

RÉPUBLIQUE ALGÉRIENNE DÉMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTÈRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPÉRIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITÉ SAAD DAHLEB -BLIDA-
FACULTÉ DES SCIENCES DES INGÉNIEURS
DÉPARTEMENT D'AÉRONAUTIQUE

Mémoire de fin d'études

En vue de l'obtention du Diplôme d'Ingénieur d'Etat en
Aéronautique

Option : INSTALLATION

Thème

**LOGICIEL PEDAGOGIQUE
D'ADAPTATION D'IMPEDANCE A L'AIDE
DE L'ABAQUE DE SMITH**

Présenté par :

SALHI Mohamed
KACEM Mohamed Salim

PROMOTEUR :

M^r S. MEGUELLATI

PROMOTION 2005




REMERCIEMENTS



D'abord nous tient à remercier le DIEU qui nous a donné la force, la volonté, et la sagesse pour arriver à soutenir notre travail.

Nous tenons à remercier tout particulièrement notre promoteur Mr : MEGUELLATI, pour l'aide précieuse qu'il nous a apportée durant la réalisation de ce travail. Et aussi qui est pour nous une source de conseils et d'encouragement, les membres de jury pour accepter l'invitation à évaluer notre travail, à Mr : M. ZABOUI pour ces conseils, et tous les enseignants de département d'Aéronautique .

En fin, Nous associons à ces remerciements toute la famille de la salle de navigation aérienne et particulièrement « Djalel » .





DEDICACE



Je dédie ce mémoire de fin d'études d'ingénieur à :

☞ Mes très chères parents qui j'exprime toute ma profonde gratitude pour le soutien et les conciles .

☞ Mon frère et mes sœurs.

☞ Ma famille sans exception .

☞ Mes amis d'étude et mes copains.

☞ Mes professeurs .

M.S. KACEM





DEDICACE



Je dédie ce présent mémoire de fin d'études d'ingénieur à :

☞ Mes très chères parents qui s'inquiètent toujours pour moi, et trouvent un hommage de gratitude et de remerciement

☞ Mes frères et mes sœurs.

☞ Mes amis d'étude et mes amis à l'université de SETIF.

☞ Mes professeurs.

M. SALHI



ملخص

مشكل التطابق مطروح في كل مرة نريد فيها توصيل نظامين أو دارتين فيما بينهما، و المقصود بالتطابق هو إيصال أكبر قدر من الاستطاعة من بين الطرق المتبعة توصيل مقطع من خط أو اثنين على شكل دائرة قصيرة أو دائرة مفتوحة . من اجل معرفة موضع توصيلها و طولها يمكننا استخدام مخطط سميث (Smith) .

فيما يخص الدراسة التي قمنا بها أنجزنا برنامج إعلام آلي بييداغوجي يمكننا من حل مشكل التطابق باستخدام مقطع من خط أو اثنين، من اجل خطوط الاتصالات « coaxiale » و « microstrip » بدون ضياع و ذلك باستخدام مخطط سميث، البرنامج أيضا من عرض مراحل التطابق خطوة بخطوة .

RESUME

La question de l'adaptation se pose à chaque fois que l'on souhaite connecter deux systèmes ou circuits entre eux afin de transférer le maximum de puissance. L'une des méthodes d'adaptation est de placer sur la ligne un ou deux tronçons de ligne court-circuitée ou circuit ouvert appelés « stubs ». Pour trouver l'emplacement et la longueur des stubs, on peut utiliser l'abaque de (Smith).

Ce mémoire décrit la réalisation d'une interface graphique à but pédagogique permettant l'adaptation à un stub ou à deux stubs de lignes de types coaxiale ou microstrip sans pertes à l'aide de l'abaque de Smith. Le logiciel permet de visualiser pas à pas, les différentes étapes de l'adaptation.

SUMMARY

The question of the adaptation arises with each time one wishes to connect two systems or circuits between them in order to transfer the maximum of power. One of the methods of adaptation is to place on the line one or two sections of shorted-circuit line or open circuit called " stubs ". To find the position and the length of the stubs, one can use Smith chart.

This memory describes the realization of a graphic interface to teaching goal allowing the adaptation to stub or to two stubs of lines of the coaxial types or microstrip without losses using Smith chart. The software makes it possible to visualize step by step, the various stages of the adaptation.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE	1
I. GENERALITES SUR LES ONDES ELECTROMAGNETIQUES.....	2
I.1. INTRODUCTION	2
I.2. L'ONDE ELECTROMAGNETIQUE EN ESPACE LIBRE	2
I.2.1. Equation d'onde	2
I.2.2. L'onde plane électromagnétique.....	3
I.2.3. Structure des champs et Impédance d'onde	6
I.2.4. Vecteur de Poynting	8
I.3. POLARISATION DES ONDES PLANES.....	8
I.3.1. Polarisation rectiligne.....	8
I.3.2. Polarisation circulaire.....	9
I.3.3. Polarisation elliptique :.....	10
I.4. PRESENTATION DES HYPERFREQUENCES	10
I.4.1. Définition des hyperfréquences (micro-ondes)	10
I.4.2. Quelques propriétés des hyperfréquences	11
I.4.3. Historique et applications des hyperfréquences	12
II. ETUDE DES LIGNES DE TRANSMISSION.....	14
II.1. INTRODUCTION	14
II.2. MISE EN EVIDENCE DES PHENOMENES DE PROPAGATION	14
II.2.1. Modèle circuit d'une ligne de propagation	15
II.2.2. Equations différentielles couplées	16
II.2.3. Equations de propagation	17
II.2.4. Caractéristiques des deux ondes	18
II.2.5. Le paramètre de propagation γ	21
II.2.6. Le paramètre impédance caractéristique de la ligne.....	21
II.3. Etude d'une ligne terminée par une charge.....	22
II.3.1. Impédance le long de la ligne	23
II.3.2. Coefficient de réflexion.....	23
II.3.3. Cas particuliers de charges	23
II.3.4. Cas général des lignes à coefficient de réflexion quelconque.....	24
II.3.5. Etude de variation de V , I et Z	24
II.3.6. Rapport d'ondes stationnaires	26
II.4. LES PRINCIPAUX TYPES DE LIGNES DE TRANSMISSION	27
II.4.1. La ligne coaxiale.....	27
II.4.2. La ligne microstrip	29
III. LE PROBLEME DE L'ADAPTATION	33
III.1. INTRODUCTION.....	33
III.2. LE PROBLÈME DE L'ADAPTATION	33
III.2.1. Condition d'adaptation du générateur à la ligne	34
III.2.2. Condition d'adaptation de la charge la ligne	34
III.2.3. Synthèse des conditions d'adaptation.....	35
III.3. ADAPTATION PAR LIGNE QUART D'ONDE.....	35
III.4. ADAPTATION À UN STUB.....	36

III.5. ADAPTATION A DEUX STUBS.....	38
III.6. LES OUTILS D'ADAPTATION	39
III.6.1. L'abaque de Smith.....	39
III.6.2. Construction de l'abaque	40
III.6.3. Utilisation de l'abaque	43
IV. ADAPTATION A L'AIDE DE L'ABAQUE DE SMITH	45
IV.1. INTRODUCTION.....	45
IV.2. ADAPTATION À UN STUB.....	45
IV.2.1. Principe de l'adaptation à un stub	47
IV.2.2. Procédure d'adaptation un stub à l'aide de l'abaque de Smith.....	50
IV.3. ADAPTATION À DEUX STUBS	54
IV.3.1. Principe de l'adaptation double stub	55
IV.3.2. Lieu sur l'abaque des admittances y_{stabl}	56
IV.3.3. Procédure d'adaptation double stub à l'aide de l'abaque de Smith	57
IV.3.4. Existence des solutions	60
V. INTERFACE GRAPHIQUE	61
V.1. INTRODUCTION.....	61
V.2. PRESENTATION DU LOGICIEL MATLAB.....	61
V.2.1. Les interfaces graphiques sous MATLAB (GUIDE).....	61
V.2.2. Les contrôles.....	62
V.2.3. Les types de contrôles	62
V.3. PRESENTATION GENERALE DE L'INTERFACE D'ADAPTATION	62
V.4. LA FENETRE DE PRESENTATION	62
V.5. LA FENETRE DE DONNEES	63
V.6. LA FENETRE DEBUT D'ADAPTATION	66
V.7. ADAPTATION UN STUB.....	67
V.7.1. Etape N°1	67
V.7.2. Etape N°2	68
V.7.3. Etape N°3	69
V.7.4. Etape N°4	71
V.7.5. Fenêtre « RESUME »	72
V.8. ADAPTATION DOUBLE STUB.....	73
V.8.1. Etape N°1	74
V.8.2. Etape N°2	75
V.8.3. Etape N°3	76
V.8.4. Etape N°4	77
V.8.5. Etape N°5	78
V.8.6. Etape N°6	79
V.8.7. Fenêtre « RESUME »	80
CONCLUSION GENERALE	81
BIBLIOGRAPHIE	82

INTRODUCTION GENERALE

Dans le cadre de la fin du cycle de formation d'ingénieurs aéronautique, option Installations, nous avons de traiter dans notre projet, le problème de l'adaptation des lignes de transmission à l'aide de l'abaque de Smith.

Dans le cadre de la télécommunication en général et la télécommunication aéronautique en particulier, nous avons besoin des dispositifs pour faire des liaisons entre les différents composants d'un tel système, ces dispositifs portent le nom de « lignes de transmission ». Une ligne de transmission est aussi la partie du circuit qui est le lien direct entre générateur et charge.

Dans le domaine des hautes fréquences, se pose le problème de la réflexion des ondes dans les lignes de transmission lorsque l'adaptation n'est pas réalisée, c'est-à-dire, lorsque les impédances de la charge connectée à la ligne et l'impédance caractéristique de la ligne ne sont pas égales. Pour remédier à ce problème, on doit ajouter des dispositifs qui permettent de réaliser l'adaptation, par exemple des tronçons de lignes appelés « stubs » dont il faut déterminer la position et les longueurs. L'abaque de Smith bien connue, qui porte le nom de son auteur Smith, permet de faciliter grandement la détermination de ces paramètres.

Notre travail consiste à concevoir un logiciel à but pédagogique permettant l'adaptation des charges connectées aux lignes de transmissions à l'aide de l'abaque de Smith.

Notre interface graphique réalisée à l'aide du « Guide » de « Matlab » permet grâce à un certain nombre de données d'entrée de calculer les différents paramètres des lignes de type coaxiale ou microstrip tel que l'admittance et le coefficient de réflexion, représenter les paramètres de la ligne sur l'abaque de Smith et visualiser pas à pas, les différentes étapes pour la détermination des paramètres d'adaptation à l'aide de l'abaque de Smith.

Notre mémoire est divisée en cinq chapitres :

Dans le premier chapitre, nous présentons quelques généralités sur les propriétés fondamentales des ondes électromagnétiques et sur les micro-ondes.

Dans le deuxième chapitre nous donnons une étude détaillée des lignes de transmission en définissant les paramètres importants qui caractérisent les lignes.

Le troisième chapitre est consacré au problème de l'adaptation. Il donne un aperçu général sur les outils utilisés pour adapter une ligne de transmission.

Le quatrième chapitre est réservé à l'explication de l'adaptation par un et deux stubs.

Le dernier chapitre est réservé à la description de notre interface graphique d'adaptation.

CHAPITRE : I



Généralités sur les micro-ondes

I. GENERALITES SUR LES ONDES ELECTROMAGNETIQUES

I.1. INTRODUCTION

La propagation des ondes électromagnétiques est l'une des conséquences les plus importantes des équations de Maxwell. Prévue théoriquement dès leur établissement en 1864, elle n'a été étudiée expérimentalement qu'en 1888 par H. Hertz. Des expériences décisives, telles que celle de A. Michelson (1881) avaient mis en évidence l'aspect essentiel des ondes lumineuses, qui ne sont qu'un cas particulier d'onde électromagnétique : elles sont caractérisées par l'invariance de leur vitesse de propagation par changement de référentiels galiléens, et par l'absence de support matériel pour cette propagation, ce qui les distingue fondamentalement des ondes mécaniques.

On se propose dans ce chapitre, de définir les différents paramètres caractérisant une onde électromagnétique et de situer le domaine des hyperfréquences dans le spectre des fréquences.

I.2. L'ONDE ELECTROMAGNETIQUE EN ESPACE LIBRE

I.2.1. Equation d'onde

Le vecteur de Poynting montre que de la puissance est rayonnée dans le milieu entourant une source. Faisons l'hypothèse que cette puissance est transportée par une onde progressive et cherchons à caractériser, dans un premier temps, les propriétés de cette onde dans un espace indéfini (propagation en espace libre).

On s'intéressera uniquement dans tout ce qui suit à des champs sinusoïdaux, se propageant loin de toute source. Dans un milieu non conducteur comme le vide les équations de Maxwell s'écrivent dans ce cas avec les champs complexes indépendants du temps:

$$\nabla \times \underline{\underline{\vec{E}}} = -j\omega \underline{\underline{\vec{B}}} = -j\omega\mu \underline{\underline{\vec{H}}} \text{----- (I.1)}$$

$$\nabla \times \underline{\underline{\vec{H}}} = j\omega \underline{\underline{\vec{D}}} = j\omega\varepsilon \underline{\underline{\vec{E}}} \text{----- (I.2)}$$

$$\nabla \cdot \underline{\underline{\vec{D}}} = 0 \text{----- (I.3)}$$

$$\nabla \cdot \underline{\underline{\vec{B}}} = 0 \text{----- (I.4)}$$

A partir de maintenant, pour simplifier l'écriture et comme il n'y a pas d'ambiguïté, les vecteurs complexes ne seront plus soulignés.

Seules les deux premières relations sont indépendantes; en effet la relation (I.3) découle de la relation (I.2) et la relation (I.4) découle de la relation (I.1).

Éliminons \vec{H} entre les deux premières relations : pour cela prenons le rotationnel de (I.1) et reportons la valeur tirée de (I.2) ce qui donne :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = \omega^2 \epsilon \mu \vec{E}$$

L'expression du double produit vectoriel $\vec{A} \times \vec{B} \times \vec{C} = (\vec{A} \cdot \vec{C})\vec{B} - (\vec{A} \cdot \vec{B})\vec{C}$ permet de développer le membre de gauche :

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = (\vec{\nabla} \cdot \vec{E})\vec{\nabla} - (\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla})\vec{E} \text{-----(I.5)}$$

– Le premier terme de droite est nul d'après (I.3).

– Le deuxième terme fait apparaître le produit scalaire de $\vec{\nabla}$ par lui-même, ce que l'on note ∇^2 ou laplacien .

L'équation d'onde (ou équation de Helmholtz) s'écrit alors :

$$\nabla^2 \vec{E} = -\omega^2 \epsilon \mu \vec{E} \text{-----(I.6)}$$

De la même manière, on obtient :

$$\nabla^2 \vec{H} = -\omega^2 \epsilon \mu \vec{H} \text{-----(I.7)}$$

Le laplacien s'écrit en coordonnées cartésiennes : $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$

Appliqué à chaque composante du vecteur \vec{E} on obtient trois équations:

$$\frac{\partial^2 E_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_i}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_i}{\partial z^2} = -\omega^2 \epsilon \mu E_i, i = x, y, z \text{-----(I.8)}$$

La résolution de cette équation d'onde aux dérivées partielles donne l'expression des champs E et H en fonction des coordonnées spatiales. Nous allons résoudre cette équation dans quelques cas particuliers, en faisant au préalable quelques simplifications.

I.2.2. L'onde plane électromagnétique

◆ L'onde plane

Une onde est dite plane lorsque les champs ne varient que dans la direction de propagation (axe Oz sur la figure I.1). Dans la direction transverse, par contre, ils ont la même valeur en tout point du plan xOy, appelé plan d'onde.

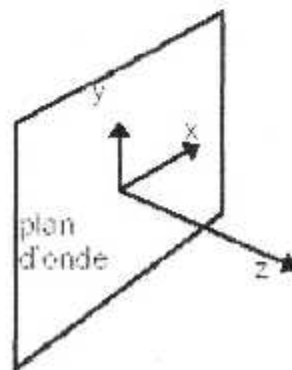


Figure I.1 : Onde plane

A grande distance de la source, on peut en première approximation confondre une portion d'arc sphérique et le plan tangent : dans ces conditions, l'onde plane est une bonne approximation pour représenter les ondes en espace libre :

- L'approximation d'onde plane s'applique bien aux situations réelles et simplifie la résolution des équations de propagation.
- En supposant que l'onde se propage suivant l'axe Oz, l'approximation d'onde plane implique que toutes les dérivées partielles sont nulles dans le plan d'onde :
- $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0$

Calculons, en coordonnées cartésiennes, les composantes des champs dans la première équation de Maxwell (avec $\mu_r=1$) : $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H}$

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -j\omega\mu_0 H_x \quad \text{-----(1.9)}$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -j\omega\mu_0 H_y \quad \text{-----(1.10)}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -j\omega\mu_0 H_z \quad \text{-----(1.11)}$$

Faisons de même avec la deuxième équation : $\vec{\nabla} \times \vec{H} = j\omega\epsilon_0\epsilon_r\vec{E}$ et supposons pour le moment que l'onde se propage dans le vide ($\epsilon_r=1$). Il reste après simplification :

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = -j\omega\epsilon_0 E_x \quad \text{-----(1.12)}$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = -j\omega\epsilon_0 E_y \quad \text{-----(1.13)}$$

$$0 = -j\omega\epsilon_0 E_z \quad \text{-----(1.14)}$$

On en tire les conséquences suivantes :

- Les composantes axiales H_z et E_z sont nulles. Les champs électrique et magnétique étant tous deux transverses, l'onde est dit « Transverse Electromagnétique » ou TEM.

- On peut trouver deux types de solutions :

- La première solution correspond à des composantes E_y/H_x liées par les relations équivalentes (1.9) et (1.13)
- La deuxième correspond à des composantes E_x/H_y liées par les relations équivalentes (1.10) et (1.12).

- Il n'existe pas de relation mathématique entre ces deux solutions qui peuvent donc exister indépendamment l'une de l'autre. Cela signifie physiquement que deux ondes planes

orthogonales de même fréquence peuvent se propager simultanément sans interférer entre elles. Cette propriété peut être mise à profit dans les systèmes de transmission (micro-ondes ou optiques) pour doubler la capacité d'un canal de transmission.

◆ Expression des champs

Déterminons les variations spatiales des champs E et H , sachant qu'ils varient sinusoïdalement dans le temps à la pulsation ω . Compte tenu des hypothèses simplificatrices (l'onde est plane $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0$ et transverse $E_z = H_z = 0$), l'équation d'onde (I.8) ne comporte plus que les termes suivants :

$$\frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} = -\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 E_x \text{-----(I.15)}$$

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} = -\omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 E_y \text{-----(I.16)}$$

Ce sont les deux solutions indépendantes, correspondant à des champs E_x/H_y (cf. relation (I.15)) ou à des champs E_y/H_x (cf. relation (I.16)).

Traisons uniquement le second cas. En posant : $c^2 = \frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0}$, l'équation (I.16) s'écrit :

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial z^2} + \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 E_y = 0 \text{-----(I.17)}$$

La solution générale de cette équation différentielle du second ordre à coefficients constants est sinusoïdale. Ecrivons là sous forme complexe :

$$E_y(z) = E_0 \exp\left(-j\frac{\omega}{c}z\right) + E_1 \exp\left(j\frac{\omega}{c}z\right)$$

En réintroduisant le temps dans l'expression des champs, on obtient :

$$E_y(z, t) = E_0 \exp\left(j\omega\left(t - \frac{z}{c}\right)\right) + E_1 \exp\left(j\omega\left(t + \frac{z}{c}\right)\right)$$

C'est l'équation d'une onde plane qui se déplace dans la direction Oz . C'est une combinaison de deux types d'onde : une onde progressive d'équation :

$$E_y^+(z, t) = E_0 \exp\left(j\omega\left(t - \frac{z}{c}\right)\right) \quad \text{avec } E_1 = 0 \text{-----(I.18)}$$

et une onde « rétrograde » d'équation :

$$E_y^-(z, t) = E_1 \exp\left(j\omega\left(t + \frac{z}{c}\right)\right) \quad \text{avec } E_0 = 0 \text{-----(I.19)}$$

◆ Vitesse de phase

Dans le vide la constante :

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}} \text{-----(I.20)}$$

est la vitesse de propagation de l'onde électromagnétique dans le vide (célérité de la lumière dans le vide), elle vaut environ $c = 3 \cdot 10^8$ m/s.

En introduisant la constante de propagation :

$$k = \frac{\omega}{c} \text{-----(I.21)}$$

Les relations (I.18) et (I.19) s'écrivent habituellement :

$$E_y^+(z, t) = E_0 \exp(j(\omega t - kz)) \text{-----(I.22)}$$

et

$$E_y^-(z, t) = E_1 \exp(j(\omega t + kz)) \text{-----(I.23)}$$

On définit la fréquence f par $\omega = 2\pi f$ et la longueur d'onde par $\lambda = \frac{c}{f}$, ce qui donne

pour k : $k = \frac{2\pi}{\lambda}$.

Dans un diélectrique : En remplaçant ϵ_0 par $\epsilon_0 \epsilon_r$, la vitesse de phase v_ϕ change :

$$v_\phi = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon_r \mu_0}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} = \frac{c}{n} \text{-----(I.24)}$$

où n , l'indice de réfraction utilisé par les opticiens, est relié à la permittivité relative du milieu par :

$$\epsilon_r = n^2 \text{-----(I.25)}$$

La figure I.2 montre la variation de la longueur d'onde dans des milieux d'indices différents.

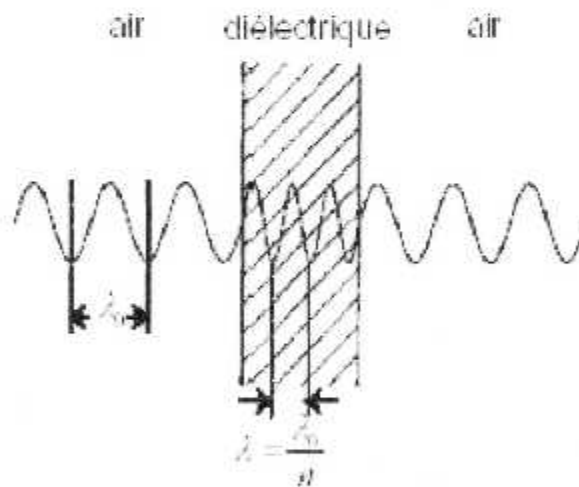


Figure I.2 : Variation de la Longueur d'onde en fonction de l'indice

I.2.3. Structure des champs et Impédance d'onde

Pour l'onde directe E_y/H_x , le champ électrique est donné par la relation (I.22). D'autre part, les composantes des champs sont liées par l'équation (I.9) (ou l'équation (I.13)) :

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} = j\omega\mu_0 H_x$$

On en tire l'expression de H_x :

$$H_x^+(z, t) = -E_0 \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} \exp[j(\omega t - kz)] = H_0 \exp[j(\omega t - kz)] \text{-----} (I.26)$$

– Le champ électrique et le champ magnétique sont en phase.

– A chaque instant leurs amplitudes sont dans un rapport constant :

$$\frac{E_y}{H_x} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \text{-----} (I.27)$$

Le rapport entre l'amplitude du champ E (en V/m) et du champ H (en A/m) représente l'impédance d'onde Z. On trouve dans le vide:

$$Z_0 = \frac{E_0}{H_0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \text{-----} (I.28)$$

La variation spatiale des champs électrique et magnétique d'une onde plane est représentée en figure I.3.

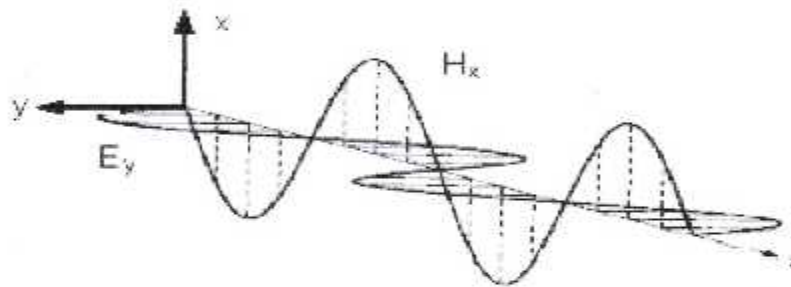


Figure I.3 : Variation sinusoïdale des champs E_y et H_x en fonction de z à un instant t_0 donné.

Dans un diélectrique, il suffit de remplacer ϵ_0 par $\epsilon_0 \epsilon_r$ pour obtenir :

$$Z = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0 \epsilon_r}} = \frac{Z_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \text{-----} (I.29)$$

◆ Généralisation :

Les vecteurs \vec{E} et \vec{H} peuvent avoir dans le cas général trois composantes. Dans un repère cartésien, la position de l'onde est donnée par le vecteur \vec{r} de composantes (x, y, z) . Les champs s'écrivent alors en amplitude complexe:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \exp[j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})] \text{-----} (I.30)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}_0 \exp[j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})] \text{-----} (I.31)$$

Le vecteur d'onde \vec{k} de composantes (k_x, k_y, k_z) généralise la constante de propagation. On vérifie aisément que les deux premières équations de Maxwell (I.1) et (I.2) se mettent sous la forme parfois utile:

$$\vec{k} \times \vec{E} = \mu\omega\vec{H} \text{-----(3.32)}$$

$$\vec{k} \times \vec{H} = -\mu\omega\vec{E} \text{-----(3.33)}$$

I.2.4. Vecteur de Poynting

La puissance qui traverse l'unité de surface du plan d'onde est donnée par la valeur moyenne du vecteur de Poynting :

$$\vec{P} = \frac{1}{2} \text{Re}[\vec{E} \times \vec{H}] \text{ en W/m}^2 \text{-----(I.34)}$$

Pour l'onde E_y/H_x du paragraphe précédent, le vecteur \vec{P} ne possède qu'une composante P_z :

$$P_z = \frac{1}{2} \text{Re}[E_y H_x^*]$$

En reprenant les expressions des champs E_y/H_x donnés par (I.22) et (I.26), on trouve :

$$P_z = \frac{E_0 H_0}{2} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{\mu_0}} E_0^2 = \frac{E_0^2}{2Z} \text{-----(I.35)}$$

I.3. POLARISATION DES ONDES PLANES

I.3.1. Polarisation rectiligne

Nous avons montré l'existence de deux types de solutions indépendantes pour lesquelles les champs sont orientés E_y/H_x ou E_x/H_y .

Par convention la direction de polarisation fait référence à l'orientation du vecteur \vec{E} . Lorsque le champ électrique reste dans le même plan au cours de la propagation (par exemple le plan yOz), l'onde est à *polarisation rectiligne*.

Dans les systèmes de transmission utilisant une antenne, on parle de «polarisation horizontale» ou de «polarisation verticale», selon que le champ électrique est parallèle ou perpendiculaire à la surface de la terre.

Dans le cas général, une direction de polarisation quelconque peut être obtenue en composant deux ondes de polarisations orthogonales, polarisées respectivement suivant les directions Ox et Oy . Le champ électrique résultant étant la somme vectorielle des deux composantes orthogonales (Figure I.4).

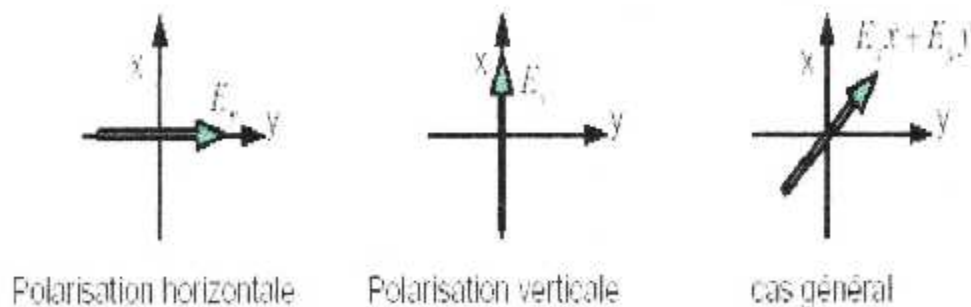


Figure I.4 : Polarisation rectiligne

I.3.2. Polarisation circulaire

La polarisation est circulaire lorsque l'extrémité du vecteur résultant \vec{E} décrit un cercle au cours du temps dans le plan transverse xOy . On obtient une polarisation circulaire lorsque les deux composantes d'égale amplitude, sont déphasées d'un quart de période, comme montré sur la figure I.5.

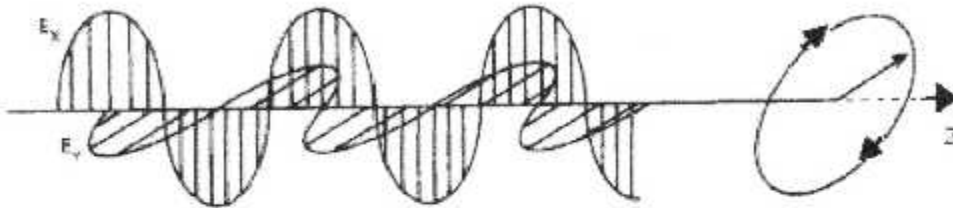


Figure I.5 : Polarisation circulaire

Le champ \vec{E} peut s'écrire en fonction des composantes E_x et E_y , déphasées d'un angle θ :

$$\vec{E} = E_1 \sin(\omega t - \beta z) \vec{x} + E_2 \sin(\omega t - \beta z + \theta) \vec{y} \quad \text{-----(I.36)}$$

Pour $\theta = \pm \frac{\pi}{2}$ et $E_1 = E_2$, il vient :

$$E_x \vec{x} + E_y \vec{y} = E_1 \left[\sin(\omega t - \beta z) \vec{x} \pm \cos(\omega t - \beta z) \vec{y} \right]$$

Prenons la somme des carrés des composantes :

$$E_x^2 + E_y^2 = E_1^2 \left[\sin^2(\omega t - \beta z) + \cos^2(\omega t - \beta z) \right] = E_1^2 \quad \text{-----(I.37)}$$

Polarisation droite : Pour $\theta = \pi/2$, E_y est en avance sur E_x . Un observateur placé le long de l'axe Oz et qui regarde l'onde s'éloigner, verra l'extrémité du vecteur E décrire un cercle en tournant dans le sens horaire (règle du tire-bouchon).

Polarisation gauche : $\theta = -\pi/2$, l'observateur verra E tourner dans le sens trigonométrique.

Les ondes se propageant, l'extrémité du vecteur E décrit en fait une hélice dans l'espace, dont le pas peut être à droite (polarisation droite) ou à gauche.

La polarisation circulaire est utilisée dans les systèmes de communication par satellites et les radars, malgré une plus grande sophistication des équipements d'émission et de réception, car elle présente des avantages :

- Plus faible sensibilité aux conditions atmosphériques dans certaines bandes de fréquences qu'une onde de polarisation rectiligne.
- Possibilité de distinguer une cible métallique (les avions) des nuages, car sur un métal l'onde de polarisation circulaire est réfléchiée avec une inversion de la polarisation.

I.3.3. Polarisation elliptique :

Lorsque $\vec{E}_1 \neq \vec{E}_2$ et que la différence de phase θ est quelconque, l'équation (I.36) définit une onde plane de polarisation elliptique (la polarisation circulaire étant un cas particulier de polarisation elliptique) (Figure I.6).

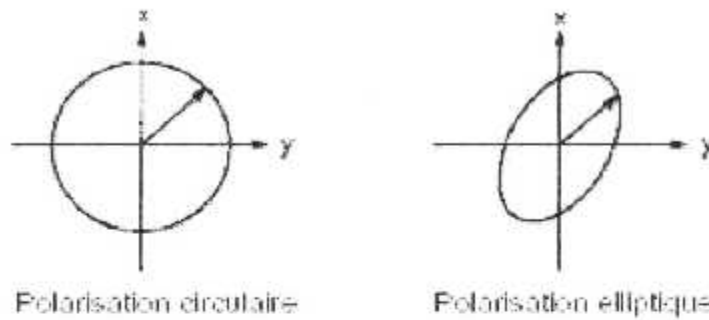


Figure I.6 : Polarisations circulaire et elliptique

I.4. PRESENTATION DES HYPERFREQUENCES

I.4.1. Définition des hyperfréquences (micro-ondes)

La figure I.7 donne une représentation des différents types d'ondes électromagnétiques et leur emplacement dans le spectre des fréquences.

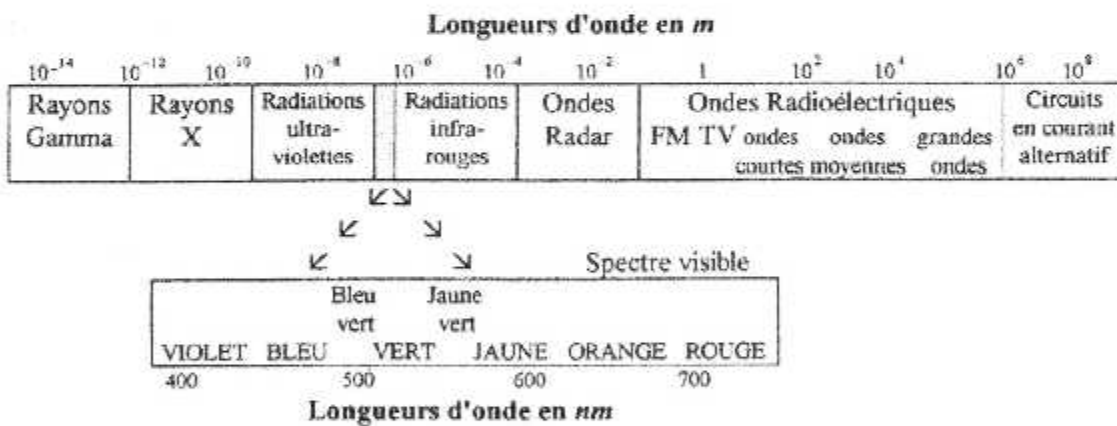


Figure I.7 : Le spectre des ondes électromagnétiques

Divers modes de classification sont utilisés pour désigner les bandes de fréquence du spectre électromagnétique. Ces classifications sont résumées dans le tableau 1.

Le terme « micro-ondes » est utilisé pour décrire les ondes électromagnétiques allant de 1 cm à 1 m dans l'air, correspondant à des fréquences situées entre 300 MHz et 300 GHz. Dans un milieu différent de l'air, donc de permittivité relative supérieure à 1, ce spectre est déplacé vers le bas car la vitesse de l'onde est alors inférieure à la vitesse de la lumière :

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}$$

avec c la vitesse de la lumière dans le vide, ϵ_r la permittivité relative du milieu.

Le domaine des hyperfréquences comprend donc les bandes VHF, UHF, SHF, et EHF.

Bande de fréquences	Désignation
3- 3kHz	Very Low Frequency (VLF)
30 – 300 kHz	Low Frequency (LF)
300 – 3000 kHz	Medium frequency (MF)
3 – 30 MHz	High Frequency (HF)
30 – 300 MHz	Very High Frequency (VHF)
300 – 3000 MHz	Ultra High Frequency (UHF)
3 – 30 GHz	Super High Frequency (SHF)
30 – 300 GHz	Extrem High Frequency (EHF)

Tableau 1. Désignation des bandes de fréquences

1.4.2. Quelques propriétés des hyperfréquences

Le domaine des hyperfréquences possède quelques propriétés intéressantes :

- **Bande passante**

La grande bande passante disponible favorise l'emploi des hyperfréquences en télécommunications. De ce fait, l'emploi des hyperfréquences permet de faire face aux besoins croissants en canaux de télécommunications.

- **Transparence de l'ionosphère**

L'ionosphère est un ensemble de couches ionisées qui entourent le globe terrestre à des altitudes situées entre 50 km et 10000 km et qui réfléchissent les signaux de fréquences inférieures à environ 10 à 40 MHz. Les signaux hyperfréquences ne sont donc pratiquement pas affectés. Ils sont de ce fait utilisés pour les télécommunications par satellites.

- **Bruit électromagnétique**

La puissance de bruit que capte une antenne pointée vers le ciel, en l'absence de signal, possède un minimum relativement plat dans la bande située ente 1 et 10 GHz. C'est dans cette bande que l'on peut détecter les signaux de faibles amplitudes et donc de disposer de récepteurs les plus sensibles.

- **Directivité des antennes**

L'angle d'ouverture du faisceau rayonné par une antenne set proportionnel au quotient de la longueur d'onde à la plus grande dimension de l'antenne. Pour transmettre un signal d'un point à un autre ou pour déterminer de façon précise l'origine des réflexions (radar), un

faisceau étroit est indispensable. Il faut donc disposer d'une antenne de grandes dimensions, ce qui n'est pas toujours réalisable en pratique, soit faire usage d'un signal de très haute fréquence. Les hyperfréquences conviennent bien à ces applications.

1.4.3. Historique et applications des hyperfréquences

Le théoricien fondateur de l'électromagnétisme moderne et, par conséquent, des bases théoriques des micro-ondes est James Clerk Maxwell qui formula. Dans les années 1860, les célèbres équations qui portent son nom et qu'il publia en 1873 dans son traité sur l'électricité et le magnétisme.

Une vingtaine d'années plus tard, en 1888, Heinrich Hertz fut le premier à produire expérimentalement et à détecter des ondes électromagnétiques à une fréquence de l'ordre de 1 GHz. C'est pourquoi, on appelle souvent ondes hertziennes, les ondes décimétriques. Lord Rayleigh, pour sa part, démontra théoriquement en 1897, la possibilité de faire propager des ondes dans tuyaux métalliques creux à section rectangulaire ou circulaire, que l'on appelle guides d'ondes.

A la suite des travaux de Hertz, la radioélectricité connut un développement très important. Les expériences de Marconi, dans les années 1890, montrèrent qu'il était possible d'établir une liaison entre deux points de la terre par propagation d'ondes radioélectriques en espace libre. Kennelly et Heaviside, au début du XX^e siècle, découvrirent les propriétés réfléchissantes, vis-à-vis d'ondes décimétriques, de certaines couches de l'ionosphère vers 100km de hauteur. Les radio ou télécommunications modernes (la TSF, « télégraphie sans fils », comme l'on disait alors) étaient nées.

Les ondes radioélectriques nécessaires pour ses liaisons de télécommunications étaient produites par des tubes électroniques inventés en 1907 par Lee de Forest.

Dans les années 1930, la mise au point du premier tube micro-onde, le magnétron, et de la première antenne micro-onde : le radar (pour *Radio Detection and Ranging*). Des recherches importantes furent alors effectuées dans les grands pays industrialisés. Les équipes françaises obtinrent des résultats importants, concrétisés par l'implantation de radars à bord des navires, notamment en 1935, à bord de paquebot Normandie. Les radars anglais, également très performant, permettaient, dès 1939, une surveillance efficace de l'espace aérien britannique. L'apport des Etats-Unis pendant la seconde guerre mondiale fut considérable et les recherches du Massachusetts institute of technology (Le célèbre MIT) furent publiées entre 1945 et 1950, en une collection de volumes qui servirent de bible aux étudiants et chercheurs en micro-ondes du monde entier. Certains de ces volumes ont une telle valeur de référence qu'ils ont été à nouveau publiés ces dernières années !

Dès lors, le développement des micro-ondes fut considérable et les applications nombreuses et importantes :

- **Chauffage industriel et domestique (four à micro-ondes)**

Grâce à l'utilisation de magnétrons comme tubes de puissance et la propriété des micro-ondes, de pénétrer au cœur de matériaux de type diélectrique à pertes, il est possible d'y dissiper de l'énergie. Ceci permet un chauffage plus rapide et plus homogène que par les méthodes traditionnelles. La fréquence utilisée est de 2450 MHz

- **Médecine**

L'hyperthermie micro-ondes est étudiée pour le traitement des tumeurs cancéreuses. Le problème étant de n'irradier à une température précise, que la zone occupée par la tumeur, inversement, une exposition prolongée (plusieurs heures) aux micro-ondes peut être

dangereuse, de même d'ailleurs qu'à n'importe quel type de rayonnement électromagnétique (celui du soleil, par exemple), le seuil à ne pas dépasser est de 1 mW/cm^2 soit 10 W/m^2 .

- **Radioastronomie**

On découvre que le rayonnement des étoiles et des galaxies est très riche dans le domaine des micro-ondes et que l'on peut en retirer des informations complémentaires de celles recueillies dans le domaine du visible. C'est ainsi qu'ont été mis au point des radiotélescopes munis d'une grande antenne parabolique, de 100 m de diamètre ou plus, la radioastronomie a permis de faire de grands progrès dans la connaissance de l'univers, notamment par l'observation à plusieurs centaines de millions, voire à plusieurs milliards d'années-lumière, de galaxies ou de sources nouvelles telles que les quasars

- **Électronique**

On sait maintenant réaliser des circuits et des dispositifs très performants qui accomplissent en micro-ondes les grandes fonctions de l'électronique classique : oscillation, amplification, mélange et multiplication de fréquence. Cela a été possible grâce à la conception et à l'élaboration de composants actifs tels que diodes et transistors spécifiques, et de composants passifs appropriés. La miniaturisation de ces circuits, grâce à l'utilisation d'une technologie d'intégration hybride ou monolithique, les rend particulièrement aptes à être utilisés dans les techniques spatiales.

- **Radiométrie micro-onde**

Cela consiste à mesurer à l'aide d'un récepteur très sensible (*radiomètre à puissance totale ou radiomètre de Dicke*), la puissance émise en micro-ondes par une zone couverte par le diagramme d'une antenne reliée au radiomètre. Ces radiomètres peuvent être aéroportés ou sur satellite et sont utilisés en télédétection pour l'évaluation de caractéristiques physiques (*humidité, par exemple*) ou naturelles (*ressources agricoles, par exemples*) de la zone observée. L'avantage de la radiométrie micro-ondes est qu'elle reste opérationnelle aussi bien la nuit que le jour et même en présence d'une couverture nuageuse et (ou) de précipitation.

- **Radionavigation**

Outre le radar, plusieurs systèmes permettent d'assurer le repérage et le guidage des avions : Le VOR (*VHF Omni Directionnal Range*) pour indiquer la position, le DME (*Distance Measurement Equipment*) et le TACAN (militaire) pour indiquer la distance ainsi que ILS (*Instrument Landing System*) et bientôt le MLS (*Microwave Landing System*) pour l'atterrissage automatique.

- **Accélérateur de particules**

Se sont des klystrons (tubes spécifiquement micro-ondes) de très fortes puissances (100kW en régime permanent) qui fournissent au particule l'énergie nécessaire pour les accélérer pour des vitesses..

CHAPITRE : II



ETUDE DES LIGNES DE TRANSMISSION

II. ETUDE DES LIGNES DE TRANSMISSION

II.1. INTRODUCTION

Notre projet consiste à utiliser l'abaque de Smith pour adapter les charges connectées à des lignes. Donc, il est nécessaire avant de commencer cette étude d'adaptation, de donner un aperçu de la propagation dans les lignes de transmission.

Dans ce chapitre on va faire l'étude des phénomènes de propagation sur les lignes à plusieurs conducteurs qui s'étudient à l'aide des équations de Kirchhoff : loi des mailles et loi des nœuds. La démarche est la suivante :

Construction d'un modèle de la ligne de propagation.

Etablissement des équations différentielles couplées régissant la propagation d'une onde de tension ou de courant sur la ligne.

Caractéristiques des ondes : mise en évidence des concepts d'impédance caractéristique, d'exposants de propagation, de coefficient de réflexion et de rapport d'ondes stationnaires.

Les principaux types de lignes de transmissions et leurs paramètres.

II.2. MISE EN EVIDENCE DES PHENOMENES DE PROPAGATION

Nous prenons une expérience très simple qui consiste à relier un générateur de tension sinusoïdale (v_g, R_g) à une charge R_c par l'intermédiaire de deux fils parallèles A-B et C-D. La charge est reliée à un voltmètre par un câble coaxial de longueur l .

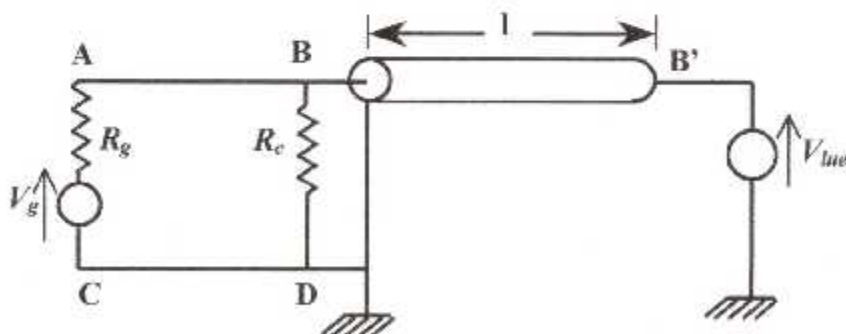


Figure II.1. Mise en œuvre des phénomènes de propagation

Compte tenu de longueur des fils de connexion, si la fréquence du générateur est inférieure à 1 MHz, la tension lue au voltmètre est évidemment : $V_{lue} = V_g \frac{R_c}{R_c + R_g}$

Lorsque l'on augmente la fréquence tout en conservant la tension efficace V_g constante, on constate que la tension lue varie. Si l'on divise la longueur l par dix, soit un câble coaxial de longueur 10 cm, on constate que ce phénomène se produit pour une fréquence dix fois supérieure. La tension lue au voltmètre dépend donc de la longueur du câble coaxial et de la fréquence de fonctionnement.

Pour comprendre ce phénomène, il faut faire appel à la théorie de la propagation des ondes électromagnétiques que nous allons présenter dans ce qui suit..

II.2.1. Modèle circuit d'une ligne de propagation

Pour commencer, on considère une ligne bifilaire en électronique (Figure II.2), ces lignes sont utilisées classiquement pour relier des systèmes entre eux, leurs longueurs, en fonction des applications, peut varier de quelques millimètres à quelques mètres. Nous allons étudier le comportement de cette ligne lorsque la fréquence augmente, en partant des basses fréquences.

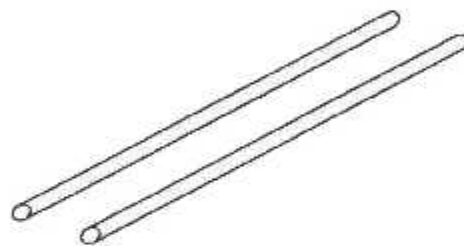


Figure II.2. Ligne bifilaire

- **Basses fréquences**

En basse fréquence c'est-à-dire en dessous de quelques MHz, la ligne peut être modélisée par une simple résistance. Lorsque on augmente la fréquence, on voit apparaître un phénomène de filtrage passe-bas. Ce phénomène a lieu entre quelques dizaines de MHz et quelques centaines de MHz. On constate évidemment ce phénomène sur les lignes téléphoniques, ce qui pose des problèmes pour transmettre des informations haut débit. Ce phénomène peut être modélisé par une capacité en parallèle sur la ligne. Cette capacité traduit physiquement le fait que l'on dispose de deux conducteurs en vis à vis.

- **Hautes fréquences**

Si on augmente la fréquence, on se retrouve dans le cas de l'expérience de la figure II.1 : la tension mesurée au bout de la ligne n'est pas du tout égale à la tension appliquée en entrée. Il se produit un phénomène de propagation. Ce phénomène est dû au comportement inductif de la ligne, on doit ainsi faire apparaître une inductance dans notre modèle. Enfin, si le diélectrique séparant les deux conducteurs n'est pas parfait, un courant de fuite pourra circuler entre eux-ci. Ce courant engendrera des pertes. Il est donc nécessaire d'ajouter au modèle une résistance parallèle. Du fait que cette résistance soit en parallèle, on utilise plutôt le terme de conductance.

Nous avons ainsi un modèle comportant 4 paramètres

- R : résistance série en Ohms (Ω)
- L : inductance série en Henrys (H)
- C : capacité parallèle en Farads (F)
- G : conductance parallèle en Siemens (S)

A ce stade, ayant compris la cause de la présence de chacun de ces quatre éléments on pourrait penser modéliser simplement la ligne par un arrangement de ces éléments. Quelque soit l'arrangement, on n'aurait alors pas la possibilité de faire apparaître des effets de propagation et la structure serait un simple filtre localisé de type passe-bas du second ordre.

Afin de tenir compte de l'effet prépondérant de propagation, la technique consiste à établir un modèle d'une section de longueur infinitésimale de ligne puis ensuite d'intégrer les équations différentielles décrivant le modèle ainsi constitué.

Pour la suite, on considère donc un élément de ligne de longueur infinitésimale dx (figure II.3). D'un point de vue vocabulaire nous utiliserons le terme « section élémentaire » pour décrire une section de longueur infinitésimale. Les quatre éléments R, L, C et G sont définie de manière linéique et ont pour dimension :

- R : résistance linéique série en Ohms (Ω/m).
- L : inductance linéique série en Henrys (H/m).
- C : capacité linéique parallèle en Farads (F/m).
- G : conductance linéique parallèle en Siemens (S/m).

Ces quatre éléments R, L, C et G ainsi définis sont appelés *paramètres primaires* de la ligne de propagation.

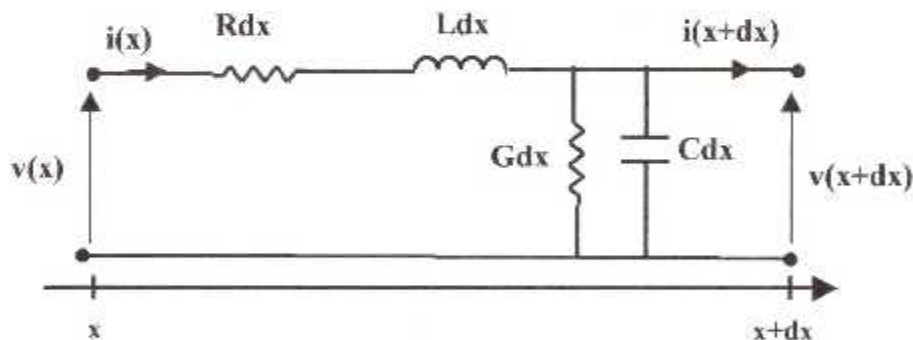


Figure II.3. Section élémentaire de ligne de propagation

II.2.2. Equations différentielles couplées

L'écriture des équation de Kirchhoff donne, on considérant que les variation en fonction du temps de $v(x)$ et de $v(x+dx)$ sont les mêmes de fait que dx est un longueur infinitésimale :

$$v(x+dx, t) - v(x, t) = -Rdx \cdot i(x, t) - Ldx \cdot \frac{\partial i(x, t)}{\partial t}$$

$$i(x+dx, t) - i(x, t) = -Gdx \cdot v(x, t) - Cdx \cdot \frac{\partial v(x, t)}{\partial t}$$

Du fait que dx est une longueur infinitésimale on peut écrire :

$$\frac{v(x+dx, t) - v(x, t)}{dx} = \frac{\partial v(x, t)}{\partial x} \quad \text{et} \quad \frac{i(x+dx, t) - i(x, t)}{dx} = \frac{\partial i(x, t)}{\partial x}$$

d'où les deux équations différentielles :

$$\frac{\partial v(x, t)}{\partial x} = -R \cdot i(x, t) - L \frac{\partial i(x, t)}{\partial x} \quad \text{----- (II.1)}$$

$$\frac{\partial i(x, t)}{\partial x} = -G \cdot v(x, t) - C \frac{\partial v(x, t)}{\partial x} \quad \text{----- (II.2)}$$

II.2.3. Equations de propagation

Dans cette partie, nous résolvons les équations (II.1) et (II.2) en régime harmonique, c'est-à-dire en considérant comme excitation, une onde sinusoïdale de fréquence f et de pulsation $\omega = 2\pi f$. Nous utilisons le formalisme mathématique des notations complexes pour simplifier les calculs. Les grandeurs complexes associées à la tension réelle $v(x, t)$ et au courant réel $i(x, t)$ s'écrivent :

$$\overline{v(x, t)} = \overline{V(x)} e^{j\omega t}$$

$$\overline{i(x, t)} = \overline{I(x)} e^{j\omega t}$$

On revient aux grandeurs réelles dépendant du temps en prenant mathématiquement la partie réelle des grandeurs complexes associées :

$$v(x, t) = \Re[\overline{v(x, t)}] = V(x) \cos[\omega t + \varphi_v(x)]$$

$$i(x, t) = \Re[\overline{i(x, t)}] = I(x) \cos[\omega t + \varphi_i(x)].$$

$V(x)$ et $I(x)$ sont les amplitudes réelles ou modules.

$\varphi_v(x)$ et $\varphi_i(x)$ sont les phases.

En remplaçant $v(x, t)$ et $i(x, t)$ par leur grandeur complexe associées dans les équations (II.1) et (II.2), on obtient :

$$\frac{\partial \overline{V(x, t)}}{\partial x} = -(R + jL\omega) \overline{I(x)} \quad \text{----- (II.3)}$$

$$\frac{\partial \overline{I(x, t)}}{\partial x} = -(G + jC\omega) \overline{V(x)} \quad \text{----- (II.4)}$$

Le facteur $e^{j\omega t}$ s'élimine. On est alors ramené à la résolution d'équation différentielles couplées à coefficients constants. Éliminons $\overline{V(x)}$ entre les deux équations; pour cela, dérivons l'équation (II.4) par rapport à x :

$$\frac{\partial^2 \overline{I(x, t)}}{\partial x^2} = -(G + jC\omega) \frac{\partial \overline{V(x)}}{\partial x} \quad \text{----- (II.5)}$$

Remplaçant le terme $\frac{\partial \overline{V(x)}}{\partial x}$ par son expression (équation II.3) :

$$\frac{\partial^2 \overline{I(x,t)}}{\partial x^2} = -(G + jC\omega) - (R + jL\omega) \overline{I(x)}$$

soit encore

$$\frac{\partial^2 \overline{I(x,t)}}{\partial x^2} - \gamma^2 \overline{I(x)} = 0 \text{ -----(II.6)}$$

où $\gamma = \sqrt{(R + jL\omega)(G + jC\omega)} = \alpha + j\beta$ à la dimension de m^{-1} . C'est une quantité complexe que l'on appelle la *constante de propagation* et dont nous ferons l'étude plus loin.

De la même manière on obtient :

$$\frac{\partial^2 \overline{V(x,t)}}{\partial x^2} - \gamma^2 \overline{V(x)} = 0 \text{ ----- (II.7)}$$

Les solutions générales des équations différentielles (II.6) et (II.7) sont de la forme:

$$\overline{V(x)} = \overline{V}_i e^{-\gamma x} + \overline{V}_r e^{\gamma x} \text{ -----(II.8)}$$

$$\overline{I(x)} = \overline{I}_i e^{-\gamma x} + \overline{I}_r e^{\gamma x} \text{ -----(II.9)}$$

où \overline{V}_i , \overline{I}_i , \overline{V}_r et \overline{I}_r sont des constantes d'intégrations dépendant uniquement de la pulsation ω .

Elles sont liées deux à deux puisque l'on a en effet :

$$\frac{\overline{V}_i}{\overline{I}_i} = -\frac{\overline{V}_r}{\overline{I}_r} = \sqrt{\frac{R + jL\omega}{G + jC\omega}} \text{ quantité que l'on appelle } \textit{impédance caractéristique} \text{ de la}$$

ligne dont nous verrons plus tard l'importance.

Les relations réelles de la tension et du courant sont de la forme suivante :

$$v(x,t) = V_i e^{-\alpha x} \cos(\omega t - \beta x + \phi) + V_r e^{\alpha x} \cos(\omega t + \beta x + \phi)$$

$$i(x,t) = \frac{V_i}{Z_c} e^{-\alpha x} \cos(\omega t + \beta x + \phi) - \frac{V_r}{Z_c} e^{\alpha x} \cos(\omega t - \beta x + \phi)$$

où V_i , V_r et Z_c représentent le module de \overline{V}_i , \overline{V}_r et \overline{Z}_c respectivement.

Ces deux expressions sont la somme de deux termes

- L'un dont l'amplitude diminue lorsque x augmente, c'est-à-dire pour un déplacement du générateur vers le récepteur; il caractérise une onde progressive ou incidente (indice i),

- L'autre dont l'amplitude diminue lorsque x diminue c'est-à-dire pour un déplacement du récepteur vers le générateur; il caractérise une onde régressive ou réfléchie (indice r).

- Par conséquent la tension sur la ligne résulte d'une superposition de deux ondes se propageant en sens contraire, même chose pour le courant.

II.2.4. Caractéristiques des deux ondes

Le terme $v_i(x,t) = V_i e^{-\alpha x} \cos(\omega t - \beta x + \phi)$ est une onde de tension dont l'amplitude diminue exponentiellement à mesure que l'on se rapproche du récepteur.

- En un point donné de la ligne, la tension est une fonction sinusoïdale du temps dont la périodicité dans le temps est la période : $T = \frac{2\pi}{\omega}$
- À un instant donné, la tension est une fonction sinusoïdale de l'abscisse x dont la périodicité dans l'espace est la longueur d'onde : $\lambda = \frac{2\pi}{\beta}$
- Cette onde se déplace vers les x croissants avec la vitesse constante $v_\varphi = \omega/\beta$ appelée vitesse de phase.

Il suffit en effet pour trouver cette vitesse, d'écrire que : $(\omega t - \beta x) + \phi = \text{Cte}$

Soit encore : $\omega dt - \beta dx = 0$, d'où : $\frac{dx}{dt} = v_\varphi = \frac{\omega}{\beta}$

On appelle cette onde, une onde progressive (ou incidente)..

L'étude du terme $v_r(x, t) = V_r e^{\alpha x} \cos(\omega t + \beta x + \phi)$ mettrait de la même façon en évidence une onde :

- dont l'amplitude diminue exponentiellement à mesure que l'on se déplace vers le générateur,
- de périodicité dans l'espace $\lambda = \frac{2\pi}{\beta}$ et dans le temps $T = \frac{2\pi}{\omega}$

On a représenté en figure II.3 et II.4, des ondes progressive et rétrograde en fonction de la position x à différents instants t . En figure II.5, nous avons représenté la somme d'une onde progressive et d'une onde rétrograde d'amplitudes égales et en figure II.6, des ondes d'amplitudes différentes.

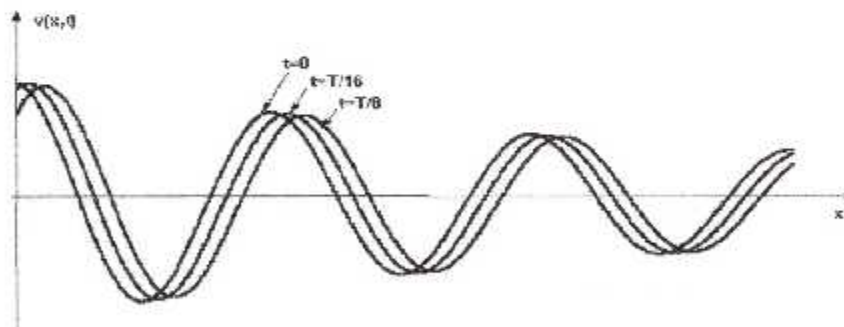


Figure II.3 : Onde progressive amortie

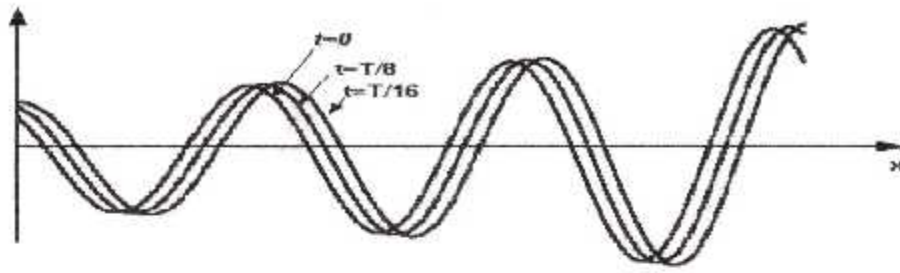


Figure II.4 : Onde régressive amortie

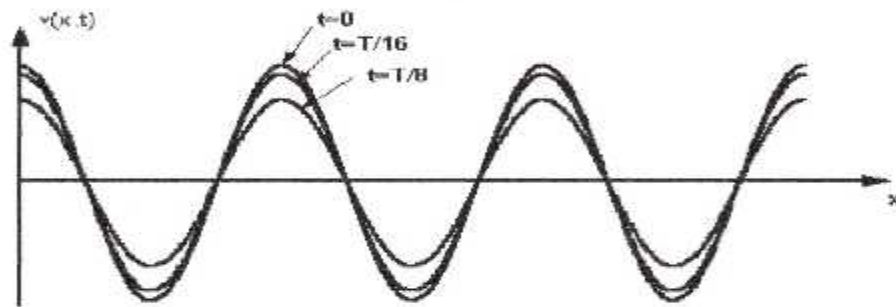


Figure II.4 : Onde progressive + régressive amortie de mêmes amplitudes

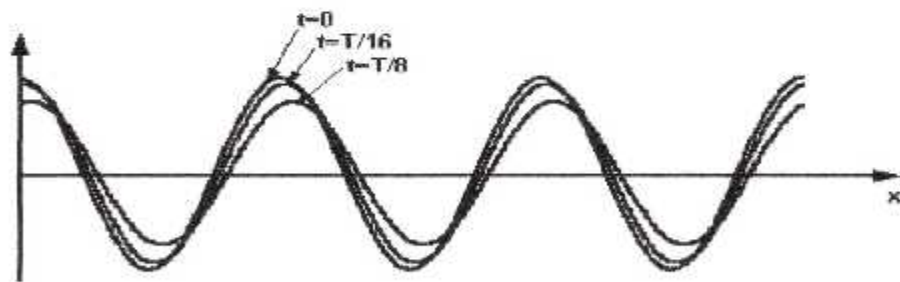


Figure II.4 : Onde progressive + régressive amortie d'amplitudes différentes

II.2.5. Le paramètre de propagation γ

Le paramètre $\gamma = \sqrt{(R + jL\omega)(G + jC\omega)}$ apparaît comme un paramètre de propagation avec :

- la partie réelle $\alpha = \frac{1}{2} \left(R\sqrt{\frac{C}{L}} + G\sqrt{\frac{L}{C}} \right)$ qui est un paramètre d'affaiblissement exprimé en Neper par mètre ou en décibels par mètre (1 dB=0,1151 Np) ;
- la partie imaginaire β est un paramètre de phase exprimé en radians par mètre .
- Dans le cas particulier des lignes sans perte: $R_1=G_1=0$, ces paramètres se réduisent à :

$$\alpha = 0 \text{ et } \beta = \omega\sqrt{L_1C_1} .$$

II.2.6. Le paramètre impédance caractéristique de la ligne

Des relations suivantes :

$$\overline{V(x)} = \overline{V_i}e^{-\gamma x} + \overline{V_r}e^{\gamma x}$$

$$\overline{I(x)} = \overline{I_i}e^{-\gamma x} + \overline{I_r}e^{\gamma x}$$

on en déduit :

$$\frac{\overline{V(x)}}{\overline{I(x)}} = \frac{\overline{V_i}e^{-\gamma x} + \overline{V_r}e^{\gamma x}}{\overline{I_i}e^{-\gamma x} + \overline{I_r}e^{\gamma x}}$$

- **Situation pour une onde progressive seule**

Si seule une onde progressive existe (terme en $e^{-\gamma x}$), on a :

$$\frac{\overline{V_i}e^{-\gamma x}}{\overline{I_i}e^{-\gamma x}} = \frac{\overline{V_i}}{\overline{I_i}} = \overline{Z_c}$$

L'impédance caractéristique $\overline{Z_c}$ ne dépend pas de x mais de la pulsation ω . Ceci montre que les ondes de courant et tension progressives sont en tout point de la ligne dans un rapport $\overline{Z_c}$.

- **Situation pour une onde régressive seule**

Si seule une onde régressive existe (terme en $e^{\gamma x}$), on a :

$$\frac{\overline{V_r}e^{\gamma x}}{\overline{I_r}e^{\gamma x}} = \frac{\overline{V_r}}{\overline{I_r}} = -\overline{Z_c}$$

Le rapport onde de tension/onde de courant a le même module que pour les ondes progressives, mais sa phase est opposée.

Ces deux situations correspondent concrètement au cas d'une ligne semi-infinie (terminée seulement à une extrémité). Dans ce cas en effet, il ne peut y avoir qu'une seule onde (progressive ou régressive).

On en conclut que l'impédance $\overline{Z_c}$ correspond à la valeur de l'impédance qu'il faut connecter au bout de la ligne afin qu'elle se comporte comme une *ligne semi-infinie*, c'est-à-dire qu'une seule onde (progressive ou régressive) se propage. On nomme cette impédance

l'impédance caractéristique de la ligne. Une ligne terminée par son impédance caractéristique Z_c est dite *adaptée*.

Dans le cas général, $\overline{Z}_c = \sqrt{\frac{R+jL\omega}{G+jC\omega}}$ est complexe. En pratique cependant, la qualité des conducteurs (cuivre, argent) ainsi que des substrats diélectriques permettent d'obtenir des lignes « faible pertes », ce qui implique :

$$R \ll L\omega \text{ et } G \ll C\omega$$

d'où une impédance caractéristique réelle $Z_c = \sqrt{\frac{L}{C}}$

II.3. Etude d'une ligne terminée par une charge

La propagation des ondes dans une ligne est régie par les caractéristiques de la ligne, qui imposent en particulier la vitesse et l'atténuation des ondes, mais également par les « conditions aux limites », c'est-à-dire les composants ou circuits connectés aux deux extrémités de la ligne. On va étudier ici, le comportement de la ligne lorsqu'elle est terminée par une charge quelconque.

Soit une ligne de longueur l , d'impédance caractéristique Z_c alimentée par un générateur de f.e.m, instantanée $e = E_0 \cos \omega t$ et de fréquence f , terminée sur une impédance Z_L . Nous avons vu que l'état électrique en un point quelconque d'une telle ligne résultait de la superposition d'une onde incidente et d'une onde réfléchie sur la charge. Puisque dans ce paragraphe, nous allons étudier le phénomène de réflexion à l'extrémité de la ligne, il vaut mieux prendre l'origine au générateur et orienter l'axe des abscisses de charge vers le générateur.

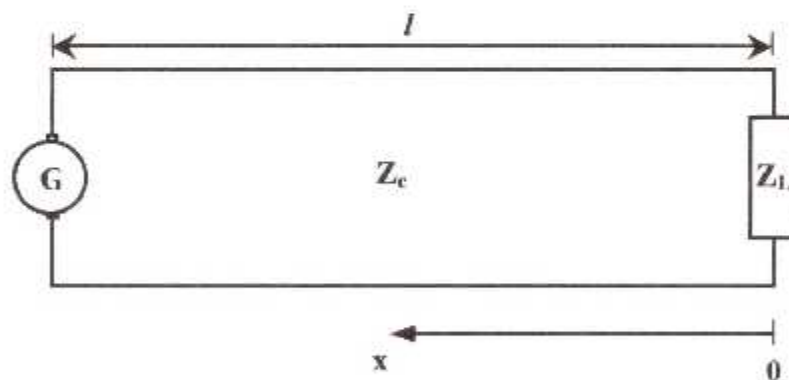


Figure II.3 : Ligne de transmission chargée

Dans ces conditions, les relations on utilise les relations (II.8 et II.9) deviennent :

$$\overline{V}(x) = \overline{V}_i e^{+\gamma x} + \overline{V}_r e^{-\gamma x} \text{ ----- (II.10)}$$

$$\overline{I}(x) = \overline{I}_i e^{-\gamma x} + \overline{I}_r e^{+\gamma x} \text{ ----- (II.11)}$$

A partir de (Eq II.5 et 6) et les solutions générales on déduit que:

$$\frac{\overline{V}_i}{\overline{I}_i} = -\frac{\overline{V}_r}{\overline{I}_r} = Z_c$$

II.3.1. Impédance le long de la ligne

Soient \bar{V}_L et \bar{I}_L les tension et courant au niveau de la charge. Nous avons ici :

$$\bar{V}_i = \frac{\bar{V}_L + Z_c \bar{I}_L}{2}$$

$$\bar{V}_r = \frac{\bar{V}_L - Z_c \bar{I}_L}{2}$$

Les expressions de la tension, du courant en un point quelconque de la ligne s'écrivent maintenant :

$$\bar{V}(x) = \bar{V}_L \operatorname{ch} \gamma x + Z_c \bar{I}_L \operatorname{sh} \gamma x$$

$$\bar{I}(x) = \bar{I}_L \operatorname{ch} \gamma x + \frac{\bar{V}_L}{Z_c} \operatorname{sh} \gamma x$$

d'où l'expression de l'impédance $Z(x)$ en un point quelconque x de la ligne :

$$Z(x) = \frac{\bar{V}(x)}{\bar{I}(x)} = Z_c \frac{Z_L + Z_c \operatorname{th} \gamma x}{Z_c + Z_L \operatorname{th} \gamma x} \quad \text{-----(II.12)}$$

II.3.2. Coefficient de réflexion

On définit un coefficient de réflexion Γ par le rapport d'une onde se propageant dans un sens sur l'onde se propageant en sens inverse, après réflexion sur un obstacle.

Pour une onde progressive de tension, on définit dans le cas général le coefficient de réflexion Γ en un point x de la ligne par le rapport de l'onde réfléchie sur l'onde incidente :

$$\Gamma(x) = \frac{\bar{V}_r e^{-\gamma x}}{\bar{V}_i e^{+\gamma x}} \quad \text{-----(II.13)}$$

Ce coefficient peut s'exprimer en fonction de la charge Z_L située en $x=0$ et responsable du phénomène de réflexion :

$$\Gamma(x) = \frac{\bar{V}_r}{\bar{V}_i} e^{-\gamma x} / \frac{\bar{V}_i}{\bar{V}_i} e^{+\gamma x} = \frac{\bar{V}_r e^{-\gamma x}}{\bar{V}_i e^{+\gamma x}} = \frac{\bar{V}_r}{\bar{V}_i} e^{-2\gamma x} = \frac{Z_L - Z_c}{Z_L + Z_c} e^{-2\gamma x}$$

Pour $x=0$ c'est à dire sur la charge, nous obtenons

$$\Gamma_L = \frac{Z_L - Z_c}{Z_L + Z_c}$$

On peut dire que le coefficient de réflexion à l'extrémité d'une ligne de propagation s'exprime comme la différence entre l'impédance de la charge et l'impédance caractéristique de la ligne divisée par la somme.

II.3.3. Cas particuliers de charges

- Ligne en court-circuit

Puisque $Z_L=0$, on a : $\overline{\Gamma}_L=-1$ et $\overline{V}_L=0$ et donc une réflexion totale avec opposition de phase des ondes incidente et réfléchie.

Dans le cas des lignes sans pertes, on a :

$$\overline{V}(x) = jZ_c \overline{I}_L \sin \beta x$$

$$\overline{I}(x) = \overline{I}_L \cos \beta x$$

$$Z(x) = jZ_c \operatorname{tg} \beta x$$

- **Ligne en circuit ouvert**

Puisque $Z_L=\infty$, on a $\overline{\Gamma}_L=1$, $\overline{I}_L=0$ et donc une réflexion totale avec des ondes incidente et réfléchie en phase.

Dans les cas des lignes sans pertes, on a :

$$\overline{V}(x) = \overline{V}_L \cos \beta x$$

$$\overline{I}(x) = j \frac{\overline{V}_L}{Z_c} \sin \beta x$$

$$Z(x) = j \frac{Z_c}{\operatorname{tg} \beta x}$$

On conclut de la même manière, que l'impédance d'entrée d'un tronçon de ligne (stub) sans pertes terminée par un court-circuit est purement réactive.

II.3.4. Cas général des lignes à coefficient de réflexion quelconque

De la définition du coefficient de réflexion en un point quelconque d'une ligne, on peut écrire :

$$\overline{V}(x) = \overline{V}_i e^{\gamma x} [1 + \overline{\Gamma} e^{-2\gamma x}]$$

$$\overline{I}(x) = \overline{I}_i e^{\gamma x} [1 - \overline{\Gamma} e^{-2\gamma x}]$$

d'où :

$$Z(x) = Z_c \frac{1 + \overline{\Gamma}_L e^{-2\gamma x}}{1 - \overline{\Gamma}_L e^{-2\gamma x}}$$

Dans le cas lignes sans pertes et en posant $\overline{\Gamma}_L = \Gamma_L e^{j\phi_L}$, on a :

$$\overline{V}(x) = \overline{V}_i e^{j\beta x} \left[1 + \Gamma_L e^{j(\phi_L - 2\beta x)} \right]$$

$$\overline{I}(x) = \overline{I}_i e^{j\beta x} \left[1 - \Gamma_L e^{j(\phi_L - 2\beta x)} \right]$$

$$\text{soit } Z(x) = Z_c \frac{1 + \Gamma_L e^{j(\phi_L - 2\beta x)}}{1 - \Gamma_L e^{j(\phi_L - 2\beta x)}}$$

II.3.5. Etude de variation de V , I et Z

- pour $\Phi - 2\beta x = 2k\pi$

- La tension est maximale $\overline{V_M} = \overline{V_i} (1 + \Gamma_L)$
- Le courant est minimal $\overline{I_m} = \overline{I_i} (1 - \Gamma_L)$
- L'impédance est maximale: $Z_M = Z_c \frac{1 + \Gamma_L}{1 - \Gamma_L}$
 - pour $\Phi - 2\beta x = (2k+1)\pi$
- La tension est minimale $\overline{V_m} = \overline{V_i} (1 - \Gamma_L) \cdot e^{j\beta x}$
- Le courant est maximal $\overline{I_M} = \overline{I_i} (1 + \Gamma_L) \cdot e^{j\beta x}$
- L'impédance est minimale : $Z_m = Z_c \frac{1 - \Gamma_L}{1 + \Gamma_L}$

Deux maxima ou deux minima étant séparés par $\lambda/2$, nous pouvons en conclure que les variations de toutes ces quantités se font avec une périodicité de $\lambda/2$. Pour mettre en évidence qu'il s'agit d'une variation sinusoïdale, il suffit de considérer l'expression de la tension, par exemple :

$$V(x) = V_i \left| 1 + \Gamma_L e^{j(\phi_L - 2\beta x)} \right| \quad \text{soit } V(x) = V_i \sqrt{1 + 2\Gamma_L \cos(\phi_L - 2\beta x) + \Gamma_L^2}$$

- la tension oscille entre V_M et V_m .
- le courant oscille entre I_M et I_m .
- l'impédance oscille entre Z_M et Z_m .

Ces variations se font avec une périodicité de $\lambda/2$, la tension et le courant étant en quadrature. Si l'on considère, par exemple, les variations de la tension, nous pouvons décomposer ce régime en la superposition :

- d'un régime d'ondes progressive d'amplitude V_m
- à un régime d'ondes stationnaires d'amplitude variant de 0 à $V_M - V_m$

On peut donc parler de régime d'ondes sem-stationnaire avec comme cas particuliers :

- si $\Gamma_L = 1$ le régime d'ondes stationnaires pures
- si $\Gamma_L = 0$ le régime d'ondes progressives pures.

On a représenté en figure II.14, les variations du courant et de la tension le long de la ligne dans le cas général.

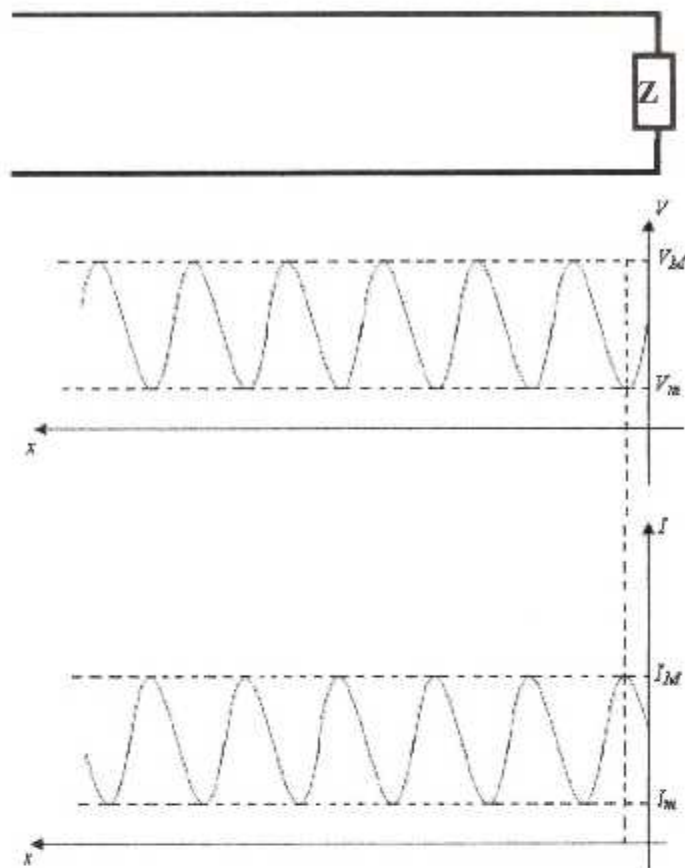


Figure II.14 : Variations des valeurs efficaces de la tension, et du courant.

II.3.6. Rapport d'ondes stationnaires

Une ligne terminée par une charge quelconque est le siège d'une onde stationnaire, résultat de l'interférence de l'onde incidente et de l'onde réfléchie. Pour mesurer l'importance de cette interférence, on utilise le rapport d'ondes stationnaires ROS défini par le rapport entre l'amplitude de la tension maximale et la l'amplitude de la tension minimale le long de la ligne :

$$\text{ROS} = \frac{V_M}{V_m} = \frac{|V_i|(1+\Gamma_L)}{|V_i|(1-\Gamma_L)} = \frac{1+\Gamma_L}{1-\Gamma_L}$$

En anglais, on utilise le sigle le terme VSWR (Voltage Standing Wave Ratio) pour désigner ce rapport.

Comme $0 \leq \Gamma_L \leq 1$, la valeur De ROS est comprise entre 1 et l'infini.

Lorsque ROS est voisin de 1, on peut dire que le régime qui est établi sur la ligne étudiée est proche du régime d'ondes progressive. Dès que ROS vaut quelques unités, c'est qu'il y a une désadaptation ligne-charge assez sérieuse. Enfin des valeurs de ROS supérieures à 10 caractérisent un régime qui se rapproche du régime d'ondes stationnaires.

II.4. LES PRINCIPAUX TYPES DE LIGNES DE TRANSMISSION

L'une des exigences essentielle pour un circuit micro-onde est de pouvoir transmettre correctement (sans distorsion et pertes) un signal d'un point à un autre. Cela nécessite le transport de l'énergie sous forme d'onde électromagnétique se propageant.

L'utilisation de deux fils parallèles (lignes bifilaires) est impossible pour des fréquences supérieures à quelques dizaines de MHz. Ensuite, les utilisateurs ont recours à des supports de transmission spécifiques, appelées *lignes de transmission*. La figure II.15 décrit quelques types classiques de lignes de transmission.

Le câble coaxial est utilisé pour relier des systèmes entre eux et peut supporter des puissances élevées de plusieurs centaines de watts. Il est limité à des fréquences de 110 GHz du fait des dimensions qui deviennent alors microniques et nécessitent des précisions d'usinages extrêmes.

La ligne micro-ruban est utilisée à l'intérieur des systèmes. Sa structure planaire permet le montage es transistors ou de puces en surface. Le guide d'onde coplanaire est également une structure planaire, il possède l'avantage par rapport à la ligne micro-ruban d'être moins dispersif .

Pour des fréquences supérieures à la centaine de GHz , pour lesquelles on trouve essentiellement des applications radar ou spatiales, on utilise principalement les guides d'onde, rectangulaires ou circulaires, du fait de leurs meilleures propriétés électriques ou mécaniques.

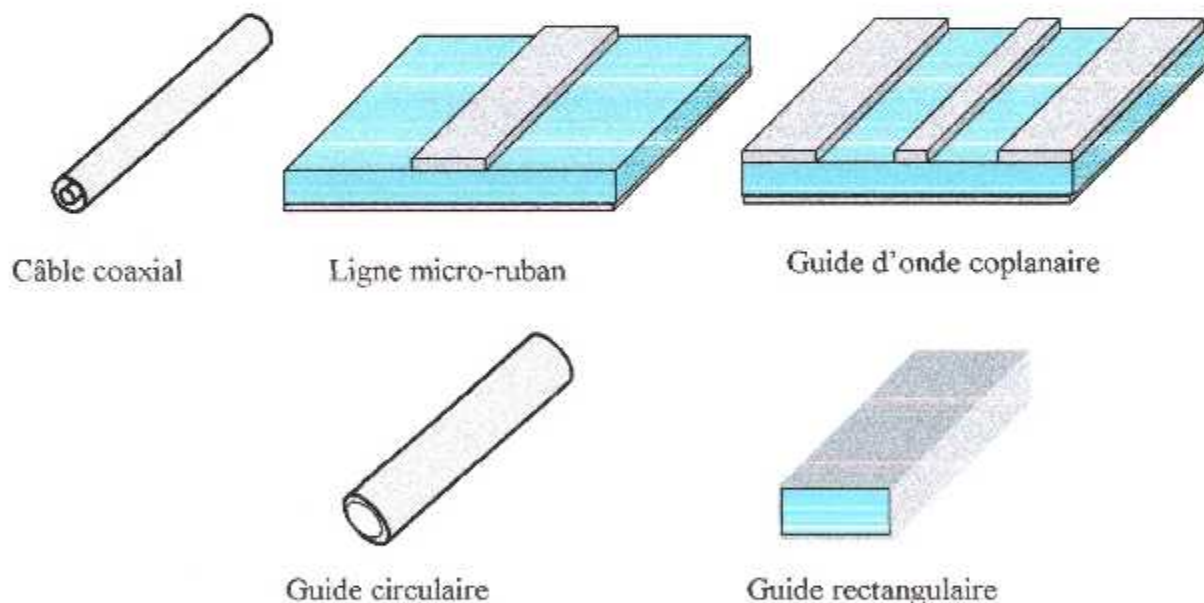


Figure II.15 : Quelques lignes de propagation

Nous donnons quelques caractéristiques des lignes coaxiales et coplanaires qui seront dans notre simulation.

II.4.1. La ligne coaxiale

Cette ligne est plus élaborée que la ligne bifilaire classique (Figure II.16) car l'enveloppe extérieure qui sert de blindage pour le conducteur central joue aussi le rôle de

conducteur de retour, en général mis à la terre. Le conducteur central est maintenu exactement dans l'axe du conducteur extérieur par un manchon cylindrique de diélectrique.

Les lignes coaxiales présentent des bandes passantes importantes, ce qui permet d'acheminer simultanément plusieurs centaines de communications téléphoniques préalablement échelonnées en fréquences, grâce au procédé de multiplexage.

L'affaiblissement présenté par cette ligne dépend de la qualité du diélectrique employé.

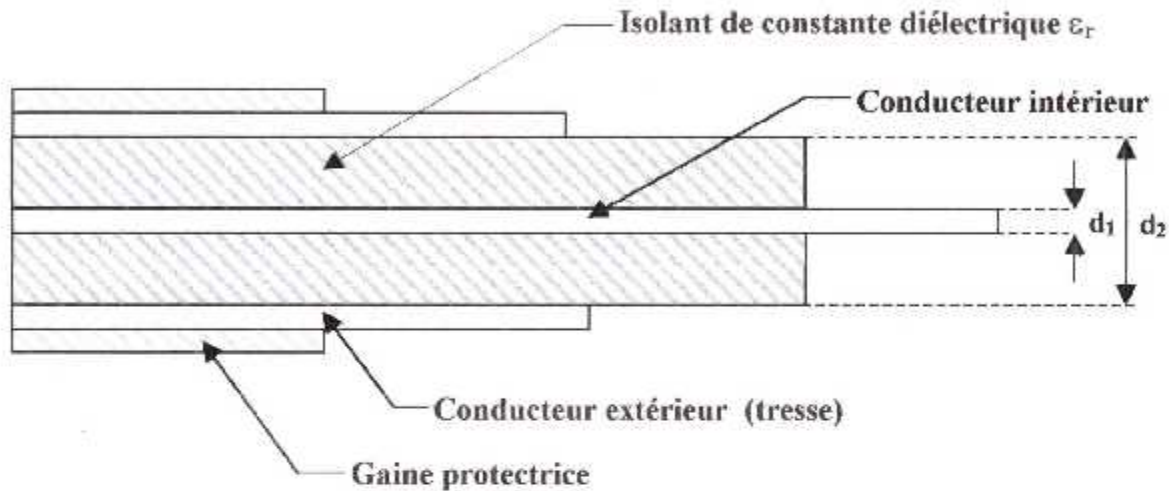


Figure II.6 : Ligne coaxiale

Soient \$d_1\$ le diamètre de conducteur intérieur de conductivité \$\sigma_1\$, \$d_2\$ le diamètre intérieur du conducteur extérieur de conductivité \$\sigma_2\$, \$\epsilon_r\$ la constante diélectrique relative et \$\text{tg } \delta\$ le facteur de pertes du diélectrique.

- Paramètres essentiels d'une ligne coaxiale

Les valeurs par unité de longueur de la résistance, de l'inductance, de la conductance et de la capacité sont respectivement :

$$R_1 = \sqrt{\frac{\mu_0 f}{\pi}} \left(\frac{1}{d_1 \sqrt{\sigma_1}} + \frac{1}{d_2 \sqrt{\sigma_2}} \right) = 0,632 \cdot 10^{-3} \sqrt{f} \left(\frac{1}{d_1 \sqrt{\sigma_1}} + \frac{1}{d_2 \sqrt{\sigma_2}} \right) (\Omega/\text{m}).$$

$$L_1 = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{d_2}{d_1} = 0,2 \cdot 10^{-6} \ln \frac{d_2}{d_1} (\text{H}/\text{m}).$$

$$G_1 = 4\pi^2 \frac{\epsilon f (\text{tg } \delta)}{\ln \frac{d_2}{d_1}} = 0,349 \cdot 10^{-9} \frac{\epsilon_r f (\text{tg } \delta)}{\ln \frac{d_2}{d_1}} (\text{S}/\text{m}).$$

$$C_1 = \frac{2\pi\epsilon}{\ln \frac{d_2}{d_1}} = 0,055 \cdot 10^{-9} \frac{\epsilon_r}{\ln \frac{d_2}{d_1}} (\text{F}/\text{m}).$$

- Paramètres secondaires d'une ligne coaxiale

- L'affaiblissement

Il est donné par la relation suivante :

$$\alpha (\text{Np/m}) = \sqrt{\epsilon} \cdot f \cdot \pi \left(\frac{1}{d_1 \sqrt{\sigma_1}} + \frac{1}{d_2 \sqrt{\sigma_2}} \right) \left(\frac{1}{\ln \frac{d_2}{d_1}} \right) + \frac{\pi \cdot f \cdot \text{tg} \delta}{v}$$

Le premier terme représente les pertes α_c dans les conducteurs et le second, les pertes α_d dans le diélectrique. En explicitant numériquement ϵ et $v=1/\sqrt{\epsilon\mu}$, nous obtenons:

$$\alpha_c (\text{dB/m}) = 45.8 \cdot 10^{-6} \sqrt{\epsilon_r} \cdot f \left(\left(\frac{1}{d_1 \sqrt{\sigma_1}} + \frac{1}{d_2 \sqrt{\sigma_2}} \right) \left(\frac{1}{\ln \frac{d_2}{d_1}} \right) \right)$$

$$\alpha_d (\text{dB/m}) = 91 \cdot 10^{-9} \sqrt{\epsilon_r} f \cdot \text{tg} \delta$$

- Le paramètre de phase β :

est donné par la relation :

$$\beta = \omega \sqrt{L_1 C_1}$$

On tenant compte les relations des L_1 et C_1 , nous avons :

$$\beta = 2\pi \frac{c}{\lambda_0} \sqrt{\epsilon \mu_0} = 2\pi \frac{\sqrt{\epsilon_r}}{\lambda_0}. \text{ Comme par définition, } \beta = \frac{2\pi}{\lambda}, \text{ il est résulte que la longueur}$$

d'onde sur la ligne est $\lambda = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_r}}$

- La vitesse de phase

est donnée par la relation suivante $v_\varphi = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon \mu_0}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}}$

- L'impédance caractéristique :

$$Z_c = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}$$

$$\text{soit } Z_c = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln \frac{d_2}{d_1} = \frac{138}{\sqrt{\epsilon_r}} \log \frac{d_2}{d_1} (\Omega)$$

II.4.2. La ligne microstrip

Une ligne microstrip est constituée d'un ruban conducteur placé sur une face d'un matériau diélectrique dont l'autre face constitue un plan de masse (figure II17). L'exemple le plus connu de ligne microstrip est le circuit imprimé double face dont l'une des faces est entièrement cuivrée.

De nombreuses études ont montré qu'une telle ligne de transmission est le siège d'une onde se propageant en mode quasi-TEM (Transverse Electro-Magnetic), c'est à dire que les champs électrique et magnétique sont perpendiculaires à l'axe de la ligne selon lequel s'effectue la propagation. L'impédance caractéristique d'un microstrip dépend de ses dimensions et de la nature du matériau isolant. On trouve dans la littérature plusieurs équations empiriques complexes permettant de calculer l'impédance caractéristique à partir des données géométriques ou inversement de déterminer les dimensions permettant d'obtenir une ligne d'impédance donnée.

Les formules les plus précises sont due à équations de Hammerstad et ont été publiées en 1975.

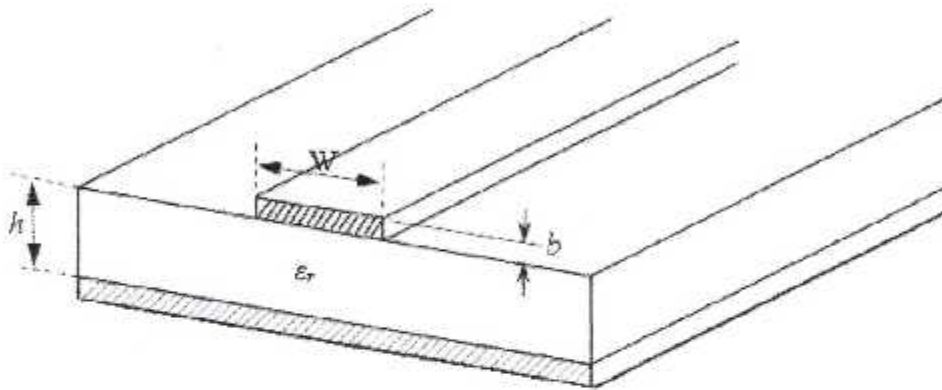


Figure II 17 : Paramètres caractéristiques de la ligne microstrip

• Paramètres essentiels d'une ligne microstrip

Les paramètres caractérisant la ligne microstrip sont :

- Pour le substrat, son épaisseur h et sa constante diélectrique relative qui est souvent élevée (≈ 10) afin d'y concentrer le champ électromagnétique et de réduire ainsi les pertes par rayonnement ;
- Pour la bande, sa largeur W qui est en général, de l'ordre de grandeur de h ($0,1 \leq W/h \leq 10$) et son épaisseur b , presque toujours petite ($b/h \ll 1$).
- L'impédance caractéristique de la ligne est Z_c .
- Constante diélectrique du substrat (matériau isolant) est ϵ_r (permittivité relative).

• Equations de synthèse

Un premier jeu d'équation permet de calculer le rapport W/h correspondant à une impédance Z_c donnée. Pour une meilleure précision on utilise deux équations différentes selon la valeur de W/h :

- Pour $W/h < 2$:
$$\frac{W}{h} = \frac{8e^A}{e^{2A} - 2}$$

$$\text{avec } A = \frac{Z_c}{60} \sqrt{\frac{\epsilon_r + 1}{2}} + \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 1} \left(0,23 + \frac{0,11}{\epsilon_r} \right)$$

– Pour $W/h > 2$:

$$\frac{W}{h} = \frac{2}{\pi} \left\{ B - 1 - \ln(2B - 1) + \frac{\epsilon_r + 1}{2\epsilon_c} \left[\ln(B - 1) + 0,39 - \frac{0,61}{\epsilon_r} \right] \right\}$$

$$\text{avec } B = \frac{377\pi}{2Z_c\sqrt{\epsilon_r}}$$

• Equations d'analyse

Ces équations permettent de calculer l'impédance caractéristique d'une ligne microstrip dont on connaît les dimensions. Pour une meilleure précision on utilise ici encore deux équations différentes selon la valeur de W/h :

Pour $W/h < 1$:

$$Z_c = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \ln \left(\frac{8h}{W} + \frac{W}{4h} \right)$$

$$\text{avec } \epsilon_{\text{eff}} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left[\left(1 + 12 \frac{h}{W} \right)^{-\frac{1}{2}} + 0,04 \left(1 - \frac{W}{h} \right)^2 \right]$$

– Pour $W/h > 1$:

$$Z_c = \frac{120\pi / \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}}{\frac{W}{h} + 1,393 + 0,667 \ln \left(\frac{W}{h} + 1,444 \right)}$$

$$\text{avec } \epsilon_{\text{eff}} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left(1 + 12 \frac{h}{W} \right)^{-\frac{1}{2}}$$

Les relations précédentes ont été établies en supposant que l'épaisseur b du conducteur est très faible devant l'épaisseur h de l'isolant ($b/h < 0,005$). Dans les autres cas, il faut apporter une correction, la plupart du temps négligeable. Pour les puristes, voici la relation à utiliser :

– Pour $W/h > 0,16$ (ce qui est toujours le cas dans notre domaine)

$$\frac{W_{\text{eff}}}{h} = \frac{W}{h} + \frac{b}{\pi h} \left(1 + \ln \left(\frac{2h}{b} \right) \right)$$

Pour les impédances caractéristiques faibles ($< 60\Omega$), la correction peut être ignorée.

• Affaiblissement d'une ligne microstrip

- Pertes dans les conducteurs

$$- \text{Si } \frac{W}{h} \leq 1 : \alpha_c \text{ (dB/m)} = 1.38 \cdot A \cdot \frac{R_s}{h \cdot Z_c} \cdot \frac{32 - \left(\frac{W_{\text{eff}}}{h}\right)^2}{32 + \left(\frac{W_{\text{eff}}}{h}\right)^2}$$

$$- \text{Si } \frac{W}{h} \geq 1 : \alpha_c \text{ (dB/m)} = 6.1 \cdot 10^{-6} \cdot A \cdot \frac{R_s \cdot Z_c \cdot \epsilon_{\text{eff}}}{h} \left[\frac{W_{\text{eff}}}{h} + \frac{0.667 \frac{W_{\text{eff}}}{h}}{\frac{W_{\text{eff}}}{h} + 1.444} \right]$$

$$\text{avec : } A = 1 + \frac{h}{W_{\text{eff}}} \left(1 + \frac{1.25}{\pi} \ln \frac{2B}{b} \right)$$

et $B = h$ si $W/h \geq 1/2\pi$ et $B = 2\pi W$ si $W/h \leq 1/2\pi$.

$R_s = \sqrt{\pi \cdot \mu \cdot \rho \cdot f}$, ρ : résistivité des conducteurs.

- Pertes dans le diélectrique

$$\alpha_d \text{ (dB/m)} = 4.34 \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon_r}} \cdot \frac{\epsilon_{\text{eff}} - 1}{\epsilon_r - 1} \sigma_d \quad \text{ou} \quad \alpha_d \text{ (dB/m)} = 27.3 \frac{\epsilon_r}{\epsilon_r - 1} \cdot \frac{\epsilon_{\text{eff}} - 1}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \cdot \frac{\text{tg} \delta}{\lambda_0}$$

avec : $\sigma_d = \omega \epsilon_0 \epsilon_r \text{tg} \delta$ est la conductivité du diélectrique.

$\text{tg} \delta$: est la tangente de l'angle de pertes.

CHAPITRE : III



LE PROBLEME D'ADAPTATION

III. LE PROBLEME DE L'ADAPTATION

III.1. INTRODUCTION

Le contenu de ce chapitre traite le problème de l'adaptation d'impédance.

Nous décrivons ci-dessous les conditions d'adaptation du générateur pour transmettre à la ligne le maximum de puissances et d'adapter la charge pour recevoir de la ligne le plus possible de cette puissance ainsi que les moyens d'assurer cette adaptation.

Nous considérons le cas simple des lignes de transmission sans pertes qui se composent de (Figure III.1) :

- Un générateur de force électromotrice E_s d'impédance interne complexe Z_G .
- Un ligne d'impédance caractéristique réelle Z_c .
- Une charge d'impédance complexe Z_L .

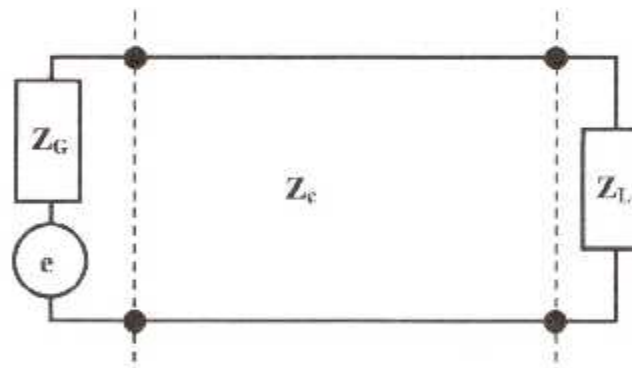


Figure III.1 : Ligne de transmission

III.2. LE PROBLÈME DE L'ADAPTATION

La question de l'adaptation d'impédance se pose à chaque fois que l'on souhaite connecter deux systèmes ou circuits entre eux et transférer le maximum de puissance du générateur vers la charge.

Le problème se pose, et se résout, à deux niveaux : au niveau de générateur et au niveau de la charge. Il faut en effet, que :

- d'une part, le générateur puisse transmettre à la ligne le maximum de puissance.
- d'autre part, la charge reçoive de la ligne le plus possible de cette puissance.

III.2.1. Condition d'adaptation du générateur à la ligne

Soit $Z_e = R_e + jX_e$ l'impédance d'entrée de la ligne. Cela vaut dire que tout se passe comme si le générateur était fermé sur Z_e (Figure III.2). Calculons quelle est la puissance active P fournie par le générateur, d'impédance interne $Z_G = R_G + jX_G$, à la ligne. Soient V_e et I_e les amplitudes complexes de la tension et du courant à l'entrée de la ligne :

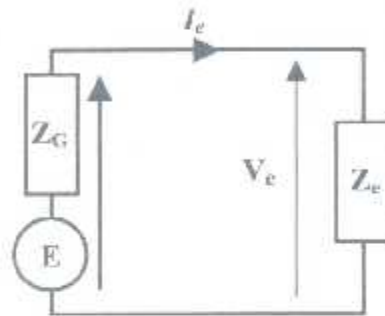


Figure III.2 : Schéma équivalent de la ligne

$$P = \frac{1}{2} \Re [V_e I_e^*] = \frac{1}{2} \Re [Z_e I_e I_e^*] = \frac{1}{2} R_e I_e^2$$

$$\text{or : } I_e = \frac{E}{Z_G + Z_e} = \frac{E}{(R_G + R_e) + j(X_G + X_e)}$$

$$\text{donc : } P = \frac{1}{2} R_e \frac{E^2}{(R_G + R_e)^2 + (X_G + X_e)^2}$$

Recherchons les conditions pour que la puissance délivrée soit maximale :

Il faut tout d'abord que : $X_G + X_e = 0$, soit $X_e = -X_G$

Nous avons alors :

$$P = \frac{1}{2} R_e \frac{E^2}{(R_G + R_e)^2} = \frac{1}{2} \frac{E^2}{\left(\frac{R_G}{\sqrt{R_e}} + \sqrt{R_e} \right)^2}$$

$$\text{et } \frac{\partial P}{\partial R_e} = \frac{E^2}{2} \frac{R_G - R_e}{(R_G + R_e)^3}$$

Il faut donc ensuite que $R_G = R_e$

Finalement la condition d'adaptation du générateur à la ligne est que $Z_e = Z_G^*$

III.2.2. Condition d'adaptation de la charge la ligne

La charge est adaptée à la ligne lorsque le coefficient de réflexion est nulle (Γ_L), puisque alors il n'y a pas d'onde réfléchie ; nous sommes en régime d'ondes progressives et

la puissance transmise par la ligne est uniquement de la puissance active. La condition $\Gamma_L=0$ est réalisée lorsque :

$$\Gamma(x) = \Gamma_L = \frac{Z_L - Z_c}{Z_L + Z_c} = 0 \quad \text{soit } Z_L = Z_c$$

III.2.3. Synthèse des conditions d'adaptation

Nous venons de démontrer que, pour adapter le générateur d'impédance interne Z_G , au charge d'impédance Z_L , il était nécessaire d'utiliser deux dispositifs d'adaptation (figure III 3) :

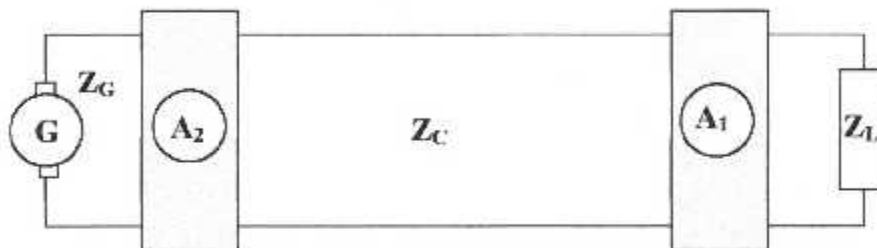


Figure III 3: Principe de l'adaptation du récepteur à la ligne (dispositif A_1) et de la ligne au générateur (dispositif A_2)

- L'un A_1 , à l'interface ligne-charge, qui doit transformer l'impédance Z_L de la charge en une impédance Z_c . notons que, dans ces conditions, l'impédance d'entrée de la ligne est : $Z_e = Z_c$.
- L'autre A_2 , à l'interface ligne-générateur, qui doit transformer l'impédance $Z_e = Z_c$ en Z_G^* .

Dans le cas particulier où l'impédance interne du générateur Z_G est réelle, il suffit d'avoir $Z_c = Z_G$ pour que l'adaptation soit réalisée du côté du générateur. Les générateurs commercialisés ont, en général des impédances internes de 50 ou 75 Ω , voire 300 Ω .

Les dispositifs d'adaptation que nous allons présenter maintenant sont de divers types :

- Adaptateurs par ligne quart d'onde ;
- Adaptateurs à l'aide d'un ou deux « stub » qui sont des tronçon de lignes.

III.3. ADAPTATION PAR LIGNE QUART D'ONDE

Un moyen d'adapter une charge d'impédance R_L réelle à une ligne d'impédance caractéristique Z_c consiste à intercaler entre les deux éléments une section de ligne de longueur $\lambda/4$ et d'impédance caractéristique Z_x différente (figure III.4).

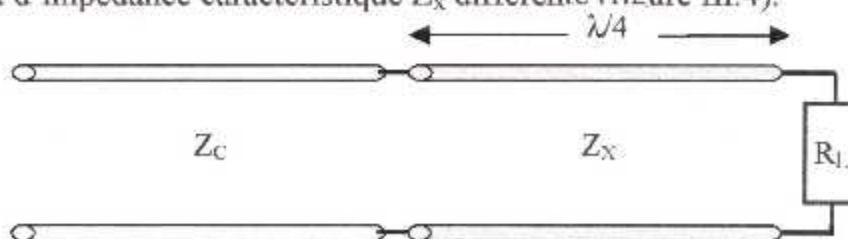


Figure III 4: Adaptation par ligne quart d'onde

L'impédance d'entrée Z_e ramenée à l'entrée de la ligne quart d'onde chargée par R_L est donnée par :

$$Z_e = \frac{Z_x^2}{R_L}$$

Pour réaliser l'adaptation, il suffit de réaliser l'égalité :

$$Z_e = Z_c \text{ soit } Z_x = \frac{Z_c^2}{R_L}$$

On doit donc choisir une ligne quart d'onde d'impédance caractéristique :

$$Z_x = \sqrt{Z_c R_L}$$

Cette méthode peut être étendue à l'adaptation de charges possédant une composante réactive : il faut dans ce cas intercaler la section de la ligne quart d'onde à un endroit où l'impédance est réelle c'est-à-dire :

- soit en un maximum de tension, situé à une distance x_M de la charge, où l'impédance est réelle et maximale $Z_M = ROS Z_c$.
- soit en un minimum de tension, situé à une distance x_m de la charge, où l'impédance est réelle et minimale $Z_m = Z_c / ROS$

III.4. ADAPTATION À UN STUB

Un stub est un tronçon de ligne court-circuité ou circuit ouvert de longueur l_{stub} que l'on branche en dérivation sur la ligne principale à une distance d_{stub} de la charge (figure III 5) pour adapter une charge quelconque à la ligne.

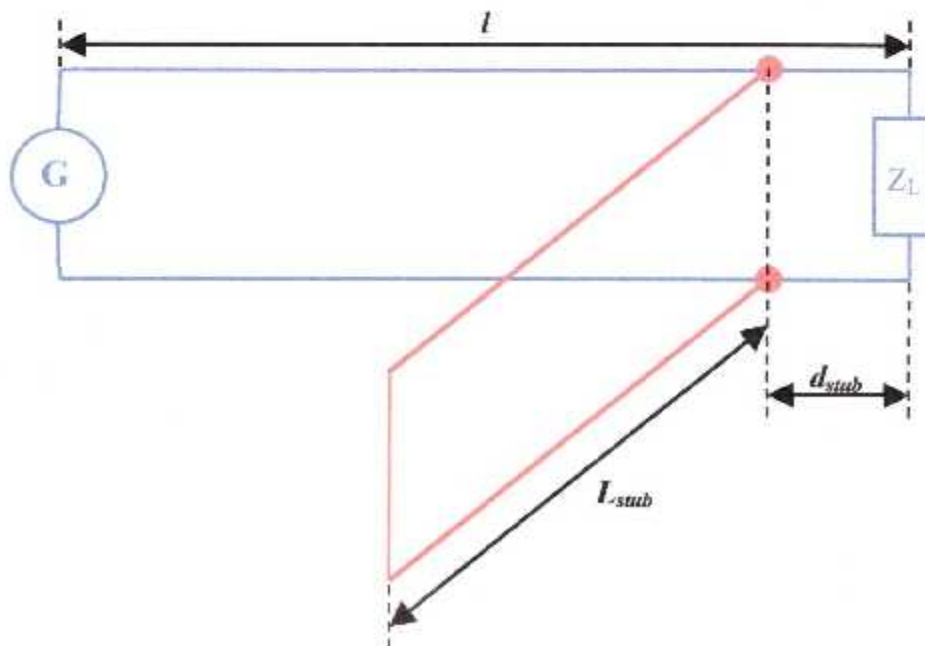


Figure III 5: Adaptation à un stub

Cas d'un stub circuit-ouvert ($Z_L = \infty$)

Etudions le cas d'une adaptation à l'aide d'un stub terminé par un circuit ouvert de longueur L_{stub} et d'impédance caractéristique Z_c . Son impédance d'entrée est :

$$Z_{L_{\text{stub}}} = \frac{Z_c}{j \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} L_{\text{stub}}}$$

Nous voyons qu'il est équivalent à une réactance dont on peut faire varier le signe et la grandeur en faisant varier sa longueur.

D'ailleurs, on pourrait aussi bien utiliser un élément localisé, capacitif ou inductif, placé en dérivation sur une ligne.

Les quantités connues sont : Z_L , Z_c et λ ; les inconnues sont : d_{stub} et L_{stub} . On raisonne en admittances parce que les éléments sont disposés en parallèle sur la ligne.

Pour la charge, on pose :

$$z_L = \frac{Z_L}{Z_c} \quad \text{et} \quad y_L = \frac{Z_c}{Z_L} = g_L + j b_L$$

$$\text{et pour le stub : } z(L_{\text{stub}}) = \frac{Z(L_{\text{stub}})}{Z_c} = \frac{1}{j \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} L_{\text{stub}}} \quad \text{et} \quad y(L_{\text{stub}}) = j \operatorname{tg} \beta L_{\text{stub}}$$

Nous allons calculer successivement les admittances aux divers endroits de la ligne :

- Dans le plan de charge : $y_L = g_L + j b_L$
- Dans un plan situé à la distance d_{stub} , c'est-à-dire juste avant le stub :

$$y(d_{\text{stub}}) = \frac{y_L + j \operatorname{tg} \beta d_{\text{stub}}}{1 + j y_L \operatorname{tg} \beta d_{\text{stub}}}$$

Le remplacement de y_L permet d'écrire :

$$y(d_{\text{stub}}) = \frac{g_L + j b_L + j \operatorname{tg} \beta d_{\text{stub}}}{1 - b_L \operatorname{tg} \beta d_{\text{stub}} + j g_L \operatorname{tg} \beta d_{\text{stub}}}$$

$$\text{soit } y(d_{\text{stub}}) = \frac{[g_L + j(b_L + \operatorname{tg} \beta d_{\text{stub}})] [(1 - b_L \operatorname{tg} \beta d_{\text{stub}}) - j g_L \operatorname{tg} \beta d_{\text{stub}}]}{(1 - b_L \operatorname{tg} \beta d_{\text{stub}})^2 + g_L^2 \operatorname{tg}^2 \beta d_{\text{stub}}}$$

Cette expression peut s'écrire sous la forme :

$$y(d_{\text{stub}}) = g(d_{\text{stub}}) + j b(d_{\text{stub}})$$

Dans un plan situé à la distance d_{stub} :

$$y(d_{\text{stub}}) = y(d_{\text{stub}}) + y(L_{\text{stub}}) = g(d_{\text{stub}}) + j [b(d_{\text{stub}}) + \operatorname{tg} \beta L_{\text{stub}}]$$

Pour que l'adaptation soit réalisée à partir de la distance (d_{stub}), il faut que :

$$y(d_{\text{stub}}) = 1 + j 0$$

Cas d'un stub circuit-ouvert ($Z_L = \infty$)

Etudions le cas d'une adaptation à l'aide d'un stub terminé par un circuit ouvert de longueur L_{stub} et d'impédance caractéristique Z_c . Son impédance d'entrée est :

$$Z_{L_{\text{stub}}} = \frac{Z_c}{j \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} L_{\text{stub}}}$$

Nous voyons qu'il est équivalent à une réactance dont on peut faire varier le signe et la grandeur en faisant varier sa longueur.

D'ailleurs, on pourrait aussi bien utiliser un élément localisé, capacitif ou inductif, placé en dérivation sur une ligne.

Les quantités connus sont : Z_L , Z_c et λ ; les inconnues sont : d_{stub} et L_{stub} . On raisonne en admittances parce que les éléments sont disposés en parallèle sur la ligne.

Pour la charge, on pose :

$$z_L = \frac{Z_L}{Z_c} \quad \text{et} \quad y_L = \frac{Z_c}{Z_L} = g_L + j b_L$$

$$\text{et pour le stub : } z(L_{\text{stub}}) = \frac{Z(L_{\text{stub}})}{Z_c} = \frac{1}{j \operatorname{tg} \frac{2\pi}{\lambda} L_{\text{stub}}} \quad \text{et} \quad y(L_{\text{stub}}) = j \operatorname{tg} \beta L_{\text{stub}}$$

Nous allons calculer successivement les admittances aux divers endroits de la ligne :

- Dans le plan de charge : $y_L = g_L + j b_L$.
- Dans un plan situé à la distance d_{stub} , c'est-à-dire juste avant le stub :

$$y(d_{\text{stub}}) = \frac{y_L + j \operatorname{tg} \beta (d_{\text{stub}})}{1 + j y_L \operatorname{tg} \beta (d_{\text{stub}})}$$

Le remplacement de y_L permet d'écrire :

$$y(d_{\text{stub}}) = \frac{g_L + j b_L + j \operatorname{tg} \beta d_{\text{stub}}}{1 - b_L \operatorname{tg} \beta d_{\text{stub}} + j g_L \operatorname{tg} \beta d_{\text{stub}}}$$

$$\text{soit } y(d_{\text{stub}}) = \frac{[g_L + j(b_L + \operatorname{tg} \beta d_{\text{stub}})] [(1 - b_L \operatorname{tg} \beta d_{\text{stub}}) - j g_L \operatorname{tg} \beta d_{\text{stub}}]}{(1 - b_L \operatorname{tg} \beta d_{\text{stub}})^2 + g_L^2 \operatorname{tg}^2 \beta d_{\text{stub}}}$$

Cette expression peut s'écrire sous la forme :

$$y(d_{\text{stub}}) = g(d_{\text{stub}}) + j b(d_{\text{stub}})$$

Dans un plan situé à la distance d_{stub} :

$$y(d_{\text{stub}}) = y(d_{\text{stub}}) + y(L_{\text{stub}}) = g(d_{\text{stub}}) + j [b(d_{\text{stub}}) + \operatorname{tg} \beta L_{\text{stub}}]$$

Pour que l'adaptation soit réalisée à partir de la distance (d_{stub}), il faut que :

$$y(d_{\text{stub}}) = 1 + j 0$$

On déduit de cette condition les deux équations qui vont fournir les deux inconnues d_{stub} et L_{stub} :

$$g(d_{stub}) = 1 \rightarrow \frac{g_L (1 + \operatorname{tg}^2 \beta d_{stub})}{(1 - b_L \operatorname{tg} \beta d_{stub})^2 + g_L^2 \operatorname{tg}^2 \beta d_{stub}} = 1$$

C'est une équation du second degré en $\operatorname{tg} \beta d_{stub}$ qui fournit deux solutions : d_{stub} et d'_{stub} à $\lambda/2$ près.

$$b(d_{stub}) = -\operatorname{tg} \beta L_{stub} \rightarrow \frac{b_L + (1 - g_L^2 - b_L^2) \operatorname{tg} \beta d_{stub} - b_L \operatorname{tg}^2 \beta d_{stub}}{(1 - b_L \operatorname{tg} \beta d_{stub})^2 + g_L^2 \operatorname{tg}^2 \beta d_{stub}} = -\operatorname{tg} \beta L_{stub}$$

D'après cette relation, nous voyons qu'aux deux valeurs d_{stub} et d' correspondant les deux valeurs L_{stub} et L'_{stub} .

Il y a donc deux couples de solutions possibles : (d_{stub}, L_{stub}) et (d'_{stub}, L'_{stub}) .

De la même manière, on peut montrer qu'il existe deux solutions dans le cas d'un stub terminé par un court-circuit.

III.5. ADAPTATION A DEUX STUBS

Dans cette méthode, on utilise deux stubs à des emplacements fixés à l'avance. Il s'agit de déterminer leurs longueurs L_1 et L_2 afin d'adapter la charge à la ligne (Figure III.6).

Comme précédemment, on raisonne en admittances et en valeurs réduites. Les données sont Z_L , Z_c , β , d_1 et d_2 , les inconnues L_1 , L_2 .

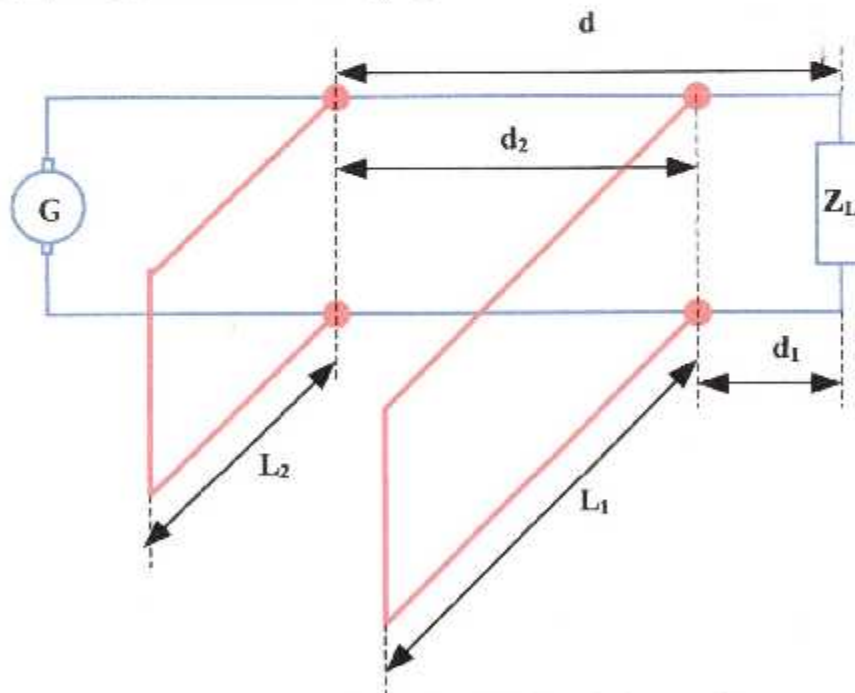


Figure III 6 : Adaptation à l'aide de deux stubs

On va montrer qu'il existe en général deux solutions :

Les diverses admittances de la ligne s'écrivent :

– A la distance origine (au niveau de la charge) : $y_L = g_L + jb_L$

– A la distance d_1 : $y(d_1) = \frac{y_L + j \operatorname{tg} \beta d_1}{1 + jy_L \operatorname{tg} \beta d_1}$

et on pose : $y(d_1) = g(d_1) + jb(d_1)$

– à la distance (d_1) avec le stub 1 : $y(d_1) = y(d_1) + y(L_1) = g(d_1) + j[b(d_1) + \operatorname{tg} \beta L_1]$

– A la distance (d) : $y(d) = \frac{y(d_1) + j \operatorname{tg} \beta d_2}{1 + jy(d_1) \operatorname{tg} \beta d_2}$

Dans cette expression, l'inconnue est L_1 . On pose $y(d) = g(d) + jb(d)$

– A la distance (d) avec le stub 2 : $y(d) = y(d) + y(L_2) = g(d) + j[b(d) + \operatorname{tg} \beta L_2]$

Dans cette expression, les inconnues sont L_1 et L_2

Pour que l'adaptation soit réalisée à partir de la distance (d) , il faut que

$$y(d) = 1 + j0$$

d'où les conditions :

- $g(d) = 1$: l'explicitation de cette relation fournit une équation du second degré en $\operatorname{cotg} \beta L_1$ à partir de laquelle on calcule, si son déterminant est ≥ 0 , deux solutions L_1' et L_1''

- $b(d) = -\operatorname{tg} \beta L_2$: C'est une équation du premier degré en $\operatorname{cotg} \beta L_2$. Donc, aux deux valeurs L_1' et L_1'' de L_1 correspondent deux valeurs L_2' et L_2'' de L_2 .

Il y a donc deux couples de solutions :

$$(L_1', L_2') \text{ et } (L_1'', L_2'')$$

III.6. LES OUTILS D'ADAPTATION

III.6.1. L'abaque de Smith

L'abaque de Smith est un des outils graphiques les plus utiles pour les applications des circuits hautes fréquences. L'abaque continue d'être un moyen intelligent pour visualiser des impédances complexes longtemps après son apparition. D'un point de vue mathématique, l'abaque de Smith consiste simplement à superposer deux plans complexes : un plan cartésien représentant le coefficient de réflexion et un faisceau de courbes représentant l'impédance de la charge.

La recherche des inconnues dans les adaptations à un et à deux stubs est grandement simplifiée si l'on utilise l'abaque de SMITH

III.6.2. Construction de l'abaque

La valeur du coefficient de réflexion est, dans le cas générale :

$$\overline{\Gamma(x)} = \frac{z(x) - 1}{z(x) + 1}$$

Nous savons que : $\overline{\Gamma(x)} = \overline{\Gamma_L} e^{-2\gamma x}$

Dans le cas des lignes sans pertes : $\overline{\Gamma(x)} = \overline{\Gamma_L} e^{j(\varphi - 2\beta x)}$

En posant : $\psi = \varphi - 2\beta x$

La relation précédente s'écrit : $\Gamma_L e^{j\psi} = \frac{z - 1}{z + 1}$

◆ Représentation de $\Gamma_L e^{j\psi}$

Nous pouvons en faire deux représentations dans le plan complexe.

En coordonnées polaires

Dans ce cas, les points représentatifs des différentes valeurs du coefficients de réflexion sont déterminés de façon unique à partir d'un point O de référence et d'un axe Ox de référence par :

- Leur rayon vecteur qui est proportionnel à Γ_L .
- Leur position angulaire qui représente ψ .

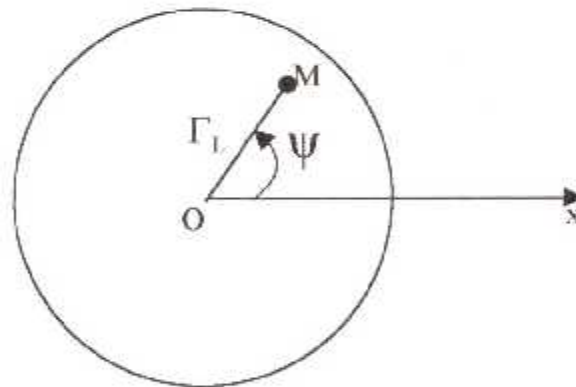


Figure III.7 : Représentation de $\overline{\Gamma(x)}$ dans le plan complexe

Comme dans tous les cas $\Gamma_L \leq 1$, un cercle de rayon unité comprendra toutes les valeurs possibles de l'impédance.

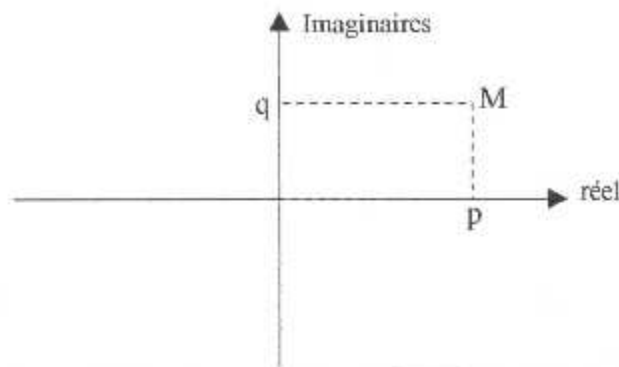


Figure III.8: Représentation de $\overline{\Gamma(x)}$ dans le plan complexe

En coordonnées cartésiennes

Dans ce cas il suffit de rapporter le plan en deux axes réel et imaginaire. Un point représentatif M est alors repéré de façon unique par :

Son abscisse p qui est la projection de M sur les axes des réels : $p = \Gamma_L \cos \psi$

Son ordonnée q qui est la projection de M sur l'axe des imaginaires : $q = \Gamma_L \sin \psi$

♦ **Représentation de $z = r + j \cdot x$**

Le coefficient de réflexion est connu. Nous venons d'en indiquer quelles en sont les deux représentation ; il s'agit maintenant de trouver l'impédance correspondante, autrement dit, connaissant p et q déterminer r et x. pour cela nous allons utiliser la relation :

$$p + jq = \frac{(r-1) + jx}{(r+1) + jx} \text{ et aussi on peut écrire :}$$

$$r + jx = \frac{1 + p + jq}{1 - p + jq} = \frac{1 - p^2 - q^2 + j2q}{(1-p)^2 + q^2}$$

En égalant parties réels et parties imaginaires, nous obtenons deux équations à deux inconnues r et x.

- La partie réel donne :

$$r = \frac{1 - p^2 - q^2}{(1-p)^2 + q^2}$$

$$r(p-1)^2 + (p^2 - 1) + rq^2 + q^2 + \frac{1}{1+r} - \frac{1}{1+r} = 0$$

$$\left[r(p-1)^2 + (p^2 - 1) + \frac{1}{1+r} \right] + (1+r)q^2 = \frac{1}{1+r}$$

$$(1+r) \left[p^2 - 2p \frac{r}{1+r} + \frac{r^2}{(1+r)^2} \right] + (1+r)q^2 = \frac{1}{1+r}$$

$$\Rightarrow \left[p - \frac{r}{1+r} \right]^2 + q^2 = \left(\frac{1}{1+r} \right)^2$$

Si p et q sont connus, il est possible de déterminer r par cette relation.

Mais on peut remarquer que, sous cette forme, cette relation définit des cercles centrés au point du plan complexe $p = \frac{r}{1+r}$, et de rayon $\frac{1}{1+r}$. Ce sont donc les cercles centrés sur l'axe p qui passent tous par un point fixe : $p=1, q=0$. Par conséquent, en prenant r comme paramètre, il sera possible de tracer dans le plan complexe précédemment défini, un abaque dont chacun des cercles correspondra à une valeur de r .

Cas particulier de ce faisceau de cercles à $r = \text{cte}$.

$r=0 \rightarrow$ cercle de centre $(p=0, q=0)$ de rayon $r=1$ c'est le grand cercle de diagramme.

$r=\infty \rightarrow$ cercle de centre $(p=1, q=0)$ de rayon $r=0$ c'est un cercle point.

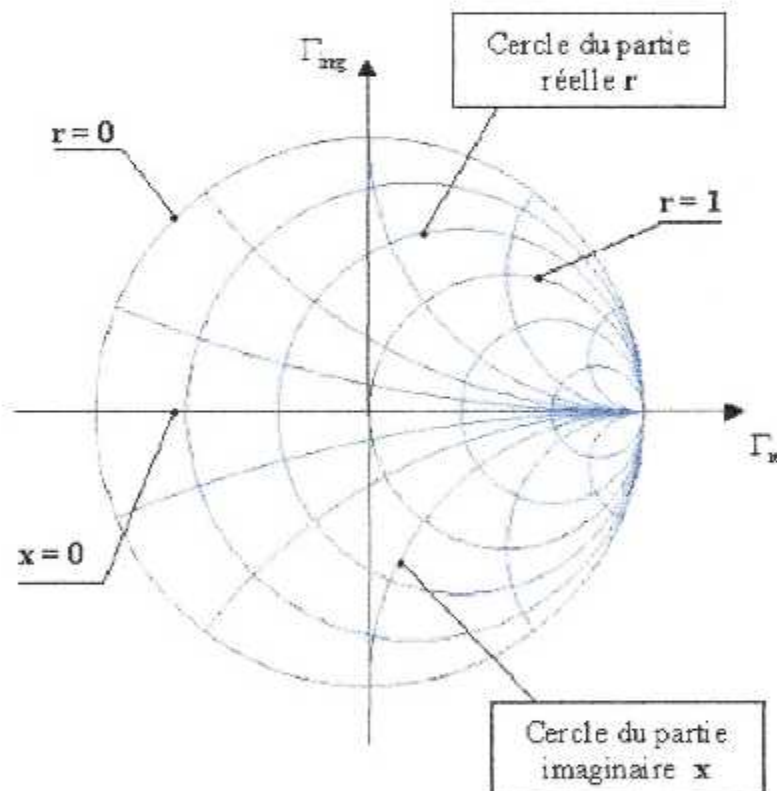


Figure III 9: L'abaque de Smith

– La partie imaginaire donne :

$$\begin{aligned}
 x &= \frac{2q}{(1-p)^2 + q^2} \\
 x^2 \left[(1-p)^2 + q^2 \right] - 2xq + 1 - 1 &= 0 \\
 \left[(1-p)^2 + q^2 \right] - \frac{2}{x}q + \frac{1}{x^2} &= \frac{1}{x^2} \\
 (1-p)^2 + \left[q^2 - \frac{2}{x}q + \frac{1}{x^2} \right] &= \frac{1}{x^2} \\
 \Rightarrow (p-1)^2 + \left[q - \frac{1}{x} \right]^2 &= \frac{1}{x^2}
 \end{aligned}$$

Si p et q sont connus, il est possible de déterminer x par cette relation.

Mais on peut remarquer, comme précédemment, que cette relation définit des cercle de rayon $1/x$ centrés au point du plan complexe $p=1$, donc des cercle centrés sur un axes mené par $p=1$, parallèlement à l'axe imaginaire. Ils forment un faisceau dont le point fixe est $p=1$, $q=0$. par conséquent. En prenant x comme paramètre, il est possible de tracer un abaque où, à chaque valeur de x , correspond un cercle.

Cas particulier de ce faisceau de cercles à $x=cte$.

$x=0 \rightarrow$ Cercle de centre $(p=1, q=\infty)$ de rayon $r=\infty$, c'est le axe horizontal.

$x=\infty \rightarrow$ Cercle de centre $(p=1, q=0)$ de rayon $r=0$ c'est un cercle point.

Les deux faisceaux de cercle ainsi définis ont un point fixe commun $(p=1, q=0)$ et ils sont orthogonaux. Leur ensemble forme l'abaque de Smith très utilisé dans la pratique.

III.6.3. Utilisation de l'abaque

Le cadre d'utilisation de l'abaque de Smith est cependant bien plus large. On donne les Techniques d'utilisation de l'abaque de Smith :

◆ Mesure de coefficient de réflexion $\Gamma(x)$

Si on donne l'impédance réduite $\overline{z(x)} = \frac{Z(x)}{Z_c} = r + jx$. L'intersection des deux courbes x et r

indique le coefficient de réflexion dans le plan complexe. L'abaque fournit directement le module et l'angle de phase de $\Gamma(x)$.

◆ Mesure de l'impédance réduite $z(x)$

Si on donne le coefficient de réflexion $\Gamma(x)$, on mesure les valeurs de la résistance réduite r et de la réactance réduite x qui correspondent au point de coefficient de réflexion.

◆ Mesure de coefficient de réflexion $\Gamma(x)$ et l'impédance réduite $z(x)$

Si on donne coefficient de réflexion de charge Γ_L et l'impédance réduite de la charge z_L , on peut mesuré $\Gamma(x)$ et $z(x)$ trouvé à une distance x par rapport la charge.

Pour une ligne sans perte $|\Gamma(x)| = |\Gamma_L|$, cette amplitude représentée par un cercle de rayon $|\Gamma_L|$ centré au centre de l'abaque. A partir du point représentant la charge, on déplace sur le ce cercle dans le sens horaire, par un angle $\theta = 2 \cdot \beta \cdot x = 4 \cdot \pi \cdot x / \lambda$. Le nouvel endroit sur

ce cercle dans le sens horaire, par un angle $\theta = 2 \cdot \beta \cdot x = 4 \cdot \pi \cdot x / \lambda$. Le nouvel endroit sur l'abaque correspond à l'endroit x sur la ligne de transmission, dans ce cas on mesure $\Gamma(x)$ et $z(x)$.

◆ **Mesure de l'admittance réduite $y(x)$**

si on donne l'impédance réduite $z(x)$, on peut facilement représenté $y(x) = 1/z(x)$. A partir du point représentant $z(x)$, on déplace sur le cercle $|\Gamma(x)| = |\Gamma_0|$ par un angle $\theta = 180^\circ$, le nouvel endroit sur l'abaque représente l'admittance réduite $y(x)$.

CHAPITRE: IV



ADAPTATION A L'AIDE
DE L'ABAQUE DE SMITH

IV. ADAPTATION A L'AIDE DE L'ABAQUE DE SMITH

IV.1. INTRODUCTION

En électronique, particulièrement en théorie des lignes, on recherche constamment l'adaptation d'impédance afin d'effectuer un transfert maximum d'énergie (c'est-à-dire limiter les pertes). L'une des solutions retenue est l'adaptation ou "simple stub " ou "double stub " en jouant sur la longueur des tronçons de ligne utilisés, on fait varier l'impédance "vue " par le générateur. Le problème majeur réside dans la détermination de ces longueurs.

Cette détermination est facilitée grandement par l'utilisation de l'abaque de Smith comme nous allons le voir dans ce chapitre.

IV.2. ADAPTATION À UN STUB

L'adaptation des impédances peut être accompli en insérant un tronçon de ligne de transmission appelé stub comme le montre le figure IV.1. Il y a deux paramètres de conception pour l'adaptation à l'aide d'un stub:

- L'emplacement d_{stub} du stub par rapport à la charge
- la longueur L_{stub} du stub

N'importe quelle charge peut être adaptée à la ligne en utilisant la technique de l'adaptation à l'aide d'un stub. L'inconvénient de cette approche est que si la valeur de la charge est modifiée, l'emplacement d'insertion du stub doit être déplacé.

La ligne de transmission qui constitue le stub est terminée normalement par un court-circuit ou par un circuit ouvert. Dans beaucoup de cas il est commode de sélectionner la même impédance caractéristique utilisée pour la ligne principale, bien que ce ne soit pas nécessaire.

Le choix d'un stub ouvert ou court-circuit peut dépendre de plusieurs facteurs. Un stub de court circuit est moins enclin à des fuites de radiation électromagnétique et est un peu plus facile à réaliser. D'un autre côté, un stub à circuit ouvert peut être plus pratique pour certains types des lignes de transmission comme les lignes microstrips.

Comme la technique d'adaptation est basée sur l'insertion d'un stub en parallèle sur la ligne, il est plus commode de travailler avec les admittances, plutôt que les impédances (Figure IV.2).

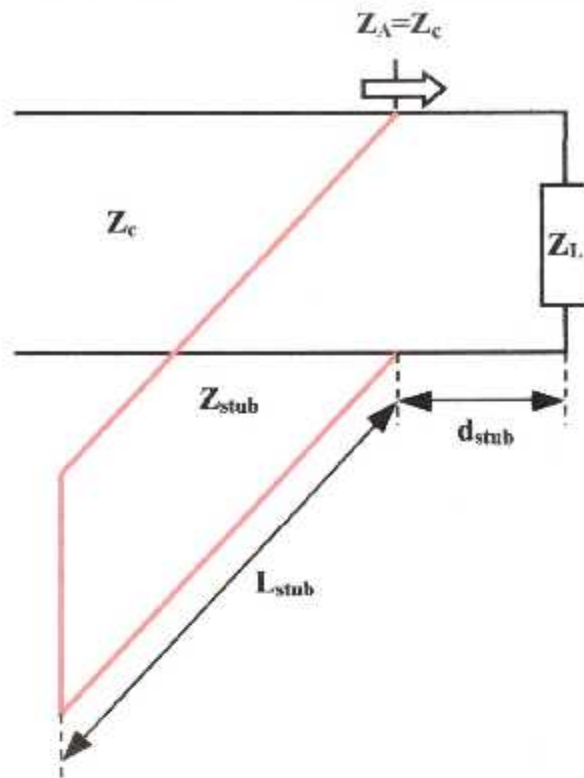


Figure IV.1 : Adaptation à un stub

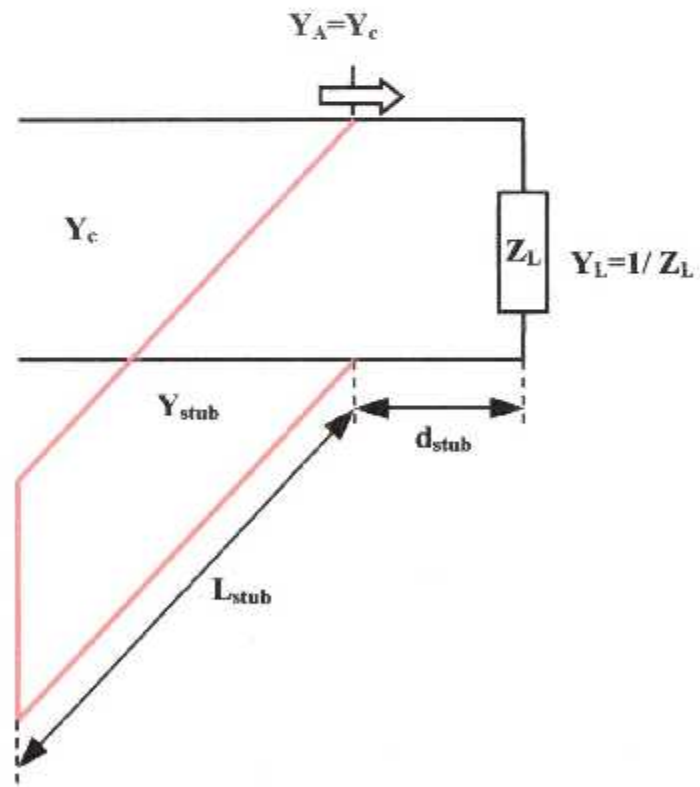
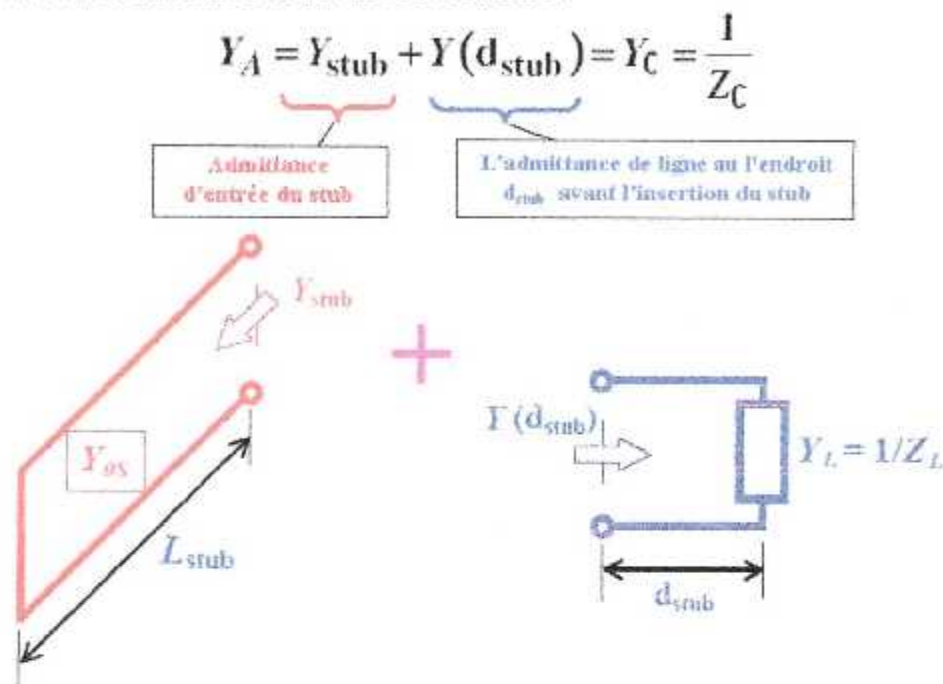


Figure IV.2 : Utilisation d'admittances

IV.2.1. Principe de l'adaptation à un stub

Pour une adaptation convenable de la charge à la ligne, l'admittance au point A d'insertion du stub doit satisfaire la condition suivante :



Afin de remplir cette condition, nous devons trouver un endroit approprié pour l'emplacement du stub.

Le stub devrait être placé à un endroit où la partie réelle de l'admittance de la ligne égale à Y_C :

$$Y(d_{\text{stub}}) = Y_C + jB(d_{\text{stub}})$$

Comme l'admittance d'entrée Y_{stub} d'un stub sans pertes est toujours imaginaire :

$$Y_{\text{stub}} = jB_{\text{stub}}$$

nous devons prendre :

$$B_{\text{stub}} = -B(d_{\text{stub}})$$

Selon la longueur de la ligne de transmission, il peut y avoir un certain nombre d'endroits possibles où un stub peut être inséré pour l'adaptation d'impédance. Il est très commode d'analyser les solutions possibles sur une abaque de Smith (Figure IV.3)

La flèche rouge sur l'exemple de la figure IV.3 indique l'admittance de la charge. Ceci fournit sur le « diagramme d'admittance » la référence physique pour l'endroit de charge sur la ligne de transmission. Si on se déplace de la charge vers le générateur sur la ligne à partir du point de référence constitué par la charge, sur l'abaque, on se déplace alors sur le cercle de rayon égal au coefficient de réflexion $|\Gamma(d)|$ (qui est ici constant car il s'agit ici d'une ligne supposée sans pertes) dans le sens des aiguilles d'une montre, selon un angle θ (indiqué par l'arc vert clair) :

$$\theta = 2 \cdot \beta \cdot d = \frac{4\pi}{\lambda} \cdot d$$

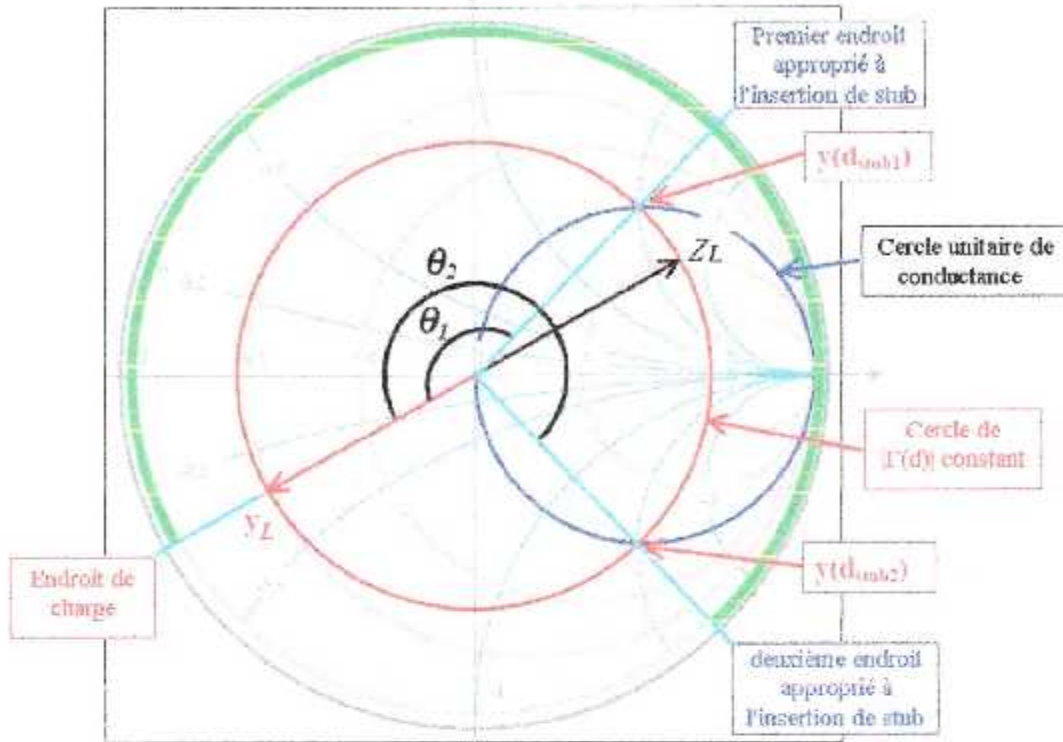


Figure IV.3 : Emplacements possibles du stub sur l'abaque

Chaque cercle de coefficient de réflexion $|\Gamma(d)|$ constant intercepte le cercle de $R_c\{y\}=1$ (conductance réduite unitaire) en deux points. Dans le premier tour, les deux intersections fournissent les endroits les plus proches de la charge pour l'insertion possible du stub.

La première solution correspond à une valeur d'admittance à partie imaginaire positive, dans la partie supérieure de l'abaque:

– L'admittance : $Y(d_{\text{stub1}}) = Y_c + jB(d_{\text{stub1}})$

– L'admittance réduite : $y(d_{\text{stub1}}) = 1 + jb(d_{\text{stub1}})$

– Endroit du stub : $d_{\text{stub1}} = \frac{\theta_1}{4\pi} \lambda$

– L'admittance du stub : $-jB(d_{\text{stub1}})$

– L'admittance réduite du stub : $-jb(d_{\text{stub1}})$

– Longueur du stub : $L_{\text{stub}} = \frac{\lambda}{2\pi} \arctg\left(Z_{cs} B(d_{\text{stub1}})\right)$ (stub circuit ouvert)

La deuxième solution correspond à une valeur d'admittance à la partie imaginaire négatif, dans la partie inférieure de l'abaque:

$$\text{L'admittance : } Y(d_{\text{stub}2}) = Y_0 - jB(d_{\text{stub}2})$$

$$\text{L'admittance réduite : } y(d_{\text{stub}2}) = 1 - jb(d_{\text{stub}2})$$

$$\text{Endroit du stub : } d_{\text{stub}2} = \frac{\theta_2}{4\pi} \lambda$$

$$\text{L'admittance du stub : } jB(d_{\text{stub}2})$$

$$\text{L'admittance réduite du stub : } jb(d_{\text{stub}2})$$

$$\text{Longueur du stub : } L_{\text{stub}} = \frac{\lambda}{2\pi} \arctg\left(Z_{\text{cs}} B(d_{\text{stub}2})\right) \text{ (stub circuit ouvert)}$$

Si l'admittance réduite de la charge tombe à l'intérieur du cercle unitaire de conductance (figure IV.4). Le premier endroit possible du stub correspond à une admittance de ligne à partie imaginaire négative, le deuxième endroit possible correspond à une admittance à partie imaginaire positive. Dans ce cas-ci, les résultats précédents seront inversés.

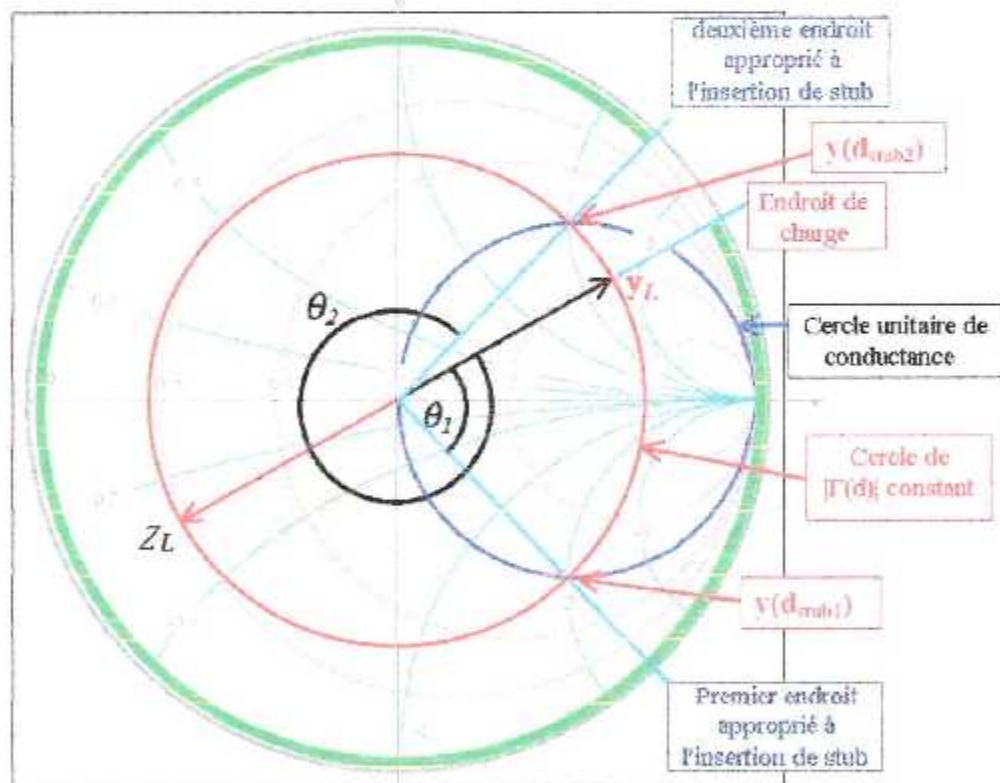


Figure IV.4

Les deux emplacements $d_{\text{stub}1}$ et $d_{\text{stub}2}$ trouvés précédents ne sont pas uniques. En effet, chaque fois qu'on se déplace d'une demi longueur d'onde sur la ligne à partir d'un point, ce qui correspond à un tour complet sur l'abaque, on a la même admittance. Donc les points

situés à des distances $d_{\text{stub1}} + n \cdot \frac{\lambda}{2}$ et $d_{\text{stub2}} + n \cdot \frac{\lambda}{2}$ (où n est un entier positif) sont des solutions possibles.

IV.2.2. Procédure d'adaptation un stub à l'aide de l'abaque de Smith

La résolution du problème d'adaptation « simple stub » est résolu graphiquement à l'aide de l'abaque de Smith en suivant les étapes suivantes :

- Trouver l'impédance réduite de la charge et déterminer l'endroit correspondant sur le diagramme.
- Tracer le cercle de rayon égal au module du coefficient de réflexion $|\Gamma|$ correspondant à la charge donnée.
- Déterminer l'admittance réduite de la charge sur l'abaque. Ceci est obtenu par une rotation de 180° du point d'impédance de charge sur le cercle (Figure IV.5).

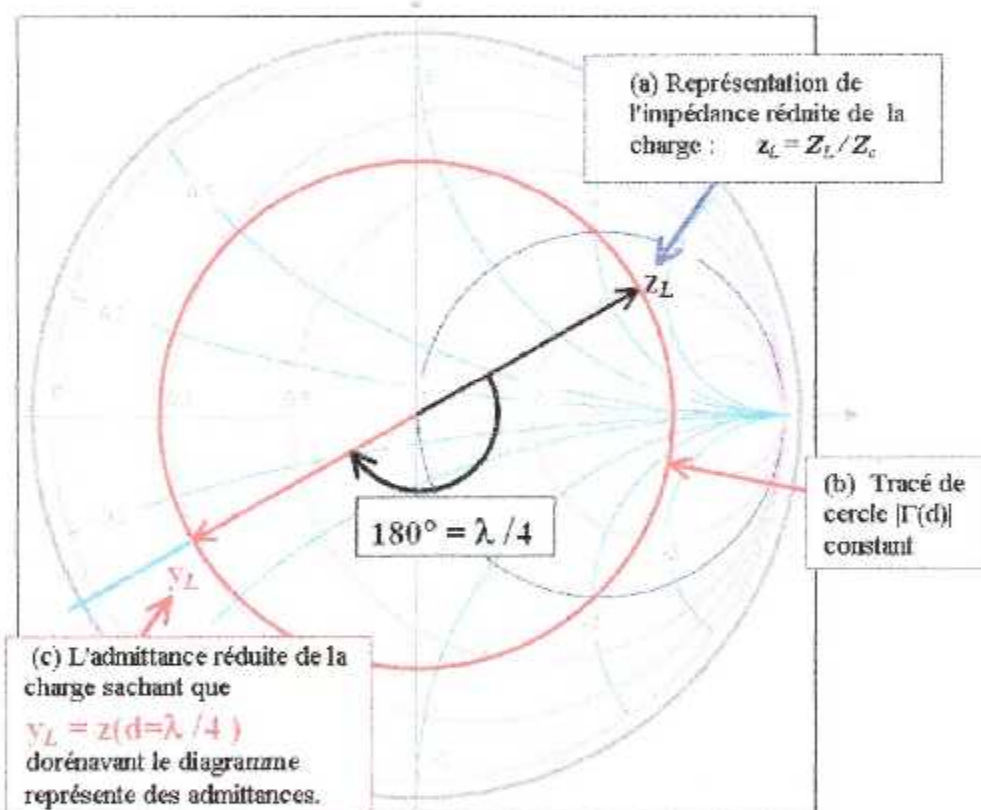


Figure IV.5 : Adaptation un stub (étapes a, b et c)

d) Se déplacer de l'admittance de la charge vers le générateur sur le cercle $|\Gamma|$ constant, jusqu'à une des deux intersections avec le cercle unitaire de conductance ($\text{Re}\{y\}=1$). Ces intersections correspondent aux endroits possibles pour l'insertion du stub. L'abaque de Smith fournit des repères pour déterminer les angles de la rotation, aussi bien que les distances à partir de la charge en longueurs d'onde.

e) Lire l'admittance réduite correspondant à l'endroit d'insertion du stub fixé précédemment. Cette admittance sera toujours l'une des deux formes :

$y(d_{\text{stub}}) = 1 + jb$ partie supérieure de l'abaque (Figure IV.6)

$y(d_{\text{stub}}) = 1 - jb$ partie inférieure de l'abaque (Figure IV.7)

f) Choisir l'admittance réduite y_{stub} d'entrée des stubs, en prenant l'opposé de la partie imaginaire correspondante de l'admittance de la ligne

si $y(d_{\text{stub}}) = 1 + jb$ alors $y_{\text{stub}} = -jb$

si $y(d_{\text{stub}}) = 1 - jb$ alors $y_{\text{stub}} = +jb$

g) On peut employer l'abaque pour déterminer la longueur du stub. Les valeurs réduites imaginaires des admittances sont trouvées sur le cercle de conductibilité nulle sur l'abaque. Si le stub a une impédance caractéristique $Z_{cs} \neq Z_c$, on doit remplacer le terme b par le terme b' calculé de la manière suivante :

$$\pm jb' = \pm jb \cdot \frac{Y_{cs}}{Y_c} = \pm jb \cdot \frac{Z_c}{Z_{cs}} \quad (\text{Figures IV.8 et IV.9})$$

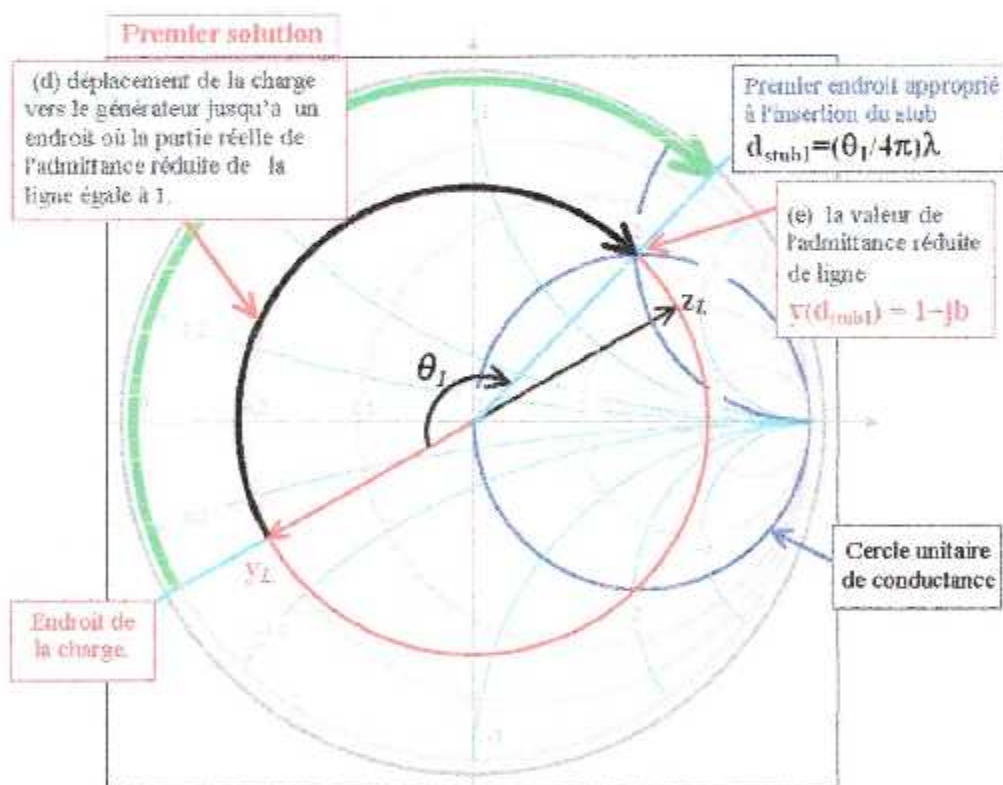


Figure IV.6 : Adaptation un stub (solution partie supérieure étape e)

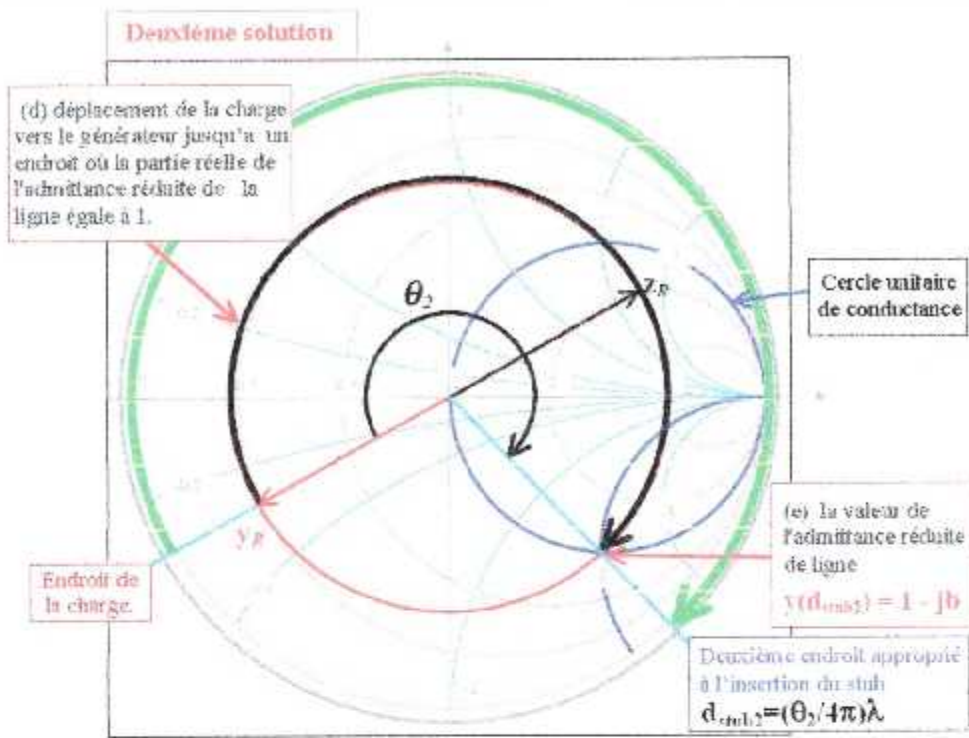


Figure IV.7 : Adaptation un stub (solution partie inférieure étape e)

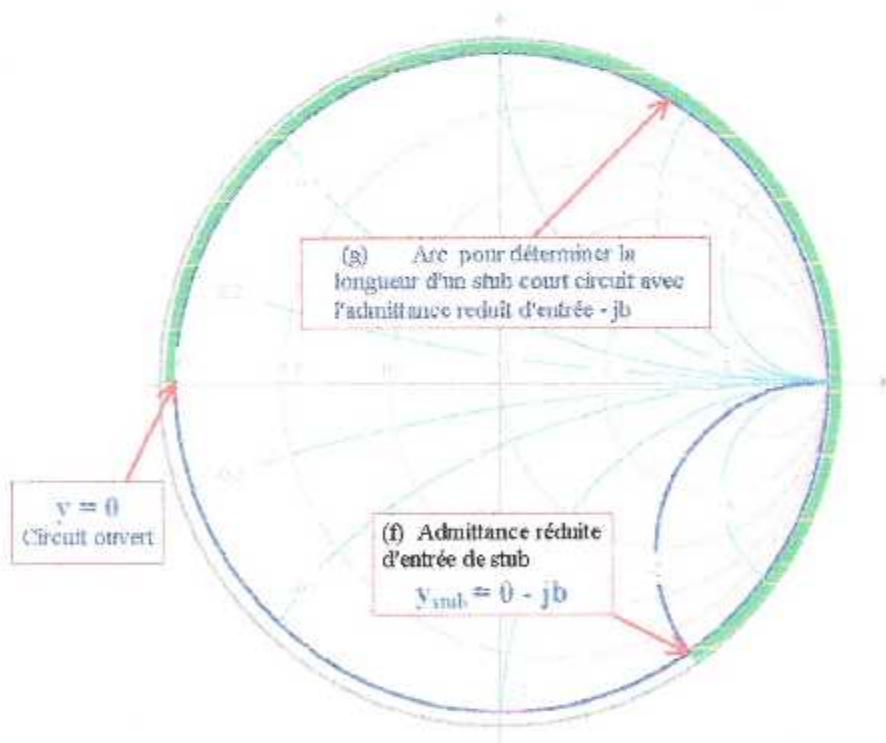


Figure IV.8 : Détermination de la longueur du stub (solution 1)

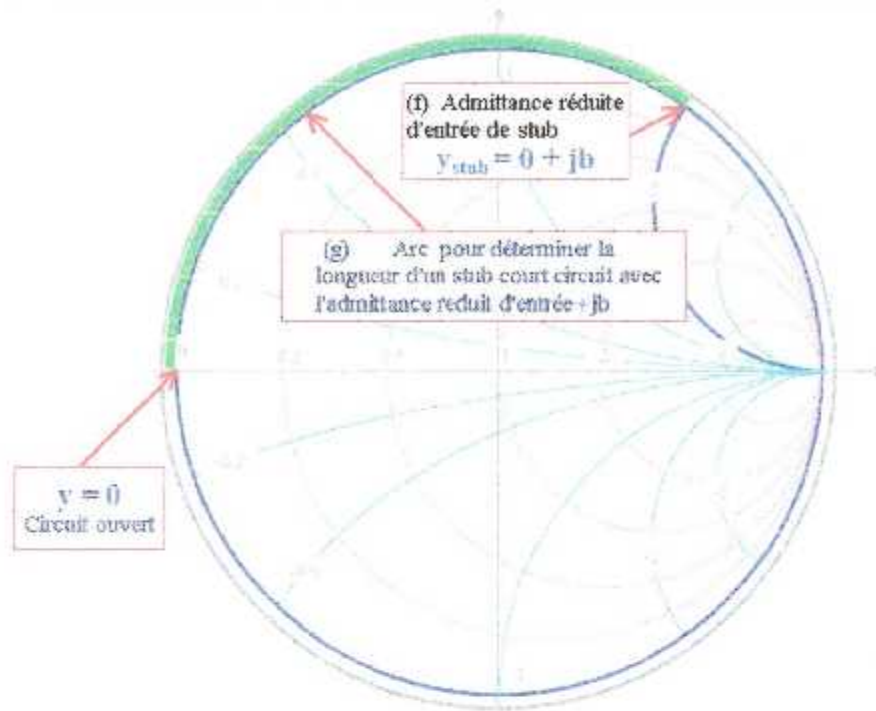


Figure IV.9 : Détermination de la longueur du stub (solution 2)

La figure IV.10 montre la condition de l'adaptation idéale sur l'abaque (centre de l'abaque) après insertion du stub. La figure IV.11 montre les deux cas de désadaptation sur l'abaque : emplacement et longueur de stub inadéquates.

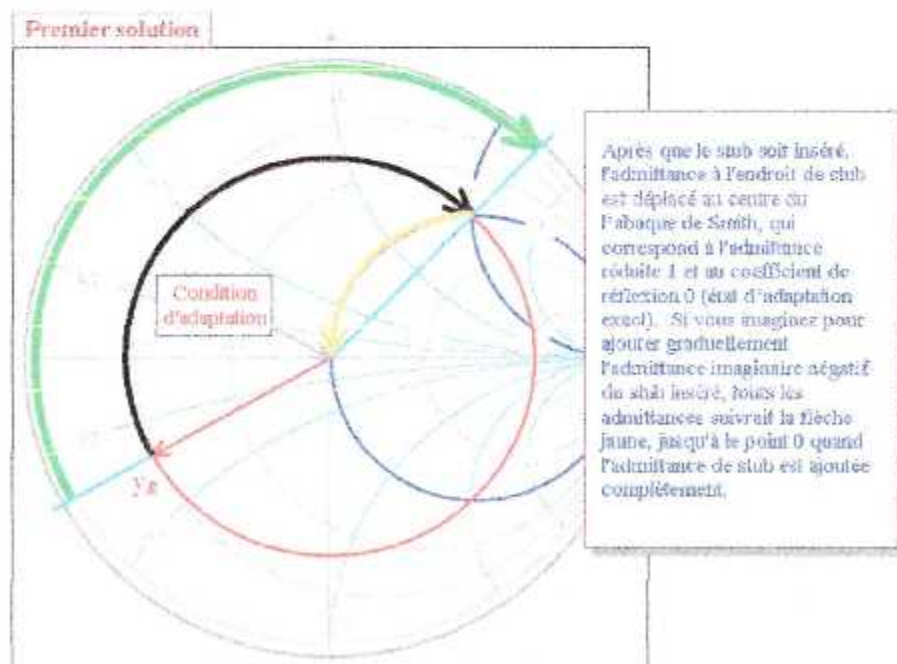


Figure IV.10 : Adaptation idéale

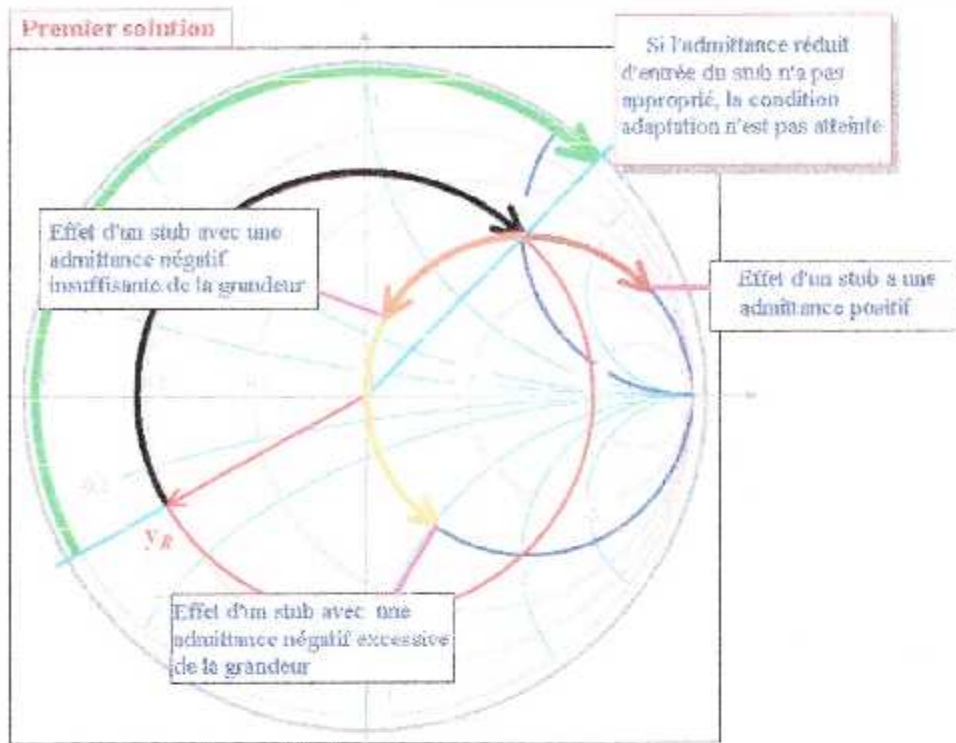


Figure IV.11 : Situations de mauvaise adaptation

IV.3. ADAPTATION À DEUX STUBS

L'adaptation d'impédance peut être accompli en insérant deux stubs à des positions spécifiées le long de la ligne de transmission comme le montre la figure IV.12.

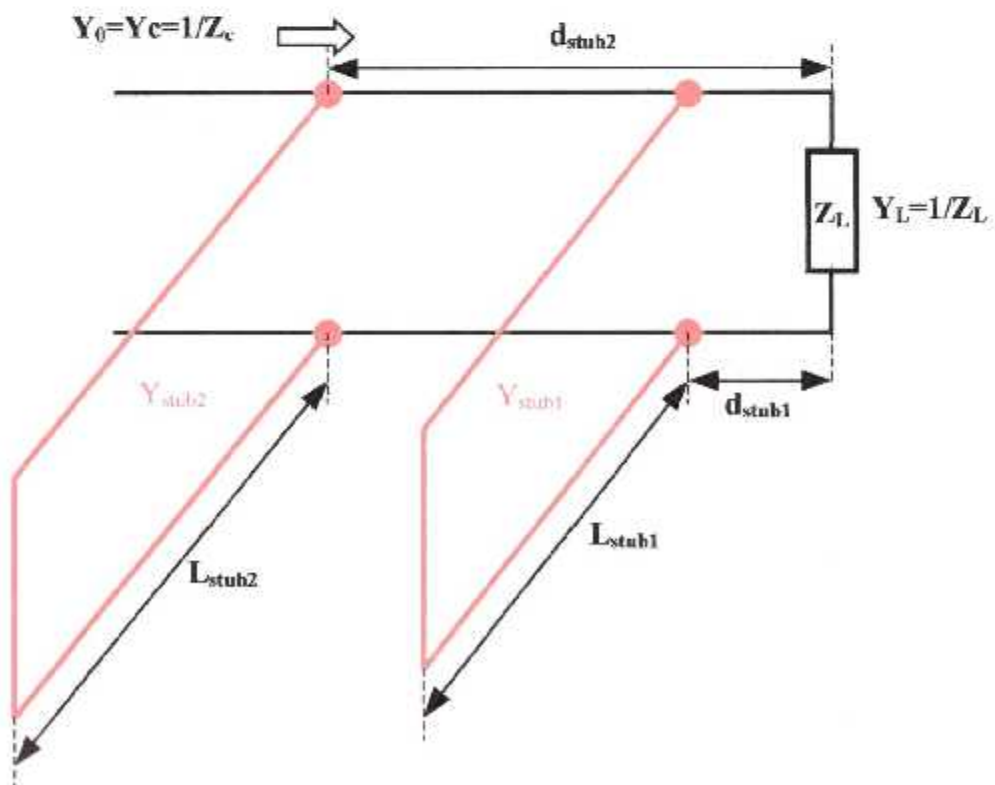


Figure IV.12 . Adaptation à l'aide de deux stubs

Il y a deux paramètres désigné pour l'adaptation double stub :

- La longueur L_{stub1} du premier stub
- La longueur L_{stub2} du deuxième stub

Dans la configuration double stub, les stubs sont insérés à des positions prédéterminées. Dans ce cas, si l'impédance de la charge est modifiée, on doit simplement remplacer les stubs avec un autre ensemble de longueurs différentes.

L'inconvénient de l'adaptation à double stubs est qu'il n'est pas toujours possible de trouver les longueurs adéquates permettant l'adaptation de la charge pour certaines positions des stubs. Trois stubs sont nécessaires pour garantir toujours l'adaptation.

IV.3.1. Principe de l'adaptation double stub

Le principe d'adaptation double stubs consiste à (Fig. IV.13) :

- Sélectionner la longueur du premier stub afin que l'admittance d'entrée à l'emplacement du deuxième stub (avant l'insertion du deuxième stub) ait une partie réelle égale à l'admittance caractéristique de la ligne.
- Sélectionner la longueur la longueur du deuxième stub pour éliminer la partie imaginaire de l'admittance d'entrée à l'emplacement d'insertion.

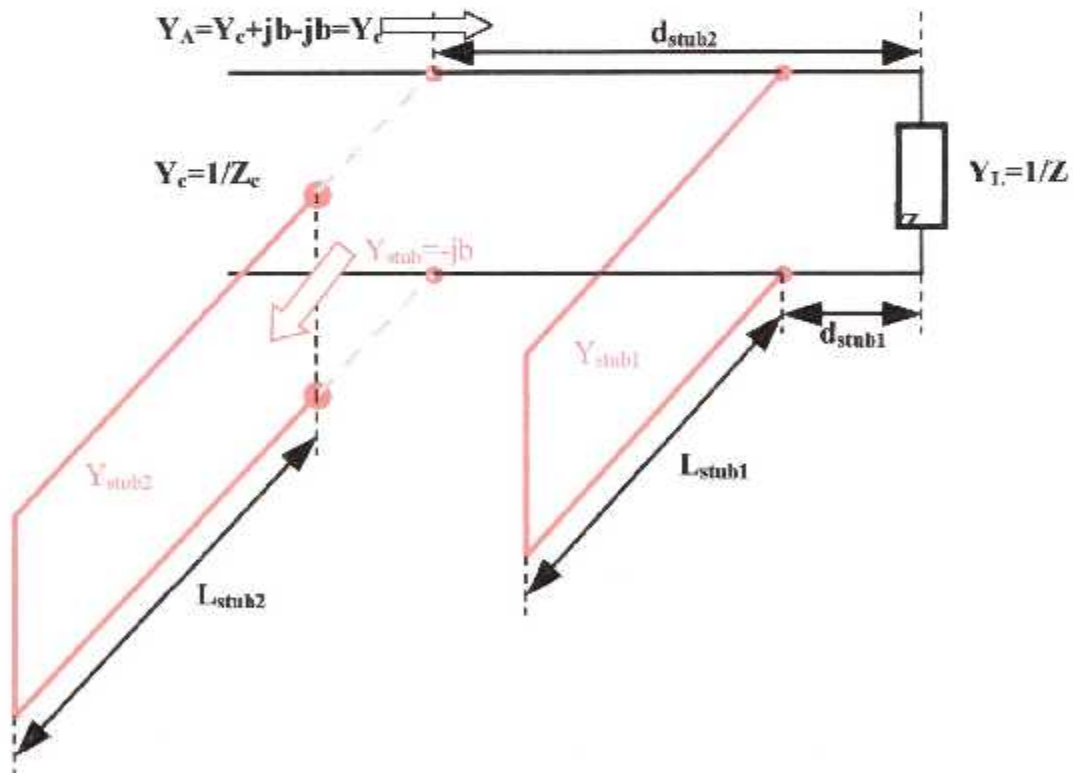


Figure IV.13 : Principe de l'adaptation à deux stubs

La figure IV.14 montre l'analogie entre les adaptations à simple et double stubs

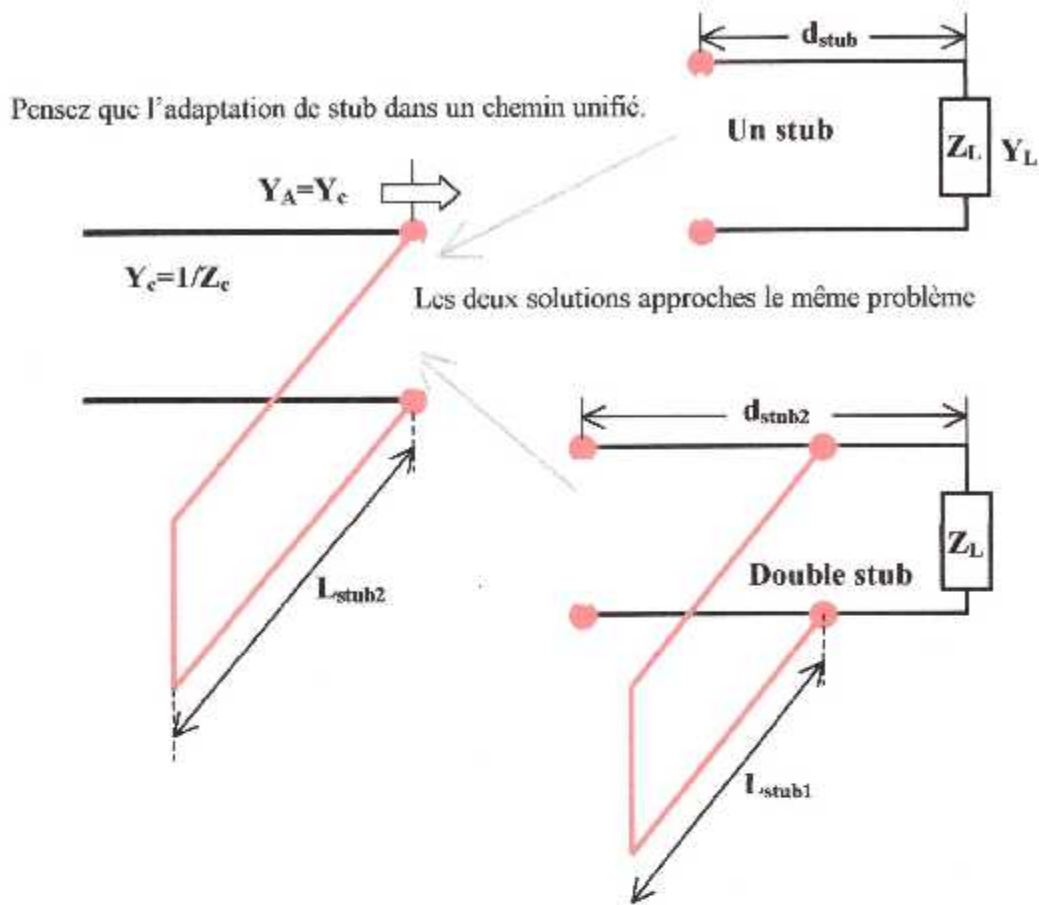


Figure IV.14 : Analogie entre adaptation un et deux stubs

IV.3.2. Lieu sur l'abaque des admittances y_{stub1}

Les admittances $y_{stub2-e}$ juste avant le second stub sont nécessairement sur le cercle unité à partie réelle égale à 1 puisque l'admittance en ce point doit être égale à l'admittance caractéristique Y_c . Et comme l'emplacement du premier stub se situe à une distance égale à $d_{21} = d_{stub2} - d_{stub1}$ de la position du second stub en direction de la charge, ce qui se traduit sur l'abaque par une rotation d'un angle :

$$\theta_{aux} = \frac{4\pi}{\lambda} (d_{stub2} - d_{stub1}) = \frac{4\pi}{\lambda} d_{21}$$

cela signifie que les admittances y_{stub1} juste après le premier stub sont situées sur un *cercle auxiliaire* obtenu en faisant tourner le cercle unitaire dans le sens inverse des aiguilles d'une montre (déplacement vers la charge) autour du centre de l'abaque de l'angle θ (Fig.IV.15).

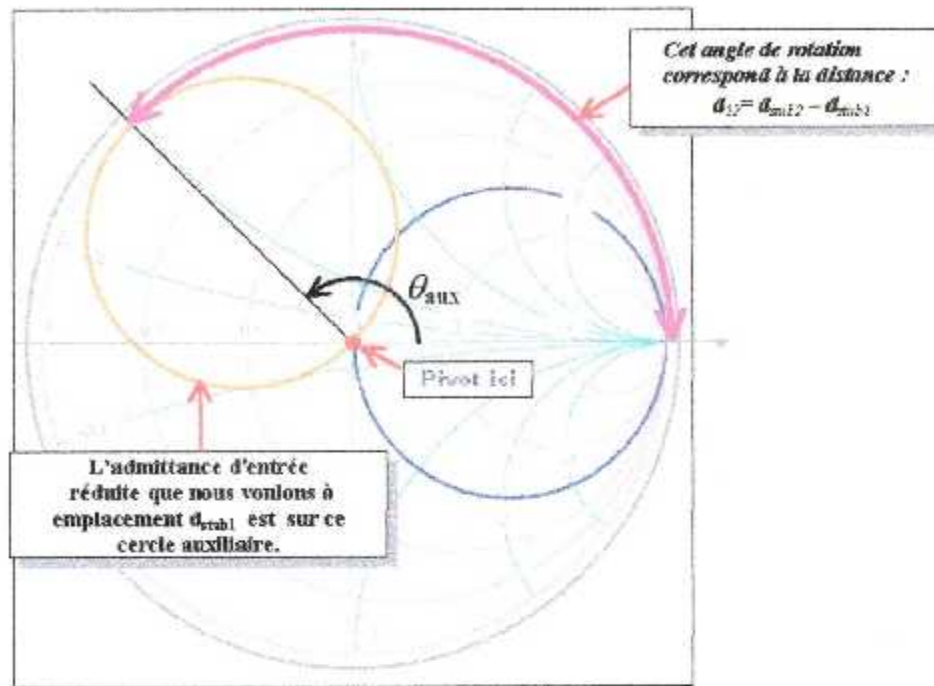


Figure IV.15 : Cercle auxiliaire

IV.3.3. Procédure d'adaptation double stub à l'aide de l'abaque de Smith

a) Trouvez l'impédance de la charge réduite et déterminez l'emplacement correspondant sur l'abaque de Smith.

b) Dessinez le cercle d'amplitude constante du coefficient de la réflexion Γ pour la charge donnée.

c) Déterminez l'admittance de la charge réduite sur l'abaque. Ceci est obtenu en tournant de 180° sur le cercle Γ constant, à partir du point de l'impédance de la charge

d) Trouvez l'admittance réduite à l'emplacement $d_{\text{stub}1}$ par déplacement au sens des aiguilles d'une montre sur le cercle Γ constant. (Figure IV.16).

e) Dessinez le cercle auxiliaire (Figure IV.17)

f) Ajoutez l'admittance du premier stub afin que le point de l'admittance réduite sur l'abaque de Smith soit sur le cercle auxiliaire (deux solutions possibles). Le point de l'admittance se déplacera sur le cercle de la conductance correspondante puisque que le stub ne change pas la partie réelle de l'admittance.

g) Du point admittance sur le cercle auxiliaire, se déplacer à coefficient Γ constant dans la direction du générateur pour trouver la position du deuxième stub situé sur le cercle conductance unité (il y a deux solutions).

h) Ajoutez l'admittance du deuxième stub afin que l'admittance totale soit égale à l'unité (centre de l'abaque) (Figure IV.18).

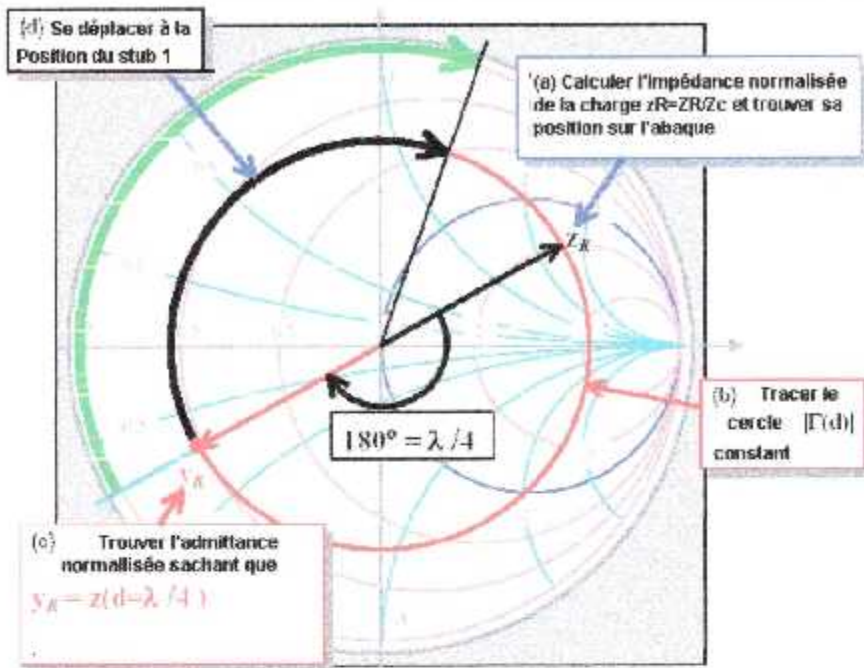


Figure IV.16 : Adaptation deux stubs (étapes a, b, c et d)

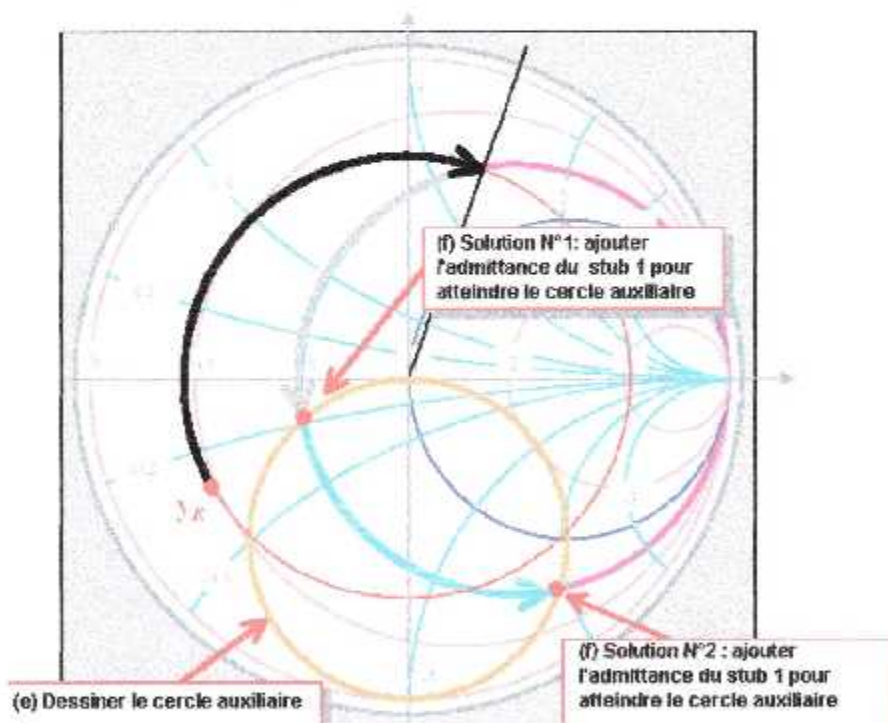


Figure IV.17 : Adaptation deux stubs (étapes e et f)

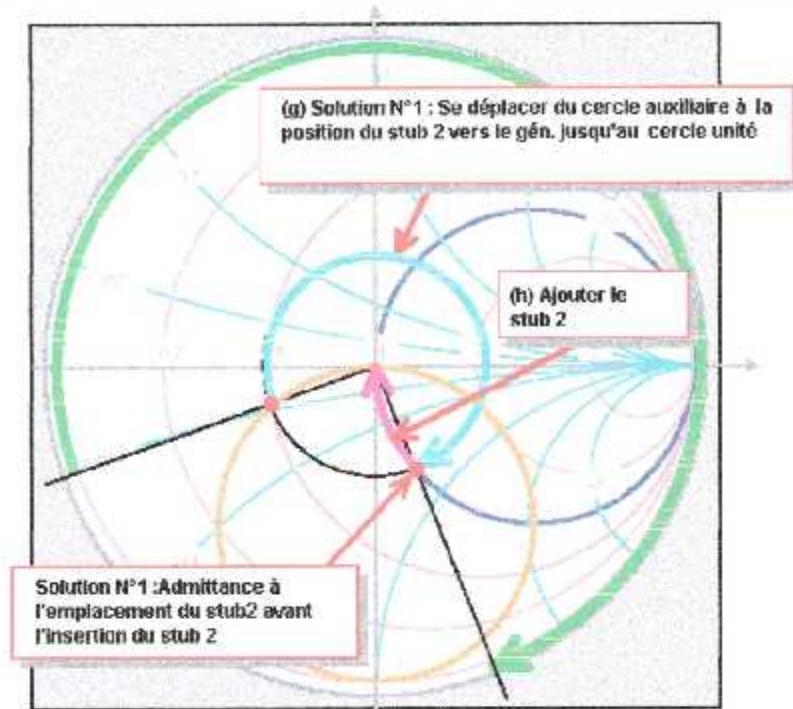


Figure IV.18 : Adaptation deux stubs (étapes g et h : solution1)

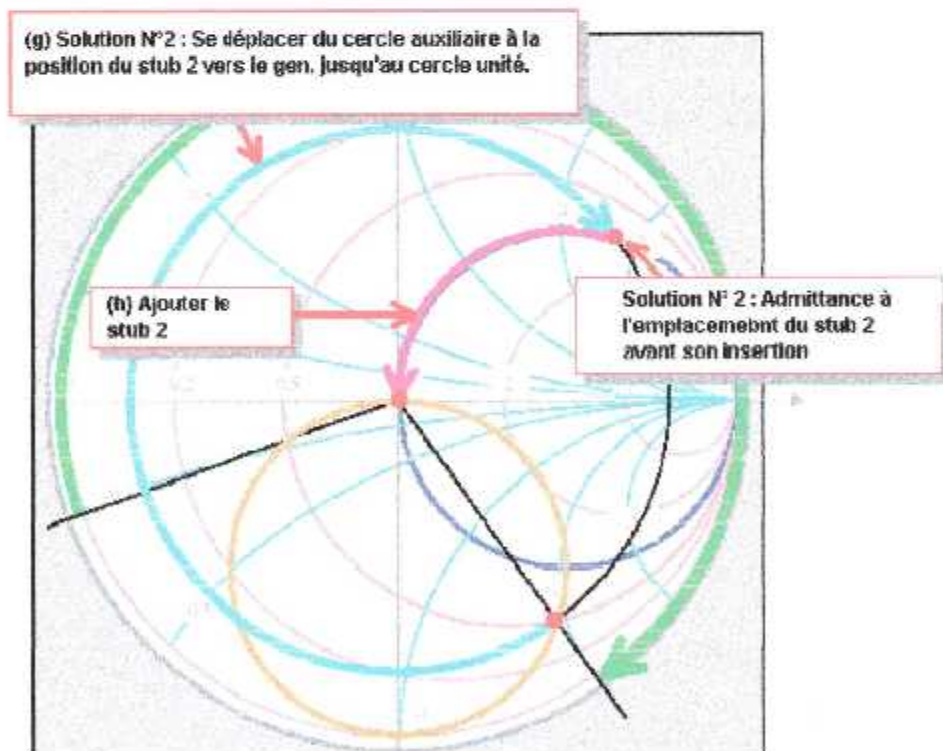


Figure IV.19 : Adaptation deux stubs (étapes g et h : solution2)

IV.3.4. Existence des solutions

Comme nous l'avons déjà mentionné, la méthode d'adaptation double stub ne permet pas toujours d'apporter une solution au problème de l'adaptation lorsque la position du premier stub est située dans une certaine zone de l'abaque comme on peut le vérifier.

On sait en effet que le lieu des admittances au niveau du premier stub est constitué par le cercle auxiliaire et que les deux solutions possibles sont les deux points d'intersection de ce cercle auxiliaire avec le cercle de conductance constante égale à la conductance de l'emplacement du premier stub. Le cercle particulier de conductance constante qui délimite les domaines d'existence et de non-existence de solutions est le cercle tangent au cercle auxiliaire.

- Si l'admittance à l'emplacement du premier stub tombe à l'intérieur de ce cercle particulier, il ne peut pas y avoir de solutions, puisqu'il n'y aura pas d'intersections avec le cercle auxiliaire (on ne peut pas trouver de stub qui permet d'amener l'admittance sur le cercle auxiliaire). Quand cette situation se produit, la position de l'un des deux stubs doit être changée convenablement.

- Si l'admittance à l'emplacement du premier stub est située en dehors de ce cercle particulier, il y aura deux solutions possibles.

Ces deux situations sont illustrées dans la figure IV.20

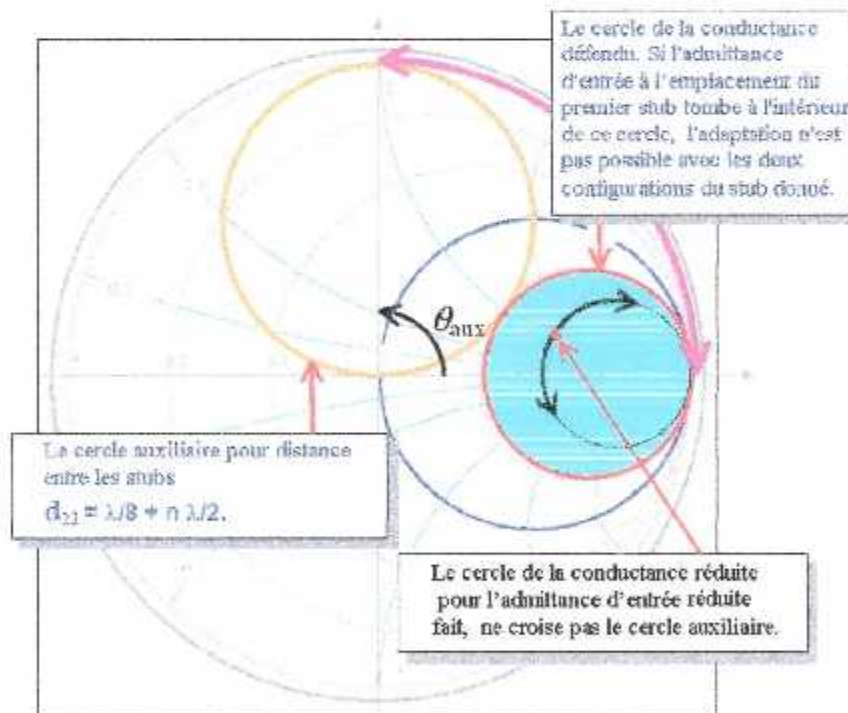


Figure IV.20 : Existence de solutions

CHAPITRE : V



INTERFACE GRAPHIQUE

V. INTERFACE GRAPHIQUE

V.1. INTRODUCTION

Nous décrivons dans ce dernier chapitre la structure et le fonctionnement de l'interface graphique d'adaptation un et deux stubs qui utilise de l'abaque de Smith. Cette interface permet à l'utilisateur d'introduire un certain nombre de données et de résoudre le problème d'adaptation sous la forme d'une séquence d'images qui facilitent le suivi de la méthode.

Cette interface est conçue avec l'outil « Guide » de « Matlab ».

V.2. PRESENTATION DU LOGICIEL MATLAB

Dans notre travail, on a utilisé la version 6.5 de MATLAB qui est considéré comme un système interactif convivial de calcul numérique et de visualisation graphique destiné aux ingénieurs et scientifiques. On a choisit MATLAB par ce qu'il possède un langage de programmation à la fois puissant et simple d'utilisation. Il permet d'exprimer les problèmes et solutions d'une façon aisée, contrairement aux autres langages de programmation.

MATLAB intègre des fonctions d'analyse numérique, calcul matriciel, de traitement de signal, de visualisation graphique 2D et 3D, interfaces graphiques, etc.

Dans IMATLAB, l'élément de base est la matrice. L'utilisateur ne s'occupe pas des allocations mémoire ou de redimensionnement comme dans les langages classiques. Les problèmes numériques peuvent être résolus en un temps record, qui représente qu'une fraction infime du temps à passer avec l'autre langage comme le fortran.

V.2.1. Les interfaces graphiques sous MATLAB (GUIDE)

L'utilisateur peut créer ses propres interfaces graphiques pour les applications. En effet, MATLAB prévoit un ensemble de commandes et fonctions dont l'utilisation est relativement aisée pour la création et la manipulation d'objets graphiques (fenêtres, menus, bouton de commande, cases à cocher, etc.)

L'élément de base d'une interface graphique est la fenêtre. Elle permet de grouper des outils graphiques dans un même cadre dans un but de clarté et de manipulation facile. A une fenêtre, sont associées des propriétés modifiables telles que la taille, le nom, la position, le titre, la couleur, etc.

V.2.2. Les contrôles

Les contrôles sont des objets qui réagissent et provoquent une action lorsqu'ils sont manipulés par la souris ou le clavier.

Sous une interface graphique, la communication avec l'utilisateur est généralement établie à l'aide des « contrôles » tels que les groupes d'options, cases à cocher, boutons de commande, textes statiques et textes modifiables. Ainsi, les programmes offrent une meilleure convivialité, car il suffit d'un simple clic avec le pointeur de la souris pour définir, par exemple, de nouvelles valeurs.

V.2.3. Les types de contrôles

- **Bouton poussoir (PushButton)** : réalisation d'une action.
- **Bouton radio (RadioButton)** : une groupe de boutons radio permet une sélection exclusive (1 seul bouton activé à la fois). Lorsqu'on en a un seul, il permet la permutation entre deux états.
- **Case à cocher (checkbox)** : une groupe de cases à cocher permet une sélection exclusive (1 seul cases peuvent être cochées à la fois). Lorsque en a une seule, elle permet la permutation entre deux états.
- **Texte statique (StaticText)**: affiche une ligne de texte d'information.
- **Texte éditable (EditText)**: zone de texte éditable, permettant à l'utilisateur d'entrer une chaîne de caractères.
- **Menu**: permet de choisir un élément dans un liste.
- **Cadre (Frame)**: affiche une bordure rectangulaire autour d'un ou plusieurs contrôles pour former un groupe logique.
- **Barre de défilement (Slider)**: permet à l'utilisateur de choisir une valeur dans un intervalle donné (en glissant un curseur).

V.3. PRESENTATION GENERALE DE L'INTERFACE D'ADAPTATION

Le cahier de charges que nous nous sommes fixé est la conception d'un outil pédagogique permettant à l'utilisateur de visualiser le déroulement des différentes étapes, sur un écran d'un PC, qui permettent la détermination des caractéristiques des stubs (longueurs et positions) servant à adapter une charge quelconque connectée à une ligne de type coaxiale ou microstrip qui sont les lignes les plus utilisées.

Cette interface se présente comme un ensemble de fenêtres d'entrée de données et de visualisation d'étapes successives avec la possibilité à l'utilisateur de choisir une des deux solutions proposées et de revenir en arrière pour recommencer s'il le désire.

Nous allons décrire les différentes fenêtres.

V.4. LA FENETRE DE PRESENTATION

Pour démarrer, l'utilisateur tape la lettre « S » sur son PC. Il voit apparaître une fenêtre indiquant le nom du logiciel avec le bouton poussoir « SUIVANT » en bas à droite (Figure V.1) . Lorsque l'utilisateur clique sur ce bouton, il voit apparaître une deuxième fenêtre qui est la fenêtre d'entrée des données.



Figure V.1 : Fenêtre d'ouverture

V.5. LA FENETRE DE DONNEES

La fenêtre des données comporte un menu de sélection de type de ligne (liste déroulante) offrant quatre possibilités (Figure V.2):

- Adaptation un stub sur ligne coaxiale,
- Adaptation un stub sur ligne microstrip,
- Adaptation deux stubs sur ligne coaxiale,
- Adaptation deux stubs sur ligne microstrip.

Lorsque l'on sélectionne l'un des quatre choix, le programme affiche les noms des paramètres dont il faut entrer les valeurs. Un dessin représentant la ligne et les éléments d'adaptation est représenté dans droite sur la fenêtre. L'utilisateur doit cliquer successivement sur le nom des paramètres et entrer les valeurs.

Pour afficher la fenêtre suivante, il faut cliquer sur le bouton «SUIVANT ».



Figure V.2 : Fenêtre d'entrée des données

- **Choix de la Ligne coaxiale adaptation par un stub**

Dans ce cas nous allons voir le Dessin de la ligne coaxiale avec un stub, et l'affichage des paramètres suivants : fréquence, impédance de la charge, longueur de la ligne, permittivité relative de la ligne, diamètre intérieur, diamètre extérieure (Figure V.3)

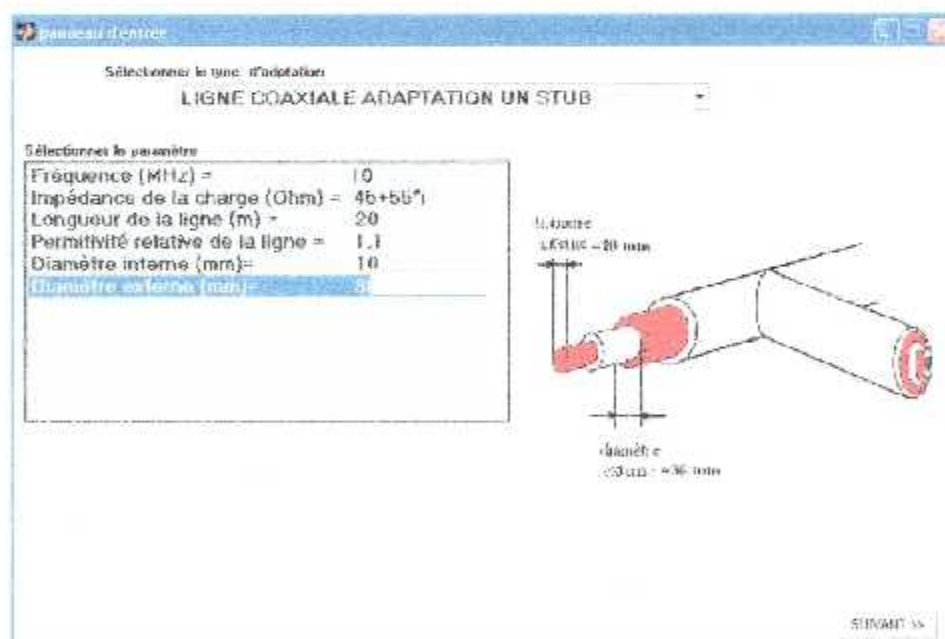


Figure V.3 : Sélection N°1

- **Choix de la ligne coaxiale adaptation double stub**

Dans ce cas nous allons voir le Dessin de la ligne coaxiale avec les deux stubs, et l'affichage des paramètres suivants : fréquence, impédance de la charge, longueur de la ligne, permittivité relative de la ligne, diamètre intérieur, diamètre extérieure, la position de premier stub , la position de deuxième stub (Figure V.4).

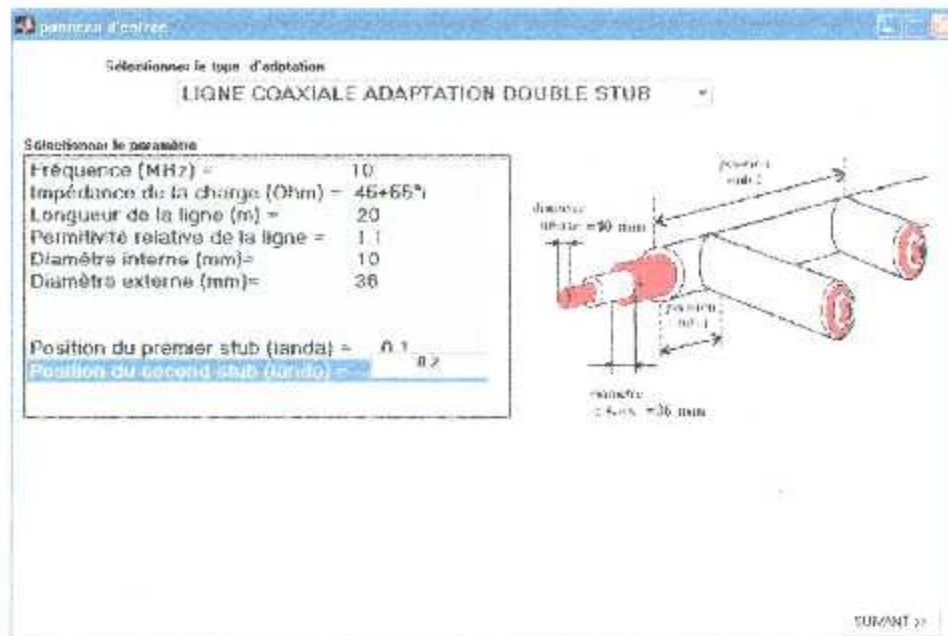


Figure V.4 : Sélection N°2

- **Choix de la ligne microstrip adaptation par un stub**

Dans ce cas nous allons voir le Dessin de la ligne microstrip avec un stub, et l'affichage des paramètres suivants : fréquence, impédance de la charge, longueur de la ligne, permittivité relative de la ligne, largeur du ruban, hauteur du ruban, hauteur du substrat (Figure V.5).

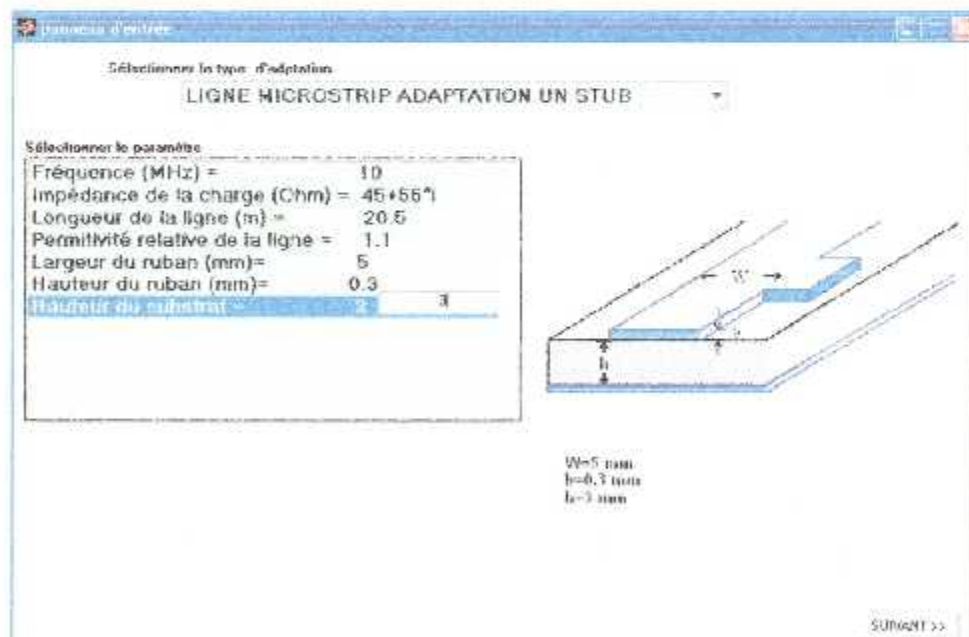


Figure V.5 : Sélection N°3

- **Choix de la ligne microstrip adaptation double stub**

dans ce cas nous allons voir le Dessin de la ligne microstrip avec les deux stubs, et l'affichage des paramètres suivants : fréquence, impédance de la charge, longueur de la ligne, permittivité relative de la ligne, largeur du ruban , hauteur du ruban, hauteur du substrat (h), la position de premier stub , la position de deuxième stub (Figure V.6).

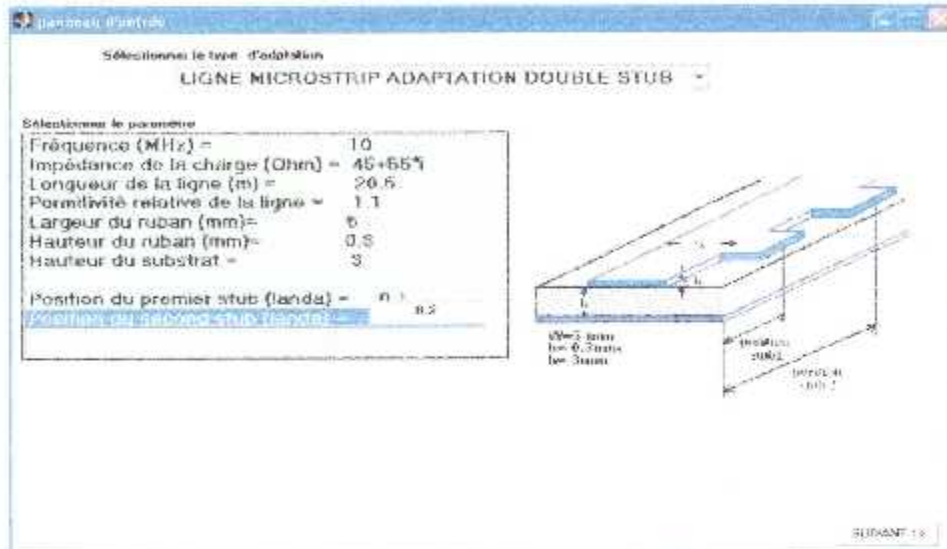


Figure V.6 : Sélection N°4

V.6. LA FENETRE DEBUT D'ADAPTATION

La fenêtre suivante qui apparaît fait apparaître Le bouton « DEBUT » sur lequel l'utilisateur doit cliquer pour commencer l'adaptation (Figure V.7).



Figure V.7 : Fenêtre « Début d'adaptation »

La fenêtre qui apparaît correspond au choix fait par l'utilisateur : Adaptation à un stub ou adaptation à deux stubs.

V.7. ADAPTATION UN STUB

La fenêtre qui apparaît (Figure V.8) indique:

- En haut, à gauche le titre « LIGNE COAXIALE ADAPTATION UN STUB »
- Une zone de texte qui comporte l'affichage de longueur d'onde et l'impédance réduite de la charge.
- Une autre zone qui comporte le tracé de la ligne de transmission et au dessous de cette zone on trouve une zone réservée aux commentaires.
- A droite on trouve le tracé de l'abaque de Smith.
- En bas, on trouve une série de cinq boutons intitulés NEXT1, NEXT2, NEXT3, NEXT4 et RESUME avec le seul bouton « NEXT1 » actif.

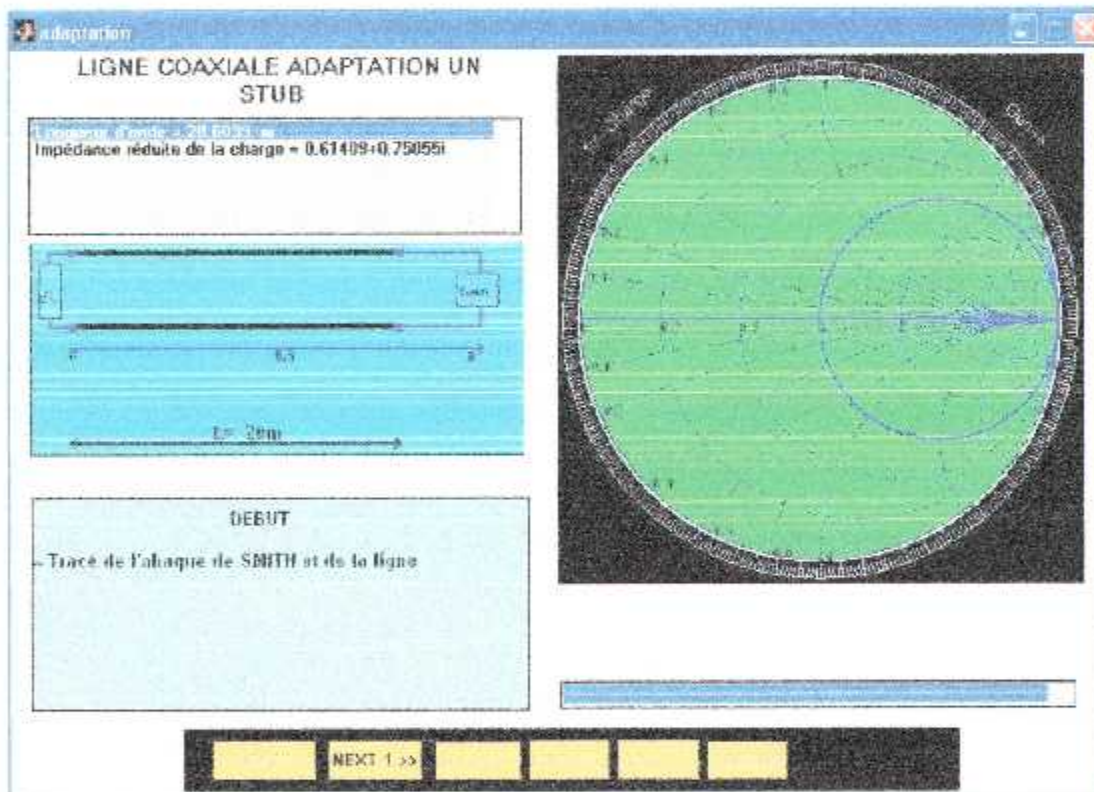


Figure V.8 : Adaptation un stub : étape d'initialisation

V.7.1. Etape N°1

Pour passer à l'étape N°1, l'utilisateur clique sur le bouton actif « NEXT1 ». dans cette étape, l'emplacement de l'impédance et de l'admittance réduite de la charge sont indiquées sur l'abaque sur l'abaque avec le cercle de coefficient de réflexion constant passant par l'admittance réduite (Figure V.9).

Il y a désactivation du le bouton « NEXT1 » et activation du le bouton « NEXT2 » .

La zone de commentaires donne des indications sur cette étape.

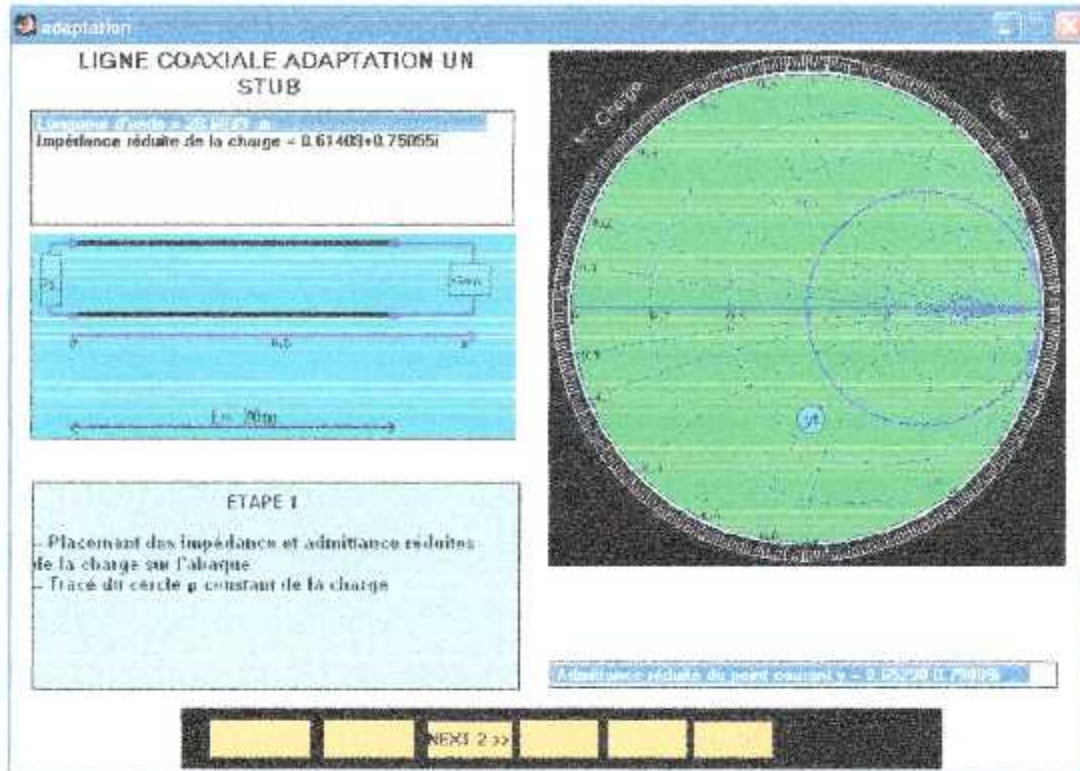


Figure V.9 : Adaptation un stub : étape N°1

V.7.2. Etape N°2

Pour passer à l'étape N°2, l'utilisateur clique sur le bouton actif « NEXT2 ». Dans cette étape, la représentation sur l'abaque des points correspondant aux deux solutions possibles (SOL1 et SOL2) est indiquée (Figure V.10).

Il y a désactivation du le bouton « NEXT2 » et activation du le bouton « NEXT3 ».

En dessous de l'abaque, des boutons radios SOL1 et SOL2 permettent à l'utilisateur de sélectionner la solution désirée.

La zone de commentaires donne des indications sur cette étape.

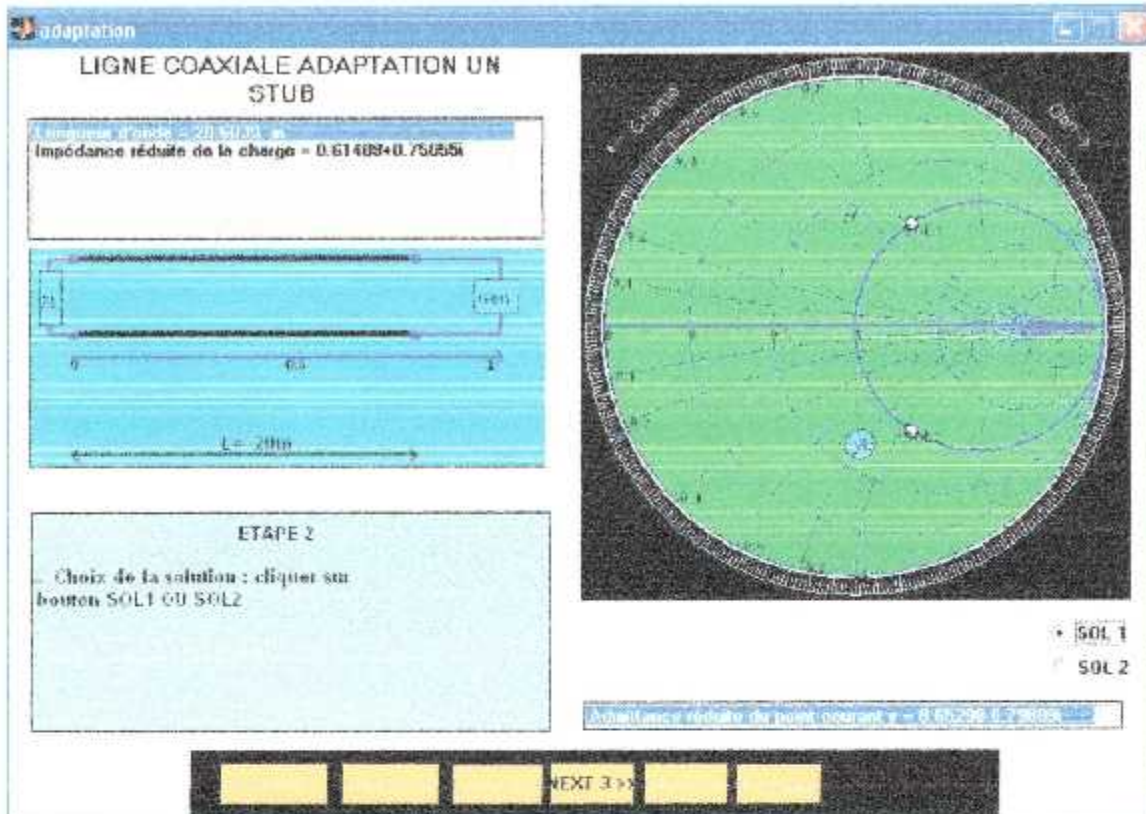


Figure V.10 : Adaptation un stub : étape N°2

V.7.3. Etape N°3

Pour passer à l'étape N°3, l'utilisateur clique sur le bouton actif « NEXT3 » pour déclencher cette étape (Figure V.11) où il s'agit de déterminer la position du stub sur la ligne. L'opération se fait de façon automatique et visualise les positions successives du stub sur l'abaque jusqu'à atteindre la solution choisie. L'organigramme du programme est indiqué en figure V.12.

Il y a désactivation du bouton « NEXT3 » et activation du bouton « NEXT4 ».

La position du stub est donnée à la fin de l'étape en zone de commentaires.

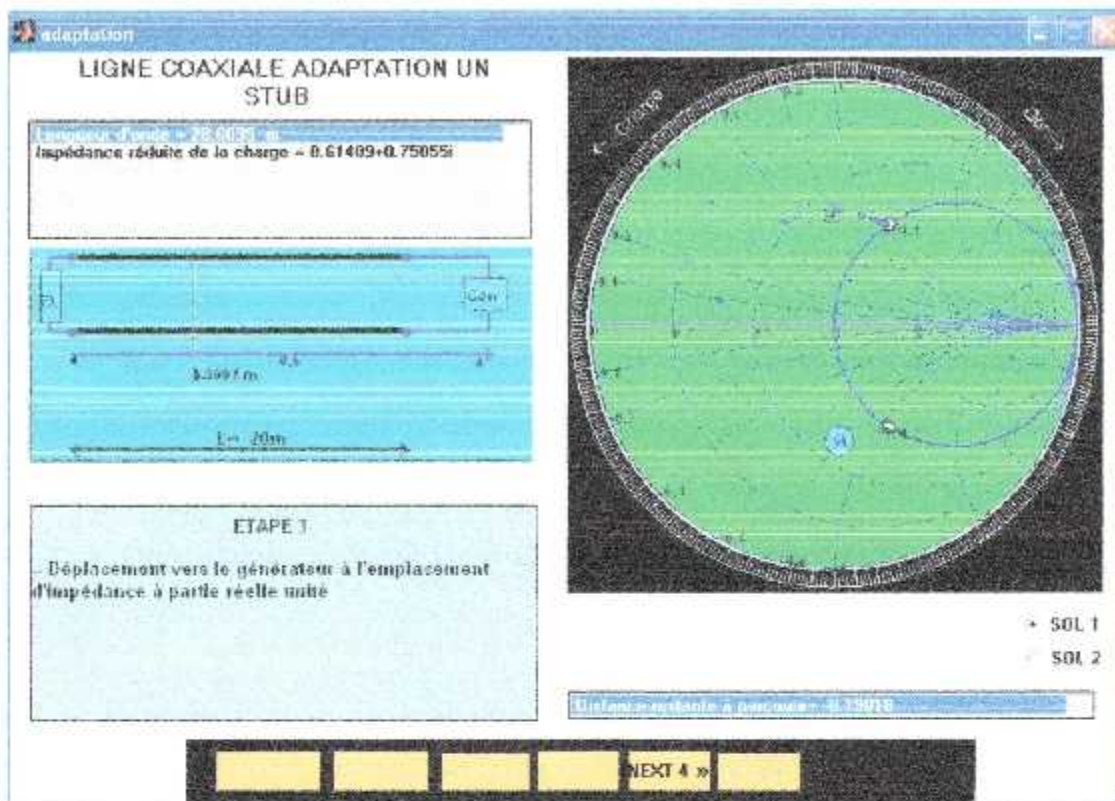


Figure V.11 : Adaptation un stub : étape N°3

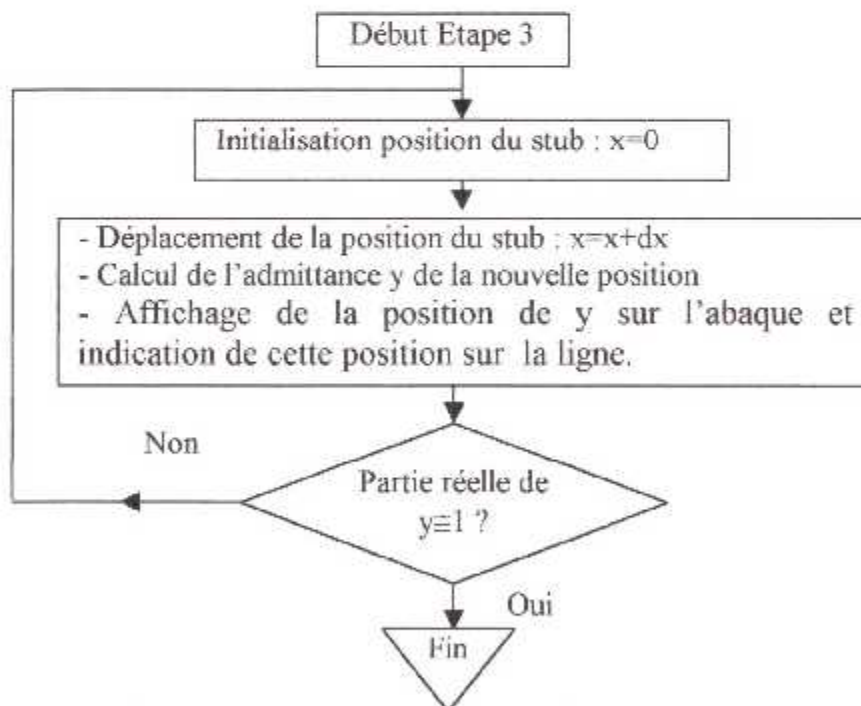


Figure V.12 : Organigramme étape 3

V.7.4. Etape N°4

Pour passer à l'étape N°4, l'utilisateur clique sur le bouton actif « NEXT4 » pour déclencher cette étape (Figure V.13) où il s'agit de déterminer la longueur du stub. L'opération se fait de façon automatique et visualise sur l'abaque la variation de l'admittance du point d'insertion du stub lorsqu'on augmente la longueur du stub jusqu'à atteindre le centre de l'abaque. L'organigramme du programme est indiqué en figure V.14.

Le programme visualise aussi les variations successives de la longueur du stub. Il y a désactivation du bouton « NEXT4 » et activation du bouton « RESUME ». La longueur du stub donnée à la fin de l'étape en zone de commentaires.

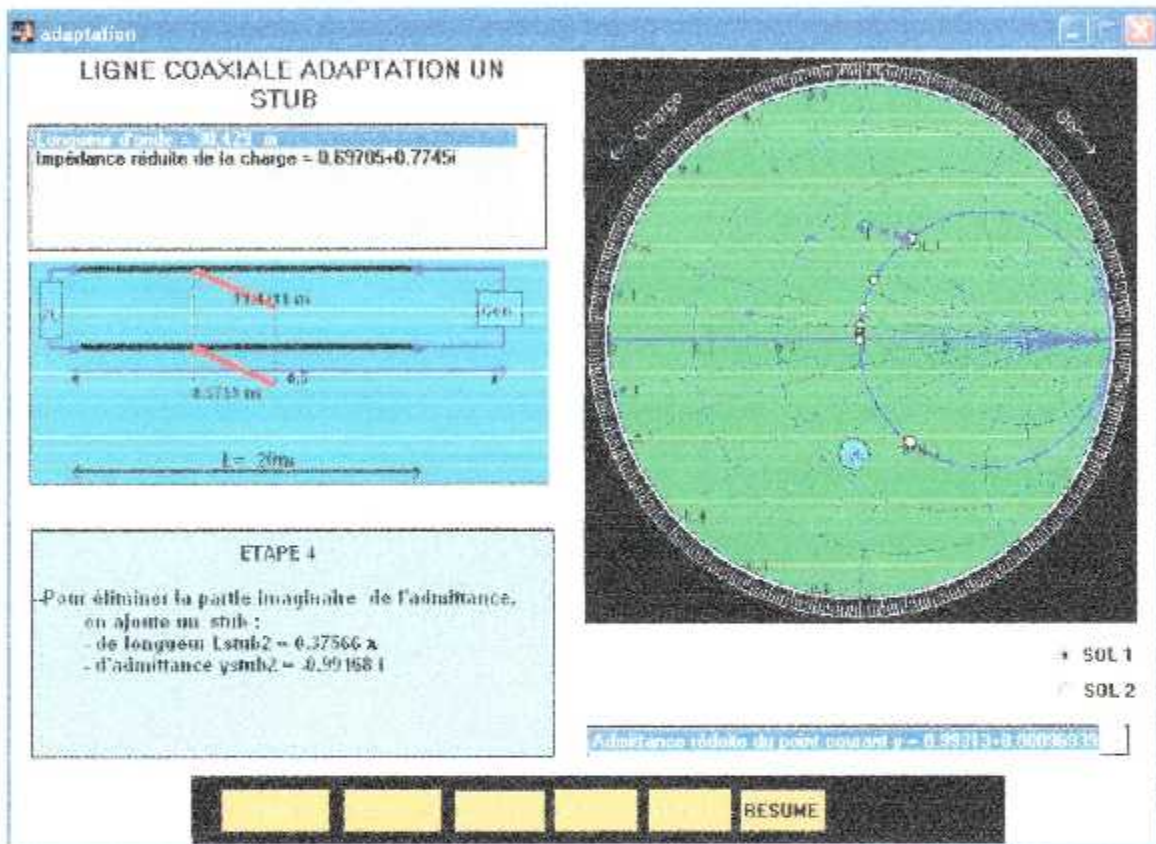


Figure V.13 : Adaptation un stub : étape 4

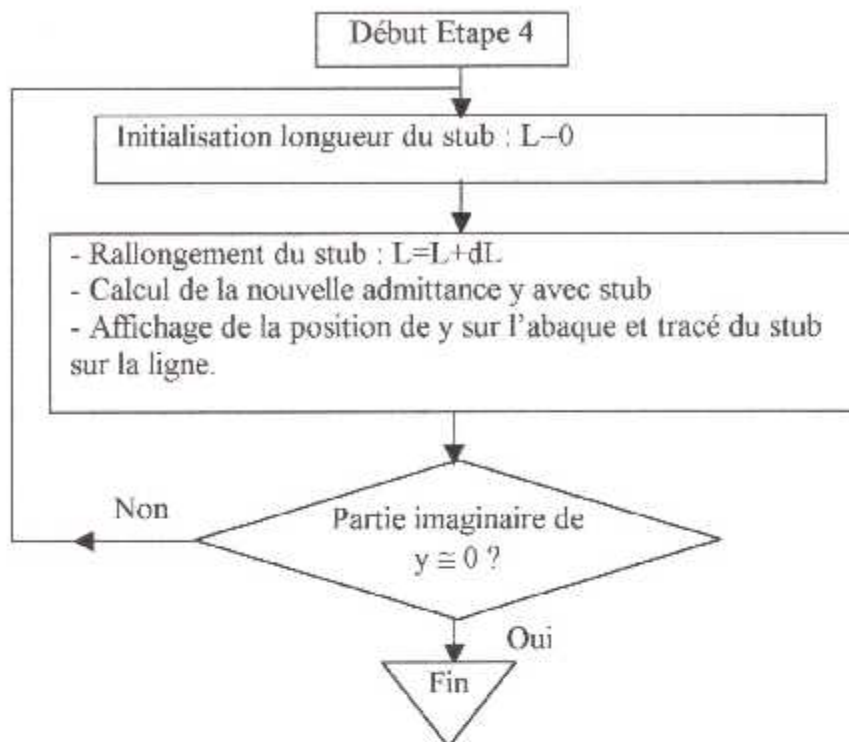


Figure V.14 : Organigramme étape 4

V.7.5. Fenêtre « RESUME »

Pour terminer, l'utilisateur doit cliquer sur le bouton « RESUME » pour obtenir un récapitulatif des différents paramètres de l'adaptation à un stub en fonction du type de ligne choisi (impédance de la charge, impédance caractéristique, position du stub, longueur du stub (Figure V.15).

Le résumé permet de voir aussi la courbe de variation du coefficient de réflexion en puissance dans une plage de fréquence donnée autour de la fréquence de travail.

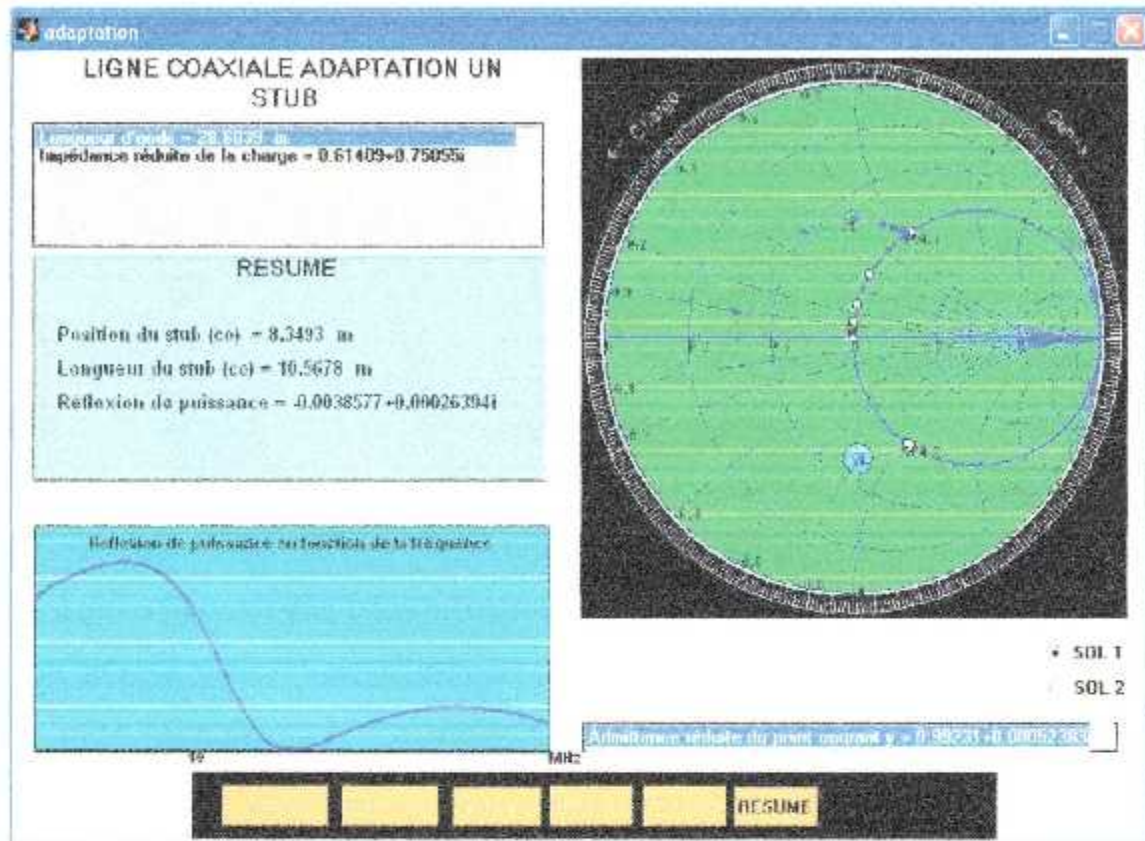


Figure V.15 : Fenêtre « RESUME »

V.8. ADAPTATION DOUBLE STUB

La fenêtre qui apparaît (Figure V.16) est identique à celle de l'adaptation un stub sauf pour le nombre boutons qui sont au nombre de sept : NEXT1, NEXT2, NEXT3, NEXT4, NEXT5, NEXT6 et RESUME avec le seul bouton « NEXT1 » actif.



Figure V.15 : Adaptation deux stubs : Etape Initialisation

V.8.1. Etape N°1

Cette étape est identique de l'étape N°1 de l'adaptation un stub (Figure V.16).

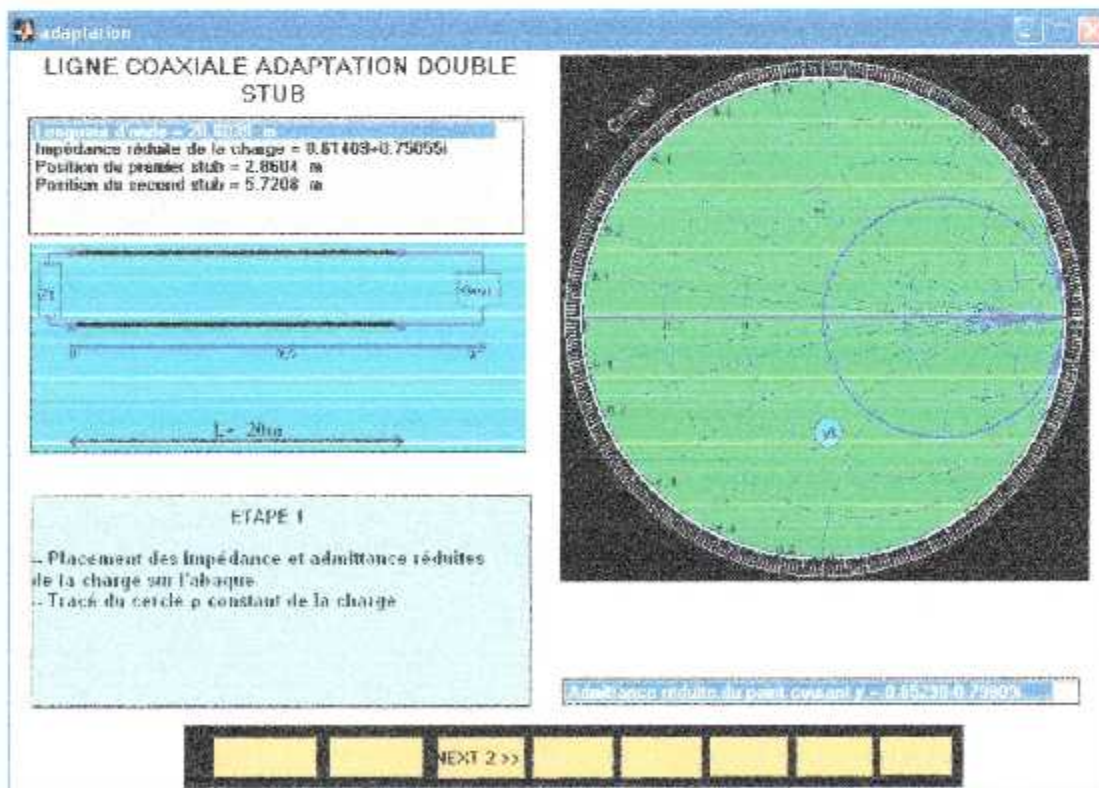


Figure V.16 : Adaptation deux stubs : Etape 1

V.8.2. Etape N°2

Pour passer à cette étape, l'utilisateur clique sur le bouton actif « NEXT2 ». Dans cette étape, on se déplace de la position de la charge jusqu'à la position x_1 du premier stub qui est une donnée.

L'opération se fait de façon automatique et visualise les positions successives du stub sur l'abaque jusqu'à atteindre la position donnée (Figure V.17). L'organigramme du programme est indiqué en figure V.18.



Figure V.17 : Adaptation deux stubs : Etape 2

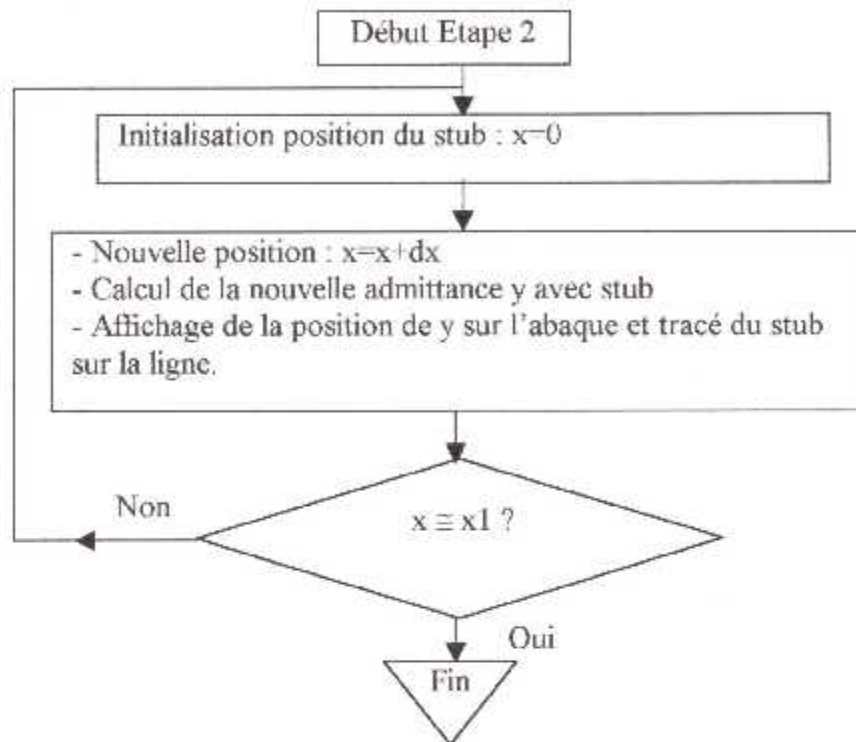


Figure V.18 : Organigramme étape 2

V.8.3. Etape N°3

Pour passer à cette étape, l'utilisateur clique sur le bouton actif « NEXT3 ». Dans cette étape, il y a les tracés du cercle auxiliaire avec les positions des deux solutions possibles sur ce cercle et le cercle d'interdiction (Figure V.19).

La détermination des deux solutions se fait par un programme d'approximations successives.

Pour continuer l'utilisateur doit sélectionner l'une des deux solutions à l'aide des boutons radios *SOL1* et *SOL2*.

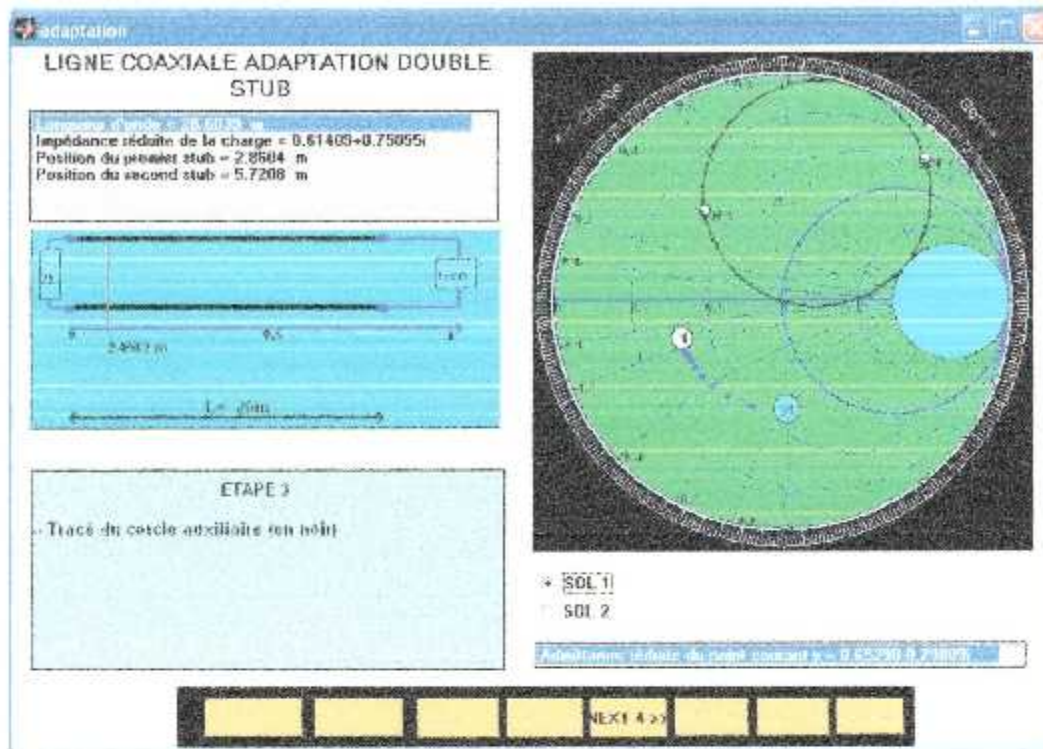


Figure V.19 : Adaptation deux stubs :Etape 3

V.8.4. Etape N°4

Pour passer à cette étape, l'utilisateur clique sur le bouton actif « NEXT4 », dans cette étape, il s'agit de déterminer la longueur du stub 1. Pour cela, un programme fait varier la longueur du stub jusqu'à atteindre la solution choisie située sur le cercle auxiliaire (Figure V.20). L'organigramme du programme est indiqué en figure V.21.

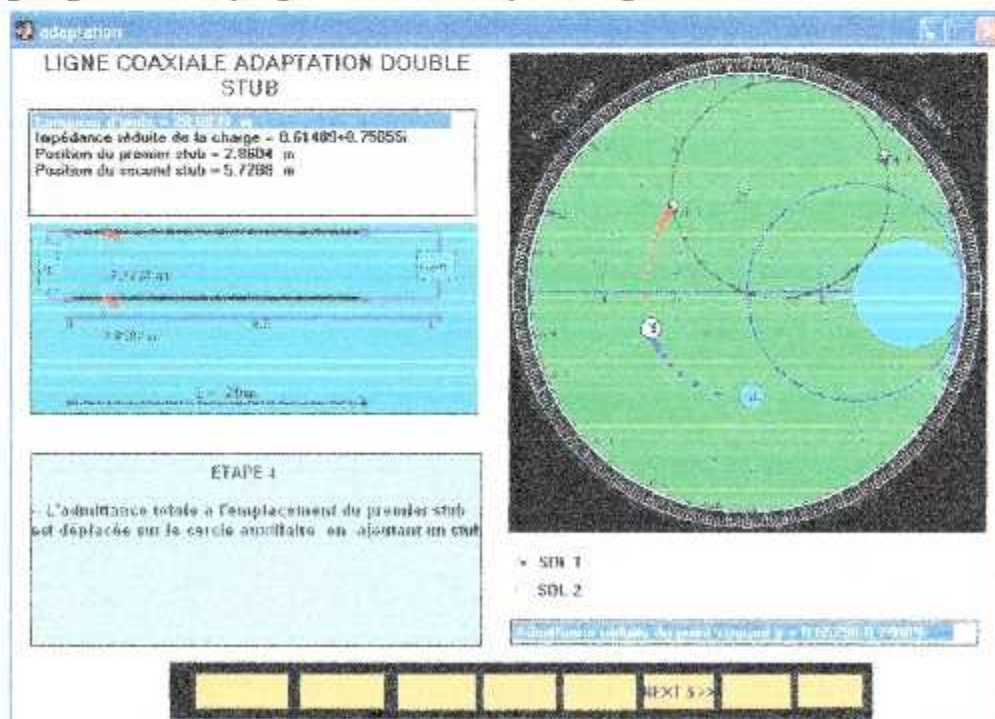


Figure V.20 : Adaptation deux stubs : Etape 4

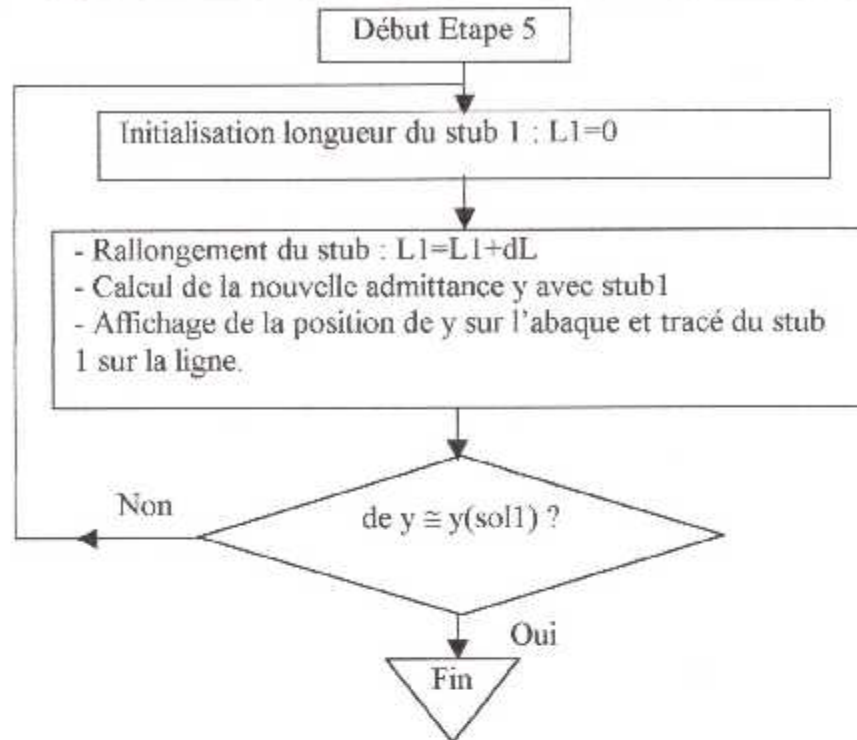


Figure V.21 : Organigramme étape 4

V.8.5. Etape N°5

Pour passer à cette étape, l'utilisateur clique sur le bouton actif « NEXT5 ». Dans cette étape, on se déplace jusqu'à la position du deuxième x2 stub qui est une donnée. On se retrouve alors sur le cercle unité (Figure V.22). L'organigramme du programme est indiqué en figure V.23.

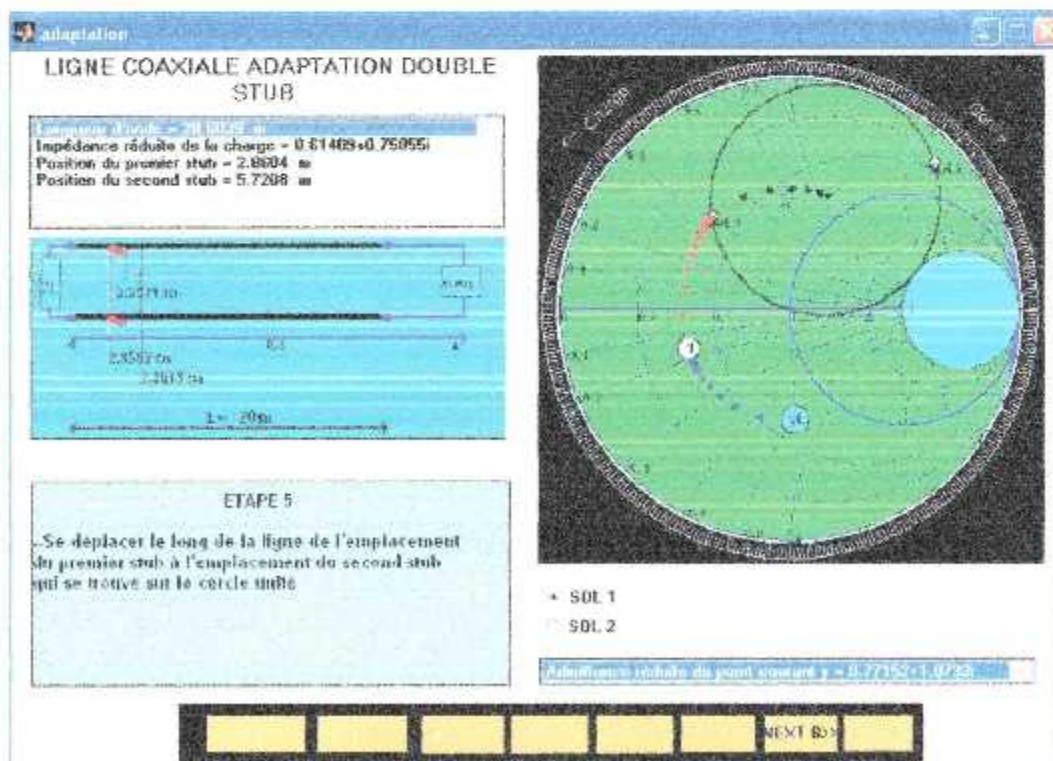


Figure V.22 : Adaptation deux stubs ; Etape 5

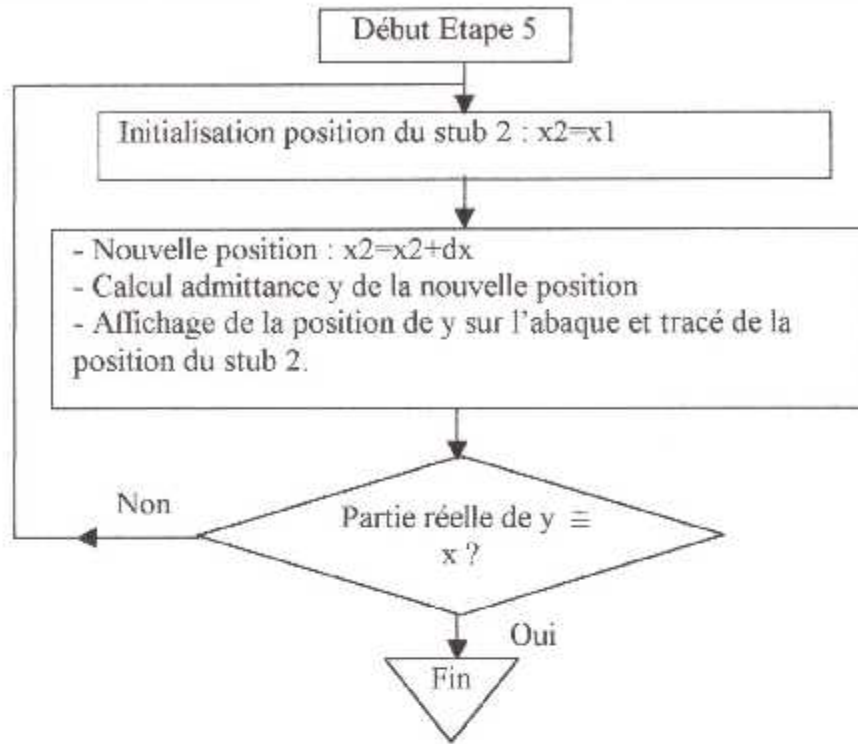


Figure V.23 : Organigramme étape 5

V.8.6. Etape N°6

Pour passer à cette étape, l'utilisateur clique sur le bouton actif « NEXT6 ». Dans cette étape on cherche à déterminer la longueur du stub 2 pour finaliser l'adaptation. A la fin on doit se trouver au centre de l'abaque (Figure V.24).

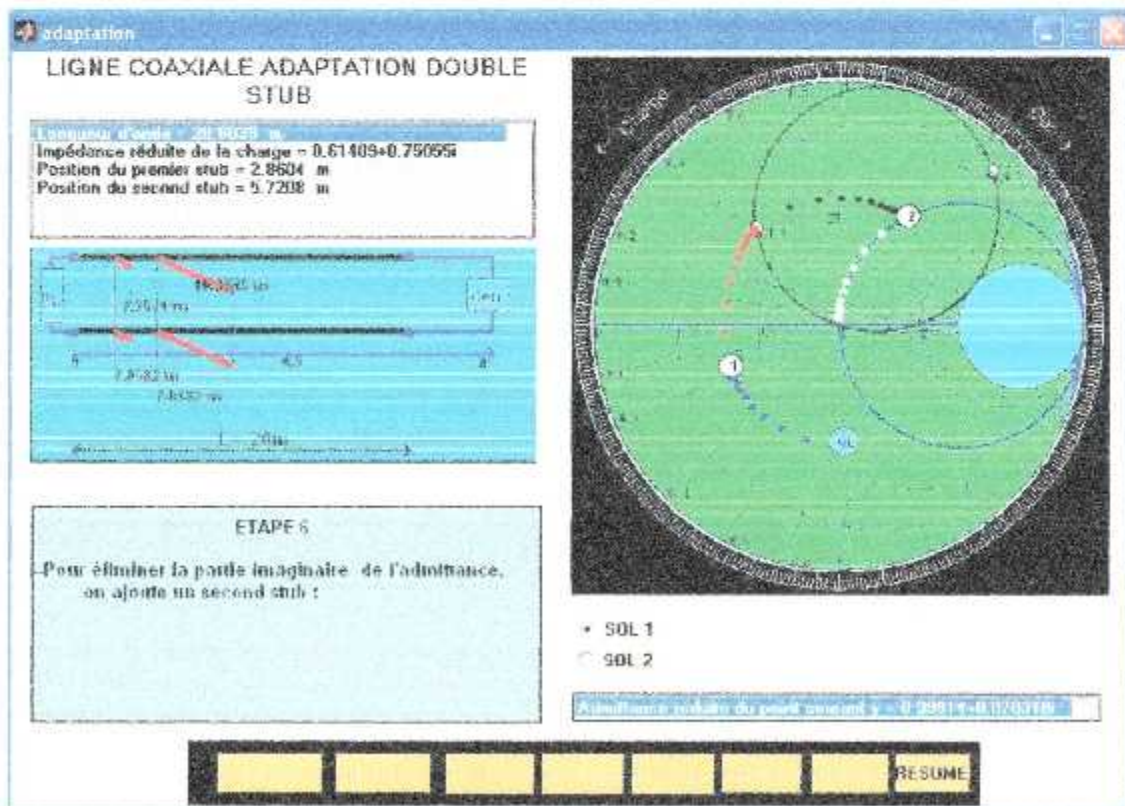


Figure V.24 : Adaptation deux stubs : Etape 6

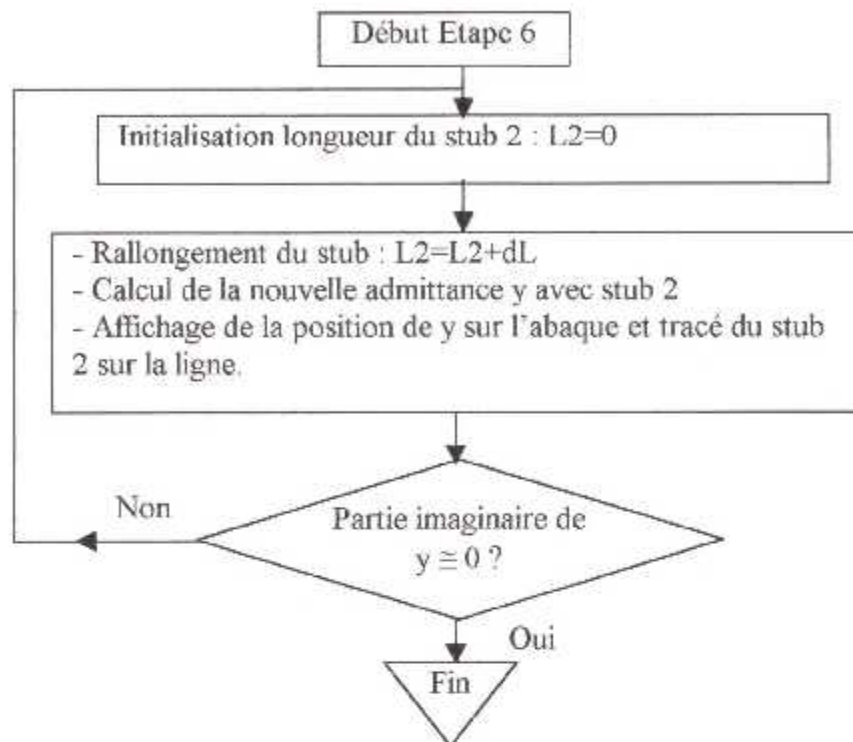


Figure V.25 : Organigramme étape 6

V.8.7. Fenêtre « RESUME »

L’affichage est identique à celui de l’adaptation un stub (Figure V.26).

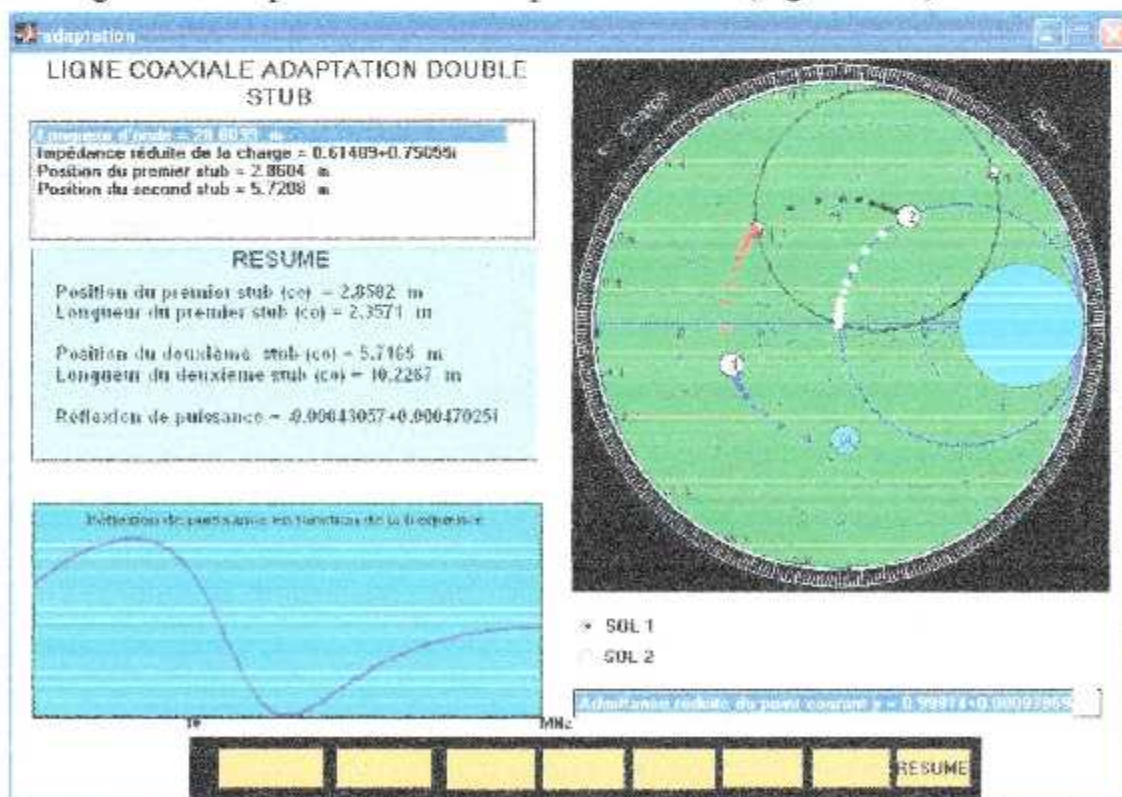


Figure V.26 : Adaptation deux stubs : « RESUME »

CONCLUSION GENERALE

Dans le cadre de notre projet de fin d'études, nous avons présenté notre travail qui consiste en la réalisation d'une interface graphique sous Matlab permettant de traiter le problème de l'adaptation d'impédance en s'aidant de l'abaque de Smith.

Nous avons conçu un logiciel de type pédagogique en vue de faciliter le suivi des différentes étapes aboutissant à la détermination des caractéristiques des stubs (longueur et position) dans le cas des lignes sans pertes.

L'interface offre la possibilité offre plusieurs choix d'adaptation (ligne coaxiale ou ligne microstrip) et (adaptation un stub ou deux stubs). De plus, dans chaque cas, il aura le choix entre deux solutions avec la possibilité de les tester toutes les deux.

Cette interface visualise dans une même fenêtre, un grand nombre d'informations : zone de données, zone de commentaires et de résultats, les positions sur l'abaque de Smith et le tracé de la ligne avec les stubs.

Ce travail ;, nous a permis de nous familiariser avec l'outil « Guide» de Matlab qui facilite la réalisation d'interfaces graphiques. De même, nous avons approfondi nos connaissances dans le domaine vaste des hyperfréquences et compris l'importance de l'adaptation et l'utilité de l'abaque de Smith en tant qu'une aide à l'adaptation.

Nous espérons que ce travail sera utile pour les étudiants intéressés à ce domaine et qu'il pourra avoir une suite, par exemple pour qu'il soit possible de traiter le problème de l'adaptation des lignes avec pertes.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J. PH. PÉREZ, Électromagnétisme vide et milieux matériels, Masson, 1991
- [2] Paul François Combes, Micro-ondes, Lignes, guides et cavités. Editions Dunod, Paris, 1996.
- [3] Michel HULIN, Électromagnétisme, Équations de Maxwell, LIBRAIRIE ARMOND COLIN.
- [4] Paul François Combes, ondes métriques et centimétriques, Editions Dunod, Paris, 1996.
- [5] Richard Fradette, Ondes, optique et physique moderne, Editions Dunod, Paris 2000.
- [6] <http://www.lemelleursite.com\radio\index.html>
- [7] http://www.lemelleursite.com\radio\ondes_class.html.
- [8] Philippe Ferrari, PHÉNOMÈNES DE PROPAGATION EN RADIOFRÉQUENCES, ÉLECTRONIQUE RAPIDE, Fichier PDF. <http://www.amanogawa.com>.