

Sommaire

du

chapitre III

Théorie des commutations cem

III.1	ETUDE DES COMMUTATIONS	1
III.1.1	<i>Introduction</i>	1
III.1.2	<i>Métrologie et simulation</i>	2
III.1.3	<i>Définition de formes d'ondes cem</i>	3
III.1.4	<i>Conclusion</i>	8
III.2	CORRELATION TEMPS-FREQUENCE	9
III.3	DECOMPOSITION DES FORMES D'ONDES EN PERTURBATIONS ELEMENTAIRES	13
III.4	ETUDE DE L'INFLUENCE DE LA PENTE.....	17
III.5	LES DERIVEES SUCCESSIVES	20
III.6	GENERALISATION DES RESULTATS AUX SIGNAUX A PLUSIEURS COMMUTATIONS	25
III.7	METHODE DE CALCUL.....	25
III.7.1	<i>Commutation linéaire</i>	26
III.7.2	<i>Commutation sinusoidale</i>	27
III.7.3	<i>Conclusion</i>	29
III.8	RECHERCHE DES INSTANTS PERTURBATEURS TEMPORELS DANS UNE FORME D'ONDE	30
III.8.1	<i>Calcul des dérivées successives</i>	30
III.8.2	<i>Détection des discontinuités dans les dérivées successives</i>	30
III.8.3	<i>Estimation du pouvoir perturbateur de chaque Dirac</i>	31
III.8.4	<i>Application</i>	31
III.9	CORRELATION TEMPS-FREQUENCE PAR MESURE.....	33
III.10	CONCLUSION	35

III *Théorie des commutations cem* *de 50Hz à 5kHz*

III.1 Etude des commutations

III.1.1 Introduction

Le travail que nous avons entrepris consiste à faire une étude théorique des formes d'onde CEM quand la commutation varie de 50Hz à 5kHz. Le montage de base sera un hacheur secteur 240V/50Hz, pour des charges résistives de 200W, aussi réduit que possible pour qu'il puisse être intégré directement dans le silicium selon le procédé "Application Specific Discrete" (ASD™)* [1], [2], [3].

Les produits qui en découlent sont des alimentations 240V AC/5 à 15V DC sans transformateur, pour l'électroménager et des variateurs de lumière. Par conséquent, notre hacheur doit répondre aux normes NF EN55014/15 (bande B, 150kHz-30MHz) et à la classe B en mode quasi-peak et en mode moyennage.

Les impératifs économiques nous imposent le choix de la technologie de l'interrupteur de puissance. En effet, à surface équivalente, la densité de courant est plus importante sur un bipolaire que sur un MOS, donc pour un même courant, la surface de silicium du bipolaire (donc le prix) est inférieure à celle du MOS.

Dans cette technologie nous avons le choix entre le triac et le thyristor. Mais ni l'un ni l'autre ne permet de contrôler facilement les di/dt . Nous avons donc choisi de travailler avec une électronique "Normally on" en utilisant un thyristor GTO (Gate Turn Off), composant qui *a priori* laisse supposer que l'on pourra contrôler les variations de courant. Le schéma de base est porté à la Figure III-1.

* Procédé qui consiste à regrouper sur une même puce de silicium des composants de puissance réalisant une fonction (Trade Mark STMicroelectronics).

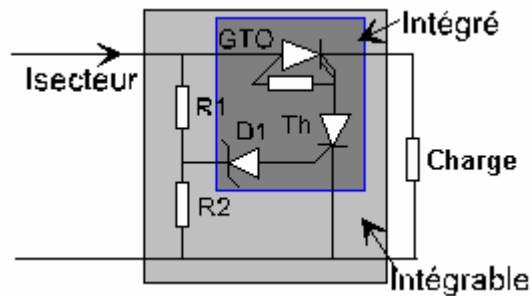


Figure III-1 : Schéma de base du hacheur à GTO "Normally on".

A partir de là, il faut que nous développons des concepts et leurs applications pour parvenir aux buts fixés.

La première observation que l'on peut faire concerne le fait que ces convertisseurs sont directement connectés au secteur et qu'il n'existe aucune isolation galvanique. Par conséquent si un filtrage est nécessaire, il sera obligatoirement volumineux, car les capacités devront être de technologie X2 et les inductances supporteront le courant de ligne. D'où le prix de revient du filtre sera élevé par rapport au prix de la fonction électronique.

Or aujourd'hui, même pour de faibles puissances, le filtrage secteur est nécessaire. Par conséquent, nous avons souhaité étudier les possibilités de diminuer, voire de supprimer les filtres secteur.

La commutation la plus simple que nous pouvons trouver est justement celle d'un gradateur, qui pourtant n'est pas CEM sans filtre [4], [5]. Il est donc évident que les perturbations sont issues des commutations. Nous avons donc choisi d'étudier trois commutations simples :

- la commutation linéaire,
- la commutation exponentielle,
- la commutation sinusoïdale.

III.1.2 Métrologie et simulation

Il nous a semblé important de réaliser des outils de simulation de manière à tester de nombreuses solutions en un minimum de temps. Nous avons étudié la métrologie des normes CISPR 16-1 [6] et CISPR 16-2 [7] qui définissent respectivement les spécifications des appareils de mesures et les conditions de tests. Cet environnement est schématisé sur la Figure III-2.

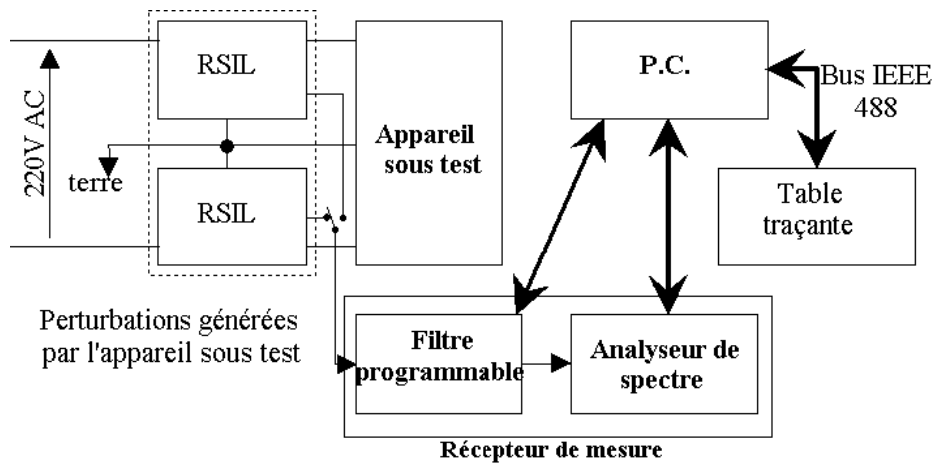


Figure III-2 : Synoptique du banc de test utilisé pour la CEM conduite.

Puis nous avons réalisé la modélisation du banc de mesure sous le logiciel MATLAB [8], [5]. Aussi, à partir d'une forme d'onde, nous pouvons connaître par simulation les perturbations qu'elle génère.

III.1.3 Définition de formes d'ondes CEM

III.1.3.1 Introduction

Les perturbations conduites de mode différentiel sont induites par les variations rapides du courant consommé par une application. Une solution pour les éliminer consiste donc à modifier la coupure de courant du GTO. Malheureusement les modélisations effectuées sur ce composant montrent que la décroissance du courant générée par un GTO seul ne permet pas d'obtenir la compatibilité électromagnétique pour des courants supérieurs à 120mA [5]. Par conséquent, cette compatibilité ne peut donc être obtenue qu'en contrôlant les commutations du GTO par un circuit externe.

Ainsi, nous allons nous attacher ici à définir des formes de décroissance du courant qui permettent d'obtenir des perturbations ne dépassant pas le niveau du gabarit de la norme NF EN 55014 [9]. La forme d'onde étudiée est présentée à la Figure III-3 : l'action ne pouvant s'exercer que sur la commutation, le reste de la forme d'onde est imposé par la sinusoïde secteur ($0 \leq t \leq 5\text{ms}$), et le blocage du GTO ($t > 5\text{ms}$).

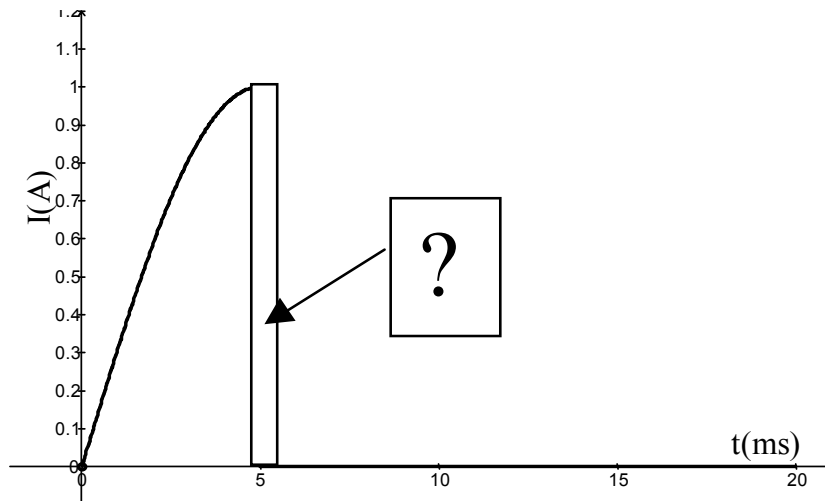


Figure III-3 : définition de forme d'onde ; seule la décroissance du courant peut être modifiée.

Cette définition de forme d'onde a pour but d'estimer la faisabilité de la méthode consistant à agir sur les fronts de commutation pour supprimer les filtres secteur.

Ainsi, trois formes de commutation simples sont évaluées :

- linéaire,
- exponentielle,
- sinusoïdale, définie entre $\pi/2$ et $3\pi/2$.

III.1.3.2 Méthode de calcul des formes d'ondes

Le signal à optimiser étant parfaitement connu, une méthode itérative peut être employée. La décroissance du signal est ajustée à chaque itération du calcul, jusqu'à ce que les perturbations générées soient au maximum au niveau du gabarit de la norme.

Dans un premier temps, l'optimisation de la forme d'onde est effectuée en examinant une seule fréquence du spectre généré. Une fois les perturbations au niveau du gabarit, pour cette fréquence, elles sont calculées sur une bande de fréquence de 150kHz à 1MHz, et comparées avec les niveaux maxima autorisés.

Nous nous sommes limités à cette plage de fréquence car nos calculs effectués sur la bande de fréquences allant de 150kHz à 30MHz ont permis de constater que les spectres générés par ce type de signal sont décroissants quand la fréquence augmente. Le gabarit de la norme étant décroissant jusqu'à 500kHz, puis constant, le calcul jusqu'à la fréquence de 1MHz est

largement suffisant pour étudier la compatibilité des formes d'onde. Ainsi, on diminue considérablement les temps de calcul de la FFT.

A la suite du calcul des perturbations sur la bande 150kHz - 1MHz, le système cherche les fréquences pour lesquelles les perturbations sont au-dessus du gabarit. L'optimisation est relancée pour la fréquence donnant la perturbation la plus "au-dessus" de la norme. Ce calcul est effectué jusqu'à ce que l'ensemble du spectre soit inférieur ou égal à la norme.

L'optimisation a nécessité l'utilisation de techniques de Programmation Non-Linéaire (PNL) [10], [11], [12]. Nous avons implanté deux algorithmes :

- La méthode du gradient,
- La méthode à pas constant.

Nous effectuons les calculs principalement avec la méthode à pas constant, car bien qu'elle soit relativement lente, elle converge systématiquement, contrairement à la méthode du gradient qui demande un conditionnement pas toujours facile à déterminer.

III.1.3.3 Application aux décroissances retenues

La méthodologie décrite ci-dessus a ensuite été appliquée aux trois décroissances précitées. Les Figure III-4, Figure III-5 et Figure III-6 donnent les formes d'ondes et les paramètres retenus.

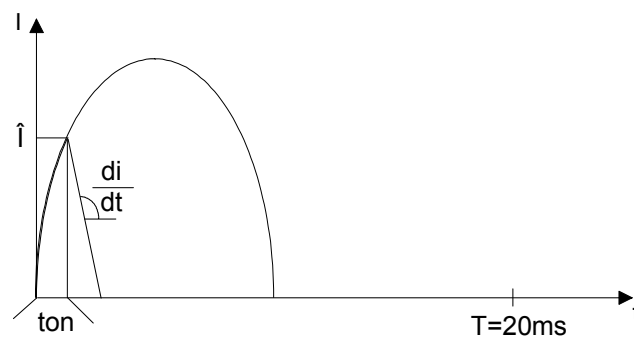


Figure III-4 : forme d'onde avec une décroissance de pente constante. Les paramètres qui caractérisent cette forme d'onde sont : \hat{I} , t_{on} et $\frac{di}{dt}$.

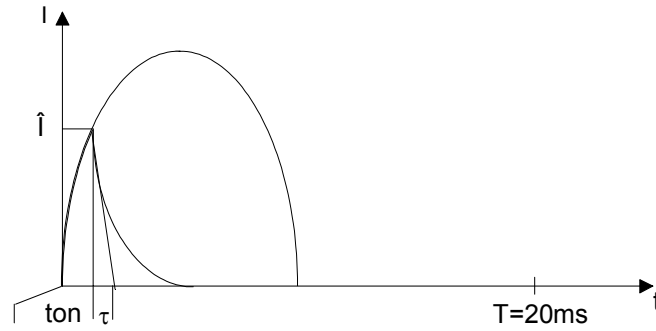


Figure III-5 : forme d'onde avec décroissance exponentielle. Les paramètres qui caractérisent cette forme d'onde sont : \hat{I} , t_{on} et τ .

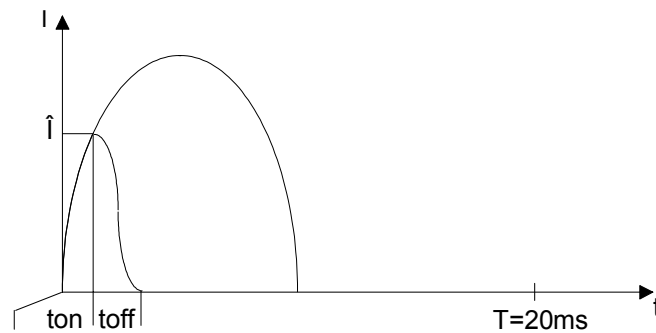


Figure III-6 : forme d'onde avec décroissance sinusoïdale. Les paramètres qui caractérisent cette forme d'onde sont : \hat{I} , t_{on} et t_{off} .

Nous avons fait varier t_{on} de 2 à 6 millisecondes et \hat{I} de 0,2 à 1A. Pour être comparés, les résultats du Tableau III-1 ont tous été convertis en di/dt.

commutation	linéaire	Exponentielle	sinusoïdale
Pente maximale	10mA/μs	11mA/μs	57mA/μs

Tableau III-1 : Pente maximale obtenue pour chacune des commutations.

Il ressort que les commutations linéaire et exponentielle sont équivalentes pour ce qui concerne la pente maximale donnant une forme d'onde CEM. Cependant, l'exponentielle possède un courant de traîne qui va considérablement dégrader les pertes par commutation (Tableau III-2).

Rendre une forme d'onde CEM est une donnée importante, mais il est bon aussi de s'assurer de la faisabilité des ces données. A ce titre, la puissance de commutation qui est

essentiellement dissipée par l'interrupteur principal (ici le GTO) est un facteur prépondérant.

Nous l'avons donc calculée pour chaque triplet de paramètres $(t_{on}, \hat{I}, \frac{di}{dt})$.

Pour ne calculer que la puissance engendrée par la commutation, la tension de déchet de l'interrupteur à l'état passant est volontairement considérée comme nulle (en réalité elle oscille entre 1V et 2V) de telle sorte que l'on ne tienne pas compte de la puissance dissipée par conduction. Ainsi, l'accroissement des pertes peut être quantifié, comparativement à une commutation brutale. Les résultats montrent que la puissance dissipée par commutation possède un maximum aux alentours de $t_{on} = 5ms$ pour un courant crête élevé. Par conséquent, nous avons regroupé dans le Tableau III-2 les puissances dissipées par le GTO pour $t_{on}=5ms$ et $\hat{I}=1A$.

Commutation	Linéaire	exponentielle	sinusoïdale
Puissance dissipée	250 mW	800 mW	60 mW

Tableau III-2 : Puissance dissipée par commutation pour chacune des décroissances pour $t_{on}=5ms$ et $\hat{I}=1A$.

Là encore la supériorité de la commutation sinusoïdale est évidente. Par contre, si les pentes ne pouvaient départager les deux autres commutations, ce calcul met en lumière le phénomène de traînage de l'exponentielle. Ceci exclut définitivement la commutation exponentielle. En effet, le hacheur est disponible en boîtier DIL8 et TOP35. Pour des courants de l'ordre d'un ampère, c'est le boîtier DIL8 qui est retenu. Or celui-ci peut dissiper 1W au maximum ce qui laisse 200mW pour les pertes par conduction, soit une tension de déchet de 1,25V, ce qui est trop faible.

En contre partie, la commutation linéaire reste envisageable, bien que les 60 mW de la commutation sinusoïdale soient nettement plus séduisants.

Ce calcul montre que l'intégration d'une telle fonction dans des boîtiers à faible dissipation (DIL, SOT, ...) est réalisable sans faire appel à des radiateurs aux dimensions démesurées.

Les simulations de commutation linéaire et sinusoïdale ont été validées par des mesures [5]. Nous aurons l'occasion au chapitre "Applications" de montrer plusieurs exemples de commutations sinusoïdales de divers prototypes qui corroborent ces résultats.

III.1.4 Conclusion

La réduction des fronts de commutation est difficilement réalisable en modifiant la commande du GTO. Nous sommes donc obligés de contrôler ces commutations par un circuit externe. Dans cette configuration, le GTO ne fonctionne plus comme un interrupteur passant des états ON à OFF instantanément mais il présente une phase de fonctionnement linéaire au cours de sa commutation.

Cette étude a permis de mettre en évidence qu'une décroissance de forme sinusoïdale possède des caractéristiques plus avantageuses qu'une décroissance linéaire et exponentielle. Le temps de commutation n'est que de $30\mu\text{s}$ pour un courant coupé de 1A, ce qui est très faible malgré le fonctionnement linéaire de l'interrupteur.

De plus, comme le démontrerons plus loin, ces résultats établissent que la pente instantanée d'une forme d'onde de courant n'est pas un critère pertinent pour caractériser un signal vis-à-vis des perturbations générées.

En effet, pour un courant coupé de 1A et un temps de conduction de 5ms, les pentes calculées sont les suivantes :

- $10\text{mA}/\mu\text{s}$, pour une décroissance de pente constante,
- $57\text{mA}/\mu\text{s}$ pour une décroissance sinusoïdale.

Toutefois, le contrôle des commutations réalisé par un circuit externe présente l'avantage de s'affranchir des caractéristiques intrinsèques du GTO, mais, d'un autre côté, il augmente la complexité du circuit.

Cependant, nous montrerons par la suite qu'il est possible de réaliser une structure simple autorisant le contrôle des commutations sinusoïdales d'un GTO.

III.2 Corrélation temps-fréquence

Nous avons vu que nous pouvions sur des formes d'ondes bien précises prédire le respect ou non des normes. Mais les formes de commutation réelles ne sont jamais la fidèle reproduction d'une forme mathématique, ce qui limite fortement cette étude. Nous avons donc voulu être plus généraliste et établir une théorie entre les domaines temporel et fréquentiel quelle que soit la forme d'onde.

La théorie du traitement du signal offre plusieurs méthodes pour établir cette corrélation. On peut citer par exemple, les transformées de Fourier et la méthode des ondelettes. Chacune d'entre elles possède ses spécificités que nous devons étudier de telle sorte que notre choix soit en adéquation avec notre contexte de travail.

Or la norme impose que les mesures soient faites avec une fenêtre d'analyse constante sur toute la gamme de fréquence. Elle précise même un gabarit dans lequel la fenêtre doit entrer.

Ce point élimine de nombreuses méthodes, puisque nous n'avons pu retenir que la Transformée de Fourier à fenêtre glissante avec une fenêtre gaussienne. Cette transformée est calculée de la façon suivante :

$$(X(\tau, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t)g^*(t - \tau)e^{-2\pi jft} dt$$

avec :

$X(\tau, f)$: composantes spectrales de $x(t)$ à l'instant τ ;

$x(t)$: signal à analyser ;

$g^*(t)$: conjugué de la fenêtre de troncature.

Avec

$$g(t) = Ke^{-(bt)^2}$$

Les paramètres K et b sont déterminés de telle sorte que la fenêtre, dans le domaine fréquentiel, ait une amplitude maximale de 1 et une bande passante de 9kHz à \pm 6dB.

Ainsi, en reprenant la définition de la transformée de Fourier à fenêtre glissante, on obtient :

$$(X(\tau, f) = TF[x(t)g^*(t - \tau)]$$

$$(X(\tau, f) = TF[x(t) * G^*(-f)e^{-2\pi jf\tau}]$$

$$TF[g^*(t)] = G(f) = K \frac{\sqrt{\pi}}{b} e^{-\left(\frac{\pi f}{b}\right)^2}$$

d'où

$$b = \frac{\pi 4,5 \cdot 10^3}{\sqrt{-\ln(0,5)}} = 16,98 \cdot 10^3$$

$$K = \frac{\pi 4,5 \cdot 10^3}{\sqrt{-\pi \ln(0,5)}} = 9,58 \cdot 10^3$$

G(f) répond au gabarit de la norme, et minimise la relation d'Heisenberg :

$$\Delta t \Delta f = \frac{1}{4\pi}$$

avec :

Δt : résolution temporelle,

Δf : résolution fréquentielle.

Nous avons appliqué cette transformée sur de nombreuses formes d'ondes. Nous présentons ici le résultat obtenu sur un signal symétrique possédant deux commutations par période (Figure III-7). Les commutations sont de pente constante (50mA/μs).

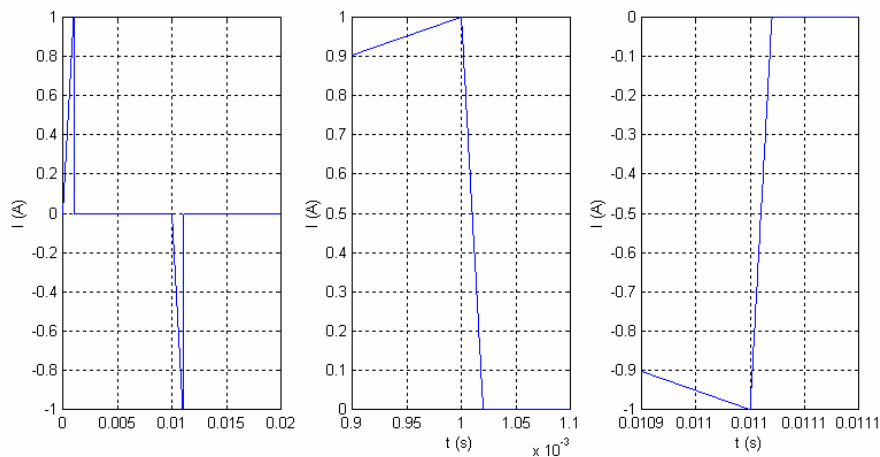


Figure III-7 : forme d'onde avec deux commutations de pente constante (50mA/μs).

Une simulation des perturbations électromagnétiques de ce signal est portée sur la Figure III-8. Nous avons également matérialisé en pointillés la fréquence d'analyse utilisée pour la transformée de Fourier à fenêtre glissante, soit 180kHz. A cette fréquence l'amplitude des perturbations vaut 91 dB μ V.

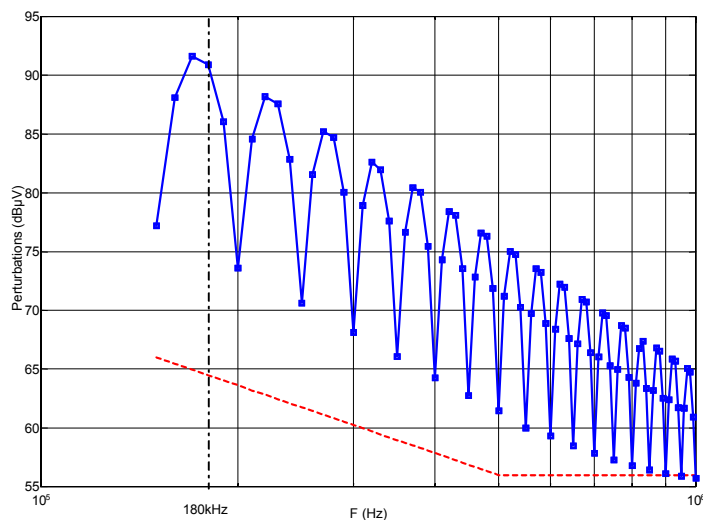


Figure III-8 : Simulation des perturbations crête générées par l'ensemble du signal de la Figure III-7. En pointillés la norme, en trait plein les mesures. A 180kHz les perturbations sont de l'ordre de 91 dB μ V.

Ensuite nous appliquons la transformée de Fourier centrée sur 180kHz. Les résultats, pour une détection crête, sont portés sur la figure ci-dessous. Nous avons également ajouté en pointillés la valeur des perturbations à 180kHz obtenues par simulation sur tout le spectre (Figure III-8).

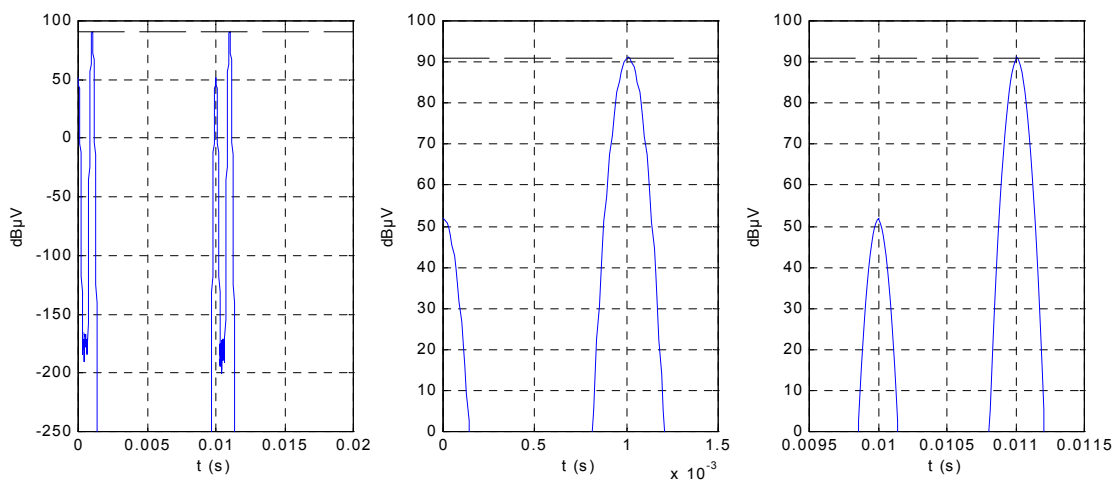


Figure III-9 : résultat de la transformée de Fourier à fenêtre glissante sur le signal de la Figure III-7, pour $f = 180\text{kHz}$; en pointillés, les perturbations générées obtenues par la modélisation du banc de mesure en valeurs crête.

Ces résultats montrent que :

- les perturbations ont lieu au début de la sinusoïde et principalement lors de la commutation,
- la valeur maximale obtenue par la transformée temps-fréquence (à 1 ms) est identique à celle des perturbations générées par l'ensemble de la forme d'onde Figure III-8 obtenues par simulation (trait pointillé horizontal).

Par conséquent, les perturbations crête générées par une forme d'onde sont définies par la commutation la plus bruyante.

A ce stade, nous souffrons encore d'un manque d'information. Il est indéniable que les instants perturbateurs sont localisés, mais pas suffisamment pour distinguer la responsabilité du début ou de la fin de la commutation. En effet, de la même manière que précédemment pour la résolution fréquentielle, nous sommes confrontés à une résolution temporelle, c'est-à-dire que deux instants pourront être identifiés si leur apparition se fait avec un écart égal ou supérieur à la résolution temporelle. Si on prend la "bande passante temporelle" à $\pm 6\text{dB}$, la résolution temporelle (T_{res}) est définie par la relation suivante :

$$\frac{g\left(\frac{T_{\text{res}}}{2}\right)}{\max_t(g(t))} = 0,5$$

avec :

$$g(t) = Ke^{-(bt)^2}$$

ce qui donne, dans le cas présent :

$$T_{\text{res}} = 2 \frac{\sqrt{-\ln(0,5)}}{b} = 2 \frac{-\ln(0,5)}{\pi 4,5e^3} = 98,06\mu\text{s}$$

Pour simplifier nous avons retenu $T_{\text{res}} = 100\mu\text{s}$.

Pour dépasser cette limite de la transformée de Fourier à fenêtre glissante, nous avons étudié plusieurs possibilités dans le domaine du traitement de la parole, mais elles présentent des limites aux alentours de $3\mu\text{s}$ et surtout ne sont plus adaptées à nos mesures normatives. Nous avons donc mis en place une décomposition des formes d'ondes en perturbations élémentaires.

III.3 Décomposition des formes d'ondes en perturbations élémentaires

Une solution permettant de s'affranchir de la résolution temporelle consiste à décomposer la forme d'onde étudiée en plusieurs signaux, de telle sorte que chacun d'entre eux possède un seul instant perturbateur du signal initial [13]. Ensuite, la transformée de Fourier à fenêtre glissante est appliquée uniquement sur les instants perturbateurs pour évaluer le bruit qu'ils génèrent.

L'analyse de la forme d'onde de la Figure III-10 par la transformée de Fourier à fenêtre glissante donne des informations intéressantes concernant la localisation des instants perturbateurs. Mais on a vu qu'elle ne pouvait les discriminer s'ils se produisaient à moins de 100 μ s les uns des autres. Cela étant, fort de cette localisation nous pouvons "à l'œil" repérer les instants temporels qui risquent de poser un problème (Figure III-10).

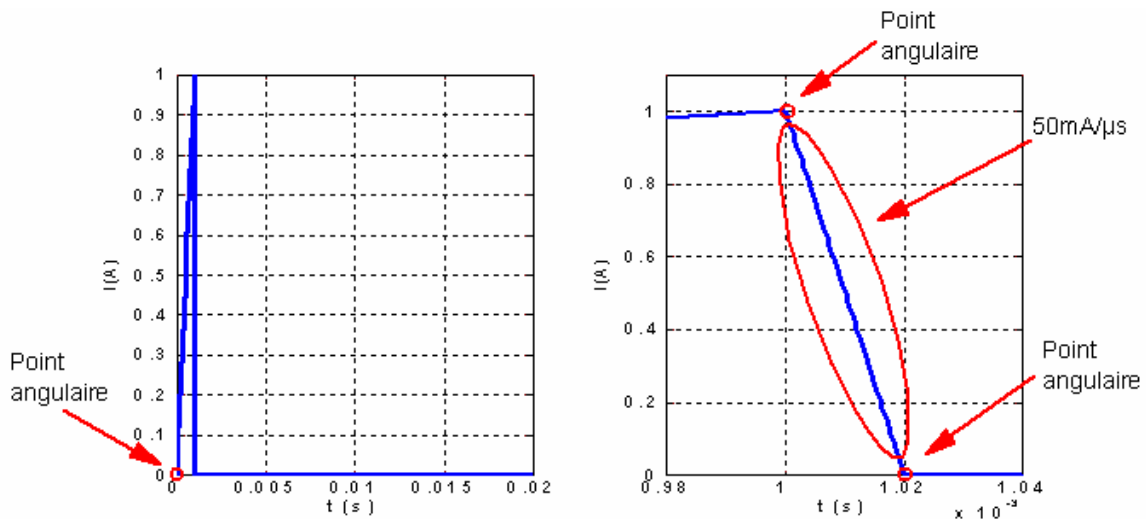


Figure III-10 : instants jugés perturbateurs grâce à l'analyse des résultats de la transformée de Fourier à fenêtre glissante.

Ensuite, les instants jugés perturbateurs sont reproduits dans une forme d'onde dont le contenu fréquentiel, excepté l'instant perturbateur, ne peut absolument pas être supérieur à 150kHz. De cette façon, la transformée de Fourier à fenêtre glissante peut être utilisée pour évaluer l'effet de chacun de ces instants.

La Figure III-11 montre les trois signaux permettant de décomposer la décroissance de courant. Ils sont constitués de sinusoïdes de fréquence 50 Hz dont l'amplitude est calculée de

façon à reproduire exactement les mêmes points angulaires et les mêmes droites que ceux du signal de la Figure III-10.

Sur chacun des signaux ci-dessous, une transformée de Fourier à fenêtre glissante est appliquée, centrée sur l'instant perturbateur contenu (le reste de la forme d'onde est donc ignoré).

L'instant jugé perturbateur, à $t = 0$, n'est pas pris en compte dans cette décomposition. En effet, la transformée de Fourier à fenêtre glissante a montré que les perturbations générées à cet instant sont bien inférieures à celles produites par la commutation (Figure III-9).

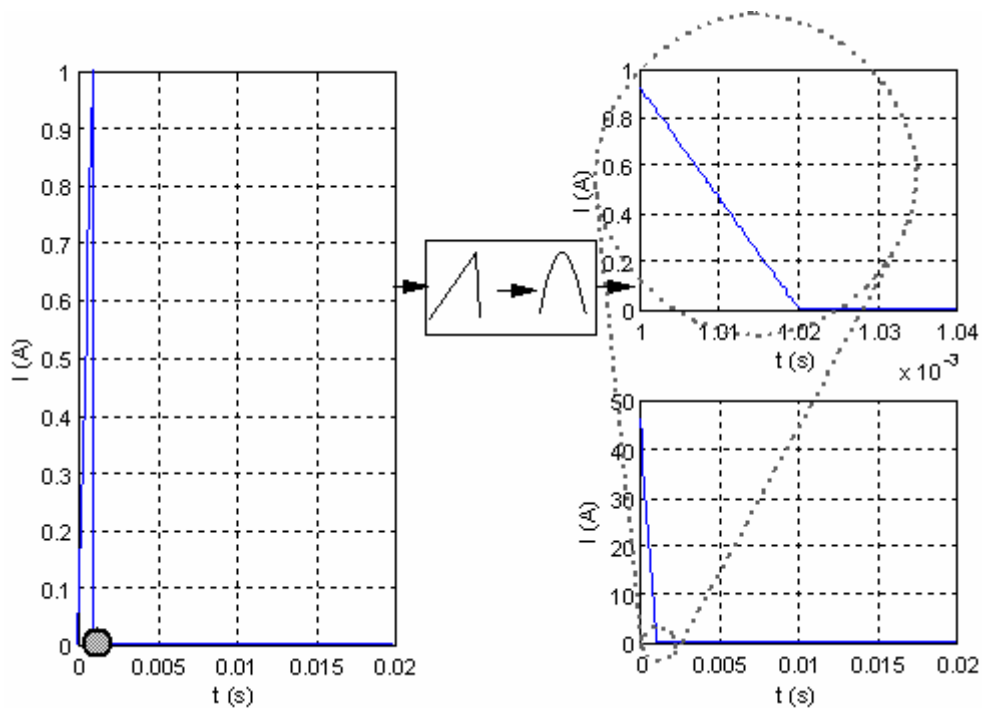


Figure III-11 : décomposition en perturbations élémentaires pour $t=1ms$, soit le signal $x_1(t)$.

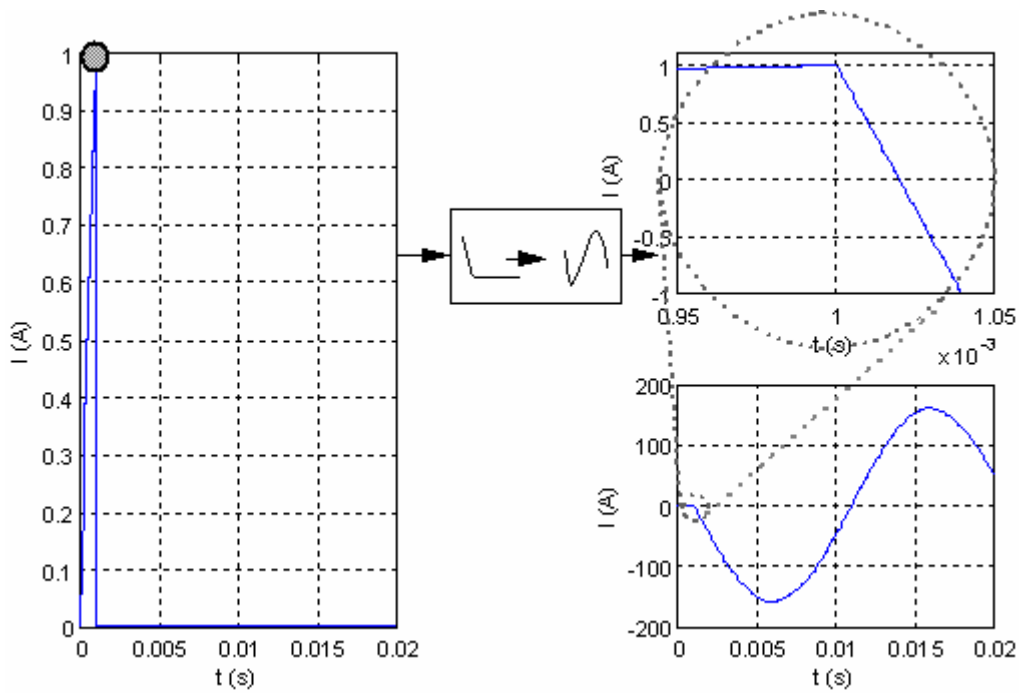


Figure III-12 : décomposition en perturbations élémentaires pour $t=1,02ms$, soit le signal $x_3(t)$.

Le calcul des perturbations pour chaque instant perturbateur est donné ci-après.

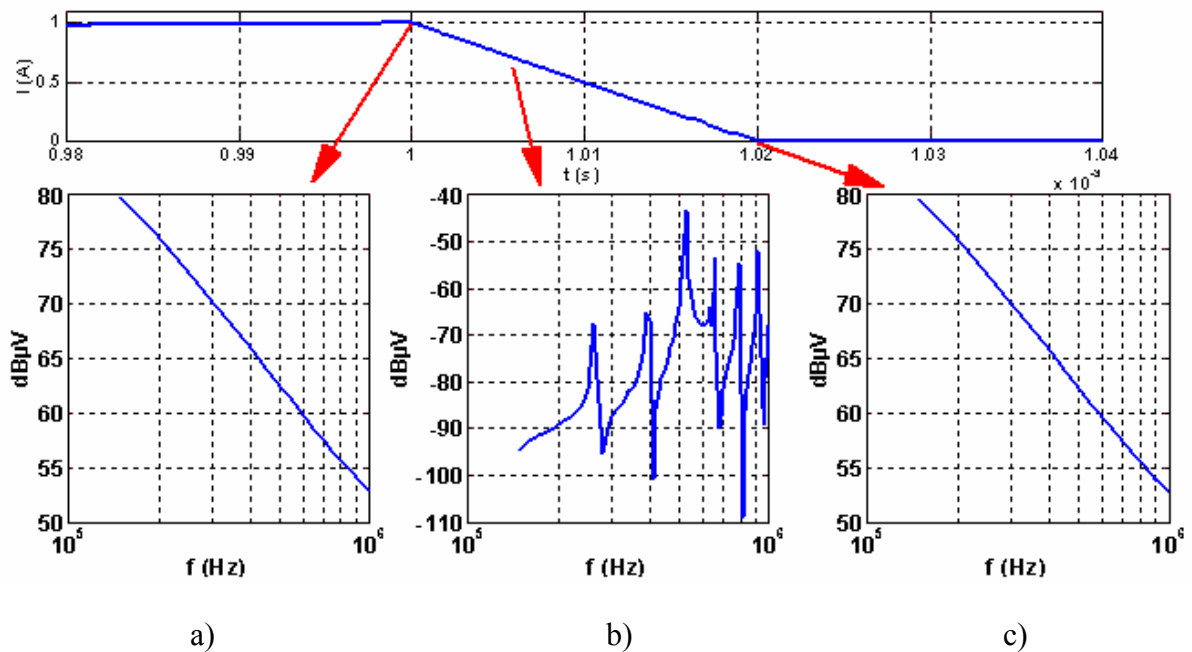


Figure III-13 : résultat du calcul de la transformée de Fourier à fenêtre glissante sur les différentes décompositions ; a) pour $t=1ms$, $X_1(1ms, f)$; b) pour $1ms < t < 1,02ms$, $X_2(10ms, f)$; c) pour $t=1,02ms$, $X_3(1,02ms, f)$.

De façon évidente, la décroissance linéaire, bien que supérieure à la limite de 10mA/μs trouvée précédemment, ne contribue pas aux perturbations mesurées. En effet, les valeurs trouvées sont plus de l'ordre du bruit de calcul que des perturbations elles-mêmes. Nous pouvons donc "éliminer" ce spectre de nos calculs, mais nous reviendrons plus tard sur cette "anomalie".

Pour déterminer les perturbations générées dans l'intervalle de temps considéré à partir des spectres X_1 et X_3 , il suffit de maximiser la fonction suivante :

$$\left[X_1(1ms, f) + X_3(1,02ms, f)e^{-2\pi jft_0} \right] G(f)e^{-\pi jft}, \text{ pour } 0 \leq t \leq 20\mu s$$

avec :

$t_0 = 20\mu s$, afin de prendre en compte le décalage entre les deux perturbations ;

$G(f)$: gaussienne avec une bande passante de 9kHz à ±6dB.

Les spectres obtenus par simulation et à partir de cette équation sont portés sur la Figure III-14.

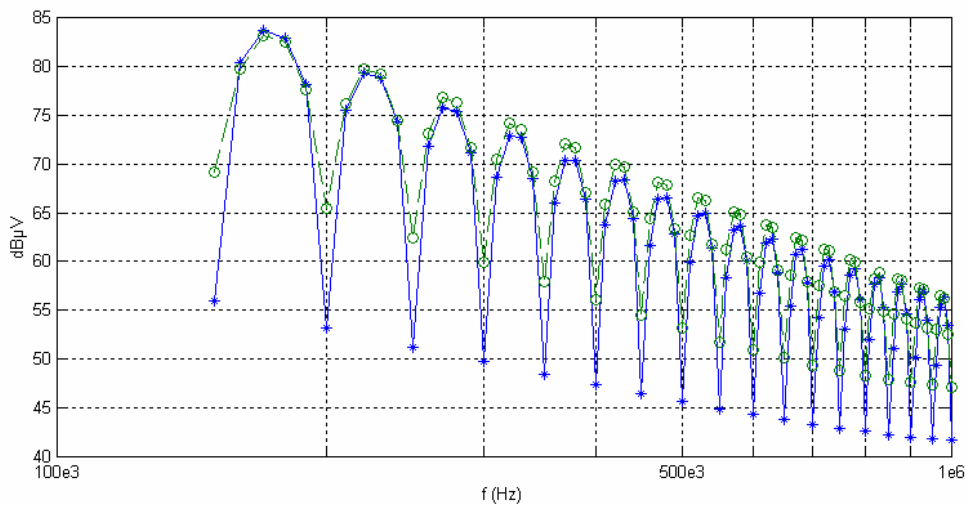


Figure III-14 : perturbations générées par le signal de la Figure III-10, de 150kHz à 1MHz ;

* : résultat de la combinaison des deux spectres, o : résultat obtenu à partir de la modélisation du banc de mesures.

On peut en conclure que nous avons une parfaite adéquation entre le spectre de perturbation obtenu par simulation sur l'ensemble du signal, et celui obtenu par calcul en prenant l'instant perturbateur le plus bruyant.

III.4 Etude de l'influence de la pente

Comme nous l'avons vu précédemment, la décomposition des instants perturbateurs montre que la pente de variation d'une forme d'onde n'est pas pertinente pour caractériser la compatibilité d'un signal dans le domaine temporel. Les perturbations générées par le signal $X_2(t)$ (Figure III-13.b) sont en effet négligeables face aux perturbations générées par les deux points angulaires.

Pour étayer cette affirmation, nous comparons une forme d'onde présentant une commutation linéaire de 10 mA/ μ s (Figure III-15.a) et une forme d'onde de pente maximale égale à 400mA/ μ s (Figure III-16.a). Ce di/dt est obtenu par une succession de segments de longueur de 100 μ s (une seule perturbation par fenêtre temporelle) et de pente fixée à 10 mA/ μ s. Si notre théorie est correcte, les deux signaux doivent avoir les mêmes spectres de fréquences. Le résultat des perturbations crête générées par chaque forme d'onde est présenté Figure III-15.b et Figure III-16.b.

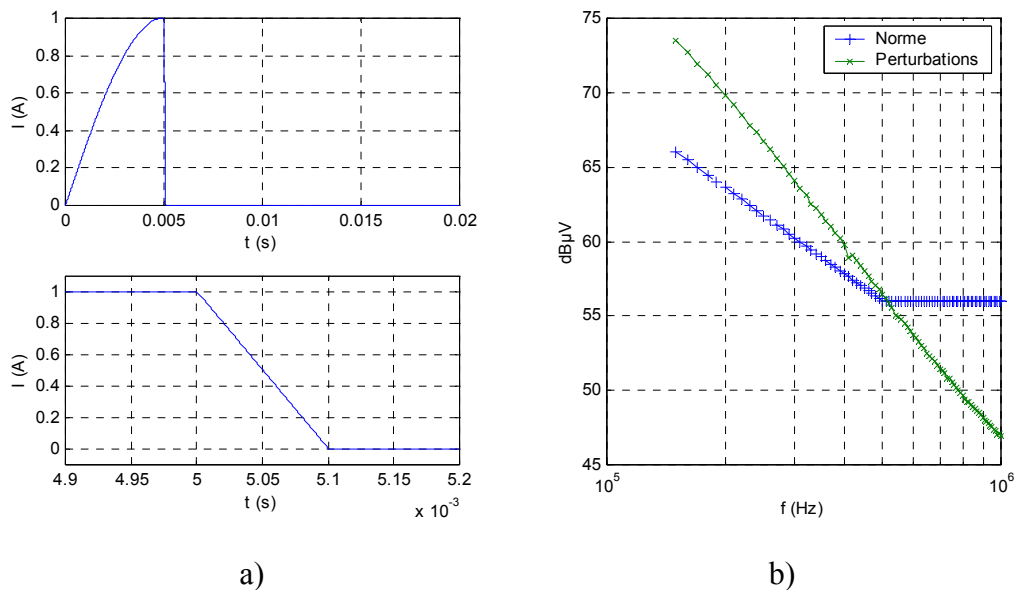


Figure III-15 : a) signal possédant une décroissance de pente constante égale à 10mA/ μ s ;
b) perturbations crête générées par cette forme d'onde.

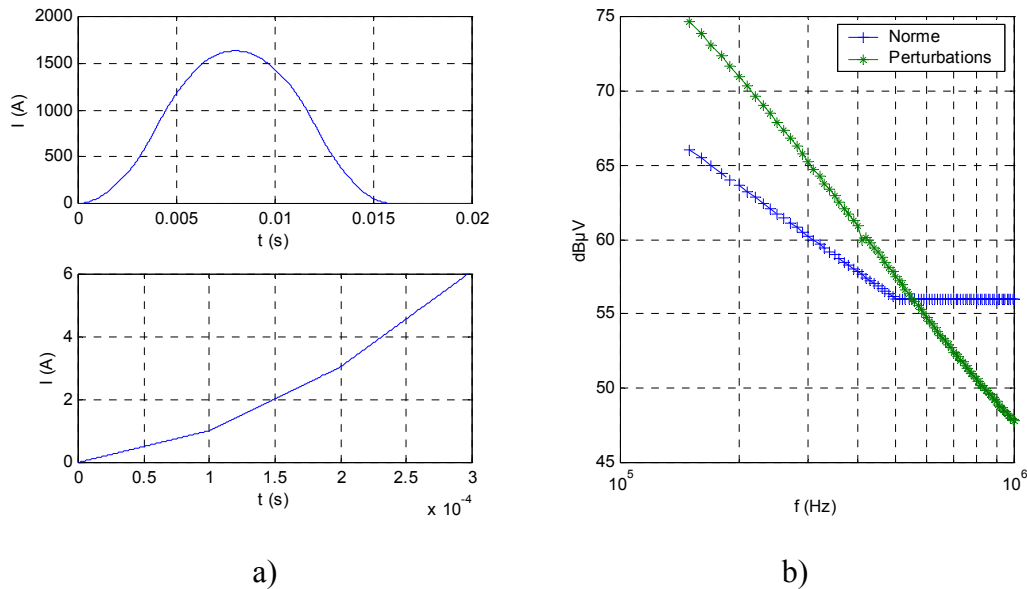


Figure III-16 : a) signal comportant une pente maximale de $400\text{mA}/\mu\text{s}$, constitué de segments de longueur égale à $100\mu\text{s}$, l'écart de pente entre chaque segment est de $10\text{mA}/\mu\text{s}$;
 b) perturbations crête générées par cette forme d'onde.

Donc nos prévisions étaient bonnes car malgré la différence de pente maximale entre les deux signaux, les perturbations crête générées par ces deux formes d'ondes sont très proches [13].

Cependant, il faut bien être conscient que ce résultat n'est vrai que pour des perturbations crête. En effet, les détecteurs quasi-crête tiennent compte de la fréquence de répétition des perturbations. Or, le signal de la Figure III-15 présente une fréquence de répétition égale à celle de la commutation, soit 50Hz. Celui de la Figure III-16 possède une rupture toutes les $100\mu\text{s}$ soit une fréquence de répétition des instants perturbateurs proche de 8kHz. Donc si on se réfère à l'abaque qui donne les facteurs correctifs entre les différents détecteurs [14], il faut réduire les mesures crête de 8,5dB pour le 50Hz et 0dB pour 8kHz pour obtenir les mesures quasi-crête. Par conséquent les spectres crête et quasi-crête sont identiques pour le signal de la Figure III-16.a, alors que pour celui de la Figure III-15.a les perturbations quasi-crête sont au niveau de la norme NF EN 55014.

Cela étant, il est donc possible de définir, directement dans le domaine temporel, un critère permettant d'évaluer la non conformité d'une forme d'onde de courant, avec la norme NF EN 55014 : **entre deux segments constituant la forme d'onde, un écart de pente supérieur à $10\text{ mA}/\mu\text{s}$ donne un spectre obligatoirement au-dessus de la norme**

NF EN 55014. En revanche, la propriété réciproque n'est pas applicable, car la fréquence de répétition des perturbations affecte la valeur du facteur quasi-crête.

En résumé, la décomposition des instants perturbateurs permet d'extraire un critère temporel permettant de caractériser les perturbations générées en mode différentiel. Elle montre qu'il est possible de localiser les instants perturbateurs dans une forme d'onde temporelle, et qu'il est facile de combiner leur spectre pour obtenir les perturbations totales générées.

Cependant, cette décomposition nécessite une connaissance *a priori* des instants perturbateurs du signal. Leur détermination préalable est facilement réalisable pour des signaux simples, comme celui traité en exemple, mais l'est beaucoup moins pour des signaux plus complexes. De plus, la méthode par décomposition oblige à reconstruire des signaux ne contenant qu'un seul instant perturbateur, ce qui demande une analyse approfondie du signal initial.

Par conséquent, une seconde méthode permettant une détection des instants perturbateurs dans une forme d'onde est développée au paragraphe suivant.

III.5 Les dérivées successives

Une autre manière de s'affranchir des problèmes liés à la résolution temporelle introduits par les transformées temps-fréquence consiste à utiliser les dérivées successives d'un signal périodique. En effet, Il possible de faire l'étude spectrale du signal directement à partir du domaine temporel, puisque l'allure du spectre d'un signal périodique peut être définie par les équations suivantes [15] :

$$|F(\omega)| \leq \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} |f(t)| dt \quad \text{et} \quad |F(\omega)| \leq \frac{1}{T} \frac{\int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} |f^n(t)| dt}{\omega^n}, \quad n \in \mathbb{N}$$

avec :

$f(t)$: le signal analysé,

$F(\omega)$: spectre du signal $f(t)$.

On constate que les différentes asymptotes constituant le spectre $F(\omega)$ sont fonctions de la surface des dérivées successives du signal $f(t)$. En conséquence, le comportement asymptotique du spectre peut être établi, en calculant les différentes surfaces imagées par la Figure III-17.

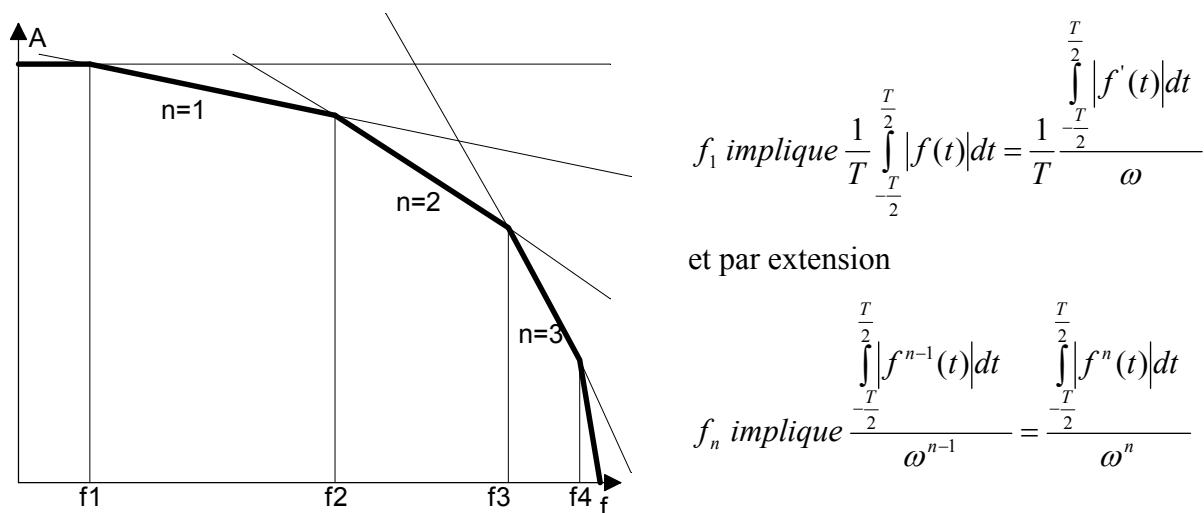


Figure III-17 : définition asymptotique du spectre d'une forme d'onde par une étude des dérivées successives dans le domaine temporel.

Aussi, le comportement à l'infini du spectre est défini par l'ordre de dérivabilité du signal . En effet, si le module de la transformée de Fourier d'un signal décroît à l'infini comme f^{-n} (avec n entier, et f la fréquence), sa dérivée d'ordre n comporte alors au moins une distribution de Dirac. Cette dernière impose le comportement de sa transformée à l'infini [4], [16], [17], [18].

Ainsi, le calcul et la recherche de discontinuités dans les dérivées successives permettent de déterminer le comportement à l'infini du spectre d'une forme d'onde, c'est-à-dire l'asymptote de décroissance du spectre, en dB/décade.

On démontre en effet que le spectre à l'infini est imposé par la (ou les) distribution(s) de Dirac, en examinant sa transformée de Fourier, ainsi que les transformées de Fourier de sa dérivée et de sa primitive, soit respectivement :

$$\begin{aligned} TF[\delta(t)] &= 1, \quad \forall f \\ TF[\delta^{(n)}(t)] &= (2\pi j f)^n \\ TF[\delta^{(-n)}(t)] &= (2\pi j f)^{-n} \end{aligned}$$

Un signal $x(t)$ possédant une discontinuité dans sa dérivée d'ordre $n-1$, c'est-à-dire une distribution de Dirac dans sa dérivée d'ordre n , peut s'écrire de la façon suivante :

$$x^{(n)}(t) = a(t) + A_n \delta(t)$$

avec :

$a(t)$: fonction du temps, qui représente les harmoniques basses fréquences qui ont les amplitudes les plus importantes.

A_n : l'amplitude de la distribution de Dirac, qui représente les harmoniques hautes fréquences qui ont les amplitudes les plus importantes, pour la dérivée d'ordre n du signal.

En intégrant n fois la relation précédente, on obtient :

$$x(t) = \int \dots \int a(t) dt + A_n \delta^{(-n)}(t)$$

d'où sa transformée de Fourier :

$$TF[x(t)] = TF\left[\int \dots \int_{-\infty}^{\infty} a(t) dt\right] + A_n (2\pi j f)^{-n}$$

Par conséquent, d'après cette dernière équation, la pente du spectre haute fréquence est imposée par la distribution de Dirac, et son amplitude par la valeur de A_n .

Ainsi, le spectre d'une forme d'onde peut être caractérisé, vis-à-vis d'une norme, en fonction de l'amplitude A_n de la première distribution de Dirac trouvée dans ses dérivées successives. Ceci revient à définir l'asymptote de décroissance du spectre, caractérisée par sa pente, et sa valeur à la fréquence la plus critique, 150kHz (Figure III-18).

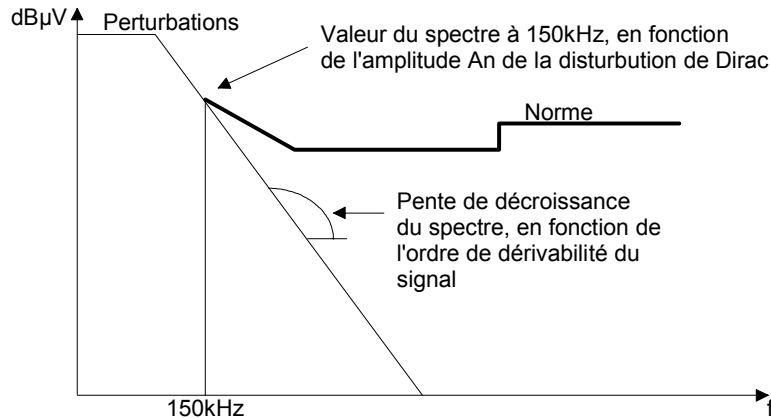


Figure III-18 : définition des perturbations par l'étude des dérivées successives d'une forme d'onde de courant.

De plus, le gabarit des normes concernant la grande majorité des applications de classe B possède entre 150kHz et 500kHz une décroissance de -20dB/décade. Par conséquent, toute forme d'onde possédant un spectre décroissant en fonction de la fréquence peut être caractérisée par cette méthode. La décroissance minimale du spectre est en effet obtenue pour un signal possédant une discontinuité, et donc une décroissance de -20dB/décade, pente identique à celle des normes.

Avec ce raisonnement, on obtient toujours un spectre inférieur à une norme, mais on ne peut garantir que les perturbations sont au même niveau que le gabarit. En effet, pour les faibles valeurs de courant, la décroissance du spectre suivant f^n se produit à une fréquence supérieure à 150kHz. Ainsi, les perturbations générées sont au dessous de la norme, mais l'asymptote possédant une décroissance suivant f^n est au niveau du gabarit. Cet aspect des choses est un inconvénient majeur quand on optimise une structure par rapport à une norme.

L'exemple d'un signal possédant une décroissance du spectre égale à -40dB/décade est donné Figure III-19.

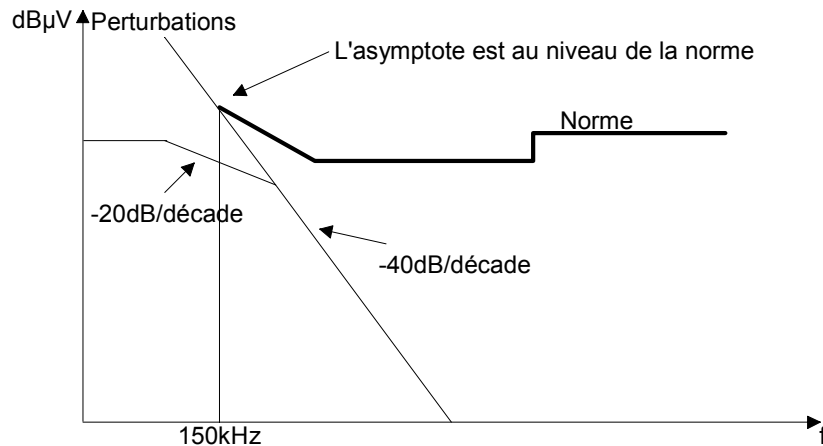


Figure III-19 : exemple de calcul donnant des perturbations inférieures au gabarit de la norme.

En conséquence, la détermination du spectre d'une forme d'onde directement dans le domaine temporel supprime tous les problèmes liés à la résolution temporelle de la transformée de Fourier à fenêtre glissante.

De plus, la compatibilité d'une forme d'onde avec une norme est calculable à partir de la forme d'onde temporelle, par l'examen de ses dérivées successives : la première distribution de Dirac trouvée indique la pente de décroissance du spectre, son amplitude nous renseigne sur la valeur du spectre à 150kHz.

L'amplitude de la distribution de Dirac doit être déterminée en prenant en compte les conditions de mesure des perturbations. En effet, il faut considérer que les mesures sont réalisées en large bande, d'une part, et d'autre part que les gabarits sont donnés pour des mesures réalisées avec un détecteur quasi-crête. Ce dernier doit donc être intégré dans le calcul des amplitudes.

Comme ce détecteur prend en compte la fréquence de répétition des perturbations, les mesures obtenues vont varier en fonction de la fréquence d'apparition des instants perturbateurs, entraînant une variation de l'amplitude des distributions de Dirac en fonction de la fréquence de répétition des perturbations.

Nous calculons le facteur quasi-crête à partir de l'équation suivante [5] :

$$F_{qp} = \frac{F_1 - F_2}{-100\mu s} \Delta t + F_1$$

avec :

F_{qp} : facteur quasi-crête ;

F_1 : facteur quasi-crête pour une fréquence de répétition égale à la fréquence des commutations ;

F_2 : facteur quasi-crête pour une fréquence de répétition égale à deux fois la fréquence de commutation ;

Δt : temps séparant les deux perturbations dans une même fenêtre temporelle.

De nombreux calculs et simulations ont été faits pour des commutations possédant des dérivées première et seconde discontinues. De cette manière nous nous sommes constitué une bibliothèque de valeurs A_n qui permettent de conclure sur la compatibilité d'un signal en fonction de son ordre de dérivabilité.

La méthode est validée dans la mesure où les commutations exponentielles et sinusoïdales donnent des résultats identiques à ceux établis par la simulation du banc de mesure vu précédemment.

Ces résultats ont ensuite été généralisés sur des signaux possédant plusieurs commutations par période.

III.6 Généralisation des résultats aux signaux à plusieurs commutations

Les résultats déterminés sur une sinusoïde possédant une commutation par période vont maintenant être généralisés sur des signaux semblables à celui de la Figure III-20.

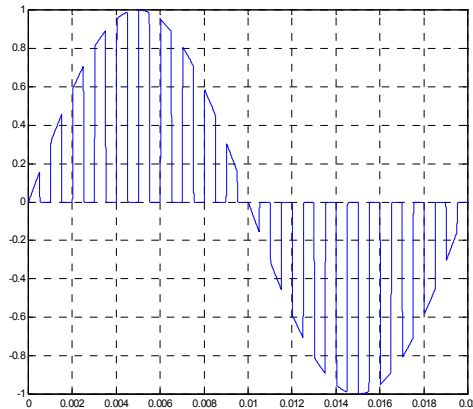


Figure III-20 : forme d'onde avec plusieurs commutations par période, fréquence de hachage de 1kHz.

Comme la fréquence de répétition des perturbations est supérieure à 50Hz, le facteur quasi-crête diminue. Les commutations vont donc être plus contraignantes qu'avec une seule commutation par période, et les temps de commutation plus importants. Par conséquent, on va voir apparaître les limites de chaque forme de commutation, en fonction de la fréquence de découpage de la sinusoïde secteur.

Le calcul des caractéristiques des formes de commutation est réalisé pour plusieurs fréquences de découpage (de 100Hz à 5kHz), en fonction du courant crête commuté (de 100mA à 5A). La fréquence de hachage est volontairement limitée à 5kHz : de cette façon, les perturbations sont analysées en large bande et restent donc comparables aux autres.

III.7 Méthode de calcul

De la même manière que pour les commutations 50Hz, nous avons optimisé pour chaque fréquence la commutation qui tangente par valeur inférieure le gabarit de la norme. Ce calcul a été opéré pour un courant crête de 100mA à 5A avec un pas variant de 100mA jusqu'à 1A, puis de 1A ensuite.

Pour ces calculs, nous nous sommes limités aux commutations linéaires qui restent une référence et aux commutations sinusoïdales. Les résultats obtenus précédemment avec la commutation exponentielle nous ont conduit à l'abandonner.

Cela étant, les résultats exposés sur la Figure III-21 et Figure III-23 montrent que pour certaines fréquences le courant crête est fortement limité pour que le signal soit CEM sans aucun filtre.

III.7.1 Commutation linéaire

Pour cette commutation on constate Figure III-21 que la fréquence maximale de hachage, pour un courant de 5 Ampères, est inférieure à 500Hz. Si la fréquence de découpage augmente, par exemple à 2kHz, le courant coupé doit être fortement limité, en l'occurrence à 300mA. Pour cette même raison, la fréquence de découpage de 5kHz n'apparaît pas sur ces graphes.

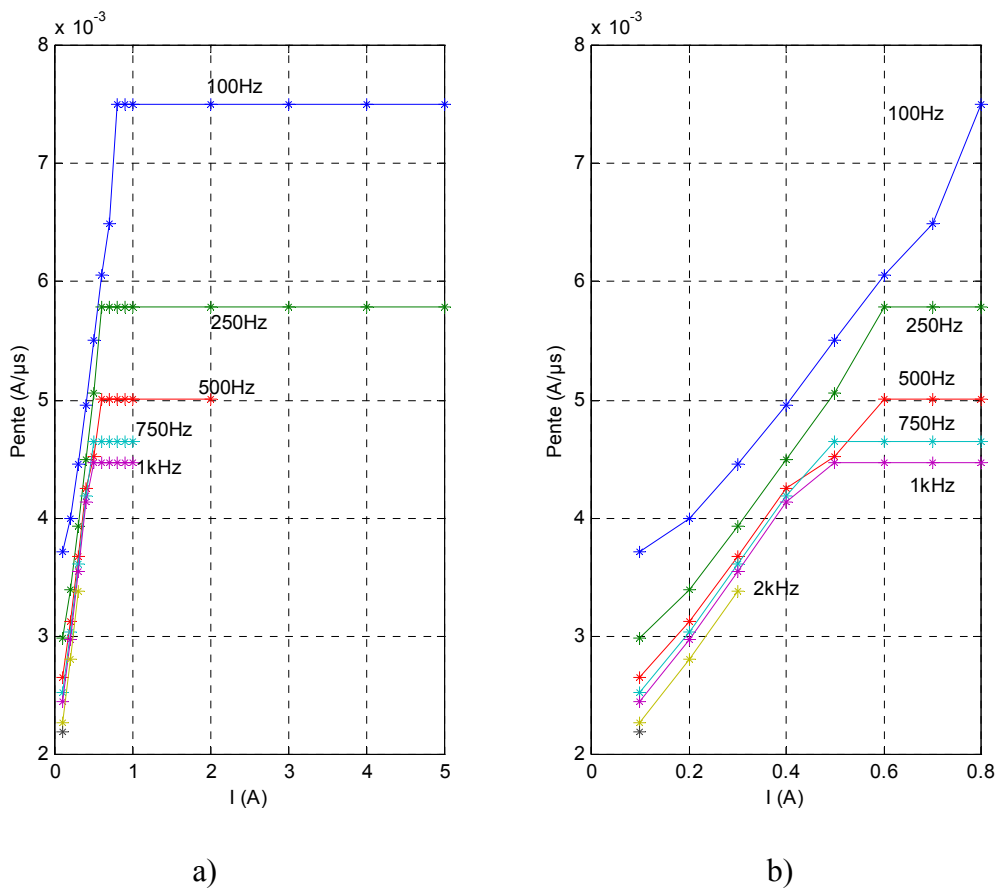


Figure III-21 : pente des commutations, en fonction du courant coupé, pour différentes fréquences de hachage de la sinusoïde secteur ; a) vue de l'ensemble des calculs ; b) zoom sur les faibles courants.

De plus, la puissance ajoutée par cette commutation devient rapidement très élevée. En effet, pour une fréquence de hachage de 500Hz, avec un courant coupé de 1A, elle s'élève à 5,4W (en considérant nulle la chute de tension de l'interrupteur à l'état passant).

On notera tout de même que la fréquence de hachage de 100Hz, qui nous intéresse particulièrement dans le cadre du gradateur, reste CEM jusqu'à un courant crête d'au moins 5A, ce qui est largement suffisant pour nos applications 500W.

A titre d'exemple, les simulations des perturbations générées par des sinusoïdes hachées à 500Hz et à 1kHz pour un courant crête de 1A sont portées sur la Figure III-22.

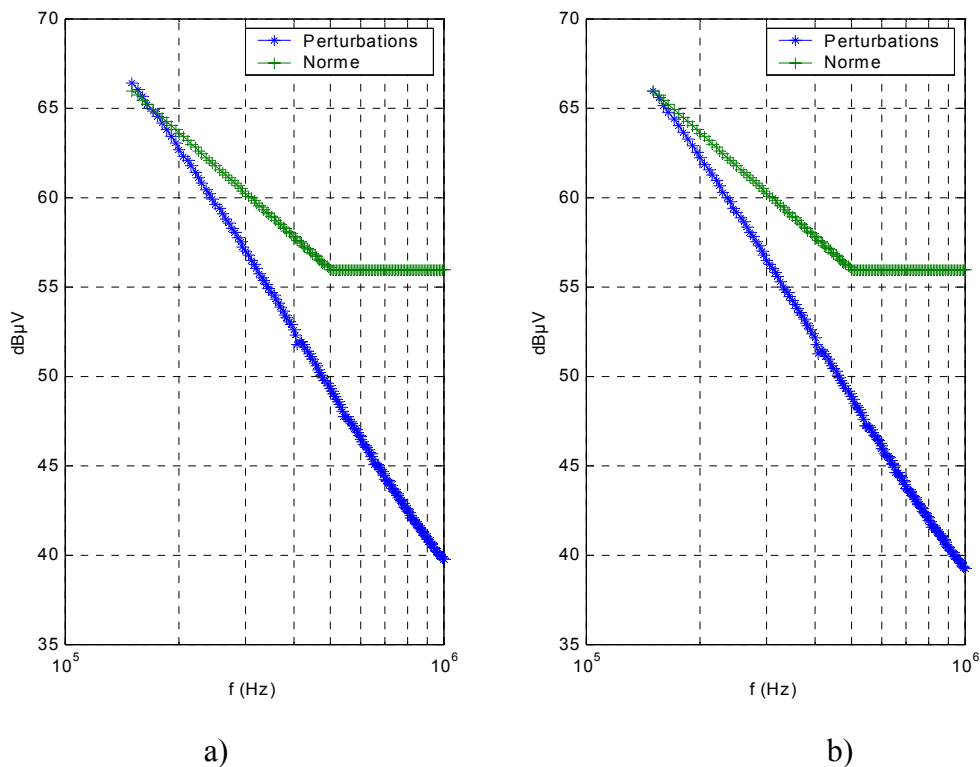


Figure III-22 : perturbations générées par une sinusoïde hachée, avec commutations de pente constante et $\hat{I}=1A$; a) fréquence de découpage = 500Hz ; b) fréquence de découpage = 1kHz.

Ces deux spectres sont au niveau de la norme, ce qui valide cette méthode de calcul pour des signaux possédant plusieurs commutations par période.

III.7.2 Commutation sinusoïdale

Les mêmes calculs sont effectués pour des commutations sinusoïdales, les résultats sont présentés Figure III-23.

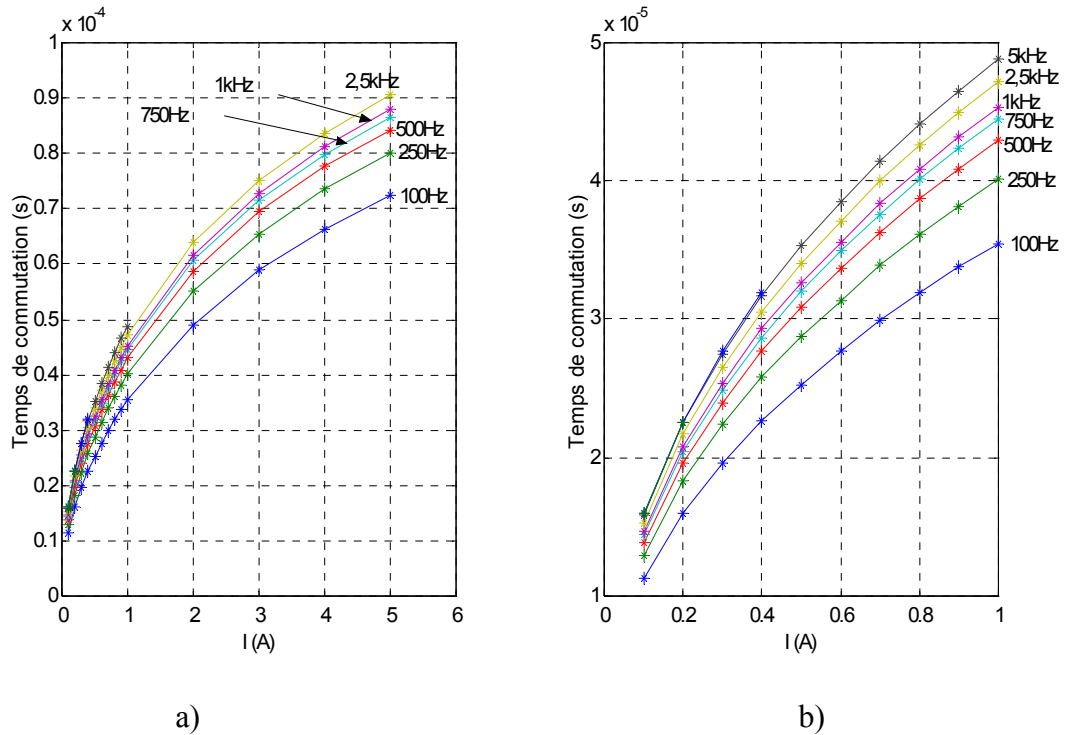


Figure III-23 : temps de commutation avec variations sinusoïdales, en fonction du courant coupé, pour différentes fréquences de hachage de la sinusoïde secteur ; a) vue de l'ensemble des calculs ; b) zoom sur les faibles courants.

La limite de la fréquence de hachage est plus élevée qu'avec des commutations de pente constante. En effet, pour un courant coupé de 5A, la fréquence maximale est de 2,5kHz et arrive à 5kHz pour un courant crête de 1A.

La puissance ajoutée est évidemment inférieure à celle dissipée par une commutation de pente constante, puisque l'on trouve 870mW pour une fréquence de découpage de 500Hz avec $\hat{I}=1A$.

Les simulations des perturbations générées par des sinusoïdes hachées à 500Hz et à 1kHz pour un courant crête de 1A sont portées sur la Figure III-24.

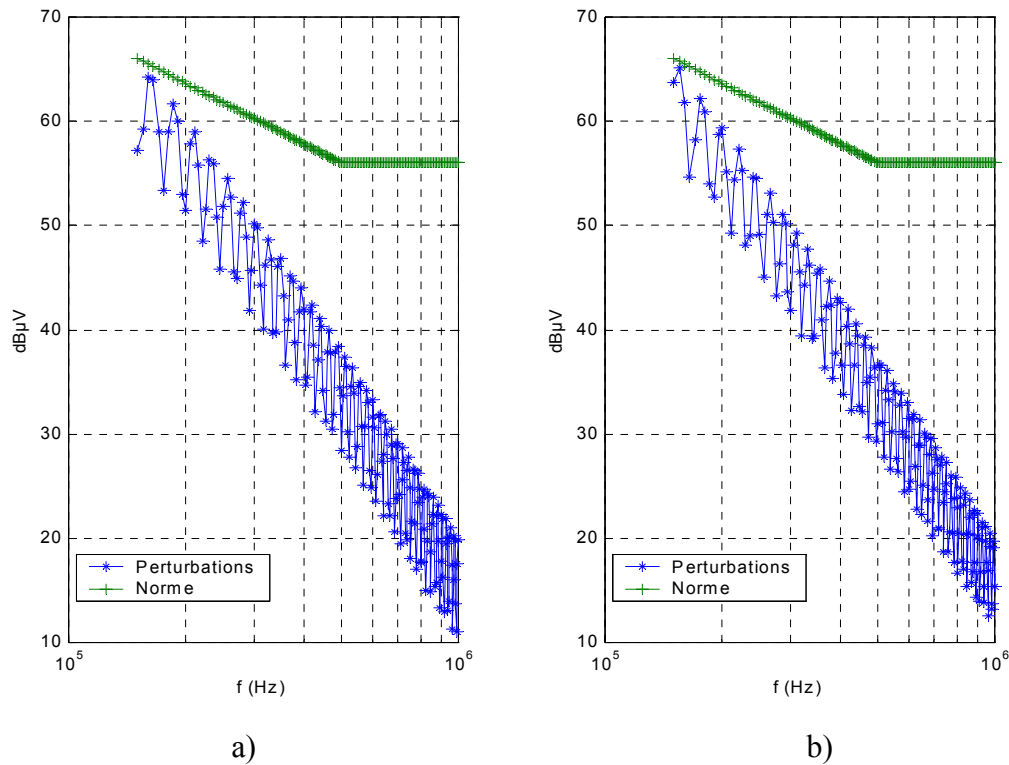


Figure III-24 : perturbations générées par une sinusoïde hachée, avec des commutations sinusoïdales et $\hat{I}=1A$; a) fréquence de découpage = 500Hz ; b) fréquence de découpage = 1kHz.

III.7.3 Conclusion

Les perturbations obtenues grâce aux informations données par le calcul des pics de Dirac semblent cohérents sur les deux types de commutation. En effet, les quatre spectres (Figure III-22 et Figure III-24) sont juste au dessous du gabarit de la norme.

Par conséquent, notre logiciel, mettant en œuvre la méthode des pics de Dirac, peut être utilisé sans retenue pour des fréquences de découpage dont la fréquence varie du continu à 5kHz. Ainsi, il permet de définir des formes d'ondes CEM à partir de valeurs déterminées pour les pics de Dirac des discontinuités rencontrées dans les dérivées d'ordre n.

Cette étape importante n'est pourtant pas suffisante. A notre avis il est aussi primordial, quand un signal n'est pas CEM, d'identifier les instants qui en sont responsables. Nous avons donc inversé notre raisonnement.

III.8 Recherche des instants perturbateurs temporels dans une forme d'onde

Pour identifier les instants perturbateurs directement à partir d'une forme d'onde temporelle, nous avons élaboré une démarche qui peut se décomposer comme suit :

- on calcule les différentes dérivées du signal à analyser,
- puis on recherche les impulsions de Dirac contenues dans ces dérivées,
- ensuite,
 - ♦ on compare l'amplitude à celle de la bibliothèque des A_n établie précédemment,
 - ♦ on analyse la position des différentes impulsions, de manière à déterminer leur pouvoir perturbateur.

III.8.1 Calcul des dérivées successives

Pour limiter les erreurs de calcul des dérivées, nous avons utilisé les développements limités [19]. Soit $f(t)$ la fonction à dériver, t_e la période d'échantillonnage et $n/2$ l'ordre maximal de la dérivée, le système d'équations correspondant, qui se décompose en deux suivant la parité, est le suivant :

- pour les dérivées d'ordre impair,

$$\begin{bmatrix} 1 & 1 & \dots & 1 \\ 2 & 2^3 & \dots & 2^{2n-1} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ n & n^3 & \dots & n^{2n-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} t_e f'(t) \\ \frac{t_e^3}{3!} f^3(t) \\ \dots \\ \frac{t_e^{2n-1}}{(2n-1)!} f^{2n-1}(t) \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} f(t+t_e) - f(t-t_e) \\ f(t+2t_e) - f(t-2t_e) \\ \dots \\ f(t+nt_e) - f(t-nt_e) \end{bmatrix}$$

- pour les dérivées d'ordre pair,

$$\begin{bmatrix} 1 & 1 & \dots & 1 \\ 2^2 & 2^4 & \dots & 2^{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ n^2 & n^4 & \dots & n^{2n} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{t_e^2}{2!} f^2(t) \\ \frac{t_e^4}{4!} f^4(t) \\ \dots \\ \frac{t_e^{2n}}{(2n)!} f^{2n}(t) \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} f(t+t_e) - f(t-t_e) - 2f(t) \\ f(t+2t_e) - f(t-2t_e) - 2f(t) \\ \dots \\ f(t+nt_e) - f(t-nt_e) - 2f(t) \end{bmatrix}$$

La résolution de ces deux systèmes fournit les dérivées successives de f à l'instant t .

III.8.2 Détection des discontinuités dans les dérivées successives

Bien que nous cherchions les instants perturbateurs temporels, nous allons tout de même explorer le contenu fréquentiel de l'onde analysée. En effet, les discontinuités sont

recherchées dans le domaine fréquentiel du fait qu'elles génèrent un spectre essentiellement composé de hautes fréquences. Donc en prenant une résolution temporelle assez fine on peut identifier tous les instants perturbateurs.

Toutefois, les temps de calcul sur un signal de période égale à 20ms deviennent rapidement prohibitifs avec l'utilisation d'une forte résolution temporelle. Par exemple, le nombre de transformées nécessaires pour couvrir avec une fenêtre temporelle de $2\mu\text{s}$ est égale à 10 000.

Par conséquent, une méthode multirésolutions est utilisée : elle effectue une analyse du signal avec des fenêtres temporelles de résolutions différentes. Ceci permet dans un premier temps de sélectionner grossièrement les instants possédant une discontinuité, en analysant le signal avec une faible résolution temporelle (1ms par exemple).

Ensuite, on limite l'analyse aux seuls instants possédant une discontinuité mais cette fois-ci avec une résolution plus élevée. Le système poursuit cette procédure jusqu'à ce qu'il atteigne une résolution temporelle nécessaire à l'application, nous avons choisi $1\mu\text{s}$. De cette façon, les temps de calcul sont diminués.

III.8.3 Estimation du pouvoir perturbateur de chaque Dirac

Nous voulons déterminer où se trouvent les instants perturbateurs, mais également quelle est leur "responsabilité" dans la non conformité à une norme. Dans ce but, nous calculons les amplitudes de Dirac qui ont été décelées, puis nous évaluons l'espace qui existe entre chaque pic. Ainsi, nous pouvons savoir si les perturbations sont couplées, c'est-à-dire si elles sont comprises dans l'intervalle de $100\mu\text{s}$ ou non.

Le cas échéant, la fenêtre de pondération gaussienne est appliquée, ce qui donne la valeur finale de l'instant perturbateur résultant vu par l'analyseur de spectre. Ensuite, chaque valeur est comparée avec l'amplitude maximale A_n admissible, définie au préalable en fonction de l'ordre de la dérivabilité de la forme d'onde.

III.8.4 Application

Nous allons appliquer cette méthode sur un signal possédant la première discontinuité dans sa dérivée seconde. Un tel signal peut être obtenu avec des commutations sinusoïdales. Le temps de décroissance est fixé à $20\mu\text{s}$, avec un courant crête de 1A, pour créer une forme d'onde

généralisant des perturbations au-dessous du gabarit de la norme (nous avons vu précédemment qu'une décroissance sinusoïdale de $30\mu\text{s}$ est au niveau du gabarit de la norme).

Le passage de cette forme d'onde dans le logiciel donne le résultat porté Figure III-25.

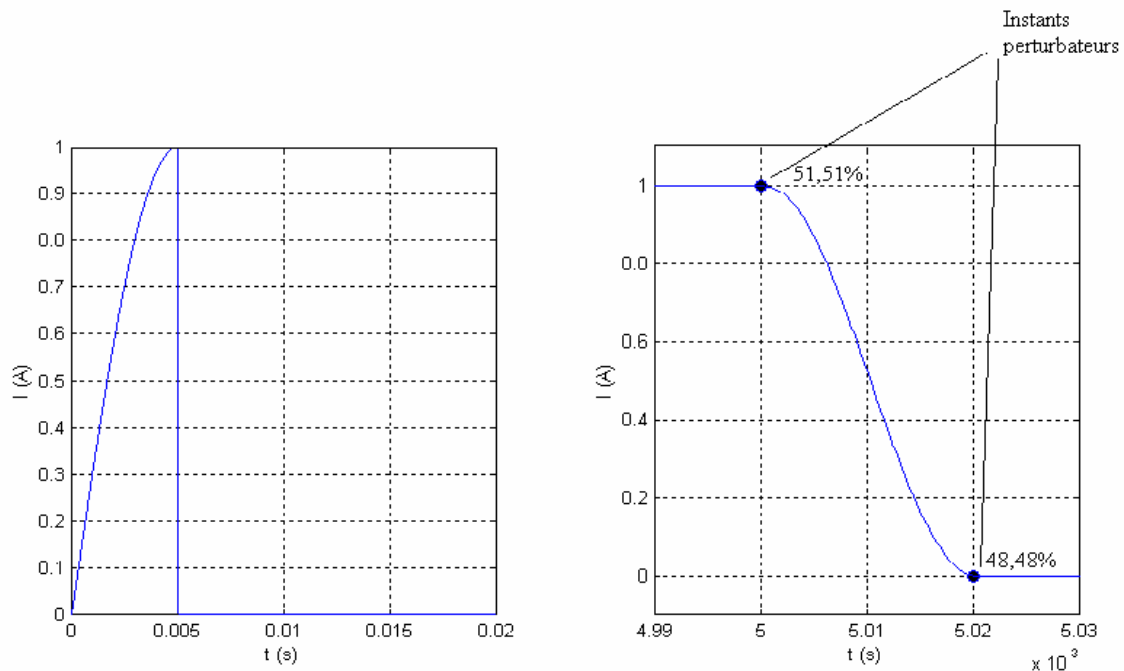


Figure III-25 : signal possédant une dérivée seconde discontinue, et résultat de la détection des perturbations par le traitement des dérivées successives.

Le logiciel de détection a déterminé que les instants perturbateurs contenus dans cette forme d'onde se situent au début et à la fin de la décroissance du signal.

De plus, il indique qu'ils sont dans une même fenêtre temporelle d'analyse, en spécifiant le pourcentage d'intervention de chacun sur les perturbations totales générées.

Nous savons donc maintenant que nous devons travailler la forme d'onde au début et à la fin de la commutation. De plus, les pourcentages de responsabilité nous indiquent que l'effort doit être aussi important sur le "raccordement" du début que sur le "raccordement" de la fin de la commutation.

Ce nouvel outil revêt une importance capitale, puisqu'il permet de connaître les instants perturbateurs temporels, aussi bien sur une forme d'onde réelle que sur une forme d'onde que l'on souhaite obtenir pour une application particulière. On peut donc connaître *a priori* la faisabilité et/ou les modifications à apporter à une application.

III.9 Corrélation temps-fréquence par mesure

Le logiciel développé précédemment permet la détection des instants perturbateurs d'une forme d'onde dans le domaine temporel. Néanmoins, une forme d'onde issue d'une mesure nécessite très souvent un traitement pour éliminer une grande partie du bruit d'acquisition.

La mise en évidence des instants perturbateurs sur un signal réel dans le domaine temporel, peut cependant être réalisée par mesure. En effet, une connexion astucieuse d'un analyseur de spectre, permettant une visualisation du signal étudié dans le domaine fréquentiel et d'un oscilloscope, dédié à une visualisation du signal étudié dans le domaine temporel, nous autorise à parvenir à nos fins.

Cette mesure est basée sur le fait que la tension de sortie du détecteur crête en fonction du temps donne les instants perturbateurs contenus dans une forme d'onde de courant.

Or, sur un analyseur de spectre, l'affichage du signal de sortie du détecteur crête peut être récupéré en fixant la fréquence d'analyse (Zero Span). Ainsi, l'axe horizontal de l'affichage n'est plus fonction de la fréquence, mais du temps : l'affichage de l'analyseur représente donc l'évolution de la sortie du détecteur crête en fonction du temps, pour une fréquence donnée. En fait l'analyseur de spectre devient un oscilloscope, qui ne peut afficher qu'une seule fréquence. Il est donc utilisé comme un oscilloscope connecté à la sortie du détecteur crête.

La corrélation visuelle entre les domaines temporel et fréquentiel est réalisée en synchronisant le déclenchement de l'analyseur de spectre sur celui de l'oscilloscope : nous obtenons ainsi une information fréquentielle à différents instants temporels du courant.

Le synoptique du montage de mesure est présenté Figure III-26

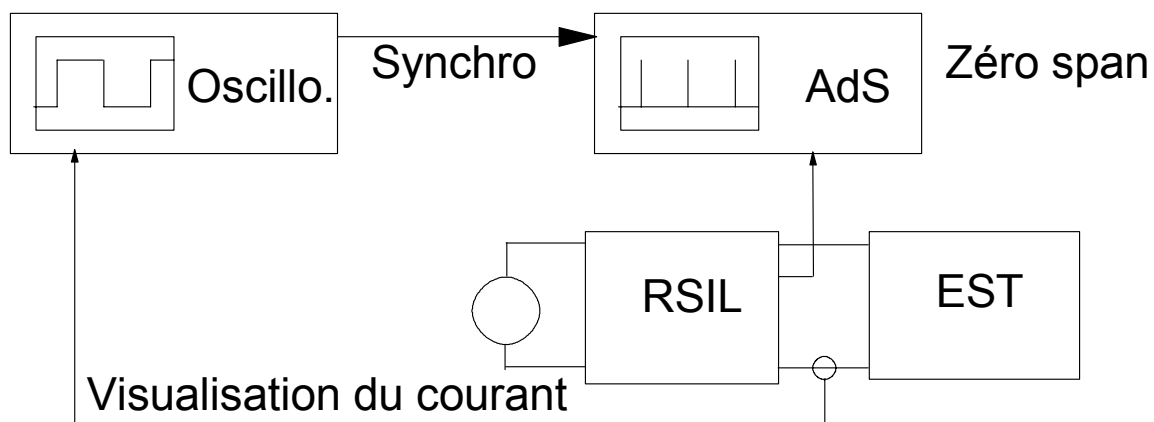
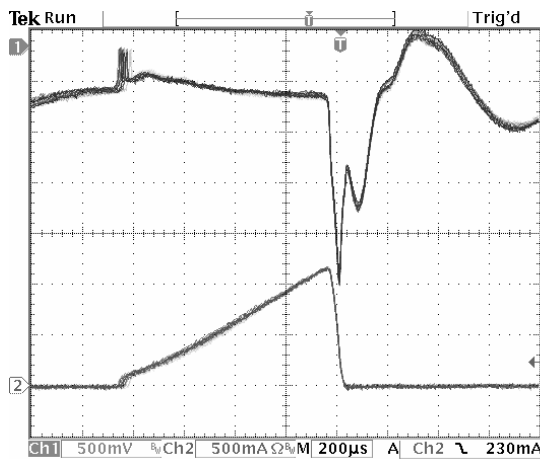


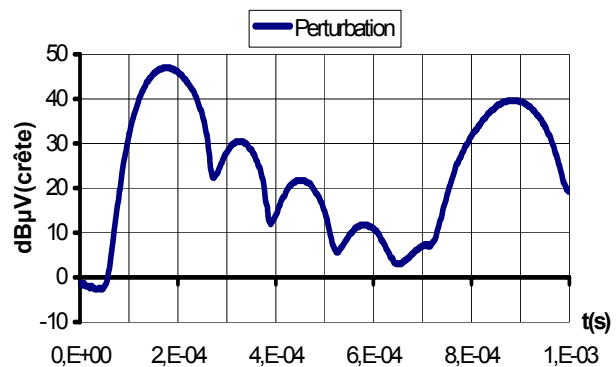
Figure III-26 : synoptique du montage de mesure permettant de réaliser une corrélation temps-fréquence.

A titre d'exemple, nous présentons une mesure temps-fréquence réalisée sur la cellule CEM décrite au chapitre "Applications".

La Figure III-27.a présente le courant consommé par cette application (Voie 2), ainsi que l'une des sorties du RSIL (Voie 1).



a)



b)

Figure III-27 : a) mesure temps-fréquence réelle, Voie 2 : courant analysé, Voie 1 : tension aux bornes d'une des sorties du RSIL. b) détection des instants perturbateurs par l'analyseur de spectre pour la fréquence de 180kHz.

L'affichage obtenu sur l'analyseur de spectre est donné Figure III-27.b. Le filtre de résolution fréquentielle est bien évidemment programmé à 9kHz, pour répondre aux nécessités normatives. La fréquence d'analyse est fixée à 150kHz, puisque nous avons vu que c'est dans cette gamme de fréquence que nos signaux sont les plus proches du gabarit de la norme.

Cette mesure est riche d'enseignements. En effet, dans nos simulations théoriques, seule la commutation était en cause. En réalité, le GTO ne s'amorce pas vraiment au zéro de courant et on s'aperçoit que le pouvoir perturbateur du saut de courant, dû au retard d'amorçage du GTO, est plus important que celui de la décroissance optimisée. Ainsi, les perturbations générées par cette forme d'onde ne sont plus engendrées par la décroissance de courant, mais par le retard de mise en conduction du GTO. Il est donc nécessaire d'optimiser son amorçage. Voici donc une mesure qui met le doigt sur un point que nous n'aurions certainement pas imaginé de prime abord, d'où l'importance de cette méthode tant en simulation qu'en mesure.

Nous montrerons au chapitre "Applications de la théorie à des systèmes réels" comment nous avons résolu ce problème.

III.10 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons montré que les pentes des signaux temporels n'étaient pas un critère pertinent pour évaluer les perturbations électromagnétiques. En fait, seul le raccordement entre les différents segments est important, puisque si entre deux segments de 100µs l'écart entre deux pentes est supérieur à 10mA/µs, alors l'application n'est plus conforme aux normes.

Ceci explique la supériorité de la commutation sinusoïdale par rapport aux commutations linéaire ou exponentielle. Cette continuité entre segments nous a naturellement conduits vers les dérivées successives, puisque cette méthode reprend un des principes fondamentaux des méthodes d'interpolation :

- soit deux fonctions $f(x)$ et $g(x)$ qui ont même valeur en un point X_0 , alors :
 - le raccordement est d'autant plus "doux" que l'ordre des dérivées pour lesquelles on a $f^n(X_0^-) = g^n(X_0^+)$ est grand.

En synthèse, cette étude théorique nous a permis d'élaborer principalement :

- un logiciel de simulation du banc de mesure de CEM conduite,
- un logiciel de calcul de pente maximale qui donne une forme d'onde CEM en fonction du temps de conduction, du courant crête et du temps de commutation,
- un logiciel qui détermine les perturbations électromagnétiques d'un signal par la transformée de Fourier à fenêtre glissante, avec une résolution maximale de 100µs,
- une méthode de décomposition du signal à analyser en autant de signaux que d'instant perturbateurs qui utilise le logiciel de la transformée à fenêtre glissante,
- un logiciel, utilisant les dérivées successives, qui s'affranchit de la résolution de 100µs si son spectre est décroissant monotone et qui permet :
 - ◆ de déterminer si la forme d'onde est CEM,
 - ◆ d'identifier les instants perturbateurs temporels d'un signal.

Forts de cette panoplie d'outils, nous sommes prêts à développer des applications que nous espérons conformes à nos calculs. Ceci fait l'objet du chapitre suivant.

- [1] PEZZANI R., QUOIRIN J.B., "Functional integration of power devices : a new approach", EPE'95, Seville, 1995, pp. 2.219-2.223.
- [2] QUOIRIN J.B., PEZZANI R., "Intégration monolithique, état de l'art et tendance future" club CRIN-SEE, 1997, pp. 9-14.
- [3] SANCHEZ J.L., AUSTIN P., BERRIANE P., MARMOUGET M., "Trends in design and technology for new power integrated devices based on functional integration", EPE'97, Trondheim, 1997, pp. 1-302-1.307.
- [4] SOHIER B., COSTA F., TIAN S.X., REBY F., BAUSIERE R, "limitation des perturbations hautes fréquences générées par les gradateurs", CEM'98, juin 1998.
- [5] GUITTON F, "Etude des formes d'ondes CEM permettant d'éliminer le filtre secteur d'un convertisseur commutant des charges résistives directement sur le réseau basse tension. Application aux circuits intégrés de puissance ASD™". Thèse de doctorat de l'université de Tours, octobre 1999.
- [6] CISPR 16-1, "Spécification des méthodes de mesure des perturbations radioélectriques et de l'immunité aux perturbations radioélectriques; Partie 1 : appareils de mesure des perturbations radioélectriques et de l'immunité aux perturbations radioélectriques", IEC, 1993.
- [7] CISPR 16-2, "Spécification pour les appareils des méthodes de mesure des perturbations radioélectriques et de l'immunité; Partie 2 : méthodes de mesure des perturbations et de l'immunité ", IEC, 1996.
- [8] GUITTON F., MAGNON D., "Evaluation of electromagnetic interference for power system by modelling and simulation" ", Proceeding IASTED, Modelling and simulation, Philadelphia, PP. 22-26, USA, 5-8 may 99.
- [9] GUITTON F., MAGNON D., "Determination of di/dt allowing a solid switch to commute the mains while fulfilling the conducted EMC standards", EPE'99, Lausanne, 1999, 8p.
- [10] TRIGEASSOU J.C., "Recherche de modèles expérimentaux, assistée par ordinateur", Ed. Tec & Doc, 1988.
- [11] THEODOR R., "Initiation à l'analyse numérique", Ed. Masson.
- [12] RICE J.R., "Numerical methods, software and analysis", Ed. McGraw Hill, 1987.
- [13] GUITTON F., MAGNON D., "Determination of a relevant criterion to characterize differential conducted perturbations generated by low frequency converters", EMC'99, Tokyo, 1999, pp. 678-681.

[14] WILLIAMS T., “EMC for product designers”, Oxford, BH Newnes, 1996, p. 65.

[15] AUDONE B., “Graphical Harmonic Analysis”, IEEE Tr. on electromagnetic compatibility, Vol. EMC-15, N°2, 1973, pp. 72-74.

[16] REBY, F., BAUSIERE R., SOHIER B., COSTA F., “Reduction of radiated and conducted emissions in power electronics circuits by the continuous derivate control method (C.D.C.M.)” power electronics and Variables Speed Drives, PP. 158-162, 1998.eby,

[17] BATTAIL G., “Théorie du signal”, Techniques de l’ingénieur, Vol. E3, E160.

[18] REBY F., BAUSIERE R., AMBERG M., “Influence of the current transition functions on the diminution of radiated and conducted emissions in power electronic circuits”, EPE’97, Trondheim, 1997, pp 2.788-2.793.

[19] DUCAMP M., REVERCHON A., “Mathématiques en turbo-pascal : 1-analyse”, Ed. Eyrolles, 1989.