Méthode de domaines fictifs s'appuyant sur une formulation de type Galerkin discontinu.

A. Bouquet[2] C. Dedeban[2] S. Piperno[1]

[1]INRIA, projet CAIMAN, 2004 Route des Lucioles, BP 93
06902 Sophia Antipolis Cedex, France
[2] France Telecom Recherche et Developpement, Fort de la tête de Chien,
06320 La Turbie, France

Séminaire croisé INRIA
28 Mars 2007

Plan

- Objectifs
- Méthodes de type Galerkin discontinu pour les équations de Maxwell en domaine temporel
  - Formulation
  - Traitement des motifs métalliques
  - Stabilité du schéma
  - Choix des fonctions de base
  - Etude de dispersion
  - Conditions aux limites absorbantes
  - Etude de structures planaires
- Methode des domaines fictifs
  - Principe
  - Formulation
  - Propriétés
  - Couplage avec la méthode Galerkin discontinu
- Conclusion et perspectives

Objectif

- Objectif général: développer une methode de domaines fictifs couplée avec une méthode type élément finis discontinus dans le domaine temporel afin d'utiliser des maillages localement non-conformes pour les zones très inhomogènes.

Schéma Galerkin Discontinu

Equations de Maxwell:

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \vec{D}}{\partial t} - rot\vec{H} + \vec{j} & = & 0 \\ \dfrac{\partial \vec{B}}{\partial t} + rot\vec{E} & = & 0 \\ div\vec{D} - \rho & = & 0 \\ div\vec{B} & = & 0 \end{cases}$$

où $\vec{D}$, $\vec{E}$, $\vec{B}$, $\vec{H}$ sont respectivement l'induction et le champ électrique, l'induction et le champ magnétique, avec

$$\begin{array}{rcl} \vec{D} & = & \varepsilon(x)\vec{E} \\ \vec{B} & = & \mu(x)\vec{H} \end{array}$$

$\varepsilon(x)$ la permittivité électrique, $\mu(x)$ la perméabilité magnétique.

$\vec{j}$ la densité de courant électrique et ρ la densité de charge volumique.

Schéma Galerkin discontinu

Notations:

- $\mathcal{T}_i$ un polyèdre de $\mathbb{R}^3$
- $a_{ik} = \mathcal{T}_i \cap \mathcal{T}_k$ face séparant les cellules $\mathcal{T}_i$ et $\mathcal{T}_k$.
- $\vec{n}_{ik}$ la normale unitaire orientée de $\mathcal{T}_i$ vers $\mathcal{T}_k$.
- $\mathcal{V}_i$ l'ensemble des cellules voisines de $\mathcal{T}_i$.
- ε_i et μ_i les valeurs moyennes de ε et μ sur $\mathcal{T}_i$.

Schéma Galerkin discontinu

Discrétisation en espace (1/3):

- Représentation locale des champs dans chaque cellule $\mathcal{T}_i$
  - Un espace vectoriel de dimension d_i
  - Un ensemble de fonctions de bases vectorielles φ_{ij}, $1 \leq j \leq d_i$.

$$\vec{E} \simeq \sum_i \vec{E}_i = \sum_i \sum_{1 \leq j \leq d_i} E_{ij} \vec{\varphi}_{ij}, \ \vec{H} \simeq \sum_i \vec{H}_i = \sum_i \sum_{1 \leq j \leq d_i} H_{ij} \vec{\varphi}_{ij}$$

- Les fonctions de base n'assurent aucune continuité d'un élément à l'autre
- Formulation faible des équations de Maxwell dans chaque élément

$$\int_{\mathcal{T}_i} \varepsilon_i \frac{\partial \vec{E}_i}{\partial t} \cdot \vec{\varphi}_{ij} = \int_{\mathcal{T}_i} (\vec{rot} \vec{H}_i - \vec{j}) \cdot \vec{\varphi}_{ij}, \ \int_{\mathcal{T}_i} \mu_i \frac{\partial \vec{H}_i}{\partial t} \cdot \vec{\varphi}_{ij} = - \int_{\mathcal{T}_i} \vec{rot} \vec{E}_i \cdot \vec{\varphi}_{ij}$$

Schéma Galerkin discontinu

Discrétisation en espace (2/3):

- $\vec{rot}(\vec{X}) \cdot \vec{\Phi} = \vec{rot}(\vec{\Phi}) \cdot \vec{X} - div(\vec{\Phi} \times \vec{X})$

$$\begin{aligned}
\int_{\mathcal{T}_i} \varepsilon_i \frac{\partial \vec{E}_i}{\partial t} \cdot \vec{\varphi}_{ij} &= \int_{\mathcal{T}_i} \vec{rot}\vec{\varphi}_{ij} \cdot \vec{H} - \int_{\mathcal{T}_i} \vec{j} \cdot \vec{\varphi}_{ij} - \int_{\partial \mathcal{T}_i} (\vec{\varphi}_{ij} \times \vec{H}) \cdot \vec{n} \\
\int_{\mathcal{T}_i} \mu_i \frac{\partial \vec{H}_i}{\partial t} \cdot \vec{\varphi}_{ij} &= -\int_{\mathcal{T}_i} \vec{rot}\vec{\varphi}_{ij} \cdot \vec{E} + \int_{\partial \mathcal{T}_i} (\vec{\varphi}_{ij} \times \vec{E}) \cdot \vec{n}
\end{aligned}$$

- Sur chaque interface a_{ik}, les valeurs des champs sont à définir $\Rightarrow$ utilisation d'une approximation centrée des flux aux interfaces:

$$k \in \mathcal{V}_i, \forall x \in F_{ik}, \vec{E}(x) = \frac{\vec{E}_i(x) + \vec{E}_k(x)}{2}, \ \vec{H}(x) = \frac{\vec{H}_i(x) + \vec{H}_k(x)}{2}$$

Schéma Galerkin discontinu

Discrétisation en espace (3/3):

On obtient alors le système semi-discret

$$
\left\{
\begin{array}{rcl}
(\varepsilon_i M_i \dfrac{\partial \vec{E}_i}{\partial t})_j & = & \displaystyle\int_{\mathcal{T}_i} \vec{rot} \vec{\varphi}_{ij} \cdot \vec{H} - \int_{\mathcal{T}_i} \vec{j} \cdot \vec{\varphi}_{ij} - \sum_{k \in \mathcal{V}_i} \int_{a_{ik}} (\vec{\varphi}_{ij} \times \frac{\vec{H}_i + \vec{H}_k}{2}) \cdot \vec{n}_{ik} \\[2ex]
(\mu_i M_i \dfrac{\partial \vec{H}_i}{\partial t})_j & = & \displaystyle -\int_{\mathcal{T}_i} \vec{rot} \vec{\varphi}_{ij} \cdot \vec{E} + \sum_{k \in \mathcal{V}_i} \int_{a_{ik}} (\vec{\varphi}_{ij} \times \frac{\vec{E}_i + \vec{E}_k}{2}) \cdot \vec{n}_{ik}
\end{array}
\right.
$$

où M_i est la matrice de masse locale associée à la cellule $\mathcal{T}_i$

$$(M_i)_{jk} = \int_{V_i} \vec{\varphi}_{ij} \vec{\varphi}_{ik}$$

Schéma Galerkin Discontinu

Discrétisation temporelle

- Schéma saute mouton d'ordre 2
- Pas de temps fixe Δt
  $\Rightarrow \vec{E}$ approché aux instants $t^n = n\Delta t$
  $\Rightarrow \vec{H}$ approché aux instants $t^{n+1/2} = (n+1/2)\Delta t$
- Schéma explicite (matrice de masse locale à inverser)

$$\left\{ \begin{array}{l} (\varepsilon_i M_i \dfrac{\vec{E}_i^{n+1} - \vec{E}_i^n}{\partial t})_j = \displaystyle\int_{\mathcal{T}_i} \vec{rot}\vec{\varphi}_{ij} \cdot \vec{H}^{n+1/2} - \int_{\mathcal{T}_i} \vec{j}^{n+1/2} \cdot \vec{\varphi}_{ij} - \sum_{k \in \mathcal{V}_i} \int_{a_{ik}} (\vec{\varphi}_{ij} \times \dfrac{\vec{H}_i^{n+1/2} + \vec{H}_k^{n+1/2}}{2}) \cdot \vec{n}_{ik} \\ \\ (\mu_i M_i \dfrac{\vec{H}_i^{n+3/2} + \vec{H}_i^{n+1/2}}{\partial t}) = - \displaystyle\int_{\mathcal{T}_i} \vec{rot}\vec{\varphi}_{ij} \cdot \vec{E}^{n+1} + \sum_{k \in \mathcal{V}_i} \int_{F_{ik}} (\vec{\varphi}_{ij} \times \dfrac{\vec{E}_i^{n+1} + \vec{E}_k^{n+1}}{2}) \cdot \vec{n}_{ik} \end{array} \right.$$

Schéma Galerkin Discontinu

Traitement des motifs métalliques

Porté par les interfaces a_{ik} du maillage respectant les propriétés physiques:

- Nullité de la trace tangentielle de $\vec{E}$ sur a_{ik}
- Discontinuité de la trace tangentielle de $\vec{H}$ sur a_{ik}

Pour toute face métallique a_{ik}, on utilise les relations:

$$\forall x \in a_{ik}, \left\{ \begin{array}{l} \vec{E}_i(x) = -\vec{E}_k(x), \\ \vec{H}_i(x) = \vec{H}_k(x) \end{array} \right. \tag{1}$$

Schéma Galerkin Discontinu

Stabilité du schéma(L.Fezoui et al., 2005)
On définit une énergie électromagnétique discrète $\mathbb{E}^n$ au temps $n\Delta t$:

$$\mathbb{E}^n = \sum_i \frac{1}{2} \int_{\mathcal{T}_i} ({}^t\vec{E}_i^n \bar{\bar{\varepsilon}} \vec{E}_i^n + {}^t\, \vec{H}_i^{n-1/2} \bar{\bar{\mu}} \vec{H}_i^{n+1/2})$$

- $\mathbb{E}^n$ exactement conservée

$\Rightarrow$schéma non diffusif

- $\mathbb{E}^n$ est une forme quadratique définie positive de $\vec{E}_i^n$ et $\vec{H}_i^{n-1/2}$, sous une condition de type CFL sur Δt

$\Rightarrow$Stabilité du schéma

Schéma Galerkin Discontinu

Choix des fonctions de base:

Pour chaque cellule V_i d'un maillage cubique, nous choisissons l'espace des éléments finis de plus bas degré de Nédélec pour $H(\vec{rot})$ pour représenter $\vec{E}$ et $\vec{H}$.

- Fonctions de bases identiques pour $\vec{E}$ et $\vec{H}$
- Champs approchés par des fonctions de bases linéaires
- Soit l'espace $\mathbb{Q}_1^{div} = \{\vec{F} = (F_x, F_y, F_z),\ F_x \in Q_{0,1,1},\ F_y \in Q_{1,0,1},\ F_z \in Q_{1,1,0}\}$ dans lequel le champ s'écrit ($\vec{F} = \vec{E}$ ou $\vec{H}$)

$$\left\{ \begin{array}{rcl} F_x(x,y,z) & = & \alpha_1 + \alpha_2 y + \alpha_3 z + \alpha_4 yz \\ F_y(x,y,z) & = & \beta_1 + \beta_2 x + \beta_3 z + \beta_4 xz \\ F_z(x,y,z) & = & \gamma_1 + \gamma_2 x + \gamma_3 y + \gamma_3 xy \end{array} \right.$$

  $\Rightarrow$ Champ à divergence nulle dans chaque cellule

- Fonctions de base polynomiales de $\mathbb{Q}_1^{div}$

$$\begin{array}{llll} \vec{\varphi}_{i,1} = (1-y)(1-z)\vec{e}_x & \vec{\varphi}_{i,2} = z(1-y)\vec{e}_x & \vec{\varphi}_{i,3} = y(1-z)\vec{e}_x & \vec{\varphi}_{i,4} = yz\vec{e}_x \\ \vec{\varphi}_{i,5} = (1-z)(1-x)\vec{e}_y & \vec{\varphi}_{i,6} = x(1-z)\vec{e}_y & \vec{\varphi}_{i,7} = z(1-x)\vec{e}_y & \vec{\varphi}_{i,8} = zx\vec{e}_y \\ \vec{\varphi}_{i,9} = (1-x)(1-y)\vec{e}_z & \vec{\varphi}_{i,10} = y(1-x)\vec{e}_z & \vec{\varphi}_{i,11} = x(1-y)\vec{e}_z & \vec{\varphi}_{i,12} = xy\vec{e}_z \end{array}$$

Schéma Galerkin Discontinu

Erreur de dispersion $\mathbb{Q}_1^{div}$ sur un maillage cubique

- Relation de dispersion en continu

$$\omega_{ex}^2 = |\vec{k}|^2 C^2$$

ω_{ex} la pulsation, $\vec{k}$ le vecteur d'onde, C la vitesse des ondes.

- Relation de dispersion discrète: Elle dépend de la direction du vecteur d'onde $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$ considéré:
  - Si $\vec{k}$ est tel que $|\vec{k}| = 3k_x,\ 3k_y$ ou $3k_z$, l'erreur de dispersion est d'ordre 1

$$\omega^2/\omega_{ex}^2 = 1 \pm 2\sqrt{|\frac{W'(\vec{k})}{U(\vec{k})}|}|\vec{k}|h + \frac{\omega_{ex}^2 \Delta t^2}{12} + O(|k|^2 h^2, \omega_{ex}^3 \Delta t^3)$$

  - sinon, l'erreur de dispersion est d'ordre 2

$$\omega^2/\omega_{ex}^2 = 1 - 2\frac{W'(\vec{k})}{V(\vec{k})}|\vec{k}|^2 h^2 + \frac{\omega_{ex}^2 \Delta t^2}{12} + O(|k|^3 h^3, \omega_{ex}^3 \Delta t^3)$$

$W'(\vec{k})$, $V(\vec{k})$ et $U(\vec{k})$ sont des fonctions du vecteur d'onde $\vec{k} = (k_x, k_y, k_z)$.

Erreur de dispersion

Etude de quelques ondes particulières ($h = \lambda/12$)

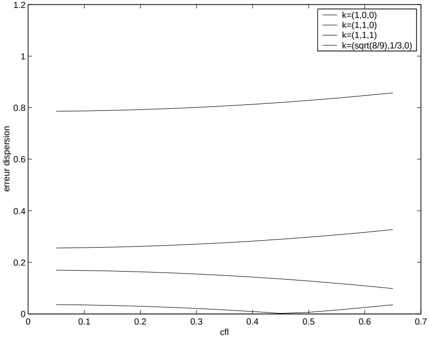


schéma DGTD

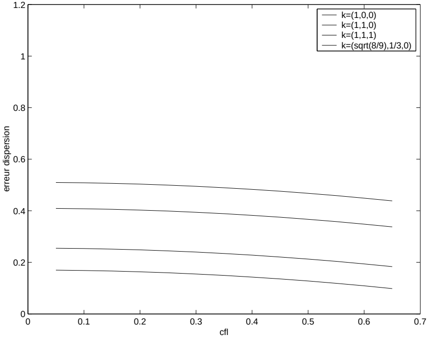


schéma Yee

Schéma Galerkin Discontinu

Conditions aux limites: Parois absorbantes

Introduction d'un milieu à pertes électriques et magnétiques à la périphérie du volume de calcul. Le milieu à perte est entouré de parois metalliques.
Les équations de Maxwell y sont de la forme:

$$\left\{ \begin{array}{rcl} \varepsilon \dfrac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \vec{E} & = & -rot \vec{H} \\[2ex] \mu \dfrac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \sigma^* \vec{H} & = & rot \vec{E} \end{array} \right.$$

Contraintes:

- Pas de reflexions d'ondes lors du changement de domaine
- Coefficient de reflexion nul $\forall$ l'angle d'incidence
- Atténuation progressive de l'amplitude de l'onde dans le milieu à perte

$\Rightarrow$ Utilisation de couches absorbantes parfaitement adaptées de Bérenger (PML)

Schéma Galerkin Discontinu

Conditions aux limites: unsplit PML

Principe: Partir des équations splittées PML de Bérenger et revenir aux équations de Maxwell sans dédoublement des champs avec des variables auxilliaires

$$\begin{cases} \varepsilon \dfrac{\partial \tilde{\vec{E}}}{\partial t} + M\tilde{\vec{E}} + S\vec{P} & = & \vec{rot}\,\tilde{\vec{H}} \\ \dfrac{\partial \vec{P}}{\partial t} + N\vec{P} - \tilde{\vec{E}} & = & 0 \\ \mu \dfrac{\partial \tilde{\vec{H}}}{\partial t} + M\tilde{\vec{H}} + S\vec{Q} & = & -\vec{rot}\,\tilde{\vec{E}} \\ \dfrac{\partial \vec{Q}}{\partial t} + N\vec{Q} - \tilde{\vec{H}} & = & 0 \end{cases}$$

Où les opérateurs M, N, S sont des opérateurs fonctions de $(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z, \sigma_x^*, \sigma_y^*, \sigma_z^*, \mu, \varepsilon)$.
Avec le changement de variable ,

$$\begin{array}{rcl} \tilde{\vec{E}}_\alpha & = & \vec{E}_\alpha + (\sigma_\alpha/\varepsilon)\vec{P}_\alpha \\ \tilde{\vec{H}}_\alpha & = & \vec{H}_\alpha + (\sigma_\alpha^*/\mu)\vec{Q}_\alpha, \quad \alpha = x, y, z \end{array}$$

Schéma Galerkin Discontinu

Discrétisation des équations unsplit PML

- Discrétisation en espace: Méthode Galerkin discontinu présentée avec base de fonction $\mathbb{Q}_1^{div}$.
- Discrétisation temporelle: Méthode de differentiation exponentielle.

$\Rightarrow$ On obtient un système hyperbolique bien posé dont les caractéristiques de la matrice source assurent la stabilité du sytème.

Schéma Galerkin Discontinu, Unsplit PML: Tests numériques

Propagation d'un dipôle électrique dans le vide

- Fréquence centrale du dipôle: $1GHz$
- Position du dipôle: centre du domaine.
- Pas d'espace: 15 points par longueur d'ondes
- Dimension du domaine: $3.5\lambda \times 3.5\lambda \times 3.5\lambda$
- Nombre de couche PML: 5

Schéma Galerkin Discontinu, Unsplit PML: Tests numériques

Propagation d'un dipôle électrique dans le vide

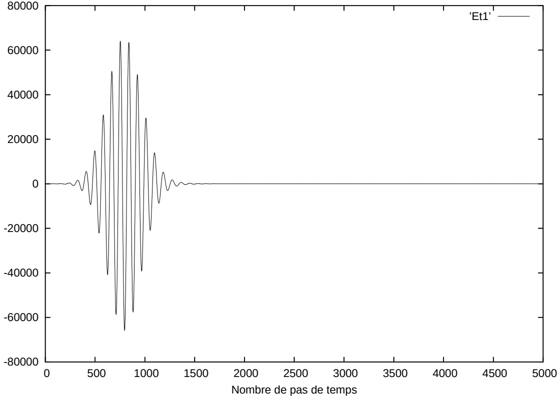


Figure: Evolution temporelle de E_z au centre du domaine de calcul

Schéma Galerkin Discontinu, Unsplit PML: Tests numériques

Propagation d'un dipôle électrique dans le vide

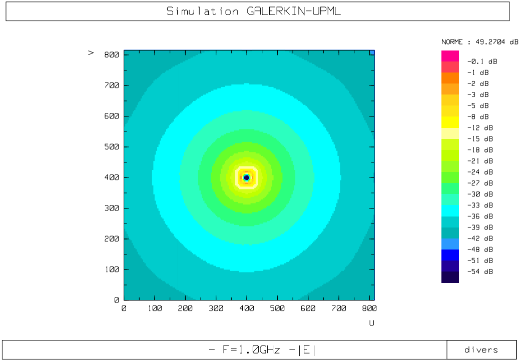


Figure: Coupe fréquencielle à $1GHz$ du champ électrique dans le plan Oxy

Schéma Galerkin Discontinu, Unsplit PML: Tests numériques

Propagation d'un dipôle électrique dans le vide

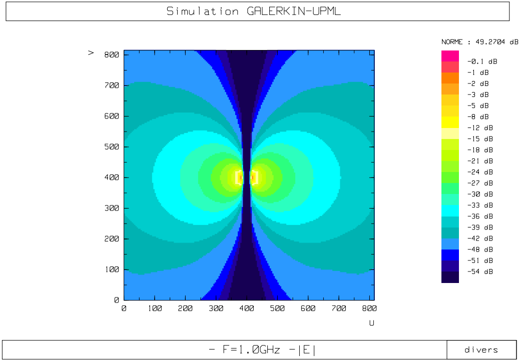
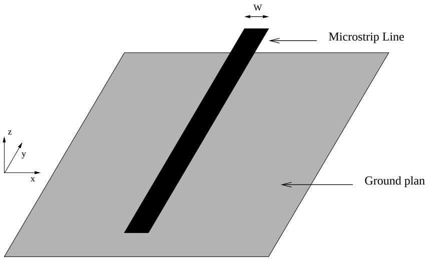


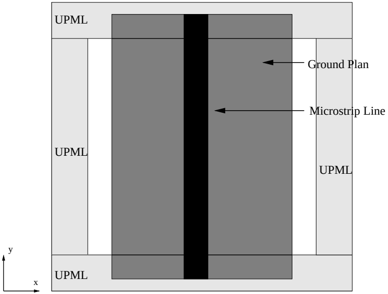
Figure: Coupe fréquencielle à $1GHz$ du champ électrique dans le plan Oyz

ligne microruban infinie:

Nous calculons ici les principales caractéristiques d'une ligne microruban de longueur infinie: constante de propagation $\beta(f)$ et impedance caractéristique Z_c en fonction de la fréquence.



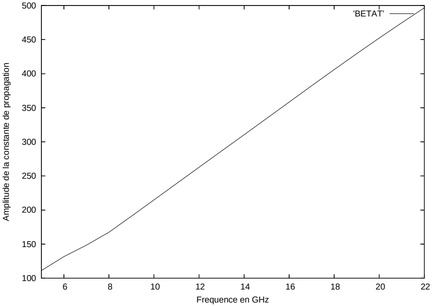
Ligne microruban



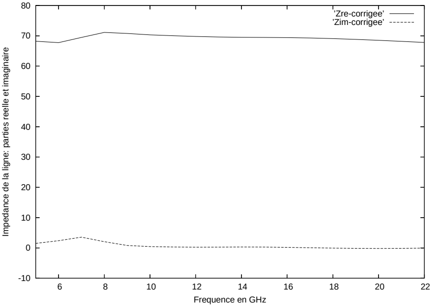
Domaine de calcul

ligne microruban infinie: Resultats

Impedance caractéristique de la ligne: $\left\{ \begin{array}{rcl} Z_{re}^{ref} & = & 68,9\Omega \\ Z_{im}^{ref} & = & 0\Omega \end{array} \right.$

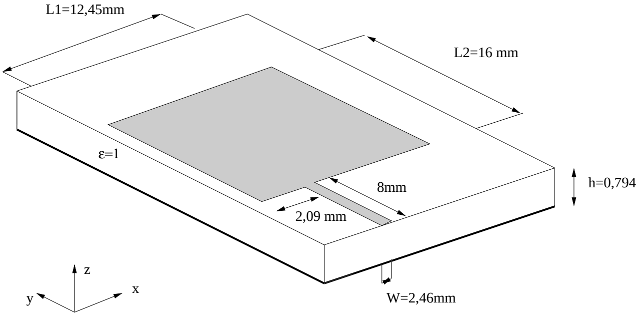


Constante de Propagation $\beta(f)$



Impedance Z_c

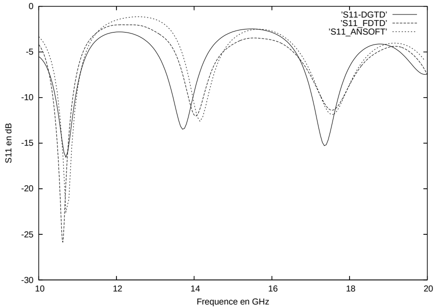
Antenne imprimée rectangulaire: Nous calculons le paramètre S_{11} et le taux d'onde stationnaire (T.O.S.) d'une antenne imprimée rectangulaire avec la méthode DGTD



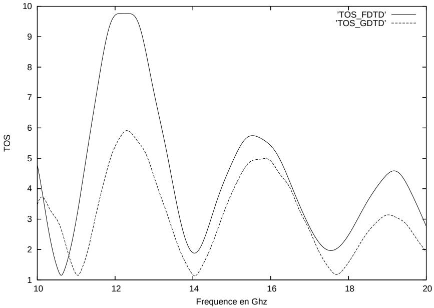
Antenne imprimée rectangulaire

Antenne imprimée rectangulaire: Resultats

Les résultats sont comparés avec ceux obtenus par un logiciel FDTD.



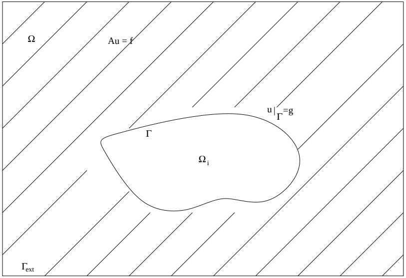
Paramètre S_{11}
de l'antenne

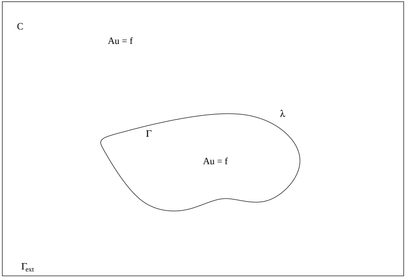


T.O.S.
de l'antenne

Méthode domaines fictifs

Principe





Problème initial $\longrightarrow$ Problème final

Figure: Principe des domaines fictifs

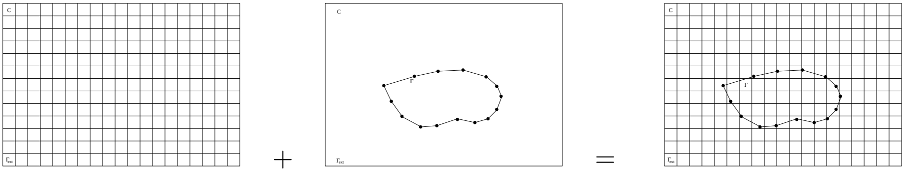
- Etendre la solution à l'intérieur de l'obstacle.
- Introduction d'une nouvelle variable définie sur le bord de l'obstacle: prend en compte la CL de l'obstacle

Méthode domaines fictifs

Principe

2 maillages indépendants:

- Un maillage volumique pour le domaine de calcul: structuré, cubique, uniforme
- Un maillage surfacique pour l'obstacle: triangulaire



maillage volumique | maillage surfacique | maillage domaines fictifs

Figure: Maillage domaines fictifs

Méthode domaines fictifs

Application aux équation de Maxwell

Formulation Domaine fictifs: on cherche $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{j}) \in H(\vec{rot}, \Omega) \times H(\vec{rot}, \Omega) \times H^{-1/2}(div_\Gamma, \Gamma_{obs})$ verifiant:

$$\forall E^* \in H(\vec{rot}, \Omega), \forall H^* \in L^2(\Omega) \forall j^* \in H^{-1/2}(div_\Gamma, \Gamma_{obs})$$

$$\begin{cases} \varepsilon_0 \dfrac{\partial}{\partial t}(\vec{E}, \vec{E}^*) - (\vec{curl}\, \vec{E}^*, \vec{H}) + b(\vec{E}^*, \vec{j}) & = 0 \\ \mu_0 \dfrac{\partial}{\partial t}(\vec{H}, \vec{H}^*) + (\vec{curl}\, \vec{E}, \vec{H}^*) & = 0 \\ b(\vec{E}, \vec{j}^*) & = 0 \\ \vec{E}(t=0) = 0 \text{ and } \vec{H}(t=0) = 0 & \end{cases}$$

où le champ électrique $\vec{E}$ et le courant électrique $\vec{j}$ sont couplés par

$$b(\vec{E}, \vec{j}) = \int_{\Gamma_{obs}} ((\vec{E} \times \vec{n}) \times \vec{n}) \cdot \vec{j} d\gamma$$

Méthode domaines fictifs

Propriétés

- Conservation de l'énergie

$$\frac{d}{dt}\int_{\mathbb{R}_3}(\frac{\varepsilon^2}{2}||\vec{E}(t)||^2 + \frac{\mu^2}{2}||\vec{H}(t)||^2)dx = 0$$

- Stabilité: l'obstacle metallique n'intervient pas dans la condition de stabilité.
- Existence de la solution $(\vec{E}, \vec{H}, \vec{j})$, convergence de la methode: demonstration d'une condition inf-sup uniforme et discrète (via les éléments finis d'arêtes).
  $\Rightarrow$ Relation de comptabilité entre le maillage volumique et le maillage surfacique (Girault, Glowinski)
  $\Rightarrow$ Le plus petit triangle impose la taille de la maille volumique dans tout le domaine.
  $\Rightarrow$ Ressource rédhibitoires pour des problèmes très inhomogènes.
  $\Rightarrow$ Utilisation de sous domaines avec un maillage local basé sur un schéma GD (N. Canouet, 2003)

Méthode domaines fictifs

Discrétisation

- Champs $\vec{E}_h$ et $\vec{H}_h$ discrets: Maillage cubique sans objet metallique

$$\vec{E}_h = \sum_{h \in \mathcal{I}} \sum_{j=1}^{d_h} E_{h,j} \vec{\varphi}_{h,j}$$

$\Rightarrow$ E.F. de Nedelec par éléments

- Courant surfacique discret $\vec{j}_{h'}$: Maillage surfacique triangulaire de l'interface metallique

$$\vec{j}_{h'} = \sum_{l=1}^{n_a} \Phi_l \vec{\chi}_l$$

$\Rightarrow$ E.F. de Raviart-Thomas

- Matrice de couplage entre le champs et le courant électrique:

$$\int_{\Gamma_{h'}} ((\vec{E}_h \times \vec{n}) \times \vec{n}) \cdot \vec{j}_{h'} d\gamma = \sum_{h \in \mathcal{I}} \sum_{l=1}^{n_a} \sum_{j=1}^{d_h} [\int_{\Gamma_{h'}} ((\vec{\varphi}_{h,j} \times \vec{n}) \times \vec{n}) \cdot \vec{\chi}_l d\gamma] E_{h,j} \Phi_l$$

Méthode domaines fictifs

Algorithme de calcul

Chaque pas de temps comprend cinq étapes successives:

- Calcul de $\vec{E}_{GD}$ par le schéma GD dans tout le volume de calcul, métaux compris.

$$\vec{E}_{GD} \times \vec{n} \neq 0$$

- Résolution du problème donnant le courant électrique.

$$\frac{\Delta t}{\varepsilon} B \cdot B^* \dot{j}^{n+1/2} = B \cdot \vec{E}_{GD}^{n+1}$$

- Correction du champ électrique en tenant compte du champ diffracté par l'objet métallique.

$$\vec{E}^{n+1} = \vec{E}_{GD}^{n+1} + \frac{\Delta t}{\varepsilon} B^* \cdot j^{n+1/2}$$

- Calcul de $\vec{H}$ par le schéma GD dans tout le volume de calcul, métaux compris.

Méthode domaines fictifs, Résultats Numériques

Propagation d'un dipôle électrique à proximité d'une plaque métallique

- Fréquence centrale du dipôle: $1GHz$
- Position du dipôle: centre du domaine.
- Pas d'espace volumique: 20 points par longueur d'ondes
- Pas d'espace surfacique: 10 points par longueur d'ondes
- Dimension du domaine: $5\lambda \times 5\lambda \times 5\lambda$
- Nombre de couche PML: 5
- Position de la plaque metallique placé à $5/4\lambda$ du dipôle
    - 1^{er} cas: Parallèle au plan vertical
    - 2^{em} cas: Inclinée de $\theta = 45^\circ$ par rapport au plan vertical

Méthode domaines fictifs, Résultats Numériques

Propagation d'un dipôle électrique à proximité d'une plaque métallique

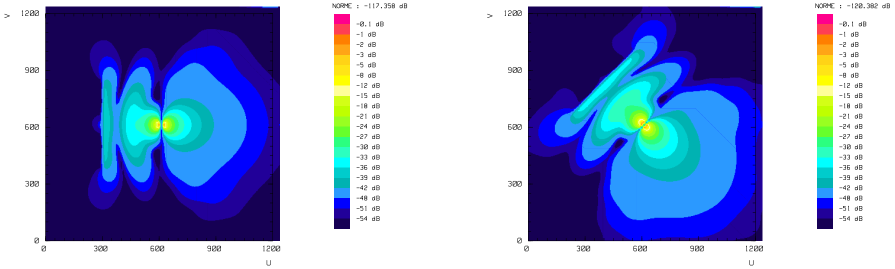


Figure: Coupe fréquencielle à 1GHz du champ électrique dans le plan Oyz

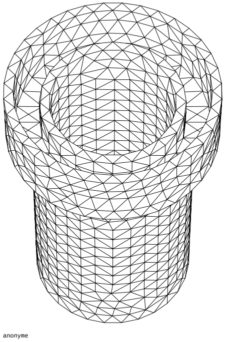
Méthode domaines fictifs, Résultats Numériques

Guide d'onde circulaire

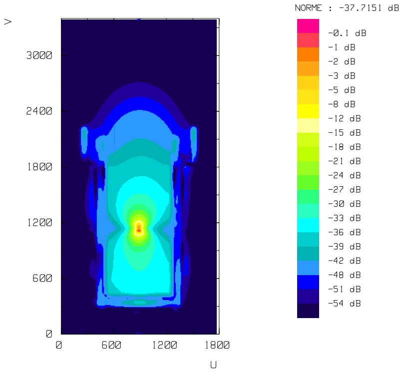
Nous simulons la propagation d'un dipôle électrique localisé à l'intérieur d'un guide d'onde circulaire

- Fréquence centrale du dipôle: $7.5GHz$
- Maillage surfacique en $\lambda/10$
- Maillage volumique en $\lambda/20$

Results



maillage surfacique
du guide d'onde



Champ électrique à 7.5Ghz
dans le guide d'onde

Conclusions, Perspectives

Conclusions

- Schéma Galerkin Discontinu
  - Conserve une énergie discrète
  - Stable
  - Peu dispersif
  - Adapté à l'étude de structures planaires
- Méthode domaines fictifs
  - Avantages du Schéma Galerkin Discontinu sur maillage structuré: schéma explicite, stable, peu dispersif.
  - Avantages des élements finis: bon respect de la géométrie de l'obstacle.
  - Gains d'espaces mémoires et de temps de calculs.

Perspectives

- Utiliser les sous maillages avec les domaines fictifs.
- Introduire une condition sur $\vec{H}$ à la surface de l'obstacle.