Rapport de laboratoire 2

Transmission des ondes électromagnétiques

présenté à

M. Dominique Grenier

matricule	*nom*
910 055 897	Daniel Thibodeau
910 097 879	Francis Valois

Université Laval

16 octobre 2012

Chapitre 1

Laboratoire 1

1.1 Projet 1 : Analyse

L'objectif fondamental de ce laboratoire est de réaliser un programme informatique qui aura pour fonction de calculer numériquement les paramètres d'une ligne microruban. Le premier paramètre à trouver est l'impédance caractéristique de ligne : $\overline{Z_0}$. Le second paramètre à déterminer est la vitesse de propagation v_p.

On cherche à identifier les concepts de base théoriques utiles à ce laboratoire, soit :

- la version numérique de l'intégrale de Gauss nécessaire pour obtenir les capacitances $\mathcal{C}$ et $\mathcal{C}_0$;
- l'obtention de Z_0 et v_p en mode quasi-TEM.

1.1.1 Passage de l'analytique au numérique

Les équations de Maxwell permettent, à partir d'une distribution de potentiel qui possède une géométrie simple et d'une distribution du champ électrique associé ($\overline{E}$), de déterminer la charge emmagasinée dans une distribution donnée. On observe que le champ électrique d'une distribution est lié au potentiel électrique de la manière suivante :

$$\vec{E}(x,y) = -\nabla V(x,y) \tag{1.1}$$

Aussi, on sait que la charge électrique dans un milieu donné s'exprime comme :

$$Q = \oint_S \epsilon \vec{E} \cdot dS \tag{1.2}$$

En combinant les deux expressions précédentes, on obtient :

$$Q = \oint_S \epsilon - \nabla V(x,y) \cdot dS \tag{1.3}$$

On note tout de suite que tout dépendant de l'orientation des surfaces respectives, l'intégrale deviendra rapidement infaisable à la main, dumoins dans un labs de temps court. Il va se soit qu'il est possible d'exprimer ce calcul sous la forme de somme discrète (ce qu'est en fait une intégrale) et qu'en minimisant les distances successives d'évaluation, on obtiendra une évaluation de plus en plus précise. On peut penser à une somme de Riemann classique, dans laquelle si on diminuait le pas entre chaque rectangle, on convergeait vers la définition de l'intégrale. En reportant ce résultat dans le cas étudié, on obtient une version discrète de l'équation 1.3.

1.1.2 Détermination de $\mathcal{C}$

Afin de déterminer la capacité $\mathcal{C}$, on utilise le résultat qui nous donne une version discrète de la charge électrique Q en chaque point. Sachant la charge électrique, il suffit de diviser par le potentiel en chaque point. Par la suite, on divise par le pas utilisé (il est à remarquer que dans le cas ou il est uniforme et égal à 1 (dans notre cas), cette étape n'affecte pas le résultat) et on obtient la capacité total dans la géométrie étudiée.

1.1.3 Détermination de $\epsilon_{r_{interface}}$

Pour les points placés aux interfaces entre les deux diélectriques, on peut approximer la permittivité à l'interface ($\epsilon_{r_{interface}}$) par :

$$\epsilon_{r_{interface}} \approx \frac{(\epsilon_{r1} + \epsilon_{r2})}{2} \tag{1.4}$$

1.1.4 Détermination de la permittivité effective ϵ_{reff}

Dans ce laboratoire, la détermination de la capacité $\mathcal{C}$ est faite dans la section précédente. Ce faisant, on peut utiliser le résultat précédent et la relation suivante :

$$\epsilon_{r_{eff}} = \frac{\mathcal{C}}{\mathcal{C}_0} \tag{1.5}$$

Conaissant $\mathcal{C}$ et $\mathcal{C}_0$, trouver $\epsilon_{r_{eff}}$ devient trivial.

1.1.5 Détermination de Z_0 et de v_p

Comme on connait $\mathcal{C}$ et $\mathcal{C}_0$ des étapes précédentes, il suffit d'appliquer les relations suivantes pour trouver les deux paramètres demandés :

$$v_p \approx c\sqrt{\frac{\mathcal{C}_0}{\mathcal{C}}} \tag{1.6}$$

$$Z_0 \approx \frac{1}{c\sqrt{\mathcal{C}_0\mathcal{C}}} \tag{1.7}$$