



**METHODE DE CALCUL DE LA PROPAGATION DE
SIGNAUX MAGNETIQUES IMPULSIONNELS DANS L'EAU
DE MER : L'ANALYSE D'IMPULSIONS SYNTHETIQUES
PAR L'ASSOCIATION FOURIER-MAXWELL**

Georges SALVINI , Françoise BRIOLLE

F. BRIOLLE: CTSN/DLSM, Division Acoustique
83 Le Brusac

G. SALVINI: LAGMA
1, Bd. des Alliés, 13830 Roquefort-la-Bédoule

RÉSUMÉ

On propose une méthode de calcul des signaux magnétiques impulsionnels se propageant dans l'eau de mer. A l'émission on synthétise une impulsion composée d'une partie active, formée par la somme de sinusoides indépendantes quelconques, modulée par une enveloppe rectangulaire obtenue par synthèse de Fourier. Chaque composante spectrale de ce signal est ensuite traitée par la solution harmonique des équations de Maxwell dans l'eau de mer, mémorisée, puis toutes sont sommées pour donner le signal au point r, θ de l'espace dans lequel est supposé rayonner le dipôle émetteur.

ABSTRACT

In this paper, a method of computation of underwater magnetic impulse signals is proposed. The transmitting is synthesized with a pulse composed by the addition of independent sinusoids modulated with a rectangular envelope from Fourier series. Each spectral component of this signal is treated as an harmonic solution of Maxwell equations. The whole sum of those solutions give the signal at the point r, θ of the space where is supposed existing the radiation of the transmitting dipole.

1 Ce qui est connu : la propagation d'un signal à bande étroite. L'eau de mer est considérée comme un système identifié par les paramètres ε, μ, σ de la propagation d'une onde sinusoidale électromagnétique modélisée par les solutions harmoniques des équations de Maxwell.

Ce qui est plus difficile à connaître : la propagation d'un signal large bande. Une impulsion électromagnétique de courte durée, donc de spectre large, est émise par un dipôle dans l'eau de mer. La composante magnétique se propage et induit sur un capteur un signal électrique que l'on se propose de calculer.

La résolution des équations de Maxwell en régime transitoire non sinusoidal se heurte à des difficultés analytiques d'autant plus grandes que la modélisation même d'un signal impulsionnel n'est pas de forme simple.

La solution proposée consiste à utiliser une impulsion synthétique formée par l'addition de composantes sinusoidales indépendantes, pour la

partie active du signal, elles mêmes sommées à des composantes calculées selon une série de Fourier pour l'enveloppe du signal. Chaque composante, définie par son amplitude, sa fréquence et sa phase est ensuite introduite dans la solution harmonique des équations de Maxwell relative à la composante magnétique produite par le dipôle aux coordonnées r, θ de l'espace, avec prise en compte de la dispersion, du déphasage et de l'absorption. Le calcul est effectué pour chaque composante et mémorisé. On termine par la sommation de l'ensemble des résultats pour synthétiser le signal électrique au niveau du capteur.

Cette procédure est applicable à un signal impulsionnel quelconque: si l'on peut en faire l'analyse spectrale il suffit de traiter chaque composante comme précédemment.

2 Signal à l'émission.

Il se compose donc de la partie active $\sum_k \sin \omega_k t$ où k désigne le numéro de la sinusoides utilisée. Cette somme est modulée par un signal

rectangulaire de type série de Fourier pour donner le signal synthétisé :

$$v = V \frac{\tau}{T} \left[1 + 2 \sum_n \frac{\sin n\pi \frac{\tau}{T}}{n\pi \frac{\tau}{T}} \cos \omega_n t \right] \sum_k \sin \omega_k t$$

où V est l'amplitude de l'impulsion rectangulaire, τ sa durée, T la période du fondamental, n le rang de l'harmonique. Le signal de rang k n s'écrit :

$$v_{kn} = V \frac{\tau}{T} \left[\sin \omega_k t + A_n (\sin(\omega_k + \omega_n)t + \sin(\omega_k - \omega_n)t) \right]$$

expression qui fait apparaître trois composantes

pour le rang k n , avec $A_n = \frac{\sin n\pi \frac{\tau}{T}}{n\pi \frac{\tau}{T}}$.

3 Signal à la réception.

Après traversée de la distance r dans le milieu marin, les solutions harmoniques des équations de Maxwell précisent l'induction magnétique produite par chacune de ces composantes selon la disposition géométrique indiquée sur la figure 1. L'essentiel de ces équations a déjà été évoqué dans nos précédents articles (1). Dans l'hypothèse où le capteur rectiligne est placé dans le plan du dipôle émetteur, on est conduit, pour le signal disponible sur ce capteur, à l'équation suivante pour la composante de rang k n :

$$B_c(t) = \frac{\mu_0 M}{4\pi r^3} \left((2 \cos^2 \theta \cdot f_1(r, \alpha) \sin(\omega t + \varphi_1) - \sin^2 \theta \cdot f_2(r, \alpha) \sin(\omega t + \varphi_2)) \cos c + (2 \sin \theta \cos \theta \cdot f_1(r, \alpha) \sin(\omega t + \varphi_1) + \sin \theta \cos \theta \cdot f_2(r, \alpha) \sin(\omega t + \varphi_2)) \sin c \right)$$

où μ_0 est la perméabilité magnétique du milieu, M le moment magnétique de l'émetteur. La pulsation ω prend successivement les valeurs :

$$\omega_k, \omega_k + \omega_n, \omega_k - \omega_n.$$

Les fonctions $f_1(r, \alpha)$ et $f_2(r, \alpha)$ traduisent les effets de la propagation sur les composantes radiale Br et tangentielle $B\theta$ de l'induction pour la fréquence F au plan de l'absorption et de la dispersion. Les termes φ_1 et φ_2 expriment, quant à eux, les déphasages subis par ces mêmes composantes du fait de la même propagation. On

rappelle ici les relations établies par l'analyse des solutions harmoniques :

$$f_1(r, \alpha) = (1 + 2\alpha r + 2\alpha^2 r^2)^{1/2} e^{-\alpha r}$$

$$f_2(r, \alpha) = (1 + 2\alpha r + 2\alpha^2 r^2 + 4\alpha^3 r^3 + 4\alpha^4 r^4)^{1/2} e^{-\alpha r}$$

$$\varphi_1 = \text{Arctg} \frac{\alpha r}{1 + \alpha r} \quad \varphi_2 = \text{Arctg} \frac{\alpha r(1 + 2\alpha r)}{1 + \alpha r}$$

où le coefficient d'absorption : $\alpha = 4,19 \cdot 10^{-3} \sqrt{F}$

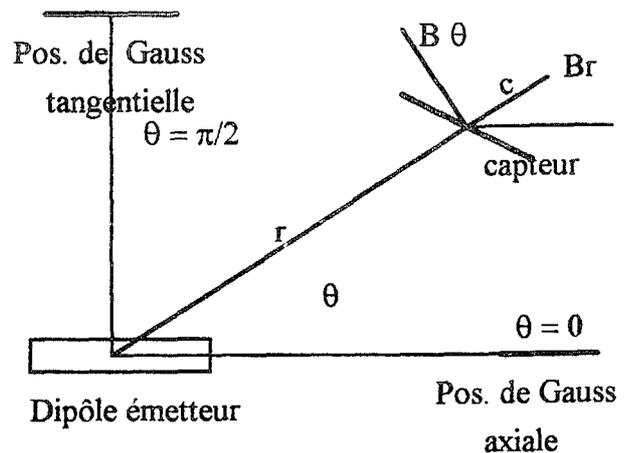


Fig. 1

4 Synoptique du calcul.

La figure 2 résume de façon symbolique la manière dont est organisé le calcul. L'organigramme du programme MUMAR s'inspire de ce synoptique. L'analyse précédente montre que si l'on choisit une synthèse de Fourier à $n = 50$ composantes pour l'enveloppe de l'impulsion et $k = 5$ sinusoïdes, il y a lieu d'effectuer le calcul numérique de $3 \times 50 \times 5 = 750$ éléments temporels à l'émission et autant à la réception pour avoir une idée de la forme des signaux électriques délivrés par le capteur au point r, θ de l'espace.

5 Quelques exemples de résultats sont donnés sur la planche de figures 3. Le signal calculé à 1 mètre sert de référence d'émission. La bande des fréquences utilisées dans la synthèse est comprise entre 0 et 15 Hz.

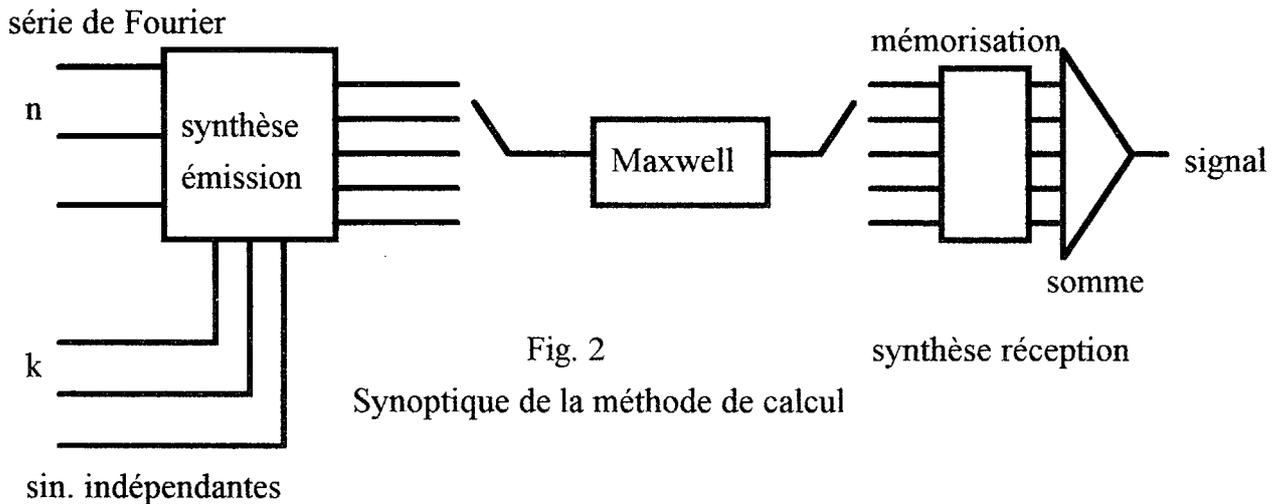
6 Conclusion.

Ces résultats théoriques montrent :

1) les effets de la dispersion et de l'absorption. L'émission, faite à large bande, donne une réception à bande rétrécie: il y a élargissement du signal temporel dont le spectre se concentre vers les basses fréquences, phénomène bien connu en régime purement sinusoïdal;

2) que la position de Gauss tangentielle $B\theta$ donne un signal plus important que B_r sur l'axe du dipôle émetteur. On estime un gain "équivalent" de 250 mètres dans la bande 0-10 Hz. Cette position $B\theta$ serait donc plus favorable que B_r pour la transmission de signaux impulsionnels.

3) que l'absorption est importante. Une impulsion, dont la synthèse est centrée sur 10 Hz, est atténuée environ dans le rapport $2 \cdot 10^{-9}$ après avoir parcouru 500 mètres.



Bibliographie.

[1] Méthode de calcul de l'induction magnétique rayonnée par un émetteur dipolaire en régime alternatif dans l'eau de mer: l'incrémentation aléatoire. G. SALVINI, 13ème Colloque sur le Traitement du Signal, GRETSI, Juan-les-Pins, 16 septembre 1991, p. 369-372.

Théorie de l'inversion des positions de Gauss dans le rayonnement alternatif du dipôle magnétique dans l'eau de mer. G SALVINI, 14ème Colloque sur le Traitement du Signal, GRETSI, Juan-les-Pins, 13 septembre 1993, p. 1391-1394.

[2] Engineering Electromagnetics,
W. H. HAYT Jr., Mc Graw-Hill.

[3] Champs et ondes électromagnétiques,
P. Lorrain, D.R. Corson, A. Colin.

[4] Précis d'électromagnétisme théorique,
P. Poincelot, Dunod.

[5] The Theory of Electromagnetism,
D.S. Jones, Pergamon Press.

[6] Théorie du champ,
L. Landau, E. Lifchitz, Ed. Mir.



Quelques exemples de résultats :

Fig. 3

