

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE & POPULAIRE

37/85

وزارة التعليم و البحث العلمي

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE

المدرسة الوطنية للعلوم الهندسية
المكننة
ECOLE NATIONALE POLYTECHNIQUE
BIBLIOTHEQUE

DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

FILIERE D'INGENIEUR D'ETAT

Projet de fin d'études

SUJET

Etude et réalisation d'une transition entre
un guide d'onde rectangulaire et une ligne
microruban, dans la bande X.

Proposé par : Mr K. GRABOWSKI

Etudié par : C. LEDRAA

D. OUKALI

PROMOTION : Janvier 85

DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

FILIERE D'INGENIEUR D'ETAT

Projet de fin d'études

Sujet

Etude et réalisation d'une transition entre un guide d'onde rectangulaire et une ligne microruban, dans la bande X.

Proposé par: Mr K. GRABOWSKI

Etudié par: C. LEDRAA

D. OUKALI

Dédicaces,

A mes parents et à ma femme, pour leur
soutien sans faille, et leur abnégation,
A mes enfants Nadia, Samia, Linda et Mohamed,
et à mes amis, je dédie ce travail.

Dukali
Jillali

A la mémoire de mon père;

لأبي العزيزة من أجل تضحياتك
وحبك لولدينا نك
.....

A mes frères, Moh, AZou et Bibi;

A mes amis;

A M^r Hamani Brahim, homme d'exemple.

Kedraâ
hemsdine

Remerciements.

Nous tenons à exprimer nos plus vifs remerciements à Monsieur Krzysztof Grabowski, pour sa gentillesse infinie et l'aide précieuse et efficace qu'il nous a prodiguée tout au long de notre travail.

Nos remerciements vont également à tous ceux, nombreux, qui de près ou de loin, ont contribué à notre formation.

Table des matières.

	Page.
I Introduction	1
II - Guides d'ondes	2
III - La ligne microuban (microstrip)	6
III - Les transitions entre la ligne microuban et différents dispositifs microondes	22
IV - Représentation des quadripôles microondes	27
V - Méthodes de mesure directe des éléments de la matrice [S]. - Méthode de Deschamps	32 33
VI - Réalisation de la transition	41
VII - Expérimentations et mesures	48
- Conclusion	60
- Bibliographie	62

Introduction.

Les circuits intégrés microondes sont de plus en plus utilisés dans les dispositifs hyperfréquences du fait de leur faible coût de revient, de leur encombrement réduit et de leur facile reproductibilité (par photogravure), au contraire des circuits traditionnels à base de guides d'ondes, encombrants, coûteux, de fabrication compliquée, difficilement reproductibles, qu'ils sont appelés à remplacer.

Cependant, les sources hyperfréquences et les appareils de mesure dont on dispose ne sont, bien souvent, pas conçus pour ces nouveaux équipements, mais pour les dispositifs classiques.

On est ainsi conduit à étudier la transition entre un guide d'onde rectangulaire et une ligne microuban.

Le type de liaison utilisé sera de nature à assurer le transfert de puissance hyperfréquence avec le minimum de déperdition (par réflexion et par rayonnement).

On choisira donc la forme et les dimensions de la liaison guide d'onde - ligne microuban de manière à avoir les caractéristiques S_{ij} du quadripôle ainsi formé proches, autant que faire se peut, de celles d'un quadripôle sans pertes et non réflexif, i.e., à notre fréquence de travail de 9 GHz.

Après un bref aperçu sur les guides d'onde et une étude plus détaillée de la ligne microuban, on examinera les différentes méthodes d'analyse des quadripôles microondes (sans pertes, ou faiblement dissipatifs).

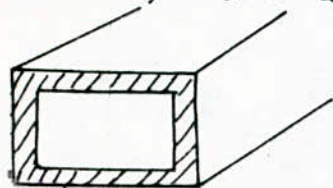
Parmi celles-ci, on choisira, pour la commodité de sa mise en oeuvre et son adéquation à notre problème, une méthode qui nous permettra de caractériser notre transition, i.e., par la détermination des coefficients S_{ij} , à partir des mesures expérimentales.

On terminera notre étude par une évaluation des résultats obtenus, et par quelques considérations sur les moyens d'améliorer les performances de la transition étudiée.

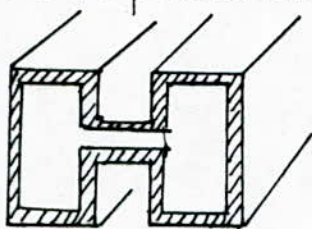
I. Guides d'ondes.

Il existe plusieurs catégories de guides d'ondes.

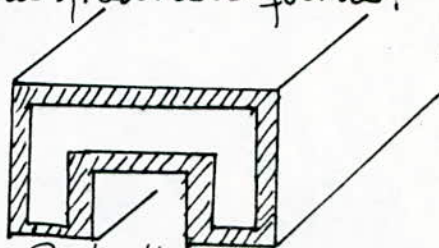
a) Les guides d'ondes métalliques sont des conducteurs allongés, creux, de section uniforme, dans lesquels l'énergie électromagnétique est susceptible de se propager aux fréquences élevées avec une atténuation plus faible que pour les lignes. Cette étude suppose une conductibilité infinie du conducteur. Ils se présentent sous plusieurs formes:



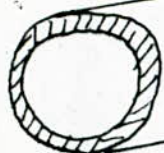
Guide d'onde rectangulaire



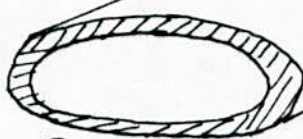
Guide d'onde moulu, en H



Guide d'onde moulu, en π



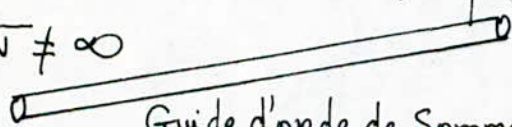
Guide d'onde circulaire



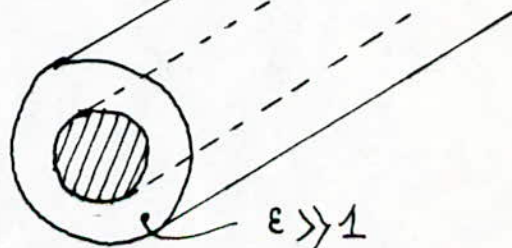
Guide d'onde elliptique.

b) Guides d'ondes de surface.

$$\sqrt{\epsilon} \neq \infty$$



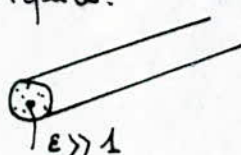
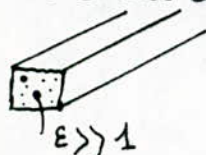
Guide d'onde de Sommerfeld
des ondes se propagent à proximité du conducteur.



$$\epsilon \gg 1$$

Guide d'onde Harns-Goubau

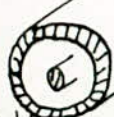
c) Guides d'ondes diélectriques.



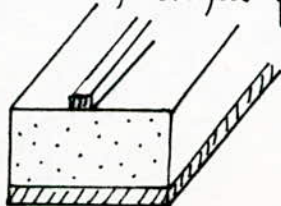
Sous la dénomination de "fibres optiques", leur utilisation se généralise en télécommunications.

Tous ces guides ont pour propriété de ne transmettre les ondes que pour des fréquences supérieures à une fréquence critique f_c , dépendant de la nature du guide d'onde, de sa forme, et de ses dimensions.

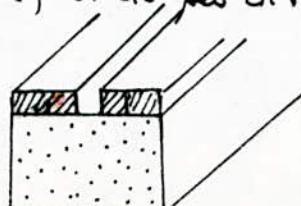
d)



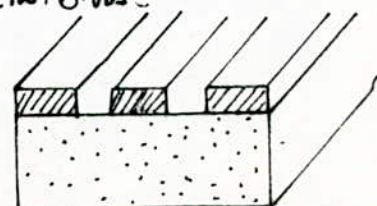
Cable coaxial



ligne microruban



ligne à fente

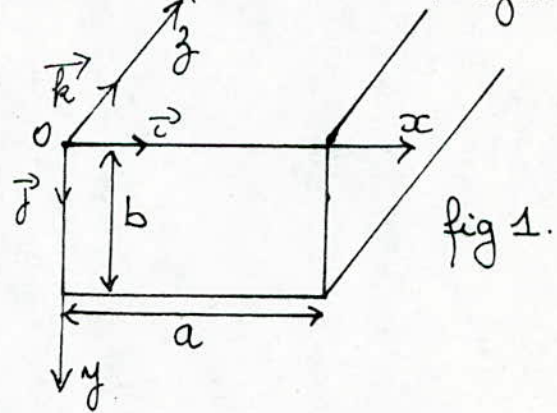


ligne coplanaire

Les derniers guides ont pour fréquence de coupure $f_c = 0$ Hz, c'est-à-dire qu'ils fonctionnent dans toutes les gammes de fréquences.

I.1. Guides d'ondes métalliques rectangulaires - Etude en régime harmonique -

L'analyse montre [6] que dans ces guides peuvent se propager soit des ondes TE (transverses électriques), soit des ondes TM (transverses magnétiques), ou leurs combinaisons appelées EH.



Equations de propagation.

Les équations de Maxwell donnent:

$$\Delta_T \begin{Bmatrix} E_z \\ H_z \end{Bmatrix} + \beta_{gmn}^2 \begin{Bmatrix} E_z \\ H_z \end{Bmatrix} = 0 \quad (1) \quad \text{Eq. de Helmholtz}$$

$$\beta_{gmn}^2 = \omega^2 \epsilon \mu - \beta_{cmn}^2 = \beta^2 - \beta_{cmn}^2 \quad (2)$$

On a de plus les conditions aux limites suivantes:

$$E_z = 0 \Big|_S \quad (3.a)$$

S'étant la surface des parois du guide.

$$\frac{\partial H_z}{\partial n} = 0 \Big|_S \quad (3.b)$$

Les autres composantes du champ électromagnétique se déduisent des composantes longitudinales E_z , H_z par les relations suivantes:

$$E_T = \frac{j}{\beta_{gmn}^2 - \beta_{cmn}^2} [\omega \mu \vec{k} \wedge \text{grad}_T H_z - \beta_{gmn} \text{grad}_T E_z]$$

$$H_T = \frac{-j}{\beta^2 - \beta_{gmn}^2} [\omega \epsilon \vec{k} \wedge \text{grad}_T E_z + \beta_{gmn} \text{grad}_T H_z]$$

a) D'après (2) et (3.a) on a:

$$\beta_{gmn}^2 = \omega^2 \epsilon \mu - \left(\left(\frac{m\pi}{a} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b} \right)^2 \right) \text{ avec } (m, n) \neq (0, 0),$$

et $\begin{cases} m, n = 0, 1, 2, \dots & \text{pour les ondes TE (caractérisées par } E_z = 0) \\ m, n = 1, 2, \dots & \text{pour les ondes TM (caractérisées par } H_z = 0) \end{cases}$

m et n étant des entiers arbitraires, les équations précédentes décrivent un nombre infini d'ondes différentes, caractérisées par les indices m et n , sous la forme TE_{mn} , TM_{mn} . La nature de l'onde qui existe réellement dépend de la fréquence, et aussi du mode d'excitation à l'entrée du guide.

b) Condition de propagation.

La propagation n'a lieu que pour des valeurs réelles de la constante de propagation β_{gmn} , c'est-à-dire pour des fréquences supérieures à une fréquence de coupure f_c , fonction de ϵ , μ et des dimensions du guide.

$$\text{En effet: } \beta_{gmn}^2 > 0 \Rightarrow \omega^2 \epsilon \mu > \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2$$

$$\Rightarrow \omega > \frac{\sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}}{\sqrt{\epsilon \mu}} = \omega_{c_{mn}} \text{ pulsation de coupure.} \\ \text{(I. 1. } \alpha \text{)}$$

$$\text{A } \omega_c \text{ correspond } \lambda_{c_{mn}} = \frac{2\pi}{\sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}} \text{ longueur d'onde de coupure (I. 1. } \beta \text{)}$$

De plus, à partir de l'expression $\beta^2 = \beta_{gmn}^2 + \beta_{c_{mn}}^2$, on obtient:

$$\left(\frac{1}{\lambda}\right)^2 = \left(\frac{1}{\lambda_{gmn}}\right)^2 + \left(\frac{1}{\lambda_{c_{mn}}}\right)^2 \quad \text{(I. 1. } \gamma \text{)}$$

c) Signification des indices m et n : - Ils indiquent la périodicité spatiale des champs transversaux (en demi-périodes), suivant les axes x et y , respectivement.

d) Mode dominant.

Le mode dominant possède, pour un guide donné, la plus basse fréquence de coupure par rapport à l'ensemble des modes TE_{mn} et TM_{mn} . Elle correspond, pour le guide considéré, au mode TE_{10} . Le filtrage du mode dominant est assuré lorsque:

$$a < \lambda < 2a \text{ et } 2b < \lambda$$

e) Puissance transmise, dans le cas du mode TE_{10} .

$$\text{Pour le mode } TE_{10}, \text{ on a: } H_z = H_0 \cos \frac{\pi x}{a} e^{-j\beta_{g10} z}$$

$$H_x = j\beta_{g10} \frac{a}{\pi} H_0 \sin \frac{\pi x}{a} e^{-j\beta_{g10} z}$$

$$E_y = -j\omega\mu \frac{a}{\pi} H_0 \sin \frac{\pi x}{a} e^{-j\beta_{g10} z},$$

Les autres composantes du champ électromagnétique étant nulles.

La valeur moyenne de la puissance transmise est donnée par:

$$P = \frac{1}{2} \int_S (\vec{E} \wedge \vec{H}^*) \cdot d\vec{S}, \quad S \text{ étant la section droite du guide.}$$

$$P = \frac{1}{2} \int_S E_y H_x^* dS = \frac{1}{2} \omega \mu \beta_{g10} \left(\frac{a}{\pi}\right)^2 H_0^2 \int_0^b dy \int_0^a \sin^2 \frac{\pi x}{a} dx$$

$$P = \frac{1}{2} \omega \mu \beta_{g10} \left(\frac{a}{\pi}\right)^2 H_0^2 b \cdot \frac{a}{2}$$

$$P = \frac{ab}{4} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{\beta \beta_{g10}}{\beta_{c10}^2} H_0^2$$

f) Atténuation.
L'atténuation est due au fait que les parois du guide ont une conductivité finie.
Le coefficient α d'atténuation est donné par:

$$\alpha = \frac{\text{Puissance dissipée par unité de longueur}}{\text{Puissance transmise}} = \frac{P_d}{P}$$

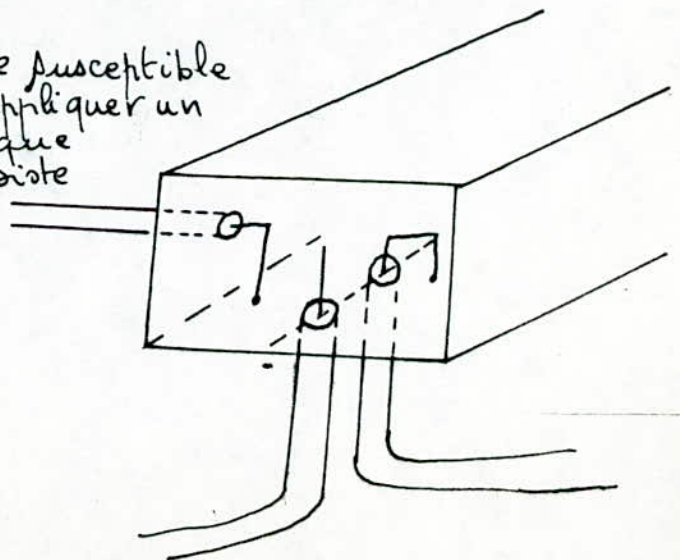
On montre [6] qu'on a:

$$\alpha = \frac{1}{a} \sqrt{\frac{\pi}{2a\sigma Z_0}} \cdot \frac{\frac{a}{b} + 2 \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}{\sqrt{\frac{\lambda}{\lambda_c} \left[1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2\right]}} \quad n/m$$

où σ = conductivité des parois, et $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} = 120 \pi = 378 \Omega$

g) Emission des ondes dans un guide.
Pour créer une onde donnée dans un guide susceptible de la transmettre, il faut et il suffit d'appliquer un champ électrique ou un champ magnétique compatible avec l'onde désirée qui subsiste isolée, si seule elle satisfait à la condition de propagation.

Exemple: mode TE_{10} $\begin{cases} H_x \\ E_y \\ H_z \end{cases}$



II. La ligne microruban (microstrip).

. Description.

C'est une structure (fig II.1), comportant un conducteur métallique mince et étroit (ruban) déposé sur la face d'une plaque diélectrique, la face opposée étant complètement recouverte de métal (plan de masse); l'ensemble est entouré d'air ($\epsilon = \epsilon_0$).

Les paramètres caractérisant la ligne microruban sont:

- la permittivité relative du substrat ϵ_r ;
- l'épaisseur h du substrat;
- la largeur w du ruban. Cette largeur est le plus souvent de l'ordre de l'épaisseur h du substrat ($0,1 \leq \frac{w}{h} \leq 10$). Sa variation

(ainsi que celle de h et de ϵ_r) sert à contrôler l'impédance caractéristique de la ligne Z_0 .

- l'épaisseur restreinte t du ruban, généralement très mince ($\frac{t}{h} \ll 1$).

. Technologie.

Les techniques de réalisation des circuits plaques hyperfréquences consistent à métalliser le substrat en 2 étapes, après nettoyage de ce dernier dans des salles "blanches" (salles propres):

1°) une métallisation primaire: on recouvre le substrat (par pulvérisation, ou par évaporation sous vide) d'une fine couche, appelée couche d'accrochage, d'épaisseur 500 à 1000 Å, d'un métal déterminé, afin d'obtenir une bonne adhérence du métal de base.

2°) une métallisation secondaire: on applique une couche photosensible (résine), puis on l'expose aux ultra-violets au travers d'un masque de précision (correspondant au circuit à réaliser) et on obtient par électroplastie l'épaisseur du métal voulue.

La réalisation du circuit se termine par le dépôt d'une fine couche d'or ($0,5 \mu$) afin de le protéger de l'oxydation.

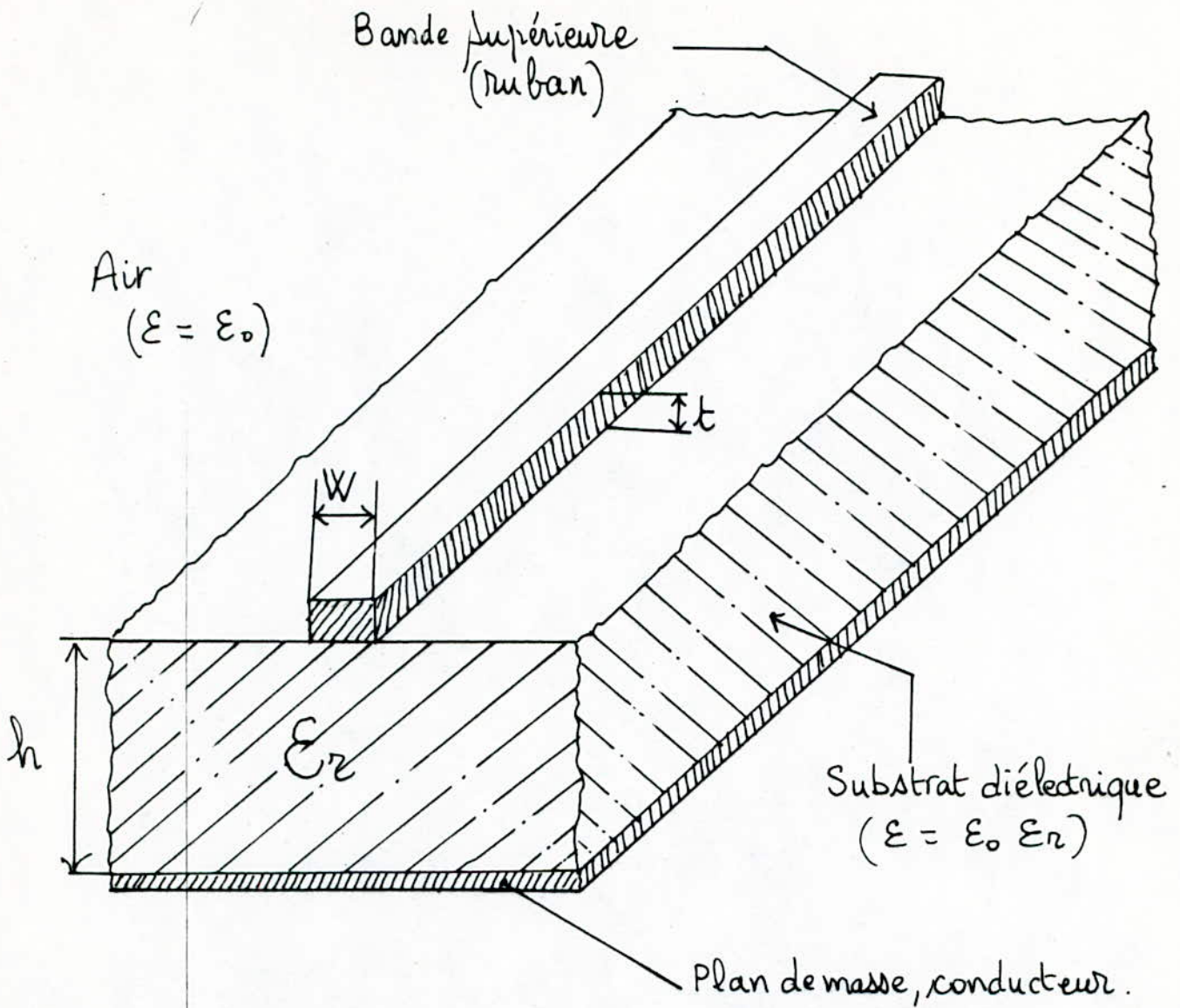


fig II. 1. Géométrie d'une ligne micronuban.

II. 1. Formules pour le calcul en mode T.E.M quasi-statique.

Il existe des méthodes [5] ne tenant pas compte de l'influence, ceci pour le cas où l'on travaille au-dessous de 1 GHz environ, avec des substrats de forte permittivité relative ($1 \leq \epsilon_r \leq 12$) et d'épaisseur h importante ($h \geq 1.25$ mm). Ces méthodes ne seront pas utilisées pour ce qui nous concerne, les conditions de travail étant fort différentes, comme on le verra au chapitre VI.

II. 2. Rappels sur les lignes de transmission uniformes.

Considérons d'abord une ligne remplie uniformément par un diélectrique. On montre que la propagation de l'onde, le long de cette ligne de transmission, est caractérisée par le coefficient de propagation γ :

$$\gamma = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} = \alpha + j\beta \quad (\text{II.2.1})$$

avec: α affaiblissement linéique, en N/m.

β : déphasage linéique, ou nombre d'onde, en rd/m.

R, L, G, C sont respectivement la résistance série, l'auto-inductance série, la conductance shunt et la capacité shunt de la ligne, par unité de longueur;

$\omega = 2\pi f$ = pulsation d'utilisation

Pour les lignes à faibles pertes, ce qui est notre cas (car le téflon est un bon diélectrique, et l'aluminium un bon conducteur), l'équation (II.2.1) devient:

$$\gamma = j\beta = j\omega\sqrt{LC}, \quad \beta = \omega\sqrt{LC} \quad (\text{II.2.2})$$

La longueur d'onde λ_l , dans la ligne étant liée à β par:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_l} \quad (\text{II.2.3}),$$

et comme $v = f \cdot \lambda_l$, on peut écrire, en utilisant (II.2.2) et (II.2.3):

$$v = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (\text{II.2.4}) \quad \text{et} \quad v = \frac{\omega}{\beta} \quad (\text{II.2.5}),$$

v étant la vitesse de propagation de l'onde dans la ligne.

v est donné également en fonction de la perméabilité μ et de la permittivité ϵ du milieu que l'onde traverse:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}} = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\mu_r\epsilon_r}}, \quad \text{d'où} \quad v = \frac{c}{\sqrt{\mu_r\epsilon_r}}, \quad (\text{II.2.6})$$

avec $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}} \approx 3 \cdot 10^8$ m/s, vitesse de la lumière dans le vide.

La plupart des lignes ne contenant pas de matériaux ferro-magnétiques,

elles ont alors $\mu_r = 1$. Pour les lignes à ruban, le diélectrique étant uniforme, l'équation (II.2.6) devient alors:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (\text{II.2.7})$$

Nous voyons donc que la propagation de l'onde est ralentie. Comme $c = f \cdot \lambda_0$, (λ_0 longueur d'onde dans le vide), et $v = f \cdot \lambda_l$, l'éq. (II.2.7) permet d'écrire: $\lambda_l = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_r}}$ (II.2.8).

Cette dernière équation nous montre que la longueur d'onde diminue proportionnellement à la racine carrée de la permittivité relative du matériau utilisé pour la ligne. Ainsi, les composants répartis deviennent plus petits et occupent moins de place si des matériaux à haute permittivité sont utilisés.

II.3. Impédance caractéristique de la ligne.

Elle est généralement donnée par:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{R + jL\omega}{G + jC\omega}} \quad (\text{II.3.1})$$

Pour des lignes à faibles pertes cette équation devient:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (\text{II.3.2})$$

On peut montrer que pour la ligne uniforme, L et C dépendent à la fois du milieu, de la forme, et des dimensions de la ligne, de la façon suivante:

$$L = K\mu \quad , \quad C = \frac{\epsilon}{K} \quad ; \quad \text{avec } K \text{ paramètre qui dépend de la}$$

forme et des dimensions de la ligne, d'où $Z_0 = K\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$; ceci montre

que la modification de Z_0 entraîne la modification dans les dimensions de la ligne.

A l'aide de l'équation (II.2.4), on obtient aussi:

$$Z_0 = v \cdot L \quad (\text{II.3.3}) \quad \text{et} \quad Z_0 = \frac{1}{vC} \quad (\text{II.3.4}),$$

équations qui nous permettront de définir certains paramètres fondamentaux des microbandes.

Lorsque le substrat de la microbande est effectivement enlevé,

on obtient une ligne uniforme avec un diélectrique d'air le long de laquelle l'onde se déplace à la vitesse de la lumière dans le vide, c . d'impédance caractéristique de "câblon" rempli d'air, Z_{00} est donc c (par analogie avec (II.3.2), (II.3.3) et (II.3.4)) :

$$Z_{00} = \sqrt{\frac{L}{C_0}} \quad (\text{II.3.5})$$

$$Z_{00} = c L \quad (\text{II.3.6})$$

$$Z_{00} = \frac{1}{c C_0} \quad (\text{II.3.7})$$

où L n'est pas modifiée, C_0 étant la capacité par unité de longueur de cette structure.

Différents auteurs [5] ont proposé des formules, soit approchées, soit empiriques pour les calculs de microbandes remplis d'air, en tenant compte des valeurs du "rapport de forme" $\frac{w}{h}$. M.V. Scheider [8] montre

$$\text{que : } Z_{00} = 60 \ln\left(\frac{8h}{w} + \frac{w}{4h}\right) \quad \text{pour } \frac{w}{h} \leq 1 \quad (\text{II.3.8})$$

$$\text{et } Z_{00} = \frac{120 \pi}{\frac{w}{h} + 2.42 - 0.44 \frac{h}{w} + \left(1 - \frac{h}{w}\right)^6} \quad \text{pour } \frac{w}{h} \geq 1 \quad (\text{II.3.9})$$

avec une précision de $\pm 0.25\%$ pour $0 \leq \frac{w}{h} \leq 10$

$\pm 1\%$ pour $\frac{w}{h} > 10$

Nous verrons plus loin l'effet dû à l'épaisseur restreinte t et à la fréquence f d'utilisation.

II. 4. La permittivité effective.

Afin de pouvoir utiliser toutes les formules déjà citées dans ce chapitre, remplaçons notre ligne réelle non uniforme (fig II. 4a) par une ligne équivalente, uniforme (fig II. 4. b), avec un seul diélectrique ϵ_{eff} , les dimensions restant les mêmes.

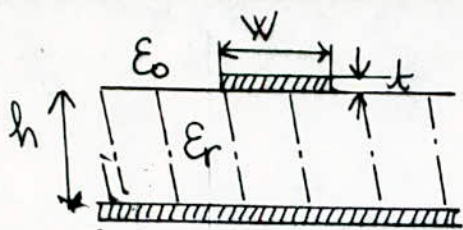


fig II.4.a
ligne microruban réelle
non uniforme

≡

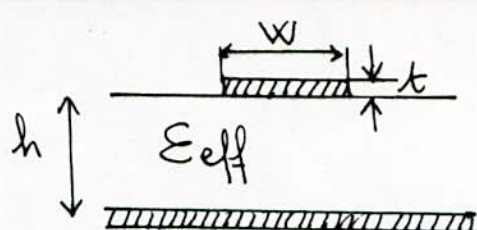


fig II.4.b
ligne équivalente uniforme

Pour cette ligne équivalente, nous avons alors $v = \frac{1}{\sqrt{LC_{eff}}}$ (II.4.1.a)

avec $c = C_{eff}$

Quand le diélectrique est l'air on a:

$$c = \frac{1}{\sqrt{LC_0}} \quad (\text{II.4.1b})$$

En divisant (II.4.1.b) par (II.4.1.a) et en élevant au carré, on obtient:

$$\left(\frac{c}{v}\right)^2 = \frac{C_{eff}}{C_0} \quad (\text{II.4.2})$$

On appelle permittivité effective (efficace) ϵ_{eff} d'un microruban, le rapport des capacités $\frac{C_{eff}}{C_0}$

$$\epsilon_{eff} = \frac{C_{eff}}{C_0} \quad (\text{II.4.3.a})$$

donc, d'après (II.4.2) on a: $\epsilon_{eff} = \left(\frac{c}{v}\right)^2$ (II.4.3b)

La relation entre Z_0 , Z_{00} et ϵ_{eff} peut être obtenue en combinant (II.3.4), (II.3.7), (II.4.2) et (II.4.3a); on a:

$$Z_0 = \frac{Z_{00}}{\sqrt{\epsilon_{eff}}} \quad (\text{II.4.4})$$

On démontre [5] que: $\epsilon_{eff} = 1 + q(\epsilon_r - 1)$ (II.4.5)
avec $\frac{1}{2} \leq q \leq 1$; q est appelé "facteur de remplissage".

H. Sobol [9] montre aussi que:

$$q = 0.63 \left(\frac{W}{h}\right)^{0.1255} \quad \text{pour } \frac{W}{h} \geq 0.6 \quad (\text{II.4.6a})$$

et $q = 0.6 \left(\frac{W}{h}\right)^{0.0297}$ pour $\frac{W}{h} \leq 0.6$ (II.4.6.b)

Comme $c = f \lambda_0$ dans le vide, et $v = f \lambda$ dans le microruban, on obtient, en remplaçant c et v dans (II.4.3b):

$$\beta_l = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_{eff}}} \quad (\text{II.4.7}).$$

II.5. Effets dus à l'épaisseur restreinte t du microruban.

Dans la plupart des cas pratiques, la valeur de t est très petite ($\frac{t}{h} \leq 0.005$); son effet sur l'impédance caractéristique Z_0 et la permittivité effective ϵ_{eff} est alors négligeable lorsqu'on a, en plus de la précédente, condition, $2 \leq \epsilon_r \leq 10$ et $\frac{W}{h} \geq 0.1$. Dans le cas contraire (ce qui est

notre cas avec $\frac{t}{h} = 0.066$), son influence (fig II.2(a) et (b)) se caractérise

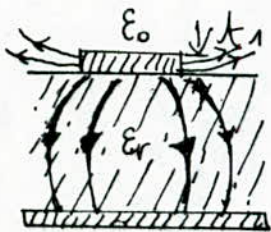
par l'introduction dans les expressions de Z_0 et ϵ_{eff} d'une "largeur équivalente" du ruban W_e à la place de W [10]:

$$W_e = W + \Delta W$$

$$\text{avec: } \Delta W = \frac{t}{\pi \epsilon_r} \left[\ln\left(\frac{2h}{t}\right) + 1 \right] \quad \text{pour } \frac{W}{h} > \frac{1}{2} > \frac{2t}{h} \quad (\text{II.5.1})$$

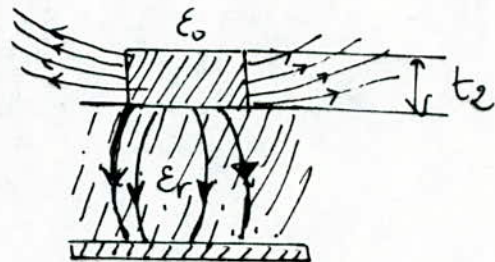
$$\Delta W = \frac{t}{\pi \epsilon_r} \left[\ln\left(\frac{hW\pi}{t}\right) + 1 \right] \quad \text{pour } \frac{1}{2} > \frac{W}{h} > \frac{2t}{h} \quad (\text{II.5.2})$$

ce qui donne $\epsilon_{eff}(W_e)$ (II.4.5, II.4.6 a/b), $Z_{00}(W_e)$ (II.3.8, II.3.9) et $Z_0(W_e)$ (II.4.4).



(a).

$$t_2 > t_1$$



(b)

fig II.2. (a) et (b): Modification dans la répartition des champs électriques en fonction de t .

II - 6. Comportement et conception aux fréquences microondes. la dispersion.

Quand β n'est pas une fonction linéaire de la fréquence, on parle de dispersion (fig II.3).

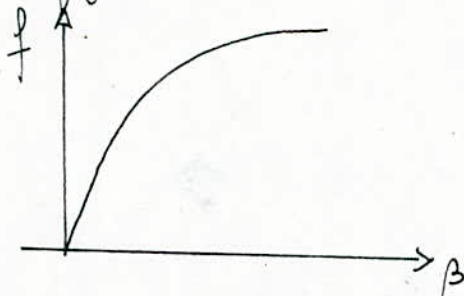


fig II.3. Non-linéarité de la fréquence en fonction de β : phénomène de dispersion.

Lorsque la fréquence augmente, on constate [5] que la concentration des champs augmente dans le substrat. On définit dans ce cas une permittivité effective dépendant de la fréquence $\epsilon_{eff}(f)$. La relation exacte entre ϵ_{eff} et la fréquence f est compliquée. Getsinger propose une formule empirique approchée à 1% près [5]:

$$\epsilon_{eff}(f) = \epsilon_r - \frac{\epsilon_r - \epsilon_{eff}(w_0)}{1 + G \left(\frac{f}{f_p} \right)^2} \quad (\text{II. 6. 1})$$

avec $G = 0.6 + 0.009 Z_0(w_0)$

$$f_p = \frac{Z_0(w_0)}{2\mu_0 h}, \quad \text{et } f \ll f_c = \frac{75}{h \sqrt{\epsilon_r - 1}} \cdot 10^{12} \text{ Hz}$$

G étant un paramètre empirique, $Z_0(w_0)$ impédance caractéristique de la ligne en fonction de la largeur équivalente w_0 , $\epsilon_{eff}(w_0)$ en fonction de w_0 également, et $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H/m}$ perméabilité du vide.

Les équations (II.4.3b), (II.4.4) et (II.4.7) deviennent alors respectivement:

$$\epsilon_{eff}(f) = \left(\frac{c}{v(f)} \right)^2 \quad (\text{II. 6. 2})$$

$$Z_0(f) = \frac{Z_{00}(w_0)}{\sqrt{\epsilon_{eff}(f)}} \quad (\text{II. 6. 3})$$

$$\text{et } \lambda_e(f) = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(f)}} \quad (\text{II.6.4})$$

On remarque donc, d'après (II.6.1) que lorsque f augmente, ϵ_{eff} augmente aussi (Voir graphe), ce qui signifie, d'après respectivement (II.6.2) et (II.6.4) que l'onde est ralentie et que sa valeur diminue.

• Pour la réalisation de notre microuban, nous avons utilisé les formules de ce paragraphe (II.6) qui sont rappelées au chapitre VI.

II.7. limites des fréquences de travail.

Si l'on augmente la fréquence du signal sur le microuban, on peut atteindre des fréquences pour lesquelles se produisent des effets indésirables, parmi lesquels l'apparition [5] du mode TM d'ordre le plus bas et de la résonance transverse d'ordre le plus bas. Ces deux effets n'apparaissant pas à la même fréquence, un seul de ces modes, avec la fréquence la plus basse, fixera donc la limite en fréquence. L'étude de ces effets indésirables demandant une analyse plus approfondie du microuban, ce qui n'est pas le but de notre travail, nous nous limiterons à donner les deux fréquences limites [5]:

a) Pour le mode TM d'ordre le plus bas, la fréquence de coupure f_c est donnée par:

$$f_c = \frac{c}{4h\sqrt{\epsilon_r - 1}} \quad (\text{II.7.1})$$

b) Pour la résonance transverse d'ordre le plus bas, la fréquence de coupure de ce mode est donnée par:

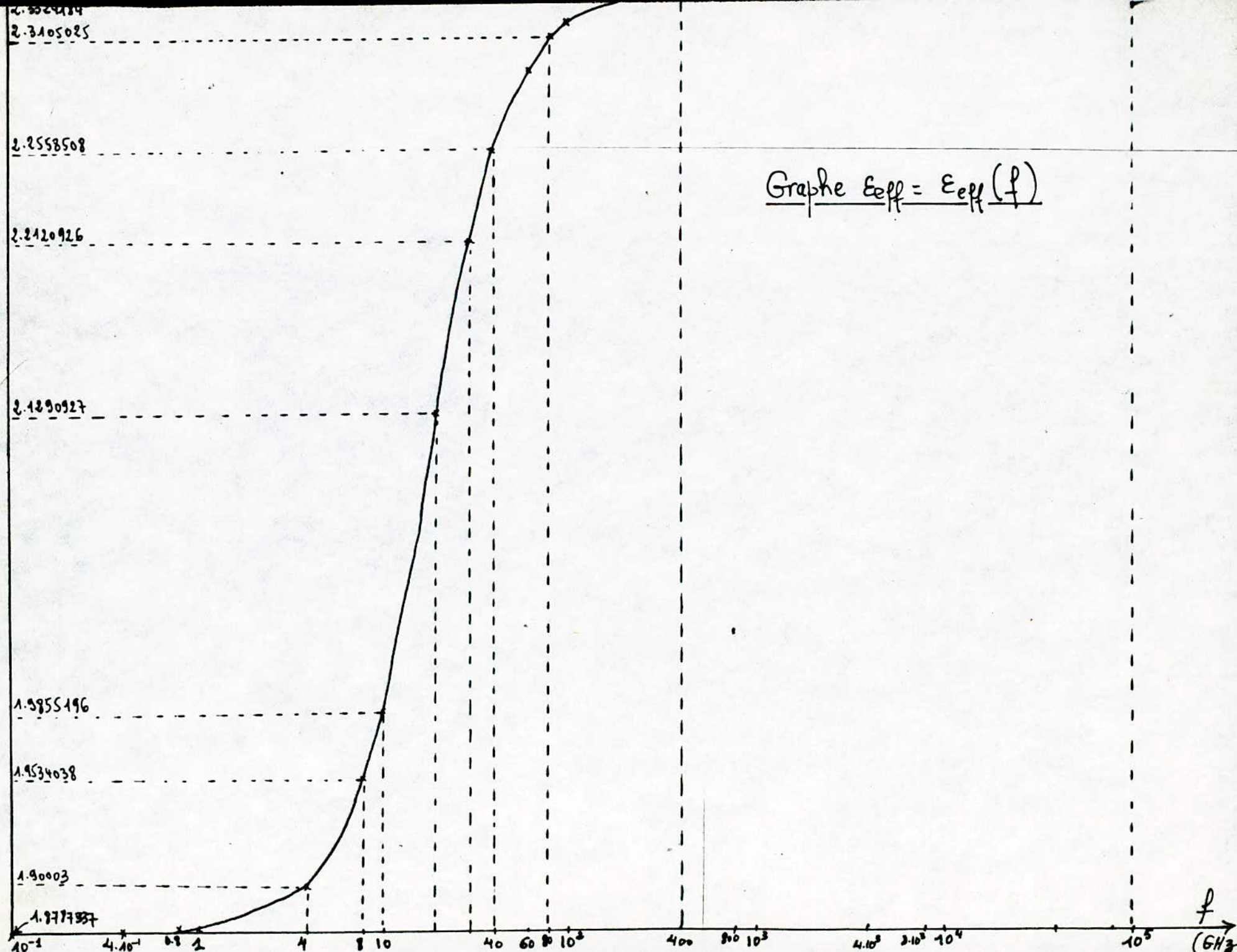
$$f_{\text{CT}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r} \cdot (2w_e + 0.8h)} \quad (\text{II.7.2})$$

Une application numérique pour notre ligne microuban donne:

$$\begin{aligned} f_c &\approx 48.79 \text{ GHz} \\ f_{\text{CT}} &\approx 34.92 \text{ GHz} \end{aligned}$$

La bande X est donc très éloignée de ces deux fréquences de coupure.

-15-



Graph $\epsilon_{eff} = \epsilon_{eff}(f)$

II. 8. Blindage de la ligne microuban.

Pour réduire le rayonnement d'une ligne microuban, on l'entoure d'une enceinte fermée (i.e. on la "blinde"), ce qui a pour effet supplémentaire de diminuer la permittivité effective et l'impédance caractéristique de la ligne.

Cependant, comme nous devons avoir accès à la ligne pour optimiser la transition, on ne fera pas de blindage.

II. 9. Pertes en puissance et couplage parasite.

Trois phénomènes distincts contribuent à affaiblir le signal qui se propage sur une ligne microuban.

- Tout d'abord, de même que dans un guide d'onde, une partie du signal chauffe les conducteurs par effet Joule.
- De plus, les champs se propagent en partie dans un isolant qui n'est pas absolument sans pertes, de sorte qu'une partie du signal est transformée en chaleur.
- Le troisième phénomène est dû au rayonnement de la ligne; la ligne étant ouverte, une partie du signal disparaît sous forme de rayonnement, pour autant que des discontinuités existent sur la ligne.

II. 9. 1. Pertes dans le conducteur.

L'évaluation de ces pertes est donnée pour une surface plane par la relation [5]:

$$\alpha_c = 0.106 \frac{\sqrt{f} \lambda l}{w_e Z_0} \text{ dB/longueur d'onde de la bande (II. 9.1)}$$

avec f en GHz
 Z_0 en Ω .

Une application numérique pour notre ligne, avec $f = 96 \text{ GHz}$, $Z_0(96 \text{ GHz}) = 74.4354 \Omega$, $\lambda l = 25.02 \text{ mm}$, $w_e = 2.4 \text{ mm}$ donne α_c :

$$\alpha_c \approx 0.0445 \text{ dB/longueur d'onde.}$$

En pratique, cette équation donne des résultats faibles et l'on doit tenir compte de la rugosité de la surface; la relation (II. 9. 1) devient alors [5]

$$\alpha'_c = \alpha_c \left[1 + \frac{2}{\pi} \arctan \left(1.4 \left(\frac{\Delta}{\delta_s} \right)^2 \right) \right] \quad \text{II. 9. 2}$$

avec $\Delta = r.m.s$ rugosité de surface

$$\delta_s = \frac{1}{R_s \sigma} \text{ pénétration superficielle à la fréquence de travail}$$

$R_s =$ résistance de surface

$\sigma =$ conductivité du film de surface.

Le téflon, qui est utilisé comme diélectrique pour notre ligne, ayant une surface plane, non rugueuse, les pertes dans les conducteurs restent toujours faibles.

II. 9.2. Pertes diélectriques.

Les pertes diélectriques sont en général plus faibles que celles dues aux conducteurs. L'affaiblissement α_d est donné par la relation [5]:

$$\alpha_d \approx 27.3 \frac{\epsilon_{eff}(f) - 1}{\epsilon_r - 1} \cdot \frac{\epsilon_r}{\epsilon_{eff}(f)} \cdot \text{tg } \delta \quad \text{dB/long d'onde dans le ruban}$$

(II. 9.3)

avec $\text{tg } \delta =$ tangente de l'angle de pertes pour le substrat.

pour le téflon: $\text{tg } \delta_{\text{téflon}} = 10^{-4}$

ce qui donne pour notre ligne microruban:

$\alpha_d \approx 0.0024$ dB/long. d'onde ds le microruban, pertes approximativement dix fois moins élevées que celles, calculées pour le conducteur.

II. 9.3. Pertes par rayonnement.

Le rayonnement d'une ligne microruban est lié à l'existence de discontinuités sur cette ligne (extrémités de la ligne ouvertes), aux variations de largeur w , aux coudes, ...

La fréquence limite f_m qui, correspond au rayonnement de 1% de la puissance à l'extrémité d'une ligne ouverte est définie par [12]:

$$f_m = \frac{2.14 \epsilon_r^{.25}}{h \text{ (mm)}} \quad \text{(II. 9.4)}$$

Pour notre cas, la formule ci-dessus fournit $f_m = 1.70$ GHz.

Travaillant dans la bande X, nous aurons donc d'importantes pertes par rayonnement (supérieures à 1%).

Rayonnement et propagation d'ondes de surface peuvent être représentés comme une admittance de shunt à l'extrémité d'un stub sur le plan en circuit ouvert. Cette admittance équivalente s'écrit:

$$Y = G_r + G_s + jB$$

- G_s et B se rapportant respectivement à la propagation de l'onde de surface et aux nombreuses influences du champ autour des discontinuités. Comme la bande X est très éloignée de la fréquence f_{CT} (formule (II.7.1)) pour laquelle apparaît l'onde de surface, ces deux termes seront négligés.

- G_r , conductance de rayonnement, peut être exprimée, lorsque $\frac{h}{\lambda_0}$ et $\frac{W_{eff}}{\lambda_0} \ll 1$ par [5]:

$$G_r \cdot Z_0 \approx \frac{4\pi h W_{eff}}{3\lambda_0^2 \sqrt{\epsilon_{eff}(f)}}$$

ce qui nous donne $G_r = \frac{1}{Z_0(f)} \cdot \frac{4\pi h W_e}{3\lambda_0^2 \sqrt{\epsilon_{eff}(f)}}$

Sa valeur, pour notre ligne est:

$$G_r = 1369 \cdot 10^{-7} \text{ S}$$

d'où " Z_{ch} " = $\frac{1}{G_r} = 7306,2564 \Omega$, charge due au rayonnement.

Nous voyons que par rapport à l'impédance caractéristique de la ligne ($Z_0(96\text{Hz}) = 74,4354 \Omega$), la charge due au rayonnement est approximativement 98 fois supérieure, ce qui donne un rayonnement peu élevé. Cependant, différentes techniques existent pour réduire l'effet de rayonnement d'une ligne qui peut, conduire au couplage indésirable:

a) écran ou blindage métallique.

b) introduction d'un petit élément dissipatif (c'est-à-dire absorbant) auprès de toute discontinuité rayonnante.

c) donner une forme à la discontinuité pour réduire le rayonnement.

On peut réduire la propagation de l'onde de surface par b), ou en découpant des encoches dans la surface du substrat, en face d'un circuit ouvert.

II. 10. Les discontinuités dans les microrubans.

Pratiquement tous les circuits répartis, soit dans les guides d'onde, dans les lignes coaxiales, soit dans n'importe quelle autre structure de propagation, contiennent des discontinuités. Une longueur de guide d'onde ou de ligne microruban rectiligne et ininterrompue (avec une section transversale parfaitement invariante) devrait être véritablement "continue", c'est-à-dire ne devrait contenir aucune discontinuité.

Dans la région des courbures, des circuits ouverts arrêtés brutalement, des changements de largeurs et des transitions, des discontinuités apparaissent dans la ligne de transmission.

De telles discontinuités engendrent des capacités et des inductances souvent très petites (inférieures respectivement à 0.1 pF et à 0.1 nH) mais leurs réactances deviennent particulièrement importantes aux fréquences microondes plus élevées, c'est-à-dire entre 10 et 20 GHz .

Plusieurs formes de discontinuités sont dues aux exigences du circuit, et pour chaque discontinuité, on peut trouver un circuit équivalent valable entre deux ou plusieurs plans de référence, bien définis.

Des formules pour de tels circuits équivalents sont données dans [5].

Parmi les discontinuités qui nous intéressent, nous avons:

- a) le circuit ouvert (fig II. 5). Des ondes de surface sont envoyées à partir de l'extrémité ouverte du ruban, ainsi que de l'énergie qui sera rayonnée. Pour avoir un circuit ouvert, non rayonnant, dans un plan, on réalise un court-circuit à une distance $\lambda/4$ de ce plan.

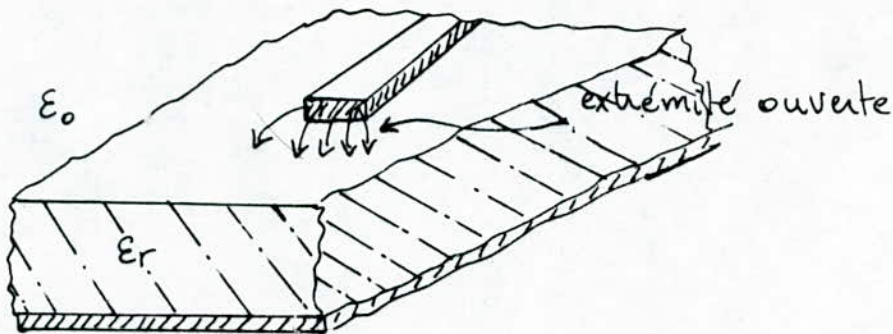


fig II. 5: Circuit ouvert

b) de court-circuit dans le microruban.

A des fréquences assez basses, dans le domaine des microondes (2 à 3 GHz), un fil court reliant le ruban et le plan de masse à travers un trou non métallisé dans le substrat fournit habituellement un court-circuit tout à fait satisfaisant [5]. A ces fréquences, les parasites dus aux discontinuités (inductances et capacités) présentent des effets réactifs négligeables.

Au-delà de 2 à 3 GHz, la réactance équivalente associée à un tel fil devient de plus en plus importante, si bien que la structure s'écarte notablement d'un court-circuit, et que l'emplacement le long de la ligne du plan effectif du court-circuit varie de manière significative avec la fréquence. Il a été établi [5] que pour avoir une réactance pratiquement indépendante de la fréquence, le plan effectif du court-circuit reste alors stationnaire dans un large domaine de fréquence, le trou peut, soit contenir une tige en cuivre (ce qui a été fait pour nos mesures), soit simplement être métallisé, sur tout son contour cylindrique (fig II.6).

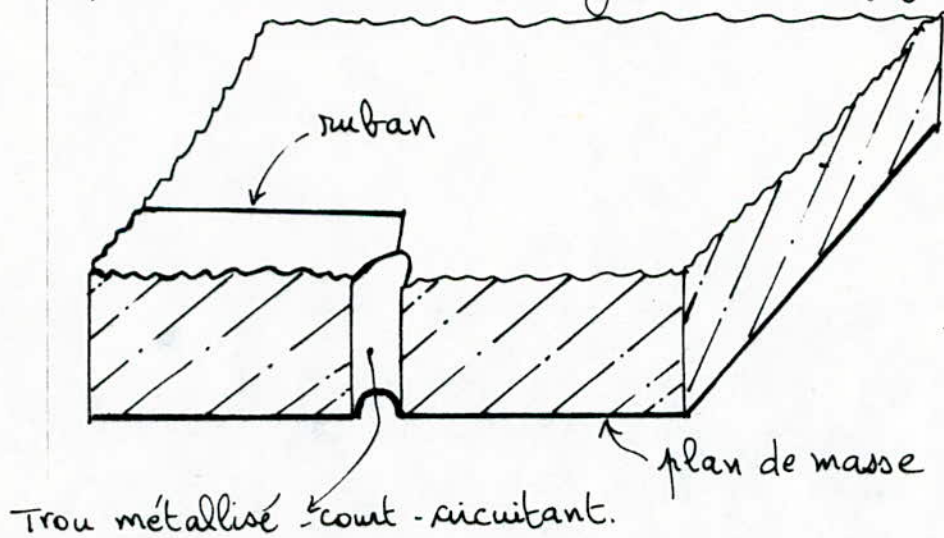


fig II. 6. Trou métallisé en shunt pouvant former un court-circuit dans une ligne microruban.

Pour donner un ordre de grandeur des discontinuités rencontrées dans les lignes microruban, une ligne à impédance caractéristique assez faible (18 Ω) sur substrat d'alumine Al_2O_3 ($\epsilon_r = 10,1$, et $h = 0,635$ mm)

donne, pour un trou de diamètre 1.52 mm et une largeur w de 3 mm, une réactance [5] :

$$X < \pm j 0.5 \Omega \quad \text{pour } 4 \text{ GHz} \leq f \leq 18 \text{ GHz},$$

ce qui est l'indice d'un bon court-circuit.

III. Les transitions entre la ligne microuban et différents dispositifs microondes.

Avec l'extension de l'utilisation des circuits intégrés microondes, et plus particulièrement de la ligne microuban, on est de plus en plus souvent amenés à réaliser des transitions entre, d'une part les dispositifs hyperfréquences classiques, et d'autre part, la ligne microuban.

III. 1. Transitions coaxial - microuban.

Elles existent sous toutes sortes de formes, le choix dépendant principalement de la qualité électrique désirée (TOS, pertes, ...)

Pour des applications non critiques, des transitions produites commercialement et fonctionnant à partir de lignes coaxiales semi-rigides (3.58 mm), sont disponibles sur le marché. Le contact final sur la microbande est constitué suivant les cas d'un coin ou d'un onglet, le coin étant préféré généralement, car mécaniquement plus robuste.

Lorsque seule une connexion temporaire est nécessaire, un contact par pression est très satisfaisant. Une transition permanente sera habituellement complétée par une sorte d'attache en époxy (ou en céramique) entourant les parties métalliques onglet - microbande.

Lorsqu'elles sont utilisées en même temps qu'une ligne à microbande ayant une impédance caractéristique de 50Ω , les transitions vendues sur le marché donnent typiquement un TOS égal à 1.06 et des pertes de transmission de 11%, à des fréquences moyennes (par exemple la bande X des fréquences). Cela convient bien pour un grand nombre d'applications pour des systèmes et des circuits d'exploitation.

Dans des situations très critiques, une performance du TOS très supérieure est demandée et différentes techniques de compensation ont été développées.

Remarquons que la discontinuité existant à la jonction coaxial-microbande est assimilable à une réactance inductive, (en raison des effets qu'elle produit), cette réactance sera efficacement compensée au moyen d'une vis métallique introduite à travers un trou sous le plan de masse, à proximité de la transition (fig III. 1). Les dimensions données se rapportent [5] au cas d'une ligne microuban de 50Ω sur un

Substrat de saphir de 0.5 mm (axe C perpendiculaire au plan de masse), et un coefficient de réflexion inférieur à 0.01 a été obtenu. En affinant la forme et les dimensions, on a réussi à obtenir un coefficient de réflexion inférieur à 0.005 ($TOS < 1.01$), sur l'intervalle $1 \leq f \leq 18$ GHz, et la perte d'insertion inférieure à 0.3 dB.

Dans le cas d'un substrat différent (en épaisseur et/ou en permittivité), il est nécessaire de répéter l'ensemble des mesures.

III. 2. Transitions guide d'onde - microbande.

Le principal moyen de transmission pour des microondes à des longueurs d'onde millimétriques consiste en un guide d'onde rectangulaire. Lorsqu'une microbande est utilisée à de telles longueurs d'onde, des transitions du guide à la microbande sont donc nécessaires. Comme le guide d'onde est à bande relativement étroite, les transitions sont seulement nécessaires pour fonctionner pur, typiquement 10 à 50% des largeurs de bande.

Une solution, à fréquence unique, consiste à introduire d'abord une transition guide d'onde - ligne coaxiale (le transformateur en T par exemple) et ensuite de poursuivre par une transition ligne coaxiale - microbande.

On peut néanmoins envisager des transitions de meilleure largeur de bande et d'autres avantages encore. Les caractéristiques souhaitables pour n'importe quelle transition guide d'onde - ligne microbande sont:

a) Perte en retour élevée. Cela signifie que les réflexions naturelles seront faibles et que les mesures de réflexion peuvent être réalisées sur le circuit à microbande.

b) Perte d'insertion faible.

c) Largeur de bande suffisante pour l'application envisagée.

d) Reconnexion à la microbande assez facile et aisément reproductible.

e) Conception en ligne pour simplifier la connexion de l'équipement de test.

f) reproduction mécanique commode.

Plusieurs solutions ont été proposées et deux techniques seront présentées ici.

III. 2. 1. Insertion d'un transformateur à ligne striée (guide à moulure).

Dans la conception de Schneider, Glance et Bodtman, l'impédance du guide d'onde est transformée en l'impédance de la ligne microbande par l'emploi d'un

transformateur à ligne striée en échelons de bande assez large, qui est mécaniquement connecté à la microbande par un onglet et une simple vis de pression. Un transformateur à ligne striée à quatre échelons, conçu pour fonctionner sur la bande 27.5 - 31.3 GHz donnait plus de 30dB de perte en retour (coefficient de réflexion < 0.03) et moins de 0.1 dB de perte d'insertion sur la bande. Un substrat de quartz de 0.76 mm d'épaisseur était utilisé pour la ligne microbande et le dispositif est représenté fig III.2. Pour d'évidentes difficultés de réalisation pratique, nous n'avons pas retenu cette solution pour notre étude.

III.2.2. Changeur de mode et couplage symétrique/dissymétrique.

On peut choisir une approche différente (VAN HEUVEN). Cette transition débute, dans le guide d'onde, avec une forme de section à changement de mode, qui fait basculer et concentrer les champs jusqu'à ce qu'ils existent principalement dans une ligne à bande parallèle. Cette ligne symétrique est alors adaptée à la ligne microbande asymétrique en utilisant une portion en "couplage symétrique/dissymétrique", comme cela est visible fig III.3.

Les conducteurs sur le substrat sont électriquement connectés aux parois supérieure et inférieure du guide d'onde dans la région marquée (A) sur la figure III.3. Chaque conducteur est alors graduellement effilé en direction de l'extrémité de la région marquée (B) jusqu'à ce qu'un conducteur équilibré ou une "ligne symétrique" soit formée. L'impédance caractéristique de cette ligne symétrique devrait être approximativement la même que celle de la ligne microbande finale. Dans la région marquée (C), un couplage symétrique/dissymétrique est formé. Un côté de celui-ci sera le plan de masse de la microbande et sera en conséquence électriquement relié aux parois inférieure et supérieure du guide. Le rôle du transformateur $\frac{\lambda_{go}}{4}$ est d'éviter le court-circuitage du guide d'onde.

Pour la transition que nous avons réalisée, la ligne microbande se trouve en dehors du guide d'onde (en raison de sa trop courte longueur). Par conséquent la présence du transformateur $\frac{\lambda_{go}}{4}$ est, dans notre cas, superflue.

Comme le plan de masse ψ divise le guide d'onde en deux guides séparés ayant chacun une fréquence de coupure très supérieure à la bande de fréquence utilisée, cela empêche une propagation supplémentaire dans

le guide d'onde au-delà de la transition.

La transition de VAN HEUVEN donnait les performances suivantes:

Largeur de bande: 18-26 GHz, et sur celle-ci:

{ TOS: 1,11

{ perte d'insertion 0,2 dB.

Sur la bande 17,7 - 19,7 GHz le TOS restait inférieur à 1,1, ceci correspondant à un coefficient de réflexion inférieur à 0,05, ce qui est à peine moins bon que la construction de Schneider, bien que celle-ci fonctionne à une fréquence plus élevée.

- Pour sa simplicité et sa réalisation facile, nous avons décidé de réaliser notre transition guide-d'onde - ligne microbande sur le même principe, en l'adaptant à nos moyens matériels, ceci en raison des performances qu'elle permet d'espérer, et bien que notre domaine de travail se situe dans la bande X.

III. 3. Transitions entre d'autres milieux et la microbande.

Il existe un certain nombre d'autres milieux qui couvrent certaines fonctions utiles dans des applications particulières et fonctionnent efficacement approximativement aux mêmes fréquences que la microbande. Des techniques ont été développées, et fournissent des transitions entre quelques unes de ces structures et la ligne microbande. On peut notamment citer: -

- Transition ligne à bande triple - ligne microbande.

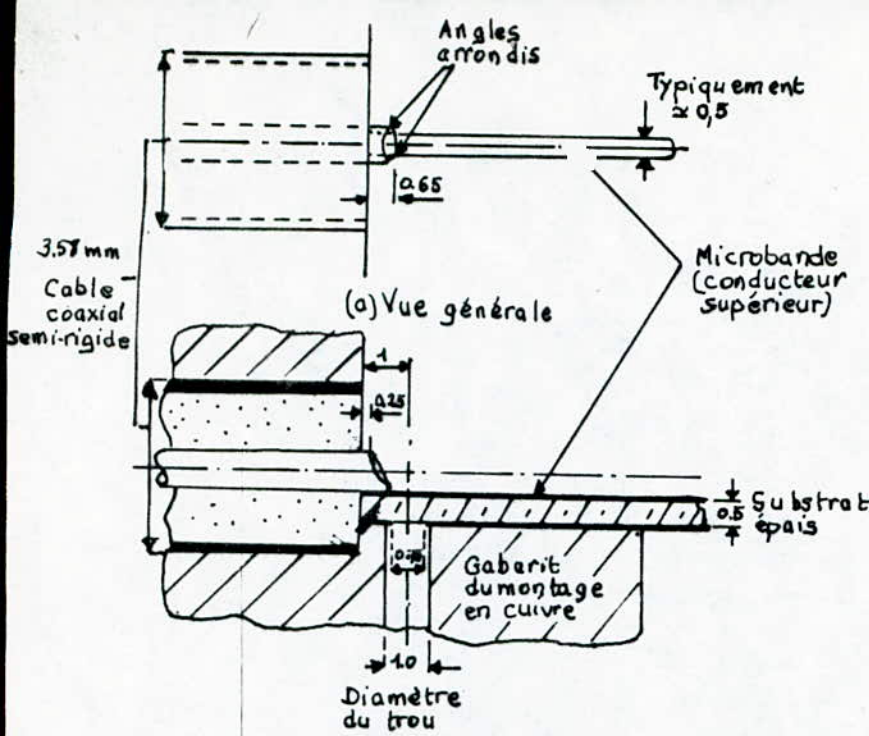
Sur un substrat de plastique ($\epsilon_r = 2,32$), on a 11% de pertes en puissance dues aux radiations. Pour d'autres substrats, il faut prévoir un système de compensation.

- Transition microbande - ligne à encoche.

On a TOS $< 1,2$ sur 2-4 GHz.

Avec beaucoup de précautions, on arrive à avoir un TOS $< 1,1$ sur 8-10 GHz.

- Transition microbande - guide d'onde coplanaire (GOC): cette structure a été très peu étudiée.



(b) Coupe longitudinale

fig III.1

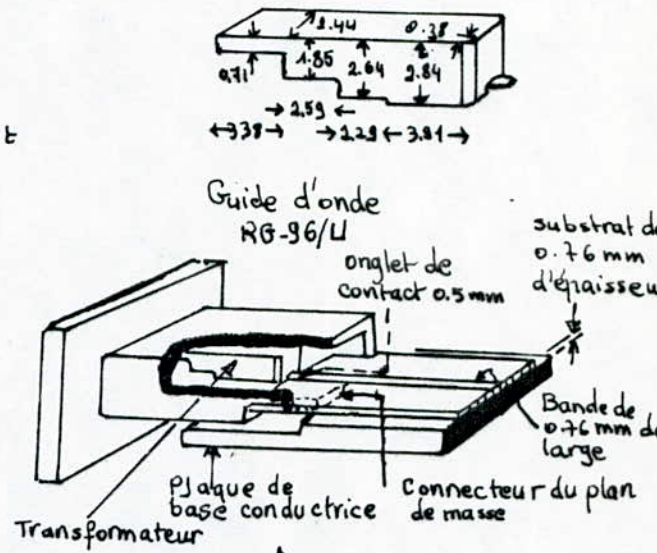
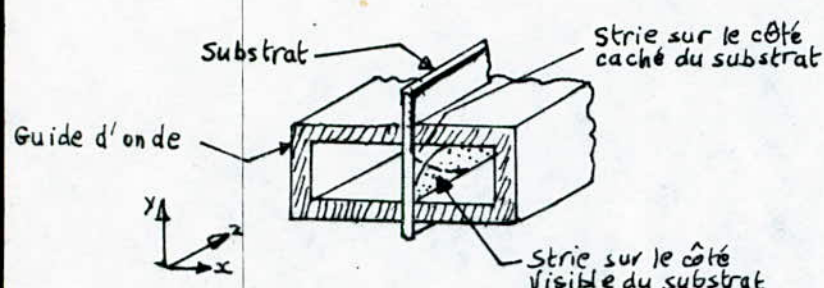
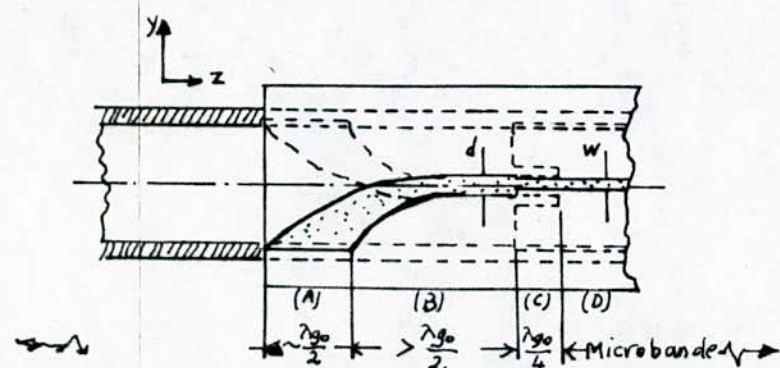


fig III.2



(a) Vue de l'extrémité du guide d'onde



- (A) Connexions du guide d'onde et premier effilement
- (B) Effilement vers la ligne symétrique à conducteurs
- (C) Couplage symétrique/dissymétrique
- (D) Microbande

(b) Vue longitudinale

fig III.3

IV Représentation des quadripôles (microondes)

En considérant la transition guide d'onde rectangulaire - ligne microuban comme un quadripôle, on est amenés à examiner les différentes représentations permettant l'étude des quadripôles. On représente ces derniers soit par des matrices, soit par des circuits équivalents.

IV.1. Représentation matricielle

Soit le quadripôle passif Q , défini entre deux plans de référence P_1 et P_2 qui se trouvent respectivement sur les lignes d'entrée et de sortie du quadripôle. Ce quadripôle, représenté par la fig IV.1.1 est caractérisé par :

- les impédances de référence, aux ports d'accès, Z_{0i} (par exemple les impédances caractéristiques de lignes, à l'entrée et à la sortie);
- les coefficients de propagation de lignes β_i .

On désigne l'onde entrante par a_i , l'onde sortante par b_i , pour chaque plan, avec :

$|a_i|^2 =$ puissance entrante, $|b_i|^2 =$ puissance sortante.

Il existe plusieurs matrices caractéristiques d'un quadripôle : matrice de répartition $[S]$, de transfert $[C]$, de chaîne $[A]$, d'impédances $[Z]$, d'admittances $[Y]$, ...

Nous ne citerons que les deux premières, pour notre étude, les autres, définies à partir des courants et des tensions étant de peu d'utilité aux fréquences microondes.

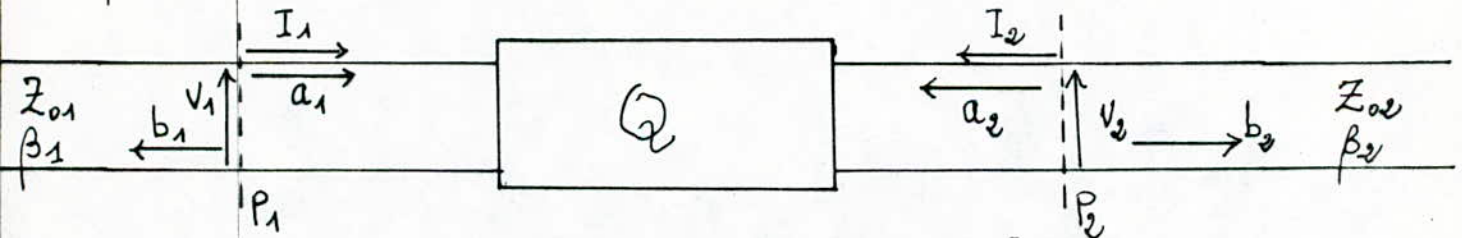


fig IV.1.1. Représentation d'un quadripôle.

IV.1.1 Matrice de répartition (de dispersion).
 Cette matrice est définie par :

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (\text{IV.1.1})$$

On écrit aussi : $[b] = [S].[a]$

avec : - S_{ii} : coefficient de réflexion de l'accès i , l'accès j étant adapté ;

- S_{ij} : coefficient de transmission de l'accès j vers l'accès i , ce dernier étant adapté, et $i \neq j$.

En faisant un changement de plans de référence, et en adoptant pour sens positif le sens entrant dans le quadripôle, on obtient les expressions S'_{ij} , définies par rapport aux nouveaux plans P'_1 et P'_2 : [1]

$$\begin{aligned} S'_{11} &= S_{11} e^{2j\beta_1 d_1} & ; & & S'_{12} &= S_{12} e^{j(\beta_1 d_1 + \beta_2 d_2)} & ; \\ S'_{21} &= S_{21} e^{j(\beta_1 d_1 + \beta_2 d_2)} & ; & & S'_{22} &= S_{22} e^{2j\beta_2 d_2} \end{aligned}$$

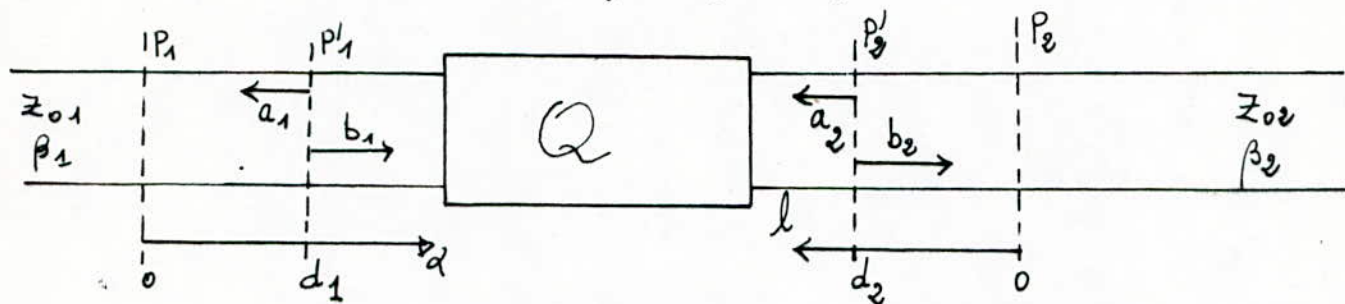


fig IV.1.2. Changement de plans de référence.

IV.1.2.d Matrice de chaîne.

Elle est définie par:
$$\begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} \\ C_{21} & C_{22} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} b_2 \\ a_2 \end{pmatrix}$$

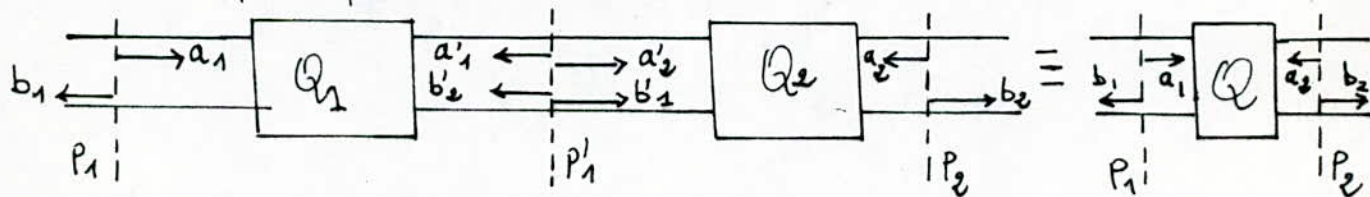
soit aussi:
$$\begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} = [C] \begin{pmatrix} b_2 \\ a_2 \end{pmatrix}$$

On démontre par ailleurs:

$$C_{11} = \frac{1}{S_{21}} ; \quad C_{12} = -\frac{S_{22}}{S_{21}} ; \quad C_{21} = \frac{S_{11}}{S_{21}} ; \quad C_{22} = S_{12} - \frac{S_{11} S_{22}}{S_{21}}$$

Cette matrice est surtout utilisée pour la détermination du quadripôle équivalent de plusieurs quadripôles reliés en cascade.

Pour deux quadripôles en cascade on a:



Le plan P'_1 étant commun aux deux quadripôles, on a:

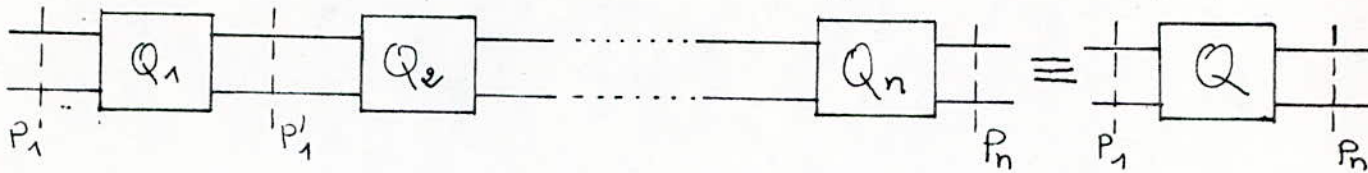
$$\begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} = [C_1] \begin{pmatrix} b'1 \\ a'1 \end{pmatrix} ; \quad \begin{pmatrix} a'2 \\ b'2 \end{pmatrix} = [C_2] \begin{pmatrix} b_2 \\ a_2 \end{pmatrix}$$

et, comme $\begin{pmatrix} b'1 \\ a'1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a'2 \\ b'2 \end{pmatrix}$, alors:
$$\begin{pmatrix} a_1 \\ b_1 \end{pmatrix} = [C_1] \cdot [C_2] \begin{pmatrix} b_2 \\ a_2 \end{pmatrix} = [C] \begin{pmatrix} b_2 \\ a_2 \end{pmatrix} ;$$

$[C]$ étant la matrice de transfert du quadripôle équivalent Q .

De la même manière, on démontre que pour n quadripôles en cascade, le quadripôle équivalent Q a pour matrice de transfert $[C]$ telle que:

$$[C] = [C_1] \cdot [C_2] \cdot \dots \cdot [C_n] \quad (\text{IV.2.3})$$



Remarques: - Si le quadripôle passif est $[1]$:

a) réciproque (ne contenant que des matériaux isotropes):

$$\begin{aligned} S_{12} &= S_{21} \\ C_{12} &= C_{21} \end{aligned}$$

b) symétrique (en retournant le quadripôle les coefficients de réflexion ne changent pas):

$$\begin{aligned} S_{11} &= S_{22} \\ C_{11} &= C_{22} \end{aligned}$$

c) sans pertes (quadripôle non dissipatif):

$$[S]^* \cdot [S] = I, \quad I \text{ matrice unité.}$$

Dans le domaine microonde, les grandeurs fondamentales directement mesurables sont:

- la fréquence
- le coefficient de réflexion (amplitude et phase)
- la puissance,

d'où la possibilité de mesurer directement les éléments de la matrice $[S]$, d'où également l'importance de cette matrice en hyperfréquences.

IV.2. Représentation par des circuits équivalents.

On distingue des quadripôles sans pertes et des quadripôles avec pertes. Pour chacune de ces catégories on citera des représentations.

IV.2.1. Représentation par transformateur. [2].

Théorème: - Pour n'importe quel quadripôle sans pertes, on peut trouver, pour une fréquence fixe, deux plans, P_1 et P_2 , dans les lignes d'entrée et de sortie, entre lesquels le quadripôle est représenté par un transformateur ayant un coefficient de transformation réel tel que:

$$n^2 = S \cdot \frac{Z_{01}}{Z_{02}} \quad (\text{IV. 2. 1})$$

avec S : taux d'ondes stationnaires (T.O.S) à l'entrée du quadripôle.

La combinaison de la fig 1.2 et de ce théorème donne la figure suivante:

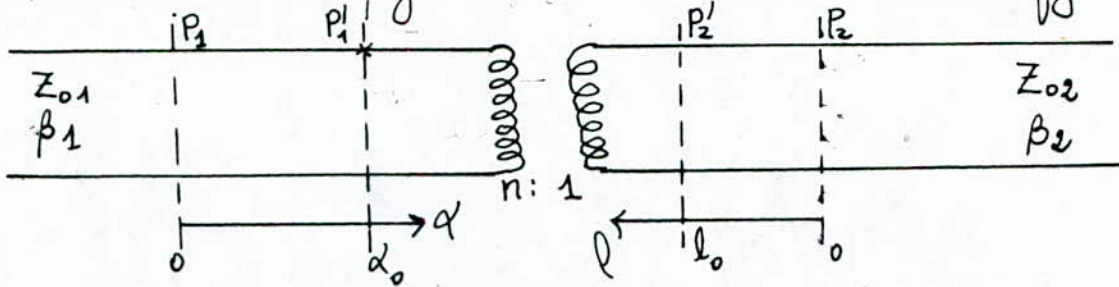


Fig IV. 2. 1. Représentation d'un quadripôle par un transformateur.

α_0 et l_0 sont les positions respectives des plans P_1' et P_2' par rapport aux plans quelconques P_1 et P_2 .

Pour la détermination des paramètres α_0 , l_0 et n , [2], on fait trois mesures: -

- Pour $Z_{ch} = Z_{02}$:
 - 1) On mesure le T.O.S S
 - 2) On choisit α_0 correspondant à un maximum de tension comme position du point P_1' , correspondant au plan P_1' .
- Pour Z_{ch} = court-circuit mobile:
 - 3) on cherche l_0 , en un minimum de tension, et correspondra au plan P_2' .

Pour les quadripôles avec faible désadaptation, la mesure du TOS S (et donc de n) n'est pas assez précise; on utilise dans ce cas la méthode des tangentes [3].

IV. 2. 3. Représentation par circuit de Weiss-Floch.

Cette méthode est utilisée pour un quadripôle avec pertes. Elle consiste à trouver entre deux plans P_1 et P_2 , le circuit équivalent d'un quadripôle imparfait et réciproque. Ce circuit est constitué de deux quadripôles en cascade, l'un dissipatif, l'autre parfait. (Fig IV-2.3 a et b).

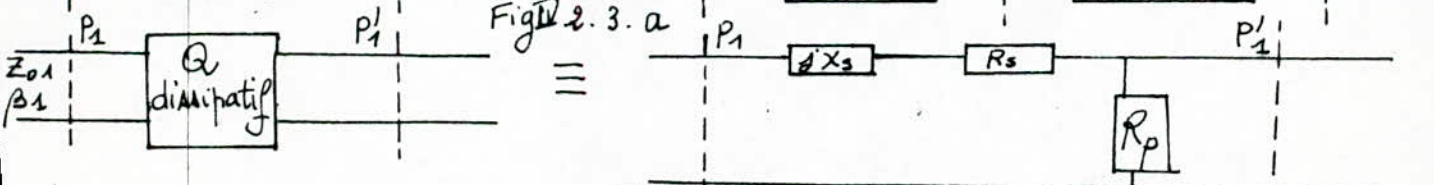
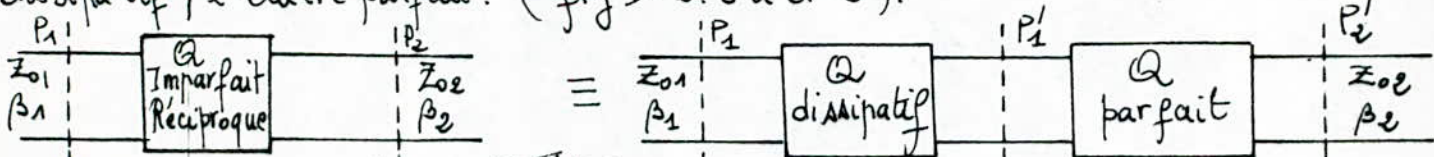


Fig IV 2. 3. b

Le problème consiste donc à déterminer les six paramètres X_S, R_S, R_P, X_A, X_B et n . Une méthode [3] consiste à charger le quadripôle par un court-circuit mobile et essayer d'avoir des impédances particulières dans le plan P_1 (résistance minimum, résistance maximum, résonance, ...),

$$\text{avec } Z_{P_1} = jX_S + R_S + R_P // (Z_R // jX_A) \quad (\text{IV.2.4})$$

$$\text{et } Z_R = Z_{\text{ramenée}} = n^2 (jZ_{02} \operatorname{tg} \beta_2 l + jX_B) \quad (\text{IV.2.4.a})$$

l étant la distance séparant le plan P_2 du court-circuit.

IV.2.4. Représentation par le circuit canonique.

La représentation précédente nécessite la détermination de six paramètres. La représentation par le circuit canonique permet de ramener à quatre le nombre de paramètres à déterminer. Il suffit de trouver deux plans particuliers P'_1 et P'_2 pour avoir cette représentation. (fig 2.4.)

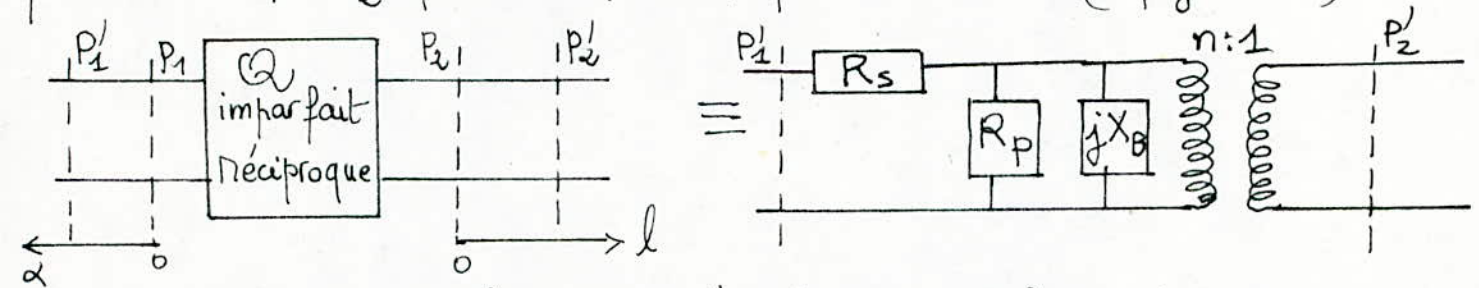


fig IV.2.4. Représentation par le circuit canonique.

Comme pour le circuit de Weiss-Floch, on peut mesurer les paramètres (R_S, R_P, X_B, n) de cette représentation. Dans le plan complexe du coefficient de réflexion Γ_2 (dans le plan P_1) et en chargeant le quadripôle par un court-circuit mobile, on obtient un cercle. Les points particuliers de ce cercle, dont le centre a été ramené sur l'axe réel, permettent de déterminer les quatre paramètres, ainsi que les plans particuliers P'_1 et P'_2 .

Remarque : - Pour les quadripôles avec pertes, les deux dernières représentations ne sont valables que pour de faibles atténuations ($\alpha \leq 1.5 \text{ dB}$) [7].

V. Méthodes de mesure directe des éléments de la matrice [S].

Parmi les méthodes existantes, nous allons citer quatre, dont la dernière sera traitée en détail, et servira à la détermination des éléments de la matrice [S] de notre transition guide d'onde rectangulaire-ligne microband. Ces méthodes de mesure sont applicables aux quadripôles réciproques.

II. 1. Méthode des 3 points.
On utilise dans cette méthode un court-circuit et une charge adaptée.



Fig V. 1. 1 Méthode des 3 points.

On a $\Gamma_1 = \frac{b_1}{a_1}$: coefficient de réflexion au plan P_1

$\Gamma_2 = \frac{a_2}{b_2}$: coefficient de réflexion au niveau de la charge.

et par (IV. 1. 1) on en déduit que :

$$\Gamma_1 = S_{11} + \frac{S_{12}^2 \Gamma_2}{1 - S_{22} \Gamma_2} \quad (\text{V. 1. 1.})$$

On mesure Γ_1 pour les 3 cas suivants :

① $Z_{ch} = 0 \Rightarrow \Gamma_{2cc} = -1$

② $Z_{ch} = \infty \Rightarrow \Gamma_{2co} = +1$

③ $Z_{ch} = Z_{02} \Rightarrow \Gamma_{2ad} = 0$

Ceci donne alors [3; 7] S_{11} , S_{22} , et S_{12} à partir de (V. 1. 1).

V. 2. Méthode des 4 points.

Dans cette méthode, on utilise un court-circuit mobile.

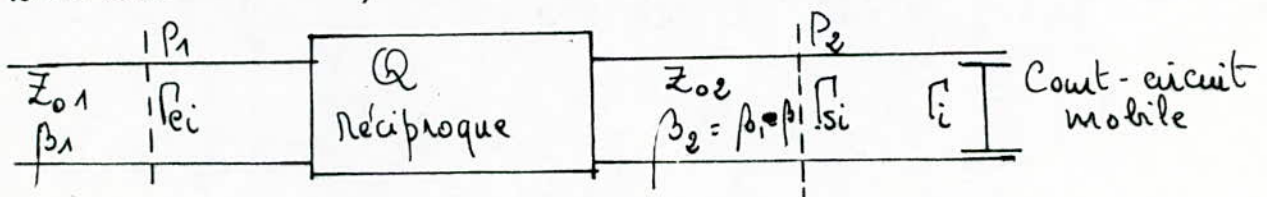


Fig V. 2. 1 Méthode des 4 points.

Γ_{ei} : coefficient de réflexion en P_1 , Γ_{si} : coefficient de réflexion en P_2 ,
 Γ_i : coefficient de réflexion au niveau du court-circuit.

On mesure les coefficients de réflexion Γ_{ei} correspondant à quatre positions du court-circuit mobiles distantes de $\lambda/8$.

On a alors: $\Gamma_{si} = \Gamma_i e^{-2j\beta l_i}$

et $l_i = l_0 + (i-1) \frac{\lambda}{8}$, $i = 1, 2, 3, 4$.

En combinant avec $\Gamma_{ei} = S_{11} + \frac{S_{12} \Gamma_{si}}{1 - S_{22} \Gamma_{si}}$, et en posant $\theta_0 = 2\beta l_0$,

on obtient [3; 7] les paramètres S_{ij} .

V. 3. Méthode des deux points (dite quart - d'onde).

C'est une simplification de la méthode précédente, applicable quand $|S_{22}|^2 \ll 1$. La procédure [3; 7], consiste à mettre un court-circuit en P_2 et à mesurer Γ_{e1} à l'entrée (en P_1); ensuite on déplace le court-circuit de $\lambda/4$ vers la droite à partir de P_2 ; il y a donc un circuit ouvert en P_2 ; on mesure alors Γ_{e2} . On obtient alors:

$$\Gamma_{e1} = S_{11} - \frac{S_{12}^2}{1 + S_{22}} \quad ; \quad \Gamma_{e2} = S_{11} + \frac{S_{12}^2}{1 - S_{22}}$$

On en déduit alors [3; 7] les paramètres S_{ij} .

Remarques. - Les différentes méthodes indiquées, ci-dessous donnent de mauvais résultats pour des quadripôles à très grandes pertes ($\alpha \gg 10$ dB).

- La méthode des trois points, qui est la plus simple et la plus rapide, nécessite une charge parfaitement adaptée pour avoir des résultats acceptables; par contre, la méthode des quatre points, dans laquelle on n'utilise qu'un court-circuit donne de meilleurs résultats, mais exige beaucoup de calculs.

V. 4. Méthode de Deschamps.

Introduction.

La relation qui lie le coefficient de réflexion à l'entrée d'un quadripôle (Γ_e) au coefficient de réflexion à la sortie (Γ_s) peut être écrite sous la forme:

$$\Gamma_e = S_{11} + \frac{S_{12} S_{21} \Gamma_s}{1 - S_{22} \Gamma_s}$$

Il s'agit d'une relation de type homographique. Ses propriétés sont à la base de la méthode de Deschamps:

- * $\Gamma_e = f(\Gamma_s)$ est une transformation conforme, c'est-à-dire que les angles formés par deux courbes sont conservés lors des transformations.
- * Un cercle est transformé en un autre cercle.

La méthode permet de déterminer graphiquement les éléments S_{ij} de la matrice $[S]$ d'un quadripôle, avec ou sans pertes.

A l'origine l'expérience consistait à placer un court-circuit mobile à la sortie du quadripôle et à le déplacer régulièrement d'une même fraction de longueur d'onde $\frac{1}{4n} \lambda$, n entier naturel ($\frac{1}{16} \lambda$, par exemple).

Étant donnée la configuration de notre ligne, il était impossible, ou tout au moins fort malcommode d'opérer avec un court-circuit mobile. Aussi, avons-nous eu recours au procédé qui consiste à raccourcir (en coupant le ruban) régulièrement et à partir de l'extrémité, notre ligne d'une même fraction de longueur d'onde $\frac{1}{4n} \lambda$ ($\frac{1}{16} \lambda$ par ex.

A chaque fois, on mesure le coefficient de réflexion à l'entrée du quadripôle.

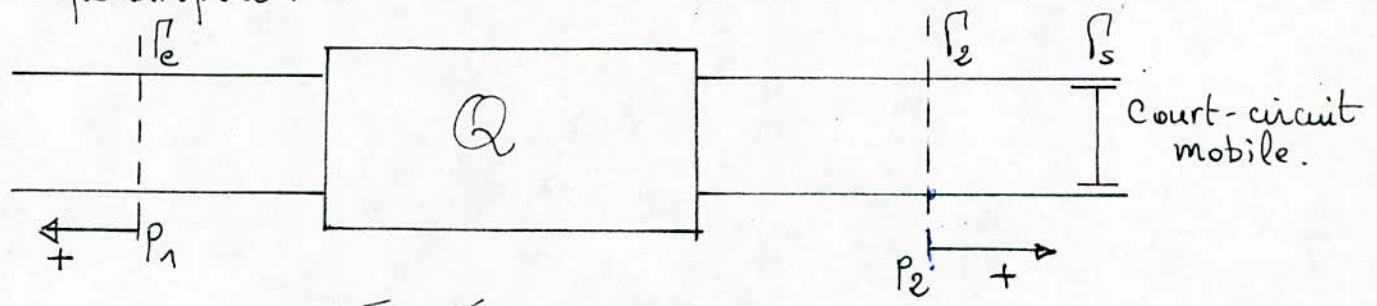
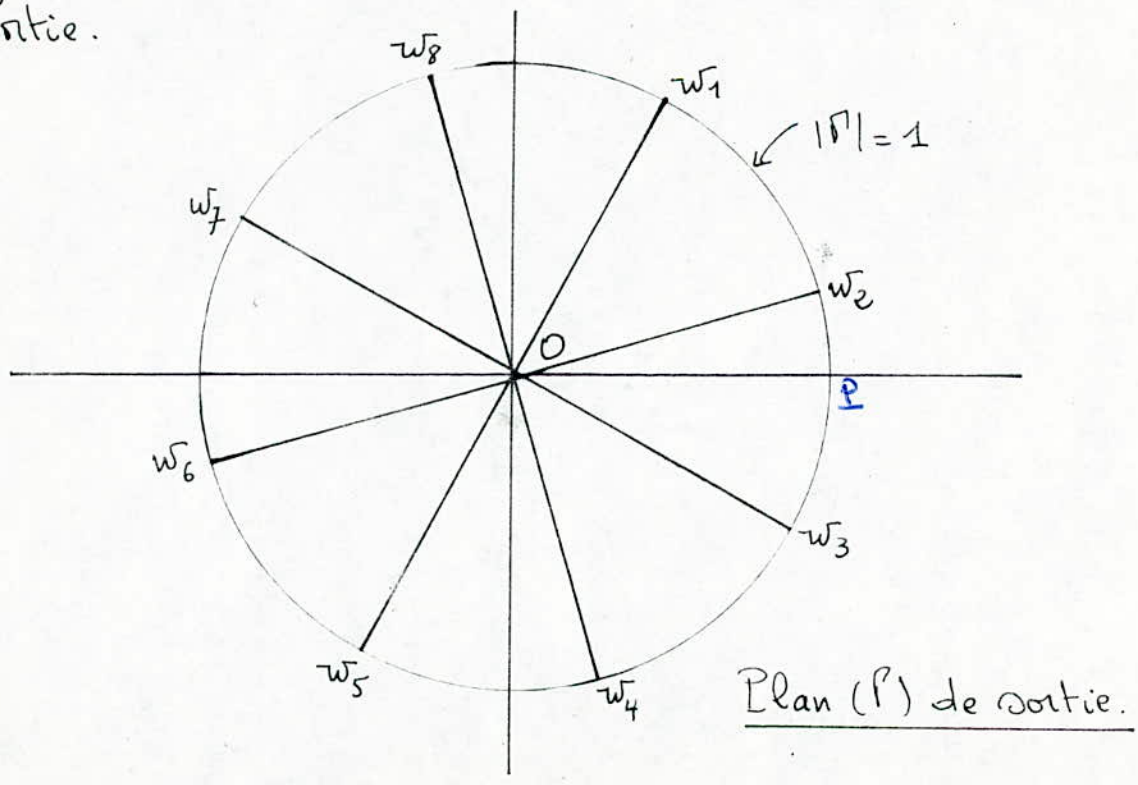


Fig V.4. 1.

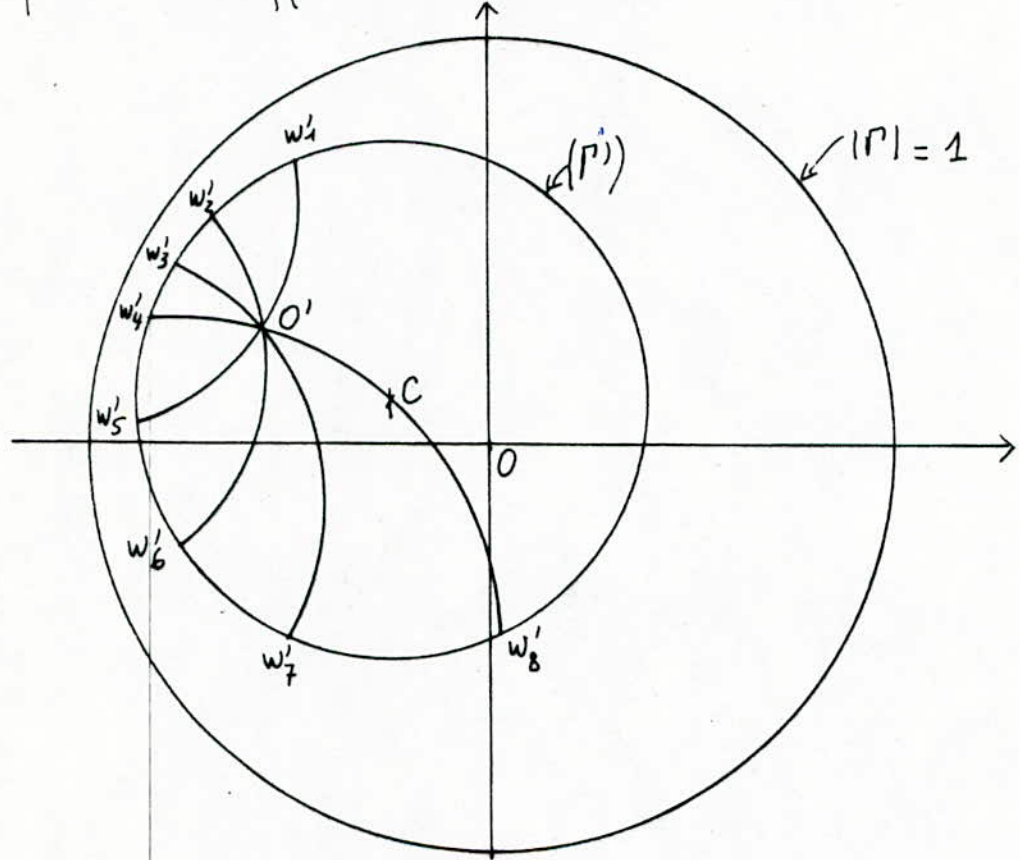
L'amplitude du coefficient de réflexion au niveau du court-circuit est 1, mais son argument dépend de sa position par rapport au plan de référence P_2 .

A huit positions du court-circuit, distantes les unes des autres de $\frac{\lambda}{16}$, correspondent les points w_1, w_2, \dots, w_8 dans le plan de réflexion de sortie.

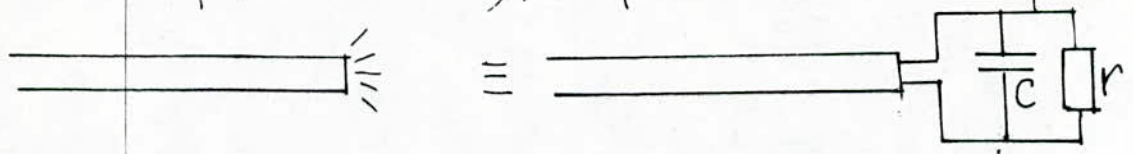


Le cercle (Γ) est transformé, lorsqu'on se ramène au plan d'entrée, en un autre cercle (Γ'). Les images des points w_1, w_2, \dots, w_8 sont, sur (Γ'), w'_1, w'_2, \dots, w'_8 , respectivement.

Les diamètres du cercle (Γ) sont transformés en cercles, mais restent cependant orthogonaux au cercle (Γ'), et le point O est transformé en un point O' , appelé iconocentre.



Cependant, comme notre ligne est rayonnante, on n'a pas à son extrémité un circuit ouvert, mais une résistance "rayonnante" r (résistance de rayonnement plus exactement), en parallèle avec une capacité de bones C .



De ce fait, les points w_1, w_2, \dots, w_8 sont situés sur un cercle (Γ) de rayon inférieur à 1, et le rayon du cercle (Γ') réel est plus petit que le rayon du cercle (Γ') que l'on aurait eu, si notre ligne était fermée sur un circuit ouvert.

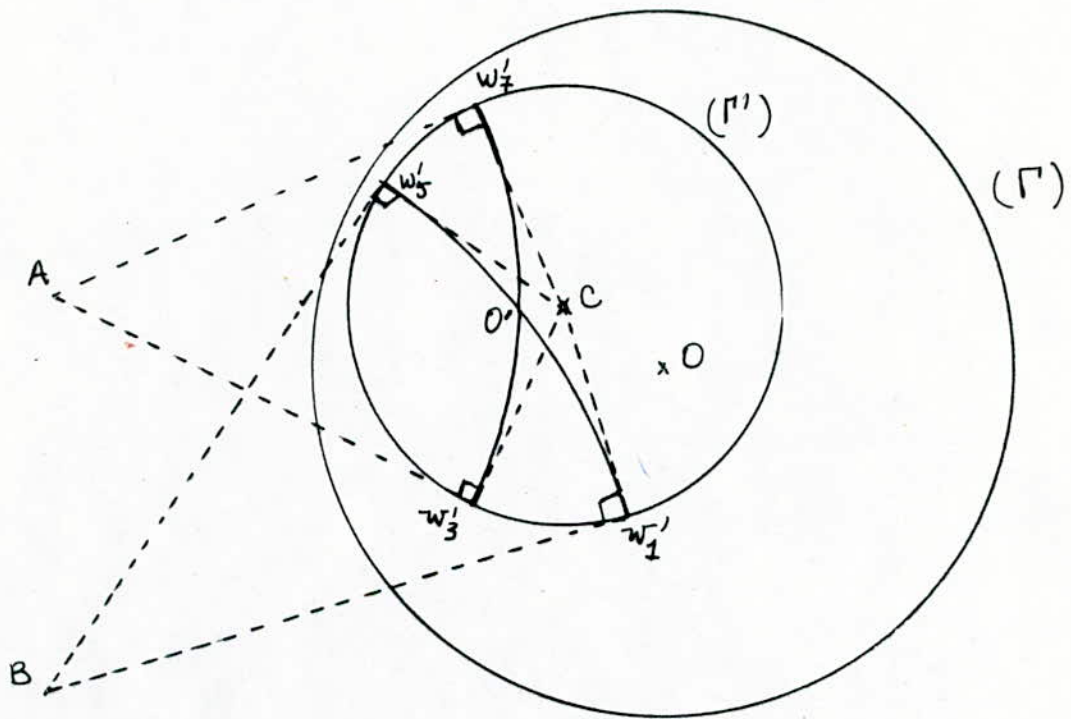
En pratique, pour chaque position du court-circuit, on mesure

le coefficient de réflexion à l'entrée du quadripôle.

On obtient ainsi les points w'_1, w'_2, \dots, w'_8 , qui permettent de tracer le cercle (Γ') et d'en déterminer le centre C .

Quant à l'isocentre, on peut le déterminer de la manière suivante:

- Sachant que les diamètres, $w_1 w_5$ et $w_3 w_7$ par exemple, sont transformés en cercles orthogonaux à (Γ') , la construction ci-dessus peut être utilisée pour tracer les cercles, transformés des diamètres, reliant les points w'_1 à w'_5 , w'_3 à w'_7 , ...



Par les points w'_3 et w'_7 on mène deux tangentes à (Γ') . Celles-ci se coupent au point A . Par le point A , on trace un arc de cercle passant par les points w'_3 et w'_7 . Cet arc est l'image du diamètre $w_3 w_7$.

De la même manière, on trace l'arc joignant les points w'_1 et w'_5 , image du diamètre $w_1 w_5$.

L'intersection des deux arcs est l'isocentre O' .

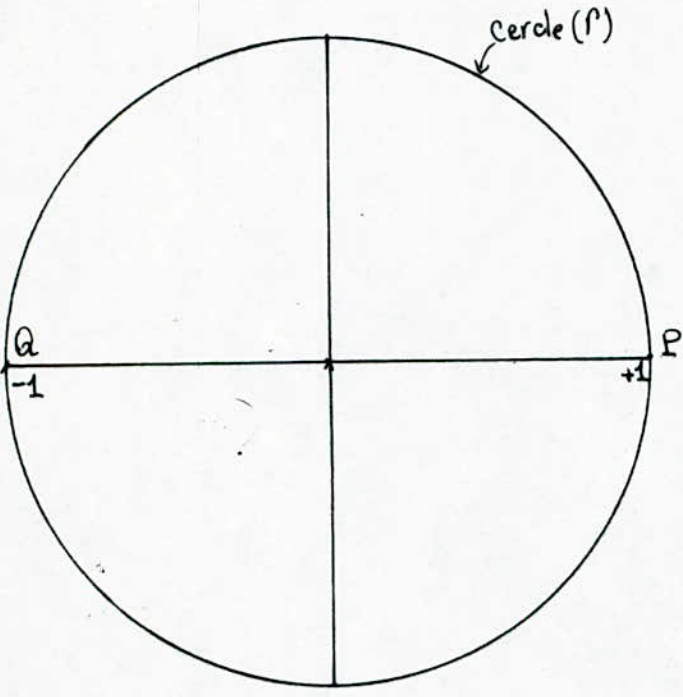
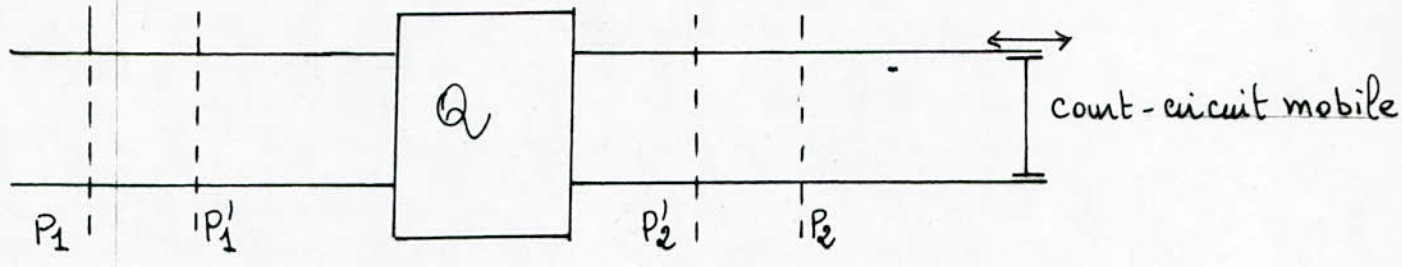
On répétera la procédure autant de fois que nécessaire.

Détermination des coefficients S_{ij} .

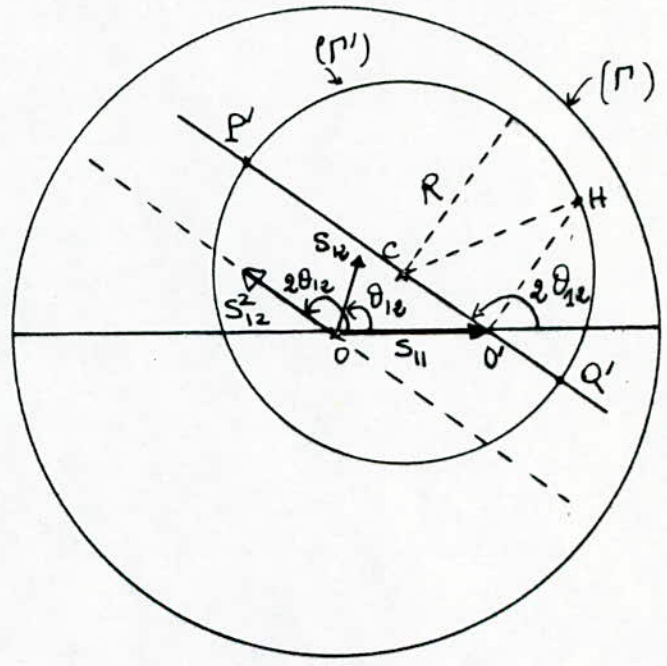
- Le centre O du cercle (Γ) correspond à l'adaptation de la portie.

Son image O' , représente le coefficient de réflexion de l'entrée, à sortie adaptée. La distance OO' donne donc l'amplitude de S_{11} .

- Supposons de plus qu'il existe deux plans de référence, P'_1 et P'_2 , tels que les coefficients S_{11} et S_{22} soient réels.



Plan de sortie



Plan d'entrée

P et Q correspondent respectivement à $\Gamma_s = +1$ et à $\Gamma_s = -1$.
 A l'entrée, P' et Q' sont les images respectives de P et de Q . Montrons que la droite $P'Q'$ passe par les points C et O' .

Oma:

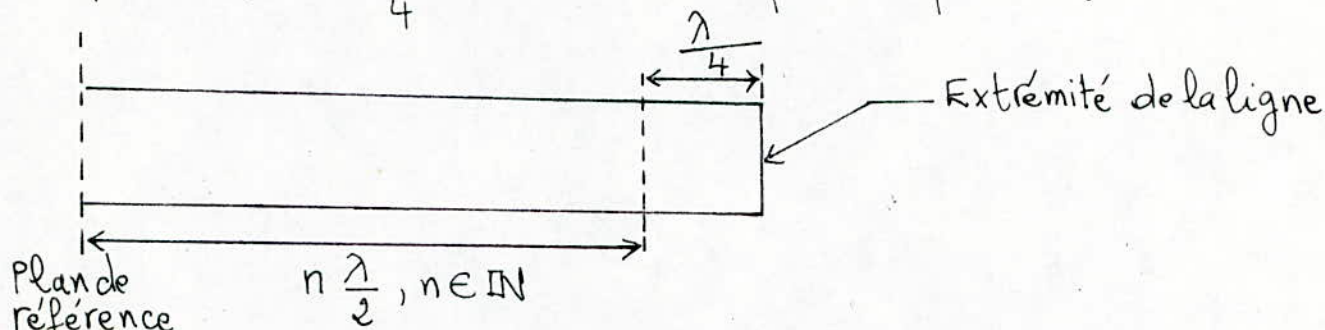
$$\Gamma_e = S_{11} + \frac{S_{12}^2}{\frac{1}{\Gamma_s} - S_{22}}$$

$P (\Gamma_s = +1)$ a pour image P' : $\Gamma_e = S_{11} + \frac{S_{12}^2}{1 - S_{22}}$

$$Q(\Gamma_s = -1) \text{ a pour image } Q' : \Gamma_e = S_{11} - \frac{S_{12}^2}{1 + S_{22}}$$

S_{11} et S_{22} étant supposés réels, la phase de Γ_e correspondant aux points P' et Q' est donnée par la phase de S_{12}^2 . Par conséquent, les points O' , P' et Q' sont alignés. De plus, la droite $P'Q'$ doit être orthogonale au cercle (Γ') . Elle passe donc par le centre C de (Γ') .

Remarque. Pour la matérialisation physique des points P et Q , on réalisera des court-circuits sur la ligne en perçant le téflon et en reliant électriquement les conducteurs de la ligne, à l'extrémité de la ligne pour le point P , et à $\frac{\lambda}{4}$ de l'extrémité pour le point Q .



Les points P' et Q' correspondants seront situés à l'extérieur du cercle (Γ') réel (ils sont en fait situés sur le cercle (Γ') théorique, correspondant à l'absence de rayonnement sur la ligne).

Pour nos calculs, on prendra les points P' et Q' à l'intersection du cercle (Γ') et du cercle qui est le transformé du diamètre PQ .

Le diamètre du cercle (Γ') est donné par la somme algébrique :

$$\overline{O'P'} + \overline{O'Q'}$$

R (rayon de (Γ')) est donné en conséquence par :

$$R = \frac{S_{12}^2}{1 - S_{22}^2} \quad (1)$$

$$\overline{O'C} = \overline{O'P'} + \overline{P'C} = \frac{S_{22} S_{12}^2}{1 - S_{22}^2} \quad (2)$$

$$\frac{(2)}{(1)} \longrightarrow \boxed{\frac{O'C}{R} = |S_{22}|}$$

Considérons maintenant le triangle rectangle $O'H$. On a:

$$R^2 = O'C^2 + O'H^2$$

$$1 = S_{22}^2 + \frac{O'H^2}{R^2} \longrightarrow \frac{O'H^2}{R \left(\frac{S_{12}^2}{1 - S_{22}^2} \right)} = 1 - S_{22}^2$$

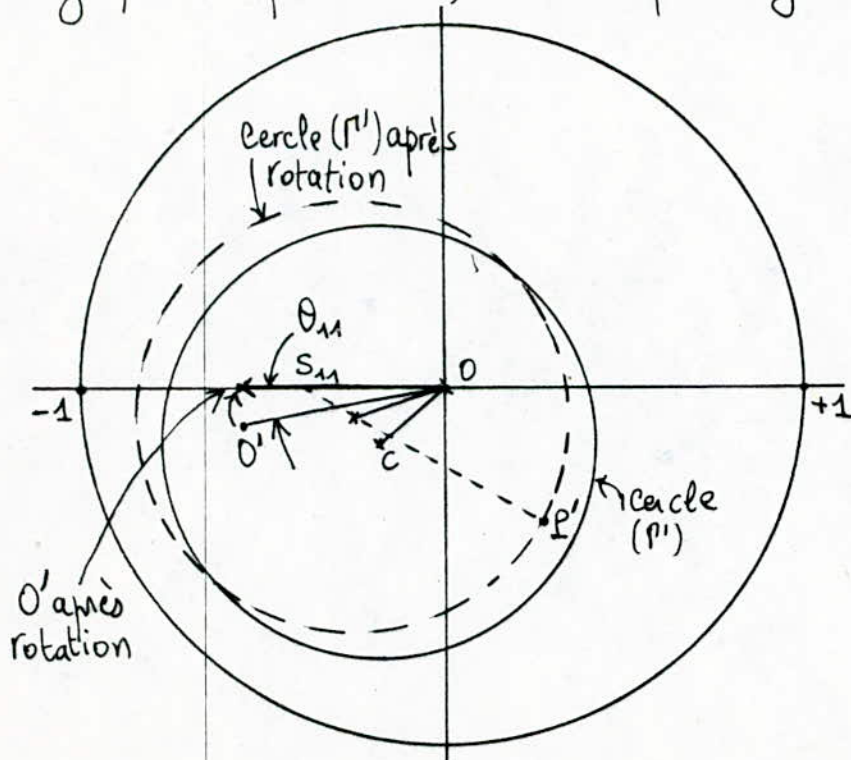
$$\rightarrow |S_{12}| = \frac{O'H}{\sqrt{R}}$$

et
$$S_{12}^2 = R (1 - |S_{22}|^2)$$

La relation (2) implique que la droite $P'Q'$ est parallèle au vecteur S_{12}^2 , d'où la phase du coefficient S_{12} : θ_{12} .

Quant à θ_{11} et θ_{22} , ils sont nuls par le choix de P'_1 et P'_2 . Ceci se produit à l'entrée quand le cercle (P') tourne autour de O de telle sorte que l'isocentre O' vienne sur l'axe réel (fig. ci-dessus).

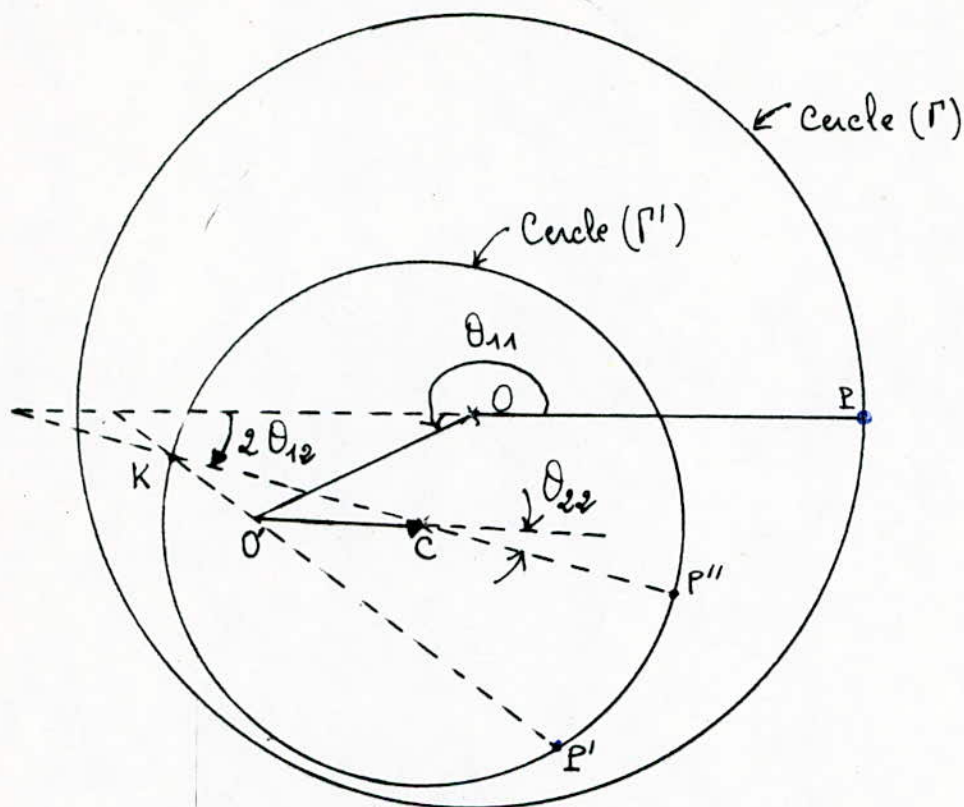
La position du plan de référence P'_2 rend réel le coefficient S_{22} quand la position du court-circuit mobile est choisie de sorte que son image soit le point P' , dans le prolongement du segment $O'C$.



Rotation d'un angle θ_{11} dans le plan d'entrée.

Cependant, s'il s'avère impossible ou malaisé de déterminer expérimentalement les plans de référence P'_1 et P'_2 , la phase des coefficients de réflexion peut être obtenue de la manière suivante: -

- On trace le cercle (Γ')



Détermination des phases des coefficients S_{ij} .

Le point P sur le cercle (Γ) représente l'un des points w_n de mesure. Son image sur (Γ') est P' . Comme P est supposé n'être pas au niveau du plan de référence P'_2 (où S_{22} est réel), le point P' sera quelconque sur (Γ') et non sur le prolongement de $O'C$. La droite $O'P'$ coupe (Γ) en K, la droite KC en P'' .

- On a ainsi [3] :

$$\theta_{22} = \arg S_{22} = (O'C, CP'')$$

$$\theta_{12} = \arg S_{12} = \frac{1}{2} (OP, CP'')$$

$$\theta_{11} = \arg S_{11} = (OP, OP').$$

VI. Réalisation de la transition.

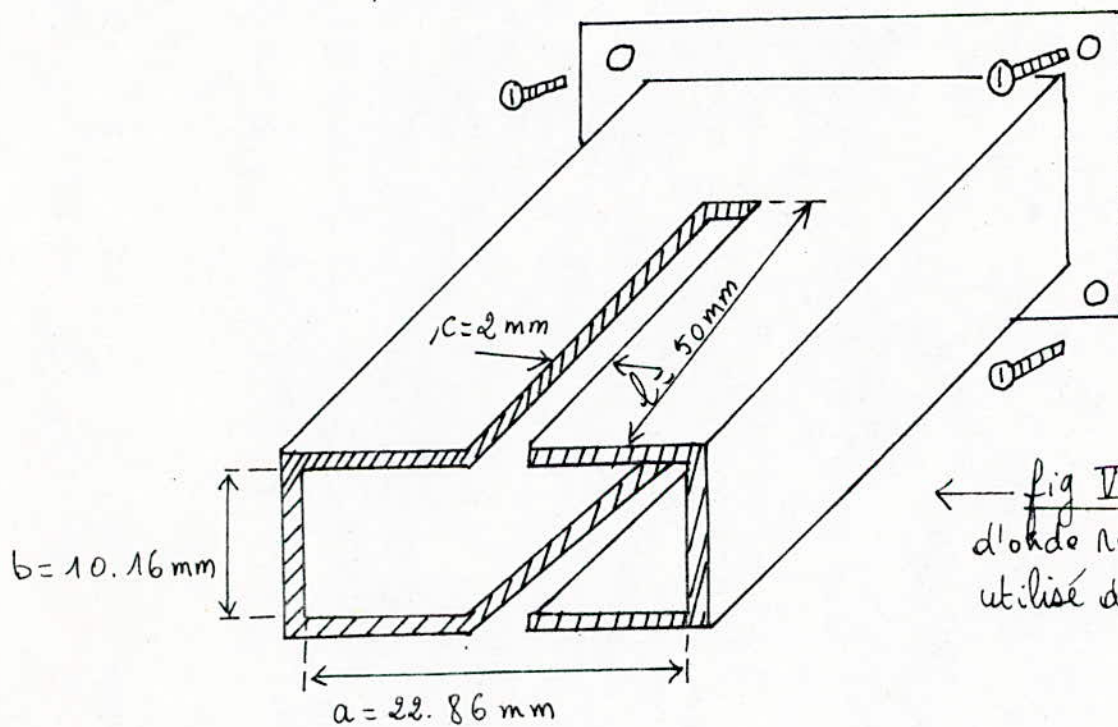
Nous allons, dans ce chapitre, calculer et justifier les valeurs des paramètres physiques des éléments entrant dans la réalisation de la transition guide d'onde - ligne microruban envisagée.

VI. 1. Le guide d'onde rectangulaire.

Le guide d'onde rectangulaire utilisé a les dimensions intérieures suivantes

$$a \times b = 22,86 \text{ mm} \times 10,16 \text{ mm}.$$

On a pratiqué une fente le long du guide, afin d'y introduire la ligne microruban, de longueur $l = 50 \text{ mm}$ et de largeur $c = 2 \text{ mm}$. Ces deux valeurs sont justifiées au paragraphe suivant.



← fig VI. 1 : Le guide d'onde rectangulaire utilisé dans la transition.

VI. 1. 1 Calcul de la longueur d'onde λ_g dans le guide, à la fréquence d'utilisation $f = 9 \text{ GHz}$.

Le mode propagé est le mode TE_{10} . On a :

- λ_c , longueur d'onde de coupure est, d'après (I. 1. β):

$$\lambda_{c_{10}} = \lambda_c = 2a = 45.72 \text{ mm}$$

- λ_g , la longueur d'onde dans le guide pour $f = 9 \text{ GHz}$ est telle que : (I. 1. γ)

$$\left(\frac{1}{\lambda_g}\right)^2 = \left(\frac{1}{\lambda_{g_{10}}}\right)^2 = \left(\frac{1}{\lambda_0}\right)^2 - \left(\frac{1}{\lambda_c}\right)^2$$

avec $\lambda_0 = c/f = \frac{3 \cdot 10^8}{9 \cdot 10^9} = 33.33 \text{ mm}$, longueur d'onde dans le vide.

d'où $\lambda_g = 48.70 \text{ mm}$.

VI. 2. Ligne microruban.

- Nous disposons pour la réalisation de la ligne microruban (fig VI. 2):
- d'une plaque diélectrique en téflon (PTFE), ayant les caractéristiques suivantes: permittivité relative supposée: $\epsilon_r \approx 2.05$
épaisseur (contrôlée): $h = 1.5 \text{ mm}$.
 - d'un conducteur métallique, alliage à base d'aluminium, d'épaisseur $t = 0,1 \text{ mm}$ et de conductivité mal connue, assimilée à celle de l'aluminium, $\sigma_{Al} = 2.9 \cdot 10^7 \text{ } \Omega/\text{m}$.

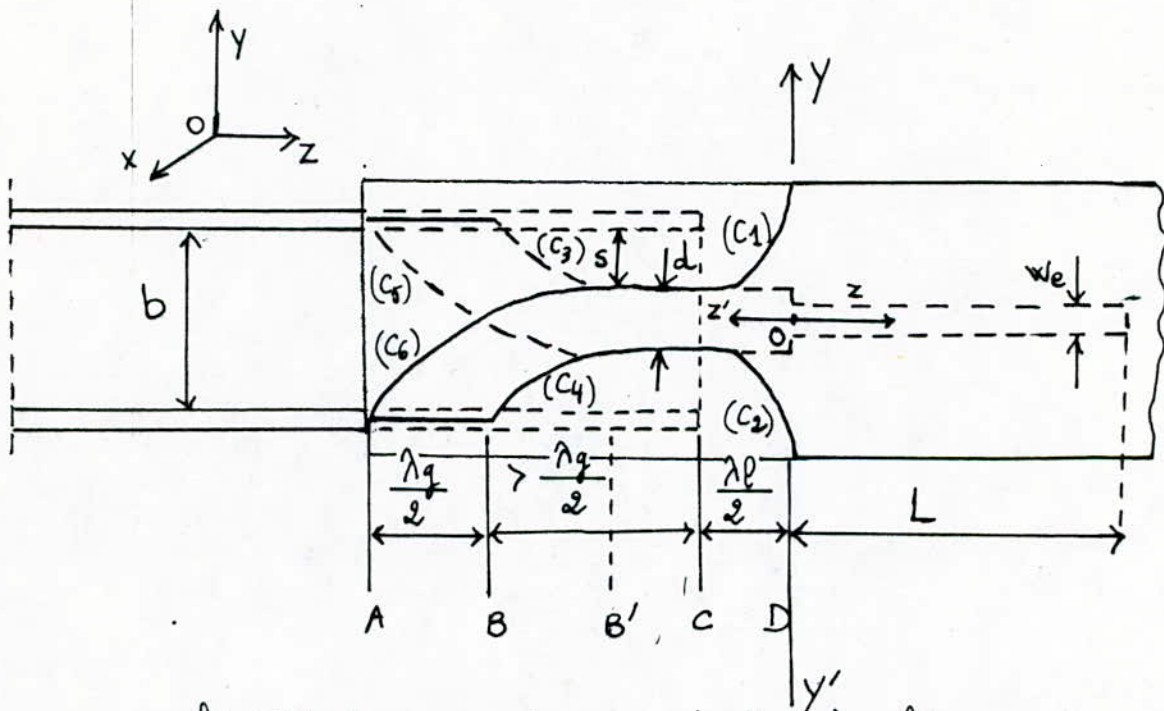
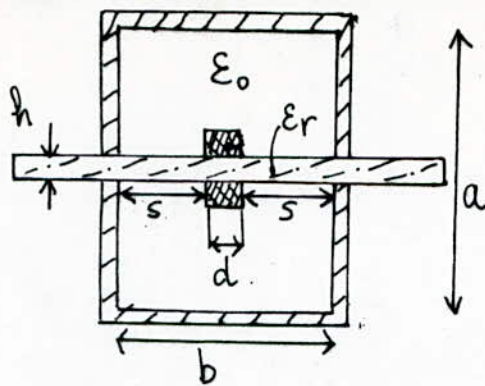


fig VI. 2. Transition guide d'onde - ligne microruban.

VI. 2. 1. Calcul des largeurs d et w_e du ruban.

Une coupe transversale au niveau de la portion B'C de la transition donne la figure VI. 3, représentant une ligne symétrique.



← fig VI. 3. Coup transversale de la transition au niveau de B'C.

La capacité linéique et l'inductance linéique de cette structure étant données, respectivement par :

$$C_\ell = \epsilon \frac{d}{h} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{d}{h} \quad (\text{VI.2.1})$$

$$L_\ell = \mu \frac{h}{d} = \mu_0 \frac{h}{d} \quad (\text{VI.2.2}) ,$$

son impédance caractéristique Z_0 sera :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L_\ell}{C_\ell}} = \frac{h}{d} \cdot \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} , \text{ d'où } d = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} \cdot \frac{h}{Z_0} \quad (\text{VI.2.3})$$

De plus, on doit avoir $d + 2s = b$, s étant tel que $s > h$ (on suppose alors que le blindage dû au guide est sans effet sur la ligne symétrique). On aura donc $d < b - 2h$

$$\text{d'où } d < 7.16 \text{ mm} \quad (\text{VI.2.4})$$

D'après les relations (VI.2.3) et (VI.2.4) on obtient :

$$Z_0 > \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0}\right)^{1/2} \cdot \frac{1}{(\epsilon_r)^{1/2}} \cdot \frac{h}{7.16} , \quad (h \text{ en mm})$$

$$\text{i.e } Z_0 > 55.16 \Omega .$$

La valeur de Z_0 dépendant du rapport de forme corrigé $\frac{W_e}{h}$ de la ligne courbée, et afin de faciliter la construction de cette h dernière, on choisit $W_e > 2 \text{ mm}$, ceci donnant $\frac{W_e}{h} > 1.33$.

On reprend les équations du chapitre V, nécessaires au calcul de Z_0 , tenant compte des 2 conditions précédentes: $Z_0 > 55.16 \Omega$, et $W_e > 2 \text{ mm}$, et l'influence de l'épaisseur restreinte t , ainsi que de l'influence de la fréquence.

$$\text{On aura: } W_e = W + \Delta W$$

$$\text{avec } \Delta W = \frac{t}{\pi \epsilon_r} \left[\ln \frac{2h}{t} + 1 \right] , \text{ pour } \frac{W}{h} > \frac{1}{2} > \frac{2t}{h} \quad (\text{V.5.1}) .$$

Ceci donne $\Delta W = 0,0683 \text{ mm}$ et $\Delta W/h = 0,0455 \text{ mm}$

$$\text{d'où } \frac{W_e}{h} = \frac{W}{h} + \frac{\Delta W}{h}$$

$$\text{Comme } Z_{00}(W_e) = \frac{120\pi}{\frac{W_e}{h} + 2.42 - .44 \frac{h}{W_e} + (1 - \frac{h}{W_e})^6} \quad \text{pour } \frac{W_e}{h} \gg 1 \quad (\text{II.2.9})$$

avec une précision de $\pm 0.25\%$ ($0 \leq \frac{W_e}{h} \leq 10$)

$$\text{et } Z_0(W_e) = \frac{Z_{00}(W_e)}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}(W_e)}} \quad (\text{II.6.3}), \text{ avec } \begin{cases} \epsilon_{\text{eff}}(W_e) = 1 + q(\epsilon_r - 1) \\ q = 0.63 \left(\frac{W_e}{h}\right)^{.1255} \end{cases} \text{ pour } \frac{W_e}{h} \gg 1 \quad (\text{II.4.1})$$

nous avons alors, pour différentes valeurs de $\frac{W_e}{h}$ le tableau n° 1.a.

D'après ce tableau et les deux conditions précédentes on obtient :

$$1.4455 \leq \frac{W_e}{h} \leq 2.7455$$

c'est-à-dire $56.179 \Omega \leq Z_0 \leq 81.3445 \Omega$

On choisit $\frac{W_e}{h} = 1.6455$, ceci donnant $W_e \approx 2.4 \text{ mm}$.

On tient compte de l'influence ^{de f} en écrivant (II.6.1) :

$$\epsilon_{\text{eff}}(f) = \epsilon_r - \frac{\epsilon_r - \epsilon_{\text{eff}}(W_e)}{1 + G \left(\frac{f}{f_p}\right)^2}, \text{ avec } \begin{cases} G = 0.6 + 0.009 Z_0(W_e) \\ f_p = \frac{Z_0(W_e)}{2\mu_0 h} \end{cases}$$

$$\text{et } f \ll f_c = \frac{75}{h\sqrt{\epsilon_r - 1}} \cdot 10^{12} \text{ Hz}$$

Pour $\frac{W_e}{h} = 1.6455$ et en faisant varier la fréquence par pas de 0.1 GHz dans la bande X, on obtient le tableau de valeurs 1.b. Nous voyons que pour la fréquence de travail $f = 9 \text{ GHz}$:

$$\epsilon_{\text{eff}}(9 \text{ GHz}) \approx 1.7746$$

$$Z_0(9 \text{ GHz}) = 74.4354 \Omega$$

Finalement, en remplaçant $Z_0(9 \text{ GHz})$ par sa valeur dans (VI.2.3) on obtient :

$$d \approx 5.3 \text{ mm}$$

VI.2.2. Longueur d'onde $\lambda_p(f)$ dans la ligne microruban.

La longueur d'onde λ_p étant donnée par :

$$\lambda_p(f) = \lambda_0 / (\epsilon_{\text{eff}}(f))^{1/2} \quad \text{d'après (II.6.4)}$$

donc a:

$$\lambda_l(96\text{Hz}) = \frac{33.33}{(1.7746)^{1/2}} = 25.02 \text{ mm.}$$

Pour la longueur l et la largeur c de la fente:

$$l > \frac{\lambda_g}{2} + \frac{\lambda_l}{2} \text{ d'où } l > 36.86 \text{ mm.}$$

$$c > h + 2t \text{ d'où } c > 1.7 \text{ mm}$$

Nous avons pris pour notre part $l = 50 \text{ mm}$ et $c = 2 \text{ mm}$.

Les résultats de ces calculs ont été appliqués pour la réalisation de la première transition. Pour les transitions suivantes, nous avons tenté d'optimiser les résultats en modifiant quelques paramètres.

Tableaux récapitulatifs caractérisant la réalisation de la transition n°1.

Pour le guide d'onde:

a	b	c	l	λ_c	λ_0	λ_g	les dimensions sont en mm.
22.86	10.16	2	50	45.72	33.33	48.70	

Pour la ligne microband:

ϵ_r	h	t	w_e/h	w_e	d	$\epsilon_{\text{eff}}(96\text{Hz})$	$Z_0(96\text{Hz})$	$\lambda_l(96\text{Hz})$
2.05	1.5	0.1	1.6445	2.4	5.3	1.7746	74.4354 Ω	25.02

les longueurs étant exprimées en mm.

Comme nous ne disposons pas de tabletracante (pour le tracé de courbes en exponentielles, en hyperboles, ...), les arcs (C_i) , $i = 1, 2, \dots, 6$ ont été déduits des cercles suivants par rapport au repère yOz (en mm):

$$(C_1): (z+29)^2 + (y-34)^2 = (35)^2$$

$$(C_2): (z+29)^2 + (y+34)^2 = (35)^2$$

$$(C_3): (z+20)^2 + (y-45)^2 = (41.5)^2$$

$$(C_4): (z+20)^2 + (y+45)^2 = (41.5)^2$$

$$(C_5): (z+36.5)^2 + (y-40)^2 = (43)^2$$

$$(C_6): (z+36.5)^2 + (y+40)^2 = (43)^2$$

Remarque. Tous ces paramètres ont servi à la réalisation de la première transition, dont on tentera d'optimiser les performances lors des transitions suivantes.

$\frac{W_e}{h}$	Z_{00} (Ω)	ϵ_{eff}	Z_0 (Ω)	$\frac{W_e}{h}$	Z_{00} (Ω)	ϵ_{eff}	Z_0 (Ω)
1.0455	123.8175	1.6652	95.9506	3.1455	68.2165	1.7638	51.3644
1.1455	118.4958	1.6728	91.6159	3.2455	66.8460	1.7668	50.2896
1.2455	113.8133	1.6799	87.8093	3.3455	65.5317	1.7697	49.2601
1.3455	109.6272	1.6866	84.4134	3.4455	64.2703	1.7726	48.2730
1.4455	105.8358	1.6928	81.3445	3.5455	63.0586	1.7753	47.3259
1.5455	102.3651	1.6986	78.5416	3.6455	61.8939	1.7780	46.4163
1.6455	99.1607	1.7041	75.9597	3.7455	60.7735	1.7807	45.5422
1.7455	96.1819	1.7094	73.5650	3.8455	59.6949	1.7833	44.7015
1.8455	93.3979	1.7143	71.3318	3.9455	58.6558	1.7858	43.8923
1.9455	90.7847	1.7191	69.2403	4.0455	57.6542	1.7883	43.113
2.0455	88.3236	1.7236	67.2745	4.1455	56.6880	1.7907	42.3618
2.1455	85.9993	1.7280	65.4217	4.2455	55.7554	1.7931	41.6374
2.2455	83.7992	1.7321	63.6711	4.3455	54.8547	1.7954	40.8696
2.3455	81.7128	1.7361	62.0140	4.4455	53.9842	1.7977	40.1308
2.4455	79.7308	1.7400	60.4426	4.5455	53.1424	1.7999	39.4192
2.5455	77.8455	1.7437	58.9502	4.6455	52.3280	1.8021	38.7948
2.6455	76.0498	1.7474	57.5309	4.7455	51.5395	1.8042	38.1906
2.7455	74.3375	1.7508	56.1795	4.8455	50.7758	1.8063	37.6056
2.8455	72.7029	1.7542	54.8912	4.9455	50.0357	1.8084	37.2071
2.9455	71.1409	1.7575	53.6618	5.0455	49.3181	1.8104	36.6529
3.0455	69.6468	1.7607	52.4879				

Tableau 1.a

$$h = 1.5 \text{ mm}$$

$$t = 0.1 \text{ mm}$$

$$\epsilon_r = 2.05$$

$$W_{eff} = W + \Delta W$$

$$\Delta W = \frac{t}{\pi \epsilon_r} \left(\ln \frac{2h}{t} + 1 \right)$$

f GHz	$\epsilon(f)$	$Z_0(f)$ Ω	f GHz	$\epsilon(f)$	$Z_0(f)$ Ω	f GHz	$\epsilon(f)$	$Z_0(f)$ Ω
8	1.7623	74.6948	9.5	1.7809	74.3043	11	1.7998	73.9128
8.1	1.7635	74.6692	9.6	1.7822	74.2781	11.1	1.8011	73.8870
8.2	1.7648	74.6434	9.7	1.7834	74.2519	11.2	1.8023	73.8612
8.3	1.7660	74.6176	9.8	1.7847	74.2257	11.3	1.8036	73.8355
8.4	1.7672	74.5917	9.9	1.7859	74.1994	11.4	1.8048	73.8099
8.5	1.7684	74.5658	10	1.7872	74.1732	11.5	1.8061	73.7843
8.6	1.7697	74.5398	10.1	1.7885	74.1470	11.6	1.8073	73.7588
8.7	1.7709	74.5137	10.2	1.7897	74.1209	11.7	1.8086	73.7333
8.8	1.7722	74.4876	10.3	1.7910	74.0947	11.8	1.8098	73.7080
8.9	1.7734	74.4615	10.4	1.7922	74.0686	11.9	1.8111	73.6827
9	1.7746	74.4354	10.5	1.7935	74.0426	12	1.8123	73.6575
9.1	1.7759	74.4092	10.6	1.7948	74.0165	12.1	1.8136	73.6323
9.2	1.7771	74.3830	10.7	1.7960	73.9905	12.2	1.8148	73.6073
9.3	1.7784	74.3568	10.8	1.7973	73.9645	12.3	1.8160	73.5823
9.4	1.7796	74.3306	10.9	1.7986	73.9386	12.4	1.8172	73.5574

Tableau 1.b.

$$\frac{W_e}{h} = 1.6455$$

$$h = 1.5 \text{ mm}$$

$$t = 0.1 \text{ mm}$$

$$\epsilon_r = 2.05$$

$$Z_0 = 75.9597 \Omega$$

VII. Expérimentations et mesures.

Le montage utilisé pour la mesure des paramètres S_{ij} de la transition est représenté par la fig VII. 1.

Le commutateur sert à se brancher soit sur le court-circuit, soit sur le circuit de la transition.

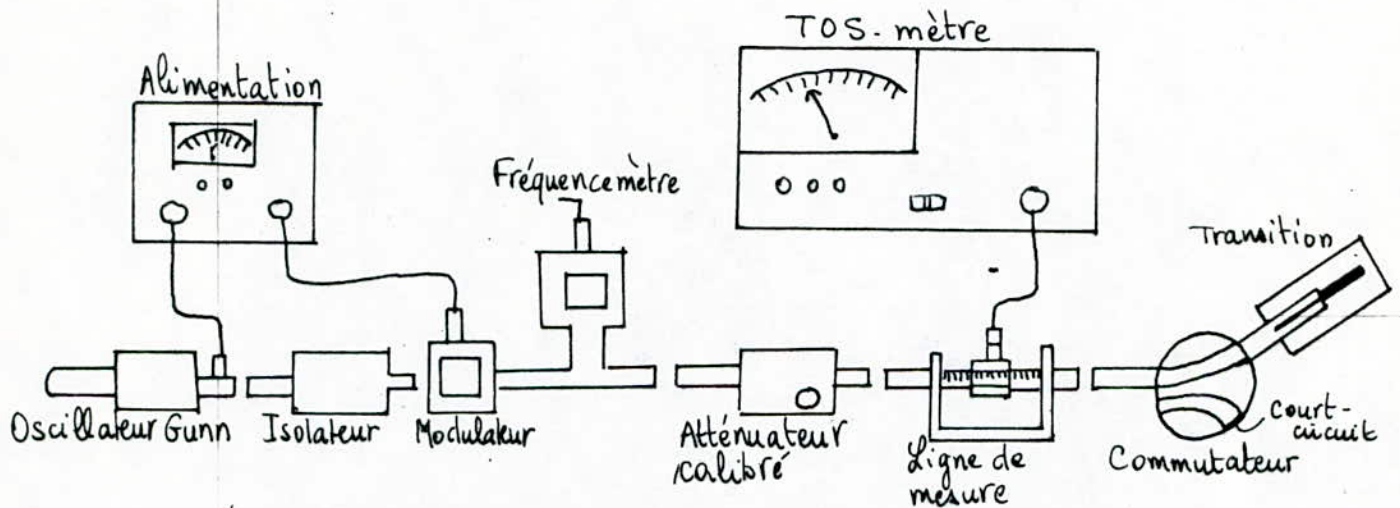


Fig VII. 1. Montage utilisé pour la mesure des paramètres S_{ij} de la transition.

Le déroulement des mesures est le suivant, pour chaque transition :

- Mesure de la longueur d'onde réelle $\lambda_{réelle}$ dans la ligne micro ruban et déduction de $\epsilon_{r, réelle}$ du téflon ($\epsilon_{r, réelle}$ sera la même pour toutes les transitions).
- Mesure du TOS à l'entrée de la transition et déduction du coefficient de réflexion Γ_e à l'entrée.
- Application de la méthode de Deschamps pour en déduire les paramètres S_{ij} de la transition.

VII. 1. Mesures pour la transition n° 1.

VII. 1. 1. Mesure de la longueur d'onde réelle $\lambda_{réelle}$ à 9 GHz.

Par rapport au plan de référence yy' (fig VI. 2), le ruban doit avoir une longueur $L \geq 4 \lambda_{théorique}$. Le commutateur étant branché sur la transition :

- on repère un minimum (ou bien deux minimums successifs pour plus de précision) grâce à la ligne de mesure et du TOS-mètre.
- on diminue la longueur L du ruban (en coupant à l'aide d'une lame à raser),

par pas de 1 mm, et pour chaque millimètre, coupé, on essaie de retrouver le minimum repéré précédemment.

c) lorsqu'on a repéré le minimum repéré au a), la longueur du ruban qui a été découpé est égale alors à $\frac{\lambda_{réelle}(9\text{GHz})}{2}$ dans la ligne microbande.

Nous trouvons pour cette première transition:

$$\frac{\lambda_{réelle}(9\text{GHz})}{2} = 11.82 \text{ mm} \Rightarrow \lambda_{réelle}(9\text{GHz}) = 23.64 \text{ mm}.$$

$$\text{On } \lambda_{théorique}(9\text{GHz}) = 25.02 \text{ mm}$$

Grâce à la formule (II.4.4) on en déduit alors que:

$$\epsilon_{eff}^{\lambda_{réelle}(9\text{GHz})} = \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_{réelle}(9\text{GHz})} \right)^2 = 1.9888$$

Reprenant alors la relation (II.4.1) et tenant compte du résultat précédent, on trouve finalement, après quelques essais:

$$\epsilon_{réelle} = 2.3324 \quad , \quad \text{permittivité relative supérieure à celle donnée au paragraphe VI.2.}$$

Cette correction servira à la réalisation des transitions n°2 et n°3.

VII. 1.2. Mesures du coefficient de réflexion Γ_e .

Les mesures consistent, pour une longueur L ($L \gg 3\lambda_{réel}$) du ruban, par rapport à l'axe yy' à:

- a) brancher le commutateur sur le court-circuit et repérer un minimum;
- b) brancher le commutateur sur la transition, mesurer le TOS et relever la position du minimum sur la ligne de mesure.
- c) diminuer la longueur L du ruban de $\frac{\lambda_{réelle}}{16}$ ($\frac{\lambda_{réelle}}{16} = 1.47 \text{ mm}$

pour cette première transition) et refaire les opérations - a) et - b) pour sept longueurs L du ruban, L diminuant à chaque fois de $\frac{\lambda_{réelle}}{16}$.

- d) Pour avoir le point P ($\Gamma_s = +1$) et le point Q ($\Gamma_s = -1$) sur le cercle $|\Gamma| = 1$:

- On coupe le ruban pour avoir $L = \lambda + \lambda/4$, on fait un court-circuit au bout de la ligne en reliant le ruban au plan de masse par un fil électrique passant à travers le diélectrique; on refait les mesures - a) et - b); on obtient alors le point P , correspondant à $\Gamma_s = +1$.

- On enlève le court-circuit et on le place à une distance égale à $\lambda/8$ par

rapport au plan de référence et à une distance $\frac{\lambda}{2}$ de l'extrémité de la ligne, on refait les opérations a et b, correspondant au point A défini par $\Gamma_s = -1$.

Nous obtenons le graphe n° 1. a et on déduit les paramètres S_{ij} par la méthode de Deschamps.

Avant de trouver le diélectrique (i.e. avant de mettre le court-circuit), nous avions recollé un ruban (fig VII. 2). En refaisant les opérations a, b et c, on a obtenu alors le graphe n° 1. b.



fig VII. 2. Représentation du ruban recollé.

VII. 2. Mesures pour les transitions n° 2 et n° 3.

Nous avons repris les mêmes formules que pour la transition n° 1, en changeant la valeur de ϵ_r , devenue égale à 2.3324, ce qui donne $\frac{\Delta x}{h} = 0.0400$, d'où le tableau n° 2. a. Pour garder Z_0 (9 GHz) proche de 75Ω , nous avons pris $\frac{x_e}{h} = 1.4400$, d'où le tableau n° 2. b.

$$\bullet \frac{x_e}{h} = 1.4400 \Rightarrow x_e \approx 2.2 \text{ mm}$$

$$\bullet Z_0(9 \text{ GHz}) = 75.5613 \Omega$$

$$\bullet \epsilon_{\text{eff}}(9 \text{ GHz}) = 1.9692 \Rightarrow \lambda_{\text{théorique}} = 23.74 \text{ mm.}$$

Pour l'optimisation, nous avons modifié :

- les arcs (C_1) et (C_2) pour la transition n° 2 qui deviennent :

$$(C_1) : (z+16)^2 + (y-30)^2 = 25^2$$

$$(C_2) : (z+16)^2 + (y+30)^2 = 25^2$$

unité de longueur :
le mm.

- les arcs (C_3) et (C_4) , pour la transition n° 3, qui deviennent :

$$(C_3) : (z+22)^2 + (y-31)^2 = 30^2$$

$$(C_4) : (z+22)^2 + (y+31)^2 = 30^2$$

Pour la transition n° 2, nous obtenons le graphe 2. a pour 9 GHz, 2. b pour 8.5 GHz et 2. c pour 9.5 GHz, avec $\lambda_{\text{réelle}}(9 \text{ GHz}) = 23 \text{ mm}$. Pour la transition n° 3, nous obtenons le graphe 3 pour $f = 9 \text{ GHz}$ avec $\lambda_{\text{réelle}}(9 \text{ GHz}) = 23.2 \text{ mm}$.

$\frac{W_e}{h}$	$Z_{00} (\Omega)$	ϵ_{eff}	$Z_0 (\Omega)$	$\frac{W}{h}$	$Z_{00} (\Omega)$	ϵ_{eff}	$Z_0 (\Omega)$
1.0400	124.1334	1.8435	91.4237	3.14	68.2938	1.9690	48.6691
1.1400	118.7711	1.8533	87.2434	3.24	66.9201	1.9728	47.6439
1.24	114.0576	1.8623	83.5772	3.34	65.6028	1.9765	46.6621
1.34	109.8471	1.8708	81.3102	3.44	64.3385	1.9802	45.7209
1.44	106.0360	1.8787	77.3608	3.54	63.1242	1.9837	44.8181
1.54	102.5492	1.8861	74.6693	3.64	61.9570	1.9871	43.9512
1.64	99.3313	1.8931	72.1919	3.74	60.8342	1.9905	43.1182
1.74	96.3409	1.8998	69.8957	3.84	59.7533	1.9938	42.3172
1.84	93.5468	1.9061	67.7558	3.94	58.7122	1.9970	41.5464
1.94	90.9247	1.9122	65.7526	4.0400	57.7085	2.0001	40.8041
2.04	88.4557	1.9179	63.8707	4.14	56.7405	2.0032	40.0888
2.14	86.1242	1.9235	62.0978	4.24	55.8060	2.0062	39.3991
2.24	83.9175	1.9288	60.4234	4.34	54.9036	2.0092	38.7335
2.34	81.8251	1.9339	58.8389	4.44	54.0315	2.0121	38.0908
2.44	79.8376	1.9388	57.3369	4.54	53.1881	2.0149	37.4699
2.54	77.9471	1.9436	55.9109	4.64	52.3722	2.0177	36.8697
2.64	76.1467	1.9481	54.5551	4.74	51.5824	2.0204	36.2892
2.74	74.4299	1.9526	53.2646	4.84	50.8173	2.0231	35.7273
2.84	72.7911	1.9569	52.0346	4.94	50.0759	2.0257	35.1832
2.94	71.2252	1.9610	50.8611	5.04	49.3571	2.0283	34.6560
3.04	69.7276	1.9651	49.7404				

Tableau 2.a.

$$h = 1.5 \text{ mm}$$

$$t = 0.1 \text{ mm}$$

$$\epsilon_r = 2.3324184$$

$$W_{eff} = W + \Delta W$$

$$\Delta W = \frac{t}{\pi \epsilon_r} \left(\ln \frac{2h}{t} + 1 \right)$$

f GHz	$\epsilon(f)$	$Z_0(f)$ Ω	f GHz	$\epsilon(f)$	$Z_0(f)$ Ω	f GHz	$\epsilon(f)$	$Z_0(f)$ Ω
8	1.9534	75.8678	9.5	1.9773	75.4066	11	2.0018	74.9440
8.1	1.9549	75.8374	9.6	1.9789	75.3756	11.1	2.0034	74.9135
8.2	1.9565	75.8070	9.7	1.9806	75.3446	11.2	2.0051	74.8830
8.3	1.9581	75.7765	9.8	1.9822	75.3136	11.3	2.0067	74.8526
8.4	1.9596	75.746	9.9	1.9838	75.2826	11.4	2.0083	74.8223
8.5	1.9612	75.7153	10	1.9855	75.2517	11.5	2.0099	74.7921
8.6	1.9628	75.6846	10.1	1.9871	75.2207	11.6	2.0116	74.7620
8.7	1.9644	75.6539	10.2	1.9887	75.1898	11.7	2.0132	74.7319
8.8	1.9660	75.6231	10.3	1.9904	75.1590	11.8	2.0148	74.7019
8.9	1.9676	75.5922	10.4	1.9920	75.1281	11.9	2.0164	74.6720
9.0	1.9692	75.5613	10.5	1.9936	75.0973	12	2.0180	74.6422
9.1	1.9708	75.5304	10.6	1.9953	75.0665	12.1	2.0196	74.6125
9.2	1.9725	75.4995	10.7	1.9969	75.0358	12.2	2.0212	74.5829
9.3	1.9741	75.4685	10.8	1.9985	75.0051	12.3	2.0228	74.5534
9.4	1.9757	75.4375	10.9	2.0002	74.9745	12.4	2.0244	74.5240

Tableau 2. b.

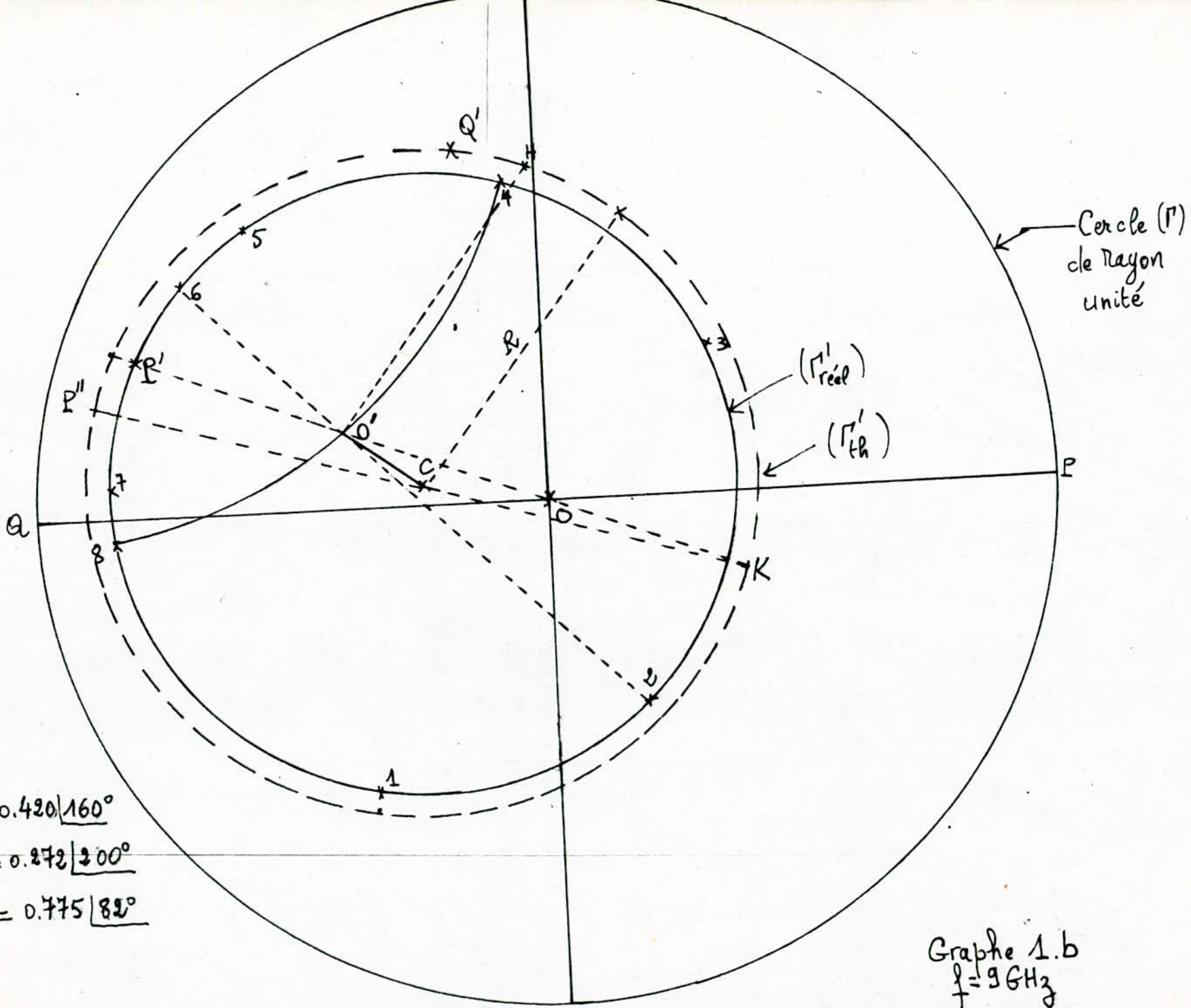
$$\frac{W_e}{R} = 1.44$$

$$h = 1.5 \text{ mm}$$

$$t = 0.1 \text{ mm}$$

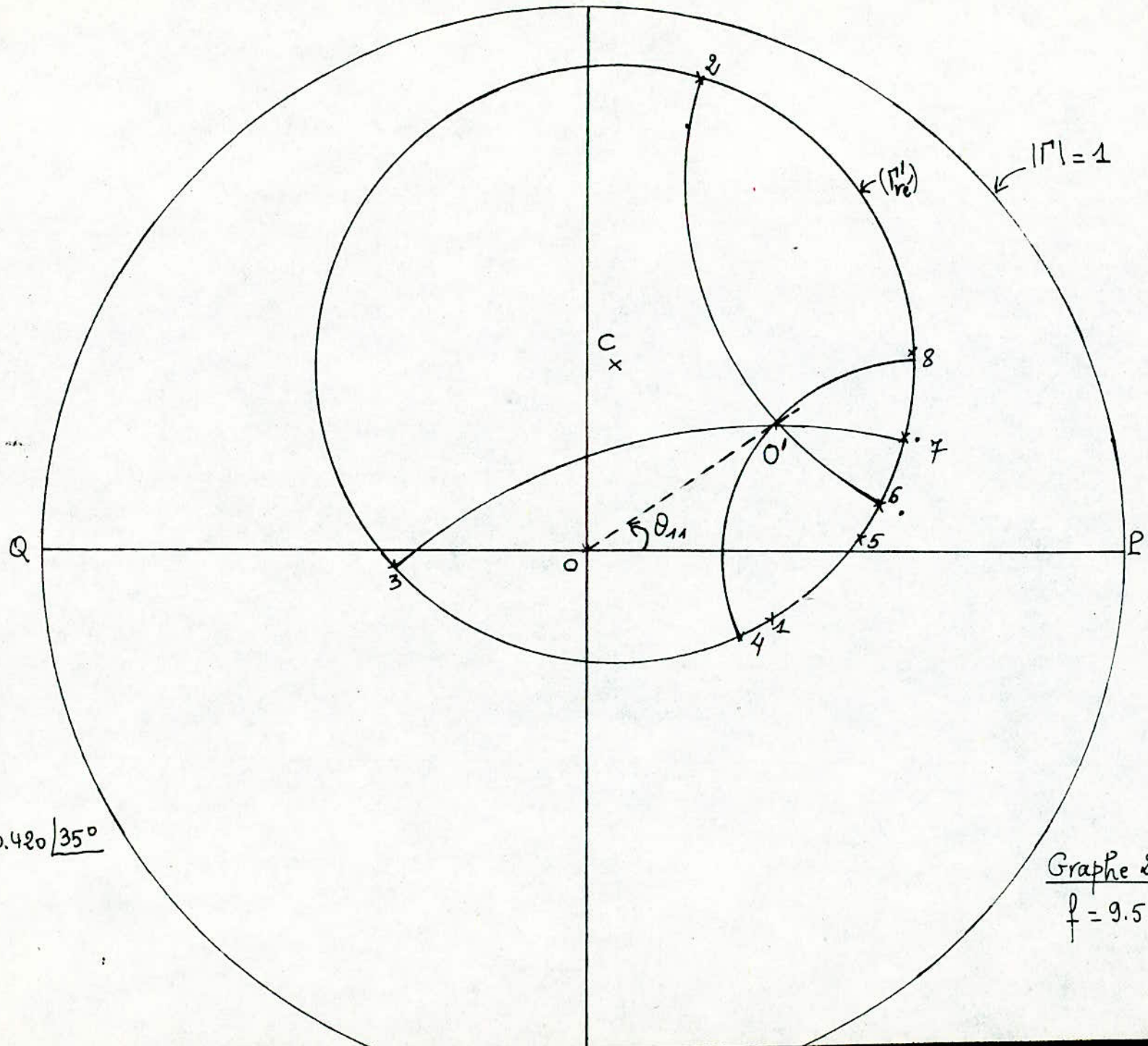
$$\epsilon_r = 2.3324184$$

$$Z_0 = 77.3608 \Omega$$



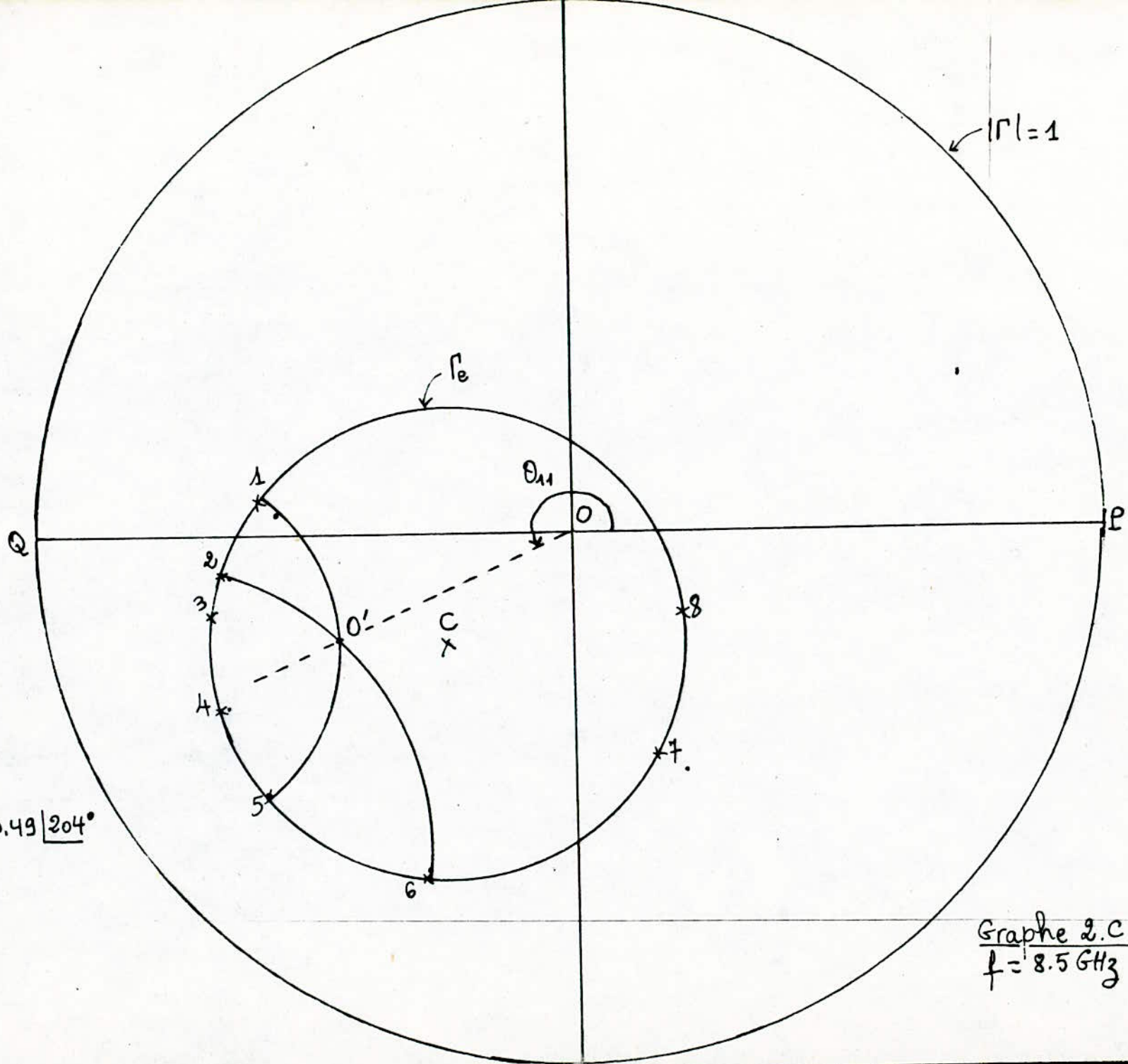
$S_{11} = 0.420 \angle 160^\circ$
 $S_{22} = 0.272 \angle 200^\circ$
 $S_{12} = 0.775 \angle 82^\circ$

Graphe 1.b
 $f = 9 \text{ GHz}$



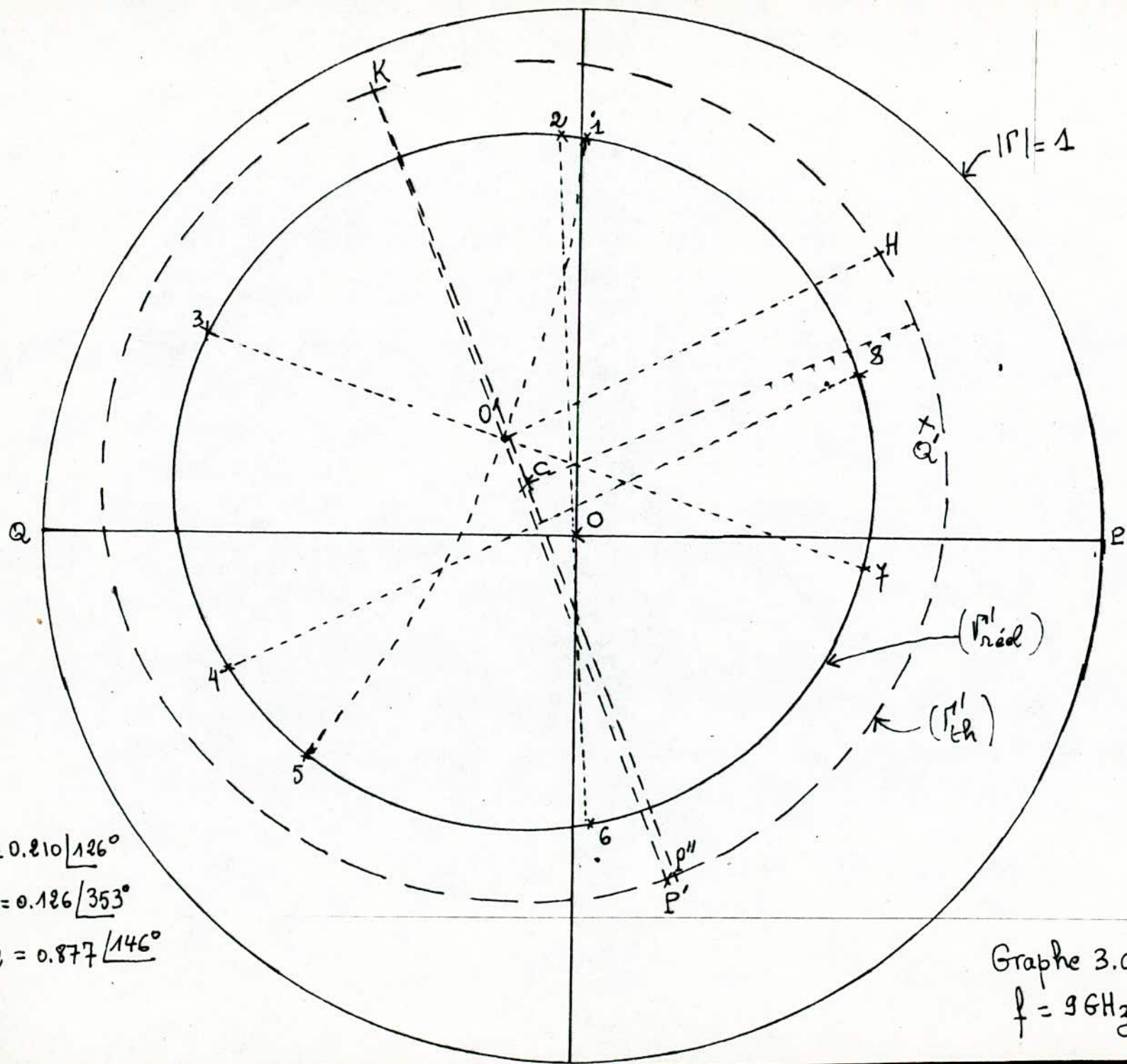
$S_{11} = 0.420 \angle 35^\circ$

Graphe 2. b.
 $f = 9.5 \text{ GHz}$



$$S_{11} = 0.49 \angle 204^\circ$$

Graphe 2.c
 $f = 8.5 \text{ GHz}$



$$S_{11} = 0.210 \angle 126^\circ$$

$$S_{22} = 0.126 \angle 353^\circ$$

$$S_{12} = 0.877 \angle 146^\circ$$

Graphe 3.a.
 $f = 9 \text{ GHz}$

Récapitulatif des résultats obtenus.

Transition n° 1

Graphe 1.a

$$f = 9 \text{ GHz}$$

$$|S_{11}| = |00'| = 0.310$$

$$\theta_{11} = (\text{OP}, 00') = 102^\circ$$

$$|S_{22}| = \frac{0'C}{R} = 0.148$$

$$\theta_{22} = (0'C, CP'') = 280^\circ$$

$$|S_{12}| = \frac{0'H}{\sqrt{R}} = 0.820$$

$$\theta_{12} = \frac{1}{2}(\text{OP}, CP'') = 76^\circ$$

Graphe 1.b

$$f = 9 \text{ GHz}$$

$$S_{11} = 0.420 / 160^\circ$$

$$S_{22} = 0.272 / 200^\circ$$

$$S_{12} = 0.775 / 82^\circ$$

R est le rayon du cercle (Γ') théorique

Transition n° 2.

Graphe 2.a

$$f = 9 \text{ GHz}$$

$$S_{11} = 0.51 / 127^\circ$$

$$S_{22} = 0.42 / 266^\circ$$

$$S_{12} = 0.664 / 90^\circ$$

Graphe 2.b

$$f = 9.5 \text{ GHz}$$

$$S_{11} = 0.420 / 35^\circ$$

Graphe 2.c

$$f = 8.5 \text{ GHz}$$

$$S_{11} = 0.450 / 204^\circ$$

Transition n° 3.

Graphe 3.a

$$f = 9 \text{ GHz}$$

$$S_{11} = 0.210 / 126^\circ$$

$$S_{22} = 0.126 / 353^\circ$$

$$S_{12} = 0.877 / 146^\circ$$

Conclusion.

La géométrie de la transition guide d'onde rectangulaire - ligne microruban adoptée pour notre étude est facile à réaliser et aisément reproductible.

Pour l'étude de cette transition, nous avons utilisé la méthode de Deschamps, de mise en œuvre simple, et qui, par la multiplicité des essais qu'elle autorise, permet le rejet des valeurs aberrantes et le tracé de courbes entraînant des erreurs minima.

Enfin, les formules et les expressions utilisées, pour la ligne microruban, bien que souvent approchées, fournissent une précision, qui, dans la plupart des cas, est supérieure à 1%.

Cependant, les coefficients S_{ij} obtenus ne donnent pas entière satisfaction: 0,210 au lieu de 0,1 pour $|S_{11}|$,
0,877 au lieu de 0,95 pour $|S_{12}|$.

On peut invoquer plusieurs raisons pour expliquer ces différences, portant aussi bien sur la construction réalisée, que sur l'appareillage utilisé pour effectuer les mesures. Parmi les facteurs ayant eu une incidence négative sur les résultats, nous citerons: -

- La colle employée; sa présence en une couche d'épaisseur non nulle, inconnue, et par endroits en poches microscopiques, contribue, par sa conductibilité finie, au bilan des pertes d'énergie, par dissipation thermique.
- Le manque de précision dans le tracé et la découpe du ruban, ainsi que la présence de défauts sur son contour, sources d'effets de bord indésirables.
- Le conducteur utilisé, alliage non connu, à base d'aluminium, et dont on ne connaît pas la conductivité.
- L'épaisseur du diélectrique; en raison de la nécessité pratique d'avoir un ruban d'au moins 2 mm de large, il n'a pas été possible d'utiliser une épaisseur du diélectrique inférieure à 1.5 mm, d'où un rayonnement important sur la fréquence de travail.
- Défaut de blindage (pour avoir accès à la ligne). Le blindage aurait sans nul doute réduit le rayonnement, et par là augmenté les valeurs des paramètres S_{12} (et S_{21}).
- Le guide d'onde utilisé, trop court; la transition guide d'onde - ligne microruban, trop brutale, constitue une discontinuité assimilable à une réactance, et par là, cause la réflexion d'une partie de l'énergie incidente.
- Quant aux mesures effectuées, elles l'ont été avec des instruments qui, en raison de leur intense utilisation et de leur ancienneté, sont peu fiables et peu précis. De plus, l'absence d'un circuit de mesure automatisé ne nous a pas permis d'explorer toute la bande X de fréquences.

Nous avons dû, en conséquence, nous contenter de travailler à la fréquence de 9 GHz.

L'optimisation de la transition passe par l'élimination ou l'atténuation des défauts, ci-dessous cités. Les résultats globalement positifs enregistrés nous autorisent à penser que l'emploi de duroid et l'impression sur elle du circuit de la transition et de la ligne microruban par photogravure, ainsi que l'usage d'un guide d'onde suffisamment long aboutiraient à l'obtention d'une transition aux performances très satisfaisantes, ainsi d'ailleurs que l'a rapporté son concepteur VAN HEUVEN.

Nous espérons enfin, que notre étude soit le point de départ, au laboratoire du département, de travaux expérimentaux plus élaborés sur les circuits intégrés microondes.



Bibliographie

1. G. BOUDOURIS et P. CHENEVIER : Circuits pour ondes guidées ;
Dunod , Paris , 1975
2. P. GRIVET : Circuits et amplificateurs d'ondes . Tome II.
Masson , Paris , 1975
3. E. L. GINZTON : Microwave Measurements ;
Mc GRAW-HILL , New-York , 1957
4. T. T. Ha : Solid-State Microwave amplifier design
WILEY , New-York , 1981.
5. T. C. EDWARDS : Conception des circuits microondes
Microélectronique. MASSON , Paris , 1984.
6. A. FRÜHLING : Cours d'Electricité. Tome 2.
Dunod , Paris , 1966
7. A. BOUDIAF et D. FARAH : Etude des quadripôles microondes par
méthodes graphiques et numériques.
Proposé par K. GRABOWSKI.
E.N. P. A. , Alger , Juin 1983.
8. M. V. SCHEIDER : Microstrip lines for microwave integrated circuits.
The Bell Syst. Techn. J. B 48, 5, 1421-1444 , 1969
9. H. SOBOLE : Extending I.C. Technology to microwave equipment
Electronics , 40, 3, 112-124 , 1967
10. H. A. WHEELER : Transmission - properties of parallel strips separated
by a dielectric sheet.
MTT , 13, 2, 172-185 , 1965
11. W. J. GETSINGER : Microstrip dispersion model
MTT - 21, 1, 34-39 , 1973
12. F. GARDIOL : Hyperfréquences.
Editions GEORG
Presses Polytechniques Romandes ,
Lausanne, Suisse, 1981.

