



An International Publication of Engineering Science

AJOT

ALGERIAN JOURNAL OF TECHNOLOGY

1^{ère} Conférence Nationale sur
la Compatibilité Electromagnétique

CNCEM'09

Tiaret 22-24 Novembre 2009

Proceedings



المدرسة الوطنية المتعددة التقنيات
Ecole Nationale Polytechnique

An International Publication of Engineering Science

AJOT

ALGERIAN JOURNAL OF TECHNOLOGY

1^{ère} Conférence Nationale sur
la Compatibilité Electromagnétique

CNCEM'09

Mot du Président

Cette première Conférence sur la Compatibilité Electromagnétique dénommée CNCSEM'09 organisée par L'Université Ibn Khaldoun, Tiaret et l'Ecole Nationale Supérieure Polytechnique se propose de pérenniser un forum national d'échanges de connaissances, d'informations et d'expériences, réunir des chercheurs nationaux, rapprocher et susciter une synergie entre professionnels, fabricants et industriels d'une part et milieux universitaires d'autre part. Nous espérons qu'elle offre un lieu où puissent se nouer des relations de coopération entre les différents participants. Nous espérons qu'à cette conférence succéderont d'autres afin que les liens de coopération établis durant cette rencontre puissent se renforcer et se renouveler pour le bien de la recherche et de la communauté universitaire.

Le Comité Scientifique de la CNCSEM'09 a retenu 30 articles répartis entre les thèmes suivants :

- a) Calcul Numérique du Champ Electromagnétique : 08
- b) Mesures et Caractérisation : 04
- c) Couplage Electromagnétique : 09
- d) CEM et Electronique de Puissance : 05
- e) CEM et Réseaux électriques : 04

Nous tenons à remercier vivement toutes celles et tous ceux qui ont rendu possible la tenue d'une telle conférence. Nous espérons que cette conférence apporte sa pierre aussi modeste soit elle à l'édifice de la recherche scientifique.

Avec l'espoir de revoir tous les participants lors de notre prochaine rencontre, nous souhaitons à toutes et à tous un agréable séjour parmi nous et beaucoup de succès.

Président de la Conférence

Dr. A. Mimouni

CNCEM'09, 22-24 novembre 2009

1^{ère} Conférence Nationale sur la compatibilité ElectroMagnétique

Président de la Conférence : Dr. A. Mimouni

Président du comité d'organisation : Dr. Y. Meslem

Membres du comité d'organisation :

- Mr M. R. Aced
- Mr T. Allaoui
- Mr A. Aouni
- Melle Y. Belkali
- Melle Y. Belkaouel
- Mr M. Bouhaous
- Mr M. Chaalal
- Mr M. Larbi
- Melle S. Makhfi
- Mr Y. Mihoub
- Mr D. Toumi

Comité Scientifique

Dr. M. Abdallah	EMP, Alger
Pr. B. Azoui	U. Batna
Pr. Z. Azzouz	USTO, Oran
Pr. N. Benamrouche	U. Tizi ousou
Dr. A. Bendaoud	U. Sidi Bel Abbas
Pr. Az. Bendiabdellah	USTO, Oran
Dr. M. Bensetti	ESIGELEC, France
Pr. A. Beroual	E. C. Lyon, France
Dr. S. Bouazabia	USTHB, Alger
Pr. A. Boubakeur	ENSP, Alger
Dr. T. Bouthiba	USTO, Oran
Dr. M. Brahami	U. Sidi Bel Abbas
Dr. M. Djennah	MDN, Alger
Dr. F. Duval	ESIGELEC, France
Pr. M. Feliachi	U. Nantes, France
Pr. S. Flazi	USTO, Oran
Pr. M. Haddad	U. Cardiff, Grande Bretagne
Dr. N. Harid	U. Cardiff, Grande Bretagne
Dr. M. Houabes	U. Annaba
Pr. R. Ibtouen	ENSP, Alger
Dr. L. Kotni	USTO, Oran
Dr. M. Loboda	Warsaw University, Pologne
Pr. D. Mahi	U. Laghouat
Pr. M. O. Mahmoudi	ENSP, Alger
Pr. B. Mazari	USTO, Oran
Pr. A. Mekhaldi	ENSP, Alger
Dr. S. Mekhtoub	ENSP, Alger
Dr. Y. Meslem	U. I.K. Tiaret
Dr. A. Mimouni	U. I.K. Tiaret
Pr. H. Mohellebi	U. Tizi ousou
Dr. L. Mokhnache	U. Batna
Dr. M. Moudjahed	U. I.K. Tiaret
Dr. H. Moulai	USTHB, Alger
Dr. D. Moussaoui	EMP, Alger
Pr. B. Nekhoul	U. Jijel
Pr. L. Pichon	LGEP Paris, France

Pr. F. Rachidi	EPFL, Suisse
Dr. R. Tahmi	ENSP, Alger
Pr. A. Taieb Brahim	USTO, Oran
Dr. M. Tegar	ENSP, Alger
Dr. A. Tilmatine	U. Sidi Bel Abbas
Pr. O. Touhami	ENSP, Alger
Dr. A. Zaoui	EMP, Alger

SOMMAIRE

I. CALCUL NUMERIQUE DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE

Experimental Validation of the Hybrid Method for the Computation of the Electromagnetic Fields Produced by a Lightning Return Stroke to a Tall Tower <i>N. M'ziou, L. Mokhnache, A. Boubakeur, Z. Azzouz, R. Kattan</i> Université de Biskra	02
Calcul du Champ Electromagnétique Rayonné par La Foudre en Présence d'un Sol Stratifié <i>K. Habri, A. Mimouni, Z. Azzouz</i> USTOran	09
Rayonnement Electromagnétique d'une Electrode Enterré Verticalement <i>M. Chouki, S. Bensiammar, H. Harrat, B. Nekhoul, F. Hafsaoui, K. Kerroum, K. E. Drissi</i> Université de Jijel	14
Experimental Validation of the Hybrid Method for Near Lightning Electromagnetic Field Calculation Taking into account the conductivity of the soil <i>N. M'ziou, L. Mokhnache, A. Boubakeur, R. Kattan</i> Université de Biskra	20
Modélisation du champ électromagnétique rayonné par l'arc en retour subséquent de foudre –approche d'analyse <i>A. Chahmi</i> Entreprise de Construction et Réparation Navale, Mars el-Kebir, Oran	24
Développement des expressions du champ électromagnétique rayonné par la foudre dans le domaine fréquentiel <i>B. Hechelef</i> USTOran	30
Calcul du champ électromagnétique transitoire dans un poste électrique THT/HT <i>AH. Bendakir, H. Belila, T. Ruibah, S. Bensiammar</i> Université de Jijel	35
Modélisation 2 D du champ électrique dans un disjoncteur haute tension <i>A. Ziani, H. Moulai</i> USTHB, Alger	41

II. MESURES ET CARACTERISATION

Techniques de mesure de susceptibilité pour circuits intégrés <i>I. Zeghouane, R. Oussaid</i> USTHB, Alger	47
Compatibilité électromagnétique des circuits imprimés <i>F. Memmi, R. Oussaid</i> USTHB, Alger	51
Caractérisation Electromagnétique du Blindage en Champ Proche et Lointain <i>H. Miloudi, A. Bendaoud, M. Miloudi, A. Gourbi</i> Université de Sidi Bel Abbas	57
Analyse de l'antenne par son champ électromagnétique rayonné <i>N. Aounallah, M. Bouziani</i> Université de Sidi Bel Abbas	62

III. COUPLAGE ELECTROMAGNETIQUE

Transmission Line Model for Shielding Effectiveness Estimation of a Rectangular Enclosure with Apertures <i>A. Boutar, M. Laour, F. Tahar Belkacem, D. Moussaoui</i> EMP, Alger	69
Etude des Transitoires Induits par la Méthode des Moments <i>H. Belila, A/H. Bendakir, M. Laissaoui, L. Boufenneche, S. Khedimallah</i> Université de Jijel	75
Utilisation des Approches de Rusck pour le Calcul des Surtensions Induites par la Foudre sur une Ligne Aérienne <i>K. Arzag, B. Ghemri, A. Mimouni, Z. Azzouz</i> USTOran	81
Couplage d'une Onde de Foudre avec un Câble Enterré <i>F. Hafsaoui, M. Chouki, H. Belila, B. Nekhoul</i> Université de Jijel	87
Etude de Couplage d'une Onde de Foudre avec un Câble Aérien par le Formalisme Temporel <i>F. Hafsaoui, M. Chouki, H. Belila, H. Harrat</i> Université de Jijel	93
Transient Performance of 3D Substation Systems Subjected to Lightning Stroke <i>B. Harrat, B. Nekhoul, M. Lefouili, K. Kerroum, K. El khamlichi Drissi</i> Université de Jijel	99
Optimisation numérique du rôle d'un couplage de deux électrodes de mise à la terre <i>M. Chouki, H. Harrat, B. Nekhoul, F. Hafsaoui, K. Kerroum, K. El Khamlichi Drissi</i> Université de Jijel	105
Etude des perturbations rayonnées dans un circuit électronique <i>F. Tahar Belkacem, M. Bensetti, M. Djennah, D. Moussaoui, B. Mazari</i> EMP Alger	111
Calcul des éléments parasites par la méthode PEEC <i>Abdelali, D. Mahi</i> USTOran	119

IV. CEM ET ELECTRONIQUE DE PUISSANCE

Reduction of conducted EMI DC-DC Full Bridge Voltage Converter by a Dual Randomized PWM Scheme <i>N. Boudjerda, A. Boudouda, M. Melit, B. Nekhoul, K. El khamlichi Drissi, K Kerroum</i> Université de Jijel	127
Investigation of Electromagnetic Field Interference of Power Electronic Converters <i>M. Melit, B. Nekhoul, N. Boudjerda, K. Kerroum, K. El khamlichi Drissi</i> Université de Jijel	134
Etude expérimentale des perturbations électromagnétiques conduites dans un hacheur élévateur <i>A. Ales, B. F. Tahar, D. Moussaoui, B. Mazari</i> EMP, Alger	141
Contribution de la Méthode des Fils Fins dans L'Etude CEM des Convertisseurs Statiques <i>S. Fahas, R. Tahmi</i> ENSP, Alger	146
Amélioration de l'immunité aux bruits de la diode Schottky par introduction d'une couche de passivation <i>M. Rezki, B. Akkal, Z. Benamara</i> Université de Sidi Bel Abbas	152

V. CEM ET RESEAUX ELECTRIQUES

Reliability of earthing system as significant factor determining EMC, the power quality, and lightning protection <i>M. Loboda, R. Marciniak</i> Warsaw University of Technology, Poland	157
Localization and Identification of Faults in Power Line Network by TDR and Wavelet Transform <i>H. Harrat, M. Chouki, B. Nekhoul, S. Kaouche, K. Kerroum, K. El Khamlichi Drissi</i> Université de Jijel	163
Compensation Harmoniques à Base d'une Régulation Adaptative d'un Filtre Actif Parallèle <i>A. Boukadoum, T. Bahi, S. Oudina</i> Université de Annaba	169
Etude de Limiteur de Courant Supraconducteur dans un système électro-énergétique <i>L. Sabah, S. Belkhiat</i> Université de Setif	174
Index des Auteurs	180

*Calcul Numérique du Champ
Electromagnétique*

Experimental Validation of the Hybrid Method for the Computation of the Electromagnetic Fields Produced by a Lightning Return Stroke to a Tall Tower

Nassima M'ziou*, Leila Mokhnache**, Ahmed Boubakeur***, Zineddine Azzouz****, Rafic Kattan*****,

* Dépt. of Electrical Engineering .Mohamed Khider University . Biskra. Algeria

**Dépt. of Electrical Engineering . Hadj Lakhdar University. Batna. Algeria.

*** Electrical Engineering Research Lab., LRE, Ecole Nationale Supérieure Polytechnique, Algiers. Alegria.

**** Laboratoire (LMSE), USTO Oran, Alegria.

***** Dept. of Physics Faculty of Science Lebanese University. Lebanon.

e-mail: mziou_nas@yahoo.fr

Abstract- In this paper we propose a hybrid method for the calculation of the electromagnetic field associated with lightning strikes to tall towers. The proposed method is a combination between a numerical integration method and finite difference time domain (FDTD) method. It is an alternative approach that takes advantage of this combination to calculate, first, the radiated magnetic field with the Simpson method, and, second the electric field, based partially on the FDTD method. In order to validate the hybrid method we compare our simulation results with measurements of electric and magnetic fields at three distances related with lightning strikes to the 553 m high Toronto Canadian National (CN) Tower collected from the literature [1] and with simulation results obtained by Pavanello's method [1].

Index Terms—electromagnetic field modeling, elevated strike object, lightning, lightning return-stroke, FDTD method.

I. INTRODUCTION

The interaction of lightning with tall strike objects has recently attracted considerable attention from lightning researchers [1]-[8]. Some of the return stroke models, initially developed for the case of return strokes initiated at ground level [2], have been extended to take into account the presence of a vertically extended strike object [3]. The extension of engineering models which are based on a distributed-source representation of the return-stroke channel allows more general and straightforward formulations of the transmission-line-type models than the traditional representations implying a lumped current source at the bottom of the channel.

In this paper we propose a hybrid method for the calculation of electromagnetic fields associated with lightning strikes to tall towers. The hybrid method is a combination of two methods; the images theory to obtain the magnetic field where the Simpson method is applied to solve the magnetic field equation and the finite difference time domain (FDTD) method to evaluate the electric field.

II. MODELING OF LIGHTNING RETURN STROKE TO AN ELEVATED STRIKE OBJECT

Several engineering return stroke models have been extended to account for the presence of a tall strike object [9]-[16]. The engineering models, initially proposed for ground initiated lightning return strokes, have been recently extended to tower-initiated return strokes [3], which are also divided into five models, namely the Bruce-Golde (BG) model, the transmission line (TL) model, the modified transmission line (MTL) model which contains two modifications, the MTLE model and the MTLL model and the travelling current source (TCS) model.

The general equations for the spatial-temporal distribution of the current along the lightning channel and along the strike object [3] are given by the following expressions:

for $h < z' < H$,

$$i(z',t) = \left[P(z'-h)i_0 \left(h,t - \frac{z'-h}{V^*} \right) - \rho_i i_0 \left(h,t - \frac{z'-h}{c} \right) + \right. \\ \left. (1-\rho_i)(1+\rho_i) \sum_{n=0}^{\infty} \rho_g^n \rho_i^n i_0 \left(h,t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \right] \times u \left(t - \frac{z'-h}{v} \right), \tag{1}$$

for $0 \leq z' \leq h$,

$$i(z',t) = (1-\rho_i) \sum_{n=0}^{\infty} \left[\rho_i^n \rho_g^n i_0 \left(h,t - \frac{h-z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) + \right. \\ \left. \rho_i^n \rho_g^{n+1} i_0 \left(h,t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right) \right] \times u \left(t - \frac{h+z'}{c} - \frac{2nh}{c} \right).$$

(2)

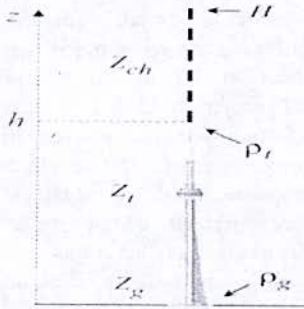


Fig. 1. Strike object and channel geometry.

In (1) and (2), h is the height of the tower, ρ_t and ρ_g are the top and bottom current reflection coefficients for upward and downward propagating waves, respectively. H is the height of the extending return stroke channel, c is the speed of light, $P(z')$ is a model-dependent attenuation function, $u(t)$ is the Heaviside unit-step function, v is the return-stroke front speed, and v^* is the current-wave speed.

Expressions for $P(z')$ and v^* for some of the most commonly used return-stroke models are summarized in Table 1, in which λ is the attenuation height for the MTLE model and H_{tot} is the total height of the lightning channel.

Expressions (1) and (2) are based on the concept of 'undisturbed current' $i_0(t)$, which represents the idealized current that would be measured at the tower top if the current reflection coefficients at its both extremities were equal to zero.

The current reflection coefficients ρ_t and ρ_g at its extremities (the top and the bottom, respectively) are constants (see Fig. 1).

Table 1. $P(z')$ and v^* for Different Return-Stroke Models [17]

Model	$P(z')$	v^*
BG	1	∞
TL	1	v
TCS	1	$-c$
MTLL	$1-z'/H_{tot}$	v
MTLE	$\exp(-z'/\lambda)$	v

Table 2. Parameter of the Undisturbed Current [1]

I_{01} (kA)	τ_1 (μ s)	τ_2 (μ s)	I_{02} (kA)	τ_3 (μ s)	τ_4 (μ s)	η
9.9	0.072	5.0	7.5	100.0	6.0	0.845

The undisturbed current $i_0(t)$ is given by the following expression:

$$i_0(h,t) = \frac{I_{01}}{\eta} \frac{(t/\tau_1)^2}{1+(t/\tau_1)^2} e^{-(t/\tau_2)} + I_{02}(e^{-t/\tau_3} - e^{-t/\tau_4}). \quad (3)$$

This undisturbed current is shown in Fig. 2, where $I_{01}, I_{02}, \tau_1, \tau_2, \tau_3, \tau_4$ and η are constants. The values of the chosen parameters are given in Table 2. The elevated strike object is assumed to have a height $h = 168$ m, corresponding to the Peissenberg tower in Germany, and reflection coefficients are set to $\rho_t = -0.53$ and $\rho_g = 0.7$ [18]. We assume that $H_{tot} = 8$ km. The value adopted for the return stroke front speed is $v = 150$ m/ μ s.

Fig 3 and Fig. 4 show, respectively, the current at the top (168 m) and at the bottom (0 m) of the tower.

The current distribution along the tower and along the channel, at different time instants ($t = 1, 2, \dots, 10$) predicted by the TL model, is shown in the Fig. 5.

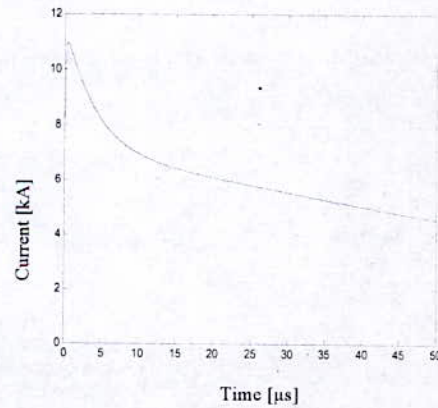


Fig. 2. Undisturbed current.

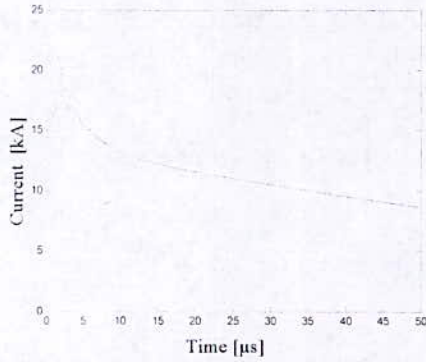


Fig. 3 Current calculated at the top of the tower

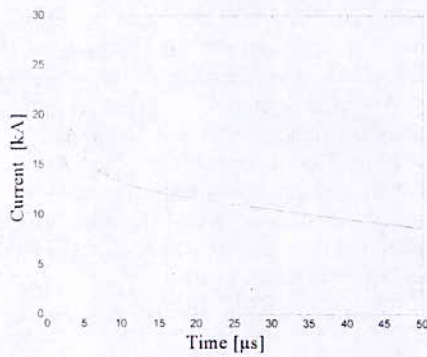


Fig. 4 Current calculated at the bottom of the tower

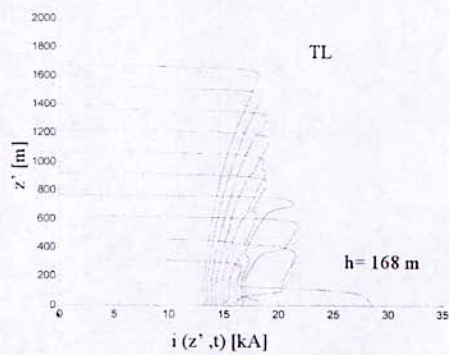


Fig. 5 Current as function of height at 10 instants of time

III. ELECTROMAGNETIC FIELDS ASSOCIATED TO A LIGHTNING RETURN STROKE TO TALL TOWER

Uman and al. [19] derived time-domain solutions for the electric and magnetic fields radiated by cloud-to-ground

lightning strikes as functions of the spatial-temporal distribution of the current along the channel. The simplified geometry considered in that work is composed of a lightning channel modeled as a mono-dimensional-vertical-antenna above a perfectly conducting ground.

The extension of this model adopted for lightning initiated at ground to a tower-initiated strike leaves the geometry unchanged as far as the computation of the electromagnetic field is concerned. This is shown in Fig. 6.

The electromagnetic field contributions (equations 4-8) from an elemental dipole of current $i(z', t)$ of length dz' located along the vertical axis at z' (see Fig.6) are calculated with the usual expressions valid for a perfectly conducting ground where the spatial-temporal distribution of the current along the vertical conductor $i(z', t)$ is replaced by two different current distributions, one along the channel and one along the tower, described, respectively, by (1) and (2):

$$dE_z(r, \phi, z, t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{2(z-z')^2 - r^2}{R^5} \int_0^t i(z', \tau - \frac{R}{c}) d\tau + \frac{2(z-z')^2 - r^2}{cR^4} \cdot i(z', t - \frac{R}{c}) - \frac{r^2}{c^2 R^3} \cdot \frac{\partial i(z', t - \frac{R}{c})}{\partial t} \right] \quad (4)$$

with

$$dE_r(r, \phi, z, t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{3r(z-z')}{R^5} \int_0^t i(z', \tau - \frac{R}{c}) d\tau + \frac{3r(z-z')}{cR^4} \cdot i(z', t - \frac{R}{c}) - \frac{r(z-z')}{c^2 R^3} \cdot \frac{\partial i(z', t - \frac{R}{c})}{\partial t} \right] \quad (5)$$

$$dH_\phi(r, \phi, z, t) = \frac{dz'}{4\pi} \left[\frac{r}{R^3} \cdot i(z', t - \frac{R}{c}) + \frac{r}{cR^2} \cdot \frac{\partial i(z', t - \frac{R}{c})}{\partial t} \right] \quad (6)$$

$$R = \sqrt{r^2 + (z-z')^2}$$

where ϵ_0 and μ_0 respectively are the permittivity and permeability of the vacuum, c is the light speed, R is the distance from the dipole to the observation point, and r is the horizontal distance between the channel and the observation point.

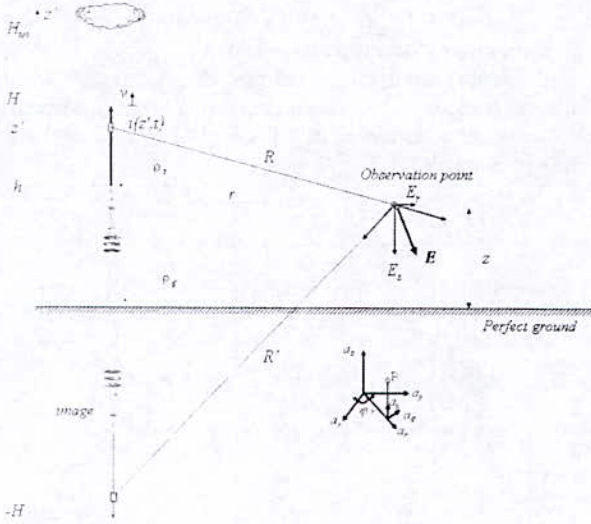


Fig. 6. Adopted geometry for the computation of the field generated by a tower-initiated stroke.

IV. PRESENTATION OF THE PROPOSED METHOD

The hybrid method was proposed by [20, 21] to solve the electromagnetic fields radiated by lightning initiated at ground level.

As a first step, this method consists of evaluating the magnetic flux density at six points around the point where the electric field will be evaluated. The magnetic field is obtained by solving (6) using a numerical integration method.

In the second part of the method, the electric field is calculated based partially on the FDTD method [22].

In this paper we propose a hybrid method to solve the equations of the electromagnetic fields associated to a lightning return stroke to a tall tower.

A. Magnetic Flux Density

The magnetic field is obtained by integrating (6) with a numerical integration.

B. Electric Field

The electric field is calculated by a simplified approach based on the FDTD method [22]. It's given by the following expression:

$$\nabla \times \vec{B} = \mu \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) = \mu \left(\sigma \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right), \quad (7)$$

Where μ is the permeability, σ is the conductivity, ε is the permittivity, \vec{J} is the current density vector, and \vec{D} is the electric flux density vector. The vector (7) represents a system of three scalar equations, which can be expressed in a rectangular coordinate system through their components (x, y, z) as:

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu \varepsilon} \left(\frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} - \mu \sigma E_z \right), \quad (8)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu \varepsilon} \left(\frac{\partial B_z}{\partial y} - \frac{\partial B_y}{\partial z} - \mu \sigma E_x \right), \quad (9)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu \varepsilon} \left(\frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} - \mu \sigma E_y \right). \quad (10)$$

C. The Algorithm

Using the so-called central finite difference approximation [22] for space and time derivatives, and denoting $F(m, n, p, k)$ as $F(m\Delta z, n\Delta x, p\Delta y, k\Delta t)$, the second-order accurate form is given:

$$\frac{\partial F(m, n, p, k)}{\partial z} = \frac{F(m+1, n, p, k) - F(m-1, n, p, k)}{\partial \ell} + O(\partial \ell)^2 \quad (11)$$

and

$$\frac{\partial F(m, n, p, k)}{\partial t} = \frac{F\left(m, n, p, k + \frac{1}{2}\right) - F\left(m, n, p, k - \frac{1}{2}\right)}{\partial \ell} + O(\Delta t)^2 \quad (12)$$

Finally, the electric field components [22] are given by:

$$E_z \left(m, n, p, k + \frac{1}{2} \right) = E_z \left(m, n, p, k - \frac{1}{2} \right) + \frac{c^2 \Delta t}{\partial \ell} \left[B_y(m, n+1, p, k) - B_y(m, n-1, p, k) + B_x(m, n, p-1, k) - B_x(m, n, p+1, k) \right], \quad (13)$$

$$E_x \left(m, n, p, k + \frac{1}{2} \right) = E_x \left(m, n, p, k - \frac{1}{2} \right) + \frac{c^2 \Delta t}{\partial \ell} \left[B_x(m, n, p+1, k) - B_x(m, n, p-1, k) + B_y(m-1, n, p, k) - B_y(m+1, n, p, k) \right], \quad (14)$$

$$E_y \left(m, n, p, k + \frac{1}{2} \right) = E_y \left(m, n, p, k - \frac{1}{2} \right) + \frac{c^2 \Delta t}{\delta l} \left[B_x(m+1, n, p, k) - B_x(m-1, n, p, k) + B_z(m, n-1, p, k) - B_z(m, n+1, p, k) \right] \quad (15)$$

Thus, the electric field is calculated at instant $(k+1/2)$ taking into account the electric field at instant $(k-1/2)$.

In order to avoid numerical instabilities, the time increment should be bounded by the grid size values. A typical choice of Δt is $\Delta t \leq \Delta l / 2c$ and $\Delta l < \lambda e$, where λe is the wavelength.

V. SIMULATION RESULTS AND DISCUSSION

The experimental data of the return stroke current and its associated electric and magnetic fields [1] used in this paper in order to validate the hybrid method are obtained from the literature [1]. These data are obtained from measurements at three distances with lightning strikes to the 553-m-high Toronto Canadian National (CN) tower. The values adopted in the simulations for the reflection coefficients of the CN-Tower model, namely, $\rho t = -0.366$ and $\rho g = 0.8$ for the top and the bottom coefficients, respectively, have been inferred from experimental data [14]. The undisturbed current was represented analytically using the sum of two Heidler functions according with the following expression:

$$i_0(h, t) = \frac{I_{01}}{\eta_1} \frac{(t/\tau_{11})^2}{1 + (t/\tau_{11})^2} \exp(-t/\tau_{12}) + \frac{I_{02}}{\eta_2} \frac{(t/\tau_{21})^2}{1 + (t/\tau_{21})^2} \exp(t/\tau_{22}) \quad (16)$$

where $I_{01}, I_{02}, \tau_{11}, \tau_{12}, \tau_{21}, \tau_{22}, \eta_1, \eta_2$ are constants. The values of parameters are presented in Table 3.

Table 3. Parameter of the Undisturbed Current Used in Simulation [1]

I_{01} (kA)	τ_{11} (μ s)	τ_{12} (μ s)	η_1	I_{02} (kA)	τ_{21} (μ s)	τ_{22} (μ s)	η_2
1.8	0.3	2.0	0.578	2.5	0.3	150	0.939

The current measured at the same height on the CN Tower is shown in Fig.7 and the current calculated at 474 m using the theory of the engineering models (MTLE model) is shown in Fig. 8.

In this simulation we have used the modified transmission line with exponential decay (MTLE) model with $\lambda = 2$ km, the

TL model, the MTLL model, the return-stroke speed in the field calculations is assumed $v = 120$ m/ μ s.

The vertical component of the electric field and the azimuthal component of the magnetic field were measured simultaneously at distances of 2.0 km, 16.8 km, and 50.9 km from the CN tower [1].

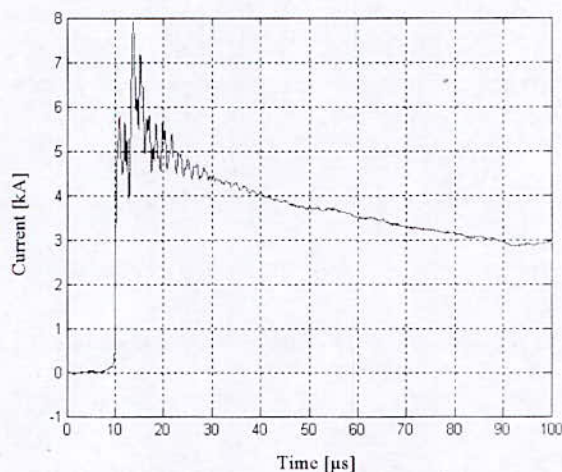


Fig. 7. Measured return-stroke current on the CN Tower (474 m) [1].

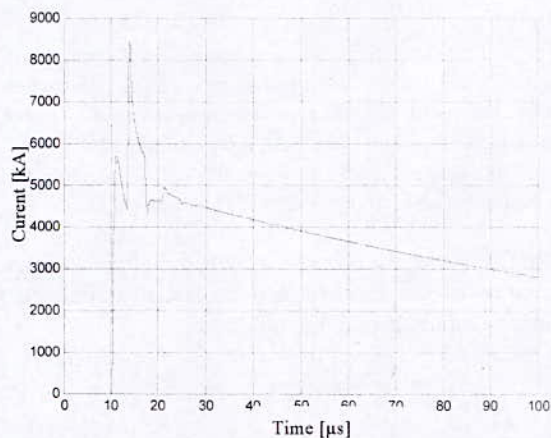


Fig. 8 Calculated return-stroke current on the CN Tower (474 m) [1].

The electric and magnetic fields measured and calculated (with Moment method) are shown in Fig.9 (a), (b).

The electric and magnetic fields calculated with the hybrid method are shown in Fig.9 (c), (d)

From the results obtained in Fig.9 we observe good agreement between the measured and calculated electric and magnetic fields with a hybrid method, and between our results and those calculated by Moment method.

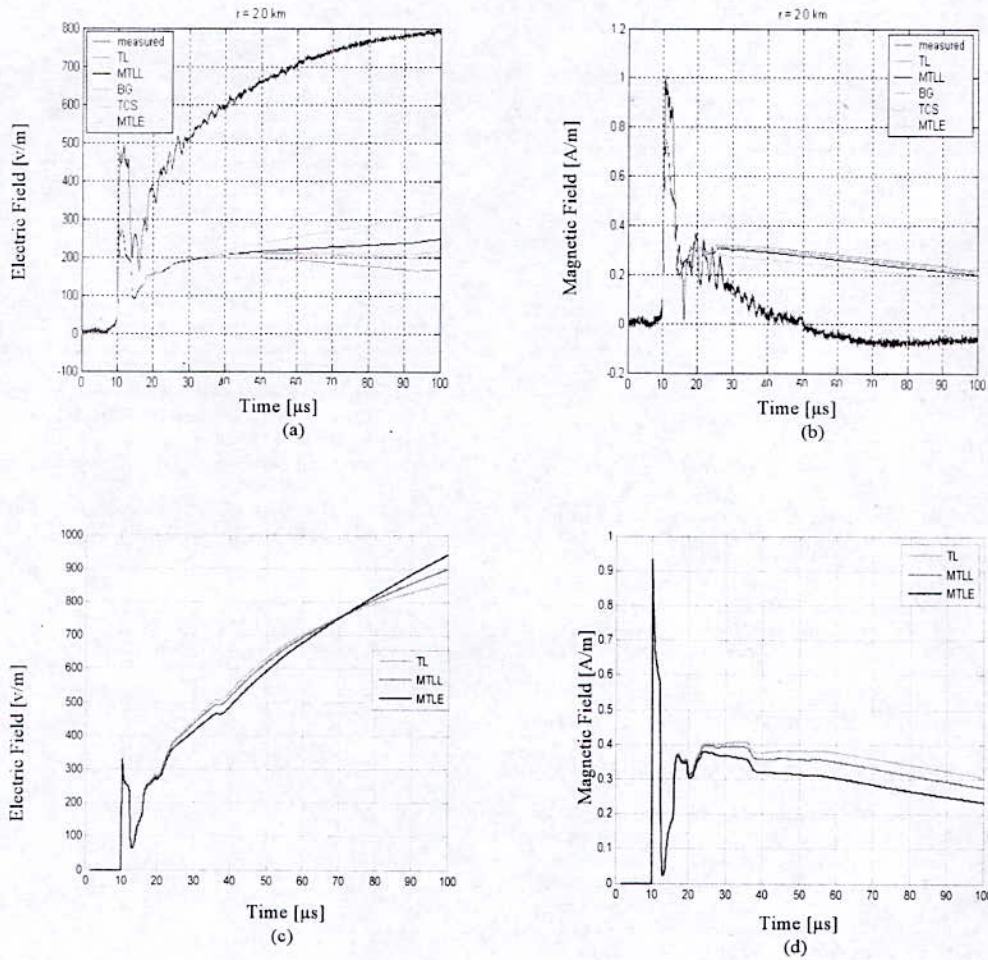


Fig.9. Comparison between electric, magnetic fields (a-b) calculated (with Moment method), measured [1] at 2 km from the CN tower and electric, magnetic fields (c-d) obtained by the hybrid method

The difference between the measured and calculated fields can be explained by assumptions in the theoretical model, experimental errors, the uncertainty in the adopted values for ρl and v , the effect of reflections at structural discontinuities of the CN Tower and, finally, the field enhancement effect of the buildings. We can observe that the magnitude of the electric field predicted with the MTLE model is more affected than the magnetic field

VI. CONCLUSION

We presented in this paper a hybrid method for the computation of electromagnetic fields associated with lightning strikes to a tall tower. The proposed method is an alternative approach that takes advantage of this combination to calculate, first, the radiated magnetic field with the Simpson method, and, second, based partially on the FDTD method, the electric field. This method was validated through experimental data given in the literature [1]. The vertical component of the electric field and the azimuthal component of the magnetic field were measured simultaneously at distances of 2.0 km, 16.8 km, and 50.9 km from the CN tower in Canada.

Good agreement was observed between simulation results using the proposed method and those using Moment method.

REFERENCES

- [1] D. Pavanello, "Electromagnetic radiation from lightning return strokes to tall structures" *Ph.D. Thesis*, EPFL, Lausanne, Switzerland, 2007
- [2] C. A. Nucci, G. Diendorfer, M. A. Uman, F. Rachidi, M. Ianoz, C. Mazzetti, "Lightning return stroke current models with specified channel base current: a review and comparison", *J. Geophys. Res.* 20395–20408, 1990.
- [3] F. Rachidi, V. Rakov, C. A. Nucci, J.L. Bermudez, "The effect of vertically-extended strike object on the distribution of current along the lightning channel", *J. Geophys. Res.* 107 (D23) 4699, 2002.
- [4] H. Motoyama, W. Janischewskyj, A. M. Hussein, R. Rusan, W. A. Chisholm, and J.-S. Chang, "Electromagnetic field radiation model for lightning strokes to tall structures," *IEEE Trans. Power Del.* vol. 11, no. 3, pp. 1624–1632, Jul. 1996
- [5] S. Guerrieri, C. A. Nucci, F. Rachidi, and M. Rubinstein, "On the influence of elevated strike objects on directly measured and indirectly estimated lightning current," *IEEE Trans. Power Del.*, vol. 13, no. 4, pp. 1543–1555, Oct. 1998.
- [6] D. Pavanello, F. Rachidi, M. Rubinstein, J. L. Bermudez, and C.A. Nucci, "Electromagnetic field radiated by lightning to tall towers: Treatment of the discontinuity at the return stroke wave front," *J. Geophys. Res.*, vol. 109, no. D6, pp. DO6114-1–D06114-7, 2004 DOI:10.1029/2003JD004185.
- [7] J. L. Bermudez, M. Rubinstein, F. Rachidi, F. Heidler, and M. Paolone, "Determination of reflection coefficients at the top and bottom of elevated strike objects struck by lightning," *J. Geophys. Res.*, vol. 108, no. D14, pp. 4413-1–4413-13, 2003 DOI: 10.1029/2002JD002973..
- [8] D. Pavanello, F. Rachidi, M. Rubinstein, J. L. Bermudez, and C.A. Nucci, "Electromagnetic field radiated by lightning to tall towers: Treatment of the discontinuity at the return stroke wave front," *J. Geophys. Res.*, vol. 109, no. D6, pp. DO6114-1–D06114-7, 2004 DOI:10.1029/2003JD004185.
- [9] F. Rachidi, M. Ianoz, C. A. Nucci, and C. Mazzetti, "Modified transmission line model for LEMP calculations. Effect of the return stroke velocity decreasing and elevated strike objects on close fields," presented at the 9th Int. Conf. Atmospheric Electricity, St. Petersburg, Russia, Jun. 15–19, 1992.
- [10] J. C. Willett, V. P. Idone, R. E. Orville, C. Leteinturier, A. E. Berard, L. Barret, and E. P. Krider, "An experimental test of the 'transmission line model' of electromagnetic radiation from triggered lightning return strokes," *J. Geophys. Res.*, vol. 93, pp. 3867–3878, 1988.
- [11] G. Diendorfer, "Effect of an elevated strike object on the lightning electromagnetic fields," presented at the 9th Int. Symp. Electromagn. Compat., Zurich, Switzerland, Mar. 12–14, 1991.
- [12] S. Guerrieri, F. Heidler, C. A. Nucci, F. Rachidi, and M. Rubinstein, "Extension of two return stroke models to consider the influence of elevated strike objects on the lightning return stroke current and the radiated electromagnetic field: Comparison with experimental results," presented at the Int. Symp. Electromagn. Compat., Rome, Italy, Sep. 17–20, 1996.
- [13] R. Rusan, W. Janischewskyj, A. M. Hussein, and J. S. Chang, "Comparison of measured and computed electromagnetic fields radiated from lightning strikes to the Toronto CN Tower," presented at the 23rd Int. Conf. Lightning Protection, Florence, Italy, Sep. 23–27, 1996.
- [14] W. Janischewskyj, V. Shostak, J. Barratt, A. M. Hussein, I. Rusan, and J. S. Chang, "Collection and use of lightning return stroke parameter taking into account characteristics of the struck object," presented at the 23rd Int. Conf. Lightning Protection, Florence, Italy, Sep. 23–27, 1996.
- [15] W. Janischewskyj, V. Shostak, and A. M. Hussein, "Comparison of lightning electromagnetic field characteristics of first and subsequent return strokes to a tall tower I. Magnetic field," presented at the 24th Int. Conf. Lightning Protection, Birmingham, U.K., Sep. 14–18, 1998.
- [16] V. Shostak, W. Janischewskyj, A. Hussein, and B. Kordi, "Electromagnetic fields of lightning strikes to a tall tower: a model that accounts for upward-connecting discharges," presented at the 25th Int. Conf. Lightning Protection, Rhodes, Greece, Sep. 18–20, 2000.
- [17] V.A. Rakov, M.A. Uman, "Review and evaluation of lightning return stroke models including some aspects of their application", *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* Vol. 40, pp. 403–426, 1998.
- [18] F. Heidler, J. Wiesinger, W. Zischank, "Lightning currents measured at a telecommunication tower from 1992 to 1998, Presented at 14th International Zurich Symposium on Electromagnetic Compatibility, Zurich, Switzerland, 2001, pp. 6.
- [19] Uman, M. A., D. K. McLain, and E. P. Krider (1975), "The electromagnetic radiation from a finite antenna," *American Journal of Physics*, 43, 33-38
- [20] N. M'ziou, L. Mokhnache, A. Boubakeur, "Electromagnetic field radiated by lightning calculated by a hybrid method: Experimental validation" International Symposium on Electrical Insulation, proceedings IEEE, pp 55-58. June 2008, Vancouver (BC)-Canada.
- [21] N. M'ziou, L. Mokhnache, A. Boubakeur, R. Kattan, B. Ghemri, "Hybrid (Simpson-FDTD) method to calculate electromagnetic field radiated by lightning coupling to overhead power lines" in 29th International Conference on Lightning Protection, pp. 3a-2-1-3a-2-10. June 2008, Uppsala-Sweden.
- [22] M. N. O. Sadiku, "Numerical Techniques in Electromagnetics", Boca Ration, FL: CRC Press, 1992, ch. 3

Calcul du Champ Electromagnétique Rayonné par La Foudre en Présence d'un Sol Stratifié

K. Habri*, A. Mimouni**, Z. Azzouz*

* Laboratoire LDEE, Université des Sciences et de la Technologie d'Oran

** Laboratoire LGP, Université Ibn Khaldoun, Tiaret

Résumé— L'objectif de ce travail est l'analyse du champ électromagnétique rayonné par la foudre en dessous d'un sol non-homogène. Les calculs sont effectués en utilisant la méthode FDTD (Finite Difference Time Domain), le courant de l'arc en retour est représenté par les modèles d'ingénieur. Les résultats obtenus montrent clairement l'effet de la non homogénéité du sol sur le rayonnement électromagnétique de la foudre.

Abstract— The aim of this paper is to analyze the underground electromagnetic field radiated by lightning in the presence of stratified soil. The computations are performed using the FDTD method (Finite Difference Time Domain). The return stroke current is modeled by engineering models. The results show clearly the effect of the non-homogeneity of the ground on the lightning electromagnetic fields.

I. INTRODUCTION

La connaissance et la caractérisation du champ électromagnétique rayonné par la foudre permettent une meilleure protection des systèmes électriques et électroniques contre les perturbations engendrées par la foudre. Les expressions du champ rayonné sont souvent données et établies en présence d'un sol homogène et de conductivité finie. Or en réalité le sol ne se présente jamais sous cette forme simpliste [1].

L'influence de la stratification du sol sur le champ électromagnétique est d'une importance capitale, car les transitoires induites par la foudre dans les réseaux souterrains sont directement proportionnelles au champ électromagnétique. Ceci dit, des erreurs notables, sur les calculs de prédiction des effets de la foudre sur ce type de réseaux, peuvent être commises en supposant que le sol est homogène.

La difficulté de mise en compte des spécifications topologiques et géologiques du sol est due à deux contraintes. La première contrainte est de nature théorique, en effet il est très difficile d'introduire toutes les données du sol dans un modèle de prédiction des effets de la foudre. La deuxième, est de type numérique, car un tel calcul demanderait un temps de calcul prohibitif et une très grande place mémoire.

Motivés par la robustesse et la flexibilité de la méthode FDTD, implantée dans nos codes de calcul développés au sein du Laboratoire et qui nous a permis d'affranchir des approximations habituellement considérées pour prendre en compte la conductivité finie du sol, il nous a semblé intéressant de généraliser nos travaux par le développement de nouveaux codes de calcul applicables pour des sols stratifiés.

Le premier algorithme FDTD a été introduit dans le domaine de l'électromagnétisme par Yee [2] en 1966 [3]. Il a été ensuite raffiné et employé par beaucoup de

chercheurs dans différents secteurs comportant les phénomènes de dispersion des ondes électromagnétiques, de couplage onde-structure, d'interaction électromagnétique avec les tissus biologiques [4], et ainsi de suite. Cette méthode est devenue à l'heure actuelle un outil de calcul très puissant en électromagnétisme [3], [5].

Le but de ce travail est de voir l'influence de la stratification du sol sur le champ électromagnétique rayonné par la foudre.

II. GEOMETRIE DU PROBLEME

On considère un sol composé de plusieurs couches. Chacune d'elles possède des propriétés électriques différentes par rapport à celles des autres couches. Ainsi, on distingue deux types de stratification du sol à savoir ; la stratification horizontale (fig.1. a) et la stratification verticale (fig.1. b).

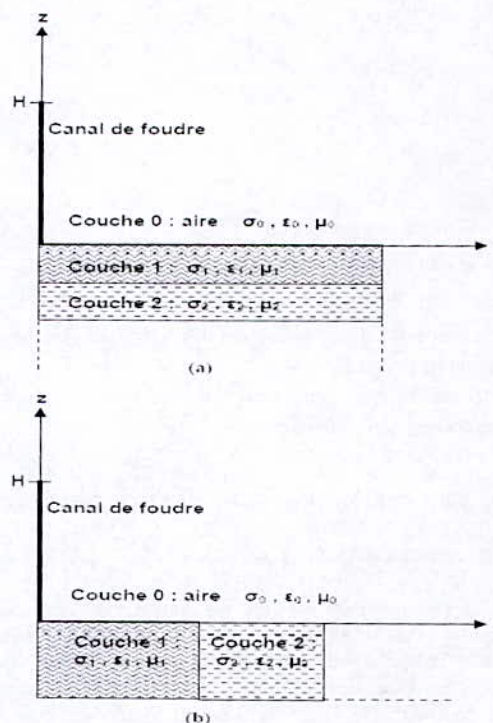


Fig. 1. Géométrie du problème du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol stratifié. (a) stratification horizontale (b) stratification verticale

III. FORMULATION DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE

Les équations de Maxwell gouvernent tous les phénomènes électromagnétiques. Ainsi, l'utilisation de la méthode FDTD consiste à ramener la solution de ces équations dans le domaine de calcul compte tenu des conditions aux limites, à celle d'un système d'équations algébriques dont la solution conduit à la distribution spatiotemporelle du champ électromagnétique rayonné aux nœuds d'un maillage spatiotemporel prédéfini.

La formulation standard des équations de Maxwell s'écrit comme suit :

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \tag{1}$$

$$\nabla \times \vec{H} = \sigma \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \tag{2}$$

- \vec{E} : Champ électrique;
- \vec{H} : Champ magnétique;
- μ : Perméabilité magnétique;
- ε : Permittivité diélectrique;
- σ : Conductivité électrique.

Le développement mathématique des équations (1) et (2) en utilisant une représentation spatiale basée sur des coordonnées cylindriques conduit à un système d'équations aux dérivées partielles exprimées sous la forme suivante :

$$\begin{cases} \frac{\partial H_\phi}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{\partial E_z}{\partial r} - \frac{\partial E_r}{\partial z} \right] \\ \sigma E_r + \varepsilon \frac{\partial E_r}{\partial t} = \frac{\partial H_\phi}{\partial z} \\ \sigma E_z + \varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r H_\phi) \end{cases} \tag{3}$$

- E_r : Champ électrique radial ;
- E_z : Champ électrique vertical ;
- H_ϕ : Champ magnétique azimutal ;
- r : Distance radiale entre le point d'observation et la base du canal de foudre ;
- z : Hauteur (ou profondeur si $z < 0$) du point d'observation par rapport au sol.

IV. PRINCIPE DE BASE DE LA METHODE FDTD

A. Discretisation Spatiotemporelle

La résolution du système d'équations aux dérivées partielles (3) est obtenue en mettant en œuvre l'approche FDTD. Tout d'abord, pour citer le principe de base de cette résolution, on considère une fonction scalaire spatiotemporelle $f(r, z, t)$ définie en tout point $\mathcal{P}(r, z)$ appartient à un espace fini Ω et à chaque instant t appartient un intervalle fini de temps Ψ

$$\mathcal{P}(r, z) \in \Omega \Leftrightarrow \begin{cases} 0 \leq r \leq r_{max} \\ z_{min} \leq z \leq z_{max} \end{cases} \tag{4}$$

$$t \in \Psi = 0 \leq t \leq t_{max} \tag{5}$$

La discrétisation spatiale (maillage) dans les deux directions r et z avec respectivement, les pas spatiaux Δr et Δz , génère un réseau de nœuds dont la position de chacun est obtenu par :

$$\begin{cases} r = r_i = i \cdot \Delta r \\ z = z_j = j \cdot \Delta z \end{cases} \tag{6}$$

- i : Incrément dans la direction de r ;
- j : Incrément dans la direction de z .

La discrétisation temporelle avec le pas Δt est exprimé par la relation suivante :

$$t = t_n = n \cdot \Delta t \tag{7}$$

- n : Incrément dans le temps.

L'évaluation de la fonction f à n'importe quel nœud et à n'importe quel instant est donnée par :

$$\begin{aligned} f(r, z, t) &= f(i \Delta r, j \Delta z, n \Delta t) \\ &= f(i, j, n) \end{aligned} \tag{8}$$

Avec :
$$\begin{cases} 0 \leq i \leq i_{max} \\ j_{min} \leq j \leq j_{max} \\ 0 \leq n \leq n_{max} \end{cases}$$

Les approximations du premier ordre des équations aux dérivées partielles s'écrivent comme suit :

$$\begin{cases} \left. \frac{\partial f(r, z, t)}{\partial r} \right|_{i \Delta r} = \frac{f^{n+1/2}(i+1/2, j) - f^{n+1/2}(i-1/2, j)}{\Delta r} \\ \left. \frac{\partial f(r, z, t)}{\partial z} \right|_{j \Delta z} = \frac{f^n(i, j+1/2) - f^n(i, j-1/2)}{\Delta z} \\ \left. \frac{\partial f(r, z, t)}{\partial t} \right|_{n \Delta t} = \frac{f^{n+1/2}(i, j) - f^{n-1/2}(i, j)}{\Delta t} \end{cases} \tag{9}$$

A partir des équations aux dérivées partielles du système (3) et en utilisant les équations (9) on obtient les composantes du champ électromagnétique rayonné par la foudre :

$$E_z^{n+1/2}(i, j + \frac{1}{2}) = C_2(i, j + \frac{1}{2}) \cdot E_z^n(i, j + \frac{1}{2})$$

$$- \frac{C_1(i, j + \frac{1}{2})}{r_i \Delta r} \left[(r_{i+1/2}) \cdot H_\phi^{n+1/2}(i + \frac{1}{2}, j - \frac{1}{2}) - (r_{i-1/2}) \cdot H_\phi^{n+1/2}(i - \frac{1}{2}, j + \frac{1}{2}) \right] \tag{10}$$

Avec :

$$C_1(i, j) = \frac{2\varepsilon(i, j) - \sigma(i, j) \Delta t}{2\varepsilon(i, j) + \sigma(i, j) \Delta t} \tag{11}$$

$$C_2(i, j) = \frac{2 \Delta t}{2\varepsilon(i, j) + \sigma(i, j) \Delta t} \tag{12}$$

$\varepsilon(i, j)$: Permittivité diélectrique absolue qui caractérise chaque nœud de la grille du maillage ;

$\sigma(i, j)$: Conductivité électrique qui caractérise chaque nœud de la grille du maillage.

$$\begin{aligned} \varepsilon_r^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j\right) &= C_1\left(i+\frac{1}{2}, j\right) \cdot \varepsilon_r^n\left(i+\frac{1}{2}, j\right) - \\ &\frac{C_2\left(i+\frac{1}{2}, j\right)}{\Delta z} \left[\begin{aligned} &H_\phi^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) - \\ &H_\phi^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}\right) \end{aligned} \right] \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} H_\phi^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) &= H_\phi^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) \\ &+ \frac{\Delta t}{\Delta r \Delta z} \left[\varepsilon_z^n\left(i+1, j+\frac{1}{2}\right) - \varepsilon_z^n\left(i, j+\frac{1}{2}\right) \right] \\ &- \frac{\Delta t}{\Delta r \Delta z} \left[\varepsilon_z^n\left(i+\frac{1}{2}, j+1\right) - \varepsilon_z^n\left(i+\frac{1}{2}, j\right) \right] \end{aligned} \quad (14)$$

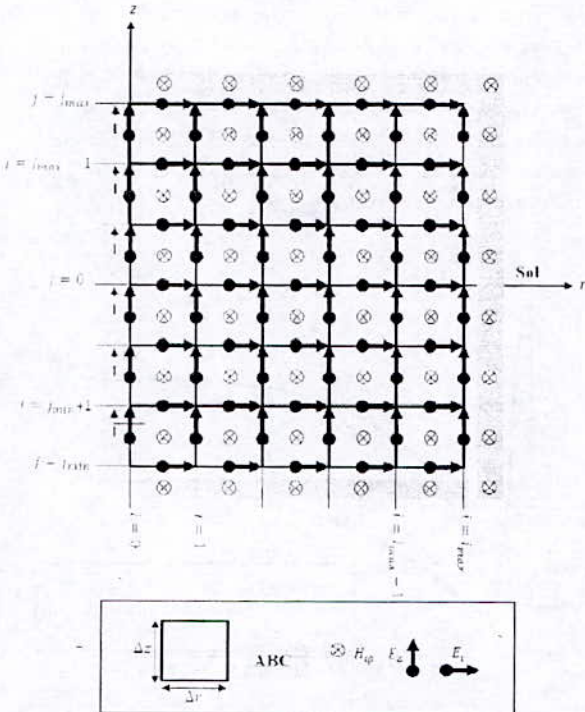


Fig. 2. Maillage 2D-FDTD (coordonnées cylindriques).

B. Conditions aux Limites Absorbantes(ABC)

La modélisation d'un problème électromagnétique en milieu ouvert par une méthode finie, utilisant une discrétisation de la région d'analyse, nécessite la troncature du domaine infini par une frontière fictive.

Pour respecter l'aspect non borné du problème, il est essentiel d'imposer sur les frontières du domaine d'étude, des conditions aux limites dites « conditions aux limites absorbantes (Absorbing Boundary Conditions : ABC) (Fig. 2) »

Dans ce travail, on a utilisé les conditions aux limites absorbantes, premier ordre développées par Mur [6]. Leurs approximations aux différences finies sont comme suit:

▫ Dans la direction radiale

$$\begin{aligned} H_\phi^{n+\frac{1}{2}}\left(i_{max}+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) &= \\ &\frac{2i_{max}-1}{2i_{max}+1} \frac{v(i_{max}+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2})\Delta t-\Delta z}{v(i_{max}+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2})\Delta t+\Delta z} H_\phi^{n-\frac{1}{2}}\left(i_{max}-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) - \\ &\frac{v(i_{max}+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2})\Delta t-\Delta z}{v(i_{max}+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2})\Delta t+\Delta z} H_\phi^{n-\frac{1}{2}}\left(i_{max}+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) + \\ &\frac{2i_{max}-1}{2i_{max}+1} H_\phi^{n-\frac{1}{2}}\left(i_{max}-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) \end{aligned} \quad (15)$$

Avec : $\begin{cases} j_{min}-1 \leq j \leq j_{max} \\ 0 \leq n \leq n_{max}-1 \end{cases}$

$v(i, j)$ désigne la vitesse de propagation du champ électromagnétique qui caractérise chaque nœud de la grille du maillage. Cette vitesse est exprimée par :

$$v(i, j) = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r(i, j)}} \quad (16)$$

c : Vitesse de la lumière ;

$\varepsilon_r(i, j)$: Permittivité diélectrique relative qui caractérise chaque nœud de la grille du maillage.

▫ Dans la direction verticale

$$\begin{aligned} H_\phi^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j_{max}+\frac{1}{2}\right) &= H_\phi^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j_{max}-\frac{1}{2}\right) + \\ &\frac{v\left(i+\frac{1}{2}, j_{max}-\frac{1}{2}\right)\Delta t-\Delta z}{v\left(i+\frac{1}{2}, j_{max}+\frac{1}{2}\right)\Delta t+\Delta z} \left[H_\phi^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j_{max}-\frac{1}{2}\right) - \right. \\ &\left. H_\phi^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j_{max}+\frac{1}{2}\right) \right] \end{aligned} \quad (17)$$

Avec : $\begin{cases} 0 \leq i \leq i_{max}-1 \\ 0 \leq n \leq n_{max}-1 \end{cases}$

$$\begin{aligned} H_\phi^{n+\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j_{min}-\frac{1}{2}\right) &= H_\phi^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j_{min}+\frac{1}{2}\right) + \\ &\frac{v\left(i+\frac{1}{2}, j_{min}+\frac{1}{2}\right)\Delta t-\Delta z}{v\left(i+\frac{1}{2}, j_{min}-\frac{1}{2}\right)\Delta t+\Delta z} \left[H_\phi^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j_{min}+\frac{1}{2}\right) - \right. \\ &\left. H_\phi^{n-\frac{1}{2}}\left(i+\frac{1}{2}, j_{min}-\frac{1}{2}\right) \right] \end{aligned} \quad (18)$$

Avec : $\begin{cases} 0 \leq i \leq i_{max}-1 \\ 0 \leq n \leq n_{max}-1 \end{cases}$

Dans la limite qui comporte le canal et selon la loi d'Ampère, le champ électrique vertical peut être écrit sous la forme [7]:

$$\begin{aligned} \varepsilon_z^{n-\frac{1}{2}}\left(0, j+\frac{1}{2}\right) &= C_1\left(0, j+\frac{1}{2}\right) \cdot \varepsilon_z^n\left(0, j+\frac{1}{2}\right) + \\ &\frac{C_2\left(0, j+\frac{1}{2}\right)}{\Delta r} H_\phi^{n-\frac{1}{2}}\left(\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right) - \frac{4\Delta t}{\pi\sigma\Delta r^2} j^{n+\frac{1}{2}}\left(0, j+\frac{1}{2}\right) \end{aligned} \quad (19)$$

Avec : $\begin{cases} j_{min} \leq j \leq j_{max}-1 \\ 0 \leq n \leq n_{max}-1 \end{cases}$

$j^n(0, j)$ Désigne le courant qui caractérise chaque nœud appartenant à la limite qui comporte le canal, pour

les valeurs de j négatives ($j < 0$) ce courant est toujours nul. Ceci modélise bien le fait que le courant ne peut étre existé que dans le canal de foudre.

Le courant dans le canal de foudre peut s'exprimer mathématiquement à l'aide de plusieurs modèles dits « modèles d'ingénieur » qui sont les plus populaires dans la littérature (voir la référence [3]), ils se basent essentiellement sur une formulation simple qui lie la distribution spatiotemporelle du courant dans le canal au courant au sol.

Dans cette étude, la distribution du courant le long du canal de foudre est représentée par un des modèles d'ingénieur le plus utilisé dans la littérature à savoir, le modèle MTLE (Modified transmission line with exponential decay) [8], Le courant à la base du canal de foudre est modélisé par la Formule d'Heidler [9].

V. CALCUL NUMERIQUE

Dans cette partie du travail, nous présentons les résultats de simulation que nous avons obtenue à l'aide d'un code de calcul élaboré sous environnement Matlab et qui utilise les procédures de la méthode FDTD citées auparavant.

Dans un premier temps, nous présentons les différentes considérations sur la géométrie adoptée lors de la simulation. Ainsi, le sol sera supposé composé de deux couches.

Dans la figure. 3, nous présentons les différentes géométries et toutes les données relatives à ces dernières. Sur cette même figure, nous présentons les coordonnées du point d'observation.

Le tableau.1 présente les paramètres du courant, ainsi que les pas de discrétisation spatiotemporelle.

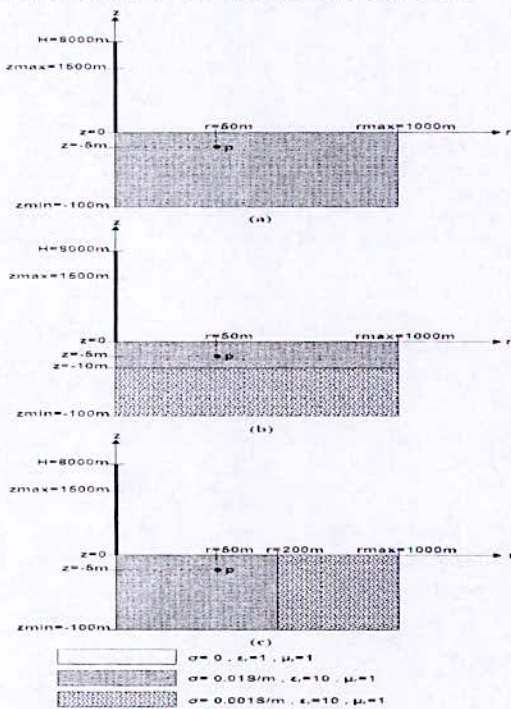


Fig. 3. Différentes géométries adoptées lors de la simulation. (a) sol homogène. (b) sol stratifié horizontalement. (c) sol stratifié verticalement.

Tableau. 1. Paramètres de la simulation

I_1 (A)	10700
τ_{11} (s)	0.25×10^{-6}
τ_{12} (s)	2.5×10^{-6}
n_1	2
I_2 (A)	6500
τ_{21} (s)	2.1×10^{-6}
τ_{22} (s)	230×10^{-6}
n_2	2
v (m/s)	1.5×10^8
λ (m)	2000
Δr (m)	1
Δz (m)	1
Δt (m)	10^{-9}
t_{max} (s)	10^{-5}

VI. RESULTATS ET ANALYSE

Les figures (4, 5 et 6) présentent respectivement les allures temporelles du champ électrique radial, du champ électrique vertical et du champ magnétique azimutal au point d'observation $p(r = 50m, z = -5m)$. Pour visualiser l'effet de la stratification du sol, nous avons réévalué chacune de ces allures pour les trois cas mentionnées à la figure.3.

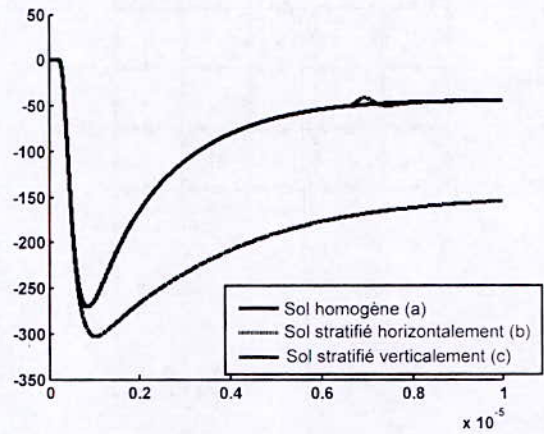


Fig. 4. Variation temporelle du champ électrique radial évaluée en point $p(r = 50m, z = -5m)$

Les variations temporelles du champ électrique radial et vertical ainsi que celle du champ magnétique azimutal, présentées à figures 4, 5, 6 et correspondantes aux géométries du sol décrit à la figure. 3. a (sol homogène) et 3. b (sol stratifié horizontalement) ont pour but de mettre en évidence l'effet de la présence d'une couche conductrice supplémentaire dans un sol initialement homogène. Le point d'observation se trouve au dessus de la limite qui sépare les deux couches.

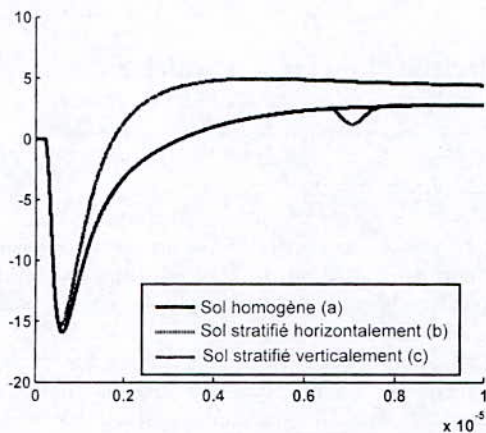


Fig. 5. Variation temporelle du champ électrique vertical évalué en point $p(r = 50m, z = -5m)$

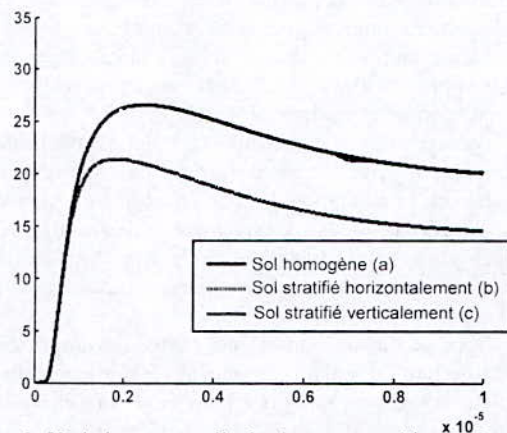


Fig. 6. Variation temporelle du champ magnétique azimutal évalué en point $p(r = 50m, z = -5m)$

L'analyse de ses variations montre que :

- Le champ électrique radial (fig. 4) dans le cas d'un sol stratifié horizontalement (b) possède une amplitude plus grande que celle obtenue pour un sol homogène (a). Par ailleurs, la décroissance temporelle de ce même champ est plus lente dans le cas d'un sol stratifié.
- Le champ électrique vertical (fig. 5), dans le cas d'un sol stratifié horizontalement (b) possède une diminution relativement faible en amplitude par rapport au champ électrique vertical correspondant à un sol homogène (a).
- L'amplitude du champ magnétique azimutal, correspondant au cas d'un sol stratifié horizontalement (b), est plus faible que celle relative au sol homogène (a).

Dans les figures 4, 5 et 6 nous mettons aussi en évidence l'effet de l'insertion d'une couche conductrice verticale, dans un sol homogène correspondant aux figures 3. b (sol homogène) et 3. c (sol stratifié verticalement).

Dans ce cas nous ne remarquons l'influence de la stratification verticale du sol sur les allures temporelles des champs (électrique radial, électrique vertical et magnétique azimutal) que dans les derniers microsecondes sous forme des petits pics qui sont dues probablement à la réflexion de la limite qui sépare les deux couches verticales.

A la lumière des deux cas examinés ci-dessus nous pouvons conclure que la stratification du sol donne lieu à l'existence des limites réfléchissantes caractérisées par des coefficients de réflexion qui sont liées essentiellement d'une part aux caractéristiques électromagnétiques (permittivité, conductivité) des deux couches adjacentes de cette limites, et d'autre part au contenu fréquentiel du champ électromagnétique incident sur cette limite.

VII. CONCLUSION

Dans ce travail nous nous sommes intéressés à l'étude du rayonnement électromagnétique de la foudre en présence d'un sol stratifié. Nous avons mis en évidence, à travers les simulations effectuées, l'effet de la stratification du sol sur les allures temporelles du champ électromagnétique rayonné par la foudre.

REFERENCES

- [1] Abdelmoumèn DARCHERIF, « Contribution à la Modélisation des phénomènes d'interférences Electromagnétiques dans les réseaux électrique », Thèse de Doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, France 1988
- [2] K. S. Yee « Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media », IEEE Trans. Antennas Propogat., vol. 14, 1966, pp. 302-307
- [3] Abdenbi MIMOUNI, « Analyse des problèmes de compatibilité électromagnétique par modélisation et simulation du rayonnement électromagnétique de la foudre », Thèse de Doctorat es-sciences, Université des Sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed Boudiaf 2007.
- [4] P. A. Tirkas, C. A. Balanis, M. P. Purchine, and G. C. Barber « Finite-Difference Time-Domain Method for Electromagnetic Radiation, Interference, and Interaction with Complex Structures », IEEE Transactions on electromagnetic Compatibility, vol. 35, 1993, N° 2, pp 192-203.
- [5] F. Xiao, X. H. Tang, X. J. Zhang « Comparison of Taylor finite difference and window finite difference And their application in FDTD », Journal of Computational and Applied Mathematics, vol 193, 2006, pp 516-534.
- [6] G. Mur, « Absorbing boundary conditions for the finite difference approximation of the time domain electromagnetic field equations, », IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 23, N° 4, 1981, pp. 377-382.
- [7] C. Yang, B. Zhou « Calculation Methods of Electromagnetic Fields Very Close to Lightning », IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility, Vol. 46, N° 1, 2004, pp 133-141.
- [8] C. A. Nucci, C. Mazzetti, F. Rachidi, and M. Ianoz « Analyse du champ électromagnétique dû à une décharge de foudre dans les domaines temporel et fréquentiel », Annales de télécommunication, Vol. 43, n° 11-12, pp. 625-637, 1988.
- [9] F. Heidler « Analytic lightning current functions for LEMP calculations », 18th ICLP (International Conference on Lightning Protection), pp. 63-66 Munich, Germany, 1985.

Rayonnement Electromagnétique d'une Electrode Enterré Verticalement

M. Chouki¹, S. Bensiammar¹, H. Harrat¹, B. Nekhoui¹, F. Hafsaoui¹, K. Kerroum² et K. El Khamlichi Drissi²

¹Université de Jijel, Algérie

²Université de Blaise Pascal, France

Abstract: In this work we propose a new modelling of the transient electromagnetic field radiated by grounding systems. Classically, for the same objective, the rigorous numerical approaches are used and consist in solving the integral equation of electromagnetic field by moment method or the Maxwell equations by FDTD. Our proposition is based on using the dipole concept and the theory of the modified image for calculating electromagnetic field. By comparison to numerical approaches, the proposed method is simpler to implement and gives practically the same precision with less CPU time consuming.

Résumé: Dans ce travail nous proposons une nouvelle approche pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par une prise de terre. Classiquement, pour le même objectif, des approches numériques rigoureuses sont utilisées, et consistent à résoudre l'équation intégrale du champ électromagnétique par la méthode des moments, ou la résolution des équations de Maxwell par FDTD. Notre proposition est basée sur l'utilisation du concept des dipôles Hertiens et la théorie des images modifiée. Par comparaison aux approches numériques ; la méthode proposée est plus simple à implémenter et donne pratiquement la même précision avec un temps de calcul CPU réduit.

Introduction

Depuis quelques années, l'importance que revêt la compatibilité électromagnétique en terme de perturbations électromagnétiques rayonnées a mis en exergue un autre intérêt pour les prises de terre qui consiste à analyser ces dernières comme source de rayonnement suite à un défaut interne (court circuit) ou externe (impact direct d'une onde de foudre).

La modélisation de ce problème d'électromagnétisme pour la quantification du champ électromagnétique rayonné a entraîné la proposition de quelques approches surtout en fréquentiel. La modélisation numérique en fréquentiel la plus rencontrée est celle qui utilise le formalisme des antennes [1-2] et qui a permis le développement de plusieurs codes de simulations dont le plus connu est le logiciel NEC [3].

La principale difficulté dans ce problème, résolution des équations de Maxwell dans les milieux continus, est la prise en compte du sol comme demi-milieu de conductivité finie.

Une autre modélisation numérique plus récente, avec prise en compte des courants induits et de déplacement dans le sol ainsi que des frontières ouvertes, élaborée à partir de la méthode des éléments finis [4], est aussi possible et jugée même plus performante que le formalisme des antennes. Ces modélisations numériques, ont l'avantage de traiter le problème en une seule étape, mais présentent l'inconvénient d'une utilisation avec beaucoup de difficultés dans le domaine de l'ingénierie.

Directement en temporel, la modélisation numérique a permis la proposition d'une approche qui consiste en la résolution 3D des équations de Maxwell par FDTD [5-6]. L'inconvénient majeur de cette modélisation est l'utilisation de la troncature, car la prise en compte des frontières ouvertes n'est généralement pas aisée.

Dans ce travail, nous avons essayé de simplifier la modélisation du calcul du champ électromagnétique transitoire émis par une prise de terre. Pour cet objectif nous utilisons un concept numérique-analytique réalisable en deux étapes. La première consiste à modéliser électriquement le dispositif que constitue la prise de terre, et la seconde étape pour le calcul du champ électromagnétique.

La première étape de mise en œuvre aisée consiste à résoudre les équations des lignes par FDTD dans le cas d'une simple ou d'un ensemble d'électrodes filiformes, ou à résoudre par FDTD une équation de propagation dans le cas d'une grille de mise à la terre. Cette première étape nous permet de déduire la répartition des courants transitoires.

En deuxième étape, nous utilisons le concept des dipôles [7] ainsi que celui des images modifiées [8] (pour la prise en compte de l'interface sol-air) et nous calculons le champ électromagnétique émis par la structure enterrée. Le principe de superposition nous permet de tenir compte de l'ensemble des contributions.

Enfin, nous proposons une validation de cette nouvelle approche en confrontant nos résultats à ceux obtenus en utilisant le logiciel NEC-4, dont le formalisme est basé sur la théorie des antennes et nécessite l'utilisation de la transformation de Fourier.

Expressions analytiques du champ électromagnétique dans un milieu dissipatif et infini

Soit un dipôle de longueur dl parcouru par un courant harmonique $I(\omega)$ (Fig.1), L'expression de son potentiel vecteur magnétique en un point M(x, y, z) dans un milieu infini homogène et de caractéristiques physiques $(\sigma, \mu\epsilon)$ est donnée par [6]:

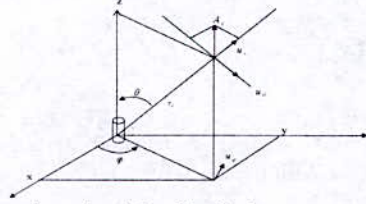


Fig.1. Système de représentation d'un dipôle.

$$\begin{aligned} \vec{A}(r,t) &= \frac{\mu I dl}{4\pi r} \left[e^{-\frac{\alpha r}{2}} \delta(t-r/v) + \frac{\alpha r}{2} e^{-\frac{r}{2\tau_0}} \right. \\ &\quad \left. * I_1 \left(\frac{\sqrt{t^2 - r^2/v^2}}{2\tau_0} \right) \frac{u(t-r/v)}{\sqrt{t^2 - r^2/v^2}} \right] \vec{k} \\ &= A_z(r,t) \vec{k} \end{aligned} \quad (1)$$

Moyennant quelques calculs mathématiques en utilisant la relation $\vec{B} = r \text{rot} \vec{A}$ et les équations de Maxwell-Faraday, nous obtenons les expressions temporelles du champ électrique et magnétique [6]:

$$\begin{aligned} h_x(r,t) &= \frac{-y dl}{4\pi r^3} \left\{ e^{-\frac{\alpha r}{2}} \left[\left(1 + \frac{\alpha r}{2} + \frac{\alpha^2 r^2}{8} \right) \delta(t-r/v) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{r}{v} \frac{\partial}{\partial t} \delta(t-r/v) \right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{\alpha^2 r^3}{4v} e^{-\frac{r}{2\tau_0}} I_2 \left(\frac{\sqrt{t^2 - r^2/v^2}}{2\tau_0} \right) \frac{u(t-r/v)}{(t^2 - r^2/v^2)} \right\} \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} h_y(r,t) &= \frac{x dl}{4\pi r^3} \left\{ e^{-\frac{\alpha r}{2}} \left[\left(1 + \frac{\alpha r}{2} + \frac{\alpha^2 r^2}{8} \right) \delta(t-r/v) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{r}{v} \frac{\partial}{\partial t} \delta(t-r/v) \right] \right. \\ &\quad \left. + \frac{\alpha^2 r^3}{4v} e^{-\frac{r}{2\tau_0}} I_2 \left(\frac{\sqrt{t^2 - r^2/v^2}}{2\tau_0} \right) \frac{u(t-r/v)}{(t^2 - r^2/v^2)} \right\} \end{aligned} \quad (3)$$

$$h_z(r,t) = 0 \quad (4)$$

$$\begin{aligned} e_x(r,t) &= \frac{3xz I dl}{4\pi \epsilon r^5} \left\{ \frac{r}{v} e^{-\frac{\alpha r}{2}} \left[\delta \left(t - \frac{r}{v} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2 r^2}{24} \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{r}{3v} \frac{\partial}{\partial t} \delta \left(t - \frac{r}{v} \right) \right] + u \left(t - \frac{r}{v} \right) \left[\frac{\alpha^2 r^3}{12v} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \frac{e^{-\frac{r}{2\tau_0}}}{(t^2 - r^2/v^2)} \left(t I_2(m) - \sqrt{t^2 - r^2/v^2} I_1(m) \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \left(1 - \frac{\alpha r}{2} + \frac{\alpha^2 r^2}{8} \right) e^{-\frac{-(t-r)/(2v)}{\tau_0}} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{\alpha^2 r^3}{4v} \int_{r/v}^t \frac{e^{-\frac{-(t-\tau)/2}{\tau_0}}}{\tau^2 - r^2/v^2} I_2 \left(\frac{\sqrt{\tau^2 - r^2/v^2}}{2\tau_0} \right) d\tau \right] \right\} \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} e_y(r,t) &= \frac{3yz I dl}{4\pi \epsilon r^5} \left\{ \frac{r}{v} e^{-\frac{\alpha r}{2}} \left[\delta \left(t - \frac{r}{v} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2 r^2}{24} \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{r}{3v} \frac{\partial}{\partial t} \delta \left(t - \frac{r}{v} \right) \right] + u \left(t - \frac{r}{v} \right) \left[\frac{\alpha^2 r^3}{12v} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \frac{e^{-\frac{r}{2\tau_0}}}{(t^2 - r^2/v^2)} \left(t I_2(m) - \sqrt{t^2 - r^2/v^2} I_1(m) \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \left(1 - \frac{\alpha r}{2} + \frac{\alpha^2 r^2}{8} \right) e^{-\frac{-(t-r)/(2v)}{\tau_0}} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{\alpha^2 r^3}{4v} \int_{r/v}^t \frac{e^{-\frac{-(t-\tau)/2}{\tau_0}}}{\tau^2 - r^2/v^2} I_2 \left(\frac{\sqrt{\tau^2 - r^2/v^2}}{2\tau_0} \right) d\tau \right] \right\} \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} e_z(r,t) &= \frac{I dl}{4\pi \epsilon r^5} \left\{ \frac{r}{v} e^{-\frac{\alpha r}{2}} \left[(z^2 - r^2) \frac{r}{v} \frac{\partial}{\partial t} \delta \left(t - \frac{r}{v} \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \delta \left(t - \frac{r}{v} \right) \left((3z^2 - r^2) + (z^2 - r^2) \frac{\alpha^2 r^2}{8} \right) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + u \left(t - \frac{r}{v} \right) \left[\left(1 - \frac{\alpha r}{2} + \frac{\alpha^2 r^2}{8} \right) (3z^2 - r^2) e^{-\frac{-(t-r)/(2v)}{\tau_0}} \right. \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + (3z^2 - r^2) \frac{\alpha^2 r^3}{4v} \int_{r/v}^t \frac{e^{-\frac{-(t-\tau)/2}{\tau_0}}}{\tau^2 - r^2/v^2} I_2 \left(\frac{\sqrt{\tau^2 - r^2/v^2}}{2\tau_0} \right) d\tau \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{\alpha^2 r^3}{4v} \frac{(z^2 - r^2)}{(t^2 - r^2/v^2)} e^{-\frac{r}{2\tau_0}} \left(t I_2(m) - \sqrt{t^2 - r^2/v^2} I_1(m) \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (7)$$

Avec:

r : étant la distance du dipôle au point d'observation.

I_1 : fonction de Bessel modifiée.

I_2 : fonction de Bessel modifiée d'ordre 2.

$\delta(t - r/v)$: est la fonction de Dirac.

$u(t - r/v)$: est l'échelon de Heaviside.

$$\alpha = \sigma \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \quad , \quad v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} \quad \text{et} \quad \tau_0 = \frac{\epsilon}{\sigma}$$

$$m = \frac{\sqrt{t^2 - r^2/v^2}}{2\tau_0}$$

Milieux semi-infinis

Pour des basses fréquences (< qqs MHz), moyennant quelques hypothèses simplificatrices, il est possible de simplifier cette approche. En utilisant les lois de réflexion et de réfraction sur une interface pour une onde électromagnétique plane, Takashima [8] a introduit la méthode dite des images modifiée ; l'auteur considère que l'image est située à la même hauteur (ou profondeur) que la source réelle, mais avec un courant modifié et remplace le demi milieu par le milieu du point d'observation. Pour le cas où la source et le point d'observation sont situés dans le sol (Fig.2), le champ électromagnétique peut être évalué comme étant la somme du champ dû au courant de source (I) et celui dû à son image (I').

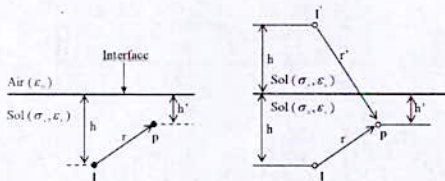


Fig.2. Configuration pour le calcul du champ dans le milieu 2(sol).

L'expression du courant (image) est donnée par [8] :

$$I' = \frac{\epsilon_s - \epsilon_0}{\epsilon_s + \epsilon_0} I = R(\omega) I \tag{8}$$

Avec:

$$\epsilon_s = \epsilon_1 + \frac{\sigma_1}{j\omega} \tag{9}$$

Et le cas : Source dans le sol et le point d'observation dans l'air (Fig.3), Le champ est celui dû au courant de source modifié.

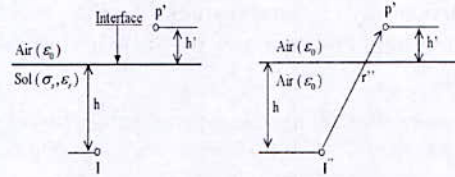


Fig.3. Configuration pour le calcul du champ dans le milieu 1(air).

L'expression du courant (image) est [8] :

$$I'' = \frac{2\epsilon_0}{\epsilon_s + \epsilon_0} I = T(\omega) I \tag{10}$$

$R(\omega)$, $T(\omega)$: sont les coefficients de réflexion et de transmission définis respectivement par les expressions suivantes :

$$R(\omega) = \frac{(\sigma_1 + j\omega\epsilon_1) - (\sigma_2 + j\omega\epsilon_2)}{(\sigma_1 + j\omega\epsilon_1) + (\sigma_2 + j\omega\epsilon_2)}$$

$$T(\omega) = \frac{2(\sigma_2 + j\omega\epsilon_2)}{(\sigma_1 + j\omega\epsilon_1) + (\sigma_2 + j\omega\epsilon_2)}$$

Avec:

(σ_1, ϵ_1) et (σ_2, ϵ_2) respectivement les caractéristiques de deux milieux séparés par une interface fine et plane, et une source de courant localisée dans le milieu (1) à une distance h de cette dernière (Fig.4).

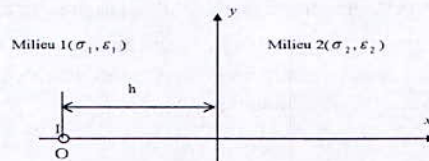


Fig.4. Source de courant devant une interface séparant deux milieux dissipatifs différents.

Le champ en tout point du milieu est obtenu par superposition des contributions de l'ensemble des dipôles de l'antenne réelle et de l'antenne image (image modifiée).

Pour tenir compte de l'interface sol-air (antenne image) nous utilisons la procédure suivante qui consiste en des passages temps-fréquence et inversement:

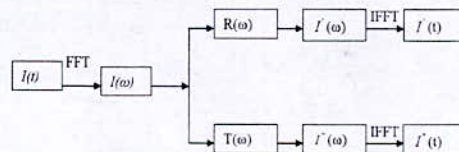


Fig.5. Procédure de l'utilisation de FFT.

Calcul de la répartition des courants dans une mise à la terre excitée par un générateur temporel

Dans notre travail, nous utilisons la modélisation par les équations des lignes; nous résolvons le système d'équations (11) par FDTD (Finite Difference Time Domain) en tenant compte des conditions aux deux extrémités.

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial x} U(x,t) = -R I(x,t) - L \frac{\partial}{\partial t} I(x,t) \\ \frac{\partial}{\partial x} I(x,t) = -G U(x,t) - C \frac{\partial}{\partial t} U(x,t) \end{cases} \quad (11)$$

$U(x, t)$ et $I(x, t)$: les tension et les courant en régime transitoire;

L et R : l'inductances et la résistances longitudinales;

C et G : la capacités et la conductances transversales.

Les paramètres linéiques propres et mutuels des électrodes sont donnés par E.D. Sunde [9].

Validation

Pour la validation de l'approche que nous proposons concernant le calcul du champ électromagnétique transitoire émis par une mise à la terre, nous confrontons les résultats que nous réalisons directement en temporel avec nos propres développements à ceux que nous obtenons en simulant avec le logiciel NEC-4, plus l'utilisation de la transformée de Fourier.

Validation de la répartition des courant

Il s'agit d'une électrode rectiligne de rayon $a=1.4$ mm et de longueur $l=7$ m (Fig.6), enfouie verticalement dans un sol de résistivité $\rho =2000 \Omega m$ et de permittivité électrique $\epsilon_r= 4$, linéaire homogène et isotrope, et alimentée à l'une de ses extrémités par un générateur "onde de foudre":

$$I(t) = 10.0167 [e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}] (A)$$

Avec:

$$\alpha = 14200 \text{ s}^{-1} \text{ et } \beta = 5073000 \text{ s}^{-1}$$

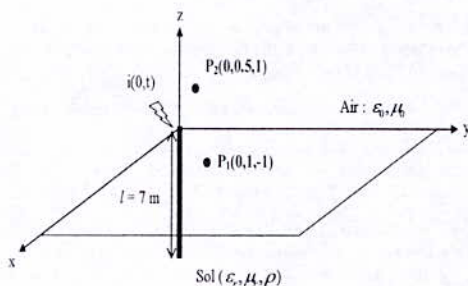


Fig.6 Electrode enterrée horizontalement.

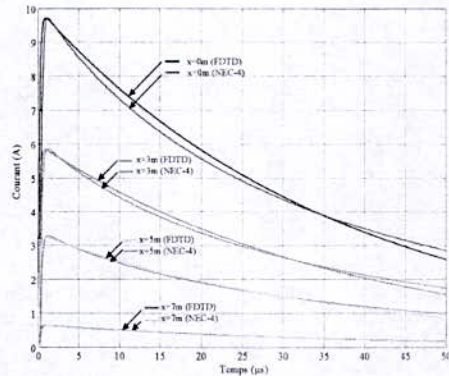


Fig.7 Variation du courant en différents points de l'électrode.

En confrontant les résultats que nous obtenons par résolution des équations des lignes par FDTD à ceux que nous réalisons à l'aide du logiciel NEC-4 (Fig.7), nous remarquons que la modélisation par le logiciel NEC-4 ne nous permet pas de retrouver exactement le courant à l'entrée de l'électrode. Cependant, pour l'ensemble des points de l'électrode, nous notons une parfaite concordance en allure et en amplitude sur le front de montée (ie au plus hautes fréquences) puis un décalage progressif au fur et à mesure que nous nous dirigeons vers les basses fréquences.

Ce résultat étant prévisible et confirme la nécessité de réaliser une FFT avec le maximum de précautions; en effet pour réaliser un meilleur résultat, il est indispensable d'augmenter le nombre de point de la suite temporelle, ce qui implique des temps de calculs bien plus importants pour arriver à des valeurs nulles naturellement au lieu de les imposer égales à zéro et forcé ainsi le résultat.

Validation du champ électromagnétique

Le point d'observation P_1 :

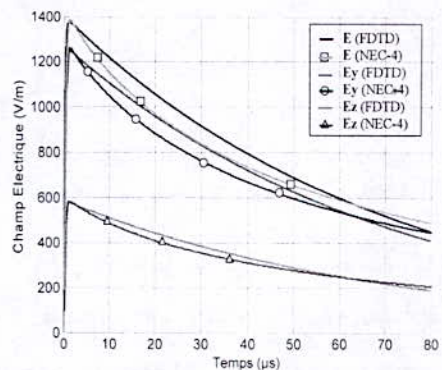


Fig.8 Variation du champ électrique au point $P_1 (0, 1, -1)$.

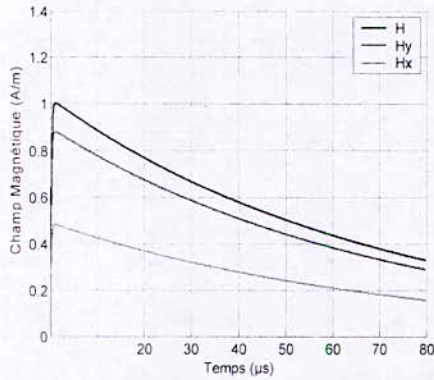


Fig.9 Variation du champ magnétique au point P₁ (0,1, -1)

Le point d'observation P₂:

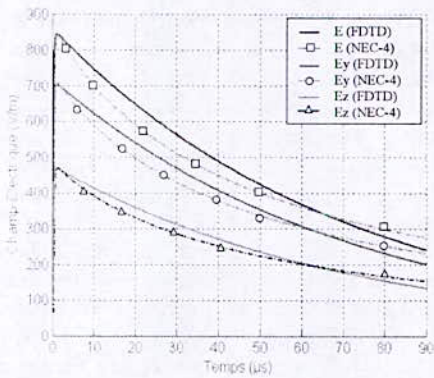


Fig.10 Variation du champ électrique au point P₂ (0, 0.5, 1).

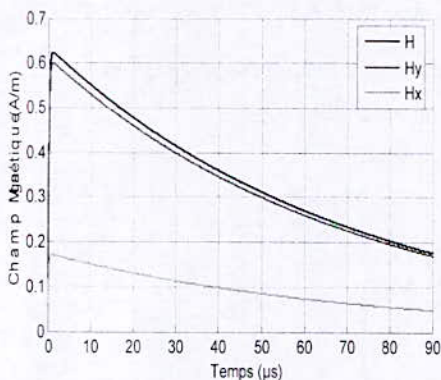


Fig.11 Variation du champ magnétique au point P₂ (0,0.5, 1).

Les résultats en champ électrique (figures 8 et 10), respectivement pour un point situé dans le sol puis dans l'air pour un piquet enfoui verticalement, confirment la bonne précision des résultats que nous réalisons par le formalisme numérique-analytique que nous utilisons.

Nous pouvons faire la même remarque déjà évoquée lors de la comparaison des courants (fig.7) réalisée pour les deux approches. Le décalage constaté entre les courants, se reproduit sur le champ électrique ce qui est prévisible en analysant les expressions analytiques de calcul du champ électromagnétique. Ceci confirme que l'approche analytique de calcul du champ électromagnétique que nous utilisons (méthode des dipôles + méthode des images modifiées) est assez rigoureuse tant que les fréquences n'excèdent pas les quelques MHz.

Conclusion

En conclusion de ce travail, nous pouvons affirmer que l'approche que nous proposons pour traiter le problème de rayonnement électromagnétique transitoire d'une mise à la terre conduit à des résultats acceptables, et nous a permis de traiter un ensemble d'applications dont les résultats de calculs, comparativement à ceux que nous obtenons via le formalisme des antennes et l'utilisation de la transformée de Fourier, sont plus qu'acceptables. Nous avons noté quelques différences mais sans grandes incidences sur la qualité de la solution, car ne perdant pas de vue qu'une modélisation en toute rigueur de ce problème est illusoire vu la nature inhomogène et anisotrope des sols généralement à structure stratifiée (verticalement et horizontalement). L'imprécision de la modélisation est certainement infime par rapport à la non prise en compte des caractéristiques réelles du sol.

Sur la base de ce travail, il serait intéressant d'appliquer ce même concept numérique-analytique dans le cas d'une grille de mise à la terre et pour la cage de Faraday (avec une partie aérienne et une autre enterrée) soumise à un impact direct de foudre dont le but de quantifier le champ électromagnétique à l'intérieur même de cette dernière.

References

- [1] R.F.Harrington, "Field Computation by Moment Methods," Macmillan, New York, 1968.
- [2] L.D. Greev, "Computer analysis of transient voltages in large grounding systems," IEEE, Transactions on power delivery, Vol.11, N°2, April 1996.
- [3] NEC, "Numerical Electromagnetic Code," Janvier, 1992.
- [4] B.Nekhoul, P.Labie, F.X Zgainski and G. Menier, "Calculating the Impedance of a Grounding Systems," IEE Trans on magnetic, Vol.132.N°3, May 1996, pp.1509-1512.
- [5] K. Tanabe and A. Asakawa, "Computer Analysis of Transient Performance of Grounding Grid Element Based on the Finite-Difference Time-Domain Method," Congrès International IEEE-EMC '2003, Istanbul-Turquie, 11-16 Mai 2003.

- [6] M. Lefouili, B. Nekhoul, B. Harrat, K. Kerroum, and K. El Khamlichi Drissi, "Transient EM fields generated by buried conductor," *International Review of Electrical Engineering* (IREE^o. Prais Worthy Prisee Vol.1 N^o .1 Marsh April 2006.
- [7] Song J, and Chen K-M, "Propagation of EM pulses excited by an electric dipole in a conducting medium," *IEEE Trans on antenna and propag* Vol.41, No10 october 1993.
- [8] T. Takashima, T. Nakae, and Ishibashi R, "High frequency characteristics of impedances to ground and field distribution of ground electrodes," *IEEE Transactions on power apparatus and systems*, Vol. PAS-100 N^o4 April 1981.
- [9] E. D. Sunde, "Earth Conducting Effects in Transmission Systems," New York, N. Y. Dover publications, Inc 1968.

¹LAMEL Laboratoire, Université de Jijel, BP 98 Ouled Aissa 18000 Jijel, Algérie, Email: Chouki_makhlouf@yahoo.com

²LASMEA Laboratoire, Blaise Pascal Université, 24 Avenue des Landais, 63177 Aubière, France.

EXPERIMENTAL VALIDATION OF THE HYBRID METHOD FOR NEAR LIGHTNING ELECTROMAGNETIC FIELD CALCULATION TAKING INTO ACCOUNT THE CONDUCTIVITY OF THE SOIL

N. M'ziou^{1*}, L. Mokhnache², A. Boubakeur³, R. Kattan⁴

¹ Dépt. of Electrical Engineering .Mohamed Khider University . Biskra. Algeria

² Dept. of Electrical Engineering . Hadj Lakhdar University. Batna. Algeria

³ Electrical Engineering Research Lab., LRE, Ecole Nationale Polytechnique, Algiers. Algeria.

⁴ Dept. of Physics, Faculty of Science Lebanese University; Lebanon

*Email: mziou_nas@yahoo.fr

Abstract: In this paper we propose a hybrid method for evaluating the electromagnetic field radiated by lightning taking into account the effect of the conductivity of the soil. The proposed method is the combination of the images method and finite difference time-domain (FDTD) method. We calculate first, the electromagnetic field with supposing the ground as a perfect conductor and secondly we introduce the effect of the conductivity of the soil by the use of approximation formula.

1. INTRODUCTION

The calculation of lightning electromagnetic field produced by lightning is becoming more and more important in order to protect effectively the electrical and electronic systems against disturbances caused by this kind of discharges.

The computation of electromagnetic fields; radiated by lightning involves:

- Modelling the lightning return stroke which specifies the spatial-temporal distribution of the current along the lightning channel [1] [2]
- Computation of the electromagnetic field produced with supposing that the ground is infinitely conducting.

The effect of the conductivity of the ground is introduced by the use of the approximation formula

In this study, we will consider only the engineering models of lightning return stroke current essentially for two reasons. First, engineering models are characterized by a small number of adjustable parameters. Second, engineering models allows the return stroke current at any point along the lightning channel.

2. LIGHTNING ELECTROMAGNETIC FIELD COMPUTATION

2.1. Electromagnetic field associated to lightning

Assuming a perfectly-conducting ground, the computation of the electromagnetic fields can be greatly simplified. The components of the electric and the magnetic fields produced by a short vertical section of infinitesimal channel dz' at height z' carrying a time-varying current $i(z', t)$ that can be computed in the time domain using the following relations [2]:

$$dE_r(r, \phi, z', t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{3r(z-z')}{R^5} \int_0^t i(z', \tau - \frac{R}{c}) d\tau + \frac{3r(z-z')}{cR^4} i(z', t - \frac{R}{c}) - \frac{r(z-z')}{c^2 R^3} \frac{\partial i(z', t - \frac{R}{c})}{\partial t} \right] \quad (1)$$

$$dE_z(r, \phi, z, t) = \frac{dz'}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{2(z-z')^2 - r^2}{R^5} \int_0^t i(z', \tau - \frac{R}{c}) d\tau + \frac{2(z-z')^2 - r^2}{cR^4} i(z', t - \frac{R}{c}) - \frac{r^2}{c^2 R^3} \frac{\partial i(z', t - \frac{R}{c})}{\partial t} \right] \quad (2)$$

$$dH_\phi(r, \phi, z, t) = \frac{dz'}{4\pi} \left[\frac{r}{R^3} i(z', t - \frac{R}{c}) + \frac{r}{cR^2} \frac{\partial i(z', t - \frac{R}{c})}{\partial t} \right] \quad (3)$$

$$R = \sqrt{r^2 + (z - z')^2}$$

Where ϵ_0 and μ_0 are the permittivity and permeability of the vacuum respectively. c is the light speed. R is the distance from the dipole to the observation point, and r is the horizontal distance between the channel and the observation point.

2.2. Hybrid method presentation

Sartori and Cardoso [4], the first who proposed this method assumed that the lightning pulse is rectangular. In this paper the lightning return stroke is modelling by using engineering models.

As a first step; this method consists of evaluating the magnetic flux density at six points around the point where the electric field will be evaluated.

The magnetic field is obtained by using the images theory [5], the Simpson method is used to solve equation (3). In the second part of the method; the calculated electric field is based partially on the FDTD method [6]:

$$\nabla \times \vec{B} = \mu \left(\vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) = \mu \left(\sigma \vec{E} + \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (4)$$

Where μ is the permeability, σ is the conductivity, ε is the permittivity, \vec{J} is the current density vector, and \vec{D} is the electric flux density vector.

To validate this method we have using the MTL model to modeling the lightning return stroke where there parameters are listed in table 1.

Table 1: Channel Base Current Parameters.

I_{01} (kA)	τ_{11} (μ s)	τ_{21} (μ s)	n1	I_{02} (kA)	τ_{12} (μ s)	τ_{22} (μ s)	n2
10.7	0.25	2.5	2	6.5	2.1	230	2

Where $I_{01}, I_{02}, \tau_{11}, \tau_{12}, \tau_{21}, \tau_{22}$ are constants.

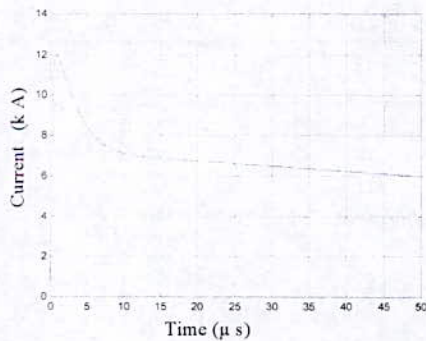


Figure 1: Time-variation of the channel- base current.

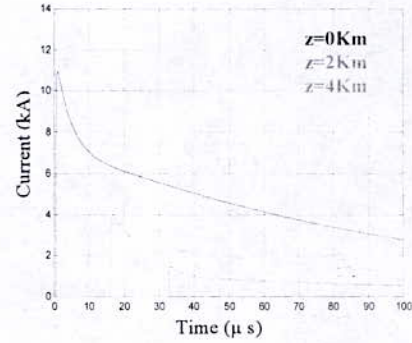


Figure 2: Temporal current distribution along the lightning channel.

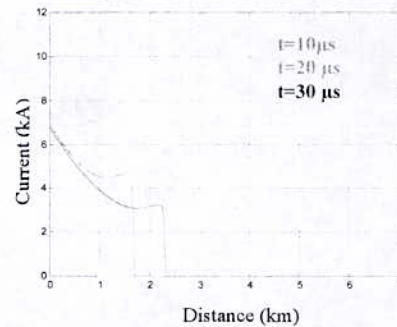


Figure 3: Spatial current distribution along the lightning channel.

The obtained results by the hybrid method using the MTL model; example shown in Table 1 are shown in Figures 4 and 5.

In order to confront the results obtained by the hybrid method with those obtained by the moment method in reference [7] where the return stroke was modded by the TL model, the channel base current [7] is expressed by a bi-exponential equation:

$$i(0, t) = I_0 \left[\exp(-\alpha t) - \exp(-\beta t) \right] \quad (5)$$

Where $I_0 = 10$ kA; $\alpha = 3.104$; $\beta = 107$; $v = 1.1 \times 10^8$ m/s, the ground conductivity is $\sigma_g = 10^{-2}$ S/m and the ground relative permittivity is $\varepsilon_g = 10$.

The Wavetilt approximation and Rubinstein approximation are used to take in account the conducting ground. The results obtained are shown in Figures 6 and 7.

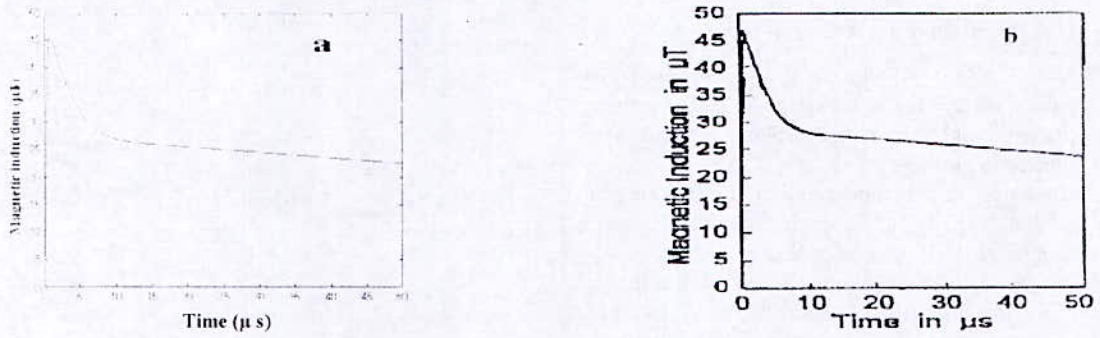


Figure 4: The magnetic field at 50 m from a lightning return stroke (a) obtained by the proposed method, and (b) obtained by the moment method [7]

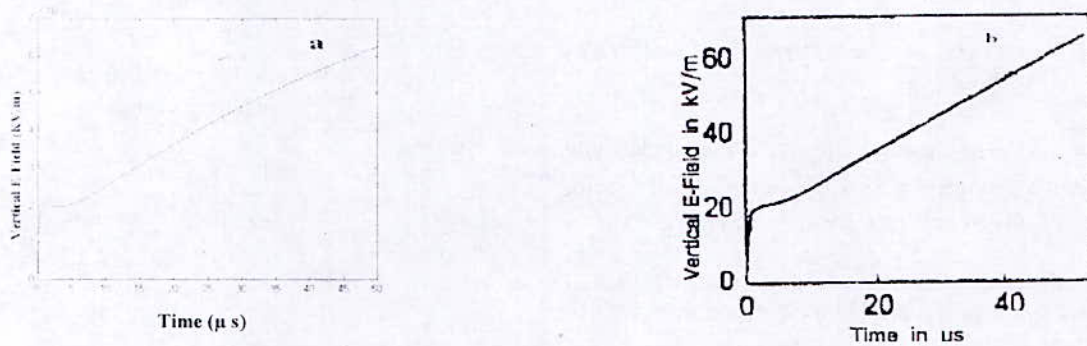


Figure 5: The electric field at 50 m from a lightning return stroke (a) obtained by the proposed method, and (b) obtained by the moment method [7]

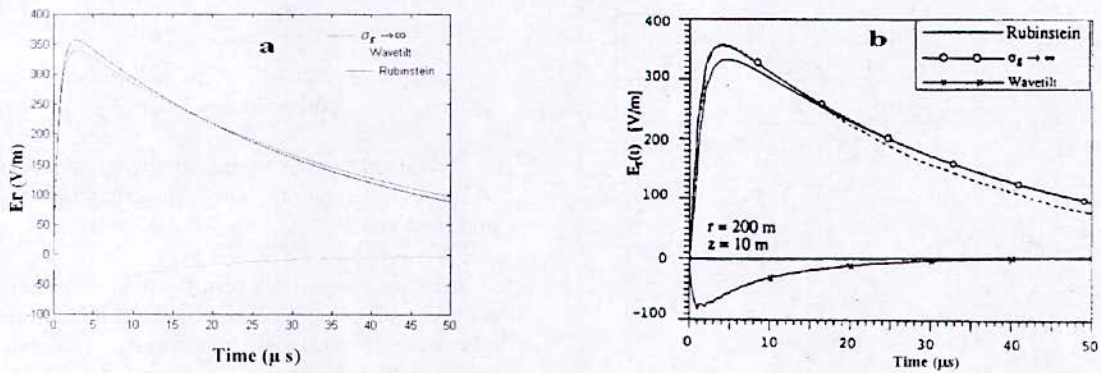


Figure 6: The radial electric field variation using the TL model obtained by the proposed method, and (b) obtained by the moment method [7].

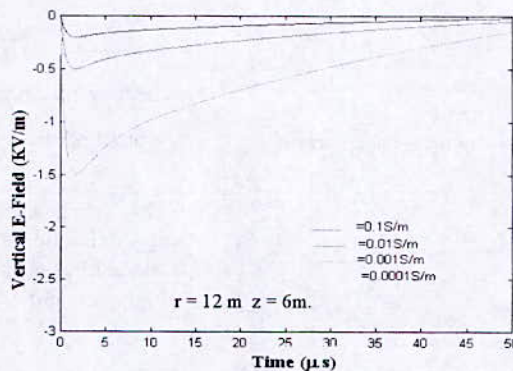


Figure 7: The radial electric field variation at 200 m from a lightning return stroke using the TL model obtained by the proposed method for different value of the soil conductivity with the use of the wavtlt approximation .

3. CONCLUSION

In this paper was presented initially the hybrid method which is a combination between a Simpson method and FDTD method. The hybrid approach makes a good alternative for the calculation of the nearest electromagnetic field radiated by the lightning channel since it allows the calculation of the electric field by the FDTD method without concern of the memory problems and the calculation precision.

A good agreement was observed between our results and those obtained from the reference [7] with the assumption of a perfect ground.

In order to take into account the influence of the conductor ground we have using the Wavetilt approximation and Rubinstein approximation.

From the results obtained we can

- at a distance very close to the lightning channel and for conductivities in the order of 0.01 S/m the assumption of a perfectly ground conductor can be considered reasonable;
- at far distance, Wavetilt approximation can be applied to calculate the horizontal electric field with good accuracy ;
- the Rubinstein approximation can be applied to obtain satisfactory approximations of the horizontal electric field for all distances considered.

4. REFERENCES

- [1] C. A. F. Sartori, J. R. Cardoso, and A. Orlandi, "Transient induced voltage computation in a high building struck by lightning," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 34, no. 5, pp. 2815–2818, Sept. 1998.
- [2] A. Orlandi, C. Mazzetti, Z. Flisowski, and M. Yarmarkin, "Systematic approach for the analysis of the electromagnetic environment inside a building during lightning strike," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 40, no. 4, pp. 521–534, Nov. 1998.
- [3] Chunshan Yang and Bihua Zhou "Calculation Methods of Electromagnetic Fields Very Close to Lightning", *IEEE Trans. Electromagn. Compat*, Vol 46, N° 1, pp 133-141, Feb 2004.
- [4] C. Sartori, J. Cardoso "An analytical-FDTD method for near LEMP calculation", *IEEE Transaction on magnetics*, Vol. 36, n°4, pp. 1631-1634. July 2000.
- [5] M. Rubenstein and M.A. Uman, "Transient electric and magnetic fields associated with establishing a finite electrostatic dipole, revised", *Transaction on Electromagnetic Compatibility*, Vol. 33, n°4, pp. 312-320. Nov. 1991.
- [6] N. M'ziou, L. Mokhnache, A. Boubakeur and R. Kattan " Validation of the Simpson-finite-difference time domain method for evaluating the electromagnetic field in the vicinity of the lightning channel initiated at ground level "

IET Generation, Transmission & Distribution, vol3, N°3, pp 279-285, March 2009.

- [7] C. Nucci, "Lightning-induced voltages on over head power lines", in *Electra*, pp. 74-102, 1995.

Modélisation du champ électromagnétique rayonné par l'arc en retour subséquent de foudre – approche d'analyse

A. CHAHMI

Entreprise de Construction et Réparation Navale, Mars el-Kebir, Oran
chahmi_g@yahoo.fr

RESUME—Plusieurs travaux, sont réalisés, dans le cadre de la modélisation du champ électromagnétique rayonné par l'arc en retour subséquent de foudre, l'objectif de cette communication est d'étudier les aspects théoriques lié au calcul du champ électromagnétique.

Ce calcul s'appuie sur distribution du courant à la base et le long du canal de foudre ainsi, pour effectuer ce calcul nous avons été amenés à choisir la forme du courant à la base du canal de foudre. A cet effet une analyse comparative des différents modèles dits d'ingénieurs à été effectuée. A l'issue de cette analyse, le modèle « MTL » à été retenue. Les résultats obtenus, validés par des résultats expérimentaux, montre que les approches d'analyse et les outils informatiques utilisés sont satisfaisants.

MOTS-CLES— Perturbation électromagnétique, foudre, champ électrique vertical, Champ électrique azimutal, Modèle ligne de transmission.

I. INTRODUCTION

Le recours à des outils numériques pour l'analyse des problèmes de CEM est devenu une nécessité croissante afin d'avoir des résultats réalistes à partir de modèles établis. Le calcul du champ électromagnétique constitue dans ce sens un grand pôle d'intérêt. L'enjeu de telles études est la mise en œuvre d'outils numériques pour l'ingénieur afin d'analyser les perturbations induites par ces champs sur les systèmes. En effet ces systèmes deviennent de plus en plus vulnérables aux agressions électromagnétiques.

II. PHENOMENOLOGIE DE LA Foudre

La foudre est un phénomène électrique lié à la formation de nuages électrisés : les nuages d'orage. La foudre n'est qu'une manifestation de l'orage, les deux autres manifestations tout aussi dangereuses, étant les précipitations (pluie et grêles) et le vent. La foudre est une très violente et brève décharge d'électricité, une sorte d'immense étincelle de plusieurs kilomètres de long, qui travers l'espace

III. Modélisation du courant à la base du canal de la foudre

A. Modèle de 'Heidler'

$$i(t) = i_1(t) + i_2(t) \quad (1)$$

Avec :

$$i_1(t) = \frac{I_1}{\eta_1} \cdot \left[\frac{(t/\tau_{11})^n}{1 + (t/\tau_{11})^n} \right] \cdot \exp(-t/\tau_{12}) \quad (2)$$

$$\eta_1 = \exp[-(\tau_1/\tau_2)(n\tau_1/\tau_2)^{1/n}]$$

$I_1(I_2)$: amplitude de $i_1(i_2)$

$\tau_{11}(\tau_{21})$: temps de montée de $i_1(i_2)$

$\tau_{12}(\tau_{22})$: temps de l'impulsion de $i_1(i_2)$

B. Bi exponentiel :

$$i(t) = I [\exp(t/\tau_1) - \exp(t/\tau_2)] \quad (3)$$

$$is(t) = I/2 [\exp(t/\tau_1) - \exp(t/\tau_2)] \quad (4)$$

$$\eta_1 = \exp[-(\tau_1/\tau_2)(n\tau_1/\tau_2)^{1/n}]$$

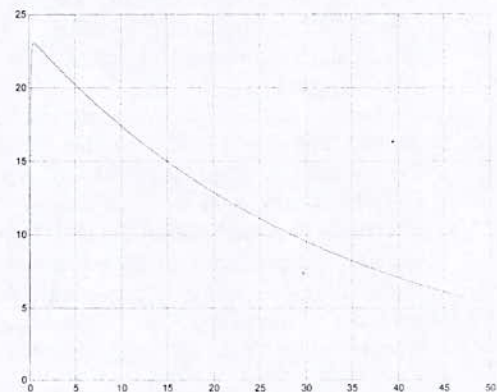


Figure 1 Exemple de courant de foudre à la base du canal obtenu à l'aide des fonctions de Heidler.

Cas 1 (19089501.A2) :

Tableau.1 Paramètres du courant de foudre à la base du canal .
($\lambda = 2$ km et $v = 1.5 \cdot 10^8$ m/s)

I_1 (kA)	τ_{11} (μ s)	τ_{12} (μ s)	n_1	I_2 (kA)	τ_{21} (μ s)	τ_{22} (μ s)	n_2
5.2	0.2	1.2	2	5.55	1.9	75	2

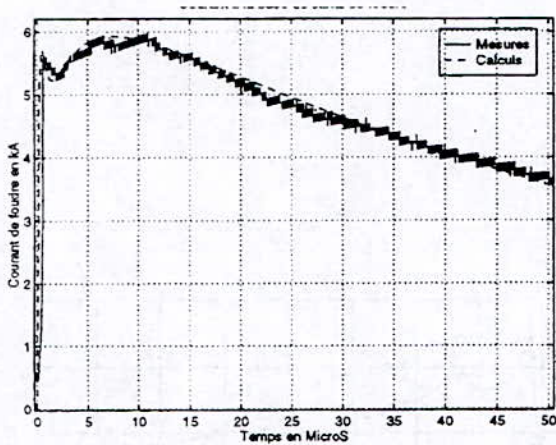


Figure 2 Exemple de courant de foudre à la base de canal (cas1)

Cas 2 (12089504.A2) :

Tableau.2 Paramètres du courant de foudre à la base du canal .
($\lambda = 2$ km et $v = 1.5 \cdot 10^8$ m/s)

I_1 (kA)	τ_{11} (μ s)	τ_{12} (μ s)	n_1	I_2 (kA)	τ_{21} (μ s)	τ_{22} (μ s)	n_2
10.5	0.6	0.9	2	7	1.4	14	2

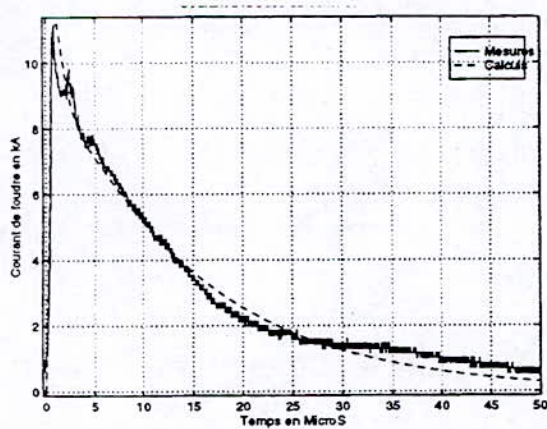


Figure 3 Exemple de courant électrique à la base de canal (cas2)

IV. Modélisation de la distribution du courant de foudre dans le canal

A. Modele MTL (modified transmission line)

$$\left. \begin{aligned} z_c < vt \quad i(z_c, t) &= e^{-(z/\lambda)} \cdot i(0, t - z_c/v) \\ z_c > vt \quad i(z_c, t) &= 0 \\ z_c < vt \quad i(z_c, t) &= 0 \end{aligned} \right\} (5)$$

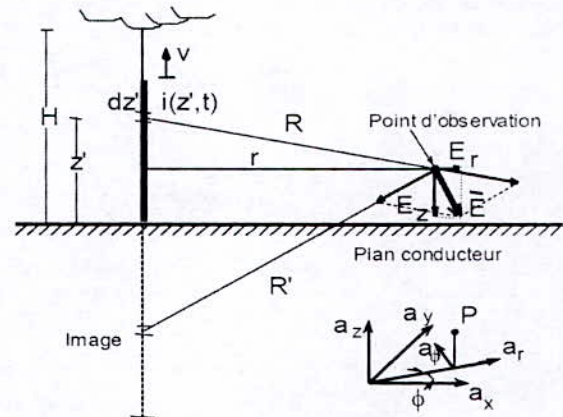
λ : Paramètre représentant la décroissance exponentielle du courant dans le canal (sa valeur est comprise dans l'intervalle [1.5, 4] km).

v : Vitesse de propagation de l'arc en retour.

Ce modèle se caractérise par l'introduction d'un paramètre d'atténuation d'allure exponentielle.

V. Calcul du Champ Electromagnétique

Géométrie du problème :



$$\begin{aligned} dE_x(x,y,z,t) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \left[\left(\frac{2(z-z_c)^2 - r^2}{cR^4} \cdot i(z_c, t - R/c) \right) \right. \\ &+ \left(\frac{r^2}{c^2 R^3} \frac{\partial i}{\partial t} (z_c, \tau - R/c) \right) \\ &+ \left. \left(\frac{2r(z-z_c)^2}{R^5} \cdot \int_0^t i(z_c, \tau - R/c) d\tau \right) \right] \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} dE_r(x,y,z,t) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \left[\left(\frac{3(z-z_c)^2}{cR^4} \cdot i(z_c, t - R/c) \right) \right. \\ &+ \left(\frac{r(z-z_c)^2}{c^2 R^3} \frac{\partial i}{\partial t} (z_c, \tau - R/c) \right) \\ &+ \left. \left(\frac{2r(z-z_c)^2}{R^5} \cdot \int_0^t i(z_c, \tau - R/c) d\tau \right) \right] \end{aligned} \quad (7)$$

$$dB(x,y,z,t) = \frac{\mu_0}{4\pi\epsilon_0} \cdot \left[\left(\frac{r}{R^3} \cdot i(z_c, t - R/c) \right) + \left(\frac{r}{cR^2} \frac{\partial i}{\partial t} (z_c, \tau - R/c) \right) \right] \quad (8)$$

avec

$$R = \sqrt{r^2 + (z' - z)^2} \quad (9)$$

Tableau.3 Paramètres du courant de foudre à la base du canal .
($\lambda = 2 \text{ km}$ et $v = 1.5 \cdot 10^8 \text{ m/s}$)

$I_1(\text{kA})$	$\tau_{11}(\mu\text{s})$	$\tau_{12}(\mu\text{s})$	n_1	$I_2(\text{kA})$	$\tau_{21}(\mu\text{s})$	$\tau_{22}(\mu\text{s})$	n_2
10.5	2	4.8	2	9	20	26	2

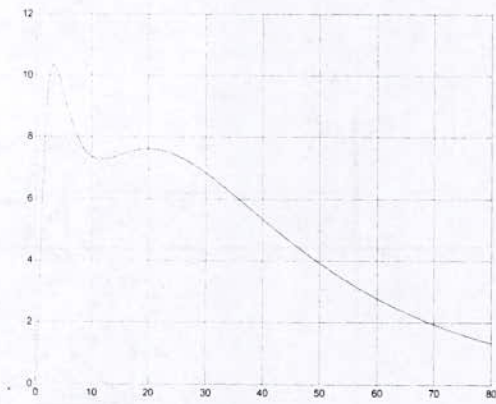


Figure 5 Courant de foudre à la base de canal

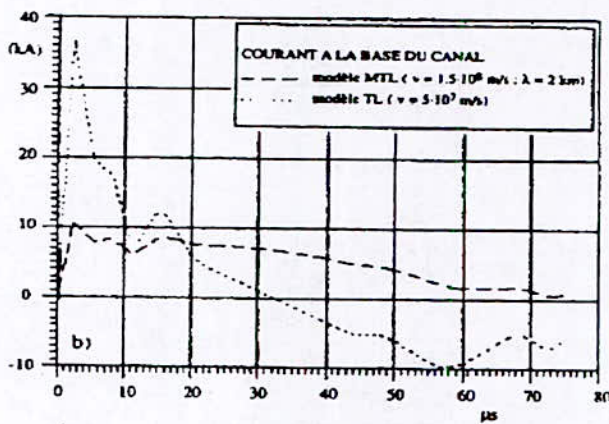
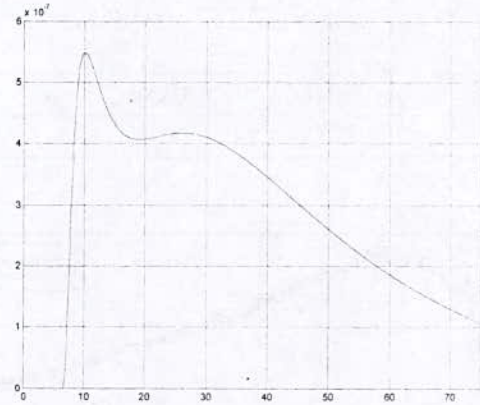
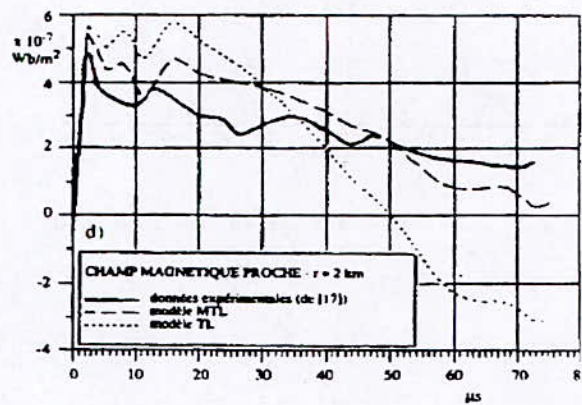


Figure 6 Courant de foudre à la base de canal issue de [2]

La comparaison de ces deux résultats montre un bon accord, ce qui permet de valider l'approche théorique a adoptée par le courant à la base du canal

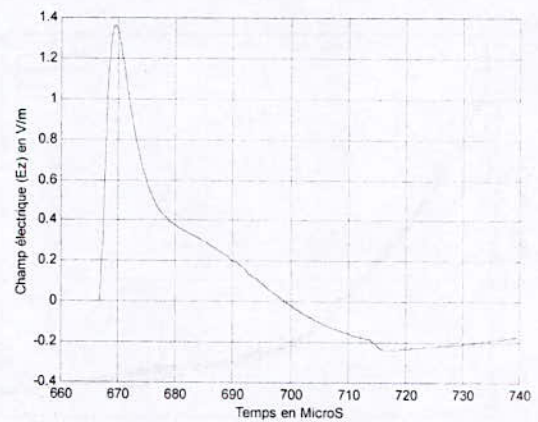


(a)

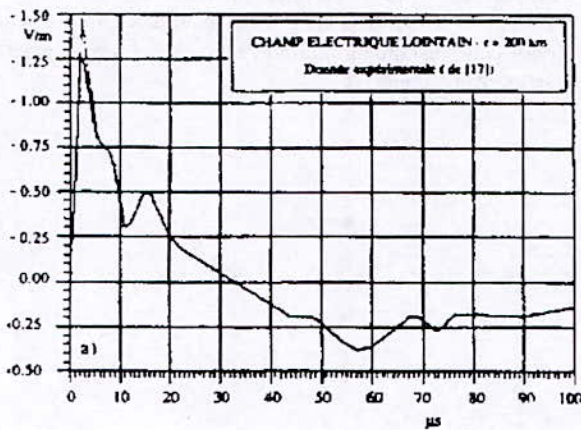


(b)

Figure 7 Champ magnétique azimutal à 2km (a : courbe obtenue par simulation, b : courbe expérimentale)

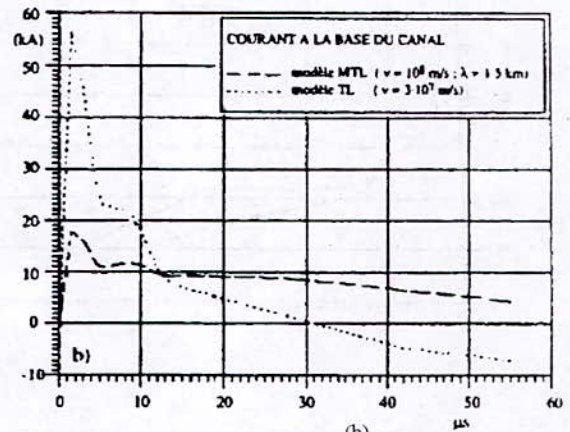


(a)



(b)

Figure 8 Champ électrique vertical lointain (a : courbe obtenue par simulation, b : courbe expérimentale)



(b)

Figure 10 Courant de foudre à la base de canal

(a)

Tableau.4 Paramètres du courant de foudre à la base du canal.

($\lambda = 1,5 \text{ km}$ et $v = 110^8 \text{ m/s}$)

$I_1(\text{kA})$	$\tau_{11}(\mu\text{s})$	$\tau_{12}(\mu\text{s})$	n_1	$I_2(\text{kA})$	$\tau_{21}(\mu\text{s})$	$\tau_{22}(\mu\text{s})$	n_2
19,5	1	2	2	12	8	30	2

La comparaison de ces deux résultats montre un bon accord, ce qui permet de valider l'approche théorique adoptée par le courant à la base du canal. Dans les figures suivantes nous représentons respectivement les allures du champ magnétique azimutal calculé et mesuré pour une distance du point d'impact égale à 9Km. La comparaison des résultats présentés montre une bonne concordance notamment en ce qui concerne le premier pic.

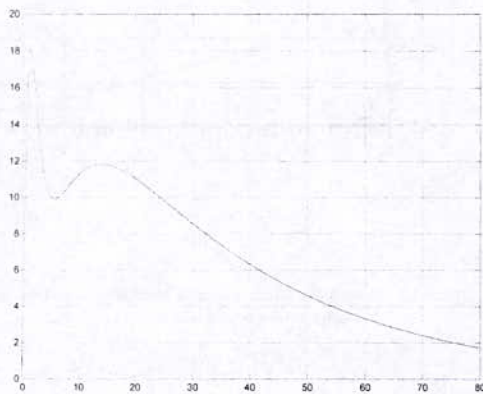
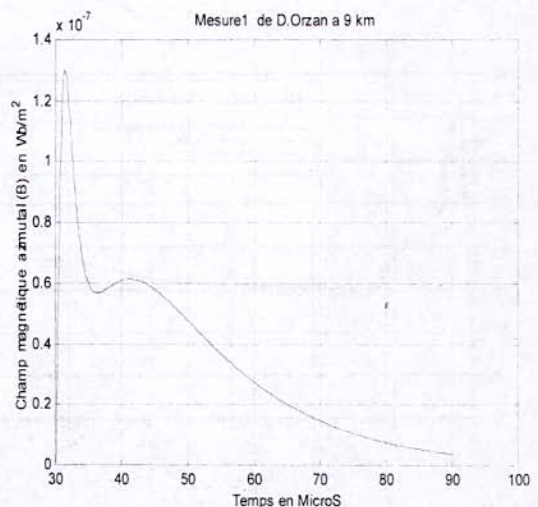


Figure 9 Courant de foudre à la base de canal



(a)

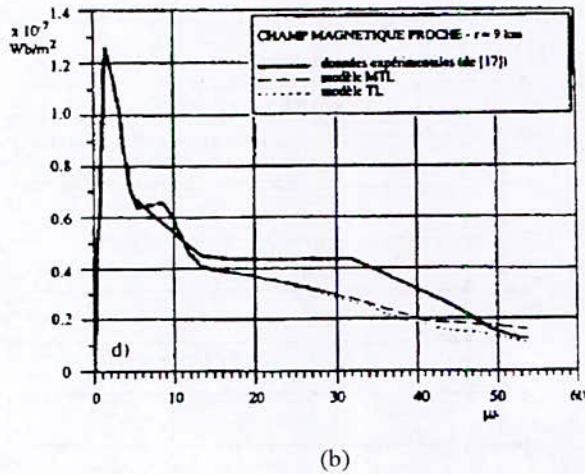


Figure 11 Champ magnétique azimuthal à 2km (a : courbe obtenue par simulation, b : courbe expérimentale)

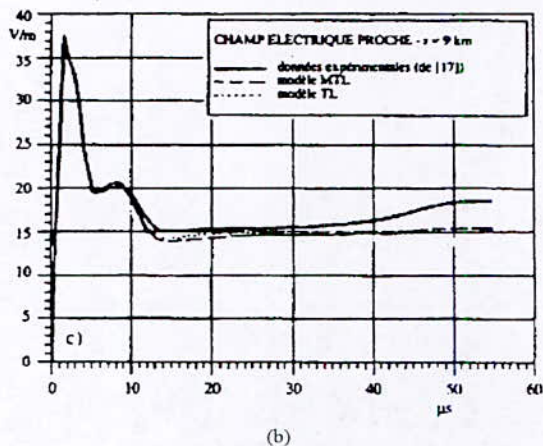
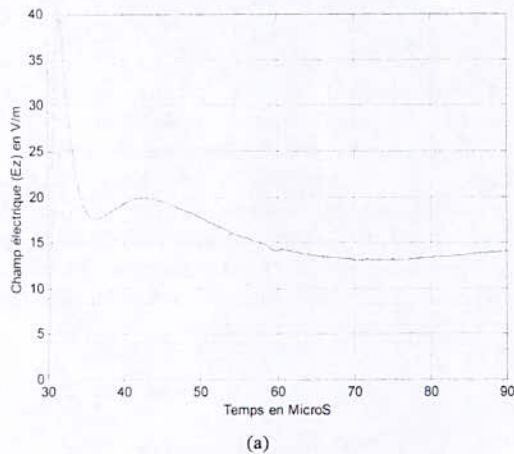


Figure 12 Champ électrique vertical à 9 km (a : courbe obtenue par simulation, b : courbe expérimentale)

Dans les figures suivantes nous représentons l'allure du champ électrique vertical calculé et mesuré à 200Km la confrontation des résultats montre que pour cette distance lointaine l'allure du champ mesuré est retrouvée par le calcul.

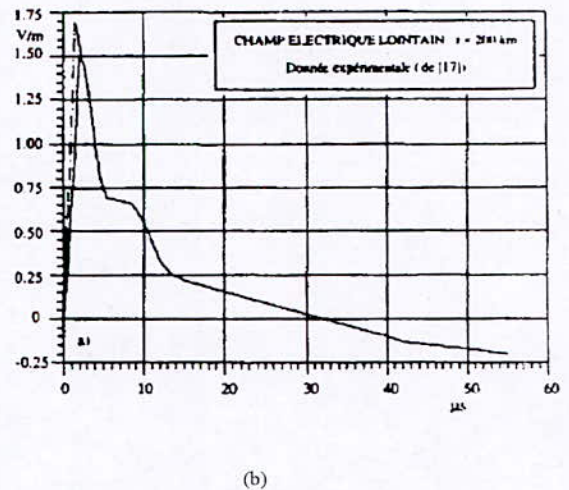
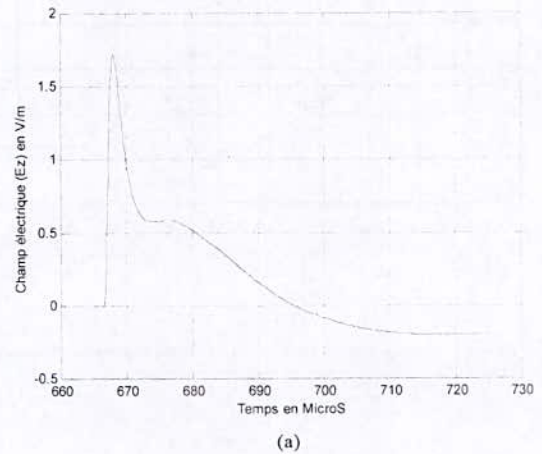


Figure 13 Champ électrique vertical lointain (a : courbe obtenue par simulation, b : courbe expérimentale)

VI. CONCLUSION

Le calcul du champ électromagnétique rayonné par la phase d'arc en retour d'un coup de foudre descendant a été effectué avec succès. La mise en œuvre informatique de ce calcul a été réalisée en développant un programme de simulation sous environnement MATLAB qui offre une convivialité très intéressante. Les résultats obtenus permettent d'envisager le calcul des surtensions induites, par couplage électromagnétique, dans les lignes de transport d'énergie.

REFERENCES

- [1] B.GHEMRI, « Etude et analyse du couplage champ électromagnétique ligne de transmission », Thèse de magister, département électrotechnique, USTO, 2004.
- [2] B.NEDJADI, « Etude de l'effet d'un champ électromagnétique rayonné par un coup de foudre sur un câble enterré », Thèse de magister, département électrotechnique USTO, 2005.
- [3] Z.AZZOUZ, S.Tabbal, S.Maya, « La compatibilité électromagnétique : concepts de base », journée technique sur la compatibilité, école militaire polytechnique de bordj El bahri. Avril 2002.
- [4] R.Tajer, « Analyse des problèmes de compatibilité électromagnétique par logiciel FLUX2D, projet de fin d'étude, département électrotechnique, USTO, 2002.
- [5] A.CHAHMI, « Modélisation du champ électromagnétique rayonné par l'arc en retour subséquent de foudre-Approche d'analyse », Thèse de magister, USTO, 2007
- [6] P.Degauque, J.Hamelin, « Compatibilité électromagnétique », Edition Dunod, 1990.
- [7] A.Darcherif, « Contribution a la modélisation des phénomènes d'interférences électromagnétiques dans les réseaux électriques », Thèse de doctorat de L'INPG de Grenoble, 1990.
- [8] G.C.Champiot, « Compatibilité électromagnétique-présentation générale ». Technique de l'ingénieur, traité de génie électrique, D1305.

Développement des expressions du champ électromagnétique rayonné par la foudre dans le domaine fréquentiel

B. Hechelef

Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Algérie.

Abstract- Computing lightning EM field is a necessary step for the evaluation of induced voltages on transmission lines in the presence of such a disturbance. The aim of this paper is to present expressions of EM field in the frequency domain to exploit them in numerical calculation of lightning field and coupling with transmission lines. The frequency information is increasingly required in international norms.

Résumé- le calcul du champ EM rayonné par la foudre est une étape indispensable pour l'évaluation des surtensions induites sur les lignes de transmission en présence d'une telle perturbation. L'objectif de ce papier est de présenter les expressions du champ EM dans le domaine fréquentiel afin de les exploiter numériquement dans le calcul du champ et le calcul du couplage avec les lignes de transmission. L'information fréquentielle est de plus en plus exigée dans les normes internationales.

Mots clé : Champ EM, foudre, courant à la base du canal, surtensions induites, modèles d'ingénieur, domaine fréquentiel, transformée de Fourier, conductivité finie du sol.

I. Introduction

Le calcul du champ électromagnétique rayonné par un dipôle placé au-dessus d'un sol de conductivité finie a été présenté pour la première fois par Sommerfeld en 1909 [1],[2]. Ces équations écrites dans le domaine fréquentiel contiennent des intégrales, dites de *Sommerfeld* qui sont très complexes à implémenter numériquement.

C'est pourquoi on utilise des formules relativement simples déduites des équations de Maxwell. La conductivité finie du sol est prise en compte en corrigeant les valeurs obtenues pour un sol parfait.

Dans cet article, nous allons présenter ces expressions en passant par la modélisation du courant à la base du canal de foudre et en terminant par la prise en compte de la conductivité finie du sol.

II. Modélisation du courant à la base du canal de foudre

Les modèles de distribution du courant dans le canal de foudre précédemment décrits dépendent tous du courant à la base du canal. Un certain nombre de fonctions permettent de modéliser ce dernier. La fonction *bi-exponentielle* est souvent utilisée en raison de sa simplicité. Par ailleurs, elle se prête bien à l'analyse fréquentielle du champ électromagnétique puisque sa transformée de Fourier s'exprime analytiquement [1]. Cette fonction est exprimée par l'équation suivante :

$$i(0, t) = I_0 \left[e^{-\alpha t} - e^{-\beta t} \right] \quad (1)$$

et sa transformée de Fourier est donnée par l'équation suivante :

$$I(j\omega) = I_0 \left[\frac{1}{\alpha + j\omega} - \frac{1}{\beta + j\omega} \right] \quad (2)$$

Les paramètres I_0 , α et β sont liés respectivement à la valeur de crête du courant, sa durée d'impulsion et son temps de montée.

Néanmoins, dans beaucoup de travaux scientifiques cités dans la littérature spécialisée, le courant à la base du canal est modélisé par une somme de deux fonctions de *Heidler* [2], [3], [4]:

$$i(t) = \sum_{i=1}^2 \frac{I_{0i}}{\eta_i} \frac{(t/\tau_1)^n}{1 + (t/\tau_1)^n} e^{-t/\tau_2} \quad (3)$$

I_{0i} : Amplitude de i_i .

τ_1 : Temps de montée de i_i .

τ_2 : Durée de l'impulsion i_i .

η_i : Paramètre défini de telle sorte que le maximum de

$$i_i \text{ soit } I_i \quad \eta_i = \exp \left[-\frac{\tau_1}{\tau_2} \left(\frac{n\tau_2}{\tau_1} \right)^{1/\eta_i} \right]$$

Les valeurs des paramètres des deux fonctions citées ci-dessus et permettant l'obtention d'une forme

d'onde du courant d'arc en retour au niveau du sol proche de la forme d'onde mesurée sont consignées dans le tableau (1) ci-dessous [5],[6]:

Tableau 1 : valeurs des paramètres des deux fonctions du courant à la base du canal

Paramètres Forme d'onde	$I_0(kA)$	$\alpha(s^{-1})$	$\beta(s^{-1})$	$\tau_1(\mu s)$	$\tau_2(\mu s)$	n
Bi-exponentielle	12,3	3.10^4	10^7	-	-	-
Heidler (Somme de deux fonctions)	10,7 7,5	-	-	0,25 2,1	2,5 230	2 2

III. Distribution du courant le long du canal de foudre

Nous allons adopter le modèle MTLE (Ligne de transmission modifiée) pour représenter la distribution du courant de l'arc en retour le long du canal de foudre. Ce modèle appartient aux modèles d'ingénieur et qui suppose une atténuation exponentielle du courant le long du canal semble reproduire le mieux les phénomènes physiques, tout en restant d'un emploi aisé pour l'ingénieur.

De plus ce modèle représente la décroissance du courant de foudre due à la recombinaison des charges au fur et à mesure de leur progression vers le nuage.

Rappelons que ce modèle est exprimé par l'équation suivante :

$$i(z', t) = i(0, t - z' / v).e^{-\alpha.z'} \tag{4}$$

Utilisons la propriété de la transformée de Fourier suivante :

$$FFT\{f(t - t_0)\} = e^{-j\omega t_0}.FFT\{f(t)\} \tag{5}$$

La transformée de Fourier de l'équation (4) devient donc :

$$FFT\{i(z', t)\} = e^{-(\alpha + j\omega/v)z'} I(j\omega) = e^{-\gamma_c z'} I(j\omega) \tag{6}$$

avec : $FFT\{i(0, t)\} = I(j\omega)$ désignant la transformée de Fourier du courant à la base du canal. et $\gamma_c = \alpha + j\omega/v$ représentant la constante de propagation du canal.

IV. Expressions du champ électromagnétique rayonné par la foudre

Le champ électromagnétique en un point quelconque de l'espace s'obtient en sommant le long du canal de foudre et de son image, le champ créé par un dipôle vertical de longueur dz' situé à une hauteur z' par rapport au niveau du sol (Voir figure 1).

La géométrie cylindrique du problème rend les grandeurs indépendantes de l'angle azimutal. En un point quelconque de l'espace, le champ électromagnétique se caractérise donc par [2]:

- Le champ électrique vertical E_z .
- Le champ électrique radial E_r .
- Le champ magnétique azimutal H_ϕ .

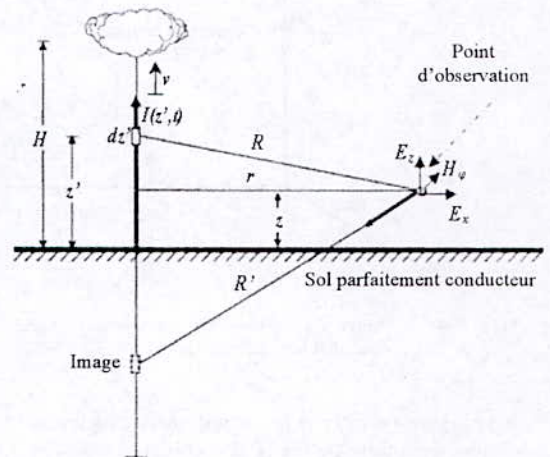


Figure 1 : Champ EM rayonné par un canal de foudre et de son image

Dans le domaine fréquentiel, les composants du vecteur différentiel du champ électromagnétique produit par un dipôle hertzien de longueur dz' est à l'origine d'un système de coordonnées sphériques [5].

Si nous traduisons la position z' du dipôle dans un système de coordonnées cylindriques (r, z, ϕ) (Voir figure 2), les équations suivantes pour le champ électromagnétique en un point P quelconque peuvent être développés comme suit [5]:

$$dE_r(r, \phi, z, j\omega) = \frac{I(z', j\omega) dz'}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{3r(z-z')}{R^3} \frac{1}{j\omega} + \frac{3r(z-z')}{cR^4} + \frac{r(z-z')}{c^2 R^3} j\omega \right] e^{-j\omega R/c} \tag{7}$$

$$dE_z(r, \varphi, z, j\omega) = \frac{I(z', j\omega) dz'}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{2r(z-z')^2 - r^2}{R^3} \frac{1}{j\omega} + \frac{2r(z-z')^2 - r^2}{cR^4} - \frac{r^2}{c^2R^3} j\omega \right] e^{-\gamma_c |z-z'|} e^{-j\omega R/c} \quad (8)$$

$$dH_\varphi(r, \varphi, z, j\omega) = \frac{I(z', j\omega) dz'}{4\pi} \left[\frac{r}{R^3} + \frac{r}{cR^2} j\omega \right] e^{-\gamma_c |z-z'|} e^{-j\omega R/c} \quad (9)$$

Le champ électromagnétique rayonné par la foudre peut être obtenu par l'intégration des équations (7), (8)

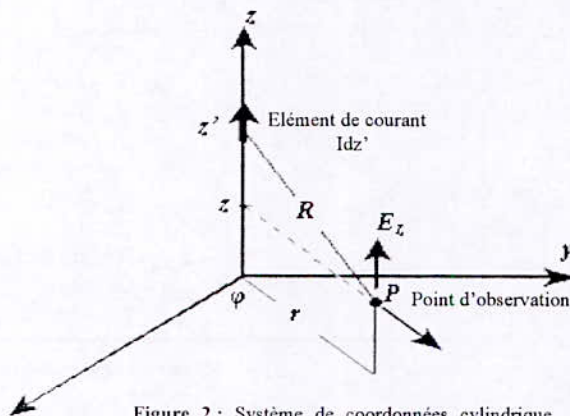


Figure 2 : Système de coordonnées cylindrique pour un dipôle élémentaire

et (9) par rapport à la coordonnée verticale z' sur le canal de foudre de 0 à H et son image sous-sol de 0 à $-H$.

En exploitant aussi la transformée de Fourier de la distribution du courant sur le canal décrite dans l'équation (6), les expressions finales des composantes du champ électromagnétique dans le domaine fréquentiel deviennent ainsi :

$$E_z(r, z, j\omega) = \frac{I(j\omega)}{4\pi\epsilon_0} \int_{-H}^H e^{-\gamma_c |z-z'|} e^{-j\omega R/c} \left[\frac{3r(z-z')^2 - r^2}{R^3} \frac{1}{j\omega} + \frac{3r(z-z')^2 - r^2}{cR^4} + \frac{r^2}{c^2R^3} j\omega \right] dz' \quad (10)$$

$$E_\varphi(r, z, j\omega) = \frac{I(j\omega)}{4\pi\epsilon_0} \int_{-H}^H e^{-\gamma_c |z-z'|} e^{-j\omega R/c} \left[\frac{2r(z-z')^2 - r^2}{R^3} \frac{1}{j\omega} + \frac{2r(z-z')^2 - r^2}{cR^4} - \frac{r^2}{c^2R^3} j\omega \right] dz' \quad (11)$$

$$H_{\varphi p}(r, z, j\omega) = \frac{I(j\omega)}{4\pi} \int_{-H}^H e^{-\gamma_c |z-z'|} e^{-j\omega R/c} \left[\frac{r}{R^3} + \frac{r}{cR^2} j\omega \right] dz' \quad (12)$$

L'indice p indique que ces équations du champ EM sont valables pour un sol parfaitement conducteur.

L'analyse des expressions des composantes du champ électrique indique qu'il y a trois termes dans la fonction à intégrer. Le premier terme, qui est inversement proportionnel au cube de la distance s'appelle *champ électrostatique ou champ proche*. Le deuxième terme est inversement proportionnel au carré de la distance et s'appelle *champ d'induction électrique ou champ intermédiaire*. Le troisième terme est inversement proportionnel à la distance et s'appelle *le champ de rayonnement électrique*. Le champ magnétique possède seulement les deux derniers, à savoir le terme d'induction et le terme de rayonnement.

V. Prise en compte de la conductivité finie du sol

On admet généralement que l'influence de la conductivité finie du sol sur le champ électrique vertical et sur le champ magnétique azimutal est négligeable [1],[3]. En effet, les contributions d'un dipôle et de son image s'ajoutent de façon "constructive". Par conséquent, les petites variations de champ dues à la conductivité finie du sol auront peu d'effets sur la valeur totale du champ. Cette approximation reste d'autant plus valable que le point de calcul du champ se trouve proche du canal de foudre (moins de quelques kilomètres). Notons cependant que pour des distances plus grandes, cette approximation devient fautive.

Par contre, la composante horizontale (*radiale*) du champ électrique est fortement affectée par la conductivité du sol. En effet, les contributions de chaque dipôle et de son image s'opposent. Ainsi, de petits changements dans le champ image peuvent modifier notablement la valeur totale du champ horizontal.

La prise en compte rigoureuse de la conductivité finie du sol implique des équations de champ électromagnétique assez complexes contenant des intégrales lentement convergentes dites *intégrales de Sommerfeld*. Plusieurs formules simplificatrices permettent le calcul rapide de la composante horizontale du champ électrique à savoir essentiellement, la formule "Wavetilt", l'approximation de Norton et la formule de Cooray-Rubinstein.

V.1. La formule wavelilt

La fonction *Wavetilt* permet de déterminer le champ électrique horizontal apparaissant en présence d'un sol de conductivité finie, en fonction du champ vertical et de la connaissance des paramètres électriques du sol [1]. Cette fonction donne le rapport des transformées de Fourier des composantes horizontale et verticale du champ électrique; elle est définie par :

$$W(j\omega) = \frac{E_r(j\omega)}{E_z(j\omega)} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_{rg} + \sigma_g / j\omega\epsilon_0}} \quad (13)$$

ϵ_{rg} et σ_g désignent respectivement la permittivité relative et la conductivité du sol.

Le champ vertical peut être préalablement calculé en supposant un sol parfaitement conducteur.

Cette approche est valable pour des champs de rayonnement ayant une direction de propagation quasi-parallèle au sol. L'emploi de cette formule est donc raisonnable dans le cas de la foudre, pour des points d'observation lointains.

V.2. L'approche de Cooray-Rubinstein

Selon cette approche le champ horizontal à une hauteur z au dessus du sol peut se décomposer en deux termes: le premier représente l'effet de la conductivité finie du sol et s'obtient par une fonction similaire à la formule *Wavetilt* mais utilisant le champ magnétique; le second terme est le champ horizontal calculé pour un sol parfaitement conducteur. Dans le domaine fréquentiel, le champ horizontal total est donné par la relation suivante :

$$E_r(r, z, j\omega) = E_{rp}(r, z, j\omega) - H_{\varphi p}(r, z=0, j\omega) \cdot \frac{1+j}{\sigma_g \delta} \quad (14)$$

- L'indice p indique que le calcul a été fait en considérant le sol comme étant parfaitement conducteur.
- $E_{rp}(r, z, j\omega)$ et $H_{\varphi p}(r, z=0, j\omega)$ désignent respectivement, le champ électrique horizontal et le champ magnétique azimutal au niveau du sol (calculés en considérant le sol comme conducteur parfait).
- δ est la profondeur de pénétration dans le sol

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega \mu_g \sigma_g}}$$
- μ_g et σ_g représentent respectivement la perméabilité et la conductivité du sol.

L'utilisation de cette formule pour le calcul du champ électrique horizontal, permet la réalisation d'un bon compromis entre un temps de calcul raisonnable et une précision acceptable, pour toute distance du canal de foudre. En effet on retrouve les polarités positive, bipolaire et négative caractérisant la forme d'onde du champ électrique horizontal à des distances proches (quelques centaines de mètres), intermédiaires (quelques kilomètres) et éloignées (quelques dizaines de kilomètres). La comparaison de formes d'ondes du champ électrique horizontal, calculées à l'aide de l'approche de *Cooray-Rubinstein*, avec celles obtenues à l'aide de formules exactes de ce champ [3] montre une assez bonne concordance. Ceci permet de valider cette approche.

VI. Conclusion

Nous avons constaté que la présence d'un sol de conductivité finie affecte de manière significative le calcul du champ EM rayonné par la foudre notamment la composante horizontale du champ électrique pour des points d'observation intermédiaires (quelques kilomètres). L'étude doit supposer le sol comme conducteur parfait dans un premier lieu, la conductivité finie du sol est ensuite considérée en ajoutant des termes correcteurs aux formules du champ. Plusieurs formules correctrices ont été proposées dans la littérature où nous avons vu que la formule de *Cooray-Rubinstein* réalise un bon compromis entre un temps de calcul raisonnable et une précision acceptable, elle est par conséquent la plus utilisée.

VII. Références

- [1] F. Rachidi "Effets électromagnétiques de la foudre sur les lignes de transmission aériennes, modélisation et simulation", thèse de doctorat, N° 974, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1991.
- [2] D. Orzan, "Couplage interne et externe entre un champ électromagnétique et un réseau de ligne multifilaire", thèse de doctorat N° 1768, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 1998.
- [3] E. Petrache, "lightning electromagnetic field coupling to overhead transmission line networks and to buried cables", thèse de doctorat N° 3024, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2004.
- [4] V. Varbanov, "Stochastic effects and uncertainties in assessing electromagnetic interactions with control systems", thèse pour l'obtention du diplôme de docteur ingénieur, université de Otto-von-Guericke Magdeburg 2005.
- [5] F.M. Tesche, M. Ianoz et T. Karlsson, "EMC analysis methods and computational models",

- Edition, John Wiley & Sons, Inc., New York, 1997.
- [6] M. Abdenbi, "*Analyse des problèmes de compatibilité électromagnétique par modélisation et simulation du rayonnement électromagnétique de la foudre*", Thèse de doctorat, USTO 'MB', 2007.

Calcul du champ électromagnétique transitoire dans un poste électrique

THT/HT

AH. Bendakir, H. Belila, T. Ruibah, S. Bensiammar
 Laboratoire d'Etude et de Modélisation en Electrotechnique
 Département de l'Electrotechnique, Université de Jijel
 BP 98- Ouled Aissa 18000 Jijel, Algérie
 Email: Bendakir_ah@yahoo.fr

Abstract— the development of the electrical supply networks of power reveals problems involved in the electromagnetic field; it is essential to take it into account in the installations design in order to avoid or decrease a few effects obstructing or dangerous on the agglomeration. In this paper we proposes to expose to the designer and the owner of these works a calculation code based on the dipoles method for the representation of the electromagnetic fields in the switching station.

Résumé—le développement des réseaux électriques de puissance à H.T fait apparaître des problèmes liés au champ électromagnétique ; il est essentiel d'en tenir compte dans la conception des installations afin d'éviter ou atténuer certains effets gênant ou dangereux sur l'agglomération. Dans cet article on se propose d'exposer au concepteur et à l'exploitant de ces ouvrages un code de calcul basé sur la méthode des dipôles destinée au calcul des champs électromagnétiques dans un poste électriques THT/HT.

Mots Clés— poste électrique, Champs Electromagnétiques, Méthode des dipôles, jeux de barres.

I. INTRODUCTION

L'environnement électromagnétique transitoire apparaît dans les postes de transformation aériens et blindés. Les manœuvres de fermeture et ouverture des disjoncteurs créent des ondes mobiles de surtensions transitoires très rapides à l'intérieur des postes.

Nous présentons dans cet article une méthode analytique pour la quantification par calcul du rayonnement électromagnétique transitoire suite à une manœuvre.

Cette méthode repose sur le concept de calcul des courants transitoires, puis celui du champ électromagnétique en utilisant les équations générales de Maxwell dans l'air. Notons que leurs formalismes sont établis à partir du même modèle pour le potentiel vecteur magnétique (approximation des fils minces). Aussi elles peuvent utiliser des fonctions de courant arbitrairement choisies (courant de foudre, courant de manœuvre...) ou calculées.

II- Propagation des surtensions de manœuvre

Lorsqu'on ferme des interrupteurs, par exemple, on

relie subitement entre eux deux extrémités de conducteurs qui, avant la fermeture, n'avaient pas la même tension à la terre. Cette fermeture provoque des ondes de tension non sinusoïdales qui se propagent le long de la ligne, se réfléchissent et se réfractent aux endroits où deux lignes de caractéristiques différentes sont reliées, où plusieurs lignes sont raccordées à un même jeu de barres ou encore aux endroits où la ligne s'arrête. Le calcul de la propagation de ces surtensions de manœuvre est important pour le choix des isolements nécessaires. L'étude de ces phénomènes recourt au modèle à constantes réparties. Le terme surtension est justifié par le fait qu'il s'agit d'un supplément de tension qui vient s'ajouter localement et temporairement à la tension correspondant au fonctionnement normal [1].

III- Approches analytiques pour le calcul du champ électromagnétique transitoire émis par le réseau de transport d'énergie

Pour le calcul du champ électromagnétique transitoire émis par les postes THT et HT aériens, avec des structures rayonnantes (jeu de barres) courtes deux approches sont indiquées dans la littérature [2] :

- le formalisme des dipôles,
- le formalisme des antennes.

Ce dernier formalisme purement numérique, dédié à un calcul en fréquentiel nécessite l'utilisation de la transformée de Fourier.

III-1. Aperçu théorique sur les formalismes analytiques

Ces différents formalismes sont proposés dans l'approximation des fils minces (le rayon de l'antenne est considéré comme très faible par rapport à sa longueur).

En se basant sur un élément de courant tel que présenté en figure.1, il est possible de déduire trois approches pour le calcul du champ électromagnétique dans un espace libre. Dans ces conditions le potentiel vecteur magnétique est à composante unique parallèle au courant.

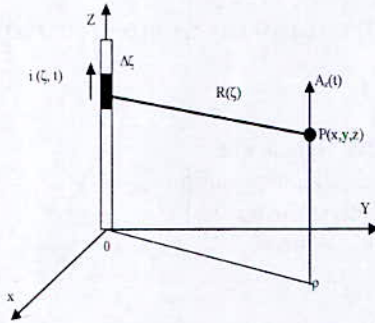


Figure. 1. Configuration de base pour le calcul du champ électromagnétique.

III-2. Méthode des dipôles

Le principe de base de cette méthode consiste à discrétiser le support physique, i.e. la structure filaire, en petites cellules communément appelées « dipôles ». La taille de ces cellules est fonction de critères topologiques et électriques [3]. Parmi ces critères on peut citer : la longueur d'onde du signal transmis et la distance du point d'observation.

En règle générale, le dipôle doit être choisi de façon à ce que le courant traversant puisse être considéré constant vu de point d'observation. En pratique il faut observer les deux conditions suivantes :

$$L_d \leq \frac{\lambda}{20} \tag{1}$$

$$L_d \leq \frac{R}{10} \tag{2}$$

Où, λ est la longueur d'onde du signal, R est la distance du point d'observation, et L_d la longueur du dipôle.

La condition (1) permet de masquer la propagation et la condition (2) permet de rendre compte des petites variations du courant vues d'un point très proche de la structure filaire.

Pour un dipôle, dans l'espace libre, l'expression du potentiel vecteur magnétique est la suivante :

$$\Delta A'_z(t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{i(\xi, t - R(\xi)/c)}{R(\xi)} \Delta\xi \tag{3}$$

Posons :

$$i(\xi, t - R(\xi)/c) = i(t - R(\xi)/c) \tag{4}$$

Nous aurons :

$$\Delta A'_z(t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{i(t - R(\xi)/c)}{R(\xi)} \Delta\xi \tag{5}$$

III-3 Formulation du calcul du champ pour un dipôle

A partir de la relation :

$$\vec{B} = \text{rot } \vec{A} \tag{6}$$

Nous avons :

$$\vec{H} = \left[\frac{\partial A_z}{\partial y} \vec{i} - \frac{\partial A_z}{\partial z} \vec{j} \right] \tag{7}$$

$$\Delta H'_x(t) = \frac{-y}{4\pi} \left[\frac{i(t - R(\xi)/c)}{R^3(\xi)} + \frac{1}{cR^2(\xi)} + \frac{\partial i(t - R(\xi)/c)}{\partial(t - R(\xi)/c)} \right] \Delta\xi \tag{8}$$

$$\Delta H'_y(t) = \frac{x}{4\pi} \left[\frac{i(t - R(\xi)/c)}{R^3(\xi)} + \frac{1}{cR^2(\xi)} + \frac{\partial i(t - R(\xi)/c)}{\partial(t - R(\xi)/c)} \right] \Delta\xi \tag{9}$$

$$\Delta H'_z(t) = 0 \tag{10}$$

Les composantes du champ électrique sont obtenues à partir des équations :

$$\vec{E} = -\text{grad } \varphi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \tag{11}$$

et

$$\text{div } \vec{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = 0 \tag{12}$$

Nous aurons alors :

$$\Delta E'_x(t) = \frac{xz}{4\pi\epsilon_0 R^2(\xi)} \left[\frac{3i(t - R(\xi)/c)}{cR^2(\xi)} + \frac{3 \int_0^t i(\tau - R(\xi)/c) d\tau}{R^3(\xi)} + \frac{1}{c^2 R(\xi)} \frac{\partial i(t - R(\xi)/c)}{\partial(t - R(\xi)/c)} \right] \Delta\xi \tag{13}$$

$$\Delta E'_z(t) = \frac{z^2}{4\pi\epsilon_0 R^2(\xi)} \left[\frac{3i(t - R(\xi)/c)}{cR^2(\xi)} + \frac{3 \int_0^t i(\tau - R(\xi)/c) d\tau}{R^3(\xi)} + \frac{1}{c^2 R(\xi)} \frac{\partial i(t - R(\xi)/c)}{\partial(t - R(\xi)/c)} \right] \Delta\xi - \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{i(t - R(\xi)/c)}{cR^2(\xi)} + \frac{\int_0^t i(\tau - R(\xi)/c) d\tau}{R^3(\xi)} + \frac{1}{c^2 R(\xi)} \frac{\partial i(t - R(\xi)/c)}{\partial(t - R(\xi)/c)} \right] \Delta\xi \tag{14}$$

IV- Environnement électromagnétique transitoire des postes aériens

L'enclenchement et le réenclenchement d'une ligne de transport d'énergie s'opère à vide est à partir d'un poste aérien ; une séquence classique qui consiste à manoeuvré un sectionneur puis un disjoncteur est généralement utilisée.

Les manoeuvres à vide sont donc à l'origine d'un sévère transitoire circonscrit au poste aérien. Ces transitoires sont à l'origine de surtensions et de surintensités qui occasionnent un important rayonnement électromagnétique.

Vu la faible longueur des tronçons de jeux de barres, il nous paraît plus approprié de calculer le champ électromagnétique transitoire en utilisant le formalisme des dipôles Hertiens [3].

IV-1. Prise en compte de la conductivité finie du sol

Dans le réseau de transport d'énergie, le sol constitue le conducteur de retour ; il devient alors nécessaire de tenir compte de sa présence vu la faible hauteur des jeux de barres. Dans le cas d'un sol parfaitement conducteur la méthode des images classiques est utilisée pour tenir compte du sol.

Dans notre travail, pour éviter la notion d'onde plane, nous utilisons la méthode dite des images introduite par Takashima [4]. Il propose une étude générale où il déduit les courants images selon la position de la source et du point d'observation.

Dans le cas où la source et le point d'observation sont dans l'air, le champ électromagnétique peu être évalué comme étant la somme du champ dû au courant de source (I) et celui dû à son image (I').

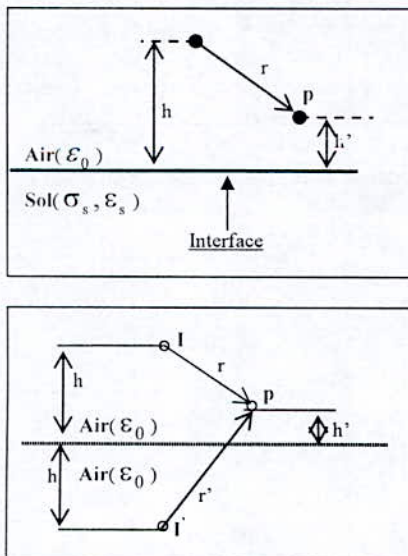


Figure 2. Configuration pour le calcul du champ dans le milieu 1(air).

$$I' = \frac{\epsilon_0 - \epsilon_s}{\epsilon_s + \epsilon_0} I \tag{15}$$

Avec : $\epsilon_s = \epsilon_s + \frac{\sigma_s}{j\omega}$

Pour tenir compte de l'interface sol-air nous utilisons la procédure suivante :

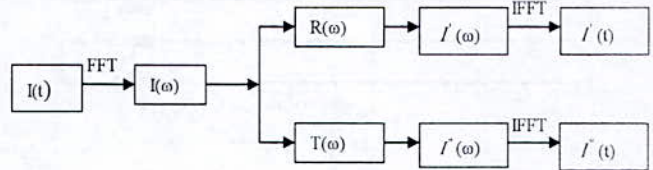


Figure 3. L'organigramme pour le calcul le courant dans le milieu 1(air).

FFT, IFFT : sont la transformée et la transformée inverse de Fourier.

Les composantes du champ produit sont obtenues par superposition de l'ensemble des contributions dipolaires (réelles et images).

$$E = \sum_{j=1}^n (E_{réel}^j + E_{image}^j) \tag{16}$$

$$H = \sum_{j=1}^n (H_{réel}^j + H_{image}^j) \tag{17}$$

Où

n : est le nombre des dipôles.

V- Applications

Afin de valider notre travail théorique, nous considérons comme application le cas de la manoeuvre d'un disjoncteur dans un poste aérien. Le poste aérien comporte uniquement une partie de 410 kV (tension efficace entre phases). Il est schématiquement représenté en figure.4.

Dans un poste, bien que triphasé, généralement la manoeuvre s'opère phase après phase. Les transitoires ne co-existent pas en même temps sur les trois phases. Pour notre simulation nous procédons à la fermeture du bras central du disjoncteur D0 et nous calculons le champ au point P. Généralement sous un poste aérien se trouve une grille de mise à la terre, qui se traduit par un sol parfaitement conducteur. Pour nous applications nous avons examiné le cas d'un sol parfaitement conducteur et celui d'un sol de conductivité moyenne ($\sigma_s = 0.01 S/m$).

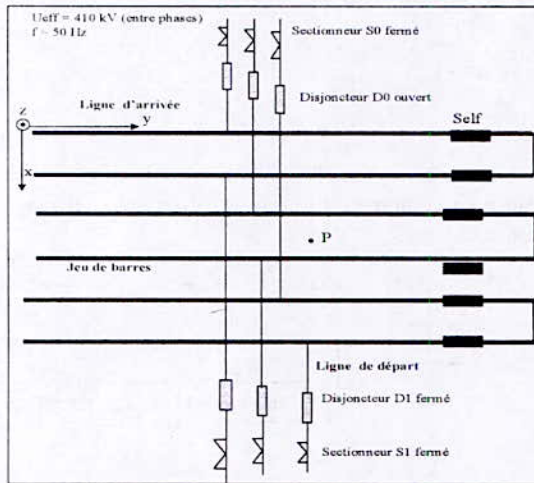


Figure.4. Schéma descriptif du poste aérien.

Pour le calcul de la répartition des courants nous utilisons l'utilitaire SIMULINK sous environnement Matlab [5]. En figure.5, nous présentons le schéma électrique permettant l'étude du transitoire avec SUMILINK.

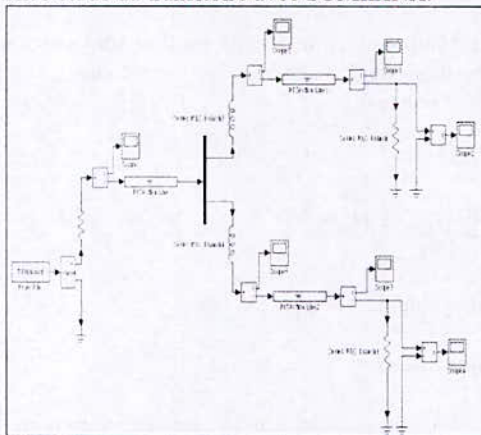


Figure.5. Schéma électrique pour le calcul des courants transitoire sous SIMULINK

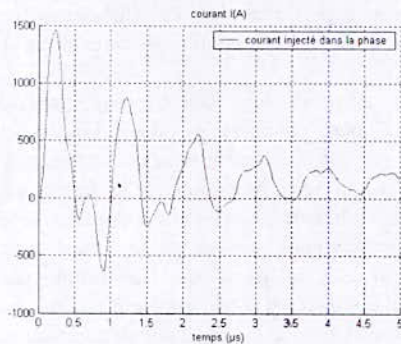


Figure.6. Variation du courant injecté dans le jeu de barre.

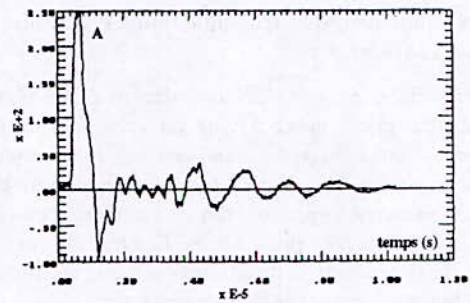


Figure.7. Variation du courant injecté dans le jeu de barre (résultat publié en [6] pour un poste aérien THT lors de la fermeture à vide d'un disjoncteur.

En figure.6, nous présentons le courant injecté à l'entrée du jeu de barre suite à la fermeture à vide du disjoncteur D0. La figure.7 présente le courant injecté mesuré [6] à l'entrée du jeu de barre pour le même type de poste aérien ; les auteurs publient uniquement les résultats de mesure sans donner des détails sur le poste de mesure. Notons que la valeur de la self limitatrice de courant va énormément influencer l'amplitude et l'allure du courant transitoire.

De ces résultats (figures.6 et 7) nous pouvons affirmer que la modélisation que nous avons réalisée avec SIMULINK (sous Matlab) est acceptable qualitativement.

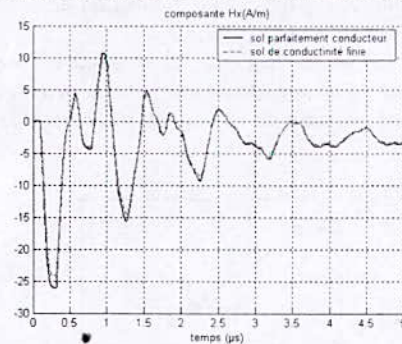


Figure. 8. Variation de la composante Hx au point P

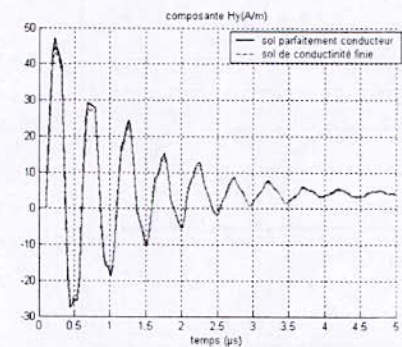


Figure. 9. Variation de la composante Hy au point P

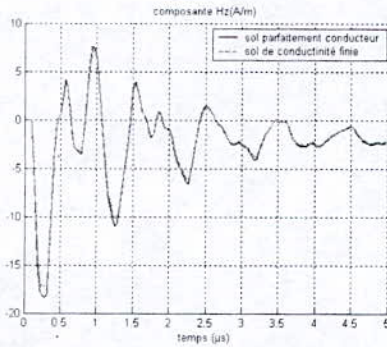


Figure.10. Variation de la composante Hz au point P

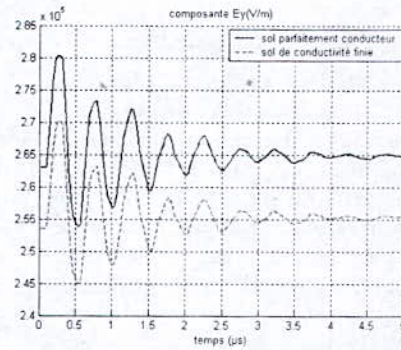


Figure13. Variation de la composante Ey au point P

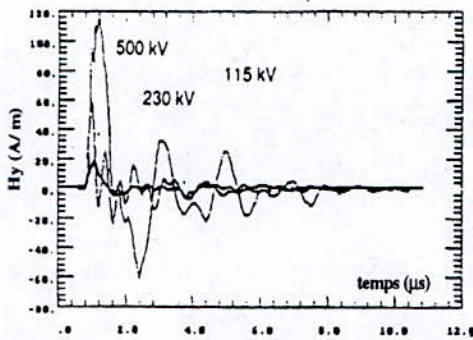


Figure.11. Variation de la composante Hy au point à l'intérieur du poste aérien à différentes tensions (mesure publiée en [7]).

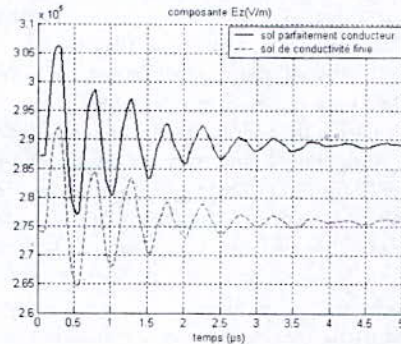


Figure.14. Variation de la composante Ez au point P

L'allure générale du champ magnétique pour les trois composantes en zone proche, calculé directement sous le jeu de barre mis sous tension, que nous obtenons est aussi confirmée par la mesure publiée en [7] (figure.11). Nous ne pouvons comparer directement l'ordre de grandeurs car les auteurs [7] n'indiquent pas les point de calcul ainsi que la longueur ainsi que la hauteur des jeux de barres par rapport au sol. Notons cependant que l'ordre de grandeur est bien respecté.

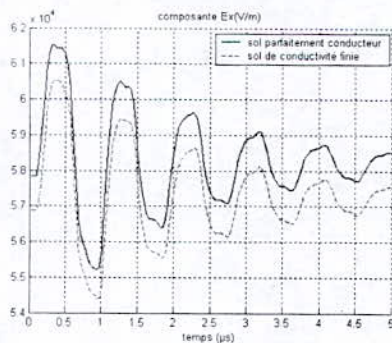


Figure.12. Variation de la composante Ex au point P

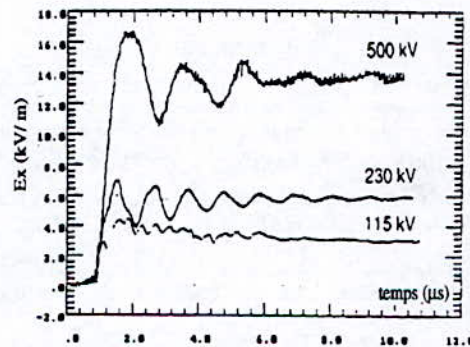


Figure.15. Variation de la composante Ex au point à l'intérieur du poste aérien à différentes tensions (mesure publiée en [7]).

L'allure générale du champ électrique pour les trois composantes en zone proche, calculé directement sous le jeu de barre mis sous tension, que nous obtenons est aussi confirmée par la mesure publiée en [7] (figure 14). Le champ électrique (ses trois composantes) est bien unipolaire contrairement au champ magnétique qui est bipolaire.

VI. CONCLUSION

Pour l'intégrité du poste électrique, il est alors nécessaire de caractériser son propre environnement électromagnétique. La mesure sur site est possible, mais reste coûteuse et parfois même insuffisante. La modélisation, quand elle est bien appropriée, est un moyen efficace pour relayer et compléter la mesure.

Dans cet article, nous avons utilisés un modèle analytique pour le calcul du champ électromagnétique émis en régime transitoire basé sur la méthode des dipôles Hertiens [3].

Nos résultats de calcul mettent en évidence la nature bipolaire pour le champ magnétique et unipolaire pour le champ électrique (figures.8 à 15); ce résultat est bien confirmé par la mesure réalisée par Electric Power Research Institute [7]. Aussi l'allure générale est bien présente dans nos résultats bien que nous n'ayons pas la bonne valeur de la self limitatrice de courant présente sur le jeu de barres; cette self influence l'amplitude et la pseudo-période du transitoire. Enfin il faut noter qu'un important élément n'est pas pris en compte lors de notre modélisation, il s'agit du caractère non linéaire de la manœuvre de fermeture qui implique une résistance de l'arc électrique non linéaire. Notons que notre simulation consiste à représenter la manœuvre par le tout ou rien de la résistance de contact du disjoncteur. Cet élément très important apparaît sur les résultats de mesures réalisés par l'EPRI [7].

REFERENCES

- [1] Michel Pays, "Câbles de Transport d'Energie : Technologies. Caractéristiques ", Technique de l'ingénieur, Vol. D4520, pp.1-35.
- [2] R. S. Shi, "Rayonnement Electromagnétique des Réseaux Electriques à Topologie Complexe", Thèse de Doctorat de l'INPG. Grenoble 1992.
- [3] N. Ari, W. Blumer, "transient electromagnetic fields due to Switching Operations in Electric Power Systems", IEEE Trans. On EMC, Vol. EMC-29, No.3, pp, 233-237, Aug., 1987.
- [4] T. Takashima, T. Nakac, R. Ishibashi, « Calculation of Complex Fields in Conducting Media », IEEE Trans on electrical insulation Vol EI-15, N° 1, February 1980.
- [5] Toolbox, Matlab 6.5, Simulink
- [6] C.M.Wiggins, and al, "Measurement of switching Transients in a 115kVSubstation", IEEE Trans. On PWRD, Vol. 4, No.1, pp.756-769, January, 1989.
- [7] C.M.Wiggins, S. E. Wright, "Switching Transient Fields in a 115 kV Substation", IEEE Trans. on PWRD, Vol. 4. 6, No. 2, pp. 791-769, January, 1989.

Modélisation 2 D du champ électrique dans un disjoncteur haute tension.

A. Ziani and H. Moulai

USTHB, Laboratoire des Systèmes Electriques, FEI, BP 32, Bab Ezzouar, Alger.

Abstract: In a high voltage circuit breaker, the electric field value is determinant to avoid dielectric failures of cutting after arc quenching. This paper is consecrated to the electric stress survey in a high voltage breaker after the current annulment following an electric default. The survey shows that the modeling by circular electrodes generates a Schwaiger factor of very weak value and that the high electric stresses are only localized at the vicinity of one electrode. To examine the field distribution and the electric potential, a bi-dimensional and Cartesian simulation has been made in a circuit breaker 245kV/50A/50Hz.

Résumé: Dans un disjoncteur haute tension la valeur du champ électrique est déterminante pour éviter l'échec diélectrique de la coupure après l'extinction de l'arc. Cet article porte sur l'étude des contraintes électriques dans un disjoncteur haute tension après l'annulation du courant suite à un défaut électrique. L'étude montre que la modélisation par des électrodes circulaires engendre un facteur de Schwaiger de très faible valeur et que les fortes contraintes électriques sont localisées uniquement au voisinage d'une seule électrode. Pour étudier la répartition du champ et du potentiel électrique, une simulation bidimensionnelle et cartésienne a été faite dans un disjoncteur 245kV/50A/50Hz.

Mots clés : Champ électrique ; Equation de Maxwell, Disjoncteur haute tension.

I. Introduction

Dans les réseaux électriques, le disjoncteur constitue le premier rempart de sécurité contre un défaut de courant. Il est donc essentiel de garantir sa fiabilité. Techniquement, le disjoncteur doit être capable d'interrompre ou d'établir de forts courants de fonctionnement, de surcharge ou de court circuit et aussi de pouvoir supporter des contraintes en champ électrique jusqu'à 10kV/mm [1]. La connaissance des formes géométriques à l'intérieur des disjoncteurs joue un rôle fondamental dans le calcul du champ électrique [4]. De plus, l'allure des lignes de champ engendrées dans la chambre d'extinction influe fortement sur la tenue diélectrique du milieu de coupure. En effet, l'annulation du courant électrique à l'intérieur d'un disjoncteur haute tension ne signifie pas toujours la réussite de la coupure du courant électrique [4]. Il faut

également que la vitesse de régénération diélectrique soit plus rapide que celle de la tension transitoire de rétablissement (TTR) [4]. Cette tension de rétablissement, qui est appliquée aux bornes d'un disjoncteur, est extrêmement importante dans le processus de coupure car elle va créer un champ électrique qui détermine le niveau d'isolement exigé à l'intérieur du disjoncteur.

Les constructeurs de disjoncteurs s'attachent donc à créer des géométries favorisant de faibles champs électriques à l'intérieur des chambres de coupure.

Nous savons que la contrainte électrique principale se trouve lorsque les deux électrodes du disjoncteur sont proches l'une de l'autre. A la coupure, cela se traduit par un réamorçage de l'arc électrique, et à la fermeture, on observe un problème de surtension de manœuvre (onde de choc).

Le facteur influençant sa capacité de coupure est le milieu diélectrique dans lequel se trouvent les électrodes. Les milieux couramment employés dans les disjoncteurs sont l'huile, l'air comprimé et l'hexafluorure de soufre (SF6).

Ces dernières années les méthodes numériques ont permis un progrès sensible dans le calcul des champs électriques et par conséquent un dimensionnement du matériel électrique

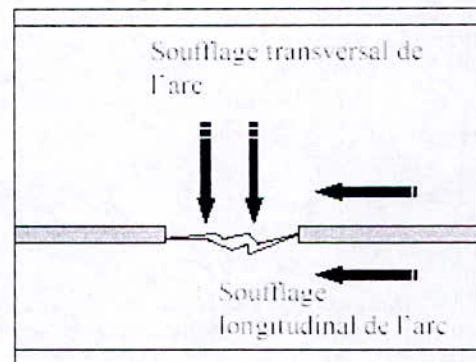


Figure1: Principe d'extinction de l'arc électrique dans un disjoncteur

Dans ce travail nous reproduisons par simulation les lignes du champ électrique à l'intérieur d'un disjoncteur HT lorsque le courant d'arc est nul. Pour ce faire, nous exploitons le code de calcul FEMM (Finite Element Method Magnetics) [7] .

II. Equations du champ et du potentiel électrique

La caractéristique électrique principale d'un isolant gazeux est sa permittivité [1]. En effet, lorsqu'un diélectrique est soumis à l'action d'un champ électrique \vec{E} , il se produit à l'échelle moléculaire diverses modifications qui ont pour effet de créer un champ électrique propre \vec{E}_p à l'intérieur du milieu. Ce champ électrique propre est cependant insuffisant pour annuler le champ électrique extérieur comme c'est le cas dans les milieux conducteurs. Cette caractéristique est la permittivité relative [1]. Les équations de Maxwell appliquées aux disjoncteurs n'admettent pas de solutions analytiques. La principale difficulté lors de la résolution des équations de Maxwell est due à la prise en compte de la forme des électrodes qui ont pour effet de produire un champ très inhomogène. En effet, le disjoncteur HT de par sa structure et sa fonction dans un réseau de distribution, est l'un des appareils de protection les plus complexes. La résolution numérique sera donc faite par élément finis en supposant le système statique.

Les bases de l'électrostatique sont regroupées dans deux équations appelées les deux premières équations de Maxwell, qui sont :

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (1)$$

Où \vec{D} est le vecteur déplacement et ρ la densité des charges volumiques dans l'espace inter électrode :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (2)$$

Le champ électrique est la grandeur principale à la création de l'arc électrique. Il peut être calculé par l'utilisation de deux équations :

$$\text{div} \vec{E} = \rho / \epsilon \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{E} = 0 \quad (4)$$

Le disjoncteur étudié est constitué par deux électrodes circulaires, séparées par une distance d . La répartition du potentiel est régie par l'équation de Laplace $\Delta V = 0$

La charge d'espace a été négligée $\rho = 0$. En considérant l'évolution du potentiel sur un plan (x,y) , l'équation de Laplace à résoudre devient :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial V}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial V}{\partial y} \right) = 0 \quad (5)$$

La résolution de cette équation aux dérivées partielles est basée sur les éléments finis. Le maillage adopté est de forme triangulaire. Le champ électrique E peut se déduire de la relation.

$$\vec{E} = -\text{grad} V \quad (6)$$

III. Modélisation

Pour construire le modèle du disjoncteur 245kV/50kA/50Hz au SF6 utilisé dans la protection des lignes HT [6], nous nous sommes inspirés des travaux de P. Espel et al [2]. Ces auteurs modélisent le disjoncteur suivant une géométrie représentée par la figure 2. La permittivité relative du SF6 a été prise égale à 1 [5]. La tension nominale appliquée aux pôles du disjoncteur est de 245kV. La distance entre les électrodes est prise égale 3.5cm.

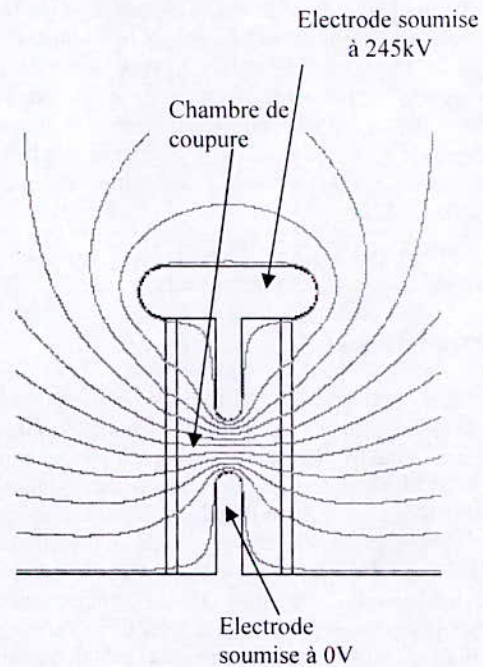


Figure 2: Schématisation du disjoncteur haute tension

IV. Simulation numérique

Le champ et le potentiel électrique sont obtenus par résolution de l'équation de Laplace en absence de la charge d'espace par utilisation du logiciel FEMM [7].

Le calcul ainsi effectué nous a permis d'obtenir la distribution du potentiel autour de l'électrode active représenté sur la figure 3. De la même manière, la figure 4 montre la répartition de la densité du champ électrique dans l'espace inter-électrode lorsqu'une tension de 245 kV est appliquée. Le nombre d'éléments triangulaires formés est 16512 avec un total de 8499 noeuds. Nous avons également relevé les composantes normales et tangentielles du champ électrique (figures 8 et 9). Nous remarquons que seule la composante normale est nulle le long de l'axe des x. Cela peut être expliqué par la forme quasi circulaire des équipotentielles. Les figures 10 et 11 montrent respectivement les variations du potentiel et du champ électrique le long de l'axe des y.

Les figures 3, 4 et 5 confirment bien la non homogénéisation sur la répartition du potentiel et du champ dans le disjoncteur. Nous remarquons que les équipotentielles sont plus serrées le long de l'électrode 245kV. Nous notons aussi que le champ électrique atteint sa valeur maximale au voisinage de l'électrode 245kV et que les contraintes les plus élevées en champ électrique sont localisées sur cette même électrode.

Dans le but d'évaluer l'effet de la configuration des électrodes, nous avons calculé le facteur de Schwaiger [1]. Ce facteur permet d'estimer l'acuité maximale d'un champ électrique régnant entre deux électrodes de formes géométriques quelconques.

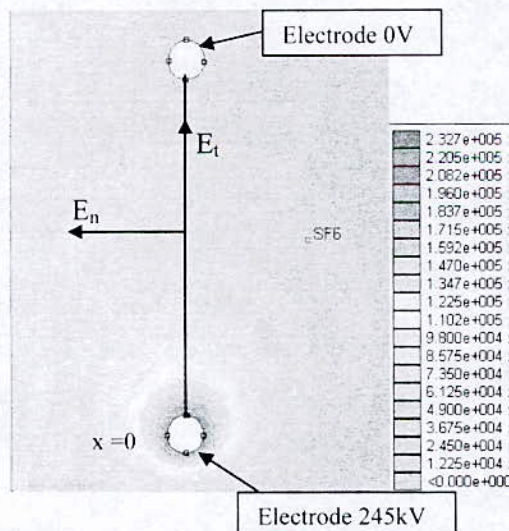


Figure 3: Distribution du potentiel électrique dans le disjoncteur

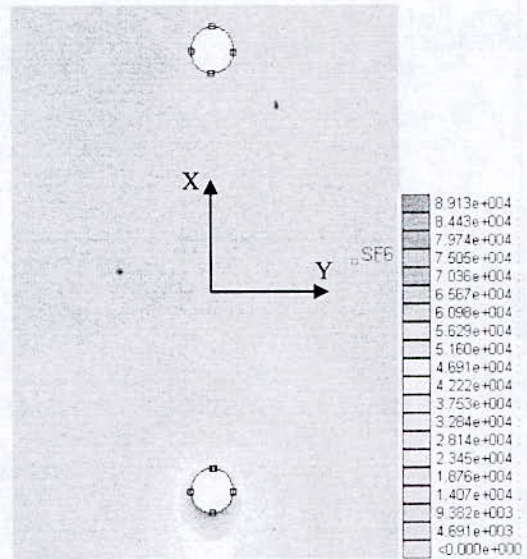


Figure 4: Distribution du champ électrique dans le disjoncteur

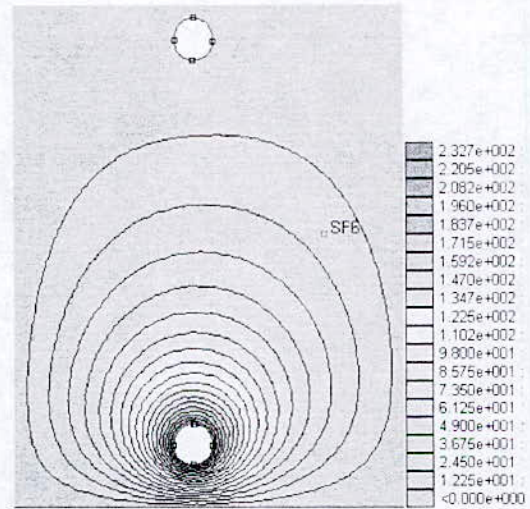


Figure 5: Allure des lignes équipotentielles dans le disjoncteur

Le facteur de Schwaiger η vaut :

$$\eta = \frac{E_0}{E_L} = \frac{245(kV)}{d.E_L} \tag{7}$$

Avec E_0 le champ électrique homogène équivalent, et E_L le champ électrique maximal entre les électrodes et d la distance entre les électrodes. On

trouve $\eta=0.14$. La faible valeur de ce facteur montre bien l'hétérogénéité du champ suite à la forme circulaire des électrodes.

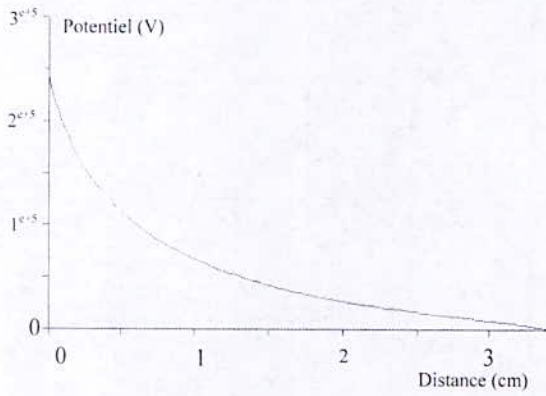


Figure 6: Potentiel électrique le long des électrodes

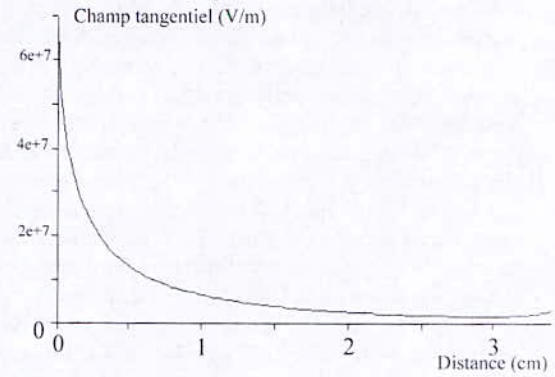


Figure 9: Composante tangentielle du champ électrique

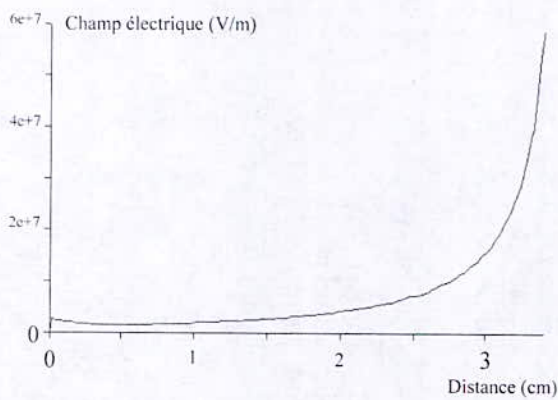


Figure 7: Champ électrique le long des électrodes

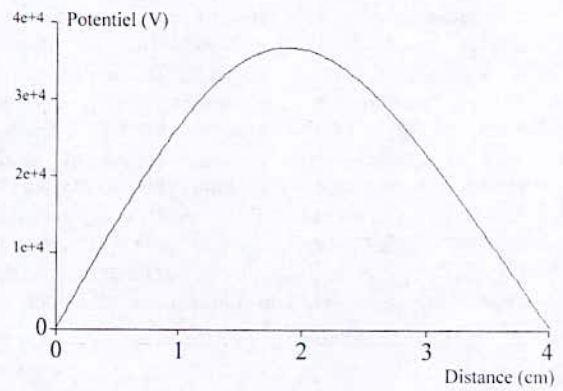


Figure 10: Potentiel électrique le long de l'axe y.

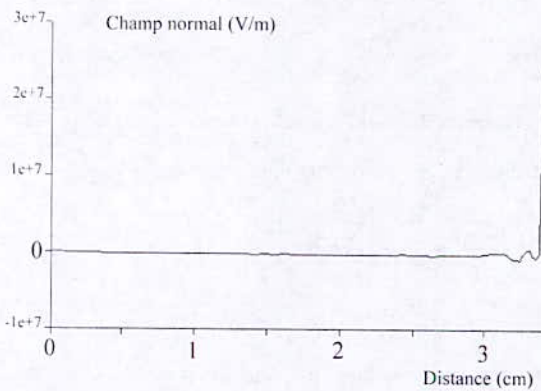


Figure 8: Composante normale du champ électrique

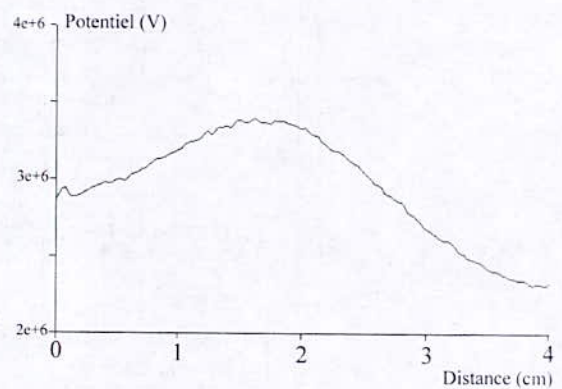


Figure 11: Potentiel électrique le long de l'axe y

V. Conclusion

Ce travail nous a permis d'étudier la répartition du potentiel et du champ électrique dans un disjoncteur haute tension après l'annulation du courant électrique. Les résultats de la simulation en 2 D montrent une répartition des contraintes électriques avec un facteur de Schwaiger. Nous avons noté également que les contraintes les plus importantes en champ électrique sont localisées au voisinage de l'électrode 254kV. Sur la base de ce travail, il est intéressant d'étudier l'effet de la géométrie des électrodes et du milieu diélectrique sur la distribution des contraintes électriques à l'intérieur du disjoncteur.

Bibliographie

- [1] M. Aguet, M. Ianoz, Traité d'électricité. Volume 22, Haute tension, Presses polytechniques, 2008.
- [2] Espel Patrick, Domens Pierre, Experimental and numerical study of the discharge in SF6 at high pressure in a geometry representative of the contact of a circuit breaker. Université de Pau, Thèse de Doctorat. 2000.
- [3] M.Umé, Three dimensional modelling of the electric field in the non linear structures, Doctorat thesis at the University of Liege 1995.
- [4] Vacquie S.L'arc électrique Eyrolles collection « Sciences et technique de l'ingénieur »(2000)
- [5] D.Koch, Propriétés et utilisation du SF6 dans les appareils MT et HT, Cahier technique n° 188, Collection technique, Schneider electric. Edition février 2003.
- [6] P. Schavemaker and L. Sluis, "An Improved Mayr-Type Arc Model Based on Current-Zero Measurements", IEEE Trans. Power delivery, Vol. 15, pp.580-584, 2000.
- [7] A. Bossavit, Numerical methods in electromagnetic, Edition Eyrolles, 1991

Mesures et Caractérisation

Techniques de mesure de susceptibilité pour circuits intégrés

I. Zeghouane and R.Oussaid

Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene, Alger, Algérie

Abstract: The evolution of the integrated circuits to greater level of integration makes these components and; by the way, the embedded systems, increasingly vulnerable to the electromagnetic interferences, in particular with new telecommunication technologies. According to its level, the disturbance can cause a dysfunction of the system, even the destruction of the processor. The evaluation of the components sensitivity requires the development and the standardization of specific methods. This paper aims to present the standardized methods of susceptibility measurement. Each method models a specific aggression according to the mode of coupling and frequencies of use. This study will give a progress report on the state of the art of the techniques used for the tests for conducted mode and radiated mode. We distinguish three benches of aggression, the BCI, the DPI, and the Faraday work bench for the tests of conducted mode, and two cells TEM and GTEM for the tests of radiated mode.

Résumé: L'évolution des circuits intégrés vers de plus grande densité d'intégration rend ces composants et de ce fait les systèmes embarqués, de plus en plus vulnérables aux interférences électromagnétiques, notamment avec les nouvelles technologies de télécommunications. Selon son niveau, la perturbation, peut provoquer le dysfonctionnement du système, voir même l'arrêt du processeur. L'évaluation de la sensibilité des composants a nécessité le développement et la standardisation de méthodes spécifiques. Ce papier a pour objectif, de présenter les méthodes standardisées de mesure de susceptibilité. Chaque méthode modélise une agression spécifique selon le mode de couplage et les fréquences d'utilisation. Cette étude fera le point sur l'état de l'art des techniques utilisées pour les tests en mode conduit et en mode rayonné. On distingue trois bancs d'agression, le BCI, le DPI, et la cage de Faraday pour les tests en mode conduit, et deux cellules TEM et GTEM pour les tests en mode rayonné.

Introduction

L'industrie connaît de nos jours, un grand déploiement des systèmes embarqués, notamment dans le domaine de l'aéronautique et de l'automobile. Cependant, ces systèmes font cohabiter dans un même boîtier, voir dans une même puce, un grand nombre de fonctionnalités, de nature différente, peu compatible côté CEM. L'augmentation de la complexité des architectures et des composants électroniques et la

vitesse de fonctionnement des circuits intégrés, impose la nécessité de l'étude de la CEM pour garantir le fonctionnement des systèmes. L'évolution vers, de plus grande densité d'intégration, des circuits de plus en plus complexes, signaux plus rapides, bas niveau d'alimentation, tout cela augmente d'une part, les émissions électromagnétiques parasites de ces composants, et dégrade simultanément leur immunité, notamment avec la multiplication des systèmes de radiocommunications, qui représentent une source importante d'interférence, vue les puissances et les fréquences mises en jeu. De nombreuses études [1-6] ont été menées à ce sujet dans le passé, mais devant l'augmentation du nombre de sources radio et, dans le même temps, l'augmentation de la complexité des architectures et des composants électroniques, l'étude de la susceptibilité des circuits s'impose de plus en plus comme une étape nécessaire pour garantir le fonctionnement des systèmes.

L'évaluation de la sensibilité des composants a nécessité le développement et la standardisation de méthodes spécifiques [2-3], regroupées sous la norme IEC-62132 (International Electrotechnical Commission). Suivant le mode d'agression, on distingue deux types de test, conduit et rayonné. Chaque banc modélise une agression différente, selon des paramètres normalisés en fréquence, puissance et mode de couplage.

Techniques de mesure de la susceptibilité

Test d'immunité en mode conduit

Banc d'injection par boucle de courant en immunité (Bulk Current Injection – BCI) : Le BCI est un test d'immunité en mode conduit, il consiste en une injection de courant, via une première pince, dite d'agression, induisant ainsi un courant sur le câble cible par couplage inductif, comme le montre la figure 1. Une deuxième pince sera placée plus proche du circuit à tester afin de mesurer le courant injecté.

La pince d'injection utilisée doit être calibrée avant le test, le but de ce calibrage est de déterminer la puissance exigée au générateur de puissance RF pour atteindre un niveau de courant défini sur la charge adaptée de 50 Ohm.

L'agression couvrait les fréquences de 10kHz à 400MHz par pas de 2kHz à 5MHz. actuellement cette méthode est normalisée pour une gamme de fréquence plus large, de 150KHz à 1GHz. [3]

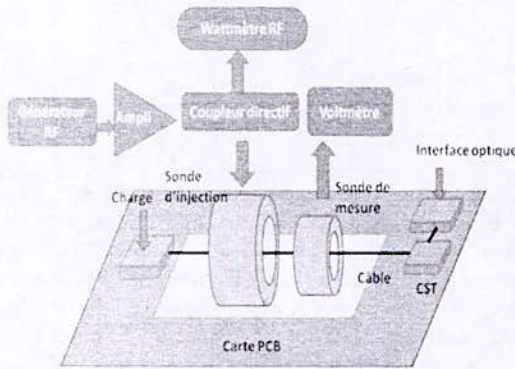


Figure1 : Test BCI

Autres paramètres importants que la fréquence pour ce test sont :

-La forme du signal à injecter : qui peut être soit, un signal sinusoïdale continu (CW) ou bien un signal sinusoïdale modulé en amplitude (AM).

Le signal est modulé en général à une fréquence de 1Khz, avec un facteur de modulation (m) fixé à 80%. Pour les tests sur circuit intégré, on garde un niveau constant pour l'amplitude du signal qui reste la même pour les deux formes (CW ou AM) [1].

-Le niveau de courant injecté : selon la sévérité voulue, ils sont classés sur le tableau suivant :

Tableau.1 Classement des niveaux d'agressions BCI pour composants [4].

sévérité	niveau
I	50mA
II	100mA
III	200
IV	300
V	Selon accords entre utilisateurs

Banc d'injection directe de puissance (Direct Power Injection –DPI) : Ce test est basé sur l'injection directe d'une puissance sur une ou plusieurs broches du circuit sous test (DUT). Le signal d'agression peut être de forme continue (CW) ou modulé en amplitude(AM). Il est produit par un générateur RF, la gamme de fréquence du test est de 10MHz à 1GHz, le dispositif est décrit sur la figure2.

Le coupleur permet de mesurer les deux puissances, incidente et réfléchi, ces deux puissances sont récupérées aux sorties du coupleur par deux wattmètres

La tension continue provenant du système d'alimentation du circuit est bloquée, grâce à une capacité dite d'injection. Afin de protéger l'amplificateur de puissance, cette capacité est placée entre la sonde d'injection et la broche sous test. Sa valeur varie selon la plage de fréquence d'injection [5]. Pour éviter les perturbations externes et réduire les effets de réflexions (perte de puissance), il est fortement recommandé d'utiliser des câbles de 50 Ω, un circuit imprimé adapté à 50 Ω, en d'autres termes, le chemin de l'injection doit être de 50 Ω depuis le générateur de fréquence jusqu'au circuit sous test [1].

Selon plusieurs étapes, on fixe une fréquence d'injection et on fait varier la puissance injectée afin de visualiser le comportement interne du circuit en fonction de la puissance, jusqu'à ce que le circuit devienne susceptible selon un critère donné. Les valeurs des puissances sont alors relevées, et une courbe de susceptibilité (puissance injectée) en fonction de la fréquence peut alors être tracée point par point. La méthode DPI est une des plus performantes pour les tests de circuits intégrés [6].

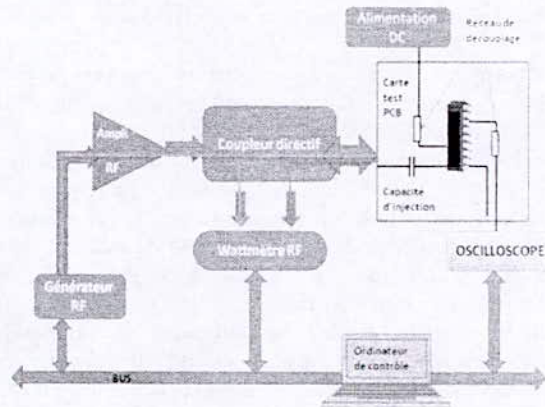


Figure 2: Banc d'agression DPI.

Cage de Faraday (Work Bench Faraday –WBFC):

La cage de faraday est une méthode standardisée pour les mesures d'immunité en mode conduit, elle modélise les perturbations issues de câbles directement connectés au circuit imprimé.

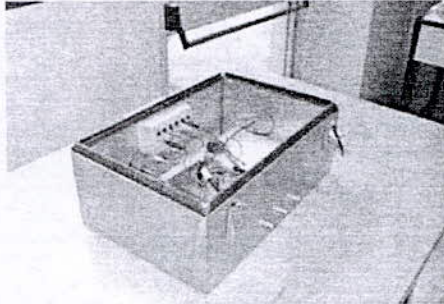


Figure 3 : Cage de faraday pour test sur CI (WBFC).

Le circuit à tester est monté sur une carte spécifique PCB (50×35×15 cm). Placée à l'intérieur de cette cage, il est protégé de tout bruit électromagnétique extérieur. Aussi tous les signaux nécessaires au fonctionnement du composant ainsi que les signaux de contrôle entrent et sortent de l'enceinte métallique via des filtres comme le montre la figure.4. La gamme de fréquence est de 1MHz à 1GHz.

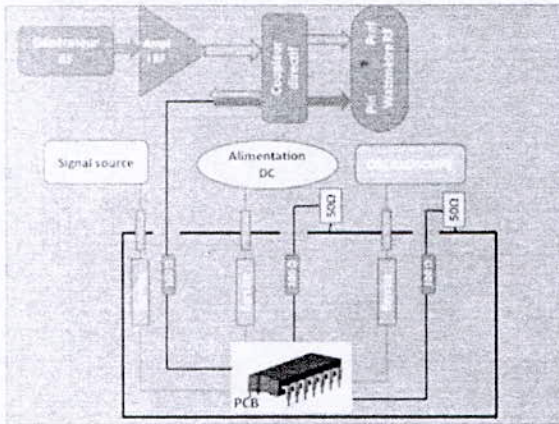


Figure 4 : Banc de mesure en immunité pour WBFC

Comme pour les deux premières méthodes, le signal à injecter peut être continu (CW) ou modulé (AM), il est amplifié avec une puissance max de 5W [4]. Un coupleur permet de récupérer les deux puissances, injecté et réfléchi.

Test d'immunité en mode rayonné

Cellule TEM : Cellule TEM pour Transverse Electro Magnétique, est une ligne coaxiale de transmission, avec un conducteur interne plat appelé septum, et un bouclier rectangulaire externe, elle présente deux sections coniques, pour faciliter le raccordement à deux câbles coaxiaux [7]. Cette cellule est utilisée aussi bien

pour les tests d'immunité (normalisé à 1GHz) comme pour ceux d'émission. Le dispositif de test est décrit sur la figure 6.

Le composant à tester sera placé seul sur la face de carte qui sera exposée au rayonnement, les autres composants seront placés sur l'autre face (extérieure). La carte complète le blindage de la cellule elle-même, de ce fait, le circuit imprimé doit être de type multicouche, et le plan orienté vers l'intérieur de la cellule, c'est-à-dire celui où est implanté le composant à tester, doit être un plan de masse [4]. Il existe différents modèles de cellule TEM

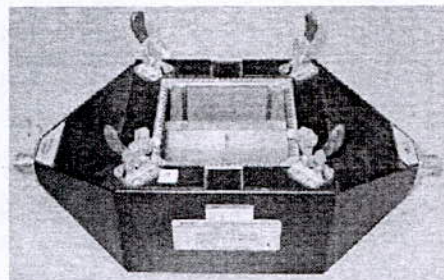


Figure 5 : Cellule TEM.

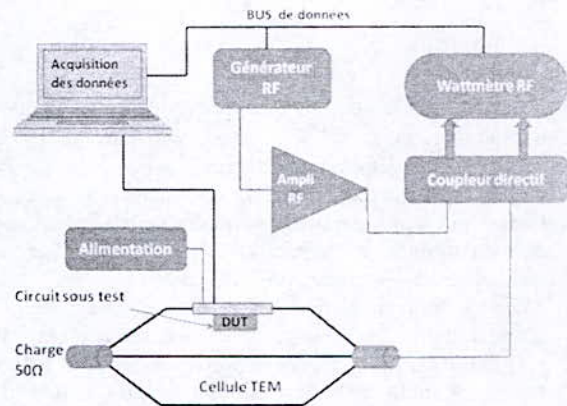


Figure 6 : Banc d'agression cellule TEM.

Tableau.2. Modèles de cellule TEM spéciales test[8]

Cellule	TEMF100	TEMF300
Bande de fréquence	DC-1GHz	DC-3GHz
Dimension	45x22x16cm	15x8x6cm
Puissance d'injection (Max)	750 W	400W

La Cellule GTEM

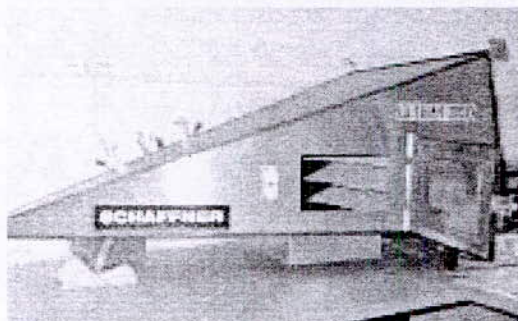


Figure 7 : Cellule GTEM

La GTEM, ou Gigahertz TEM, construite spécialement pour palier à la limitation en fréquence de la TEM. La gamme de fréquence va de 500MHz jusqu'à 18GHz, 25GHz suivant le modèle. Sa forme pyramidale assure une propagation des ondes stoppées par les absorbants ce qui évite donc l'établissement de modes d'ordre supérieur [6]. Le dispositif de test est similaire à celui de la TEM.

Conclusion

Dans cet article, nous avons présenté les techniques normalisées par l'IEC pour les mesures de susceptibilités des circuits intégrés.

Ces tests permettent une mise en situation proche de l'environnement de travail ; normalisés, ils assurent une reproductibilité, à fin de caractériser, comparer et valider ces composants.

La complexité des architectures, la densité d'intégration, les vitesses de fonctionnement, la multiplication de systèmes radiofréquences, tout cela a fait que l'étude CEM des circuits intégrés suscite de plus en plus l'intérêt. Caractériser les émissions et la susceptibilité de ces circuits devient une étape indispensable aussi bien pour les fabricants que pour les utilisateurs de ces circuits, à fin d'assurer le bon fonctionnement des systèmes.

References

- [1] S. Ben Dhia, M. Ramdani, E. Sicard, « Electromagnetic Compatibility of Integrated Circuits – Techniques for low Emission and Susceptibility », Springer, ISBN 0-387-26600-3, 2006.
- [2] IEC EMC Integrated circuits –Measurement of electromagnetic immunity, 150 kHz to 1 GHz –Part 1:General conditions and definitions.

- [3] IEC EMC Task Force. IEC62132-3: Integrated circuits - measurement of electromagnetic immunity, 150 kHz to 1 GHz – bulk current injection (bei) method. Draft technical report. IEC, September 2006.
- [4] Enriqe LAMOUREUX « Etude de la susceptibilité des circuits intégrés numériques aux Agressions hyper-fréquences », thèse doctorat, INSA de Toulouse. France.2006.
- [5] S. Baffreau. *Susceptibilité des micro-contrôleurs aux agressions électromagnétiques*. Thèse doctorat, INSA de Toulouse. France. 2003.
- [6] Ali Alaeldine « Contribution à l'étude des méthodes de modélisation de l'immunité électromagnétique des circuits intégrés », thèse doctorat, ESEO.ANGERS. France.2008
- [7] Franco Fiori Francesco Musolino « Comparison of IC Conducted Emission Measurement Methods», IEEE transactions on instrumentation and measurement, vol. 52, no. 3, june 2003
- [8] Credence Technologies. Tem cell (closed) dc to 3 GHz. <http://www.ramayes.com/>, 2009

Adresse des auteurs : I. Zeghouane et R.Oussaid
laboratoire d'instrumentation, Université des Sciences
et de la Technologie Houari Boumediene, BP 32 El-
Alia, Bab-Ezzouar, 16111 Alger, Algérie, Email:
imenezeghouane@yahoo.fr , roussaid@usthb.dz

Compatibilité électromagnétique des circuits imprimés

F. Memmi ⁽¹⁾ et R. Oussaid ⁽²⁾

⁽¹⁾ : PG radio fréquence et microonde

⁽²⁾ : Laboratoire d'Instrumentation

Faculté d'Electronique et d'Informatique,

Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumediene

B.P n° 32, El alia Bab-Ezzouar, 16111, Algiers, Algeria

Tel./Fax : +213 21 24 71 87

E-mail: fethy_m@hotmail.com , roussaid@usthb.dz

Abstract: The ElectroMagnetic Compatibility (EMC) is becoming increasingly important. The rapid evolution of electronics requires a change in the EMC constraints consideration; the effort should be concentrated in printed boards circuits and components. The aim of this paper is to present the latest techniques for printed circuit modeling taking into account the standards and requirements of the EMC, acquire the necessary knowledge for printed circuit design, meeting the requirements of EMC and discover some routing rules to limit interference in circuits.

Résumé : La Compatibilité ElectroMagnétique (CEM) prend une importance croissante compte tenu des contraintes fonctionnelles. L'évolution rapide de l'électronique impose un changement dans la prise en compte des contraintes CEM; l'effort doit être concentré au niveau des cartes et des composants. L'objectif de ce papier est de présenter les dernières techniques qui permettent la modélisation d'un circuit imprimé en tenant compte des normes et des exigences de la CEM, acquérir les connaissances nécessaires à la conception de circuits imprimés respectant les exigences de la CEM et découvrir quelques règles de routage permettant de limiter les perturbations dans les circuits.

I. Introduction :

Contrairement au préjugé, la Compatibilité ElectroMagnétique n'est pas une science aussi récente qu'elle n'y paraît. Déjà, On pourrait faire remonter la CEM au tout début des transmissions radio, soit en 1901, où le célèbre physicien italien Marconi réalisa la première transmission à travers l'Atlantique, mais si l'on constatait déjà la présence d'interférences, il suffisait de changer de fréquence d'émission pour résoudre le problème. Avec la multiplication des émetteurs, les problèmes sont devenus plus sensibles. Les spécialistes en CEM ont alors commencé à apporter des explications et des solutions aux concepteurs.

Ce travail a pour objectif la modélisation d'un circuit imprimé en tenant compte des normes et des exigences de la CEM.

Dans une première partie nous avons envisagé à décomposer le circuit imprimé en détectant les segments de pistes et distinguer entre une piste et un nœud en se basant sur l'aspect traitement d'image avec l'utilisation de l'algorithme Sobel.

Ensuite, nous avons proposé un algorithme de détection du couplage entre pistes.

Finalement, en utilisant la méthode des fils fins, nous modélisons les segments de pistes en tenant compte du couplage, en calculant leurs modèles équivalents en composants passifs.

II. Détection des pistes :

Pour détecter les segments de pistes et les nœuds nous avons fait appel tout d'abord à l'algorithme de Sobel pour détecter les contours des pistes.

II.1. Algorithme de sobel :

Le principe de cet algorithme est le calcul du gradient d'intensité de chaque pixel ; Ceci indique la direction de la plus forte variation du clair au sombre, ainsi que le taux de changement dans cette direction. On connaît alors les points de changement soudain de luminosité, qui correspondent probablement à des bords [1], ainsi que l'orientation de ces derniers.

En termes mathématiques, le gradient d'une fonction de deux variables (ici l'intensité en fonction des coordonnées de l'image) est un vecteur de deux dimensions dont les coordonnées sont les dérivées selon les directions horizontale et verticale. En chaque point, le gradient pointe dans la direction du plus fort changement d'intensité, et sa longueur représente le taux de variation dans cette direction. Le gradient dans une zone d'intensité constante est donc nul. Au niveau d'un contour, le gradient traverse le contour des intensités les plus sombres aux intensités les plus claires.

II.2. Formulation :

L'opérateur utilise des matrices de convolution [1]; La matrice (généralement de taille 3x3) subit une

convolution avec l'image pour calculer des approximations des dérivées horizontale et verticale. Soit A l'image source, G_x et G_y deux images qui en chaque point contiennent des approximations respectivement de la dérivée horizontale et verticale de chaque point. Ces images sont calculées comme suit :

$$G_x = \begin{bmatrix} 1 & 0 & -1 \\ 2 & 0 & -2 \\ 1 & 0 & -1 \end{bmatrix} * A \text{ et } G_y = \begin{bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ -1 & -2 & -1 \end{bmatrix} * A \quad (1)$$

En chaque point, les approximations des gradients horizontaux et verticaux peuvent être combinées comme suit pour obtenir une approximation de la norme du gradient :

$$G = \sqrt{G_x^2 + G_y^2} \quad (2)$$

On peut également calculer la direction du gradient comme suit :

$$\theta = \arctan\left(\frac{G_y}{G_x}\right) \quad (3)$$

II.3. Implémentation :

L'algorithme de Sobel peut être aisément implémenté de manière logicielle ou même matérielle : seulement huit points autour du point considéré sont nécessaires pour calculer le gradient. Ce calcul utilise simplement des calculs sur les entiers. De plus, les filtres horizontal et vertical sont séparables :

$$\begin{bmatrix} -1 & 0 & 1 \\ -2 & 0 & 2 \\ -1 & 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 2 \\ 1 \end{bmatrix} * \begin{bmatrix} -1 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4)$$

$$\begin{bmatrix} 1 & 2 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ -1 & -2 & -1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix} * \begin{bmatrix} 1 & 2 & 1 \end{bmatrix} \quad (5)$$

Et les deux dérivées G_x et G_y peuvent être calculées comme suit :

$$G_x = \begin{bmatrix} 1 \\ 2 \\ 1 \end{bmatrix} * \begin{bmatrix} -1 & 0 & 1 \end{bmatrix} * A \quad (6)$$

$$G_y = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix} * \begin{bmatrix} 1 & 2 & 1 \end{bmatrix} * A \quad (7)$$

La séparabilité peut être mise à profit dans certains types d'implémentation pour permettre moins d'opérations lors du calcul.

La figure 1 présente le résultat obtenu l'or de la décomposition du circuit imprimé et la détection des pistes et des nœuds en appliquant l'algorithme de sobel.

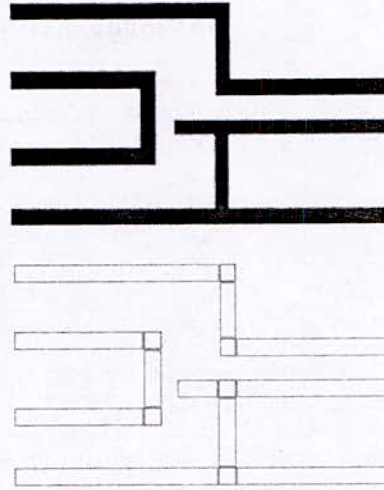


Figure 1 : Décomposition du circuit imprimé

III. Critère de couplage :

Le critère de couplage est défini en comparant les matrices impédances des segments de pistes pris de façon isolée, notées $[Z_A]$ et $[Z_B]$, et la matrice impédance de l'ensemble constitué par les deux segments de pistes, notée $[Z_{AB}]$. D'après les notations définies par la figure 2, et en tenant compte des symétries, ces matrices s'écrivent :

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11}^A & Z_{12}^A \\ Z_{12}^A & Z_{11}^A \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_4 \end{bmatrix} \quad \begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \\ V_3 \\ V_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11}^{AB} & Z_{12}^{AB} & Z_{13}^{AB} & Z_{14}^{AB} \\ Z_{12}^{AB} & Z_{22}^{AB} & Z_{23}^{AB} & Z_{24}^{AB} \\ Z_{13}^{AB} & Z_{23}^{AB} & Z_{33}^{AB} & Z_{34}^{AB} \\ Z_{14}^{AB} & Z_{24}^{AB} & Z_{34}^{AB} & Z_{44}^{AB} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ I_4 \end{bmatrix}$$

Matrices $[Z_A]$ $[Z_B]$ et $[Z_{AB}]$

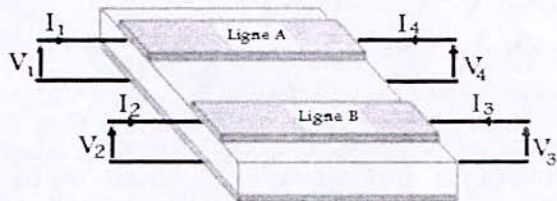


Figure 2 : Configuration des segments de piste pour le critère de couplage

La comparaison est effectuée pour une fréquence où les aspects inductifs sont prédominants : si l'on s'intéresse à l'admittance d'un segment de piste. Le critère tient aussi compte du rapport entre les courants maximaux pouvant circuler dans chaque segment de piste, I_{1max} et I_{2max} .

Le couplage sera considéré comme significatif si au moins une des conditions suivante est vérifiée :

$\frac{Z_{11}^{A2}}{Z_{11}^A} < 0,95$	$\frac{Z_{11}^{A3}}{Z_{11}^A} < 0,95$
$\frac{Z_{11}^{A2} I_{1max}}{Z_{11}^A I_{1max}} > 0,05$	$\frac{Z_{11}^{A3} I_{1max}}{Z_{11}^A I_{1max}} > 0,05$

Critère de couplage

Ce critère de couplage, permet de déterminer si le couplage doit être pris en compte entre deux segments de pistes parallèles et adjacents. La méthode des fils fins est utilisée pour déterminer les matrices [Z_A] [Z_B] et [Z_{AB}], mais le calcul étant fait pour une seule fréquence, le coût en termes de temps de calcul reste très raisonnable.

III.1. Algorithme de sélection :

Dans le cas où plus de deux segments de pistes sont en parallèles, un algorithme basé sur le critère qui vient d'être défini permet d'optimiser le nombre de couplages à prendre en compte.

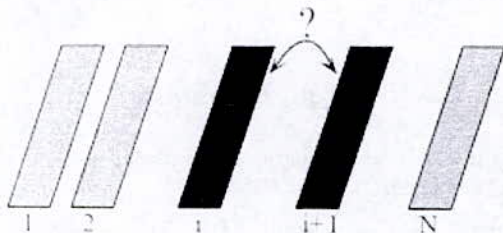


Figure 3 : Configuration pour N segments parallèles

Algorithme:

- Le critère de couplage est d'abord calculé entre la ligne 1 et la ligne 2 :
 - Si le couplage est significatif, les lignes 1 et 2 seront traitées ensemble.
 - Si non la ligne 1 sera considérée comme une ligne non couplée.
- Le critère de couplage est ensuite calculé entre la ligne 2 et la ligne 3 :
 - Si le couplage est significatif, les lignes 2 et 3 seront traitées ensemble.
 - Si non la ligne 2 et la ligne 3 seront traitées de façon séparées.

Le critère est ainsi appliqué de manière itérative entre les pistes de rang i et de rang i+1, jusqu'au rang N-1.

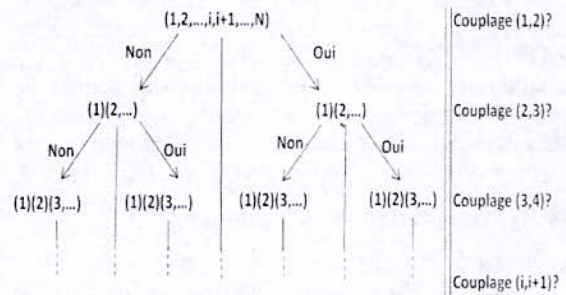


Figure 4 : Algorithme de sélection des couplages

A la fin du traitement, nous obtenons les différents ensembles qui définissent quelles lignes doivent être traitées ensemble. Si on envisage par exemple le cas de six lignes, un résultat parmi d'autre pourrait être {(1,2) (3, 4,5) (6)}, ce qui signifie que l'on aurait à calculer :

- La matrice Y correspondant aux lignes 1 et 2, de dimension 4x4.
- La matrice Y correspondant aux lignes 3, 4 et 5, de dimension 6x6.
- La matrice Y correspondant à la ligne 6, de dimension 2x2.

IV. Méthode des fils fins :

La méthode des fils fins s'applique aux segments de pistes rectangulaires de faible épaisseur [3].

Elle permet de déterminer les caractéristiques électriques et les couplages pour un ensemble de segments rectangulaires parallèles sur une grande plage de fréquences.

Les limitations actuelles de cette méthode sont liées à la géométrie des éléments auxquels elle s'applique, et au fait que seuls les couplages entre les segments parallèles sont pris en compte.

Cette méthode permet de calculer l'impédance d'une piste rectangulaire en fonction de la fréquence à partir de ses caractéristiques géométriques (largeur, épaisseur et longueur), et de ses caractéristiques physiques (conductivité de la piste et permittivité du diélectrique).

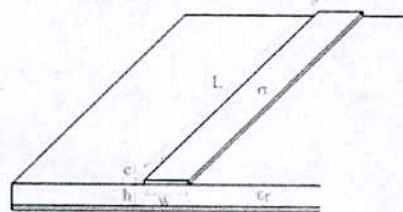


Figure 5 : Caractéristiques d'un segment de piste

La méthode consiste à décomposer cette piste de section rectangulaire en un faisceau de n conducteurs cylindriques de rayon r parallèles entre eux [2], [3]. L'utilisation de conducteurs cylindriques permet de calculer simplement de façon analytique les effets électromagnétiques et ainsi de connaître les inductances, capacités et résistances du système de fils fins [4].

IV.1. Présentation de la méthode :

La méthode des fils fins est applicable à des pistes rectangulaires dont la longueur est supérieure à la largeur. Elle consiste à trouver un ensemble de conducteurs cylindriques dont les caractéristiques en termes d'impédance sont équivalentes à celle de la piste rectangulaire modélisée.

Les conducteurs cylindriques, ou " fils fins " ont pour diamètre l'épaisseur de la piste, et ils sont espacés régulièrement à raison de quatre conducteurs par millimètre [3] pour une épaisseur de piste de 35µm (Figure 6). La longueur de chaque fil fin est égale à la longueur de la piste.

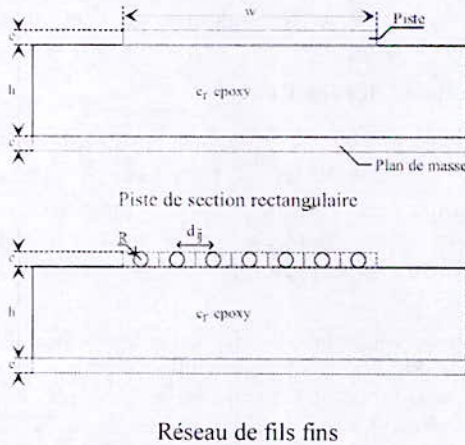


Figure 6 : Equivalence entre une piste de section rectangulaire et un réseau de fils fins

Afin de comparer l'impédance de la piste rectangulaire avec celle du réseau de fils fins, les fils fins sont mis en court-circuit aux deux extrémités par des résistances de très faibles valeurs ($R_{cc}=1 \text{ E-}6\Omega$) (Figure 7). Nous pouvons alors définir les impédances en entrée et en sortie du réseau de fils fins :

$$Z_e = \frac{V(0)}{I(0)} \text{ et } Z_s = \frac{V(L)}{I(L)} \quad (8)$$

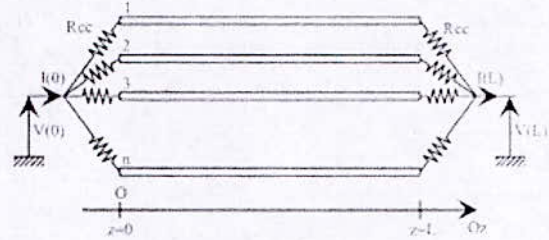


Figure 7 : Impédances en entrée et en sortie des fils fins

IV.2. Calcul des courants et tensions :

Les tensions et courants au sein du réseau de fils fins sont calculés en utilisant la théorie des lignes.

Pour chaque fil fin, la tension et le courant sont définis en fonction de z, soit pour un réseau de n fils :

$$[V(z)] = \begin{bmatrix} V_1(z) \\ \vdots \\ V_i(z) \\ \vdots \\ V_n(z) \end{bmatrix} \quad [I(z)] = \begin{bmatrix} I_1(z) \\ \vdots \\ I_i(z) \\ \vdots \\ I_n(z) \end{bmatrix} \quad (9)$$

La théorie des lignes, pour un régime harmonique de pulsation ω , permet alors d'écrire les relations entre $[V(z)]$ et $[I(z)]$:

$$\frac{\partial [V(z)]}{\partial z} = -[Z_L] \cdot [I(z)] \quad (10)$$

$$\frac{\partial [I(z)]}{\partial z} = -[Y_C] \cdot [V(z)] \quad (11)$$

La matrice $[Z_L]$, est la matrice d'impédance linéique du réseau de fils fins.

La matrice $[Y_C]$, est la matrice d'admittance linéique.

L'équation vérifiée par le vecteur des tensions peut s'écrire :

$$\frac{\partial^2 [V(z)]}{\partial z^2} - [Z_L][Y_C] \cdot [V(z)] = 0 \quad (12)$$

En posant $[\gamma] = ([Z_L] \cdot [Y_C])^{1/2}$, la solution de l'équation précédente s'écrit :

$$[V(z)] = \exp(-[\gamma] \cdot z) \cdot [V^+] + \exp([\gamma] \cdot z) \cdot [V^-] \quad (13)$$

En dérivant cette équation par rapport à z, nous pouvons exprimer $[I(z)]$:

$$[I(z)] = [Z_L]^{-1} \cdot [\gamma] \cdot \exp(-[\gamma] \cdot z) \cdot [V^+] - [Z_L]^{-1} \cdot [\gamma] \cdot \exp([\gamma] \cdot z) \cdot [V^-] \quad (14)$$

Les vecteurs $[V^+]$ et $[V^-]$ peuvent alors être calculés en fonction des conditions imposées en $z = 0$ et en $z = L$, comme indiqué Figure 7. Nous savons assez

précisément déterminer les matrices d'impédance linéique et d'admittance linéique pour un ensemble de conducteurs cylindriques [4], ce qui constitue l'intérêt de la méthode des fils fins.

IV.3. Matrice d'impédance linéique :

La matrice d'impédance linéique fait intervenir les résistances des conducteurs, les inductances internes, liées à l'énergie magnétique stockée dans chaque conducteur et les inductances externes liées aux champs magnétiques extérieurs aux conducteurs. Il faut cependant noter que pour les dimensions usuelles des conducteurs que nous utilisons, l'inductance externe est beaucoup plus importante que l'inductance interne. Dans le cas d'un régime harmonique de pulsation ω , nous noterons $[Z_L]$ la matrice d'impédance linéique :

$$[Z_L] = [R(\omega)] + j\omega \cdot ([L_1(\omega)] + [L_e]) \quad (15)$$

IV.4. Matrice d'admittance linéique :

La matrice d'admittance linéique ne prend en compte que les capacités, liées aux champs électriques à l'extérieur des conducteurs. Compte tenu des fréquences assez basses ($f < 1\text{GHz}$) pour lesquelles nous calculons ces paramètres, nous ne tenons pas compte de la conductance, liée à la circulation de courants dans le diélectrique. Cela revient à considérer que le diélectrique a une conductivité nulle pour ces fréquences (diélectrique sans pertes), ce qui est vrai pour la plupart d'entre eux. Soit $[Y_C]$ la matrice d'admittance linéique à la pulsation ω :

$$[Y_C] = j\omega \cdot [C] \quad (16)$$

V. Modélisation du circuit imprimé :

Les modèles utilisés pour simuler le comportement des segments de pistes couplés doivent tenir compte des couplages inductifs et capacitifs. Les couplages inductifs étant prépondérants, ils seront au cœur des modèles. Les aspects électrostatiques seront ensuite ajoutés afin de rendre compte des couplages capacitifs et des résonances propres des pistes.

V.1. Cas de deux segments de pistes couplés :

➤ **Couplage inductif :**

Le modèle électrique complet utilisé pour le couplage inductif entre deux pistes est le suivant :

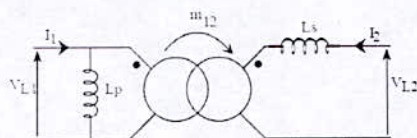


Figure 8 : Modèle du couplage inductif entre deux pistes

Les relations entre les éléments du modèle et L_1, L_2 et M_{12} sont alors :

$$L_p = L_1 ; L_s = \frac{L_2}{1 + \frac{M_{12}^2}{L_1^2}} ; m_{12} = \frac{M_{12}}{L_1}$$

➤ **Couplage capacitif :**

Le modèle électrique complet utilisé pour le couplage capacitif entre deux pistes est le suivant :

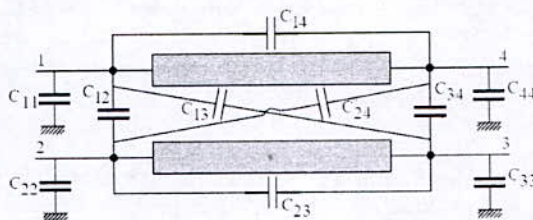


Figure 9 : Modèle électrostatique complet pour deux segments de piste

➤ **Modèle complet pour deux segments de pistes couplés :**

Le modèle complet tient compte de la résistance de chaque piste ainsi que du couplage inductif et du couplage capacitif.

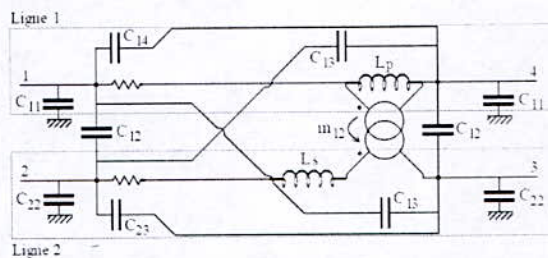


Figure 10 : Schéma électrique équivalent complet pour deux segments de pistes couplés

VI. Conclusion :

Dans cet article, nous avons présenté quelques techniques de modélisation du comportement des segments de pistes couplés pour les circuits imprimés. Des études sont menées dans ce domaine pour répondre aux besoins des industriels. L'augmentation de la complexité des architectures et des composants électroniques et la vitesse de fonctionnement des circuits intégrés, impose la nécessité de l'étude de la CEM pour garantir le fonctionnement des systèmes. Le logiciel que nous avons conçu permet de modéliser les circuits imprimés en tenant compte de la résistance propre à chaque piste et du couplage entre les pistes en générant un fichier SPICE qui contient tout les détails.

V. RÉFÉRENCES

[1] http://fr.wikipedia.org/wiki/Algorithme_de_Sobel

[2] D. Maciel « Etude et modélisation des risques électromagnétiques supportés par les câbles de transmission d'informations contenus dans des chemins métalliques installés sur des sites industriels. » *Thèse de doctorat de 3^{ème} cycle de l'U.S.T.L. Lille, Mars 1993.*

[3] P. Petit « Contribution à la modélisation du câblage utilisé en électronique de puissance par la méthode des fils fins. » *Thèse de doctorat de 3^{ème} cycle du Conservatoire National des Arts et Métiers, Décembre 1996.*

[4] C.R. Paul, *Introduction to electromagnetic compatibility*, Wiley Interscience. John Wiley & Sons, 1992.

Adresse de l'auteur: F. Memmi Boulevard de l'hôpital, Médéa 26000, Algérie, Email: fethy_m@hotmail.com

Caractérisation Electromagnétique du Blindage en Champ Proche et Lointain

H. Miloudi¹, A. Bendaoud¹, M. Miloudi², A. Gourbi²

¹IRECOM Laboratory, Sidi Bel Abbès University, Algeria

²Djilali Liabes University, Sidi Bel Abbès, Algeria

Abstract: The use of electronic devices multiplies in all areas. The steady increase of these devices and their evolution towards miniaturization and integration of increasingly sophisticated ways of increasing their critical electromagnetic radiation and susceptibility. Any electronic device can cause interference with other equipment in its immediate environment. The performance of these systems may be altered, hence the need to know and control the electromagnetic environment of each element. For this reason, we must be able to determine the electromagnetic radiation in the immediate vicinity of each component or device. In this work the authors examine the effectiveness of shielding near and far electric and magnetic fields and the influence of the quality of material used for shielding.

Résumé: L'utilisation des dispositifs électroniques se multiplie dans tous les domaines d'activités. La progression constante de ces dispositifs ainsi que leur évolution vers une miniaturisation et une intégration de plus en plus poussées augmentent de manière critique leur rayonnement électromagnétique parasite ainsi que leur susceptibilité. Tout dispositif électronique peut provoquer des interférences avec d'autres équipements placés dans son environnement proche. Les performances de ces systèmes peuvent être altérées, d'où la nécessité de connaître et de contrôler l'environnement électromagnétique de chaque élément. Pour cela, il faut être capable de déterminer le rayonnement électromagnétique au voisinage immédiat de chaque composant ou dispositif.

Dans ce travail les auteurs étudient l'efficacité de blindage en champ électrique et magnétique proche et lointain ainsi que l'influence de la qualité du matériau utilisé pour le blindage.

Mots clés — *Blindage, EMI champ proche, champ lointain, matériaux*

Introduction

Le développement d'équipements électroniques ont rendu la vie facile d'un côté, ils ont aussi créé un nouveau type de problèmes de faire fausse image, la diminution de l'efficacité ou le court-circuit de l'équipement électronique de l'autre côté. Ce problème

se pose principalement en raison de l'interférence électromagnétique (EMI).

Le blindage est un moyen d'utiliser un bouclier (une forme conduite de matériel) partiellement ou totalement envelopper un circuit électronique, qui est un émetteur ou récepteur d'interférence électromagnétique. Par conséquent, il limite la quantité de rayonnement EMI de l'environnement externe qui peut pénétrer dans le circuit et, inversement, elle influence beaucoup l'interférence électromagnétique et l'énergie générée par le circuit peut s'échapper dans l'environnement externe. Une variété de matériaux a été utilisée pour le blindage d'un large éventail de la conductivité électrique, la perméabilité magnétique ainsi que la géométrie [3].

Au cours des dernières années de nombreux travaux ont été réalisés dans l'étude des phénomènes électromagnétiques. Nous veillons dans ce travail que tous les matériaux ne sont pas équivalents pour atténuer les champs électromagnétiques. Nous traitons de l'efficacité de blindage pour différents matériaux en fonction de la fréquence et analysé distinctement d'une part pour les champs électriques et d'autre part pour les champs magnétiques. Nous traitons dans un premier temps la propagation des ondes. La deuxième partie réservée à l'étude du blindage EMI et l'influence du Matériel en utilisant notamment la simulation avec le Logiciel Matlab.

Propagation d'onde planes

L'onde électromagnétique est constituée de la superposition de champs électrique et du champ magnétique qui se déplace dans le vide à la vitesse de la lumière $c = 3 \times 10^8$ m/s [5].

$$f = \frac{c}{\lambda} \quad (1)$$

L'impédance d'onde définie par le rapport entre les modules du champ électrique $\overline{E_T}$ transverse et de l'excitation magnétique transverse $\overline{H_T}$:

$$Z_{\text{onde}} = \frac{\overline{E_T}}{\overline{H_T}} \quad (2)$$

L'énergie emmagasinée par le champ électrique E vaut :

$$W_E = \zeta_0 \cdot \frac{E^2}{2} \quad (3)$$

L'énergie créée par le champ magnétique H vaut :

$$W_H = \mu_0 \cdot \frac{H^2}{2} \quad (4)$$

Dans la zone du rayonnement, l'impédance d'onde est calculée par :

$$\frac{E}{H} = \eta_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 120\pi \approx 377\Omega \quad (5)$$

Zones de Rayonnement Electromagnétique

En fonction de la distance à une source de rayonnement électromagnétique, nous définissons deux zones: la région de rayonnement proche laquelle est divisée en deux espaces (la zone de Rayleigh et la zone de Fresnel) et la région de rayonnement lointain (zone de Fraunhofer) (Fig.1).

- Zone de Rayleigh
- Zone de Fresnel
- Zone de Fraunhofer

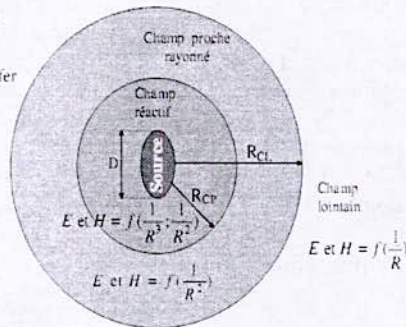


Figure 1: Zones de rayonnement d'une source de perturbation

Zone de Rayleigh (région de champ réactif): C'est la zone du champ très proche qui entoure immédiatement la source RCL : région du champ lointain (Fig. 1). Le champ contenu dans cet espace est dit réactif, en effet la majorité de l'énergie électromagnétique n'est pas rayonnée, mais plutôt emmagasinée.

Zone de Fresnel (région de rayonnement proche): Il s'agit d'une zone intermédiaire entre la zone du champ proche réactive et la zone du champ lointain RCP : région du champ proche (Fig. 1).

Zone de Fraunhofer (région de champ lointain): Cette région est située à grande distance de la source

($r > \frac{\lambda}{2\pi}$) (Fig. 1 et Fig. 2).

Le gain et la distribution angulaire sont essentiellement indépendants de la distance et l'onde électromagnétique est quasiment plane.

Afin de déterminer les limites de ces différentes régions, nous pouvons utiliser l'exemple de rayonnement d'un élément infinitésimal (dipôle électrique ou magnétique) en raison de sa simplicité et de sa vaste utilisation dans la littérature. Cette approche est basée sur l'utilisation de critères physiques (puissance, impédance d'onde,...) et géométriques (dimensions) de ces éléments [9].

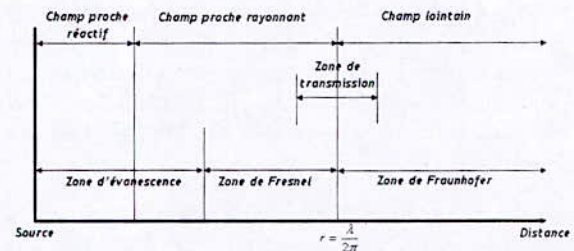


Figure 2 : Les zones champ proche et champ lointain

Champ Proche et champ Lointain

Lors de l'étude du rayonnement d'une source électromagnétique, la notion de champ lointain est introduite afin de simplifier la formulation des équations d'ondes. Dans cette zone qui s'étend d'une certaine distance r à l'infini, l'amplitude des champs électrique et magnétique décroît en 1/r. Localement, cette onde formée par le couple champ électrique et champ magnétique est plane et transverse. Cette définition d'une zone de champ lointain implique par conséquent la présence d'une zone de champ proche [4] entourant la source de rayonnement. La difficulté consiste alors à définir la limite entre ces domaines.

L'impédance d'un milieu est le rapport entre le champ E et le champ H; elle se calcule par la formule suivante :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\epsilon}} = \frac{E}{H} \quad (6)$$

$$Z_{air} = 377\Omega$$

$$\mu_0 : \text{Permeability of free space } \mu_0 = 0.4\pi 10^{-6} \left[\frac{H}{m} \right]$$

ϵ_0 : Dielectric constant $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} [F/m]$

Efficacité d'un blindage

Les blindages électromagnétiques ont pour but de protéger des installations électroniques (ou électriques) contre les effets redoutables de certains couplages électromagnétiques.

On définit l'efficacité du blindage comme le rapport entre l'énergie de l'onde incidente à l'énergie de l'onde transmise. Elle représente donc le facteur d'atténuation de l'onde, et on l'exprime en dB:

$$SE_E = 20 \log \left(\frac{E}{E_b} \right) \tag{7}$$

$$SE_H = 20 \log \left(\frac{H}{H_b} \right) \tag{8}$$

E et H : les intensités du champ électrique et magnétique sans blindage, et E_b , H_b les intensités du champ avec blindage.

$$S = S_r + S_a + S_m [dB] \tag{9}$$

S_a : Atténuation par absorption, S_r : Atténuation par réflexion et S_m : Atténuation par réflexion Multiple.

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.

Epaisseur de la peau δ : L'épaisseur de la peau est définie comme la distance dans la surface du métal, où la densité de courant diminue jusqu'à 37% de sa valeur au début de la surface (Fig. 3). La relation entre les propriétés du matériau et la profondeur de la peau du blindage métallique est la suivante:

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\pi f \mu \sigma}} \tag{10}$$

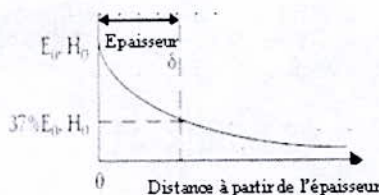


Figure 3 : Variation du champ en fonction de l'épaisseur δ .

Impédance du métal : l'impédance du métal est celle qui est utilisée pour le blindage. La valeur de l'impédance du métal dépend des propriétés du matériau utilisé. La relation qui permet de calculer cette impédance est la suivante :

$$Z_m = \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma + j\omega\epsilon}} \tag{11}$$

pour le métal où $\sigma \gg \omega\epsilon$, on peut écrire :

$$Z_m \approx \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\sigma}} \tag{12}$$

La figure 4 représente la réflexion et la transmission du champ dans un blindage [1, 3].

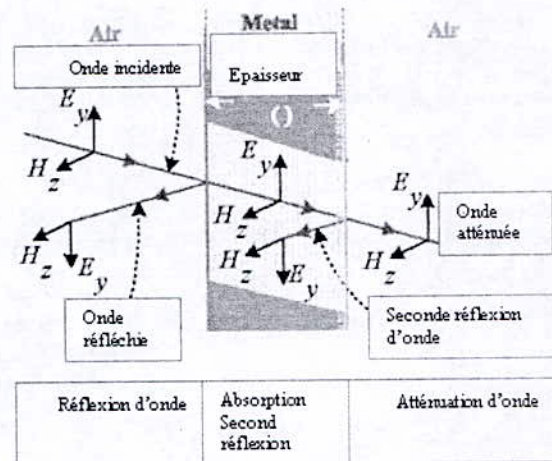


Figure 4 : Réflexion et transmission dans un blindage.

Atténuation par absorption S_a : L'amplitude E_0 d'une onde décroît exponentiellement lorsqu'elle traverse un milieu donné (pertes ohmiques provoquant une dissipation de chaleur).

$$E(x) = E_0 e^{-x/\delta} \tag{13}$$

le terme traduisant les pertes par absorption n'est pas important quand la fréquence est faible.

Atténuation par réflexion S_r : L'atténuation due à la réflexion est le rapport : $E/E_i = H/H_b$, et on peut écrire:

$$S_r = 20 \cdot \log \frac{(z_1 + z_2)^2}{4z_1z_2} \quad (14)$$

L'impédance Z_2 est celle du blindage. L'impédance Z_1 est celle de l'air, elle dépend de la distance par rapport à la source de perturbation. Nous sommes donc obligés de distinguer entre le champ lointain et le champ proche à haute impédance (couplage capacitif) et champ proche à basse impédance (couplage inductif) [7].

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.

Coefficient de réflexion en champ électrique proche : La figure 4. montre la réflexion en champ électrique proche pour différents matériaux utilisés pour un blindage.

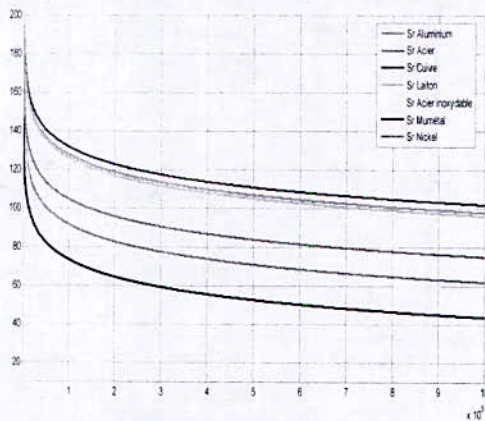


Figure 5 : Réflexion en champ électrique proche.

Le terme diminue de façon importante, l'efficacité de blindage. Mais les pertes par réflexion ne sont pas importantes pour des hautes fréquences.

Coefficient de réflexion en champ magnétique proche : Par contre, la réflexion en champ magnétique proche augmente n'est pas très élevé en raison de la faiblesse de Z_0 par rapport à l'impédance Z_{blindage}

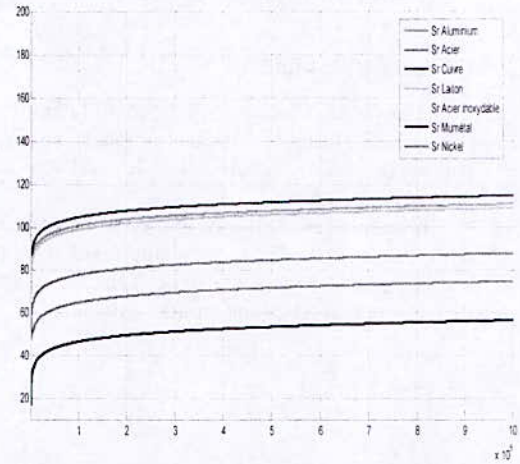


Figure 6 : Coefficients de réflexion en champ magnétique

Coefficient de réflexion en champ lointain : Les figures 5, 6, 7 montrent que le matériau joue aussi un rôle très important par la prise en compte de l'impédance du blindage. En comparant ces courbes, on constate que l'atténuation par réflexion est plus faible pour l'acier que pour du cuivre car la résistivité du cuivre est plus faible que celle de l'acier

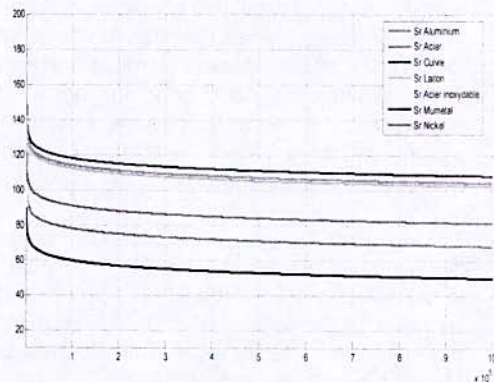


Figure 7 : Réflexion en champ lointain.

Exemple 1: Coefficient de réflexion pour l'acier

La courbe de la figure 8, représente le terme de la réflexion du blindage en fonction de la fréquence pour 1 mm d'Acier. Le terme de réflexion a une valeur faible tant que la fréquence dépasse 500 kHz.

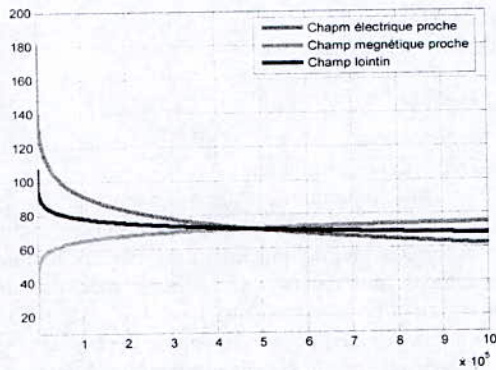


Figure 8 : Reflection pour l'acier

Exemple 2: Coefficient de réflexion pour le Cuivre

La courbe de la figure 9, représente le terme de la réflexion du blindage en fonction de la fréquence pour le cuivre. Le terme de réflexion a une valeur faible tant que la fréquence dépasse 500 kHz.

D'après les figures 8, 9 ; 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.

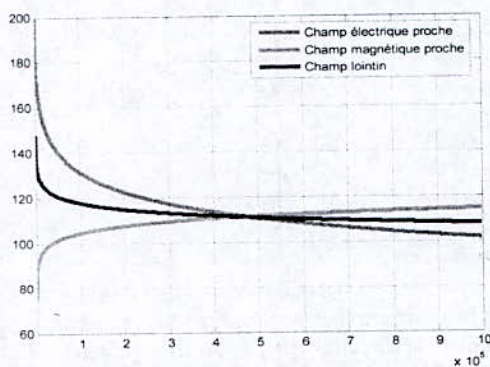


Figure 9 : Reflection du champ pour le cuivre

Conclusions

Le blindage en général employé en dernier ressort car c'est une solution lourde et souvent onéreuse. Son efficacité réelle dépend bien sûr de la qualité du matériau utilisé pour le blindage (efficacité intrinsèque), mais également des ouvertures pratiquées dans ce blindage,

La réflexion est plus importante pour un champ électrique en champ proche que pour un champ magnétique.

References

- [1] CLAYTON R. PAUL., *Introduction to Electromagnetic Compatibility*, A JOHN WILEY & SONS, Second Edition, 2006
- [2] T. Dumrongkittigule, P. Khamphakdi, W. Khan-ngern and C. Chatuthai, *The Study of Low Frequency Magnetic Field Shielding Causing by Power Transformer*, EMC'03, Bangkok, Thailand 2003.
- [3] Xingcun Colin Tong, *Advanced Materials and Design for Electromagnetic Interference Shielding*, CRC Press; 2009
- [4] Anne LOUIS, *Compatibilité électromagnétique Des moyens d'essais à la modélisation de composants électroniques*, Thèse de Diriger des Recherches, Université de Rouen, Décembre 2006.
- [5] Shen Wang, *Modeling and Design of Planar Integrated Magnetic Components*, Master of Science in Electrical Engineering, July 21, 2003, Blacksburg, Virginia.
- [6] Jason Jon Yoho., *Physically-Based Realizable Modeling and Network Synthesis of Subscriber Loops Utilized in DSL Technology*, Master of Science in Electrical Engineering, October 2001, Blacksburg, Virginia..
- [7] Kim, S. Neikirk, D.P., *Compact Equivalent Circuit Models for the Skin Effect*, IEEE, 1815-1818 vol.3, 1996
- [8] MILOUDI. H, *Modélisation C.E.M d'un onduleur triphasé alimentant un moteur asynchrone*, thèse de magister, UDL (2007).
- [9] Lakhdar BOUCHELOUK, *Conception et validation de sondes pour les mesures en champ proche*, Thèse de Doctorat de l'Université de Paris, le 26 Octobre 2006.

Author address: A. Bendaoud Laboratoire IRECOM, Sidi Bel Abbès University, Sidi Bel Abbès, 22000, Algeria, Email: babelber22@yahoo.fr

Analyse de l'antenne par son champ électromagnétique rayonné

N. Aounallah et M. Bouziani
 Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbes, Algérie

Abstract: The present paper aims to give a short description on the antennas and to show their role in the production, the radiation, and the collecting of the electromagnetic waves. The radiation diagram represents one of the most important characteristic parameters of the antenna with which one can evaluate theoretically the operation of this one; therefore the layouts of the radiation diagram in 2 dimensional and 3 dimensional axis take an interesting share of simulation in our work.

Résumé: Le présent article a pour objectif de donner un bref descriptif sur les antennes et de montrer leur rôle dans la production, le rayonnement, et la captation des ondes électromagnétiques. Le diagramme de rayonnement représente l'un des paramètres caractéristiques les plus importants de l'antenne avec lequel on peut évaluer théoriquement le fonctionnement de celle-ci, donc les tracés du diagramme de rayonnement en 2 dimensions et en 3 dimensions prennent une part de simulation intéressante dans notre travail.

Introduction

En 1887, Heinrich Hertz a confirmé la théorie de Maxwell (1873), et pratiquement avec ses expériences il a démontré que l'énergie électromagnétique pouvait être rayonnée dans l'espace sous forme d'ondes électromagnétiques se propagent, comme la lumière. Ces ondes sont issues de la surface d'un simple dispositif alimenté par un courant électrique fourni par l'émetteur appelé antenne.

L'étude des antennes et le rayonnement est essentielle à la bonne compréhension des systèmes de radiocommunication, et des autres systèmes électroniques, et donc l'analyse des antennes par leurs diagrammes de rayonnement n'est pas un nouveau sujet en électromagnétisme.

Définitions

Une antenne d'émission est un élément conducteur qui transforme une énergie électrique en énergie de rayonnement électromagnétique. Une antenne de réception traduit un rayonnement électromagnétique en courant électrique induit. La même antenne peut servir à

recevoir ou à émettre si elle est alimentée en courant (réciprocité des antennes) [1-2].

Un diagramme de rayonnement est une représentation graphique tridimensionnelle des propriétés de rayonnement du champ lointain d'une antenne en fonction des coordonnées spatiales. La région de rayonnement lointain est suffisamment éloignée pour que le diagramme de rayonnement soit indépendant de la distance séparant de l'antenne [3-4].

Bien que le diagramme de rayonnement complet soit une fonction tridimensionnelle, deux diagrammes bidimensionnels suffisent habituellement à caractériser les propriétés directionnelles d'une antenne. Dans la plus part des cas, les deux diagrammes de rayonnement sont mesurés dans des plans perpendiculaires l'un à l'autre. On choisit un plan parallèle au champ électrique et un plan parallèle au champ magnétique. Ces deux plans sont appelés plan E et plan H respectivement [5].

Détermination du champ électromagnétique rayonné

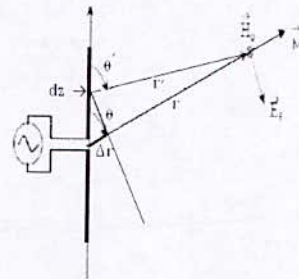


Figure 1: Le rayonnement des antennes

Pour déterminer le champ total rayonné au point M dans la direction θ par un fil conducteur de longueur quelconque parcouru par un courant $I(z)$, il faut diviser l'antenne en plusieurs parties élémentaires (dz). Puis on additionne les contributions de chaque élément (dz) en tenant compte des différences de marche $\Delta r = z \cos \theta$ qui introduisent des déphasages de [6-7] :

$$kz \cos \theta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot z \cos \theta \quad (1)$$

Au point O (le centre de l'antenne) qui est considéré comme l'origine des phases on a un champ électrique :

$$d\vec{E}(M) = \frac{z_0 I(z)}{2\lambda} dz \cdot \sin \theta \cdot \frac{e^{-jkr}}{r} \vec{u}_\theta \quad (2)$$

Z_0 est l'impédance caractéristique du milieu, sa valeur dans ce cas (l'espace libre) vaut 377Ω

Un autre élément dz appartenant à l'antenne et se situant à l'altitude z donne dans la direction θ' et à une distance r' un champ électrique :

$$d\vec{E}(M) = \frac{z_0 I(z)}{2\lambda} dz \cdot \sin\theta' \cdot \frac{e^{-jkr'}}{r'} \vec{u}_{\theta'} \quad (3)$$

On utilise les approximations de Shelkunoff qui sont valables dans les zones lointaines ($r \gg \lambda$) [5] :

$r = r'$, et $\theta = \theta' \rightarrow$ dans le module de champ.
 $r' = r - \Delta r \rightarrow$ dans la phase du champ.

Alors, pour chaque élément dz on aura un champ électrique élémentaire $d\vec{E}$, tel que :

$$d\vec{E}(M) = \frac{z_0}{2\lambda} I(z) dz \sin\theta \frac{e^{-jk(r-\Delta r)}}{r} \vec{u}_{\theta} \quad (4)$$

$$d\vec{E}(M) = \frac{z_0}{2\lambda} I(z) dz \sin\theta \frac{e^{-jkr}}{r} \cdot \frac{e^{jkz\cos\theta}}{r} \vec{u}_{\theta} \quad (5)$$

Le champ électrique rayonné par l'antenne de longueur L allant de $z = -L/2$ à $z = L/2$ est alors obtenu par intégration :

$$\vec{E}(M) = \frac{z_0 \sin\theta}{2\lambda r} \int_{-L/2}^{L/2} I(z) e^{jkz\cos\theta} dz \vec{u}_{\theta} \quad (6)$$

Et son champ magnétique est :

$$\vec{H}(M) = \frac{\vec{E}(M)}{z_0} = \frac{\sin\theta}{2\lambda r} \int_{-L/2}^{L/2} I(z) e^{jkz\cos\theta} dz \vec{u}_{\varphi} \quad (7)$$

Et pour calculer cette intégration il faut connaître la distribution du courant le long de l'antenne.

Le champ rayonné par l'antenne dipôle $\lambda/2$

La distribution du courant dans le dipôle $\lambda/2$ n'est pas uniforme et elle s'écrit de la forme $I(z) = I_0 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} z\right)$, et le champ électrique est [1-3]:

$$\vec{E}(M) = \frac{z_0 \sin\theta}{2\lambda} \cdot \frac{e^{-jkr}}{r} \int_{-\lambda/4}^{\lambda/4} I_0 \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} z\right) e^{jkz\cos\theta} dz \vec{u}_{\theta} \quad (8)$$

On pose : $\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} z\right) = \frac{e^{-j\frac{2\pi z}{\lambda}} + e^{j\frac{2\pi z}{\lambda}}}{2}$ pour pouvoir calculer le champ rayonné.

Après le calcul de l'intégration on obtient :

$$\begin{aligned} \vec{E}(M) &= \frac{z_0 I_0 \sin\theta}{2\lambda} \cdot \frac{e^{-jkr}}{r} \cdot \frac{2 \cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right)}{k \sin^2(\theta)} \cdot \vec{u}_{\theta} \\ &= \frac{z_0 I_0}{2\pi r} \cdot \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right)}{\sin\theta} \cdot e^{-jkr} \cdot \vec{u}_{\theta} \end{aligned} \quad (9)$$

Et en module :

$$E = |\vec{E}(M)| = \frac{z_0 I_0}{2\pi r} \cdot \left| \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right)}{\sin\theta} \right| = \frac{60 I_0}{r} \cdot f(\theta) \quad (10)$$

On peut aisément trouver que:

$$H = \frac{E}{z_0} = \frac{I_0}{2\pi r} \cdot \left| \frac{\cos\left(\frac{\pi}{2} \cos\theta\right)}{\sin\theta} \right| = \frac{I_0}{2\pi r} \cdot f(\theta) \quad (11)$$

Où $f(\theta)$ représente la fonction caractéristique de l'antenne.

La fonction caractéristique: La fonction caractéristique permet de représenter les variations des niveaux du champ rayonné en champ lointain en fonction de la direction considérée est donc elle permet de tracer le diagramme de rayonnement de l'antenne [4].

Le rayonnement d'un dipôle élémentaire

Un dipôle élémentaire est une antenne filaire théorique de référence dont la dimension est très inférieure à la longueur d'onde et le courant qui l'alimente est uniforme. Dans ces conditions, le champ rayonné dans la zone lointaine peut s'exprimer comme suit :

$$\vec{E}(M, t) = \frac{z_0 I(z) \sin\theta}{2\lambda} \frac{e^{j(\omega t - kr)}}{r} \vec{u}_{\theta} \quad (12)$$

Avec $I(z) = I_0$; courant constant, donc :

$$\vec{E}(M, t) = \frac{z_0 I_0 \sin\theta}{2\lambda r} e^{j(\omega t - kr)} \vec{u}_{\theta} \quad (13)$$

En module :

$$E = |\vec{E}(M, t)| = \left| \frac{z_0 I_0 \sin\theta}{2\lambda r} \right| = \frac{z_0 I_0}{2\lambda r} |\sin\theta| \quad [v/m] \quad (14)$$

De l'équation (14) on déduit que $f(\theta) = |\sin\theta|$.

Le rayonnement isotrope

L'antenne isotrope est une antenne théorique rayonnant uniformément dans toutes les directions de l'espace. Une telle antenne n'a donc pas de direction de propagation privilégiée. Sa fonction caractéristique égale à l'unité: $f(\theta) = 1$.

Remarque: L'antenne dipôle élémentaire ou dipôle de Hertz et l'antenne isotrope sont deux antennes théoriques fictives de référence servent à l'étude des autres antennes. Elles sont très intéressantes pour le calcul du gain et la comparaison théorique, il est

important de noter que ces antennes sont impossibles à réaliser dans la pratique.

Fonctions caractéristiques de quelques antennes filaires

On peut classer les antennes filaires en deux catégories essentielles selon la nature de charge [5] :

1. Antennes à ondes stationnaires
2. Antennes à ondes progressives

Dans les antennes à ondes stationnaires, la distribution du courant n'est pas uniforme. En effet, aux extrémités des fils d'une antenne, le courant est nul et il peut être maximal au centre ou en d'autres points, selon la longueur du doublet et la fréquence du signal provenant de l'émetteur [2-4].

La répartition du courant est sinusoïdale, et elle peut s'exprimer par :

$$I(z) = I_0 \sin \left(k \left(\frac{L}{2} - |z| \right) \right) \quad (15)$$

Le champ rayonné par ce type d'antennes peut déterminer de la même façon que celle suivie précédemment au calcul du champ rayonné par l'antenne dipôle demi-onde, et cela donne la fonction caractéristique suivante :

$$f(\theta) = \left| \frac{\cos \left(\frac{kL}{2} \cos \theta \right) - \cos \left(\frac{kL}{2} \right)}{\sin \theta} \right| \quad (16)$$

Antenne au dessus du sol: La fonction caractéristique d'une antenne verticale disposée à une altitude d par rapport au sol est donnée par [1] :

$$f(\theta) = |f_1(\theta) \cdot \cos(kh \cos \theta)| \quad (17)$$

Avec $h=d+L/2$ ou L : est la longueur de l'antenne, et $f_1(\theta)$ est la fonction caractéristique propre de l'antenne isolée.

Le facteur $\cos(kh \cos \theta)$ traduit l'influence du sol puisqu'il vient en facteur multiplicatif du diagramme de rayonnement en espace libre.

Si l'antenne est disposée horizontalement, la fonction caractéristique devient :

$$f(\theta) = |f_1(\theta) \cdot \sin(kh \cos \theta)| \quad (18)$$

Antenne verticale à base au sol: On peut déduire sa fonction caractéristique à partir de celle de l'antenne verticale au-dessus du sol puisque dans ce cas $d=0$, et donc $h=L/2$:

$$f(\theta) = \left| f_1(\theta) \cdot \cos \left(k \frac{L}{2} \cos \theta \right) \right| \quad (19)$$

Les antennes à ondes progressive sont des antennes filaires terminées par des charges adaptées. La distribution du courant le long de l'antenne peut être rapprochée à une onde progressive de la forme :

$$I(z) = I_0 e^{-jkz} \quad (20)$$

Le champ de rayonnement résultant est donné par [3] :

$$\begin{aligned} \vec{E}(M) &= \frac{z_0 \sin \theta}{2\lambda} \cdot \frac{e^{-jkr}}{r} \int_0^L I_0 e^{-jkz(1-\cos \theta)} dz \cdot \vec{u}_\theta \\ &= \frac{z_0 I_0 \sin \theta}{2\lambda r} \cdot e^{-jk \left(r + \left(\frac{L}{2} \right) (1-\cos \theta) \right)} \\ &= \frac{\sin \left(\frac{kL}{2} (1-\cos \theta) \right)}{\frac{kL}{2} (1-\cos \theta)} \cdot \vec{u}_\theta \end{aligned} \quad (21)$$

La fonction caractéristique de ces antennes est de la forme suivante :

$$f(\theta) = \left| \frac{\sin \left(\frac{kL}{2} (1-\cos \theta) \right)}{\frac{kL}{2} (1-\cos \theta)} \cdot \sin \theta \right| \quad (22)$$

Simulation et résultats

Environnement de simulation

Après avoir déterminé et donné les fonctions caractéristiques de quelques types d'antennes doublets, nous avons programmé sous l'environnement MATLAB ces fonctions afin de tracer les diagrammes de rayonnement correspondant en 2D (polaire et cartésien) et en 3D.

Nous avons utilisé pour cela les instructions résidentes de MATLAB suivantes : polar pour la représentation polaire en deux dimensions, plot pour tracer en coordonnées rectangulaires ou cartésiennes, et les fonctions meshgrid, mesh, surf, waterfall qui sont très utiles pour les représentations en trois dimensions.

Résultats et discussions

Les résultats de la figure 2 illustrent que le diagramme de rayonnement du dipôle élémentaire est circulaire dans le plan horizontal, et ressemble à un huit dans le plan vertical (avec un angle d'ouverture à mi puissance de faisceau égale à 90°) et prend la forme d'un tore dans la représentation 3D.

Les tracés du diagramme de rayonnement montrent que cette antenne est omnidirectionnelle, c'est un outil théorique qui permet de déduire le comportement de toute antenne comme la somme de sources élémentaires.

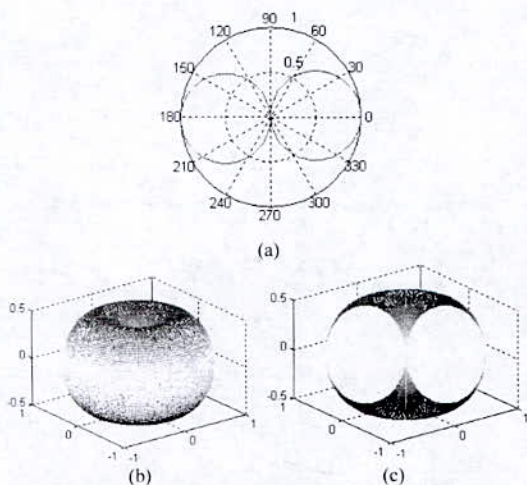


Figure 2: Diagrammes de rayonnement du dipôle élémentaire ; (a) : Représentation polaire, (b) et (c) : Représentations en 3D.

D'après la figure 3 on peut dire qu'en trois dimensions le diagramme de rayonnement de l'antenne isotrope est une sphère ce qui donne deux cercles dans les deux diagrammes bidimensionnels, et illustre aussi que cette antenne qui est prise souvent comme référence pour l'étude des autres antennes rayonne uniformément la même énergie dans toutes les directions de l'espace.

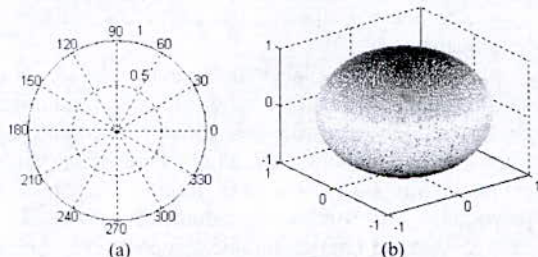


Figure 3: Diagrammes de rayonnement de l'antenne isotrope; (a) : Représentation polaire, (b) : Représentations en 3D.

La visualisation des deux figures suivantes (figure 4 et figure 5) conduit aux remarques suivantes :

- Lorsque la longueur de l'antenne est $L=0.25 \lambda$, le diagramme de rayonnement ressemble à celui d'un dipôle élémentaire, mais il devient de plus en plus directif quant L augmente.
- Lorsque $L=0.5 \lambda$, on observe le diagramme de rayonnement de l'antenne dipôle demi-onde qui ressemble presque à celui d'un dipôle élémentaire mais avec un angle d'ouverture inférieur (78°).
- Lorsque $L=0.75 \lambda$, des lobes secondaires (parasites) s'apparaissent dans le diagramme de rayonnement.

- Quant la longueur s'accroît l'antenne peut avoir plusieurs directions privilégiées (des lobes principaux plus étroits).

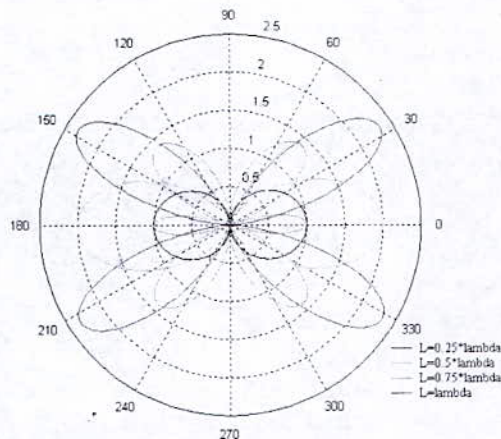


Figure 4: Comparaison entre les diagrammes polaires d'antennes à ondes stationnaires isolées de différentes longueurs.

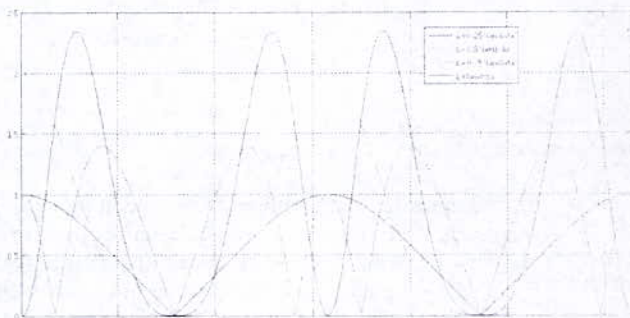
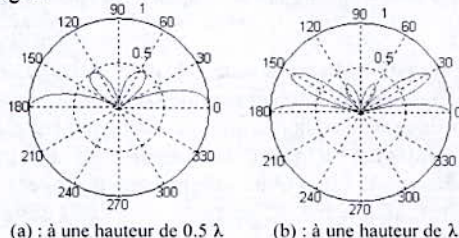
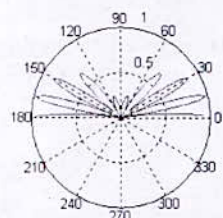


Figure 5: Comparaison entre les diagrammes cartésiens d'antennes à ondes stationnaires isolées de différentes longueurs.

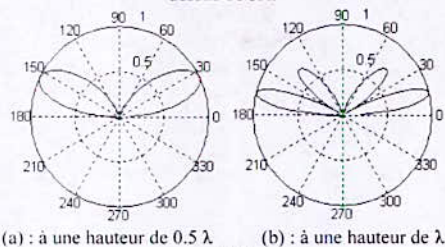
Les figures 6 et 7 illustrent différents tracés du diagramme de rayonnement polaire de l'antenne dipôle élémentaire selon la hauteur séparant l'antenne du sol et dans les deux cas de polarisation (verticale, et horizontale). Le sol a une influence très importante sur le rayonnement des antennes notamment dans la réalisation des réseaux car il est considéré comme un bon conducteur, et joue un rôle intéressant au principe d'images.



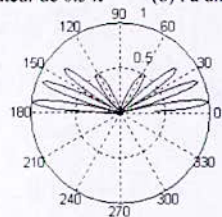


(c) : à une hauteur de 2λ

Figure 6: Diagrammes de rayonnement du dipôle vertical au dessus de sol.



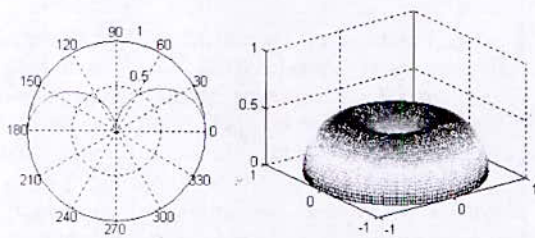
(a) : à une hauteur de 0.5λ (b) : à une hauteur de λ



(c) : à une hauteur de 2λ

Figure 7: Diagrammes de rayonnement du dipôle horizontal au dessus de sol.

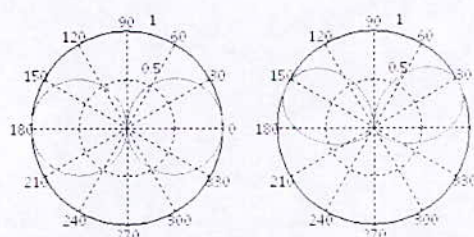
D'après les deux représentations de la figure 8 on remarque que l'antenne verticale mise à terre ne rayonne l'énergie électromagnétique que dans la région au-dessus du plan, et on peut déduire que cette énergie est la moitié de celle rayonnée par une antenne dipôle isolée dans l'espace.



(a) : représentation polaire (b) : représentation en 3D

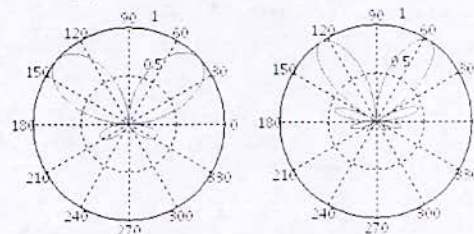
Figure 8: Diagrammes de rayonnement de l'antenne verticale à base au sol.

Lorsque la longueur L de l'antenne est très inférieure à la longueur d'onde ($L = \lambda / 10$), on visualise sensiblement le diagramme de rayonnement du dipôle élémentaire. Et quant la longueur L de l'antenne s'accroît, la directivité augmente, le lobe principal devient plus étroit et se rapproche de la direction de l'antenne.



(a) : $L = 0.1\lambda$

(b) : $L = 0.5\lambda$



(c) : $L = \lambda$

(d) : $L = 2\lambda$

Figure 9: Diagrammes de rayonnement de l'antenne à ondes progressives.

Conclusion

Nous avons ainsi pu analyser les antennes filaires en général et les doublets en particulier en tenant compte de la différence se trouvant au niveau de leurs longueurs, leurs positions, et la nature du courant qui les alimente.

L'influence de chacun des paramètres est illustré sur les figures de nos résultats de simulation qui ont été comparés avec des tracés de références comme ceux figurant dans des livres spécialisés de référence comme celui de Simon R. Saunders intitulé "Antennas and propagation for wireless communication systems", et celui de Eyraud Grange intitulé "Théorie et techniques des antennes".

Références

- [1] Eyraud Grange, "Théorie et techniques des antennes", Edition vuibert.
- [2] Robert. Badoual, "Les micro-ondes", volume II. Masson 2eme édition, Paris, 1995.
- [3] Robert. E Collin, "Antennas and radiowave propagation", International Student Edition, 1985.
- [4] Jean-Michel Fleuriaux, "Synthèse du diagramme de rayonnement d'un réseau de sources", Thèse de doctorat, Université de Rennes I, 1996.
- [5] Sidi Ali. Zerrouk, "Antennes filaires et antennes à surface rayonnante", OPU, 2008.
- [6] Simon R. Saunders, "Antennas and propagation for wireless communication systems", 2nd Edition, 2007.

- [7] Laurent Chusseau, "Hyperfréquence: Paramètres S - Antennes", Université Montpellier II, 2005.

Adresse de l'auteur: N. Aounallah Laboratoire de Télécommunications Et Traitement Numérique Du Signal, Département d'Electronique, Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbas 22000, Algérie, Email: naceurcom@gmail.com

Couplage Electromagnétique

Transmission Line Model for Shielding Effectiveness Estimation of a Rectangular Enclosure with Apertures

A.Boutar¹, M.Laour¹, F. Tahar Belkacem¹, and D.Moussaoui¹

¹ Electromagnetic Systems Laboratory, EMP Bordj El-bahri, Algiers 16111, Algeria.

Abstract: In this paper, an approach to the shielding effectiveness evaluation of a metallic enclosure with apertures is discussed. It has been previously shown that a simple analytical transmission line formulation gives good predictions of the shielding effectiveness of a metallic enclosure with apertures.

In this work the model is extended to include the fundamental formulas to deal with the cases of a rectangular enclosure with numerous small apertures, and arbitrary angle of polarization. Simulation results indicate that: when the frequency is under resonant frequency, the closer to the enclosure, the more coupling energy is; resonance appears between the aperture and the enclosure, which results in low even negative shielding effectiveness in the metal shell; shielding effectiveness increases when polarization angle increases, and shielding of low frequency is better than that of high frequency; for the same areas, shielding effectiveness of a single hole is worse than that of multi-one.

Introduction

With the development and application of electronic technology, the electromagnetic interference problem becomes more and more serious. Shielding is one of the effective facilities used to reduce the interference of electronic equipments. Shielding effectiveness (SE) is the ratio of the field strength in the presence and absence of the enclosure for both electric and magnetic fields.

SE is primarily affected by wave penetration through apertures and slots used to accommodate visibility, ventilation, or access to interior components. Several analytical and numerical techniques are suggested to estimate SE of an enclosure with apertures. Analytical methods are accurate but can just be applied to very simple geometries with some approximations. A simple analytical method based on transmission-line parameters has been introduced by Robinson *et al.* [1]. In this method, the rectangular enclosure and the aperture is modeled by a short-circuited rectangular waveguide and a coplanar strip transmission line, respectively. Using the voltage and the current at a point in the equivalent circuit, the electric and magnetic SE is obtained. This straightforward approach is limited to center aperture, is limited in that the incident plane

wave can only have one polarization direction of travel and ignores the mutual admittance between apertures.

There are numerous numerical techniques such as finite-difference time-domain [2], finite element [3], transmission-line matrix [4], and hybrid [5] methods that offer good accuracy over a broad frequency band but at the cost of large memory and CPU time. Hence, numerical techniques are severely limited in analyzing realistic enclosures that have large numbers (hundreds) of small holes.

In this paper, for an enclosure with many openings, we present more accurate aperture array admittance for use in the waveguide equivalent circuit model of Robinson *et al.* [1]. While the enclosure is modeled as a short-circuited waveguide, the aperture array is characterized by admittance [6], [7]. Additionally, the incident wave is adapted it to any polarizing angle [8].

Theory

A rectangular aperture in an empty rectangular enclosure is represented by the equivalent circuit of Robinson *et al.* [1], which is shown in Fig. 2. The longer side of the slot is shown normal to the *E*-field, which is the worst case for shielding.

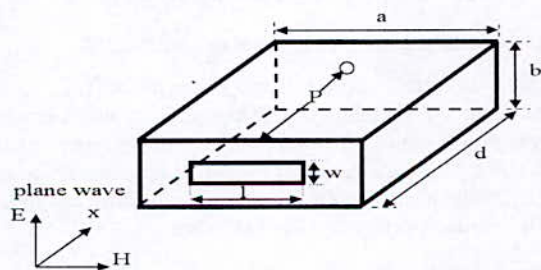


Figure 1: Rectangular enclosure with aperture

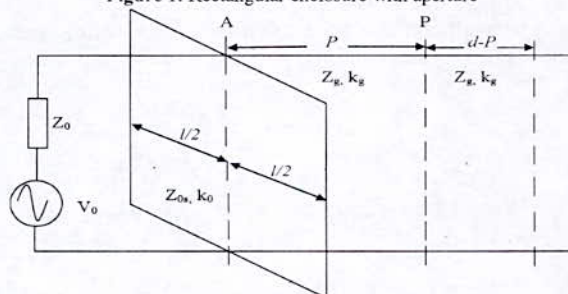


Figure 2: Equivalent circuit of enclosure

The electric shielding at a distance p from the slot is obtained from the voltage at point P in the equivalent circuit, while the current at P gives the magnetic shielding. The radiating source is represented by voltage V_0 and impedance $Z_0=377$ and the enclosure by the shorted waveguide whose characteristic impedance and propagation constant are Z_g and K_g . We proceed by first finding an equivalent impedance for the slot and then using simple transmission line theory to transform all the voltages and impedances to point P .

Slot impedance: The aperture is represented as a length of coplanar strip transmission line, shorted at each end (implying that we need only consider the transmission line currents on the front face of the enclosure). The total width is equal to the height of the enclosure b and the separation is equal to the width of the slot w . Its characteristic impedance is given by Gupta et al. [9] as $Z_{0s} = 120\pi K(w_e/b)/K'(w_e/b)$, Where K and K' are elliptic integrals. The effective width w_e is given by

$$w_e = w - \frac{5t}{4\pi} \left(1 + \ln \frac{4\pi w}{t} \right) \quad (1)$$

Where t is the thickness of the enclosure wall. If $w_e < b/\sqrt{2}$ (which is true for most practical apertures) then, according to Gupta et al., the following approximation may be used:

$$Z_{0s} = 120\pi^2 \left[\ln \left(\frac{1 + 4\sqrt{1 - (w_e/b)^2}}{1 - 4\sqrt{1 - (w_e/b)^2}} \right) \right]^{-1} \quad (2)$$

Figure.3 shows this variation of Z_{0s} with w_e/b .

To calculate the aperture impedance Z_{ap} we transform the short circuits at the ends of the aperture through a distance $l/2$ to the center. This is represented by point A in the equivalent circuit. It is necessary here to include a factor l/a to account for the coupling between the aperture and the enclosure

$$Z_{ap} = \frac{1}{2} \frac{l}{a} jZ_{0s} \tan \frac{K_0 l}{2} \quad (3)$$

This accounts for the connection between transmission line and waveguide.

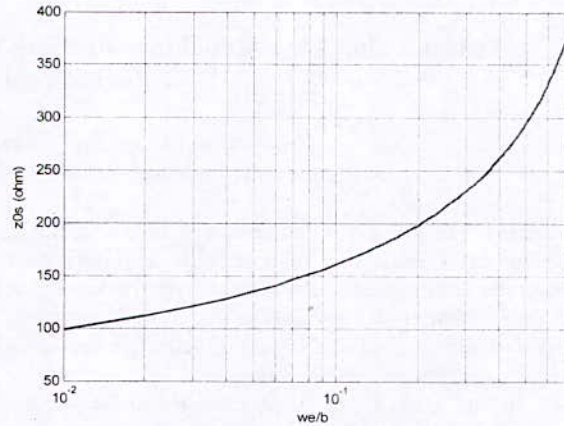


Figure 3: Characteristic impedance Z_{0s} of aperture as function of w_e/b .

Electric and magnetic shielding effectiveness: By Thévenin's theorem, combining Z_b , V_0 and Z_{ap} gives an equivalent voltage: $V_1 = V_0 Z_{ap} / (Z_0 + Z_{ap})$. (4)

And source impedance: $Z_1 = Z_0 Z_{ap} / (Z_0 + Z_{ap})$. (5)

For the TE_{10} mode of propagation, the waveguide has characteristic impedance: $Z_g = Z_0 / \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$. (6)

And propagation constant: $k_g = k_0 / \sqrt{1 - (\lambda/2a)^2}$, where $k_0 = 2\pi/\lambda$. (7)

Note that Z_g and k_g are imaginary at frequencies below the cutoff (equal to $c_0/2a$).

We now transform V_1, Z_1 , and the short circuit at the end of the waveguide to P , giving an equivalent voltage V_2 , source impedance Z_2 and load impedance Z_3

$$V_2 = \frac{V_1}{\cos k_g p + j(Z_1/Z_g) \sin k_g p} \quad (8)$$

$$Z_2 = \frac{Z_1 + jZ_g \tan k_g p}{1 + j(Z_1/Z_g) \tan k_g p} \quad (9)$$

$$Z_3 = jZ_g \tan k_g (d - p) \quad (10)$$

The voltage at P is now $V_p = V_2 Z_3 / (Z_2 + Z_3)$. (11)

And the current at P is $i_p = V_2 / (Z_2 + Z_3)$. (12)

In the absence of the enclosure, the load impedance at P is simply Z_0 . The voltage at P is $V_p = V_0/2$ and the current is $i_p = V_0/2Z_0$. (13)

The electric and magnetic shielding are, therefore, given by

$$S_E = -20 \log_{10} |V_p/V_p| = -20 \log_{10} |2V_p/V_0|. \quad (14)$$

$$S_M = -20 \log_{10} |i_p/i_p| = -20 \log_{10} |2i_p Z_0/V_0|. \quad (15)$$

Extension to the formula

Equivalent admittance of an array of apertures:

For array of apertures given in Fig. 4, the normalized shunt admittance is ([10], [11])

$$\frac{Y_{ah}}{Y_0} = -j \frac{3d_h d \lambda_0}{\pi d^3} + j \frac{288}{\pi \lambda_0 d^2} \left[\sum_{m=0}^{\infty} \sum_{\substack{n=0 \\ m \neq \text{odd}, n \neq \text{odd}}}^{\infty} \left(\varepsilon_m \frac{n^2}{d_h^2} + \varepsilon_n \frac{n^2}{d_v^2} \right) J_1^2(x) \right] \quad (16)$$

where λ_0 and Y_0 are the free-space wavelength and intrinsic admittance, respectively, d_v and d_h are the vertical and horizontal hole separations assuming that the holes diameter d is smaller than the separations.

In(16),

$$X = \left[\pi d \left(\frac{n^2}{d_h^2} + \frac{n^2}{d_v^2} \right) / 2 \right]^{1/2} / \left(\frac{n^2}{d_h^2} + \frac{n^2}{d_v^2} \right)^{5/2}. \quad (17)$$

and the primes denote summation on even integers only, J_1 is the Bessel function of the first kind of the first order, and $\varepsilon_{m,n} = 1$ if $m, n = 0$ and 2 if $m, n \neq 0$.

The second term in (16) can be neglected when d_v, d_h and d are much less than the wavelength.

The impedance $Z_{ah} = 1/Y_{ah}$ models the array of small holes linking the free space with the waveguide [6], [7].

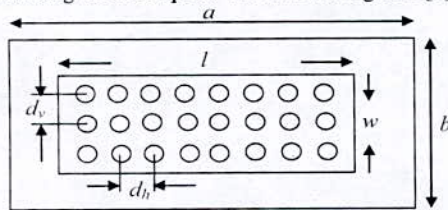


Figure 4: Wall of an enclosure partially perforated by a centered array of holes

Figure.4 depicts an enclosure wall partially perforated by an array of holes; its effective wall impedance Z_{ah} is a fraction of Z_{ah} . Using an impedance ration concept, Z'_{ah} becomes

$$Z'_{ah} = Z_{ah} \times \frac{(w \times l)}{(a \times b)}. \quad (18)$$

Where length l and width w of the array are

$$l = \frac{d_h}{2} + (m-1) \times d_h + \frac{d_h}{2}. \quad (19)$$

$$w = \frac{d_v}{2} + (n-1) \times d_v + \frac{d_v}{2}. \quad (20)$$

Here, m and n are the number of holes in length and width of the array, respectively.

For the case of an array of square holes, the same model could be applied using equivalent circles. The square holes of side d_s are replaced with equivalent encompassing circles of diameter $d = \sqrt{2}d_s$.

Shielding effectiveness for any polarizing angle plane wave: It can be noticed that polarization angles in basic transmission line are not considered in the earlier analysis. If the plane wave is polarized at any angle, the electric field is divided into E_z and E_y [8], [12], the magnetic field is divided into H_z and H_y , E_z and H_y . By using the formulae corresponding to plane wave 1 in Fig. 1, the values $V_{p1}, i_{p1}, V'_{p1}, i'_{p1}$ can be obtained at the point P. The earlier discussion also applies to E_y and H_z . The values $V_{p2}, i_{p2}, V'_{p2}, i'_{p2}$ can be obtained at the point P, that is, parameter l and a replace w and b respectively. Then, the voltage of P is $V_p = \sqrt{V_{p1}^2 + V_{p2}^2}$, the calculation is similar to i_p, V_p, i'_p , with the help of equations. (14) and (15), shielding efficiency is calculated.

Results

Electric shielding effectiveness: Figure.5 shows the calculated *SE* at three positions within the unloaded $300 \times 120 \times 300 \text{ mm}$ enclosure with an $100 \times 5 \text{ mm}$ aperture. The calculations show that the enclosure resonates at approximately 700 MHz, leading to negative shielding (field enhancement) around this frequency. Below the resonant frequency, *SE* decreases with frequency and increases with distance from the aperture.

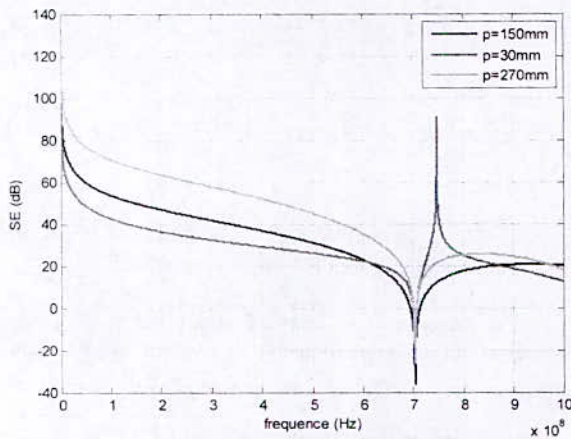


Figure 5: Calculated SE at three positions in $300 \times 120 \times 300 \text{ mm}$ enclosure with $100 \times 5 \text{ mm}$ aperture.

Starting from the figure.6, we can see that for a larger aperture, the resonance is broader and the low-frequency shielding is worse at than that of the smaller aperture

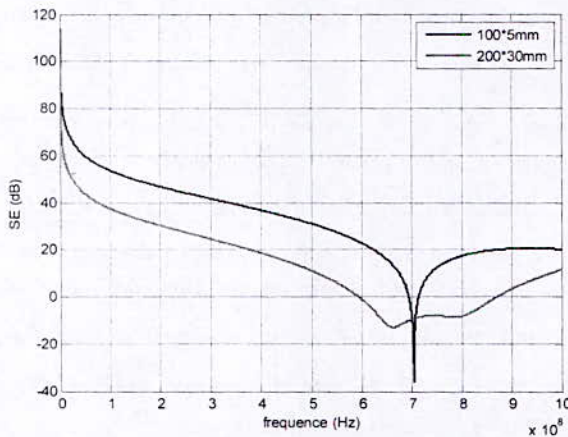


Figure6: Calculated SE at center in two $300 \times 120 \times 300 \text{ mm}$ enclosures with $100 \times 5 \text{ mm}$ and $200 \times 30 \text{ mm}$ aperture.

Figure.7 shows the calculated SE at the center of the boxes of $222 \times 55 \times 146 \text{ mm}$, $480 \times 120 \times 480 \text{ mm}$ with the same aperture $100 \times 5 \text{ mm}$. It can be seen from these figures that the smaller box does not resonate below 1GHz, while de larger box shows resonances at 440 and 980 MHz.

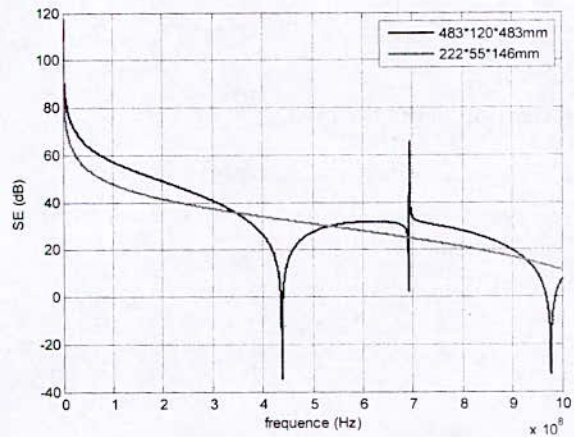


Figure7: Shielding effectiveness of $222 \times 55 \times 146 \text{ mm}$ and $480 \times 120 \times 480 \text{ mm}$ with the same aperture.

Magnetic shielding effectiveness: Figure.8 shows *SM* of the $300 \times 120 \times 300 \text{ mm}$ enclosure with a $100 \times 5 \text{ mm}$ aperture, calculated at $p=30, 150$ and 270 mm . The enclosure resonance at 700 MHz can be seen at $p=30 \text{ mm}$ and $p=270 \text{ mm}$, but is less pronounced at the center of the box ($p=150 \text{ mm}$). This is expected from the mode structure of the resonance. At low frequencies, *SM* increases with distance from the aperture (as does *SE*), but is almost independent of frequency.

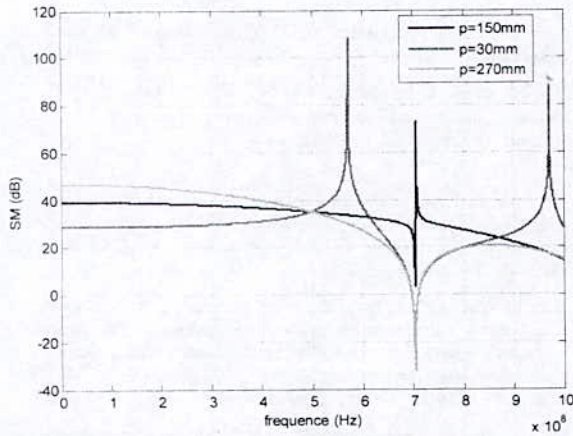


Figure 8: Calculated SM at three positions in $300 \times 120 \times 300 \text{ mm}$ enclosure with $100 \times 5 \text{ mm}$ aperture.

Rectangular enclosure with numerous apertures: Figure.9 depicts the SE results for the same enclosures configurations $300 \times 120 \times 300 \text{ mm}$ but different arrays of (2×2) , (4×4) and (6×6) square apertures with 40 mm vertical and horizontal separation ($d_v = d_h = 40 \text{ mm}$), in each case the total area was 36 cm^2 .

The analytical solution predicts that SE is increased by increasing the number of apertures while keeping the total area the same.

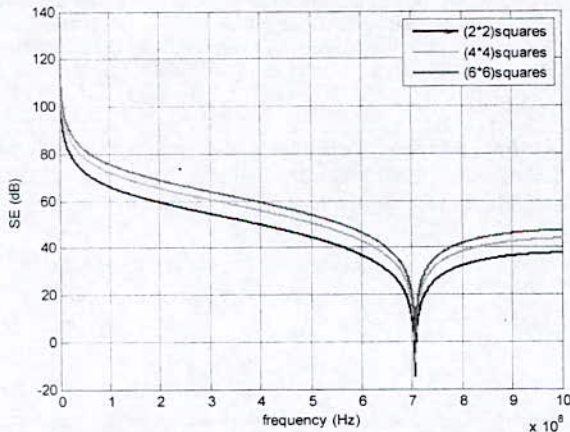


Figure 9: Comparison between the electrical SE results for the same enclosures configurations $300 \times 120 \times 300 \text{ mm}$ but different arrays of (2×2) , (4×4) and (6×6) square apertures

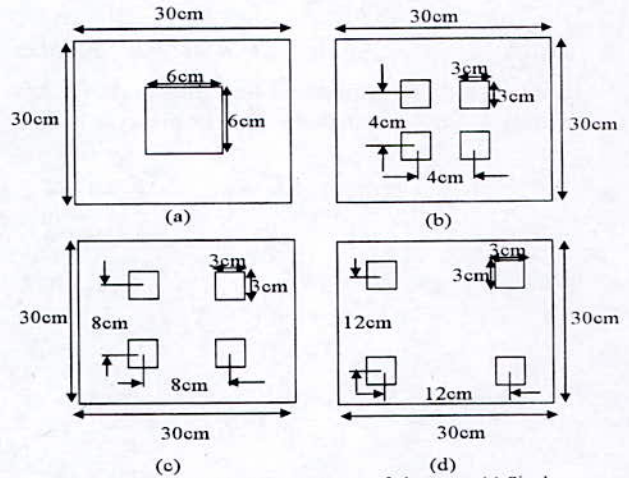


Figure 10: Apertures with different degree of closeness. (a) Single aperture, (b) 4 close aperture, (c) 4 centered aperture, (d) 4 sparse aperture

Figure.10 illustrates the geometries of the $300 \times 300 \times 300 \text{ mm}$ cavity with a single aperture and four small apertures with the same area with centered, close and sparse distribution. The SE four apertures with different degree of closeness are shown in Fig11. Through comparing their curves, we find the SE of the cavity with the sparse aperture distribution is the best case. So in engineering, we should open sparse apertures.

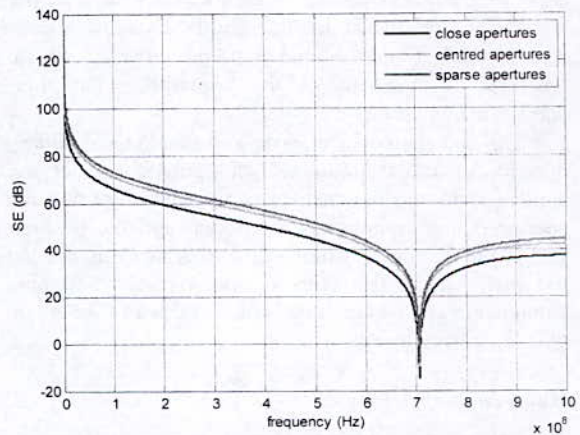


Figure 11: SE of apertures with different degree of closeness

Change of shielding effectiveness coefficient by arbitrary angle of polarization: Figure.12 shows calculated SE at the center of the box of $300 \times 120 \times 300 \text{ mm}$ enclosure and $120 \times 10 \text{ mm}$ aperture with polarization angle. It can be seen that the shielding coefficient increases when the polarization

angle is in the range of $0 < \theta < 90^\circ$ and decreases in $90^\circ < \theta < 180^\circ$. And shielding effectiveness of low frequency is better than that of high frequency.

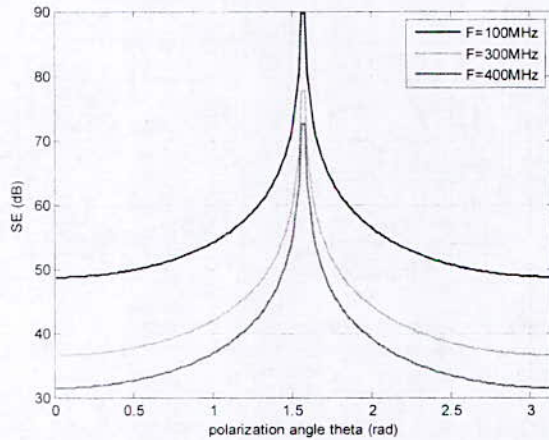


Figure 12: Shielding effectiveness by plane wave of arbitrary angle of polarization

Conclusion

In this paper, a very efficient analytical approach based on waveguide equivalent circuit model is presented to determine SE of enclosures with numerous apertures and for any polarizing angle plane wave. The array of circular apertures is substituted with a proper equivalent admittance in the modified circuit model. The method is also extended to an array of square apertures by replacing the squares with their corresponding circles.

The calculation of electric and magnetic shielding depends upon the frequency and polarization of the applied field, the dimensions of the enclosure and the aperture(s), the number of apertures, and the position within the enclosure. Although further work is needed to characterize this factor for typical electronic equipment. The formulation will be of use to designers of shielded enclosures.

References

- [1] Robinson, M.P., Benson, T.M., Christopoulos, C., Dawson, J.F., Ganley, M.D., Marvin, A.C., Porter, S.J. and Thomas, D.W.P., "Analytical formulation for the shielding effectiveness of enclosures with apertures," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, Vol. 40, August 1998, pp.240-248.
- [2] M. Li, J. Nuebel, J. L. Drewniak, T. H. Hubing, R. E. DuBroff, and T. P. Van Doren, "EMI from cavity modes of shielding enclosures—FDTD modeling and measurements," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 42, no. 1, pp. 29–38, Feb. 2000.
- [3] S. Benhassine, L. Pichon, and W. Tabbara, "An efficient finite-element time-domain method for the analysis of the coupling between wave and shielded enclosure," *IEEE Trans. Magn.*, vol. 38, no. 2, pp. 709–712, Mar. 2002.
- [4] P. Argus, P. Fischer, A. Konrad, and A. J. Schwab, "Efficient modeling of apertures in thin conducting screens by the TLM method," in *Proc. IEEE Int. Symp. Electromagn. Compat.*, Aug. 2000, vol. 1, pp. 101–106.
- [5] M. S. Tharf and G. I. Costache, "A hybrid finite element—Analytical solutions for in-homogeneously filled shielding enclosures," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, vol. 36, no. 4, pp. 380–385, Nov. 1994.
- [6] Dehkhoda, P., A. Tavakoli, and R. Moini, "An efficient shielding effectiveness calculation (a rectangular enclosure with numerous aperture aperture)," *IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, 2007. EMC 2007. 9-13 July 2007 Page(s):1 – 4. 10.1109/IEMC.2007.156.
- [7] Dehkhoda, P., A. Tavakoli, and R. Moini, "An efficient and reliable shielding effectiveness evaluation of a rectangular enclosure with numerous apertures," *IEEE Trans. Electromagn. Compat.*, Vol. 50, No. 1, 208–212, Feb. 2008.
- [8] L. wang, Y. Gao, Y. Shen and F. Ruan, "Analysis of shielding effectiveness of rectangular cavity with improved aperture model," *IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, 2007. EMC 2007. 23-26 Oct. 2007 Page(s):329 – 332. 10.1109/ELMAGC.2007.4413497.
- [9] K. C. Gupta, R. Garg, and I. J. Bahl, *Microstrip Lines and Slotlines*. Norwood, MA: Artech House, 1979, ch. 7.
- [10] T. Y. Otoshi, "A study of microwave leakage through perforated flat plates," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 20, no. 3, pp. 235–236, Mar. 1972.
- [11] W. Culshaw, "Reflectors for a microwave Fabry-Perot interferometer," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. MTT-7, no. 2, pp. 221–228, Apr. 1959.
- [12] D. Shi, Y. Shen, F. Ruan, Z. Wei, Y. Gao, "Shielding analysis of enclosure with aperture irradiated by plane wave with arbitrary incident angle and polarization direction," *IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility*, 2008. EMC 2008. 18-22 Aug. 2008 Page(s):1 – 5. 10.1109/IEMC.2008.4652130.

Author address: A.Boutar Electromagnetic Systems Laboratory, EMP Bordj El-bahri, Algiers 16111, Algeria. Email: Abdelghafourboutar@hotmail.com

Etude des Transitoires Induits par la Méthode des Moments

H. Belila, A/H. Bendakir, M. Laissaoui, L. Boufenneche, S. Khedimallah.
 Université de Jijel, Algérie.

Résumé : L'objectif principal de cet article est l'analyse du couplage électromagnétique onde – structure filaire par la théorie des antennes. Ce formalisme numérique très rigoureux dans sa définition théorique est déjà utilisé depuis au moins deux décennies comme en témoigne les logiciels de recherches commercialisés (NEC-4 et FEKO) traitant des dispositifs électromagnétiques généralement volumiques ou surfaciques de faibles dimensions.

Notre travail consiste en l'implémentation sous MATLAB de ce formalisme pour un système de structures filaires; nous proposons quelques développements théoriques que nous avons réalisés après une large consultation bibliographique.

Abstract : The main objective of this article is the analysis of electromagnetic coupling wave - wired structure by the theory of antennas. This very rigorous numerical formalism in its theoretical definition has been already used for at least two decades as testified by the market research software (NEC-4 and FEKO) treating generally voluminal or surface electromagnetic devices to low dimensions.

Our work is the implementation under MATLAB of this formalism for a system of wired structures; we propose some theoretical developments which we have made after wide consultation literature.

Introduction

Le calcul des courants induits engendrés par une onde électromagnétique sur une structure filaire ou surfacique s'effectue par la résolution dans le domaine fréquentiel de l'équation intégrale en champ électrique ou en champ magnétique. La surface est décomposée en triangles plans élémentaires et les fils en dipôles élémentaires. La méthode numérique dite des moments [1] est appliquée sur l'ensemble de la structure ainsi décomposée pour la résolution de l'équation intégrale.

Les solutions en temporel sont obtenues par la transformation inverse de Fourier des solutions fréquentielles.

Description des méthodes intégrales

Soit une structure métallique parfaitement conductrice placée dans l'espace libre et illuminée par un champ électromagnétique (E^{inc}, H^{inc}) .

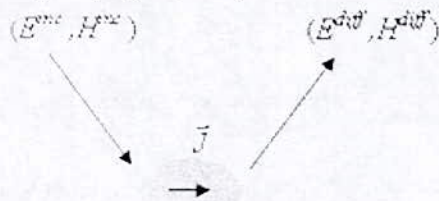


Figure. 1 - Interaction onde- structure métallique.

Le problème est de déterminer la densité de courant \vec{J} induite sur cette structure.

Détermination de l'équation intégrale

Après avoir exprimé une équation intégrale de champ électrique dans un cas général, on considérera pour des raisons numériques, celui où l'antenne est un fil mince.

Equation du champ électrique dans le cas général :

Soit un corps métallique de densité volumique de courant \vec{J}_v et de densité volumique de charge ρ_v constituant la source du champ électromagnétique rayonné dans le milieu environnant, homogène, isotrope, conducteur et infini, [2] (Figure. 2).

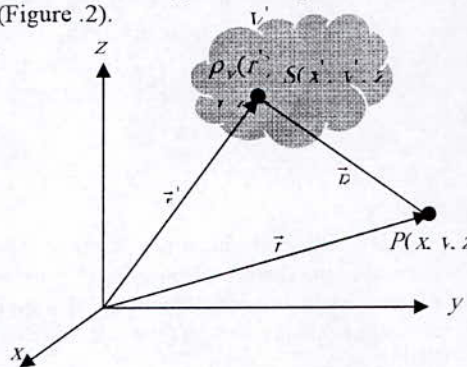


Figure. 2 - Géométrie de la distribution volumique.

Le champ électromagnétique (\vec{E}^r, \vec{H}^r) rayonné par le corps s'écrit en fonction de potentiel vecteur \vec{A} et du potentiel scalaire V comme suit :

$$\vec{E}^r = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{A} - \text{grad} V = -j\omega \vec{A} - \text{grad} V \quad (1)$$

$$\vec{H}^r = \frac{1}{\mu} \text{rot} \vec{A} \quad (2)$$

avec :

$$\vec{A} = \mu \iiint_V \vec{J}_v(\vec{r}') \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dV = \mu \iiint_V \vec{J}_v(\vec{r}') G(R) dV \quad (3)$$

$$V = \frac{1}{\epsilon} \iiint_V \rho_v(\vec{r}') \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dV = \frac{1}{\epsilon} \iiint_V \rho_v(\vec{r}') G(R) dV \quad (4)$$

où :

G est la fonction de Green d'un espace illimité et homogène de paramètres ϵ et μ :

$$G = \frac{e^{-jk|\vec{r}-\vec{r}'|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}'|} \quad (5)$$

$R = |\vec{r} - \vec{r}'|$ est la distance entre un point source S et un point d'observation P ;

\vec{r} et \vec{r}' sont, respectivement la position du point d'observation et du point source.

La jauge de Lorentz ($\text{div} \vec{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial V}{\partial t} = 0$) [3] nous permet d'exprimer le champ électrique rayonné uniquement en fonction du potentiel vecteur \vec{A} comme suit :

$$\begin{aligned} \vec{E}^r &= -j\omega \vec{A} + \frac{1}{j\omega\mu\epsilon} \text{grad}(\text{div} \vec{A}) \\ &= \frac{1}{j\omega\mu\epsilon} \left[k^2 \vec{A} + \text{grad}(\text{div} \vec{A}) \right] \end{aligned} \quad (6)$$

avec :

$$k = \omega \sqrt{\mu\epsilon} ; \text{ le facteur d'onde}$$

En remplaçant le potentiel vecteur \vec{A} (équation 3) dans l'équation 6 et 2, nous obtenons :

$$\vec{E}^r = \frac{1}{j\omega\epsilon} \left[k^2 + \text{grad} \text{div} \right] \iiint_V \vec{J}_v(\vec{r}') \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dV \quad (7)$$

$$\vec{H}^r = \text{rot} \iiint_V \vec{J}_v(\vec{r}') \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dV \quad (8)$$

Ces dernières équations sont appelées « équation intégrale en champ électrique » (anglo-saxon EFIE : Electric Field Integral Equation), et « équation intégrale en champ magnétique » (anglo-saxon MFIE : Magnetic Field Integral Equation).

Approximation des antennes minces, Equation de POCKLINGTON : Considérant le cas d'une antenne cylindrique de longueur L et de rayon a placée dans un milieu infini homogène, et soumise à un champ incident E^i . On suppose que la conductivité de l'antenne est infinie et qu'il n'y a pas d'effets d'extrémités $I(0) = I(L) = 0$. Le rayon reste très petit par rapport à la longueur d'onde λ .

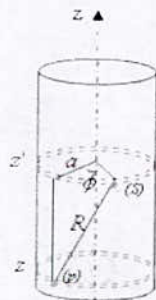


Figure. 3 - Antenne cylindrique dans un milieu infini.

Ces hypothèses permettent de déduire que le courant noté " J " est localisé à la surface de l'antenne avec une répartition uniforme sur la circonférence et une seule composante suivant l'axe "z". La quantité "R" représente la distance du point d'observation à un point source courant à la surface de l'antenne.

L'expression de "R" est donnée par :

$$R = \left[(z - z')^2 + 4a^2 \sin^2 \frac{\phi}{2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (9)$$

Le champ électrique dû aux sources à la surface de l'antenne est dirigé suivant l'axe "z", en tenant compte des simplifications précédentes. L'expression du champ rayonné par toute l'antenne en un point "z" de sa surface est donnée par la relation (10).

$$\vec{E}_z^r(z) = \frac{1}{j\omega\epsilon} \times \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \int_0^L \int_0^{2\pi} \vec{J}(z') \cdot \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} \partial z' \partial c \quad (10)$$

Le champ électrique total est la superposition du champ rayonné " E^r " et du champ incident " E^i ". Sa composante tangentielle est nulle à la surface d'une antenne infiniment conductrice ce qui se traduit par " $E_z^i = -E_z^r$ ", ou encore :

$$\vec{E}_z^i(z) = \frac{-1}{j\omega\epsilon} \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \int_0^L \vec{J}(z') \cdot \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} \partial z' \partial c \quad (11)$$

qui représente l'équation de Pocklington pour une antenne épaisse.

Si l'antenne est très mince, on peut encore simplifier l'équation en effectuant l'approximation des antennes minces qui consiste à prendre pour valeur de la corde sa valeur "moyenne", soit le rayon "a", ce qui revient à considérer le courant centré sur l'axe vertical "z". Ce courant a pour expression :

$$J(z') = 2\pi \cdot a \cdot J(z') \quad (12)$$

ainsi la relation (11) se trouve simplifiée et devient :

$$E_z^i(z) = \frac{-1}{j\omega\epsilon} \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \int_0^L I(z') \cdot G(z, z') \partial z' \quad (13)$$

avec :

$$G(z, z') = \frac{e^{-jkR(z, z')}}{4\pi R(z, z')} \quad (14)$$

$$R(z, z') = \left[(z - z')^2 + a^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (15)$$

Afin d'éviter la singularité qui apparaît lorsque le point source tend vers le point d'observation ($z = z'$), une interprétation consiste à localiser le point source S sur l'axe de la structure, tandis que le point d'observation P est localisé sur la surface du fil (Figure. 4).

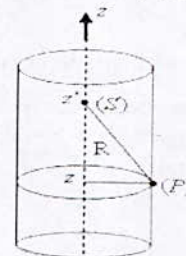


Figure. 4 - Point sources (S), point d'observation (P) pour une antenne mince.

Le courant $I(z)$ peut avoir deux origines (Figure. 5).

- Soit un générateur réel (émission).
- Soit un champ électromagnétique qualifié de champ appliqué \vec{E}^i qui existe sur toute la surface du fil (réception).

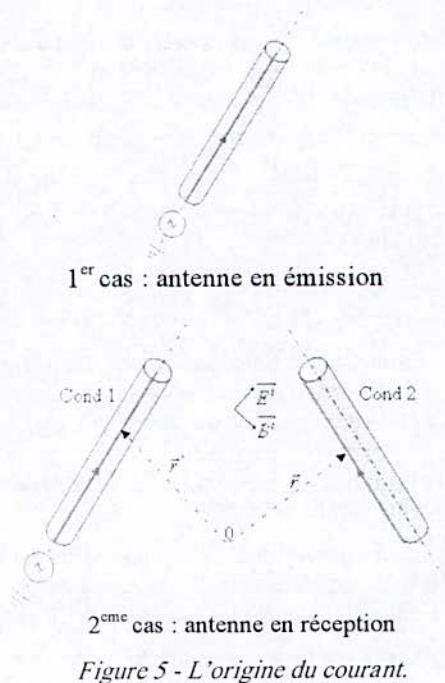


Figure 5 - L'origine du courant.

La relation (10) sera appelée équation integro-différentielle pour une antenne épaisse, appellation abusive puisqu'une des hypothèses suppose le rayon petit par rapport à la longueur d'onde. La relation (13) est celle qui nous intéresse, sera appelée équation integro-différentielle pour une antenne filaire ou l'équation de Pocklington pour une antenne mince. Elle relie le champ incident (source) connu, au courant induit sur la structure (inconnu) par ce champ.

Application de la méthode des moments sur une structure cylindrique mince

L'équation que nous avons à résoudre est de la forme [4]:

$$E_z^i = L(I(z)) \tag{16}$$

où :

· " E_z^i " est la composante tangentielle du champ électrique incident à la surface du plan et qui représente l'excitation appliquée connue.

· " L " est un opérateur linéaire integro-différentiel issu des équations de Maxwell. A partir de la relation (13) et comme nous l'avons montré dans le cas de la relation (17), l'opérateur " L " est donc défini par :

$$L(.) = \frac{-1}{j\omega\epsilon} \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \int_0^L (.) G(z, z') \partial z' \tag{17}$$

La ligne est orientée suivant la direction " z ".

· " $I(z)$ " est le courant électrique sur la structure et représente l' inconnue.

Le courant " $I(z)$ " est décomposé à l'aide d'une suite de fonctions linéairement indépendantes " $f_n(z)$ ", appelées fonctions de base, telles que l'on ait :

$$I(z) = \sum_{n=1}^N I_n \times f_n(z) \tag{18}$$

I_n : Composantes de la répartition du courant.

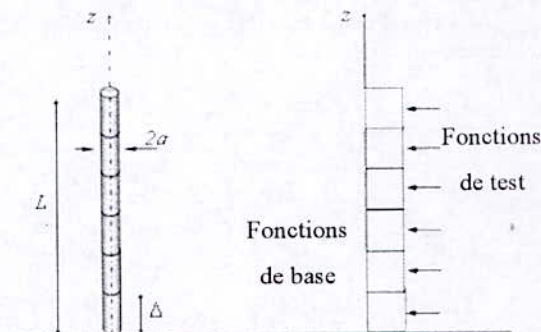


Figure. 6 - Découpage d'une structure filaire à l'aide des fonctions de base et de test

Ceci suppose un découpage de la ligne en " N " éléments, chaque tronçon de ligne ayant une longueur notée " Δ " (Figure. 6). Il est à noter que la configuration géométrique étudiée dans le cadre de notre étude comporte des éléments linéiques avec des fonctions de base de type impulsions rectangulaires ou triangulaires.

En reportant cette expression de " $I(z)$ " dans la relation (18), la linéarité de l'opérateur " L " nous permet d'écrire :

$$E_z^i(z) = \sum_{n=1}^N I_n \times L(f_n(z)) \tag{19}$$

Pour un segment de longueur Δ , centré en z_n , les fonctions de base sont définies par :

$$f_n(z) = \begin{cases} 1 & \text{si } |z_n - z| \leq \frac{\Delta}{2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \tag{20}$$

La somme des contributions des différents segments s'écrit comme suit :

$$E_z^i(z) = \frac{-1}{j\omega\epsilon} \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \sum_{n=1}^N I_n \int_{z_n - \frac{\Delta}{2}}^{z_n + \frac{\Delta}{2}} G(z, z') \partial z' \tag{21}$$

Par l'intermédiaire d'un produit scalaire noté " $\langle . \rangle$ " on projette l'équation (21) sur un ensemble de fonctions poids w_m avec :

- Les fonctions poids sont données par la méthode dite du " point-matching ", qui sont définies par :

$$\delta(z - z_m) = \begin{cases} 1 & \text{si } z = z_m \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \tag{22}$$

En introduisant ces dernières dans (21), nous obtenons :

$$\langle w_m, E_z^i(z) \rangle = \frac{-1}{j\omega\epsilon} \times \sum_{n=1}^N I_n \left\langle w_m, \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \int_{z_n - \frac{\Delta}{2}}^{z_n + \frac{\Delta}{2}} G(z, z') \partial z' \right\rangle \tag{23}$$

- Le produit scalaire défini, positif, sur le domaine de l'opérateur, est classiquement défini par :

$$\langle f, g \rangle = \int f(x)g(x)dx \tag{24}$$

Donc l'équation (23) peut alors se mettre sous la forme suivante :

$$\int_z w_m E_z^i(z) dz = \frac{-1}{j\omega\epsilon} \times \sum_{n=1}^N I_n \int_z w_m \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \int_{z_n - \frac{\Delta}{2}}^{z_n + \frac{\Delta}{2}} G(z, z') \partial z' \partial z \quad (25)$$

La forme finale de ce produit scalaire s'écrit comme suit :

$$E_z^i(z_m) = \frac{-1}{j\omega\epsilon} \sum_{n=1}^N I_n \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \int_{z_n - \frac{\Delta}{2}}^{z_n + \frac{\Delta}{2}} G(z, z') \partial z' \quad (26)$$

A ce stade nous définissons une matrice tension $[V]$, par son terme général V_m tel que :

$$V_m = E_z^i(z_m) \cdot \Delta \quad (27)$$

C'est la tension entre les deux extrémités du segment de longueur Δ centré en Z_m .

Le système d'équation (26) peut alors se mettre sous la forme matricielle suivante :

$$[V_m] = [Z_{mm}] \cdot [I_n] \quad (28)$$

Cette équation peut encore s'écrire comme suit :

$$\begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} & \dots & Z_{1N} \\ Z_{21} & Z_{22} & & Z_{2N} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ Z_{M1} & Z_{M2} & \dots & Z_{MN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_z^1 \cdot \Delta \\ E_z^2 \cdot \Delta \\ \vdots \\ E_z^N \cdot \Delta \end{bmatrix} \quad (29)$$

où :

- $[V_m]$: est le vecteur tension généralisée, et représente la tension entre les deux extrémités du segment de longueur Δ centré en Z_m , c'est une donnée du problème.
- $[I_n]$: est le vecteur courant généralisé de terme général inconnue I_n .
- $[Z_{mm}]$: est la matrice des impédances généralisées, cette matrice représente les couplages existants entre les segments constitutifs de la structure.

Le terme général Z_{mm} de la matrice $[Z_{mm}]$ s'écrit :

$$Z_{mm} = \frac{-\Delta}{j\omega\epsilon} \left(k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \int_{z_n - \frac{\Delta}{2}}^{z_n + \frac{\Delta}{2}} G(z, z') \partial z' \quad (30)$$

La matrice $[Z_{mm}]$ n'est pas unique, puisque la présentation matricielle de l'opérateur dépend du choix des systèmes de fonctions de base. De même la qualité de la solution est fonction de ce choix, d'une part parce qu'il faut que les courants soient bien représentés sur cette base et d'autre part, à cause des calculs numériques qui en dépendent. On peut constater que la rapidité du calcul et

la convergence des résultats sont très fortement liées au choix des fonctions de base et de test.

Si la matrice $[Z_{mm}]$ n'est pas singulière, elle peut être inversée et le vecteur courant devient :

$$[I_n] = [Z_{mm}]^{-1} \cdot [V_m] \quad (31)$$

Donc la répartition du courant le long de l'antenne s'écrit alors :

$$I(z) = \sum_{n=1}^N \left([Z_{mm}]^{-1} [V_m] \right) \times f_n(z) \quad (32)$$

La matrice d'excitation et une donnée du problème, et s'écrit différemment selon le régime d'excitation qu'elle décrit : émission ou réception.

Distribution du courant le long d'une antenne filiforme conductrice

Dans ce formalisme, l'antenne filiforme est alors subdivisée en N segments de longueur Δ . Le premier segment est alimenté par le courant I_g , c'est le courant à l'une des extrémités injecté par un générateur (Figure.7.a).

Puisque la structure est parfaitement conductrice alors le vecteur des tensions généralisé est nul $[V_m] = 0$.

Donc le système (29) devient :

$$\begin{bmatrix} 1 & 0 & \dots & 0 \\ Z_{21} & Z_{22} & & Z_{2N} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ Z_{M1} & Z_{M2} & \dots & Z_{MN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_g \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \quad (33)$$

La répartition du courant le long de l'antenne s'écrit :

$$\begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & \dots & 0 \\ Y_{21} & Y_{22} & & Y_{2N} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ Y_{N1} & Y_{N2} & \dots & Y_{NN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_g \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \quad (34)$$

où :

$$I_n = Y_{nl} \cdot I_g \quad n=1 \dots N \quad (35)$$

avec :

Y : l'inverse de la matrice Z

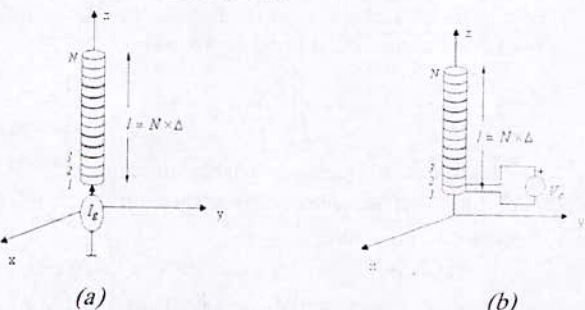


Figure. 7 - Injection de courant (a) et de tension (b)

D'autre part si l'alimentation est une source de tension (Figure.7.b), ce type d'injection est le plus répandu dans la théorie des antennes. Dans le cas d'une injection en tension V_g pour une antenne filiforme

discretisée en N segments, l'équation matricielle peut se mettre sous la forme suivante :

$$\begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} & \dots & Z_{1N} \\ Z_{21} & Z_{22} & & Z_{2N} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ Z_{N1} & Z_{N2} & \dots & Z_{NN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \vdots \\ I_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_g \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{bmatrix} \quad (36)$$

où le courant à chaque segment est définie comme suit :

$$I_n = Y_n \cdot V_g \quad n=1 \dots N \quad (37)$$

En comparant les équations (33) et (36), on peut remarquer que dans le cas de l'injection en courant, seule la ligne de la matrice de l'impédance généralisée typique correspondante au segment où se situe le générateur est modifiée.

Validation

Dans ce paragraphe, nous proposons de traiter deux applications différentes par la théorie des antennes associée à la méthode des moments.

Nous consacrons la première application à la modélisation d'une antenne excitée successivement par un générateur de tension puis par un générateur de courant.

Pour la deuxième application nous traitons le cas d'une antenne verticale illuminée par une onde électromagnétique plane,

Pour cet ensemble d'applications nous confrontons les résultats que nous obtenons et réalisés avec nos propres développements (résolution d'une équation intégrale en champ électrique par la méthode des moments) sous MATLAB à ceux que nous simulons avec le code NEC-4.

Antenne excitée par un générateur

Excitation par un générateur de tension : On considère une antenne constituée d'un fil rectiligne de longueur $L = 2\lambda$ ($\lambda = 0.3m$) et de rayon $a = 0.005 \lambda$, dans un espace libre, excitée au centre par un générateur de tension unitaire $V = 1$ volt (Figure. 8).

Pour calculer la répartition du courant en tout point de l'antenne, nous résolvons le système d'équation (36).

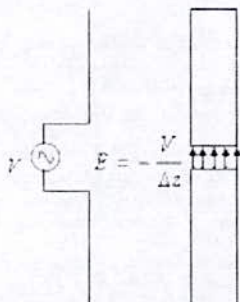


Figure. 8 - Représentation de l'antenne excitée par un générateur de tension.

Pour réaliser cette modélisation nous optons pour le choix suivant :

- les fonctions de base sont des impulsions rectangulaires ;

- les fonctions de test sont des fonctions de Dirac pondérées.

Pour respecter un pas de discrétisation de l'ordre de $\lambda/10$, le fil est divisé en 41 segment avec une fréquence $f = 1$ GHz.

$$(11.57)$$

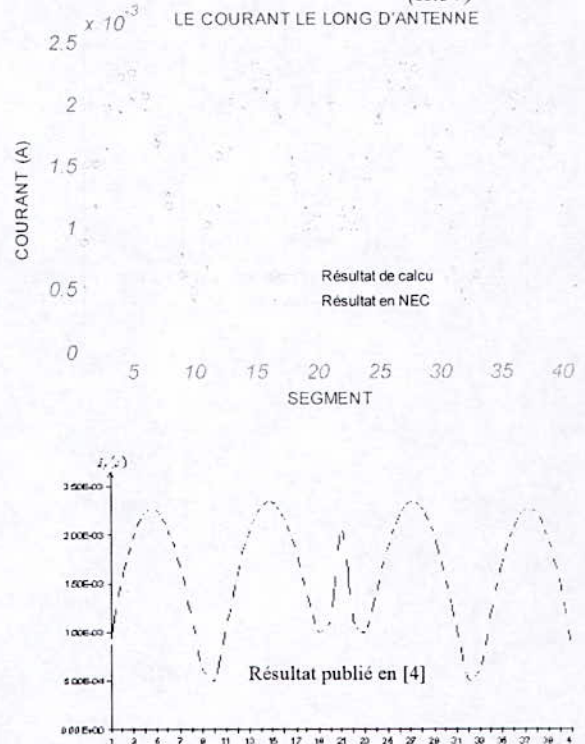


Figure. 9 - Variation du courant le long de l'antenne avec excitation tension.

En figure 9, nous présentons le résultat pour la répartition du courant le long de l'antenne que nous obtenons par nos propres développements sous MATLAB et ceux que nous réalisons avec le logiciel NEC4. En Cette confrontation montre bien que les allures sont conservées avec quelques légères différences en amplitude ; notons quand même que notre résultat (sous MATLAB) et celui publié en [4] sont pratiquement les mêmes. Aussi ne perdant pas de vue que l'une des taches essentielles dans l'utilisation de la méthode des moments et le choix des fonctions de test et de base.

Le choix de ces dernières doit être fait en fonction de :

- la précision de la solution désirée ;
- la facilité d'évaluation des éléments de la matrice $[Z_{nm}]$;
- la taille de la matrice $[Z_{nm}]$ qui peut être inversée.

La différence des résultats avec le logiciel NEC 4 est surtout localisée au point d'excitation (au centre de l'antenne) ; cette différence réside à notre avis dans le choix de fonctions de bases discrètes qui occasionne une discontinuité et nécessite donc une condition supplémentaire.

Excitation par un générateur de courant : Nous gardons la même antenne et nous l'alimentons par un courant unitaire $I = 1$ A comme le montre la figure 10.

Pour cette modélisation nous résolvons le système défini par l'équation (33). Notons que nous gardons la même discrétisation et le même choix des fonctions de test et de base.

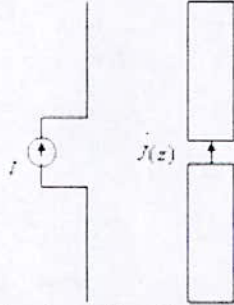


Figure. 10 - Représentation de l'antenne excitée par un générateur de courant.

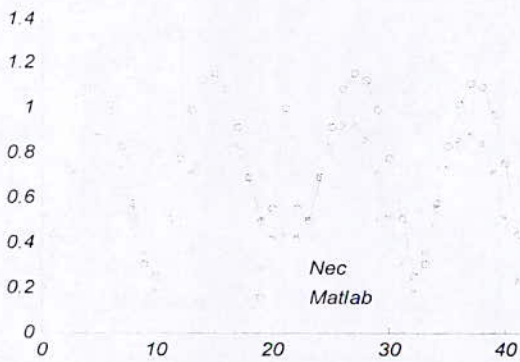


Figure. 11 - Variation du courant le long de l'antenne avec excitation courant.

La légère différence entre les résultats de calcul et du logiciel NEC4 est a cause de la différence de l'utilisation des fonctions de base et de test.

Antenne plongée dans un champ électromagnétique incident

On considère la même antenne que précédemment, mais cette dernière est maintenant illuminée par une onde plane incidente. Le vecteur tension généralisé du système d'équations (29) est donné comme suit :

$$[V] = \left| \Delta z E^i \right| [1], \quad \text{où } [1] \text{ est le vecteur unité.}$$

Pour l'application numérique, les dimensions choisies sont : $\lambda = 0.3m$, $L=0.6m$ et $a = 0.005\lambda$, avec $f=1 GHz$. Nous calculons le courant induit par un champ électrique incident d'amplitude égale à 1 V/m.

La courbe de la figure 12 donne la variation du courant induit le long du fil. Nos résultats de calcul, par la méthode des moments sont en parfaits accords avec ceux que nous obtenons en simulant le même problème avec le logiciel NEC4.

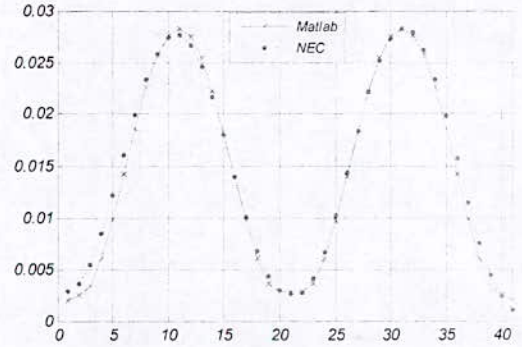


Figure. 12 - Variation du courant induit le long de l'antenne illuminée par un champ incident.

Remarque: Pour un champ incident d'amplitude 5.10^4 V/m typique d'une impulsion électromagnétique d'origine nucléaire, le courant induit maximal serait égal à 140 A.

Conclusion

Dans ce travail nous avons essayé une méthode de modélisation très rigoureuse établie à partir des équations générales de Maxwell plus connue sous la théorie des antennes qui à l'avantage de traiter le problème de l'interaction en une étape unique. Cette modélisation, bien connue maintenant en fréquentiel est très utilisée lorsque les dispositifs sont de dimensions géométriques réduites. Nous avons implanté sous MATLAB les différents développements de cette démarche qui s'est avérée lourde car nécessitant des temps de calcul très élevé et surtout dont la précision des résultats est tributaire du choix des fonctions de test et de base. Notons que cette modélisation est possible directement en temporel mais sa mise en œuvre informatique est de plus en plus lourde.

References

- [1] Harrington R. F. "Field Computation by Moment Method", The Mac-Millan Company New- York, 1968.
- [2] Brigitte. Rascalou, "Approche Théorique de la mise à La terre: de l'étude du régime continu a l'analyse électromagnétique", Thèse de Doctorat, Université de Blaise Pascal, 25 Décembre 2005.
- [3] Richard Razafferson "Analyse du rayonnement et des couplages électromagnétiques provoqués par des signaux hautes fréquences interférant avec des câbles d'énergie basse tension". Thèse de Doctorat d'état, Université de Lille, 31 octobre 2002.
- [4] V. Barrera-Figueroa, J. Sosa-Pedroza, J. López-Bonilla "Simplification of Pocklington's integral equation for arbitrary bent thin wires", SEPI-ESIME-Zacatenco, Instituto Politécnico Nacional, Edif. Z-4, 3er. Piso, Col. Lindavista, CP 07738 México DF, 2006.

H. Belila, A/H. Bendakir, M. Laissaoui, L. Boufenneche S. Khedimallah: Laboratoire d'étude et de modélisation en électrotechnique (LAMEL) université de Jijel BP N° 98 Ouled Aissa, 18000 Jijel, Algérie. E-mail: hassenbelila@yahoo.fr

Utilisation des Approches de Rusck pour le Calcul des Surtensions Induites par la Foudre sur une Ligne Aérienne

K.Arzag¹, B.Ghemri¹, A.Mimouni², Z.Azzouz¹

¹ Université des Sciences et de la technologie d'Oran, USTO-MB, Algerie

² Université Ibn Khaldoun, Tiaret

Abstract-This paper presents a contribution in the lightning induced voltages computation associated to transmission lines. This contribution is based on the S.Rusck model. The methodology consists of the use of an analytical expression deduced from an infinite transmission line model plus the necessary correction terms taking into account the real lines characteristics. Correction terms are modelled as transient sources in and injected in specific points of the line. Then the induced voltages are obtained using a software program developed by authors in Matlab environment. In the case of tow airlines conductors consisting of grounded shielded wires, the induced voltages are influenced by a shielding factor and a grounding resistance. Numerical results are also presented in this paper to illustrate the efficiency of the applied method in the lightning performances evaluation relative to distribution lines.

Résumé: Dans cette communication on présente une analyse des surtensions induites par un coup de foudre sur une ligne de transmission. Basée sur la théorie de S.Rusck, la méthodologie adoptée consiste en l'utilisation d'une expression analytique déduite d'un modèle de ligne infinie modifié pour la prise en compte des caractéristiques réelles de la ligne. Les corrections apportées au modèle sont exprimées en termes de sources de compensations injectées au point de calcul considéré. A cet effet, un code calcul a été développé par les auteurs sous environnement Matlab. A l'issue de cette étude on montre que les surtensions induites sont influencées par le coefficient de réflexion et les résistances de terre. D'autres résultats de simulations présentés dans ce papier montrent l'efficacité de cette technique pour l'évaluation des performances des lignes de distribution vis-à-vis des agressions électromagnétiques indirectes de la foudre.

Mots clé— Compatibilité électromagnétique, foudre, couplage, tensions induites, lignes aériennes.

I. INTRODUCTION

Depuis de nombreuses années, la prise en compte des critères de compatibilité électromagnétique (CEM) constitue une étape essentielle dans la conception des systèmes. Ceci est dû principalement à l'utilisation croissante des dispositifs électroniques fonctionnant à des niveaux de puissance et de courant de plus en plus faibles, ce qui les rend de plus en plus susceptibles aux perturbations d'origine électromagnétique. Aussi, le développement d'outils numériques permettant le calcul et l'analyse des surtensions induites par la foudre sur les lignes de transmission est devenu un objectif crucial. En exploitant les théories décrivant le couplage entre le champ électromagnétique rayonné par la foudre et les lignes de transmission plusieurs codes de calcul ont été développés et

implémentés dans des plateformes reconnues mondialement telles que EMTP/ATP et MATLAB afin de prendre en considération toutes les complexités rencontrées dans les réseaux électriques actuels.

Ainsi, il existe plusieurs modèles qui permettent cette évaluation. Ces modèles s'expriment par des formulations différentes mais équivalentes. Toutefois, le modèle le plus populaire est celui développé par Taylor, Satterwhite et Harrison dans le cas général d'une ligne illuminée par un champ non uniforme. Les modèles proposés par Agrawal, Price et Gurbaxani ainsi que le modèle de Rachidi sont aussi très utilisés par la communauté scientifique.

Par ailleurs, il existe d'autres formalismes de couplage propres au domaine des réseaux électriques.

Parmi ces derniers, on peut citer le modèle de Rusck et le modèle de Chowdhuri et Gross. Cependant, le modèle de Rusck est basé sur un formalisme théorique simple permettant de calculer les surtensions induites à l'aide d'expressions analytiques faciles à mettre en oeuvre.

Dans ce qui suit nous allons, dans un premier temps, présenter les aspects théoriques relatifs au modèle de Rusck dans le cas d'une ligne infinie (section III). Nous abordons ensuite dans la section IV le formalisme nécessaire pour l'étude du cas d'une ligne finie. Deux configurations simplifiées de ligne de transmission feront l'objet d'une étude approfondie qui sera présentée dans la section V.

II. MODELE DE RUSCK

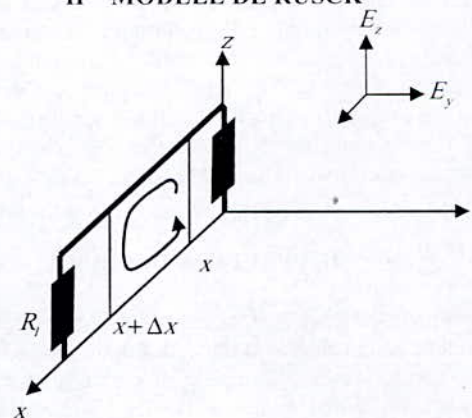


Figure 1: Géométrie du problème en considération

Le modèle de Rusck [1,5] est exprimé en fonction des tensions induites par les potentiels scalaire et vecteur:

$$\frac{\partial u_{sp}(x,t)}{\partial x} + L' \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} = 0 \tag{1}$$

$$\frac{\partial i(x,t)}{\partial x} + C' \frac{\partial [u_{sp}(x,t) - u'_{sp}(x,t)]}{\partial t} = 0 \tag{2}$$

Où :

- L' et C' désignent l'inductance et la capacité linéiques de la ligne ;
- $i(x,t)$ est le courant le long de la ligne ;
- $u_{sp}(x,t)$ est le potentiel scalaire induit ;
- $u'_{sp}(x,t)$ est le potentiel scalaire inducteur ;

Selon ce modèle, la tension induite $u(x,t)$ s'obtient en ajoutant au potentiel scalaire induit, solution des équations (1) et (2), le potentiel vecteur induit donné par l'expression suivante:

$$u_{vp} = \int_0^h \frac{\partial A'_z(x,t)}{\partial t} dz$$

Où h est la hauteur du conducteur et A'_z est la composante verticale du potentiel scalaire induit.

Les conditions aux limites pour (1) et (2) sont [21]:

$$u_{sp}(0,t) = -R_0 i(0,t) - \int_0^h \frac{\partial A'_z(0,t)}{\partial t} dz$$

$$u_{sp}(l,t) = -R_0 i(l,t) - \int_0^h \frac{\partial A'_z(l,t)}{\partial t} dz$$

Enfin, à noter que le modèle de Rusck a été adopté dans plusieurs travaux dont celui de Yokoyama et al.[4,10]. En effet, ces auteurs ont utilisé ce modèle pour calculer les tensions induites partant d'un courant de foudre mesuré. Les résultats de simulation obtenus ont montré une bonne concordance lorsqu'on les compare à des résultats expérimentaux disponibles dans la littérature. Par ailleurs, d'autres auteurs sont arrivés aux mêmes conclusions obtenues par Yokoyama et al.[4,10], il s'agit d'Erikson et al.[11].

III THEORIE DE RUSCK

Le modèle de Rusck est basé sur une expression analytique qui permet de calculer la tension induite $U(x,t)$ à un point x d'un conducteur d'une ligne aérienne de distribution qui se trouve à une hauteur h du sol (fig. 2). Cette expression est la somme de deux termes : $U_1(x,t)$ et $U_2(x,t)$, le premier terme est en relation avec la contribution de la tension induite localisée à droite de x , et le deuxième terme est en relation avec contribution de la tension induite localisée à gauche de x (Eq. (3)-(5)). La décharge orageuse est modélisée selon les hypothèses simplificatrices suivantes :

- Le courant de foudre est modélisé par la fonction échelon suivante :

$$I(t) = \begin{cases} I_0 \cdot \frac{t}{T} & t \leq T \\ I_0 & t > T \end{cases}$$

Où I_0 est la valeur maximale du courant de foudre, et T est le temps de front (temps de montée) du courant.

- Le sol est considéré comme étant parfaitement conducteur.
- Le canal de foudre est supposé vertical de hauteur H .

En se basant sur la géométrie illustrée sur la figure (3), l'application du modèle de Rusck permet l'écriture des expressions suivantes :

$$U(x,t) = U_1(x,t) + U_2(x,t) \tag{3}$$

$$U_1 = Z_0 I_0 h \beta \frac{v_0 t - x}{y^2 + \beta^2 (v_0 t - x)^2} \left[1 + \frac{x + \beta^2 (v_0 t - x)}{\sqrt{\beta^2 (v_0 t)^2 + (1 - \beta^2)(x^2 + y^2)}} \right] \tag{4}$$

$$U_2(x,t) = U_1(-x,t) \tag{5}$$

Avec :

$$Z_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} = 30 \Omega$$

I_0 : Maximum du courant de l'arc en retour (kA).

$$v_0 = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} = 300 \text{ m}/\mu\text{s}$$

$$\beta = \frac{v}{v_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{500}{I_0}}} \text{ : Coefficient de Lundholm et Rusck.}$$

v : Vitesse de l'arc en retour (m/μs).

x : Coordonnée d'un point quelconque sur la ligne.

y : La plus petite distance entre le canal de foudre et la ligne.

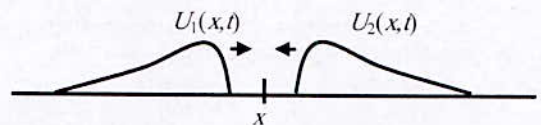


Figure 2: Tension induite au point x

Il est important de mentionner que Rusck a proposé une formule simplifiée qui peut être utilisée pour estimer la valeur crête U_{max} de la surtension induite sur une ligne longue partant de la valeur crête I_0 de courant de foudre [1,5,6] :

$$U_{max} = \frac{Z_0 \cdot I_0 \cdot h}{y} \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{2} \sqrt{1 - 0.5 \beta^2}} \right) \tag{6}$$

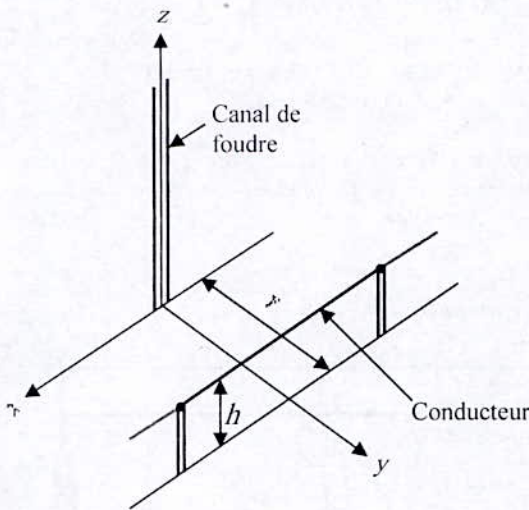


Figure 3: Géométrie de base

La figure (4) montre la forme de la tension induite calculée en différents points de la ligne, pour un courant de foudre représenté par une fonction échelon d'amplitude $I_0 = 10 \text{ kA}$, sur une ligne aérienne infinie avec 10 m d'hauteur. Le point d'impact se trouvant à 100 m de la ligne.

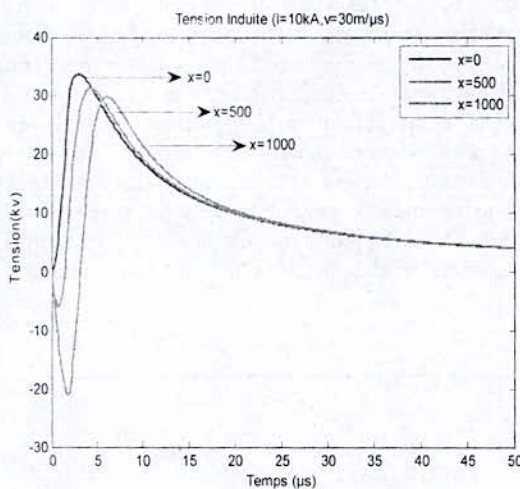


Figure 4: Tensions induites sur une ligne de distribution infinie en différents points de la ligne ($h=10\text{m}$, $I_0=10\text{kA}$, $y=100\text{m}$, $v=30 \text{ m}/\mu\text{s}$).

A. Calcul de la valeur maximale de la tension induite

En utilisant l'équation (6), on peut avoir les valeurs maximales de la tension induite sur une ligne électrique de longueur infinie en fonction de la distance y , comme l'illustre la figure (5). Ainsi, cette formule simplifier de Rusck a été utilisé par des différents chercheurs, tel que Poelone [20], Borghetti et al [14.17], IEEE std. 1410 [7].

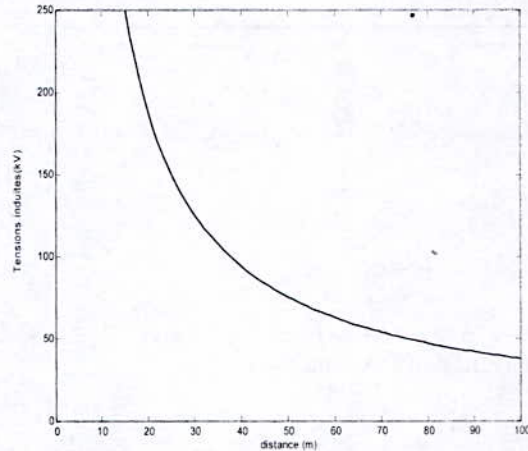


Figure 5: Valeur maximale des tensions induites sur une ligne de distribution infinie ($h=10\text{m}$, $I_0=12\text{kA}$, $v=170 \text{ m}/\mu\text{s}$)

IV APPLICATION DES APPROCHES DE RUSCK POUR UNE LIGNE FINIE

La théorie présentée ci-dessus permet de déterminer les surtensions induites pour une ligne infinie. Cependant, le traitement du cas d'une ligne de longueur finie permet d'envisager des configurations de réseaux électriques réels. Ainsi, le traitement du cas d'une ligne finie est basé sur l'idée des sources de compensations, ces dernières sont calculées à l'aide du principe de superposition en relation avec l'effet de discontinuité.

A. Tension induite sur une ligne monofilaire

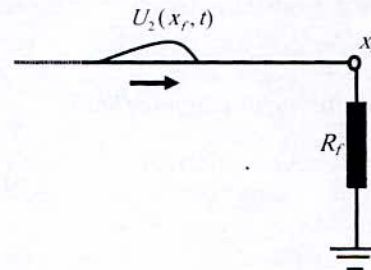


Figure 6: Discontinuité au point x_1 .

La figure (6) présente la configuration étudiée.

La source de compensation à ce point est donnée par la formule [1,2,,5,6] :

$$\Delta U = -U_1(x_f, t) + \Gamma_r U_2(x_f, t) \tag{7}$$

Avec Γ_r est le coefficient de réflexion donnée par la formule suivante [1,6] :

$$\Gamma = \frac{R_f - Z}{R_f + Z} \tag{8}$$

Z , est l'impédance caractéristique du conducteur.

La tension induite en ce point est la somme des expressions (3) et (7). La même procédure peut être considérée si la discontinuité se trouve dans le coté gauche de x .

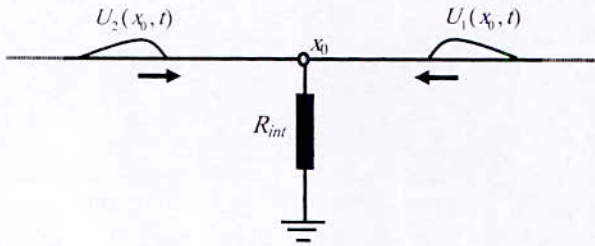


Figure 7: Discontinuité au point x_0 .

Si la discontinuité se trouve au point d'origine x_0 (fig.7), le coefficient de réflexion s'exprime par [1,2,6]:

$$\Gamma_{int} = \frac{-Z}{2.R_{int} + Z} \quad (9)$$

La source de compensation s'écrit alors comme suit :

$$\Delta U = \Gamma_{int} [U_1(x_0, t) + U_2(x_0, t)] \quad (10)$$

La tension induite en ce point est donnée par [1,2,6]:

$$U(x_0, t) = U_1(x_0, t) + U_2(x_0, t) + \Gamma_{int} [U_1(x_0, t) + U_2(x_0, t)] \quad (11)$$

Pour calculer la tension induite sur un point x intermédiaire situé entre x_0 et x_f , la formule suivante est utilisée [2,6]:

$$U(x, t) = U_1(x, t) + U_2(x, t) + [\Gamma_r U_2(x_f, t) - U_1(x_f, t)].u(t - t_f) + \dots + [\Gamma_{int} (U_1(x_0, t) + U_2(x_0, t))].u(t - t_0) \quad (12)$$

t_0 et t_f sont les temps de passage du point x_0 et x_f respectivement aux points x et $u(t)$ est la fonction échelon unité.

B. Tension induite sur une ligne bifilaire

Dans cette partie nous considérons une ligne composée de deux conducteurs : une phase et un câble de garde relié à la terre par une résistance au point $x=0$ (fig. 11).

Les sources de compensation injectées aux deux conducteurs (a : phase, b : câble de garde) sont exprimées par [1,2,4,5] :

$$\left. \begin{aligned} \Delta U_a &= \frac{-Z_m}{2R+Z} [U_1(x_a, t) + U_2(x_a, t)] \cdot \frac{h_b}{h_a} \\ \Delta U_b &= \frac{-Z}{2R+Z} [U_1(x_b, t) + U_2(x_b, t)] \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

Z_m , est l'impédance mutuelle.

h_a , la hauteur du conducteur de phase.

h_b , la hauteur du câble de garde.

Les tensions induites à ces points sont exprimées par les équations suivantes [1,2,4,5] :

$$\left. \begin{aligned} U'(x_a, t) &= U(x_a, t) + \Delta U_a \\ U'(x_b, t) &= U(x_b, t) + \Delta U_b \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

V RESULTATS DE SIMULATION-COMMENTAIRES

L'approche précédemment développée est appliquée dans deux cas de figure. Le premier cas correspond à une ligne monofilaire alors que le second cas est une ligne bifilaire.

A. Ligne monofilaire

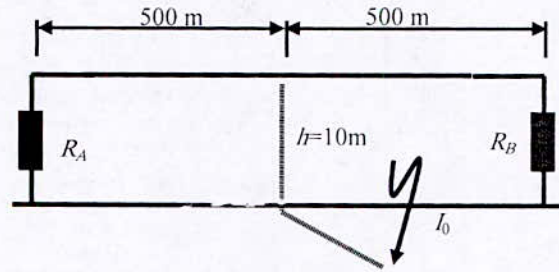


Figure 8: Diagramme schématique de ligne.

La configuration de la ligne est illustrée sur la figure (8), avec $R_A = R_B = 480 \Omega$. La figure (9) présente la forme d'onde de la tension induite obtenue pour l'extrémité de la ligne qui s'éloigne de 500m de l'origine $x=0$. Le point d'impact se trouve à 50m de la ligne, la valeur maximale du courant est égale à 12kA. La tension a une forme d'une impulsion avec un retard égal au temps de passage du point $x=0$ au point $x=500$ m. Sur cette figure, la comparaison entre nos résultats de simulation basés sur l'approche de Rusck et ceux de la référence [22] obtenus à l'aide du modèle d'Agrawal, montre clairement la concordance entre les deux résultats. Nous pouvons constater dans les deux cas que la tension totale le long de la ligne se présente sous la forme d'une onde unipolaire positive. De plus ces formes d'onde sont caractérisées par des temps de monter très courts.

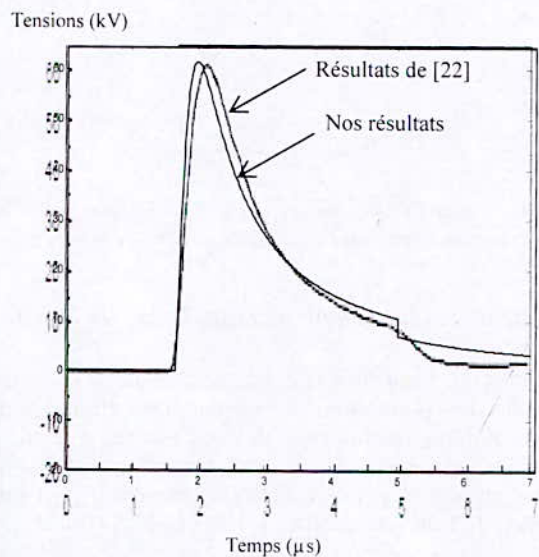


Figure 9: Tension induite sur une ligne monofilaire finie ($I_0=12$ kA, $v = 170$ m/s, $y = 50$ m, $h = 10$ m, $x = 500$ m)

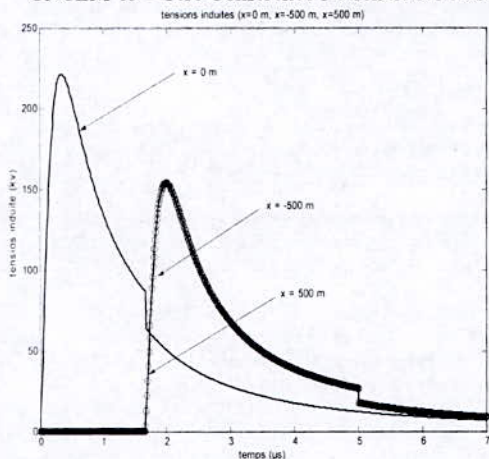


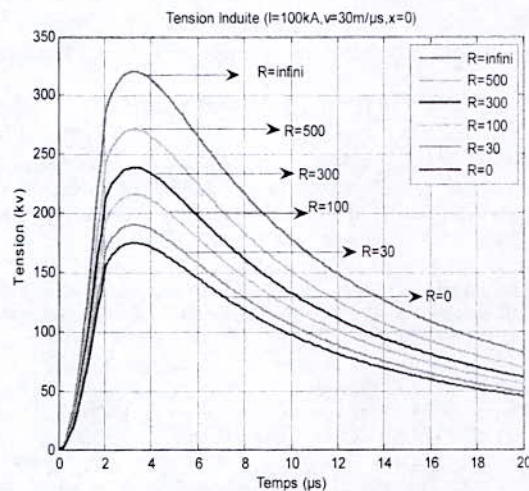
Figure 10 : Influence des coordonnées des points de calcul des surtensions induites ($x=-500$, $x=0$, $x=500$)

La figure (10) présente la tension induite en trois points d'une ligne de transmission monofilaire de longueur 1000m. On peut remarquer l'influence de la source de compensation sur la tension induite au point $x=0$. Les tensions induites aux extrémités de la ligne ($x=-500$ m et $x=500$ m) sont superposées du fait de la symétrie par rapport au point d'origine ($x=0$).

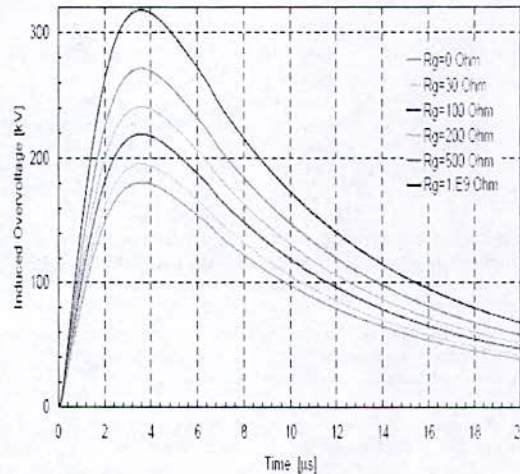
B. Ligne bifilaire

En utilisant les paramètres présentés à la figure (11) et les équations (11) et (12) avec $I_0=100$ kA, $v=30$ m/s et $y=100$ m, on obtient les résultats présentés sur la figure (12). En effet dans cette figure nous avons tracé les variations temporelles de la tension induite sur le conducteur phase (conducteur (a)) pour plusieurs valeurs de la résistance R . D'après cette figure, nous remarquons que l'amplitude de la tension induite est inversement proportionnelle à la valeur de la résistance R . Cette constatation montre que le choix de cette résistance doit être bien étudié.

Pour valider nos résultats, nous les avons confrontés avec ceux issus de la littérature notamment [20]. A noter que nos résultats rejoignent ceux obtenus par Yokoyama [4] en utilisant la méthode des différences finies pour résoudre les équations de couplage du modèle de Rusck. Nous pouvons remarquer clairement qu'il existe une excellente concordance entre nos résultats et ceux de la littérature.



a)



b)

Figure 12: Tension induite au milieu d'une ligne bifilaire finie (sur le conducteur phase) pour différentes valeurs de R ($I_0=100$ kA, $v=30$ m/s, $y=100$ m, $h=10$ m, $x=0$)
 a) Nos résultats b) Résultats de [20]

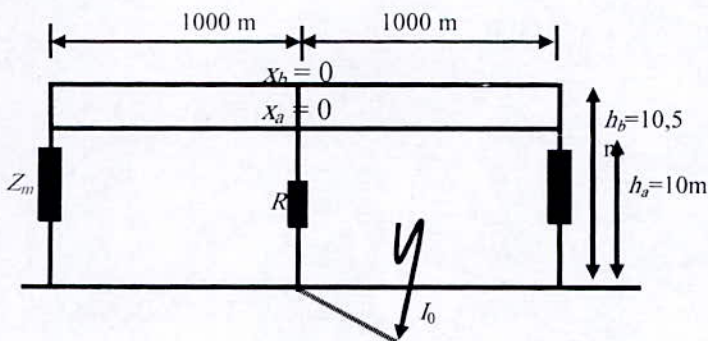


Figure 11: Diagramme schématique de ligne

VI CONCLUSION

L'interaction indirecte de la foudre avec les lignes d'énergie est exprimée dans la littérature par différents modèles. Dans cette communication nous avons mis en œuvre le modèle de Rusck exprimé en termes de potentiels scalaires et vecteurs. Nous avons montré à travers cette étude que les surtensions induites peuvent être exprimées par un formalisme analytique simple ce qui facilite la mise en œuvre informatique. Cette étude nous a permis aussi d'obtenir des résultats qualitatifs satisfaisants, pour différentes configurations de lignes d'énergie électrique. Comme perspective de ce travail nous envisageons la prise en compte de configurations réelles des réseaux électriques.

VII REFERENCES:

- [1] S.Rusck, "Induced lightning over voltages on power transmission lines with special reference to the over voltage protection of low voltage networks", PhD thesis, Royal Institute -Stockholm, Sweden, 1958
- [2] Jos Paulino, JS Lopes W. C. Boaventura, J. Pissolato Filho "Lightning induced voltages on distribution lines with shield wires" EMC'94, Roma, Italy
- [3] J.P.Silva, A. E. A. Araujo, Jos Paulino "Calculation of lightning induced voltages with Rusck's méthode in EMTP :part I and part II" IPST 2001, Rio De Janeiro, Brazil
- [4] S. Yokoyama "Calculation of lightning induced voltages on overhead multiconductors systems" IEEE trans. On power apparatus and systems, Vol.PAS-103 N0. 1 Jan.1984
- [5] S.Rusck "Protection of distribution lines" in lightning R.H Gold. Ed. New York : Academic. 1977 vol. 2. ch 23
- [6] I. N. da Silva, R. A. Flauzino, et J. A. C. Luzón "Design of expert system for optimized protection studies against Atmospheric Discharges in Distribution Systems" 2006 IEEE PES Transmission and distribution conference and exposition Latin America, Venezuela
- [7] Guide for improving the lightning performance of electric power overhead distribution lines. IEEE std 1410. IEEE working group on the lightning performance of distribution lines. 2004
- [8] Hans Kristian Hoidalen, "lightning induced voltages in low-voltage systems and its dependency on overhead line terminations". SINTEF Energy Research, Trondheim, Norway
- [9] A.Borghetti¹, S.Guerriere¹, C.A.Nucci¹, F.Rachidi² « Modèles de calcul des surtensions induites par la foudre : analyse comparative ». Proceedings of 7^{ème} Colloque Internationale Let Exposition Sur La Compatibilité Électromagnétique, Toulouse, 2-4 Mars 1994
- [10] S. Yokoyama "Advanced observations of lightning induced voltages on power distribution lines" IEEE trans. On power delivery, Vol. 4 N0. 4 Jan.1989
- [11] A.J. Erikson et al. " lightning induced voltages on overhead distribution lines" IEEE trans. On power apparatus and systems, Vol.PAS-101 N0. 4 jan.1982
- [12] Mat Davenisa "A practical extension of Rusck's formula for maximum lightning induced voltages that accounts for ground resistivity" IEEE trans. On power delivery, Vol. 22 N0. 1 Jan.2007
- [13] Yoshihiro Bada, Vladimir A.Rakov. " voltages induced on overhead wires by lightning strikes to nearby tall grounded object" IEEE trans. On EMC , Vol.48 N0. 1 Feb.2006
- [14] A.Borghetti, C.A.Nucci, M.Paolone " An improved procedure for the assessment of overhead line indirect lightning performance and its comparison with the IEEE Std. 1410 method" IEEE trans. On power delivery, Vol. 22 N0. 1 Jan.2007
- [15] Farhad Rachidi-Haeri " Effet électromagnétique de foudre sur les lignes de transmission aériennes modélisation et simulation ».Thèse doctorat es science EPFL, Lausan, Suisse, 1991
- [16] David Orzan « Couplage externe et interne entre un champ électromagnétique et un réseau de ligne multifilaires » Thèse doctorat es science EPFL, Lausan, Suisse, 1998
- [17] A.Borghetti, C.A Nucci, M.Paolone, M.Bernardi,S. Malgorotti, I.Mastandrea » Influence of surge arresters on the statical evaluation of lightning performance of distribution lines" 8th ICPMAPS, Iowa state university, Ames. Iowa, Sept 12-16, 2004
- [18] Raul Montano « The effects of lightning on low voltage power networks » Thèse doctorat Université d'Uppsala, Suède 2005
- [19] Ernesto Pérez Gonzalez « Avances en el modelamiento y experimentacion de tensiones inducidas en redes de distribucion » Thèse docteur ingénieur Université National de Colombia, 2006
- [20] Mario Paolone « Modeling of lightning induced voltages on distribution networks for solution of power quality problems, and relevant implementation in a transient program" These PHD Université de Bologne, Italie 2001
- [21] C.A. Nucci "Tensions induites par la foudre sur les lignes aériennes de transport d'énergie" ELECTRA N. 162 Oct.1995
- [22] C.A Nucci , F. Rachidi "Lightning induced overvoltages" IEEE transmisión and distribution conference, Panel session – distribution lightning protection-, new Orleáns, April 14, 1999

Adresses des auteurs:

K.Arzag, B.Ghemri, Z.Azzouz : Faculté de génie Electrique. Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, USTO-MB, BP 1505 EL M'naouer Oran 31000, Algerie .

A. Mimouni Laboratoire de Génie Physique, université Ibn Khaldoun, B.P. 78, Zaaroura, Tiaret 14000, Algeria

E-mail : ar_kado2006@yahoo.fr; gchemri_b@yahoo.fr; a_mimouni@mail.univ-tiaret.dz; azzazzouz@yahoo.fr

Couplage d'une Onde de Foudre avec un Câble Enterré

F. Hafsaoui¹, M. Chouki¹, H. Belila¹, B. Nekhou¹

¹Université de Jijel, Algérie

Abstract: In this work we propose a mathematical analysis of lightning induced disturbances in buried cable. To achieve this modeling work we use the formalism of transmission lines with second member while taking into account the finite conductivity of the plan of mass that is soil. To calculate the voltages and current induced at both ends of the cable we use the general solutions of the forced line equations defined by matrix chain (Φ). We validate our work by comparing our results with those published in the literature.

Résumé: Dans ce travail nous proposons une analyse mathématique du couplage électromagnétique d'une onde de foudre avec un câble enterré. Pour réaliser ce travail de modélisation nous utilisons le formalisme des lignes de transmissions avec second membre en tenant compte de la conductivité finie du plan de masse qui est le sol. Pour calculer les tensions et les courants induits aux deux extrémités du câble nous utilisons les solutions générales des équations des lignes forcées définies par matrice chaîne (Φ). Nous validons notre travail en comparant nos résultats à ceux publiés dans la littérature.

Introduction

De nos jours les dispositifs électroniques et électriques bas niveaux utilisés dans les systèmes de communication et dans les réseaux électriques peuvent subir des perturbations à des niveaux de plus en plus bas d'interférences électromagnétiques induites. Parmi les sources de pollution électromagnétique les plus redoutées par ces systèmes nous notons la décharge orageuse (le coup de foudre) qui est un phénomène naturel responsable d'une émission de très forte intensité. Les réseaux électriques et de communications de part leurs étendues sont une cible privilégiée de la foudre par impact indirect (ie, couplage électromagnétique). A cet effet une évaluation précise des surtensions induites par la foudre est devenue nécessaire pour une protection efficace des systèmes électriques et électroniques.

Dans ce travail nous nous intéressons au calcul des courants et tensions induites par un canal de foudre sur un câble enterré, qui est généralement responsable de la transmission de la perturbation par conduction.

Dans la littérature plusieurs travaux sont consacrés à ce sujet; la théorie des antennes est la plus rigoureuse

[1], mais de mise en œuvre lourde et reste inadaptée pour les structures filaires longues.

Dans cette contribution, en s'inspirant des travaux de C.R. Paul [2], nous modélisons le couplage foudre-câble par la théorie des lignes de transmissions. Nous représentons le câble multi-couches par une ligne multi-filaires en reprenant le travail proposé par A. Amétani [3]; pour l'excitation électromagnétique, qui représente le second membre des équations des lignes, nous utilisons le formalisme des dipôles avec prise ne compte de l'effet du sol pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par le canal de foudre.

Eléments théoriques pour l'analyse du couplage électromagnétique

Soit un câble blindé (âme, écran et blindage) enterré horizontalement, d'une longueur ℓ , situé parallèlement le long de l'axe des x à une profondeur d et excité par une onde électromagnétique (E^e, B^e).

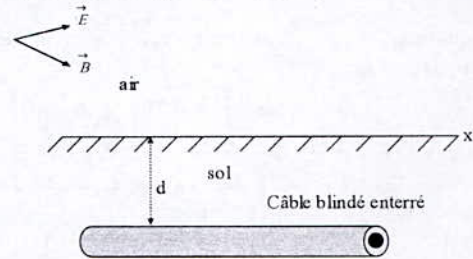


Figure 1-a: Configuration d'un câble blindé enterré.

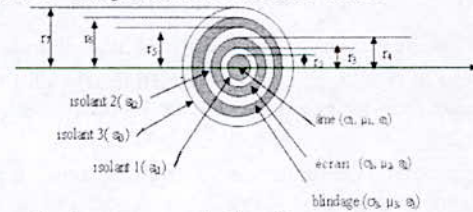


Figure 1-b: Coupe transversale d'un câble coaxial.

Les tensions induites et les courants le long du câble peuvent être calculés en utilisant le formalisme du couplage qui s'exprime en fréquentiel par la théorie des lignes en fonction du champ électrique excitateur par le modèle d'Agrawal [4] comme suit:

$$\frac{d[V^s(x)]}{dx} + [Z][I(x)] = [E_x^e(x)] \quad (1)$$

$$\frac{d[I(x)]}{dx} + [Y][V^s(x)] = [0] \quad (2)$$

Où l'impédance longitudinale est donnée par A. Ametani [3] comme suit:

$$[Z] = [Z_i] + [Z_s] \quad (3)$$

Tel que $[Z_i]$: l'impédance interne propre du câble.

Et $[Z_s]$: l'impédance qui tient compte de l'effet de la résistivité non nulle du sol.

$$Z_s = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{1 + \gamma_s r_{ext}}{\gamma_s r_{ext}}\right) \quad (4)$$

Avec r_{ext} : le rayon extérieur du câble.

$\gamma_s = \sqrt{j\omega\mu_0(\sigma_s + j\omega\epsilon_0\epsilon_{rs})}$: la constante de propagation.

L'admittance transversale du câble est l'inverse des coefficients de potentiel [3] définis comme suit:

$$[Y] = j\omega.[P]^{-1} \quad (5)$$

$$[Y] = [Y_i] + [Y_s] \quad (6)$$

Où $[Y_i]$: l'admittance interne propre du câble.

Et $[Y_s]$: l'admittance du sol pour le cas d'un câble enterré est donnée par l'expression suivante:

$$Y_s \cong \gamma_s^2 / Z_s \quad (7)$$

Les équations (1) et (2) peuvent s'écrire sous la forme suivante [1]:

$$\frac{d}{dx} \begin{bmatrix} [V^s(x)] \\ [I(x)] \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [0] & -[Z] \\ -[Y] & [0] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [V^s(x)] \\ [I(x)] \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} [E_x^c(x)] \\ [0] \end{bmatrix} \quad (8)$$

Le système (8) est sous la forme d'une équation d'état, dont la solution générale est donnée en [5]:

$$\begin{bmatrix} [V^s(x)] \\ [I(x)] \end{bmatrix} = [\phi(x-x_0)] \begin{bmatrix} [V^s(x_0)] \\ [I(x_0)] \end{bmatrix} + \int_{x_0}^x [\phi(x-\tau)] \begin{bmatrix} [V_F(\tau)] \\ [I_F(\tau)] \end{bmatrix} d\tau \quad (9)$$

Où la matrice chaîne $[\phi(x-x_0)]$ est une matrice de transition d'état, avec x et x_0 respectivement un point arbitraire fixé le long du câble et le point d'origine avec $x \geq x_0$.

Cette matrice de transition s'exprime sous forme fractionnée comme suit:

$$[\phi(x-x_0)] = \begin{bmatrix} [\phi_{11}(x-x_0)] & [\phi_{12}(x-x_0)] \\ [\phi_{21}(x-x_0)] & [\phi_{22}(x-x_0)] \end{bmatrix} \quad (10)$$

Les sous matrices de la matrice chaîne (10) sont données par:

$$\begin{aligned} [\phi_{11}(x-x_0)] &= \frac{1}{2} [Y]^{-1} [T] (e^{j\gamma(x-x_0)} + e^{-j\gamma(x-x_0)}) [T]^{-1} [Y] \\ [\phi_{12}(x-x_0)] &= -\frac{1}{2} [Y]^{-1} [T] [Y] (e^{j\gamma(x-x_0)} - e^{-j\gamma(x-x_0)}) [T]^{-1} \\ [\phi_{21}(x-x_0)] &= -\frac{1}{2} [T] (e^{j\gamma(x-x_0)} - e^{-j\gamma(x-x_0)}) [Y]^{-1} [T]^{-1} [Y] \\ [\phi_{22}(x-x_0)] &= \frac{1}{2} [T] (e^{j\gamma(x-x_0)} + e^{-j\gamma(x-x_0)}) [T]^{-1} \end{aligned} \quad (11)$$

Où: $[T]$ est la matrice qui diagonalise le produit $[Y][Z]$, c'est-à-dire vérifiant la relation

$[T]^{-1} \cdot [Y] \cdot [Z] \cdot [T] = [\gamma]^2$, où $[\gamma]$ représente la matrice diagonale des constantes de propagation.

Si nous choisissons $x = \ell$ et $x_0 = 0$, nous obtenons particulièrement la matrice chaîne $\phi(\ell)$, tel que la solution (9) devient:

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} [V^s(\ell)] \\ [I(\ell)] \end{bmatrix} &= [\phi(\ell)] \begin{bmatrix} [V^s(0)] \\ [I(0)] \end{bmatrix} + \int_0^\ell [\phi(\ell-\tau)] \begin{bmatrix} [V_F(\tau)] \\ [I_F(\tau)] \end{bmatrix} d\tau \\ &= \begin{bmatrix} [\phi_{11}(\ell)] & [\phi_{12}(\ell)] \\ [\phi_{21}(\ell)] & [\phi_{22}(\ell)] \end{bmatrix} \begin{bmatrix} [V^s(0)] \\ [I(0)] \end{bmatrix} + \int_0^\ell [\phi(\ell-\tau)] \begin{bmatrix} [V_F(\tau)] \\ [I_F(\tau)] \end{bmatrix} d\tau \end{aligned} \quad (12)$$

Où les fonctions forcées pour le modèle d'Agrawal sont comme suit [4]:

$$[V_F(\ell)] = [E_x^c(\ell)] \quad (13)$$

$$[I_F(\ell)] = 0 \quad (14)$$

Les conditions aux limites, exprimées en terme des tensions induites et des courants totaux pour le modèle d'Agrawal sont les suivantes:

$$[V^s(0)] = -[Z_1][I(0)] \quad (15)$$

$$[V^s(\ell)] = +[Z_2][I(\ell)] \quad (16)$$

Où: $[Z_1]$ et $[Z_2]$ sont les matrices impédances de terminaison.

Calcul du champ électromagnétique généré par l'onde de foudre

Pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par la foudre on utilise le formalisme de dipôle hertzien [6]. Ce dernier offre l'avantage d'un modèle mathématique qui peut s'écrire aussi bien en fréquentiel qu'en temporel.

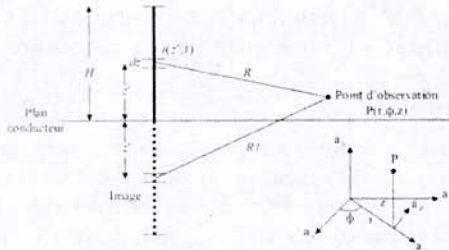


Figure 2: Paramètres géométriques utilisés pour le calcul des champs d'arc en retour.

Le canal de foudre est représenté par une antenne verticale filiforme d'une hauteur de 7.5 km. Pour utiliser le modèle des dipôles, l'antenne est subdivisée en éléments dipolaires dont la taille est choisie de façon à masquer la propagation. Le champ total est obtenu par superposition des contributions de l'ensemble des dipôles de l'antenne réelle et de l'antenne image:

$$E_t = \sum_{i=1}^n (E_{réel}^i + E_{image}^i) \tag{17}$$

$$H_t = \sum_{i=1}^n (H_{réel}^i + H_{image}^i) \tag{18}$$

Où: n le nombre des dipôles.

Pour un point d'observation situé dans l'air en présence d'un plan de masse (sol) de conductivité finie, seule la composante horizontale du champ électrique est affectée et doit être corrigée par l'expression de Rubinstein [7].

Dans le cas où le point d'observation est situé dans le sol, nous utilisons les expressions proposées par Cooray [8]. Les expressions générales pour le champ électrique vertical et horizontal rayonné par un dipôle élémentaire localisé à une hauteur "z" au dessus du sol en un point situé à une distance "r" et une profondeur "d" comme illustré en figure (3) seront comme suit:

$$E_z(j\omega, r, d) = E_z(j\omega, r, 0) \frac{\epsilon_0 \exp(-k_g d)}{\sigma_g + j\omega\epsilon_g} \tag{19}$$

$$E_r(j\omega, r, d) = E_r(j\omega, r, 0) \exp(-k_g d) \tag{20}$$

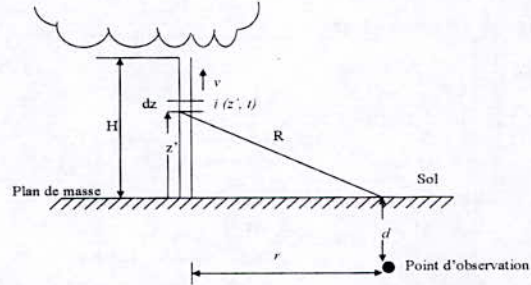


Figure 3: Géométrie pour le calcul du champ électromagnétique rayonné par un canal de foudre vertical au dessous de la surface de la terre.

Dans ces expressions, les composantes du champ électrique vertical et horizontal à la surface du sol $E_z(j\omega, r, 0)$ et $E_r(j\omega, r, 0)$ peuvent être calculées en supposant le sol comme parfait pour le champ électrique vertical, et l'approximation de Rubinstein pour le champ électrique horizontal [7].

Pour le champ magnétique azimutal, pour un point situé dans le sol, nous utilisons l'expression du champ magnétique azimutal donnée par [8]:

$$H_{\phi, \sigma}(j\omega, r, d) = H_{\phi, \sigma}(j\omega, r, 0) \exp(-k_g d) \tag{21}$$

Avec: $k_g = \sqrt{\omega^2 \mu_g \epsilon_g + j\omega \mu_0 \sigma_g}$

Validation et application

Validation

Afin de valider notre travail nous commençons par le cas d'un câble enfoui dans le sol mais posé à l'intérieur d'une goulotte en PVC (pipe en PVC) dont les résultats de mesures sont publiés dans la littérature [9]. Le câble souterrain est de longueur $\ell = 133 m$ illuminé par un canal de foudre dont la configuration est celle représentée en figure (4). Le câble est enfoui à une profondeur de 0.9m, le blindage du câble est supposé être terminé à ses deux extrémités par des résistances de valeurs 60Ω et 37Ω. Le sol est caractérisé par une conductivité $\sigma_s = 3.10^{-3} S/m$.

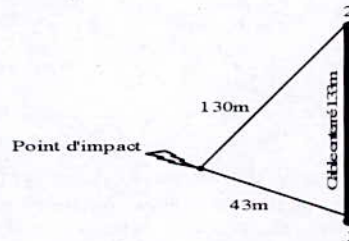


Figure 4: Vue de dessus de la position de coup de foudre et du câble enterré.

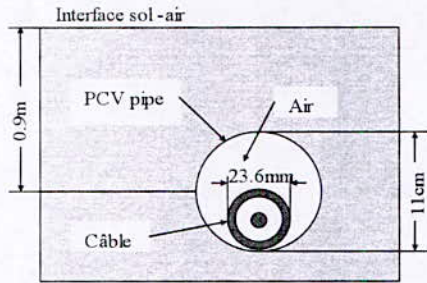


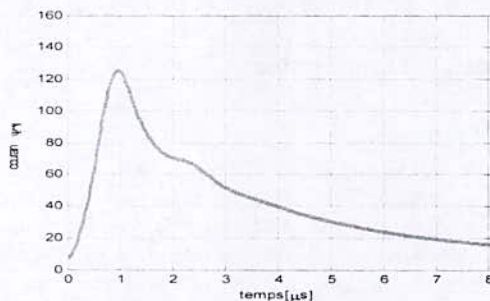
Figure 5: Géométrie du câble enterré.

La forme théorique du courant à la base du canal est donnée par la somme de deux fonctions de Hiedler [10] (tableau 1).

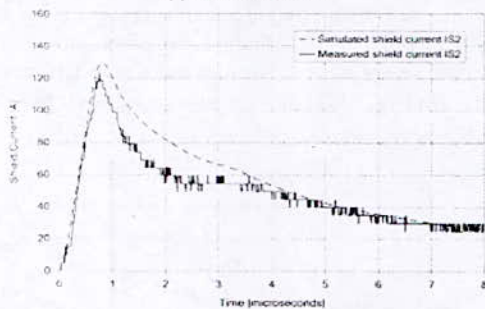
Tableau 1: Paramètres des expressions simulant le courant de foudre à la base du canal.

I_{01} (kA)	τ_{11} (μ s)	τ_{21} (μ s)	n_1	I_{02} (kA)	τ_{12} (μ s)	τ_{22} (μ s)	n_2
8.5	0.12	14	2	3.2	14	95	2

Le champ électromagnétique a été calculé en utilisant le modèle MTL [11] avec une valeur typique de vitesse de l'arc en retour $v=1.3 \times 10^8$ m/s et un taux de décroissance de l'intensité de courant $\lambda=2$ km.



(a) résultat de calcul.



(b) résultat de mesure et de simulation de E. Petrasche [9].

Figure 6: Ces deux figures représentent une comparaison entre notre modélisation et les résultats de mesure et de simulation publiée par E. Petrasche [9] pour le courant induit sur la deuxième extrémité du blindage.

La confrontation de notre calcul (figure 6-a), que nous réalisons par une modélisation en fréquentiel plus

l'utilisation de la transformée de Fourier, avec celui mesuré (figure 6-b) montre une bonne concordance.

Applications

Dans une deuxième étape nous faisons une étude paramétrique impliquant le mode de connexion du blindage et de l'écran à travers des résistances à leurs deux extrémités. Soit un câble blindé à trois couches (âme, écran et blindage) enfoui horizontalement à une profondeur de 1 m dans le sol de conductivité finie $\sigma_s = 3.10^{-3}$ S/m comme le montre la figure (7). Ce câble est de longueur $\ell=133$ m illuminé par un canal de foudre positionné en son milieu et à une distance $r=50$ m, nous retenons les mêmes données que l'exemple précédent (câble enterré précédent) pour le calcul du champ et du courant à la base du canal.

Pour réaliser cette analyse nous considérons successivement:

- que les deux couches (écran et blindage) sont reliées directement à la terre à travers des résistances, par contre l'âme est reliée à sa première extrémité (entrée) à une très faible résistance (résistance interne du générateur) et à sa deuxième extrémité à une résistance de charge.

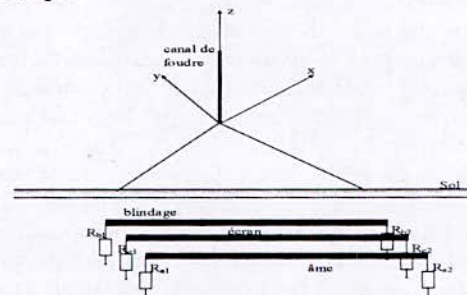


Figure 7: Géométrie du câble enterré à trois couches.

Pour la première étude les valeurs des résistances aux extrémités du câble comme indiqué en figure (7) sont comme suit:

Cas1: $R_{a1}=0.1\Omega$; $R_{a2}=50\Omega$; $R_{e1}=R_{e2}=R_{b1}=R_{b2}=50\Omega$

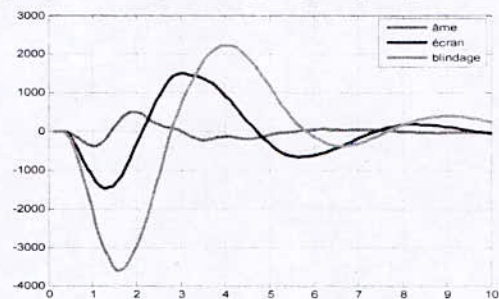


Figure 8: Tension induite à la deuxième extrémité du câble pour les trois couches.

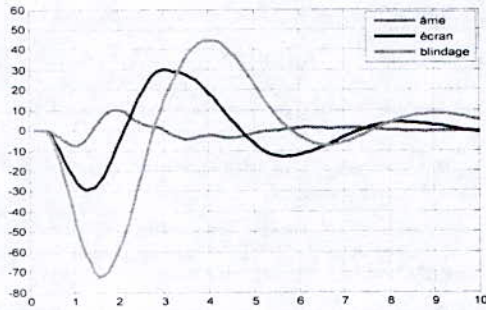


Figure 9: Courant induit à la deuxième extrémité du câble pour les trois couches.

Cas2: $R_{a1}=0.1\Omega$; $R_{a2}=50\Omega$; $R_{e1}=R_{e2}=R_{b1}=R_{b2}=500\Omega$

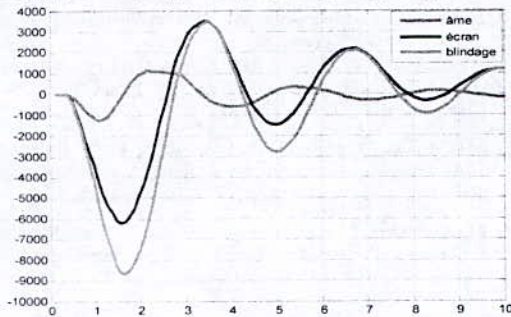


Figure 10: Tension induite à la deuxième extrémité du câble pour les trois couches.

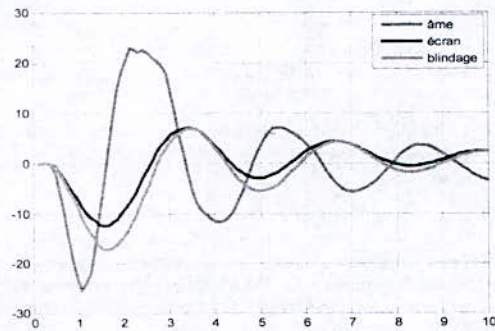


Figure 11: Courant induit à la deuxième extrémité du câble pour les trois couches.

De cette première étude nous remarquons que les courants aux extrémités du blindage et de l'écran diminuent quand leurs résistances augmentent, mais sur l'âme le courant induit augmente en amplitude, ce qui n'est pas favorable du point de vue compatibilité électromagnétique.

Afin de regarder une solution plus favorable, dans une deuxième application, nous gardons l'âme dans la même situation que précédemment, mais le blindage et l'écran sont reliés entre eux par une résistance R_0 et portés à la masse à travers une autre résistance R_{eb1} pour la

première extrémité et R_{eb2} pour la deuxième extrémité du câble.

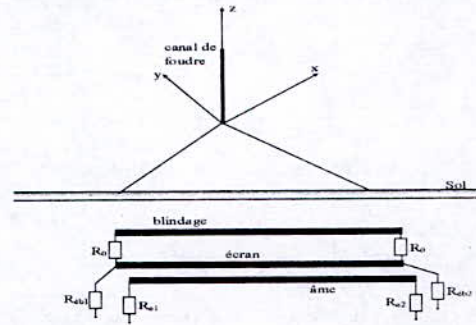


Figure 12 : Deuxième géométrie du câble enterré à trois couches.

Cas1: $R_{a1}=0.1\Omega$; $R_{a2}=50\Omega$; $R_{eb1}=R_{eb2}=50\Omega$; $R_0=1\Omega$.

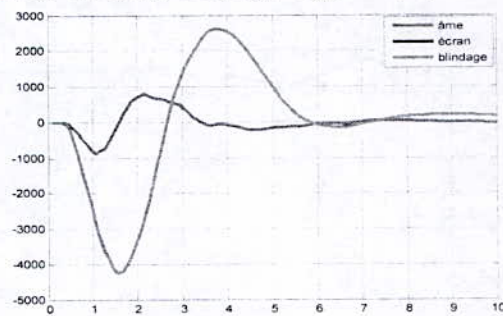


Figure 13: Tension induite à la deuxième extrémité du câble pour les trois couches.



Figure 14: Courant induit à la deuxième extrémité du câble pour les trois couches.

Cas2: $R_{a1}=0.1\Omega$; $R_{a2}=50\Omega$; $R_{eb1}=R_{eb2}=50\Omega$; $R_0=100\Omega$.

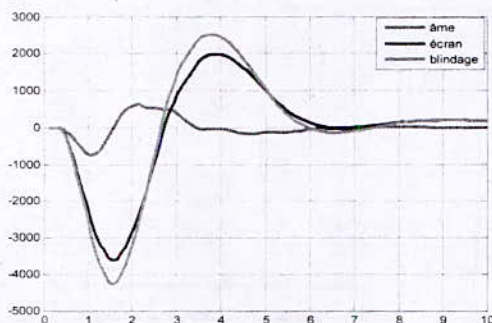


Figure 15: Tension induite à la deuxième extrémité du câble pour les trois couches.

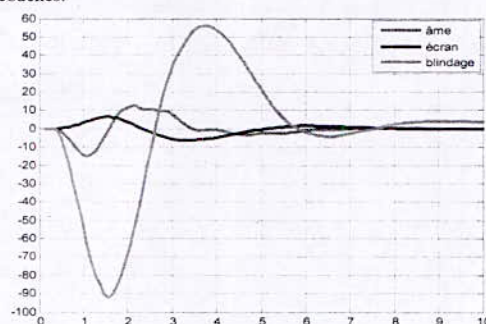


Figure 16: Courant induit à la deuxième extrémité du câble pour les trois couches.

Pour cette deuxième configuration nous constatons que le courant sur l'âme reste pratiquement le même quand R_0 est variable; cette configuration sera certainement plus avantageuse du point de vue compatibilité électromagnétique, en effet le courant induit sur l'âme devient indépendant de la charge aux extrémités de l'écran et du blindage.

Conclusion

Dans ce travail nous avons abordé une problématique de compatibilité électromagnétique qui malgré les efforts de recherche demeure encore d'actualité. Des industriels ont réalisés beaucoup de mesures très coûteuse et parfois incomplètes d'où la nécessité de la modélisation. Pour ce faire, nous avons utilisés le formalisme des lignes de transmission et nos résultats sont très satisfaisants; nous proposons aussi deux applications pour montrer les possibilités offertes par une modélisation simplifiée. Bien que notre travail soit réalisé en deux temps (calcul du champ électromagnétique rayonné par le canal de foudre, puis résolution des équations de couplages), ses avantages sont une mise en œuvre informatique simple et des temps de calcul très faibles.

Références

- [1] P.Degauque, J Hamelin, "Compatibilité Electromagnétique, Bruits et Perturbations radioélectriques", Collection Technique et Scientifique des Télécommunications. Edition Dunod, Paris 1990
- [2] C.R.Paul, "Analysis of Multiconductor Transmission Lines", Wiley Interscience, 1994.
- [3] A. Ametani, "A General Formulation of Impedance and Admittance of cables", IEEE Trans on Power Apparatus and systems, Vol.PAS-99, N° 3, May/June 1980.
- [4] A.K. Agrawal, H.J. Price, S.H. Gurbaxani, "Transient Response of multiconductor transmission lines Excited by a nonuniform electromagnetic field", IEEE Trans. On Electromagnetic Compatibility .EMC-22, pp. 119-129, 1980.
- [5] M.Najmouddine, " Contribution à l'étude Théorique et Expérimentale des Perturbations Electromagnétiques Provoquées par des câbles de Transport soumis à des Régimes transitoires sur des Câbles de Contrôle Bas Niveau ayant un Cheminement parallèle", Thèse de doctorat en électronique, Université de Clermont Ferrand U.E.R.7 Juillet 1982.
- [6] M.A. Uman, D. Kenneth Mc Lain and E. Philip Krider, "The Electromagnetic radiation from finite antenna". American Journal Physics, Vol.43/33, pp.33-38, January 1975.
- [7] M. Rubinstein, "An approximate formula for the calculation of the horizontal electric field from lightning at close, intermediate, and long range," IEEE Trans. Electromagn. Compat, vol .38, pp.531-535, 1996.
- [8] V. Cooray, "Underground electromagnetic fields generated by the return strokes of lightning flashes", IEEE Trans.Electromagnetic compatibility, vol.43, pp.75-84, 2001.
- [9] E. Petrache, "Lightning Electromagnetic Field Coupling to Overhead Transmission Line Networks and to Buried Cables", These N° 3024 (2004), Ecole Polytechnique Fédérale de Lusane.
- [10] F. Heidler, "Analytische Blitzstrom -Funktion zur LEMP-Berechnung", Paper 1.9, pp.63-66, Munich, Septembre 16-20, 1985.
- [11] C.A. Nucci "Lightning -Induced Over Voltages on Overhead Power Lines. Part 1: Return -Stroke Current Models with Specified Channel -Base Current for the Evaluation of Return -Stroke Electromagnetic Field", Cigré paper prepared within the frame work of task Force 33.01.01 of the CIGRE working Group 33.01, 1994. Electra N° 161, August 1995.

¹LAMEL Laboratoire, Université de Jijel, BP 98 Ouled Aissa 18000 Jijel, Algérie, Email:

fahima_hafsaoui@yahoo.fr

Etude de Couplage d'une Onde de Foudre avec un Câble Aérien par le Formalisme Temporel

F. Hafsaoui¹, M. Chouki¹, H. Belila¹, H. Harrat¹
¹Université de Jijel, Algérie

Abstract: In this work we propose a new approach for the temporal coupling formalism between a transport electric power multilayered cable aerial and the fields generated by the return strokes of lightning flashes, we compare this formalism with their on frequency domain. For this aim, we chose the theory of lines for cable modeling and the numerical method so called FDTD for the coupling equations resolution.

Résumé: Dans ce travail nous proposons une nouvelle approche pour le formalisme du couplage en temporel entre un câble de transport d'énergie électrique multicouches aérien et le champ électromagnétique rayonnée par l'onde de foudre puis nous faisons une comparaison entre ce formalisme temporel et celui en fréquentiel pour voir la validation de notre approche. Pour cet objectif, nous optons pour la théorie des lignes pour la modélisation du câble, et la méthode dite FDTD pour la résolution des équations de couplage.

Introduction

Les surtensions induites par la foudre dans les câbles de transport d'énergie électrique et de télécommunication sont de nos jours l'une des causes principales des problèmes de qualité d'énergie fournie aux consommateurs et de compatibilité électromagnétique. Ces dernières années, en raison de la demande croissante d'une meilleure qualité d'énergie électrique corrélée avec l'utilisation répandue de dispositifs électriques sensibles connectés aux câbles de distribution, la protection contre des perturbations induites par la foudre est devenue d'une importance primordiale.

Dans ce travail nous traitons le couplage entre le champ électromagnétique où ses expressions sont données par [1] et le câble en utilisant la théorie des lignes couplées et à l'aide du modèle d'Agrawal [2], puis on résoud les équations de couplage par la méthode des différences finies à point centrées [3], où nous allons tenir compte de la dépendance fréquentiel des paramètres linéiques avec la fréquence, en fin nous comparons le formalisme de couplage en temporel avec celui en fréquentiel.

Couplage du champ électromagnétique externe par un câble aérien

Prenons l'exemple d'un câble aérien horizontal d'une longueur ℓ situé le long de l'axe des x à une hauteur h . Les tensions induites et les courants le long du câble peuvent être calculés en utilisant le formalisme du couplage qui s'exprime en fréquentiel par la théorie des lignes en fonction du champ électrique exciteur pour le modèle d'Agrawal [2] comme suit:

$$\frac{d[V^S(x)]}{dx} + [Z][I(x)] = [E_x^e(x)] \tag{1}$$

$$\frac{d[I(x)]}{dx} + [Y][V^S(x)] = [0] \tag{2}$$

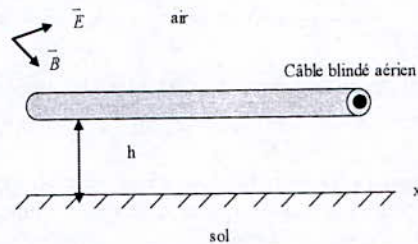


Figure 1-a: Configuration d'un câble blindé aérien.

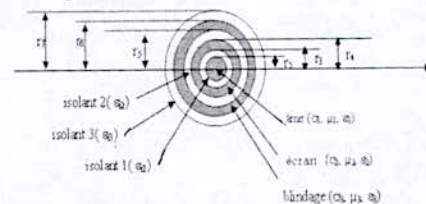


Figure 1-b: Coupe transversale d'un câble coaxial.

Où $[Z]$ l'impédance longitudinale du câble définie par A. Ametani [4]:

$$[Z] = [Z_i] + [Z_0] \tag{3}$$

Tel que $[Z_0]$: le terme de correction du sol donné par l'expression suivante:

$$[Z_0] = [Z_s] + [Z_e] \tag{4}$$

$$\text{Avec: } Z_e = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \cdot \ln\left(\frac{2 \cdot h}{r_{ext}}\right) = j\omega L_e \tag{5}$$

$$\text{Et: } Z_s = \frac{j\omega\mu_0}{2\pi} \ln\left(\frac{1 + \gamma_s h}{\gamma_s h}\right) \tag{6}$$

$\gamma_s = \sqrt{j\omega\mu_0(\sigma_s + j\omega\epsilon_0\epsilon_{rs})}$: La constante de propagation.

r_{ext} : Rayon extérieur du câble.

Et l'admittance transversale du câble est l'inverse des coefficients de potentiel [4] définis comme suit:

$$[Y] = j\omega.[P_i + P_0]^{-1} \quad (7)$$

$$\text{Avec: } P_0 = (1/2\pi\epsilon_0) \cdot \ln\left(\frac{2h}{r_{ext}}\right) \quad (8)$$

Nous proposons d'écrire la matrice $[Z]$ sous la forme suivante [4]:

$$[Z_i] = [Z_b] + [Z_L] \quad (9)$$

$$[Z_L] = \begin{bmatrix} z_{12} + z_{23} + z_{34} & z_{23} + z_{34} & z_{34} \\ z_{23} + z_{34} & z_{23} + z_{34} & z_{34} \\ z_{34} & z_{34} & z_{34} \end{bmatrix} \quad (10)$$

$$[Z_b] = \begin{bmatrix} z_{20}^+ + z_{21}^+ + z_{30}^+ + z_{31}^+ - 2z_{2m}^- - 2z_{3m}^- & z_{20}^+ + z_{30}^+ + z_{31}^+ - 2z_{2m}^- - 2z_{3m}^- & z_{30}^- - z_{3m}^- \\ z_{20}^+ + z_{30}^+ + z_{31}^+ - 2z_{2m}^- - 2z_{3m}^- & z_{20}^+ + z_{30}^+ + z_{31}^+ - 2z_{2m}^- - 2z_{3m}^- & z_{30}^- - z_{3m}^- \\ z_{30}^- - z_{3m}^- & z_{30}^- - z_{3m}^- & z_{30}^- - z_{3m}^- \end{bmatrix} \quad (11)$$

Où ces impédances sont respectivement les impédances de surface et de transfert constituant la matrice $[Z_i]$ [4].

En utilisant l'approximation introduite par M. Feliziani [5], on peut écrire pour le cas d'un câble blindé avec écran les relations suivantes:

$$z_{20} = z_{21} \approx z_{30} = z_{31} = z_0(s) \approx \frac{\eta_b \cosh(\gamma_b d)}{\sinh(\gamma_b d)} \quad (12)$$

$$z_{2m} \approx z_{3m} = z_l(s) \approx \frac{\eta_b}{\sinh(\gamma_b d)} \quad (13)$$

Ce qui nous donne pour la matrice $[Z_b]$ l'expression suivante:

$$[Z_b] = \begin{bmatrix} 4z_0 - 4z_l & 3z_0 - 3z_l & z_0 - z_l \\ 3z_0 - 3z_l & 3z_0 - 3z_l & z_0 - z_l \\ z_0 - z_l & z_0 - z_l & z_0 - z_l \end{bmatrix} \quad (14)$$

Nous réécrivons la matrice $[Z]$ comme suit:

$$[Z] = [Z_b] + [Z_L] + [Z_S] + [Z_e] = [Z'] + j\omega[L] \quad (15)$$

En définissant par $[Z']$:

$$[Z'] = [Z_b] + [Z_S] \quad (16)$$

Et par la matrice $[L]$:

$$[L] = \frac{([Z'] + [Z_L])}{j\omega} = \begin{bmatrix} L_e + L_{12} + L_{23} + L_{34} & L_e + L_{23} + L_{34} & L_e + L_{34} \\ L_e + L_{23} + L_{34} & L_e + L_{23} + L_{34} & L_e + L_{34} \\ L_e + L_{34} & L_e + L_{34} & L_e + L_{34} \end{bmatrix} \quad (17)$$

Equations de couplage en temporelle

Le domaine temporel est parfois préférable car il permet le traitement non linéaire du phénomène; d'autre part les paramètres dépendent de la fréquence tels que l'impédance du sol et du blindage. Les équations de couplage (1) et (2) précédentes et afin de lever la singularité peuvent être converti en domaine temporel [6] par les expressions suivantes:

$$\frac{\partial}{\partial x}[\tilde{v}(x, t)] + [C] \frac{\partial}{\partial t}[\tilde{v}(x, t)] + [G][\tilde{v}(x, t)] = [0] \quad (18)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}[\tilde{v}(x, t)] + [L] \frac{\partial}{\partial t}[\tilde{i}(x, t)] + \int_0^t [\zeta_s(t-\tau)] \times \frac{\partial}{\partial \tau}[\tilde{i}(x, \tau)] d\tau + \int_0^t [\zeta_b(t-\tau)] \times \frac{\partial}{\partial \tau}[\tilde{i}(x, \tau)] d\tau = [E_s^x(x, t)] \quad (19)$$

$$\times \frac{\partial}{\partial \tau}[\tilde{i}(x, \tau)] d\tau + \int_0^t [\zeta_b(t-\tau)] \times \frac{\partial}{\partial \tau}[\tilde{i}(x, \tau)] d\tau = [E_s^x(x, t)]$$

Avec la matrice résistance transitoire due à la conductivité finie du sol est donnée par le suivant:

$$[\zeta_s] = F^{-1} \left\{ \frac{[Z_s]}{j\omega} \right\} = \begin{bmatrix} \zeta_s(t) & \zeta_s(t) & \zeta_s(t) \\ \zeta_s(t) & \zeta_s(t) & \zeta_s(t) \\ \zeta_s(t) & \zeta_s(t) & \zeta_s(t) \end{bmatrix} \quad (20)$$

Tel que:

$$\zeta_s(t) \approx \min \left\{ \frac{1}{2\pi h} \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_{rs}}}, \frac{\mu_0}{\pi \tau_s} \right. \\ \left. \times \left[\frac{1}{2\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{\tau_s}{t}} + \frac{1}{4} \exp(\tau_s / t) \operatorname{erfc} \left(\sqrt{\frac{\tau_s}{t}} \right) - \frac{1}{4} \right] \right\} \quad (21)$$

Avec: $\tau_s = h^2 \mu_0 \sigma_s$, et erfc la fonction erreur complémentaire définie comme suit:

$$\operatorname{erfc}(x) \approx \frac{2}{\pi} \int_x^\infty \exp(-t^2) dt = 1 - \frac{2 \exp(-x^2)}{\sqrt{x}} \sum_{n=0}^\infty a_n x^{2n+1} \quad (22)$$

$$\text{Où: } a_n = \frac{2^n}{1.3 \dots (2n+1)} \quad (23)$$

Et la matrice résistance due à la conductivité finie du blindage est donnée par cette expression:

$$[\zeta_b] = F^{-1} \left\{ \frac{[Z_b]}{j\omega} \right\} = \begin{bmatrix} 4\zeta_0(t) - 4\zeta_m(t) & 3\zeta_0(t) - 3\zeta_m(t) & \zeta_0(t) - \zeta_m(t) \\ 3\zeta_0(t) - 3\zeta_m(t) & 3\zeta_0(t) - 2\zeta_m(t) & \zeta_0(t) - \zeta_m(t) \\ \zeta_0(t) - \zeta_m(t) & \zeta_0(t) - \zeta_m(t) & \zeta_0(t) - \zeta_m(t) \end{bmatrix} \quad (24)$$

Avec les résistances transitoires sont données par [7]:

$$\zeta_0(t) = R_{dc} + \sum_{k=1}^\infty \zeta_{0k}(t) \quad \text{pour } t \geq 0 \quad (25)$$

$$\text{Et: } \zeta_m(t) = \begin{cases} 0 & \text{pour } t = 0 \\ R_{dc} + \sum_{k=1}^{\infty} \zeta_{mk}(t) & \text{pour } t > 0 \end{cases} \quad (26)$$

$$matl = \int_0^{\Delta t} \begin{bmatrix} 4\zeta_0(t) - 4\zeta_m(t) & 3\zeta_0(t) - 3\zeta_m(t) & \zeta_0(t) - \zeta_m(t) \\ 3\zeta_0(t) - 3\zeta_m(t) & 3\zeta_0(t) - 2\zeta_m(t) & \zeta_0(t) - \zeta_m(t) \\ \zeta_0(t) - \zeta_m(t) & \zeta_0(t) - \zeta_m(t) & \zeta_0(t) - \zeta_m(t) \end{bmatrix} dt =$$

Résolution des équations de couplage

La résolution des équations de couplage en fréquentiel par la matrice de transition chaîne est bien détaillée en [8]. En temporel, la résolution des équations de couplage est réalisée par l'utilisation de la méthode numérique dite FDTD.

En utilisant les notations discrètes suivantes:

$$[v_k^n] \equiv [v((k-1)\Delta x, n\Delta t)] \quad (27)$$

$$[I_k^n] \equiv \left[I \left[\left(k - \frac{1}{2} \right) \Delta x, \left(n + \frac{1}{2} \right) \Delta t \right] \right] \quad (28)$$

$$[E_{xk}^{cn}] \equiv \left[E_x \left[\left(k - \frac{1}{2} \right) \Delta x, \left(n + \frac{1}{2} \right) \Delta t \right] \right] \quad (29)$$

Les indices "n" et "k" indiquent respectivement le temps et l'espace. Notons que la discrétisation spatio-temporelle alterne un nœud tension et un nœud courant séparé par Δx/2 dans l'espace et Δt/2 dans le temps; les deux nœuds extrémités sont des nœuds de tension. Et les deux équations de couplage (18) et (19) deviennent:

$$\left(\frac{[L]}{\Delta t} + \frac{3}{2} [\zeta_s(\Delta t)] + \frac{1}{2} [\zeta_b(\Delta t)] + \frac{matl}{2\Delta t} \right) [I_k^{n+1}] =$$

$$\left(\frac{[L]}{\Delta t} + \frac{1}{2} [\zeta_s(\Delta t)] + \frac{1}{2} [\zeta_b(\Delta t)] \right) [I_k^n] +$$

$$\left([\zeta_s(\Delta t)] + \frac{matl}{2\Delta t} \right) [I_k^{n-1}] - \frac{[v_{k+1}^{n+1}] - [v_k^{n+1}]}{2} -$$

$$\frac{1}{2} \sum_{j=0}^{n-1} \left\{ \left[\zeta_s((n-j)\Delta t) + [\zeta_b((n-j)\Delta t)] + [\zeta_s((n+1-j)\Delta t)] + \right. \right.$$

$$\left. \left. [\zeta_b((n+1-j)\Delta t)] \right] \times ([I_k^{j+1}] - [I_k^j]) \right\} +$$

$$\frac{[E_{xk}^{cn+1}] + [E_{xk}^{cn}]}{2} \quad (30)$$

Pour k=1,2,..., ndx

Où: ndx le nombre de pas spatial.

$$\left(\frac{[C1]}{\Delta t} + \frac{[G]}{2} \right) [v_k^{n+1}] = \left(\frac{[C]}{\Delta t} - \frac{[G]}{2} \right) [v_k^{sn}] - \frac{[I_k^n] - [I_{k-1}^n]}{\Delta x} \quad (31)$$

Pour k=2,3,..., ndx

Avec "matl" la matrice suivante:

$$\begin{bmatrix} 4 \int_0^{\Delta t} \zeta_0(t) dt - 4 \int_0^{\Delta t} \zeta_m(t) dt & 3 \int_0^{\Delta t} \zeta_0(t) dt - 3 \int_0^{\Delta t} \zeta_m(t) dt & \int_0^{\Delta t} \zeta_0(t) dt - \int_0^{\Delta t} \zeta_m(t) dt \\ 3 \int_0^{\Delta t} \zeta_0(t) dt - 3 \int_0^{\Delta t} \zeta_m(t) dt & 3 \int_0^{\Delta t} \zeta_0(t) dt - 2 \int_0^{\Delta t} \zeta_m(t) dt & \int_0^{\Delta t} \zeta_0(t) dt - \int_0^{\Delta t} \zeta_m(t) dt \\ \int_0^{\Delta t} \zeta_0(t) dt - \int_0^{\Delta t} \zeta_m(t) dt & \int_0^{\Delta t} \zeta_0(t) dt - \int_0^{\Delta t} \zeta_m(t) dt & \int_0^{\Delta t} \zeta_0(t) dt - \int_0^{\Delta t} \zeta_m(t) dt \end{bmatrix} =$$

$$\begin{bmatrix} matl1 & matl2 & matl3 \\ matl21 & matl22 & matl23 \\ matl31 & matl32 & matl33 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 4n_0 - 4n_m & 3n_0 - 3n_m & n_0 - n_m \\ 3n_0 - 3n_m & 3n_0 - 2n_m & n_0 - n_m \\ n_0 - n_m & n_0 - n_m & n_0 - n_m \end{bmatrix} \quad (32)$$

Où: Les deux intégrales n₀ et n_m sont réalisées après une approximation des impédances transitoires modifiées propre et mutuelle (ζ₀(t) et ζ_m(t)) [5].

Pour lever la singularité à t=0 de l'impédance transitoire propre ζ₀(t), cette dernière est approchée par une somme finie comme suit [5]:

$$\zeta_0(t) \cong K_\delta \cdot \delta(t) + R_{dc} + \sum_{k=1}^{N_0} \zeta_{0k}(t) \quad (33)$$

N₀: un nombre fini des termes de la somme, et δ(t) la fonction de Dirac et K_δ est une constante donnée en [5]:

$$K_\delta(t) = \frac{2\mu_b d}{\pi^2} \sum_{k=N_0+1}^{\infty} \frac{1}{k^2} = \left(\frac{\pi^2}{6} - \sum_{k=1}^{N_0} \frac{1}{k^2} \right) \quad (34)$$

L'impédance mutuelle transitoire modifiée est aussi approximée par une somme finie [5]:

$$\zeta_m(t) \cong \begin{cases} 0 & \text{pour } t = 0 \\ R_{dc} + \sum_{k=1}^{N_m} \zeta_{mk}(t) & \text{pour } t > 0 \end{cases} \quad (35)$$

Dans ce cas, N_m termes seulement de la somme sont considérés.

En utilisant les expressions approchées (33) et (35) des impédances transitoires modifiées, nous calculons analytiquement les deux intégrales "n₀" et "n_m", nous obtenons:

$$n_0 = K_\delta + R_{dc} \cdot \Delta t + \sum_{k=1}^{N_0} 2 \cdot R_{dc} \left(\frac{-\tau_b}{k^2 \pi^2} \right) \left[e^{-k^2 \pi^2 \frac{\Delta t}{\tau_b}} - 1 \right] \quad (36)$$

$$n_m = R_{dc} \cdot \Delta t + \sum_{k=1}^{N_m} 2 \cdot R_{dc} (-1)^k \left(\frac{-\tau_b}{k^2 \pi^2} \right) \left[e^{-k^2 \pi^2 \frac{\Delta t}{\tau_b}} - 1 \right] \quad (37)$$

Aux deux extrémités du câble, et pour des terminaisons résistives [R₁] et [R₂], on remplace "k" par "1"; puis par "ndx+1" dans l'équation (31).

Pour $k=1$, l'équation (31) est caractérisée par $[i_0] = 0$,

$[G] = \frac{1}{[R_1 \cdot \Delta x]}$ et $\Delta x = \frac{\Delta x}{2}$ on trouve alors:

$$\begin{bmatrix} v_1^{n+1} \\ i_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [R_1] \frac{[C] \Delta x}{2 \Delta t} + \frac{1}{2} \\ [R_1] \frac{[C] \Delta x}{2 \Delta t} - \frac{1}{2} \end{bmatrix}^{-1} \left\{ -[R_1] i_1^{n+1/2} + \begin{bmatrix} [R_1] \frac{[C] \Delta x}{2 \Delta t} - \frac{1}{2} \\ [R_1] \frac{[C] \Delta x}{2 \Delta t} + \frac{1}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_1^{sn} \\ i_1 \end{bmatrix} \right\} \quad (38)$$

Pour $k=ndx+1$, l'équation (31) est caractérisée

par $[i_{ndx+1}] = 0$, $[G] = \frac{1}{[R_2 \cdot \Delta x]}$ et $\Delta x = \frac{\Delta x}{2}$ donc:

$$\begin{bmatrix} v_{ndx+1}^{sn+1} \\ i_{ndx+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} [R_2] \frac{[C] \Delta x}{2 \Delta t} + \frac{1}{2} \\ [R_2] \frac{[C] \Delta x}{2 \Delta t} - \frac{1}{2} \end{bmatrix}^{-1} \left\{ [R_2] i_{ndx}^{n+1/2} + \begin{bmatrix} [R_2] \frac{[C] \Delta x}{2 \Delta t} - \frac{1}{2} \\ [R_2] \frac{[C] \Delta x}{2 \Delta t} + \frac{1}{2} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_{ndx+1}^{sn} \\ i_{ndx+1} \end{bmatrix} \right\} \quad (39)$$

La condition de stabilité exige que la condition suivante soit respectée:

$$\Delta t < \Delta x / v_p \quad (40)$$

Où: v_p est la vitesse de propagation dans le milieu.

Validation

Pour la validation de notre approche temporelle, qui consiste à considérer la même approximation sur l'écran et le blindage, nous comparons le formalisme du couplage en temporel par le formalisme du couplage en fréquentiel plus l'utilisation de la Transformée de Fourier Inverse, nous considérons alors le cas d'un câble aérien de 1km de long situé à une hauteur de 10m au dessus d'un sol de conductivité finie $\sigma_s = 0.01 S/m$ et illuminé par une onde électromagnétique rayonnée par un canal de foudre de 7.5km, le point d'impact est considéré symétrique par rapport aux deux terminaisons et à une distance de 50m du câble, en utilisant le modèle MTL [9] pour l'arc en retour où le taux décroissance $\lambda = 2km$ et la vitesse de l'arc en retour $v = 1.9 \times 10^8 m/s$, avec le courant à la base du canal est la somme de deux fonctions de Heidler [10] avec des paramètres regroupés dans ce tableau:

$I_{01}(kA)$	$\tau_{11}(\mu s)$	$\tau_{21}(\mu s)$	n_1	$I_{02}(kA)$	$\tau_{12}(\mu s)$	$\tau_{22}(\mu s)$	n_2
10.7	0.25	2.5	2	6.5	2.1	230	2

Les données géométriques et physiques du câble pour les rayons des conducteurs, les rayons des isolants, la conductivités, la permittivités et la perméabilité des couches sont comme suit:

Âme: $r_a = 0.45mm$; $r_{ia} = 1.475mm$; $\sigma_a = 10^8 S/m$;

$\epsilon_{ria} = 1.8$; $\mu_r = \mu_{ri} = 1$

Écran: $r_e = 1.775mm$; $r_{ie} = 2.475mm$;

$\sigma_e = 0.33 \cdot 10^8 S/m$; $\epsilon_{rie} = 1$; $\mu_r = \mu_{ri} = 1$

Blindage: $r_b = 2.775mm$; $r_{ib} = 3.475mm$;

$\sigma_b = 0.331 \cdot 10^8 S/m$; $\epsilon_{rib} = 1$; $\mu_r = \mu_{ri} = 1$

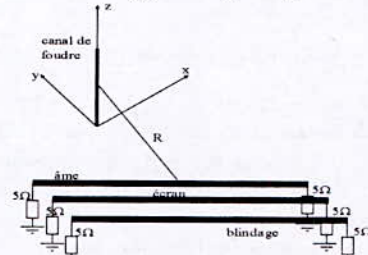


Figure 2: Géométrie du câble aérien avec trois couches.

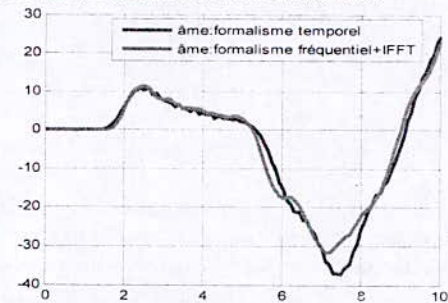


Figure 3: Tension induite à la première extrémité de l'âme (comparaison entre le formalisme temporel et fréquentiel plus la IFFT).

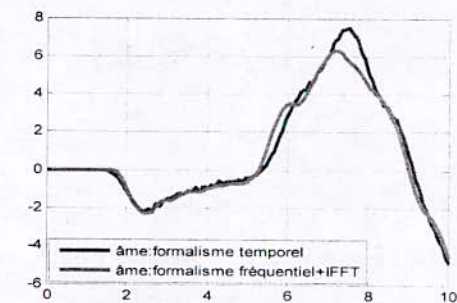


Figure 4: Courant induit à la première extrémité de l'âme (comparaison entre le formalisme temporel et fréquentiel plus la IFFT).

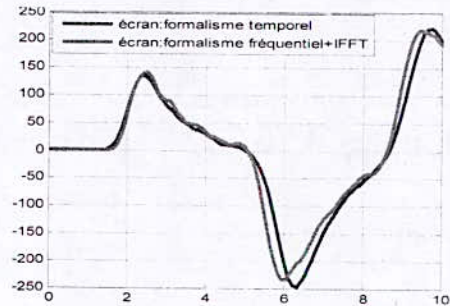


Figure 5: Tension induite à la première extrémité de l'écran (comparaison entre le formalisme temporel et fréquentiel plus la IFFT).

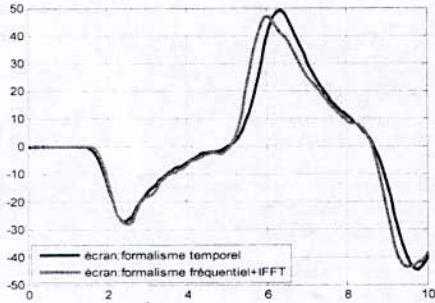


Figure 6: Courant induit à la première extrémité de l'écran (comparaison entre le formalisme temporel et fréquentiel plus la IFFT).

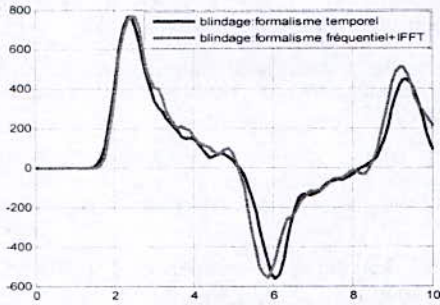


Figure 7: Tension induite à la première extrémité du blindage (comparaison entre le formalisme temporel et fréquentiel plus la IFFT).

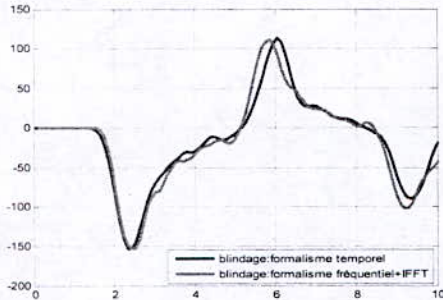


Figure 8: Courant induit à la première extrémité du blindage (comparaison entre le formalisme temporel et fréquentiel plus la IFFT).

L'analyse de cet ensemble de résultats (Figures: 3; 4;5; 6; 7 et 8) pour le courant et la tension induite sur les trois couches (âme, écran et blindage) nous conduit à affirmer que l'approche temporelle que nous proposons, et qui consiste à considérer la même approximation sur l'écran et le blindage, conduit à des résultats plus que satisfaisants; nous notons quelques légères différences en amplitude et un léger décalage dont l'origine est certainement l'utilisation de la transformée de Fourier.

Afin de confirmer la bonne qualité de notre approche, nous proposons maintenant de comparer les réponses de deux câbles blindés respectivement à trois couches et à deux couches.

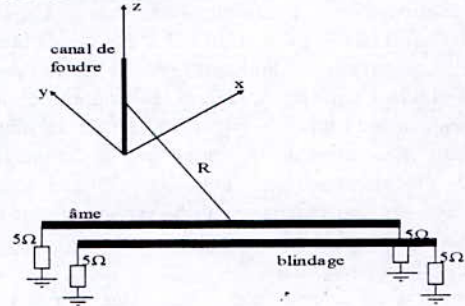


Figure 9: Géométrie du câble aérien avec deux couches.

Nous réalisons nos calculs directement en temporel, et nous comparons les résultats en courants induits sur les âmes et les blindages.

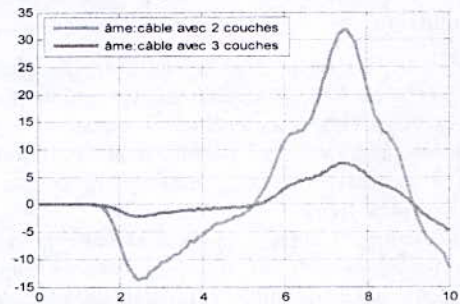


Figure 10: Comparaison entre les courants de l'âme à la première extrémité du câble avec trois couches et celui de deux couches par le formalisme temporel.

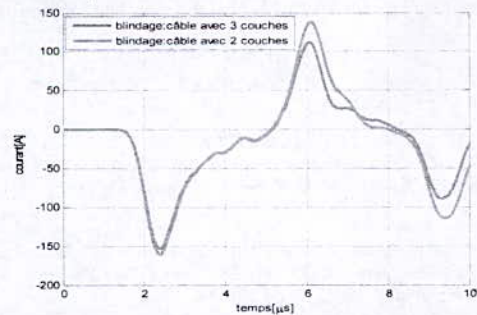


Figure 11: Comparaison entre les courants du blindage à la première extrémité du câble avec trois couches et celui de deux couches par le formalisme temporel.

Les résultats en figure (10) mettant en évidence la variation du courant sur les âmes (couche interne) respectivement pour un câble à trois couches et à deux couches, montrent bien qu'un câble avec écran conducteur est mieux protégé; en effet le courant sur

l'âme de ce dernier est largement inférieur à celle d'un câble à deux couches (c'est-à-dire sans écran). Cette importante remarque est bien confirmée par l'atténuation des ondes électromagnétiques dans les milieux conducteurs avec la distance parcourue. Un autre résultat aussi très important est celui que nous obtenons pour le courant sur le blindage (Figure 11); les courants sur le blindage sont pratiquement les mêmes, ce qui est conforme avec l'approche de l'impédance de transfert [11] qui nous permet d'affirmer que le couplage de l'onde électromagnétique avec le système externe (blindage -sol) est indépendant du système interne (âme -blindage).

Les deux remarques:

- diminution du courant sur l'âme d'un câble à trois couches.
 - la non dépendance du courant sur le blindage (dernière couche) du nombre de couche du câble.
- nous permettent de conforter la validité de notre modèle.

Conclusion

Ce travail est pour but de juger l'efficacité d'un blindage, nous avons opté pour la modélisation de l'interaction entre un câble aérien et l'onde électromagnétique émise par une onde de foudre, ou nous avons essayés deux formalismes de couplage, en temporel et en fréquentiel.

En temporel, nous avons validé notre proposition dans le cas d'un câble aérien. Les résultats de simulation que nous obtenons nous permettent d'affirmer que l'approche que nous avons utilisé est acceptable et permet surtout de tester les épaisseurs de l'écran et du blindage et de définir le meilleur câblage à leurs deux extrémités; et très semblable à ceux du formalisme fréquentiel.

Références

- [1] M.A. Uman, D. Kenneth Mc Lain and E. Philip Krider, "The Electromagnetic radiation from finite antenna". American Journal Physics, Vol.43/33,pp.33-38, January 1975.
- [2] K. Agrawal, H.J. Price, S.H. Gurbaxani, "Transient Response of multiconductor transmission lines Excited by a nonuniform electromagnetic field", IEEE Trans. On Electromagnetic Compatibility .EMC-22, pp. 119-129, 1980.
- [3] Orlandi A., Paul C.R., "FDTD Analysis of lossy, Multiconductor Transmission Compatibility", Volume 3, N° 3, Aug 1996, pp.388-399.
- [4] A. Ametani, "A General Formulation of Impedance and Admittance of cables", IEEE Trans on Power Apparatus and systems, Vol.PAS-99, N°3, May/June 1980.
- [5] Feliziani M, Maradei F and Tribellini G, "Field Analysis of Penetrable Conductive Shields by the Finite-Difference Time-Domain Method with Impedance Network Boundary Conditions (INBC's)".IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, November 1999, vol.41, N°4, pp.307-319.
- [6] Teshe F. M, "On the inclusion of loss in time -domain solutions of electromagnetic interaction problems", IEEE Trans. EMC 32(1) (1990) 1-4.
- [7] Handbook of Mathematical, Scientific, and Engineering Formulas, Tables, Functions, Graphs, Transforms. Res. Educat. Assoc, New York, 1986.
- [8] C.R. Paul, "Analysis of Multiconductor Transmission Lines", Wiley Interscience, 1994.
- [9] C.A. Nucci "Lightning -Induced Over Voltages on Overhead Power Lines. Part 1: Return -Stroke Current Models with Specified Channel -Base Current for the Evaluation of Return -Stroke Electromagnetic Field", Cigré paper prepared within the frame work of task Force 33.01.01 of the CIGRE working Group 33.01,1994.Electra N° 161, August 1995.
- [10] F. Heidler, "Analytische Blitzstrom -Funktion zur LEMP-Berechnung", Paper 1.9, pp.63-66, Munich, Septembre 16-20, 1985.
- [11] P. Degauque, J Hamelin,"Compatibilité Electromagnétique, Bruits et Perturbations radioélectriques", Collection Technique et Scientifique des Télécommunications. Edition Dunod, Paris 1990.

¹LAMEL Laboratoire, Université de Jijel, BP 98 Ouled Aissa 18000 Jijel, Algérie, Email:

fahima_hafsaoui@yahoo.fr

Transient Performance of 3D Substation Systems Subjected to Lightning Stroke

B. Harrat¹, B. Nekhoul¹, M. Lefouili¹, K. Kerroum² and K. El khamlichi Drissi²

¹University of Mohamed seddik Benyahia . Jijel, Algeria

²University of Blaise Pascal, Clermont Ferrand, France

Abstract: In this paper we propose a new formalism for analyzing the transient behavior of grounding systems associated to substation structures (Faraday-cage) under lightning strokes in transient regime. The protective device to study is formed of an aerial wire mesh connected to a grounding grid by simple conductors called down conductors. Our formalism is based on the resolution of the propagation equation in potential in 3D. The purpose of our proposition is the direct analysis in time domain and the simplicity of the implementation. We compare the results obtained by this new approach to results published in literature.

Introduction

In order to achieve a good protection of VHV and HV substations against the lightning effects, it is indispensable to use an aerial wire mesh and grounding grids. A guard fillet bonded to a grounding grid is identified by a faraday-cage.

The analysis of grounding systems behaviour in transient regime stay among the principal preoccupations of industries in electrotechnics, electronics, telecommunications, computer science, etc. When lightning strikes a substation or transmission lines, high currents generated by the stroke will flow into the grounding systems and dissipate in the soil. Lightning-induced currents flowing out in the earth of an aerial station can generate radiated perturbations susceptible to disrupt the electromagnetic environment of local electrical systems (auto pollution), and may be dangerous to personnel working nearby.

Traditionally, in the literature, the problem of a grounding grid is treated by using antenna theory and moment method [1] in case of direct injection of a lightning stroke on grounding grid. The purpose of our work is to show that the problem of grounding systems associated to substation structures can be treated by numerical tools simpler to implement.

In our work, we propose a new formulation consisting in the direct resolution by FDTD (finite difference time domain) of differential equation in potential spatio-temporal in 3D, while taking into account the semi-infinite environments and the conditions in extremities. This proposed model allows the computation of the voltage which is the node state variable (continue in each node) of the whole set (buried

grid, aerial wire mesh and down conductors), then we deduce the currents in different branches.

Propagation Equation in Nodal Scalar Potential

The system (aerial wire mesh-buried grounding grid) under study is represented in figure 1:

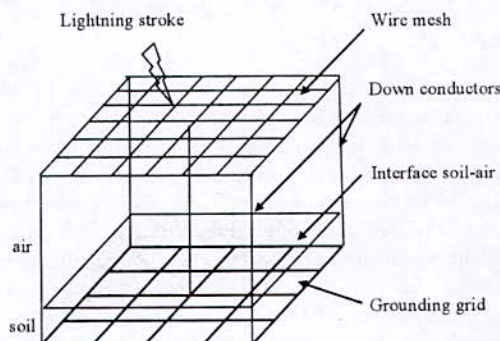


Figure 1: Grounding grid in substation.

Lines equations in potential and current in temporal domain for a one-dimensional (1D) propagation are given by:

$$\begin{cases} \frac{\partial U}{\partial \eta} + RI + L \frac{\partial I}{\partial t} = 0 \\ \frac{\partial I}{\partial \eta} + GU + C \frac{\partial U}{\partial t} = 0 \end{cases} \quad \eta = x, y \text{ or } z \quad (1)$$

Combination of the two equations in system (1) eliminates one of the two variables and gives the wave equation (telegraphers equation):

- In case of tree-directional (3D) propagation (x, y and z) we get:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} - 3RGU - \\ 3(RC + LG) \frac{\partial U}{\partial t} - 3LC \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0 \end{aligned} \quad (2)$$

- If the propagation is in two-directions x and y (2D):

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - 2RGU - 2(RC + LG) \frac{\partial U}{\partial t} - 2LC \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0 \quad (3)$$

- If the propagation is in one-direction (1D):

$$\frac{\partial^2 U}{\partial \eta^2} - RGU - (RC + LG) \frac{\partial U}{\partial t} - LC \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = 0 \quad \eta = x, y \text{ or } z \quad (4)$$

R, L, C and G: per unit length parameters of the conductors defined by the direction of propagation.

Our system is constituted of several types of conductors, the resolution of the propagation equation requires the knowledge of the per unit length parameters of both of the buried grid, the down conductors and the aerial wire mesh, these parameters can be calculated as follows:

- for the aerial part, E.J.Rogers formulas [4-5] allows the calculation of the per unit length parameters of finite length vertical and horizontal conductors,
- for the buried part, the per unit lines parameters of buried vertical and horizontal electrodes can be calculated either by E.D. Sunde [2] formulas or by Y. Liu [3] formulas.

Discretization of Propagation Equation in Potential by the Finite Differences

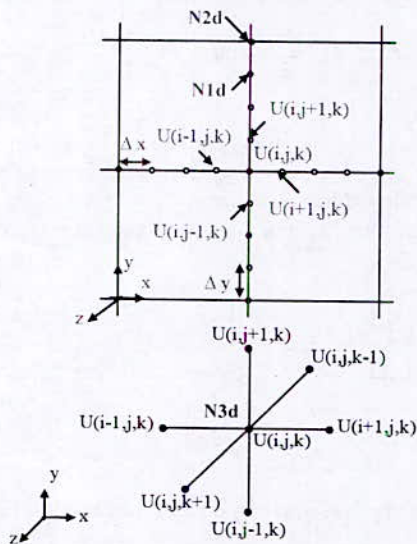


Figure 2: Spatial discretization.

- If the node is the crossing point of two metallic bars of the grid or the aerial wire mesh, the spatial discretization is in 2D (N2d),
- If the node is the crossing point of two metallic bars of the grid or the aerial wire mesh with down conductors, the spatial discretization is in 3D (N3d),
- otherwise in all other point of the grid, the aerial wire mesh and the down conductors, spatial discretization is in 1D (N1d).

The spatial and temporal derivative approximation at point of coordinates (i, j, k) while using simple finite differences allows us to write:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = \frac{1}{\Delta x^2} (U_{i+1,j,k}^n - 2U_{i,j,k}^n + U_{i-1,j,k}^n) \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} = \frac{1}{\Delta y^2} (U_{i,j+1,k}^n - 2U_{i,j,k}^n + U_{i,j-1,k}^n) \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = \frac{1}{\Delta z^2} (U_{i,j,k+1}^n - 2U_{i,j,k}^n + U_{i,j,k-1}^n) \quad (7)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{1}{\Delta t} (U_{i,j,k}^n - U_{i,j,k}^{n-1}) \quad (8)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = \frac{1}{\Delta t^2} (U_{i,j,k}^n - 2U_{i,j,k}^{n-1} + U_{i,j,k}^{n-2}) \quad (9)$$

Substituting the partial derivatives by their approximations into equation (2) of propagation in potential in 3D, we obtain

$$\left[-\frac{2}{(\Delta x)^2} - \frac{2}{(\Delta y)^2} - \frac{2}{(\Delta z)^2} - 3RG - \frac{3(LG + RC)}{\Delta t} - \frac{3LC}{(\Delta t)^2} \right] U_{i,j,k}^n + \left[\frac{1}{\Delta x} \right] U_{i+1,j,k}^n + \left[\frac{1}{\Delta x} \right] U_{i-1,j,k}^n + \left[\frac{1}{\Delta y} \right] U_{i,j+1,k}^n + \left[\frac{1}{\Delta y} \right] U_{i,j-1,k}^n + \left[\frac{1}{\Delta z} \right] U_{i,j,k+1}^n + \left[\frac{1}{\Delta z} \right] U_{i,j,k-1}^n = \left(-\frac{3(RC + LG)}{\Delta t} - \frac{6LC}{(\Delta t)^2} \right) U_{i,j,k}^{n-1} + \frac{3LC}{(\Delta t)^2} U_{i,j,k}^{n-2} \quad (10)$$

We notice that the obtained equation (10) is discretized by FDTD. It permits us to generate the following system of linear equations of the type $[A][U]=[B]$:

$$\begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & \dots & A_{1k} & \dots & A_{1l} & \dots & A_{1N} \\ A_{21} & A_{22} & \dots & A_{2k} & \dots & A_{2l} & \dots & A_{2N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ A_{k1} & A_{k2} & \dots & A_{kk} & \dots & A_{kl} & \dots & A_{kN} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots \\ A_{l1} & A_{l2} & \dots & A_{lk} & \dots & A_{ll} & \dots & A_{lN} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ A_{N1} & A_{N2} & \dots & A_{Nk} & \dots & A_{Nl} & \dots & A_{NN} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_1 \\ U_2 \\ \vdots \\ U_k \\ \vdots \\ U_l \\ \vdots \\ U_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \\ \vdots \\ B_k \\ \vdots \\ B_l \\ \vdots \\ B_N \end{bmatrix} \quad (11)$$

[A]: matrix of coefficients,
 [U]: node voltage vector representing the unknown variables including the aerial nodes, buried nodes and the nodes of air-soil interface.
 [B]: the second member of the equation
 N: total number of nodes.

The elements of matrix [A] and vector [B], are defined as follows:

- the diagonal elements of matrix [A]:

$$A_{kk} = -\frac{2}{(\Delta x)^2} - \frac{2}{(\Delta y)^2} - \frac{2}{(\Delta z)^2} - 3RG - \frac{3(LG + RC)}{\Delta t} - \frac{3LC}{(\Delta t)^2} \quad (12)$$

- elements outside of the diagonal of matrix [A]:

$$A_{kl} = \frac{1}{(\Delta x)^2} \quad \text{if } l \text{ is the adjacent node to node } k \text{ in } x \text{ direction} \quad (13)$$

$$A_{kl} = \frac{1}{(\Delta y)^2} \quad \text{if } l \text{ is the adjacent node to node } k \text{ in } y \text{ direction} \quad (14)$$

$$A_{kl} = \frac{1}{(\Delta z)^2} \quad \text{if } l \text{ is the adjacent node to node } k \text{ in } z \text{ direction} \quad (15)$$

$$A_{kl} = 0 \quad \text{else where} \quad (16)$$

- element of vector [B]:

$$B_k = \left(-\frac{3(RC + LG)}{\Delta t} - \frac{6LC}{(\Delta t)^2} \right) U_{i,j,k}^{n-1} + \frac{3LC}{(\Delta t)^2} U_{i,j,k}^{n-2} \quad (17)$$

Once equation (11) is generated, its resolution allows the determination of the node voltage. The numerical discretization by FDTD requires the use of suitable conditions in extremities of the buried grid and the aerial wire mesh.

Branch Currents

At every calculation step, once all the transient voltage responses have been computed, the currents in different branches of grounding grid, down conductors and aerial wire mesh are obtained by numerical integration of the following current line equation (18).

$$\frac{\partial U}{\partial \eta} + RI + L \frac{\partial I}{\partial t} = 0 \quad \eta = x, y \text{ or } z \quad (18)$$

Boundary Conditions

Take into Account of Interface Nodes

The mathematical analysis that we propose uses the voltage as the basis variable which is a nodal quantity, its continuity on the soil-air interface is naturally insured.

Open Boundary Problem

Lines equations are obtained directly from the general theory of electromagnetic field and its properties, it is therefore imperative to take into account the two semi-infinite environments (air and soil).

The proposed formalism allows us to deduce the distribution of currents and voltages only. The notion of open boundary and ground-air interface is already taken in account when we calculate the linear parameters of the electrical circuit of the grounding electrode [2-3].

This taking into account of the semi-infinite environments with plane interface is identical to the case of transmission line with ground return.

Imposition of Conditions in Extremity

The resolution of the propagation equation (2) requires the knowledge of conditions at the extremities. Then, the voltages at the injection point and at the extremities

(on borders of the grid or the aerial wire mesh) must be fixed [6].

Validations

With no measured and calculated results already published for analyzing the transient performances of such a system (aerial wire mesh + grounding grid) we propose to realize some examples treated in the literature by using our model, the treated problem is illustrated in figure 3 [1].

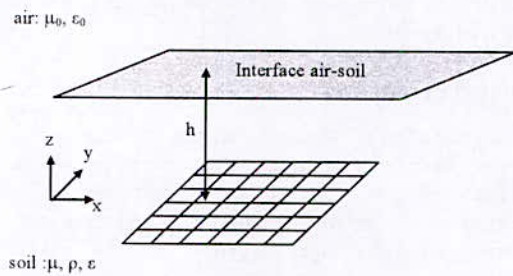


Figure 3: Buried grid.

In this validation, we propose to treat the example achieved by L.Greev [1] while using the system presented in figure 4.

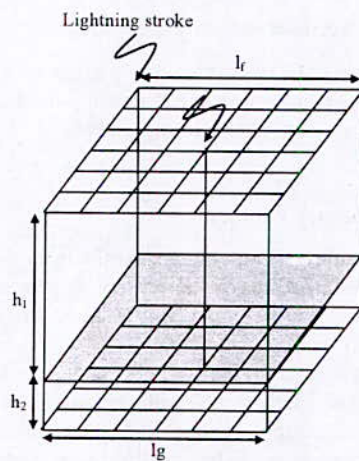


Figure 4: Grounding grid in substation.

The First Application

To get the same application treated by L.Greev [1], we block the passage of the current in conductors of wire mesh and we let it pass only in one down conductor bonded to grounding grid, then we consider in a first time a very short down conductor. We notice that the problem is treated in 3D.

Table 1 shows the numerical values of the electrical and physical parameters of the first application.

Table 1: Parameter of the First application.

Lightning stroke generator	Electrode	Soil
$I(t) = I_0 (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$	$l_r = 60 \text{ m}$	$\rho = 100 \Omega \cdot \text{m}$
$I_0 = 1.63 \text{ kA}$	$l_g = 60 \text{ m}$	$\epsilon_r = 36$
$\alpha = 0.0142 \mu\text{s}^{-1}$	$\phi = 1.4 \text{ cm}$	
$\beta = 1.073 \mu\text{s}^{-1}$	$h_1 = 0.5 \text{ m}$	
	$h_2 = 0.5 \text{ m}$	

In this application, the lightning stroke is injected at the middle point of the aerial wire mesh (figure 4).

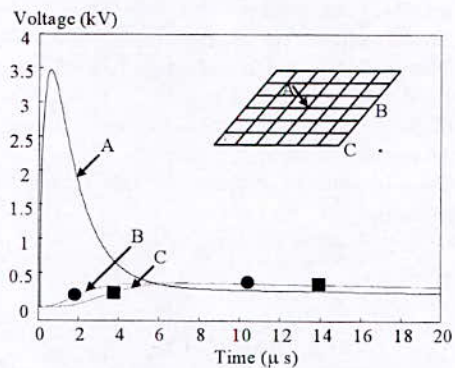


Figure 5.a: Transient voltages at points A, B and C.

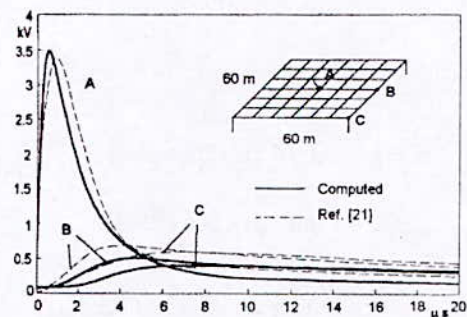


Figure 5.b: Transient voltages at points A, B and C [1].

In the following applications, we use a double-exponential current impulse given by:

$$I(t) = I_0 (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t})$$

$$I_0 = 1.0167 \text{ kA}, \alpha = 0.0142 \mu\text{s}^{-1}, \beta = 5.073 \mu\text{s}^{-1}$$

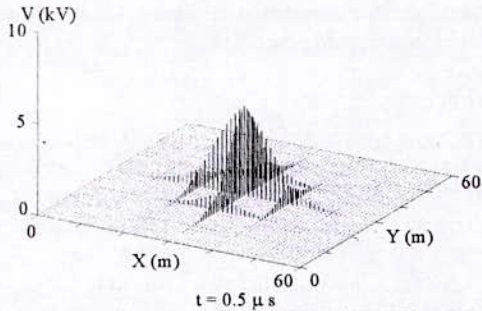


Figure 6.a: Transient voltages response at the surface of the grid at $t = 0.5\mu s$.

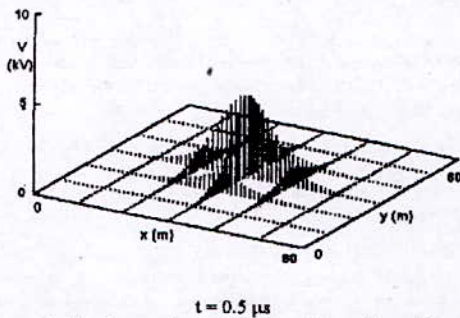


Figure 6.b: Transient voltages response at the surface of the grid at $t = 0.5\mu s$ [1].

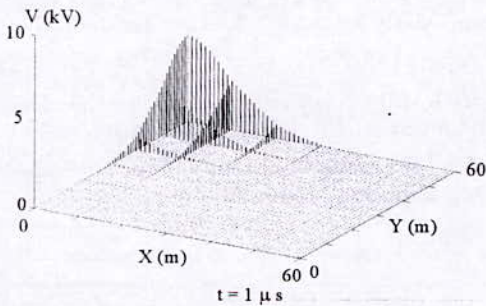


Figure 7.a: Transient voltages response at the surface of the grid at $t = 1\mu s$ ($h_1=0.5 m$).

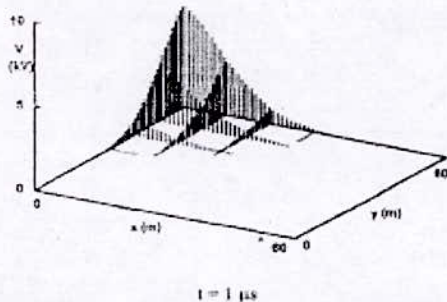


Figure 7.b: Transient voltages response at the surface of the grid at $t = 1\mu s$ [1].

L.Grev [1] treats the example while injecting the lightning surge current directly on the grounding grid (figure 3), while in our work, we inject the lightning stroke on the top of a down conductor situated in air at a height of 0.5 m. The results (figure 5.a to 7.b) are practically the same in shape and in magnitude. Our simulation is nearer to the reality.

The second application

In this application, we let the passage of the currents in different conductors of the device (figure 4) and we take in a first time a very short down conductor. The lightning stroke is injected at the middle point of the aerial wire mesh.

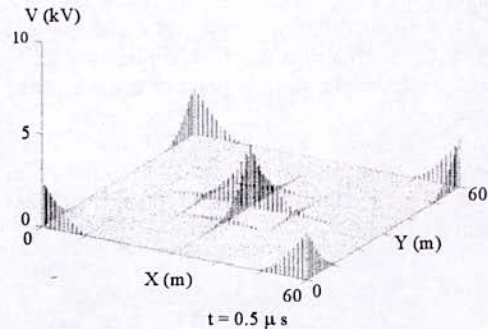


Figure 8: Transient voltages response at the surface of the grid at $t = 0.5\mu s$.

In the second time, we vary the length of the down conductors above the soil. We begin by very short down conductors, and then we increase their lengths. The lightning stroke is injected at the corner of the aerial wire mesh.

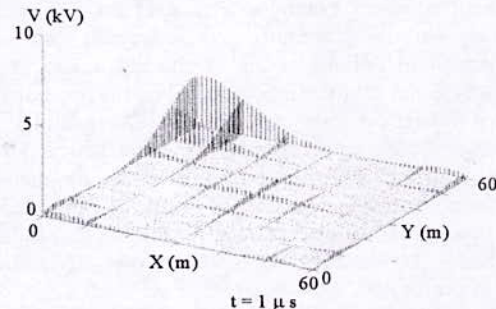


Figure 9.a: Transient voltages response at the surface of the grid at $t = 0.5\mu s$ ($h_1=0.5 m$).

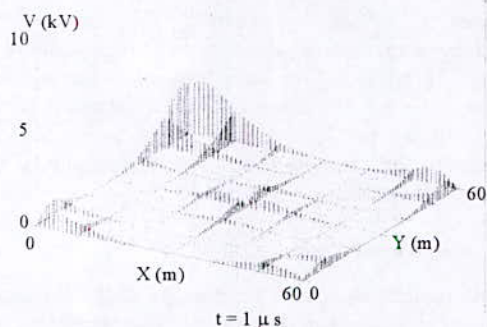


Figure 9.b: Transient voltages response at the surface of the grid at $t = 0.5 \mu\text{s}$ ($h_1 = 10 \text{ m}$).

The use of the aerial wire mesh allows a better evacuation of the stroke discharge indeed the transient voltages magnitudes decrease at the surface of the grid (figure 8) comparatively to the first application when the current is injected in a single point of the grounding grid (figure 6.a).

While increasing the length of the down conductors, the propagation appears in potential relief undulations. This result is confirmed by the measure results achieved in [7].

Conclusion

In this paper, we have studied the transient behaviour of a three dimensional device (aerial wire mesh-grounding grid) subjected to a lightning stroke. This analysis has been described in the case of a current stroke injection at the top of an above-ground structure (wire mesh) bounded to the grounding grid.

In the first time, in the absence of measured and calculated results already published for the analysis of such a system (aerial wire mesh-grounding grid), we have realized some examples treated in the literature [1]. Using our model, we have obtained results with the same precisions to those obtain by antennas theory [1]. Then we can say that our model based on the resolution of the diffusion equation in 3D by FDTD constitutes a big advantage by comparison to antenna theory. The advantage of our mathematical model is the simplicity of practice implementation as well as the less calculation time which conduct to the same results published by L.Greev [1]. We have also proposed some applications for a Faraday-cage.

The weakness of our formalism is that it considers the per unit length parameters frequency-independent, which is not the case for the antennas theory.

Our formalism, doesn't take in account interactions between all elements of the device (aerial wire mesh-grounding grid). This second weakness is probably less

important because frequency spectrum of a lightning wave does' not exceed few MHz.

References

- [1] L. D. Greev, "Computer Analysis of Transient Voltages in Large Grounding Systems", IEEE Transactions on Power Delivery, Vol.11, N° 2, April 1996, pp. 815-823.
- [2] E. D. Sunde, *Earth Conducting Effects in Transmission Systems*, New York, N. Y. Dover publications, Inc 1968.
- [3] Y. Liu, N.Theethayi, and R. Thottappillil, "An Engineering Model for Transient Analysis of Grounding Systems Under Lightning Strikes: Nonuniform Transmission-Line Approach", IEEE, Trans. On Power Delivery, Vol.20, No, 2, April 2005, pp. 722-730.
- [4] E. J. Rogers, and J. F. White, "Mutual Coupling Between Finite Lengths of Parallel or Angled Horizontal Earth Return Conductors", IEEE, Trans. On Power Delivery, Vol.4, No, 1, January 1989, pp. 103-113.
- [5] E. J. Rogers, and J. F. White, "Mutual Coupling Between Horizontal Earth Return Conductors Using Actual Routing Parameters", IEEE, Trans. On Power Delivery, Vol.5, No, 3, July 1990, pp. 1266-1274.
- [6] B. Nekhoul, B. Harrat, K. Kerroum, K. el Khamlichi Drissi, *Caractérisation d'une grille de mise à la terre par résolution d'une équation de propagation*, Revue International de Génie électrique, 8 N° 3-4/2005, pp.407-423.
- [7] M. Akke, T.Biro, "Measurements of the Frequency Dependent Impedance of a Thin Wire with Ground Return", IEEE, Trans. On Power Delivery, Vol.20, No, 2, April 2005, pp. 1748-1752.

B. Harrat LAMEL laboratory, Mohamed seddik Benyahia University, BP N° 98 Ouled Aissa, 18000 Jijel, Algeria, Email: harrat@mail.univ-jjel.dz

Optimisation numérique du rôle d'un couplage de deux électrodes de mise à la terre

M. Chouki¹, H. Harrat¹, B. Nekhou¹, F. Hafsaoui¹, K. Kerroum² et K. El Khamlichi Drissi²

¹Université de Jijel, Algérie

²Université de Blaise Pascal, France

Abstract: In this work, we propose the state of the art methods used in solving an optimization problem. We will also present the methods used for the introduction of the constraints. In order to approach the applications under quoted we start by validating the concept of resolution of the lines equations by FDTD in order to calculate the transitory impedance.

Résumé—Dans ce travail, nous aborderons l'état de l'art des méthodes utilisées dans la résolution d'un problème d'optimisation. Nous présenterons également les méthodes utilisées pour l'introduction de contraintes. Afin d'aborder les applications sous-citées nous commençons par valider le concept de résolution des équations des lignes par FDTD pour le calcul de l'impédance transitoire.

Introduction

Son étendu, le réseau de transport d'énergie reste parmi les cibles privilégiées de l'onde de foudre. L'onde de foudre, qui est un phénomène naturel, peut se présenter avec des intensités de courant pouvant atteindre la centaine de kA. Un impact direct (coup au but de cette dernière) sur un réseau de transport peut engendrer de plutôt dommages importants. En plus de l'isolation des équipements électriques propres au réseau de transport d'énergie, par propagation conduite les surintensités peuvent atteindre même les consommateurs basse tension.

Afin de se protéger contre cette perturbation extérieure, nous rencontrons dans le réseau, les câbles de garde, les parasurtenseurs ainsi que les mises à la terre.

Les mises à la terre des installations électriques jouent un rôle important, en périodes perturbées, dans le comportement des réseaux et dans la sécurité du personnel et du public.

La caractéristique électrique principale d'une prise de terre en régime perturbé est son impédance transitoire. La connaissance du comportement de cette grandeur permet de juger la fiabilité et l'adaptation de la mise à la terre pour la protection du matériel et la sécurité du personnel. Cette grandeur illustre les capacités d'une prise de terre à écouler un courant plus au moins important et le potentiel auquel sera en son voisinage.

L'étude des prises de terre [1] a été une préoccupation des électriciens depuis déjà de très nombreuses années. L'intérêt accordé par les électriciens aux problèmes des prises de terre est justifié par les nombreuses campagnes de mesure réalisées par un grand nombre d'équipes de recherche dans différents pays [2,3].

Afin d'écouler rapidement les énergies supplémentaires introduites lors d'un défaut, la prise de terre reste le moyen de protection le plus utilisé. Malheureusement le comportement de cette dernière est tributaire de plusieurs facteurs (résistivité du sol, la longueur du mise à la terre, ionisation du sol,...).

Dans ce travail nous analysons les prises de terre de types filiformes, horizontales. Notre analyse mathématique est dédiée à l'optimisation de quelques paramètres en tenant compte de certaines contraintes.

L'utilisation des méthodes d'optimisation est de nos jours incontournable dans le domaine de l'ingénierie, permet d'optimiser (un coût, un rôle, une forme...).

Bien que le phénomène de foudre soit de nature plutôt imprévisible, nous avons opté pour l'analyse d'une mise à la terre sous certaines hypothèses simplificatrices. Notons que nous résolvons les équations des lignes par la méthode numérique dite FDTD [4] et calculons les paramètres linéiques avec les expressions proposées par E.D.Sunde [1].

Enfin, nous proposons une validation de cette nouvelle approche en confrontant nos résultats à ceux obtenus en utilisant le logiciel NEC-4 [5], dont le formalisme est basé sur la théorie des antennes [6] et nécessite l'utilisation de la transformation de Fourier.

Formulation mathématique d'un problème d'optimisation

Un problème d'optimisation de dimension n peut être écrit de façon générale sous la forme (1) :

$$\begin{cases} \text{Min } F(x) \in \mathbb{R}^n \\ g_i(x) \leq 0 \quad i = 1, \dots, p \\ h_j(x) = 0 \quad j = 1, \dots, q \\ x_{k \min} \leq x_k \leq x_{k \max} \quad k = 1, \dots, n \end{cases} \quad (1)$$

Avec :

$F(x)$ est la fonction objectif.

x est un vecteur à n variables x_k qui représentent les paramètres du problème à optimiser.

Minimum local et minimum global

Un point x^* de l'espace de recherche \mathcal{R}^n représente un minimum local ou optimum local, s'il existe un voisinage de x^* noté $V(x^*)$, tel que :

$$\forall x \in V(x^*) \quad F(x) \geq F(x^*) \quad (2)$$

Un point x^* de l'espace de recherche \mathcal{R}^n est un minimum global ou optimum global si :

$$\forall x \in \mathcal{R}^n \quad F(x) \geq F(x^*) \quad (3)$$

Nous pouvons dire aussi que le minimum global est le plus petit minimum local de l'espace de recherche, comme nous montre la figure (1).

$g_i(x)$ et $h_j(x)$ représentent respectivement les contraintes d'inégalité et d'égalité

$x_{k \min}$ et $x_{k \max}$ désignent les limites de domaine

\mathcal{R}^n est l'espace de recherche borné par les limites du domaine.

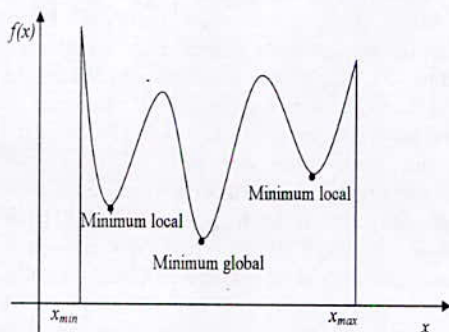


Fig.1. Représentation du minimum local et global d'une fonction.

Selon les caractéristiques du problème d'optimisation non contraint, nous pouvons appliquer différentes méthodes de résolution pour identifier sa solution. Ces méthodes sont séparées en deux grands groupes :

- Les méthodes déterministes.
- Les méthodes stochastiques.

Méthodes d'optimisation déterministes

Une méthode d'optimisation est dite déterministe lorsque son évolution vers la solution du problème est toujours la même pour un même contexte initial donné, ne laissant aucune place au hasard. Ce sont en général

des méthodes efficaces, peu coûteuses, mais qui nécessitent une configuration initiale (point de départ) pour résoudre le problème. Ce sont souvent des méthodes locales, c'est-à-dire qu'elles convergent vers l'optimum le plus proche du point de départ, qu'il soit local ou global.

Introduction

Définition

Parmi les différentes méthodes stochastiques d'optimisation globale, nous allons uniquement intéresser aux heuristiques « modernes ». Le mot heuristique vient du grec heurein (découvrir) et qualifie tout ce qui sert à la découverte, à l'invention et à la recherche. Les heuristiques sont des méthodes qui cherchent à approcher une solution optimale ; on les appelle parfois méthodes approchées [7].

Une heuristique peut être conçue pour résoudre un type de problème. Elle est dite « méthaheuristique » si elle est générale et établie pour être adaptée à divers problèmes d'optimisation.

Principe d'un algorithme stochastique

Ce sont des méthodes où l'approche de l'optimum est entièrement guidée par un processus probabiliste et aléatoire (stochastique). Ces méthodes ont une grande capacité de trouver l'optimum global du problème. Contrairement au plus part des méthodes déterministes, elles ne nécessitent ni point de départ, ni la connaissance du gradient de la fonction objectif pour atteindre la solution optimale. Cependant, elles demandent un nombre important d'évaluations de la fonction objectif avant d'arriver à la solution du problème.

Dans nos applications pour l'analyse déterministe nous utilisons la méthode de programmation quadratique récursive et pour l'analyse stochastique nous utilisons la méthode dite du recuit simulé.

Nous décrivons ces deux méthodes dans ce qui va suivre.

Recuit simulé

Algorithme du recuit simulé

L'analogie entre un système physique constitué de plusieurs particules et un problème d'optimisation est basée sur les équivalences suivantes :

- les configurations d'un problème d'optimisation sont équivalentes aux états d'un système physique.
- La fonction objectif est équivalente à l'énergie interne du système physique.

Méthode programmation quadratique réursive

La méthode de programmation réursive consiste à remplacer le problème non linéaire avec contraintes par une suite de sous problèmes, obtenus en adoptant une approximation quadratique de la fonction objectif et en linéarisation les fonctions contraintes par rapport aux variables de conception. Leur efficacité a pour origine la prise en compte, dans une certaine mesure, de la courbure des fonctions grâce à l'approximation du Hessien de la fonction Lagrangienne [8].

Principe général de la méthode de programmation quadratique réursive

Considérant le problème de programmation non linéaire suivant :

$$\begin{aligned} & \text{Min } f_0(x) \\ & \text{Sous les contraintes} \\ & g_i(x) \leq 0 \quad i = 1, \dots, m \\ & x \in R^n \end{aligned} \quad (4)$$

Où les fonctions doivent être continûment différentiables.

L'idée de base de la méthode de programmation quadratique réursive consiste à écrire les conditions de stationnarité de la fonction Lagrangienne.

$$\varphi(x, \lambda) = f_0(x) + \sum_{i=1}^m \lambda_i g_i(x) \quad (5)$$

Elles donnent lieu au système d'équations non linéaires :

$$\begin{aligned} \nabla f_0(x^k) + \sum_{i=1}^m \lambda_i^k \nabla g_i(x^k) &= 0 \\ g_i(x^k) &\leq 0 \quad i = 1, \dots, m \end{aligned} \quad (6)$$

Les méthodes stochastiques, présentent un grand avantage par rapport aux méthodes déterministes : la capacité de trouver l'optimum global du problème.

Calcul de la répartition des courants dans une mise a la terre excitée par un générateur temporel

Dans notre travail, nous utilisons la modélisation par les équations des lignes; nous résolvons le système d'équations (7) par FDTD (Finite Difference Time Domain) en tenant compte des conditions aux deux extrémités.

$$\begin{cases} \frac{\partial}{\partial x} U(x,t) = -RI(x,t) - L \frac{\partial}{\partial t} I(x,t) \\ \frac{\partial}{\partial x} I(x,t) = -GU(x,t) - C \frac{\partial}{\partial t} U(x,t) \end{cases} \quad (7)$$

U(x, t) et I(x, t): les tension et les courant en régime transitoire;

L et R: l'inductances et la résistances longitudinales;

C et G: la capacités et la conductances transversales.

Les paramètres linéiques propres et mutuels des électrodes sont donnés par E.D. Sunde [1]. ces paramètres sont calculés en tenant compte de l'inhomogénéité introduite par l'interface sol-air en faisant intervenir l'électrode image.

Impédance transitoire

Lors d'un court-circuit ou d'un impact de foudre, et avant l'apparition des courants en basse fréquence, des régimes transitoires de très courtes durées prennent naissance. Généralement le contenu spectral des ondes de choc qui en résulte peut s'étendre de quelques kHz jusqu'à 10 MHz [9].

En basse fréquence, la terre peut être considérée comme résistive et il est alors possible de calculer la résistance des prises de terre en tenant compte de la forme de l'électrode de terre, des conditions d'installation et de la résistivité du sol.

En haute fréquence, l'écoulement des courants de défaut dans le sol donne naissance à des phénomènes physiques qui ne sont pas ceux de la basse fréquence :

- l'effet de peau dans les conducteurs.
- les courants induits dans le sol sont très importants.
- les courants de déplacement dans le sol ne sont plus négligeables à partir d'un seuil Fréquentiel.
- Le phénomène de propagation.

La notion d'impédance transitoire permet de caractériser quantitativement le comportement d'une prise de terre en régime transitoire d'une manière très commode.

On définit l'impédance transitoire [4] d'une prise de terre comme suite :

$$Z(t) = U(0,t) / I(0,t) \quad (8)$$

Avec :

U (0, t) : tension à l'entrée de l'électrode.

I (0, t) : courant injecté à l'entrée.

Validation

Pour l'ensemble de nos applications, notre but est de trouver l'optimum de l'impédance transitoire durant le temps de montée en prenant comme paramètres de

recherches la longueur et la hauteur ainsi que la profondeur d'enfouissement.

Nous recherchons l'optimum successivement par les méthodes déterministes et stochastiques sans et avec contraintes. Afin d'aborder les applications sous-citées nous commençons par valider le concept de résolution des équations des lignes par FDTD pour le calcul de l'impédance transitoire.

Validation de la répartition de courant et de l'impédance transitoire

Dans cette application nous considérons deux électrodes identiques de même longueur $l = 4m$ et de rayon $a = 0.005m$, enterrées horizontalement à une profondeur $h = 0.75m$ dans un sol de résistivité $\rho = 100 \Omega m$, linéaire homogène et isotrope et situées à une distance $d = 1m$ l'une de l'autre. Uniquement l'électrode 1 (figures 2) est alimentées à l'une de ses extrémités par une onde de foudre, ce qui va nous permettre d'analyser l'interaction entre les deux électrodes.

Le générateur onde foudre défini comme suit :

$$I(t) = I_0 \cdot [e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}] (A)$$

Avec:

$$I_0 = 30 kA, \alpha = 40,87 \cdot 10^3 s^{-1}$$

$$\beta = 4933,216224 \cdot 10^3 s^{-1}$$

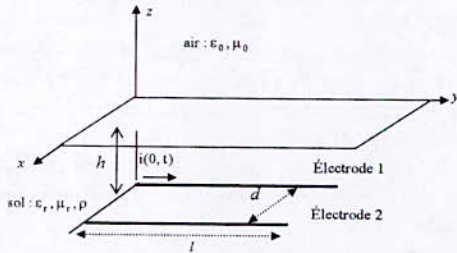


Fig.2. Deux électrodes enterrées horizontalement

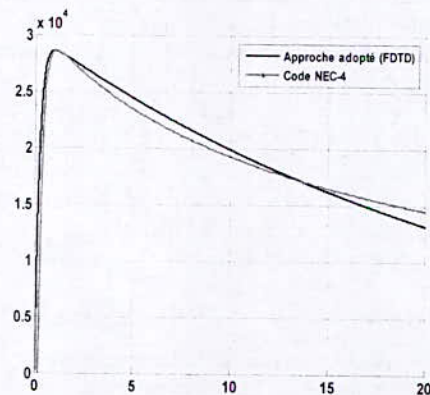


Fig.3 Variation du courant à l'entrée de la première électrode (notre calcul + code NEC-4).

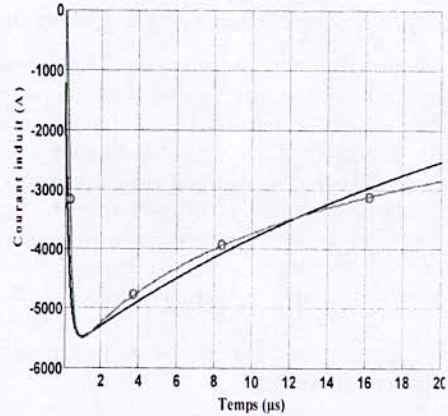


Fig.4 Variation du courant induit à l'entrée de la deuxième électrodes (notre calcul + code NEC-4).

En (figures 3, 4), nous avons la variation du courant à l'entrée de la première électrode et la variation du courant induit à l'entrée de la deuxième électrodes que nous obtenons par notre modèle (résolution des équations des lignes par FDTD) et par le logiciel NEC-4.

Nous constatons une légère différence entre les deux résultats, car notre formalisme est directement en temporel et ne prend pas en compte la variation des paramètres linéiques avec la fréquence, et le traitement par le logiciel NEC-4 nécessite de réaliser une FFT avec le maximum de précautions ; en effet pour réaliser un meilleur résultat, il est indispensable d'augmenter le nombre de point de la suite temporelle, ce qui implique des temps de calculs bien plus importants pour arriver à des valeurs nulles naturellement au lieu de les imposer égales à zéro et forcé ainsi le résultat.

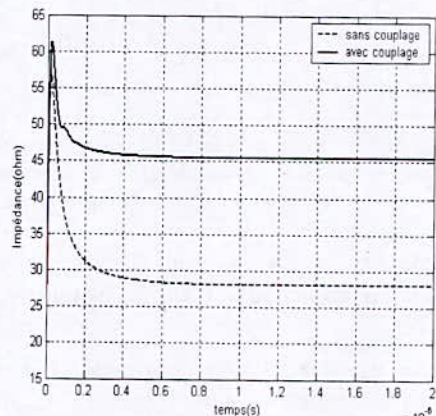


Fig.5 Impédance transitoire à l'entrée de la première électrode.

La figure 5, représente la variation de l'impédance transitoire à l'entrée de l'électrode alimentée en absence et en présence de la deuxième électrode. Des résultats obtenus, nous remarquons que la présence d'une électrode au voisinage d'une prise de terre est responsable d'une augmentation de l'impédance transitoire, ce qui n'est pas en faveur d'un bon épanouissement des courants dans le sol.

Le résultat de calcul que nous avons obtenue pour deux électrodes enterrées horizontalement en résolvant les équations des lignes couplées par FDTD confirme notre bonne modélisation du comportement transitoire d'une mise à la terre.

Ce résultat montre bien combien il est important de tenir compte de la distance entre deux ou plusieurs électrodes parallèles lors de la réalisation d'une mise à la terre filiforme.

Afin d'analyser cette problématique nous traitons un problème d'optimisation avec contraintes par deux méthodes différentes (déterministe et stochastique).

Optimisation d'une prise de terre

- Cahier de charge

Pour l'optimisation d'une prise de terre, un certain nombre de contraintes sont posées.

Le problème peut être décrit alors par la minimisation de l'impédance transitoire.

$$\begin{cases} \min f(x) = \min Z(x,t) \\ h_i(x) = 0 \quad i = 1, \dots, p \\ g_j(x) \leq 0 \quad j = 1, \dots, q \\ x \in S \subset R^n \end{cases} \quad (8)$$

Avec:

Z(x,t): est la fonction à minimiser, appelée fonction coût ou fonction objectif,

x : représente le vecteur des variables d'optimisation,

$h_i(x)$ et $g_j(x)$: représentent respectivement les contraintes d'inégalités et d'égalités,

S : est l'espace des variables (appelé aussi espace de recherche).

L'espace de recherche est constitué :

- par la longueur (hauteur) et la distance séparant deux électrode parallèles.

Nous considérons comme contraintes la résistivité du sol durant le temps de montée.

Pour réaliser notre travail de modélisation :

- par analyse déterministe, il s'agit de la méthode quadratique réursive et nous utilisons l'utilitaire Fmincon sous Matlab.

- par analyse stochastique, il s'agit de la méthode dite de recuit simulé que nous avons implémenté sous environnement Matlab.

Optimisation déterministe (programmation quadratique réursive)

Données du générateur:

$I_0 = 10 \text{ kA}; p = 0.00184 \cdot 10^{+6} \text{ s}^{-1}, q = 2.46650 \cdot 10^{+6} \text{ s}^{-1}.$

La résistivité du sol : $\rho \leq 500 (\Omega \cdot \text{m})$

h (profondeur d'enfouissement) = 0.6 m.

Tableau 1 : paramètres de recherche.

	X_0	L	U	X_{opt}
$X_1 = l \text{ (m)}$	15	5	30	10.40
$X_2 = d \text{ (m)}$	2	1	5	4.6

Avec :

X_1 : la longueur de chaque électrode.

X_2 : la distance entre deux les électrodes.

X_{opt} : la valeur optimale du paramètre.

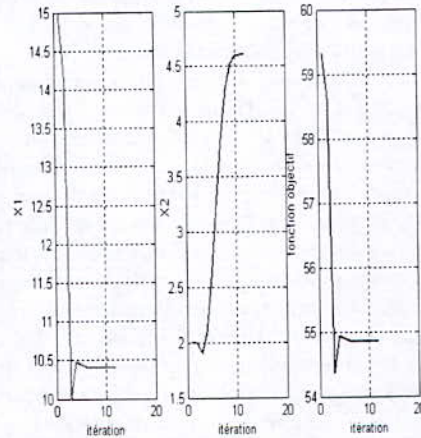


Fig.6 Evolutions des paramètres d'optimisation et de la fonction objectif en fonction des itérations.

Optimisation stochastique (Méthode du recuit simulé)

Afin de pouvoir comparer les deux méthodes d'optimisation pour le traitement du même problème, pour l'ensemble des applications qui vont suivre nous gardons les mêmes données pour chacune d'elles.

Tableau 2 : paramètres de recherche.

	X_0	L_b	U_b	X_{opt}
$X_1 = l \text{ (m)}$	15	5	30	12.17
$X_2 = d \text{ (m)}$	2	1	5	3.24

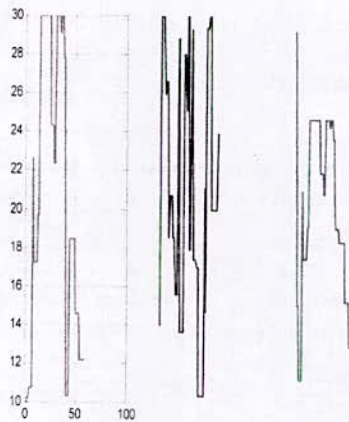


Fig.7 Evolutions des paramètres d'optimisation et de la fonction objectif en fonction des itérations.

A partir de la figure 6 et 7, Les résultats que nous obtenons pour l'ensemble de nos simulations mettent en évidence le maintien de l'impédance optimale dans des marges acceptables pour chaque application avec quand même parfois quelques différences entre le calcul déterministe et le calcul stochastique.

Les deux méthodes d'optimisation confirment les résultats que nous obtenons où nous constatons une diminution de moitié de l'impédance transitoire.

Le nombre d'itérations par la méthode stochastique est bien plus important que pour la méthode déterministe.

La méthode stochastique paraît être mieux adaptée pour le traitement de l'optimisation d'une mise à la terre.

Sachant que la différence entre les deux méthodes réside dans la notion du minimum local et du minimum global, une différence entre les résultats est prévisible. Ces résultats de simulations montrent quand même que sous certaines hypothèses simplificatrices il est possible de faire appel à l'optimisation mathématique pour la conception d'une mise à la terre.

Conclusion

En régime perturbé la mise à la terre joue un rôle très important pour la protection du matériel et des personnes. Il est donc indispensable d'adapter la mise à la terre à la nature de l'équipement à protéger en tenant compte des paramètres géométriques les plus influents ainsi que des contraintes liées à la nature (résistivité) et l'ionisation du sol.

Bien que la notion d'optimisation d'une mise à la terre soit un problème complexe de part la nature des sols stratifiés et mal connues et de l'énergie des défauts qui est imprévisible, nous avons abordé ce travail avec certaines hypothèses simplificatrices.

Pour réaliser ce travail de modélisation nous avons opté pour la résolution des équations des lignes par FDTD pour le calcul de l'impédance transitoire. Pour l'optimisation de ce dispositif de protection nous avons testé deux méthodes l'une dite déterministe et l'autre stochastique.

Dans ce travail, nous avons surtout regardé l'apport d'une technique d'optimisation stochastique par rapport à la technique déterministe qui est moins contraignante. Nous avons uniquement considéré deux contraintes qui sont la résistivité du sol et son champ de claquage.

La considération d'autres contraintes (le temps de montée de l'injection, le champ rayonné,...) permettrait certainement une analyse plus fine. Une perspective de ce travail serait la prise en compte de ces contraintes pour la prise en compte de l'aspect compatibilité électromagnétique.

References

- [1] E. D. Sunde, "Earth Conducting Effects in Transmission Systems," New York, N. Y. Dover publications, Inc 1968.
- [2] R. Kosztatuk and D. Mukhedkar, "Experimental Study of transient Ground Impedances," *IEEE Trans on PWRA and S*, vol. Pas-100, N° 11, November 1981. PP.4653-4660.
- [3] Y. Liu, "Transient response of grounding systems caused by lightning: Modelling and Experiments," Thèse de doctorat ACTA Universitatus Upsaliensis 2004.
- [4] B. Nekhoul, B. Harrat, K. Kerroum and K. El khamlouchi Drissi, "Caractérisation d'une grille de mise à la terre par résolution d'une équation de propagation," *Revue Internationale de génie électrique (RIGE)* Volume 8 -N° 3-4/2005
- [5] NEC, "Numerical Electromagnetic Code," Janvier, 1992.
- [6] R.F.Harrington, "Field Computation by Moment Methods," Macmillan, New York, 1968.
- [7] G. Berthiau et P. Siarry, "état de l'art des méthodes d'optimisation globales," septembre 2001.
- [8] S. Rodney REZNDE, "Optimisation en électromagnétisme par application conjointe des méthodes de programmation non linéaire et de méthode des éléments finis," Thèse de docteur de l'institut national polytechnique de Grenoble. Novembre 1988.
- [9] A. Schmitt, et T. Deflande, "Les surtensions et les transitoires rapides de tension, en milieux industriel et tertiaire," Editions Eyrolles 1997.
- [10] B.Nekhoul, P.Labie,F.X Zgainski and G. Menier, "Calculating the Impedance of a Grounding Systems," *IEE Trans on magnetic*, Vol.32.N°3, May 1996.pp.1509-1512.

¹LAMEL Laboratoire, Université de Jijel, BP 98 Ouled Aissa 18000 Jijel, Algérie, Email: Chouki_makhlouf@yahoo.com

²LASMEA Laboratoire, Blaise Pascal Université, 24 Avenue des Landais, 63177 Aubière, France.

Etude des perturbations rayonnées dans un circuit électronique

^{1,2}F.Tahar Belkacem, ²M.Bensetti, M. ¹Djennah, ¹D.Moussaoui, ²B.Mazari

¹Laboratoire systèmes électromagnétiques, Ecole Militaire Polytechnique

²IRSEEM/ESEGELEC France

Résumé : Dans les circuits électroniques, les fils de connexion et les pistes des circuits imprimés sont des supports idéaux pour la propagation des perturbations, ils se comportent ainsi comme des antennes. Il est donc important de "penser CEM" lors de la conception des circuits électroniques en optimisant aussi les coûts des équipements [1] [2].

La complexité des phénomènes qui entrent en jeu lors de l'étude de la CEM exige l'utilisation des outils CAO de prédiction des perturbations électromagnétiques rayonnées.

Dans cet article nous présentons une étude CEM appliquée aux circuits électroniques. Le travail consiste à étudier le rayonnement électromagnétique produit par les pistes d'un circuit imprimé. Les essais expérimentaux obtenus ont été confrontés avec ceux restitués par simulation en utilisant la méthode des éléments finis.

I. Introduction

Pour déterminer le rayonnement d'un circuit de manière précise en tenant compte des couplages entre les éléments du circuit et plan de masse, il est nécessaire d'utiliser une méthode numérique permettant le calcul exact du champ électromagnétique. En électromagnétisme, il existe plusieurs méthodes numériques, telles que la méthode des éléments finis, la méthode des différences finies, la méthode des lignes de transmission, et la méthode des moments. Le choix d'une méthode dépend de la nature du problème à résoudre [3] [4].

Dans notre cas, nous cherchons à calculer le couplage entre les pistes d'un circuit imprimé et le rayonnement électromagnétique des circuits électroniques. La méthode numérique employé doit tenir compte de la présence de conducteurs des formes géométriques complexes des pistes de circuits imprimés de faibles épaisseurs et des fils fins. En général, la topologie du circuit électronique est en trois dimensions (3D) et ne présente pas de symétries. Sans oublier aussi, qu'il faut tenir compte aussi de la présence de diélectriques, de plans de masse, de composants linéaires et des composants non linéaires.

La méthode numérique choisie doit traiter le problème du type circuit avec la présence de composants discrets dans le circuit. Pour toutes ses considérations nous

avons opté pour la méthode des éléments finis pour le calcul du couplage entre les pistes du circuit imprimé.

II. La méthode des éléments finis

La méthode des éléments finis a été largement développée dans le domaine de la mécanique pour analyser des problèmes de matériaux et de structures. Elle a ensuite été utilisée en électricité pour résoudre des problèmes non homogènes et de géométrie complexe [6].

II.1 Descriptif de la méthode

La première étape de la méthode des EF consiste à diviser l'espace à modéliser en petits éléments ou pièces de formes arbitraires et qui peuvent être plus petits là où les détails de la géométrie le nécessitent. La taille de ces éléments est choisie, en fonction des problèmes physiques locaux. Dans chaque élément, on suppose que la variation de la quantité de champ est simple (en général linéaire). Le champ est donc décrit par un ensemble de fonctions linéaires [7].

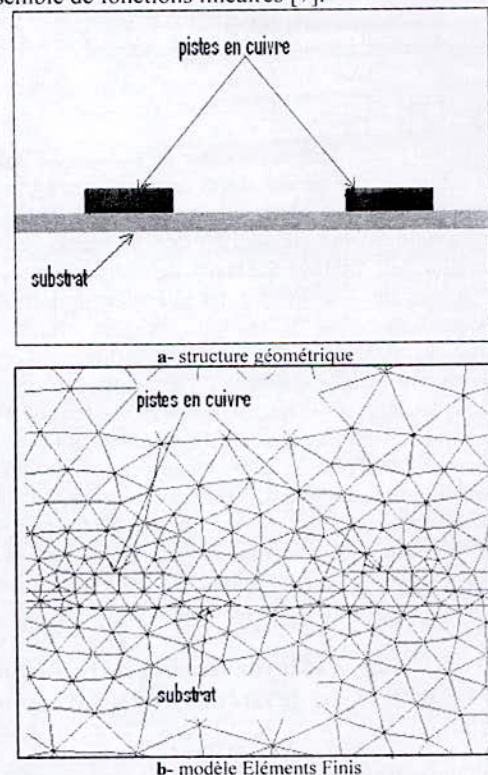


Figure 1: Exemple de modélisation Éléments Finis.

La figure présente un exemple de subdivision en éléments finis. Le modèle contient les informations concernant la géométrie, les constantes des matériaux, les excitations et les conditions aux limites. Chaque coin d'élément est appelé nœud. Le but de la méthode des éléments finis est de déterminer la quantité de champ à chaque nœud.

La plupart des méthodes des EF sont basées sur des techniques variationnelles : en cherchant à minimiser ou maximiser une expression considérée comme stationnaire quand on a la bonne solution. Généralement, la solution est obtenue en minimisant une énergie fonctionnelle associée au problème et qui peut être représentée par exemple sous la forme:

$$F = \int_V \frac{\mu |H|^2}{2} + \frac{\varepsilon |E|^2}{2} - \frac{J \cdot E}{2j\omega} dV \quad (1)$$

Les deux premiers termes de l'intégrale représentent l'énergie obtenue en champ magnétique et électrique et le troisième terme est l'énergie dissipée par les courants conduits. On exprime ensuite H en fonction de E, on dérive la fonctionnelle par rapport à E et en prenant la dérivée égale à zéro, on obtient une équation de la forme $f(J, E)=0$. La fonction f est approximée à l'ordre k en chacun des N nœuds et les conditions aux limites sont exprimées, afin d'obtenir un système d'équations de la forme:

$$[J] = [Y][E] \quad (2)$$

Les valeurs de J dans le membre de gauche de l'égalité sont relatives aux termes de la source. Ils représentent l'excitation connue. Les éléments de la matrice Y dépendent de la géométrie du problème et des conditions aux limites. Sachant que chaque élément est en liaison avec seulement les éléments qui lui sont voisins, la matrice Y est généralement creuse. Les termes du vecteur du membre de droite de l'égalité représentent les inconnues qui sont les champs électriques en chaque nœud. Ces valeurs sont obtenues en résolvant le système d'équations. Les autres paramètres tels que le champ magnétique, le courant induit et la puissance dissipée peuvent être déduits de la connaissance des valeurs du champ électrique. Afin d'obtenir une solution unique au problème, il est nécessaire d'imposer toutes les conditions aux limites du champ (les valeurs aux nœuds limites).

II.2 Avantages et inconvénients de la méthode des EF dans le cas de circuits de l'électronique de puissance

L'avantage majeur de la méthode des EF par rapport aux autres méthodes provient du fait que, dans cette méthode, chaque élément peut avoir des

caractéristiques électriques et géométriques particulières et indépendantes des autres éléments. Ceci nous permet de résoudre des problèmes avec un grand nombre de petits éléments dans des régions de géométrie complexe et en même temps des grands éléments dans des régions relativement ouvertes. Ainsi, il est possible de résoudre de manière relativement efficace des cas de géométrie complexe présentant des propriétés différentes.

Cependant, l'inconvénient majeur de cette méthode est la difficulté de modéliser des systèmes ouverts (dans le cas où le champ est inconnu en tout point de la limite du domaine d'étude). Plusieurs techniques sont appliquées pour résoudre ce problème (conditions limites absorbantes...). Ces techniques présentent des résultats raisonnables en deux dimensions, mais ne présentent pas encore des résultats efficaces dans le cas de rayonnement électromagnétique en trois dimensions [8] [9].

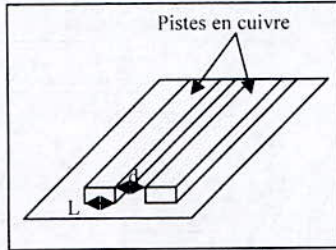
III. Application :

III.1 Calcul de la capacité et l'inductance entre deux pistes d'un circuit imprimé

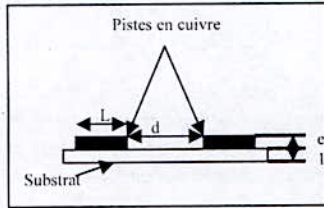
La réduction actuelle des dimensions des circuits et le rapprochement des pistes entre elles amènent à accorder une plus grande importance à la diaphonie dans les circuits. A l'avenir, l'effet du couplage capacitif et inductif sera prédominant. La diaphonie et le bruit qui lui est associé seront des facteurs non négligeables lors de la fabrication de circuit.

Nous proposons, dans cette partie, d'utiliser une méthode numérique pour modéliser le couplage électromagnétique existant dans la topologie des circuits électronique afin de comprendre les problèmes de compatibilité électromagnétique. Cette méthode est la méthode des éléments finis décrite précédemment.

Afin de présenter la méthodologie de calcul, on s'intéresse à la structure-test étudiée. Sur la figure ci-dessous, on a deux pistes de cuivre linéaires parallèles, placés sur un substrat de permittivité relative ε_r , de perméabilité relative μ_r . Et la coupe transversale de la structure étudiée est donnée par la figure suivante et on va l'utiliser pour notre application [10] [11].



a- la structure-test étudiée



b- la coupe transversale de la structure
Figure 2 : couplage entre deux pistes.

Pour calculer la capacité et l'inductance linéaire équivalente il faut calculer tout d'abord le champ électrique et le champ magnétique, pour cela on va résoudre les équations suivantes :

$$\Delta\phi + \epsilon\mu\omega^2\phi = \frac{\rho}{\epsilon} \quad (3)$$

$$\Delta A + \epsilon\mu\omega^2 A = -\mu J \quad (4)$$

Le champ électrostatique est donné à partir de l'équation (3) par :

$$E = -\text{div}\phi \quad (5)$$

Et le champ magnétostatique est donné à partir de l'équation (4) par :

$$B = \text{rot}A \quad (6)$$

Le calcul des deux champs nous permet de calculer l'énergie électrique et magnétique qui sont données respectivement par :

$$W_{\text{électrique}} = \int_v \frac{1}{2} \epsilon_0 \epsilon_r |E|^2 dv \quad (7)$$

$$W_{\text{magnétique}} = \int_v \frac{1}{2} \mu_0 \mu_r |H|^2 dv \quad (8)$$

Et enfin la capacité équivalente est donnée à partir de l'énergie électrique par :

$$C = \frac{2 * W_{\text{électrique}}}{V^2} \quad (9)$$

Avec :

$$V = R I_{\text{excitation}}^2 \quad (10)$$

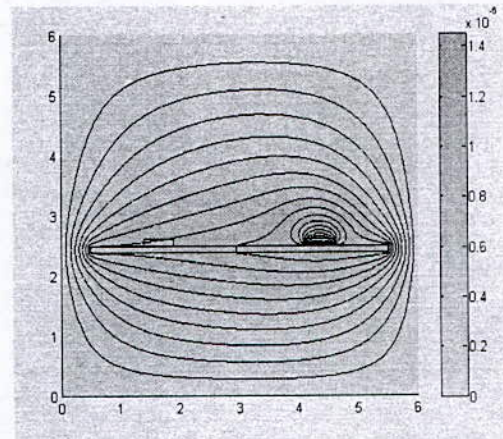
Et :

$$R = \rho_{\text{cuivre}} \frac{l}{S} \quad (11)$$

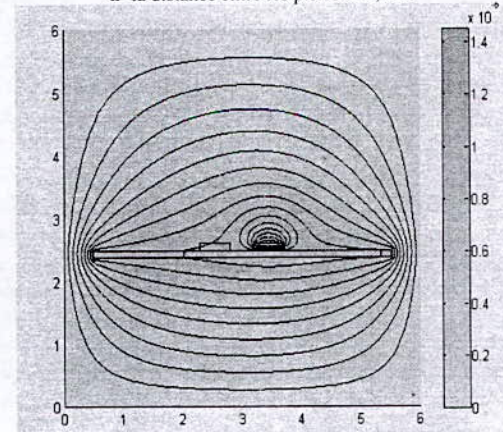
Et l'inductance équivalente est donnée à partir de l'énergie magnétique par :

$$L = \frac{2 W_{\text{magnétique}}}{I_{\text{excitation}}^2} \quad (12)$$

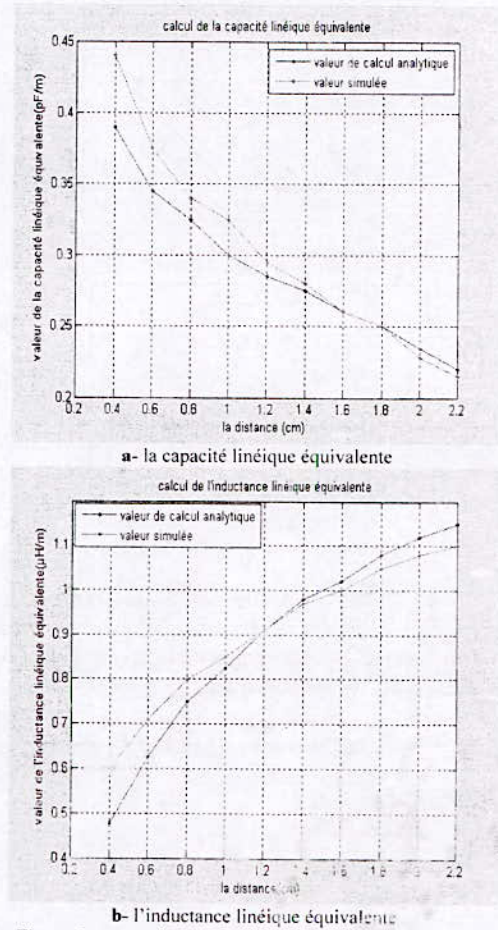
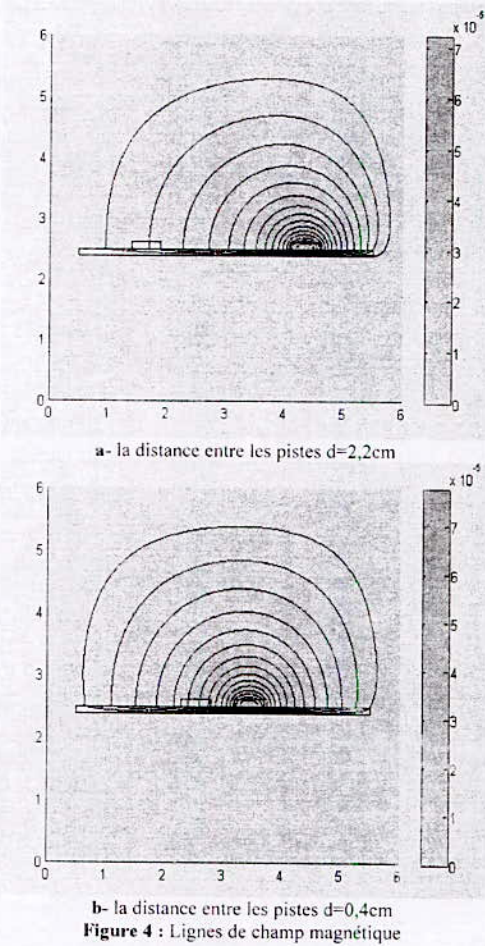
Pour un courant d'excitation de 1A et de fréquence de travail de 200kHz on obtient les résultats suivants :



a- la distance entre les pistes d=2,2cm



b- la distance entre les pistes d=0,4cm
Figure 3 : Lignes de champ électrique.



On refait le même travail pour différentes valeurs de « d » (la distance qui sépare les deux pistes en cuivre) et on calcul la valeur de la capacité et l'inductance linéiques équivalentes, et afin de valider nos résultats de simulation, on réalise une comparaison entre les résultats obtenus avec ceux restitués par les expressions analytiques suivantes [1]:

$$L_p = \frac{\mu_0}{\pi} \ln\left(\frac{\pi d}{L}\right) \quad (13)$$

$$C_p = \frac{\pi \epsilon_0}{\ln\left(\frac{\pi d}{L}\right)} \quad (14)$$

d : la distance qui sépare les deux pistes.
L : la largeur de la piste en cuivre (figure2).

Les résultats obtenus sont donnés par les courbes suivantes :

Les courbes ci-dessous montrent une grande concordance entre les résultats de simulation et les valeurs calculés, de la on peut valider notre modèle de simulation.

Discussion des résultats

Deux pistes de circuit imprimé présentant des surfaces en regard, ces deux pistes ne sont pas des conducteurs parfaits totalement isolés, mais en fait deux conducteurs reliés par un condensateur parasite, la valeur de ce condensateur varie en fonction de la distance entre les deux conducteurs, en effet elle diminue à chaque fois qu'on éloigne les deux conducteurs l'un de l'autre ce qui illustre l'allure de la première courbe.

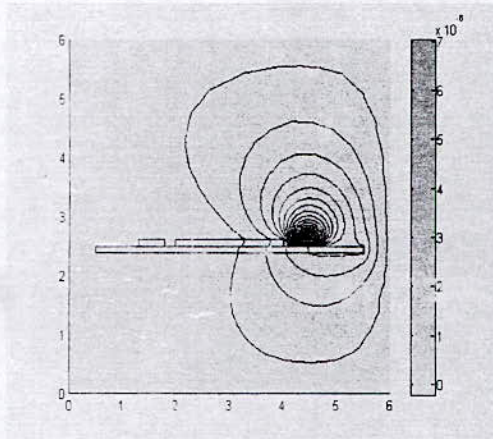
Par contre la valeur de l'inductance augmente avec l'augmentation de la distance entre les deux conducteurs, car en réduisant les surfaces des boucles par l'éloignement des deux pistes, on réduit les couplages de types inductifs, ce qui est illustré par l'allure de la deuxième courbe.

En minimisant la distance entre les pistes de circuit imprimé, on minimise le couplage inductif, contrairement au couplage capacitif qui va être maximisé, et vis vers ça, alors on cherche une autre stratégie de réduction des deux types de couplages.

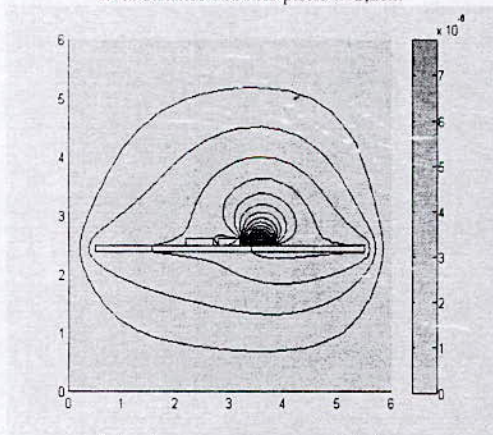
III.2 Influence du plan de masse

Comme cela a été expliqué au paragraphe précédent, on cherche un moyen de réduire les couplages capacitifs et inductifs, par l'introduction d'un plan de masse de la structure d'étude.

En refait les même étapes précédentes mais on introduisant un milieu conducteur (le cuivre) entre les deux pistes les résultats obtenus sont présentés par les figures suivantes :

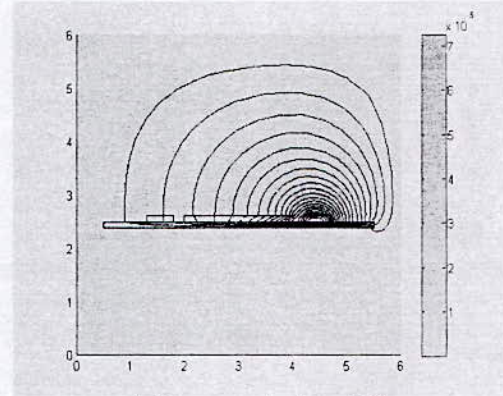


a- la distance entre les pistes d=2,2cm

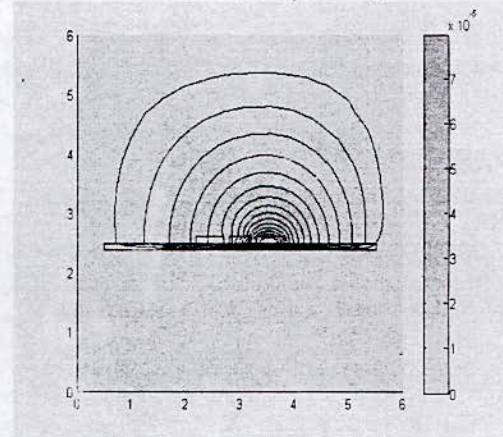


b- la distance entre les pistes d=0,4cm

Figure 6 : Lignes de champ électrique.



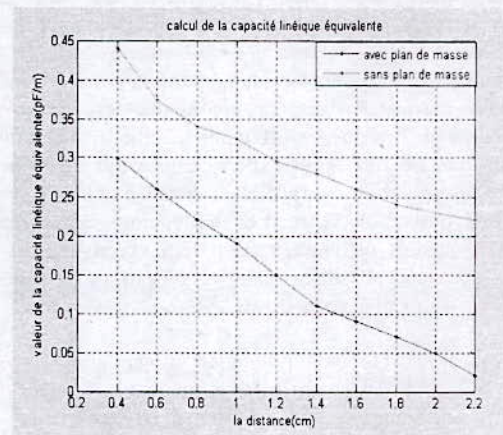
a- la distance entre les pistes d=2,2cm



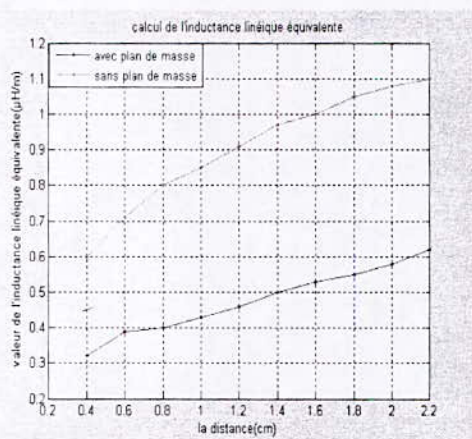
b- la distance entre les pistes d=0,4cm

Figure 7 : Lignes de champ magnétique

On varie la distance qui sépare les deux conducteurs (le plan de masse est au milieu) on calcule les nouvelles valeurs des capacités parasites, et les inductances parasites, les résultats sont illustrés par les figures suivantes :



a- la capacité linéique équivalente



b- l'inductance linéique équivalente

Figure 5 : comparaison entre les valeurs sans et avec plan de masse

Discussion des résultats

L'introduction du plan de masse n'a pas supprimé les condensateurs parasites, mais il réduit leur effet. Les valeurs des capacités vers la masse vont être augmentées, mais le couplage entre les deux fils diminu ce qui argumente les résultats donnés par la courbe. De même pour l'inductance, les surfaces des boucles seront formées par une piste et le plan de masse donc les courant induits vont être évacués par ce dernier, il reste que quelque lignes de champ magnétique qui provoquent la présence des courants induits dans la piste victime tel que cela est illustré par l'allure de la deuxième courbe.

IV. Etude expérimental

Dans cette partie, nous présentons une méthode expérimentale pour la mesure de la capacité mutuelle entre deux pistes proche l'une de l'autre (figure 2), les deux pistes sont routés sur un substrat, la première est la piste « agresseur » et la deuxième est la piste « victime ». Pour effectuer une validation expérimentale, des essais expérimentaux ont été réalisés en se basant sur deux critères (la distance entre pistes et plan de masse). A titre d'exemple, nous considérons deux distances différentes (d=0.4cm et d=2.2cm) et pour deux cas possibles (sans et avec plan de masse) nous réalisons différents essais.

Pour mesurer la tension induite sur la piste victime (Vs), nous injectons un signal « Ve » sur la piste agresseur, ayant comme amplitude 15Volts, la fréquence est de 200kHz. La tension de perturbation « Vs » arrivant sur

la deuxième piste (piste 'perturbé') est la même au long de la piste et elle s'exprime suivant l'équation (15).

$$V_s = V_e \frac{R_2}{R_2 + Z_m} \quad (15)$$

Où Z_m est la réactance de la capacité de couplage C_m (figure6).

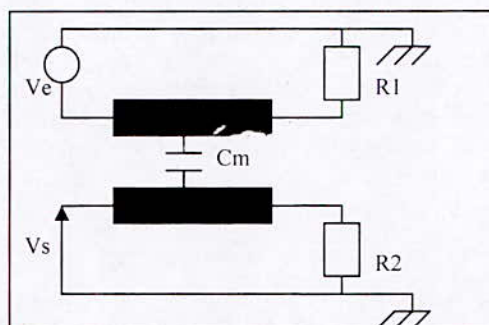


Figure 6 : modèle de mesure de la capacité mutuelle.

La forme du signal d'entrée Ve est donnée par la figure 7 suivante :

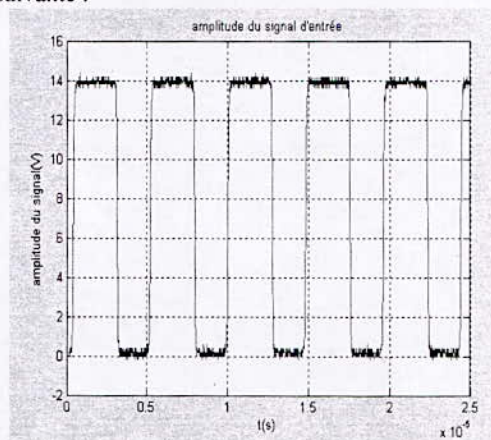
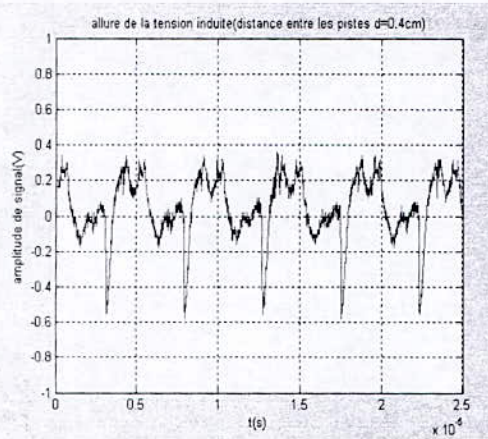
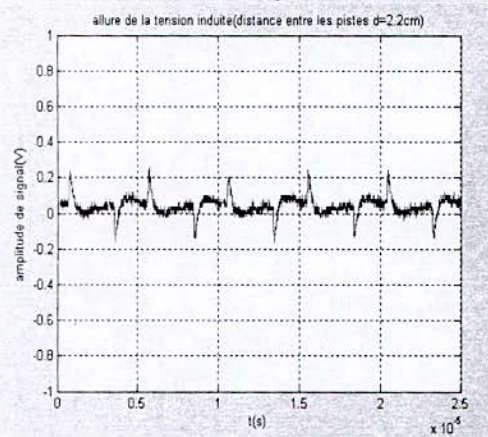


Figure 7 : allure de la tension d'entrée.

Pour réduire les interférences avec les perturbations extérieures, Le circuit de test a été introduit dans un boîtier métallique (blindage) relié à la terre. Les résultats suivants concernent les essai obtenus pour différentes configurations.

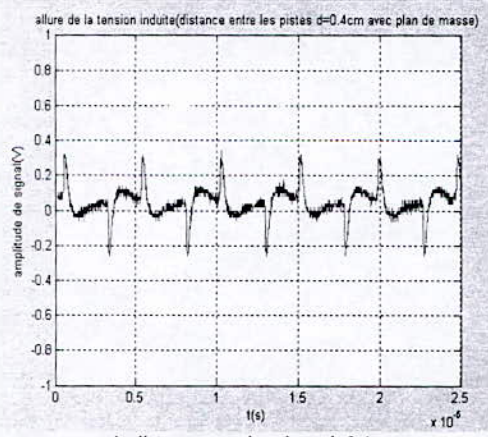


a- la distance entre les pistes d=0.4cm

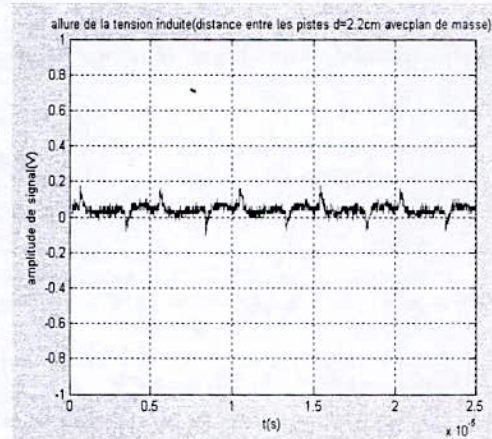


b- la distance entre les pistes d=2.2cm

Figure 8 allures des tensions dans la piste victime.



a- la distance entre les pistes d=0.4cm



b- la distance entre les pistes d=2.2cm

Figure 9 : allures de la tension dans la piste victime en présence du plan de masse.

Les figures précédentes montrent des pics à des instants correspondants à la montée ou à la descente du signal d'entrée V_e , nous constatons aussi des variations d'amplitude du signal V_s suivant la configuration de la mesure utilisé. L'amplitude du signal V_s de chaque configuration et les capacités parasites mesurées et simulées sont regroupées dans le tableau suivant :

configuration	Amplitude de V_s (Volt)	La capacité simulée (pF)	La capacité mesurée (pF)
d=0.4cm	0.75	0.44	0.39
d=2.2cm	0.4	0.24	0.20
d=0.4cm avec plan de masse	0.55	0.32	0.28
d=2.2cm avec plan de masse	0.18	0.04	0.02

Tableau 1 évolution des tensions et capacités parasites mesurées et simulées en fonction des différentes configurations

Les résultats expérimentaux pour les structures testées montrent une concordance acceptable avec l'expérience. L'étude expérimental a permis de valider notre modèle de simulation obtenue par la méthode des éléments finis.

V. Conclusion

Dans ce papier nous avons présenté une étude CEM sur une piste d'un circuit imprimé en prenant en considération les perturbations rayonnées. Nous avons modélisé la pollution ELM d'une piste et ces influences sur une autre piste par la méthode des éléments finis à l'aide du logiciel Matlab.

Des résultats expérimentaux ont été présentés et comparés avec ceux obtenus par modélisation.

Références

- [1] J. L. COQUERELLE, « C.E.M. Et Electronique De Puissance », Edition TECHNIP, 1999.
- [2] A. CHAROY, « Compatibilité Electromagnétique », Edition DUNOD, 2000.
- [3] F. COSTA, « Contribution à l'étude des perturbations conduites dans les convertisseurs statiques hautes fréquence », Thèse de doctorat de l'école centrale de Lyon, juin 1992.
- [4] J. L. COULOMB et J. C. SABONNADIÈRE, « CAO en électrotechnique », Édition HERMES, 1985.
- [5] Z. LOUNIS, « Apports des techniques de câblages laminaires dans un onduleur à IGBT de moyenne puissance », Thèse de doctorat L'Institut National Polytechnique de Lorraine, décembre 2000.
- [6] F. RACHIDI, « Introduction à la CEM », École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2004.
- [7] F. RACHIDI, « Modes de couplage et méthodes d'analyse », École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2004.
- [8] P. POULICHET, « Base de la compatibilité électromagnétique », groupe d'ESIEE, Février 2005.
- [9] Lu Bie, « Contribution à l'étude de rayonnement en champ électromagnétique proches des circuits en électronique de puissance », Thèse de doctorat de l'école central de Lyon, Mai 1990.
- [10] C. RICHARD, Jr. BOOTON, « Computational Methods for Electromagnetic and Microwaves ».
- [11] F. RACHIDI, « Blindage », École Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2004.

CALCUL DES ELEMENTS PARASITES PAR LA METHODE PEEC

Abdelali Allal and Mahi Djillali

¹University of Science and Technology of Oran, Algeria

²University of Amar Thelidji Laghouat, Algeria

Abstract : On the design phase of any system we must take all measures to reduce disturbance effects to acceptable levels, we can provide the theoretical system which is not always easy or even possible, a simulation of this system by software as Spice is a solution but it is limited or ineffective as the dimensions of the structure of the system will be comparable to the wavelength involved in the analysis because the drivers (pines, interconnections, tracks, cables ...) behave as antennas or receiving electromagnetic energy, in such cases require an analysis of combined electrical and electromagnetic. In this regard, and to calculate the parasitic elements of a binding form, we chose a method that combines in its analysis the electric circuit and electromagnetic method is the "PEEC", we will start by the study Theoretical of rPEEC PEEC method, the implementation of the PEEC method, in view networking, computing elements and partial resolution in frequency domain and time, and then compares these results with values determined by software FASTHENRY and FastCap.

Résumé : Il faut prendre, dès la phase de la conception d'un système, toutes les mesures de réduction des effets des perturbations à des niveaux acceptables, on peut l'assurer par l'étude théorique du système ce qui n'est pas toujours facile ou même possible, une simulation de ce système par un logiciel comme Spice est une solution mais elle reste limitée ou inefficace dès que les dimensions de la structure du système seront comparables à la longueur d'onde impliquée dans l'analyse, car les conducteurs, (les pins, les interconnexions, les pistes, les câbles....) se comportent comme des antennes émettrices ou réceptrices de l'énergie électromagnétique, des tels cas exigent une analyse combinée de circuit électrique et électromagnétique.

A cet égard et pour le calcul des éléments parasites d'une liaison de forme quelconque, on a choisi une méthode qui combine dans son analyse le circuit électrique et électromagnétique, c'est la méthode « PEEC », on va commencer par l'étude théorique de la méthode PEEC et rPEEC, la mise en œuvre de la méthode PEEC, en point de vue maillage, calcul des éléments partiels et la résolution en domaine fréquentiel et temporel, puis une comparaison de ces

résultats avec les valeurs déterminées par le logiciel FASTHENRY et Fastcap.

Mots clé : Compatibilité électromagnétique, PEEC, perturbation, MNA.

Introduction

La méthode PEEC (acronyme de Partial Elément Equivalent Circuit) a été développée dans l'année 1972 par Mr. Ruehli [01] dans le cadre du développement par IBM des PCB (Printed Circuit Boards ou circuits imprimés) dans les ordinateurs personnels. La problématique était alors d'étudier les couplages inductifs pouvant exister entre les différentes pistes du circuit imprimé, dans une optique haute fréquence, et depuis ce temps la méthode a connu plusieurs améliorations et un élargissement de son domaine d'application.

Dans sa première version [01] la méthode PEEC ne comporte que le modèle inductif bien sûr et résistif, en 1973 Mr. Ruehli a utilisé le modèle capacitif [02] pour enfin combiné les deux modèles inductif et capacitif en 1974 [03], en 1975 Mr. Ruehli et Mr. Heeb ont défini le modèle PEEC pour les régions diélectriques [04], en 1993 Mr. Ruehli et Mr. Garrett ont inclus le champ incident dans la méthode PEEC [05] puis dans la même année l'inclusion du temps de retard (rPEEC) qui était négligé dans la première version, en 1999 et avec l'augmentation des fréquences l'introduction de l'effet de peau a été nécessaire pour le maillage des conducteurs épais [06], de 1972 jusqu'au 2003 tous ces travaux ont été pour les conducteurs orthogonaux, Mr. Antonini a défini une nouvelle formulation pour les conducteurs non orthogonaux [07], la méthode a été développée au début pour l'analyse du comportement électromagnétique des circuits imprimés, mais dernièrement elle connaît plusieurs applications (modélisation électromagnétique) : Modélisation des lignes de transmission, L'électronique de puissance (modélisation des bus bar, IGBT, convertisseur de puissance), Analyse des antennes

Principe général:

Partant d'un système de conducteurs décrits selon une approche tuyau (c'est à dire que l'on connaît la direction du courant), la première étape consiste à réaliser un maillage de la section des conducteurs. Ce maillage permet d'obtenir des éléments de section suffisamment faible pour entrer dans le cadre d'une approche filiforme, c'est-à-dire que l'on pourra considérer que leur section porte une densité de courant uniforme.

Le maillage devra donc conforme avec les variations des courants induits dans la section liés aux effets de peau et de proximité.

L'approche PEEC va permettre de remplacer les tronçons pseudo-filiformes de conducteurs définis par le maillage par un schéma électrique équivalent à constantes localisées. Chaque subdivision du maillage est remplacée par des éléments dits partiels constitués pour chacun d'une résistance partielle, d'une inductance partielle et d'une pseudo capacitance partielle pour les cellules de surface. L'équivalence nécessite également pour chaque branche équivalente la présence d'éléments de couplage inductifs et capacitifs avec tous les autres éléments de maillage appelé mutuelles partielles.

Cette méthode repose sur l'intégration des équations de Maxwell locales dans un conducteur faisant partie d'un système de conducteurs filiformes et permet donc l'obtention de formulations analytiques pour les éléments partiels du schéma équivalent.

Le schéma électrique équivalent obtenu pourra ensuite être directement raccordé aux sources et charges auxquelles les conducteurs sont normalement connectés. Une résolution de circuit permettra de connaître la répartition du courant dans les différentes branches correspondant aux subdivisions du maillage. On obtient ainsi le courant et donc la densité de courant (dans l'hypothèse où celle-ci est uniforme sur chaque subdivision) partout dans le système.

MISE EN EQUATION

Selon l'équation intégrale du champ électrique (EFIE), le champ électrique total \vec{E} , en un point de structure à chaque instant de temps t :

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}^a(\vec{r}, t) + \vec{E}^i(\vec{r}, t) \quad (1)$$

Où \vec{E}^a est le champ électrique appliqué et \vec{E}^i est le champ électrique auto induit.

Le champ \vec{E}^i peut être exprimé en fonction des potentiels vecteur et scalaire :

$$\vec{E}^i(\vec{r}, t) = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{A}(\vec{r}, t) - \nabla\varphi(\vec{r}, t) \quad (2)$$

Selon la loi d'Ohms

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \frac{\vec{J}(\vec{r}, t)}{\sigma} \quad (3)$$

Les potentiels vecteurs et scalaires sont respectivement pour une structure de K conducteurs :

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \sum_{i=1}^K \frac{\mu}{4\pi} \int_v G(\vec{r}, \vec{r}') \vec{J}(\vec{r}', t') dv \quad (4)$$

ET

$$\varphi(\vec{r}, t) = \sum_{i=1}^K \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_v G(\vec{r}, \vec{r}') q(\vec{r}', t') ds \quad (5)$$

Ou les termes sources, qui sont la densité de courant \vec{J} et la densité superficielle de charge q, sont identifiées par le vecteur position \vec{r} Et engendrent leurs effets au point de coordonnées \vec{r} à l'instant t après un retard égal au temps de parcours t_r

$$(t_r = \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{v}), G \text{ est la fonction de green, pour}$$

un milieu homogène elle est défini par

Introduisant (2), (3), (4) et (5) dans (1) on trouve l'expression du champ électrique appliqué :

$$\vec{E}^a(\vec{r}, t) = \frac{\vec{J}(\vec{r}, t)}{\sigma} + \frac{\partial}{\partial t} \left(\sum_{k=1}^K \frac{\mu}{4\pi} \int_{v_k} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \vec{J}(\vec{r}', t') dv' \right) + \nabla \left(\sum_{k=1}^K \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_{v_k} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} q(\vec{r}', t') dv' \right) \quad (6)$$

Les inconnus dans cette équation vectorielle sont la densité du courant \vec{J} et la densité de charge q ;

On a :

$$\vec{J} = \vec{J}^c + \vec{J}^p \quad (7) \text{ Et } q = q^l + q^p \quad (8)$$

Tels que :

\vec{J}^c est la densité de courant de conduction et \vec{J}^p est la densité de courant de polarisation, q^l est la densité superficielle de charge libre et q^p est la densité superficielle de charge.

$$\vec{E}_v^a(\vec{r}, t) = \frac{J_v(\vec{r}, t)}{\sigma} + \frac{\partial}{\partial t} \left(\sum_{k=1}^K \sum_{n=1}^{N_k} \frac{\mu}{4\pi} \int_{v_{ynk}} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \vec{J}(\vec{r}', t') dv' \right) + \nabla \left(\sum_{k=1}^K \sum_{m=1}^{M_k} \frac{1}{4\pi\epsilon} \int_{s_{mk}} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} q(\vec{r}', t') ds' \right) \quad (9)$$

La discrétisation de la structure en N_k cellule de Volume et M_k cellule de surface amène a remplacé les inconnus (J_{nk} et q_{mk}) par leurs valeurs moyennes sur chaque cellule, c'est-à-dire a les considérer localement

constantes sur les éléments de la discrétisation, et à les exprimer à travers leurs grandeurs globales correspondantes (le courant $I_{\gamma nk}$ et la charge totale Q_{mk}) on pose donc :

$$J_{\gamma nk} \cong J_{\gamma nk}(r_{\gamma nk}, t_{\gamma nk}) = \frac{I_{\gamma nk}(t_{\gamma nk})}{a_{\gamma nk}} \quad (10)$$

$$q_{mk} \cong q_{mk}(r_{mk}, t_{mk}) = \frac{Q_{mk}(t_{mk})}{a_{mk}} \quad (11)$$

Afin d'évaluer le comportement électromagnétique d'une cellule de la structure discrétisée, on doit moyenner le champ électrique sur la section transversale $a_{\gamma i}$, l'application aux deux membres de l'équation (9) :

$$\begin{aligned} & \frac{1}{a_{\gamma i}} \int_{v_{\gamma i}} E_{\gamma}^a(\vec{r}, t) dv \\ &= \frac{1}{a_{\gamma i}} \int_{v_{\gamma i}} \frac{J_{\gamma}(\vec{r}, t)}{\sigma} dv \\ &+ \left(\sum_{k=1}^K \sum_{n=1}^{N_k} \frac{\mu}{4\pi a_{\gamma nk} a_{\gamma i}} \frac{\partial I(t_{\gamma nk})}{\partial t} \int_{v_{\gamma i}} \int_{v_{\gamma nk}} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dv dv \right) \\ &+ \left(\sum_{k=1}^K \sum_{m=1}^{M_k} \frac{1}{4\pi \epsilon a_{\gamma i} a_{mk}} Q_{mk}(t_{mk}) \int_{v_{\gamma i}} \int_{s_{mk}} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} q(\vec{r}, t) ds dv \right) \quad (12) \end{aligned}$$

L'équation (12) se compose de quatre termes qui représentent des D.D.P ,

$$V^a = V^r + V^L + V^C \quad (13)$$

$$\text{Avec } V^a(t) = \frac{1}{a_{\gamma i}} \int_{v_{\gamma i}} E_{\gamma}^a(\vec{r}, t) dv \quad (14)$$

$$V^r(t) = \frac{1}{a_{\gamma i}} \int_{v_{\gamma i}} \frac{J_{\gamma}(\vec{r}, t)}{\sigma} dv \quad (15)$$

$$V^L(t) = \sum_{k=1}^K \sum_{n=1}^{N_k} \frac{\mu}{4\pi a_{\gamma nk} a_{\gamma i}} \frac{\partial I(t_{\gamma nk})}{\partial t} \int_{v_{\gamma i}} \int_{v_{\gamma nk}} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dv dv \quad (16)$$

$$V^C = \sum_{k=1}^K \sum_{m=1}^{M_k} \frac{1}{4\pi \epsilon a_{\gamma i} a_{mk}} Q_{mk}(t_{mk}) \int_{v_{\gamma i}} \int_{s_{mk}} \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} q(\vec{r}, t) ds dv \quad (17)$$

tel que :

V^a représente la contribution du champ externe.

V^r représente la contribution résistive;

V^L représente la contribution inductive;

V^C représente la contribution capacitive;

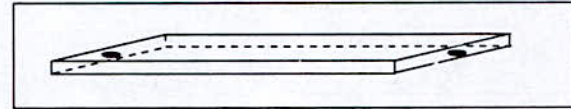
Modèles combinés de PEEC et rPEEC

De ce qui est précède, on distingue deux modèles :

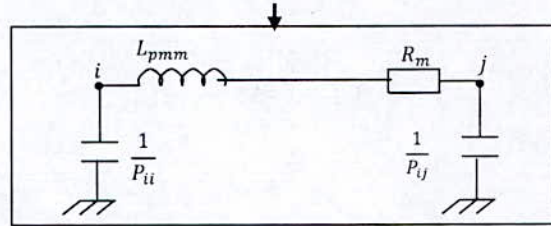
Méthode PEEC :

Cette méthode est appliquée au régime statique ou quasi statique tel que la plus grande dimension soit inférieur ou égale au $\lambda/2\pi$ (ou λ est la plus petite

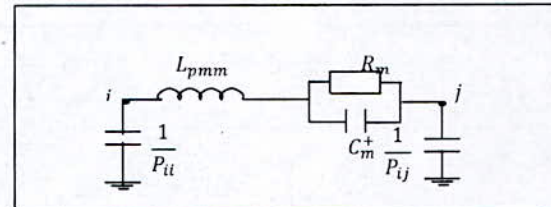
longueur d'onde d'intérêt), qui nous permet de négliger le temps de retard.



circuit equivalent PEEC



(a) Cellule conductrice



(b) Cellule diélectrique

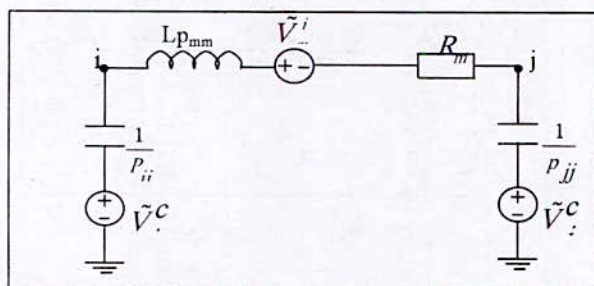
Figure 1: Modèle PEEC (a) cellule conductrice -b- Cellule diélectrique

Méthode rPEEC :

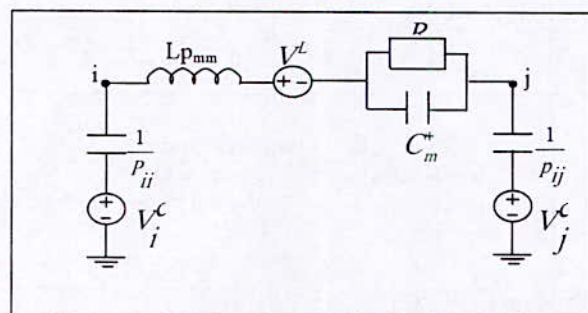
Cette méthode est appliquée au régime non statique tel que la plus grande dimension soit supérieur au $\lambda/2\pi$ (ou λ est la plus petite longueur d'onde d'intérêt), qui nous ne permet pas de négliger le temps de retard qui se traduit par la mise en série avec les selfs (inductance ou capacitance) des générateurs de tension pilotés par tension.



circuit equivalent rPEEC



(a) Cellule conductrice



(b) Cellule dielectrique

Figure 2: : Modele PEEC (a) cellule conductrice
-b- Cellule dielectrique

Avec

$$L_{pij} = \frac{\mu}{4\pi} \frac{1}{a_i a_j} \int_{v_i} \int_{v_j} \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} dv_i dv_j \quad (18)$$

$$P_{ij} = \frac{1}{4\pi\epsilon a_i a_j} \int_{s_i} \int_{s_j} \frac{ds_i ds_j}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|} \quad (19)$$

$$G_{\gamma i} = \frac{a_{\gamma i} \sigma_{\gamma i}}{\Delta_{\gamma i}} \quad (20)$$

$$C_{\gamma i}^+ = \frac{\epsilon_0 (\epsilon_{\gamma i} - 1)}{\Delta_{\gamma i}} a_{\gamma i} \quad (21)$$

EXEMPLE (DEUX PISTES PARALLELES SUPERPOSEES):

Cet exemple de validation étudie le comportement électromagnétique de deux pistes parallèles superposées, constituées de matériau conducteur de conductivité $\sigma=5.8 \times 10^7$ et placées dans l'air. Ces pistes ont une longueur de 100 mm, une largeur de 1mm et une épaisseur de 0.2mm, alors que leur distance est de 1 mm, la fréquence maximum est de 6 GHz. (voir figure 3)

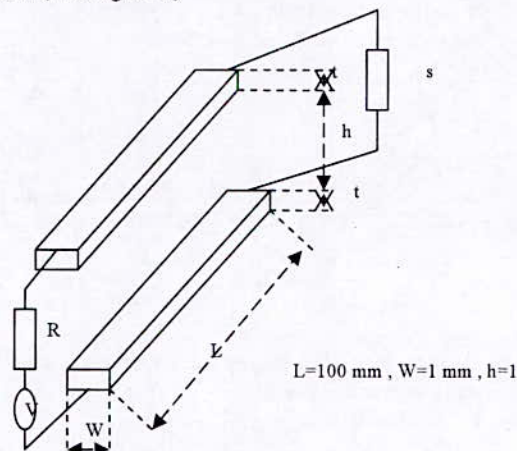


Figure 3: : Geometrie du probleme

RESULTAT :

Puisque la largeur et l'hauteur sont négligeables devant la longueur, on utilise un maillage unidimensionnel, chaque piste est discrétisée par 21 points placé arbitrairement sur la surface interne des pistes, le nombre des points pour chaque piste est calculé par :

$$\Delta = \frac{c}{10 \cdot f_{max}} = 5 \text{ mm}$$

Δ est la distance entre deux nœuds consécutifs
 nombre de point = $(L/\Delta)+1=21$
 Alors on a : 20 cellules de volumes et 21 cellules de surface pour chaque pistes, judicieusement assemblés, comme le montre . A titre indicatif on reporte les valeurs obtenues pour les éléments principaux du modèle qui sont :
 $R_p=0.431 \text{ m}\Omega$, $L_p= 2.686 \text{ nH}$ et $C_s= 98 \times 10^{-15} \text{ F}$

Pour les paramètres globales on a trouve :
 $R_{11}=8.62 \text{ m}\Omega$, $L_{11}=L_{22}= 0.1124 \text{ }\mu\text{H}$
 $R_{12}=R_{21}=0$, $L_{12}=L_{21}= 0.0815 \text{ }\mu\text{H}$

Par contre celle de Fasthenry [08] est :
 Computed matrices (R+jL)
 Row 0: n1 to n2
 Row 1: n3 to n4
 Freq = $6e+009$

$R_{11} = 8.62069\text{m}\Omega$, $L_{11}=L_{22}=0.11234 \text{ }\mu\text{H}$
 $R_{12}= -7.80626e-015 \text{ m}\Omega$, $R_{21}=-4.33681 \text{ m}\Omega$
 $L_{12}=L_{21}=0.0820578 \text{ }\mu\text{H}$

Remarque :

On voit que nos résultats sont très acceptables, sauf pour la résistance mutuelle qu'on a pas su son explication mais on a conclu qu'elle dépend de la géométrie, sigma et la fréquence

SIMULATION :

On utilise différentes tensions excitations, de formes trapézoïdale et on fait changer le temps de montée et de descente figure 4, la résolution numérique du problème nécessite l'utilisation la formulation MNA [09] dans le domaine temporel ,

$$\begin{bmatrix} -A & -(R+Lp_{dt}^{\frac{1}{2}}) \\ C_{self}^{\frac{1}{dt}}+P_{norm}^T Y_L & -P_{norm}^T A^T \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_n \\ (I_L)_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_s - Lp_{dt}^{\frac{1}{2}}(I_L)_n \\ P_{norm}^T I_s + C_{sel}^{\frac{1}{dt}} V_{n-1} \end{bmatrix} \quad (22)$$

La matrice A est la matrice d'incidence,

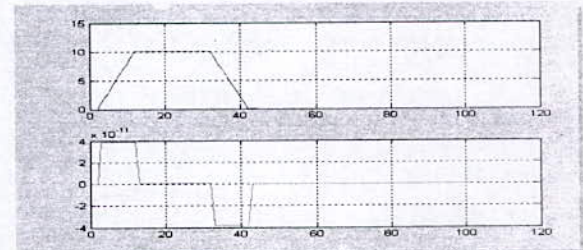
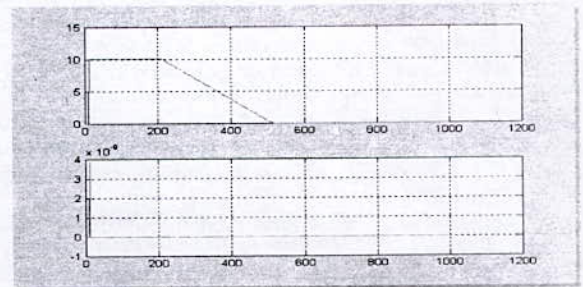
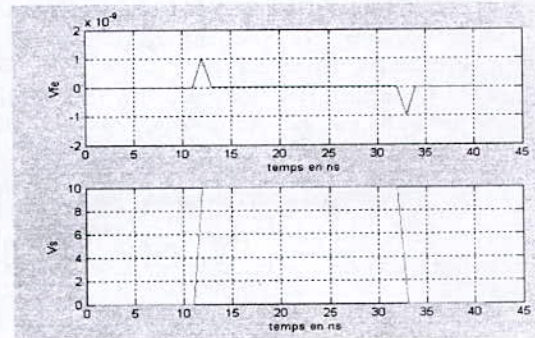


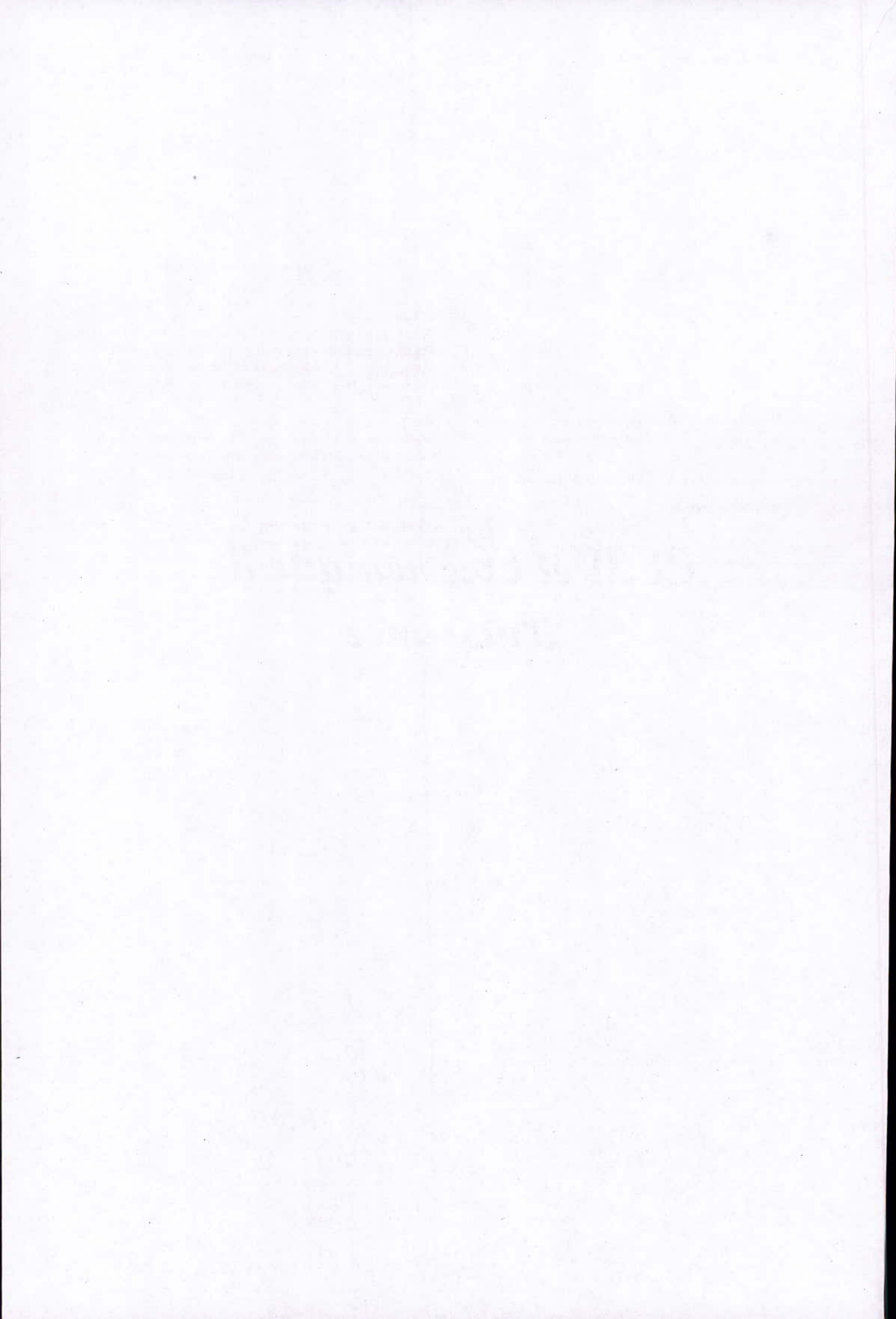
Figure 4: forme du signal d'excitation et du signal perturbe

CONCLUSION :

L'outil numérique de prédiction basé sur la méthode PEEC et permettant la modélisation du comportement électromagnétique de structures composées par des conducteurs et par des régions diélectriques de dimensions finies a été mis en place. En particulier, les travaux originaux de recherche ont concerné la proposition de différents types de maillage (1D, 2D ou 3D) pour la discrétisation de la zone d'espace considérée, la modélisation des arêtes et des coins d'une structure, la préparation de la formulation MNA pour les modèles PEEC afin d'appliquer la transformation en circuit équivalent du modèle mathématique MNA du système d'ordre réduit. La méthodologie proposée a été validée d'abord par l'étude des paramètres d'une structure simple composée par deux pistes parallèles superposées .

- [1] References, A.E Ruehli, "Inductance calculation in a complex integrated circuit environment", IBM Journal of research and development, 1972
- [2] A.E Ruehli & P.A. Brennan, "Efficient capacitance calculations for 3-Dimensional multiconductor systems", IEEE Trans, Feb 1973
- [3] A.E Ruehli, "Equivalent circuit models for 3-dimensional inductance Computations with PEEC", IEEE Trans, Mars 1974
- [4] A.E Ruehli, « Circuit models for 3-dimensional geometries including dielectrics », IEEE Trans, 1992
- [5] A.E Ruehli, J. Garrett & C.R. Paul, "Circuit models 3D structures with incident fields", IEEE Trans, Aout 1993
- [6] Karen M. Coperich, Enhanced Skin Effect for Partial-Element Equivalent-circuit (PEEC) models, IEEE 2000
- [7] A.E Ruehli, « Nonorthogonal formulation for time and frequency domain EM and circuit modeling », IEEE Trans, May 2003
- [8] <http://www.fastfieldsolvers.com/faq.htm>
- [9] L. O. Chua, C. A. Desoer, E. S. Kuh, "Linear and Nonlinear Circuits", McGraw-Hill, New York, 1987

*CEM et Electronique de
Puissance*



Reduction of conducted EMI DC-DC Full Bridge Voltage Converter by a Dual Randomized PWM Scheme

N. Boudjerda⁽¹⁾, A. Boudouda⁽¹⁾, M. Melit⁽¹⁾, B. Nekhou⁽¹⁾, K. El khamlichi Drissi⁽²⁾ and K Kerroum⁽²⁾

⁽¹⁾ LAMEL, University of Jijel, BP 98 Ouled Aissa, 18000 Jijel, Algeria.

⁽²⁾ LASMEA, Blaise Pascal University, 24 Avenue des Landais, 63177 Aubière, France

Abstract: Randomized Pulse Width Modulation (RPWM) deals better than Deterministic PWM (DPWM) with Electro-Magnetic Compatibility (EMC) standards for conducted Electro-Magnetic Interferences (EMI). In this paper, we propose a dual RPWM scheme for full bridge DC-DC voltage converter. This scheme is based on a triangular carrier with two randomized parameters. By using directly the randomized parameters of the carrier, a mathematical model of the Power Spectral Density (PSD) of output voltage is developed. Then, the PSD analysis shows the EMC advantage of the proposed dual randomization scheme comparatively to the classical simple randomization schemes. Finally, FFT analysis confirms this advantage.

Keywords-electromagnetic compatibility, DC-DC converter, RPWM, power spectral density

Introduction

Deterministic Pulse Width Modulation (DPWM) generates discrete harmonics with important magnitudes. The Electro-Magnetic Compatibility (EMC) standards impose more and more filtering effort in power converters [1]. One of the solutions for relaxing the filtering effort is the RPWM technique which deals better with EMC standards by spreading the voltage spectrum in a large frequency range and reducing its magnitude [2-4]. Several works regarding this new technique has been published lately, principally two randomization schemes are proposed; RCFM (Randomized Carrier Frequency Modulation) and RPPM (Randomized Pulse Position Modulation), for DC-DC conversion [4, 5] and for DC-AC conversion [2, 3, 5, 6]. Combinations of two randomized parameters have been also applied to the buck converter [1, 7] and to the three phase full bridge inverter [8].

In order to obtain a more spread spectrum, in full bridge DC-DC voltage converter, we propose a combination of two simple RPWM schemes (RCFM and RPPM schemes) that we call RCFM-RPPM or dual RPWM scheme. This scheme is based on a triangular carrier with two randomized parameters. First, we propose the modulating principle and then we develop an analytical model of PSD of output voltage. This model is expressed directly upon the random parameters

of the carrier and the simple RPWM schemes (RCFM scheme and RPPM scheme) can be found as particular cases of the general model (RCFM-RPPM). The PSD analysis shows that the proposed dual RPWM scheme allows a better spread PSD comparatively to the simple RPWM schemes that is the desired EMC advantage. Finally, the FFT analysis of output voltage confirms this advantage.

Modulating principle

The full bridge converter is schematized in Fig.1; it requires two switching functions q_a and q_b .

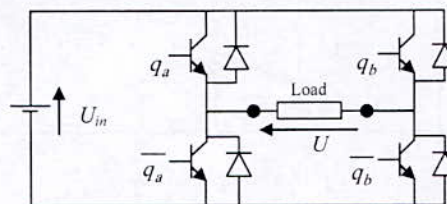


Figure 1. Full bridge DC-DC voltage converter

The modulating principle is illustrated in Fig.2; the two switching functions q_a and q_b are generated by comparison of two deterministic reference signals r_a and r_b of magnitudes d_a and d_b respectively, to a single randomized triangular carrier c . Generally, the magnitudes d_a and d_b are taken as follows:

$$\begin{cases} 0 < d_a < 1 \\ 0 < d_b < 1 \\ d_a + d_b = 1 \end{cases} \quad (1)$$

At low frequencies, the switching effects of power components are generally neglected [9-11], thus the output voltage U is expressed related to the input voltage U_{in} and the switching functions q_a and q_b as follows:

$$U = (q_a - q_b)U_{in} \quad (2)$$

Each of the two switching functions q_a and q_b is characterized by three parameters respectively (Fig.2): the switching period T , the duty cycle (d_a or d_b) and the delay report (δ_a or δ_b). In RPWM, these three

parameters should be randomized in a combined or a separated way. In practice, d is generally deduced from a deterministic reference signal giving the control of the output voltage U . Thus, only the switching period T (i.e. the period of the carrier) and the delay reports (δ_a and δ_b) can be really randomized.

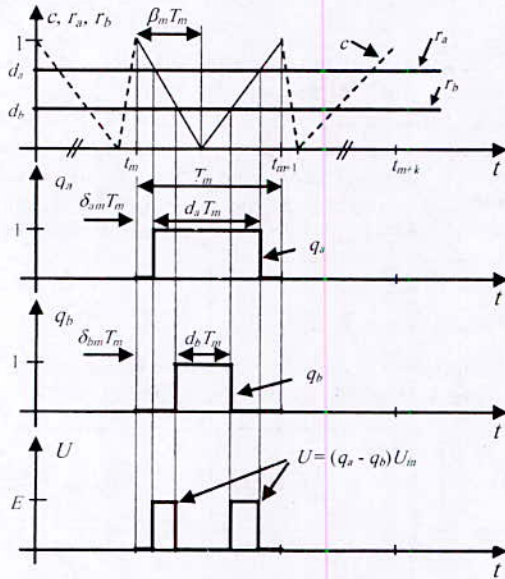


Figure 2. Modulating principle

From (Fig.2.), δ_a and δ_b are obtained as follows:

$$\delta_a = \beta(1 - d_a) \tag{3}$$

$$\delta_b = \beta(1 - d_b) \tag{4}$$

β : fall time report of the carrier c , (Fig.2).

From equations (3) and (4), a randomization of β in the interval $[0, 1]$ gives random delay reports (δ_a and δ_b) in the intervals $[0, (1 - d_a)]$ and $[0, (1 - d_b)]$ respectively and the resulting positions of the switching functions vary randomly from the beginning to the end of the period, (Fig.2). Thus, the RPPM scheme uses a carrier with fixed period T and randomized fall time report β (Fig.2). The particular case of Random Lead Lag Modulation (RLLM) requires two discrete random values of β with equal probability p_β : ($\beta = 0$ or $\beta = 1$, $p_\beta = 0.5$). We notice that the principal advantage of this particular scheme is the reduction of the switching losses [5].

For RCFM, the randomization limits T_{min} and T_{max} of T are generally fixed around a mean value \bar{T} : this scheme needs a carrier with randomized period T and fixed fall time report ($\beta = 0.5$).

The proposed dual RPWM scheme (RCFM-RPPM) combines the two previous schemes; carrier parameters (T and β) are independently randomized in the intervals defined for the two simple RPWM schemes respectively (RCFM and RPPM).

The resulting schemes are summarized in Table 1.

Table 1. Resulting RPWM schemes (a. β fixed: $\beta = 0.5$)

PWM Scheme	β	T
DPWM	fixed ^a	fixed
RPPM	randomized	fixed
RCFM	fixed ^a	randomized
RCFM-RPPM	randomized	randomized

Mathematical model of PSD

Spectral analysis of RPWM voltage can be performed either by FFT or by PSD:

- For the FFT computation, a τ length sample of the voltage is required (the signal is assumed to be periodic with period τ). From a statistical point of view, the result is not exact; it depends on the time-length τ . However, several studies using the FFT of random signals are performed in RPWM [2, 3].
- The PSD is a statistical parameter of random signals (i.e. Fourier transform of the autocorrelation); it is particularly useful in information theory because it leads to exact statistical characteristics [12, 13]. However, to set a mathematical model of PSD isn't a simple task for all RPWM schemes and for complex structures of the converters.

The PSD $W(f)$ of a random signal $u(t)$ is [13]:

$$W(f) = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{\tau} E \left[|F(u_\tau(t))|^2 \right] \tag{5}$$

Where:

$u_\tau(t)$: Considered signal during the time interval τ .

$F(u_\tau(t))$: Fourier transform of $u_\tau(t)$.

$E[.]$: Statistical expectation.

For a random pulse signal, belonging to the class of Wide Sense Stationary (WSS) signals, expression (5) leads to the expression (6), [4-8]:

$$W(f) = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{T} E \left[\sum_{k=-N}^N U_m(f) U_{m+k}^*(f) \right] \tag{6}$$

\bar{T} : Statistical mean of the switching period.

$U_m(f)$: Fourier transform of the pulse signal during an arbitrary switching period T_m .

$U_{m+k}^*(f)$: Complex conjugate of $U_{m+k}(f)$.

The expression (6) is developed as follows [4-8]:

$$W(f) = \frac{1}{T} \left\{ E \left[|U_m(f)|^2 \right] + 2 \operatorname{Real} \left(\sum_{k=1}^{\infty} E \left[U_m(f) U_{m+k}^*(f) \right] \right) \right\} \quad (7)$$

Real(.) : Real-part of the expression in brackets.

In the per unit system, U_m is equal to unity and the expression (2) of output voltage U becomes:

$$U = q_a - q_b \quad (8)$$

Thus, during the switching period T_m , Fourier transform $U_m(f)$ of the per unit output voltage U is:

$$U_m(f) = q_{a,m}(f) - q_{b,m}(f) \quad (9)$$

Where, $q_{a,m}(f)$ and $q_{b,m}(f)$ are given by (Fig.2):

$$q_{a,m}(f) = \frac{1}{\pi f} e^{-j\pi d_a T_m} \sin(\pi f d_a T_m) e^{-j2\pi\beta m(1-d_a)T_m} e^{-j2\pi\beta m} \quad (10)$$

$$q_{b,m}(f) = \frac{1}{\pi f} e^{-j\pi d_b T_m} \sin(\pi f d_b T_m) e^{-j2\pi\beta m(1-d_b)T_m} e^{-j2\pi\beta m} \quad (11)$$

Replacing $U_m(f)$ and $U_{m+k}^*(f)$ by their expressions in (7) and considering the lag time between the m^{th} and the $m+k$ switching periods (Fig. 2) as follows:

$$t_{m+k} - t_m = T_m + (t_{m+k} - t_{m+1}) = T_m + \sum_{l=m+1}^{m+k-1} T_l = T_m + \gamma_k \quad (12)$$

We obtain the following expression of the PSD:

$$W(f) = \frac{1}{T} \left\{ E_T \left[|U(f)|^2 \right] + 2 \operatorname{Real} \left(\frac{E_{T,\beta} \left[U(f) e^{j2\pi\beta T} \right] E_{T,\beta} \left[U^*(f) \right]}{1 - E_T \left[e^{j2\pi\beta T} \right]} \right) \right\} \quad (13)$$

Where:

$$U(f) = \frac{1}{\pi f} \left(\frac{e^{-j2\pi\beta(1-d_a)T} e^{-j\pi d_a T} \sin(\pi f d_a T)}{-e^{-j2\pi\beta(1-d_b)T} e^{-j\pi d_b T} \sin(\pi f d_b T)} \right) \quad (14)$$

And, [13]:

$$E_T \left[e^{j2\pi\beta k} \right] = \left(E_T \left[e^{j2\pi\beta T} \right] \right)^{k-1} \quad (15)$$

Particular case of RCFM scheme: The carrier has a fixed fall-time report ($\beta = 0.5$) and a randomized period T , which gives:

$$W(f) = \frac{1}{T} \left\{ E_T \left[|U(f)|^2 \right] + 2 \operatorname{Real} \left(\frac{E_T \left[U(f) e^{j2\pi\beta T} \right] E_T \left[U^*(f) \right]}{1 - E_T \left[e^{j2\pi\beta T} \right]} \right) \right\} \quad (16)$$

Particular case of RPPM scheme: The carrier has a fixed period T and a randomized fall-time report β , the resulting PSD expression is:

$$W(f) = \frac{1}{T} \left\{ E_\beta \left[|U(f)|^2 \right] + 2 \operatorname{Real} \left(\frac{E_\beta \left[U(f) \right] E_\beta \left[U^*(f) \right] e^{-\pi i T}}{1 - e^{j2\pi i T}} \right) \right\} \quad (17)$$

At $\left(f_k = \frac{k}{T}, k = 0, 1, \dots \right)$, the denominator of

expression (17) becomes $(1 - e^{j2\pi k} = 0)$, and the PSD (in volt²/Hertz), has discrete components with infinite magnitudes. Thus, it is well suitable to decompose the expression (6) two terms: a continuous term (continuous PSD) and a discrete one (power harmonics), [4, 5]:

$$W(f) = \frac{1}{T} \left\{ E_\beta \left[|U(f)|^2 \right] - |E_\beta \left[U(f) \right]|^2 + \frac{1}{T} |E_\beta \left[U(f) \right]|^2 \sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta \left(f - \frac{k}{T} \right) \right\} \quad (18)$$

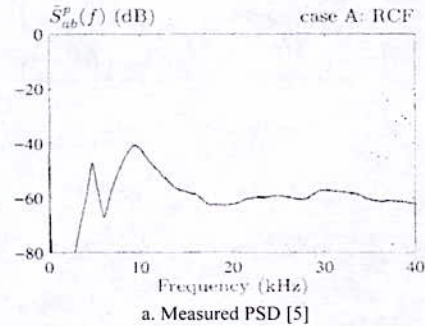
In case of DPWM, the PSD contains only the discrete part (power harmonics in "volt²"):

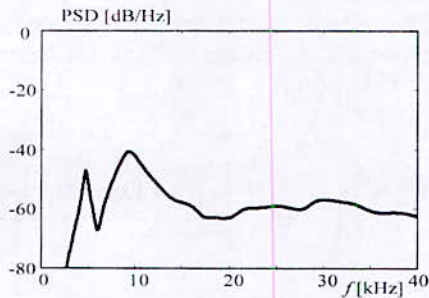
$$W(f) = \frac{1}{T^2} |U(f)|^2 \left(\sum_{k=-\infty}^{+\infty} \delta \left(f - \frac{k}{T} \right) \right) \quad (19)$$

$\delta(\cdot)$: Dirac pulse.

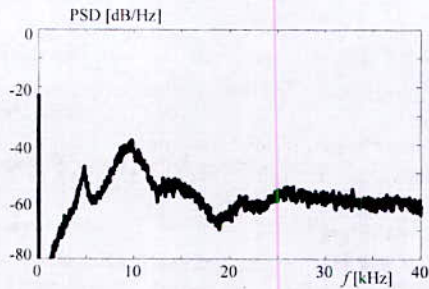
Validation of PSD model

RPPM and RCFM schemes: Computed PSDs are compared to the measure published in the literature and to those simulated by using WELCH approximation [14] in the same conditions. The results of Fig.3 reveal a perfect agreement between the computed PSDs by using the proposed models (expression 16 and expression 18), the measure published by *M. M. Bech* [5] and the simulation.



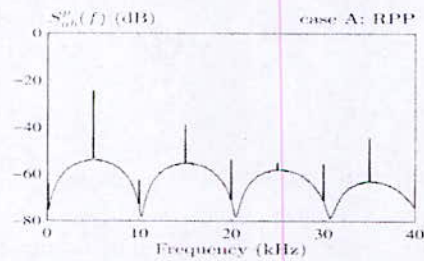


b. Computed PSD (expression 16)

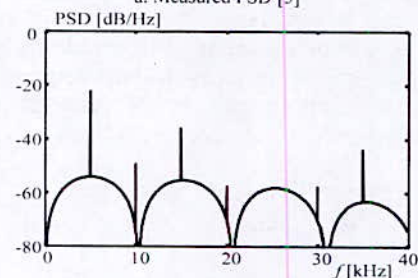


c. Simulated PSD (WELCH approximation)

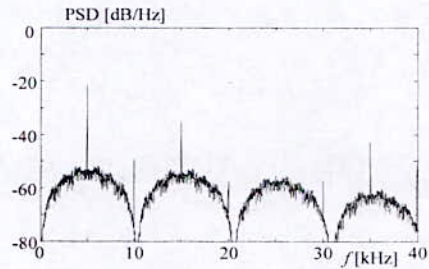
Figure 3. Validation of RCFM scheme



a. Measured PSD [5]



b. Computed PSD



c. Simulated PSD (WELCH approximation)

Figure 4. Validation of RPPM scheme (particular case of RLLM)

As suggested in the reference [5], d_a and d_b need to be corrected in order to compensate the blanking time between two complementary power switches of the same leg. However, a slight difference is still noted between the computation and the measure for RPPM scheme because of the DC link voltage source and the voltage drop across the power devices [5].

From Fig.4, RPPM scheme is not able to spread the PSD; it contains a continuous part (noise) and a discrete one (power harmonics), RCFM scheme gives a completely spread PSD that reduces considerably the magnitude (Fig.3), thus RCFM scheme gives more EMC advantages than RPPM scheme.

RCFM-RPPM scheme: This scheme is validated by comparing the analytical computation to the simulation (Welch approximation), in fig.5, in the same conditions of the previous schemes and by comparison to RPPM while decreasing progressively the randomization effect of the period T (Fig.6.a) and to RCFM while decreasing progressively the randomization effect of parameter β (Fig.6.b), under the following conditions:

- Input voltage is: $U_{in} = 1$ pu.
- RPPM scheme: T is fixed and β is randomized in the interval: $\left[\bar{\beta} \left(1 - \frac{R_\beta}{2} \right), \bar{\beta} \left(1 + \frac{R_\beta}{2} \right) \right]$, with $(\bar{\beta} = 0.5 \text{ and } R_\beta \leq 2)$.
- RCFM scheme: the parameter β is fixed, ($\beta = 0.5$) and the period T is randomized in the interval $\left[\bar{T} \left(1 - \frac{R_T}{2} \right), \bar{T} \left(1 + \frac{R_T}{2} \right) \right]$, R_T is the randomness level: theoretically, $(0 \leq R_T \leq 2)$.
- RCFM-RPPM: combination of two schemes RPPM and RCFM.
- All randomizations are performed by using the uniform probability distribution function.

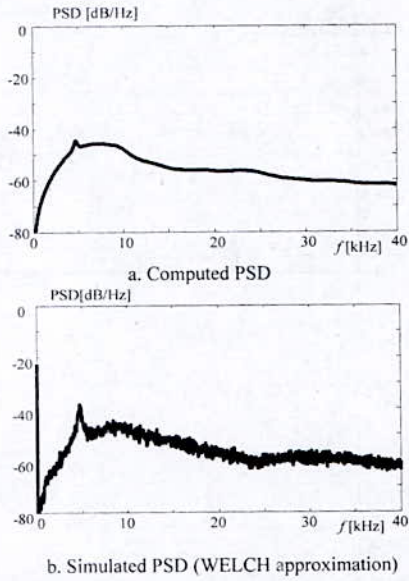


Figure 5. Comparison between the computation and the simulation

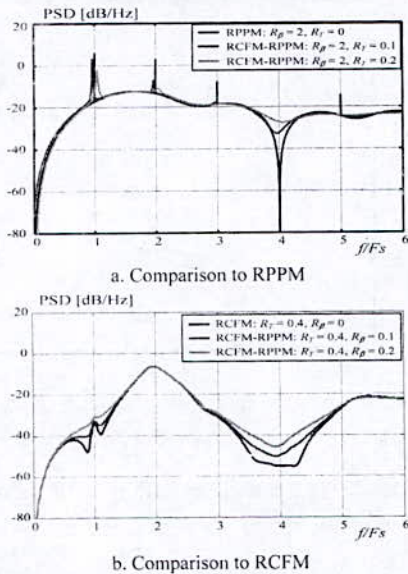


Figure 6. Comparison to simple randomization schemes

From Fig.6, RCFM-RPPM converges perfectly to RPPM while R_T decreases and to RCFM while R_β decreases, which reinforces the validity of the proposed PSD models for all schemes.

PSD analysis of the output voltage

Fig.7 shows the PSDs of output voltage with three values of duty cycle d ($d=0.3$, $d=0.5$ and $d=0.8$). In order to show the EMC advantage of the proposed dual RPWM scheme, different values of R_β are considered

and the particular case of RCFM scheme ($R_T=0.2$, $R_\beta=0$) is taken as a benchmark.

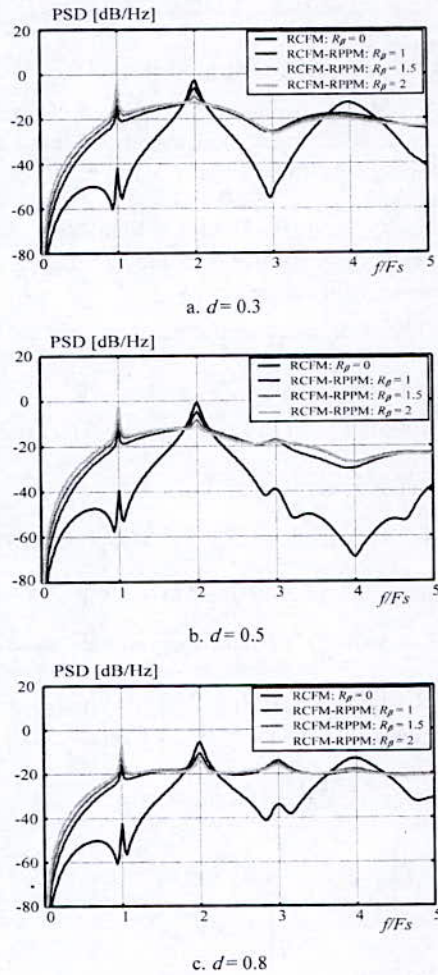


Figure 7. Voltage PSD

Globally, the randomization of β (Fig.7) adds an important spread to the PSD and a reduction of the picks at the multiples of the mean switching frequency (F_s).

The full bridge requires two switching functions q_a and q_b with duty cycles d_a and d_b satisfying the condition (1), thus the randomization of β gives two random delay reports (δ_a and δ_b) which adds an important spread to the PSD for all values of the duty cycles d_a and d_b (Fig.7). However, we notice that for important values of R_β ($R_\beta > 1.5$), the magnitude of the PSD pick at ($f = F_s$) becomes important. In order to obtain a compromise between the two picks' magnitudes at the frequencies ($f = F_s$ and $f = 2F_s$), we propose a reduction of the randomness level R_β .

($1 \leq R_\beta \leq 1.5$), (Fig. 7). Globally, the proposed RCFM-RPPM scheme adds an important spread to the PSD (Fig. 7) that is the desired EMC advantage.

FFT analysis of the output voltage

By use of MatLab-Simulink Software, the converter is simulated and the output voltage analyzed (Fig.8) under the following conditions:

- Input voltage: $U_m = 150$ v
- Load: R-L load ($R = 10 \Omega$, $L = 10$ mH)
- Reference signals: $d_a = 0.75$ and $d_b = 0.25$
- Parameters of the carrier:
 1. DPWM: T and β fixed, ($T = \frac{1}{F_s}$, $F_s = 1800$ Hz and $\beta = 0.5$).
 2. RPPM: T fixed ($T = \frac{1}{F_s}$, $F_s = 1800$ Hz) and β randomized ($\bar{\beta} = 0.5$, $R_\beta = 1.8$)
 3. RCFM: T randomized ($\bar{T} = \frac{1}{F_s}$, $F_s = 1800$ Hz and $R_T = 0.2$) and β fixed ($\beta = 0.5$).
 4. RCFM-RPPM: T and β randomized ($\bar{T} = \frac{1}{F_s}$, $F_s = 1800$ Hz and $R_T = 0.2$) and ($\bar{\beta} = 0.5$, two values of R_β are used: $R_\beta = 1.8$ and $R_\beta = 1.2$).

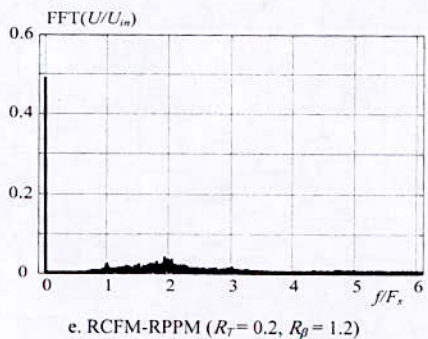
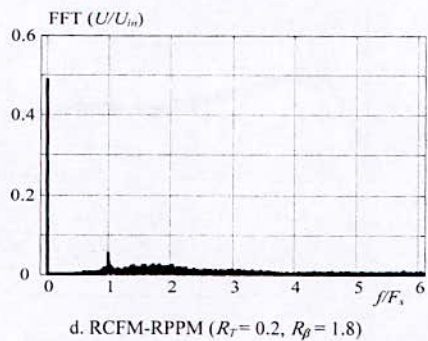
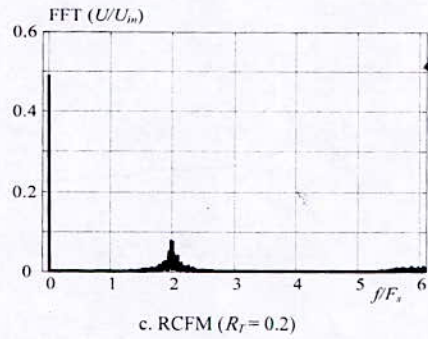
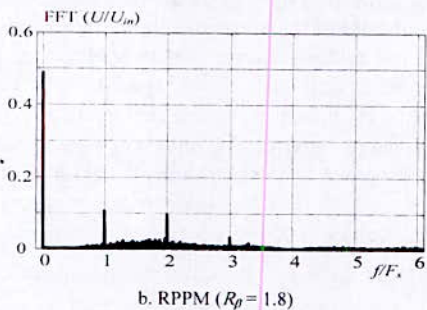
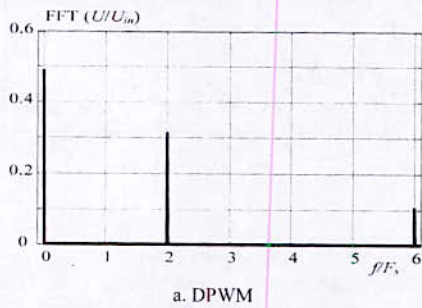


Figure 8. Voltage spectrums for different schemes

The results of Fig.8 are in conformity with the obtained PSDs for all schemes:

- DPWM: discrete spectrum.
- RPPM: the spectrum contains a continuous part (harmonics) and a discrete part (noise).
- RCFM: the spectrum is completely spread into a continuous noise with a relative important magnitude around the switching frequency F_s .
- RCFM-RPPM: more spread spectrum, however for important values of R_β , ($R_\beta = 1.8$), the magnitude around ($f = F_s$) becomes important. As proposed for the PSD, for $R_\beta = 1.2$, we obtain a compromise between the magnitudes of the

spectrum at ($f = F_s$) and at ($f = 2F_s$), (Fig.8.d and Fig.8.e).

Conclusion

In this paper, a dual RPWM scheme based on a triangular carrier with two randomized parameters is proposed for the full bridge DC-DC voltage converter. By using the randomized parameters of the carrier, a mathematical model of the PSD of output voltage is developed and validated. The PSD analysis shows clearly the EMC advantage of the proposed dual RPWM scheme comparatively to the simple RPWM schemes. Finally the FFT analysis confirms this advantage.

References

- [1] K. E. Drissi, P. C. K. Luck, B. Wang and J. Fontaine, "A Novel Dual Randomization PWM Scheme for Power Converters", IEEE, proc. of PESC'03, Vol. 2, June 2003, pp. 480-484.
- [2] Trzynadlowski A.M., Zhiqiang Wang, Nagashima J.M., Stancu C., Zelechowski, M.H., "Comparative investigation of PWM techniques for a new drive for electric vehicles", IEEE, Trans. On Industry Applications, Vol. 39, Issue 5, Sept.-Oct. 2003, pp.1396-1403.
- [3] Trzynadlowski A.M., Borisov K., Yuan Li, Ling Qin, Zhiqiang Wang, "Mitigation of electromagnetic interference and acoustic noise in vehicular drives by random pulse width modulation", IEEE, proceedings of Power Electronics in Transportation, Oct. 04, pp.67- 71.
- [4] K. K. Tse, Henry Shu-hung Chung, S. Y. Hui and H. C. So, "A Comparative Investigation on the Use of Random Modulation Schemes for DC/DC Converters", IEEE Trans. On Industrial Electronics, Vol. 47, NO. 2, April 2000, pp. 253-263.
- [5] Bech M. M., "Random pulse-width modulation techniques for power electronic converters", Ph.D. Thesis, Aalborg University, Aalborg East, Denmark, 2000.
- [6] R. L. Kirlin, M. M. Bech and A. M. Trzynadlowski, "Analysis of Power and Power Spectral Density in PWM Inverters with Randomized Switching Frequency", IEEE, Trans. On Industrial Electron. Vol. 49, NO. 2, April 2002, pp. 486-499.
- [7] M. Melit, N. Boudjerda, B. Nekhou, K. El Khamlichi Drissi and K. Kerroum, "Random Modulation for Reducing Conducted perturbations in DC-DC Converters", proceedings of EMC Europe'04, Eindhoven, Netherlands, Sept. 2004, pp. 650-655.
- [8] N. Boudjerda, M. Melit, B. Nekhou, K. El Khamlichi Drissi and K. Kerroum, "Reduction of Conducted Perturbations in DC-AC Converters by a Dual Randomization of Hybrid Space Vector Modulation", International Review of Electrical Engineering, Vol. 1, NO 1, March-April 2006, pp.154-161.
- [9] Kuisma, M., Rauma, K., Silventoinen, P., "Using Switching Function in Preliminary EMI-analysis of a Switching Power Supply", IEEE, proceedings of PESC'05, Sept. 2005, pp. 994-998.
- [10] N. Boudjerda, M. Melit, B. Nekhou, K. El Khamlichi Drissi and K. Kerroum, "High Frequency Effect of Randomized Switching Time in DC-DC Converters", proceedings of EMC Europe'06, Barcelona, Spain, Sept. 2006.
- [11] Andrzej M. Trzynadlowski, "Active Attenuation of Electromagnetic Noise in an Inverter-Fed Automotive Electric Drive System", IEEE Trans. On Power Electronics, Vol. 21, NO. 3, May 2006, pp. 693-700.
- [12] C. R. Paul, *Introduction to Electromagnetic Compatibility*, Wiley-Interscience, 1992.
- [13] D. Middleton, *Introduction to Statistical Communication Theory*, IEEE Press, 1996.
- [14] MATLAB user's manual.

Investigation of Electromagnetic Field Interference of Power Electronic Converters

M. Melit¹, B. Nekhoul¹, N. Boudjerda¹, K. Kerroum² and K. El khamlichi Drissi²

¹Jijel University, Jijel, Algeria

²Blaise Pascal University, Clermont Ferrand, France

Abstract: The use of power electronic converters is strongly increased in last years which increase the electromagnetic interference (EMI). In this work we propose to compute the electromagnetic field distribution for characterizing the electromagnetic perturbations emitted by the power converters circuits.

For this objective we use two different modeling; the first is based on the resolution of Maxwell equations by FDTD and the second by using the Hertzian dipole concept and the modified images theory. These two approaches are compared in term of the precision, implementation and computing time consuming. Also, we propose a comparison with FEKO software which is based on the antenna theory.

Introduction

The fast and diversified diffusion of the power electronic equipments so much in the professional and military domain (embarked equipment, variation speed, heating, control of energy...) and for general public (domestic, automobile, computers...) multiply the electromagnetic sources of disturbance. These disturbances, sometimes very constraining, led the engineers of research towards a vast field commonly called (Electro-Magnetic Compatibility).

In this work, we are interested to the quantification by calculation of the electromagnetic field radiated by the power converters. Let us consider the complex shape of the power electronics converters, an accurate modeling requires taking into account the different components forming the converters.

Classically, numerical modeling in frequency domain is used with the marked code of simulation (NEC, FEKO ...); this modeling consists in the resolution of the integral equation by moment method [1], the Fast Fourier Transform permits the study in time domain.

In the literature, for working directly in time domain, the modeling consists on the resolution of Maxwell equations by FDTD [2].

In reality, the power electronic converters are subject to the transient current and voltages during regular functioning of the switch (turn-off and turn-on). For this reason, it's important to quantify the electromagnetic field emitted by the converters in time

domain and to know the signature of the perturbation source with its spectral contain.

In our work we propose another approach for modeling this problem in time domain. This approach is based on the use of Hertzian dipole concept and modified images theory for taking into account the ground plan and the dielectric board. To calculate analytically the electromagnetic field by the dipole concept it's require to know the current distribution. For this objective, using FDTD, we deduce and solve a matrix equation.

Our proposition allows taking into account the non linearity introduced by real functioning of the switches (controlled transistor). Finally, we propose a comparison between the two methods; this comparison takes into account the precision, computing time, and difficulty of implementation...

Resolution of Maxwell equations by FDTD

The geometry of a typical power converter circuit (buck converter) is illustrated in figure 1, where V_s is the voltage source, R_s is source resistor, S_w denotes the switch component, and R and L represent the resistor and inductance of the load respectively and while D represents a free-wheel diode, the space discretization is taken 2 mm in 3D where the unknown parameter are E and H given in Maxwell curl equations (1) and (2).

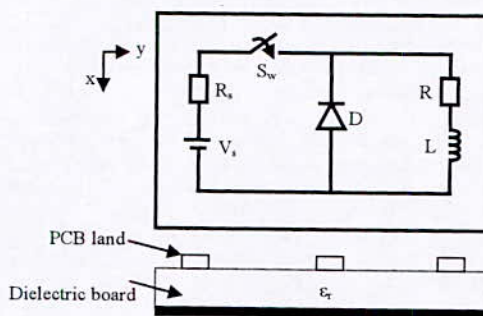


Figure 1: The geometry of power converter.

Considering the geometry of power electronic converter (figure 1), the computation of electromagnetic field distribution radiated by this last is not a fast task, this is due to the fact that it contains non linear lumped

elements (Diode, transistor), dielectric layer and PCB traces. In time domain, numerical computation can be obtained based on the resolution of Maxwell equations by FDTD method. The Maxwell curl equations can be written as:

$$\text{curl} \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\text{curl} \vec{H} = \sigma \vec{E} + \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2)$$

K. S. Yee [2] introduces a set of finite difference equations for the system of scalar equations equivalent to Maxwell's equations in the Cartesian coordinate system, and to realize all of the space derivatives. He evaluates E and H at alternate half-time steps.

Due to the finite capabilities of the computers used to implement the FDTD method, the mesh must be limited in the x, y, and z directions. The Maxwell curl equations discretized using central-difference cannot be used to evaluate the electric field components tangential to the outer boundaries since they would require the values of field components outside of the mesh [3].

Absorbing boundary conditions: In the configurations treated in this paper, one of the six mesh boundaries of computation domain is a perfectly ground plane and its tangential electric field values are forced to be zero [4]. The tangential electric field components on the other five mesh walls must be specified in such a way that outgoing waves are not reflected using the absorbing boundary condition [3].

Handling components for applying FDTD method: FDTD method is extensively used for calculating electromagnetic problems since K. S. Yee first proposed it in 1966 [2]. We apply FDTD method in 3-D for calculating the electromagnetic fields distribution. In this case, some problems must be solved. First, dealing with the printed circuit traces; second, handling the dielectric boards; in third, some kinds of lumped loads, including linear loads, like resistor, capacitor and inductance, and nonlinear loads, such as diode and electronic switch. This approach is largely described in literature [5].

Dealing with the dielectric board: In 1988, A. Taflové [6] first proposed a method, contour integral approach derived from the Maxwell's integral equations. This approach permits us to derive the FDTD equation in an inhomogeneous medium, which is, including the free space and dielectric board.

The printed circuit traces : The PCB trace has a very high conductivity, so these electric conductors can be assumed to be perfectly conducting and have zero thickness, and simply treated by setting the electric field components that lie on the conductors to zero [4]. Through numerical experiment testing, it is demonstrated that this method is suited to our applications.

Linear or nonlinear lumped components: The power converter circuit treated in this paper (Figure 1) includes linear lumped elements (resistor, inductance) and non-linear lumped elements (diode and transistor). Using FDTD method, lumped elements may be accounted in Maxwell's equation by starting with Ampere's equation [5].

Electromagnetic Field Computation by Analytical Approach

Hertzian dipole method: The Hertzian dipoles concept consists in a segmentation of antenna into electrically small elements named dipole (where the rayon must be very small then her length). The length of the dipole must satisfy the two following conditions [7]:

$$1. dz \leq \lambda/20$$

This condition permits to mask the propagation along the dipole, which means that both of the amplitude and the phase of the current along the dipole are constants.

dz: the length of a dipole;

λ : the wavelength in frequency domain.

$$2. dz \leq r/10$$

This condition permits to take in account the small variations of the current seen very close to the dipole.

r: the point of the field computation.
The expression of the magnetic vector potential at a point M (x, y, z) is:

$$d\vec{A}_z = \frac{\mu_0}{4\pi r} I(z, t - \frac{r}{c}) dz \vec{u}_z \quad (3)$$

Also knowing that:

$$\vec{E} = -\vec{\text{grad}} V - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (4)$$

$$\vec{B} = \text{curl} \vec{A} \quad (5)$$

$$\Delta \vec{A} - \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial z^2} = 0 \quad (6)$$

We can deduce \vec{E} and \vec{H} components [7].

Figure 2 shows the Hertzian dipole model and geometrical parameters.

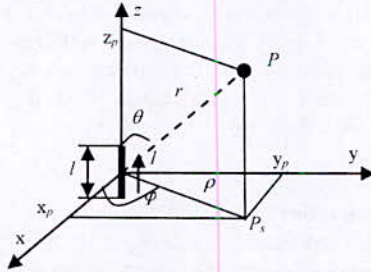


Figure 2: Geometry involved in the computation of the fields with Hertzian dipoles.

This concept is done in free space, the ground plan and dielectric layer are tacked into account by using the modified images theory [9], and the total field is obtained by superimposing of each dipole contribution.

For calculating the transient electromagnetic field by Hertzian dipole concept, it's necessary to knowing the current distribution in the converter circuit. In the next step, we describe the adopted method for the current calculation.

Current and voltage computation: For calculating the currents and voltages distribution, we solve a matrix equation $f([X]) = [0]$ that can be linear or no. The matrix equation can be expressed as follow:

$$f([X]) = [A][X] - [B] = [0] \tag{6}$$

The part $[A][X]$ is linear, on the other hand $[B]$ can be a nonlinear function $g([X])$.

In this section, we use a formalism based on the discretization of the transmission lines equations by the FDTD method [8]. This first step allows us to define the $[A]$ matrix composed of two sub-matrices $[A1]$ and $[A2]$ as:

- $[A]$: matrix of topological representation of the circuit;
- $[A1]$: sub-matrix deduced from the representation of the propagation tubes (coupled transmission line);
- $[A2]$: sub-matrix deduced from the Kirchhoff's laws (KCL and KVL) for the junctions (extremities and interconnections networks);

The transmission line equations are given by (7) and [8]:

$$\frac{\partial[V]}{\partial z} = [R][I] + [L] \frac{\partial[I]}{\partial t} \tag{7}$$

$$\frac{\partial[I]}{\partial z} = [G][V] + [C] \frac{\partial[V]}{\partial t} \tag{8}$$

While replacing the spatial and temporal derivatives by a finite difference, we deduce the recurrence equations for the voltage (9) and for the current (10):

$$[V_k^n] = \left[\frac{[C] + [G]}{\Delta t} + \frac{[L]}{2} \right]^{-1} \left[\left[\frac{[C] - [G]}{\Delta t} - \frac{[L]}{2} \right] [V_k^{n-1}] - \frac{[I_k^{n-1/2}] - [I_{k-1}^{n-1/2}]}{\Delta z} \right]$$

where : $k = 2, 3, \dots, k_{max} - 1$

(9)

$$[I_k^{n+1/2}] = \left[\frac{[L] + [R]}{\Delta t} + \frac{[C]}{2} \right]^{-1} \left[\left[\frac{[L] - [R]}{\Delta t} - \frac{[C]}{2} \right] [I_k^{n-1/2}] - \frac{[V_{k+1}^n] - [V_k^n]}{\Delta z} \right]$$

where : $k = 1, 2, \dots, k_{max} - 1$

(10)

Where: $[R]$, $[L]$, $[C]$ and $[G]$: the matrixes of per unit length parameters.

For the calculation of the per unit length parameters of PCB lands, C. R. Paul [9] proposes a concept based on the resolution of Laplace equation by the moments method and the use of images method [9].

C. R. Paul starts with deducing the potential coefficients matrix, then, the inductance matrix is deduced by using an expression between capacitances and inductances matrixes [9]. This step allows us obtaining the capacitances and the inductances of the PCB with or without ground plane.

1. Construction of matrix $[A]$: While using the FDTD method, we suppose that the currents and the voltages don't coexist at the same point of the space, figure 3.

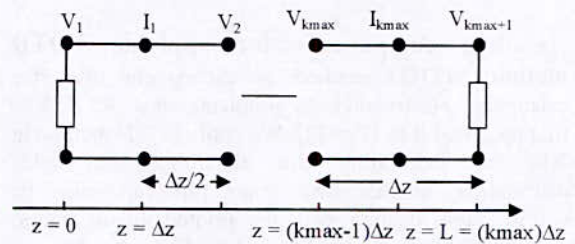


Figure 3: The spatial discretization of the line.

In order to obtain a matrix equation where the unknowns are the currents and the voltages at the two extremities (i.e. $z = 0$ and $z = L$) at the instant $t = n.\Delta t$, we proceed like as:

In the equation (9) we replace k by 1 and k_{max} respectively while substituting Δz by $\Delta z/2$, and we introduce a temporal average for the current, we obtain:

- For $k=1$

$$\left[\frac{[C]}{\Delta t} + \frac{[G]}{2} \right] [V^n(0)] - \frac{[I^n(0)]}{\Delta z} = \left[\frac{[C]}{\Delta t} - \frac{[G]}{2} \right] [V^{n-1}(0)] + \frac{[I^{n-1}(0)]}{\Delta z} - \frac{[I_1^{n-1}]}{\Delta z/2} \quad (11)$$

- For $k = k_{max}$

$$\left[\frac{[C]}{\Delta t} + \frac{[G]}{2} \right] [V^n(L)] - \frac{[I^n(L)]}{\Delta z} = \left[\frac{[C]}{\Delta t} - \frac{[G]}{2} \right] [V^{n-1}(L)] + \frac{[I^{n-1}(L)]}{\Delta z} - \frac{[I_{k_{max}-1}^{n-1}]}{\Delta z/2} \quad (12)$$

The contribution of a tube with N traces is:

$$[A_1] = \begin{bmatrix} \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \vdots & \left[\frac{[C]}{\Delta t} + \frac{[G]}{2} \right] & -\frac{[I_N]}{\Delta z} & [0] & [0] & \vdots \\ \vdots & [0] & [0] & \left[\frac{[C]}{\Delta t} + \frac{[G]}{2} \right] & \frac{[I_N]}{\Delta z} & \vdots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix} \quad (13)$$

Where: $[I_N]$ is identity matrix of order N. Based on this equation setting, we obtain a matrix of $(2*N)$ equations with $(4*N)$ unknowns. The matrix equation is completed by writing equations in the extremities and/or interconnections nodes which are regrouped in the sub-matrix $[A_2]$. The sub-matrix $[A_2]$ is constructed while adopting the relation (14):

$$\sum_{j=1}^n (Y_j^m [V_j^m] + Z_j^m [I_j^m]) - [P^m (V_j^m, I_j^m)] = 0 \quad (14)$$

where:

$[P^m (V_j^m, I_j^m)]$: vector of voltage and/or current sources.
 $[Y_j^m], [Z_j^m]$: resulting matrix from the use of Kirchhoff's laws at the node m, which contain the admittances or impedances respectively and values of 0, 1 or -1;

2. Vector of the unknowns [X]: The vector of the unknowns (13) contains the voltages and currents at the two extremities of the tubes constituting the converter. The contribution of the i^{th} tube at the instant $t = n.\Delta t$ is:

$$[X] = \left[\dots \quad [V_i^n(0)] \quad [I_i^n(0)] \quad [V_i^n(L)] \quad [I_i^n(L)] \quad \dots \right]^t \quad (15)$$

3. Vector [B]: The vector [B] is composed by two sub-vectors (16):

$$[B] = \begin{bmatrix} [B_1] \\ [B_2] \end{bmatrix} \quad (16)$$

a. The sub-vector [B₁]: Each second member of equations (11) and (12) contains the terms calculated at the previous instant and permits the construction of the sub-vector [B₁].

The contribution of a tube of the converter is the following:

$$[B_1] = \begin{bmatrix} \vdots \\ \left[\frac{[C]}{\Delta t} - \frac{[G]}{2} \right] [V^{n-1}(0)] + \frac{[I^{n-1}(0)]}{\Delta z} - \frac{[I_1^{n-1}]}{\Delta z/2} \\ \vdots \\ \left[\frac{[C]}{\Delta t} - \frac{[G]}{2} \right] [V^{n-1}(L)] + \frac{[I^{n-1}(L)]}{\Delta z} - \frac{[I_{k_{max}-1}^{n-1}]}{\Delta z/2} \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (17)$$

b. The sub-vector [B₂]: For the sub-vector [B₂], in addition to the current and/or voltage sources, the Kirchhoff's laws, written for nonlinear elements make appear supplementary terms. These last are introduced in the sub-vector [B₂], which allows us to obtain a nonlinear system that we will illustrate in the numerical simulation section.

4. Resolution of the matrix equation : The resolution of the nonlinear matrix equation at every time step Δt gives the currents and voltages in every node of the network, the recurrence equations (11) and (12) permit us to deduce these last along the conductor (discretization point) of every tube. Next, we calculate the electromagnetic field using the Hertzian dipole concept.

Numerical Simulation

The analyzed circuit is illustrated in figure 4 both for the cases with and without ground plane.

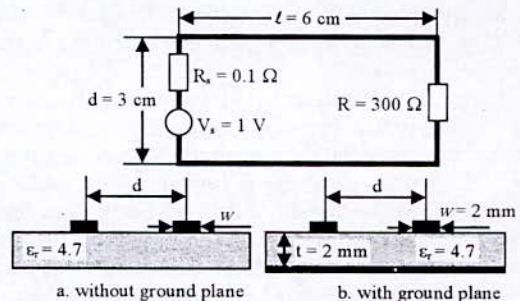


Figure 4: Configuration of the circuits used for simulation.

At first, we treat an ideal switch, and the turn-on process is modeled by taking a step signal (V_s) with rise time $t_r = 0.5$ ns.

Circuit without ground plane: In figures 5 and 6 we present the result of electric and magnetic field variation in the center of the circuit and at 5 cm above the circuit board.

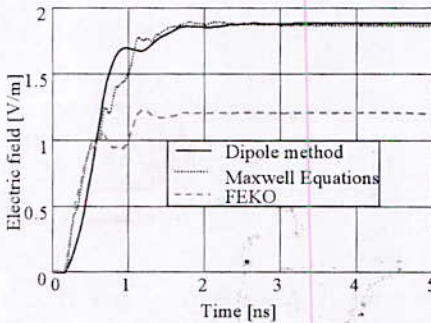


Figure 5: Electric field radiated by the circuit without ground plane.

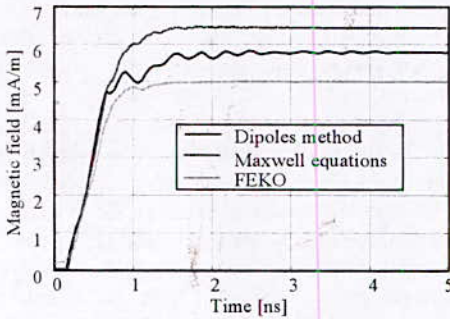


Figure 6: Magnetic field radiated by the circuit without ground plane.

The two approaches directly in time domain (Hertzian dipoles and the resolution of the Maxwell's equations by FDTD) give very close results in shape and amplitude (figures 5 and 6). The slight difference between the two calculations is certainly the result of spatial and temporal discretizations when using the FDTD and the superposition principle to the concept of dipoles.

Using FEKO software [10] and Fourier transform for modeling in time domain, we remark that the general shape is conserved but the magnitude is decreased at the end of rise time (established regime). This result is predictable because the use of the FFT for the transition frequency-time, and vice versa requires taking into account very special precautions (sampling frequency, sufficient number of points, continued decreasing...), which otherwise can seriously affect the results.

Circuit with ground plane: For this simulation, we consider the geometric configuration in figure 5 with ground plane (b) and the same point for calculating the electromagnetic field.

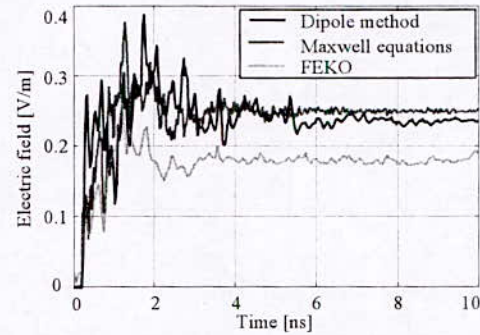


Figure 7: Electric field radiated by the circuit with ground plane.

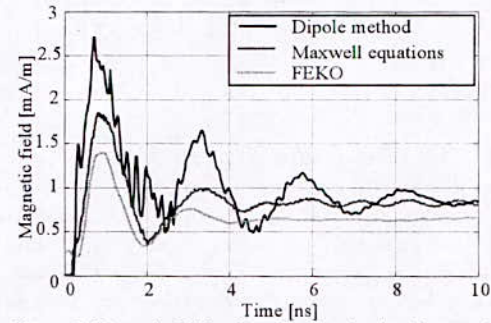


Figure 8: Magnetic field radiated by the circuit with ground plane.

The introduction of the ground plan highlights the significant difference between the three formalisms. The difference between the calculations made directly in time and this using software FEKO can be justified by the use of the Fourier transform. For the magnetic field we see a slight difference between the two methods temporal; this difference shows that the method of multiple images adapts especially for the calculation of the electric field in the event that we have a perfectly ground plane.

Power converter with non-linear operation (Buck converter): We are interested in this application to the study of the radiation of a real converter (Buck converter) with perfectly ground plane (Figure 9). The physical and geometric parameters of the converter are given in Figure 9.

The switch is a bipolar transistor controlled by a rectangular pulse signal. For the mathematical representation of its operation, we use the model of Ebers-Moll [5] resulting from superimpose of modes F (Forward) and R (Reverse).

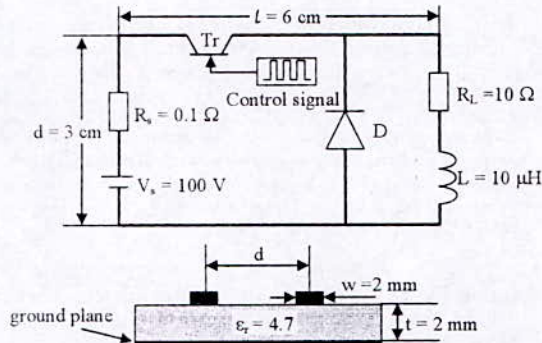


Figure 9: Electric scheme of the buck converter (with ground plane).

For describing the modeling of switches, we consider here the example in figure 10; we represent the electric scheme of the loop composed by the transistor centered between two traces (lines), the load and the source.

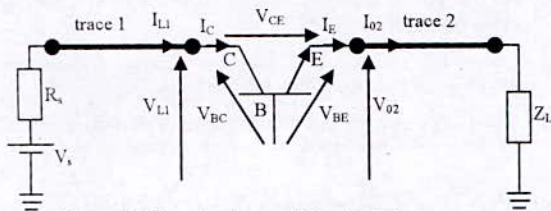


Figure 10: Electric scheme of simplified the converter.

The emitter and collector currents I_E and I_C are expressed by (18):

$$I_E = \alpha_R I_R - I_F \text{ and } I_C = I_R - \alpha_F I_F \quad (18)$$

Where:

$$I_F = I_0 \left(e^{\frac{qV_{BE}}{kT}} - 1 \right), I_R = I_0 \left(e^{\frac{qV_{BC}}{kT}} - 1 \right) \quad (19)$$

k : Boltzmann constant;

T : temperature in degree Kelvin;

I_0 : saturation current;

α_R and α_F : gains with modes R and F respectively.

For the computation of the currents distribution we propose to solve the matrix equation (6). In our case, (figure 10) the use of Kirchhoff's laws at the node 1 and 2 give a nonlinear equation.

From figure 10, we have:

$$I_{L1} = I_C \text{ and } I_{02} = I_E \quad (20)$$

From (18) and (19), while considering the transistor model (20) we obtain a nonlinear matrix equation (21):

$$f([X]) = [A][X] - g([X]) = [0] \quad (21)$$

Where: $g([X])$ includes the unknown voltages (V_{L1} , V_{02}) at the nodes 1 and 2 respectively (figure 10), which gives the non linearity of the matrix equation. This last are treated using by Newton-Raphson method.

$$[g([X])] = \begin{bmatrix} \vdots \\ I_0 \left(\alpha_F \left(\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) - 1 \right) - \left(\exp\left(\frac{V_{CE}}{V_T}\right) - 1 \right) \right) \\ I_0 \left(\left(\exp\left(\frac{V_{BE}}{V_T}\right) - 1 \right) - \alpha_R \left(\exp\left(\frac{V_{CE}}{V_T}\right) - 1 \right) \right) \\ \vdots \end{bmatrix} \quad (20)$$

The transistor parameters used in simulation are: $\alpha_r = 0.99$, $\alpha_r = 0.5$ and $I_0 = 10^{-16} \text{A}$, $V_T = kT/q$.

$V_{CE} = V_{BE} - V_{BC}$ and we denote the unknown V_{BC} and V_{BE} by V_{01} and V_{02} respectively, the figure 11 illustrates the voltage across the load V_{R-L} , and the control signal V_{BE} at the terminals of the BE junction transistor.

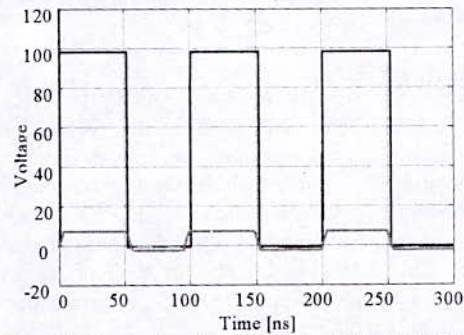


Figure 11: Load voltage (buck converter with ground plane).

For an observation point located at 5 cm above the circuit center, figures 12 and 13 show respectively the variations of electric and magnetic fields obtained using dipole concept in time domain.

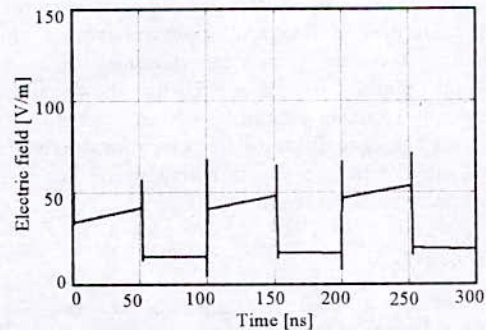


Figure 12: Electric field radiated by the buck converter.

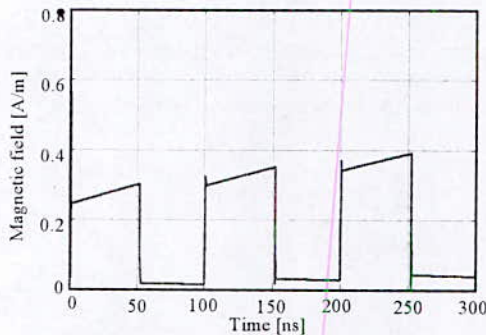


Figure 13: Magnetic field radiated by the buck converter.

The results presented in figures 11 and 12 shows the presence of oscillations at commutations. We note also that the magnetic field is nonzero after the turn-off of the transistor, because the presence of the diode allows the current flow in the second loop and thus causes a magnetic field.

Conclusion

In this paper we are interested to the calculation of electromagnetic field radiated by power converters circuits using a numerical method based on the resolution of Maxwell equations by FDTD method in 3D and an analytical method using the Hertzian dipoles method. This last model, valid in case of thin wire theory and simple to implement, gives comparable results to those obtained by the first one and also the moment's method (FEKO). The resolution of the Maxwell equations by FDTD requires meshing of the volume with different materials (air, dielectric, conductor...). The choice of the step space in 3D is imposed by the stability criterion [10] required when using the FDTD. Considering the fast switches used in the power electronics circuits, choosing an appropriate step time impose a fine spatial discretization, which inevitably leads to computation time high and sometimes numerical noises. Using the analytical concept of Hertzian dipoles we can quantify by calculating the magnitude of the electromagnetic field emitted and keeps the spectral content of the signal without great inconvenience.

References

- [1] P. Degauque, J. Hamelin, « Compatibilité Electromagnétisme, Bruit et Perturbations radioélectriques », BORDAS et C.N.E.T.-E.N.S.T, ISBN 2-04-018807-X, Dunod, Paris, 1990.
- [2] K. S. Yee, « Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media », IEEE Trans. Antennas Propag., vol. 14, pp. 302-307, May 1966.
- [3] G. Mur, « Absorbing Boundary Condition for the Finite-Difference Approximation of Time-Domain Electromagnetic Field Equations », IEEE Trans. Electromag. Compact., vol. EMC-23, pp. 377-382, Nov. 1981.
- [4] D. M. Sheen, S. M. Ali, M. D. Abouzahra, J. A. Kong, « Application of the Three-Dimensional Finite-Difference Time-Domain Method to the Analysis of Planar Microstrip Circuits Sheen », IEEE Trans. On Microwave Theory and Techniques, vol. 38, N° 7, pp. 849-857, July. 1990.
- [5] M. Piket-May, A. Taflove, J. Baron, « FD-TD Modelling of Digital Signal Propagation in 3D Circuits with Passive and Active Loads », IEEE Trans. On microwave and techniques, Vol. 42, No. 8, pp. 1514-1523, Aug. 1994.
- [6] A. Taflove, K. R. Umshankar and K. S. Yee, « Detailed FD-TD Analysis of Electromagnetic Fields Penetrating Narrow Slots and Lapped Joints in Thick Conducting Screens », IEEE trans. Antennas and Propagation, vol. 36, N° 2, pp. 247-257, Feb. 1988.
- [7] M. A.Uman, D. K. McCain, and E. P. Krider, « The Electromagnetic Radiation from a Finite Antenna », Am. J. Phys, Vol. 43, pp33-38, 1975.
- [8] S. Kaouche, « Analyse de Défauts dans un Réseau de Lignes ou de Câbles », PHD thesis, Jijel University, June 2007.
- [9] Paul C. R., Analysis of Multiconductor Transmission Lines (Wiley series in microwave and optical engineering, New York, 1994).
- [10] FEKO, EM Software & Systems GmbH, Otto-Lilienthal-Strasse 36, D-71034 Böblingen, Allemagne.
- [11] A. Taflove, M. E. Brodwin, « Numerical Solution of teady-state Electromagnetic Scattering Problems Time-Difference Time Dependent Maxwell's Equations », IEEE Trans. On Microwave Theory Tech., vol. MTT-23, pp. 623-630, August 1975.

Author address: M. Melit, Laboratoire de modélisation en électrotechnique, Jijel University, BP 98 Ouled Aissa, 18000 Jijel, Algeria, Email: {melit, nek_cem}@mail.univ-jijel.dz

Etude expérimentale des perturbations électromagnétiques conduites dans un hacheur élévateur

ALES Achour¹, TAHAR Belkacem Fayçal^{1,2} et MOUSSAOUI Djelloul¹, B.MAZARI²

¹Ecole Militaire Polytechnique EMP– Bordj El Bahri, Alger

²IRSEEM, Saint Etienne Du Rouvray, France

Abstract : This paper treat an EMC (Electro Magnetic compatibility) study about PWM boost converter. The differential mode conducted emissions are modelled in Radio frequency band (150 KHz-30 KHz). In order to evaluate the boost ELM disturbance, a direct simulation has been realized with the LISN mean (Line Impedance Stabilisation Network).

Résumé : Cet article traite une étude CEM sur un hacheur élévateur commandé par MLI. Les perturbations conduites en mode différentiel ont été modélisées dans la bande radio fréquence (150KHz-30 MHz). Pour évaluer la pollution ELM de l'hacheur, une simulation directe a été réalisée sur un modèle représentant le convertisseur par l'intermédiaire du RSIL (réseau stabilisateur d'impédance de ligne).

Introduction

La Compatibilité électromagnétique en électronique de puissance suscite un intérêt grandissant compte tenu de son impact directe sur fiabilité et la qualité de l'énergie. La commutation à haute fréquence des composants de puissance permet certes de réduire le poids des alimentations et fournit un bon rendement toutefois elle cause des perturbations qui sont à l'origine de plusieurs dysfonctionnement des systèmes voisinant [1]. La perturbation électromagnétique existe sous forme rayonnée ou conduit. Le caractère conduit du bruit électromagnétique se propage selon deux modes : le mode différentiel et le mode commun. Le mode différentiel est dû à la commutation du courant de charge à haute fréquence, par contre le mode commun est engendré par la variation du potentiel du point milieu de la cellule de commutation [2]. Plusieurs facteurs, lors du fonctionnement de l'hacheur, sont à l'origine des perturbations électromagnétiques. Dans cette optique, nous avons effectué une simulation afin de visualiser les perturbations conduites en mode différentiel. Pour se faire, nous avons modélisé le convertisseur sous son schéma équivalent CEM. Une validation expérimentale a été élaborée afin de tester le modèle utilisé. La mesure a été obtenue à partir d'un RSIL réalisé au laboratoire.

Emissions des perturbations électromagnétiques

La connexion des éléments en électronique de puissance tels que les liaisons entre les alimentations de puissance et le câblage sont à l'origine de la génération des perturbations électromagnétiques, en particulier les émissions conduites [3].

Le bruit électromagnétique conduit présente deux composantes : le mode différentiel (MD) et le mode commun (MC).

Les émissions conduites en mode différentiel:

Comme c'est signalé précédemment, les perturbations conduites en mode différentiel sont dues à la commutation du courant de charge au borne de l'interrupteur de puissance [2] qui se propagent entre les deux lignes de l'alimentation de puissance (figure.1).

Le courant en mode différentiel I_{dm} emprunte le chemin montré sur la Figure.1.

La pollution ELM de l'hacheur en mode différentiel, est modélisée par une source de courant harmonique I_d .

- Z_{cir} : impédance du circuit ;
- Z_{ym} : impédance de câble de retour ;
- Z_{charge} : impédance du circuit ;
- I_d : tension de mode différentiel ;

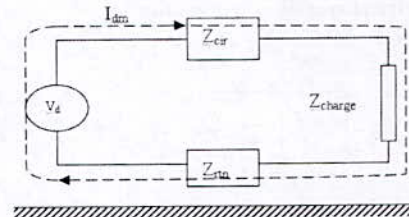


Figure 1: les perturbations conduites en mode différentiel

Les émissions conduites en mode commun

Le bruit électromagnétique en mode commun est provoqué par la variation du potentiel du point milieu de la cellule de commutation de l'hacheur [2]. Ce dernier est modélisé par un générateur de tension harmonique à haute fréquence connecté à la terre à travers une capacité parasite C_p [1]. Le chemin de propagation de ce bruit fait intervenir la terre et les deux lignes de l'alimentation (figure.2).

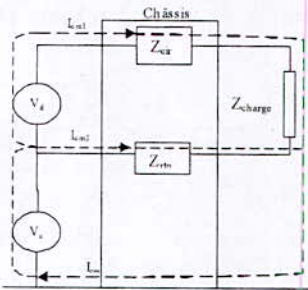


Figure 2: les perturbations conduites en mode commun

Hacheur élévateur (boost)

L'hacheur élévateur ou hacheur parallèle ou communément appelé hacheur boost, est la structure de convertisseur statique la plus élémentaire. Il comporte une cellule de commutation composé d'un interrupteur commandé de type MOSFET et d'une diode placé respectivement en parallèle et en série avec la charge. L'inductance boost est l'élément électrique qui lui offre le caractère élévateur. La figure.3 illustre la structure électrique simple de l'hacheur dont les éléments sont donnés dans la référence [3]. Pendant le fonctionnement du convertisseur, des perturbations électromagnétiques sont générées, leurs amplitudes dépendent de plusieurs paramètres tels que la fréquence de commutation.

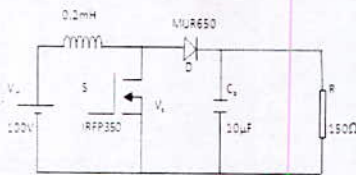


Figure.3: schéma électrique de l'hacheur parallèle

Analyse des perturbations conduites en mode commun

Réseau Stabilisateur d'Impédance de Ligne (RSIL) :

Pour quantifier les perturbations électromagnétiques conduites, un dispositif de mesure et de stabilisation a été dimensionné et réalisé (figure.4), cet équipement est appelé le RSIL (réseau fictif).

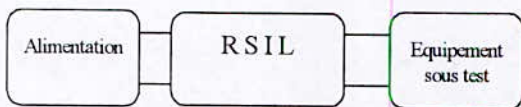


Figure 4 : schéma de l'insertion du RSIL

Le RSIL est un instrument de mesure des perturbations conduites, il a pour fonction [3]:

- Alimenter l'équipement sous test sans provoquer de

chute de tension.

- Isoler les perturbations provenant du côté de l'alimentation de puissance et qui pourrait fausser la mesure.
- Piéger les perturbations provenant de l'équipement sous test afin de les mesurer.
- Imposer à ses bornes de mesures une impédance caractéristique stable de 50Ω sur toute la plage de fréquences normative (150 kHz-30 MHz), elle permet l'adaptation d'impédance des appareils de mesure tel que l'analyseur de spectre.

Il existe plusieurs structures du RSIL, suivant les spécifications des normes CEM relatives aux équipements testés. Le RSIL réalisé au niveau du laboratoire des systèmes électromagnétiques de l'EMP est celui montré sur la figure.5.

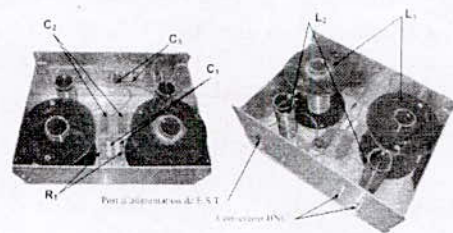


Figure. 5 : photo du RSIL réalisé

Son schéma électrique est donné par la référence [4], et représenté par la figure 6.

Les inductances $L_{1,2}$, les capacités $C_{1,2,3}$ ainsi que la résistance $R_{1,3,4}$ sont bien choisies de manière que le RSIL remplit les fonctions citées précédemment.

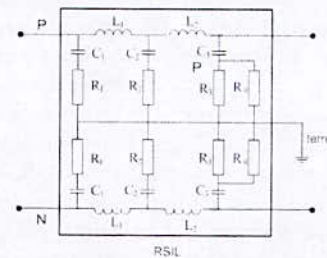


Figure 6 : schéma électrique du RSIL [5]

Le schéma électrique de RSIL utilisé pour la simulation est montré sur la figure. 7. Cette structure simplifiée permet la reproduction de toutes les caractéristiques d'un RSIL réel. Elle a été considérée pour des raisons de simplification, de plus que les alimentations de puissance sont supposées parfaites et encore les perturbations issues de l'environnement du convertisseur ne sont pas prises en considération [3]. Les éléments passifs qui constituent le RSIL sont imposés par la norme CISPR [3].

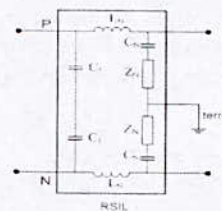


Figure 7: schéma simplifié du RSIL [5]

Circuit CEM équivalent de boost en mode différentiel

Le banc expérimental réalisé, pour la mesure des perturbations électromagnétiques conduites est représenté par la figure.8.

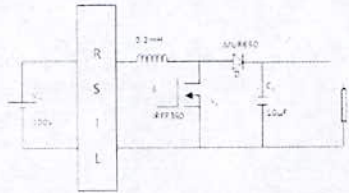


Figure 8: emplacement du RSIL pour la mesure des perturbations

Le schéma équivalent CEM en mode différentiel représente dans ce cas le chemin emprunté par le bruit ELM en mode différentiel [4]. La source de perturbations ELM en mode différentiel est modélisée par un générateur de courant I_d qui représente à peu près le courant de charge commuté. Le schéma équivalent est alors représenté par la figure 8.

Les paramètres sont les suivants:

$$L = 50\mu H, C_N = 100nF, r = 5\Omega, R = 50\Omega, L_N = 250\mu H, C_p = 9pF, L_{cablage} = 43.27nH, f_s = 100KHZ, Z_i = R / (r + L.p)$$

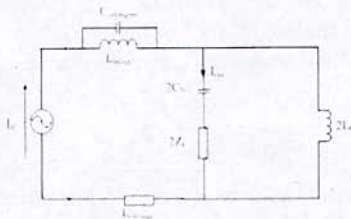


Figure.9 : schéma équivalent CEM de l'hacheur avec le RSIL

I_{dm} : représente la source des perturbations conduites en mode différentiel.

$C_{interspire}$: représente la capacité parasite inter spire de l'inductance boost.

$L_{cablage}$: représente l'inductance parasite du câblage.

L_{boost} : représente l'inductance boost.

La fonction de transfert du schéma de la figure 9 est donnée par l'équation (1).

$$H(s) = \frac{n_1.s + n_2.s^2 + n_3.s^3 + n_4.s^4 + n_5.s^5}{d_1.s + d_2.s^2 + d_3.s^3 + d_4.s^4 + d_5.s^5 + d_5.s^6} = \frac{I_{dm}}{I_d} \quad (1)$$

Le diagramme de Bode de cette fonction est représenté sur la figure 10.

Pour simuler les perturbations conduites du convertisseur, nous avons calculé le courant I_{dm} en mode différentiel par une simple application des lois des mailles et des nœuds. Finalement nous obtenons une relation donnant le courant en

fonction de la source I_d .

$$I_{dm} = H(s). I_d \quad (2)$$

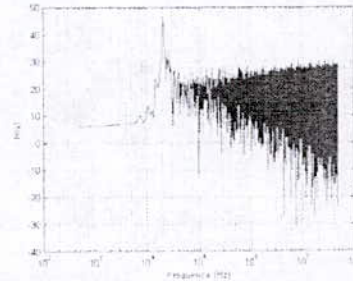


Figure 10: L'évolution de l'admittance du schéma CEM de l'hacheur en mode différentiel (équation 1)

La figure.11 montre le courant mesuré en mode différentiel dans le domaine temporelle. On constate des pics importants durant la commutation de l'interrupteur de puissance.

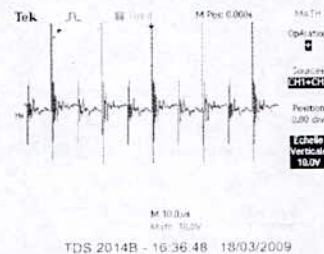


Figure.11. variation du courant mesuré en mode différentiel dans le domaine temporel

Résultats de simulation et étude expérimentale

Méthode de simulation

Nous avons effectué une simulation pour la visualisation des perturbations en mode différentiel.

Cette simulation consiste à modéliser le schéma équivalent de la figure.9 à travers sa fonction de transferts équivalente (équation 1). La figure.12 représente le spectre de la source (I_d) des perturbations en mode différentiel obtenu par simulation.

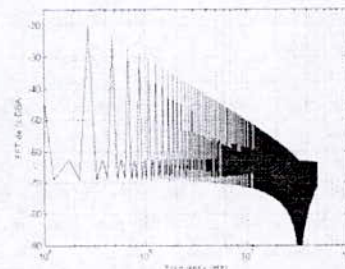


Figure 12: le spectre de la source de perturbation I_d simulé

La figure.13 concerne la simulation des perturbations en

mode différentiel obtenu au niveau de la branche du RSIL.

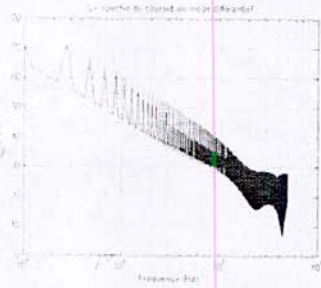


Figure 13: le spectre du courant en mode différentiel simulé par la méthode directe

Essai expérimental :

Nous avons effectué des essais expérimentaux sur le circuit électrique réalisé (figure.8).

Le banc expérimental est constitué de :

- Une alimentation continue variable ;
- Le RSIL ;
- L'hacheur boost ;
- Une charge résistive ;

La figure.13 montre le tracé expérimental du courant en mode différentiel mesuré par le RSIL. On remarque que l'allure de ces perturbations décroît avec la fréquence.

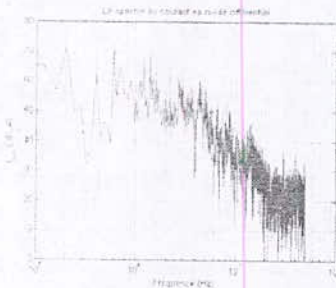


Figure 14: le spectre du courant en mode différentiel mesuré

Comparaison des Résultats

L'étude comparative entre la simulation et l'expérience (figure.15) fait ressortir ce qui suit :

- Une cohérence importante des deux résultats ceci démontre la bonne reproductibilité des perturbations par le modèle.
- Les deux tracés montrent le caractère décroissant des perturbations conduites en mode différentiel avec fréquence.
- D'autres facteurs perturbants peuvent contribuer aux écarts constatés tels que les câblages, routage, bruits environnant..., qui ne sont pas pris en considération lors de la simulation.

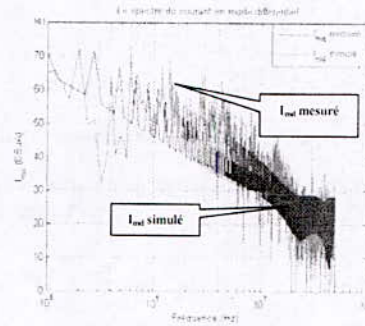


Figure 15: les spectres du courant en mode différentiel mesuré et simulé

Conclusion

Dans ce papier nous avons présenté une étude CEM d'un hacheur boost en prenant en considération les perturbations conduites en mode différentiel. Nous avons modélisé les perturbations conduites en mode différentiel. La simulation directe a été faite afin d'inspecter la pollution ELM du convertisseur. Le schéma équivalent CEM du boost en mode différentiel avec l'association adéquate du RSIL est introduit.

La source principale des perturbations ELM en mode différentiel est représentée sous forme d'un générateur de courant harmonique qui représente le courant commuté au borne du MOSFET. Nous avons constaté que l'allure associée au mode différentiel est décroissante. Des résultats expérimentaux ont été présentés et comparés avec ceux obtenus par simulation. La confrontation est acceptable en effet le modèle représente correctement les perturbations mesurées.

Références

- [1] J.Mahdavi, "Analysis of RF Conducted Emission due to PWM and Resonant DC-DC Converters", Power Electronics, Drives and Energy Systems for Industrial Growth, 1996, Proceedings of the 1996 International Conference on Volume 2, Issue , 8-11 Jan 1996 Page(s):813 - 818 vol.2.
- [2] B. Revol, J. Roudet, J.L. Schanen , "Fast EMI prediction method for three-phase inverter based on Laplace Transforms", Power Electronics Specialist Conference, 2003. PESC apos;03. 2003 IEEE 34th Annual Volume 3, Issue , 15-19 June 2003 Page(s): 1133 - 1138 vol.3
Digital Object Identifier.
- [3] B. REVOL, "Modélisation et optimisation des performances CEM d'une association variateur de vitesse - machine asynchrone", thèse doctorat, Université Joseph Fourier, novembre 2003
- [4] D. Gonzalez, "Analysis and simulation of conducted EMI generated by switched power converters: application to a voltage source inverter", Industrial Electronics, 2002. ISIE 2002. Proceedings of the 2002 IEEE International

Symposium on
Volume 3, Issue, 2002 Page(s): 801 - 806 vol.3
Digital Object Identifier 10.1109/ISIE.2002.1025835.

- [5] Jean Christophe CREBIER, James ROUDET, Jean Luc SCHANEN "Problems using LISN in EMI characterization of power electronic converters" IEEE Xplore GRENOBLE, FRANCE

A. ALES Laboratoire Système Electromagnétique, Ecole Militaire Polytechnique, BP 17 Bordj El Bahri, Alger, Email: achour.ales@gmail.com

Contribution de la Méthode des Fils Fins dans L'Etude CEM des Convertisseurs Statiques

S.Fahas et R.Tahmi

Laboratoire de Recherche en Electrotechnique
Ecole Nationale Supérieure Polytechnique
10, Avenue Hacén badi – El Harrach - Alger

Résumé -- Le câblage imprimé utilisé en électronique de puissance contribue à la création des perturbations électromagnétiques des convertisseurs statiques, l'étude de son influence et de son comportement électromagnétique doit donc être effectuée [1][2][3][4][5]. La théorie des lignes s'adapte à l'étude du comportement de ces conducteurs imprimés. La détermination précise de leurs paramètres linéiques est toutefois nécessaire. La méthode des fils fins utilisée, consiste à substituer aux conducteurs imprimés des faisceaux de conducteurs cylindriques fins parallèles entre eux et dont les paramètres linéiques sont connus par des relations analytiques. [1][6][7].

Mots clés—Perturbation électromagnétique - Méthode des fils fins (MFF) – Etude CEM

I-Introduction

La méthode consiste à déterminer un faisceau de fils fins équivalent à une ligne microruban de liaison électrique.

Ce faisceau aura les mêmes caractéristiques électriques à son entrée et à sa sortie que la ligne microruban.

Les tensions $V_{eq}(0)$ et $V_{eq}(l)$ sont les tensions mesurées sur chaque fil fin du circuit équivalent et les courants $I_{eq}(0)$ et $I_{eq}(l)$ sont les sommes des courants de chaque fil fin en $z=0$ et $z=l$. L'équivalence entre les deux circuits passera par l'égalité de ces courants et tensions avec ceux de la ligne microruban.

Le modèle équivalent, que nous allons étudier, est constitué de N fils "fins" parallèles à un plan de masse reliés entre eux à leurs extrémités et dans le même milieu diélectrique que la ligne microruban, Fig.1.

Ces résistances équivalentes, relatives, au différentes branches ou lignes microruban, que nous allons représenter, devons respecter certaines conditions, celles-ci seront vues en plus amples détails dans la partie suivante.

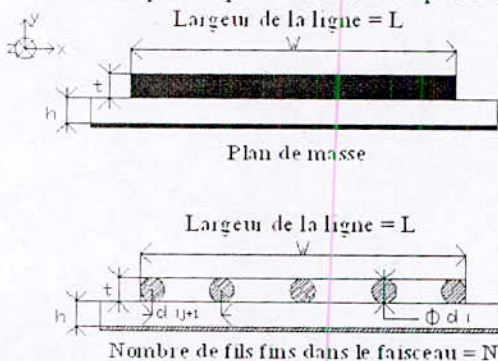


Fig.1 : Coupe transversale d'une piste microruban, et son modèle équivalent

R. Tahmi de l'Ecole Nationale Supérieure Polytechnique, Alger, Algérie (rtahmi@yahoo.fr).

S. Fahas de l'Ecole Nationale Supérieure Polytechnique, Alger, Algérie (fahas_sofiane@hotmail.com)

II. Caractéristiques du "circuit équivalent":

II. 1. Détermination de la résistance linéique équivalente du circuit:[1]

Cette résistance linéique statique, doit tendre vers la résistance linéique, d'un conducteur microruban, or cette résistance, est égale à :

$$R_0 = \frac{1}{\sigma w t} \quad (1)$$

Et la résistance linéique de N conducteurs en parallèle est égale à :

$$R_{0i} = \frac{R_{\text{équivalent d'un conducteur}}}{N} \quad (2)$$

Nous en déduisons la résistance équivalente statique que nous affecterons à chaque conducteur :

$$R_{0i} = \frac{N}{\sigma w t} \quad (3)$$

Il est à noter que cette résistance, n'est en aucun cas égale à la résistance linéique d'un fil fin, comme on le définirait avec les formules classiques de l'électricité. Avec cette définition nous avons donc la résistance linéique du circuit équivalent égale à la résistance linéique d'un conducteur microruban que nous désirons caractériser.

La validité des formules classiques de calcul des paramètres linéiques de conducteurs cylindriques est vérifiée lorsque la distance entre les conducteurs i et j et la hauteur par rapport au plan de masse sont supérieures au diamètre des conducteurs.[1]

Pour des raisons d'interprétation physique nous pouvons dire qu'en considérant le diamètre des conducteurs (Φ_i) égal à (t) de la ligne microruban, nous aurons le nombre de conducteur N et la distance entre deux conducteurs consécutifs limités par la largeur de la ligne microruban : Si $\Phi_i = t$, alors $N \Phi_i + (N - 1)d_{ii} = W$

II. 2. Détermination du nombre de conducteurs:

II- 2- 1- Approche empirique : [1] ,[8],[9],[10]

Le nombre de conducteurs N est limité en valeur supérieure par la relation précédemment établie et les conditions d'application de la méthode. N peut être égal à cette valeur supérieure (142 conducteurs pour une ligne microruban de 5 mm de largeur), mais les temps de calculs qui sont proportionnels à N^2 seraient beaucoup trop importants pour de grandes largeurs [1]. Il faut donc optimiser le nombre de conducteurs afin que les temps de calculs soient raisonnables et que les simulations donnent les résultats conformes aux mesures.

Afin d'effectuer cette optimisation, nous devons choisir un critère nous permettant de valider la valeur de N. Nous allons en effet déterminer la répartition transversale du courant, dans le conducteur ruban, en $z=0$. Nous avons

choisi ce critère lié à la fréquence. Si nous obtenons une bonne représentation de la densité du courant alors nous aurons une bonne représentation de tous les phénomènes liés à la fréquence (impédances, tensions et courants en $z=0$ et $z=l$).

Il est impératif de déterminer une valeur minimale du nombre de conducteurs à partir de laquelle la représentation de la densité de courant ne fluctuera plus.

Ainsi, la densité de courant converge vers une représentation limite lorsque la valeur N augmente.[1]

Une fois cette convergence montrée, une vérification que cette représentation limite, coïncide avec la représentation de la densité de courant obtenue avec simulation par éléments finis à l'aide du logiciel Maxwell, a été prouvée.

Nous pouvons voir (fig. 2) les représentations des densités de courant; pour une ligne microruban de largeur 5mm modélisée par un faisceau de fils fins dont le nombre N varie de 5 à 100. Ces représentations ont pour objectif de nous montrer que N a une valeur limite à partir de laquelle la densité de courant ne varie plus. Nous voyons qu'au delà de 20 conducteurs pour représenter la ligne microruban, l'évolution de la densité de courant n'est plus significative. L'écart entre les courbes pour $N=20$, $N=30$, $N=50$ et $N=100$ est inférieur à 2 %. La limite acceptable, donc est de 20 conducteurs pour une largeur de 5mm. Soit une répartition de 4 conducteurs/mm de largeur.

Nous pouvons voir ainsi, que cette modélisation montre clairement l'effet de peau, la densité de courant dans le conducteur augmente à mesure qu'on s'éloigne du milieu. Or ce phénomène d'effet de peau, n'est pas pris en compte dans les simulations de convertisseurs statiques.

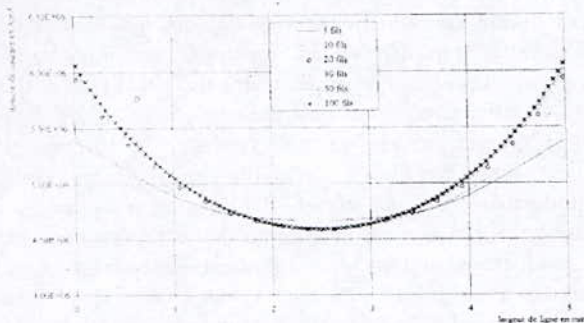


Fig.2 : Densité de courant pour des fils fins constitués de n conducteurs $5 \leq n \leq 100$

Afin de vérifier la validité de cette densité linéique de conducteurs, nous considérons le circuit constitué d'une ligne microruban isolée dont les caractéristiques sont les suivantes (fig. 3)

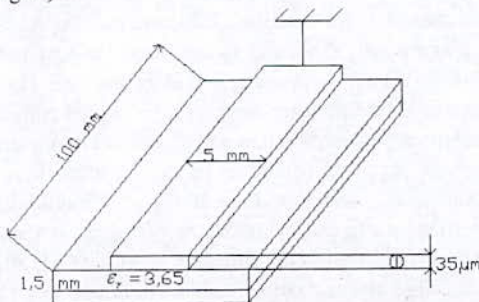


Fig.3 : Vue en plan d'une piste microruban
Ces caractéristiques nous permettent de définir le circuit

équivalent (fig. 4) par un ensemble de 20 fils fins en parallèle plongés dans un milieu diélectrique homogène de permittivité relative 3,65. Ces fils fins de cuivre d'un diamètre de 35μm sont situés à une hauteur de 1,5 mm d'un plan de masse, et en court-circuit avec ce dernier en $z=l$.

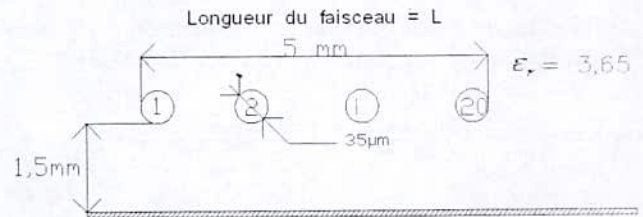


Fig.4 : Modèle équivalent en fils fins de 1 à N fil

Les travaux ont montré une bonne concordance entre la modélisation par fils fin et une méthode classique par éléments finis pour les fréquences allant jusqu'à 10MHz. L'écart ne dépasse pas 5% [1].

Nous en déduisons la densité de conducteurs qui nous donne une représentation satisfaisante de la densité de courant sur le conducteur microruban, a savoir :

$$N=4 \text{ conducteurs/mm de largeur}$$

La densité de courant étant bien représentée, lors de l'utilisation de la méthode des fils fins, avec $N=4$ cond/mm ; nous pouvons nous attendre à ce que tous les paramètres liés à la fréquence, et notamment les impédances des circuits que l'on simulera, seront déterminés de la façon satisfaisante par la méthode des fils fins.

Lorsque l'on prend $N=4$ cond/mm, alors la valeur de d_{ij} est supérieure au diamètre de conducteurs ($\Phi=35\mu\text{m}$, et $d_{ij}=226\mu\text{m}$).

III. Application a notre circuit d'étude:

Notre circuit d'étude, est un hacheur à commutation forcée, dont les composants sont placés sur une carte électronique, avec pour liaison, entre éléments, des pistes microrubans tel représenté sur la figure 5.

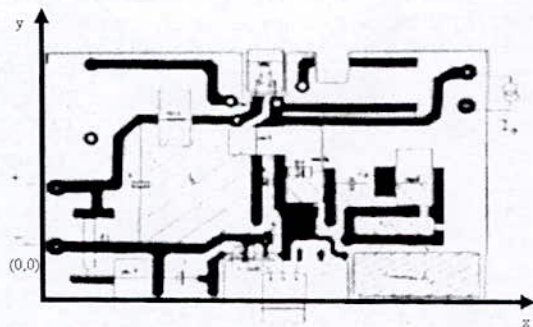


Fig.5 : Topologie du hacheur à commutation forcée

Nous appliquerons la méthode des fils fins, pour la détermination des résistances sur les branches des pistes microrubans, supportant les plus grandes intensités des courants, et supposées créer les plus grandes perturbations électromagnétiques dans l'espace entourant le circuit. Ces intensités importantes se trouvent sur les branches reliant (Fig. 6) :

- a- R_i entre E et le nœud E, C_e , R_2 ,
- b- R_j entre la sortie du Hacheur D et le nœud D, D_1 , D_2 ,
- L
- c- R_l entre L et le nœud D, D_1 , D_2 , L
- d- R_f enfin à l'entrée de D_{RL}

Pour la détermination de ces résistances, l'équation d'ohm classique nous donnera les résultats du tableau 1:

$$R_i = \rho l / (t.W) \tag{4}$$

Tableau 1: Résistances des branches

t (m)	W (m)	S (m ²)	l (m)	R _i (Ω)
R ₁ 35.10 ⁻⁶	5.10 ⁻³	175.10 ⁻⁹	10 ⁻²	10 ⁻³
R ₂ 35.10 ⁻⁶	5.10 ⁻³	175.10 ⁻⁹	55 ⁻²	55.10 ⁻³
R ₃ 35.10 ⁻⁶	5.10 ⁻³	175.10 ⁻⁹	10 ⁻²	10 ⁻³
R ₄ 35.10 ⁻⁶	5.10 ⁻³	175.10 ⁻⁹	18 ⁻²	10 ⁻³

Tel qu'il a été démontré précédemment, pour une ligne microruban de 5mm de largeur, et 35µm d'épaisseur, nous aurons 20 fils fins. Et selon la loi classique d'ohm, la résistance de chaque conducteur serait $R_i = R / 20$, comme il a été dit auparavant, cette résistance ne serait en aucun cas égale à la résistance de chaque fils fin selon la méthode des fils fins.

Pour calculer, la résistance de chacun des fils fins, pouvant remplacer la ligne microruban, nous procédons de la manière suivante

Si l'on analyse la fig.2, nous constatons que celle-ci, obéit à une forme parabolique d'équation du cinquième ordre :

$$y = 0.0092671x^4 + 0.092671x^3 + 0.505x^2 + 1.3666x + 1.9425 \tag{5}$$

Il en est de même pour l'intensité, et si l'on considère selon la même figure que la moyenne par fil fin, que la densité (ou intensité), selon l'exemple, serait égal à 1, ou à 100% du courant équivalent qui serait dispersé sur un groupe de conducteurs en parallèle de même résistance a savoir que

$$\frac{I_{total}}{n} = \sum \frac{I_i}{n} = 1 \tag{6}$$

on peut dire que

$$I_{total} = a.y(x) \tag{7}$$

Avec $a = I_{total}/n = I_{total}/20$, ce qui nous donnera les résultats suivant sur le tableau ci-dessous (tableau 2) :

Tableau 2: Courants sur chaque fil fin des branches considérées

	I ₁	I ₂	I ₃
I ₁	0.975	0.975	0.975
I ₂	0.8	0.8	0.8
I ₃	0.675	0.675	0.675
I ₄	0.575	0.575	0.575
I ₅	0.485	0.485	0.485
I ₆	0.415	0.415	0.415
I ₇	0.365	0.365	0.365
I ₈	0.335	0.335	0.335
I ₉	0.331	0.331	0.331
I ₁₀	0.3	0.3	0.3
I ₁₁	0.3	0.3	0.3
I ₁₂	0.331	0.331	0.331
I ₁₃	0.335	0.335	0.335
I ₁₄	0.365	0.365	0.365
I ₁₅	0.415	0.415	0.415
I ₁₆	0.485	0.485	0.485
I ₁₇	0.575	0.575	0.575
I ₁₈	0.675	0.675	0.675
I ₁₉	0.8	0.8	0.8
I ₂₀	0.975	0.975	0.975

La ddp au bord de chaque conducteur étant la même

$$ddp = R_{total} \cdot I_{total} \tag{8}$$

La résistance de chaque fil fin serait donc :

$$R_i = ddp / I_i \tag{9}$$

Sur chacune des branches considérées (tableau3), cela donnera les valeurs des résistances aux bornes des fils fins comme suit :

Tableau 3: Résistances sur chaque fil fin des branches considérées

	R _i (Ω)	R _f (Ω)	R _j (Ω)	R _m (Ω)
R ₁	0.0102	0.056	0.0102	0.0102
R ₂	0.0125	0.068	0.0125	0.0125
R ₃	0.0148	0.081	0.0148	0.0148
R ₄	0.0173	0.095	0.0173	0.0173
R ₅	0.0206	0.113	0.0206	0.0206
R ₆	0.0240	0.132	0.0240	0.0240
R ₇	0.0273	0.150	0.0273	0.0273
R ₈	0.0298	0.164	0.0298	0.0298
R ₉	0.0322	0.177	0.0322	0.0322
R ₁₀	0.0333	0.183	0.0333	0.0333
R ₁₁	0.0333	0.183	0.0333	0.0333
R ₁₂	0.0322	0.177	0.0322	0.0322
R ₁₃	0.0298	0.164	0.0298	0.0298
R ₁₄	0.0273	0.150	0.0273	0.0273
R ₁₅	0.0240	0.132	0.0240	0.0240
R ₁₆	0.0206	0.113	0.0206	0.0206
R ₁₇	0.0173	0.095	0.0173	0.0173
R ₁₈	0.0148	0.081	0.0148	0.0148
R ₁₉	0.0125	0.068	0.0125	0.0125
R ₂₀	0.0102	0.056	0.0102	0.0102

Dans le circuit étudié, nous avons tenu compte [10] [11] des modèles des éléments actifs et passifs et des parasites dus aux différents couplages électromagnétiques dans le circuit durant son fonctionnement, tel que les diaphonies inductives et capacitives, les couplages par impédances commune et les couplages cartes à châssis.[10] [11] et [12]

Nous retiendrons donc trois inductances Lc1, Lc2, Lc3, ou Lc1, inductance en série du câblage, de 1m environ d'alimentation, et celle de la maille principale, par souci d'équirépartie sur les lignes d'alimentation positive et négative, ceci afin de tenir compte des comportements de ces conducteurs soumis à un gradient de courant ou de potentiel. Parmi les inductances dues aux diaphonies inductives, seule Lc4 a été retenue à cause de son emplacement dans le convertisseur. En effet, elle est reliée au seul point chaud intéressant, c'est-à-dire le drain du transistor. Les inductances des pistes du circuit imprimé ont des valeurs très faibles, de l'ordre de 650nH /m, elles ne sont donc pas prises en compte.

Quant aux capacités parasites, nous tiendrons compte seulement, du couplage du aux boîtiers des semi-conducteurs, les câbles d'alimentation présentent un couplage négligeable car la variation de leur potentiel reste faible. Nous avons pris en considération Cp1 et Cp2 qui sont liées à la diode de roue libre, et Cp3 et Cp4, qui sont liées au transistor. Ces quatre capacités doivent leurs existences au couplage qui existe entre le dissipateur thermique et le boîtier des semi-conducteurs. Les capacités parasites provenant de la diaphonie entre pistes de la carte de circuit imprimé et le radiateur sont de l'ordre de 0,25 pF, ce qui est assez faible comme valeur ; elles sont donc négligées.

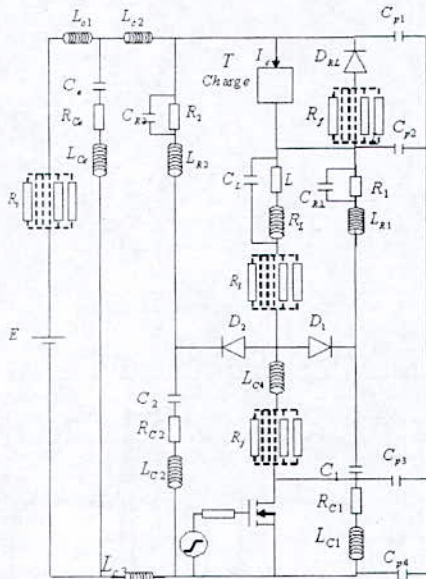


Fig.6 : Schéma du hacheur avec modélisation des couplages électromagnétiques

Pour montrer l'influence des différents éléments tels que les couplages électromagnétiques et la méthode des fils fins sur l'étude CEM du hacheur, nous présentons les résultats de simulations (avec logiciel PSpice) du fonctionnement du hacheur selon trois étapes :

- Circuit parfait
- Prise en compte des couplages électromagnétiques
- Utilisation de la méthode des fils fins

Le point nodal du convertisseur étant le transistor de puissance, nous avons relevé la tension à ses bornes V_{ds} et le courant I_{ds} qui le traverse. En effet, c'est lors de la commutation de cet interrupteur que se produisent les perturbations électromagnétiques conduites et rayonnées générées par le convertisseur.

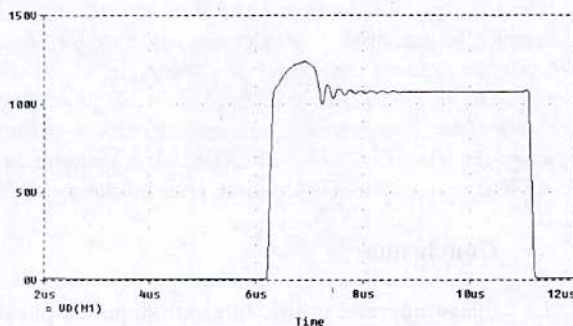


Fig.7 : Tension V_{ds} circuit parfait

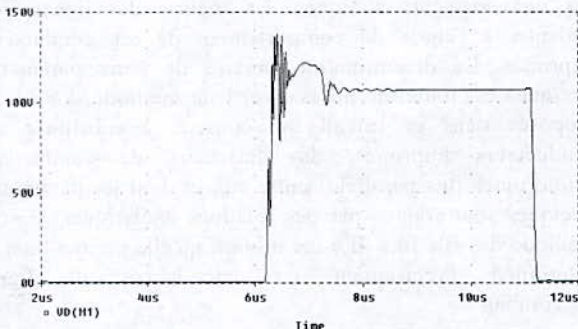


Fig.8 : Tension V_{ds} avec prise en compte des couplages électromagnétiques

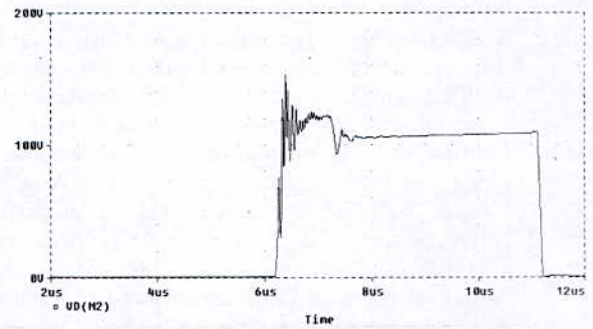


Fig.9 : Tension V_{ds} avec prise en compte des couplages électromagnétiques et la méthode des fils fins

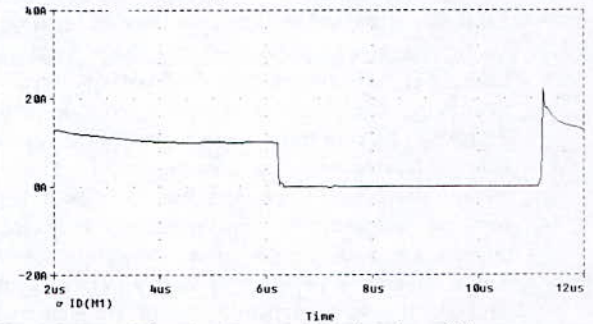


Fig.10 : Courant I_{ds} circuit parfait

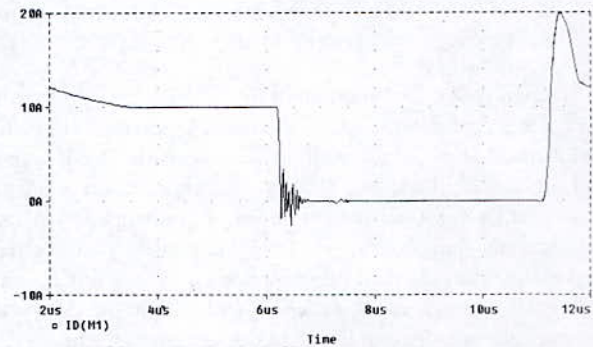


Fig.11 : Courant I_{ds} avec prise en compte des couplages électromagnétiques

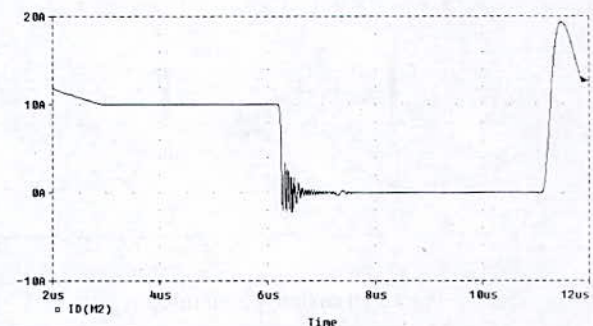


Fig.12 : Courant I_{ds} avec prise en compte des couplages électromagnétiques et la méthode des fils fins

Nous constatons selon les résultats, précédemment obtenus, avec un circuit parfait et sans modélisation du câblage et des pistes du circuit imprimé (prise en compte des modèles équivalents des éléments passifs et actifs uniquement), ce qui suit :

- Pour la tension V_{ds} (Fig.7), on voit que celle-ci présente une surtension au blocage de l'interrupteur, qui est de l'ordre de 10%. Cependant, la forme de cette tension évolue en fonction de la prise en compte des différents

couplages électromagnétiques (Fig.8) et d'utilisation de la méthode des fils fins. En effet (Fig 9), elle présente des ondulations au blocage dont les amplitudes, la durée et la fréquence évolue selon tels ou tels paramètres. Nous voyons que l'utilisation de la méthode des fils fins modifie la forme de cette tension, surtout au niveau du blocage de l'interrupteur. Les ondulations présentent une fréquence voisine de 100MHz, soit 1000 fois celle de la commutation de l'interrupteur, ce qui est très significatif quant aux perturbations électromagnétiques produites a ce moment là.

- En ce qui concerne le courant I_{ds} , la même constatation peut être faite que pour la tension, à savoir, un signal presque parfait a la sortie du hacheur (fig.10 circuit considéré parfait) avec, à l'amorçage une surintensité pour I_{ds} lors de l'ordre de 100% (20A) et qui s'atténue plus lentement que pour la tension V_{ds} , en passant par (fig.11 avec modélisation des composants passifs et actifs) qui se voit imposé des perturbations bien plus importantes, particulièrement a l'extinction sur une bande de de 0,8 μs , pour finir (fig.12), avec une augmentation très sensible de la fréquence de perturbation en régime transitoire, à l'extinction du courant avec phénomène est nettement moins visible, même si celui ci est moins visible que pour la tension.

Comme pour les simulations avec prise en compte des modèles équivalents des éléments passifs et actifs uniquement, certaines variations de la tension et du courant ont été représentées, aux abords de certains composants, et ceci, afin de constater les variations et gradients de tensions et courants importants, et les éventuelles perturbations rayonnées que cela peut provoquer sur l'espace environnant immédiat du hacheur, et donc sa prise en compte des pistes les plus affectées durant le calcul des champ perturbé.

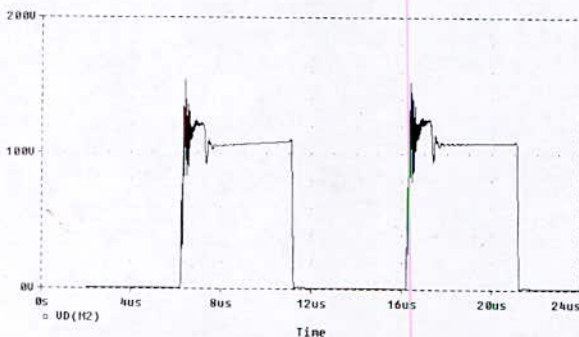


Fig.13: Tension V_{ds} simulée

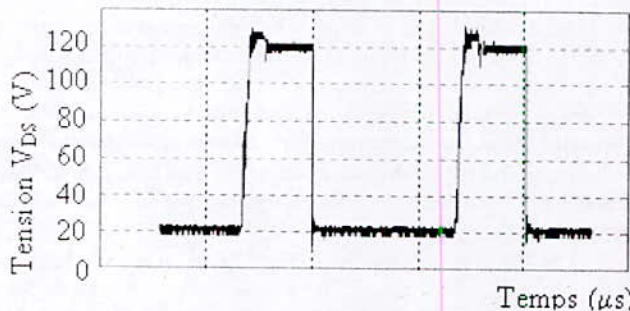


Fig.14 : Tension V_{ds} mesurée

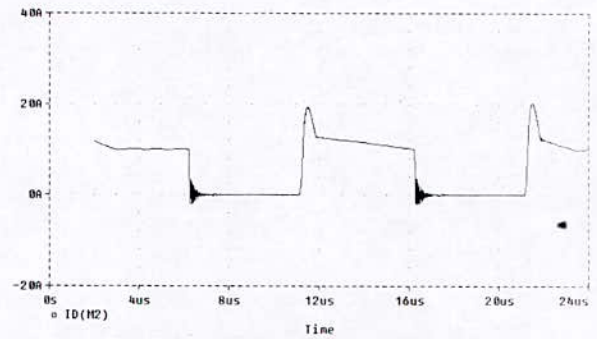


Fig.15 : Courant I_{ds} simulé

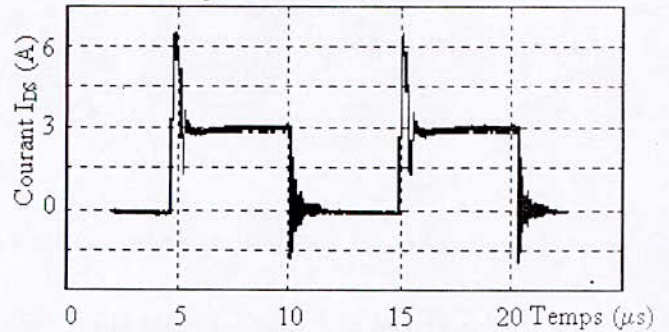


Fig.16 : Courant I_{ds} mesuré

Les figures Fig.13 et Fig.14, des tensions simulée et mesurée, nous permettent de les comparer. Tout d'abord, nous constatons bien une similitude en ce qui concerne les régimes transitoires, avec des perturbations, et oscillations lors du blocage du transistor. Une autre similitude existe en ce qui concerne l'amorçage du transistor, qui ne voit pratiquement pas de régime transitoire ou d'oscillation, pour les deux graphes. Le reste de la période du hacheur, en régimes établis, celui-ci voit, des tensions en régime stable, sans crépitement pour le simulé, alors que pour la mesurée, on constate quand même, la persistance, d'harmonique de perturbations.

Même chose en ce qui concerne les courants au niveau de l'interrupteur principal (Fig.15 et Fig.16), à savoir un pic de courant de courant important à l'amorçage du transistor (+100% de la valeur finale en régime établi pour les deux cas) avec des fréquences moins importantes, que lors du blocage du transistor, où on constate un transitoire ave de fortes harmoniques de perturbation, pour les deux cas.

IV. Conclusion:

Le câblage imprimé utilisé en électronique de puissance contribue à la création des perturbations électromagnétiques des convertisseurs statiques. La théorie des lignes peut s'adapter à l'étude du comportement de ces conducteurs imprimés. La détermination précise de leurs paramètres linéiques est toutefois nécessaire. Une méthode donc a été proposée dans ce travail qui consiste à substituer aux conducteurs imprimés, des faisceaux de conducteurs cylindriques fins parallèles entre eux et dont les paramètres linéiques sont connus par des relations analytiques: c'est la méthode des fils fins. Il a été montré qu'elle permet bien de déterminer précisément les impédances de lignes microruban.

Des travaux antérieurs ont permis d'établir une méthode

d'étude CEM des convertisseurs statiques. Cette méthode donne de bons résultats. Mais son point faible est qu'elle ne tient pas du tout compte d'un phénomène important, c'est l'effet de peau et le comportement impédant des pistes de circuit imprimé des cartes électroniques constituant ces convertisseurs. La méthode des fils fins comble cette lacune.

Elle améliore l'étude CEM des convertisseurs statiques, ceci est visible d'après les résultats probants obtenus par simulation et la comparaison de ceux-ci avec les mesures. Nous pouvons dire donc, que la méthode d'étude CEM de convertisseurs statiques est devenue ainsi très performante.

Le principe de la méthode a été longuement expliqué, pour convaincre le lecteur de la justesse de cette méthode, et particulièrement dans notre cas d'étude. A travers notamment l'étude des caractéristiques du circuit équivalent (détermination de la résistance linéique du circuit et du nombre de conducteur équivalent à une piste micro ruban), ce qui nous a permis de nous attaquer à notre circuit, en toute confiance et quiétude. La modélisation des pistes microrubans établie (pour les branches uniquement présentant un intérêt, à savoir celles indiquant la présence de courants et tensions à gradient important), il a été avant simulation, pris en compte de la topologie du circuit, qui repose aussi sur la détermination des valeurs des capacités de couplages et des inductances de câblages.

Les résultats, de simulations, sont particulièrement intéressants, car ils nous informent sur les différences constatées, des signaux obtenus avant et après modélisation, des pistes de circuit imprimé. Ceux ci sont d'ailleurs d'autant plus lisibles, que le circuit est long, et pour cause, plus les pistes du circuit sont longues, plus les impédances des fils fins équivalents, sont plus importants, d'où l'importance du modèle équivalent des pistes par cette méthode.

Pour conclure, cette méthode, nous a permis de déterminer, d'une manière plus précise, les courants et tensions, existants dans les différentes mailles, ce qui nous permettra de déterminer les pertes électromagnétiques générées par le convertisseur et delà à optimiser pour minimiser son pouvoir perturbateur et augmenter son immunité électromagnétique.

V. Nomenclature

- w : Largeur du faisceau de fils fins
- L : Largeur de la piste microruban du C.I
- l : Longueur de la piste microruban du C.I
- t : Hauteur de la piste microruban du C.I
- h : Hauteur de la piste microruban du C.I par rapport au plan de masse
- N : Nombre de fils fins
- σ : Conductivité électrique de la piste
- ρ : Résistivité électrique de la piste

V.I. Référence :

- [1] P.PETIT, « Contribution à la modernisation du câblage utilisé en électronique de puissance par la méthode des fils fins », Thèse de Doctorat, Conservatoire National des Art et Métiers, Décembre 1996

- [2] D.MACIEL, « Etude et modélisation des risques électromagnétiques supportés par des câbles de transmission d'informations contenus dans des chemins métalliques installés sur des sites industriels », Thèse de doctorat, l'USTL (Lille), 1993
- [3] R.LAROUSSI, G.I.COSTACHE, « Finite element method applied to EMC problems », IEEE Trans, on EMC, Vol 35, N°2, Mai 1993
- [4] R.L.KHAN, G.I.COSTACHE, « Finite element method applied to modelling crosstalk problems on printed circuit boards », IEEE Trans, on EMC, Vol 31, N°1, Février 1989
- [5] ZHEN-QIU NING, P.M.DEWILDE, F.L. NEERHOFF, « Capacitance coefficients for VLSI multilevel metallization lines », IEEE Trans, on Electronics Devices, Vol ED-34, N°3, Mars 1987,
- [6] W.T.WEEKS, « Calculation of coefficients of capacitance of multiconductor transmission lines in a presence of a dielectric interface », IEEE Trans, on MTT, Vol MTT-18, N°1, Janvier 1970,
- [7] P.J.SAHA, J.DOWLING, « A combined cad package to predict and minimised EM radiation from a PCB at design stage », International Symposium on EMC'94 ROMA, pp. 631-637, 13-16 September 1994
- [8] J.L.SCHANEN, « Intégration de la Compatibilité Electromagnétique dans la conception de convertisseurs en Electronique de puissance », Thèse de doctorat, l'Institut National Polytechnique de Grenoble, Janvier 1994
- [9] J.L. SCHANEN, J.ROUDET, « Prédétermination des inductances de câblage pour la simulation fine des convertisseurs », 7^{ème} Colloque International et exposition sur la CEM , CEM'94, pp. 439-443, Toulouse, France, Mars 1994
- [10] R.TAHMI, « Contribution à l'étude des perturbations Electromagnétiques des Convertisseurs de l'Electronique de Puissance », Thèse de Doctorat d'Etat, ENP Alger, 2006
- [11] M.ARROUDI, B.KHELIF, « Contribution a L'étude des Perturbations Conduites dans un Hacheur a Commutation Forcée Haute Fréquence », Projet de Fin d'Etude à l'ENP, juin 2000
- [12] R.TAHMI, A.BEROUAL, « Pspice and Matlab based investigation of electromagnetic compatibility of switch mode converters », Archives of Electrical Engineering, Vol. LII, N° 1, pp. 71-84, 2003

AMÉLIORATION DE L'IMMUNITÉ AUX BRUITS DE LA DIODE SCHOTTKY PAR INTRODUCTION D'UNE COUCHE DE PASSIVATION

M.Rezki¹, B.Akkal¹, Z.Benamara¹

¹Laboratoire de microélectronique appliquée, Université Djillali Liabès
Sidi Bel Abbès (22000), Algérie
med_rezki@yahoo.fr

Abstract—

The contribution of this work consists in minimizing the disturbance (noise) that often prevents the various components and systems to operate in a compatible environment. This reduction can be done from the beginning that is to say the design phase by technological change (introduction of a tampon layer). This is well demonstrated in this work. We selected as study base Schottky diode because it is a component that excels in the role of switching.

Résumé—

La contribution de ce travail consiste en la réduction au maximum des perturbations (parasites) qui empêchent fréquemment les différents composants et systèmes de fonctionner dans un environnement compatible. Cette réduction peut se faire dès le début c'est-à-dire dès la phase de conception par modification technologique (introduction d'une couche de passivation). Ceci est bien démontré dans ce travail. On a choisi comme base d'étude la diode Schottky qui est un composant qui excelle dans le rôle de commutation.

Mots clés : Diode Schottky, bruit de fond, bruit de grenaille, couche de passivation.

I. INTRODUCTION

LES perturbations électromagnétiques ou parasites altèrent perpétuellement le bon fonctionnement des composants et par conséquent les systèmes (convertisseurs statiques,...) et peuvent même les rendre incompatibles avec leur milieu environnant.

Ces signaux perturbateurs sont désignés souvent par bruit de fond. Des outils ont été développés afin de pouvoir estimer les contributions parasites, et essayer de s'en affranchir. Ces outils sont basés sur des notions de statistique car ces bruits agissent le plus fréquemment comme des processus aléatoires. Les modèles standard des composants à jonction (diode, IGBT) sont insuffisants pour représenter les effets de variation dynamique de capacité, de traînage du courant ou de recouvrement lors des commutations [1]. Ce qui n'est pas le cas des MOSFETS et leurs dérivés.

Notre étude est basée sur l'utilisation de des procédés technologiques de fabrication afin de réduire à la source les perturbations. Nous avons pris comme exemple une diode de commutation largement utilisée en occurrence la diode Schottky réalisée par un contact Au-InP. L'InP qui

est un composé III-V a une importance considérable, c'est un semiconducteur ayant une température de fusion assez élevée (1070°C) qui fait supporter une croissance épitaxiale convenable.

II. RAPPEL THEORIQUE DES DIODES SCHOTTKY

La jonction d'un semiconducteur –souvent de type N pour raison de mobilité- avec une électrode métallique donne naissance à une diode de commutation unipolaire ou diode de Schottky. Cette diode a beaucoup d'applications surtout dans le domaine du redressement des signaux à hautes fréquences et même à hautes intensités.

L'équation qui régit le fonctionnement de ces diodes est donnée par [2]:

$$I = I_s \left[1 - e^{-qV_G/kT} \right] \cdot e^{qV_G/nkT} \quad (II-1)$$

Où I_s est le courant de saturation, Φ_{Bn} est la hauteur de barrière de potentiel, n facteur d'idéalité et KT/q la tension thermique.

Cette relation fait intervenir le paramètre n appelé facteur d'idéalité. Ce dernier intervient directement sur le taux de bruit de la jonction. Plus ce facteur est proche de

l'unité plus le bruit essentiellement de grenaille diminue [3] [4].

III. LES DIFFERENTES SOURCES DE BRUIT DE FOND

Il y'en a plusieurs sources, parmi eux on cite : bruit de grenaille, bruit thermique, bruit de generation-recombinaison, bruit en 1/f et bruit en créneaux.

Mais les plus répandus de ces bruits sont :

- Bruit thermique, ou bruit Johnson; qui apparaît dans les résistances au sens large du terme. Il est dû à l'agitation thermique des électrons dans les conducteurs et augmente donc avec la température.
- Bruit de grenaille ou bruit de Schottky; il est causé par des discontinuités du débit des porteurs de charge (généralement des électrons), dues à des effets quantiques. De ce fait, ce bruit apparaît dans les sources de courant électroniques (diodes, transistors, tubes...). C'est le principal type des bruits des diodes Schottky.

IV. EXPERIMENTATION

IV-1 Principe et description des mesures I (V_G) :

Pour cette caractéristique nous avons employé un banc de mesure comprenant un porte substrat et un appareillage annexe constitué d'un voltmètre << digital multimeter Model 6DM8034 >>, un micro ampèremètre << Philips PM 2521 >>, une résistance (R=100Ω) de protection. L'alimentation de circuit est assurée par une source d'alimentation continue << Philips PE 1536 DC Power Supply 40V, 2A >>. Dans une application de mesure, la plaquette (substrat) repose sur un plateau métallique (porte substrat) équipé d'un système de vide permettant d'assurer un bon contact électrique entre le substrat de la plaquette et le plateau. Les mesures se font dans une cage de Faraday.

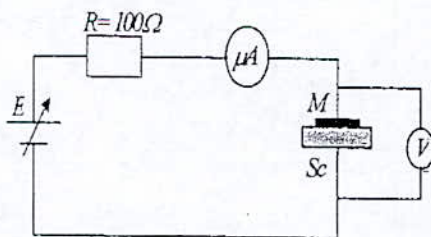


Figure IV-1 : Circuit de mesure des caractéristiques I (V_G).

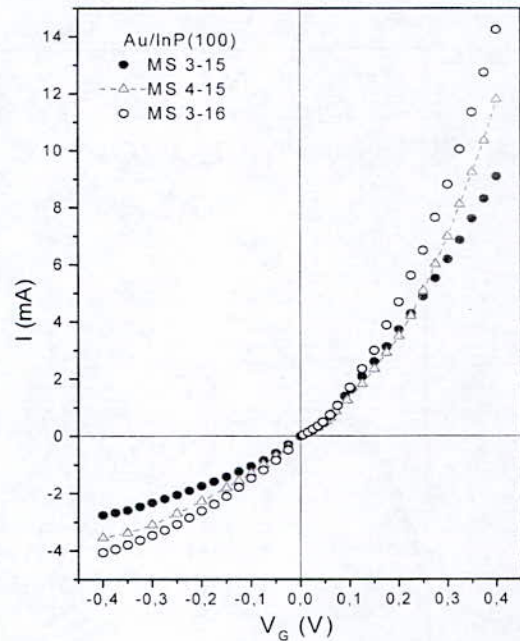


Figure IV-2 : Mesure I (V_G) des contacts Au/InP (100).

IV-2 ETUDE DES SYSTEMES Au/InP (100):

IV-2-1 Etude électrique :

Nous étudierons d'abord les caractéristiques électriques de l'interface Au/InP (100) pour pouvoir constater l'effet de la restructuration après. La figure (IV-2) montre les courbes I(V_G) expérimentales relevées sur un certain nombre d'échantillons différents dont les propriétés des substrats sont données dans le tableau IV-1.

Les séries des échantillons MS 3-15, MS 4-15 et MS 3-16 ont des substrats dopés respectivement à $3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, $4 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

De cette figure on en déduit l'importance du courant inverse expliquée par la quantité de défauts produite lors de la formation de l'interface.

IV-2-2 Exploitation de la caractéristique I (V):

Il s'agit essentiellement d'extraire à partir de cette caractéristique le courant de saturation I_s et le facteur d'idéalité n.

A partir de la relation (II-1), on peut tracer la caractéristique courant-tension dressée en coordonnées semi-logarithmiques de l'échantillon MS 3-15 pris comme exemple et y'est représentée par la figure (IV-3).

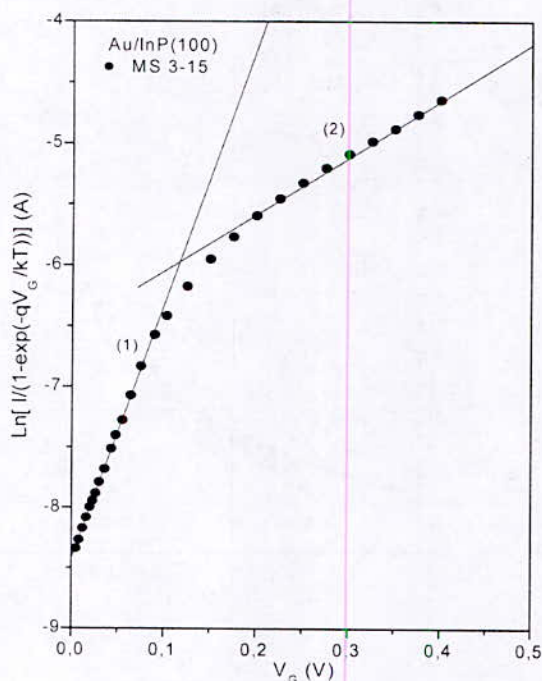


Figure IV-3 : Caractéristique $Ln\left[\frac{I}{1 - e^{-qV_g/kT}}\right] = f(V_g)$

La courbe obtenue n'est pas linéaire; donc pour le calcul du facteur d'idéalité moyenne et du courant de saturation, nous considérons la première région linéaire de la caractéristique.

IV-2-2-1 Détermination du courant de saturation :

L'intersection de la droite d'interpolation de la première région linéaire de la courbe $Ln\left[\frac{I}{1 - e^{-qV_g/kT}}\right] = f(V_g)$ avec l'axe des courants permet de déterminer le courant de saturation I_s . Les valeurs du courant de saturation I_s obtenues pour les différents échantillons étudiés varient de $1.8 \times 10^{-4} A$ à $2.63 \times 10^{-4} A$, lorsque le dopage augmente de $3 \times 10^{15} cm^{-3}$ à $3 \times 10^{16} cm^{-3}$.

IV-2-2-2 Facteur d'idéalité :

Le facteur d'idéalité n est évalué à partir de la pente de la droite d'interpolation :

$$n = \frac{q}{kT} \cdot \frac{dV_g}{Ln\left[\frac{I}{1 - e^{-qV_g/kT}}\right]} \tag{IV-1}$$

On constate que le facteur d'idéalité n est proportionnel au dopage du substrat, il est estimé à 1.81 pour l'échantillon MS 3-15 et à 1.84 pour l'échantillon MS 3-16.

Les paramètres électriques évalués à partir de la caractéristique $I(V_g)$ pour les différents échantillons à différents dopages sont donnés dans le tableau IV-1.

Série N°	MS 3-15	MS 4-15	MS 3-16
Dopage (cm ⁻³)	3x10 ¹⁵	4x10 ¹⁵	3x10 ¹⁶
I _s (A)	1.80x10 ⁻⁴	2.10x10 ⁻⁴	2.63x10 ⁻⁴
n	1.81	1.81	1.84

Tableau IV-1 : Les paramètres électriques des structures Au/InP (100) évalués à partir des Caractéristiques $I(V_g)$.

On voit de ce tableau l'importance du dopage puisqu'il contribue dans les variations des différents paramètres électriques. Le facteur d'idéalité reste loin de l'unité et donc il provoque les perturbations.

IV-3 Etude des systèmes Au/InSb/InP(100) :

Dans cette phase, nous avons créé une couche de stabilisation (In Sb) en faisant évaporer une quantité d'antimoine. Cette couche est une couche de restructuration appelée aussi couche tampon.

Afin d'être certain de la disparition de l'indium métallique sans présence d'antimoine excédentaire, une grande quantité d'antimoine a été évaporée et l'excès d'antimoine est éliminé par chauffage du substrat à une température de 300°C.

IV-3-1 Etude électrique :

Les caractéristiques $I(V_g)$ de la figure (IV-4) montrent clairement qu'on a un contact redresseur (Schottky) en ayant en plus un faible courant inverse.

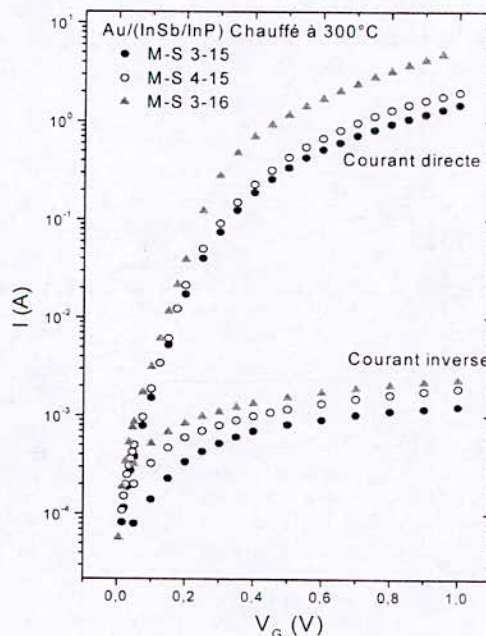


Figure IV-4 : Mesures $I(V_g)$ des contacts Au/(In Sb/InP chauffée).

IV-3-2 Exploitation de la caractéristique I (V):

En utilisant la même méthode traitée dans les systèmes Au/In P (100), On peut extraire les différents paramètres électriques. On les a regroupé dans le tableau (IV-2).

Série N°	MS 3-15	MS 4-15	MS 3-16
Dopage (cm ⁻³)	3x10 ¹⁵	4x10 ¹⁵	3x10 ¹⁶
I _s (A)	1.24x10 ⁻⁷	1.64x10 ⁻⁷	2.90x10 ⁻⁷
n	1.58	1.61	1.63

Tableau IV-2 : les paramètres électriques des contacts Au/(InSb/InP chauffée) évalués à partir des caractéristiques I (V_G).

La remarque qu'on peut tirer de ce tableau est le rapprochement du facteur d'idéalité de la valeur "1" avec une diminution considérable du courant de saturation. Ce qui est un avantage énorme.

VI. CONCLUSION

L'étude faite a déterminé certains paramètres électriques tels que le courant de saturation I_s, le facteur d'idéalité n. Ces paramètres électriques ont été déterminés après l'obtention des caractéristiques courant-tension des diodes Schottky étudiés.

Après restructuration, on a aboutit aux résultats suivants :

- Diminution du courant de saturation.
- Amélioration du facteur d'idéalité, donc réduction du bruit de grenaille qui est la principale source des perturbations régissant les diodes Schottky..

VII. REFERENCES

- [1] François COSTA, Gérard ROJAT, "CEM en électronique de puissance", Ed. Techniques de l'ingénieur, traité Génie électrique, D3292, pp. 10-11.
- [2] A.Singh
Solid State Electronics, Vol. 26,1983, p 815.
- [3] A.BENKADDOUR, "Conception et modélisation d'un mélangeur de fréquence". Mémoire de Magister en électronique. ENSET d'ORAN, 2002, p.50.
- [4] Z.SOUAR, "Etude et réalisation de diodes Schottky en vue de dispositifs hyperfréquences intégrés". Thèse d'obtention du diplôme de Docteur Ingénieur en électronique. Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de L'Espace-Toulouse (France), 1987, p3-29.

CEM et Réseaux Electriques

Reliability of earthing system as significant factor determining EMC, the power quality, and lightning protection

M. Loboda¹ and R. Marciniak²

¹ Warsaw University of Technology, Poland

² Galmar, Poland

Abstract: One of the main requirements for EMC and lightning protection earthing systems is to provide their reliable service for long time (usually not less than 20 - 30 years). Main phenomenon influencing reliable performance is the corrosion affecting earthing system components, especially of earth electrodes and earth conductors. The Polish company Galmar – manufacturer of copper coated earth electrodes and conductors started in Poland the long-term project of field corrosion tests of earth rods made from different materials. Results of field corrosion tests after 2, 4 and 6 years exposure of earth rods in different soil types in Poland are discussed in the paper.

Introduction

Life. Property. Performance. Money. Each one of these important design elements is vulnerable to the effects of any kind of interference currents. So it is important properly design and install an electrical earthing system on every outside plant or installation and assure its reliable long time service.

One of the important factors in designing a protective system is to determine if a considered plant or installation is exposed or non-exposed to electromagnetic interference. An exposed low voltage system is vulnerable to unwanted sources of current and voltage.

Different kind of protective measures shall be provided for aerial, direct-buried, and underground installations when there is exposure to:

- ground potential rise from accidental contact with power conductors operating at more than 300 V to ground (i.e. fault or short circuit),
- voltage induction,
- man-made interference,
- lightning disturbances.

A reliable protection system requires effective bonding and earthing (grounding).

Bonding refers to the electrical interconnection of conductive parts designed to maintain a common electrical potential. Bonding conductors shall be sized to be of sufficient gauge to carry anticipated fault or interference currents.

Earthing (grounding) refers to the electrical connection of electrical, telecommunication or signal equipment to an effective electrical ground, which can be the vertical down lead of a power system multi-ground neutral, a grounded neutral of a secondary power system, or a specially constructed earthing (grounding) system.

In design process of any kind of earthing system it is important to assure high quality of its components and long time proper functioning and stability of their performance and technical characteristics. Most important are here adequate mechanical strength of material used for electrodes, conductors and clamps and their high corrosion resistance in different type of soils.

General requirements for earth electrodes and earth conductors

When dimensioning and selecting material of earth termination system the following parameters shall be taken into account:

- the highest value of current dissipated into the earth,
- duration of current flow,
- geo-electrical and physical parameters of the soil.

The earth electrodes and conductors should be constructed of corrosion-resistant materials such as copper, galvanized, electrodeposited or stainless steel. The material of the earth termination system and earth conductors should be electrochemically compatible with the material of the connection elements and the mounting elements, and it should have a good corrosion resistance to a corrosive atmosphere or moisture. Connections between different materials should be avoided, otherwise they are to be additionally protected against corrosion.

Corrosion of metal will occur at a rate depending on the type of metal and the nature of its environment. Environmental factors such as moisture, dissolved salts (thus forming an electrolyte), degree of aeration, temperature and extent of movement of electrolyte combine to make this condition a very complex one.

Extended earthing systems may suffer from different ground conditions. This can enhance the corrosion problems and needs special attention. To minimise corrosion of an earth termination system it is necessary to:

- avoid the use of unsuitable metals in an aggressive environment;
- avoid contact of dissimilar metals, of substantially differing electrochemical or galvanic activity;
- use an adequate cross-section of conductors, bonding straps and conducting terminals and clamps to ensure sufficient corrosion life for the conditions of service;
- provide appropriate filling or insulating material in not welded conductor joints, so as to exclude moisture;
- use sleeve, coat or isolate metals sensitive to corrosive fumes or fluids to the location of the installation as appropriate;
- consider galvanic effects of other metallic items to which the earth electrode is to be bonded;
- avoid designs where natural corrosion products from a cathodic metal (e.g. copper) could impinge on, and plate out as metallic copper on an anodic metal (e.g. steel).

Unification of requirements and tests of earth electrodes according to international standards

The manufacturer or supplier of earth electrodes and earth conductors shall provide adequate information in his specification related to the test results carried out with the specimens of electrodes and conductors performed according to appropriate standards [1,2,3,4,5].

The fundamental requirements of different standards for type tests of earth electrodes, earthing conductors and clamps and joints are:

- mechanical tests of earth joints and clamp (bending, tensile, compression and)
- adhesion test of copper coated steel rods;
- environmental (corrosion) test;
- electrical tests.

These requirements are based upon sound engineering principles, research, records of tests and field experience and an appreciation of the problems of manufacture, installation and use assuring reliable performance of the system for at least 20-30 years.

The materials and dimensions of earthing electrodes commonly used and recommended in IEC and EN standards are copper or steel with different protective coatings (zinc galvanised or electrodeposited copper) with different shape and dimensions. There are some differences in requirements related to this parameters in IEC standards worked out by different IEC Technical Committees (TC). It should be emphasized that all the three involved Committee (TC 81X, TC 99X and SC 64A) recommend a common earthing system, if possible for EMC, lightning protection and electrical installation.

The detailed analysis of tables included in IEC publications point out differences both in terms and in sizing figures. In Table 1 are listed actually proposed by

appropriate working groups of IEC TC81 (WG11) and CLC TC81X (WG2) values of earth electrodes dimensions suggested as common requirements for IEC and EN standards related to earth electrodes. The values presented below are the minimum among the ones used by different Technical Committees and are still under consideration [6,7].

Laboratory corrosion tests

The 0,5 m long samples of steel rods with copper coatings having thickness not less than 0,250 mm and rods with hot-dip zinc coatings having app. 0,08 mm thickness were totally immersed for 28 days in separate tanks containing the water solution of CaCl_2 and Na_2SO_4 having pH 5-9. The volume of solution was app. 10 times bigger than volume of tested samples.

After the exposure the samples have been washed with distilled water, dried and inspected. The corrosion rate was calculated using gravimetric method from the loss in weight of samples as the uniform rate: V_m [g/m^2 twenty-four hours] and V_p [mm/year]. Exemplary pictures of samples before and after the corrosion tests are shown in Figure 1 and corrosion test results are characterised in Table 2.

After the exposure the samples have been washed with distilled water, dried and inspected. The corrosion rate was calculated using gravimetric method from the loss in weight of samples as the uniform rate: V_m [g/m^2 twenty-four hours] and V_p [mm/year]. Exemplary pictures of samples before and after the corrosion tests are shown in Fig.1 and corrosion test results are characterised in Table 2.

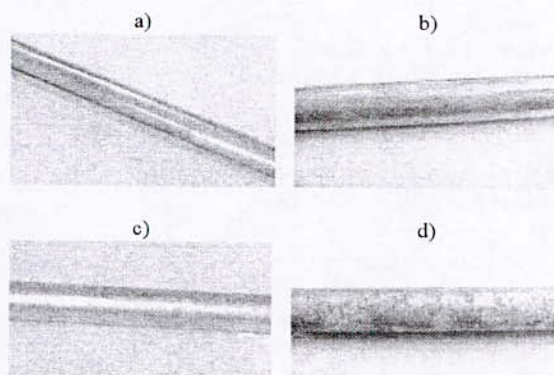


Figure.1. Pictures of earthing rod samples before and after laboratory corrosion tests with: a) standard copper electrodeposited coating before test, b) standard copper electrodeposited coating after test, c) hot-dip zinc galvanized coating before the test.

Table 1. Material, configuration and cross sectional area of earth electrodes - according to new proposal of EN50164-2 (IEC 62561 – 2) [7]

Material	Configuration	Cross sectional area ¹⁾			Recommended dimensions
		Earth rod mm ²	Earth conductor mm ² ⁶⁾	Earth plate cm ²	
Copper, Tin plated copper ⁹⁾	Stranded		≥ 50		1,7 mm diameter of each strand
	Solid round		≥ 50		8 mm diameter
	Solid tape		≥ 50		2 mm thick
	Solid round	≥ 176			15 mm diameter
	Pipe	≥ 110			20 mm diameter with 2 mm wall thickness
	Solid plate			≥ 2.500	500 x 500mm with 2 mm thick ¹⁰⁾
	Lattice plate ⁷⁾			≥ 3.600	600 x 600 mm consisted of 25 x 2 mm section for tape or 8 mm diameter for round
Hot dipped galvanized steel ²⁾	Solid round		≥ 78		10 mm diameter
	Solid round	≥ 150 ³⁾			14 mm diameter
	Pipe	≥ 140 ³⁾			25 mm diameter with. 2 mm wall thickness
	Solid tape		≥ 90		3 mm thick
	Solid plate			≥ 2.500	500x500mm with 3 mm thick
	Lattice plate ⁷⁾			≥ 3.600	600x600mm consisted of 30 x 3 mm section for tape or 10 mm diameter for round
	Profile		⁸⁾		3mm thick
Bare steel ⁵⁾	Stranded		≥ 70		1,7 mm diameter of each strand
	Solid round		≥ 78		10 mm diameter
	Solid tape		≥ 75		3 mm thick
Copper coated steel ⁴⁾	Solid round	≥ 150 ¹¹⁾			14 mm diameter with 250 microns minimum radial copper coating 99,9 % copper content
	Solid round		≥ 50		8 mm diameter, if 250 microns minimum radial copper coating of 99,9 % copper content
	Solid round		≥ 78		10 mm diameter, if 70 microns minimum radial copper coating of 99,9 % copper content
	Solid tape		≥ 90		3 mm thick, if 70 microns minimum radial copper coating of 99,9 % copper content
Stainless steel	Solid round		≥ 78		10 mm diameter
	Solid round	≥ 176 ¹¹⁾			15 mm diameter
	Solid tape		≥ 100		2 mm thick

¹⁾ Manufacturing tolerance: - 3 %.

²⁾ The coating should be smooth continuous and free from flux stains

³⁾ Threads, where utilized, shall be machined prior to galvanizing.

⁴⁾ The copper shall be intrinsically bonded to the steel. The coating can be measured using an electronic coating measuring thickness instrument.

⁵⁾ Shall be embedded in concrete for a minimum depth of 50 mm.

⁶⁾ In case of a foundation earthing system, the earth electrode shall be correctly connected at least every 5 m with the reinforcement steel.

⁷⁾ Lattice plate constructed with a minimum total conductor length of 4,8 m.

⁸⁾ Different profiles are permitted with a cross section of 290 mm² and a minimum thickness of 3 mm, e.g. cross profile.

⁹⁾ Hot dipped or electroplated; minimum thickness coating of 1 μm. Tin plating is for aesthetic reasons only.

¹⁰⁾ In some countries the cross sectional area may be reduced to ≥ 1.800 cm² and the thickness to ≥ 0,8 mm

¹¹⁾ In some countries the cross sectional area may be reduced to 125 mm².

Tested copper coated steel rods were practically not destroyed by corrosion process during the tests required by EN 5164-2 [7]. Tested samples having Galmar standard copper coatings had the highest corrosion

resistance level (1 or 2) according to Polish corrosion evaluation standard [8]. Their surfaces were smooth and without visible corrosion products.

The samples of earthing rods with hot-dip zinc coatings have been corroded uniformly. The corrosion rate was app.15-30 times higher than in case of standard copper coatings. On the sample surfaces were visible corrosion effects showing of decrement of zinc coating and local uncover of steel rod base (see Figure1), which are not allowed according for LPS earth electrodes according to requirements of EN 50164-2 [7].

Table 2. Results of laboratory corrosion tests

Description of rod coating	Loss in mass [g]	Corrosion rate		Corrosion level [8]
		Corrosion rate		
		V_m [g/m ² 24hours]	V_p [mm/year]	
Copper (Galmar)	0,02	0,003	0,001	1
	0,05	0,086	0,004	2
Zinc hot-dip galvanized	0,62	1,10	0,056	5
	0,60	1,06	0,054	5

Field corrosion tests

The steel earth rods with zinc galvanized and copper electrodeposited coatings were embedded in two different sites in Poland (site A - Mielno and site B - Inowroclaw). The zinc coating were two types using galvanized - hot deep coating, technology. The copper coatings were made using original Galmar electroplating technology assuring thickness at least 250 μm of copper coating.

Each of rods consisted of two mechanically joined elements with total length $l = 3\text{m}$. Rods with copper coatings had diameter 16 mm (5/8"), while diameter of steel rods with zinc coating was 20 mm.

The aim of this long term project is to study the corrosion rates in different soils of different kind commonly used steel rod coatings of in the same environmental conditions. This observation is based on comparison of coating stste and thicknes of individual rods after removal every two years from the two soil types in Poland.

In Table 3 are given characteristics of earthing rods removed after two and four year years exposure in natural soil and comparison of their physical condition.

The pictures of fragments of earth rod removed from the soil in both sites after six years exposure are shown in Figure 2 and 3.

The measured average thickness of copper coatings of steel rods made by Galmar was after two, four and six years exposure in soil was similar to the initial one (see table 3).

Earth rods embedded in site A (Mielno) in the upper part (0,5 to 1,5 m from the ertth surface) were covered with corrosion deposits joined with original soil, which

were well adherent to the rod surface embedded. The lower part of rod had no visible corrosion centres neither after two nor after four years of exposure in soil (see Figure 2).

The earth rods with copper coating embedded in site B (Inowroclaw) were covered in the upper part (up to 1,5 m from ground surface) with corrosion deposits in app. 90%, while the lower part (1,5 - 3 m) were covered with corrosion deposits in app. 5% only. The lower part of investigated earth rod did not have visible corrosion effects and was slightly lustreless with original metal colour .

The earth rods with galvanized hot-dip zinc coating installed in both sites were covered with corrosion products along their whole lengths. The thickness of coatings was much less than the initial one (see Table 3). When removing the rod after 6 years it was seen taht zinc coating was completely damaged by corrosion.

Table 3. Results of field corrosion tests

Soil parameters			Parameters of earth rods coating				
Site	Type and resistivity [Ωm]	pH	Material	Coating thickness [μm]			
				Initial	After		
					2 years	4 years	6 years
A - Mielno	Sand 300 - 400	6,5	Copper (Galmar)	260 - 360	260-360	260-350	260-250
			Zinc hot-dip galvanized	50-60	40-50	30-40	30-50
			Zinc electro-deposited		0-15	0-10	0 locally 20
B - Inowroclaw	Sand 80 - 120	7,0	Copper (Galmar)	260 - 360	260-360	260-350	260-350
			Zinc hot-dip galvanized	50-60	40-50	30-40	40-50
			Zinc electro-deposited		0-15	0-10	0 locally 20

Conclusions

In current IEC and EN standards related to earth electrodes the most important requirements are connected with quality and long term performance in different environments, namely to mechanical strength and corrosion resistance. There is proposal of adequate IEC Technical Committees and Working Groups to unify those requirement in different international standards related to earth electrodes for different applications.

Dimensioning of earth electrodes and selection of protective coatings for steel rods and conductors shall base on practical test results performed by independent

institutions and manufacturers of this kind of products worldwide, mainly in field conditions which are usually characterized by different environmental parameters.

Laboratory and field corrosion test results show evidence of better corrosion protection by copper coating of steel earth electrodes compared to zinc coatings made using different technologies and having different thickness of coating thus influencing the long term reliability of earthing system.

The results of comparative laboratory and field corrosion tests results of earth rods performed in Poland are in good agreement with similar test results for earth rods with different type of protective coatings and different metals performed in USA in frames of long term study realized by NBS, NCEL and National Electrical Grounding Research Project.

References

- [1] UL 467: 1993. Standard for safety. Grounding and bonding equipment.
- [2] BS 7430:1991. Code of practice for earthing.
- [3] CENELEC HD 637 S1:1999. Power installations exceeding 1kV a.c.
- [4] IEC 60364-5-54, Electrical installations of buildings – Part 5-54: Part 5-54: Selection and erection of electrical equipment – Earthing arrangements, protective conductors and protective bonding conductors
- [5] IEC 62305-3 Ed.1.0:2006, Protection against lightning - Part 3: Physical damage to structures and life hazard.
- [6] 64/MT3/424A/INF – Draft of new version of IEC 60364-5-54
- [7] EN 50164-2 (IEC 62561 – 2) : Lightning protection components (LPC). Part 2: Requirements for conductors and earth electrodes. Draft of new version.
- [8] Polish Standard PN-78/H-04: Corrosion of metals. Evaluation of corrosion tests.
- [9] M. Kaminski, H. Chojnowska-Loboda: “Tests of Corrosion Resistance of Steel Earthing Rods with Copper and Zinc Coatings” (in Polish), Faculty of Material Science and Engineering, Warsaw University of Technology, Test Reports- February 2003, July 2007, August 2009.
- [10] M. Loboda, R. Marciniak: “Laboratory and field corrosion tests for LPS (Lightning Protection System)” *Proceedings of the 28th International Conference on Lightning Protection*, pp. 644-648, Kanazawa, Sept. 2006.
- [11] M. Romanoff: “Underground Corrosion”, United States Department of Commerce, National Bureau of Standards, Circular 579 (April 1957).J.
- [12] R.W. Drisko, “Field Testing of Electrical Grounding Rods”, Naval Civil Engineering Laboratory, Port Hueneme, California. Published by United States Department of Commerce, National Technical Information Service, February 1970.
- [13] Ch. Rempe: “A Technical Report on The Service Life of Ground Rod Electrodes”, *Erico Publ.* 2003.

Main author's address: Marek Loboda, Warsaw University of Technology, Department of High Voltage Engineering and Electrical Apparatus, ul. Koszykowa 75, 00-662 Warsaw, Poland, E-mail: marck.loboda@ec.pw.edu.pl

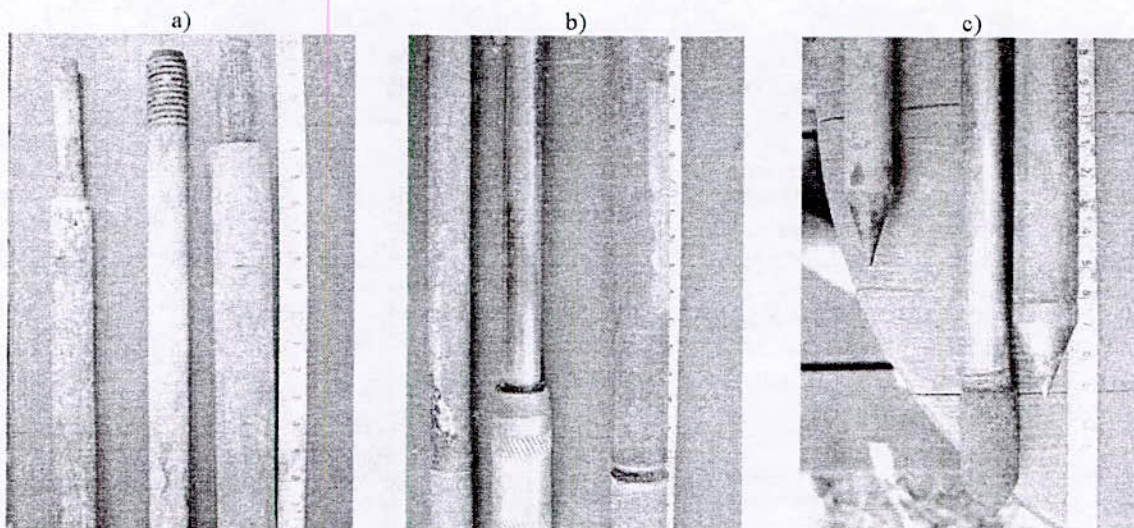


Figure 2. Pictures of earth rod fragments after six years exposure in site Mielno; a) upper part, b) middle part, c) lower part.

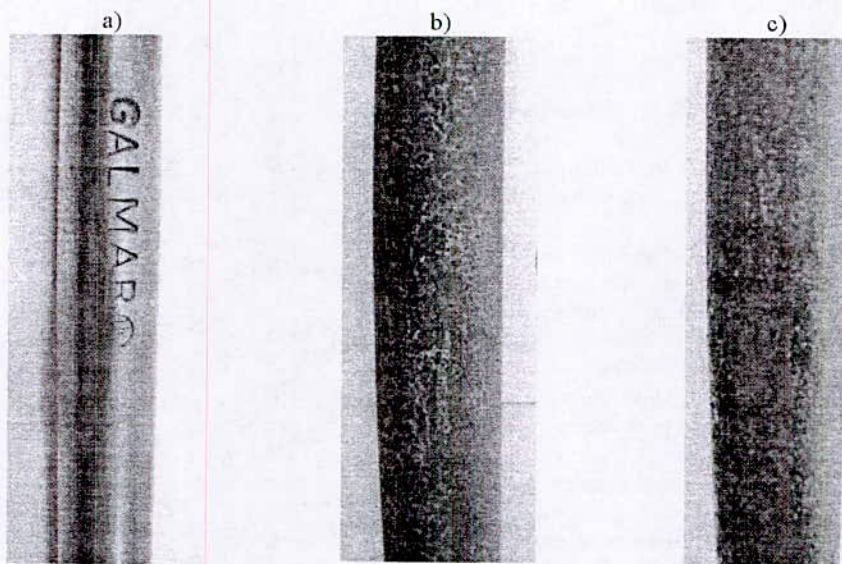


Figure 3. Pictures of earth rod fragments with removed corrosion deposits after six years exposure in site Mielno; a) copper coating (Galmar), b) zinc electrodeposited coating, c) zinc hot-dip galvanized coating.

Localization and Identification of Faults in Power Line Network by TDR and Wavelet Transform

H. Harrat¹, M. Chouki¹, B. Nekhoul¹, S. Kaouche¹, K. Kerroum² and K. El Khamlichi Drissi²

¹LAMEL Laboratory, University of Jijel, BP 98 Ouled Aissa 18000 Jijel, Algeria

²LASMEA Laboratory, Blaise Pascal University, 24 Avenue des Landais, 63177 Aubière, France

Email: haroun_harrat@hotmail.com

Abstract: In this paper, we present a procedure for the localization and the identification of a fault in power line network. For the localization of the faults the adopted method is the time domain reflectometry (TDR). The nature of the fault and its dominant frequency are deduced by using the traveling wave and wavelet transform. For this objective we consider the difference between the response of the line or network without and with fault when it's excited by impulse signal. This difference is treated by TDR and analyzed by wavelet transform in discrete in time-scale (DWT) and in continuous in time-frequency (CWT).

Introduction

The quality of the electric power has become an important issue for electric utilities and their customers. The quality of the electric power is largely synonymous with the voltage quality and the continuity of the service. The general strategy to assure the continuity of the service of the power supply is based in the detection in real time of the fault affected the power network. Generally the defects appear less often in equipments (transformers) and most of the time in power line. For this reason it's essential to control the state of the power line. Classically, using the TDR technique; it's possible to localize the fault in line or cable.

Also, wavelet analysis is used in many areas of engineering and is specifically suited for examining non stationary phenomena. Since a few years, some works devoted to the analysis of signal records (voltages and currents) made on power networks by the wavelet technique are published in the literature [1]-[2]. Usually these works are to isolate in time frequency industrial of the frequencies caused by a fault. This allows us to locate in time the appearance of failure and possibly it's rang frequency.

In our work we propose a procedure for localization in space and in time by TDR and wavelet transform (DWT), and identification of the fault nature in power network by traveling wave. Also using wavelet transform (CWT) we deduce the dominant frequency in instant where appears the fault.

For this study we treat and deduce few information's in the power network response without and with fault. At first, it's essential to know the

response of the power network excited by impulse voltage. For this objective we use the formalism proposed by S. Kaouche [3]. The technique of the TDR and the response analysis by wavelet intervene subsequently.

The steps of the proposed procedure are described in the following:

- localization of a fault in space and in time in an electric network by TDR (time domain reflectometry) and discrete wavelet transform (DWT).
- identification of fault nature by travelling wave.
- the continuous wavelet transform (CWT) is applied to the difference of the responses (without and with fault) of the network in order to obtain a dominant frequency.

Analysis of a Network Excited by a Localized Source

For the analysis of a network excited by a localized source, we use the topological formalism proposed by [3]. This formalism consists in translating the nature and the topology of the network in a matrix [A] making appear the lines and the set of the localized networks (nods of extremities and junctions). This procedure allows us to elaborate a system of linear equations:

$$[A] \times [X] = [B] \quad (1)$$

Where:

[X]: unknown vector (currents and nodes' voltage);

[B]: source vector.

The matrix [A] is composed by two submatrices, as follows:

$$[A] = \begin{bmatrix} [A_1] \\ [A_2] \end{bmatrix} \quad (2)$$

[A₁]: is the submatrix deduced in temporal with recurrence equation in voltage [3].

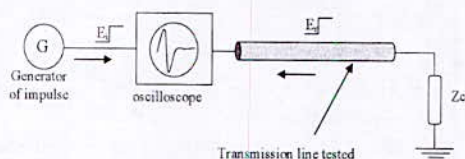
[A₂]: is the submatrix deduced from the Kirchoff's laws (KCL and KVL) for junctions (terminations' and interconnections' networks).

For an overhead line, it is important to take in consideration the frequency variation of the longitudinal impedance. The current recurrence equation takes into account this frequency dependence [3].

Time Domain Reflectometry

The technique of time domain reflectometry (TDR) has been used by electrical engineers since the 1930s for testing the characteristics of transmission lines and diagnosing faults [4]. This technique is traditionally used to detect discontinuities in a transmission line. The TDR uses the echo effect, but, instead of operating under sinusoidal maintained signals, it uses echelons units or impulses, it results from a simple concept: when the energy transmitted in a meeting support in case of a change of impedance, a part of this energy is sent back to the source. The amount of energy reflected depends on the scale of the impedance changing.

In time domain reflectometry, an injected wave travels to the far end of the line, where it is reflected back, and circuitry at the source end of the line is used to receive this reflected voltage. The incident and reflected voltages are both seen on the line simultaneously, although their time domain signatures are generally separated in time because of the travel time delay down the line. The line impedance, termination, and length gives a unique temporal signature that can be used to determine the status of the line. Large changes in the line (open-end or short circuit) cause large reflections which are easy to measure, while small changes in the line (small defects, ..., etc) cause smaller reflections which are more difficult to detect. TDR electronics include a fast rise time pulse generator and fast voltage sampler, as well as a microprocessor to analyze the results. Typical rise times are about tens or hundreds of picoseconds, and samplers of similar order are available [5].



E_i , signal generator pulse injected into line
 E_r , echo received from pulse (reflection)

Figure 1: Principle Diagram of the time domain reflectometry (TDR)

Localization and Analyzing of Reflexion Points

In this work, a procedure is proposed to recognize the type of the fault in a line and to localize its position. In order to localize faults, it is very important to use very short pulses with fast rising edge. The distance x between a reflection point and the injection point is given by:

$$x = \frac{\tau \cdot v}{2} \tag{3}$$

Where v is the frequency-dependent propagation velocity of the signal into the line, and τ is the sum of the time of the traveling wave from the source toward the damage and of the reflected wave from the damage toward the source.

Wavelet Theory

A whole range of information: a voice, fingerprints, photographs, medical X-rays, of seismic waves can be transposed into this new language. These various studies use a new mathematical language whose alphabet consists of identical-oscillations “wavelet” wisely stretched or compressed. Often this wavelet transformation reduces the computation time, facilitates analysis, transmission and compression of information or its extraction from the “noise” surrounding.

For many signals, the low-frequency content provides the identity of the signal, while the high-frequency content gives flavour or nuance [6]. Wavelet analysis lets us capture these two different aspects of a signal, as approximation coefficients $c_i(k)$ and detail coefficients $d_i(k)$. Approximations are the low frequency components of the signal; details are the high-frequency components. The approximations and details may be extracted using a discrete sampling or successive filtering technique. To extract the approximations and details as independent signals, we can pass the original signal $x(t)$ through a pair of complementary low-pass and high-pass filters to get two signals. The low-pass filter $h(n)$ yields the first level approximation coefficient $c_i(k)$ and the high-pass filter $g(n)$ yields the first level detail coefficient $d_i(k)$.

The Wavelet Transform

A mother wavelet ψ is a basic function that we will translate and dilate the plan to cover time and frequency analysis of the signal [6].

The factors of translating u and scaling s are given by:

$$\Psi_{u,s}(t) = \frac{1}{\sqrt{s}} \psi\left(\frac{t-u}{s}\right) \tag{4}$$

The Wavelet Transform (WT) of a continuous signal $x(t)$ is defined as:

$$Wf(u,s) = \frac{1}{\sqrt{s}} \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \psi\left(\frac{t-u}{s}\right) dt \tag{5}$$

Discrete Wavelet Transform (DWT)

For many signals, the low-frequency content is the most important part; it gives the identity of the signal. The high-frequency content, on the other hand, imparts flavor or nuance [6]. Wavelet analysis lets us capture these two different aspects of a signal, as approximation

coefficients and detail coefficients. Approximations are the low frequency components of the signal; details are the high frequency components.

The wavelet transform has a digitally implementable counterpart, the Discrete Wavelet transform (DWT). The DWT is defined as [7]:

$$DWT[m, k] = \frac{1}{\sqrt{a_0^m}} \sum_n x[n] g\left[\frac{k - n.a_0^m}{a_0^m}\right] \quad (6)$$

Where $g[n]$ is the mother wavelet, and the scaling and translation parameters u and s of (5) are functions of an integer parameter m , $u = a_0^m$ and $s = n.a_0^m$.

The result is geometric scaling, i.e. $1, 1/u, 1/u^2, \dots$ and translation by $0, n, 2n, \dots$

The Continuous Wavelet Transform (CWT)

The continuous wavelet transform (CWT) is the sum over all time of the signal $x(t)$ multiplied by a wavelet function ψ scaled and shifted :

$$C(\text{scale, position}) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t) \psi(\text{scale, position, } t) dt \quad (7)$$

Implementation of Wavelets

Observation of the structure of equation (6) suggests an efficient filter bank implementation of the wavelet transform, as shown in Figure 2. With the variable swap of k for n , (6) can be rewritten:

$$DWT[m, n] = \frac{1}{\sqrt{a_0^m}} \sum_k x[k] g[a_0^{-m} n - k] \quad (8)$$

To show the similarity of (8) to the general equation for Finite Impulse Response (FIR) digital filters [7]:

$$y[n] = \frac{1}{c} \sum_k x[k] h[n - k] \quad (9)$$

This suggests that $g[a_0^{-m} n - k]$ is the impulse response of a low-pass digital filter with transfer function $G(w)$. Then by selecting $a_0 = 2$, or $a_0^{-m} = 1, 1/2, 1/4, 1/8, \dots$, each dilation of $g[n]$ effectively halves the bandwidth of $G(w)$.

The multi-stage filter bank shown in Figure 2 implements the DWT using the low-pass mother wavelet $g[n]$ and its high-pass dual $h[n]^2$. Down sampling ($2\downarrow$) at the output of the low-pass filter $g[n]$ effectively scales the wavelet by two for the next stage.

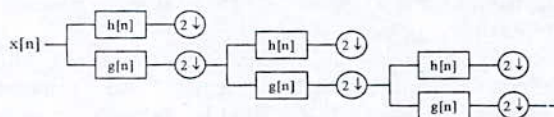


Figure 2: Multi-stage filter bank DWT implementation

Application

The objective of our work is to characterize a fault on a power network. To do this, we use three different stages:

- 1) The first step is to locate the fault from the relationship (3).
- 2) The second stage allows us to identify its nature by calculating its impedance. For this second stage: (a)-we use the equations of recurrences for the deduction of voltage and current at the failure point, (b)-we deduct direct and inverse voltage at the failure point, (c)-we calculate the coefficient of reflection at the point of fault, (d)-we deduct the value of the impedance of the fault by using the located circuits' equations.
- 3) In the third stage we analyze the difference in responses with and without faults by wavelet transform.

In mathematical wavelet analysis we find a large number of wavelet mothers (Haar, Daubechies, Symlet, Coiflet, Meyer and Morlet,.....). In literature, depending on the signal 3D, 2D and 1D and domain of study preferences wavelet mothers are cited. It should be noted that generally the wavelets that are often used within the signal processing one-dimensional discrete are the Daubechies wavelets [6]. For our applications we use the four order Daubechies wavelet (noted db4), the order reflects the number of oscillations of the considered wavelet. A high order of the wavelet results in a lesser precision [6].

In our work of mathematical discrete analysis, we are interested to the effect of the convolution of the mother wavelet and its copies on the signal (s : the difference between healthy and noisy signals) while decomposing it at every frequency range into a detail signal of frequency in a signal of detail (designated by d) plus a approximation (designated by a) as follows:

$$s = \sum_i^n d_i + a_n \quad (10)$$

d_i : designate the detail of the level i and a_n the last approximation.

Continuous analysis is to find a dominant pseudo-frequency in a frequency range, and the instant t of its appearance. The dominant frequency realizes the maximal norm of the coefficients vector of the wavelet in considered frequency rang, it is defined as follows:

$$|C| = \max_j \left(\sum_k |c_{jk}|^2 \right)^{1/2} \quad (11)$$

Case of a Power Line

In first we consider a tri-phase horizontal power line of length 1km (figure 3) above soil of conductivity $\sigma_s = 0.01 \text{ S/m}$.

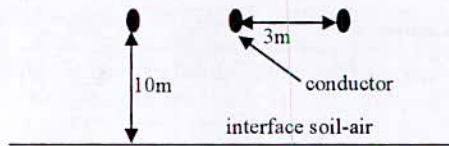


Figure 3: Horizontal power line

For characterize the fault we excite the power line by a generator of voltage $V_s(t)$. $V_s(t)$ is the Gaussian type, with a spectral content that doesn't exceed the 10Mhz and whose mathematical expression is the following:

$$V_s(t) = e^{-\alpha(t-\beta,dt)^2}; \text{ Where } \alpha = (4/(\beta,dt))^2 \text{ and } \beta = 5.$$

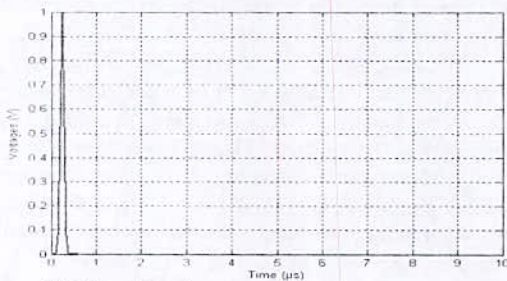


Figure 4: Voltage injected source

The line ending to her second extremity by loads of values roughly equal to the surge impedance.

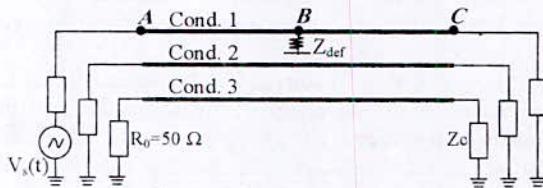


Figure 5: Line configuration

We considered a galvanic contact between the phase 1 and soil through a resistance the 10 Ω, situated to 500 m the beginning of the line.

According figure 6, we note the presence of two peaks reflecting negative reflections due to changes in impedance. The first reflection appears to the moment $\tau_1 = 3.32\mu s$ that translates into a distance of approximately $x = 496.34m$ the entry of phase 1 (point A). This reflection is due to an incident wave arriving from the point A and spreading to the fault (point B), located at 500m the entrance to the Phase 1, which is reflected back to the same point A, which is a wave that carries out an A-B-A journey. We note that the second reflection appears to the instant $\tau_2 = 6.64 \mu s$ which is equivalent to a distance of about $x = 992.68m$ the entry of Phase 1, it is due to mandatory second journey as short that occurs right after the first one, a wave that is a route that runs A-B-A-B-A, then it is a reflection due to contact the incident wave for a second time with the fault, this obstacle is already localized and it is at 500m

the point A. We note that this reflection can not be due to the ending of the second phase 1 because it is adapted (no reflection).

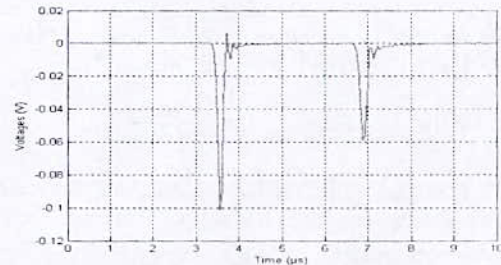


Figure 6: Signal difference between voltages with and without fault on the phase 1 to the point A

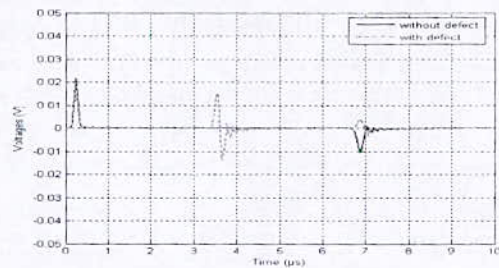


Figure 7: Variation of the voltage with and without fault at the entrance to Phase 2

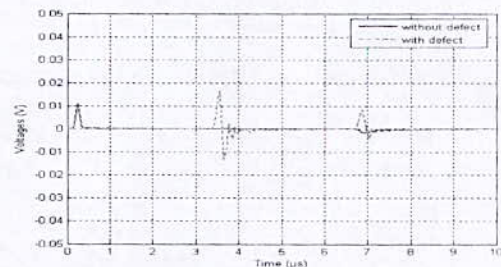


Figure 8: Variation of the voltage with and without fault at the entrance to Phase 3

The calculation of the coefficient of reflection and impedance localized to the point of fault, we can deduce a value approached to the impedance of fault Z_{fault} as:

$$Z_{fault} = -\frac{Z_c \left(\frac{\rho(x_{fault}) + 1}{\rho(x_{fault})} \right)}{2} \quad (12)$$

Where x_{fault} is the fault distance and ρ is the reflection coefficient in this point. In this example, the calculation of the reflection coefficient to the point of the fault drive to a value of -0.958, what is equivalent to impedance Z_{fault} that is equal 9.79Ω.

The analysis of the voltage at the entrance of the other two phases of the line (Figures 7 and 8), shows that the latter are hardly affected by the fault, we note very low voltage variations on phases 2 and 3. Indeed

the presence of the fault was demonstrated by the effect of electromagnetic coupling only (certainly the inductively coupled between the 3 power lines).

In order to complete our interpretation, we analyze the difference in responses without regard to the second reflection (figure 6) by wavelet (db4). The results will monitor are those that we get for a $\Delta t=4.88.10^{-2}$ μs and a maximal frequency is $\Delta f= 1/\Delta t= 20.84$ MHz.

In applying Shannon's theorem the frequency range will be in the meantime [0, 10.24] MHz. For the discrete analysis, we will retain five details of decompositions: the 1st detail (d1) is definite by [5.12, 10.24] MHz. the 2nd detail (d2) is definite by [2.56, 5.12] MHz. the 3rd detail (d3) is definite by [1.28, 2.56] MHz. the 4th detail (d4) is definite by [0.64, 1.28] MHz. the 5th detail (d5) is definite by [0.32, 0.64] MHz.

The signal approximation at level 5 is characterized by a frequency band [0, 0.32] MHz.

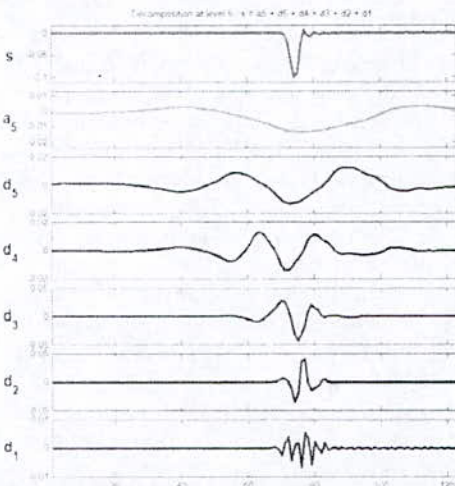


Figure 9: Decomposition, in five levels, of the signal difference at the entrance to the Phase 1

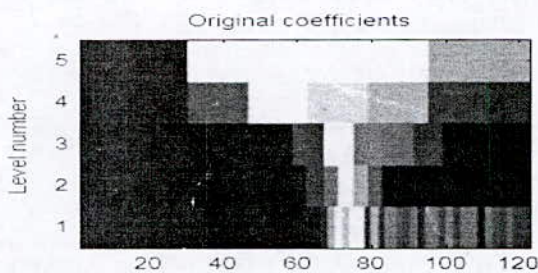


Figure 10: Spectrogram of the coefficients

In figure 9 we present the decomposition of the signal difference at the entrance of phase 1 of the line 1; this result shows an unexpected event in $\tau_1= 3.32$ μs (which corresponds to the position 76 on the time scale), which represents the fault. The spectrogram of the

coefficients of wavelet (Figure 10) confirmed the presence of a dominant energy event in the same instant ($\tau_1= 3.32$ μs). We note also that the fault appears in the second detail (d2), and then it is well located on the third detail (d3) (figure 9). In that detail the frequency range is characterized by scale [1.28, 2.56] MHz, which will certainly be the most dominant in terms of spectral density.

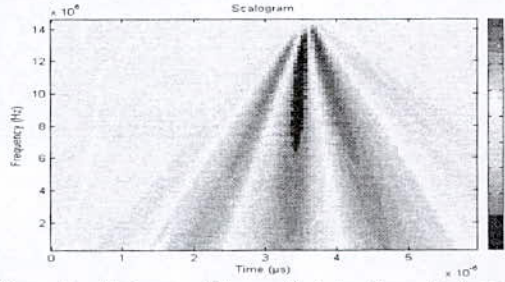


Figure 11: Scalogram of the coefficients of wavelet time-pseudo frequency

In order to complete our interpretation us proceed to an analysis in continuous of the coefficients of wavelet. Figure 11 introduced scalogram time coefficients in the frequency band [1.28, 2.56] MHz for wavelet db4. The search of the optimum standard coefficients in the range frequency of level 3 [1.28, 2.56] MHz, leads us towards a pseudo-frequency dominant 1.93MHz.

Case of a Network with Double Fault

In our second application we consider 3 tri-phase power horizontal lines connected in Y (figure 12) with tri-phase bus bar, knowing that the lines lengths are $L_1 =500m$, $L_2 =1200m$, $L_3 =1000m$ and Z_c is surge impedance of the power lines. The lines are situated at 10m above the soil of conductivity $\sigma_s= 0.01$ S/m.

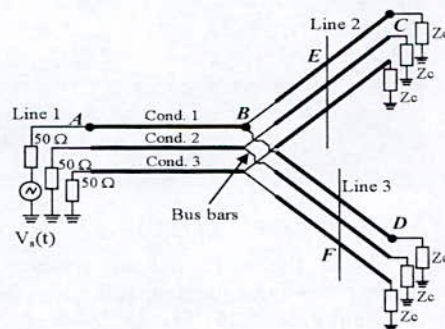


Figure 12: Power network in Y

We will use the same generator voltage $V_s(t)$ Gaussian type (Figure 4) on the conductor 1 of line 1. We will analyze a double fault with a galvanic contact of 15 Ω between the phase 1 of the line 3 and the soil and situated in the F point to 430 m of the

interconnection (bus bar), and a short circuit between the phase 1 of the line 2 and soil (short circuit) situated to the point E to 350 m of the interconnection.

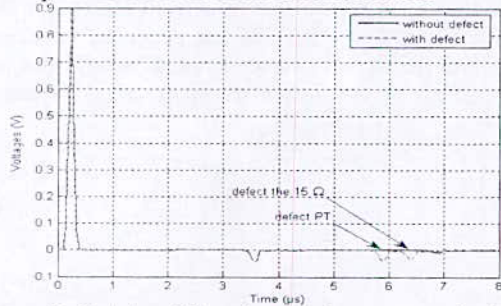


Figure 13: Variation of the voltage at the entrance to the line 1 (point A), with and without fault

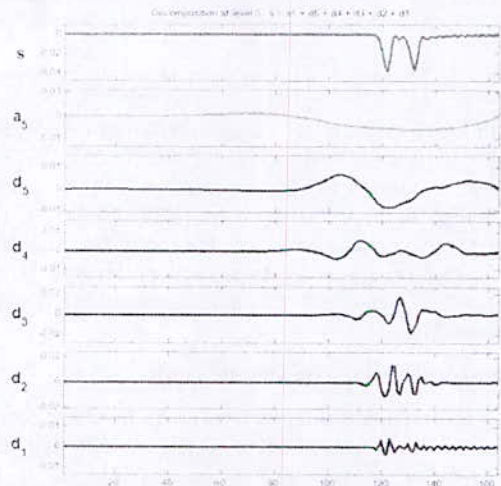


Figure 14: Decomposition of the signal difference at the entrance to the Phase 1 (on five levels of scale)

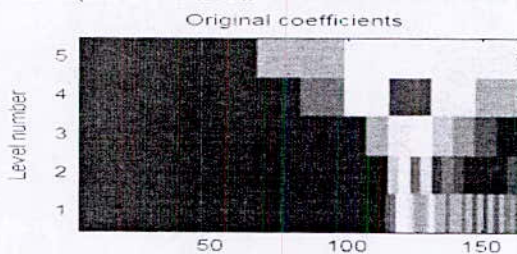


Figure 15: Spectrogram of the coefficients

The results in figure 13 put in evidence the presence of peaks that translates some reflections due to the changes of impedances. The first reflection in figure 13 appears at the instant $t_1 = 3.32 \mu s$ which translates into a distance of about $x = 496.34$ m the entry of line 1 (point A) and characterize the position of the bus bar. The second reflection in figure 13 traduces the short circuit fault. In fact, the calculating of the reflection coefficient at the time of the second oscillation gives value of -1, what translates a short circuit.

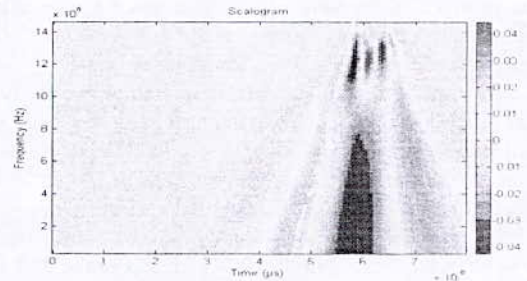


Figure 16: Scalogram wavelet time- frequency

To supplement our analysis we conduct an analysis of the continuous wavelet coefficients. The optimum of the norm of the coefficients respectively in the frequency scale 2 and 3 is realized where frequency value is 2.73 MHz for first fault (short circuit) and 1.7MHz for second (galvanic contact).

Conclusion

The results we get for the various applications that we presented, showing that it is possible to make a full characterization of a fault on a line or a network simultaneously using the TDR and wavelet analysis. The procedure we propose to locate in space failure to short circuit using the TDR or discrete wavelet transform. The nature of the fault may be deduced in computing the impedance of fault using some concepts waves travelling and localized circuits. Finally it is also possible to deduce the dominant frequency at the time of fault by performing an analysis by continuous wavelet transform.

References

- [1] C. Buccella, M. Feliziani and G. Manzi, "Accurate Detection of Low Enty Cable Faults by Wavelet transform," International Symposium on Electromagnetic Compatibility : EMC August 9-13, 2004 Santa Clara, Cuba, pp. 936-941.
- [2] J. Chung, E. J. Powers, W. M. Grady and Sid C. Bhatt, "Electric Power Transient and Disturbance Classification Using Wavelet-Based Hidden Markov Models," 2000 IEEE Conference, pp. 3662-3665.
- [3] S. Kaouche, "Analyse de Défaits dans un Réseau de Lignes ou de Câbles", PHD Thesis, University of Jijel, Algeria, Jun 2007.
- [4] P. M. Hollywood, "TDR Level Measurement," Meas. Control, VOL. 31, N°. 6, pp 94-98, Dec. 1997.
- [5] C. Buccella, M. Feliziani and G. Manzi, "Detection and Localization of Defects in Shielded Cables by Time-Domain Measurements With UWB Pulse Injection and Clean Algorithm Postprocessing," IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, VOL. 46, N°. 4, November 2004, pp. 597-605.
- [6] S. Mallat, A Wavelet Tour of Signal Processing. Academic Press, Second Edition, 1998.
- [7] D. C. Robertson, O. I. Camps, J. S. Mayer and W. B. Gish, "Wavelets and Electromagnetic Power System Transients," IEEE Transactions on Power Delivery, VOL. 11, N°. 2, April 1996, pp. 1050-1058.

Compensation Harmoniques à Base d'une Régulation Adaptative d'un Filtre Actif Parallèle

A. Boukadoum¹, T. Bahi¹, S. Oudina²

Département d'Electrotechnique, Faculté des Sciences de l'Ingénieur
Laboratoire d'Automatique et Signaux- Annaba (LASA)

¹ Université Badji Mokhtar – Annaba, B.P. 23000 Algérie

² Université 20 Août 1955 – Skikda, .B.P. 21000 Algérie

E-mail: azizboukadoum@yahoo.fr

Résumé: L'utilisation des convertisseurs statiques dans les installations de conversion de l'énergie électrique a contribué considérablement à l'amélioration des performances et à la fiabilité des fonctionnements de ces installations. En revanche, à cause de leur nature non linéaire ; ils sont la cause principale de la détérioration de la qualité de l'énergie électrique. Puisque, la réglementation internationale en matière énergétique exige aux consommateurs le respect des normes aux harmoniques, le filtrage des composantes harmoniques est devenu alors une préoccupation major pour les distributeurs et les utilisateurs de cette énergie.

Ceci étant, l'objectif de cette contribution, consiste essentiellement, à utiliser un filtre actif parallèle pour compenser les harmoniques, tout en assurant un réglage adaptatif de sa tension d'alimentation afin d'améliorer ses performances de filtrage. Les résultats obtenus par simulations montrent l'efficacité et l'amélioration des performances du réglage adopté pour la tension d'alimentation. Les formes des courants de la source, ont été bien améliorées.

Introduction

La dépollution du réseau électrique et le maintien d'une tension désirée au point de raccordement, quelque soit le courant absorbé par la charge non linéaire, sont assurés grâce à une structure de filtre actif parallèle (FAP). Ce dernier est alimenté par une tension continue délivrée par un condensateur jouant le rôle d'une source de tension continue [1]. Puisque, la compensation des harmoniques influe incontestablement sur la tension à l'entrée du filtre, une telle structure sans le réglage de la tension d'entrée est restée peu performante car cette tension doit être maintenue constante afin de ne pas dégrader la qualité du filtrage et dépasser la limite en tension des semi-conducteurs. La cause principale de la variation de cette tension est la variation de la charge polluante, qui crée un échange de puissance active avec le réseau d'où la nécessité du réglage de cette tension.

A cet effet, nous avons utilisé un régulateur Proportionnel Integral (PI) adaptatif qui grâce à l'adaptation de ses paramètres, agit efficacement contre les fluctuations et les ondulations de la tension d'alimentation, tout en améliorant considérablement la forme du courant de la source.

Structure d'un Filtre Actif

La figure 1, montre le schéma de connexion d'un FAP au réseau électrique. Elle montre la partie puissance (onduleur à IGBT plus le filtre de sortie) et le bloc de commande.

Le principe de la compensation harmoniques consiste à ce que le filtre actif génère des courants ayant les mêmes amplitudes que celles des courants du réseau, qui seront injectés aux points de raccordement avec le réseau. Dans ce travail les courants harmoniques sont identifiés par la méthode des puissances instantanée réelle et imaginaire [2][3].

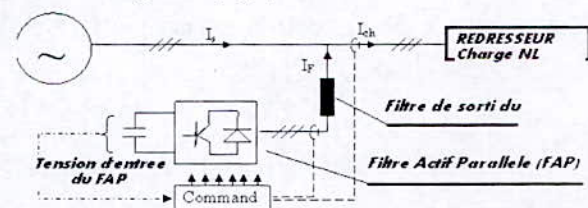


Figure 1: Schéma de principe

Modélisation du Filtre Actif Parallèle

Avant d'entamer les parties relatives à la régulation et la commande du filtre, on établit un bilan de puissances [4], à partir duquel on déduit la modélisation de l'échange de puissance active entre le réseau, la charge non-linéaire et le filtre actif.

En supposant que la puissance de court-circuit du réseau électrique soit infinie, les expressions des courants et tensions instantanées des trois phases du réseau sont données par les expressions suivantes:

$$\begin{cases} v_{s1}(t) = \sqrt{2}v_{eff} \sin(\omega t) \\ v_{s2}(t) = \sqrt{2}v_{eff} \sin(\omega t - \frac{2\pi}{3}) \\ v_{s3}(t) = \sqrt{2}v_{eff} \sin(\omega t - \frac{4\pi}{3}) \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} i_{s1}(t) = \sqrt{2}i_{eff} \sin(\omega t - \varphi_h) \\ i_{s2}(t) = \sqrt{2}i_{eff} \sin(\omega t - \frac{2\pi}{3} - \varphi_h) \\ i_{s3}(t) = \sqrt{2}i_{eff} \sin(\omega t - \frac{4\pi}{3} - \varphi_h) \end{cases} \quad (2)$$

La puissance instantanée fournie par la source à la charge est :

$$p_s(t) = v_{s1}(t) \cdot i_{s1}(t) + v_{s2}(t) \cdot i_{s2}(t) + v_{s3}(t) \cdot i_{s3}(t) \quad (3)$$

La composante continue de $p_{sc}(t)$ est donnée :

$$P_{sc}(t) = 3v_s \cdot i_s \quad (4)$$

La puissance absorbée par la charge non-linéaire est :

$$P_{ch}(t) = v_{s1}(t) \cdot i_{ch1}(t) + v_{s2}(t) \cdot i_{ch2}(t) + v_{s3}(t) \cdot i_{ch3}(t) \quad (5)$$

Elle contient deux composantes: une composante continue (P_{chc}), relative à la puissance active consommée par la charge.

$$P_{chc} = 3v_s i_{c1} \cos\varphi_1 \quad (6)$$

Et, une autre ($p_{chalt}(t)$), qui est la somme des puissances fluctuantes, créées par les composantes harmoniques des courants de charge.

$$\tilde{p}_{chalt}(t) = \sum_{h=1}^{\infty} 3v_s i_{kh} \cos(6h\omega t - \varphi_{6h}) \quad (7)$$

Alors,

$$P_{ch}(t) = P_{chc} + \tilde{p}_{chalt}(t) \quad (8)$$

La puissance instantanée $p_f(t)$ injectée par le filtre

$$\text{est donnée par : } p_f(t) = p_f(t) - \tilde{p}_f(t) \quad (9)$$

Où :

$$p_f(t) = P_{chc}(t) - p_{sc}(t) \quad (10)$$

Et :

$$\tilde{p}_f(t) = \tilde{p}_{chalt}(t) \quad (11)$$

L'équation (11) montre l'échange de la puissance active entre la charge polluante avec le réseau et le filtre actif, durant le régime transitoire [5]. Ce transfert de puissance se traduit par une variation de la tension continue aux bornes du condensateur. Donc, pour réduire l'influence de la technique de compensation sur la tension d'entrée du filtre, on doit penser à assurer un réglage de celle-ci afin que l'équilibre de la puissance soit rapidement rétabli.

La puissance harmonique $\tilde{p}_f(t)$ à la sortie du compensateur, sera ajoutée à la puissance harmonique de la charge $\tilde{p}_{chalt}(t)$.

Cette puissance harmonique est échangée en régime transitoire et en régime permanent, elle dépend du rang et de l'amplitude des courants harmoniques. Dans le condensateur cette puissance est présente sous forme d'ondulations de tension.

La tension de la capacité du condensateur peut être décomposée en deux parties : continue et discrète.

$$v_c(t) = v_c + \bar{v}_c(t) \quad (12)$$

La puissance harmonique $\tilde{p}_f(t)$ générée, est égale à la puissance du filtre actif coté continu :

$$\tilde{p}_f(t) = \tilde{p}_{ch}(t) = v_c(t) i_{ond}(t) \quad (13)$$

On admet que la valeur de la capacité est suffisamment importante, pour négliger les ondulations de la tension, devant la tension continue. On a alors,

$$i_{ond}(t) = \frac{\tilde{p}_{chalt}(t)}{v_c} \quad (14)$$

Finalement, L'expression des ondulations de la tension en fonction du courant $i_{ond}(t)$ est :

$$\bar{v}_c(t) = \frac{1}{C_f} \int_0^t i_{ond}(t) dt \quad (15)$$

Donc,

$$\bar{v}_c(t) = \left[\frac{1}{C_f V_c} \right] \sum \left(\frac{P_{6h}}{6h\omega} \right) \sin(6h\omega t - \varphi_{6h}) \quad (16)$$

Rappelant que les amplitudes des courants harmoniques influents sur les ondulations de la tension, et que le choix de la capacité en dépendant [5].

Régulation et Stabilité de la Tension

Pour assurer la régulation et la stabilité de la tension continue du filtre actif parallèle, nous avons choisi un régulateur Proportionnel Intégral adaptatif. En régime permanent, les courants de références ne contiennent pas de composantes fondamentales ce qui ne cause pas d'erreur statique de la tension aux bornes du condensateur et la puissance nécessaire pour compenser les pertes est faible. Le signal correspondant à cette puissance peut être généré par le régulateur à partir de l'écart entre la grandeur de référence (v_c^*) et celle mesurée (v_c), selon le principe le schéma fonctionnel de la régulation de la tension continue. En négligeant les pertes de commutation dans l'onduleur et l'énergie stockée dans les inductances de stockage, le schéma fonctionnel de la régulation de la tension continue à l'entrée du FAP est représenté par la figure 2.

La tension au borne du condensateur peut s'écrire sous la forme:

$$P_{ch}(t) = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} C_f \cdot v_c^2 \right) \quad (17)$$

Cette fonction est non linéaire.

Pour des faibles variations de la tension v_c autour de sa référence v_c^* , elle peut être linéarisée à travers les relations suivantes :

$$P_{ch}(t) = \frac{1}{2} C_f \cdot \frac{d}{dt} (v_c) \quad (18)$$

Après la transformation de Laplace :

$$v_c(s) = \frac{P_{ch}(s)}{v_c^* \cdot C_f \cdot s} \quad (19)$$

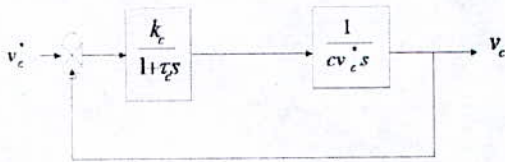


Figure 2: Bloc fonctionnel de régulation

Soit , la fonction de transfert du régulateur de la forme suivante :

$$h_c(s) = \frac{k_c}{1 + \tau_c s} \quad (20)$$

Où , k_c et τ_c sont respectivement son gain de tension et sa constante de temps.

Sous forme standard, la fonction de transfert en boucle fermée est

$$F_c(s) = \frac{\omega_c^2}{s^2 + 2 \xi_c s + \omega_c^2} \quad (21)$$

Avec :

$$\omega_c = \sqrt{\frac{k_c}{C_f v_c^* \tau_c}} \quad (22)$$

et

$$\xi_c = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{C_f v_c^*}{k_c \tau_c}} \quad (23)$$

La qualité de la régulation dépendra du choix de la fréquence de coupure ω_c qui doit être assez élevée pour assurer une bonne dynamique lors des régimes transitoires de la charge [6].

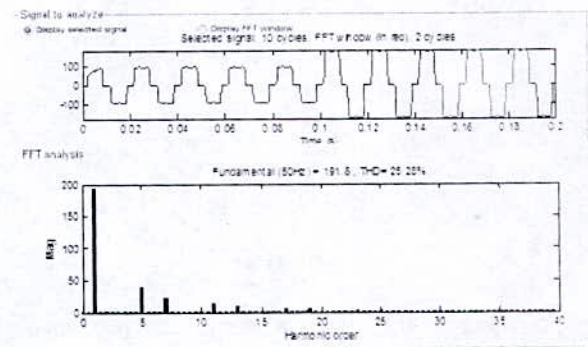
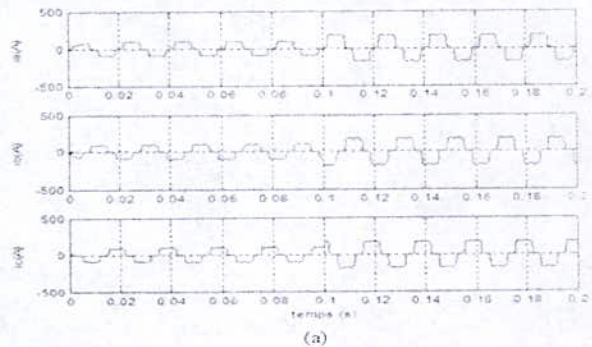
Les performances dynamiques du réglage de la tension continue sont liées aux choix du régulateur.

Simulation et Discussion des Résultats

Les simulations sont réalisées en utilisant le logiciel MATLAB / Simulink. Le réseau d'alimentation est

modélisé par trois tensions sinusoïdales raccordées à un redresseur à diodes qui débite dans une charge RL (charge polluante). Les paramètres du filtre actif sont choisis en respectant les critères de choix suivants [7] : Choix de la tension d'alimentation du filtre actif $v_c(t)$, la tension d'alimentation du filtre actif, plus on prend grande, plus les harmoniques sont atténuées, jusqu'à la valeur $v_c=840V$, à partir de laquelle les harmoniques ne sont plus atténuées. Cette tension, doit être supérieure ou égale à la tension redressée maximum $v_{cmon} = \sqrt{6} v_s$, [5][8]. Elle doit aussi, être inférieure à une limite maximale v_{cmax} , qui définit la limitation physique des semi-conducteurs de puissance.

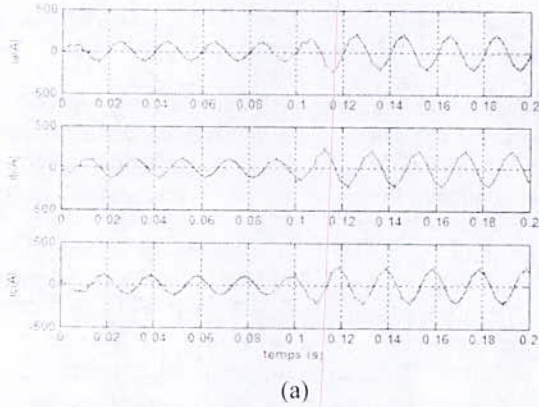
La partie validation par simulation a consisté à faire trois types de relevés des courants de la source tout en analysant pour chaque courant son spectre harmonique. Pour le premier cas, nous avons considéré la source et la charge non linéaire seulement (sans filtre). Les résultats des courants des trois phases ainsi que l'analyse spectrale du courant de la phase_a sont représentés par la figure 3. On remarque, que les courants sont de formes non sinusoïdales donc source d'harmoniques (figure.3.a.). L'analyse fréquentielle du courant, montre l'appariation des harmoniques d'ordre $6k \pm 1$ (voir figure 3.b.). L'intérêt de la compensation consiste donc à utiliser un filtre actif de type parallèle pour la compensation de ces harmoniques. Les figures précédentes montrent aussi, l'évolution des courants lorsqu'on fait varier la charge à l'instant 0.1 seconde.



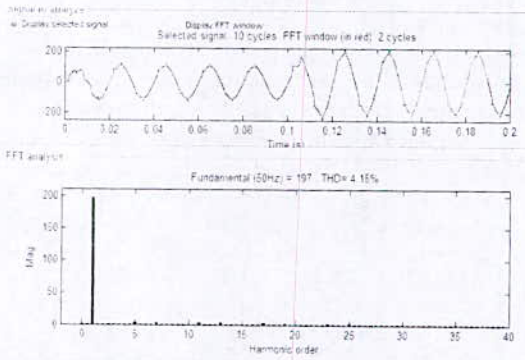
-b-

Figure 3: Courants de source et spectre de la phase_a

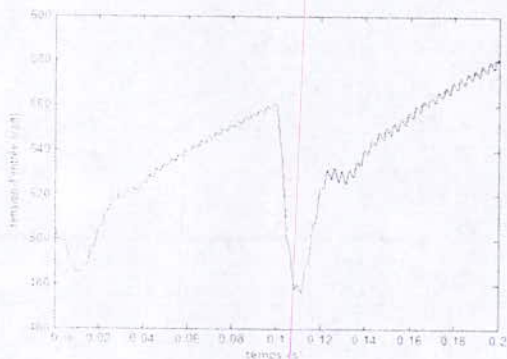
Pour le deuxième essai, nous avons inséré le filtre mais sans la régulation de la tension d'alimentation. Les résultats sont montrés par la figure 4, on remarque que les harmoniques sont bien éliminés et que le THD=4.15%. Toutefois, on note encore quelque distorsion des courants. Et, que lorsque la charge varie, la tension d'alimentation varie aussi (figure.4.c), ce qui exige son contrôle pour rendre la structure FAP plus performante.



(a)



(b)

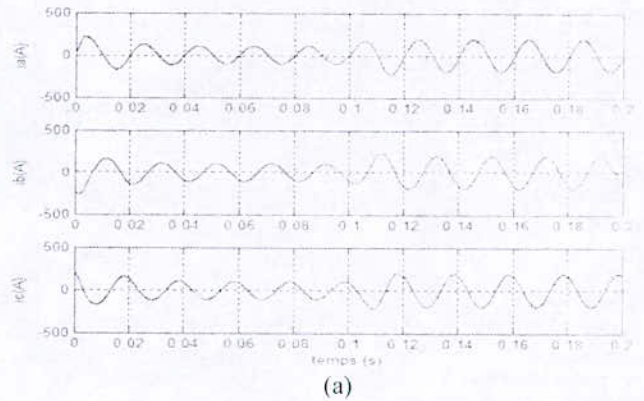


(c)

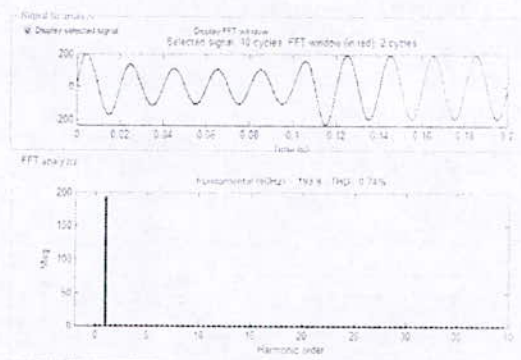
Figure 4: Courants et spectre (sans régulation)

Dans cet objectif, nous avons assuré la régulation de cette tension grâce à une régulation PI adaptatif.

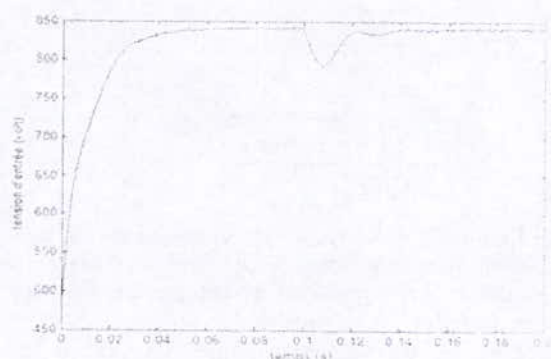
Les résultats que nous avons relevés dans les mêmes conditions des essais précédents sont représentés par les figures. 5 a, b, c . On voit clairement sur les figure 5a que les formes des courants se sont améliorées (voir la figure 5b :THD=0.74%) et que la tension d'alimentation est forcée à gardée sa valeur (voir figure.5.c).



(a)



(b)



(c)

Figure 5: Courants et spectre (avec régulation)

Conclusion

Les performances de compensation dépendent de l'efficacité du filtre actif qui réside essentiellement de la technique de commande proposée et la régulation adaptative de la tension continue qui alimente celui-ci. Afin d'améliorer les résultats de simulation un régulateur PI adaptatif a été utilisé. Grâce à la propriété d'adaptation de la valeur du gain du régulateur, on a pu assurer des courants sinusoïdaux et une tension stable quelque soit la variation de la charge. Il permet aussi de limiter les fluctuations de tension, avec une bonne atténuation des ondulations de tension.

Références

- [1] A. Boukadoum " Contribution à l'analyse et la réduction de la pollution harmonique dans le réseau électrique". Mémoire de magister, département d'électrotechnique, Université de Annaba, 2007.
- [2] A. Boukadoum, T. Bahi, " Modélisation et simulation de la compensation harmonique ", 1ère Journées Internationales de physique des Matériaux et ses Applications, JIPMA'07, Département de physique, Université de Annaba, 25-26-27 Novembre 2007.
- [3] M. A. E. Alali, « Contribution à l'Etude des compensateurs actifs des réseaux électriques basse tension », Thèse de doctorat, université de Louis Pasteur ,Strasbourg , septembre 2002
- [4] X. Wang, J. Liu, C. Yuan, and Zhaoan Wang « A Novel Voltage- Mode Control of Parallel Active Power Filter » ,School of Electrical Engineering Xi'an Jiaotong University, China IEEE 2006.
- [5] T. Benmiloud. A. Omari « Régulation de la tension d'alimentation du filtre actif parallèle par PI adaptatif »,Faculté de Génie Electrique, Dépt d'Electrotechnique, Université des Sciences et de la Technologie d'Oran. CIP' 03-04 Nov 2007.
- [6] M. E. Ortúzar, R. E. Carmi, J. W. Dixon, & L. Morán, "Voltage-Source Active Power Filter Based on Multilevel Converter and Ultracapacitor DC Link", IEEE Trans. Ind. Electron. April 2006.
- [7] F. Richardeau, N.Aouada, T. Meynard, "Convertisseur de rééquilibrage de la tension d'un réseau " , J Phys. III France 7, 1997, pp 1677-1699.
- [8] H. Djeghloud, « Filtrage actif de puissance type parallèle à trois niveaux », Université Mentouri de Constantine », 2002.

Étude de Limiteur de Courant Supraconducteur dans un système électro- énergétique

L. Sabah¹, S and Belkhiat²

¹Ferhat Abbas University Setif Algeria,

²Ferhat Abbas University Setif Algeria

Electrotechnic department, DAC Laboratory

L_sabah2006@yahoo.fr belsa_set@yahoo.fr

Abstract : Le limiteur supraconducteur de courant de défaut (SFCL) est un organe de protection, permettant de réduire le courant de défaut. Cette caractéristique est utilisée pour dimensionner le réseau électrique en conséquence au lieu de se référer au courant de court circuit. L'utilisation d'un limiteur de courant supraconducteur, jouant le rôle de fusible permanent et de capteur de défaut automatique, engendrerait une amélioration de la qualité de distribution de l'énergie électrique et une réduction du coût du système électro-énergétique. Le principe de cet appareil consiste à introduire une impédance de ligne supplémentaire ; par transition du matériau de l'état supraconducteur à l'état normal ; au moment du défaut. Dans cet article, l'efficacité de limiteur de courant supraconducteur placé dans un circuit électrique simple présentant un court-circuit a été étudié. Les résultats de simulation, obtenus sous environnement MATLAB, sont présentés et validés à partir des résultats de la bibliographie.

MOT CLES: La supraconductivité, le limiteur de courant supraconducteur,

I. Introduction

Un supraconducteur est le matériau a priori idéal, puisqu'il transporte des densités de courant élevées sans être dissipatif du tout, dans les applications électrotechnique (câble, moteur, transformateur, limiteur de courant,...) qui doit être bénéfique en terme de poids, de volume et de rendement. Les limiteurs supraconducteurs de courant de défaut (SFCL) exploitent la propriété spécifique des matériaux supraconducteurs transiter ultra- rapidement et naturellement de l'état supraconducteur à un état dissipatif par dépassement de leur courant critique [1]. Application des plus innovantes de la supraconductivité, le limiteur supraconducteur est d'autant plus intéressant pour les réseaux électriques que les autres techniques classiques ne sont pas satisfaisantes. Il interdit tout courant au- dessus d'une certaine valeur et fonctionne de manière autonome et naturelle, intégrant la détection du courant de défaut, le donner d'ordre et l'élément limitant, une meilleur qualité de fourniture d'électricité [2]. Il permet en effet une plus grande interconnexion du réseau électrique.

II. Principe de fonctionnement du limiteur du courant supraconducteur

Le fonctionnement d'un limiteur supraconducteur de courant de défaut (SFCL) se divise en deux séquences distinctes. En régime de fonctionnement normal du réseau, un courant inférieur à la valeur nominal (assigné) I_n circule dans le circuit électrique et le SFCL est dans son état supraconducteur. Lorsqu'un défaut (tel q'un court-circuit) apparaît sur ce réseau électrique, le courant dans le circuit dépasse la valeur critique I_C du SFCL qui transite alors vers son état résistif normal [3,4]. Ce passage restaure une impédance dans le réseau électrique et permet une limitation du courant de défaut à une valeur maximale I_{lim} quelque soient les conditions externes il doit limiter le courant à $5 I_n$, un exemple de courbe de limitation montré en Fig.1 et résume ce concept. Un limiteur de courant s'assimile donc, en quelque sorte, à un superfusible permanent qui s'appuie sur la transition S/N (Supraconducteur/Normal) pour limiter un courant de défaut sans s'outo- détruire. La transition de l'état passante (supraconducteur) à l'état bloquant (normal) a lieu lorsque le courant transporté est supérieur à la valeur du courant critique du matériau supraconducteur.

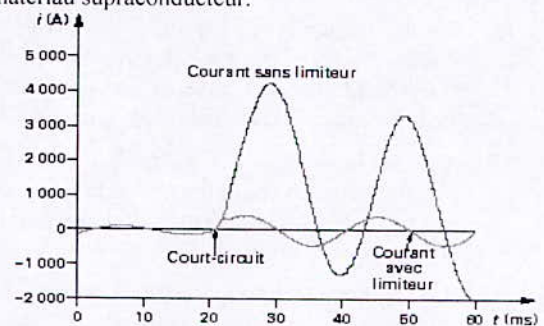


Figure 1: Evolution de courant de court- circuit avec limiteur de courant supraconducteur.

Le choix du matériau supraconducteur utilisé dans un limiteur supraconducteur est fortement dépendant des délais fixés, et du type de structure choisi.

Les limiteurs de courant à base température critique (BTc) et à haute température critique (HTc) diffèrent principalement par leur cryogénie. Le coût de la cryogénie à 4 K limite le développement des applications électrotechnique des BTc. La température de fonctionnement moins basse des HTc permet envisager une cryogénie à plus de 30K.

Les fluides industriels, capables d'assurer le refroidissement sont l'hélium (4K) liquide pour les supraconducteurs BTc et l'azote liquide pour les supraconducteurs HTc (77K).

III. Les types de limiteur du courant supraconducteur de défaut

Deux configurations de limiteur de courant supraconducteur résistif et inductif.

A. Limiteur supraconducteur type résistif

Le plus simple des concepts (Fig.2) est montré en série sur la ligne à protéger un bobinage non inductif supraconducteur pour limiter les chutes de tension à l'état passant. Après la transition, la forte résistance insérée naturellement dans la ligne limite le courant. L'énergie magnétique stockée dans l'enroulement supraconducteur au moment de la transition est négligeable [5].

Un disjoncteur en série, rapide, mais de faible pouvoir de coupure, permet d'isoler le défaut et protège le limiteur contre une excursion en température excessive. La fonction de

limitation étant assurée dès que $R \frac{I_n}{V_n} > \frac{I_n}{I_{lim}} = 0.2 \text{ à } 0.3$.

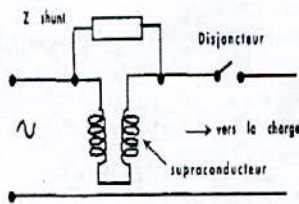


Figure 2: Schéma de principe d'un limiteur résistif.

a. Dimensionnement

Le limiteur résistif nécessite des supraconducteurs capables de supporter des forts courants. Il faut donc spécifier les dimensions (section, longueur, et le volume des conducteurs supraconducteur utilisée) La section total du conducteur est déterminée par le courant de seuil I_b et la densité de courant

critique J_c , selon :

$$S = \frac{I_b}{J_c} \tag{1}$$

Afin d'assurer la limitation du courant sous un seuil spécifique $I_{lim} < I_{max}$, La longueur L du conducteur doit, quant à elle, dépassée :

$$L_{min} = \frac{V_n \cdot S}{\rho \cdot I_{max}} = \frac{V_n}{\rho J_c} \cdot \frac{I_b}{I_{max}} \tag{2}$$

Avec V_n : la tension de réseau.

Le volume de conducteur nécessaire est ainsi supérieur ou égal à :

$$V_{min} = S \cdot L_{min} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{V_n \cdot I_b^2}{I_{max}} \tag{3}$$

Ce type de limiteur se trouvant en série avec la ligne, il nécessite des conducteurs capables de supporter de forts courant.

B. Limiteur supraconducteur type inductif

Le limiteur inductif est constitué par chaque phase d'un noyau magnétique, d'un bobinage primaire placé en série sur la ligne à protéger et d'un élément supraconducteur Fig.3. Du point de vue du primaire et en régime normal, cet ensemble est équivalent à l'inductance magnétisante du transformateur court-circuitée par l'impédance très faible de l'élément supraconducteur [6]. Lorsqu'un défaut surgit, le matériau supraconducteur transite ce qui provoque une nette augmentation de l'impédance ramenée au primaire. L'impédance équivalente de l'ensemble devient quasiment à seule inductance magnétisante du transformateur.

Le principe avantage de cette solution réside dans l'absence d'amenées de courant, toujours très coûteuse au niveau cryogénique. L'inconvénient de cette solution est son volume et son poids.

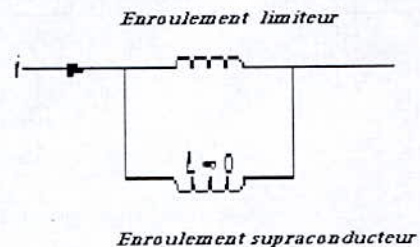


Figure 3: Schéma de principe de limiteur de courant supraconducteur inductif.

Le limiteur inductif nécessite de grande longueur de conducteur qui entraîne des pertes importantes en régime normale, la longueur du conducteur supraconducteur (le déclencheur) est du même ordre de grandeur d'un bobinage de limiteur supraconducteur type résistif.

IV. Localisation possible SFCL dans le réseau électrique

Un limiteur du courant peut être placé dans le réseau électrique :

a. En sorte de tranche ou de sous-station :

On peut protéger ainsi un générateur et le transformateur qui peuvent être mentionnés en fonction du courant de limitation et non plus en fonction du courant de court-circuit, ce qui permet un gain en coût des équipements installés.

b. Dans les sections d'entrée dessous – stations

Pour des réseaux existants, cela permet de maintenir l'interconnexion des sections en aval.

c. Dans une branche d'interconnexion

Ce qui permet, d'une part, d'isoler la portion en défaut tout en assurant la continuité d'exploitation avec les autres sources et d'autre part d'améliorer les marges de stabilité et la qualité des systèmes.

Par ailleurs, le limiteur peut être utilisé comme régulateur sélectif permettant d'équilibrer la charge dans des branches en parallèle.

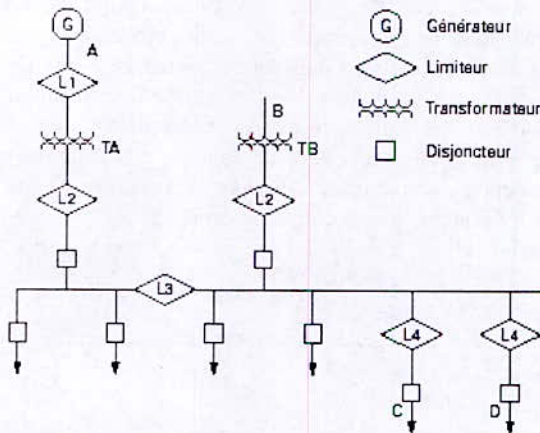


Figure 4: Insertion de limiteurs de courant de défaut dans réseau électrique.

- Le limiteur L1 protège le générateur et améliore sa stabilité.
- Les limiteurs L2, L3 permettent de maintenir la liaison en cas de défaut sur B.

- Le limiteur L3 permet de déconnecter les deux sections A et B et d'éviter que A ou B ne débitent sur même cour- circuit (l'interconnexion s'aggrave pas les courants de défaut).
- Les limiteurs L4 permettent de protéger sélectivement les départs C et D.

V. Simulation et interprétation

La protection de défaut devrait limiter le courant de court-circuit imposé par le défaut. On s'attend à ce que le courant de défaut soit limité par les caractéristiques supraconductrices du circuit, en faisant transiter le matériau de son état supraconducteur à son état normal. La Fig.5 montre le circuit proposé pour la simulation u défaut dans lequel est introduit un limiteur de courant supraconducteur type inductive emprunté au logiciel MATLAB/SIMULINK [7,8].

a) Exemple de conception

On considère un transformateur placé comme la figure suivante Fig .5

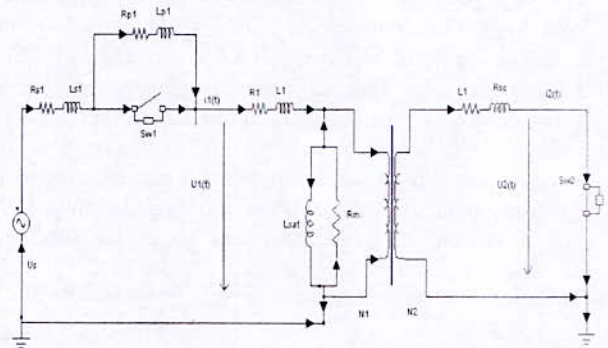


Figure 5: Circuit du principe de fonctionnement du limiteur de courant supraconducteur.

D'après les lois de Kirchoff :

$$R_{p1} I_1 + \frac{d\Phi_1(I_1)}{dt} + \frac{d\Phi_{12}(I_2)}{dt} = U_0 \sin \omega t \quad (4)$$

$$R_2 (I_2, B, T) = \frac{d\Phi_2(I_2)}{dt} + \frac{d\Phi_{21}(I_1)}{dt} = 0 \quad (5)$$

I_1, I_2 : Le courant du primaire et de secondaire respectivement.

R_1 : La résistance du primaire.

R_2 : La résistance du secondaire.

$U_0 \sin \omega t$: La tension délivré par le générateur.

$$R_{10} = R_1 + R_f + R_L \tag{6} \quad I_2 < I_c(T), T < T_c \quad R_{SC}(I_2, T) = 0 \tag{11}$$

R_L : La charge.

$\phi_1(I_1)$: Flux magnétique dans l'enroulement primaire due au passage du courant I_1 .

$\phi_2(I_2)$: Flux magnétique dans l'enroulement secondaire due au passage du courant I_2 .

$\phi_{12}(I_2)$: Flux magnétique dans l'enroulement primaire due au courant secondaire I_2 .

$\phi_{21}(I_1)$: Flux magnétique dans l'enroulement secondaire due au courant primaire I_1 .

On peut écrire (4) et (5) comme suit :

$$R_{10} I_1 + L_1(I_1) \frac{dI_1}{dt} + M_{12}(I_2) \frac{dI_2}{dt} = U_0 \sin \omega t \tag{7}$$

$$R_2 I_2(I_2, B, T) + L_2(I_2) \frac{dI_2}{dt} + M_{21}(I_1) \frac{dI_1}{dt} = 0 \tag{8}$$

Avec :

$$L_1(I_1) = \frac{d\Phi_1(I_1)}{dI_1}, \quad L_2(I_2) = \frac{d\Phi_2(I_2)}{dI_2},$$

$$M_{12}(I_2) = \frac{d\Phi_{12}(I_2)}{dI_2}, \quad M_{21}(I_1) = \frac{d\Phi_{21}(I_1)}{dI_1} \tag{9}$$

Les équations (4), (5), (6), (7) contiennent des termes non linéaires $\Phi_i, \Phi_{ij}, L_j, M_{ij}, (i, j = 1, 2)$ qui dépendent de la caractéristique $B(H)$.

$R_2(I_2, B, T)$: Résistance supraconductrice non linéaire qui dépend de la température T , de l'induction magnétique B , et du courant I .

D'après les calculs On peut donc écrire :

$$R_2(I_2) = R_{2n} \left(\exp \left[\frac{I_{2c} - |I_2|}{\Delta I_2} \right] + 1 \right)^{-1} \tag{10}$$

On peut modéliser un limiteur de courant supraconducteur par un transformateur saturable et une résistance non linéaire R_{SC} avec :

$$I_2 > I_c(T) \quad R_{SC}(I_2, T) = R_{nc} \left(\exp \left[\frac{I_c(T) - |I_2|}{\Delta I_2} \right] + 1 \right)^{-1}$$

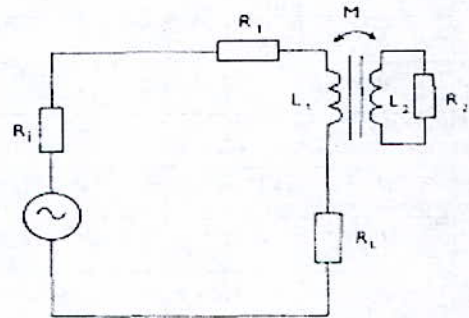


Figure 6: Modèle du circuit équivalent avec limiteur de courant supraconducteur.

Avec :

U_s : La tension de la source.

R_{s1}, L_{s1} : La résistance et l'inductance du générateur.

R_1, R_{nc} : La résistance de l'enroulement primaire et du secondaire du transformateur saturable.

L_1, L_2 : L'inductance de l'enroulement primaire et de secondaire du transformateur saturable.

R_{SC} : Résistance non linéaire définie par (10).

R_m, L_{sat} : Résistance et l'inductance équivalent de la saturation du noyau.

SW_1, SW_2 : Interrupteurs idéals.

Table 1: Les valeurs de ce circuit

Elément	Unité	La valeur
R_{p1}	Ω	500.0
R_{s1}	Ω	0.1
R_1	Ω	5.7
R_2	Ω	0.0
R_{nC}	Ω	0.0012
L_{p1}	H	0.0
L_{s1}	H	0.0
L_1	H	0.2223
L_2	H	$1.4e^{-6}$
N_1	---	343
N_2	---	1
U_s	V	$40/\text{sqrt}(2)$

Dans la Fig.5 montre le circuit proposé pour la simulation du défaut sans limiteur de courant supraconducteur.

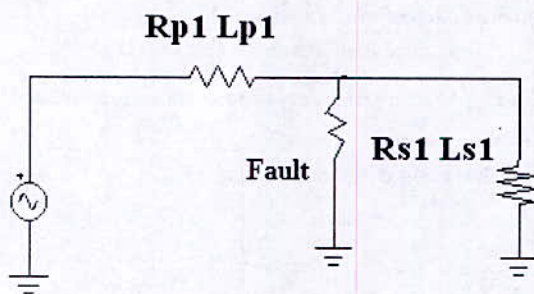


Figure 7: Circuit électrique lors de défaut sans limiteur de courant supraconducteur

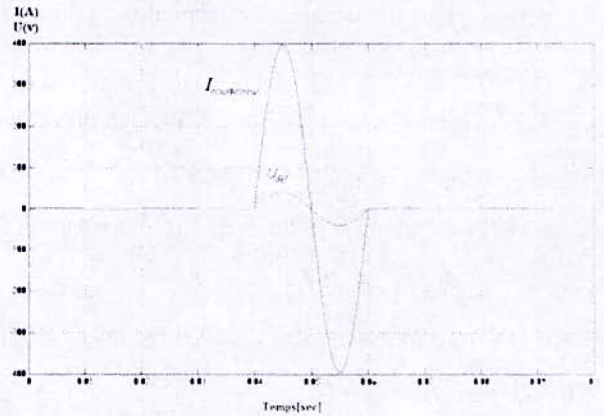


Figure 8: Représentation de l'allure du courant et de tension lors de court-circuit (sans limiteur du courant).

Dans la Fig.6 La forme d'onde du courant et du tension sous forme sinusoïdal avec une valeur de tension de $V_n = 9.39 V$ et de courant $I_n = 21 A$ avant le défaut.

Après l'apparition de défaut Le courant durant le défaut atteint la valeur $400 A$ parce que la résistance 500Ω a été court-circuitée.

$$I_{\text{court - circuit}} = \frac{40}{0.1} = 400 \text{ A}$$

La tension durant le défaut est :

$$U = U_{R_{p1}} + U_{R_{s1}}$$

Et puisque R_{p1} est court circuité on trouve:

$$U_{\text{def}} = U_{R_{s1}} = R_{p1} \cdot 400 = 0,1 \cdot 400 = 40 \text{ V}$$

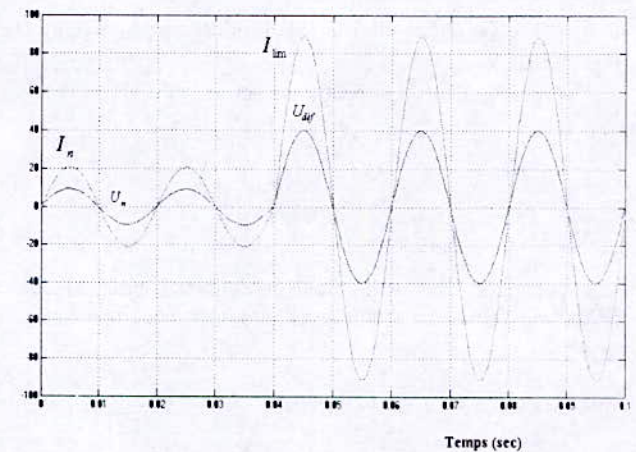


Figure 9: Le courant du secondaire et la tension du primaire avec un limiteur de courant lorsqu'on court-circuite la charge à 41 ms.

Durant défaut avec le limiteur supraconducteur proposé (Après 41ms) Fig.9 :

Le limiteur est dans l'état de fonctionnement on observe que ce dernier limite la surintensité qui apparaît durant le défaut et la valeur du courant est réduite à $I_{lim} = 89.2 A$.

D'après les résultats obtenus on peut dire que Le limiteur de courant proposée est efficace. La valeur du courant de court

$$\text{circuit, } K = \frac{400}{89,2} = 4,48 \text{ Presque quatre fois la valeur du}$$

courant de court circuit donc

$$I_{\text{court - circuit}} = 4,48 I_{lim}$$

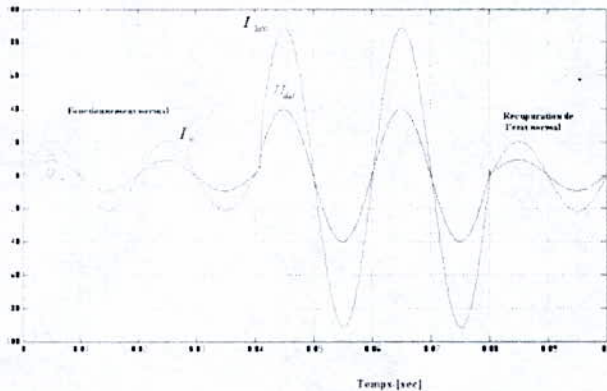


Figure 10: Récupération de l'état.

La Fig.10 montre que d'après l'élimination de défaut le limiteur de courant récupère son état initial il passe de l'état normal vers son état supraconducteur.

Ces résultats montrent qu'il est possible de limiter le courant de court-circuit au courant critique du supraconducteur utilisé, on peut placés ce dernier en différent points de réseau, pour que sécuriseraient et réduiraient les contraintes lors des défaut.

IV. Conclusion

Le limiteur du courant supraconducteur de défaut apparaît comme un dispositif particulièrement intéressant pour les réseaux électriques. Outre les nombreux avantages qu'il apporterait aux réseaux, il permettrait d'améliorer la qualité de distribution de l'énergie électrique.

L'introduire d'un limiteur du courant supraconducteur capable de limiter les courants de court circuit à 4 fois le courant nominal, augmente la marge de sécurité de fonctionnement des réseaux et devrait permettre de ne plus dimensionner les équipements en fonction des courants de

court- circuit.

La présence donc d'un SFCL reste néanmoins nécessaire pour éliminer et isoler les zones de défaut, ils doivent être très rapide, et agir en moins de 20ms pour limiter l'énergie dissipée par effet joule dans les composants traversés par le courant de défaut, en particulier dans limiteur et éviter sa destruction par fusion, puisque peuvent atteindre plusieurs centaines de K.

La capacité des matériaux supraconducteur à limiter le courant et prometteuse et varie beaucoup de l'un de l'autre, ce qui offre de vastes champs de recherches à explorer avec l'émergence d'un produit économiquement valable. Ils ont encore tous besoin de progresser, en densité de courant, en homogénéité, en résistivité, et en densité de courant.

L'élément supraconducteur étant alors un organe de détection et de déclenchement d'un processus auxiliaire de limitation.

REFERENCES

- [1] M.Majoros, L.Jansak, "Transient Analysis of HTc Inductive Fault Current Limiter".IEEE, Vol.7, NO.2, JUNE 1997.
- [2] M.Victor, S.Vladimir "High -Tc superconducting inductive current limiter for 1Kv /25A performance" IEEE. Vol 5, PP 1044-1046, june1995.
- [3] Chanjoo C.Tan and peter D.Evans. "A variation of impedance of high-Tc Superconducting fault current limiter with open core". IEEE transactions on Applied Superconductivity. Vol 12, No 1,Mrach2 002.
- [4] J. Langston, M. Steurer, S. Woodruff, T. Baldwin, and J. tang." Generic Real-timer computer Simulation model for superconducting fault current limiters and its application in system protection studies". IEEE Transactions on applied superconductivity, Vol, 15.No 2, June 2005.
- [5] G. Karady "Concept of a combined short circuit limiter and series compensators". IEEE Transactions on Power Delivery .Vol6. No3 July 1991.
- [6] S.Vladimir, M. Victor "Study of the quench conditions in superconducting current limiters" .IEEE. Vol 1, PP 2110-2113, Mars 2001.
- [7] Yew C. Tan and Peter D. Evan "Quenching behaviours of superconductors in an inductive fault current limiter". IEEE Transactions on applied superconductivity, Vol, 11.No 2, March 2001.
- [8] G. Zhang, Z. Wang "The improved Magnetic Shield Type High Tc Superconducting Fault Current Limiter and Transient Characteristic Simulation".IEEE, Vol.13, NO.2, JUNE 2003.

Index des auteurs

Auteurs	Pages
A. Abdelali	119
B.Akkal	152
A. Ales	141
N. Aounallah	62
K. Arzag	81
Z. Azzouz	02, 09, 81
T. Bahi	169
H. Belila	35, 75, 87, 93
F. Tahar Belkacem	69, 111, 141
S. Belkhiat	174
Z.Benamara	152
AH. Bendakir	35, 75
A. Bendaoud	57
M.Bensetti	111
S. Bensiammar	14, 35
A. Boubakeur	02, 20
N. Boudjerda	127, 134
A. Boudouda	127
L. Boufenneche	75
A. Boukadoum	169
A.Boutar	69
M. Bouziani	62
A.Chahmi	24
M. Chouki	14, 87, 93, 105, 163
M. Djennah	111
K. El khamlichi Drissi	14, 99, 105, 127, 134, 163
S. Fahas	146
B. Ghemri	81
A. Gourbi	57
K. Habri	09

F. Hafsaoui	14, 87, 93, 105
B. Harrat	99
H. Harrat	14, 93, 105, 163
B. Hechelef	30
S. Kaouche	163
R. Kattan	02, 20
K. Kerroum	14, 99, 105, 127, 134, 163
S. Khedimallah	75
M. Laissaoui	75
M. Laour	69
M. Lefouili	99
M. Loboda	157
D. Mahi	119
R. Marciniak	157
B. Mazari	111, 141
M. Melit	127, 134
F. Memmi	51
H. Miloudi	57
M. Miloudi	57
A. Mimouni	09, 81
L. Mokhnache	02, 20
H. Moulai	41
D. Moussaoui	69, 111, 141
N. M'ziou	02, 20
B. Nekhoul	14, 87, 99, 105, 127, 134, 163
S. Oudina	169
R. Oussaïd	47, 51
M. Rezki	152
T. Ruibah	35
L. Sabah	174
R. Tahmi	146
I. Zeghouane	47
A. Ziani	41

Achevé d'imprimer sur les presses de l'imprimerie Houma

34, lotissement la Bruyère Bouzaréah- ALGER

Tél : (021) 94.19.36 / (021) 94.41.19

Fax : (021) 94.17.75 / (021) 79.91.84

www.editionshouma.com

email: Info@editionshouma.com

1^{ère} Conférence Nationale sur la Compatibilité Electromagnétique



Sponsors de la Conférence

Laboratoire de Génie Physique de l'Université Ibn Khaldoun de Tiaret



Laboratoire de Recherche en Electrotechnique



Engineering & Scientific Laboratory Instruments

