assuré par plusieurs capacités placés en parallèle sur l'alimentation. Une capacité de forte valeur (typiquement qq 100 μF) permet d'obtenir une impédance faible en basse fréquence. Par ailleurs, les régulateurs de tension linéaires ou à découpage présente généralement une impédance faible jusqu'à quelques dizaines de kilo Hertz. La faible impédance apportée par la capacité de forte valeur est limité par la fréquence de résonance

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}$$

comme le montre la Figure 46. L'inductance L est la somme de l'inductance de la liaison et de l'inductance interne à la capacité.

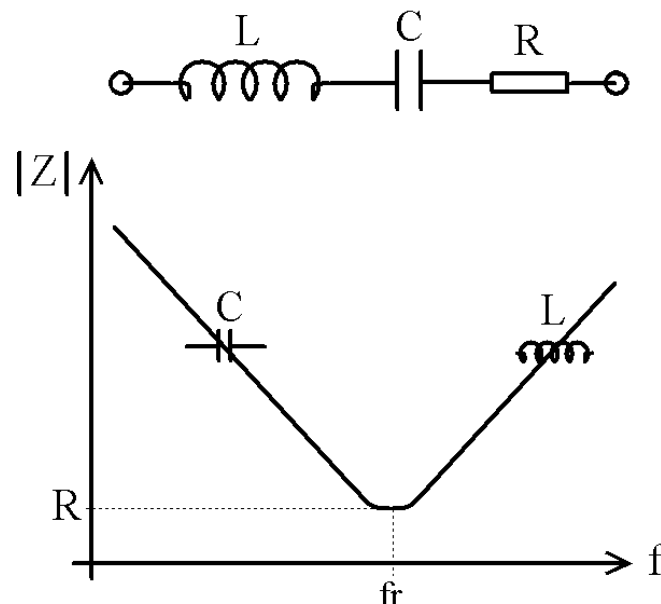


Figure 46 : schéma équivalent d'une capacité de découplage et module de son impédance en fonction de la fréquence

Des capacités de faibles valeurs et utilisant des boîtiers de faibles dimensions présenteront une inductance interne plus faible que des capacités de fortes valeurs. Ces capacités de faibles valeurs seront placées avantageusement aux bornes de l'alimentation de chaque circuit intégré. La Figure 47 illustre le placement de la capacité de découplage dans le cas d'un circuit imprimé multicouche. Les deux bornes de la capacité sont connectées par des liaisons les plus courtes possibles aux plans internes d'alimentations. L'inductance des vias est comprise entre 300 pH et 4 nH suivant sa géométrie. L'inductance de la piste d'alimentation dépend directement de l'aire du circuit comme représenté à la Figure 47.

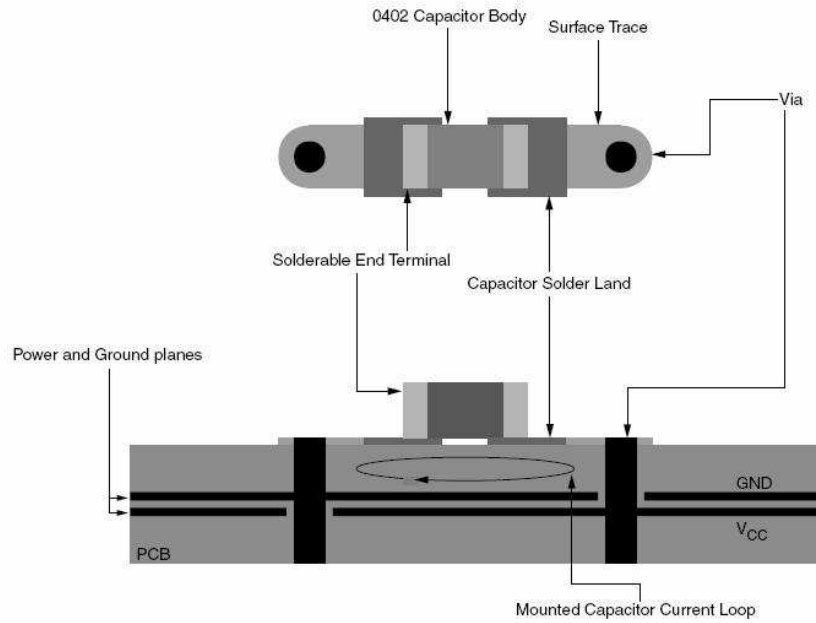


Figure 47 : placement de la capacité de découplage [7]

La Figure 48 donne plusieurs valeurs d'inductances en fonction de la longueur de connexion de la capacité aux plans d'alimentations. La piste doit être la plus courte possible et la plus large possible ; plusieurs vias en parallèle permettent de réduire l'inductance.

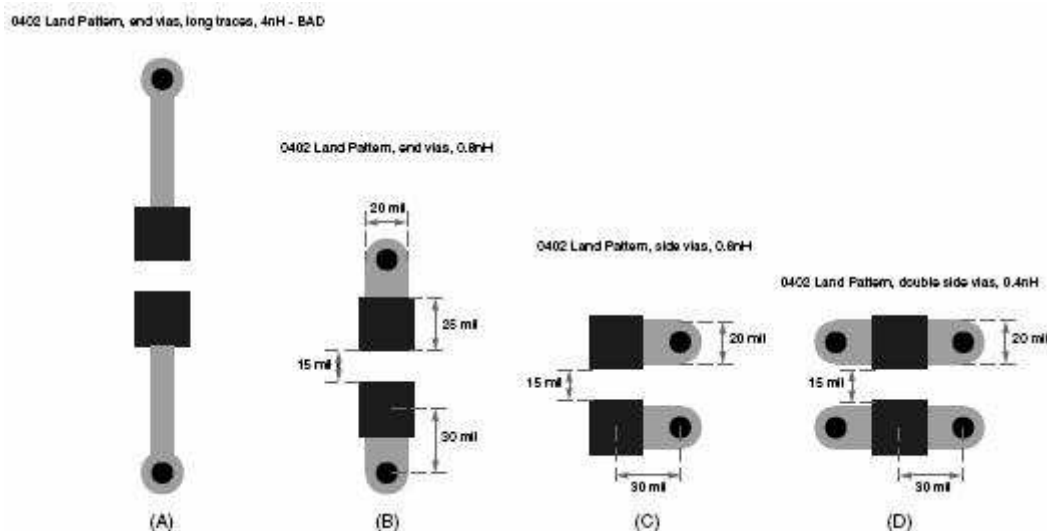


Figure 48 : inductance associée à la capacité de découplage [7]

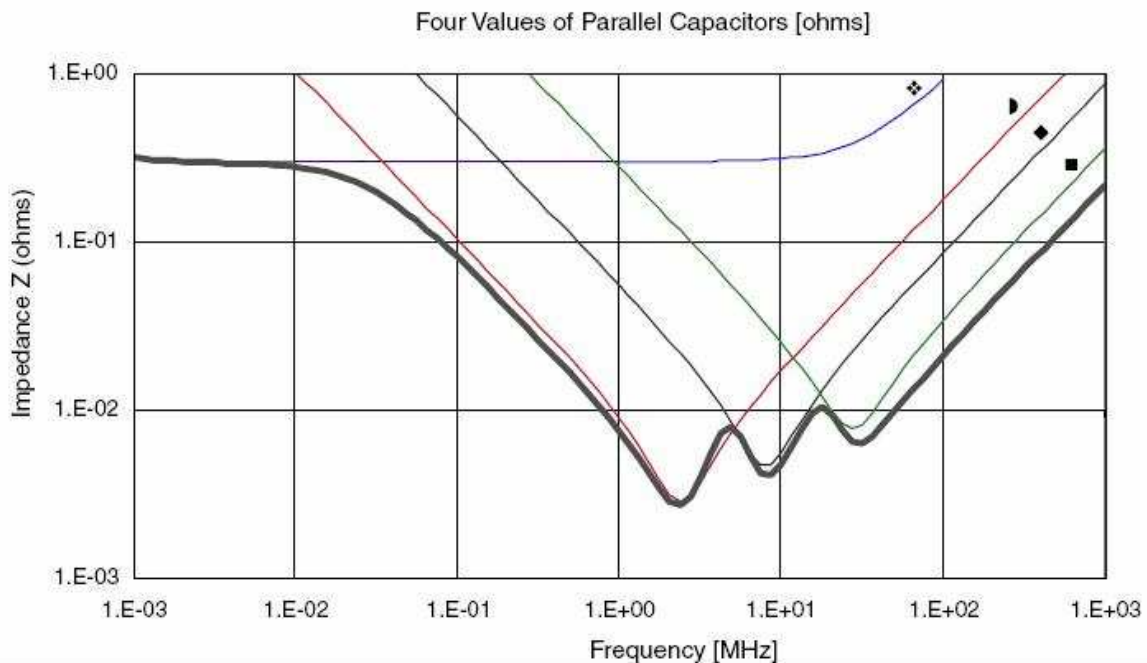
L'inductance également à prendre en compte est celle des plans d'alimentations. Ceux devront être les plus larges possibles et sans ouverture.

Dans le calcul suivant, nous déterminons la fréquence de résonance de la capacité seule et de la capacité utilisée dans un circuit imprimé. Capacité de type X7R. $C = 0.01 \mu\text{F}$ et $L = 0.9 \text{ nH}$.

La fréquence de résonance de la capacité est : $f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{0.9e-9 \times 0.01e-6}} = 53\text{MHz}$. Dans le

cas le plus défavorable de la Figure 48, l'inductance associée aux vias est de 4 nH. La fréquence de résonance est alors égale à : $f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{4.9e-9 \times 0.01e-6}} = 22\text{MHz}$.

L'impédance de l'alimentation pour plusieurs capacités de découplage placées en parallèle est représentée à la Figure 49. 26 capacités en parallèle (une pour chaque alimentation de circuit) permettent d'obtenir une impédance faible sur une large plage de fréquence.



Quantity	Symbol	Package	Capacitive Values (μF)	Parasitic Inductance (nH)	Parasitic Resistance (ohms)
2	◇	E	680	2.8	0.57
7	▴	0805	2.2	2.0	0.02
13	◆	0603	0.22	1.8	0.06
26	■	0402	0.022	1.5	0.20

Figure 49 : impédance de plusieurs capacités avec différents boîtiers et placées en parallèle [7]

7. Lignes couplées

7.1. Rappel sur la théorie des lignes

Le modèle d'une ligne sans perte est celui de la Figure 50. L et C sont des inductances linéiques ($H.m^{-1}$) et capacités linéiques ($F.m^{-1}$). Le paramètre Δx caractérise la longueur du segment de la ligne pour lequel le modèle présenté est valable. La longueur Δx doit être choisie de telle façon que $\Delta x \ll \lambda$ (λ : longueur d'onde).

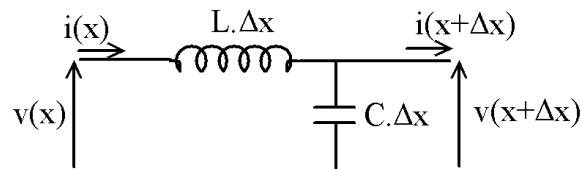


Figure 50 : modèle de la ligne sans perte

En écrivant la différence des tensions d'entrée et de sortie et la différence des courants d'entrée et de sortie, on obtient une équation dite des Télégraphistes. A partir de cette équation on met en évidence l'existence d'ondes incidentes et d'ondes réfléchies. Le rapport de la tension au courant à l'intérieur de la ligne donne l'impédance caractéristique Z_c . La vitesse de propagation v est définie par la relation ci-dessous :

$$Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}} \qquad v = \frac{1}{\sqrt{LC}}$$

7.1.1. Calcul de l'inductance linéique d'un câble coaxial

Nous calculons l'inductance externe. L'inductance interne qui correspond à l'énergie à l'intérieur du conducteur n'est pas prise en compte.

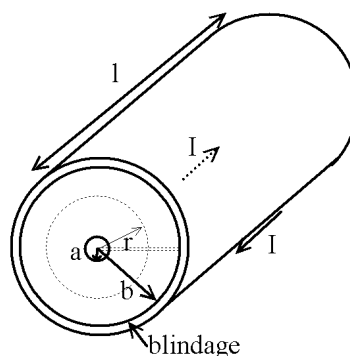


Figure 51 : coaxial

A est le rayon de l'âme et b le rayon du blindage. Pour calculer l'inductance, on calcule le flux magnétique généré par le courant à l'intérieur du câble coaxial. L'intégration du flux se fait

entre le rayon a et b. En effet, pour $r > b$ le flux est nul car il est vu de l'extérieur du câble deux courants de sens opposés. Le courant I circule dans l'âme et il revient par le blindage.

Appliquons le théorème d'Ampère :

$$\oint H \cdot dl = I \Rightarrow \oint \frac{B}{\mu_0} \cdot dl = \frac{B}{\mu_0} 2\pi r = I \Rightarrow B = \mu_0 \frac{I}{2\pi r}$$

$$\text{Le flux } \phi \text{ est : } \phi = L \cdot I = \iint B \cdot dS = l \int_a^b \mu_0 \frac{I}{2\pi r} dr = \mu_0 \frac{l}{2\pi} I [\ln r]_a^b = \mu_0 \frac{l}{2\pi} I \cdot \ln\left(\frac{b}{a}\right)$$

L'inductance linéique ($\text{H} \cdot \text{m}^{-1}$) L est donc : $L = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{b}{a}\right)$. Pour un câble coaxial standard,

$\frac{b}{a} = 3,6$. L'inductance est donc de $0,256 \mu\text{H}$ pour un mètre de longueur.

7.1.2. Capacité linéique du câble coaxial

Appliquons le théorème de Gauss pour déterminer le champ électrique E à l'intérieur du coaxial de la Figure 51. dS est un élément de surface, Q représente les charges liées à la tension.

$$\int E \cdot dS = \frac{Q}{\epsilon_0 \epsilon_r} \Rightarrow E \cdot 2\pi r \cdot l = \frac{Q}{\epsilon_0 \epsilon_r} \Rightarrow E = \frac{Q}{2\pi \epsilon_0 \epsilon_r \cdot r \cdot l}$$

$V_a - V_b$ est le potentiel entre l'âme et le blindage. Il se calcule par intégration du champ électrique entre a et b. Ainsi,

$$V_a - V_b = \int_a^b E \cdot dr = \frac{Q}{2\pi \epsilon_0 \epsilon_r \cdot l} \int_a^b \frac{1}{r} dr = \frac{Q}{2\pi \epsilon_0 \epsilon_r \cdot l} \ln\left(\frac{b}{a}\right)$$

On sait d'autre part que : $Q = C(V_a - V_b)$. Donc, $C = \frac{2\pi \epsilon_0 \epsilon_r}{\ln\left(\frac{b}{a}\right)}$. Il s'agit là encore d'une

capacité linéique en $\text{F} \cdot \text{m}^{-1}$. Dans les mêmes conditions que pour le coaxial présenté plus haut et avec $\epsilon_r = 2,3$, $C = 100 \text{ pF} \cdot \text{m}^{-1}$.

Il est important de noter que l'inductance et la capacité dépendent des dimensions de la ligne et de sa structure : forme des conducteurs, séparation, proximité de la masse...

Pour le câble coaxial considéré jusqu'à présent le calcul de Z_c et v donne :

$$Z_c = \sqrt{\frac{0,256 \cdot 10^{-6}}{100 \cdot 10^{-12}}} = 50 \Omega \quad \text{et} \quad v = \frac{1}{\sqrt{0,256 \cdot 10^{-6} \cdot 100 \cdot 10^{-12}}} \approx 2 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

Réciproquement, à partir de Z_c et v , il est possible de déterminer les valeurs de L et C à partir des relations suivantes :

$$L = \frac{Z_c}{v} \quad \text{et} \quad C = \frac{1}{Z_c \cdot v}$$

8. Exemples de lignes couplées [1]

La Figure 52 représente deux lignes couplées placées sur un substrat du type circuit imprimé. La ligne génératrice est alimentée par un signal impulsionnel et la ligne réceptrice est passive. Cette dernière est le siège de tensions et de courants qui sont générés par le passage du courant dans la ligne génératrice. Le couplage entre les deux lignes est du type électrique et magnétique.

Le couplage magnétique est généré par la circulation d'un courant dans la ligne génératrice. Une partie de ce champ magnétique est intercepté par la surface de la ligne réceptrice. Elle est donc le siège de tensions induites. Par la suite, nous modéliserons le couplage magnétique entre les deux lignes par un transformateur associé à une mutuelle inductance. La mutuelle inductance dépend de la nature du milieu séparant les deux lignes et dépend de la distance entre les deux lignes.

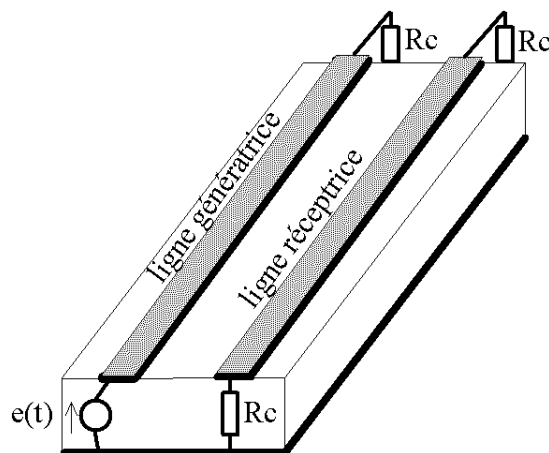


Figure 52 : lignes couplées

Le couplage électrique entre les deux lignes est engendré par le potentiel existant sur la ligne génératrice. Il donne naissance à un champ électrique entre les deux lignes. Le couplage électrique sera modélisé par la suite par un couplage sous forme de capacité intervenant entre les deux lignes. La capacité de couplage dépend de la distance entre les deux lignes, du diélectrique entre les deux lignes et de la surface des deux conducteurs.

8.1. Modèle des lignes couplées

Nous ferons le calcul pour deux lignes identiques placées l'une à côté de l'autre. Le modèle de la Figure 53 reprend donc deux schémas équivalents de deux lignes. Ce modèle est valable pour une longueur de ligne Δx . Il est rajouté un terme de couplage par mutuelle inductance $M \cdot \Delta x$ et un terme capacitif $\gamma \cdot \Delta x$ entre les deux lignes.

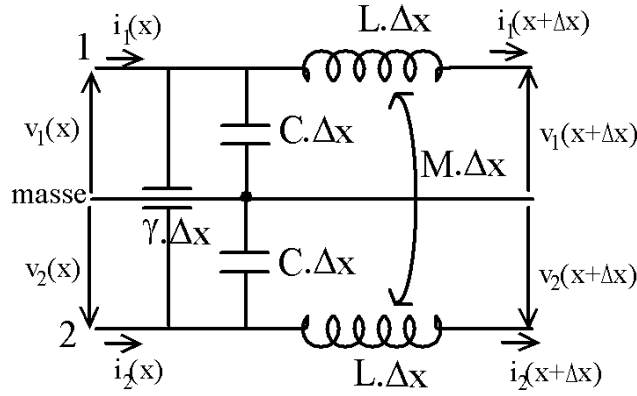


Figure 53 : schéma des lignes couplées

Les chutes de tensions aux bornes des inductances et le courant dans les capacités C et γ sont :

$$\begin{aligned}
 v_1(x+\Delta x) - v_1(x) &= -L\Delta x \frac{\partial i_1(x+\Delta x)}{\partial t} - M\Delta x \frac{\partial i_2(x+\Delta x)}{\partial t} \\
 v_2(x+\Delta x) - v_2(x) &= -L\Delta x \frac{\partial i_2(x+\Delta x)}{\partial t} - M\Delta x \frac{\partial i_1(x+\Delta x)}{\partial t} \\
 i_1(x+\Delta x) - i_1(x) &= -C\Delta x \frac{\partial v_1(x)}{\partial t} - \gamma\Delta x \frac{\partial (v_1(x) - v_2(x))}{\partial t} \\
 i_2(x+\Delta x) - i_2(x) &= -C\Delta x \frac{\partial v_2(x)}{\partial t} - \gamma\Delta x \frac{\partial (v_2(x) - v_1(x))}{\partial t}
 \end{aligned}$$

Quand $\Delta x \rightarrow 0$, on peut remplacer $\text{Lim} \frac{v(x+\Delta x) - v(x)}{\Delta x}$ par : $\frac{\partial v}{\partial x}$. D'autre part, pour soulager l'écriture on omet de placer les variables x et $x + \Delta x$. Les quatre équations deviennent :

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial v_1}{\partial x} &= -L \frac{\partial i_1}{\partial t} - M \frac{\partial i_2}{\partial t} \\
 \frac{\partial v_2}{\partial x} &= -L \frac{\partial i_2}{\partial t} - M \frac{\partial i_1}{\partial t} \\
 \frac{\partial i_1}{\partial x} &= -(C + \gamma) \frac{\partial v_1}{\partial t} + \gamma \frac{\partial v_2}{\partial t} \\
 \frac{\partial i_2}{\partial x} &= \gamma \frac{\partial v_1}{\partial t} - (C + \gamma) \frac{\partial v_2}{\partial t}
 \end{aligned}$$

Le terme $M \frac{\partial i_2}{\partial t}$ représente le couplage de la ligne 2 vers la ligne 1. Ce terme est souvent négligé car le couplage entre les deux lignes n'est pas favorable. Justifions ceci sur un exemple : supposons que 10 % de l'énergie transite de la ligne 1 vers la ligne 2 ; il vient que 10 % de cette énergie retourne vers la ligne 1. Le fait de négliger le terme $M \frac{\partial i_2}{\partial t}$ revient donc à négliger 1 % de l'énergie renvoyé de la ligne 2 vers la ligne 1. Avec le même raisonnement on peut négliger le terme $\gamma \frac{\partial v_2}{\partial t}$.

8.2. Résolution des équations

8.2.1. Tension sur la ligne 2

On est en présence de quatre équations et nous cherchons à déterminer l'allure de la tension sur la ligne 2. Prenons les transformées de Laplace des équations précédentes.

$$\frac{\partial v_1}{\partial x} = -LpI_1 \quad (1)$$

$$\frac{\partial v_2}{\partial x} = -LpI_2 - MpI_1 \quad (2)$$

$$\frac{\partial i_1}{\partial x} = -(C+\gamma)pV_1 \quad (3)$$

$$\frac{\partial i_2}{\partial x} = \gamma pV_1 - (C+\gamma)pV_2 \quad (4)$$

(1) et (3) donnent :

$$\frac{\partial^2 v_1}{\partial x^2} = L(C+\gamma)p^2V_1 \quad (5)$$

Pour que l'équation soit homogène, il est « naturel » de poser le terme $L(C+\gamma)$ comme étant l'inverse d'une vitesse au carré. Donc $v = \frac{1}{\sqrt{L(C+\gamma)}}$.

(2), (3) et (4) donnent :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 v_2}{\partial x^2} &= -Lp(\gamma pV_1 - (C+\gamma)pV_2) - Mp(-(C+\gamma)pV_1) \\ \frac{\partial^2 v_2}{\partial x^2} - L(C+\gamma)p^2V_2 &= (-L\gamma + M(C+\gamma))p^2V_1 \\ \frac{\partial^2 v_2}{\partial x^2} - L(C+\gamma)p^2V_2 &= \left(-\frac{\gamma}{(C+\gamma)} + \frac{M}{L}\right) \left(\frac{p}{v}\right)^2 V_1 \end{aligned} \quad (6)$$

Posons maintenant : $K = \frac{M}{L} \left(\frac{C+\gamma}{\gamma}\right)$ et $\alpha = \frac{\gamma}{C+\gamma}$. L'équation (6) est alors :

$$\frac{\partial^2 v_2}{\partial x^2} - L(C+\gamma)p^2V_2 = \alpha(K-1) \left(\frac{p}{v}\right)^2 V_1 \quad (7)$$

La solution de l'équation (5) est la somme d'une onde de tension se propageant dans le sens des $x > 0$ et dans le sens des $x < 0$:

$$V_1 = Ae^{-p\frac{x}{v}} + Be^{+p\frac{x}{v}} \quad (8)$$

Les deux constantes A et B sont à déterminer avec les conditions aux limites. Reportons (8) dans (7) :

$$\frac{\partial^2 v_2}{\partial x^2} - L(C+\gamma)p^2V_2 = A\alpha(K-1) \left(\frac{p}{v}\right)^2 e^{-p\frac{x}{v}} + B\alpha(K-1) \left(\frac{p}{v}\right)^2 e^{+p\frac{x}{v}} \quad (9)$$

La solution de l'équation (9) est la somme d'une solution générale de l'équation sans second membre et d'une solution particulière de l'équation avec second membre. La solution de l'équation sans second membre est :

$$V_2 = C e^{-p \frac{x}{v}} + D e^{+p \frac{x}{v}}$$

La solution particulière est de la forme :

$$V_2 = E e^{-p \frac{x}{v}} + F e^{+p \frac{x}{v}}$$

En calculant séparément E et F, on obtient la solution générale de l'équation (7) :

$$V_2 = \left(D - \alpha \frac{K-1}{2} \frac{x}{v} p A \right) e^{-p \frac{x}{v}} + \left(E + \alpha \frac{K-1}{2} \frac{x}{v} p B \right) e^{+p \frac{x}{v}} \quad (10)$$

A, B, D et E sont des constantes qui sont à préciser lors des conditions aux limites. Nous avons quatre inconnues, il faut donc quatre équations pour résoudre. Nous allons déterminer le courant I_2 et les relations entre la tension V_2 et le courant I_2 par l'intermédiaire des résistances d'entrée et de sortie de la ligne 2 nous donnera les quatre équations.

8.2.2. Courant sur la ligne 2

Déterminons maintenant le courant I_2 . La relation (1) nous donne le courant I_1 :

$$I_1 = -\frac{1}{Lp} \frac{\partial v_1}{\partial x} = \frac{1}{Lv} \left(A e^{-p \frac{x}{v}} - B e^{+p \frac{x}{v}} \right)$$

La quantité $L.v$ est homogène à une impédance caractéristique Z_c . La relation (2) nous fournit le courant I_2 .

$$I_2 = -\frac{1}{Lp} \left(\frac{\partial v_2}{\partial x} + Mp I_1 \right)$$

$$I_2 = -\frac{1}{Lp} \left(e^{-p \frac{x}{v}} \left(-D \frac{p}{v} + \alpha \frac{K-1}{2} \frac{x}{v^2} p^2 A - \alpha \frac{K-1}{2} \frac{1}{v} p A \right) + e^{+p \frac{x}{v}} \left(E \frac{p}{v} + \alpha \frac{K-1}{2} \frac{x}{v^2} p^2 B - \alpha \frac{K-1}{2} \frac{1}{v} p B \right) + \frac{Mp}{Lv} \left(A e^{-p \frac{x}{v}} - B e^{+p \frac{x}{v}} \right) \right)$$

$$I_2 = -\frac{1}{Lv} \left(e^{-p \frac{x}{v}} \left(-D + \alpha \frac{K-1}{2} \frac{x}{v} p A - \alpha \frac{K-1}{2} A + A \frac{M}{L} \right) + e^{+p \frac{x}{v}} \left(E + \alpha \frac{K-1}{2} \frac{x}{v} p B - \alpha \frac{K-1}{2} B - B \frac{M}{L} \right) \right)$$

$$I_2 = \frac{1}{Lv} \left(e^{-p \frac{x}{v}} \left(D - \alpha \frac{K+1}{2} A - \alpha \frac{K-1}{2} \frac{x}{v} p A \right) + e^{+p \frac{x}{v}} \left(-E + \alpha \frac{K+1}{2} B - \alpha \frac{K-1}{2} \frac{x}{v} p B \right) \right)$$

8.3. Etude d'un exemple

Supposons les lignes adaptées en entrée et en sortie comme représentée sur la Figure 54. Comme il n'existe pas d'ondes réfléchies, la tension et le courant sur la ligne 1 sont données par les relations suivantes :

$$V_1 = V(p) e^{-p \frac{x}{v}} \text{ et } I_1 = \frac{V(p)}{Rc} e^{-p \frac{x}{v}}.$$



Figure 54 : lignes chargées par leur impédance caractéristique

8.3.1. Expressions donnant la tension et le courant sur la ligne parasitée

Les autres relations se simplifient. On obtient deux équations qui décrivent la tension et le courant sur la ligne 2.

$$V_2(x) = \left(D - \alpha \frac{K-1}{2} \frac{x}{v} pV \right) e^{-p \frac{x}{v}} + E e^{+p \frac{x}{v}}$$

$$I_2(x) = \frac{1}{Lv} \left(e^{-p \frac{x}{v}} \left(D - \alpha \frac{K+1}{2} V - \alpha \frac{K-1}{2} \frac{x}{v} pV \right) - E \cdot e^{+p \frac{x}{v}} \right)$$

8.3.2. Déterminations des constantes D et E

Pour déterminer D et E, on écrit les conditions aux limites :

- En entrée de la ligne, en $x = 0$, on a : $V_2(0) = D + E = -Rc \cdot I_2(0)$

$$\text{et } I_2(0) = \frac{1}{Rc} \left(D - \alpha \frac{K+1}{2} V - E \right)$$

- En sortie de la ligne en $x = l$, $V_2(l) = \left(D - \alpha \frac{K-1}{2} \frac{l}{v} pV \right) e^{-p \frac{l}{v}} + E e^{+p \frac{l}{v}} = Rc \cdot I_2(l)$

$$\text{et } I_2(l) = \frac{1}{Rc} \left(e^{-p \frac{l}{v}} \left(D - \alpha \frac{K+1}{2} V - \alpha \frac{K-1}{2} \frac{l}{v} pV \right) - E \cdot e^{+p \frac{l}{v}} \right)$$

Nous avons deux équations et deux inconnues :

- En $x = 0$, $V_2(0) = -Rc \cdot I_2(0) \Rightarrow$

$$D + E = - \left(D - \alpha \frac{K+1}{2} V - E \right) \Rightarrow \boxed{D = \alpha \frac{K+1}{4} V}$$

- En $x = l$, $V_2(l) = Rc.I_2(l)$

$$V_2(l) = \left(D - \alpha \frac{K-1}{2} \frac{l}{v} pV \right) e^{-p \frac{l}{v}} + E e^{+p \frac{l}{v}} = \left(e^{-p \frac{l}{v}} \left(D - \alpha \frac{K+1}{2} V - \alpha \frac{K-1}{2} \frac{l}{v} pV \right) - E \cdot e^{+p \frac{l}{v}} \right)$$

$$\Rightarrow 2E e^{+p \frac{l}{v}} = \left(e^{-p \frac{l}{v}} \left(-\alpha \frac{K+1}{2} V \right) \right) \Rightarrow \boxed{E = -\alpha \frac{K+1}{4} V e^{-2p \frac{l}{v}}}$$

On reporte D et E dans les expressions de V_2 et I_2 et on obtient :

$$\boxed{\begin{aligned} V_2 &= \left(\alpha \frac{K+1}{4} V - \alpha \frac{K-1}{2} \frac{x}{v} pV \right) e^{-p \frac{x}{v}} - \alpha \frac{K+1}{4} V e^{-p \frac{2l-x}{v}} \\ I_2 &= \frac{1}{Rc} \left(e^{-p \frac{x}{v}} \left(-\alpha \frac{K+1}{4} V - \alpha \frac{K-1}{2} \frac{x}{v} pV \right) + \alpha \frac{K+1}{4} V e^{-p \frac{2l-x}{v}} \right) \end{aligned}}$$

8.4. Solutions des équations

A partir des 2 relations encadrées juste au dessus, en entrée de la ligne et pour en $x = 0$, on a pour la tension V_2 :

$$V_2(0) = D + E = \alpha \frac{K+1}{4} V - \alpha \frac{K+1}{4} V e^{-2p \frac{l}{v}} = \alpha \frac{K+1}{4} V \left(1 - e^{-2p \frac{l}{v}} \right)$$

En sortie de la ligne en $x = l$, on a pour la tension V_2 :

$$V_2(l) = -\alpha \frac{K-1}{2} \tau pV e^{-p \tau}$$

L'original des transformées de Laplace de $V_2(0)$ et $V_2(l)$ sont alors en remplaçant K et α par leurs valeurs :

$$v_2(t,0) = \alpha \frac{K+1}{4} V (v(t) - v(t-2\tau)) = \frac{\gamma}{C+\gamma} \frac{M \left(\frac{C+\gamma}{\gamma} \right)^{+1}}{4} V [v(t) - v(t-2\tau)] = \frac{V}{4} \left(\frac{M}{L} + \frac{\gamma}{C+\gamma} \right) [v(t) - v(t-2\tau)]$$

$$v_2(t,l) = -\alpha \frac{K-1}{2} \tau \frac{d(v(t-\tau))}{dt} V = -\frac{\gamma}{C+\gamma} \frac{M \left(\frac{C+\gamma}{\gamma} \right)^{-1}}{2} \tau \frac{d(v(t-\tau))}{dt} V = \frac{V}{2} \left(\frac{M}{L} - \frac{\gamma}{C+\gamma} \right) \tau \frac{d(v(t-\tau))}{dt}$$

$v(t)$ est un signal de la Figure 55 et avec une amplitude unitaire.

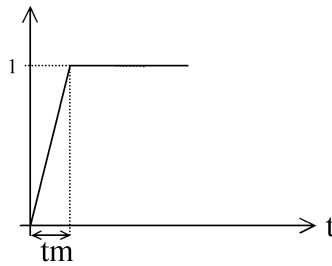


Figure 55 : allure du signal sur la ligne parasitante

La dérivée est non nulle uniquement pendant la durée t_m . On peut écrire alors :

$$v_2(t,l) = -\frac{V}{2} \left(\frac{M}{L} - \frac{\gamma}{C+\gamma} \right) \frac{\tau}{t_m}$$

8.5. Allure des signaux sur la ligne parasitée

On considère le schéma de la Figure 54. La tension d'entrée est de la même forme que le signal de la Figure 55. Les tensions en entrée et en sortie de la ligne parasitée sont données par les expressions précédentes et leur forme en fonction du temps est donnée à la Figure 56. Sur la ligne parasitée il apparaît deux tensions qui sont appelées : onde arrière pour celle qui apparaît en arrière de la ligne 2 et l'onde avant pour la tension qui apparaît en avant de la ligne 2. La largeur de l'onde arrière est de 2τ tandis que la largeur de l'onde avant est de t_m . L'onde avant apparaît décalée de τ . Les amplitudes de l'onde arrière et de l'onde avant dépendent des paramètres $K = \frac{M}{L} \left(\frac{C+\gamma}{\gamma} \right)$ et $\alpha = \frac{\gamma}{C+\gamma}$. Ceux ci sont caractéristiques de la ligne.

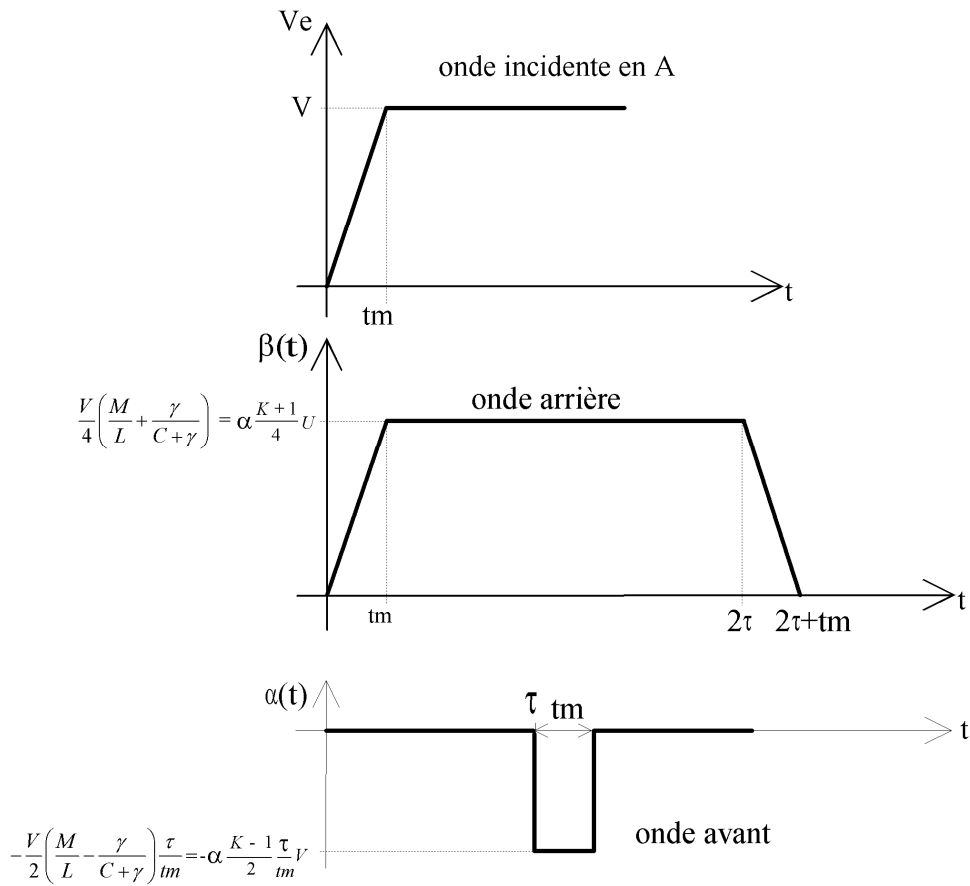


Figure 56 : allure de l'onde arrière et de l'onde avant

8.6. Impédance et vitesse de mode commun et de mode différentielle

L'amplitude de l'onde avant et de l'onde arrière donnée dans le paragraphe précédent dépend de la configuration des lignes : pour certaines lignes le couplage magnétique est prédominant tandis que pour d'autres c'est le couplage électrique qui est le plus important.

Nous allons calculer les vitesses et les impédances caractéristiques en mode différentiel et en mode commun et nous montrerons que dans le cas d'égalité des 2 vitesses, l'onde avant s'annule.

8.6.1. Rappel sur le mode commun et le mode différentiel

Quand on a une liaison constituée d'au moins 2 conducteurs, les tensions de mode commun et de mode différentiel appliqué sur la liaison sont différentes. L'effet des 2 tensions est similaire si on considère séparément une tension de mode commun \$v_{mc}\$ et de mode différentielle \$v_{md}\$ calculée à partir des relations suivantes :

$$v_{mc} = \frac{v_1 + v_2}{2} \text{ et } v_{md} = v_1 - v_2$$

\$V_1\$ et \$V_2\$ sont les tensions présentes sur la liaison. Les générateurs équivalents permettant de reproduire ces mêmes tensions sont représentées à la Figure 57.

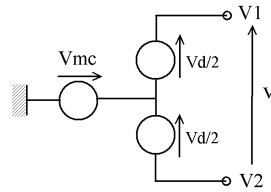


Figure 57 : générateurs de mode commun et de mode différentiel

Pour prendre un exemple simple considérons le schéma de la Figure 58 : il est appliqué 2 tensions sur 2 conducteurs et ces tensions sont remplacées par les générateurs délivrant une tension de mode commun et de mode différentiel.

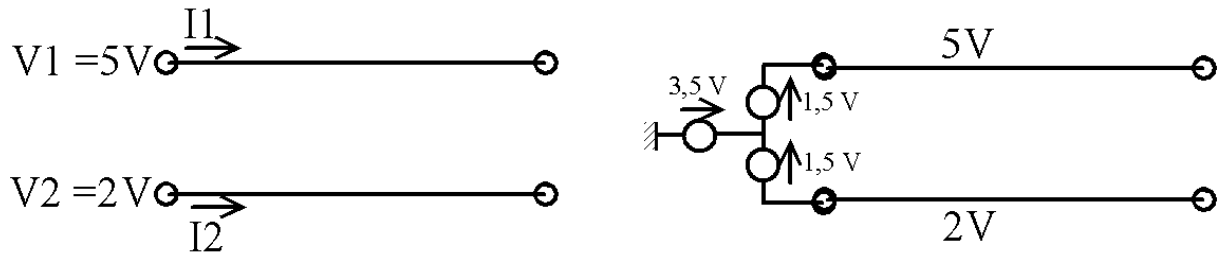


Figure 58 : exemple d'utilisation du mode commun et du mode différentiel

Dans le cas du mode commun, $V1 = V2$ et $I1 = I2$. Dans le cas du mode différentiel, $V1 = -V2$ et $I1 = -I2$.

Nous allons étudier le schéma équivalent des 2 lignes en mode commun et en mode différentiel.

8.7. Matrice capacité et inductance d'une ligne couplée

8.7.1. Matrice capacité

D'après la Figure 59, nous pouvons exprimer les courants $I1$ et $I2$ pour calculer la capacité équivalente :

$$I_1 = C\Delta x \frac{\partial V_1}{\partial t} + \gamma\Delta x \frac{\partial(V_1 - V_2)}{\partial t} = (C + \gamma)\Delta x \frac{\partial V_1}{\partial t} - \gamma\Delta x \frac{\partial(V_2)}{\partial t}$$

$$I_2 = \gamma\Delta x \frac{\partial(V_2 - V_1)}{\partial t} + C\Delta x \frac{\partial V_2}{\partial t} = -\gamma\Delta x \frac{\partial(V_1)}{\partial t} + (C + \gamma)\Delta x \frac{\partial V_2}{\partial t}$$

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C + \gamma & -\gamma \\ -\gamma & C + \gamma \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix}$$

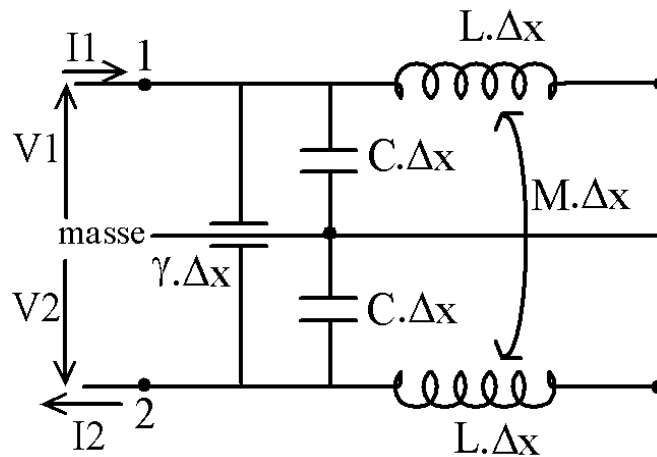


Figure 59 : schéma équivalent en commun

8.7.2. Matrice inductance

D'après la Figure 59, on détermine les relations suivantes :

$$V_1 = L\Delta x \frac{\partial I_1}{\partial t} + M\Delta x \frac{\partial I_2}{\partial t}$$

$$V_2 = M\Delta x \frac{\partial I_1}{\partial t} + L\Delta x \frac{\partial I_2}{\partial t}$$

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} L & M \\ M & L \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix}$$

8.7.3. Impédance et vitesse de mode commun

Nous allons déterminer le modèle inductif et le modèle capacitif équivalent à partir des relations précédentes. On considère $V_1 = V_2$ et $I_1 = I_2$.

8.7.4. Capacité équivalente

En considérant uniquement les capacités de la Figure 59, on obtient :

$$I_1 = C\Delta x \frac{\partial V_1}{\partial t} \text{ et } I_2 = C\Delta x \frac{\partial V_1}{\partial t}$$

La capacité équivalente est : $C_{MC} = C$.

8.7.5. Inductance équivalente

L'inductance équivalente est : $L_{MC} = (L + M)$

8.7.6. Vitesse et impédance caractéristique en mode commun

A partir des 2 relations précédentes, on calcule la vitesse de mode commun et l'impédance caractéristique en mode commun. On obtient :

$$v_{MC} = \frac{1}{\sqrt{(L+M)C}} \quad \text{et} \quad Z_{MC} = \sqrt{\frac{(L+M)}{C}}$$

8.8. Impédance et vitesse de mode différentiel

Le générateur équivalent est connecté en commun sur les 2 entrées des lignes par rapport à la masse. Le schéma équivalent est sur la Figure 60.

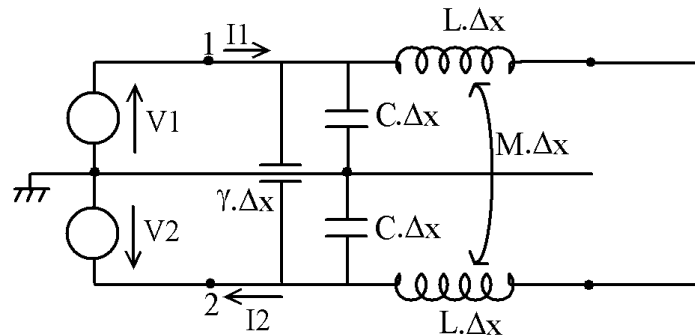


Figure 60 : schéma équivalent en mode différentiel

8.8.1. Capacité équivalente

On a les expressions suivantes :

$$I_1 = C\Delta x \frac{\partial V_1}{\partial t} + \gamma\Delta x \frac{\partial (V_1 - V_2)}{\partial t} = (C + 2\gamma)\Delta x \frac{\partial V_1}{\partial t} \quad \text{et} \quad I_2 = C\Delta x \frac{\partial V_2}{\partial t} + \gamma\Delta x \frac{\partial (V_2 - V_1)}{\partial t} = (C + 2\gamma)\Delta x \frac{\partial V_2}{\partial t}$$

La capacité équivalente est : $C_{MD} = C + 2.\gamma$.

8.8.2. Inductance équivalente

La tension aux bornes d'une inductance est : $U_{L1} = L \frac{\partial I_1}{\partial t} - M \frac{\partial I_2}{\partial t}$

Les 2 inductances sont en parallèle. $Leq = L - M$.

8.8.3. Vitesse et impédance caractéristique en mode différentiel

La vitesse et l'impédance caractéristique en mode différentiel sont :

$$v_{MD} = \frac{1}{\sqrt{(C + 2.\gamma).(L - M)}} \quad \text{et} \quad Z_{MD} = \sqrt{\frac{L - M}{C + 2\gamma}}$$

8.9. Etude d'un exemple

A titre d'exemple, nous étudions avec le logiciel Hyperlynx le circuit imprimé multi couches de la

Figure 61. Nous testons la diaphonie (le couplage) entre les 2 lignes supérieures. On constate d'après les résultats de simulation que l'impédance de mode commun et de mode différentiel sont très différentes.

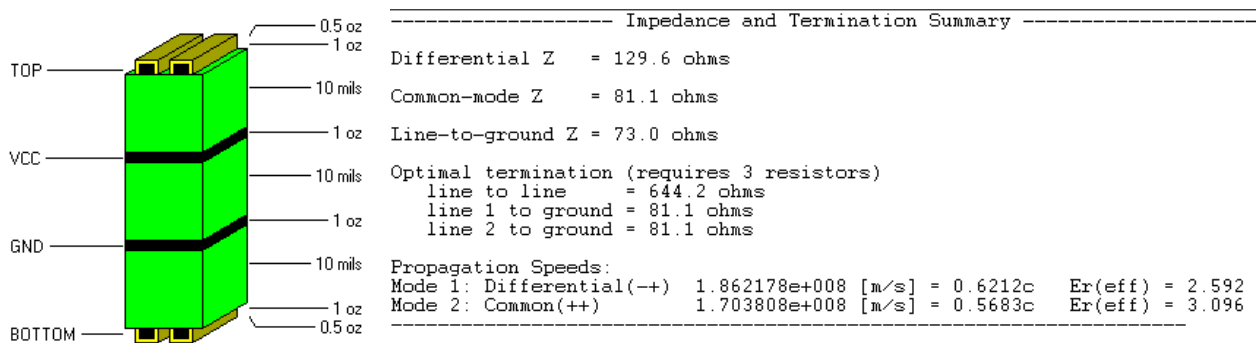


Figure 61 : circuit multi couches et résultat de simulation sur Hyperlynx

Les vitesses de mode commun et de mode différentielle sont également très différentes. La Figure 62 montre les lignes d'iso valeurs pour le mode différentiel sur la gauche et pour le mode commun sur la droite. Le champ magnétique tourne autour des conducteurs et le champ électrique est placé entre les conducteurs ou entre ces derniers et la ligne Vcc.

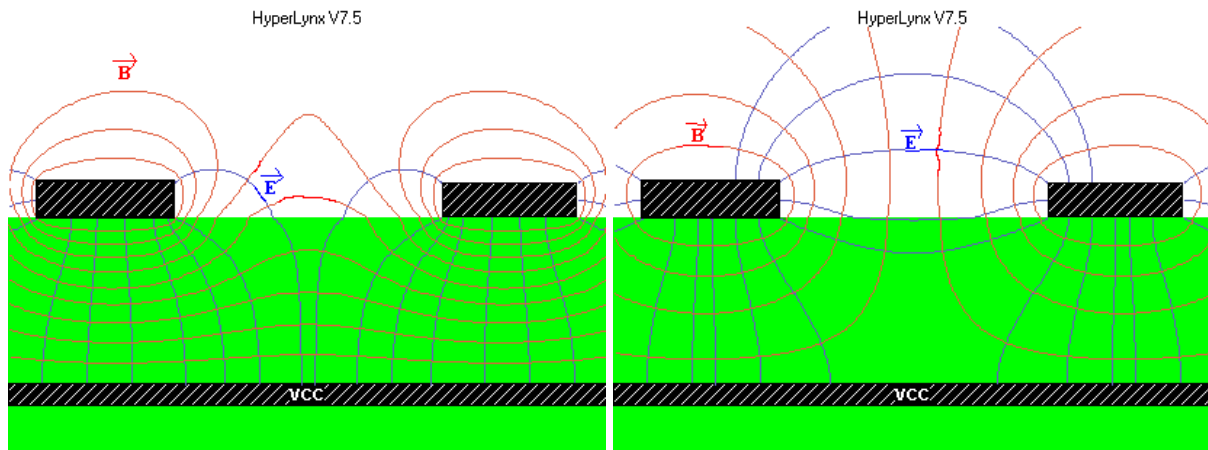


Figure 62 : allure des lignes de champ magnétique et du champ électrique pour 2 lignes en mode différentiel sur la gauche et en mode commun sur la droite

8.10. Conditions sur l'égalité des vitesses de mode commun et de mode différentielle

A partir des 2 relations donnant la vitesse en mode commun et en mode différentiel, on obtient :

$$v_{MD} = v_{MC} \Rightarrow \frac{1}{\sqrt{(L+M)C}} = \frac{1}{\sqrt{(L-M)(C+2\gamma)}}$$

$$MC = -MC + 2\gamma(L-M)$$

$$M(2C+2\gamma) = 2\gamma L$$

$$\frac{M}{L} = \frac{\gamma}{C+\gamma}$$

Cette dernière relation montre que $K = 1$. Dans le cas d'un diélectrique homogène l'onde avant de valeur $v_2(t,l) = -\frac{V}{2} \left(\frac{M}{L} - \frac{\gamma}{C+\gamma} \right) \frac{\tau}{tm}$ est donc nulle.

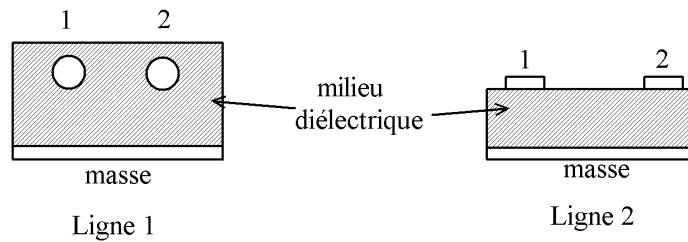


Figure 63 : 2 exemples de lignes

Les vitesses de transmission en mode différentielle v_{MD} (entre les 2 conducteurs 1 et 2) et de mode commun v_{MC} (1 et 2 relié ensemble par rapport à la masse) ne sont pas les mêmes pour les lignes 1 et 2 de la Figure 63.

Dans le cas de la ligne 1, le diélectrique est homogène (il entoure les lignes de façon que la propagation en mode commun ou en mode différentiel soit fixé par le même milieu) et

$$v_{MC} = v_{MD} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}}$$

(c est la vitesse de la lumière et ϵ_r est la constante diélectrique du matériau

diélectrique). Dans le cas de la ligne 2, il n'y a pas d'égalité des vitesses et $v_{MC} \approx \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}}$ tandis

que en mode différentiel une partie de l'énergie est transmise dans l'air tandis que l'autre partie est transmise dans le diélectrique.

9. Efficacité de blindage d'un matériau plan

Nous étudions dans les paragraphes suivants l'effet du blindage. Ce blindage est constitué de feuilles métalliques. Les feuilles métalliques qui constituent le blindage ont pour but d'atténuer le champ électromagnétique.

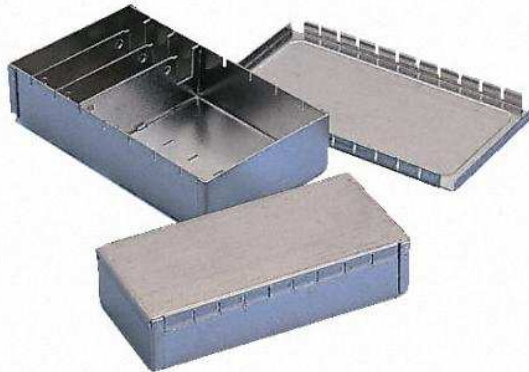


Figure 64 : boîtier métallique réalisant un blindage

Nous verrons dans les paragraphes suivants que tous les matériaux ne sont pas équivalents pour atténuer les champs électromagnétiques. Nous traiterons de l'efficacité de blindage pour différents matériaux en fonction de la fréquence, et distinctement pour les champs électriques et pour les champs magnétiques. Nous traiterons dans un premier temps de l'efficacité de blindage pour des matériaux plans sans tenir compte des effets de bord.

Ensuite, nous envisagerons le cas d'ouverture et de discontinuités dans le blindage qui diminue l'efficacité de blindage globale.

9.1. Introduction

Le blindage est en général employé en dernier ressort car c'est une solution lourde et souvent onéreuse. Avant d'employer cette solution, on a cherché à augmenter l'immunité électromagnétique du circuit perturbé et, on a cherché à diminuer l'amplitude du champ électromagnétique délivré par le perturbateur.

On distingue 2 cas d'emploi du blindage :

- soit pour limiter l'émission des champs vers l'extérieur

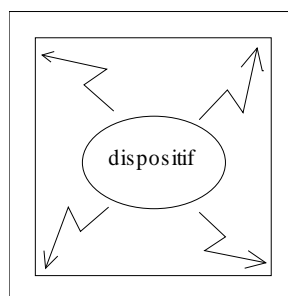


Figure 65 : blindage des perturbations intérieures

- soit pour protéger des sources de perturbations

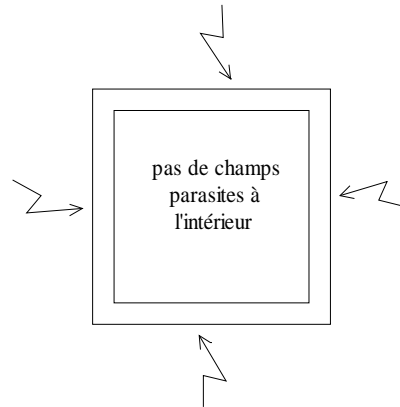


Figure 66 : blindage des perturbations extérieures

Protéger une partie du système est une chose, mais il faut que l'ensemble satisfasse aux normes de CEM. Par exemple, si on désire augmenter l'immunité d'un circuit placé physiquement sur un circuit imprimé, on place le CI dans une boîte métallique ; mais si les entrées de l'extérieur vers le CI ne sont pas protégées, les champs électromagnétiques pourront transiter via les entrées vers l'extérieur.

La diminution du champ électromagnétique par le blindage dépend de plusieurs facteurs :

- Suivant que la source qui génère les champs parasites se trouve proche ou au contraire loin du circuit perturbé. On parle de **champ proche** ou de **champ lointain**. D'autre part, l'efficacité de blindage n'est pas la même suivant que le champ incident est à prédominance de champ électrique ou de champ magnétique.
- La diminution du champ dépend du type de matériau, de l'épaisseur du matériau, de la forme du blindage, de la présence d'ouvertures, et de la direction et de la polarisation du champ incident. La fréquence du champ incident est également un paramètre très important.

L'efficacité de blindage est donnée par les expressions suivantes :

$$\text{Pour le champ électrique : } S_E = 20 \cdot \log \left(\frac{E_{\text{incident}}}{E_{\text{transmis}}} \right) \text{ en décibel}$$

$$\text{Pour le champ magnétique : } S_H = 20 \cdot \log \left(\frac{H_{\text{incident}}}{H_{\text{transmis}}} \right) \text{ en décibel.}$$

Le champ transmis étant au plus égal au champ incident, S_E et S_H sont nécessairement supérieures à 0 dB.

La Figure 67 montre les modifications du champ magnétique qui sont engendrées par le passage d'un courant dans un conducteur placé à proximité d'un blindage. L'étude est faite pour deux fréquences : 100 Hz à gauche et 1 MHz à droite. Sur la Figure 67 à droite, les courants induits développés dans le matériau du blindage s'opposent à la pénétration du champ magnétique quand la fréquence est élevée.

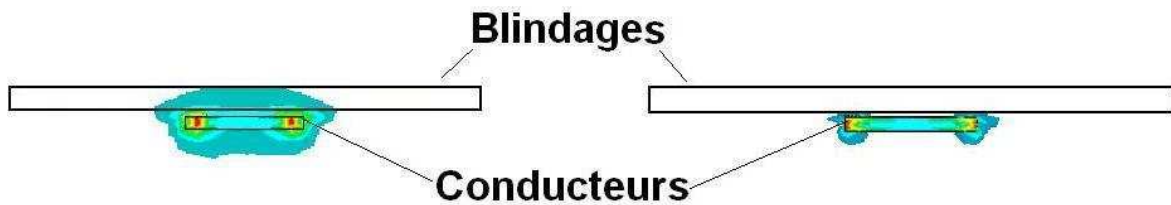


Figure 67 : interaction du champ magnétique avec un matériau conducteur

9.2. Les expressions du champ électromagnétique

Comme l'expression de l'efficacité de blindage est différente pour le champ électrique et le champ magnétique, on doit déterminer si la source émet davantage de champ électrique ou davantage de champ magnétique. Une forte tension est à l'origine d'un fort champ électrique, et un fort courant à l'origine d'un champ magnétique élevé, ceci étant valable lorsque l'on se trouve proche de la source.

Nous donnerons les expressions du champ électromagnétique dans le cas du dipôle rayonnant et dans le cas de la boucle rayonnante.

9.2.1. Dipôle rayonnant

Un courant circulant dans le conducteur de longueur l entre les points A et B sur la Figure 68 génère une variation de charges aux points A et B.

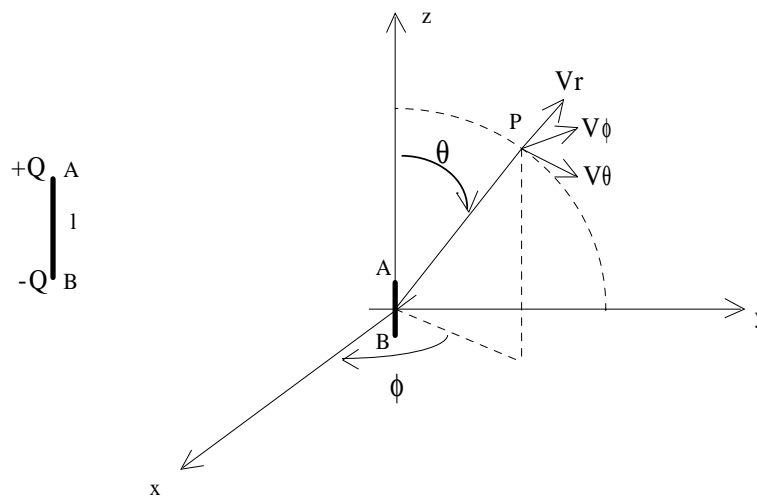


Figure 68 : dipôle rayonnant

Lorsqu'il y a accumulation de charges en A et en B, cela donne naissance à un champ électrique. Le courant alternatif entre A et B génère un champ magnétique qui est en quadrature avec le champ électrique puisqu'une accumulation de charges en A et B, génère un champ électrique et que le courant est alors nul. Le calcul des 3 composantes du champ au point P à la distance r du conducteur AB en coordonnées sphériques, donne les expressions suivantes :

$$E_{\theta} = \frac{I.l.\sin\theta}{j.4.\pi.\omega.\epsilon_0.r^3} \left(1 + j.2.\pi.\frac{r}{\lambda} - 4.\pi^2.\frac{r^2}{\lambda^2} \right) .e^{-j.2.\pi.\frac{r}{\lambda}}$$

$$E_r = \frac{I.l.\cos\theta}{j.2.\pi.\omega.\epsilon_0.r^3} \left(1 + j.2.\pi.\frac{r}{\lambda} + 0 \right) .e^{-j.2.\pi.\frac{r}{\lambda}}$$

$$H_{\phi} = \frac{I.l.\sin\theta}{j.4.\pi.r^2} \left(1 + j.2.\pi.\frac{r}{\lambda} + 0 \right) .e^{-j.2.\pi.\frac{r}{\lambda}}$$

Ces expressions peuvent se simplifier suivant que l'on se situe en champ proche ou en champ lointain. Le terme $\frac{r}{\lambda}$ est plus ou moins important suivant la distance ou l'on se trouve par rapport à la source.

En champ proche, $\frac{r}{\lambda}$ négligeable, les expressions précédentes se ramènent à :

$$E_{\theta} = \frac{I.l.\sin\theta}{j.4.\pi.\omega.\epsilon_0.r^3} .e^{-j.2.\pi.\frac{r}{\lambda}}$$

$$E_r = \frac{I.l.\cos\theta}{j.2.\pi.\omega.\epsilon_0.r^3} .e^{-j.2.\pi.\frac{r}{\lambda}}$$

$$H_{\phi} = \frac{I.l.\sin\theta}{j.4.\pi.r^2} .e^{-j.2.\pi.\frac{r}{\lambda}}$$

En champ lointain, on retrouve les caractéristiques de l'onde plane : E_{θ} et H_{ϕ} sont transversaux et se déplacent à une même vitesse c. D'autre part, $\frac{E_{\theta}}{H_{\phi}} = \frac{1}{\epsilon_0.c} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 377 \Omega$.

9.2.2. Boucle rayonnante

La boucle S est parcourue par un courant sinusoïdal d'amplitude I et de pulsation ω et ses dimensions sont petites devant r et λ .

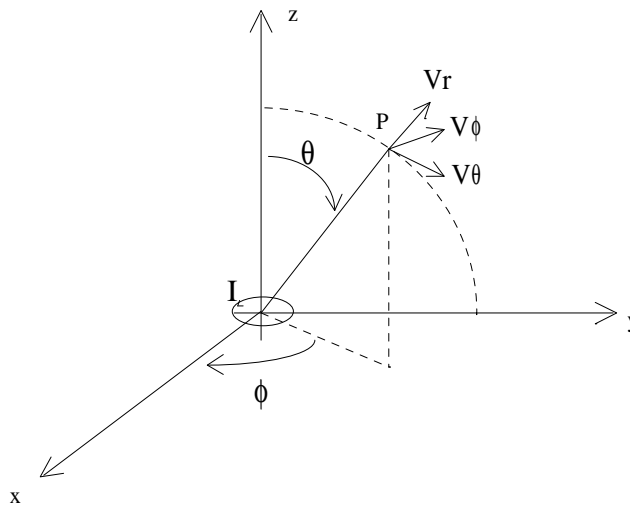


Figure 69 : boucle rayonnante

Les expressions complètes donnant le champ électromagnétique à la distance r de la source sont :

$$H_{\theta} = \frac{I.S.\sin\theta}{4.\pi.r^3} \left(1 + j.2.\pi.\frac{r}{\lambda} - 4.\pi^2.\frac{r^2}{\lambda^2} \right) e^{-j.2.\pi.\frac{r}{\lambda}}$$

$$H_r = \frac{I.S.\cos\theta}{2.\pi.r^3} \left(1 + j.2.\pi.\frac{r}{\lambda} \right) e^{-j.2.\pi.\frac{r}{\lambda}}$$

$$E_{\phi} = j \frac{\pi.I.S.\sin\theta}{\omega.\epsilon_0.\lambda^2.r^2} \left(1 + j.2.\pi.\frac{r}{\lambda} \right) e^{-j.2.\pi.\frac{r}{\lambda}}$$

En champ proche, quand $\frac{r}{\lambda}$ est négligeable, les expressions se ramènent à :

$$H_{\theta} = \frac{I.S.\sin\theta}{4.\pi.r^3} e^{-j.2.\pi.\frac{r}{\lambda}}$$

$$H_r = \frac{I.S.\cos\theta}{2.\pi.r^3} e^{-j.2.\pi.\frac{r}{\lambda}}$$

$$E_{\phi} = j \frac{\pi.I.S.\sin\theta}{\omega.\epsilon_0.\lambda^2.r^2} e^{-j.2.\pi.\frac{r}{\lambda}}$$

En champ lointain les expressions se ramènent à :

$$H_{\theta} = -\frac{\pi.I.S.\sin\theta}{\lambda^2.r} e^{-j.2.\pi.\frac{r}{\lambda}}$$

$$H_r = 0$$

$$E_{\phi} = -\frac{\pi.I.S.\sin\theta}{\epsilon_0.c.\lambda^2.r^2} e^{-j.2.\pi.\frac{r}{\lambda}}$$

Les champs électriques et magnétiques sont en phase et se déplacent à la même vitesse.

9.3. Impédance d'onde du champ électromagnétique

C'est le rapport de la composante de champ électrique à la composante de champ magnétique.

En champ lointain, on retrouve $\frac{E}{H} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 377 \Omega$. En champ proche l'impédance d'onde

dépend de la source. S'il s'agit d'une source de courant avec une tension faible, on est à prédominance magnétique, $\frac{E}{H} < 377 \Omega$. Si c'est une source de forte tension sous faible

courant, le champ électrique est prédominant. $\frac{E}{H} > 377 \Omega$.

En synthèse de ceci, on a l'habitude de représenter l'impédance d'onde en fonction du rapport

$$\frac{\frac{r}{\lambda}}{2.\pi}$$

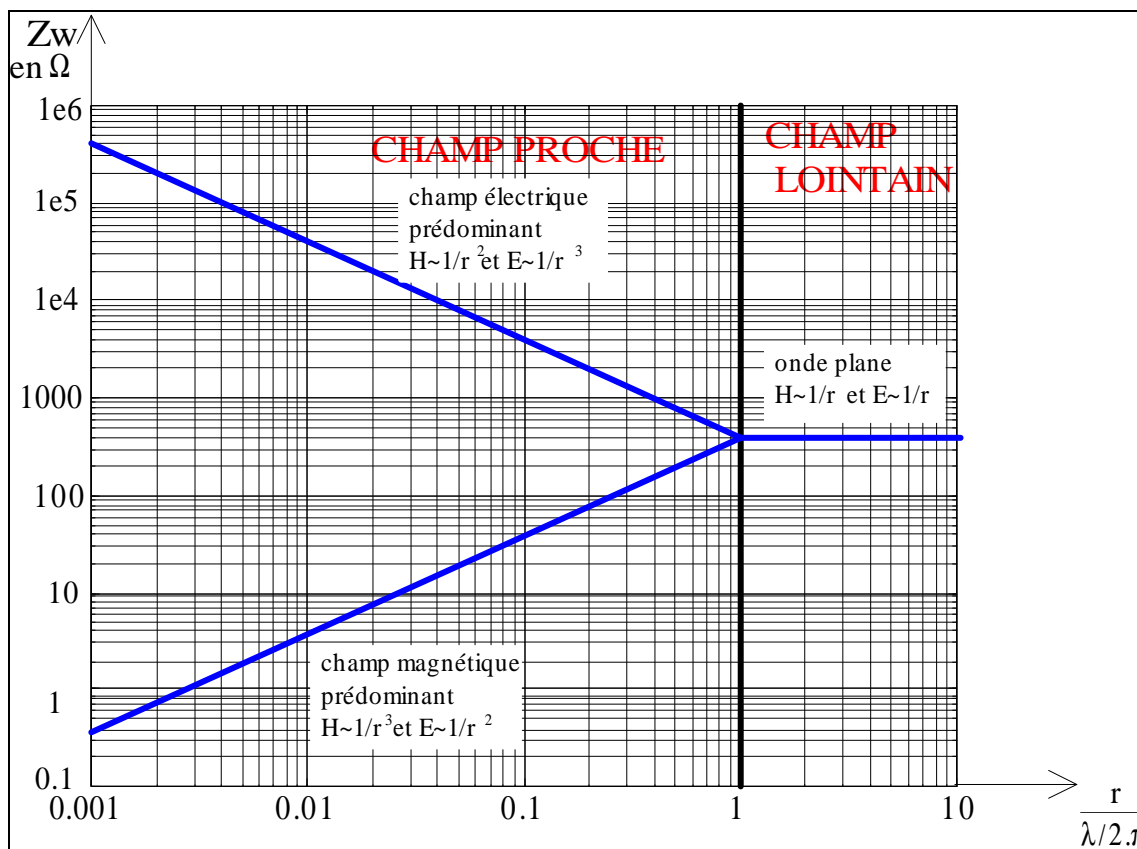


Figure 70 : impédance d'onde Z_w en fonction de la distance r et de la longueur d'onde λ

Si on se trouve proche de la source, l'impédance d'onde dépend de la source. Si l'on est loin, l'impédance est fixée par le milieu. Les termes proche et loin sont fixés par le rapport $\frac{r}{\frac{\lambda}{2\pi}}$.

r est la distance de la mesure à la source d'émission, et λ la longueur d'onde. Pour des fréquences inférieures à 1 MHz, la longueur d'onde est supérieure à 300 m et le rapport $\frac{\lambda}{2\pi}$ supérieur à 50 m. Pour des fréquences inférieures à 1 MHz, on est toujours en champ proche.

9.4. Choix du matériau constituant le blindage

En fonction du type de source, en fonction de la distance à laquelle on se trouve de la source, on sait si on est à prédominance de champ électrique ou de champ magnétique. L'efficacité de blindage dépend du type de matériau, de la fréquence des champs, de l'épaisseur du blindage, de la présence d'ouvertures et de la forme du blindage.

Nous ne ferons l'étude que du blindage plan pour simplifier l'exposé et nous considérons toujours que l'incidence de l'onde électromagnétique est normale au blindage (on se place dans le pire cas).

Quand un champ électromagnétique arrive sur une plaque, une partie est réfléchi, une partie est absorbée par la matériau (se traduisant par un échauffement) et l'autre partie transmise de l'autre côté du matériau. C'est ce qu'exprime la relation ci-dessous en donnant S l'efficacité

de blindage, qui est la somme des pertes par réflexion R , de l'absorption A et de B , un terme qui tient compte des réflexions multiples dans le matériau.

$$S = R + A + B$$

9.4.1. Impédance d'un milieu

L'impédance d'un milieu caractérisé par sa conductivité σ , sa perméabilité μ et sa permittivité ϵ est donné par la relation : $Z_0 = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\epsilon}}$. Pour un isolant la conductivité est très faible, on

retrouve $\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = \sqrt{\frac{4\pi 10^{-7}}{0.885 10^{-11}}} = 377 \Omega$. Pour un bon conducteur, $Z_0 = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma}} = \sqrt{\frac{\omega\mu}{2\sigma}}(1 + j)$.

9.4.2. Epaisseur de peau

L'épaisseur de peau est donnée par l'expression suivante : $\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi \mu \sigma f}}$. Cette expression est pratique pour représenter la pénétration des champs électromagnétiques dans un matériau puisque l'amplitude des champs décroît quand on s'éloigne de l'interface.

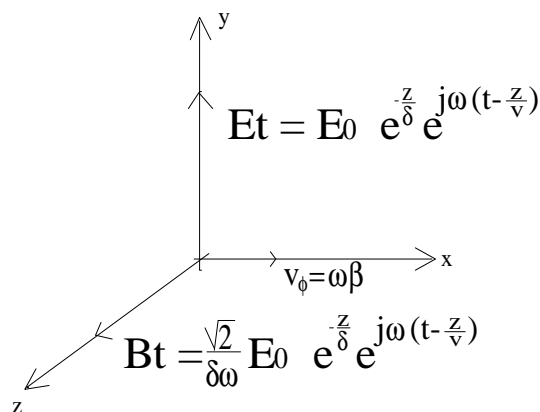


Figure 71 : atténuation dans un métal

Matériau	Conductivité relative $\sigma_r = \frac{\sigma_{mat}}{5.82.10^7}$	Perméabilité relative μ_r
Aluminium	0.4	1
Acier	0.1	1000
Cuivre	1	1
Laiton	0.26	1
Acier inoxydable	0.02	500
Mumétal	0.03	20000
Nickel	0.2	100

Tableau 2 : perméabilité et de la conductivité pour des matériaux usuels. La conductivité du cuivre est prise égale à $\sigma_{cu} = 5.82.10^7 \Omega^{-1}.m^{-1}$

Fréquence (Hz)	Cuivre	Aluminium	Acier	Mumétal
50	9.32	14.7	0.932	0.00038
100	6.60	10.4	0.660	0.000269
1 k	2.08	3.30	0.208	85 μ
10 k	0.660	1.04	0.0660	-
100 k	0.208	0.330	0.0208	-
1 M	0.0660	0.104	0.00660	-
100 M	0.00660	0.0104	0.000660	-

Tableau 3 : épaisseur de peau (en mm) pour quelques matériaux

La fréquence du courant dans un conducteur modifie la répartition du courant dans un conducteur. Quand la fréquence augmente, elle s'oppose à la pénétration du courant dans le conducteur. Le courant se répartit à la périphérie du conducteur sur une épaisseur voisine de l'épaisseur de peau, comme le montre les résultats des simulations numériques (réalisées avec le logiciel Ansys) présentées à la Figure 72. Pour un conducteur de section circulaire, d'un rayon de 1mm et parcouru par un courant de 1A la densité de courant est de $J = \frac{I}{\pi.r^2} = \frac{1}{\pi.(10^{-3})^2} = 318.10^3 A.m^{-2}$. Pour la fréquence de 100Hz, l'épaisseur de peau étant

supérieure au rayon du conducteur, le courant se répartie de façon homogène. A la fréquence de 10kHz, l'épaisseur de peau est comparable au rayon et le courant au centre du conducteur est plus faible qu'à la périphérie. A la fréquence de 1MHz, le courant au centre du conducteur est quasiment nul.

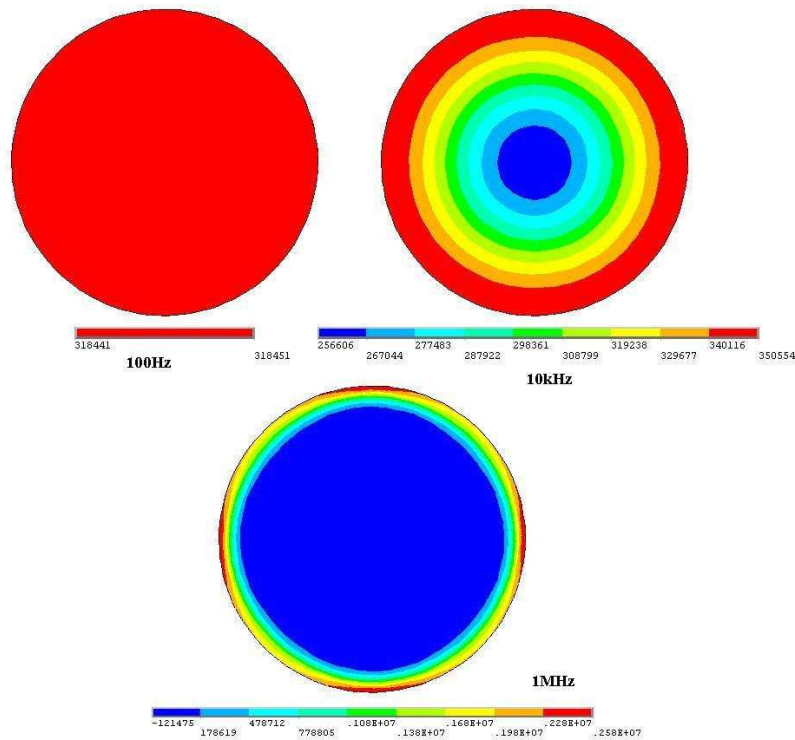


Figure 72 : densité de courant pour différentes fréquences 100Hz, 10kHz et 1MHz

9.4.3. Modélisation de la réflexion sur la première interface du blindage

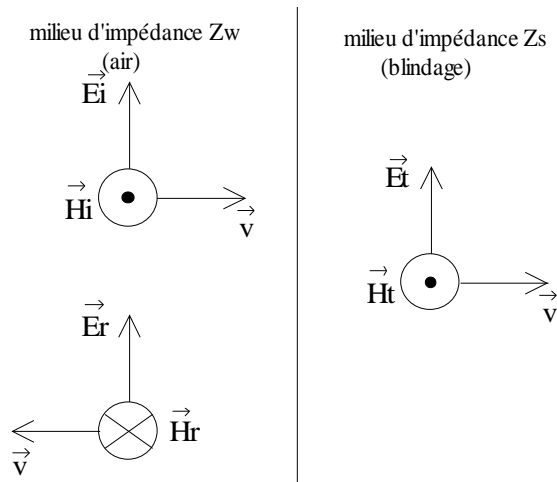
Pour simplifier les calculs, nous chercherons à remplacer les champs réfléchis par des générateurs de tensions et de courant dont les amplitudes dépendent de l'amplitude incidente.

Les champs incidents E_i et H_i se déplacent dans le milieu d'impédance Z_w . Une partie est réfléchiée E_r et H_r et l'autre partie est transmise dans le blindage E_t et H_t . Les conditions aux limites sur l'interface expriment la continuité de la composante tangentielle du champ électrique et magnétique.

On a donc deux relations :

$$E_i + E_r = E_t \quad (1)$$

$$H_i - H_r = H_t \quad (2)$$



A partir des expressions (1) et (2), nous pouvons écrire :

$$(2) \Rightarrow \frac{E_i}{Z_w} - \frac{E_r}{Z_w} = \frac{E_t}{Z_s}$$

$$(1) \Rightarrow \frac{E_i}{Z_w} - \frac{E_i - E_t}{Z_w} = \frac{E_t}{Z_s}$$

$$\text{Donc } \frac{E_t}{E_i} = \frac{2 Z_s}{Z_w + Z_s}$$

On retrouve bien le fait que le champ électrique est nul sur un conducteur parfait ($Z_s \sim 0$). Pour l'excitation magnétique H , on obtient une expression similaire à partir de (1).

$$\frac{H_t}{H_i} = \frac{2 Z_w}{Z_w + Z_s}$$

Nous avons complètement étudié la transmission du champ électrique et magnétique sur la 1^{ère} interface du blindage.

9.4.4. Etude du matériau plan en prenant en compte tous les termes

Pour étudier complètement un blindage, nous devons tenir compte de la réflexion sur le 2^{ème} interface et de l'atténuation des champs en fonction de l'épaisseur du blindage; mais avant pour simplifier l'écriture, posons le **coefficient de réflexion** $\rho = \frac{Z_s - Z_w}{Z_w + Z_s}$.

Après la réflexion sur l'interface d'entrée, l'amplitude des champs dans le matériau diminue exponentiellement à mesure que l'on s'éloigne de l'interface d'entrée. Sur le 2^{ème} interface du blindage, une partie du champ est réfléchi vers l'entrée et l'autre partie est transmise. Pour calculer la part de ce qui est réfléchi et transmis, nous devons considérer l'impédance du blindage par rapport à l'impédance du milieu de sortie. Les rôles joués par Z_s et Z_w sont inversés par rapport à l'entrée et les coefficients de réflexion sont de signes opposés.

Les champs réfléchis sur l'interface de sortie retournent vers l'entrée et sont à nouveau réfléchis. L'amplitude de ce qui est à nouveau réfléchi sur l'interface d'entrée dépend du coefficient de réflexion, mais aussi de l'atténuation des champs due à la décroissance exponentielle des champs dans un métal. ρ est le coefficient de réflexion et donc l'amplitude réfléchi vaut ρ .

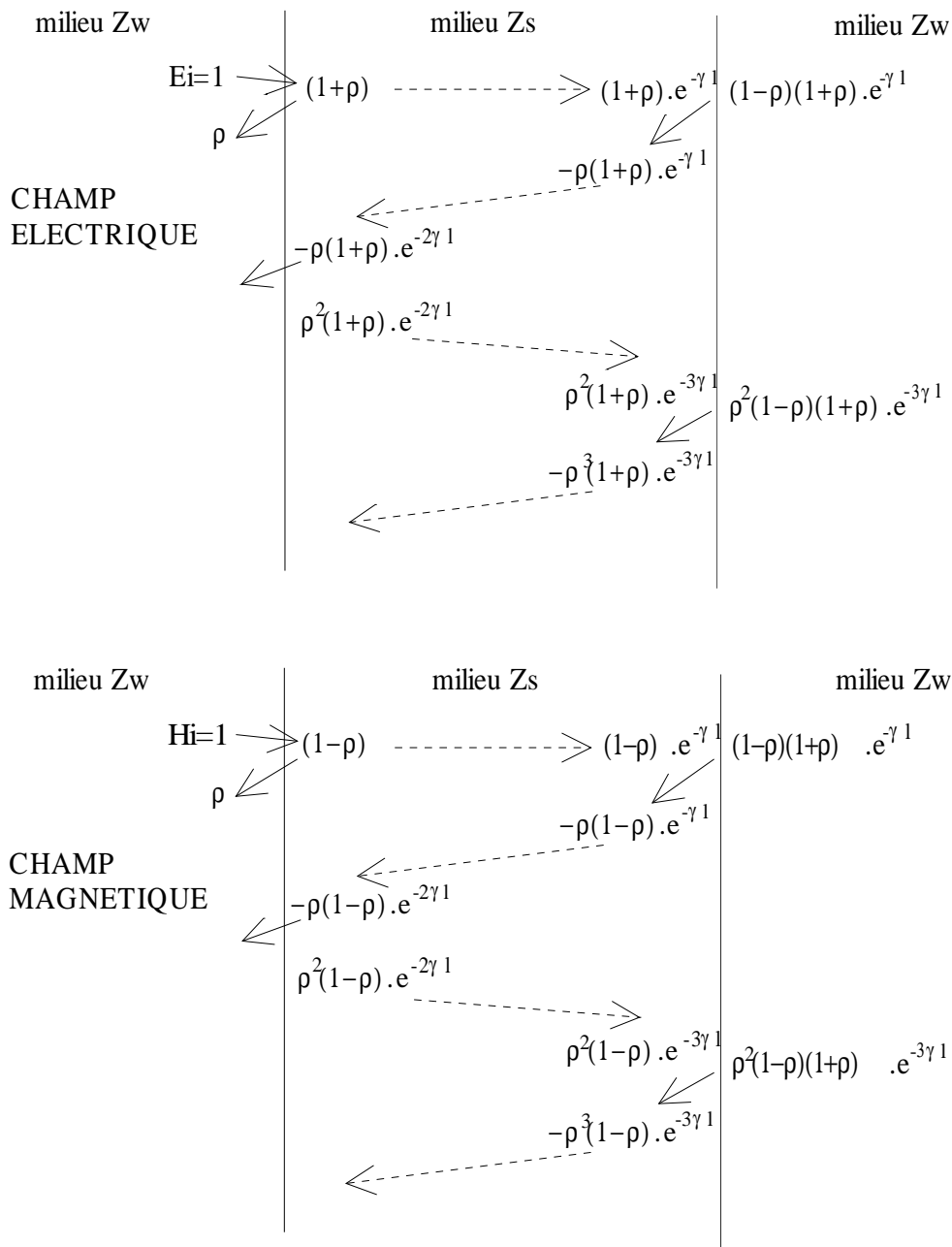


Figure 73 : transmission et réflexion du champ électromagnétique dans un blindage

L'efficacité de blindage en champ électrique ou en champ magnétique se calcule comme étant le rapport des champs sortant par rapport aux champs incidents. Le champ sortant global est la somme des différents champs partiels dû aux réflexions multiples dans le blindage. Finalement, on obtient l'expression suivante :

$$\frac{E_t}{E_i} = \frac{H_t}{H_i} = (1 + \rho)(1 - \rho)e^{-\gamma l} \cdot (1 + \rho^2 e^{-2\gamma l} + \rho^4 e^{-4\gamma l} + \dots)$$

Le terme dans la parenthèse de droite rappelle une suite géométrique dont la somme infinie est donnée par l'expression : $\frac{1}{1 - \rho^2 e^{-2\gamma l}}$. Ce terme tient compte des réflexions multiples à l'intérieur du blindage. Quand l'atténuation des champs à l'intérieur du blindage est

importante, le terme $\frac{1}{1 - \rho^2 e^{-2\gamma l}}$ est négligeable. Par contre quand l'atténuation des champs est peu importante, ce terme vient diminuer l'efficacité de blindage résultante.

L'expression de l'atténuation de blindage peut se simplifier en considérant l'expression suivante :

$$(1 + \rho)(1 - \rho) = 4 \frac{Z_w Z_s}{(Z_w + Z_s)^2}.$$

$$S_E = 20 \cdot \log\left(\frac{E_i}{E_t}\right) = 20 \cdot \log\left(4 \frac{(Z_w + Z_s)^2}{Z_w Z_s}\right) + 20 \cdot \log(e^{\gamma l}) + 20 \cdot \log(1 - \rho^2 e^{-2\gamma l})$$

Le 1^{er} terme de l'expression ci-dessus caractérise la réflexion (R) sur la face d'entrée et de sortie du blindage. Le 2^{ème} terme correspond à l'atténuation (A) des champs à l'intérieur du blindage et enfin le dernier terme prend en compte les réflexions multiples (B) à l'intérieur du blindage.

Sur la 1^{ère} interface du blindage, une partie est réfléchiée. La part de ce qui est réfléchiée dépend de la valeur de l'impédance d'onde par rapport à l'impédance du blindage. En général, l'impédance d'onde Z_w est bien plus élevée que l'impédance du blindage Z_s . On en déduit donc que peu de champ électrique sera transmis dans l'intérieur du blindage.

Par contre, la transmission sur la 1^{ère} interface du blindage atténue peu la valeur du champ magnétique. On constate là une différence fondamentale de traitement du champ électrique par rapport au champ magnétique.

Quand les champs électriques et magnétiques pénètrent dans le matériau de blindage, leurs amplitudes s'atténuent exponentiellement. Plus le blindage est épais, plus l'amplitude en sortie est faible. L'atténuation des champs dépend de l'épaisseur de peau. Sa valeur est inversement proportionnelle à la fréquence. **Pour atténuer des champs de basses fréquences, l'épaisseur du matériau devra être importante.**

On déduit donc de ces 2 constats qu'il sera difficile de blinder en champ magnétique de basse fréquence.

9.5. Pertes par absorption

Quand une onde électromagnétique pénètre dans la matière, l'amplitude du champ électrique et magnétique décroît car une partie de l'énergie est cédée à la matière sous forme de courant de Foucault ce qui se traduit par un échauffement. La distance à laquelle l'amplitude des champs est atténuée à $\frac{1}{e} = 37\%$ de sa valeur initiale est appelée épaisseur de peau

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi \mu \sigma f}}.$$

Comme nous l'avons vu précédemment, l'atténuation par absorption à travers un blindage

$$\text{est : } \frac{E_i}{E_t} = e^{\frac{l}{\delta}}.$$

Exprimée en décibel cette expression devient : $A = 20 \cdot \log\left(\frac{E_i}{E_r}\right) = 20 \frac{\ln\left(e^{\frac{l}{\delta}}\right)}{\ln(10)} = 8,69 \frac{l}{\delta}$

L'atténuation d'un blindage d'épaisseur δ est d'environ 9 dB. Doubler l'épaisseur du blindage revient à doubler l'atténuation A. En combinant l'expression de A et l'expression de δ , on obtient :

$$A = 8,69 \cdot l \cdot \sqrt{\pi \mu \sigma f} = 131,7 \cdot l \cdot \sqrt{f \mu_r \sigma_r}$$

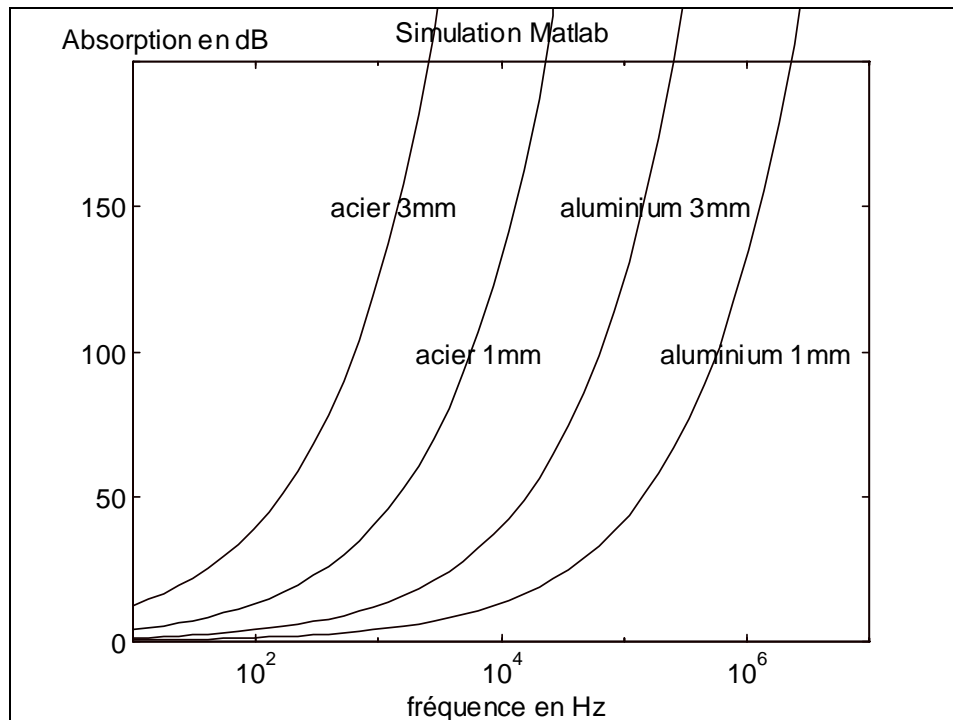


Figure 74 : pertes par absorption pour différents matériaux en fonction de la fréquence

On constate d'après cette courbe que le terme traduisant les pertes par absorption n'est pas important quand la fréquence est faible. L'acier protège mieux que de l'aluminium; mais 3 mm d'acier commence à être lourd. Nous n'avons pas représenté sur cette courbe l'atténuation pour du mumétal, mais l'atténuation serait encore meilleure que pour de l'acier. Le blindage des champs électriques et magnétiques pose surtout des difficultés en basse fréquence. Mais l'atténuation des champs électriques n'est en général pas un problème car une grande part des champ électriques sont réfléchies sur l'interface d'entrée du blindage.

9.6. Atténuation par réflexion

La réflexion sur les parois métalliques est due à la désadaptation des milieux d'entrées et de sorties par rapport au blindage. Pour les champs électrique et magnétique, le coefficient de

transmission est : $\frac{E_t}{E_i} = \frac{H_t}{H_i} = 4 \cdot \frac{Z_s \cdot Z_w}{(Z_s + Z_w)^2}$. En général, on peut considérer que $Z_s \ll Z_w$.

Donc l'expression se simplifie en $\frac{E_t}{E_i} = \frac{H_t}{H_i} = 4 \cdot \frac{Z_s}{Z_w}$.

Comme Z_s est faible, l'atténuation en champ électrique se produit lors de la rencontre du 1^{er} interface alors que l'atténuation du champ magnétique se produit sur le 2^{ème} interface.

Les pertes par réflexion en champ électrique sont assurées par de faibles épaisseurs de métal. Par contre pour le champ magnétique, lorsque l'épaisseur du matériau est faible, il se produit de multiples réflexions dans le matériau, qui viennent fortement réduire l'efficacité du blindage.

Pour tracer des courbes donnant les pertes par réflexion en fonction de la fréquence, nous avons besoin d'exprimer l'impédance d'onde et l'impédance du blindage en fonction de la fréquence.

Pour l'impédance d'onde, nous avons vu quelles étaient différentes suivant que l'on était en champ électrique proche ou lointain, ou en champ magnétique. L'impédance d'onde peut s'exprimer de la façon suivante : $Z_w = k \cdot 377$ avec k qui prend les valeurs suivantes :

$\frac{0.477 \cdot 10^8}{f \cdot r}$	pour les champs électriques
$2.094 \cdot 10^{-8} \cdot f \cdot r$	pour les champs magnétiques
1	en champ lointain

Pour l'impédance du blindage $|Z_s| = \sqrt{\frac{2\pi f \mu}{\sigma}}$.

Donc $\frac{Z_w}{Z_s} = \frac{k \cdot 377}{\sqrt{\frac{2\pi f \mu}{\sigma}}} = \frac{377}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{\sigma_{cu}}{\mu_0}} \sqrt{\frac{\sigma_r}{f \cdot \mu_r}}$ lorsque σ_r est la conductivité relative (par rapport

au cuivre), σ_{cu} la conductivité du cuivre ($5.82 \cdot 10^7 \text{ S.m}^{-1}$).

Après calcul, on montre que $\frac{Z_w}{Z_s} = 1.02 \cdot 10^9 \cdot k \sqrt{\frac{\sigma_r}{f \mu_r}}$.

L'atténuation par réflexion qui est donnée par l'expression : $R_{(dB)} = 20 \cdot \log\left(\frac{Z_w}{4 \cdot Z_s}\right)$ s'exprime par les 3 expressions suivantes :

$$Re_{(dB)} = 321,7 - 10 \cdot \log\left(\frac{\mu_r f^3 r^2}{\sigma_r}\right)$$

$$Rh_{(dB)} = 14,6 - 10 \cdot \log\left(\frac{\mu_r}{\sigma_r f r^2}\right)$$

$$Reh_{(dB)} = 168 - 10 \cdot \log\left(\frac{\mu_r f}{\sigma_r}\right)$$

Re étant l'atténuation par réflexion en champ électrique proche, Rh étant l'atténuation par réflexion en champ magnétique proche et Reh étant l'atténuation par réflexion en champ lointain.

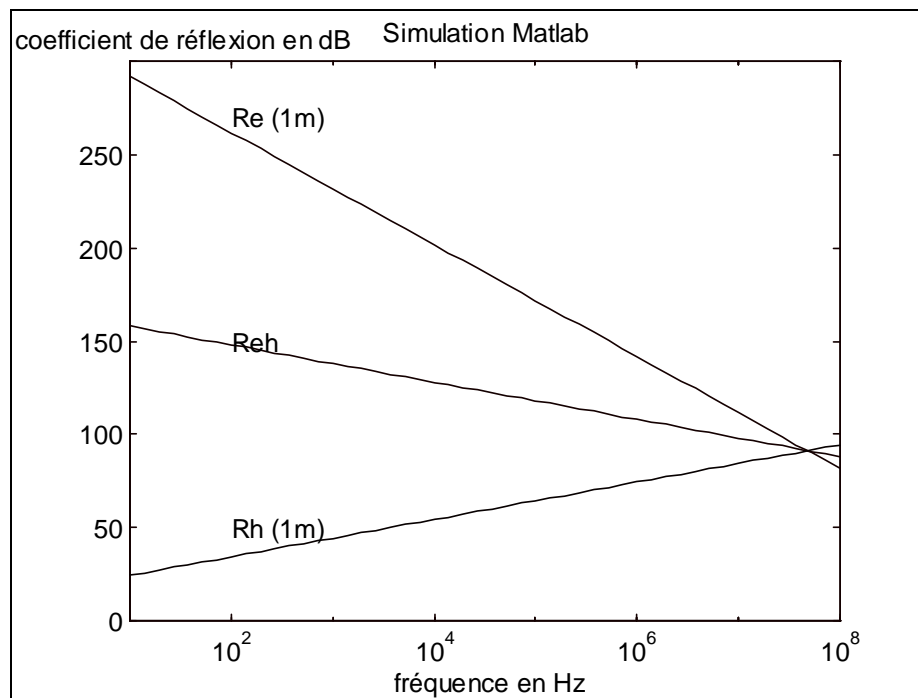


Figure 75 : coefficient de réflexion pour du cuivre

L'atténuation par réflexion est plus importante pour un champ électrique en champ proche que pour un champ magnétique car l'impédance d'onde est bien plus élevée pour les champs électriques.

Le matériau joue aussi un rôle important par la prise en compte de l'impédance du blindage. En comparant la courbe précédente et la courbe suivante, on constate que l'atténuation par réflexion est plus faible pour de l'acier que pour du cuivre car la résistivité du cuivre est plus faible que celle de l'acier.

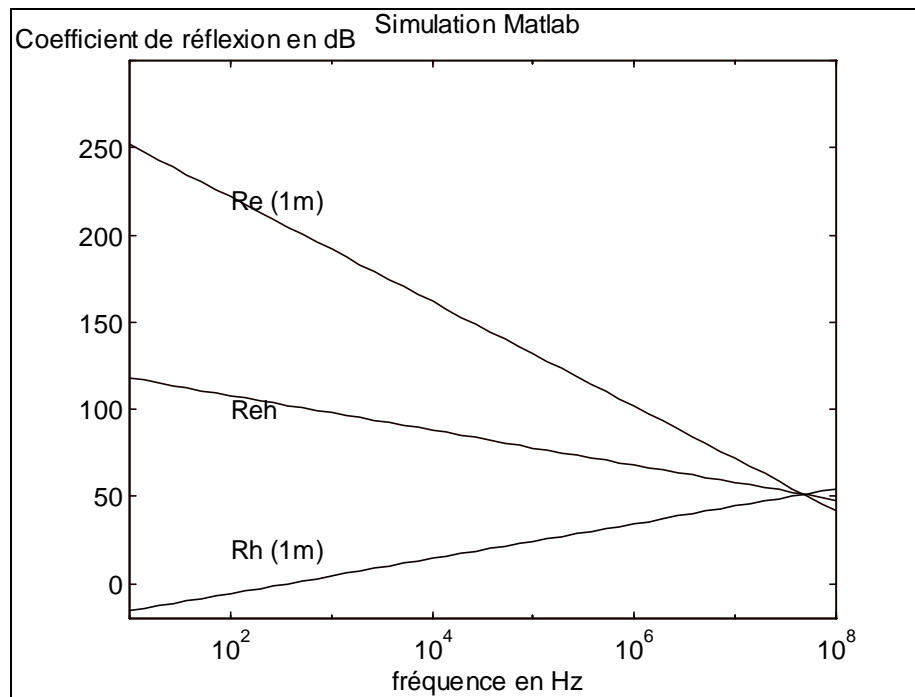


Figure 76 : coefficient de réflexion pour de l'acier

9.7. Réflexions multiples dans un blindage

Quand l'épaisseur du matériau est peu importante par rapport à l'épaisseur de peau, nous avons vu qu'il se produit de multiples réflexions sur l'interface de sortie du blindage. La somme de ces termes diminue de façon importante l'efficacité de blindage. Quand l'épaisseur du matériau est du même ordre de grandeur que l'épaisseur de peau, l'atténuation des champ électromagnétique est de l'ordre de 9 dB. Le terme B des réflexions multiples est alors négligeable.

Nous avons trouvé le terme suivant correspondant aux réflexions multiples dans l'expression donnant l'efficacité de blindage globale : $\frac{1}{1 - \rho^2 e^{-2\gamma l}}$ avec $\rho = \frac{Z_w - Z_s}{Z_w + Z_s}$ et

$$\gamma = \alpha + j\beta = \frac{1}{\delta} + j\frac{\beta}{\delta}$$

Z_s l'impédance du blindage étant faible devant l'impédance de la source, ρ^2 est proche de 1.

Le terme B de l'efficacité de blindage est donc égal à : $B = 20 \log \left(1 - e^{-2\frac{l}{\delta}} \right)$ quand l est l'épaisseur du blindage et en négligeant l'influence de la constante de phase.

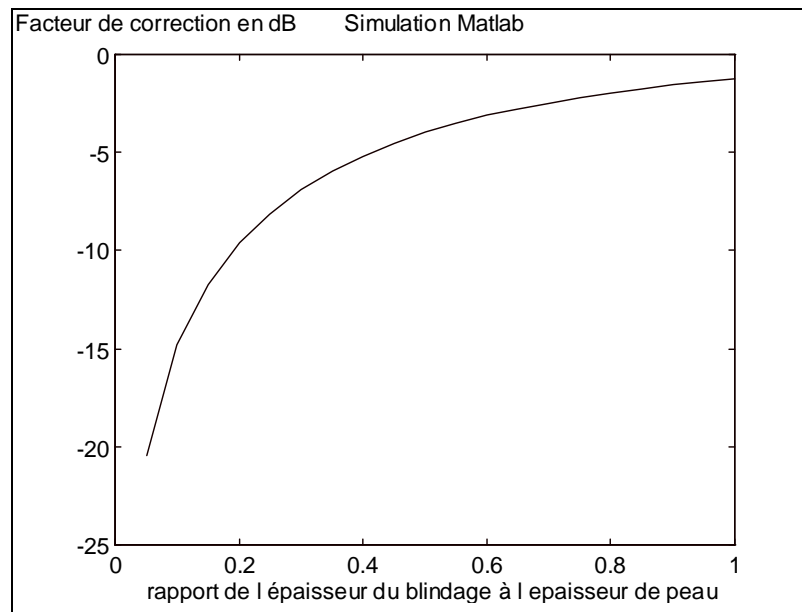


Figure 77 : facteur de correction B en fonction du rapport de l'épaisseur de blindage à l'épaisseur de peau

9.8. Quelques exemples de calcul de l'efficacité d'un blindage plan

L'efficacité de blindage est la somme des différents termes vus jusqu'à présent. Traitons quelques exemples pour voir comment agit la somme des différents termes.

9.8.1. Efficacité de blindage en champ lointain

La courbe ci-dessous montre les différents termes de l'efficacité de blindage en fonction de la fréquence pour 1 mm de cuivre. L'efficacité globale est importante. Le terme d'absorption a une valeur faible tant que la fréquence ne dépasse pas 10 kHz.

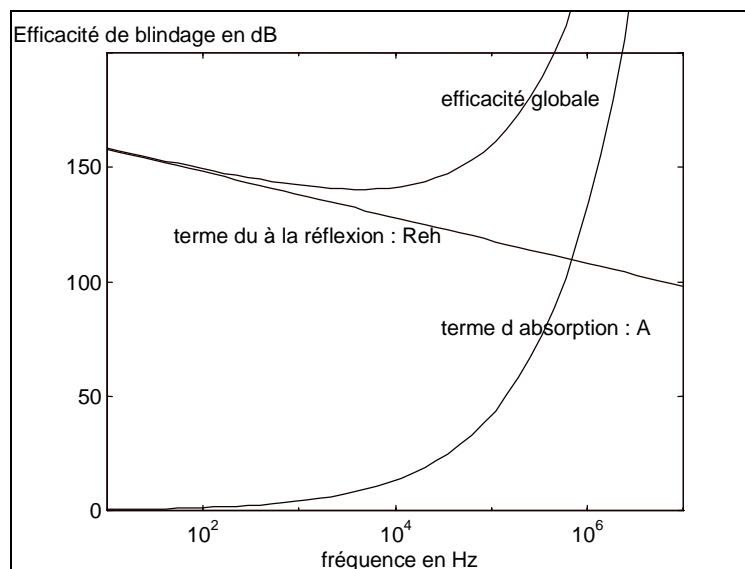


Figure 78 : efficacité de blindage en champ lointain

La courbe ci-dessous est tracée pour un champ magnétique situé à 1 mètre du blindage en acier de 1 mm dont on désire étudier l'efficacité. On remarque que l'efficacité est bien plus faible que celle vue pour un champ lointain.

Le terme de la réflexion n'est pas très élevé en raison de la faiblesse de Z_w par rapport à Z_s . Les réflexions multiples sont relativement importantes et le terme d'absorption pas très élevé tant que la fréquence ne dépasse pas 100 kHz.

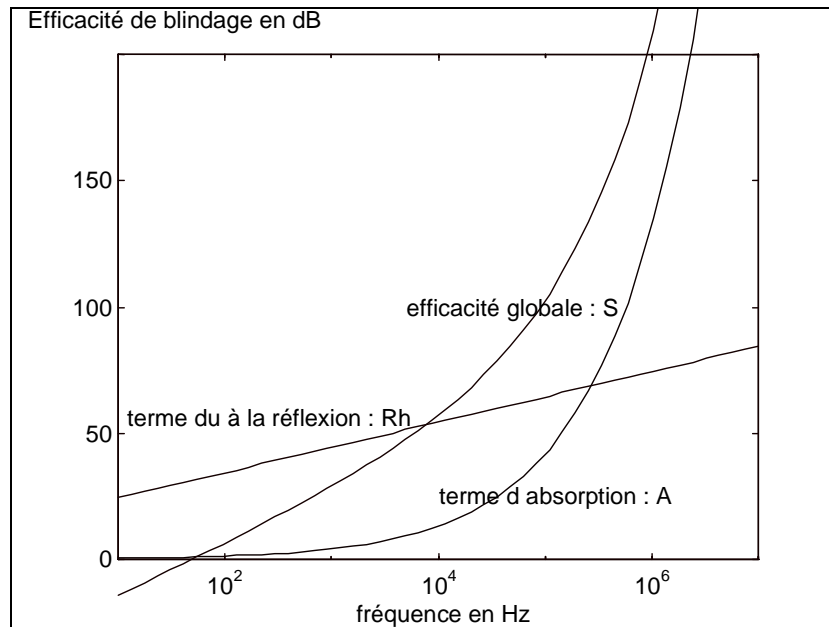


Figure 79 : efficacité de blindage en champ magnétique proche

10. Prise en compte des ouvertures et des discontinuités d'un blindage

Dans le paragraphe précédent, nous avons pu constater que pour des blindages plan - excepté en champ magnétique basse fréquence -, l'efficacité de blindage était bien souvent supérieure à 100 dB. Malheureusement dans la pratique, il en est rarement de même, car les blindages ne sont pas des plans infiniment grands, et parce qu'il y a des ouvertures. Des ouvertures sont ménagées dans le blindage plan pour la ventilation, pour le branchement des connecteurs d'entrées et de sorties, pour la mise en place des appareils de mesure placés sur la face avant, pour le passage des interrupteurs et autres potentiomètres de commande. Les ouvertures et les discontinuités dans le blindage diminuent considérablement l'efficacité de réduction des champs électromagnétiques.

Pratiquement, excepté en champ magnétique basse fréquence, l'efficacité d'un blindage dépend moins de l'efficacité du matériau en lui même, que de la prise en compte des ouvertures des joints, et des fuites dans le blindage.

Dans ce paragraphe, nous calculerons l'efficacité de réduction des champs électromagnétiques procurée par les ouvertures, et en combinant l'efficacité du matériau plan, nous obtiendrons l'efficacité de blindage du matériau avec ses ouvertures. L'efficacité de l'ouverture comme celle du matériau reste positive pour montrer qu'il y a atténuation des champs électromagnétiques.

Les fuites à travers une ouverture dépendent des 3 critères suivants :

- La dimension maximale de l'ouverture
- L'impédance d'onde
- La fréquence de la source

La réduction du champ électromagnétique dans un blindage dépend de l'établissement des courants induits. Si la circulation de ces courants est perturbée par les ouvertures, ou par les discontinuités dans le blindage, l'efficacité est réduite.

La figure suivante montre la déviation des lignes de courant en présence d'ouvertures de formes différentes. Sans ouverture, les courants induits peuvent amortir les champs électromagnétiques. Avec une ouverture rectangulaire, la circulation des courants induits est fortement perturbée. Par contre avec une ouverture de même aire - donc aussi efficace pour la ventilation – faite de multiples trous, le trajet des courants est bien moins perturbé. On peut constater que ce n'est pas tant l'aire de l'ouverture qui intervient, mais plus la plus grande dimension de l'ouverture. **Il est donc plus intéressant de faire une multitude de trous qu'un large trou de surface équivalente.**

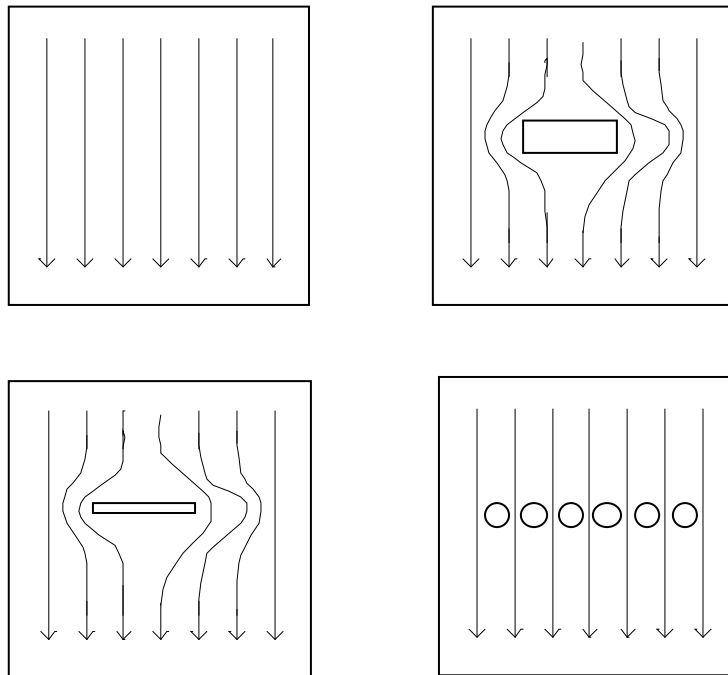


Figure 80 : modification des courants induits dans le blindage par la présence des ouvertures

10.1. Ouvertures rectangulaires dans le blindage

Pour les ouvertures rectangulaires dont la longueur est égale ou inférieure à la demi longueur d'onde, l'efficacité de blindage en décibel est donnée par l'expression suivante :

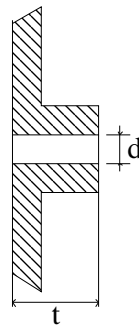
$$S = 20 \cdot \log\left(\frac{\lambda}{2l}\right) \text{ quand } \lambda \text{ est la longueur d'onde et } l \text{ la dimension maximale de l'ouverture.}$$

Pour la dimension la plus large de l'ouverture égale à une demi longueur d'onde, l'atténuation de l'ouverture est de 0 dB, et l'atténuation augmente de 20 dB quand la fréquence diminue d'un facteur 10. Il faut garder à l'esprit que le rayonnement de l'antenne est maximal lorsque ses dimensions sont comparables à la longueur d'onde et, comme pour un guide d'onde l'ouverture est un passe haut.

10.2. Ouvertures constituant des guides d'ondes

Une atténuation du champ plus importante peut être obtenue lorsque l'ouverture a une forme similaire à celle de la figure ci-dessous.

Un guide d'onde en dessous de sa fréquence de coupure apporte une atténuation. L'atténuation est fonction de la longueur t du guide d'onde.



Pour un guide d'onde carré, la fréquence des modes de propagation TE_{mn} et TM_{mn} est donnée par l'expression suivante : $f_c = \frac{c}{2d} \sqrt{m^2 + n^2}$ quand d est le côté du carré en mètre. Le mode

de propagation le plus faible est le mode TE_{10} dont la fréquence de coupure est :

$$f_c = \frac{c}{2d} = \frac{1.5 \cdot 10^8}{d}$$

L'atténuation de l'ouverture est donnée par $\alpha = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \sqrt{\left(\frac{f_c}{f}\right)^2 - 1}$. Quand la fréquence est très inférieure à la fréquence de coupure, l'expression peut être simplifiée par $\alpha = \frac{\pi}{d}$.

L'atténuation dans un guide d'onde de longueur l est proportionnelle à $e^{-\alpha l}$. L'atténuation est donc donnée par $S = 20 \cdot \log(e^{\alpha l}) = 27.3 \frac{t}{d}$.

Ce résultat montre que les champs électromagnétiques sont fortement atténués par des guides d'onde de longueur assez importante.

Pour un guide d'onde circulaire, la fréquence de coupure f_c et l'atténuation sont données par les expressions suivantes : $f_c = \frac{1.75 \cdot 10^8}{d}$ et $S = 32 \frac{t}{d}$ quand d est le diamètre de l'ouverture, et t sa longueur exprimée en mètre. S est l'atténuation en décibel.

Ces expressions montrent qu'il est tout à fait possible d'obtenir une atténuation de 100 dB lorsque la longueur du guide d'onde est de 3 fois son diamètre.

10.3. Multiples trous de ventilation

Dans ce cas on considère une plaque perforée par une multitude de trous de diamètre d , séparés par un espace D et placés sur un rectangle de dimensions $l_1 \times l_2$.

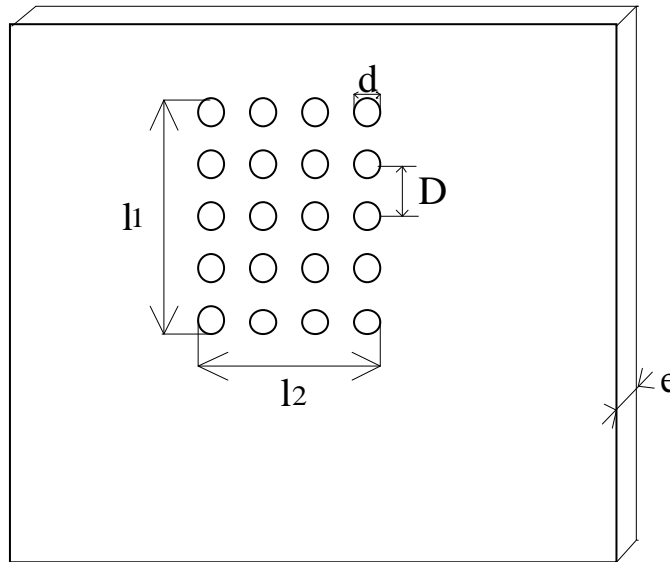


Figure 81 : trous de ventilation occupant une surface $l_1 \times l_2$

Une formule approchée de la transmission des champs électromagnétique peut être obtenue en tenant le raisonnement suivant : la transmission des champs électromagnétiques est de 1 lorsque les trous occupent toute la surface $l_1 \times l_2$, et elle est minimale ($=0$) lorsque la surface occupée par les trous est nulle. Aussi la transmission est fonction du rapport de la surface l^2 (lorsque $l_1 = l_2$) à la surface occupée par les trous. L'atténuation est donc :

$$T = \frac{4.l^2}{N \pi d^2} \approx \frac{4.l^2}{\frac{l^2}{D^2} \pi d^2} = \frac{4 D^2}{\pi d^2} .$$

Maintenant chaque trou constituant un guide d'onde de

profondeur e , présente l'atténuation $S = 32 \cdot \frac{e}{d}$. L'atténuation donnée par la formule approchée

$$\text{est donc : } S = 20 \cdot \log\left(\frac{D^2}{d^2}\right) + 32 \cdot \frac{e}{d} + 2.1 \quad (dB).$$

Une expression exacte tenant compte des dimensions l_1 et l_2 est donnée par J.P. QUINE (en

$$1957) S = 20 \cdot \log\left(\frac{D^2}{d^3} \sqrt{l_1 l_2}\right) + 32 \cdot \frac{e}{d} + 3.8 \quad (dB).$$

10.4. Composition des efficacités de blindage

Nous désirons calculer l'efficacité résultante du matériau et des ouvertures dans le blindage. Les efficacités du matériau et des ouvertures agissent en parallèle, chacune délivrant une fraction du champ incident. L'efficacité globale est donc le rapport des champs sortants sur le champ rentrant.

Soit $S_1 = 20 \cdot \log\left(\frac{E_0}{E_1}\right)$ et $S_2 = 20 \cdot \log\left(\frac{E_0}{E_2}\right)$ les efficacités des 2 voies de transmission (ouverture et matériau). L'efficacité globale est $S = 20 \cdot \log\left(\frac{E_0}{E_1 + E_2}\right)$ et on cherche à exprimer S en fonction de S_1 et S_2 .

$\frac{E_0}{E_1} = 10^{\frac{S_1}{20}}$ et $\frac{E_0}{E_2} = 10^{\frac{S_2}{20}}$. Donc en prenant l'inverse de ces expressions et en faisant la

somme, cela donne : $\frac{E_0}{E_1 + E_2} = \frac{1}{10^{\left(\frac{S_1}{20}\right)} + 10^{\left(\frac{S_2}{20}\right)}}$.

$$\text{Soit } \boxed{S = 20 \cdot \log\left(\frac{E_0}{E_1 + E_2}\right) = -20 \cdot \log\left(10^{\left(\frac{S_1}{20}\right)} + 10^{\left(\frac{S_2}{20}\right)}\right)}$$

Voyons ceci sur un exemple :

Un matériau a une efficacité de blindage de $S_1 = 80$ dB et une ouverture une efficacité de $S_2 = 60$ dB. Quelle est l'efficacité globale ?

$$S = -20 \cdot \log\left(10^{\left(\frac{80}{20}\right)} + 10^{\left(\frac{60}{20}\right)}\right) = 59.2 \text{ dB}$$

Il y a un rapport 10 entre l'efficacité du blindage et celle de l'ouverture. Mais traduite en décibel, ce rapport est très faible. L'efficacité globale est donc très proche de celle de l'ouverture.

10.5. Effet de résonance

Comme une cavité ayant la forme d'un parallélépipède de dimensions l , L et h , une boîte de dimensions l , L et h présente une fréquence de résonance fixée par la relation :

$$f = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{k}{l}\right)^2 + \left(\frac{m}{L}\right)^2 + \left(\frac{n}{h}\right)^2} \text{ pour laquelle } k, m \text{ et } n \text{ fixe le mode de résonance. Pour un cas}$$

simple avec $l = L = h$, et $k = m = n = 1$, la fréquence est donnée par $f = \frac{260 \cdot 10^6}{h}$. Pour des fréquences proches de cette fréquence de résonance, l'intensité des champs variera très rapidement dans la boîte.

On retiendra que l'efficacité de blindage peut être réduite de 6 dB par suite de l'effet de résonance.

10.6. Les joints conducteurs

Lors de la conception du boîtier, il s'agit d'éviter au maximum les fuites de champs électromagnétiques à la jonction des différentes plaques de tôle, ou au niveau de la trappe d'accès. En effet, une mauvaise jonction laissant une ouverture peut occasionner une fuite qui détériore l'efficacité de blindage.

Les jonctions entre tôles réalisées par soudage ou brasage fournissent la meilleure continuité et donc les fuites les plus faibles. Les rivets et les vis fournissent une fuite plus importante même s'ils sont très rapprochés.

Un des types de joints les plus courants est fait de tresses de fils métalliques tricotés dans un large éventail de matériau. Les tresses pleines de section ronde ou rectangulaire offrent un blindage très important et une excellente qualité de contact.

Il existe différents types de joints et notamment des joints de blindage hyperfréquence en cuivre béryllium. Ces joints offrent sur une large plage de fréquence une efficacité de blindage supérieure à tout autre matériau de blindage. Les niveaux d'atténuation dépassent 110 dB à 10 GHz en onde plane et 46 dB à 14 kHz en atténuation du champ magnétique. Ces joints de blindage sont très résistants à la corrosion et sont disponibles avec différents traitements de surface pour offrir une parfaite compatibilité galvanique avec les matériaux avec lesquels ils sont en contact mécanique et électrique. En fonction des contraintes mécaniques et du type de profil choisi, la force de compression va de 10 g/cm jusqu'à 3 kg/cm pour un taux d'écrasement qui peut atteindre 90% de la hauteur initiale du joint. L'avantage majeur de l'alliage cuivre béryllium réside dans son extraordinaire capacité à revenir à sa forme initiale après avoir subi une importante déformation mécanique, tout en assurant, même en cas de très faible compression, un excellent contact électrique.

Nous étudions dans ce chapitre le couplage d'une ligne vers un autre ligne. Cette étude se fait en transitoire et dans le cas où une seule ligne est alimentée. Des tensions et des courants apparaissent sur la ligne 2 car les courants et tensions sur la ligne 1. Le couplage électrique et magnétique de la ligne 1 vers la ligne 2 fait apparaître des tensions et des courants sur la ligne 2 alors que celle-ci n'est pas alimentée.

Nous étudierons dans un premier temps la ligne isolée pour après étendre aux lignes couplées. La démonstration des expressions donnant les tensions et les courants dans la ligne parasitée est un peu longue et pas forcément utile à une 1^{ère} compréhension. Les paragraphes 2.2 et 2.3 peuvent être sautés.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] Introduction To Electromagnetic Compatibility
Clayton R. Paul (bibliothèque)
- [2] Noise Reduction Techniques in Electronic System
Henry W. Ott (bibliothèque)
- [3] Parasites et Perturbations des Electroniques (en 4 tomes)
A. Charoy (bibliothèque)
- [4] Cours photocopié sur la CEM. Enseigné à l'ESIEE
J.P. Vabre (bibliothèque).
- [5] Compatibilité électromagnétique. Introduction
Revue technique de l'ingénieur (D 1900 - E 3750)
F. Chauvet
- [6] E. Sicard and Al, "Toward an EMC roadmap for Integrated Circuits",
EMC Compo 2007. www.itrs.net ou www.medeaplus.org
- [7] Power Distribution System (PDS) Design : Using Bypass/Decoupling
Capacitors.
http://www.xilinx.com/support/documentation/application_notes/xapp623.pdf
- [8] Application Note Philips Semiconductors Electromagnetic
compatibility and PCB constraints ESG89001.
- [9] Note d'application TI. Comparison of the Packages DIP, SOP, SSOP,
TSSOP and TQFP SDZAE04.
- [10] Electromagnetic Compatibility of integrated Circuits. S. Ben Dhia, M.
Ramdani, E. Sicard. Springer.
- [11] Low EMI Spread Spectrum Clock Oscillators March 3, 2004
www.mercury-crystal.com
www.mecxtal.com/pdf/te_notes/tn-020.pdf