

UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID
FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS
Departamento de Electricidad y Magnetismo



TESIS DOCTORAL

**Contribución al estudio de la propagación electromagnética
sobre dioptrios ferrimagnéticos imanados transversalmente**

MEMORIA PARA OPTAR AL GRADO DE DOCTOR
PRESENTADA POR

Juan Vassal'lo Sanz

DIRECTOR:

Carlos Maximo Martín Pascual

Madrid, 2015

Juan Vassal'lo Sanz

TP
1984
123



* 5 3 0 9 8 6 6 9 3 2 *
UNIVERSIDAD COMPLUTENSE

X-53-031501-6

CONTRIBUCION AL ESTUDIO DE LA PROPAGACION ELECTROMAGNETICA SOBRE
DIOPTRIOS FERRIMAGNETICOS IMANADOS TRANSVERSALMENTE

Departamento de Electricidad y Magnetismo
Facultad de Ciencias Físicas
Universidad Complutense de Madrid

1984



BIBLIOTECA

Colección Tesis Doctorales. Nº 183/84

© Juan Vassal'lo Sanz

**Edita e imprime la Editorial de la Universidad
Complutense de Madrid. Servicio de Reprografía**

Noviciado, 3 Madrid-8

Madrid, 1984

Xerox 9200 XB 480

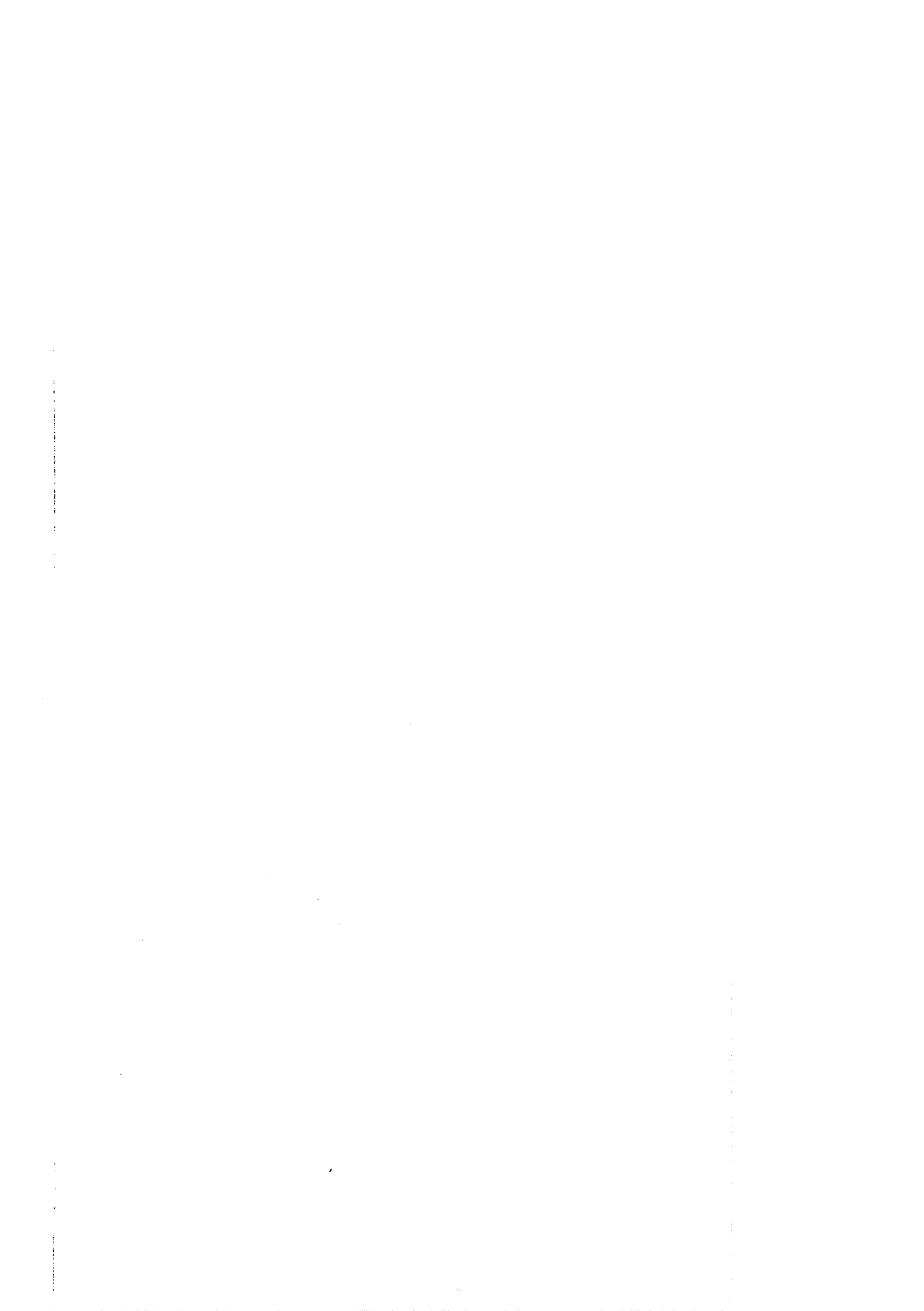
Depósito Legal: M-20389-1984

**CONTRIBUCION AL ESTUDIO DE LA
PROPAGACION ELECTROMAGNETICA
SOBRE DIOPTRIOS FERRIMAGNETICOS
IMANADOS TRANSVERSALMENTE**

Memoria que presenta a la
Facultad de Ciencias Físicas
de la Universidad Complutense

JUAN VASSALLO SANZ
para optar al grado de
Doctor en Ciencias Físicas

MADRID, NOVIEMBRE 7



Este trabajo ha sido realizado en el Departamento de Microondas del I.E.C., bajo la dirección del Dr. D. Carlos M. Martín Pascual, Investigador del C.S.I.C., y supervisado por los Profesores D. Rafael Domínguez Ruiz-Agüirre y D. Maximino Rodríguez Vidal, Catedráticos de la Universidad Complutense.

El grueso de la edición del texto ha corrido a cargo de Dña. Nieves Gómez Gutiérrez, y el de la elaboración de piezas y figuras a D. Manuel Pérez López.

Este libro, además del valor científico que posee como fruto del trabajo de su director, tiene un valor personal, pues su elaboración me ha servido para conocer a una serie de personas que tienen por norma ofrecer espontáneamente,

Bien su amistad, su cooperación y su saber,
o bien su saber plantear cosas, que siempre
sirven de estímulo. No creo haber estado
en ningún momento a la altura de cada,
ni dado la respuesta que ellas se merecen.

Sirven pues, estas páginas ineludibles,
como testimonio de algo que creo no les
es necesario: darles las gracias.

Madrid, Noviembre de 1982

J. Vassallo

A mis compañeros
Roque, Jara y Oliva.



INDICE

	Pág.
INTRODUCCION	1
Capítulo I PLANTEAMIENTO TEORICO	3
1.- Teoría general de la propagación electromagnética en ferritas imanadas transversalmente	3
2.- Discusión crítica de estudios anteriores	8
3.- Ecuaciones de dispersión	16
4.- Bibliografía	27
Capítulo II SOLUCION NUMERICA DE LAS ECUACIONES DE DISPERSION	29
1.- Consideraciones generales	29
2.- Método de perturbaciones	31
3.- Modos puros	54
4.- Procedimiento general	60
5.- Presentación de soluciones en el plano K_F	67
6.- Bibliografía	86
Capítulo III ESTUDIO PARAMETRICO DE LAS SOLUCIONES	87
1.- Anotaciones previas	87
2.- Familia de modos de volumen VB	89
3.- Modo de superficie	111
4.- Modo de volumen con desplazamiento de campo	125
5.- Familia de modos de volumen VA	142
6.- Resumen de características generales de las soluciones	153
Capítulo IV ESTUDIO EXPERIMENTAL	159
1.- Diseño de la experiencia	159
2.- Dispositivo de medida	167
3.- Presentación y discusión de resultados	174

	Pág.
4.- Conclusiones del estudio experimental	214
5.- Bibliografía	216
Capítulo V APLICACION A DISPOSITIVOS	217
1.- Discusión de posibilidades teóricas	217
2.- Unidad de retardo	219
3.- Desfasador diferencial	232
4.- Aislador	234
5.- Bibliografía	238
RESUMEN Y CONCLUSIONES	241
Apéndice ANALISIS POR PERTURBACIONES DE LA ESTRUCTURA CON TRES DIOPTRIOS	245

INTRODUCCION

Durante la última década han sido varios los autores que han intentado explicar teóricamente el funcionamiento del aislador de banda ancha (dos octavas) denominado de "modos de borde". La aparición en el mercado de este aislador reviste gran importancia, no sólo por su gran anchura de banda, sino porque dado lo simple de su estructura, permitía pensar en la obtención de otros dispositivos con tan buenas prestaciones como él, en especial, circuladores.

Lo que se ha dado en llamar "modo de borde" responde, según la primera explicación, debida a Hines, a una estructura de campo electromagnético, asociada a un supuesto modo quasi-TEM, cuyo máximo de campo eléctrico está ligado al borde de una metalización practicada sobre una plaqueta de ferrita, cualquiera que sea la geometría de este borde (es decir, incluso en el caso de una estructura guiante no cilíndrica).

Diversos autores han realizado trabajos en este sentido, siendo los más razonables, a nuestro juicio, el de De Santis sobre dioptrios circulares y los de Courtois sobre dioptrios planos. El trabajo de De Santis aborda el estudio de dioptrios cilíndricos circulares, que al mantener la hipótesis de imanación transversal implica soluciones resonantes sobre el contorno. Dado que esta estructura solo permite estudiar cavidades o dispositivos de tipo circulador, nos parece necesario ahondar en el estudio de dioptrios planos, ya que esta geometría permite abordar, en principio, dispositivos de tipo aislador, modulador, desfásador, etc. y tanto recíprocos como no recíprocos.

Centraremos, por tanto, nuestro interés en estudiar los modos TE de propagación ligados a un dioptrio plano, analizando, el estudio realizado por Courtois sobre los modos guiados por una plaqueta de ferrita en imanación transversal, y en el que aparecen dos modos que no pueden ser considerados como clásicos de volumen: el llamado modo magnetostático, que presenta un polo fuera de la resonancia de la ferrita, pudiendo variar su posición en función del dieléctrico

exterior, y otro, llamado modo dinámico, que llega a ser el primer modo de volumen a frecuencias más altas. Estos modos canalizan la energía según un dioptrio, por lo que pueden ser asimilados a modos de superficie.

Como quiera que las suposiciones realizadas por Courtois (ausencia de pérdidas, dieléctricos irreales) comprometen la validez de los resultados obtenidos o cuando menos su exactitud, se impone un estudio más profundo que evite las restricciones antes mencionadas.

Así pues, el objetivo fundamental de este trabajo consistirá en un replanteamiento de la propagación por plaquetas de ferrita flanqueadas por dieléctricos reales, replanteamiento que no incluya las condiciones restrictivas de Courtois, y que se extienda además al caso de dos dioptrios diferentes, con objeto de poner de manifiesto, por métodos teóricos, tanto los modos de volumen como los de superficie guiados por la plaqueta; recíprocos, en el caso de que los dieléctricos situados a ambos lados de la plaqueta de ferrita sean iguales, y no recíprocos, cuando sean distintos.

Tal estudio teórico deberá, evidentemente, ser corroborado por el correspondiente estudio experimental que permita la determinación del diagrama de Brillouin real de la estructura indicada.

Otro aspecto importante a considerar, dentro del marco de este trabajo, será el análisis de las posibilidades de aplicación a dispositivos en que esta especie de guía en H pueda presentar ventajas sobre otras concepciones más clásicas.

Capítulo I

PLANTEAMIENTO TEORICO

1.- Teoría general de la propagación electromagnética en ferritas imanadas transversalmente.

Vamos a exponer escuetamente la teoría básica de propagación en ferritas que utilizaremos en este estudio, y que se encuentra ampliamente desarrollada en (1), (2) y (3). Aunque lo que a continuación se expresa no introduce prácticamente elementos nuevos, la continuada referencia a estos conceptos y el consiguiente uso de expresiones matemáticas hace recomendable recopilar aquí estos aspectos fundamentales del fenómeno.

Así pues, si se aplica un campo magnético continuo H_0 según la dirección z, a un medio ferrimagnético indefinido, éste presenta una permeabilidad que viene dada por el tensor de Polder:

$$\underline{\underline{\mu}} = \mu_0 \begin{pmatrix} \mu & -j\kappa & 0 \\ j\kappa & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (\text{I-1})$$

cuyos términos pueden ser expresados en función del tensor susceptibilidad:

$$\underline{\underline{X}} = \begin{pmatrix} X_{xx} & X_{xy} & 0 \\ X_{yx} & X_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \left\{ \begin{array}{l} X_{xx} = X_{yy} \\ X_{yx} = -X_{xy} \end{array} \right.$$

en la forma

$$\mu = 1 + X_{xx} \qquad j\kappa = -X_{xy}$$

Ahora bien, se tienen dos posibilidades o maneras de trabajar, según se consideren o no las pérdidas magnéticas de propagación.

- Si no se consideran pérdidas, la ecuación del movimiento de precesión del momento magnético \vec{M} alrededor de \vec{H}_0 es:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma(\vec{M} \wedge \vec{H}) \quad (I-2)$$

donde γ es la constante giromagnética, ligada al factor de Landé, g , por la expresión:

$$\gamma = -g \cdot 2,8 \cdot 10^6 \text{ G}^{-1} \text{ s}^{-1}$$

Al resolver la ecuación (I-2) se obtiene:

$$\begin{aligned} X_{xx} &= \frac{\omega_0 \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2} \\ X_{yx} &= \frac{j \omega \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2} \end{aligned} \quad (I-3)$$

siendo

$$\omega_0 = \gamma H_0 \quad \omega_M = \gamma 4\pi M_s$$

- Teniendo en cuenta el amortiguamiento de la precesión, responsable de las pérdidas, se hace necesario añadir a la ecuación (I-2) un término correctivo que, en su forma de Landau-Lifshitz, la transforma en:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma(\vec{M} \wedge \vec{H}) - \lambda \left[\frac{(\vec{H} \cdot \vec{M}) \vec{M}}{M^2} - \vec{H} \right]$$

siendo $\lambda = \frac{\gamma M}{\omega \tau}$ un coeficiente ligado al tiempo de relajación:

$$\tau = \frac{2}{\gamma \Delta H}$$

donde ΔH es la anchura a 3dB de la resonancia de absorción de la ferrita.

Los valores de los términos del tensor susceptibilidad, para este caso se expresan en forma compleja:

$$X = X' + jX''$$

$$\left. \begin{aligned} X'_{xx} &= \Omega_0 \Omega_M (\Omega_0^2 - \Omega^2 + 1) / \Delta = \mu' - 1 \\ X''_{xx} &= \Omega_M (\Omega_0^2 + \Omega^2 + 1) / \Delta = \mu'' \\ X'_{xy} &= \Omega \Omega_M (\Omega_0^2 - \Omega^2 - 1) / \Delta = \kappa' \\ X''_{xy} &= 2 \Omega \Omega_0 \Omega_M / \Delta = \kappa'' \end{aligned} \right\}$$

con

$$\Delta = (\Omega_0^2 - \Omega^2 - 1)^2 + 4\Omega_0^2 = [(\Omega_0 - \Omega)^2 + 1][(\Omega_0 + \Omega)^2 + 1]$$

$$\Omega = \omega \tau \quad , \quad \Omega_0 = \omega_0 \tau \quad , \quad \Omega_M = \omega_M \tau$$

Se aconseja el empleo de esta notación, introducida en (3), debido a que tanto Ω como Ω_0 y Ω_M son variables sin dimensiones que caracterizan separadamente la ferrita y las condiciones de trabajo (campo aplicado y frecuencia) referidas a ella.

Se sabe también que, en imanación transversal, el tensor de Polder presenta dos valores propios relativos [1 y $\mu_e = (\mu^2 - \kappa^2) / \mu$] verificándose que:

a) las únicas ondas planas que pueden propagarse con permeabilidad 1 son aquellas cuyo campo magnético es paralelo a la dirección de imanación; por lo tanto, darán lugar a modos TM.

b) solo las pseudo-ondas planas cuyo campo magnético esté contenido en el plano perpendicular a la dirección de imanación, y cuyas componentes guarden la relación de pseudo-polarización elíptica:

$$H_y = -j \frac{\kappa}{\mu} H_x \quad (1-4)$$

podrán propagarse con permeabilidad μ_e : es decir, se tendrán modos TE, debiendo anotarse que la relación (1-4) presupone la adopción del eje y según la dirección de la propagación.

Se deduce entonces que, en el caso de imanación transversal, solo es interesante la solución del modo TE, dado que los modos TM no ponen de relieve el carácter anisótropo de la ferrita.

Si en la segunda ecuación de Maxwell para régimen sinusoidal

$$\text{rot } \vec{H} = j\omega \epsilon \vec{E} \quad \epsilon = \epsilon_0 \epsilon_f$$

imponemos las condiciones de modos TE con el campo eléctrico según z:

$$E_x = E_y = H_z = 0$$

se obtiene que:

$$\left(-\frac{\partial H_y}{\partial z}, \frac{\partial H_x}{\partial z}, \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) = (0, 0, j\omega \epsilon E_z)$$

de donde se deduce que no existe variación espacial con z, $\frac{\partial}{\partial z} = 0$, cosa que podemos expresar de dos formas:

- si aseguramos que no existe dicha variación, para lo cual bastará con trabajar con plaquetas de ferrita suficientemente delgadas y confinadas por planos metálicos perpendiculares al campo aplicado H_0 , solo tendremos, en imanación transversal, modos TE.
- y por otra parte, si aseguramos que el campo eléctrico está polarizado linealmente según el campo magnético aplicado, no necesitaremos la presencia de los planos metálicos, dado que la no variación con z está asegurada.

Operando con estas premisas sobre la ecuación de ondas:

$$\text{rot}(\text{rot } \vec{H}) = \omega^2 \epsilon \vec{\mu} \vec{H}$$

se obtiene:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} = -K^2 E_z$$

con:

$$K^2 = \omega^2 \epsilon \mu_0 \mu_e$$

con lo que las soluciones serán de la forma

$$E_z = E_0 e^{-jK_x x - jK_y y}$$

donde E_0 contiene la variación temporal, y K_x , K_y son las componentes del vector de ondas \vec{k} , según las direcciones x e y respectivamente.

Así, mediante la primera ecuación de Maxwell:

$$\text{rot } \vec{E} = -j\omega \mu \vec{H}$$

las componentes del campo magnético pueden expresarse en función de E_z :

$$\begin{aligned} H_x &= (K_y - j\frac{\sigma}{\omega \mu}) E_z / \omega \mu_0 \mu_e \\ H_y &= -(K_x + j\frac{\sigma}{\omega \mu}) E_z / \omega \mu_0 \mu_e \end{aligned} \quad (I-5)$$

que guardan la condición (I-4), si se considera una única onda propagándose en la dirección y .

Por otra parte, si calculamos el valor de la inducción magnética $\vec{B} = \mu \vec{H}$ para el caso de una onda que se propaga según la dirección y , obtenemos a través de (I-1) y (I-4)

$$\vec{B} = (\mu_0 H_x, 0, 0)$$

y aplicando la cuarta ecuación de Maxwell

$$\text{div } \vec{B} = 0$$

se deduce que en este caso $\frac{\partial H_x}{\partial x} = 0$ y por tanto

$$\text{div } \vec{H} = \frac{\partial H_x}{\partial x} \neq 0$$

Esta característica del campo magnético se cumple igualmente para una superposición de ondas TE (solución de un problema real en medio finito) aún cuando ya no se verifique (I-4), pues aplicando el tensor de Polder se obtiene:

$$\vec{B} = (\mu H_x - j\kappa H_y, j\kappa H_x + \mu H_y, 0)$$

y

$$\text{div } \vec{B} = \mu \left(\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} \right) - j\kappa \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) = 0$$

El primer paréntesis de esta expresión es $\text{div } \vec{H}$ y el segundo $(\text{rot } \vec{H})_z$, con lo que tendremos

$$\text{div } \vec{H} = j \frac{\kappa}{\mu} (\vec{K} \cdot \text{rot } \vec{H}) = \frac{\kappa}{\mu} \omega \epsilon E_z \neq 0$$

relación que establece la proporcionalidad entre la divergencia y el módulo del rotacional; el factor de proporcionalidad ($j\kappa/\mu$) es denominado por algunos autores factor de anisotropía de la ferrita.

2.- Discusión crítica de estudios anteriores

No son muy numerosos los artículos que, conteniendo estudios sobre la propagación en ferritas, tratan de justificar teóricamente el funcionamiento del aislador denominado de "modos de borde", o bien, que haciendo referencia a éstos, predigan la construcción de nuevos dispositivos, utilizando para su funcionamiento modos de características similares.

El primero de ellos, atendiendo a un orden cronológico, es el de Hines (4) que en cierta forma ha marcado la pauta a seguir por los demás, estableciendo una serie de premisas, que en general, todos han mantenido. Así, por ejemplo, ante la evidente dificultad de cálculo numérico que aparece al pretender realizar un tratamiento riguroso de las condiciones de contorno, se buscan geometrías particulares que pudieran permitir, mediante sucesivas aproximaciones obtener una justificación teórica de los dispositivos construídos; en el caso de Hines, se

trata de una estructura sobre línea triplaca representada en la figura I,1, la cual le permite suponer que en las partes no metalizadas de la ferrita (zonas II y III de la figura) el campo magnético de microondas es muy pequeño frente al existente en la zona central (I), y en consecuencia considera en ambos bordes de la metalización ($x=0$, $x=a$) sendos muros magnéticos, lo cual equivale a que las líneas de campo de \vec{B} no sean cerradas, apareciendo sobre dichos muros las consiguientes e imaginarias "cargas magnéticas". Sin embargo, da a entender en su artículo que no se trata de un muro "sobre \vec{B} ", valga la expresión, sino "sobre \vec{H} ", al decir que la divergencia de \vec{B} es nula, pero no lo es la de \vec{H} ; como ya se ha visto en el apartado anterior esto es cierto en imanación transversal para modos TE, por lo que las líneas de campo de \vec{H} , en tal caso, no son cerradas, y tienen por tanto, "manantiales" y "sumideros", pero que no pueden

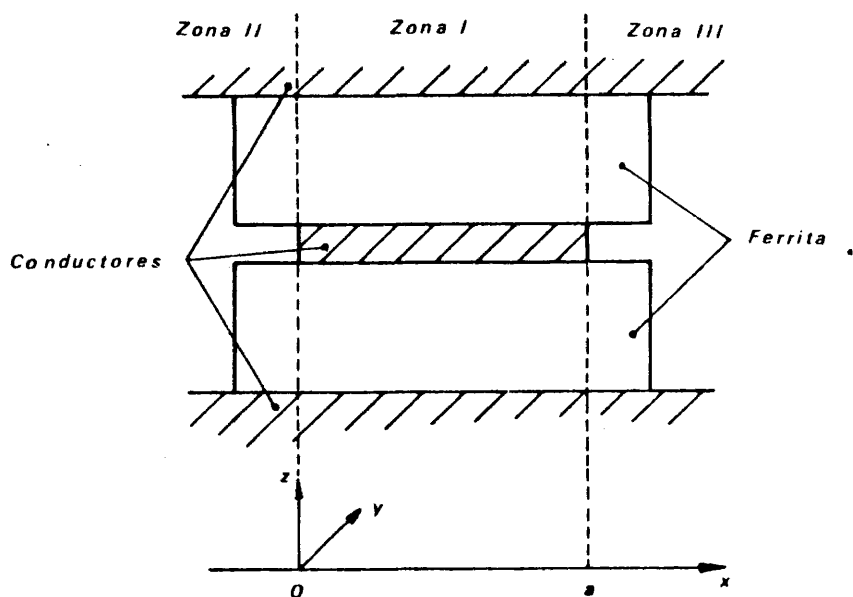


Fig. I,1 - Estructura cilíndrica sobre línea triplaca con dos muros magnéticos, propuesta por Hines

ser asimilados a cargas magnéticas reales, dado que su situación no es ni estática ni estacionaria, sino que evoluciona en función del espacio y del tiempo, siendo en consecuencia absurdo localizarlos sobre una geometría.

Existe un razonamiento, mucho más sencillo aún, con el que se elimina la idea de muro "sobre H" en el borde de la metalización: si se ha de cumplir que la divergencia de \vec{B} sea nula, sus líneas de campo serán cerradas, y en consecuencia existirán en las zonas II y III, y por pequeño que sea B , implicará la presencia de líneas \vec{H} , cosa que no es compatible con muros magnéticos en $x=0$ y $x=a$, que conlleven la anulación de \vec{H} al exterior de ellos.

Por otro lado, Hines admite que los modos de propagación en esta estructura son modos TE, pero supone que al aumentar la anchura de la metalización, la componente de \vec{H} según la dirección de propagación (H_y), tiende a cero, y en consecuencia considera que dichos modos TE serán quasi-TEM.

Ahora bien, si las componentes H_x , H_y para el caso de una única onda, están relacionadas entre sí según la expresión (I-4), no podemos anular, en principio, la componente y , sin anular la x , salvo en unos ciertos valores de campo aplicado y frecuencia, en que la ferrita pierda su carácter anisótropo; menos aún para una superposición de dichas ondas, que será la que nos dé la solución a nuestro problema real, al introducir las condiciones de contorno.

Supone además que la aproximación a modo TEM es válida no sólo con anchuras grandes, caso de un único muro magnético (una metalización semi-indefinida según x), sino también para el modo "dominante" (primer modo de volumen) en el caso de que la anchura sea finita.

Hechas estas aproximaciones, y mediante un tratamiento sin pérdidas, obtiene un modo de propagación TEM, libre de la dispersión, existente a todas las frecuencias, y ligado a un borde de la metalización, es decir a uno de los muros magnéticos. No obstante, advierte que los límites de utilización de dicho modo, vienen impuestos por la presencia de otros modos, tanto a frecuencias altas como a bajas, que aparecen en función de la anchura de la metalización.

En resumen, no es admisible teóricamente la idea del muro magnético por cuanto se ha dicho anteriormente, así como tampoco lo es el que se consideran como TEM a los modos que se propagan en un medio ferrimagnético imanado transversalmente, como se vió en el apartado anterior. Es nuestra opinión que estas dos particularidades, unidas a un tratamiento sin pérdidas, invalidan las conclusiones obtenidas por Hines.

De Santis, estudia en (5) la propagación ligada a un borde curvo, considerando los dos tipos de geometría cilíndrica posible, según que dicho borde practicado en la metalización sobre la ferrita, sea cóncavo o convexo (ver figura 1,2), y suponiendo que la ferrita es indefinida. Nótese que esta estructura no responde a una guía cilíndrica pero, en cambio, permite abordar más fácilmente situaciones resonantes y dispositivos de tipo circulador.

En primer lugar, de Santis asume la aproximación de Hines sobre modos TEM, lo que en este caso se traduce por la suposición de anulación de la componente del campo magnético tangencial al borde. Ante la dificultad de resolver las condiciones de contorno que plantea en coordenadas cilíndricas haciendo intervenir las funciones de Hankel y de Bessel, acepta la idea de "muro magnético" en el borde de la metalización, en este caso para $r=R$, remitiendo su justificación a la validez práctica de los resultados, sin entrar en su discusión teórica.

De esta forma, obtiene una propagación ligada al borde curvo, y que aparece cuando la permeabilidad es negativa, extendiéndose su zona de existencia hacia frecuencias más altas. Dice también que se excitan modos de volumen, que al coexistir con dicho "modo de borde" degradan la respuesta, justificando así la construcción del orificio central en el circulador que presenta en (6), para eliminar dichos modos de volumen (figura 1,3).

En consecuencia, consideramos correcto el planteamiento teórico en coordenadas cilíndricas pero no su desarrollo numérico, del cual podemos decir las mismas palabras que del de Hines, ya que introduce en él sus mismas premisas.

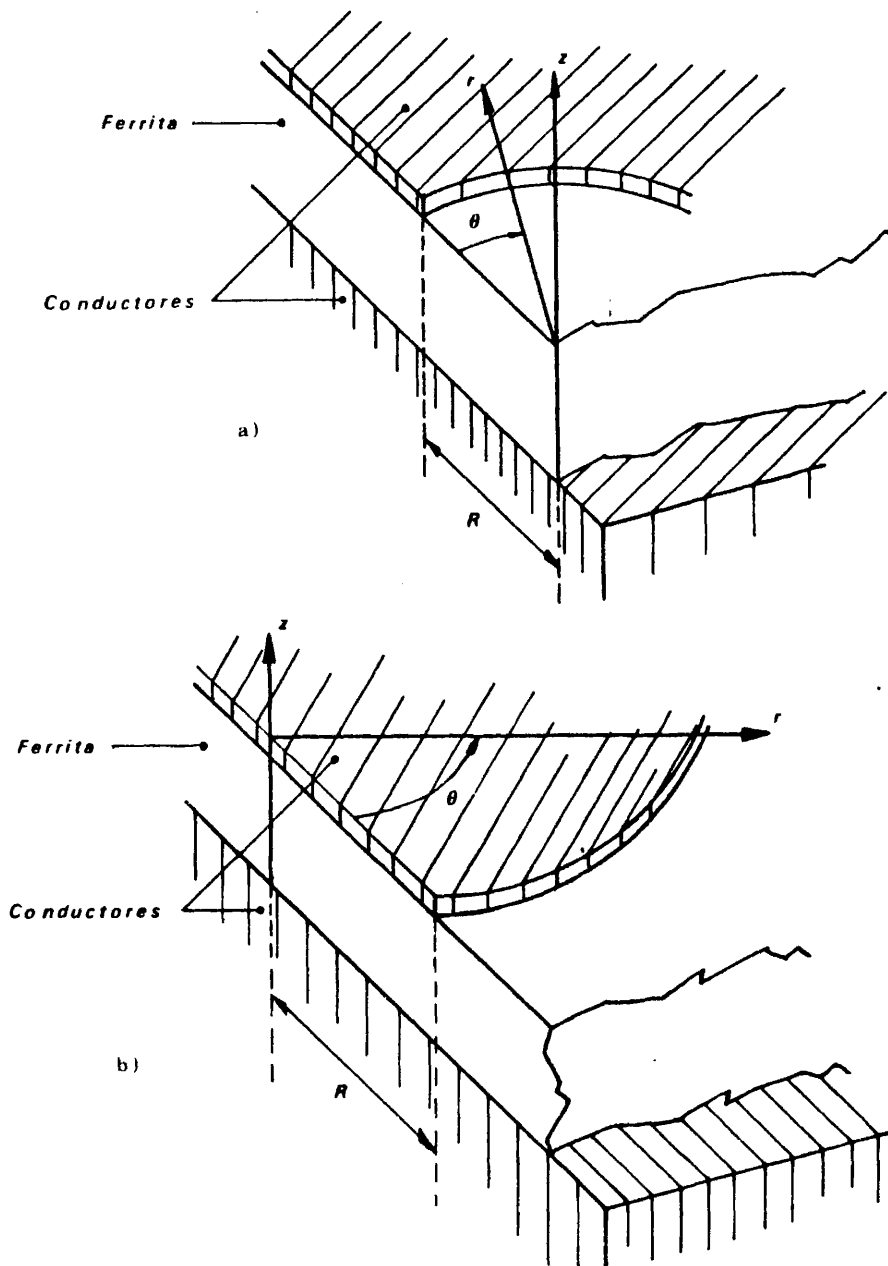


Fig. I,2 - Estructura no cilíndrica estudiada por de Santis:
a) borde cóncavo, b) borde convexo

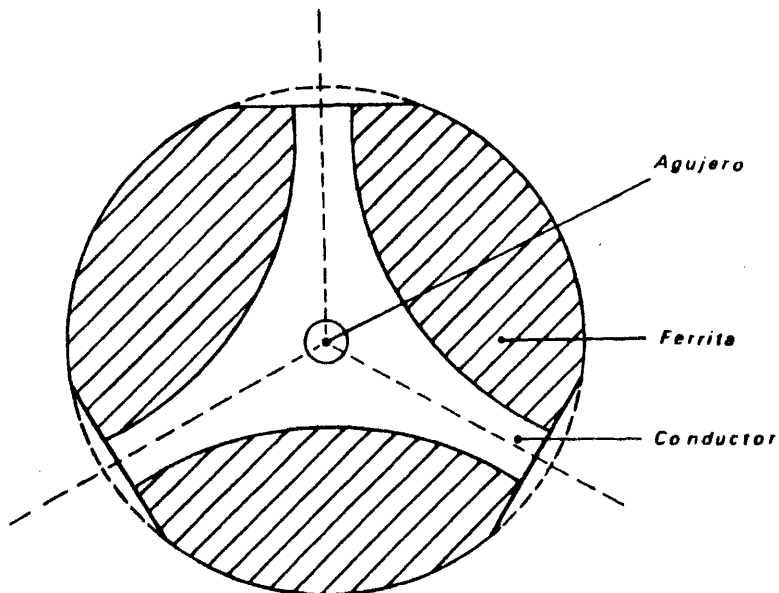


Fig. 1,3 - Esquema del circulator realizado por de Santis y Pucci

Como veremos a continuación, en los siguientes artículos se mantienen las ideas básicas de Mines, pretendiendo no obstante, perfeccionar su modelo, liberándolo de la hipótesis de muro magnético y sustituyéndolo por dioptrios de separación entre ferrita y dieléctrico. Ahora bien, debemos hacer constar que en todos los artículos revisados, los dieléctricos utilizados en la resolución numérica son, dadas sus características, dieléctricos irreales, o cuando menos anisótropos, con lo que se debería modificar el planteamiento general. En realidad, en estos trabajos se hace evolucionar arbitrariamente un parámetro hasta conseguir una aproximación al efecto que se pretende justificar, como por ejemplo, variar la impedancia del dieléctrico manteniendo constante el índice de refracción, llegándose a utilizar los pares de valores $\epsilon=100$, $\mu=0,01$ y $\epsilon=0,001$, $\mu=1000$ como sustitutos de muro eléctrico o magnético, respectivamente.

En (7) se estudia la estructura de un único dioptrio, considerando ambos medios, ferrita y dieléctrico, como semi-indefinidos según la dirección normal al dioptrio, y obteniendo, sin pérdidas, dos modos que allí se denominan dinámico y magnetostático.

En este artículo se empieza por lo tanto a hablar de modos de superficie, ligados a un dioptrio, y no a un borde de la metalización.

De acuerdo con lo indicado anteriormente sobre las constantes materiales de los dieléctricos estudiados en este artículo, solo el caso $\epsilon=\mu=1$ (vacío) puede considerarse como perteneciente a un medio real (aire). Por otro lado, haremos referencia a este artículo en capítulos posteriores, dado que planteamos ciertas discrepancias con él, tanto sobre la existencia de dichos modos como sobre su denominación.

Resumiendo, consideramos válido el planteamiento, pero no los resultados obtenidos, en virtud de la realización de un tratamiento sin pérdidas y del empleo de dieléctricos irreales, según ya se ha comentado.

En (8) se viene a realizar una extensión del caso anterior, al caso de dos dioptrios. Se coloca a la ferrita entre dos dieléctricos iguales, de las mismas características que en (7), y se analiza, por tanto, una estructura recíproca, pero al suponer que la presencia de un dieléctrico distinto, en el lado contrario al del dioptrio que canaliza la energía, no distorsiona fuertemente el campo, aplica sus conclusiones también a dispositivos no recíprocos.

En definitiva, se abandonan los "muros magnéticos" tal como fueron ideados por Hines, pero se sustituyen por otros "pseudo-muros magnéticos", creados en los dioptrios que limitan a la ferrita, mediante la presencia de dieléctricos irreales, obteniéndose así dos familias de modos de volumen en las dos zonas del diagrama de Brillouin en que $\mu'_e > 0$ y los dos modos ya mencionados en (7):

- el dinámico, que viene a ser el modo de Hines dado que su banda de existencia es muy ancha, y que llega a ser el primer modo de volumen a frecuencias altas.

- y el magnetostático, que presenta un polo cerca de la resonancia de la ferrita, en la zona de permeabilidad negativa, variando su situación según la expresión:

$$\omega_{\text{polo}} = \omega_0 + \frac{\omega_M}{1 + \mu_D}$$

En consecuencia, a las consideraciones ya dichas sobre el artículo anterior, debemos añadir la imposibilidad de sacar conclusiones sobre estructuras no recíprocas a partir del estudio de una estructura esencialmente recíproca.

Por otra parte, debemos hacer mención de la importancia que tiene el tratamiento de las pérdidas en cualquier estudio sobre medios ferrimagnéticos, máxime cuando es en la zona de permeabilidad negativa donde aparecen estos modos "extraños".

En (9) se considera el caso de una plaqueta de ferrita flanqueada de un lado, por un "muro magnético", situado en el borde de la metalización, (fig I,4) y de otro, por un medio disipativo de permitividad igual a la de la ferrita, y una permeabilidad de valor: $1 - j40$, conseguida con la misma ferrita, pero sin campo de polarización. Dejando aparte el gravísimo problema tecnológico de conseguir un campo magnético con variación espacial en almena, este valor de la permeabilidad permite situar el modo magnetostático a frecuencias más bajas aún que la primera familia de modos de volumen (en VHF).

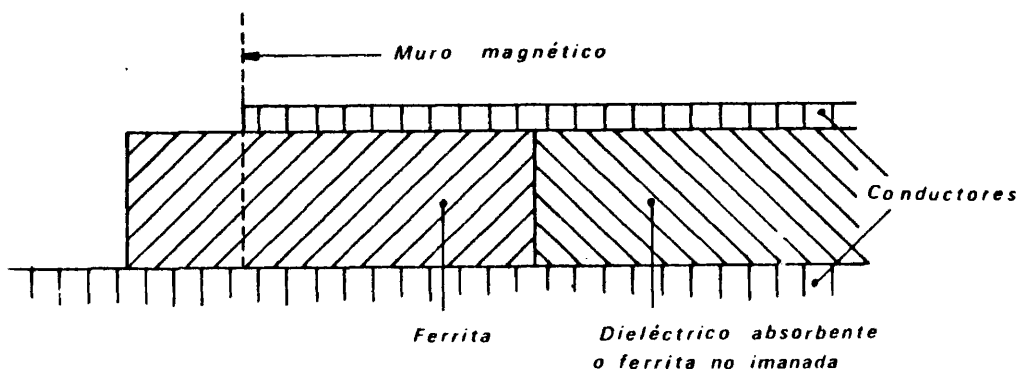


Fig. I,4 - Estructura cilíndrica estudiada por Courtois y otros.

De esta forma, aceptada ya la idea de propagación ligada a un dioptrio, se incluyen en el estudio teórico las pérdidas y el elemento disipativo introducido por Hines en la realización de su aislador. Si bien ya sobre una guía cilíndrica, siempre con la salvedad de que la estructura estudiada matemáticamente es realmente recíproca.

3.- Ecuaciones de dispersión

Como consecuencia de lo expuesto en los apartados anteriores, nuestro interés se centrará en estudiar (por supuesto, teniendo en cuenta las pérdidas) los modos TE de propagación guiados por una plaqueta de ferrita flanqueada por dos dieléctricos, en general distintos. Consideraremos, por lo tanto, dos dioptrios planos, paralelos al plano YZ de separación entre dieléctrico-ferrita y ferrita-dieléctrico, y que limitarán a la plaqueta según la dirección x, siendo la dirección de propagación el eje y (ver figura I,5).

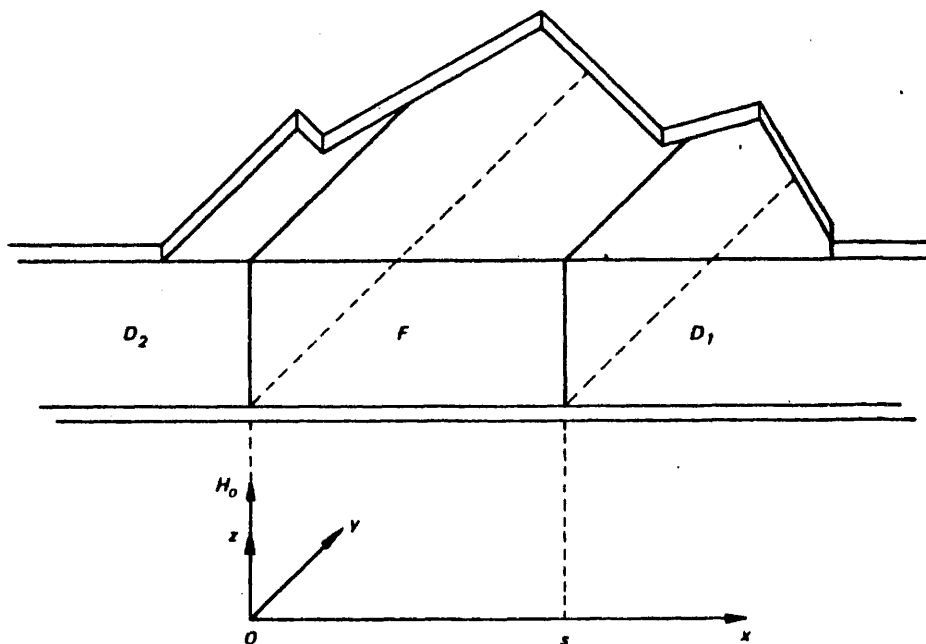


Fig. I,5 - Estructura cilíndrica de dos dioptrios
F- Ferrita D₁, D₂ - Dieléctricos

Los tres medios están confinados por planos metálicos perpendiculares al campo aplicado (dirección z), situados lo suficientemente próximos como para que no exista variación espacial respecto de z, y asegurar de esta forma, como ya se dijo en el apartado 1 de este capítulo, la existencia única de modos TE.

Tendremos, en estas condiciones, que la ferrita es un medio indefinido según la dirección y, y los dieléctricos lo son según x e y. Utilizando el procedimiento de compatibilidad de combinaciones de valores propios para encontrar las soluciones, deberemos considerar cuatro ondas:

- una en el dieléctrico de la derecha, caracterizada por $K_1 \bar{i} + K_y \bar{j}$
- dos en la ferrita, caracterizadas por $K_F \bar{i} + K_y \bar{j}$; $-K_F \bar{i} + K_y \bar{j}$
- y otra en el dieléctrico de la izquierda, caracterizada por $K_2 \bar{i} + K_y \bar{j}$

Imponiendo una misma K_y , común a todas las ondas, las condiciones de continuidad de los campos sobre los dioptrios, siguiendo el procedimiento indicado, son las siguientes:

$$\begin{aligned}
 x=0 & \begin{cases} E_{zF}(0) = E_{z2}(0) \\ H_{yF}(0) = H_{y2}(0) \end{cases} \\
 x=s & \begin{cases} E_{zF}(s) = E_{z1}(s) \\ H_{yF}(s) = H_{y1}(s) \end{cases}
 \end{aligned}$$

Expresando estas cuatro ecuaciones en función de las cuatro ondas, de amplitudes (incógnitas) A, B en la ferrita, C en el dieléctrico de la izquierda, y D en el dieléctrico de la derecha, se obtiene el sistema de ecuaciones lineal y homogéneo:

$$\left. \begin{aligned}
 E_{zF} A + E_{zF} B - E_{z2} C &= 0 \\
 H_{yF} A + H_{yF} B - H_{y2} C &= 0 \\
 E_{zF} e^{-iK_F s} A + E_{zF} e^{iK_F s} B - E_{z1} e^{-iK_1 s} D &= 0 \\
 H_{yF} e^{-iK_F s} A + H_{yF} e^{iK_F s} B - H_{y1} e^{-iK_1 s} D &= 0
 \end{aligned} \right\} \quad (1-6)$$

donde E_{zF} y H_{yF} están relacionadas por la segunda expresión de (I-5). En cuanto a los pares E_{z1} , H_{y1} y E_{z2} , H_{y2} ambos están relacionados por las expresiones de modos TE en dieléctricos homogéneos e isotrópos, de las que, tras imponer $\frac{\partial}{\partial z} = 0$, se obtiene:

$$\left. \begin{aligned} E_x = E_y = H_z = 0 \\ H_x = \frac{K_y}{\omega \mu_0 \mu_D} E_z \\ H_y = \frac{-K_x}{\omega \mu_0 \mu_D} E_z \end{aligned} \right\} \quad (I-7)$$

La carencia de variación espacial con z dentro de los dieléctricos hace necesaria la presencia de los planos metálicos en los dispositivos experimentales, aunque, como ya se vió en el primer apartado no fueran estrictamente necesarios sobre la ferrita.

Así pues, las soluciones no triviales del sistema (I-6) vendrán dadas por la anulación de su determinante de coeficientes, que tras la sustitución de (I-5) y (I-7), y división por E_{zF}^2 , E_{z1} y E_{z2} da lugar a:

$$\begin{vmatrix} 1 & 1 & -1 & 0 \\ -a - K_F & -a + K_F & b_2 & 0 \\ e^{-jK_F s} & e^{jK_F s} & 0 & -e^{-jK_1 s} \\ (-a - K_F) e^{-jK_F s} & (-a + K_F) e^{jK_F s} & 0 & b_1 e^{-jK_1 s} \end{vmatrix} = 0$$

donde: $a = (j\kappa/\mu)K_y$

$$b_i = (\mu_e/\mu_i) K_i \quad (i=1,2)$$

y operando en la igualdad anterior, se obtiene:

$$e^{-jK_F s} (a + K_F - b_1) (a - K_F - b_2) = e^{jK_F s} (a - K_F - b_1) (a + K_F - b_2) \quad (I-8)$$

ecuación que llamaremos "de continuidad", dado que se obtiene de imponer las condiciones de continuidad en los dioptrios, y que junto con las ecuaciones de dispersión de los medios libres:

$$\left. \begin{aligned} K_y^2 + K_F^2 &= \left(\frac{\omega^2}{c^2}\right) \epsilon_F \mu_e \\ K_y^2 + K_i^2 &= \left(\frac{\omega^2}{c^2}\right) \epsilon_i \mu_i \quad (i=1,2) \end{aligned} \right\} \quad (I-9)$$

forman un sistema de cuatro ecuaciones complejas, una de ellas trascendente, de cuyas soluciones solo serán válidas aquellas que verifiquen las siguientes condiciones:

1) en los límites, es decir: decrecimiento exponencial hacia el infinito en ambos dieléctricos, lo que significa:

$$(-1)^i \operatorname{Im}(K_i) > 0 \quad (i=1,2) \quad (I-10)$$

2) conservación de la energía, es decir: la propagación no puede significar un incremento de amplitud, lo cual se traduce en que los signos de la parte real e imaginaria de K_y han de ser distintos, o lo que es análogo:

$$\operatorname{Im}(K_y^2) < 0 \quad (I-11)$$

por lo que si llamamos α y β respectivamente a las partes real e imaginaria de K_F , las soluciones del sistema $\{(I-8), (I-9)\}$, representadas en el plano K_F , a frecuencia y campo aplicado fijos, tendrán una zona de existencia restringida a la situada entre las ramas de la hipérbola:

$$2\alpha\beta = \left(\frac{\omega^2}{c^2}\right) \operatorname{Im}(\epsilon_F \mu_e) \quad (I-12)$$

3) carencia de propagación transversal en el dieléctrico; es decir, que las partes real e imaginaria de K_i tengan el mismo signo, lo que equivale a:

$$\operatorname{Im}(K_i^2) > 0 \quad (i=1,2) \quad (I-13)$$

lo cual significa una nueva reducción de la zona de existencia establecida por la condición (I-11), ya que ahora queda limitada por la más restrictiva de las hipérbolas:

$$2 \alpha \beta = (\omega^2 / c^2) \operatorname{Im}(\epsilon_F \mu_e - \epsilon_i \mu_i) \quad (i=1,2) \quad (I-14)$$

las cuales son interiores a la definida por la ecuación (I-12), tal como se muestra en la figura I,6.

El límite más amplio corresponde al vacío como dieléctrico; en este caso la condición (I-14) coincide con (I-12).

Hacemos notar que, al evolucionar la frecuencia y el campo aplicado, las hipérbolas (I-14) pueden, para ciertos valores de ϵ_i , μ_i , confundirse con los ejes, quedando en ese momento la zona de existencia de la solución restringida a los cuadrantes 1º y 3º; para valores superiores de $\operatorname{Im}(\epsilon_i \mu_i)$ o inferiores de $\operatorname{Im}(\epsilon_F \mu_e)$ la hipérbola evoluciona en estos cuadrantes alejándose de los ejes, y en consecuencia, las posibles soluciones situadas en las proximidades de los ejes quedarán al corte.

Es importante resaltar las siguientes particularidades del sistema {(I-8), (I-9)}:

- sus soluciones, representadas en el plano K_F , presentan simetría respecto del origen, como puede comprobarse al sustituir K_F por $-K_F$ en (I-8)

- si los dieléctricos situados a ambos lados de la ferrita son iguales, la ecuación de continuidad (I-8) toma la forma:

$$e^{-jK_F z} [s^2 - (K_F - b)^2] = e^{jK_F z} [s^2 - (K_F + b)^2] \quad (I-15)$$

siendo $b = b_1 = -b_2$

por lo que las soluciones serán recíprocas, ya que en todas las ecuaciones del sistema K_y interviene solamente en potencia de segundo grado. Por lo tanto, solo estructuras con dieléctricos distintos podrán dar lugar a modos de propagación no recíprocos.

En otro orden de cosas, las soluciones del sistema {(I-8), (I-9)} pueden ser clasificadas en dos grandes grupos: modos de volumen y de superficie.

Son dos los criterios que se suelen seguir al hacer esta clasificación:

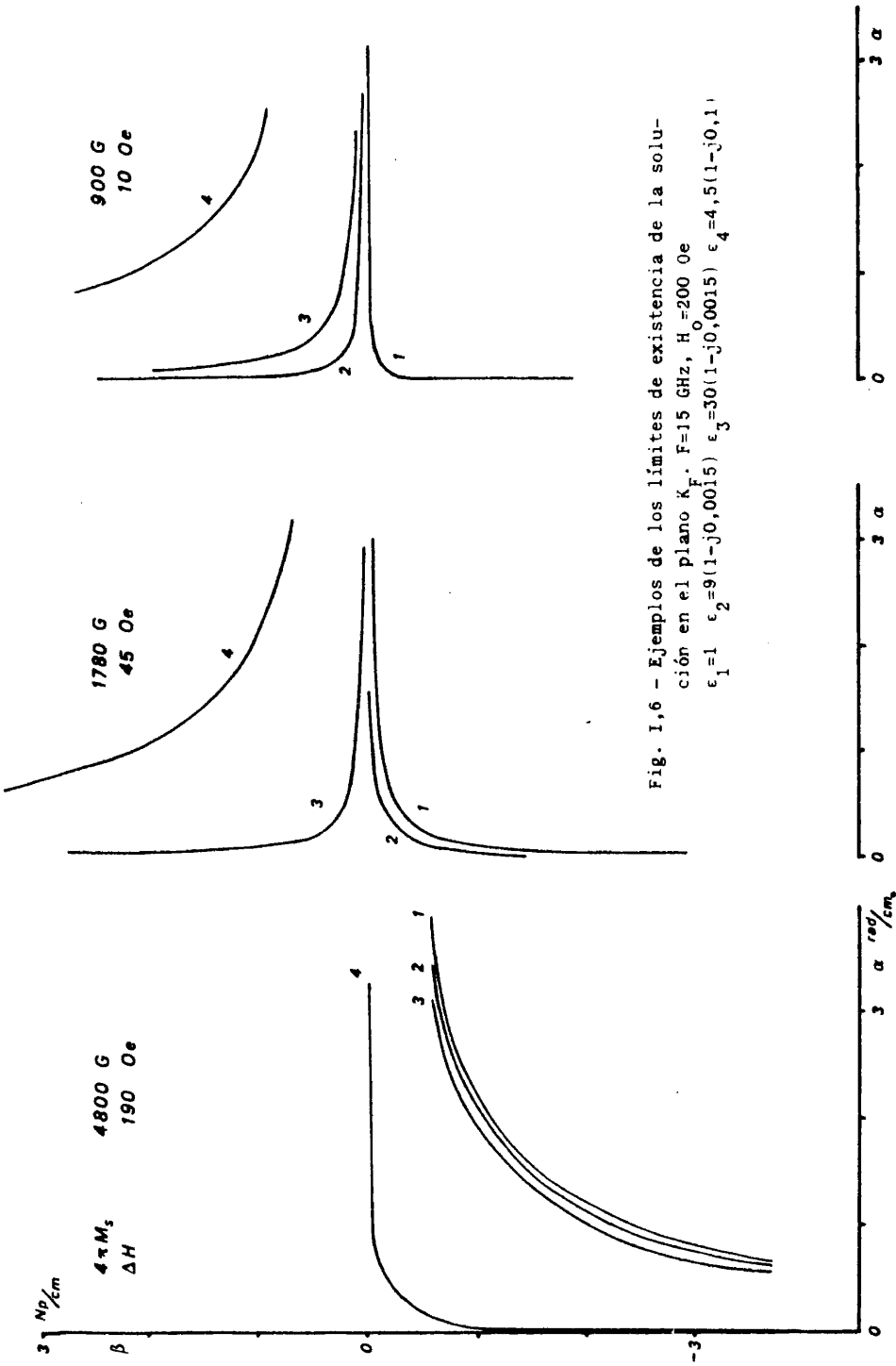


Fig. I,6 - Ejemplos de los límites de existencia de la solución en el plano K_F . $F=15$ GHz, $H_0=200$ Oe
 $\epsilon_1=1$ $\epsilon_2=9(1-j0,0015)$ $\epsilon_3=30(1-j0,0015)$ $\epsilon_4=4,5(1-j0,1)$

- El primero de ellos, atendiendo a su posición en el diagrama de Brillouin con respecto a las curvas (representadas en la figura I,7):

$$\eta_i = (\omega/c) \operatorname{Re}(\sqrt{\epsilon_i \mu_i}) \quad (i = \text{ferrita, dieléctrico})$$

ligadas, por lo tanto, a los índices de refracción de los medios.

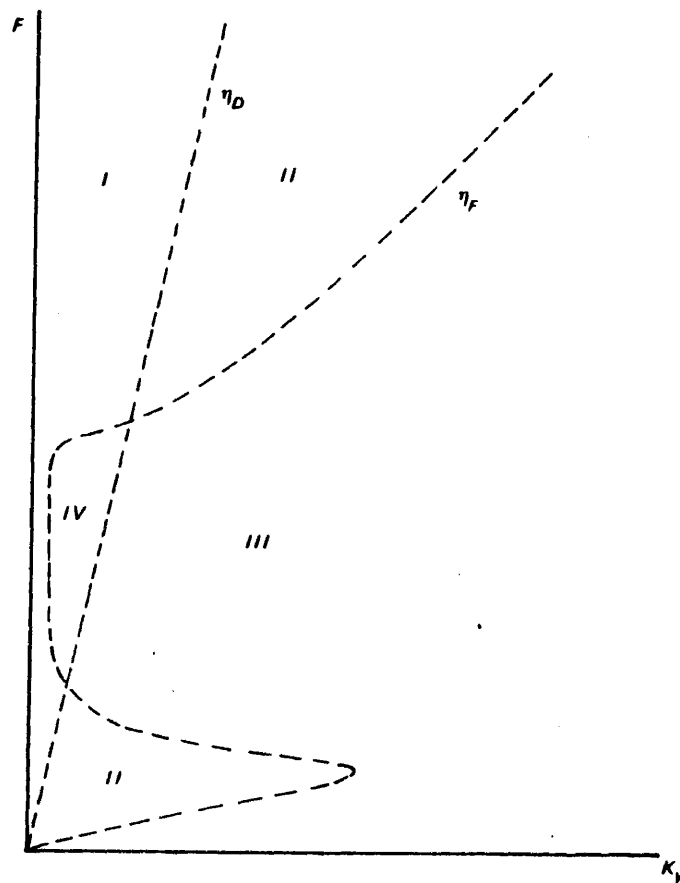


Fig. I,7 - Criterio de nomenclatura de modos en diagrama de Brillouin
Zonas I,IV - No válidas
Zona II - Volumen
Zona III - Superficie

Según este criterio, se llaman de volumen a los modos situados por encima de la curva correspondiente (ondas rápidas), y de superficie a los situados por debajo (ondas lentas). Así pues, en las distintas zonas, las soluciones serían del tipo:

- I) Volumen en el dieléctrico - volumen en la ferrita
- II) Superficie en el dieléctrico - volumen en la ferrita
- III) Superficie en el dieléctrico - superficie en la ferrita
- IV) Volumen en el dieléctrico - superficie en la ferrita

Como quiera que la condición (I-13) imposibilita la propagación de volumen en los dieléctricos, el criterio puede simplificarse al más simple:

- II) Volumen
- III) Superficie

Por tanto, las soluciones situadas en la zona III serán ondas lentas tanto respecto de la ferrita como del dieléctrico, y si existen, la energía se canalizará según uno de los dioptrios.

Este criterio es el generalmente adoptado cuando no se tienen en cuenta las pérdidas.

- Por el segundo de los criterios, dado que al considerar pérdidas se trabaja con valores complejos, se puede utilizar la idea de propagación transversal contenida en la desigualdad de signos entre la parte real y la parte imaginaria de la constante de propagación en la ferrita según la dirección x (K_F). Es decir: tendremos modo de volumen si

$$\text{signo } (\alpha) \neq \text{signo } (\beta)$$

y modo de superficie si

$$\text{signo } (\alpha) = \text{signo } (\beta)$$

Esto significa que si representamos las soluciones en el plano K_F , las situadas en el 4º (o 2º) cuadrante serán de tipo volumen, y las de superficie estarán en el 1º (o 3º).

Ahora bien, es claro que una solución situada en el eje real es típica de volumen, dado que no presenta atenuación, y la situada en el imaginario lo será de superficie, al no tener variación periódica. Nosotros llamaremos a partir de ahora, a estas soluciones situadas en los ejes, modos puros, de volumen o de superficie cuando se localicen, respectivamente, sobre el eje real o sobre el imaginario.

En consecuencia, es obvio que este criterio nos llevaría a la incongruencia de llamar "de volumen" a una posible solución situada en el 4º (o 2º) cuadrante en las proximidades del eje imaginario, y que por lo tanto es típica de superficie.

Por esta razón, hemos creído conveniente adoptar el criterio representado en la fig. 1,8, y según el cual llamaremos:

- zona de superficie (S) a la situada en el 1er cuadrante (o 3º) en las proximidades del eje imaginario.

- zona de volumen (V) a la situada en las inmediaciones (y a ambos lados) del eje real.

- zona de "volumen con desplazamiento de campo" (VD), a la situada en el 2º (o 4º) cuadrante en las proximidades del eje imaginario.

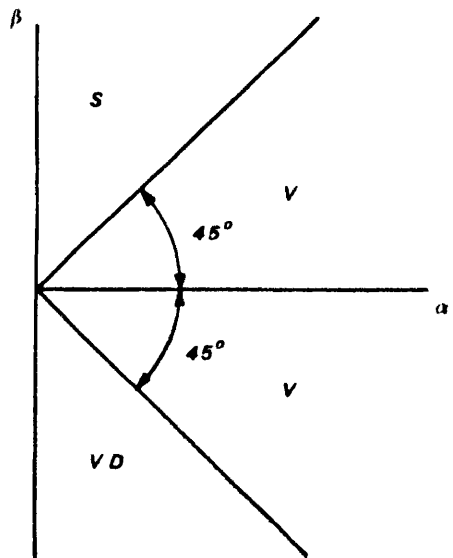


Fig. 1,8 - Criterio de nomenclatura de modos en plano K_F
S - Superficie
V - Volumen
VD - Volumen con desplazamiento de campo

Este criterio coincide casi totalmente con el representado en la figura I,7; las únicas discrepancias con él son: la denominación de "volumen con desplazamiento de campo", justificada por el hecho de existir una propagación de volumen, aunque muy ligada a un dioptrio, y de ahí la idea de "desplazamiento" hacia él; y por otro lado, la situación de los límites de la zona de volumen que, arbitrariamente, hemos elegido sobre las bisectrices del 1º y 4º cuadrantes ($\alpha = \pm\beta$) aunque consecuentemente con el hecho de que la situación en zona de volumen viene dada por el predominio de la parte real sobre la imaginaria, y al contrario para la zona de superficie.

Es pues muy importante conocer las condiciones para las cuales la hipérbola dada por la condición (I-13) cruza los ejes, y en las que, como consecuencia, las soluciones puras tanto de volumen como de superficie quedan al corte.

De (I-14) se deduce que dicho cruce se realizará cuando las pérdidas en la ferrita sean iguales a las del dieléctrico, es decir:

$$\text{Im}(\epsilon_f \mu_e) = \text{Im}(\epsilon_i \mu_i) \quad (i=1,2)$$

punto que puede localizarse fácilmente si representamos la parte imaginaria de los números de onda de los medios libres en función de la frecuencia (figura I,9).

En dicha figura se observa que para las ferritas dicha curva presenta una asíntota oblicua (μ_e tiende a 1 cuando la frecuencia tiende a ∞); luego existirán dieléctricos poco disipativos, para los cuales su representación en la figura I,9, (línea recta), no corta a la de la ferrita, y por lo tanto esta estructura podrá propagar modos puros a cualquier frecuencia; por supuesto, siempre dentro del límite de validez del tensor de Polder, con el modelo de amortiguamiento de Landau-Lifshitz.

Por el contrario, para los absorbentes existe un valor de frecuencia, por encima del cual podemos asegurar que las soluciones próximas a los ejes del plano K_f , tanto de volumen como de superficie, estarán al corte.

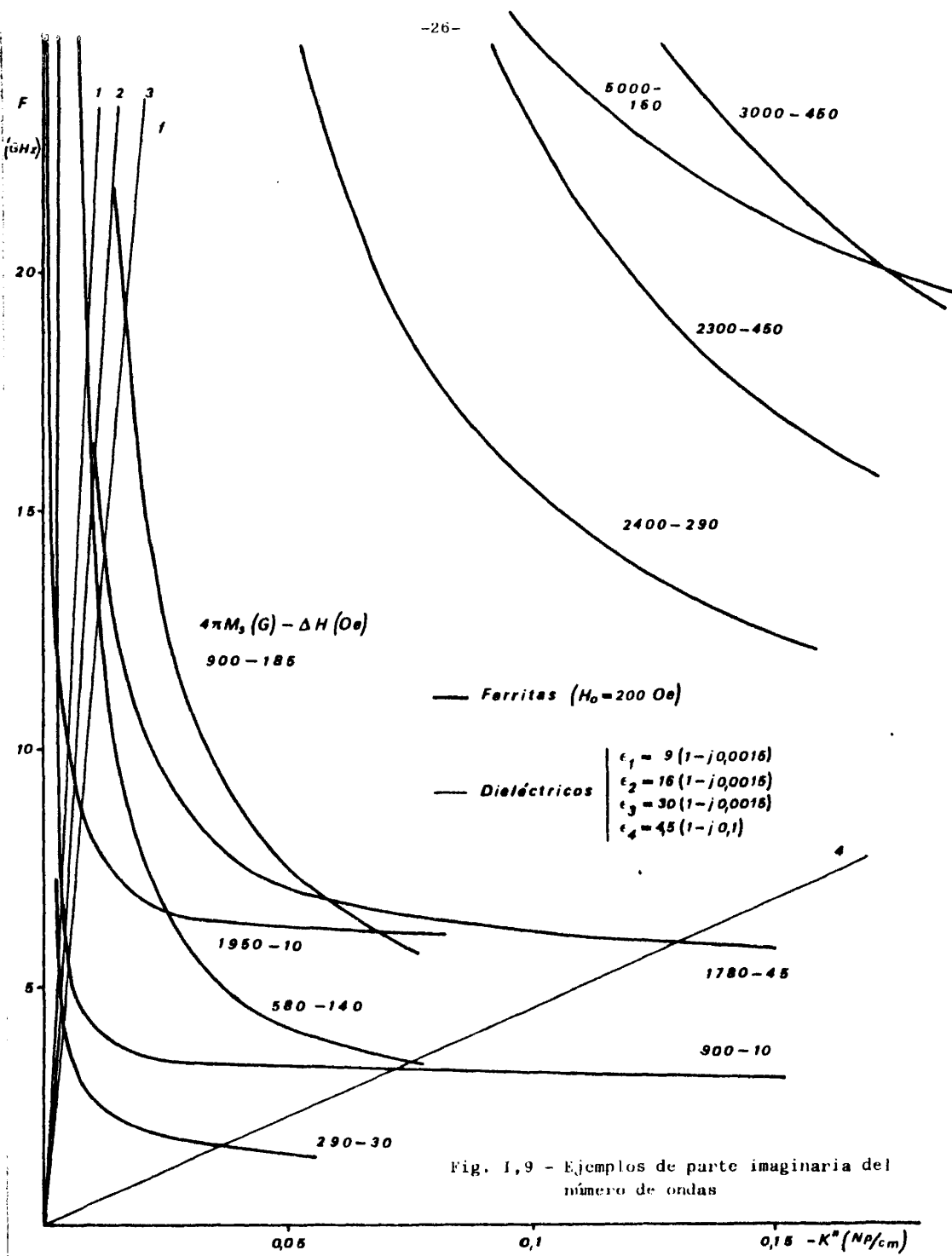
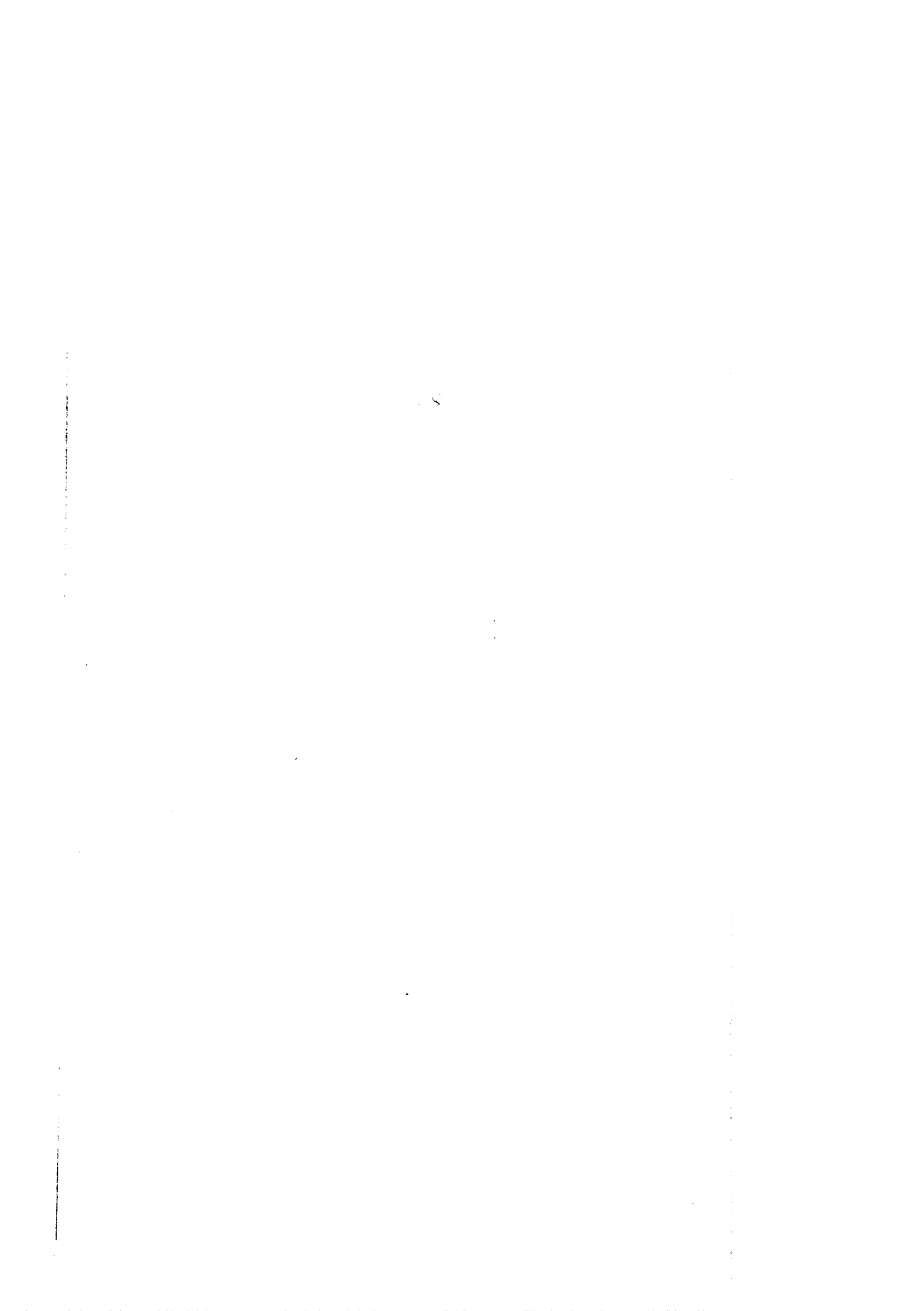


Fig. 1,9 - Ejemplos de parte imaginaria del número de ondas

4.- Bibliografía

- (1). LAX, B. and BUTTON, K.J. - "Microwave ferrites and ferrimagnetics".
Mc. Graw Hill, 1962.
- (2). FONTECHA, J.L. y MARTIN PASCUAL, C.M. - "Ferritas en microondas".
C.S.I.C., 1979.
- (3). MARTIN PASCUAL, C.M. - "Circulación en dispositivos de estructura en
malla". Tesis doctoral. Universidad Complutense, 1976.
- (4). HINES, M.E. - "Reciprocal and non reciprocal modes of propagation in
ferrite stripline and microstrip devices". IEEE, MTT, Vol. MTT-19,
nº 5, may 1971, pag. 442.
- (5). DE SANTIS, P. - "Edge-guided modes in ferrite microstrip with curved
edges". Appl. Phys. 4, 167-174 (1974).
- (6). DE SANTIS, P. and PUCCI, F. - "Novel type of M.I.C. symmetrical 3-
port circulator". Electr. Letters 8, 12 (1972).
- (7). COURTOIS, L., DECLERCQ, G. and PEURICHARD, M. - "On the non-recipro-
cal aspect of giromagnetic surface waves". AIP Conference Procee-
dings nº 5, Part. 2, Magnetism and Magnetic Materials, pags. 1541-
45, 1971.
- (8). COURTOIS, L., CHIRON, B. et FORTERRE, G. - "Propagation dans une lame
de ferrite aimantée, application à de nouveaux dispositifs non ré-
ciproques à large bande". Câbles et Transmission nº 4, Oct. 1973,
pags. 416-435.
- (9). COURTOIS, L, BERNARD, N., CHIRON, B. and FORTERRE, G. - "A new edge
mode isolator in the V.H.F. range". Proc. 1974, IEEE S-MTT Int.
Microwave Symp. (Atlanta, Ga.), Paper 16-3.



Capítulo II

SOLUCION NUMERICA DE LAS ECUACIONES DE DISPERSION

1.- Consideraciones generales

Como vimos en el capítulo anterior, al plantear la estructura de dos dioptrios se obtiene un sistema de ecuaciones dado por (I-8) y (I-9), al que se le imponen las condiciones (I-10), (I-11) y (I-13). Es evidente que este sistema no tiene solución analítica, por lo cual se hace indispensable un tratamiento por cálculo numérico.

Al ser las ecuaciones (I-9) las relaciones de dispersión propias de los medios libres, las proyecciones sobre los ejes de las constantes de propagación se podrán expresar en función de una sola, y eligiendo a K_F como variable independiente, escribiremos dicho sistema en la forma:

$$e^{-2jK_F s} = \frac{(a + K_F - b_2)(a - K_F - b_1)}{(a - K_F - b_2)(a + K_F - b_1)} \quad \left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} \text{(II-1)}$$

$$K_y^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_F \mu_0 - K_F^2$$

$$K_i^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_i \mu_i - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_F \mu_0 + K_F^2 \quad (i = 1, 2)$$

Tendremos entonces que:

- la exponencial queda aislada en un único término, que solo depende de K_F y de la anchura de la plaqueta s , variable, ésta, que no aparece en ningún otro término.

- no se introducen soluciones nuevas en la primera de las ecuaciones, sino únicamente polos: los ceros de $(a + K_F - b_1)$ y de $(a - K_F - b_2)$.

La elección de K_F como variable independiente viene recomendada por la obtención de las siguientes ventajas:

- Las condiciones (I-11) y (I-13), como ya vimos en el capítulo anterior, vienen representadas por sendas hipérbolas en el plano complejo K_F , lo que nos permitirá utilizar dicho plano como mesa de trabajo para la búsqueda de modos.

- Los modos, una vez localizados, pueden ser catalogados con arreglo al criterio establecido en la fig. I,8, lo que confiere a la variable K_F un carácter predominante sobre las otras componentes de las constantes de propagación.

- La primera de las ecuaciones (II-1) presenta una estructura altamente funcional a la hora de realizar un algoritmo de cálculo numérico. En efecto, la influencia de s queda limitada a un término de muy rápida evaluación, con lo que la resolución del sistema (II-1) se reduce a la comparación de este término con otro independiente de s , y en el que podrá estar implícito el cumplimiento de las otras ecuaciones del sistema.

- La obtención del valor de K_F como primera característica de un modo, permite hacerse de inmediato una idea bastante aproximada de la estructura del campo eléctrico sobre la sección transversal de la guía.

No obstante, no se debe olvidar que las otras dos variables afectan a características fundamentales de la propagación:

- K_y determina unívocamente la longitud de onda y la atenuación del modo.
- Las constantes $K_i (i=1,2)$ a través de la condición (I-12), determinan cuando una solución hallada no es admisible por implicar una propagación transversal.

Debido a la complejidad del tratamiento por cálculo numérico del sistema (II-1), se pusieron en marcha otros dos procedimientos que, si bien solo permiten obtener soluciones particulares, han cumplido un importante cometido en cuanto a la localización previa de soluciones y a la reducción de los tiempos de cálculo necesarios por el procedimiento general.

Así pues, expondremos tres métodos de resolución del problema:

- Método de perturbaciones

Se basa en la idea de resolver como caso más sencillo el de un único dioptrio, pensando que algunas de las soluciones guiadas por la estructura de dos dioptrios coincidirán, salvo una perturbación, con las soluciones de la estructura de un dioptrio. Naturalmente, estas soluciones serán del tipo de modos superficiales con fuertes decaimientos de las amplitudes del campo al alejarse del dioptrio, lo que permite suponer que la presencia del segundo dioptrio alterará solo levemente la configuración de campos de la solución.

- Modos puros

Consiste en la obtención de aquellas soluciones en las que la incógnita K_F pierda (por anulación) una de sus componentes, real o imaginaria. Ello resulta, como veremos más adelante, en una solución analítica, aunque ésta sea muy complicada. Naturalmente, es posible que estas soluciones solo lo sean desde el punto de vista matemático; es decir, que incumplan alguna de las condiciones (I-10) a (I-13), pero en cualquier caso, al igual que las del procedimiento anterior, estas soluciones servirán como valores de prueba en el procedimiento general.

- Procedimiento general

La solución es buscada por diversos métodos de prueba y error sobre la evolución de los diferentes parámetros, siguiendo un algoritmo construido sobre el esquema antes indicado.

2.- Método de perturbaciones

De acuerdo con lo anteriormente expuesto, comenzaremos por considerar un dioptrio plano situado en el plano YZ de separación entre dos medios (ferrita y dieléctrico) confinados según la dirección z por planos metálicos tal como muestra la figura II,1; la estructura está sometida a un campo magné-

tico aplicado según la dirección z , y considerando el eje y como dirección de propagación, la ferrita se sitúa a la izquierda del dioptrio y el dieléctrico a la derecha.

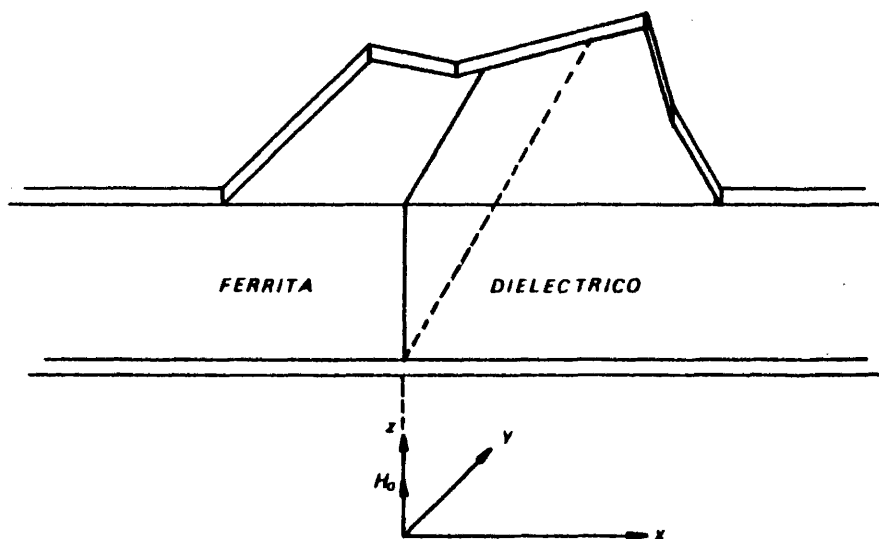


Fig. II,1 - Estructura cilíndrica de un dioptrio

Evidentemente, las soluciones pueden ser no recíprocas, en cuyo caso, una inversión del campo aplicado, o un intercambio de posición entre ferrita y dieléctrico, equivaldrá a la inversión del sentido de propagación.

Para el planteamiento de las condiciones de continuidad de los campos sobre el dioptrio, al no haber reflexiones por suponer medios semi-indefinidos según la dirección x , consideraremos únicamente dos ondas: una en la ferrita, caracterizada por K_y , K_F , y de amplitud A , y otra en el dieléctrico, caracterizada por K_y , K_D y de amplitud B . Estas ondas tienen, por supuesto, la misma estructura de modos TE que la indicada en el capítulo I, dada por las expresiones (I-5) en la ferrita y (I-7) en el dieléctrico.

Imponiendo una misma K_y a ambas ondas, las condiciones de continuidad forman un sistema lineal y homogéneo de ecuaciones:

$$\left. \begin{aligned} \frac{K_F - j \frac{\kappa}{\mu} K_Y}{\omega \mu_0} A + K_D B = 0 \\ A - \omega \mu_0 B = 0 \end{aligned} \right\}$$

Anulando el determinante de coeficientes para que el sistema tenga solución distinta de la trivial, se obtiene la ecuación de continuidad:

$$a + K_F - b = 0 \quad (\text{II-2})$$

donde a y b tienen la misma definición que en (II,1). Esta ecuación, junto con las relaciones de dispersión propias de los medios libres (I-9), forma un sistema completo de ecuaciones, a cuyas soluciones matemáticas habrá que imponer las siguientes condiciones físicas:

1) de límite en el dieléctrico; es decir, con decrecimiento exponencial al alejarnos del dioptrio, que teniendo en cuenta el sistema de coordenadas adoptado, se traduce en:

$$\text{Im}(K_D) < 0 \quad (\text{II-3})$$

2) de límite en la ferrita; que, análogamente al caso anterior, se traduce en:

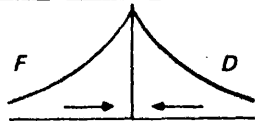
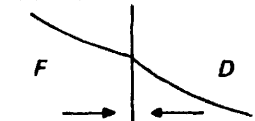

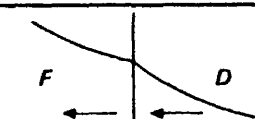
$$\text{Im}(K_F) > 0 \quad (\text{II-4})$$

3) ausencia de propagación transversal; equivalente a un confinamiento de energía sobre el dioptrio que, con el criterio de signos adoptado, se traduce en:

$$\text{Re}(K_F) > 0 \quad (\text{II-5})$$

$$\text{Re}(K_D) < 0 \quad (\text{II-6})$$

Dado que nuestro objetivo final es el empleo de las soluciones del sistema {(II-2) y (I-9)}, como valores de prueba en (II-1), buscaremos también aquellas soluciones matemáticas, carentes de sentido físico en esta estructura, pero que pueden dar lugar, por perturbación, a modos de volumen en la ferrita confinada por dos dioptrios. Esto equivale a no considerar como excluyentes las condiciones (II-4) y (II-5), sino que las utilizaremos para clasificar las res-

TIPO DE SOLUCION	ESTRUCTURA DE CAMPO ^(*)	K_F	
		Re	Im
Superficie 1 dioptrio S1D		+	+
Volumen V		+	-
Volumen V		-	+
Superficie 2 dioptrio S2D		-	-

(*) las flechas indican el sentido de la componente transversal del vector de ondas en cada medio

Fig. II,2 - Cuadro de soluciones tenidas en cuenta en la estructura de un dioptrio ($\text{Re}(K_D), \text{Im}(K_D) < 0$).

puestas según el cuadro indicado en la figura II,2; en consecuencia, guardaremos todas aquellas soluciones matemáticas de (II-2) que verifiquen las condiciones (II-3) y (II-6).

De acuerdo con la figura indicada, serán posibles tres tipos de soluciones:

- Solución en un dioptrio (S1D)

Esta solución es, evidentemente, la única cuya existencia física es posible en una estructura de un único dioptrio y de ahí su nombre. Puede verse un estudio detallado de este modo en (1).

Si efectivamente, la presencia de un segundo dioptrio solo implica una perturbación de la respuesta, una solución matemática de este tipo dará lugar a un modo ligado al dioptrio de la derecha, en la estructura de dos dioptrios representada en la figura I,5.

- Volumen (V)

Este tipo de solución matemática admite las dos interpretaciones ya señaladas en el cuadro de la figura II,2 y que al indicar una propagación oblicua (una hacia el dioptrio, otra alejándose de él) pudieran significar, tras la correspondiente perturbación, sendas propagaciones de volumen.

- Superficie sobre el segundo dioptrio (S2D).

Llamaremos de esta forma a la solución matemática, cuya perturbación pudiera dar lugar a una solución en dos dioptrios, de las mismas características que la obtenida por perturbación de "S1D", pero ligada ahora al otro dioptrio.

Por lo que concierne al desarrollo del método, el sistema formado por (II-2) y (I-9) puede reducirse a una bicuadrada, por eliminación de K_F y K_D , obteniéndose:

$$R K_V^4 + S K_V^2 + T = 0$$

donde los coeficientes son:

$$R = A^2 - C^2$$

$$S = C^2 \frac{\omega^2}{c^2} (\epsilon_D \mu_D + \epsilon_F \mu_F) - 2 AB$$

$$T = B^2 - C^2 \frac{\omega^4}{c^4} \epsilon_F \mu_F \epsilon_D \mu_D$$

con:

$$A = \frac{C \mu_D}{2 \mu} + 1$$

$$B = \frac{\omega^2}{c^2} \left(\epsilon_D + \epsilon_F \frac{C}{2} \right) \mu_D$$

$$C = 2 \frac{\mu_D}{\mu_F}$$

Las posibles soluciones espurias introducidas al elevar al cuadrado (II-2) deberán ser eliminadas por comprobación sobre ella misma (la de menor grado del sistema), disponiéndose también de la aplicación de la condición (II-4) que reduce la comprobación a la mitad de los casos, eliminando todos aquellos que no pueden ser ni solución de la estructura de un dioptrio ni valores de prueba para la estructura de dos.

Para el estudio sistemático de la respuesta hemos agrupado los parámetros, de los que dependen los coeficientes de la bicuadrada, en tres grupos:

- parámetros de la ferrita: $4\pi M_s, \Delta H, g, \epsilon_F$
- parámetros del dieléctrico: ϵ_D, μ_D
- parámetros de trabajo: F, H_0

Con objeto de presentar la respuesta en un diagrama de Brillouin, nuestros cálculos se han realizado fijando el valor de H_0 y barriendo en frecuencia; el resto de los parámetros, tanto de dieléctricos como de ferritas, han sido tomados de los catálogos suministrados por los fabricantes.

Los correspondientes cálculos numéricos se han realizado sobre un ordenador IBM 360-44, programado en Fortran.

En las figuras II,3 y II,4, presentamos todas las soluciones obtenidas, que pueden enmarcarse en tres familias denominadas A, B y C. La figura II,3 corresponde a su situación en el diagrama de Brillouin y la figura II,4 al plano K_F , donde se ha incluido también la variación con el parámetro ϵ_D .

Todas poseen, como característica común, una dirección privilegiada de propagación, como era lógico esperar de una estructura no recíproca; es importante hacer notar que al variar la frecuencia varían su tipo de clasificación en el cuadro de la fig. II,2, según se observa claramente en la fig. II,4.

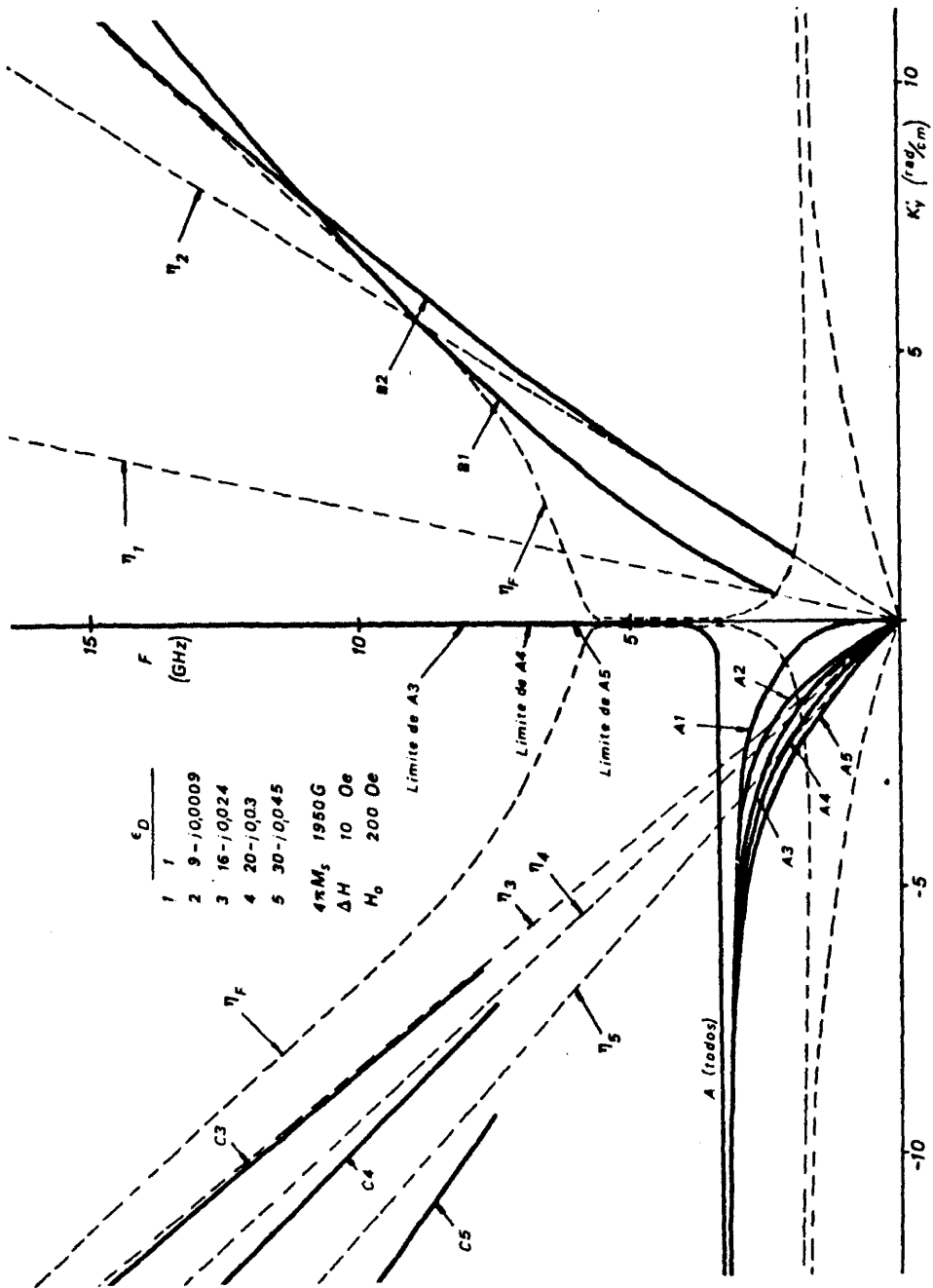


Fig. II,3 - Diagrama de Brillouin de la estructura de un dioptrio

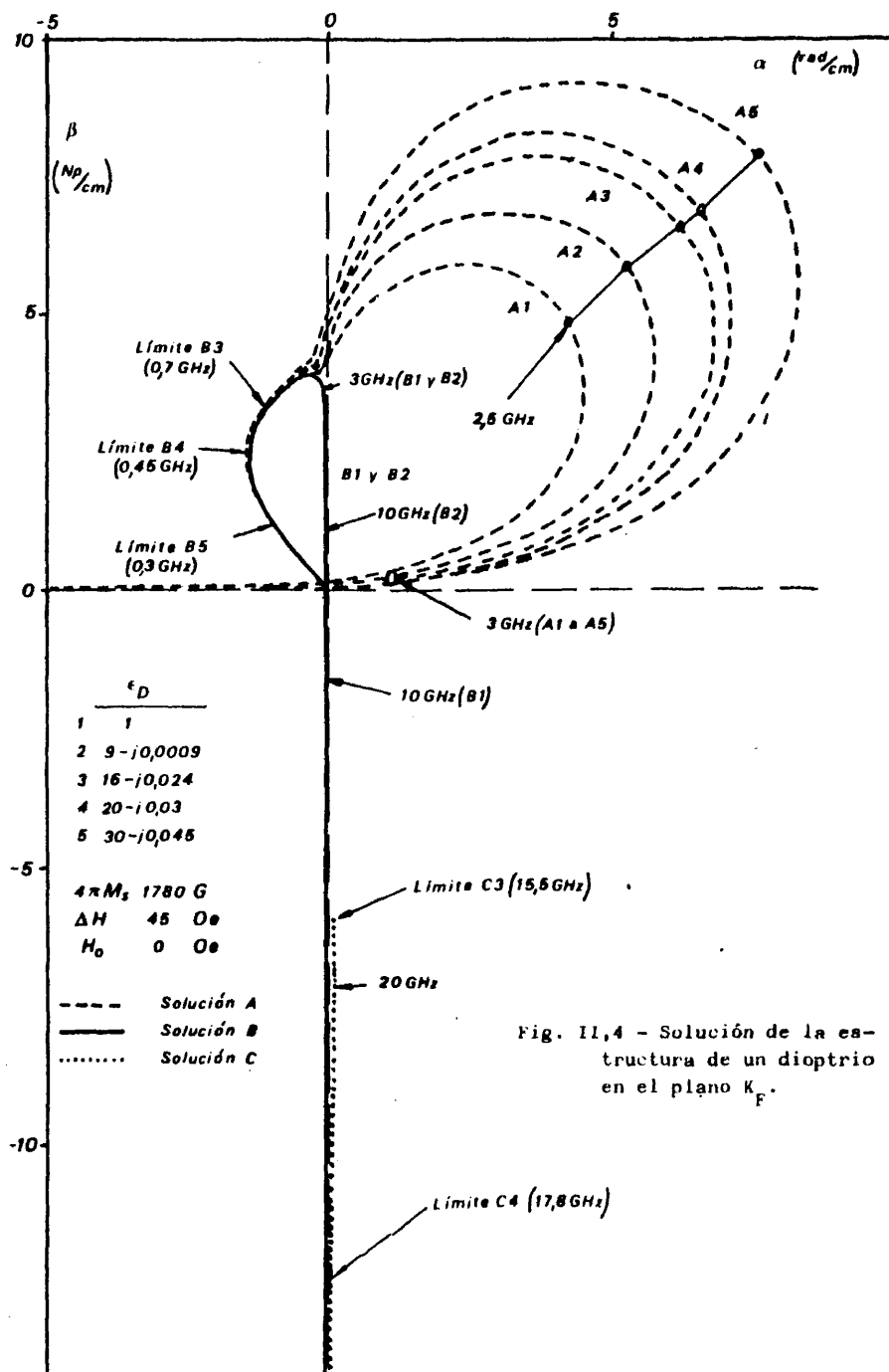


Fig. 11,4 - Solución de la estructura de un dioptro en el plano K_F .

Veamos ahora los tres tipos de soluciones por separado:

Solución A

Sus características más importantes son:

- Se propaga hacia las y negativas (sistema de coordenadas en fig. II,1).
- Presenta una "resonancia" en la zona de permeabilidad negativa de la ferrita, según puede apreciarse en la fig. II,3 y que se corresponde con el lóbulo situado en el primer cuadrante de la fig. II,4 siendo por lo tanto en dicha zona de tipo S1D.
- Al alejarnos de la resonancia, tanto hacia frecuencias altas como hacia bajas, pasa a ser de tipo V, pudiendo a continuación ser de tipo S2D para valores altos del campo aplicado. El límite superior de la zona de existencia depende de tanto del campo aplicado como de las pérdidas del dieléctrico.

En la figura II,5 se presenta la evolución de la zona de existencia física de esta solución (cuando es de tipo S1D) en función de la ferrita, del dieléctrico y del campo aplicado, observándose que dicha zona contiene siempre la resonancia de la solución. En la figura II,6 se presenta la evolución de dicha solución en el plano complejo k_y en función del campo aplicado, deduciéndose de ella que solo se puede poner de manifiesto como tal modo, en una estructura de un dioptrio, en márgenes de frecuencia muy estrechos (para valores pequeños de k_y''), ya que a poco que se separe la solución del eje real, las pérdidas son muy fuertes con lo que no se podrá observar propagación.

La importancia de esta solución reside evidentemente en la zona de frecuencia inferior a su resonancia, por lo que señalamos las siguientes particularidades de este punto, entendido como la frecuencia para la que se obtiene el valor máximo de k_y' en el diagrama de Brillouin (fig. II,3):

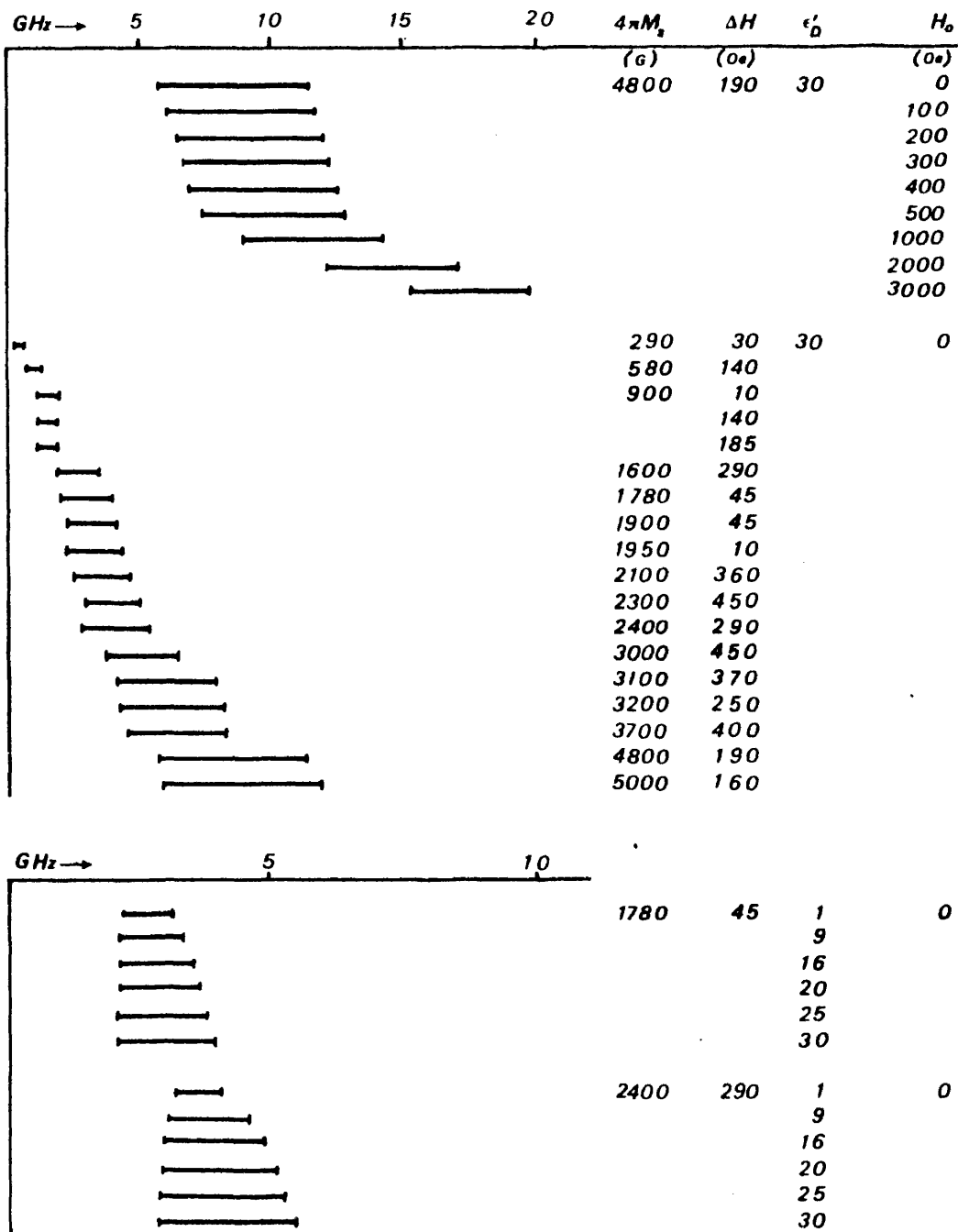


Fig. II,5 - Zonas de existencia de la solución SID

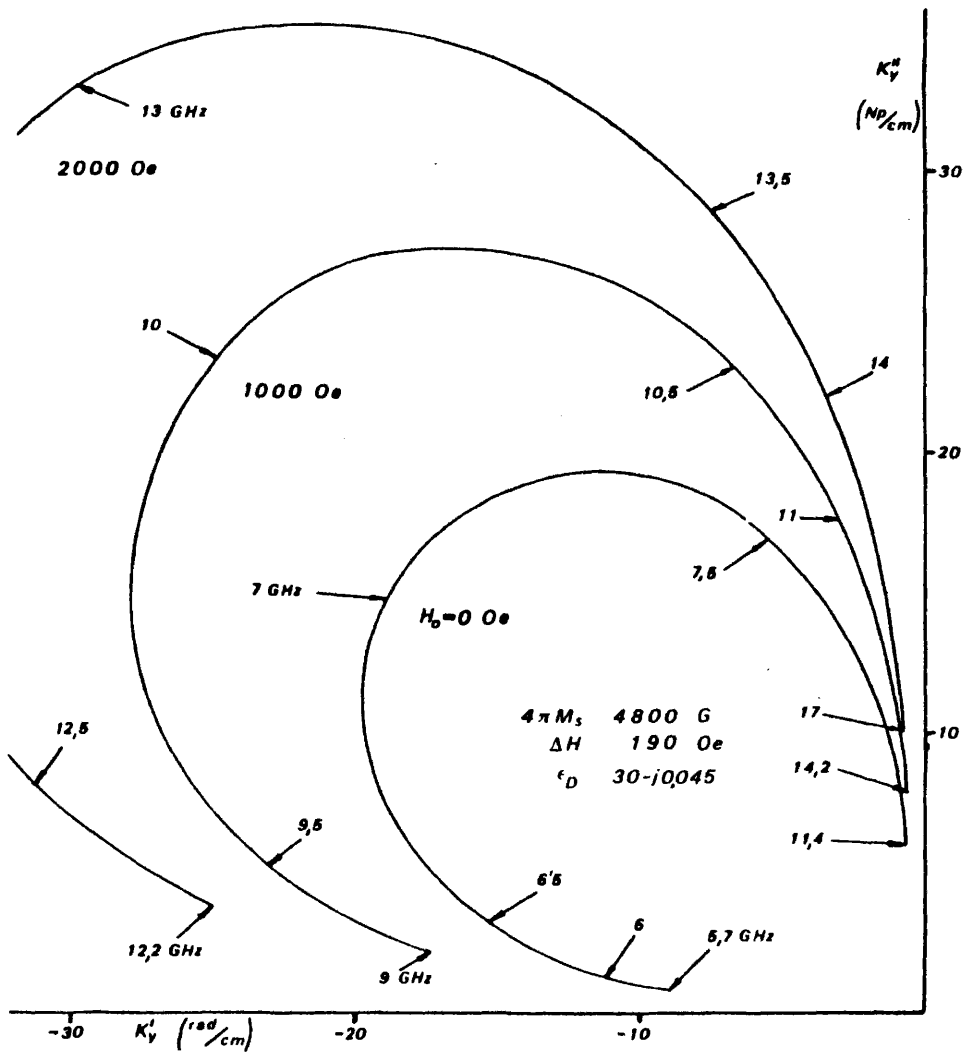


Fig. II,6 - Variación con el campo aplicado de la constante de propagación de la solución SID

- Su situación no depende de la permitividad del dieléctrico siempre que éste no sea ni fuertemente diamagnético ni fuertemente paramagnético; es decir, que tenga permeabilidad relativa de valor unidad, cosa que ocurre en la inmensa mayoría de los materiales dieléctricos. Esta constancia queda evidenciada en la figura II,7 donde se ha mantenido constante el valor de H_0 , que muestra la evolución con este parámetro, mientras que en la figura II,8, se puede apreciar, para todo valor de la abscisa, un notable decrecimiento de la frecuencia de resonancia, al cambiar el dieléctrico de permeabilidad relativa unitaria por otro de permeabilidad $2-j0,8$, ($\epsilon_D=16-j0,64$). Estos valores, tomados de catálogo, corresponden a un típico absorbente con pérdidas magnéticas; puede considerarse que este tipo de absorbentes, junto con las ferritas, son los únicos materiales reales de permeabilidad no unitaria que pueden ser tenidos en consideración en el estudio de una estructura de características similares a la que nos ocupa.

- Otra consecuencia importante a extraer de la observación de la figura II,7 es que el valor de K'_y en la resonancia se desplaza hacia valores más altos al aumentar ϵ'_D , lo que conlleva que la zona de utilidad de este modo se ensanche por las frecuencias bajas, aunque muy ligeramente como puede observarse en la figura II,5.

En la figura II,8 se muestra que tanto la frecuencia de resonancia como el valor correspondiente de la parte real de la constante de propagación varían linealmente con el campo magnético aplicado; es decir, las variaciones de estas tres magnitudes son siempre proporcionales.

Debemos hacer mención a un hecho circunstancial: la curva representativa en el diagrama de Brillouin (figs. II,3 y II,7) presenta unas zonas de pendiente superior a la de la propagación en vacío (lo que se contradice, aparentemente, con uno de los principios de la teoría de la relatividad) y otras zonas de pendiente negativa (ondas regresivas); pero, en todas ellas la permeabi-

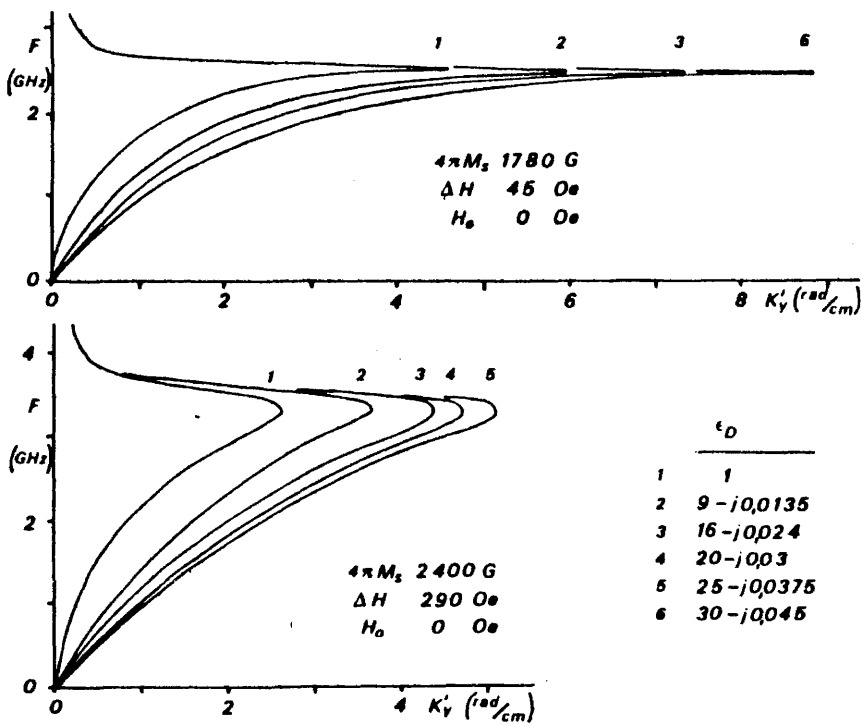


Fig. 11,7 - Variación con la permitividad del dieléctrico de la solución A

lidad es negativa, y el valor de las pérdidas enorme, y en consecuencia es imposible introducir el concepto de velocidad de grupo, dado que los paquetes de onda no se propagan, sino que experimentan una rápida difuminación, dando lugar a lo que se denomina dispersión anómala. (Remitimos al interesado en estos temas a los estudios realizados por Sommerfeld (2) y Brillouin (3), dado que profundizar más en ellos no aportaría ninguna consecuencia de interés en relación con

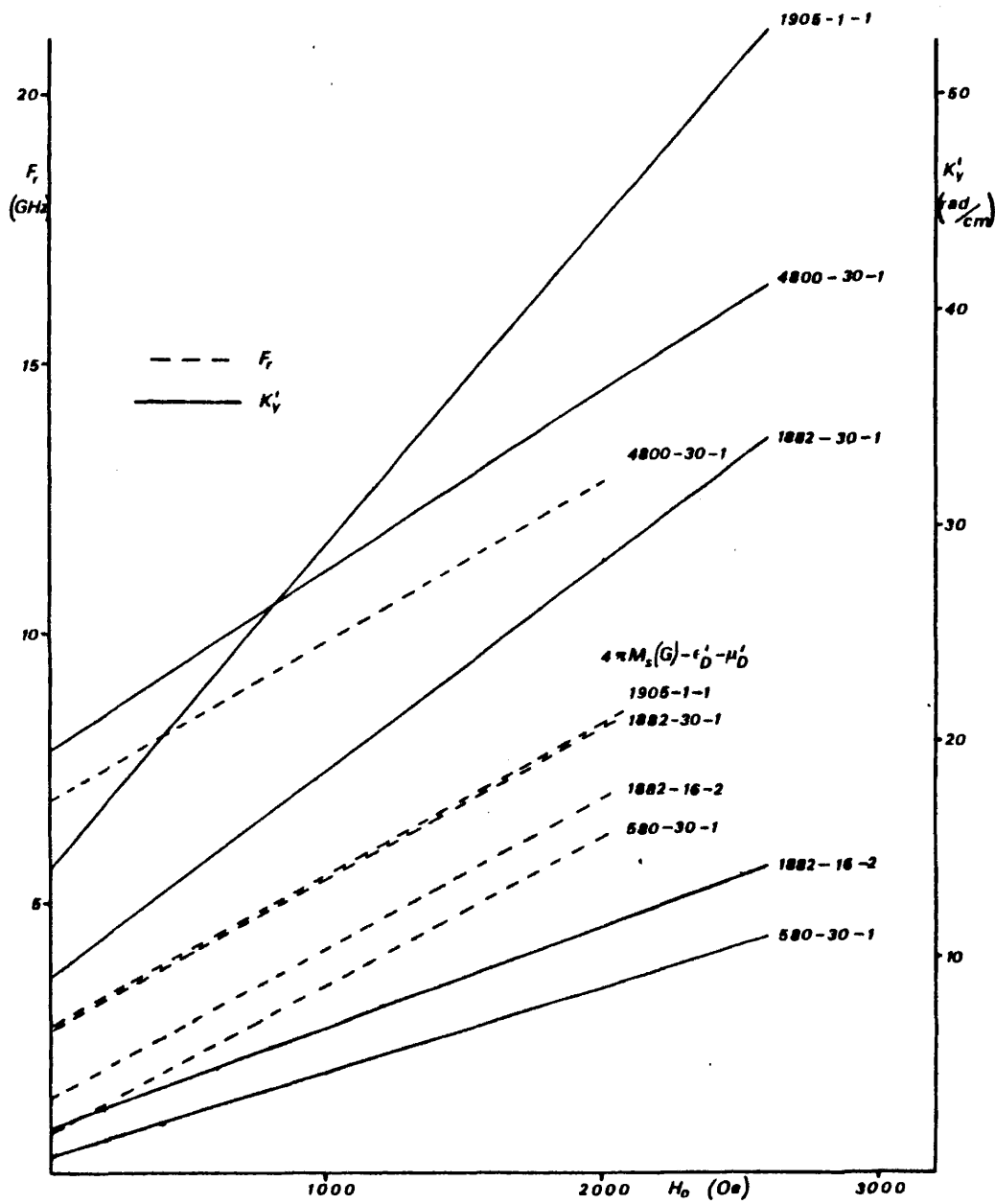


Fig. II,8 - Evolución de la resonancia de la solución A con el campo aplicado.

los objetivos de este trabajo). Por tanto, consideraremos estos tramos de solución como cierre matemático, sin validez física, de la respuesta obtenida.

Esta solución es fácilmente identificable con el modo obtenido por Courtois para un dioptrio (ver referencia (7) del capítulo I) y que denomina magnetostático. Tal denominación la justifica por ser muy pequeño el valor del campo magnético de microondas, considerándose entonces despreciable su variación temporal, aunque no basa en ello la aproximación utilizada para obtener su solución.

La hipótesis magnetostática conlleva la anulación de la variación temporal del campo eléctrico

$$\text{rot } \vec{H} = 0$$

cuya aplicación da lugar a la obtención de la familia de modos Walker (4), de la que uno de ellos es de tipo superficie e identificable igualmente con la solución aquí obtenida. Por nuestra parte, hemos intentado huir de esta denominación, arraigada en la literatura, dado que un modo de propagación es esencialmente no magnetostático; además, si admitiésemos dicho término, no seríamos coherentes con las hipótesis que nos llevaron a no admitir la idea de muro magnético, ni la de modo TEM para la propagación en un medio ferrimagnético. Además, del estudio de la propagación electromagnética de un modo TE en dicho medio (ver final del apartado 1 del capítulo I), se deduce la inaceptabilidad de la hipótesis de anulación de $\text{rot } \vec{H}$, así como también se elimina la posibilidad de considerar la condición

$$\text{div } \vec{H} = 0$$

como responsable indirecta de dicha aproximación, dado que la anulación del factor de proporcionalidad entre la divergencia y el rotacional implicaría considerar que la ferrita no es anisótropa, siendo absurdo entonces el carácter tensorial de la permeabilidad.

Por otro lado, la asociación de esta denominación de modo con una propagación de ondas de espín debe ser descartada, por cuanto nuestro planteamiento de la ecuación de precesión (I-2), al que solo se le añade el término de amortiguamiento de Landau-Lifshitz, es puramente electromagnético, sin que intervenga en absoluto el campo de cambio que traduce la interacción entre espines.

En el artículo de Courtois antes mencionado, se daba, como ya hemos indicado en el capítulo I, una expresión para la frecuencia de resonancia del modo magnetostático

$$\Omega'_r = \Omega_0 + \frac{\Omega_M}{1 + \mu_D} \quad (II-7)$$

Como quiera que la hipótesis de K_y suficientemente grande ($\rightarrow \infty$), necesaria para obtener esta expresión en el tratamiento sin pérdidas, es insostenible al tenerlas en cuenta (dado que tanto el valor de K'_y como el de K''_y están acotados superiormente y son de magnitud comparable (ver fig. II,6)), resulta evidente que cualquier procedimiento matemático que considere pérdidas, no conduce a una expresión analítica tan sencilla como (II-7).

Por todo ello, hemos representado en la figura II,9 (en coordenadas generalizadas Ω) los valores de la frecuencia de resonancia (Ω_r) obtenidos para diversas ferritas y dieléctricos, así como la diferencia entre éstos y los dados por (II-7)

$$\delta \Omega_r = \Omega_r - \Omega'_r$$

observándose que siempre que la permeabilidad del dieléctrico sea la unidad y el valor de Ω_M sea moderado (aproximadamente entre 20 y 100), la frecuencia de resonancia de este modo admite la expresión empírica

$$\Omega_r \approx \Omega_0 + \frac{\Omega_M - 1}{2} \quad (II-8)$$

lo que equivale a la introducción de un término sustractivo de corrección en (II-7) equivalente a la cuarta parte del valor Ω correspondiente a la anchura de raya.

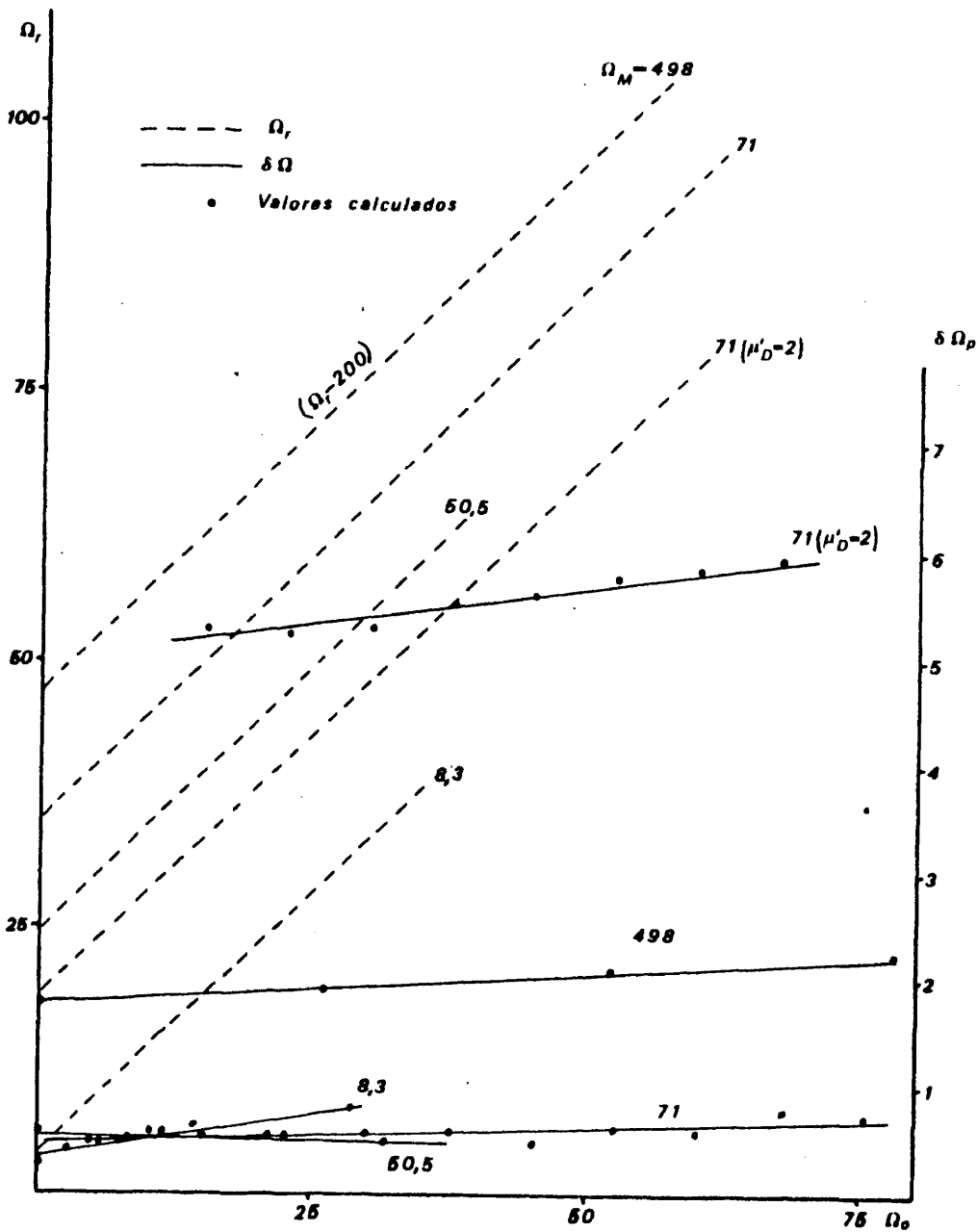


Fig. II,9 - Discrepancia entre las frecuencias de resonancia de la solución A y del modo magnetostático (según Courtois).

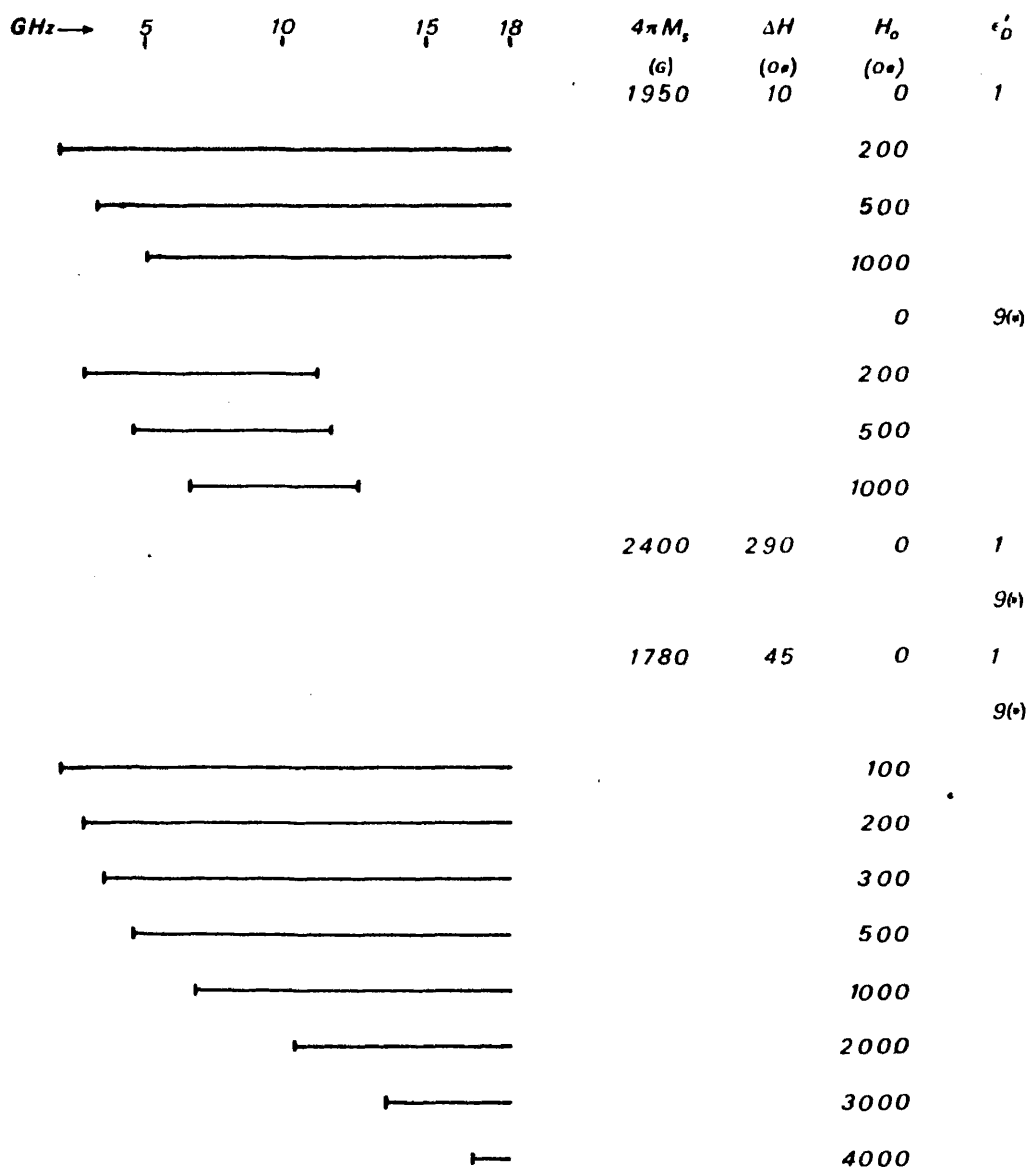
Lógicamente, el valor relativo de esta corrección es muy escaso para altos valores de Ω_M y en particular para monocristales. Este valor relativo es todavía tanto más débil cuanto mayor sea Ω_0 . En cambio, la corrección resulta importante para ferritas tales como las de Níquel o Litio, de alto valor de ΔH (y bajo Ω_M en consecuencia), y sobre todo para valores pequeños del campo aplicado.

La expresión (II-8) no es por tanto aplicable en general, ya que para dieléctricos de permeabilidad distinta de la unidad y valores altos de Ω_M (ver fig. II,9), se observa que $\delta\Omega_r$ no solo aumenta considerablemente de valor, tanto al aumentar Ω_M como μ_D' , sino que tampoco es independiente de Ω_0 como ocurre aproximadamente cuando $\mu_D=1$, ni mantiene la linealidad con este parámetro.

Solución B

Sus características más importantes son:

- Se propaga hacia las y positivas, con arreglo al sistema de coordenadas fijado en la figura II,1.
- Existe siempre que el dieléctrico sea de permitividad inferior a la de la ferrita. Los límites de su zona de existencia varían en función de las pérdidas del dieléctrico y del campo aplicado, existiendo a cualquier frecuencia en el caso del aire y para valores pequeños de H_0 (ferrita saturada, por supuesto), como puede verse en la figura II,10.
- A frecuencias bajas esta solución se sitúa en el diagrama de Brillouin dentro del ángulo formado por la asíntota a la curva representativa de la constante de propagación en la ferrita y la recta de la constante de propagación en el dieléctrico, considerados como medios libres.
- En la zona de permeabilidad negativa de la ferrita es de tipo V. Para frecuencias más altas, su traza en el diagrama de Brillouin se aproxima a la de la constante de propagación en la ferrita libre hasta hacerse tangente a ella, pa-



(*) $\text{tg } \delta = 0,0015$

Fig. II,10 - Zonas de existencia de la solución B

sando, a continuación, a ser de tipo S2D manteniéndose siempre fuera de la zona de volumen con arreglo al criterio de la figura I,7. El punto de tangencia coincide con el cambio de cuadrante de la solución en el plano K_F (fig. II,4).

Esta solución puede ser fácilmente identificada con el modo dinámico de Courtois (referencia (7) del capítulo I), a frecuencias más bajas del punto de tangencia mencionado, dado que hacia las altas, su solución penetra en la zona de volumen, y la nuestra no. Por otra parte, no hay que olvidar que para Courtois esta solución es viable en una estructura de un único dioptrio, y la nuestra no, dado que no cumple la condición en el límite, al ser de tipo V e implicar una propagación transversal, como ya se dijo.

Otra de las discrepancias se refiere a la frecuencia de corte, que para el modo dinámico ocurre en la resonancia de la ferrita, y en nuestro caso puede llegar, incluso, a coexistir a frecuencias bajas con la solución A, como se desprende de las figuras II,3 y II,4. En esta última también se observa que, aproximadamente a partir de la resonancia de la solución A, la solución B literalmente se pega al eje imaginario, manteniéndose siempre negativa su parte real.

Por otra parte, las variaciones de la constante de propagación con el campo aplicado y con la permitividad del dieléctrico no ofrecen alteraciones importantes, evolucionando según lo hace la constante de propagación en la ferrita libre, y manteniéndose en todo momento las relaciones que marcan los criterios ya mencionados. Este comportamiento puede verse en la figura II,11 en cuya parte b se comparan las frecuencias de resonancia de la ferrita y de aparición de la solución.

Solución C

- Su sentido de propagación es hacia las y negativas, el mismo que el de la solución A.

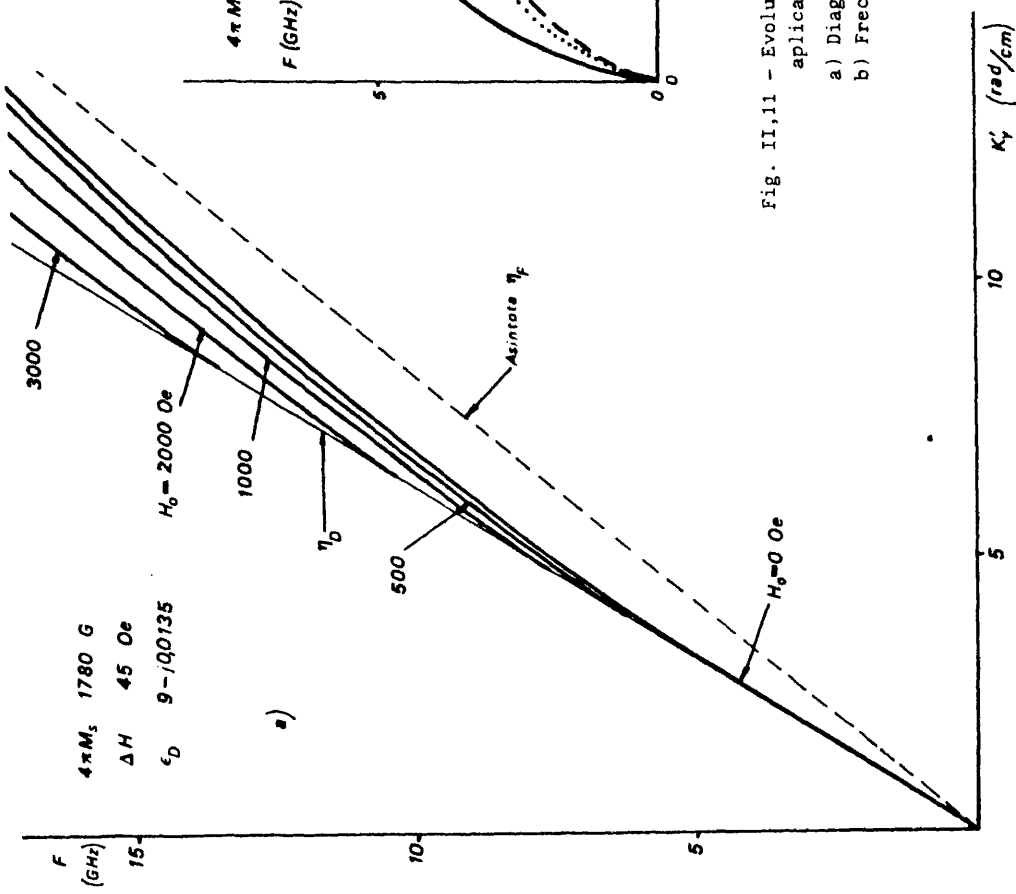


Fig. II.11 - Evolución de la solución B con el campo aplicado:

- a) Diagrama de Brillouin
- b) Frecuencia de corte (F_a)

- Aparece únicamente para valores pequeños de ΔH .
- Como puede verse en la figura II,3 existe por encima de la zona de permeabilidad negativa de la ferrita, siendo de tipo S2D, pudiendo ocasionalmente ser de tipo V para las frecuencias más bajas de su zona de existencia.
- De su evolución en el diagrama de Brillouin, para distintos dieléctricos, (fig. II,12) se observa que aparece cuando la permitividad del dieléctrico sobrepasa a la de la ferrita, contrariamente a lo que sucedía para la solución B; por tanto, ambas soluciones no coexisten.
- Se sitúa en el cuarto cuadrante del plano K_F en las proximidades del eje imaginario (fig. II,4).
- Su variación respecto al campo aplicado es análoga a la de la solución B. Al aumentar dicho parámetro (ver fig. II,12) se desplaza la frecuencia de corte hacia valores ligeramente más altos, manteniéndose la pendiente de la traza en el diagrama de Brillouin.

Una vez expuestas las características de las tres soluciones matemáticas para la estructura de un dioptrio, pasemos a discutir su aplicación al caso de dos dioptrios.

Puesto que buscamos soluciones próximas a las ya calculadas, nos bastará con incrementar cada una de las variables, y hacer que verifiquen el sistema (II-1); así tendremos:

$$\begin{aligned} {}^2K_F &= {}^1K_F + \Delta_F \\ {}^2K_V &= {}^1K_V + \Delta_V \\ {}^2K_i &= {}^1K_i + \Delta_i \quad (i=1,2) \end{aligned}$$

indicando el superíndice el número de dioptrios considerado.

Llevando estas expresiones a las ecuaciones de dispersión (I-9) comu-

nes a ambas estructuras, despreciando los términos de segundo orden (lo que equivale a suponer la perturbación pequeña) y tomando como nueva variable indepen-

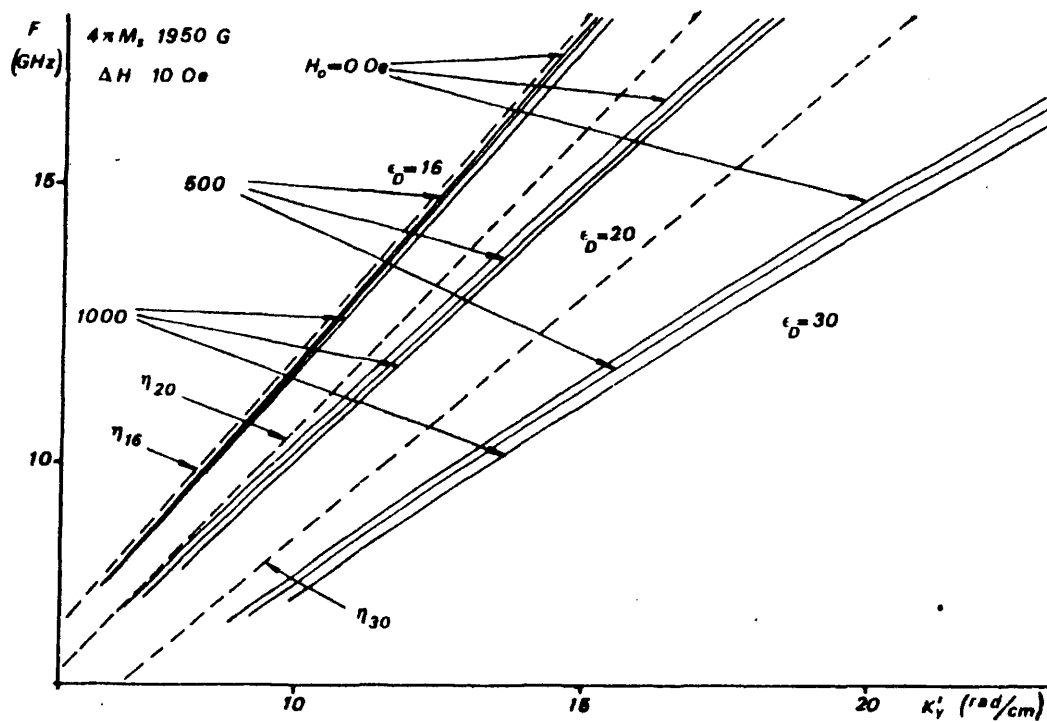


Fig. II,12 - Evolución de la solución C con el campo aplicado y la permitividad del dieléctrico.

diente Δ_F , obtendremos:

$$\left. \begin{aligned} \Delta_v &= -\frac{k_E}{k_Y} \Delta_F \\ \Delta_i &= \frac{k_E}{k_i} \Delta_F \end{aligned} \right\} \quad (II-9)$$

relaciones que llevadas a la primera de (II-1) dan lugar a una expresión del tipo:

$$e^{P_1(\Delta_F)} = \frac{P_4(\Delta_F)}{Q_4(\Delta_F)}$$

donde P_n , Q_n denotan polinomios de grado n en Δ_F .

Puesto que tanto P_4 como Q_4 poseen término independiente, seguimos frente a una ecuación compleja trascendente y en consecuencia, aunque es distinta de la planteada en (II-1), su resolución será de complejidad análoga.

Por lo tanto, no desarrollaremos un método de perturbaciones en sentido estricto, sino que emplearemos las soluciones de un dioptrio (analíticas), como un valor de prueba que se supone suficientemente aproximado a una solución de la estructura de dos dioptrios. La analiticidad de la solución de un dioptrio se traduce a la hora del cálculo numérico en una obtención muy rápida frente a los procedimientos de prueba y error y por tanto, el empleo de este método "sui generis" de perturbaciones viene justificado por la disminución espectacular del tiempo de cálculo.

3.- Modos puros

Este método consiste en buscar únicamente las soluciones situadas sobre los ejes real e imaginario del plano K_F , ya que al anular una de sus componentes, aparecen expresiones más sencillas, que en el caso de dieléctricos iguales tienen solución analítica.

En efecto, expresemos la primera ecuación de (II-1) en la forma:

$$e^{-2j K_F s} = \frac{Z+T}{Z-T} \quad (\text{II-10})$$

siendo

$$\begin{aligned} Z &= X_2 X_1 - K_F^2 \\ T &= K_F (X_1 - X_2) \\ X_i &= a - b_i \quad (i=1,2) \end{aligned}$$

Evidentemente, la restricción que se impone a la variable K_F equivale a la eliminación de un grado de libertad, que, naturalmente debe ser compensado por la existencia de una ligadura entre los parámetros, que en forma general se expresará:

$$f(F, H_0, s) = 0$$

Dada la primacía generalmente aceptada para F y H_0 en problemas de ferritas, parece razonable traducirla en el sentido de que para unos valores dados de F y H_0 , una cierta combinación de ferrita y dieléctricos solo puede guiar modos puros para valores determinados de s . Así pues:

- Si K_F es real (y por lo tanto se trata de un modo "puro" de volumen), el módulo del complejo $(Z+T)/(Z-T)$ debe ser la unidad, lo cual implica que el vector posición del afijo del complejo Z es perpendicular al del complejo T . Al ser la exponencial unitaria, tendremos una infinidad de soluciones periódicas para s , dadas por:

$$s_\alpha = n \frac{\pi}{\alpha} \quad (n \text{ entero}) \quad (\text{II-11})$$

- Si K_F es imaginario (modo "puro" de superficie), $(Z+T)/(Z-T)$ es un número real, y en consecuencia el vector posición del afijo de Z es paralelo al de T . En este caso la anchura de la plaqueta viene dada por la expresión unívoca:

$$s_{\beta} = \frac{1}{2\beta} \ln\left(\frac{Z+T}{Z-T}\right)$$

Evidentemente, estas dos soluciones pueden ser tratadas en conjunto mediante la condición de que los vectores posición de los afijos de los cuadrados de Z y T sean paralelos; cuando estén desfasados en π , estaremos en el primer caso, y si estuvieran en fase, en el segundo; es decir:

$$\text{Fase}\left(\frac{Z^2}{T^2}\right) = n\pi. \begin{cases} n \text{ par} \Leftrightarrow K_F = \alpha \\ n \text{ impar} \Leftrightarrow K_F = j\beta \end{cases} \quad (\text{II-12})$$

El desarrollo de esta condición lleva a una ecuación de sexto grado con coeficientes de complicada expresión; sin embargo, la simplificación es notable al considerar en la estructura dieléctricos iguales, caso en que queda reducida a una bicúbica; por tanto, con solución analítica.

En efecto, haciendo:

$$\begin{aligned} b_D &= b_1 = -b_2 \\ \text{se obtiene} \quad Z &= \frac{\mu_e}{\mu_D} (-E K_F^2 + G) \\ T &= \frac{\mu_e}{\mu_D} (-2 K_F K_D) \end{aligned}$$

con

$$\begin{aligned} E &= \frac{\mu_D}{\mu} + \frac{\mu_e}{\mu_D} \\ G &= \frac{\omega^2}{c^2} \left[\epsilon_F \mu_D \left(\frac{\mu_e}{\mu} + \frac{\mu_e^2}{\mu_D^2} \right) - \epsilon_D \mu_e \right] \end{aligned}$$

Llamando

$$D = \frac{\omega^2}{c^2} (\epsilon_D \mu_D - \epsilon_F \mu_e)$$

y utilizando la notación $x = x' + jx''$, se obtiene para K_D , por reducción del sistema (I-9):

$$\begin{aligned} K_D' &= -\frac{\sqrt{(D'+K_F^2)^2 + \sqrt{(D'+K_F^2)^2 + D''^2}}}{2} \\ K_D'' &= \frac{D''}{2K_D'} \end{aligned}$$

viniendo obligados los signos de las raíces por las condiciones (I-10) y (I-13).

Llevando todo ello a la condición (II-12); es decir, expresando la proporcionalidad de las componentes de Z^2 y T^2 , se obtiene una ecuación bicúbica en K_F :

$$M K_F^6 + N K_F^4 + P K_F^2 + Q = 0 \quad (II-13)$$

cuyos coeficientes son, con la notación compleja indicada:

$$\begin{aligned} M &= 2 E' E'' \\ N &= D'' (E'^2 - E''^2) + 2 (D' E' E'' - (E' G'' + G' E'')) \\ P &= 2 (D'' (E' G' - E'' G'') - D' (E' G'' - G' E'')) + G' G'' \\ Q &= D'' (G'^2 - G''^2) + 2 D' G' G'' \end{aligned}$$

Al ser K_F real o imaginario, según el caso, su cuadrado será real positivo o real negativo; es decir, la ecuación (II-13) es una cúbica de incógnita K_F^2 , cuyas soluciones positivas dan lugar a modos puros de volumen, y las negativas a modos puros de superficie.

Para la resolución analítica de (II-13) se han seguido las pautas indicadas en (5), y su estudio sistemático se ha realizado en IBM 360-44, programada en lenguaje FORTRAN, encontrándose que sus soluciones son puntos aislados en el diagrama de Brillouin de la estructura dos dioptrios con dieléctricos iguales. Según puede verse en la figura II,13, los modos puros de volumen se sitúan cerca de los límites de la zona de permeabilidad negativa, presentando unas pérdidas de propagación lo suficientemente grandes como para no poderlos considerar como solución física, en virtud de lo dicho en el capítulo I; no así como solución matemática, ya que resulta evidente su utilización como valor de partida para trazar la respuesta por el procedimiento general, de forma análoga a la descrita para el método de perturbaciones, con la diferencia de que los modos puros verifican (II-1), lo que no ocurre con la solución de un dioptrio.

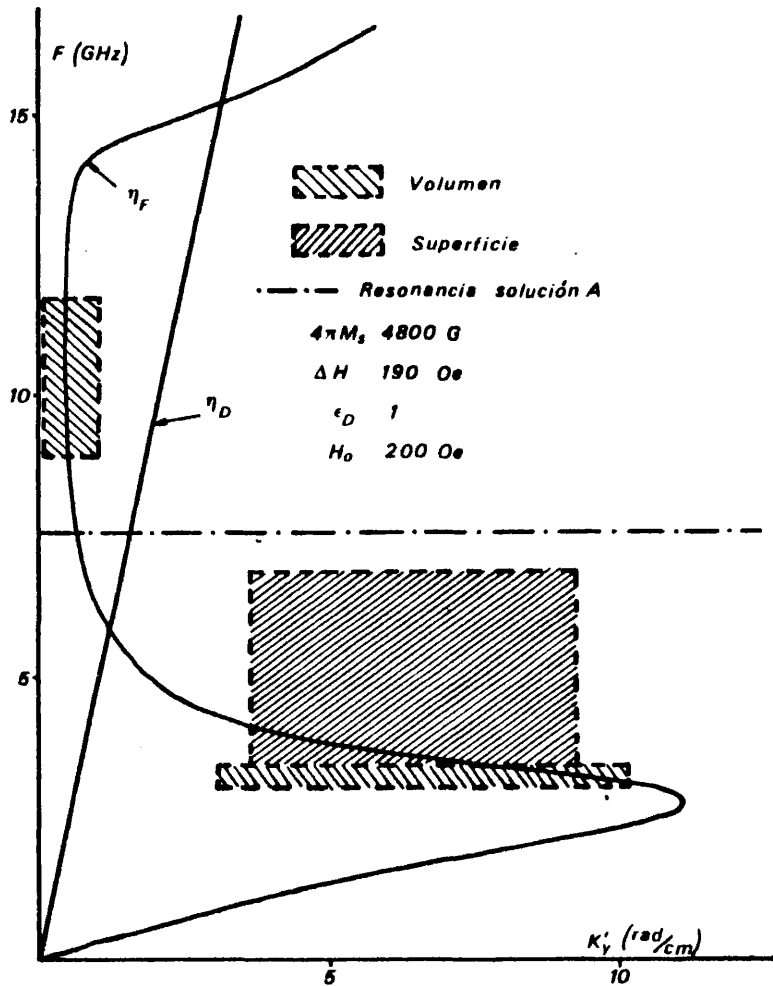


Fig. II,13 - Ejemplo de zonas de existencia de modos puros.

Por otra parte, los modos puros de superficie se sitúan entre la resonancia de la ferrita y la de la solución A para un dioptrio, encontrándose que al aumentar la anchura de la plaqueta, dichos puntos describen una curva

que tiende hacia el punto de cambio de tipo SID a tipo V de la solución A, tal como muestra la figura II,14; ello pone de manifiesto una perfecta coherencia con el carácter asintótico de la estructura de un dioptrio con respecto a la variación con s de la estructura de dos.

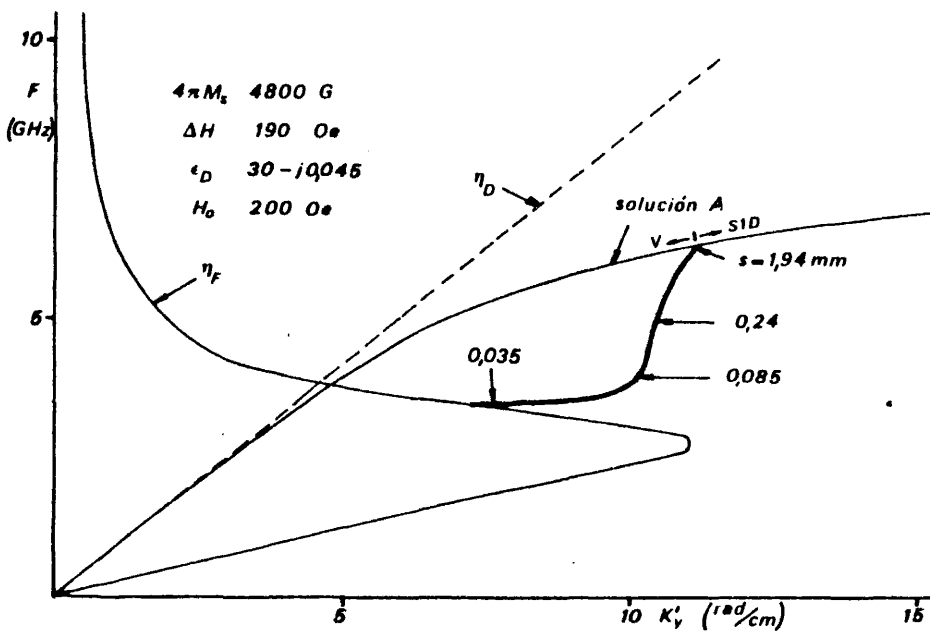


Fig. II,14 - Evolución del modo puro de superficie con la anchura de plaqueta.

4.- Procedimiento general

Detallaremos someramente en este apartado el procedimiento de cálculo seguido para la obtención de la solución a nuestro problema.

La base de este proceso es buscar los ceros de la función J obtenida de la primera ecuación de (II-1):

$$J(K_F) = \frac{(a - K_F - b_2)(a - K_F - b_1)}{(a - K_F - b_2)(a - K_F - b_1)} - e^{-2jK_F s} = U - U_s \quad (\text{II-14})$$

bien por los cambios de signo, tanto de la parte real como de la imaginaria, bien por minimización del módulo de la función J hasta hacer que cumpla la condición:

$$|J| < \nu \quad (\text{II-15})$$

donde ν es el valor máximo del error permitido en el cumplimiento de la primera ecuación de (II-1).

El valor de ν dependerá fundamentalmente de la precisión deseada en los resultados, pero también de la etapa del proceso de cálculo en la que nos encontremos, y puede ser considerado como un grado de libertad a disposición del operador para optimizar el "costo" de la respuesta.

Es evidente que cuando el criterio seguido es el de cambio de signos, aparecen entre las soluciones los polos de la función U que, se corresponden con las soluciones de ambos dioptrios considerados separadamente como dioptrio único (una de ellas con el signo de K_F cambiado); pero, como veremos más adelante, estas pseudo-soluciones son fácilmente identificables.

El proceso completo consta de las siguientes etapas de cálculo:

1*) - Determinación de cambios de signo, tanto de la parte real como de la imaginaria de la función J , a lo largo de una línea paralela a los ejes del plano K_F .

2*) - Trazado de las curvas lugar geométrico de la anulación de la parte real (respectivamente imaginaria) de J , a partir de los puntos encontrados en la etapa anterior. Se sigue un procedimiento de exploración polar con incremento constante de cuerda e incluyendo el cálculo de la parte imaginaria (respectivamente, real) de J , con objeto de detectar los puntos de corte entre ambas familias de curvas, que serán las soluciones buscadas.

En estas dos etapas el valor de ν no interviene directamente, sino por intermedio de los valores mínimos permitidos a $\Delta\alpha$ ó $\Delta\beta$ en la primera etapa, y al incremento de la fase de la exploración polar en la segunda. Evidentemente, a estos incrementos les es aplicable el carácter de parámetro de ejecución antes indicado a propósito de ν y que interviene en la precisión y velocidad de obtención de los resultados.

3*) - Seguimiento de la evolución de las soluciones halladas en la etapa anterior al variar la frecuencia. Se realiza mediante una persecución del mínimo del módulo de la función J , por un procedimiento de incrementación por escalones de K_F , que consiste en fijar alternativamente el valor de cada una de las partes, real o imaginaria, y barrer en la otra hasta encontrar un mínimo relativo. El proceso se reitera hasta que se cumpla la condición de cierre (II-15). No obstante, en esta etapa el operador dispone de un grado de libertad más, consistente en la elección adecuada del tamaño de $\Delta\alpha$ (y/o $\Delta\beta$), lo que, en un símil topográfico le permitirá el seguimiento de valles adaptándose al tipo de terre-

no particular de cada caso; de esta forma, la experiencia o habilidad del operador impedirá cambios de valle indeseados, exploraciones en ciclo cerrado y caídas hacia la solución trivial $K_F=0$.

4*) - Una vez obtenida la evolución con la frecuencia de cada solución en el plano K_F , es evidente el paso por una etapa que se encargue de extraer toda la información subsidiaria de los resultados de la etapa anterior, y que calcule la longitud de onda guiada (λ_g), pérdidas de propagación (P) e impedancia característica (Z_c), trace el perfil de campo eléctrico normalizado, y dibuje líneas de corriente.

El campo eléctrico se obtiene a partir de las ecuaciones (I-8), (I-9); haciendo $D e^{-jK_1 s} = 1$, se calculan los valores:

$$A = -\frac{1}{2} e^{jK_F s} \left(\frac{a-b_1}{K_F} - 1 \right)$$

$$B = \frac{1}{2} e^{-jK_F s} \left(\frac{a-b_1}{K_F} + 1 \right)$$

$$C = A + B$$

que permiten obtener las expresiones del campo eléctrico E_z en cada uno de los tres medios:

$$E_{z2} = C e^{-iK_2 x} \quad \forall x \leq 0$$

$$E_{zF} = A e^{-iK_F x} + B e^{iK_F x} \quad \forall x \quad 0 \leq x \leq s$$

$$E_{z1} = e^{-iK_1(x-s)} \quad \forall x \geq s$$

La normalización impuesta "a posteriori" para la representación gráfica consiste en hacer unitario el valor máximo de E_{zF} .

Para la obtención de la impedancia característica, dado que no admite una definición inequívoca por ser todos los modos guiados del tipo TE, hemos adoptado la definición dada en (6):

$$Z_c = P / \langle I \rangle^2$$

donde P es el valor de la potencia que atraviesa la sección recta, e I es la corriente total que lo hace por el corte de dicha sección con uno de los planos de masa; el símbolo $\langle \rangle$ denota valor eficaz. Aunque la evaluación de las integrales que conducen a los valores de P e I es sencilla y da lugar a expresiones analíticas, dado que el proceso de cálculo almacena los valores del campo eléctrico sobre la sección recta, hemos preferido proceder a una integración numérica entre los límites dados por los valores triples de lo que podría denominarse como "espesor de piel" en cada dieléctrico (recuérdese a este respecto la condición (I-10)).

Dada la evidente relación que liga la capacidad de memoria del ordenador y el tiempo de cálculo con la cantidad de puntos muestreados para la integración, se ha fijado una división de la plaqueta de ferrita en 50 partes, lo que permite un determinado muestreo máximo con ocupación total de la memoria disponible. Ello implica, en los casos en que el decaimiento exponencial en los dieléctricos es muy suave, la comisión de un error de cálculo, cuya importancia hemos soslayado puesto que solo pretendemos señalar niveles de referencia que puedan dar una pauta a seguir a la hora de diseñar dispositivos.

Para el trazado de las líneas de corriente se ha seguido un procedimiento de exploración polar, con incremento de cuerda según la tangente, cuya dirección viene dada por: $-\text{Re}(H_x) / \text{Re}(H_y)$. Un correcto empleo de este procedimiento exigiría asegurar que siempre se siga la línea de máxima pendiente del módulo del campo magnético total; en la práctica, y en aras de un considerable ahorro de tiempo, se ha optado por reducir el módulo del incremento de cuerda, hasta conseguir que, sin necesidad de controlar el módulo del campo magnético, los errores cometidos sean inapreciables por la cuantificación del trazador de curvas.

Aunque este método es autosuficiente para encontrar todas las soluciones, los tiempos de ejecución para el procedimiento completo son muy eleva-

dos, por lo que resulta de especial interés entrar en él con los resultados de los dos primeros métodos (perturbaciones y modos puros), al nivel de evolución con la frecuencia, o cuando menos con un valor muy cercano a la solución en el plano K_F , con lo que las primeras etapas quedan muy reducidas en tiempo de ejecución.

Para la realización de este complejo proceso de cálculo se pensó, obviamente, en mantener al máximo el diálogo con el calculador, razón por la que se optó por realizar la programación en uno de los llamados "de bolsillo", TI-59 de Texas Instruments con impresora incorporada, permitiéndonos interrumpir en cualquier instante el cálculo para comprobar el proceso y modificarlo adecuadamente según las pautas de economía ya indicadas.

Téngase en cuenta que, además de los grados de libertad mencionados anteriormente, el operador puede modificar aspectos tan sustanciales del proceso como el sentido de la exploración o el valor de entrada, lo que equivaldría a reiniciar la etapa tras un salto en el vacío (siempre bajo el símil topográfico).

También se ha realizado una versión más completa de las etapas finales, que incluye el trazado de curvas sobre el ordenador HP-9845B programado en HPL.

La elección de la calculadora citada (TI-59) no ha condicionado la eficacia del proceso, dada la partición mencionada en etapas de desarrollo independiente; en la figura II,15 presentamos el diagrama de fluencia de las sucesivas etapas con sus correspondientes salidas, así como las posibles entradas desde la perturbación obtenida en el análisis de la estructura de un dioptrio, y desde la solución de modo puro. Únicamente en la tercera etapa, por ser el algoritmo más largo, no se pudo aplicar la exploración polar, dado que se sobrepasa la capacidad de memoria, optándose por el ya mencionado procedimiento de exploración por escalones, y que viene a dar un juego análogo, aunque en tiempos más largos, impuestos principalmente por la limitación operativa de este tipo de calculadoras; no obstante, es posible acortarlos notoriamente me-

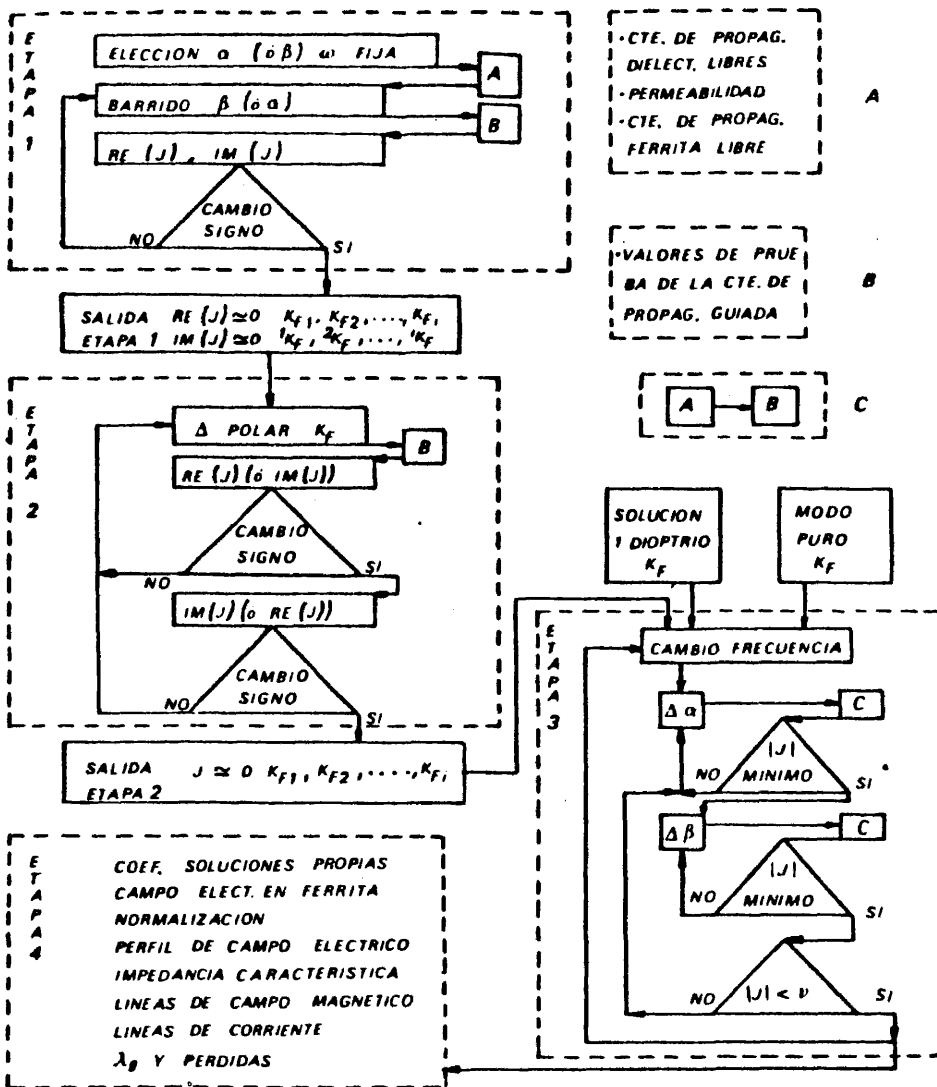


Fig. II,15 - Diagrama de fluencia del procedimiento general de solución.

diante el diálogo intermitente operador-máquina, que controle la evolución del cálculo de la respuesta como ya se ha dicho.

En lo que concierne a errores de cálculo conviene citar, aparte la condición de cierre que permite acortarlo, la relación de ésta con el límite de precisión operativa de la máquina que en este tipo de calculadoras, al operar con doce cifras significativas, carece totalmente de importancia, máxime cuando nuestras aspiraciones para la obtención de la carta de modos son del orden de tres cifras; esto es cierto con las salvedades evidentes de la salida de rango de cálculo de la exponencial U_s y de los polos de U ; éstos, pueden dar lugar a dos tipos de problemas:

- a) superar la capacidad en registro de la calculadora, caso de hacer una exploración fina.
- b) dar como paso por cero un cambio de signo por infinito, en una exploración gruesa.

Ambos pueden ser fácilmente solventados si previamente se resuelve la estructura de un dioptrio, con lo que dichos puntos quedan perfectamente localizados; además, en virtud del razonamiento base del método de perturbaciones, es esperable la presencia de dos soluciones próximas, dadas por buenas en las etapas 1 y 2, y que serán: una, solución de dos dioptrios (paso por cero), y otra, la solución de un dioptrio (paso por infinito), siendo fácilmente distinguibles ya que solo la primera poseerá simétrica en el plano K_F ; como ya indicamos en el apartado 3 del capítulo I, al analizar la ecuación (I-8).

En cuanto a la exponencial, imponed los límites al valor de β :

- a) el superior, para evitar que se sobrepase la capacidad en registro, lo cual ocurrirá cuando

$$\beta s \gtrsim 115$$

(II-16)

- b) el inferior, cuando

$$e^{2\beta s} < \nu \quad (II-17)$$

que puede conducir a admitir como soluciones casos en los que las funciones U y U_s son ambas de valores absolutos menores que ν , pero de órdenes de magnitud diferentes.

Aunque estas situaciones se dan solo para valores poco usuales de s , como veremos en el apartado siguiente, existen soluciones que vienen a situarse para valores absolutos de β que sobrepasan estos límites. En estos casos se puede recurrir, en primer lugar, a utilizar la propiedad de simetría de las soluciones en el plano K_F lo que permite cubrir el intervalo de $|\beta|$ que verifica la condición (II-17) pero no la (II-16). Para los casos extremos en que esto no resulta aplicable, se impone una ligera modificación de la programación (he aquí una razón más para mantener el diálogo operador-calculadora) de tal forma que la condición de cierre (II-15) que expresa un límite en error absoluto, sea sustituida por una similar en error relativo:

$$\left| \frac{U}{U_s} \right| - 1 < \nu \quad (II-18)$$

En resumen, el procedimiento general gira en torno a la etapa tercera: persecución en frecuencia de una solución puntual conocida. Este conocimiento puede provenir, tanto de la realización de las dos primeras etapas como de la aplicación de los procedimientos descritos en los apartados anteriores de este capítulo.

5.- Presentación de soluciones en el plano K_F

En el capítulo siguiente mostraremos cómo la realización de cálculos sistemáticos nos ha permitido establecer que, cuando la plaqueta de ferrita es

suficientemente ancha, el estudio de estructuras con dieléctricos distintos a ambos lados de la ferrita puede resolverse fácilmente por perturbación de las soluciones encontradas en los estudios realizados con dieléctricos iguales. Esta razón y el interés intrínseco de las estructuras recíprocas (que veremos en capítulos posteriores) avalan suficientemente el estudio detallado de ellas; pero también que sirven para exponer más claramente los problemas puramente matemáticos surgidos en la obtención de soluciones, así como para dar una visión generalizada de todo el procedimiento de cálculo.

Por ello hemos elegido para presentar las soluciones una estructura recíproca, con lo que solo habrá que analizar un sentido de propagación; lo cual conlleva, por otra parte, una notable simplificación operativa si se plantea la función J como derivada de la ecuación (I-15), tal como se realiza en (7).

Se ha elegido el aire como dieléctrico exterior, dado que no deja al corte ninguna de las soluciones puras, según se anunció ya en el capítulo I. Como ferrita se tomó una de características:

$$\begin{aligned}4 \pi M_s &= 4800 \text{ G} \\ \Delta H &= 190 \text{ Oe} \\ g &= 2,1 \\ \epsilon_f &= 12,5 - j0,0075\end{aligned}$$

es decir, de un alto ΔH , con objeto de ampliar la zona más interesante: la de permeabilidad negativa, aunque desplazándonos a frecuencias altas (dado el valor de $4\pi M_s$), por lo cual presentamos la respuesta para un valor bajo del campo aplicado: $H_0=200 \text{ Oe}$; la anchura de plaqueta tomada es $s=1 \text{ cm}$.

En general, al evolucionar los parámetros de trabajo, todas las soluciones lo hacen presentando una serie de características que nos han permitido clasificarlas en cuatro tipos bien diferenciados, basados en el criterio que se estableció en la figura I,8.

En la figura II,16 presentamos la evolución en frecuencia, en el plano K_f , de las distintas soluciones matemáticas, recordando para su interpreta-

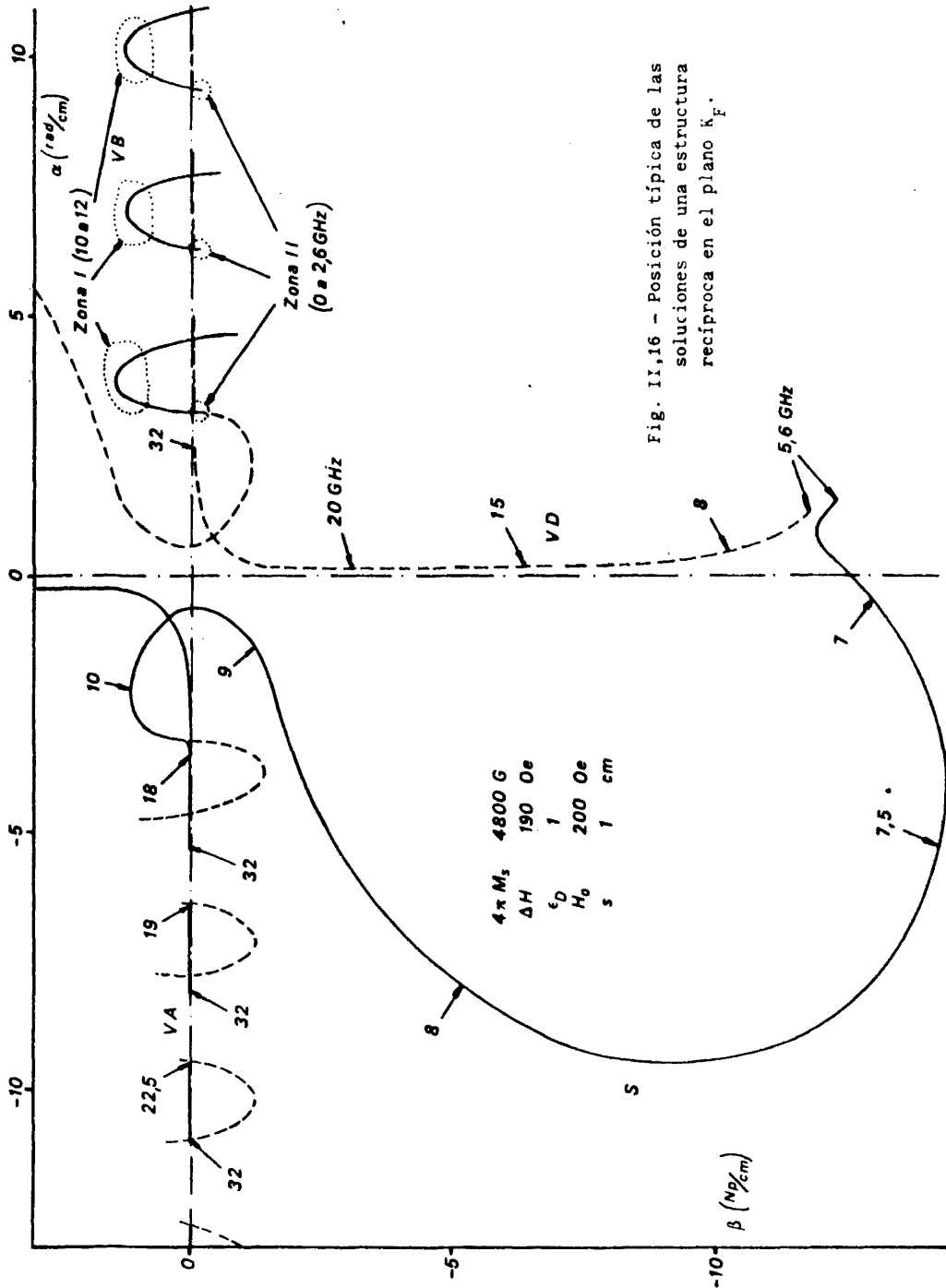


Fig. II,16 - Posición típica de las soluciones de una estructura recíproca en el plano k_F .

ción el hecho de que todas las soluciones en dos dioptrios poseen simétrica en este plano, por lo que se han representado las soluciones en distintos cuadrantes, quedando sus simétricas a trazos con objeto de poner en evidencia su posición relativa.

Así pues, tendremos:

1) Una familia de soluciones matemáticas que contiene a la clásica de modos de volumen a frecuencias inferiores a la resonancia de la ferrita (VB). En la figura II,16 sobre el eje real positivo, con trazo continuo.

2) Otra familia de soluciones matemáticas que contiene a la de modos de volumen a frecuencias altas, por encima de la zona de permeabilidad negativa en la ferrita (VA). En la figura II,16 sobre el eje real negativo, en trazo continuo.

3) La solución matemática que contiene la pura de superficie (S). En la figura II,16, solución en trazo continuo, que corta al eje imaginario.

4) La solución matemática clasificada como volumen con desplazamiento de campo en la zona de permeabilidad negativa (VD), y que a frecuencias más altas pasa a ser el primer elemento de la familia VA. En la figura II,16 solución a trazos paralela al eje imaginario.

A las frecuencias a las que existe una de las dos familias de soluciones que dan lugar a los modos de volumen (VA y VB), la salida de la segunda etapa del procedimiento general de cálculo presenta un aspecto como el que se muestra en la figura II,17. La elección para esta figura de los valores de H_0 y ϵ_D diferentes a los antes enunciados responde al mayor efecto ilustrativo de los escogidos. En la figura puede observarse que la localización de las soluciones se produce siempre para valores muy pequeños de β (intersección de las curvas lugar geométrico de los cambios de signo de $\text{Re}(J)$ (en trazo continuo) e $\text{Im}(J)$ (en trazo discontinuo), ambas con forma de dedo apuntando hacia las β negativas y con sus extremos próximos al eje 0α).

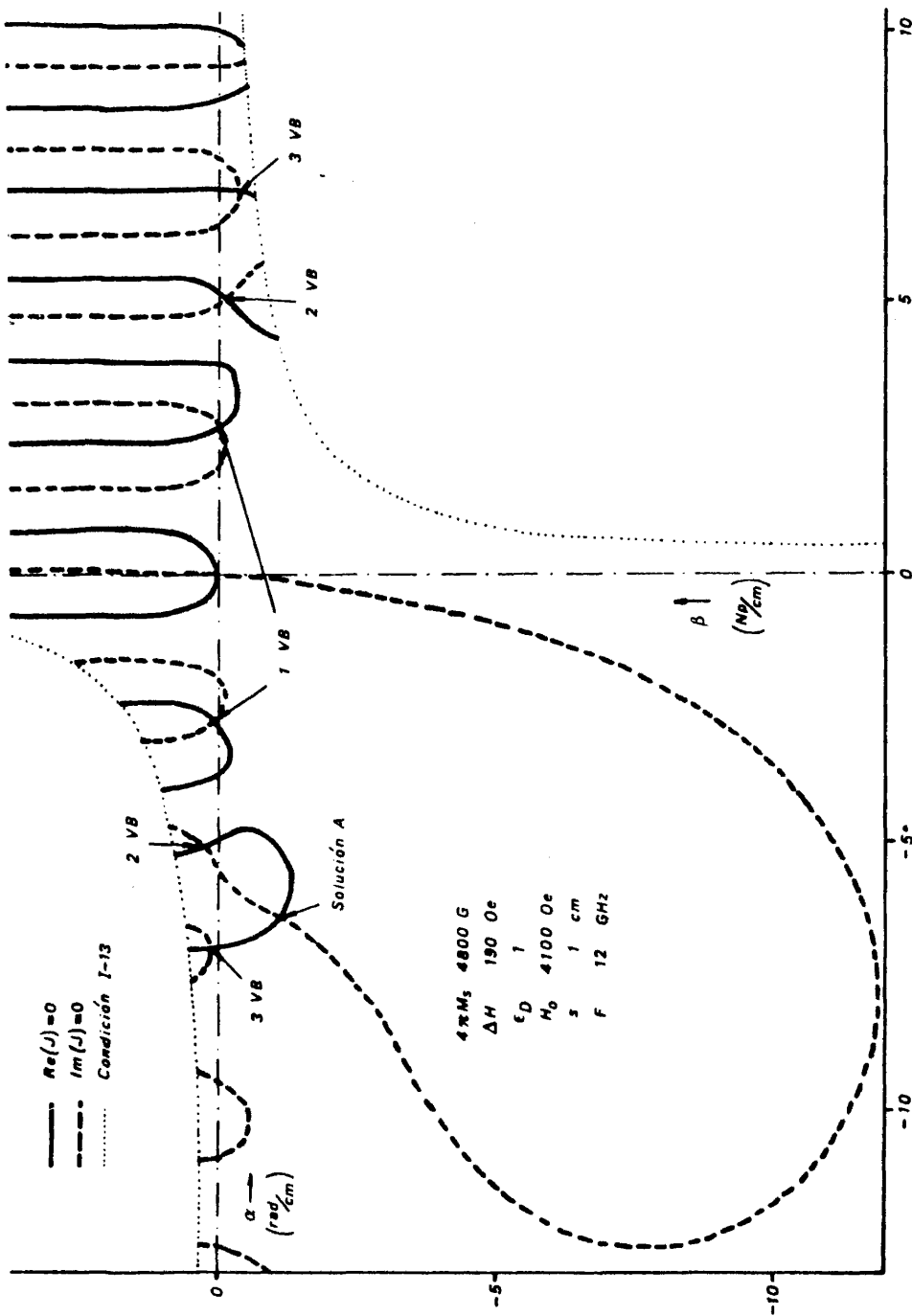


Fig. II,17 - Ejemplo de salida de la etapa 2 del procedimiento general

Por otra parte, en la figura II,16 podemos ver cómo cada miembro de la familia VB pasa por puntos de solución pura de volumen, que como vimos en el apartado tercero de este capítulo (II-11), presentan una periodicidad de π/s ; ahora bien, siguiendo el mismo razonamiento que nos llevó a la obtención de dicho valor, es decir:

$$e^{2jK_F s} = e^{2jK_F (s + \Delta s)}$$

se ha de cumplir que:

$$e^{2jK_F \Delta s} = 1$$

lo que significa que deben verificarse a la vez las condiciones:

$$e^{-2\beta \Delta s} \cos(2\alpha \Delta s) = 1$$

$$e^{-2\beta \Delta s} \operatorname{sen}(2\alpha \Delta s) = 0$$

Puesto que $\operatorname{sen}(2\alpha \Delta s)$ ha de ser nulo para que se cumpla la segunda, y el coseno del mismo ángulo debe ser positivo para que lo haga la primera, ocurrirá que $\alpha \Delta s = n\pi$, con lo que al ser el coseno de valor 1, la exponencial ha de ser también la unidad, es decir $\beta = 0$, lo cual indica que solo la solución pura es periódica.

Por otra parte, si en la expresión de la función J suponemos β de valor muy grande, ocurrirá que al estar $K_y^2 + K_F^2$ y $K_d^2 - K_F^2$, acotados en virtud de (I-9), tendremos que a/β tiende a $j\kappa/\mu$ y b_1/β tiende a $j\mu_e/\mu_i$ con lo que el término U de (II-14) estará acotado, tanto en parte real como en parte imaginaria, y en consecuencia al hacer β grande, tendremos:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{Re}(J) &= M' - e^{-2\beta s} \cos(2\alpha s) \\ \operatorname{Im}(J) &= M'' - e^{-2\beta s} \operatorname{sen}(2\alpha s) \end{aligned} \right\} \forall \beta \gg 1$$

con:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{Re}(U) &\ll M' \\ \operatorname{Im}(U) &\ll M'' \end{aligned} \right\}$$

La anulaci3n de estas expresiones (salida de la etapa segunda del procedimiento general de c3lculo) implicar3:

$$\beta \gg 1 \Rightarrow \begin{cases} \cos(2\alpha s) = M'e^{-2\beta s} \rightarrow 0 \\ \text{sen}(2\alpha s) = M''e^{-2\beta s} \rightarrow 0 \end{cases}$$

es decir, las curvas lugar geom3trico de anulaci3n de parte real poseen as3ntotas verticales (en el plano K_F) en $\alpha = n\pi/2s$, y las de anulaci3n de parte imaginaria hacen lo mismo en $\alpha = (n+1/2)\pi/2s$.

As3 pues y a la vista de la figura II,17, podemos asegurar que la zona I de la soluci3n VB (ver fig. II,16), al situarse sobre una de las ramas asint3ticas antes mencionada, presentar3 una pseudo-periodicidad en torno al valor π/s , dado que en total tenemos una as3ntota cada $\pi/4s$ y cada cuatro as3ntotas tenemos una soluci3n. El prefijo "pseudo", en rigor, no debe ser eliminado, aunque en la pr3ctica podr3 ignorarse para valores de s suficientemente grandes dado que la anchura de la plaqueta viene a ser un factor de escala seg3n el eje real en el plano K_F .

En consecuencia, el procedimiento general de c3lculo de todos los modos de volumen VB consistir3 en localizar uno solo de ellos, mediante la ejecuci3n de la primera y segunda etapas, para entrar en la tercera con sucesivos valores, desplazados π/s del encontrado, no import3ndonos el valor de s , dado que por muy peque1o que sea, todos los valores de entrada a la tercera etapa ser3n, en valor relativo, una aproximaci3n a las soluciones buscadas.

Los modos de volumen VA, por el contrario, no presentan en general pasos por soluciones puras, aunque como puede apreciarse en la figura II,16, dada su posici3n relativa respecto a los modos VB, podremos operar de forma an3loga para su obtenci3n, y en consecuencia bastar3 localizar un 3nico miembro de la familia para tenerlos todos por sucesivas entradas a la etapa tercera del procedimiento general con valores desfasados π/s entre s3.

Por otra parte, ambas familias (VA y VB) no poseen infinitos elementos, sino que a partir de una solución matemática, el resto no tendrá validez física, y ésto en virtud de una de las dos razones siguientes:

- El hecho experimental (ver fig. II,17) de que al aumentar el orden del modo, los extremos de la pareja de dedos, y por lo tanto la solución, se aleja del eje real positivo hacia las β negativas, lo cual implica que a partir de un cierto orden, todos los modos superiores estarán contenidos en la zona prohibida por la hipérbola (I-14) y en consecuencia quedarán al corte por no cumplir la condición (I-13).

- Las pérdidas de propagación (proporcionales a K_y'') aumentan considerablemente al aumentar el orden del modo, como es esperable en toda familia de modos de volumen, y tal como puede verse en la figura II,18 que contiene las variaciones en el plano complejo de las tres variables K_F , $K_D = K_1 = -K_2$ y K_y . En consecuencia a partir de un cierto orden no tendrán posibilidades de manifestación experimental.

En la figura II,19 se presenta en el diagrama de Brillouin el primer elemento de la familia VB, observándose que la zona válida físicamente, a tenor de lo ya dicho para la solución S1D en el apartado segundo de este capítulo, es tá condicionada tanto por la pendiente, que caracteriza a la velocidad de grupo, como por el valor de K_y'' (ver fig. II,18), que caracteriza las pérdidas de propagación. Así, con arreglo a la primera de estas dos condiciones, serán válidas las zonas de solución matemática indicada en la figura II,19 por zonas I y II, denominaciones que también aparecen en las figuras II,16 y II,18; respecto de la segunda de las condiciones, tendremos que solo aquellos trozos de solución matemática situados suficientemente cerca del eje real del plano K_y podrán ser considerados útiles. A título de referencia hemos señalado en la figura II,18 el nivel de 10 dB/cm ($K_y'' = 1,151$ Np/cm); podemos observar que la zona II, constituida por pequeños lazos que desaparecen al aumentar la permitividad del dieléctrico, y que está situada en las inmediaciones del eje imaginario, no dará lugar a propagación experimentalmente observable por la razón apuntada.

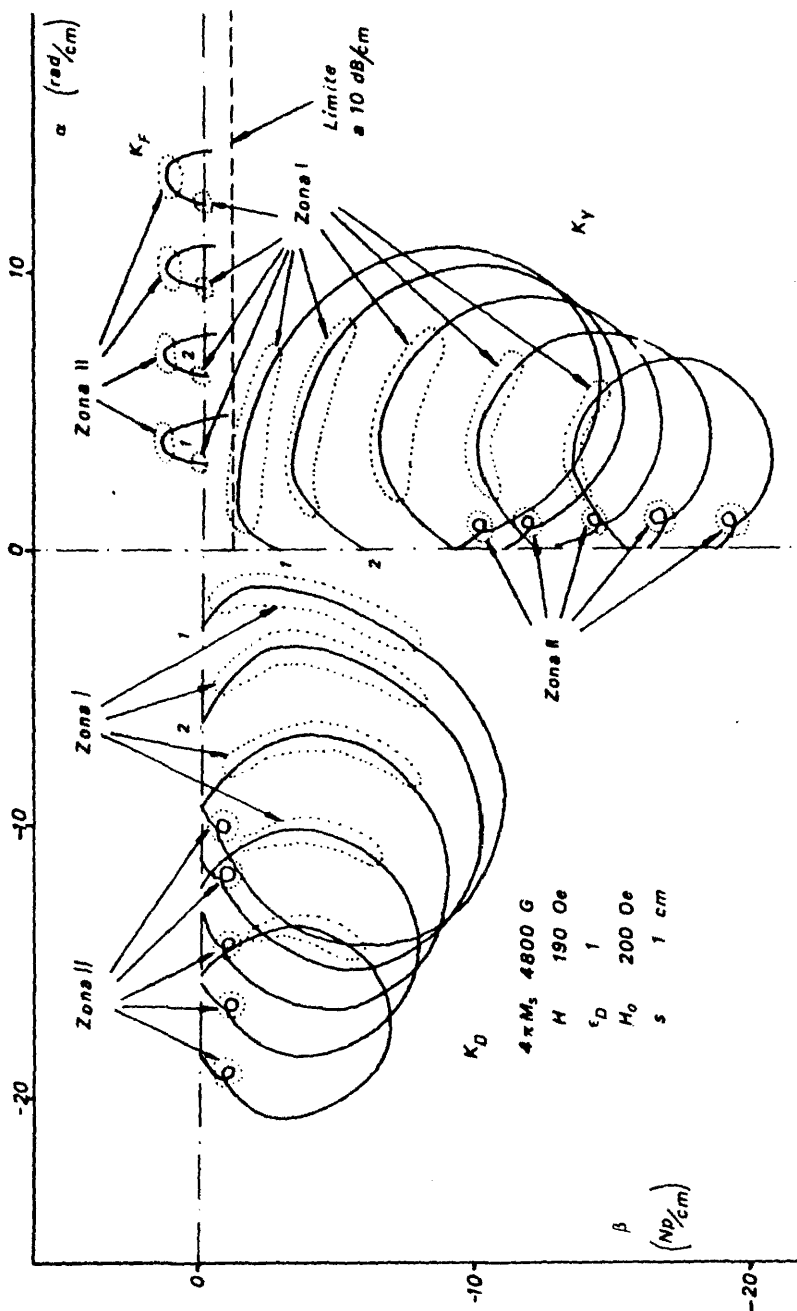


Fig. II,18 - Ejemplo de evolución en frecuencia en frecuencia de las constantes de propagación de los modos VB.

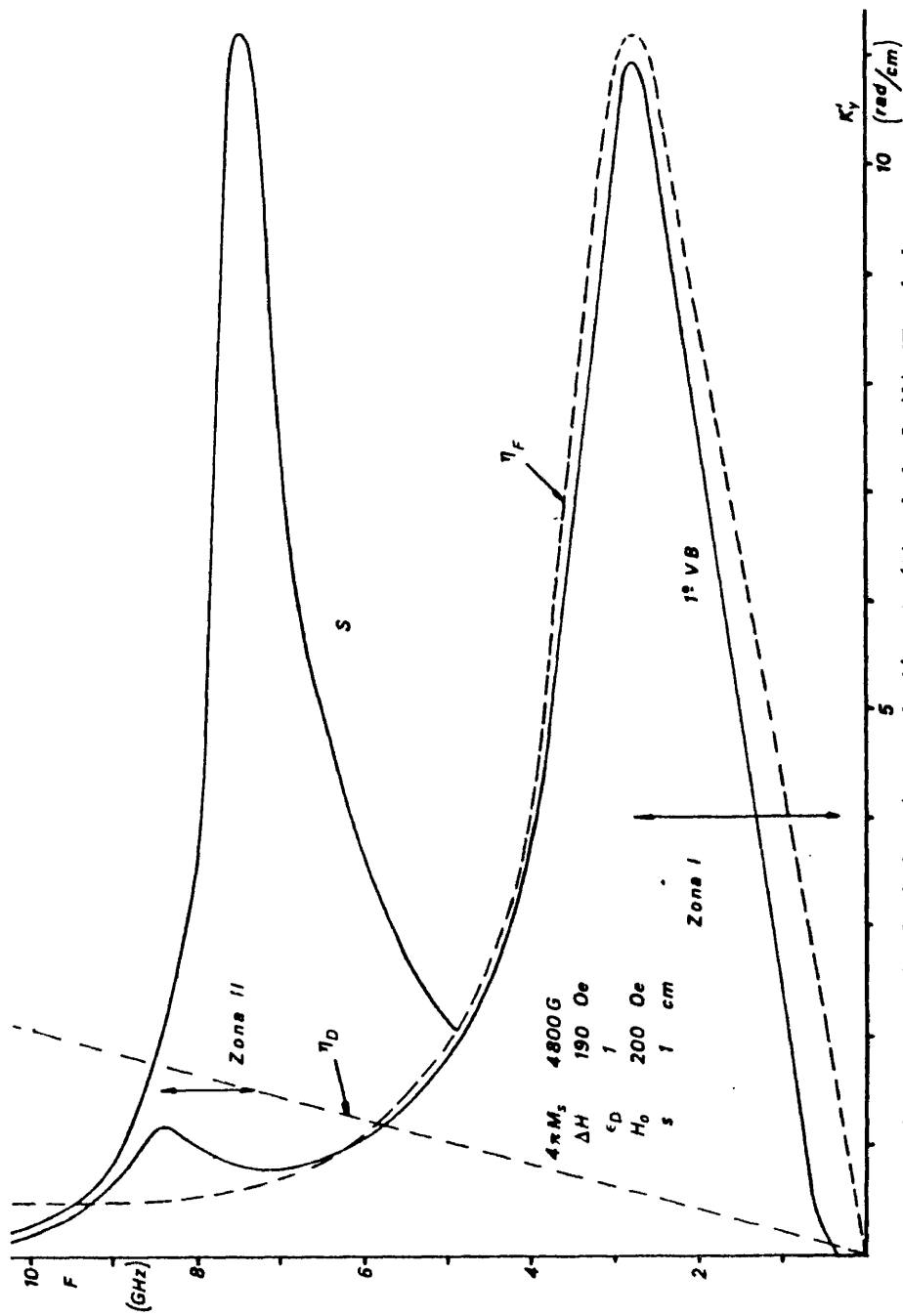


Fig. II,19 - Ejemplo de la primera solución matemática de la familia VB y de la solución S.

El número de modos de la familia VB utilizables en la zona I, depende evidentemente del valor del parámetro s , pudiendo suceder que para valores pequeños, incluso el modo fundamental presente unas pérdidas prohibitivas, como en el caso de la figura II,18 precisamente.

En lo que respecta a la familia VA, la zona válida de las soluciones (ver fig. II,20, análoga a la II,18 de la familia VB), queda limitada inferiormente por los mismos condicionamientos indicados para la familia VB. El límite superior en frecuencia viene condicionado por la validez del modelo matemático empleado para la ferrita (ver capítulo I).

Una curiosidad a resaltar de las familias de modos de volumen es que eventualmente, el primer modo (o segundo, según la frecuencia), considerado como solución matemática, viene a empalmarse con la solución S, efecto que puede observarse en la figura II,16.

En cuanto a la solución matemática S, que da lugar al modo de superficie, presenta dos pasos por soluciones puras, una de volumen y otra de superficie. Al aumentar la frecuencia pasa por diversas tipologías: volumen con desplazamiento, superficie y volumen, siendo las dos primeras las más interesantes desde el punto de vista físico, y en las que puede ser considerada como una perturbación de la solución A de la estructura de un dioptrio, como se pone en evidencia en la figura II,21, donde se representan la evolución en frecuencia de K_x y K_y en el plano complejo, tanto de la solución que nos ocupa como de la solución A de la estructura de un dioptrio. De nuevo se ha variado para esta figura el parámetro ϵ_D , en aras de una mayor claridad de los resultados a exponer.

La validez física de esta solución como tal modo de superficie, análogamente a como ocurría con los modos VB, queda restringida a la zona de pendiente positiva del diagrama de Brillouin (fig. II,19), y limitada por las dos condiciones anteriormente citadas: la condición (I-13) y las pérdidas de propagación. Es precisamente esta zona de existencia física la que puede considerarse

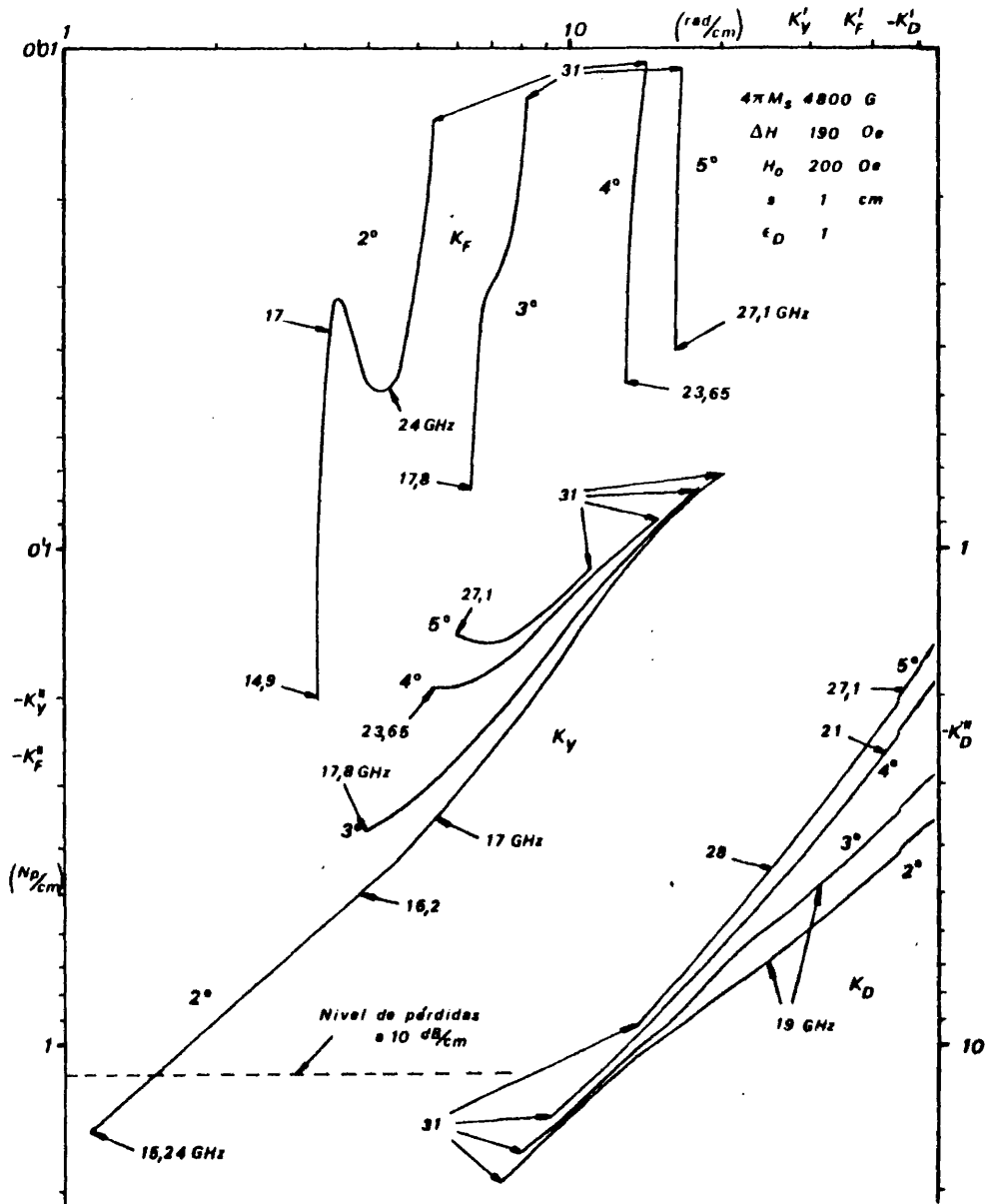


Fig. 11,20 - Ejemplo de evolución en frecuencia de las constantes de propagación de los modos VA.

se como perturbación de la respuesta en la estructura de un único dioptrio, para valores de s no excesivamente pequeños.

Como complemento a la comparación en el diagrama de Brillouin de la zona I de VB con la de existencia física del modo S, debemos también decir que si observamos la evolución de ambas soluciones matemáticas en el plano K_y (fig. II,21) partiendo de los modos puros de volumen, situados en la misma zona, hacia frecuencias más bajas, no es posible asimilar la solución S a un representante excepcional de la solución VB en la zona II, tal como sugeriría la figura II,19.

Hay que hacer notar que, salvo cuando la solución se acerca al eje real del plano K_F , la proximidad de ambas soluciones (un dioptrio y su perturbación) llega a hacerlas indistinguibles al efectuar la búsqueda por cambio de signo. Es obvio, por tanto, que para trazar la respuesta de dos dioptrios se deberá usar la propiedad de simetría, ya que al estar sola será localizable, incluso con paso grueso.

Ahora bien, para dejar constancia de la evolución en frecuencia de la perturbación presentamos en la figura II,22 la solución matemática S para $H_0=4100$ Oe (siempre en búsqueda de una mayor claridad de resultados). En ella se puede observar cómo al desplazarse ambas soluciones (uno y dos dioptrios) perturban, a su vez, a las curvas de anulación de parte real o imaginaria de la función J, dando lugar a pequeños anillos alternativos sobre la correspondiente curva deformada, cuyo tamaño es cada vez más pequeño a medida que disminuye la perturbación. De la propia observación de esta figura se deduce que para su obtención ha sido necesario recurrir a los procedimientos indicados en el apartado anterior para tratar valores extremos del término U_s .

Como complemento a la figura II,22, presentamos en la figura II,23 la salida de la etapa segunda del procedimiento general de cálculo a la frecuencia de 22 GHz a la cual la solución S no puede ser considerada como perturbación de la solución A. Nótese que la solución 1 dioptrio se encuentra en el punto (3,6, 1,2) y la 2 dioptrios en $\pm(7,7, 0,4)$.

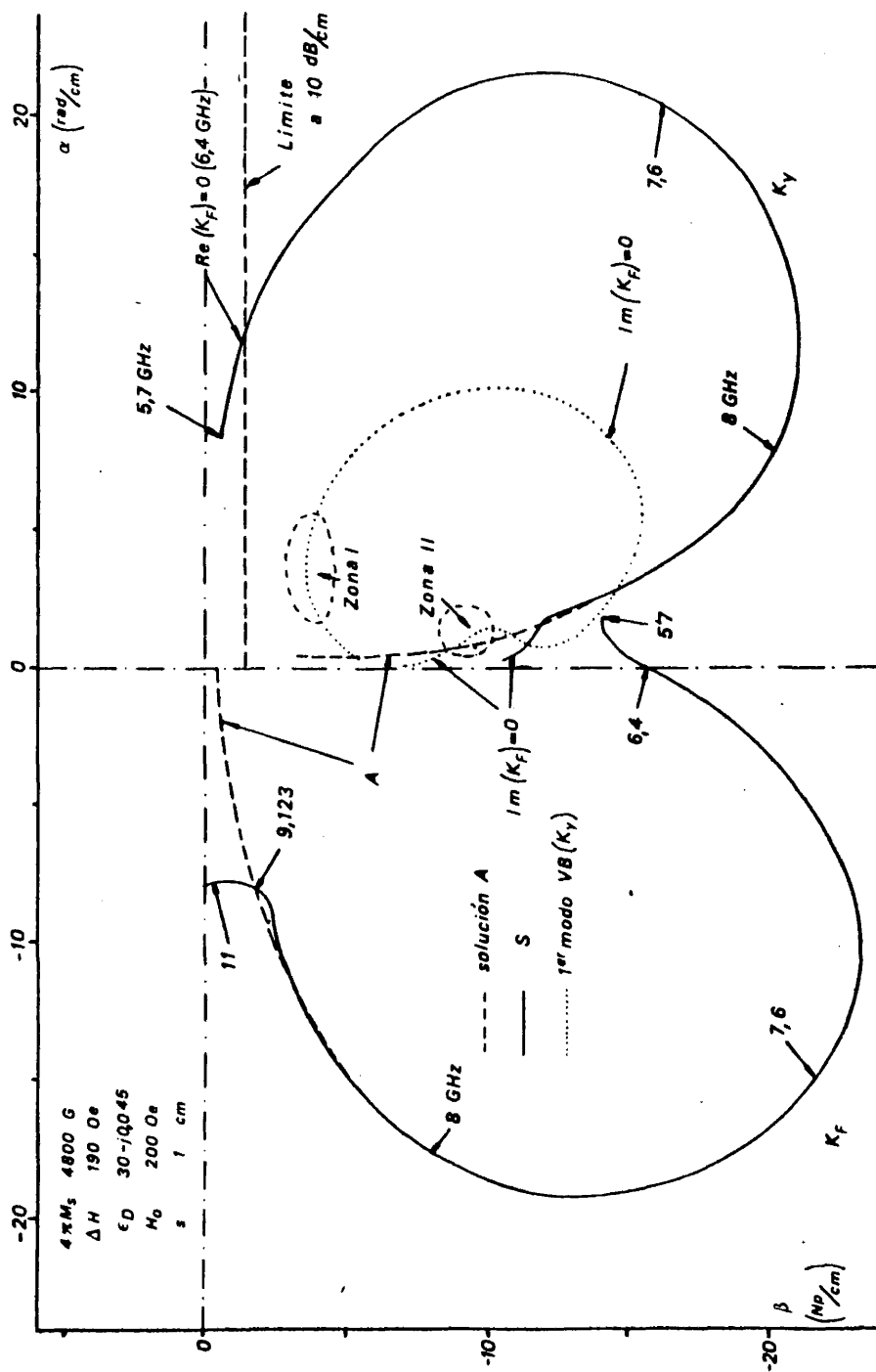


Fig. II,21 - Ejemplo de evolución con la frecuencia de la solución matemática S

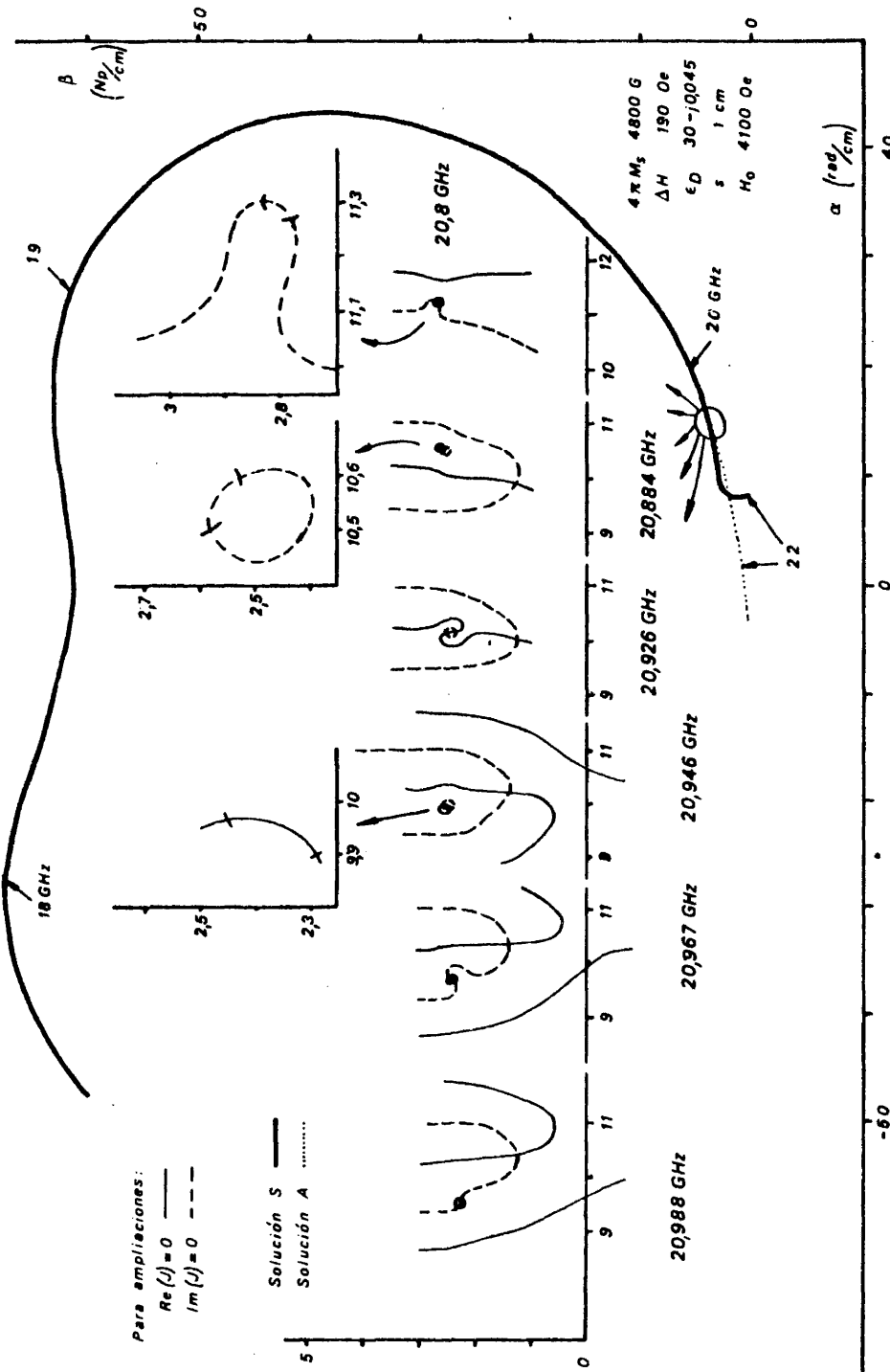


Fig. II,22 - Evolución de la perturbación: solución A(1 dioptrio)-solución S(2 dioptrios)

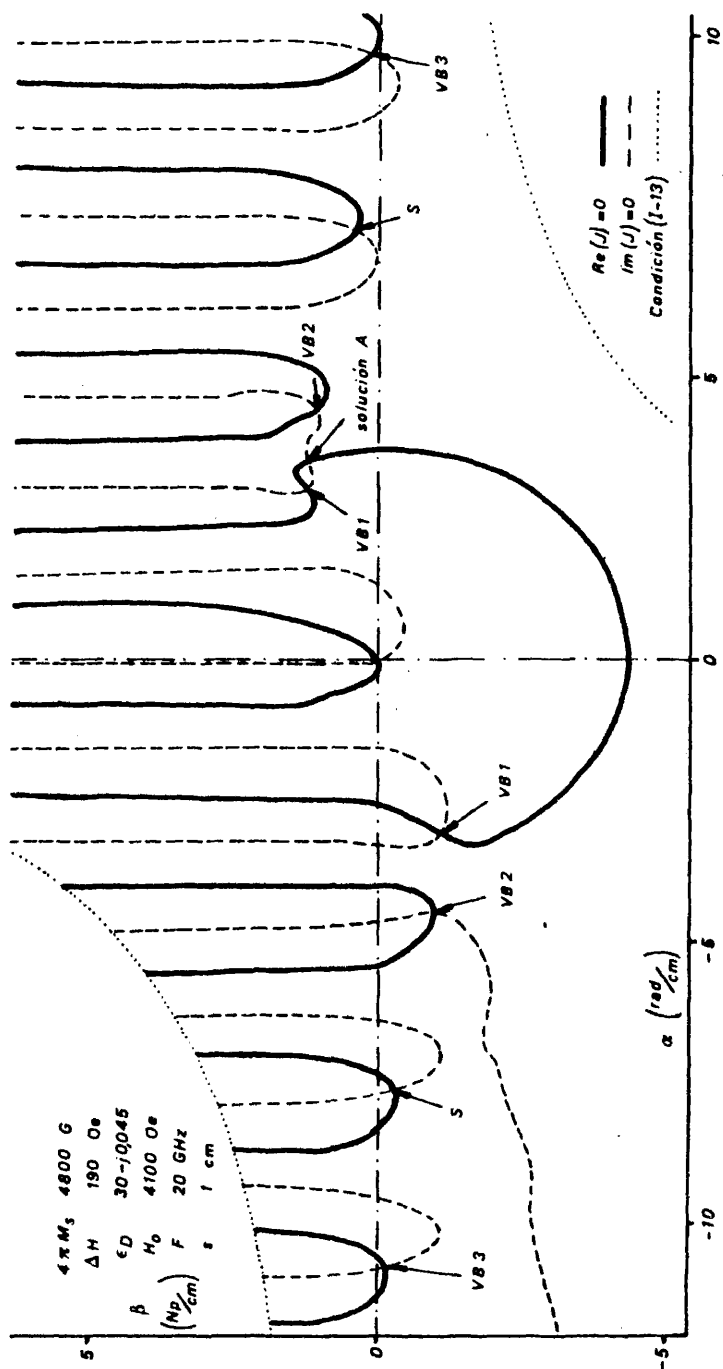


Fig. II.23 - Salida de la etapa 2 cuando la solución S no es perturbación de la solución A

También la solución VD puede ser considerada como perturbación de la estructura de un único dioptrio. Su comparación en el plano K_F (fig. II,24) muestra cómo se pegan literalmente una a la otra, y ambas al eje imaginario, a las frecuencias más bajas de la banda de existencia física de esta solución (siempre por encima de la resonancia de la ferrita y en la zona de permeabilidad negativa); a frecuencias altas, la solución VD, pasa a ser el primer modo de volumen de la familia VA. Solo en la zona en la que esta solución se comporta como un modo de volumen con desplazamiento de campo puede ser considerada como perturbación de la solución B de la estructura de un dioptrio.

La zona de validez física de la solución VD, al igual que sucedía con los modos VA, está limitada inferiormente, en el plano K_F , por el corte con la hipérbola (I-14), que estará próximo al eje imaginario al igual que ocurría con la solución S.

Dado que a partir de un cierto valor de frecuencia este modo pasa a ser el primer modo VA, su cota superior vendrá fijada por los mismos condicionamientos de la familia.

Los hechos expuestos con referencia a los modos S y VD ponen de manifiesto que el planteamiento de la ecuación de continuidad en la forma (II-1) nos ha permitido, al introducir en el plano K_F un punto de referencia, demostrar empíricamente la validez del método de perturbaciones en los dos modos más interesantes de la estructura de dos dioptrios (ver figuras II,21 y II,24), pudiendo por tanto entrar en la etapa tercera del procedimiento general con las soluciones A o B de un dioptrio, lo que conlleva un considerable ahorro de tiempo de cálculo.

En otro orden de cosas, debemos hacer mención de la no existencia de una solución en estructura de dos dioptrios que sea perturbación de la solución C de la estructura de un dioptrio, dado que la solución perturbada siempre se encuentra en la zona prohibida por la hipérbola (I-14) en el plano K_F .

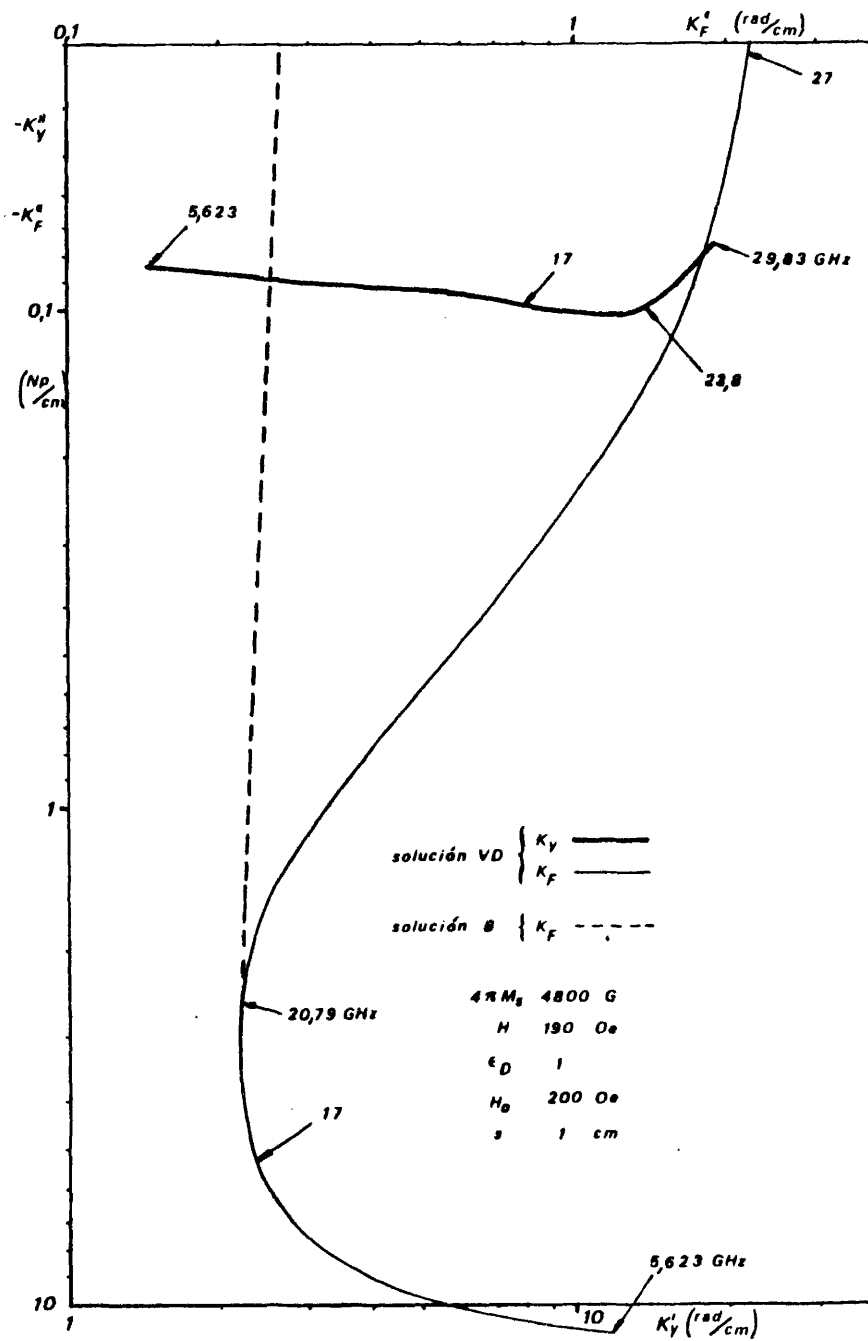


Fig. II,24 - Ejemplo de la evolución con la frecuencia de la solución VD

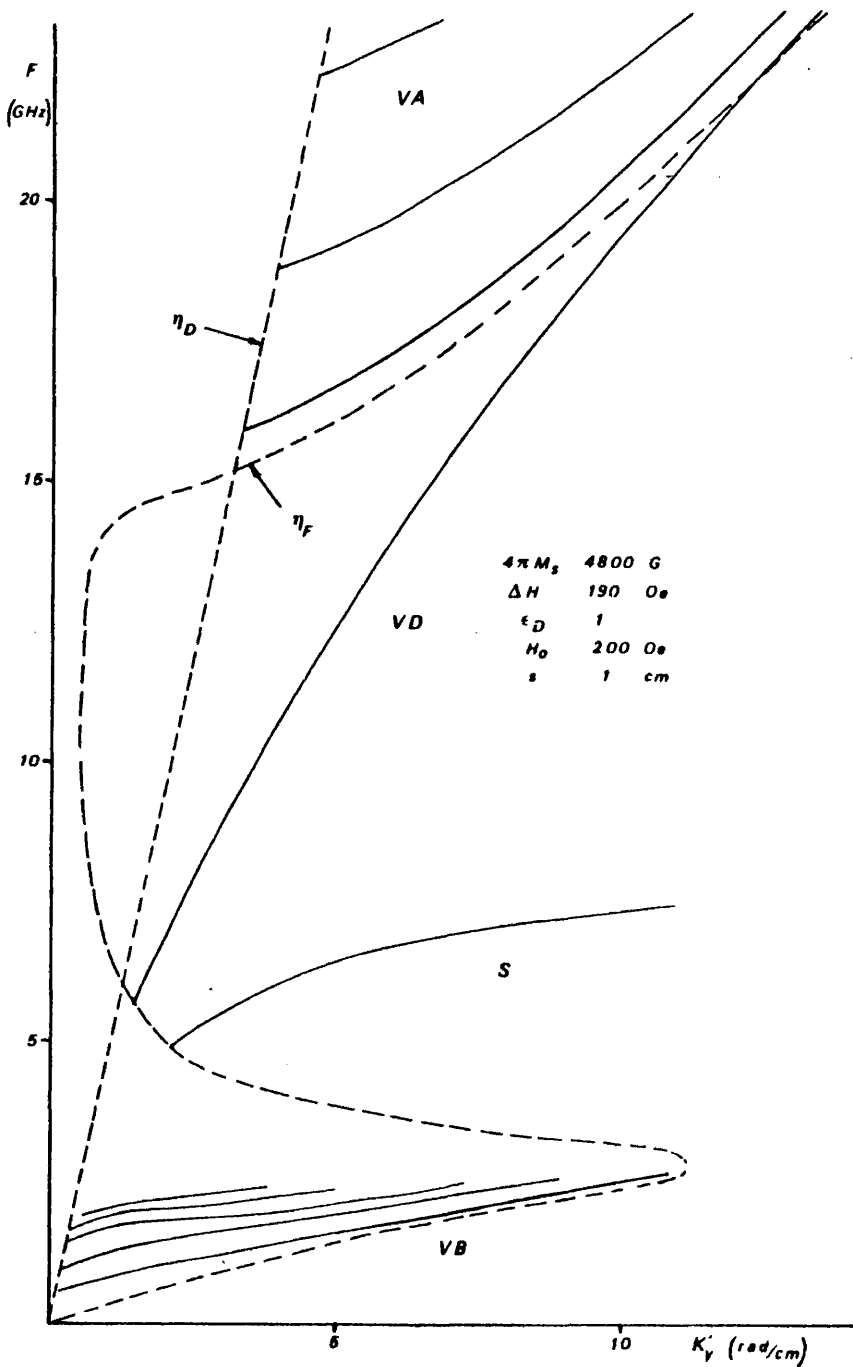


Fig. II,25 - Diagrama de Brillouin generalizado con dos dieléctricos iguales.

En resumen, presentamos en la figura II,25 la situación en el diagrama de Brillouin de los modos con validez física. El camino más rápido para su obtención será:

Modos VA y VB - Procedimiento general (primera y segunda etapas) hasta encontrar una solución. Los otros modos se encuentran por perturbación de valores periódicos de K_p , obtenidos a partir del primer modo encontrado.

Modo VD - Perturbación de la solución B de la estructura de un dioptrio en la zona de permeabilidad negativa.

Modo S - A partir del modo puro de superficie o por perturbación de la solución A de la estructura de un dioptrio, por debajo de su resonancia.

La evolución en frecuencia de todos ellos se realiza mediante la etapa tercera del procedimiento general de cálculo.

6.- Bibliografía

- (1) . MARTIN PASCUAL, C. y VASSAL'LO SANZ, J. - "Propagación electromagnética sobre dioptrios ferrimagnéticos". XVIII Bienal de la RSEFQ. Burgos 1980.
- (2) . SOMMERFELD - Ann. Physik, 44, pag. 177-202, 1914.
- (3) . BRILLOUIN - Ann. Physik, 44, pag. 203-240, 1914.
- (4) . DAMON, R.W. and ESBACH, J.R. - "Magnetostatic modes of a ferromagnet slab". J. Phys. Chem. Solids, 19, p. 308, 1961.
- (5) . REY PASTOR, J. - "Elementos de análisis algebraico". Ind. Gráf. Martín, Madrid 1949.
- (6) . FONTECHA GONZALEZ, J.L., MARTIN, C y VASSAL'LO, J. - "El concepto de impedancia característica en guías de ondas y su extensión a guías anisótropas". XIX Bienal de la RSEFQ. Santander 1982.
- (7) . MARTIN PASCUAL, C. y VASSAL'LO SANZ, J. - "Propagación guiada por una placa de ferrita en una estructura de guía en H". 2ª Reunión Nacional de la Comisión B de URSI, Barcelona 1981.

Capítulo III

ESTUDIO PARAMETRICO DE LAS SOLUCIONES

1.- Anotaciones previas

Antes de pasar al estudio de las 4 familias de soluciones encontradas (VB, S, VD, VA), que analizaremos separadamente, haremos un pequeño comentario de las características que vamos a analizar en nuestra exposición. Ellas serán:

i - La constante de propagación K_y , cuya parte real nos dará el diagrama de Brillouin y su parte imaginaria, salvo un factor, nos dará las pérdidas por unidad de longitud de línea (dB/cm). Debe anotarse que se han supuesto conductores perfectos, ya que las pérdidas en los dieléctricos (sobre todo en la ferrita) sobrepasarán ampliamente las pérdidas en los conductores reales.

ii - La impedancia que presenta la estructura para el modo en cuestión, calculada conforme a la definición indicada en el capítulo II y que con las precauciones allí indicadas, nos permitirá obtener una idea del tipo de adaptación a utilizar en la realización de dispositivos. Para la representación de esta característica hemos situado la frecuencia en el eje de ordenadas, con objeto de mantener el criterio establecido por el diagrama de Brillouin. Respecto al eje de abscisas, digamos que en algún caso utilizaremos la escala logarítmica, debiendo tener cuidado entonces el lector con la nueva geometría, en la que las curvas representativas de la constante de propagación en un dieléctrico libre dejan de ser rectas.

iii - Perfil transversal de campo eléctrico que, recordemos, tiene una única componente según la dirección z. El valor del campo está normalizado, y se considera la dirección de propagación según la recta perpendicular al plano de la figura, siendo su sentido negativo el que sale del papel hacia el lector.

iv - Por último, damos la representación de las líneas de campo magnético y/o de corriente en los planos conductores que limitan a la estructura según la dirección del campo magnético aplicado (z); la representación habitual incluye a ambas en una sola longitud de onda (media para cada una), lo que permite una comparación cómoda. Debemos decir también que estas líneas se han trazado situando el máximo de campo eléctrico según la dirección de propagación (en una visión estática) en la posición media entre las líneas de puntos de las figuras. Si a esta posición le asignamos la coordenada $y=0$ las líneas de puntos representadas estarán en $y=\lambda/4$ y $3\lambda/4$ y corresponden, evidentemente, a las posiciones de nodos del campo eléctrico.

Los parámetros que haremos evolucionar ya han sido enunciados en su mayoría en el capítulo II, cuando hicimos el estudio de la estructura de un único dioptrio; únicamente habrá que añadir los introducidos por la estructura de dos dioptrios: la anchura de la plaqueta y la posibilidad de contar con dos dieléctricos distintos. Así pues, utilizaremos como parámetros:

- i - De la ferrita: $4\pi M_s$, ΔH , g , ϵ_f
- ii - De los dieléctricos: ϵ_1 , μ_1 , ϵ_2 , μ_2 (ver fig. 1,5)
- iii - El campo aplicado H_0
- iv - La anchura de la plaqueta s

Por supuesto, no debe olvidarse el carácter de variable fundamental que presenta a lo largo de todo el estudio la frecuencia.

Además, en el caso concreto de la impedancia de modo debe tenerse en cuenta que, como consecuencia de la constancia de la estructura electromagnética a lo largo de la dirección z , esta característica resulta directamente proporcional a la altura h de la estructura, razón por la cual, los resultados de cálculo responden a la normalización Z_c/h . En cambio, en las gráficas hemos su puesto un valor de $h=1,3\text{mm}$, que, además de corresponder a la altura de la mayoría de nuestros dispositivos experimentales es uno de los espesores normalizados de los substratos para circuitos microbanda.

2.- Familia de modos de volumen VB

La figura III,1 muestra en el diagrama de Brillouin un ejemplo de las zonas de existencia de los tres primeros modos cuando se varía el campo magnético aplicado. La familia se sitúa por debajo de la resonancia de la ferrita, siendo dicho valor de frecuencia una cota superior común a todos los miembros de la familia; no obstante, el extremo superior práctico de cada modo, e inferior por tanto a esa cota, depende de las pérdidas de propagación, debiendo establecerse un nivel a tal efecto, como el marcado en la figura II,18 en el plano K_y , lo cual implica que a partir de un cierto modo, que puede ser incluso el primero, todos los de orden superior, aún cuando cumplan la condición (I-13), se atenúan rápidamente, no pudiendo por tanto manifestarse experimentalmente su propagación.

El límite inferior se localiza como el valor de frecuencia para el cual la solución en el plano K_p se sitúa sobre la hipérbola (I-14), disminuyendo la banda de existencia del modo a medida que aumenta su número de orden, al igual que sucede con los modos de volumen de una guía cerrada homogénea e isótropa. En función de esta condición de corte no es correcto, por tanto, localizar el límite inferior, ni siquiera aproximadamente, como el corte de la solución con alguna de las curvas que caracterizan a las constantes de propagación en los dieléctricos libres, pues tal como puede apreciarse en la figura III,1, la distancia a la que se encuentra dicha curva (recuérdese que la escala es logarítmica) de los límites inferiores, es bastante apreciable.

Por otra parte, y como consecuencia de que la hipérbola (I-14) no es estable en el plano K_p al variar la frecuencia, los límites inferiores deben localizarse por cálculo numérico, haciendo un barrido en frecuencia con un incremento adecuado, que vendrá impuesto por el margen de error deseado. En el ejemplo de la figura III,1 el mencionado margen de error en los límites inferiores representados en ella, es de $\pm 25\text{MHz}$.

Asimismo, resulta evidente a la vista del diagrama de pérdidas también incluido en la figura III,1, que los modos de orden superior presentan

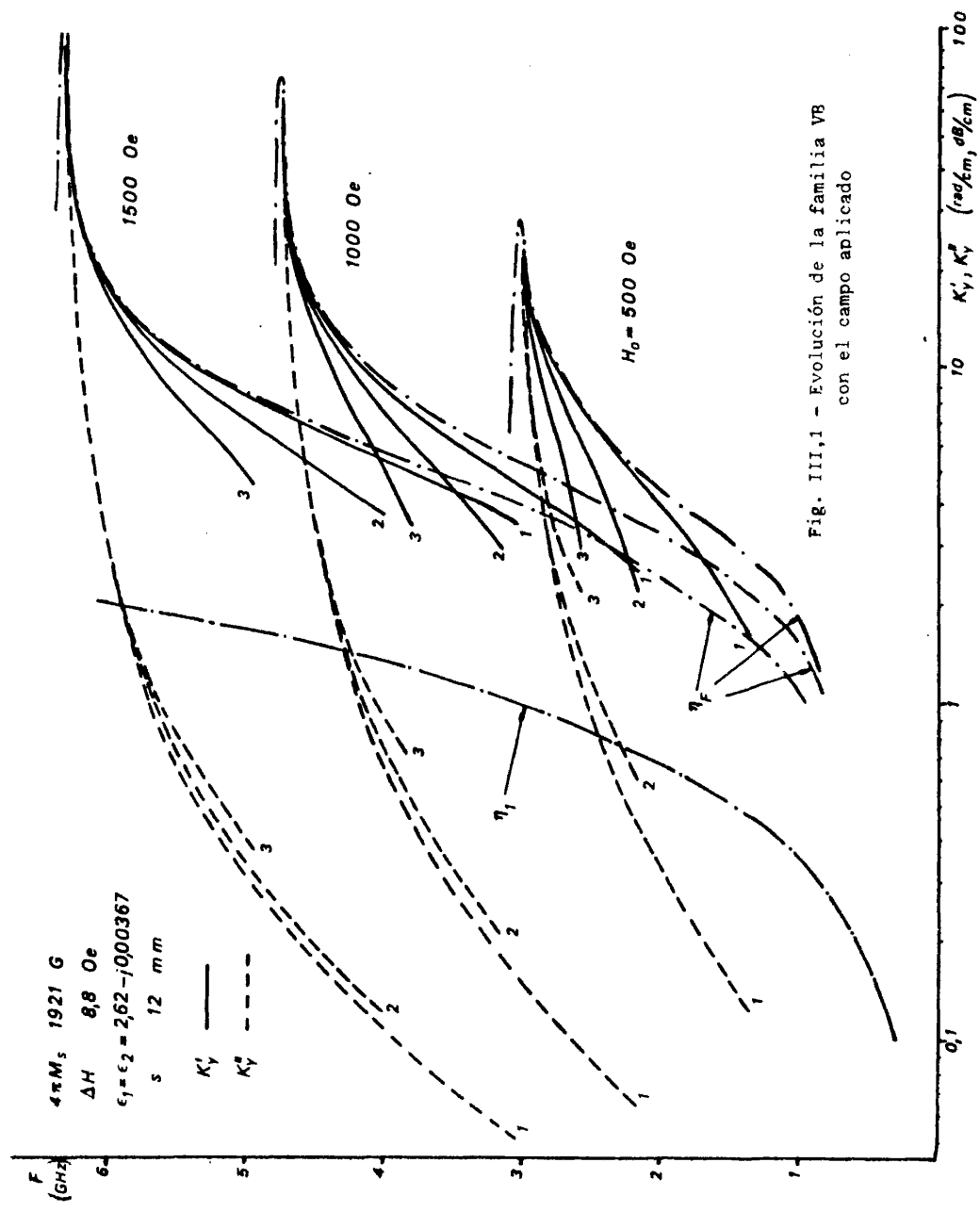


Fig. III,1 - Evolución de la familia VB con el campo aplicado

pérdidas mayores, aunque la variación sea muy leve.

Como puede observarse, la figura III,1 pone de manifiesto que la respuesta evoluciona conforme lo hace el índice de refracción de la ferrita, cuya curva característica envuelve a todos los modos de volumen. Además, se observa que debemos esperar menos pérdidas al aumentar el campo aplicado, aunque la variación sea muy leve a campos altos, aumentando también la anchura de banda utilizable.

La figura III,2 que muestra los perfiles del campo eléctrico para un caso de la figura anterior, viene a evidenciar un comportamiento de esta familia similar al de los modos de volumen que se propagan en una guía rectangular llena de material isótropo del mismo índice de refracción que la ferrita, pensando que el decaimiento existente en los dieléctricos que flanquean a la plaqueta de ferrita se corresponde, a otra escala, con la penetración o "efecto de piel" en las paredes laterales conductoras de la guía rectangular.

La evolución más interesante del perfil de campo eléctrico es la que se obtiene al variar los dieléctricos, pues de ellos depende principalmente el decaimiento mencionado. En la figura III,3 se muestra dicha evolución para los dos sentidos de propagación, manteniendo fijo uno de los dieléctricos, y observándose cómo, al variar la permitividad del otro dieléctrico, el perfil de campo para uno de los sentidos de la propagación, se desplaza hacia el dioptrio con dieléctrico de mayor permitividad, mientras que para el sentido contrario, la variación es prácticamente nula en el interior de la ferrita, y únicamente se pone de manifiesto su distinto decaimiento exterior. Por otro lado, al observar la figura III,4 donde se comparan todas las posibilidades de considerar dos dieléctricos para ambos sentidos de propagación, es de notar el hecho de que, incluso cuando la estructura es recíproca, el perfil de campo no presenta simetría, desplazándose hacia uno de los dioptrios, como consecuencia de la presencia del medio ferrimagnético. A este respecto no se debe olvidar que es en la banda de existencia de estos modos en la que la ferrita es más anisótropa (dispersión de μ_+ y valores altos de κ/μ).

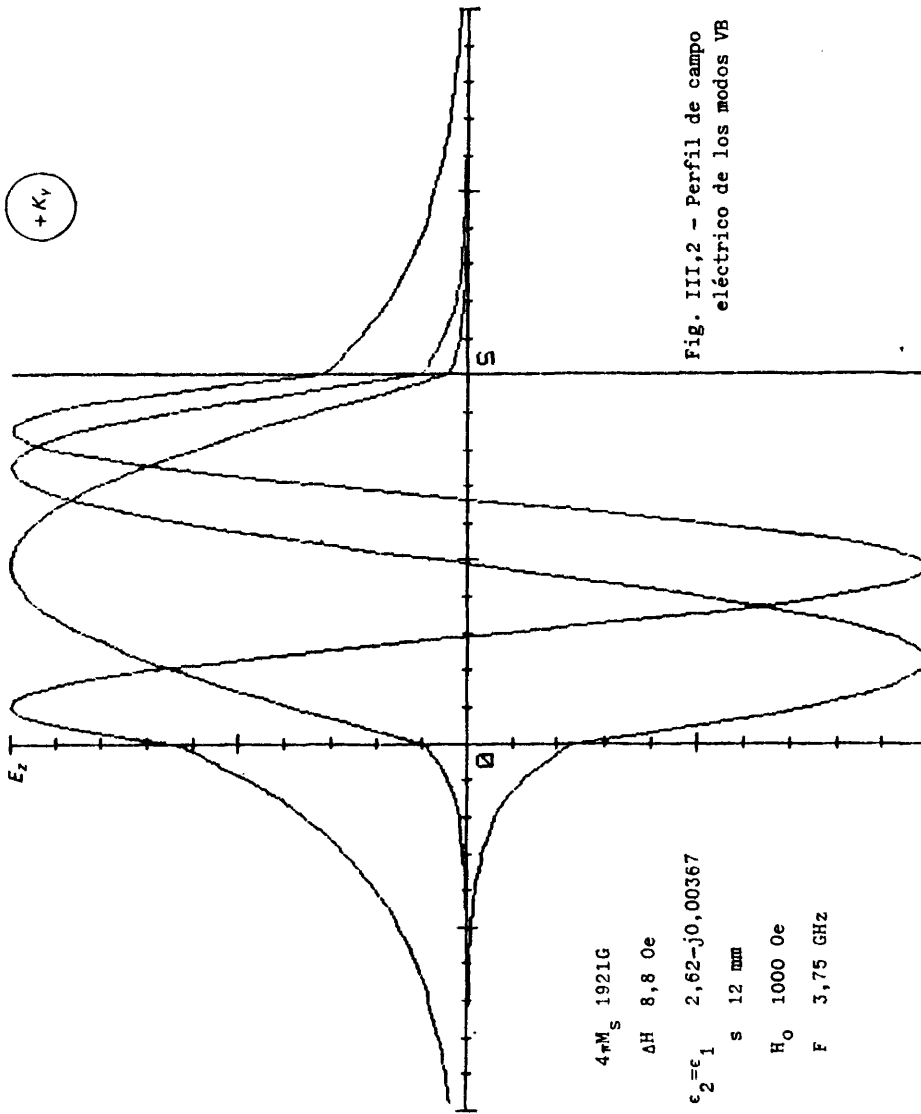


Fig. III,2 - Perfil de campo eléctrico de los modos VB

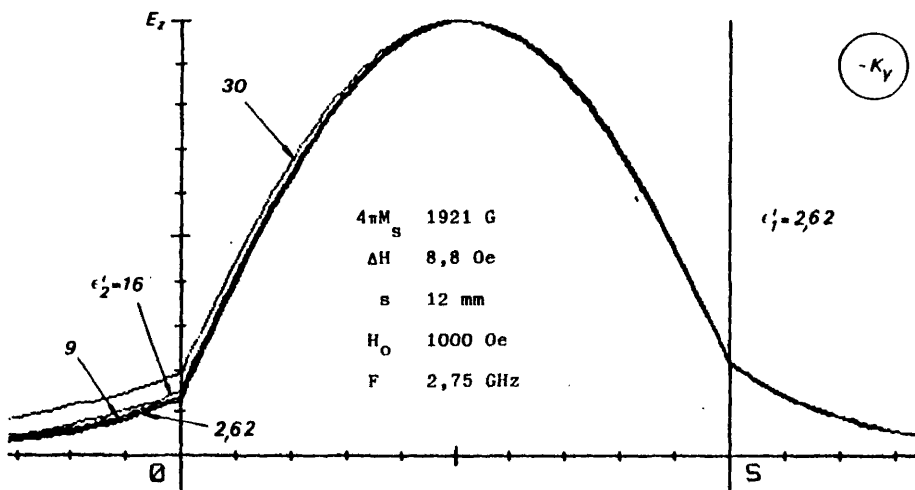
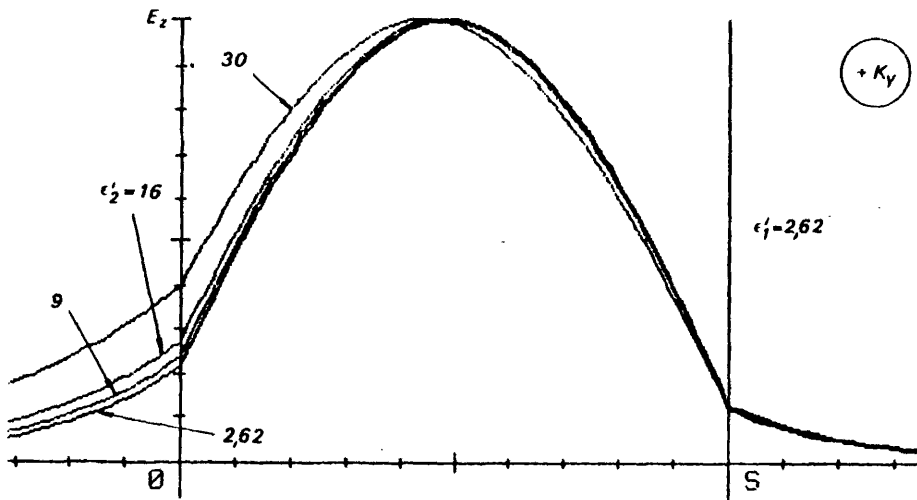
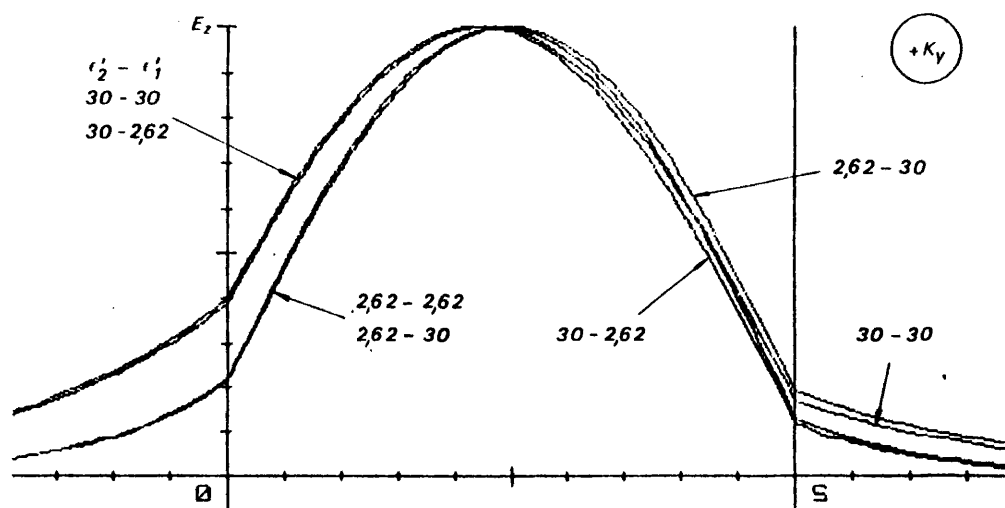


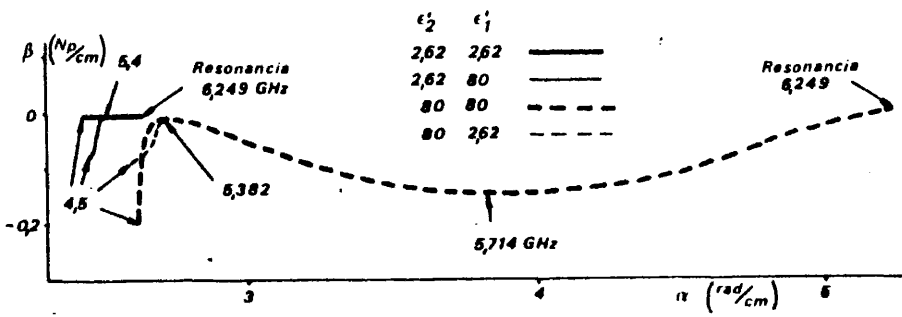
Fig. III,3 - Variación con ϵ_2 del perfil de campo eléctrico del modo fundamental



$4\pi M_s$ 1921G ; ΔH 8,8 Oe; s 12mm ; H_0 1000 Oe

Fig. III,4 - Influencia de las permitividades de los dieléctricos en el perfil de campo eléctrico del modo fundamental

Como complemento a la figura III,4 se presenta en la III,5 la evolución del modo fundamental en el plano K_F para un valor diferente de una de las permitividades. Esta figura muestra cómo el sentido de propagación da carácter prioritario a uno de los dioptrios pues, para el caso de dos dieléctricos bien diferenciados por su permitividad, y para un sentido único de propagación, se emparejan, a frecuencias altas, las respuestas correspondientes a un mismo ϵ_2 , demostrando la prioridad del dieléctrico que se sitúa en el dioptrio de la izquierda según se mira en el sentido de la propagación (con el campo H_0 hacia arriba). Por el contrario, el cambio de ϵ_2 se manifiesta muy levemente tanto en la curva de pérdidas como en el diagrama de Brillouin, llegando en este último caso a ser prácticamente inapreciable, como se observa en la figura III,6 que se corresponde con la III,3. Esta leve diferencia debe achacarse, por tanto, al valor relativo de las pérdidas de la constante dieléctrica ($\text{tg } \delta$), igual para todos los materiales empleados en la elaboración de la figura.



$4\pi M_S = 1921 \text{ G}$; $\Delta H = 8,8 \text{ Oe}$; $s = 12 \text{ mm}$; $H_0 = 1500 \text{ Oe}$

Fig. III,5 - Influencia de las permitividades en la evolución del modo fundamental en el plano K_F .

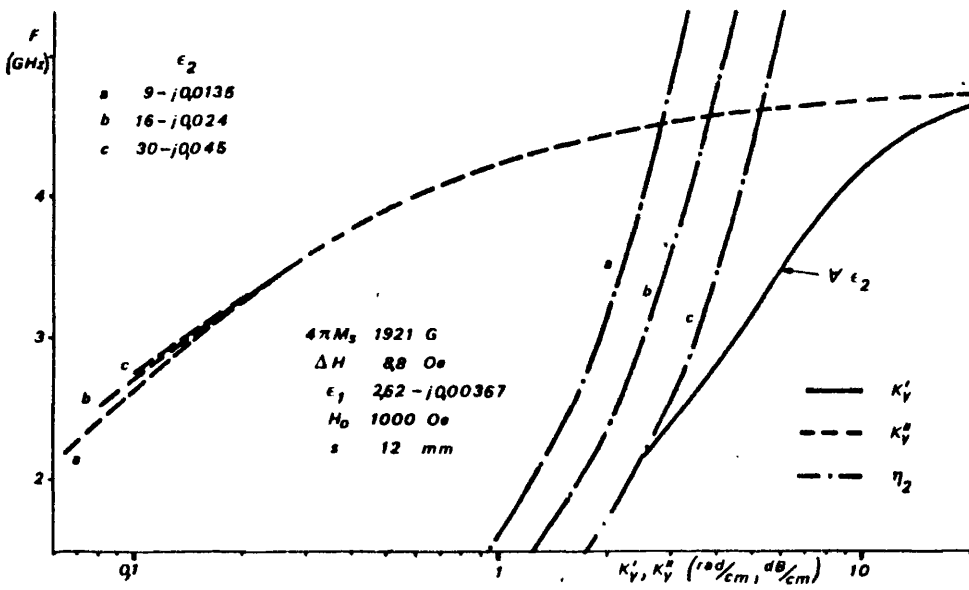


Fig. III,6 - Influencia de ϵ_2 en la dispersión del modo fundamental.

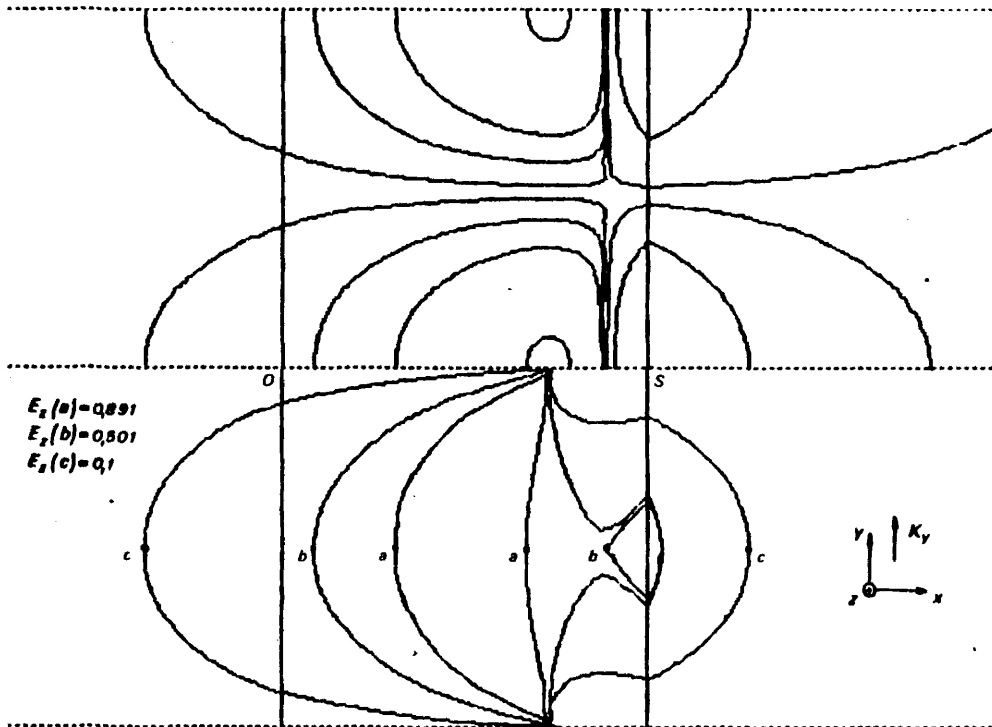
En otro orden de cosas, las líneas de corriente y de campo magnético de finen una de las particularidades más notorias de esta familia de modos de volumen pues, cuando menos, marca una diferencia esencial con el resto de soluciones encontradas: su distinto comportamiento en función de la frecuencia.

Las figuras III,7 a III,10 muestran una secuencia típica de esta evolución, tanto de las líneas de corriente como de las de campo magnético del modo fundamental.

Así, a frecuencias bajas respecto de la banda de existencia (figuras III,7 y III,8) y por tanto lejos de la resonancia de la ferrita, se observó que las líneas de corriente presentan manantiales y sumideros separados $\lambda_g/2$ en la dirección de propagación, y desplazados del plano de simetría mecánica de la estructura hacia uno de los dioptrios (derecha), exactamente el contrario al cual se desplaza el perfil de campo eléctrico, como puede comprobarse si se comparan las figuras III,8 y III,4.

Por otra parte, se visualiza la relación existente entre las líneas de corriente y las líneas de campo magnético: así, los alrededores de manantiales y sumideros de corriente se corresponden con líneas de campo cerradas; no es cierta sin embargo, la recíproca, pues, como puede verse en la figura III,7, existe otro grupo de líneas de campo también cerradas, cuyo núcleo se sitúa en el dioptrio de la derecha, que no contiene ni manantiales ni sumideros de líneas de corriente, observándose que en la zona de separación de los dos grupos de líneas cerradas de campo, existe una línea paralela a la dirección de propagación en la que las líneas de corriente se disponen transversalmente a ella.

La asimetría enunciada se agudiza cuando la frecuencia evoluciona hacia valores cercanos a la resonancia (compárense las figuras III,8 y III,9), desplazándose los manantiales y sumideros de corriente hacia el dioptrio de la derecha; en este proceso abandonan además la posición sobre el nodo de campo eléctrico (línea de puntos), siguiendo una línea paralela a la dirección de propagación, situada todavía sobre la ferrita (fig. III,9). Por otra parte, por encima de una cierta frecuencia, el dioptrio de la derecha solo soporta líneas



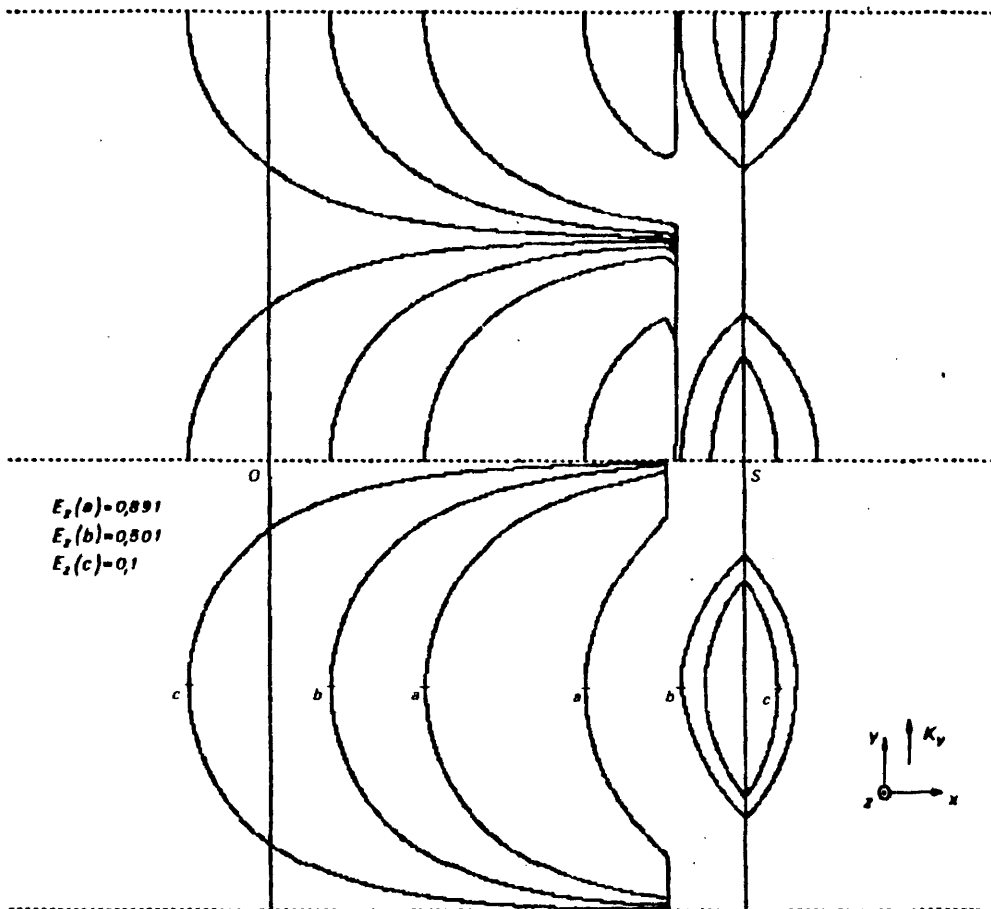
MEDIA LONGITUD DE ONDA SUPERIOR: LINEAS DE CAMPO MAGNETICO
MEDIA LONGITUD DE ONDA INFERIOR: LINEAS DE CORRIENTE

$4\pi M_g = 1921G$; $\Delta H = 8,8$ Oe ; $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 2,62 - j0,00367$; $s = 12$ mm ; $H_0 = 1000$ Oe
 $F = 2205$ MHz

Fig. III,7 - Líneas de campo magnético y de corriente del modo fundamental.

de corriente cerradas, que no llevan aparejadas la existencia de una carga magnética aparente en su interior (figuras III,7 a III,9).

La evolución en frecuencia se completa en la figura III,10 viéndose cómo han desaparecido los manantiales y sumideros de líneas de corriente, dando lugar a otro grupo de líneas cerradas, además del que hacíamos mención hace

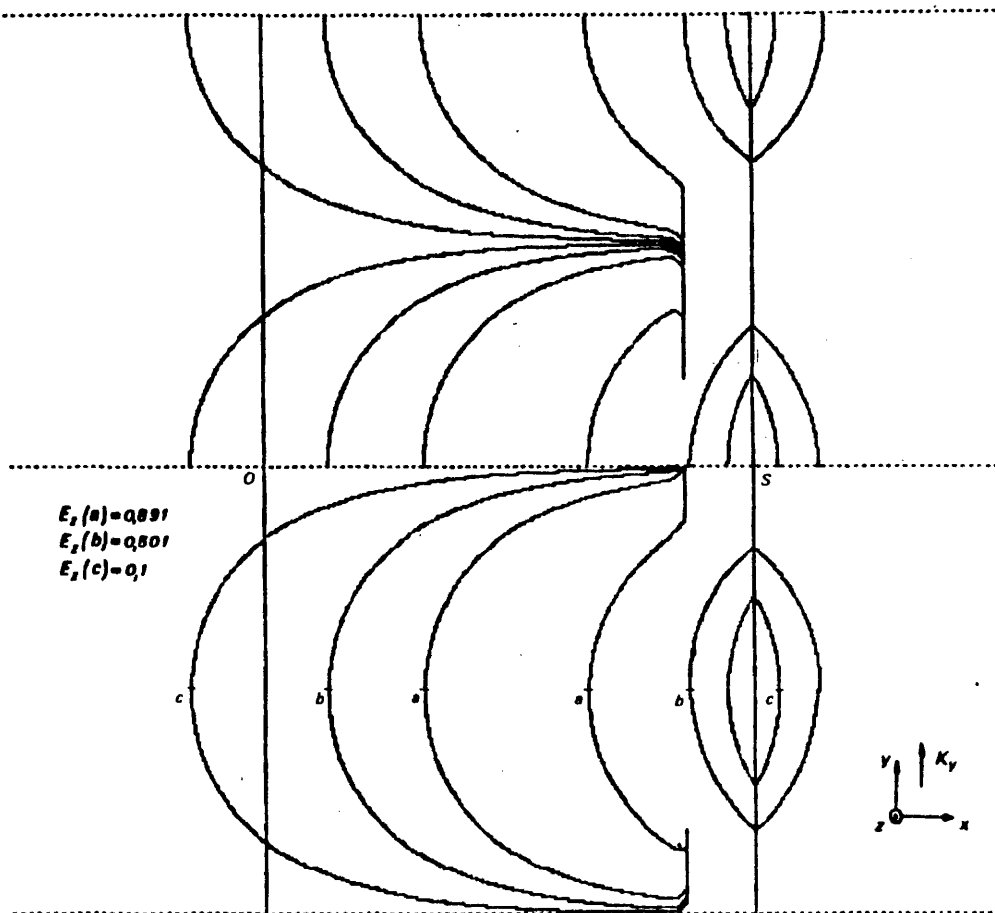


MEDIA LONGITUD DE ONDA SUPERIOR: LINEAS DE CAMPO MAGNETICO
 MEDIA LONGITUD DE ONDA INFERIOR: LINEAS DE CORRIENTE

$4\pi M_s = 1921 G$; $\Delta H = 8,8 Oe$; $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 2,62 - j0,00367$; $s = 12mm$; $H_0 = 1000 Oe$
 $F = 2750 MHz$

Fig. III,8 - Líneas de campo magnético y de corriente del modo fundamental.

un momento, y que a diferencia de él, posee en su interior una carga magnética aparente, manantial o sumidero de líneas de campo magnético. Así pues, a frecuencias altas de la banda de existencia, las corrientes se cierran en lazos



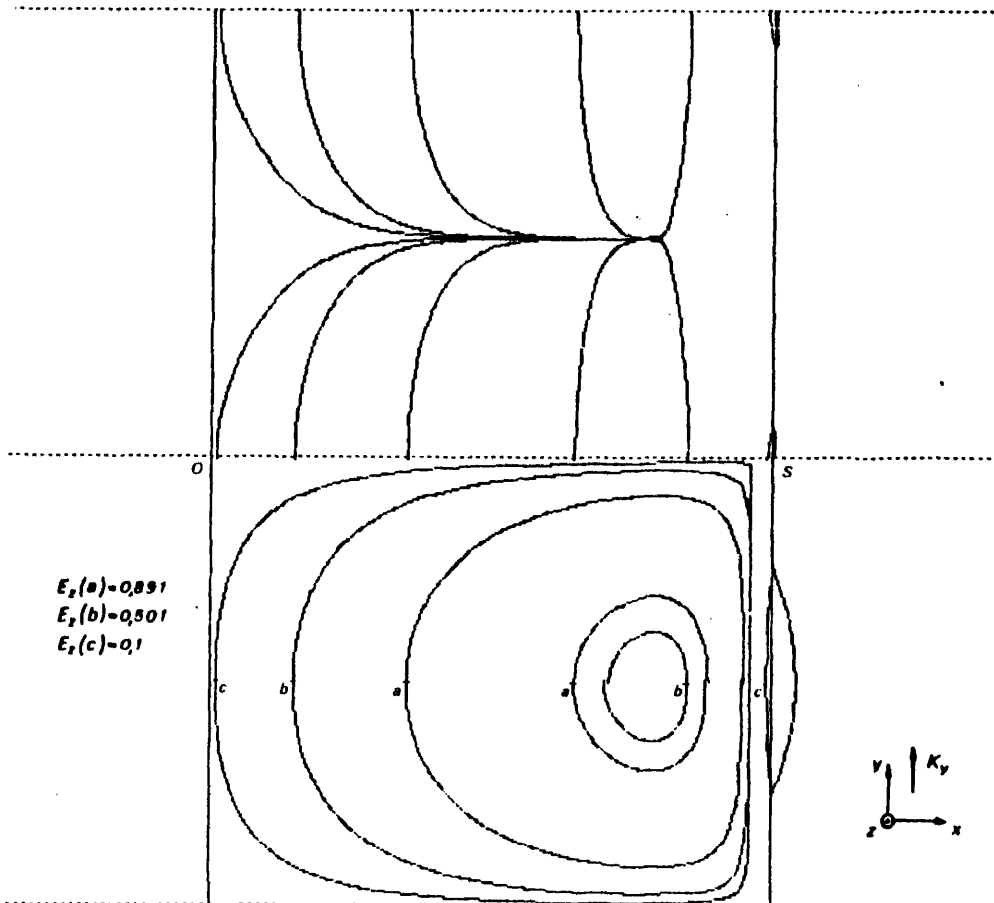
MEDIA LONGITUD DE ONDA SUPERIOR: LINEAS DE CAMPO MAGNETICO

MEDIA LONGITUD DE ONDA INFERIOR: LINEAS DE CORRIENTE

$4\pi M_S = 1921G$; $\Delta H = 8,8$ Oe ; $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 2,62 - j0,00367$; $s = 12mm$; $H_0 = 1000$ Oe
F = 2800 MHz

Fig. III,9 - Líneas de campo magnético y de corriente del modo fundamental.

que dan lugar a un tubo de corriente situado sobre la ferrita, en las proximidades del dioptrio de la derecha.



$E_z(a) = 0,891$
 $E_z(b) = 0,501$
 $E_z(c) = 0,1$

MEDIA LONGITUD DE ONDA SUPERIOR: LINEAS DE CAMPO MAGNETICO
MEDIA LONGITUD DE ONDA INFERIOR: LINEAS DE CORRIENTE

$4\pi M_s = 1921G$; $Al = 8,8$ Oe ; $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 2,62 - j0,00367$; $s = 12mm$; $H_0 = 1000$ Oe
 $F = 3750$ MHz

Fig. III,10 - líneas de campo magnético y de corriente del modo fundamental.

Se ha pasado por tanto de una situación semi-clásica (en cuanto a modos de volumen se refiere) a otra casi complementaria. En la primera, salvo el núcleo de líneas cerradas tanto de corriente como de campo situados sobre uno de los dioptrios, existen manantiales y sumideros de líneas de corriente, co-

correspondiéndose con sendos grupos de líneas cerradas de campo magnético. En la situación final, con la salvedad hecha, aparecen líneas cerradas de corriente correspondiéndose con sendas cargas magnéticas aparentes.

Todo este proceso se realiza en un margen de frecuencias muy estrecho, comparado con la banda de existencia del modo fundamental, pues, en el ejemplo presentado en las figuras III,7 a III,10 se inicia cuando los manantiales y su mideros de corriente abandonan la posición de nodo de campo eléctrico a la frecuencia de 2775 ± 12.5 MHz, cerrándose las líneas de corriente a partir de 2875 ± 12.5 MHz.

Por otra parte, este cambio coincide con la resonancia de μ_+ , lo que además de relacionarlo con ella, permite su localización, como puede apreciarse si situamos los valores anteriores en la figura III,11a donde se representa μ_+ en función de la frecuencia.

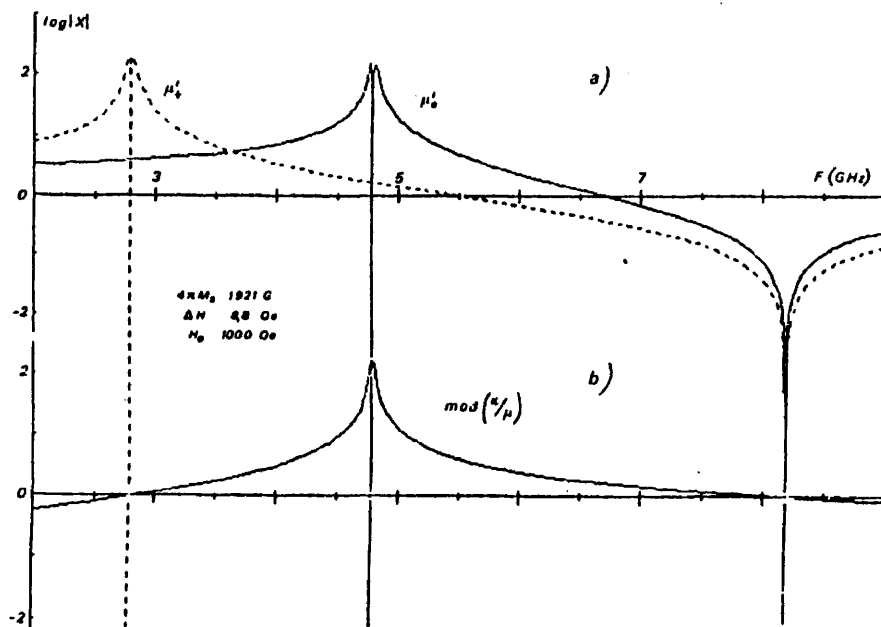


Fig. III,11 - Permeabilidades y factor de anisotropía en función de la frecuencia.

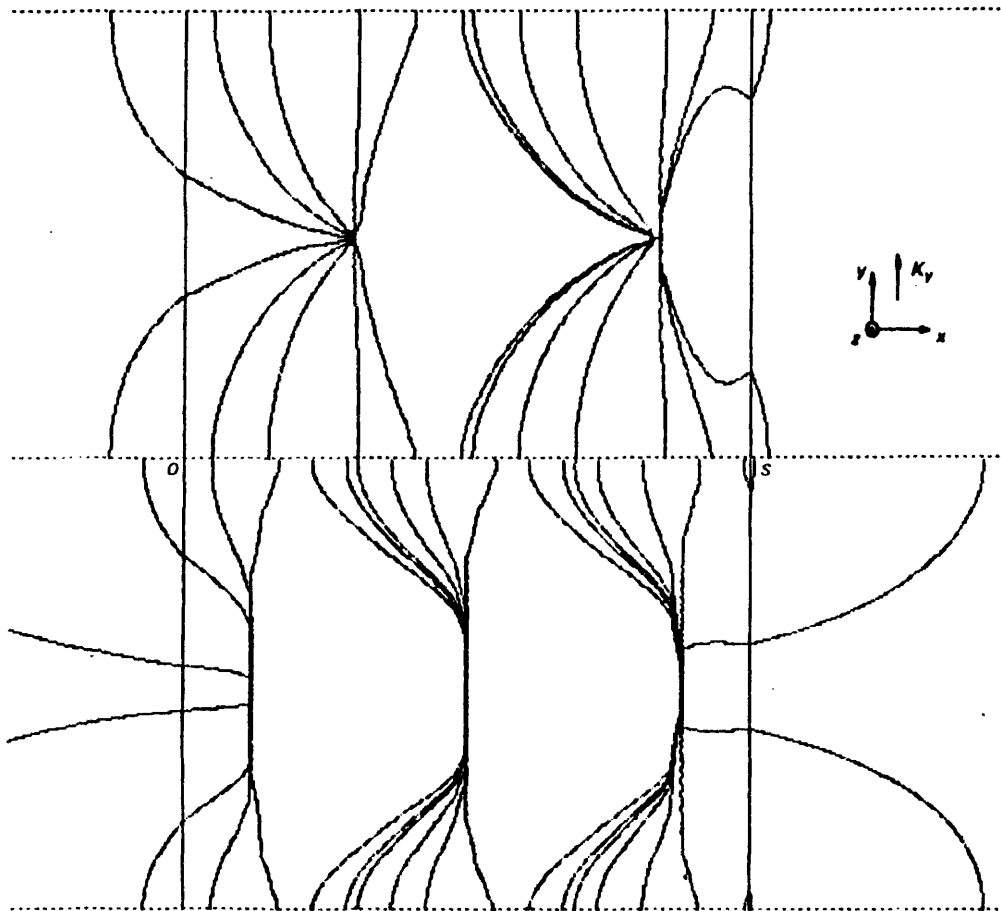
Esta estructura de dos dioptrios pone en evidencia la anisotropía del medio por un comportamiento anómalo de los modos de volumen, que está perfectamente señalado por las dos resonancias propias del material ferrimagnético:

- la de μ_+ , que implica una modificación sustancial tanto en la corriente que se establece en los planos conductores como en la configuración de campo magnético de microondas, dando lugar a la presencia de cargas magnéticas aparentes.

- la de μ_e , que implica la resonancia de los modos VB.

En la parte b de la misma figura hemos representado el logaritmo decimal del módulo del complejo κ/μ , que como vimos en el Capítulo I, es el factor de proporcionalidad entre la divergencia y el rotacional del campo magnético. En esta figura se relaciona el primer paso por cero de la curva con la resonancia de μ_+ , justificando la aparición de cargas magnéticas aparentes por el predominio de la divergencia sobre el rotacional.

En la figura III,12 presentamos las líneas de campo magnético de los modos superiores, para el mismo caso de la figura III,10. Además de evidenciar el número de orden de la familia, muestran su característica de líneas abiertas, con manantiales y sumideros, habida cuenta de que sus zonas de existencia (ver fig. III,1) se sitúan por encima de la resonancia de μ_+ , es decir, de la frecuencia crítica en la evolución que se muestra en la secuencia de figuras III,7 a III,10. La posibilidad de que se sitúen por debajo de dicha resonancia, es debida únicamente a que se trabaje con plaquetas de ferrita muy anchas, como se verá cuando analicemos la variación con s , y en consecuencia no la hemos tenido en cuenta, dado que la posible utilidad práctica de esta familia se restringiría a la zona en la que solo existe el modo fundamental que, por otra parte, no parece sea de interés, pues sus prestaciones son fácilmente conseguibles por modos de volumen propagándose en materiales isótropos.



$4\pi M_s = 1921 \text{ G}$; $\Delta H = 8,8 \text{ Oe}$; $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 2,62 - j0,00367$; $s = 12 \text{ mm}$; $H_0 = 1000 \text{ Oe}$; $F = 3750 \text{ MHz}$

Fig. III,12 - Líneas de campo magnético de los modos superiores de la familia VB.
Media longitud de onda superior: modo 2
Media longitud de onda inferior: modo 3

En cuanto a la impedancia, la figura III,13 muestra la evolución típica en frecuencia de los tres primeros miembros de la familia, observándose como aumenta la pendiente de la curva a medida que disminuye la frecuencia, siendo evidente una mayor constancia de esta característica para el modo fundamental,

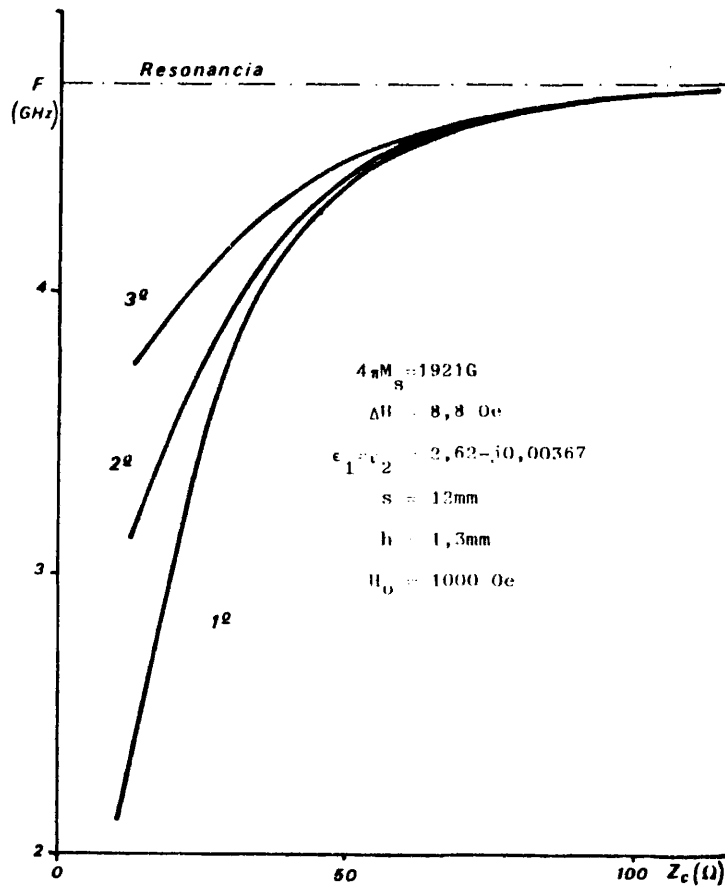
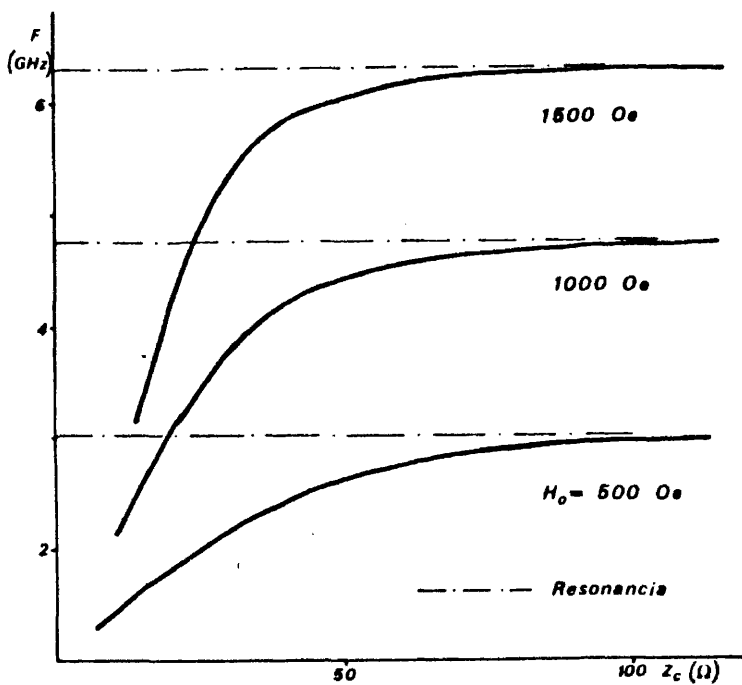


Fig. III,13 - Impedancia característica de los modos VB.

lejos de la resonancia. En la figura III,14 donde se presenta la impedancia del primer modo para tres valores del campo aplicado se observa también un ligero aumento de pendiente, a frecuencias bajas, al aumentar el campo.

También es lógico esperar que el desplazamiento en el perfil de campo eléctrico reseñado en la figura III,3, al variar uno de los dieléctricos, se ponga de nuevo en evidencia en la variación de impedancia tal como muestra la figura III,15, observándose que cuando, en función del sentido de la propaga-

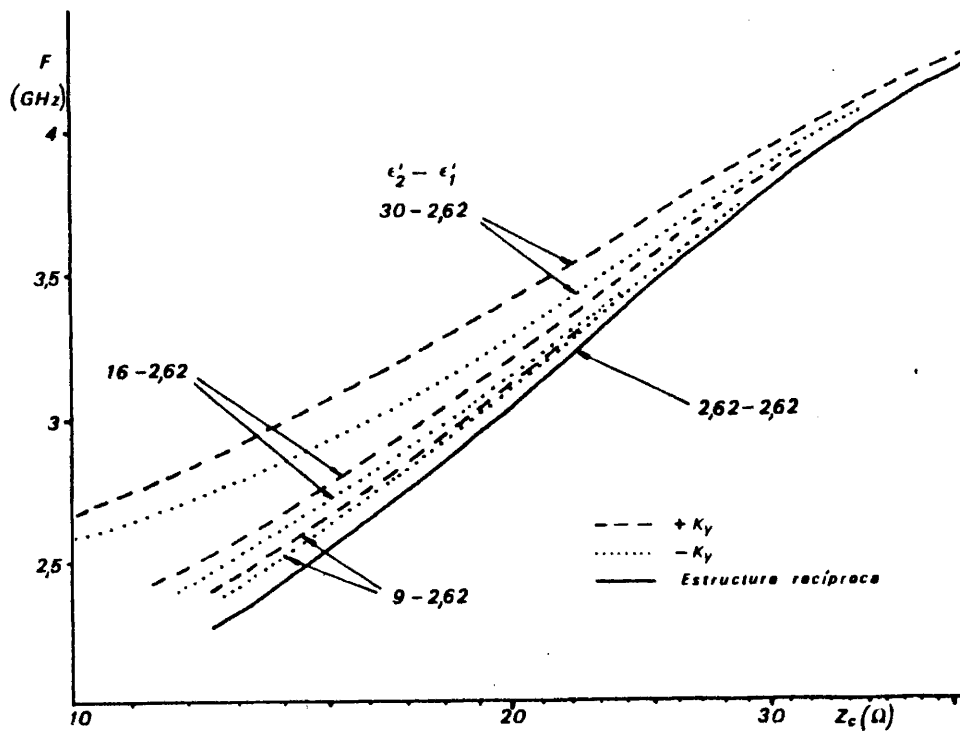


$4\pi M_s = 1921 \text{ G}$; $\Delta H = 8,8 \text{ Oe}$; $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 2,62 - j0,00367$; $s = 12 \text{ mm}$; $h = 1,3 \text{ mm}$

Fig. III,14 - Impedancia del modo fundamental en función del campo aplicado.

ción, el perfil se desplaza hacia el dioptrio con mayor permitividad, la impedancia que presenta la estructura es ligeramente menor, lo que concuerda con el hecho de que en guías isótropas, la impedancia decrece cuando la permitividad aumenta.

Entrando ahora en el estudio de la influencia del parámetro s , la figura III,16 muestra la evolución en frecuencia de la constante de propagación del modo fundamental para distintos valores de la anchura de plaqueta, obser-



$4\pi M_s = 1921 \text{ G}$; $\Delta H = 8,8 \text{ Oe}$; $s = 12 \text{ mm}$; $h = 1,3 \text{ mm}$; $H_0 = 1000 \text{ Oe}$

Fig. III,15 - Variación de la impedancia característica del modo fundamental con ϵ_2

vándose cómo, a medida que disminuimos su valor, desplazamos la curva en el diagrama de Brillouin hacia el interior de la zona de volumen, según el criterio de la figura I,7, con lo que sumimos a los modos de orden superior en la zona de grandes pérdidas conforme a lo dicho en la presentación de la familia al hacer referencia al extremo superior de estos modos.

Respecto de las pérdidas, representadas también en la misma figura, una vez conocida su evolución típica, basta decir que dado un valor de frecuencia, el primer modo de volumen presenta menores pérdidas para valores grandes

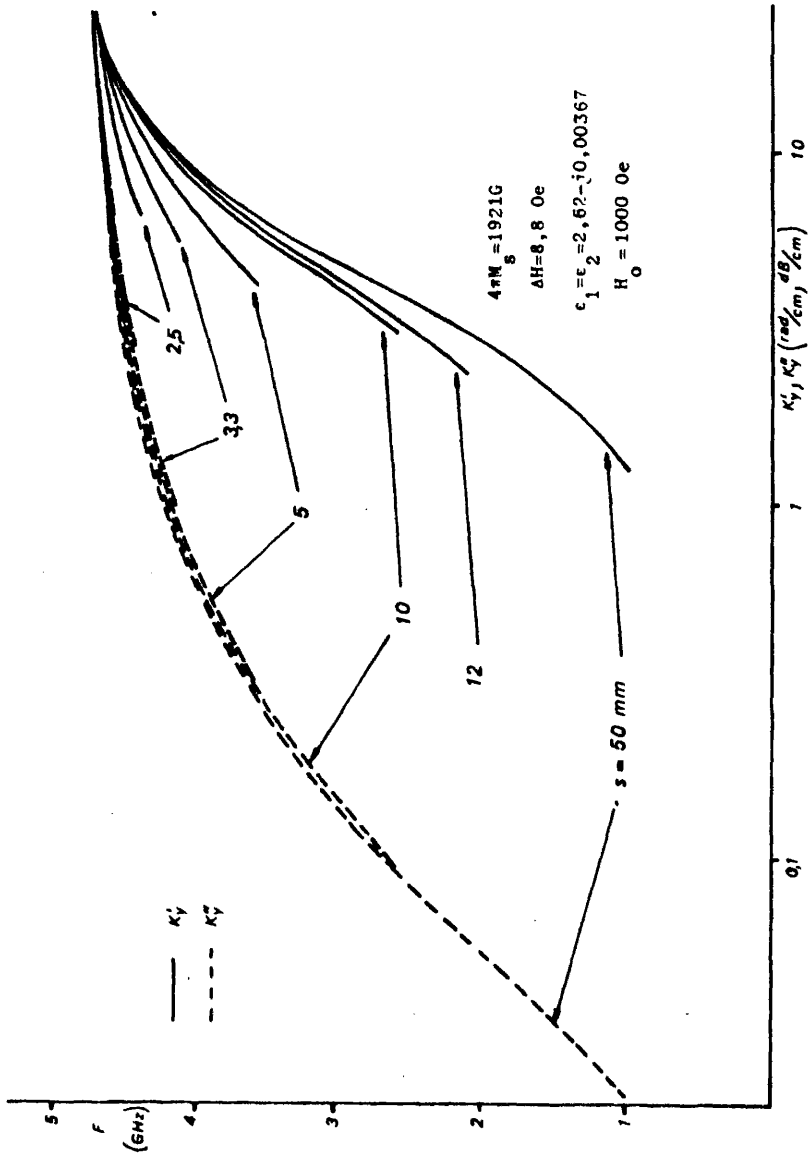


Fig. III,16 - Evolución del modo fundamental con la anchura de plaqueta

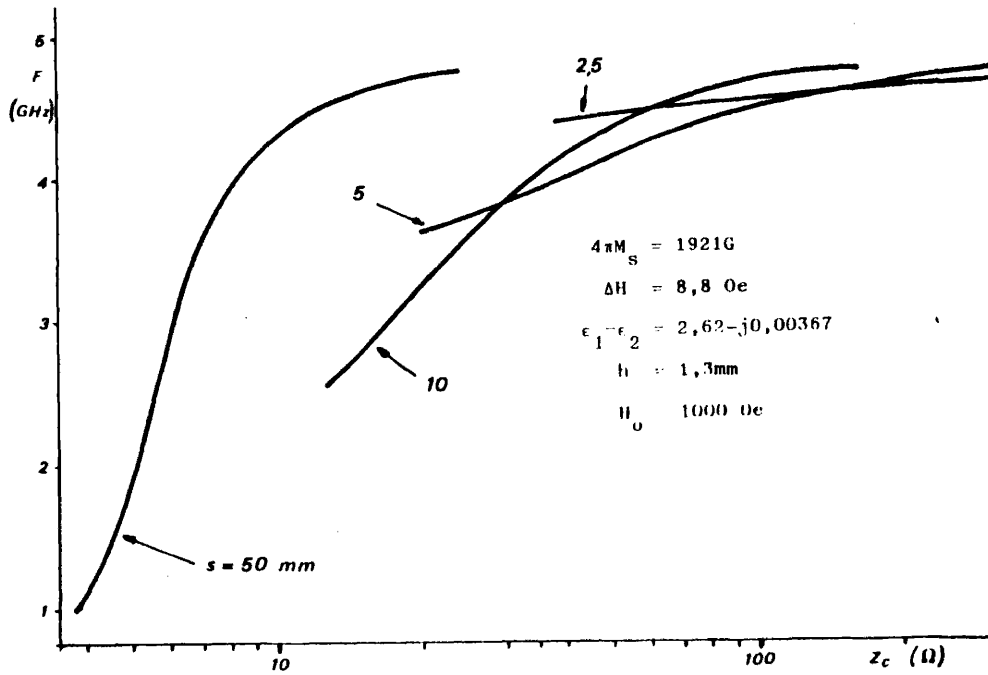


Fig. III,17 - Variación de la impedancia del modo fundamental con la anchura de plaqueta.

del parámetro s aunque, como se observa, la variación no es muy importante. Esta característica también resulta acorde con los modos de volumen en guía isotropa.

Por otro lado, la figura III,17 pone de manifiesto que al aumentar la anchura de la plaqueta disminuye la impedancia del modo fundamental, pero aumenta su estabilidad en frecuencias bajas.

En lo que a los parámetros de la ferrita se refiere, ya hemos mencionado que el comportamiento de esta familia de modos de volumen viene marcado fundamentalmente por su índice de refracción, el cual depende lógicamente de

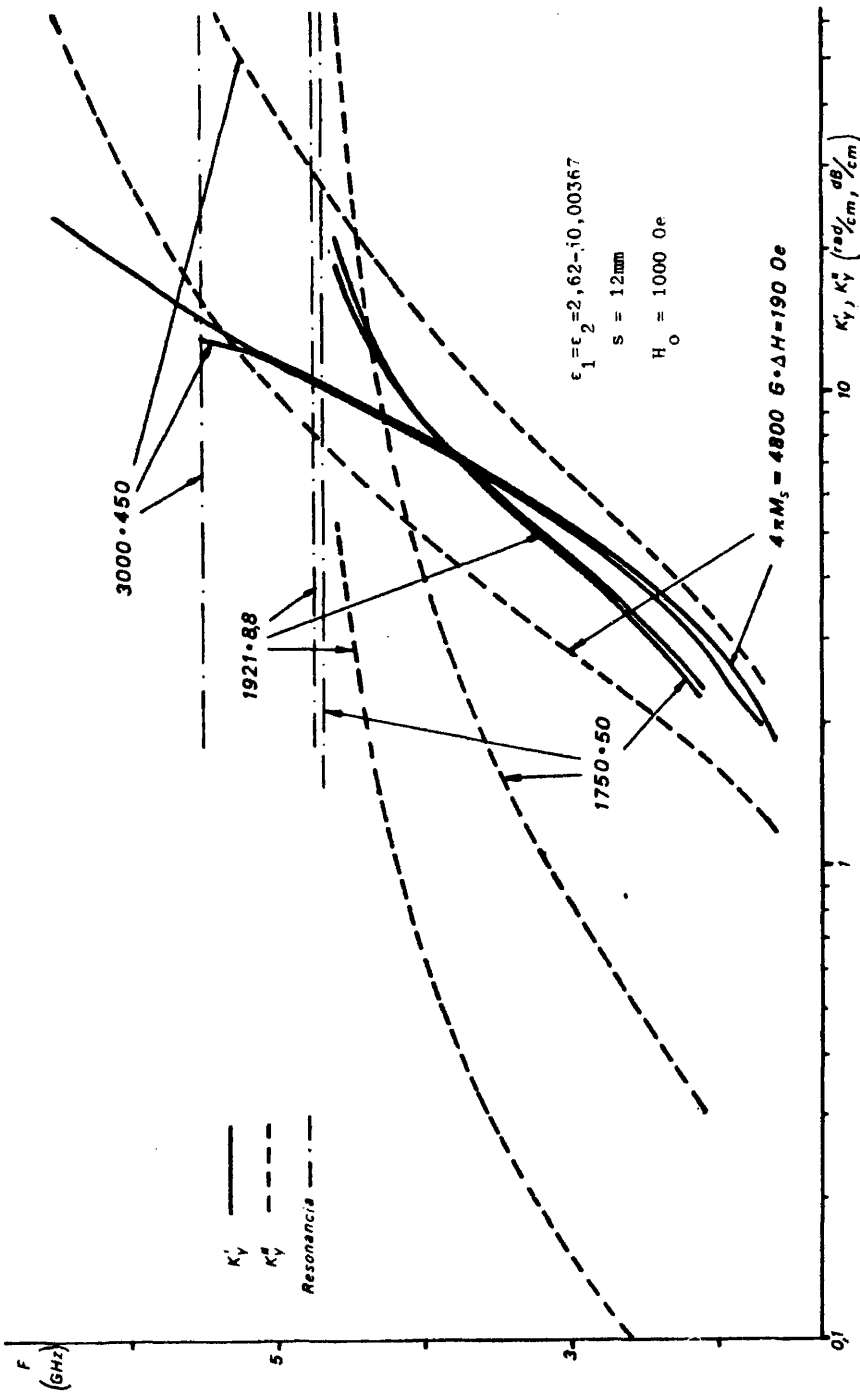


Fig. III,18 - Evolución del modo fundamental para diferentes ferritas.

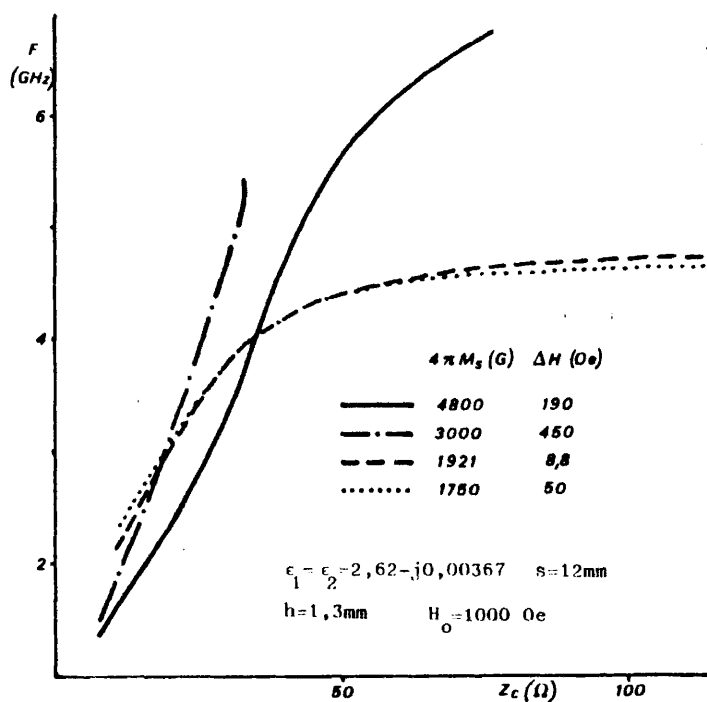


Fig. III,19 - Impedancia del modo fundamental para diferentes ferritas

los parámetros propios del material, para cuyo estudio remitimos al lector a la bibliografía del capítulo I. Así pues, vemos en la figura III,18, como consecuencia importante de considerar distintas ferritas, la notable disminución de las pérdidas que experimenta el modo fundamental de esta familia cuando la anchura de raya es muy pequeña, lo que conlleva una ligera disminución en la banda de existencia de dicho modo.

En la figura III,19 se observa el escaso efecto que tiene el cambio de ferrita sobre los valores relativos de impedancia en la banda utilizable del modo fundamental; téngase en cuenta que en la figura se han representado valores extremos tomados de catálogo, salvo el del YIG que tiene $4\pi M_s = 1750\text{G}$ y una anchura de raya de 50 Oe .

3.- Modo de superficie

En lo relativo a la banda de existencia de este modo remitimos al lector al capítulo II donde se dice que se sitúa por encima de la resonancia de la ferrita (ver fig. II,25) , teniendo a su vez una resonancia cuya posición en frecuencia coincide con la de la solución A de la estructura de un dioptrio, de mostrándose que la solución en estudio es perturbación de ella (figs. II,21 y II,22). Por otra parte, el límite inferior de la banda viene impuesto por el corte de la solución con la hipérbola (I-14) en el plano K_x , mientras que el superior lo deciden las pérdidas de propagación por lo que, al igual a como ocurría en los modos VB, basta con fijar "a priori" un límite tolerado en el plano K_y (10 dB/cm en la fig. II,21).

Así pues, el que esta solución sea perturbación de la solución A de la estructura de un dioptrio, nos permite hacer válidas todas las conclusiones que obteníamos entonces, siempre que la anchura de plaqueta sea suficientemente grande, ya que según vimos, la ecuación de continuidad de la estructura de un dioptrio es el límite al que tiende la de dos cuando el parámetro s tiende a infinito.

Por tanto, independientemente de que después demos que la variación con s no afecta a la posición de la resonancia, ésta evoluciona tal y como se indica en la figura II,9 , donde se muestra la relación casi lineal existente entre la frecuencia de resonancia y el campo aplicado. (El valor máximo de K'_y también es proporcional a estas variables para grandes anchuras de plaqueta).

También es válida la corrección (II-8) a la fórmula dada en la literatura para la localización de la frecuencia de resonancia de la solución "magnetostática", y que es consecuencia de los resultados que se muestran en la figura II,9.

En la figura III,20 se presenta la evolución en frecuencia del campo eléctrico en la estructura de dos dioptrios, viéndose que la solución se canaliza por uno de los dioptrios según sea su sentido de propagación respecto al del campo aplicado, el cual coincide con el de la solución A de la



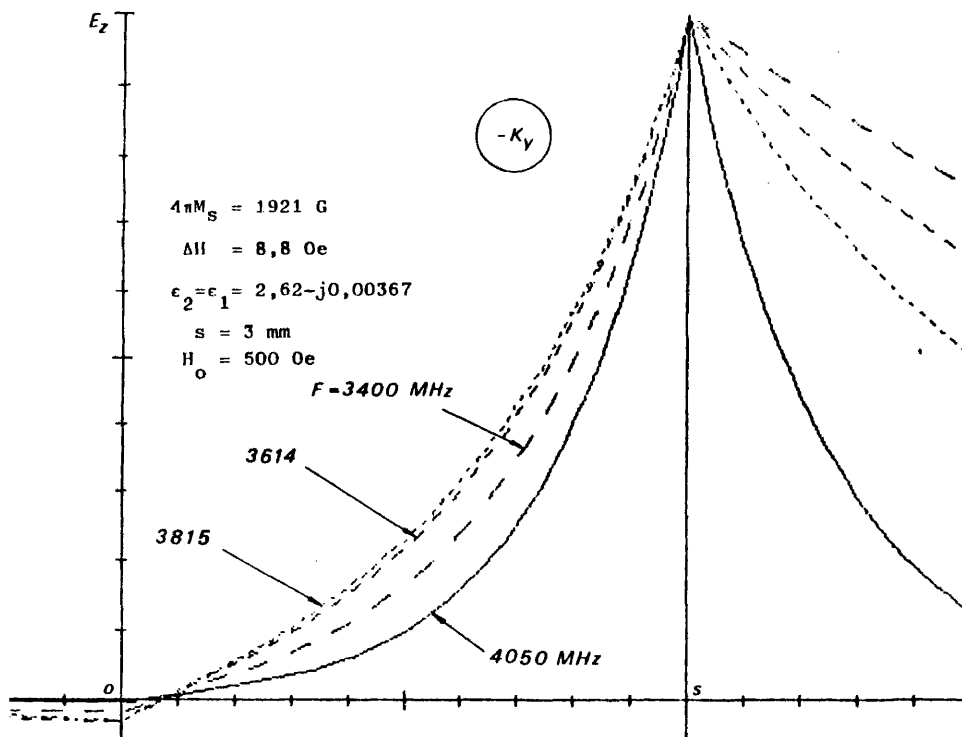


Fig. III,20 - Variación con la frecuencia del perfil de campo eléctrico del modo S.

estructura de un dioptrio.

La canalización de la energía por distinta vía según el sentido de la propagación hace que la variación de uno de los dieléctricos deba ser analizada desde dos puntos de vista distintos, según se realice, bien en el dioptrio que soporta la propagación, bien en el otro. Para ello se han elaborado las figuras III,21 a III,23 que muestran respectivamente, el perfil de campo eléctrico, el diagrama de Brillouin y la curva de pérdidas para ambos sentidos de propagación, variando únicamente el dieléctrico situado en el dioptrio de la derecha.

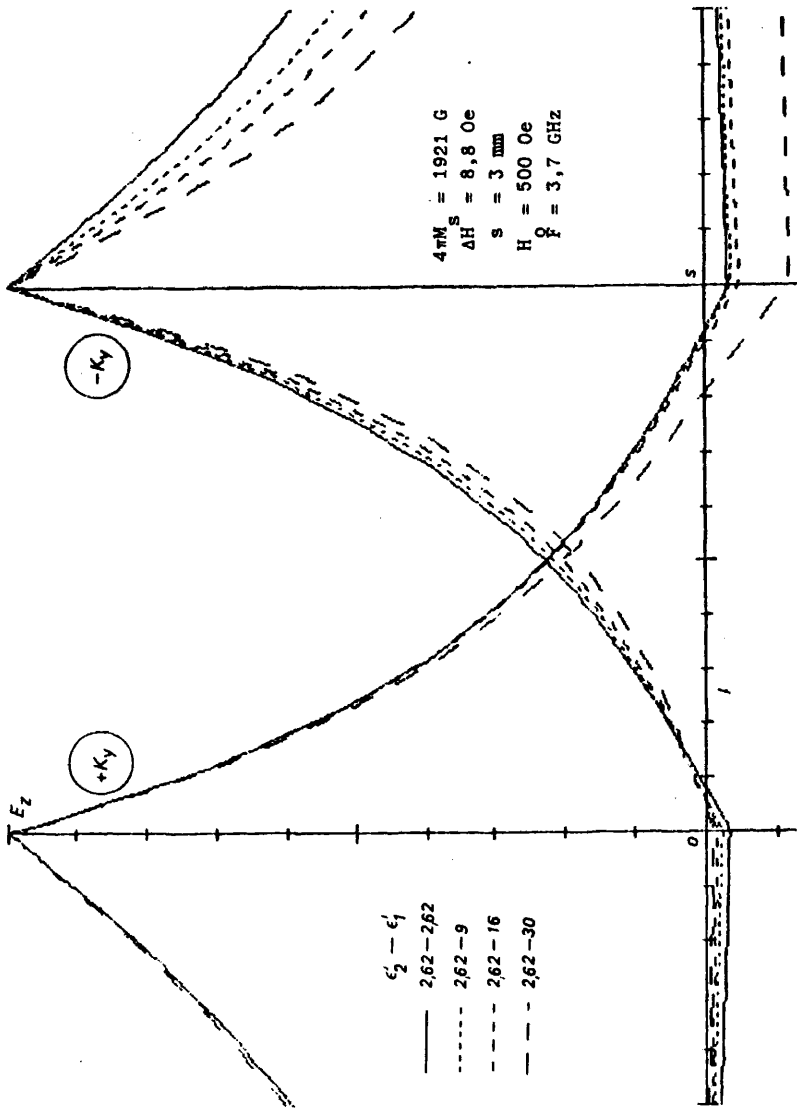


Fig. III,21 - Influencia de los dieléctricos en el perfil de campo eléctrico del modo S.

De dichas figuras se desprenden las siguientes particularidades:

a) Para el sentido negativo de propagación, es decir, cuando el dioptrio que canaliza la propagación sufre la variación de dieléctrico:

i - el perfil de campo eléctrico se concentra más para dieléctricos con permitividades de valor más alto (fig. III,21).

ii - la parte real de la constante de propagación (fig. III,22) se desplaza hacia valores más altos, al igual que la de la solución A de un dioptrio (ver fig. II,7), cuando la permitividad aumenta.

iii - las pérdidas aumentan con la permitividad (fig. III,23).

b) Para el sentido positivo de propagación, es decir, cuando esté guiada por el dioptrio invariante:

i - la figura III,21 muestra que la variación que experimenta el perfil de campo puede considerarse como una perturbación, la cual depende, tanto de la permitividad del otro dieléctrico como de la anchura de la plaqueta y la frecuencia de trabajo; la perturbación disminuye cuando estos parámetros tienden a concentrar el perfil de campo, y viceversa.

ii - la variación que experimenta la respuesta en el diagrama de Brillouin es inferior al 1%, razón por la que solo se ha representado una curva en la figura III,22.

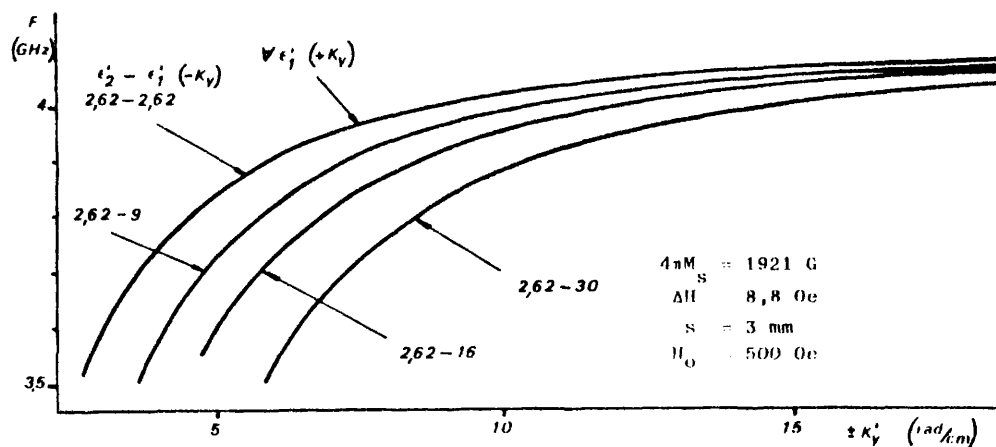


Fig. III,22 - Influencia de los dieléctricos sobre la constante de propagación del modo S.

iii - en la figura III,23 se observa un comportamiento general análogo al de la parte real de la constante de propagación (diagrama de Brillouin). A frecuencias bajas y para valores de permitividad superiores al de la ferrita, la respuesta experimenta una brusca desviación hacia pérdidas más bajas, debiendo relacionarse este hecho con el aumento que experimenta el campo eléctrico so-

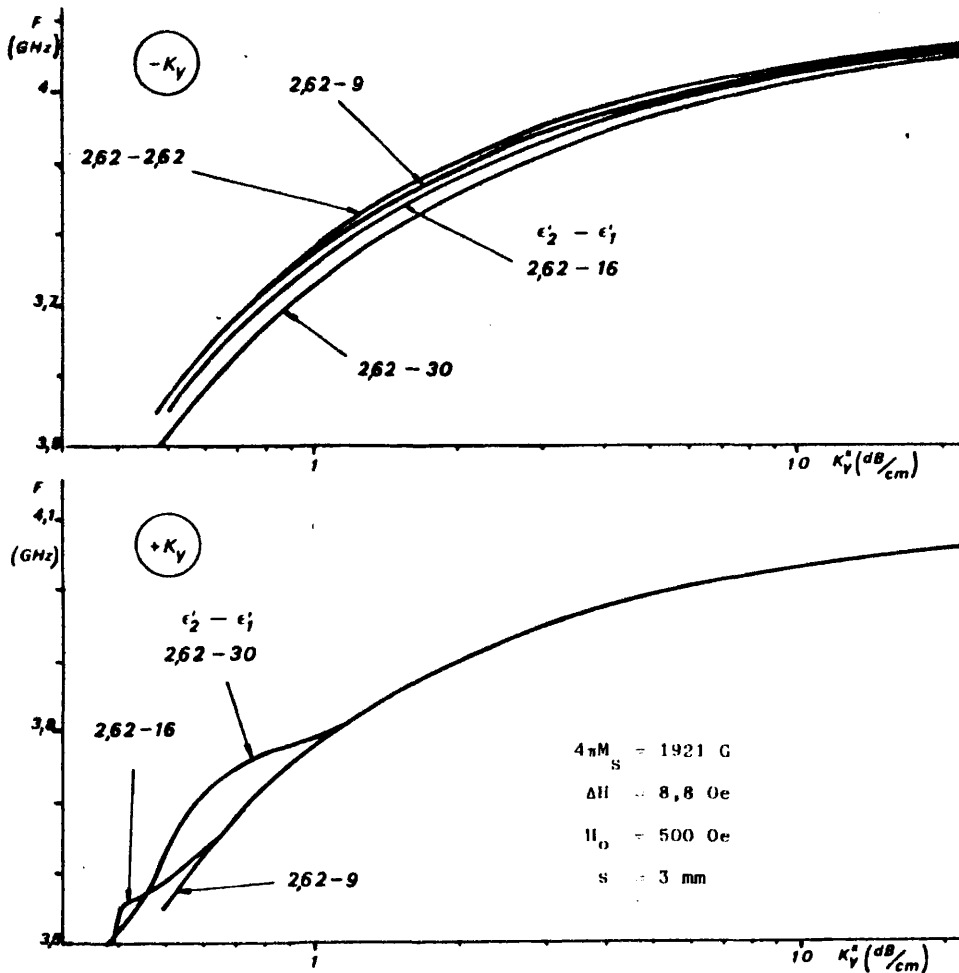
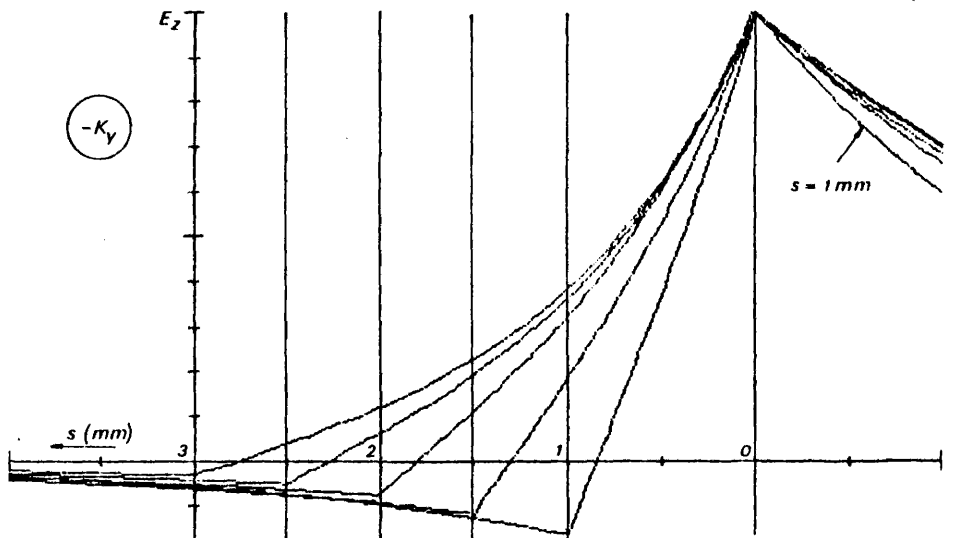


Fig. III,23 - Influencia de los dieléctricos en las pérdidas de propagación del modo S.

bre el dioptrio contrario al que canaliza la propagación; la frecuencia a la que se inicia esta desviación aumenta con la permitividad del dieléctrico.

Pasemos a analizar la influencia de la anchura de la plaqueta (s). En la figura III,24 mostramos la evolución del perfil de campo para el caso de una estructura recíproca para distintos valores de s , observándose una mayor concentración sobre el dioptrio canalizador a medida que disminuye el parámetro, aunque contrapesada por un aumento relativo del campo sobre el otro dioptrio.

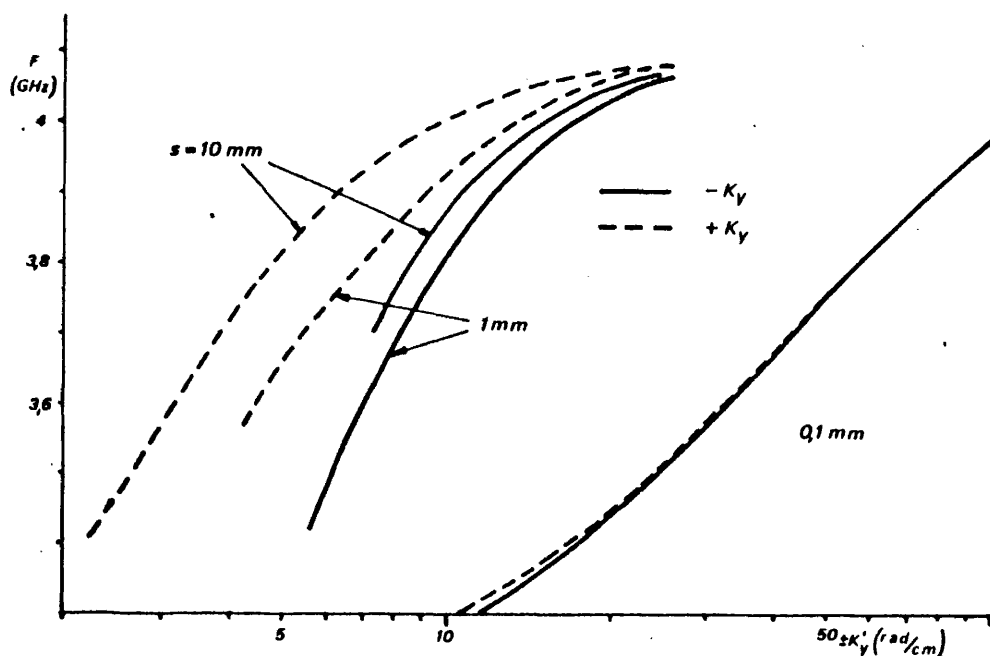


$4\pi M_s = 1921 \text{ G}$; $\Delta H = 8,8 \text{ Oe}$; $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 2,62 - j0,00367$; $H_0 = 500 \text{ Oe}$; $F = 3,7 \text{ GHz}$

Fig. III,24 - Variación del perfil de campo eléctrico del modo S con la anchura de plaqueta.

En las figuras III,25 y III,26 presentamos el diagrama de Brillouin y la curva de pérdidas respectivamente para distintos valores de la anchura de plaqueta y para los dos sentidos de propagación. De dichas figuras podemos extraer las siguientes consecuencias:

- Vuelve a ponerse de manifiesto al comparar ambos sentidos de propagación que, para valores grandes de s , la curva en el diagrama de Brillouin se desplaza

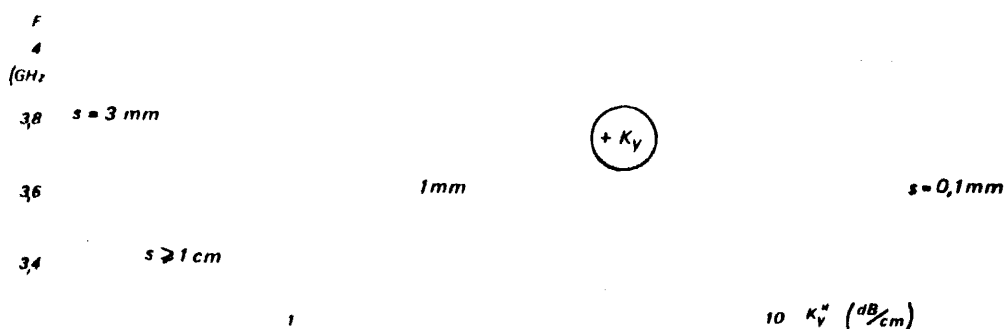


$4\pi M_g = 1921$ G ; $\Delta H = 8,8$ Oe ; $\epsilon_1 = 30 - j0,045$; $\epsilon_2 = 2,62 - j0,00367$; $H_0 = 500$ Oe

Fig. III,25 - Variación de la constante de propagación del modo S con la anchura de plaqueta.

hacia valores bajos de K_y' ; sin embargo, para anchuras suficientemente pequeñas, la respuesta en el diagrama de Brillouin tiende a manifestarse como recíproca, aunque no lo sea la estructura.

- Algo análogo sucede en la curva de pérdidas, aunque en este caso hay que volver a llamar la atención sobre la desviación hacia valores más bajos que experimenta la respuesta a frecuencias bajas, cuando la energía se canaliza por el dieléctrico de menores pérdidas. La figura III,26 pone también de manifiesto que la frecuencia de aparición de dicha desviación disminuye al ensanchar la plaqueta, llegando a desaparecer si el parámetro es lo suficientemente grande como para considerar sin influencia la presencia del segundo dioptrio; a partir de este valor, ambas respuestas (figs. III,25 y III,26) se superponen con la de la



$4\pi M_S = 1921 \text{ G}$; $\Delta H = 8,8 \text{ Oe}$; $\epsilon_2 = 2,62 - j0,00367$; $\epsilon_1 = 30 - j0,045$; $H_0 = 500 \text{ Oe}$

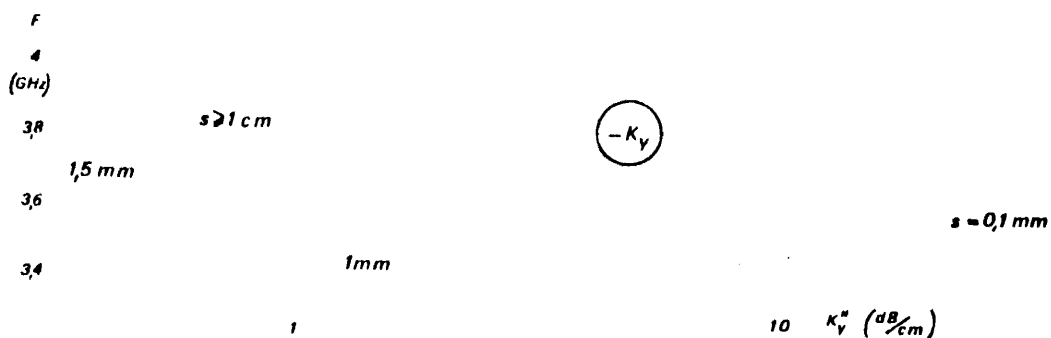


Fig. III,26 - Variación de las pérdidas de propagación del modo S, con la anchura de plaqueta.

solución A de un dioptrio.

Para detallar este punto se ha elaborado la figura III,27 donde se muestra una respuesta completa de una estructura recíproca en el diagrama de Brillouin para distintos valores de s . También se ha incluido en ella las curvas de evolución de la resonancia respecto del campo aplicado, para distintos valores de s ; se observa la tendencia asintótica que experimentan estas curvas hacia la recta que da la variación lineal (fig.II,8) existente entre la frecuencia de resonancia de la solución A y H_0 . Esta figura justifica, por tanto, ha-

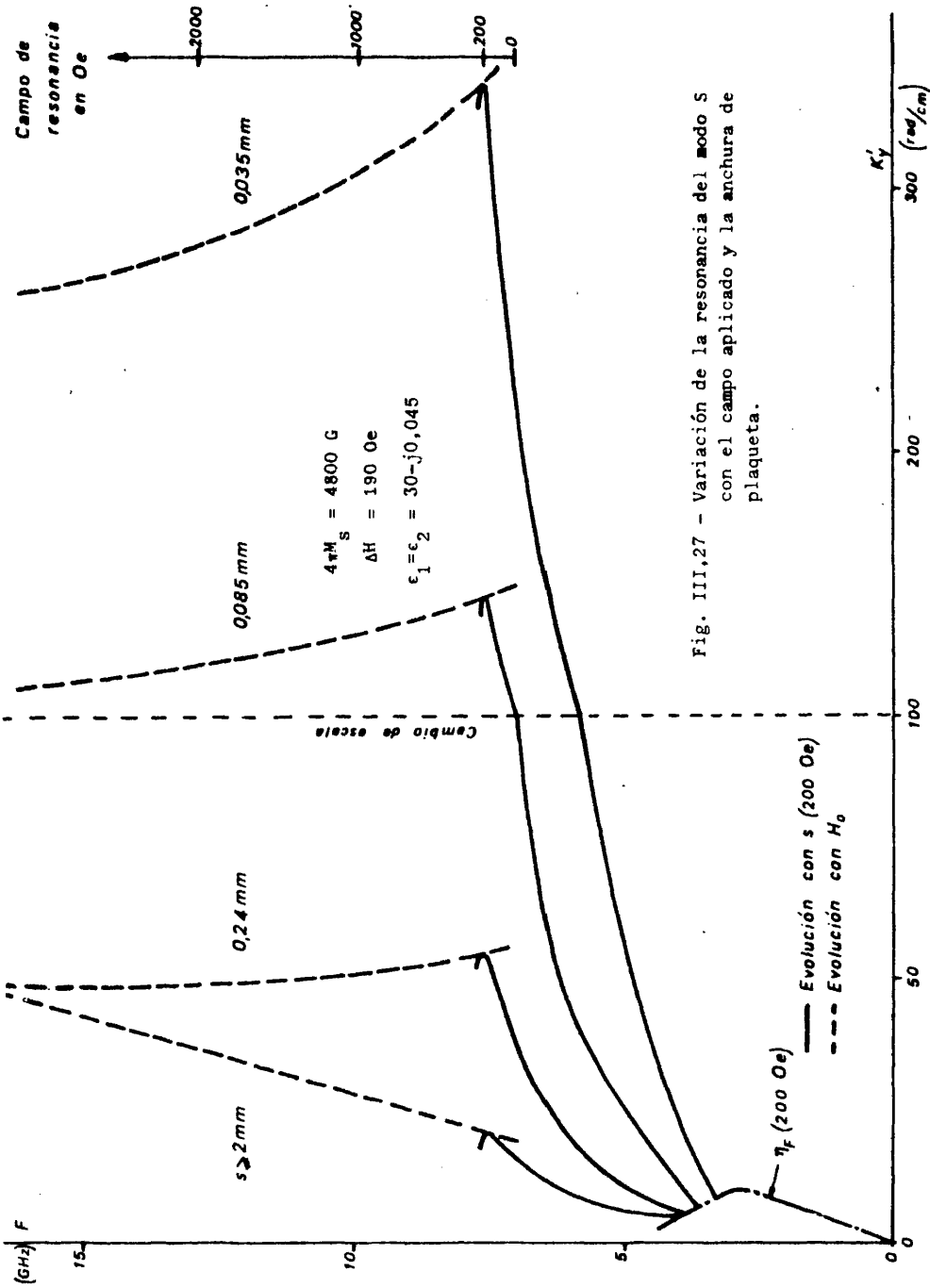


Fig. III,27 - Variación de la resonancia del modo S con el campo aplicado y la anchura de plaqueta.

blar de un valor límite s_L , a partir del cual la perturbación debida a la presencia del segundo dioptrio pueda considerarse despreciable, y demuestra que ese valor límite disminuye a medida que H_0 aumenta.

La determinación de s_L puede realizarse a partir de la respuesta obtenida al hacer un barrido en frecuencia en el tratamiento analítico de la ecuación (II-13) de modos puros empleando como dieléctrico el situado en el dioptrio que canaliza la propagación. Así pues, en el ejemplo que ilustra la figura III,28 (que se corresponde con la III,27 y la II,14) se presenta la evolución en frecuencia de la solución de modo puro de superficie en el plano (K'_y, s) observándose que, al aumentar la anchura de plaqueta, la curva tiende asintóticamente al valor de K'_y de la solución de modo puro en la estructura de un dioptrio, el cual puede obtenerse del sistema de ecuaciones $\{(II-2), (I-9)\}$.

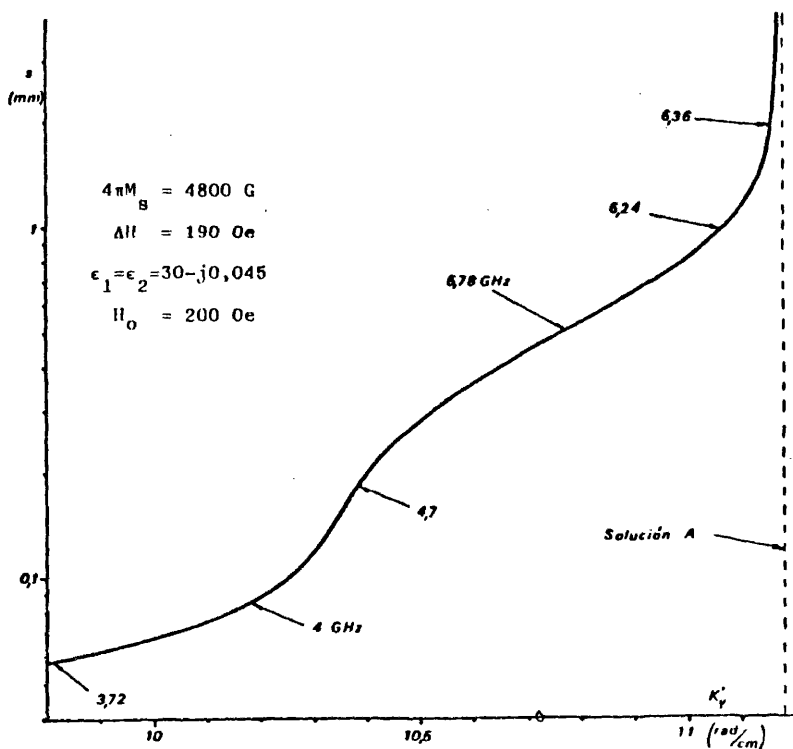


Fig. III,28 - Evolución en frecuencia del modo puro de superficie en estructura recíproca.

De esta forma podemos localizar el valor de s_L como la ordenada del punto a partir del cual la curva dista de la asíntota menos de ϵ , cuyo valor vendrá determinado por el grado de precisión deseado para aceptar la invariancia de la respuesta.

Así pues, hemos observado que la posición en frecuencia de la resonancia del modo es invariante respecto de la anchura de plaqueta y del dieléctrico que canaliza la propagación, mientras que la variación respecto del campo aplicado, para distintas ferritas, queda reflejada en la figura II,9 por ser la misma que la de la solución A de la estructura de un dioptrio.

Por otro lado, en la figura III,29 se muestra la influencia de la anchura de raya sobre las pérdidas y la respuesta en el diagrama de Brillouin, observándose la notable disminución de las primeras, para valores pequeños de ΔH , mientras que la segunda permanece inalterable respecto de este parámetro.

La figura III,30 muestra la forma típica que presentan las líneas de corriente y de campo magnético de este modo, observándose que tanto unas como otras son cerradas, siendo este comportamiento similar al de los modos VB sobre el dioptrio de la derecha y solo sobre éste (figs. III,8 a III,10). Consideramos importante esta disquisición por cuanto marca una diferencia esencial con los modos VB cuando la frecuencia de éstos está situada entre las dos resonancias (μ_+ y μ_e), hecho que está en desacuerdo con el resultado que se derivaría de la figura III,11, pues en la zona de existencia del modo S la divergencia sigue siendo mayor que el rotacional, como ocurría con los VB, y sin embargo no existen cargas magnéticas aparentes.

El comportamiento de la impedancia del modo S está resumido en la figura III,31 que muestra la evolución de esta característica con la anchura de plaqueta, con la permitividad del dieléctrico que canaliza la propagación y con el campo aplicado. Se observa en ella una tendencia hacia valores altos en los límites de la banda de existencia, presentando un mínimo en la zona intermedia, para el cual, tanto el valor de impedancia como su posición en frecuencia, aumentan con s y H_0 y disminuyen con la permitividad del dieléctrico mencionado.

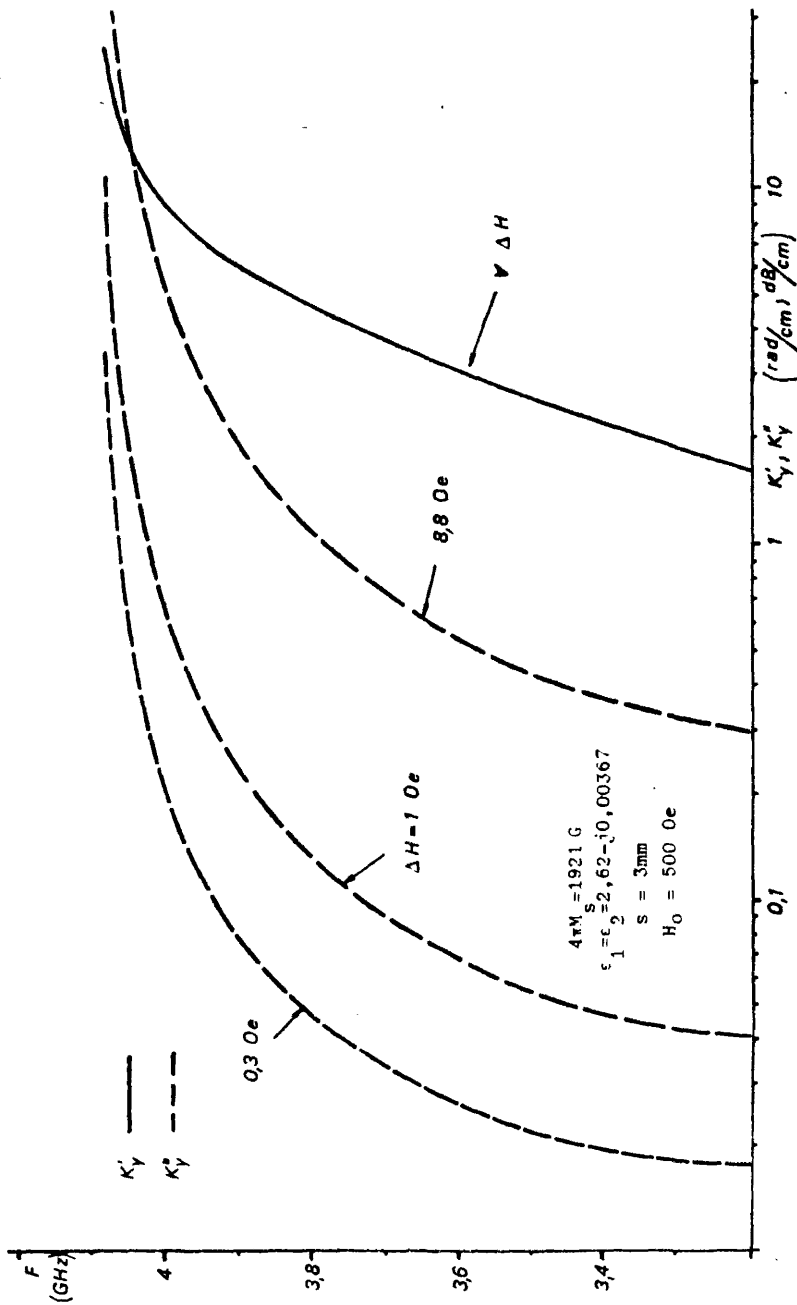
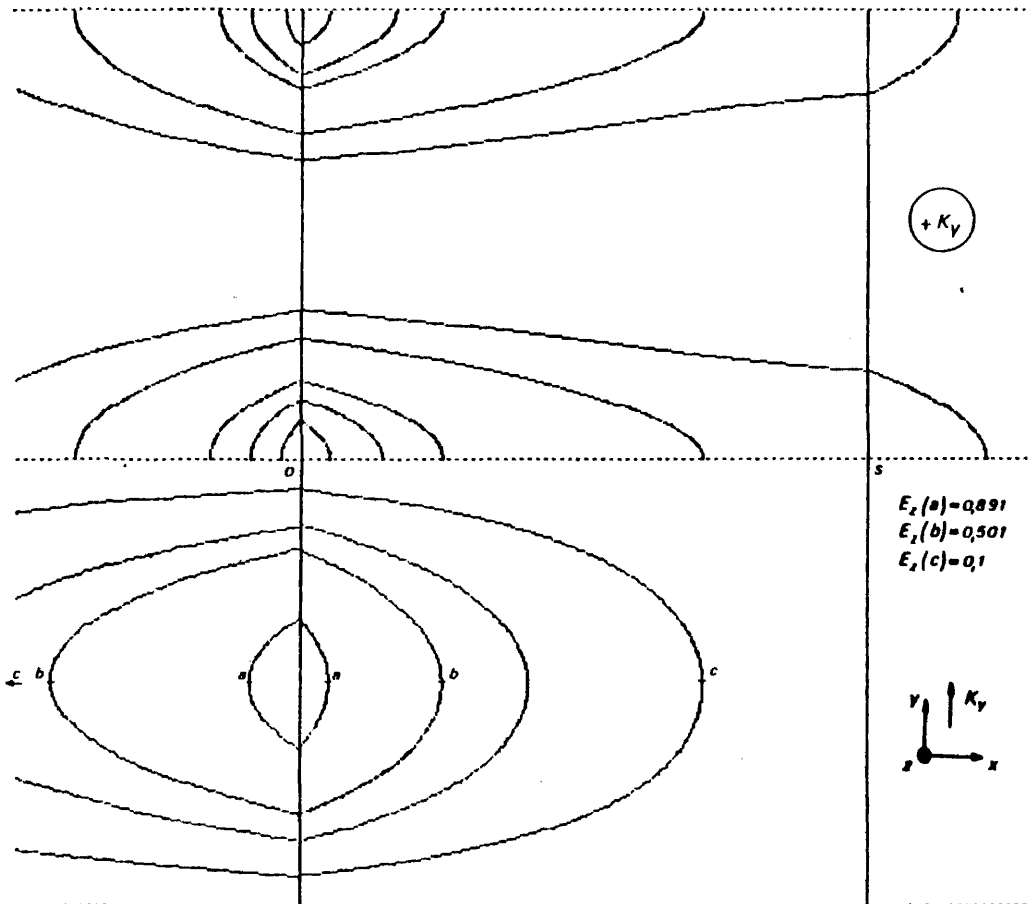


Fig. III,29 - Influencia de la anchura de raya sobre la constante de propagación compleja del modo S.



MEDIA LONGITUD DE ONDA SUPERIOR: LINEAS DE CAMPO MAGNETICO

MEDIA LONGITUD DE ONDA INFERIOR: LINEAS DE CORRIENTE

$4\pi M_S = 1921$ G ; $\Delta H = 8,8$ Oe ; $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 2,62 - j0,00367$; $s = 3$ mm ; $H_0 = 500$ Oe ; $F = 3,7$ GHz

Fig. III,30 - Líneas de campo magnético y de corriente del modo S.

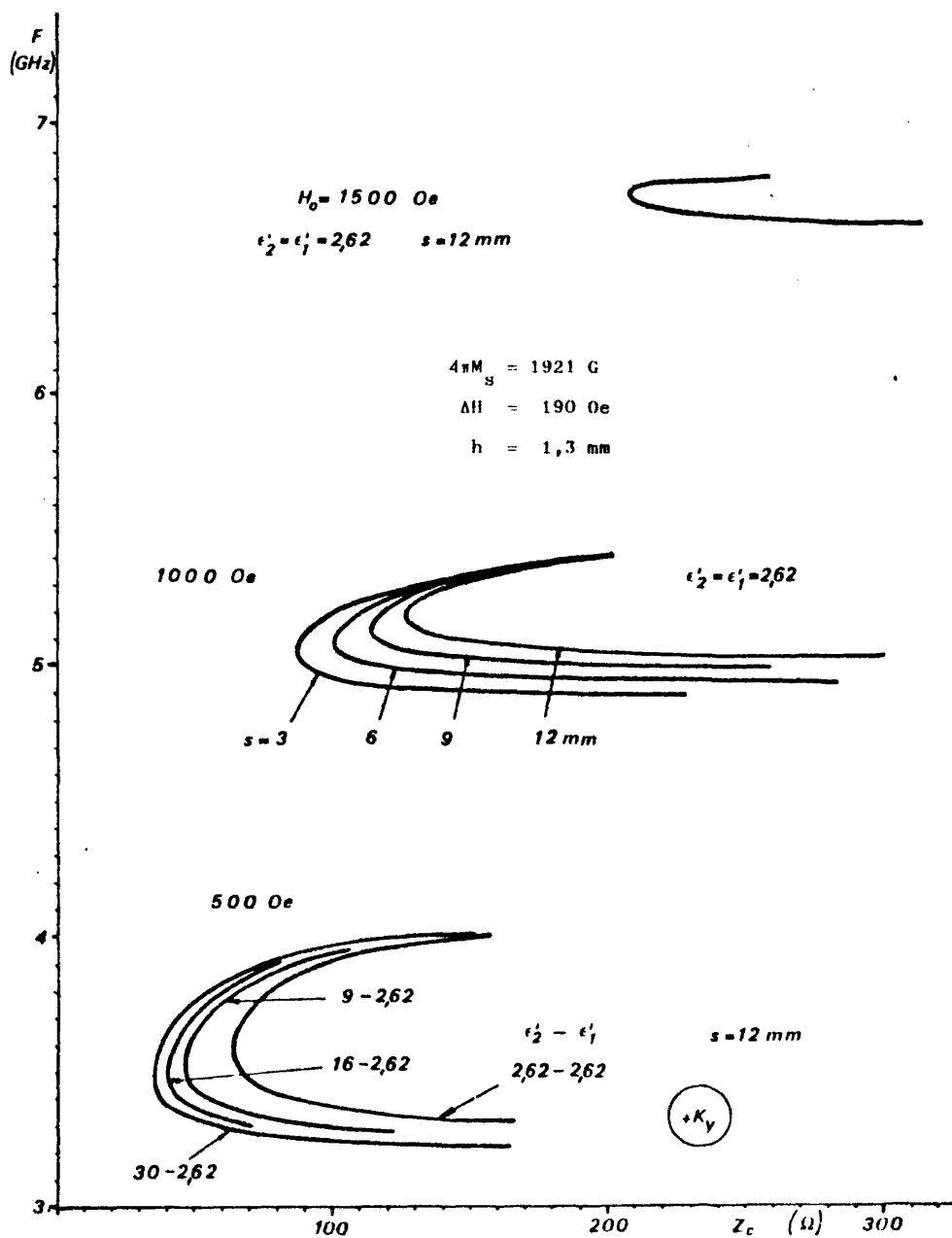


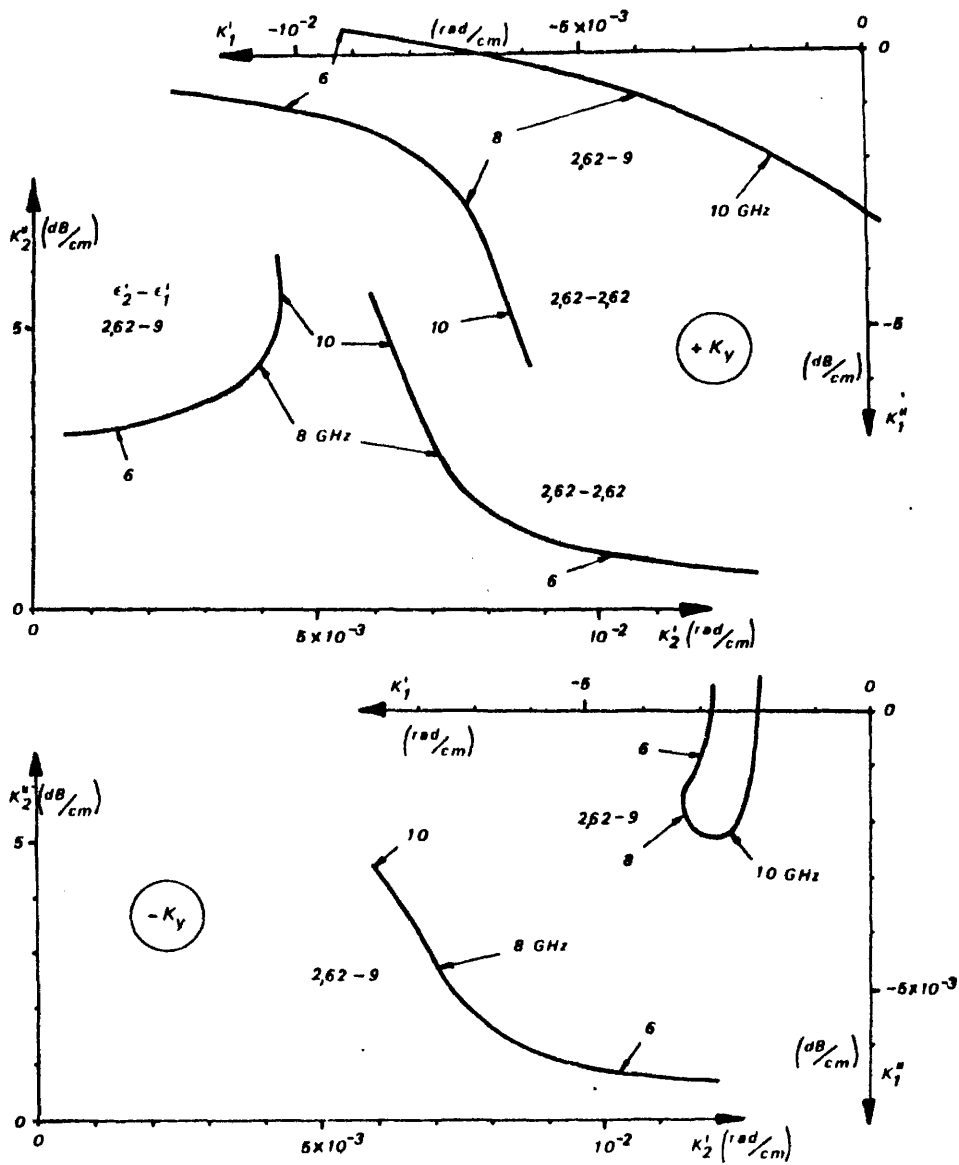
Fig. III,31 - Impedancia característica del modo S.

La frecuencia de corte del modo queda muy claramente en evidencia al analizar esta característica, observándose el desplazamiento del límite inferior de la banda de existencia hacia valores más altos al aumentar s y al disminuir la permitividad del dieléctrico que canaliza la propagación.

4.- Modo de volumen con desplazamiento de campo

Analizaremos en este apartado la solución cuya posición en el plano K_F , al disminuir la frecuencia (fig. II,16), pasa de la zona de volumen a la de volumen con desplazamiento de campo, situándose en las proximidades de los ejes de dicho plano.

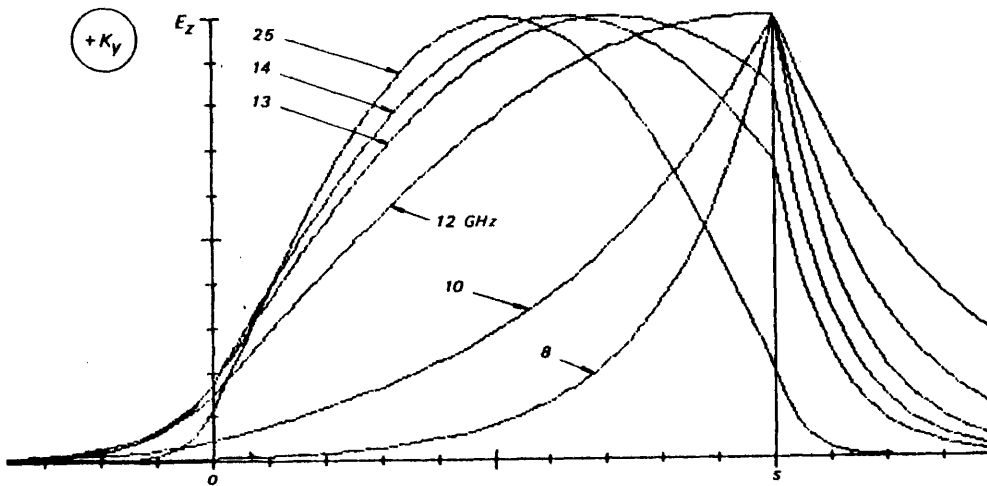
El límite superior de la banda de existencia de este modo coincide con el de validez de la teoría utilizada en este trabajo (tensor de Polder y aproximación de Landau-Lifshitz), y el límite inferior está localizado por el corte de la respuesta en el plano K_F con la hipérbola (I-14), al evolucionar ambas con la frecuencia. No obstante, la condición (I-13) puede imponer eventualmente unos límites más estrictos a la existencia del modo VD si, como se dice en el capítulo I, la parte imaginaria del índice de refracción de uno de los dieléctricos supera a la del de la ferrita, pues el paso de la hipérbola (I-14) por los ejes del plano K_F obliga a que soluciones como la que nos ocupa (situada en el cuarto cuadrante) queden contenidas en la zona prohibida. Con objeto de ilustrar este punto presentamos en la figura III,32 la evolución en frecuencia de las componentes transversales en los dieléctricos de la constante de propagación (K_1 y K_2) del modo VD, observándose, para ambos sentidos de propagación, cómo actúa la condición (I-13) dando como límites superior e inferior de la banda de existencia los cortes de las curvas con los ejes del plano.



$4\pi M_g - 1921 \text{ G}$; $AH \ 8,8 \text{ Oe}$; $H_0 \ 1000 \text{ Oe}$; $s \ 15 \text{ mm}$

Fig. III,32 - Evolución en frecuencia de las componentes transversales en los dieléctricos de la constante de propagación del modo VD.

En la figura III,33 se presenta la evolución del perfil de campo eléctrico respecto de la frecuencia en una estructura recíproca. La simple vista de esta figura sugiere el nombre del modo, pues en ella se observa el desplazamiento del máximo de campo hacia uno de los dioptrios, según el sentido de la propagación, al disminuir la frecuencia. El paso de la solución por la bisectriz del cuarto cuadrante del plano K_F coincide aproximadamente con la situación en que el máximo de campo eléctrico se halla sobre el dioptrio, y a partir de ese momento, el perfil presenta el típico decaimiento exponencial que aparece como consecuencia del valor que toma la parte imaginaria de la constante de propagación según la dirección x (K_F), concentrándose la energía sobre el dioptrio; en la zona del dieléctrico el decaimiento es más suave a frecuencias bajas (cuando es VD) que a altas, cuando es el primer modo VA.



$4\pi M_s = 1921 \text{ G}$; $\Delta H = 8,8 \text{ Oe}$; $\epsilon_2 = \epsilon_1 = 2,62 - j0,00367$; $s = 12 \text{ mm}$; $H_0 = 1000 \text{ Oe}$

Fig. III,33 - Evolución con la frecuencia del perfil de campo eléctrico del modo VD.

Esta canalización de la energía por un dioptrio está ligada al mismo sentido de propagación de la solución B de la estructura de un dioptrio, (ver apartado 2 del capítulo II), como era lógico esperar, pues como indicamos en el apartado 5 del mismo capítulo, esta solución es perturbación de ella en la zona VD. Como corolario de lo que se dijo sobre los sentidos de propagación de las soluciones A y B de un dioptrio, podemos observar ahora, comparando la respuesta de la figura III,33 con la de la III,21 que, para un mismo sentido de propagación de los modos VD y S, la canalización de la energía se realiza por distinto dioptrio.

Por otra parte, la banda de existencia queda gobernada no solo por lo ya indicado, sino también por la permitividad del dieléctrico que canaliza la propagación. Para que exista el modo, dicha permitividad no debe superar la de la ferrita, al igual que sucede con la solución B de la estructura de un dioptrio.

Presentamos a continuación, en las figuras III,34 , III,35 y III,36 la influencia que ejerce el cambio de dieléctrico en uno de los dioptrios, respectivamente sobre el perfil de campo eléctrico, la respuesta en el diagrama de Brillouin y las pérdidas de propagación, en todos los casos para ambos sentidos de propagación. Se observan las siguientes particularidades:

- Cuando la variación de dieléctrico se realiza en el dioptrio que canaliza la propagación, al aumentar la permitividad el perfil de campo eléctrico evoluciona de forma análoga a como lo hace al disminuir la frecuencia; en la ferrita, la curva se acerca al dioptrio que canaliza la energía y en el dieléctrico se aleja de él. Este efecto es el que se muestra en la figura III,34 para el sentido positivo de la propagación a dos frecuencias distintas, para su comparación.

- Por el contrario, cuando la propagación se canaliza por el dioptrio invariante (sentido negativo de propagación en la figura III,34), el perfil de campo no sufre alteración apreciable, siempre que sea suficientemente pequeño el valor de campo eléctrico en el otro dioptrio, lo cual dependerá de la anchura

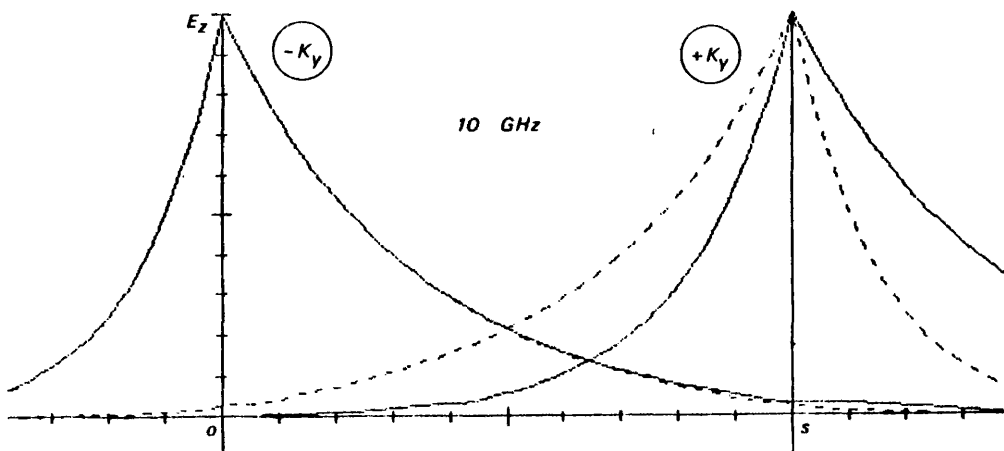
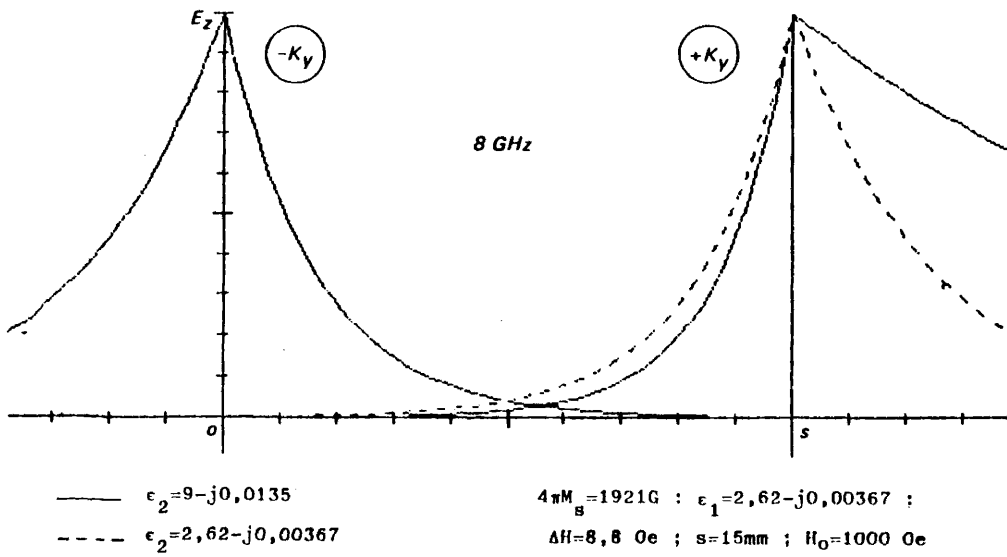


Fig. III,34 - Influencia de la permitividad de los dieléctricos sobre el perfil de campo eléctrico del modo VD.

de plaqueta, de la frecuencia y del dieléctrico invariante; es decir, al igual que ocurre en el modo S, se puede considerar la presencia del segundo dioptrio como una perturbación, cuya magnitud dependerá evidentemente de todos aquellos parámetros que tiendan a variar el grado de confinamiento de la energía sobre el dioptrio que la canaliza.

- Para frecuencias bajas la respuesta en el diagrama de Brillouin (fig. III,35) tiende asintóticamente, en cualquier caso, a la recta que caracteriza al índice de refracción del dieléctrico que soporta la propagación, que pone en evidencia el carácter no recíproco de la respuesta. A frecuencias altas, el modo entra en la zona de volumen (según criterio de la figura I,7) convirtiéndose en el primero de la familia VA, como hemos indicado repetidamente.

- Por otro lado, en la figura III,35 se pone de manifiesto la influencia que sobre el diagrama de Brillouin ejercen las pérdidas en el dieléctrico a través de la condición (I-13). Para ello se han representado dos estructuras no recíprocas distintas, variando la tangente de pérdidas de uno de los dieléctricos: 10^{-4} y 15×10^{-4} (alúmina y Stycast-9 respectivamente), resultando como ya indicamos al presentar los planos K_D de la figura III,32), ser más estrecha la banda de existencia física en el segundo caso, aunque no se altere el valor de K'_y , pues ambas respuestas se superponen en la zona de existencia común.

- Al ser esta solución, en la zona VD, perturbación de la solución B de la estructura de un dioptrio, su evolución con el campo aplicado es similar a la de ésta, como se pone de manifiesto al comparar la parte izquierda de la figura III,35 con la II,11, observándose también que, cuando la solución VD entra en la zona de volumen, su evolución con H_0 queda ligada a la de la curva que caracteriza al índice de refracción de la ferrita. Dadas las características, hasta ahora enunciadas, de este modo, la variación de ferrita produce un efecto enteramente similar al que se acaba de describir.

- De la observación de la curva de pérdidas en función de la frecuencia (fig. III,36), se deduce que cuando la variación de dieléctrico se realiza en el dioptrio contrario al que canaliza la propagación (sentido negativo de propa

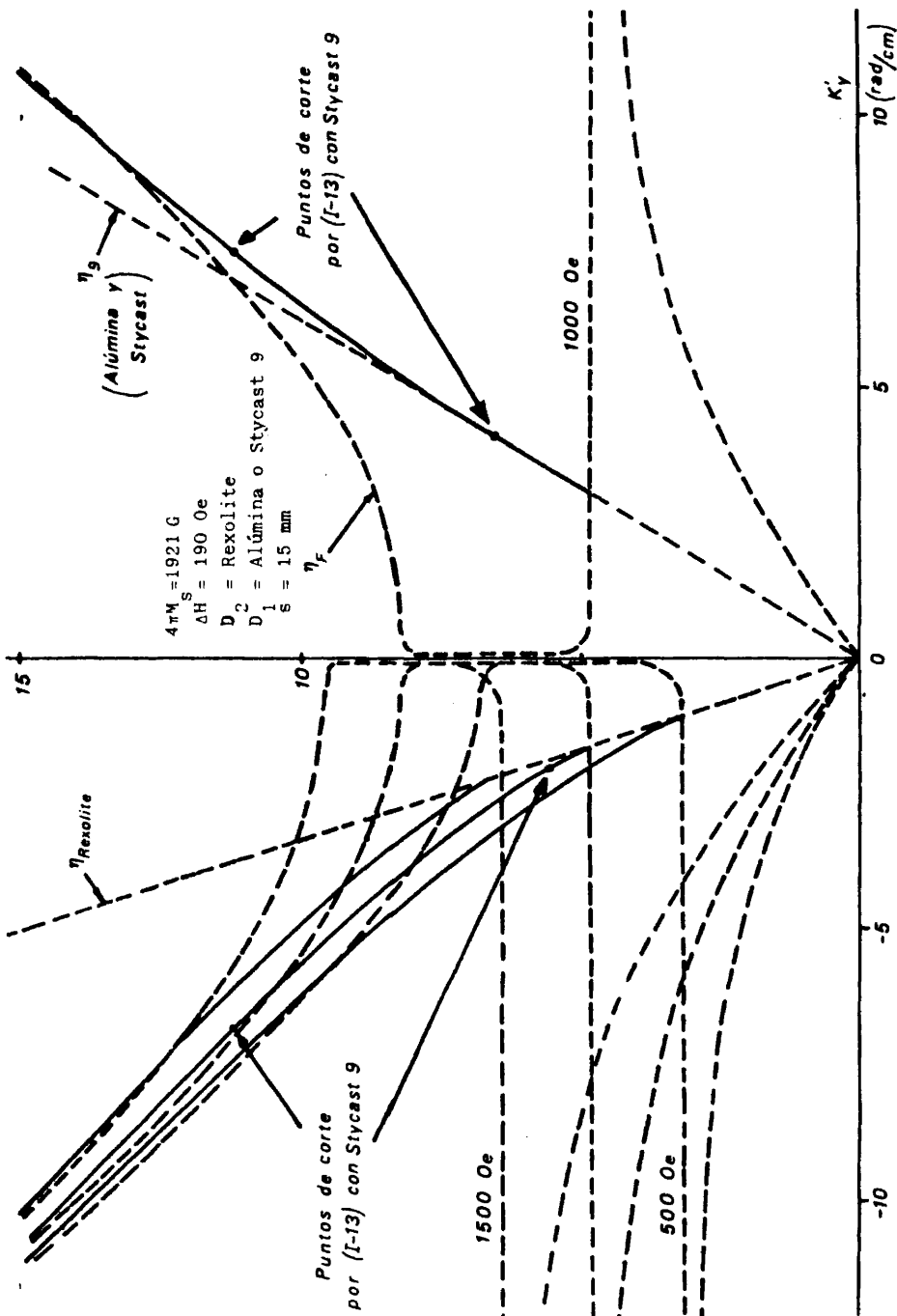
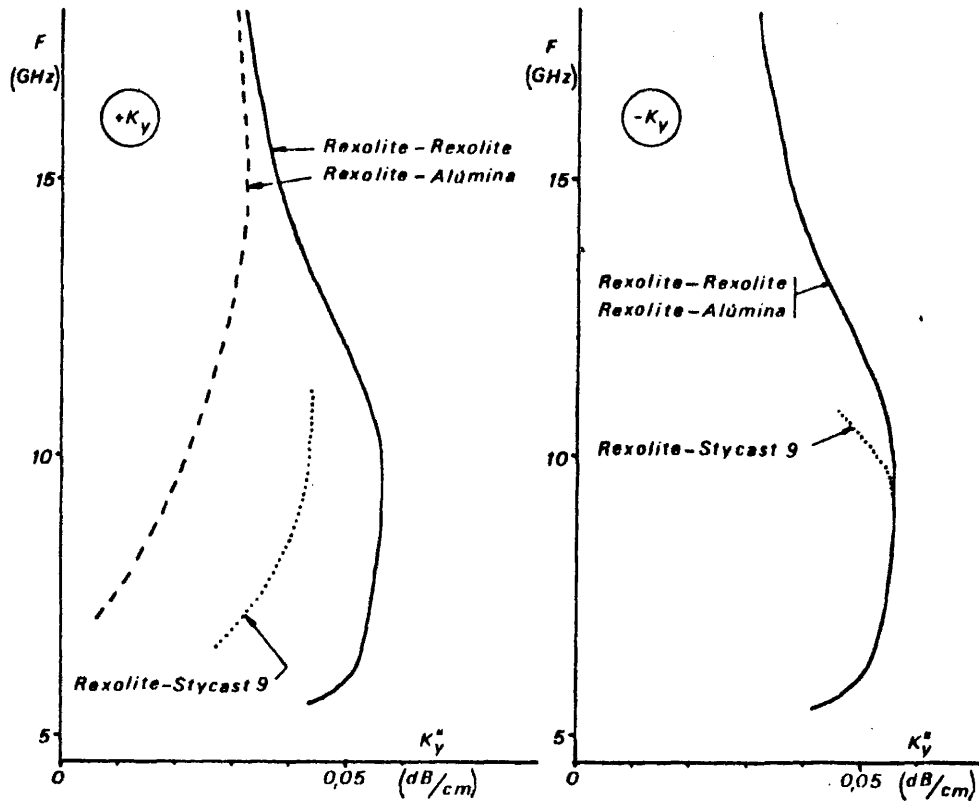


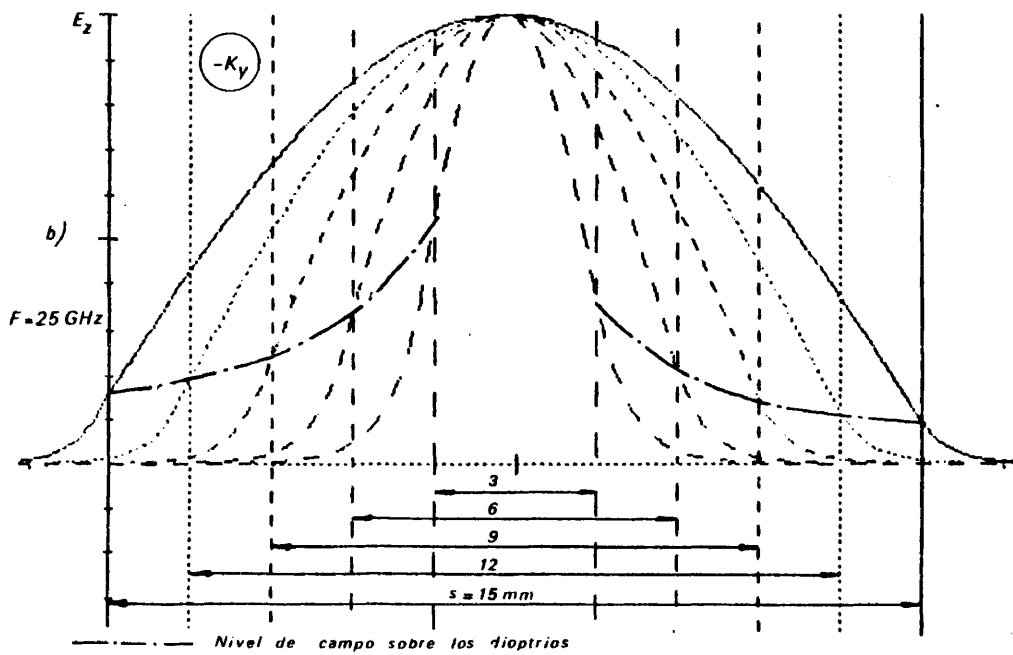
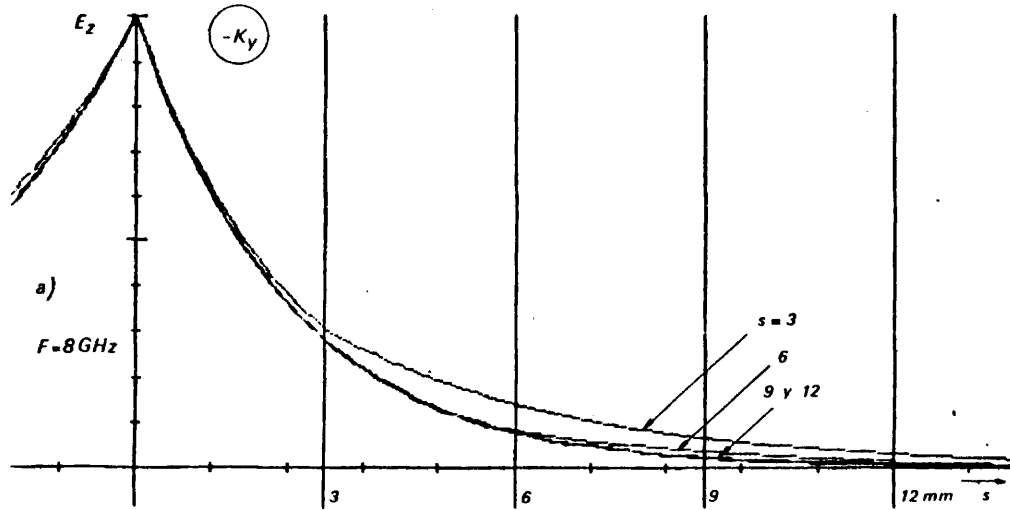
Fig. III,35 - Diagrama de Brillouin del modo VD. Influencia del campo aplicado y de las pérdidas de los dieléctricos.



$4\pi M_s = 1921 G$; $\Delta H = 8,8 Oe$; $s = 15 \text{ mm}$; $H_0 = 1000 Oe$

Fig. III,36 - Influencia de los dieléctricos en las pérdidas de propagación del modo VD.

gación en la figura), la respuesta no se altera significativamente, salvo en las proximidades del incumplimiento de la condición (I-13), donde las curvas se desvían hacia valores más pequeños, como en el caso del Stycast 9 que se presenta. Por el contrario, al cambiar el dieléctrico situado en el dioptrio que soporta la propagación (sentido positivo en la figura), la curva evoluciona hacia valores más pequeños, siempre que aumente la permitividad o disminuya la tangente de pérdidas, observándose que dicha variación es más pequeña a frecuencias altas que a bajas.



$4\pi M_s = 1921 \text{ G}$; $\Delta H = 8,8 \text{ Oe}$; $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 2,62 - j0,00367$; $H_0 = 1000 \text{ Oe}$

Fig. III,37 - Influencia de la anchura de plaqueta sobre el perfil de campo eléctrico del modo VD.

a) Zona VD ; b) Zona VA

La influencia de la anchura de plaqueta (s) se presenta en las figuras III,37 , III,38 y III,39 , correspondientes respectivamente al perfil de campo eléctrico, diagrama de Brillouin y pérdidas, observándose que:

- En la zona VD (fig. III,37a) se observa el distinto comportamiento respecto a s de este modo con relación al del modo S (fig. III,24), pues mientras que en éste la proximidad del segundo dioptrio tiende a comprimir el perfil de campo sobre el que canaliza la propagación, en el modo VD la presencia del segundo dioptrio no perturba apreciablemente el perfil en el interior de la ferrita, poniéndose únicamente de manifiesto la influencia del parámetro en el nivel de campo en el segundo dieléctrico.

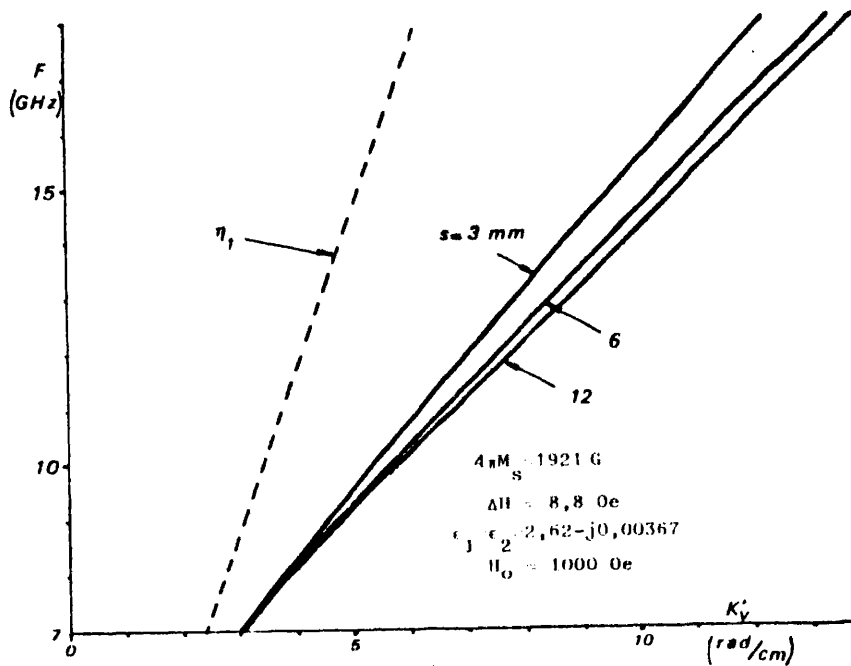


Fig. III,38 - Influencia de la anchura de plaqueta en la constante de propagación del modo VD.

Por el contrario, en la zona VA (fig. III,37b) se observa un aumento del valor relativo de campo eléctrico sobre ambos dioptrios al disminuir el parámetro s , con lo que aumenta ligeramente la cantidad de energía que se propaga por los dieléctricos.

- En la figura III,38 se observa el aumento de pendiente del modo en el diagrama de Brillouin, a medida que disminuye el parámetro, pero siempre tendiendo, a frecuencias bajas, a la recta que caracteriza al índice de refracción del dieléctrico.

- Respecto de las pérdidas de propagación presentamos dos casos ilustrativos. En el primero (fig. III,39a) se estudia la estructura recíproca, obser-

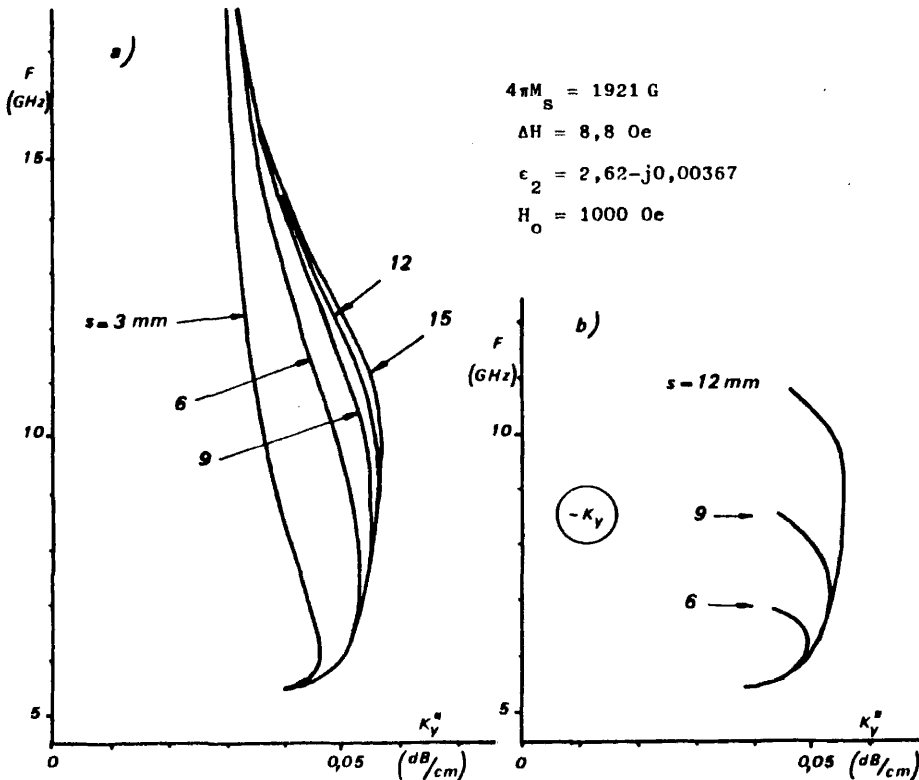


Fig. III,39 - Influencia de la anchura de plaqueta sobre las pérdidas de propagación del modo VD. a) Estructura recíproca. b) Estructura no recíproca ($\epsilon_1 = 9 - j0,0135$).

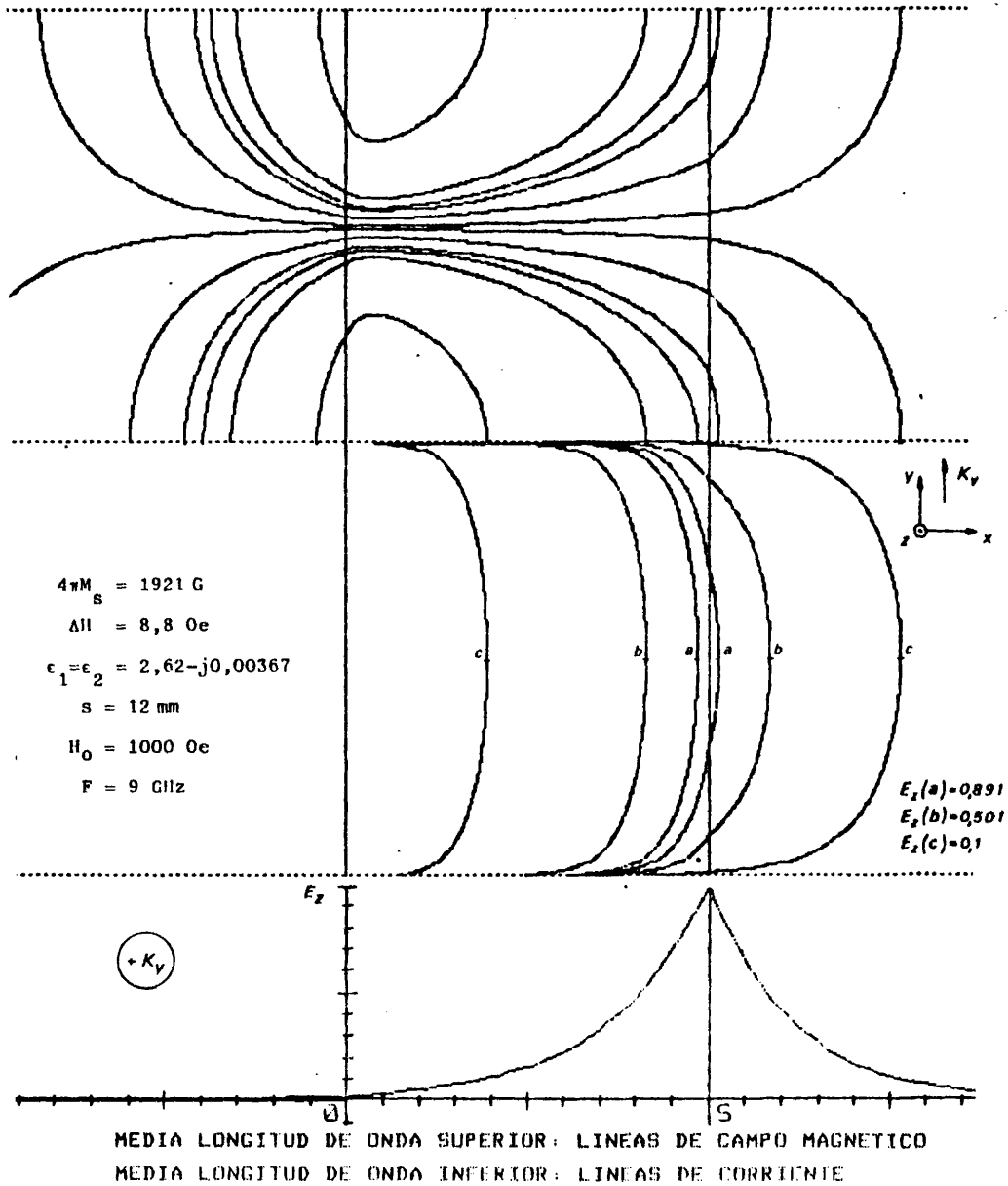
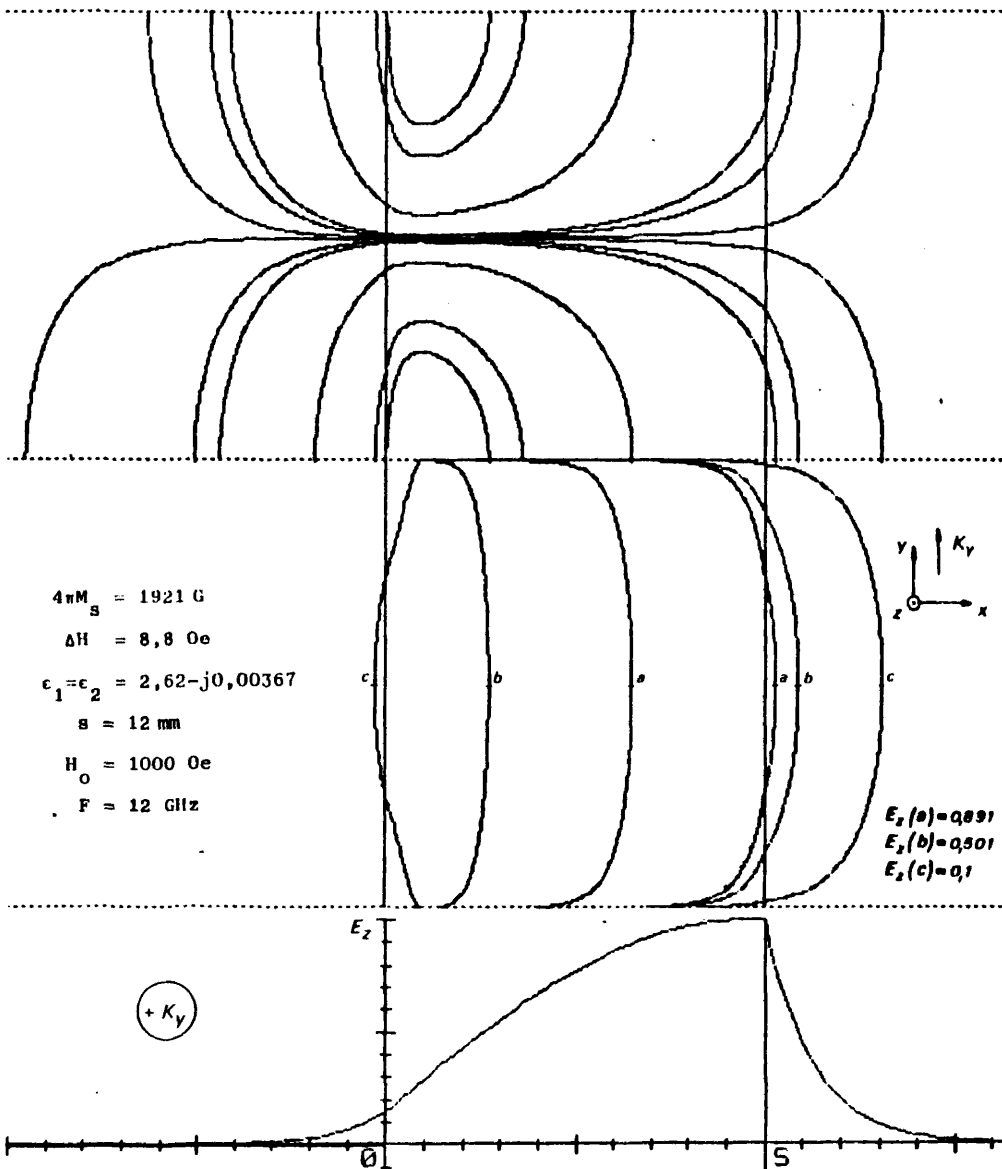


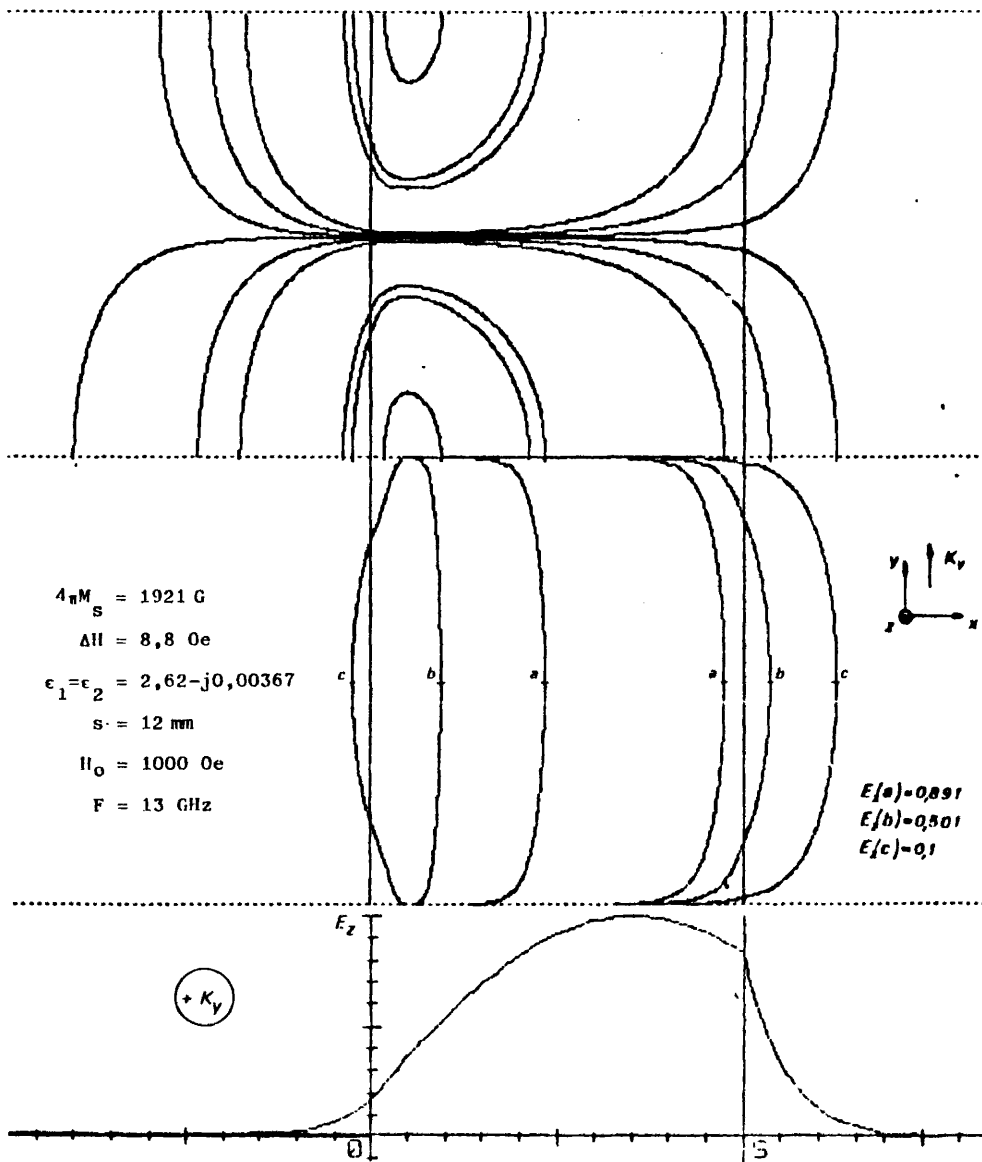
Fig. III,40 - Estructura de campos y corrientes del modo VD.



MEDIA LONGITUD DE ONDA SUPERIOR: LINEAS DE CAMPO MAGNETICO

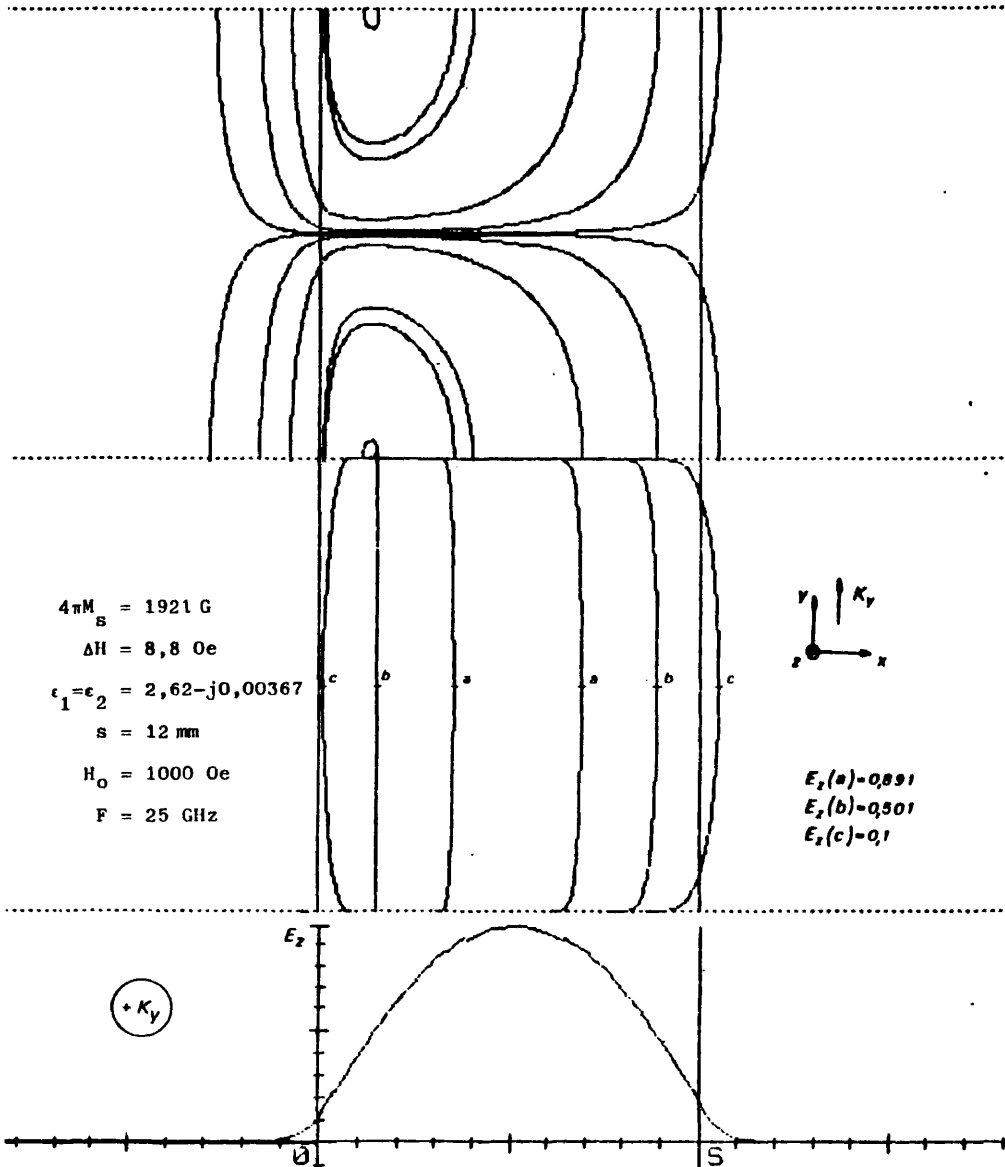
MEDIA LONGITUD DE ONDA INFERIOR: LINEAS DE CORRIENTE

Fig. III,41 - Estructura de campos y corrientes del modo VD.



MEDIA LONGITUD DE ONDA SUPERIOR: LINEAS DE CAMPO MAGNETICO
 MEDIA LONGITUD DE ONDA INFERIOR: LINEAS DE CORRIENTE

Fig. III,42 - Estructura de campos y corrientes del modo VD.



MEDIA LONGITUD DE ONDA SUPERIOR: LINEAS DE CAMPO MAGNETICO
 MEDIA LONGITUD DE ONDA INFERIOR: LINEAS DE CORRIENTE

Fig. III,43 - Estructura de campos y corrientes del modo VD.

vándose una tendencia general al aumento del valor de pérdidas a medida que disminuye la frecuencia, existiendo un máximo cuya posición, siempre en la zona VD, crece con el parámetro s . En el segundo (fig. III,39b), correspondiente a una estructura no recíproca el mayor interés reside en que muestra muy claramente la evolución con el parámetro del límite superior de la banda de existencia cuando éste viene impuesto por el dieléctrico que no canaliza la propagación, detalle que complementa lo expuesto en las figuras III,32 y III,35.

En la secuencia de figuras III,40 a III,43 presentamos la evolución en frecuencia de las líneas de corriente y de campo magnético, comparándolas en ca

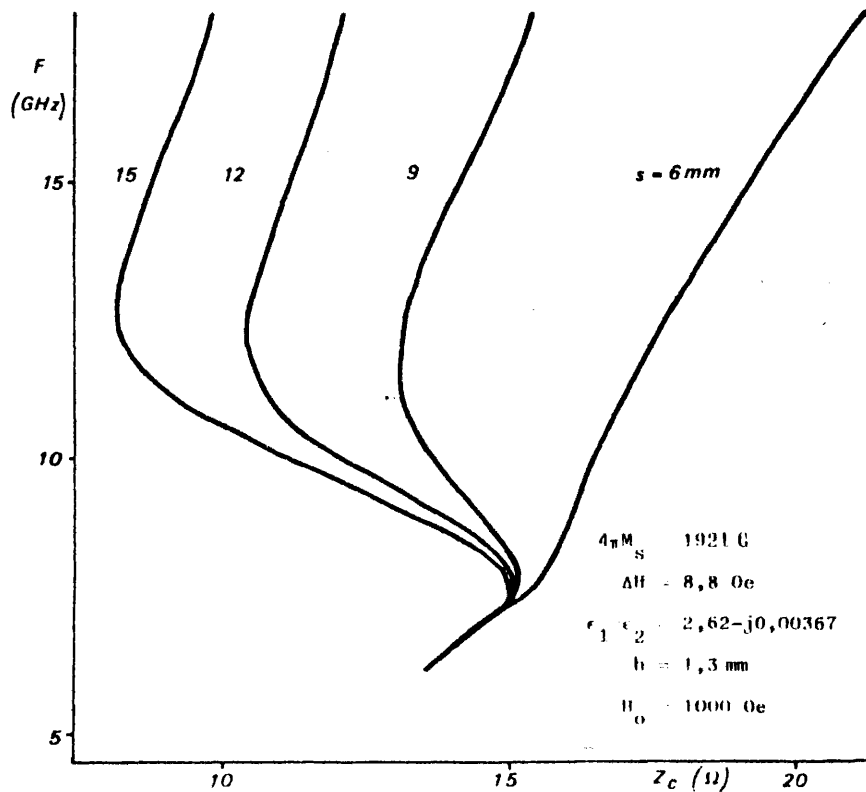


Fig. III,44 - Influencia de la anchura de plaqueta sobre la impedancia característica del modo VD.

da caso con la representación del perfil de campo eléctrico, observándose una estructura quasi-convencional con situación de manantiales y sumideros de líneas de corriente en las proximidades del dioptrio contrario al que canaliza la propagación (en el que se sitúa el máximo de campo eléctrico, figuras III,40 y III,41). Cuando el modo entra en la zona de volumen (figs. III,42 y III,43), las líneas de campo magnético y de corriente mantienen la forma descrita, aún cuando el máximo de campo eléctrico tienda a situarse en el plano medio de la guía.

En cuanto a impedancia característica se refiere, la figura III,44 muestra la evolución con la frecuencia para distintos valores de la anchura de plaqueta, observándose una disminución (a frecuencias altas) al aumentar el pa-

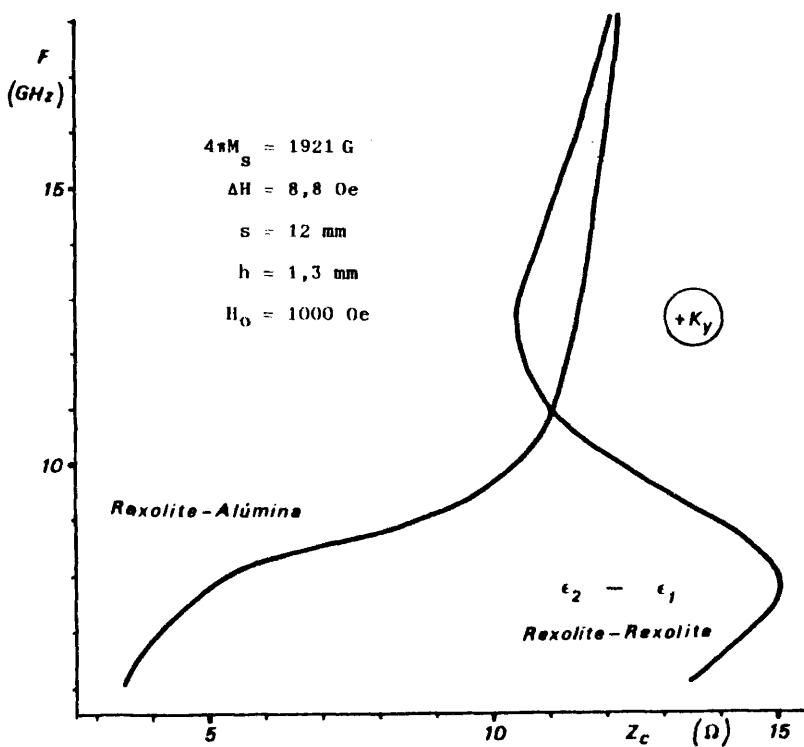


Fig. III,45 - Influencia de la permitividad del dieléctrico canalizador sobre la impedancia característica del modo VD.

rámetro, reduciéndose este efecto en la zona de permeabilidad negativa, hasta ser casi inapreciable.

En la figura III,45 se presenta un ejemplo de variación de la impedancia con la permitividad del dieléctrico que soporta la propagación; la influencia de este parámetro resulta similar a la descrita para s , pero intercambiando las zonas de frecuencia (estabilidad en la zona de volumen y máxima variación en la zona de desplazamiento de campo).

5.- Familia de modos de volumen VA

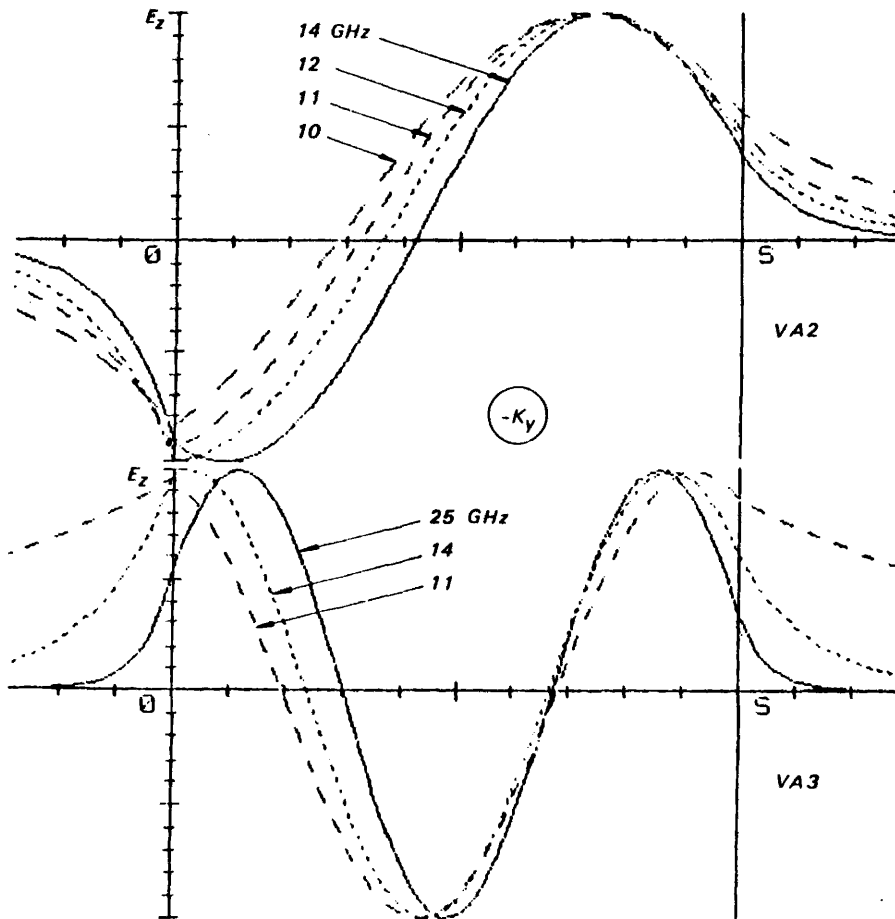
Componen esta familia de soluciones aquellas que situándose en las proximidades del eje real del plano K_F , existen a frecuencias superiores a las de la zona en la que la ferrita presenta permeabilidad negativa (ver fig. II,16).

Como ya hemos indicado en el capítulo II al presentar las soluciones matemáticas, el primer modo de esta familia tiene unas características muy particulares, las cuales nos han llevado a darle un tratamiento especial estudiándolo por separado en el apartado anterior. No obstante, no hay que olvidar que a partir de una cierta frecuencia y hacia valores más altos, dicho modo es el primero de esta familia.

Por otra parte, hemos situado este apartado con posterioridad al estudio del modo de volumen con desplazamiento de campo, en razón a la poca importancia que tienen estos modos frente al VD en cuanto a su aplicación a dispositivos, debiendo centrarse principalmente su estudio en la forma de eliminarlos para dejar solo al VD.

La zona de existencia de estos modos está limitada superiormente por la invalidez de la teoría expuesta en el capítulo I, e inferiormente por el corte de la solución con la hipérbola (I-14) en el plano K_F . No obstante, toda la familia (VD incluido, como ya vimos) queda al corte cuando la permitividad de uno

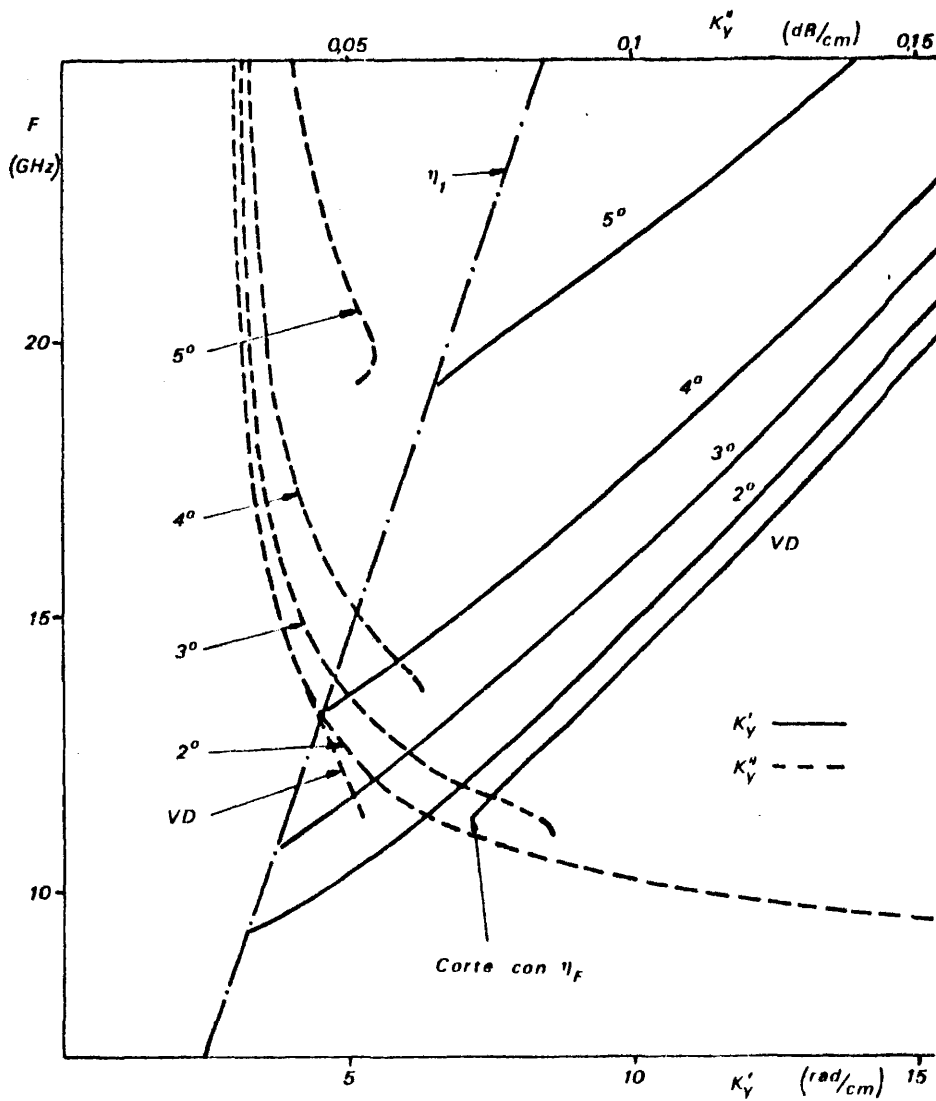
de los dieléctricos supera a la de la ferrita. Cuando esto no sucede se puede dar como límite inferior aproximado de todos los modos de la familia (exceptuado el VD) el punto intersección en el diagrama de Brillouin de la respuesta del modo con la recta que caracteriza al mayor de los índices de refracción de los dieléctricos (ver fig. II,25), y que siempre se encuentra por encima de la fre-



$4\pi M_s = 1921G$; $\Delta H = 8,8 Oe$; $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 2,62 - j0,00367$; $s = 12mm$; $H_0 = 1000 Oe$

Fig. III,46 - Perfil de campo eléctrico de los modos VA.

cuencia de corte de dicha recta con la curva que caracteriza al índice de refracción de la ferrita, como puede verse en la misma figura.



$4\pi M_s = 1921 \text{ G}$; $4\pi H = 8,8 \text{ Oe}$; $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 2,62 - j0,00367$; $s = 12 \text{ mm}$; $H_0 = 1000 \text{ Oe}$

Fig. III,47 - Constante de propagación compleja de los modos VA.

El valor de la permeabilidad del medio ferrimagnético en la zona de existencia de estos modos es positivo e inferior a la unidad, valor al cual tiende al aumentar la frecuencia, como puede verse en la referencia bibliográfica (3) del capítulo I, con lo cual, cuando la frecuencia sea lo bastante alta como para poder considerar estable el valor de μ'_e , la estructura tiene una respuesta semejante a la que tendría si la plaqueta fuera de un medio diamagnético.

La figura III,46 presenta la evolución típica en frecuencia del perfil de campo eléctrico del segundo y tercer modos de esta familia, y en ella se puede apreciar el comportamiento similar con el modo VD de uno de los máximos de campo eléctrico, el cual se desplaza hacia el correspondiente dioptrio para situarse sobre él, en la parte inferior de la banda de existencia.

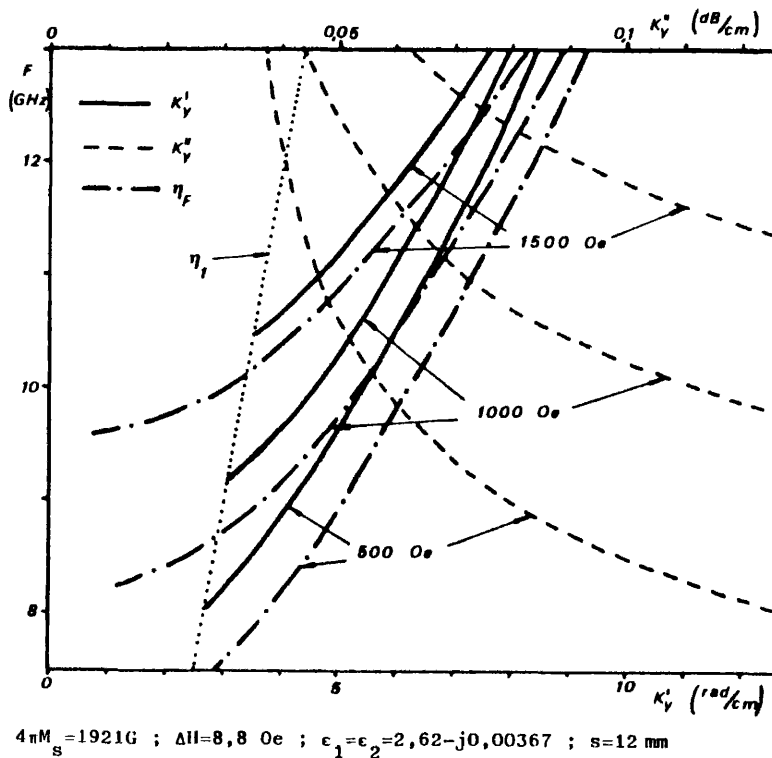
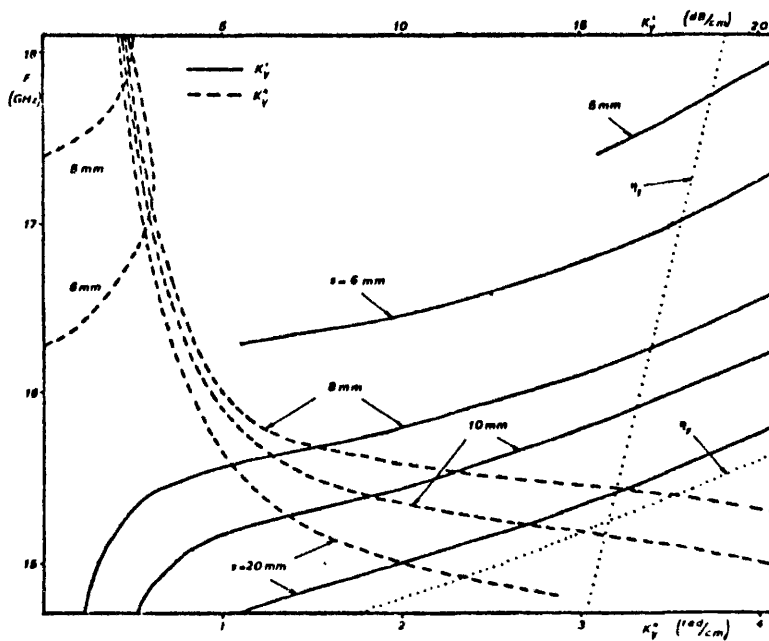


Fig. III,48 - Variación con el campo aplicado de la constante de propagación compleja del modo VA2.

Este comportamiento anómalo en un modo de volumen, que salvo en el caso del VD no conlleva el abandono de la zona de volumen, es consecuencia de la anisotropía todavía apreciable del medio ferrimagnético cuando el valor de μ'_e es, aunque positivo, todavía mucho menor que 1. En esta zona los modos (normalmente, solo el 2) presentan velocidades de grupo más débiles que a frecuencias altas, como puede observarse en la figura III,47.

En la misma figura, además del diagrama de Brillouin de la familia se muestran también las curvas de pérdidas, viéndose su evolución hacia valores más grandes a medida que la frecuencia tiende al límite inferior de la banda de existencia de cada modo.

En la figura III,48 se presenta la respuesta del segundo modo en el diagrama de Brillouin y la curva de pérdidas para distintos valores del ancho apli



$4\pi M_S = 4800 \text{ G} ; A = 190 \text{ Oe} ; \epsilon_1 = \epsilon_2 = 1 ; H_0 = 200 \text{ Oe}$

Fig. III,49 - Influencia de la anchura de plaqueta en la frecuencia de corte del modo VA2.

cado, viéndose que su evolución es pareja a la del índice de refracción de la ferrita.

En la figura III,49 se muestra el comportamiento del mismo modo en función de la anchura de plaqueta para la ferrita de 4800 G de $4\pi M_S$ en estructura recíproca con aire por dieléctrico, con lo que el límite inferior de la banda de existencia impuesto por la condición (I-13) coincide con la (I-11) y la frecuencia de aparición del modo puede venir dada por el paso por cero de K''_V . Consideramos ilustrativo el ejemplo presentado en dicha figura pues, además de la

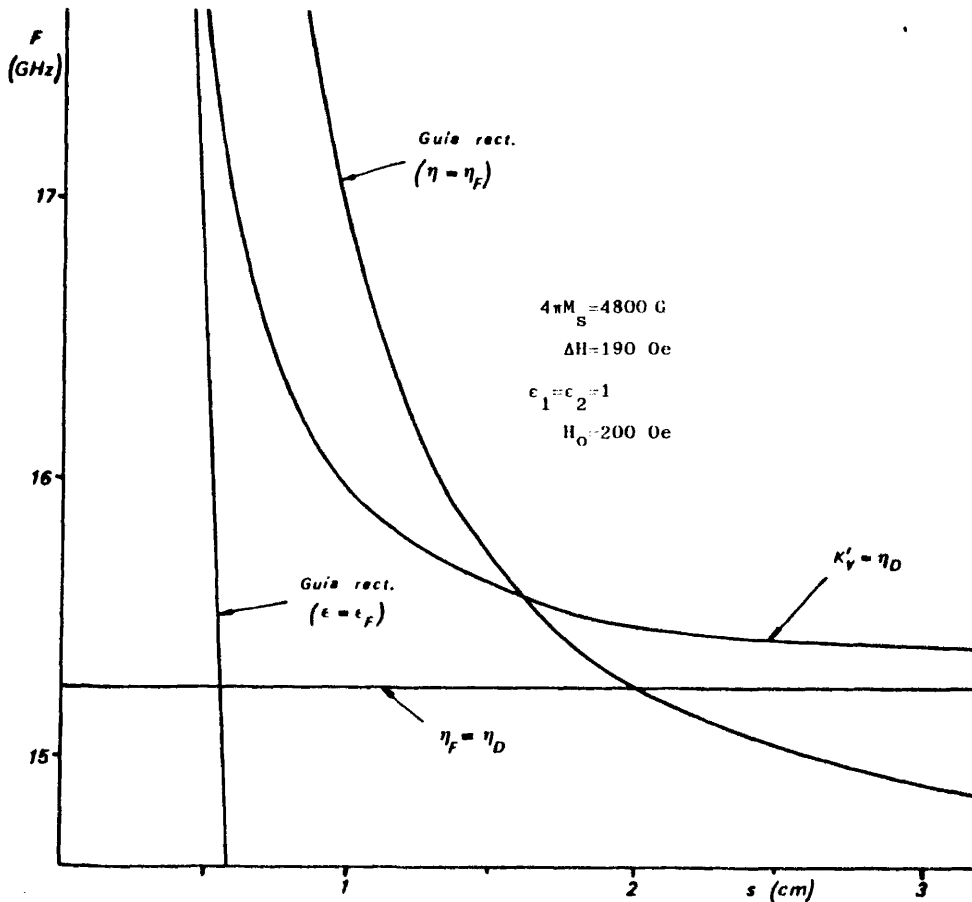


Fig. III,50 - Influencia de la anchura de plaqueta de la frecuencia práctica de aparición del modo VA2.

evolución con s del modo, pone en evidencia que para valores altos del parámetro, las pérdidas de propagación imponen un límite práctico inferior de la banda de existencia; dados los niveles de pérdidas que muestra la figura a la izquierda de la recta representativa del dieléctrico, consideramos válido tomar el punto intersección de la respuesta con la recta η_D como frecuencia práctica de aparición del modo. Sin embargo, para valores más pequeños de s , la condición (I-11) es dominante, observándose, a medida que el parámetro disminuye, una tendencia a hacer coincidir la frecuencia de corte con el punto intersección antes mencionado. Se debe anotar también la disminución relativa en los valores de pérdidas para estos casos, análoga a la que se observa en la figura III,47 para la familia completa. Puede decirse por tanto, respecto de la variable compleja K_y , que la disminución de la anchura de plaqueta surte un efecto comparable a considerar un modo de orden superior, manteniendo constante el valor del parámetro (salvedad hecha del carácter discreto del índice del modo).

En la figura III,50 se ha representado, para la misma estructura y el mismo campo de la figura III,49 la frecuencia práctica de aparición del modo 2 en función de s , comparándola con otras dos curvas, correspondientes ambas al caso de una guía rectangular llena de dieléctrico, una de igual permitividad y permeabilidad 1, y otra, con igual índice de refracción que el de la ferrita. Se observa como característica importante que a frecuencias altas no está lejos su comportamiento del que presentaría la guía rectangular homogénea e isotrópica (diamagnética), mientras que a frecuencias bajas, la anisotropía de la ferrita se manifiesta por la necesidad de una anchura de plaqueta desmesuradamente grande para permitir la existencia del segundo modo, que en cualquier caso está al corte por debajo del cruce, en el diagrama de Brillouin, de la recta que caracteriza al índice de refracción del dieléctrico con la curva del de la ferrita, como ya indicamos anteriormente.

El caso de la estructura no recíproca queda reflejado (para toda la familia) en la figura III,51, donde tanto en el diagrama de Brillouin como en la curva de pérdidas se muestra la diferencia existente entre ambos sentidos de pro

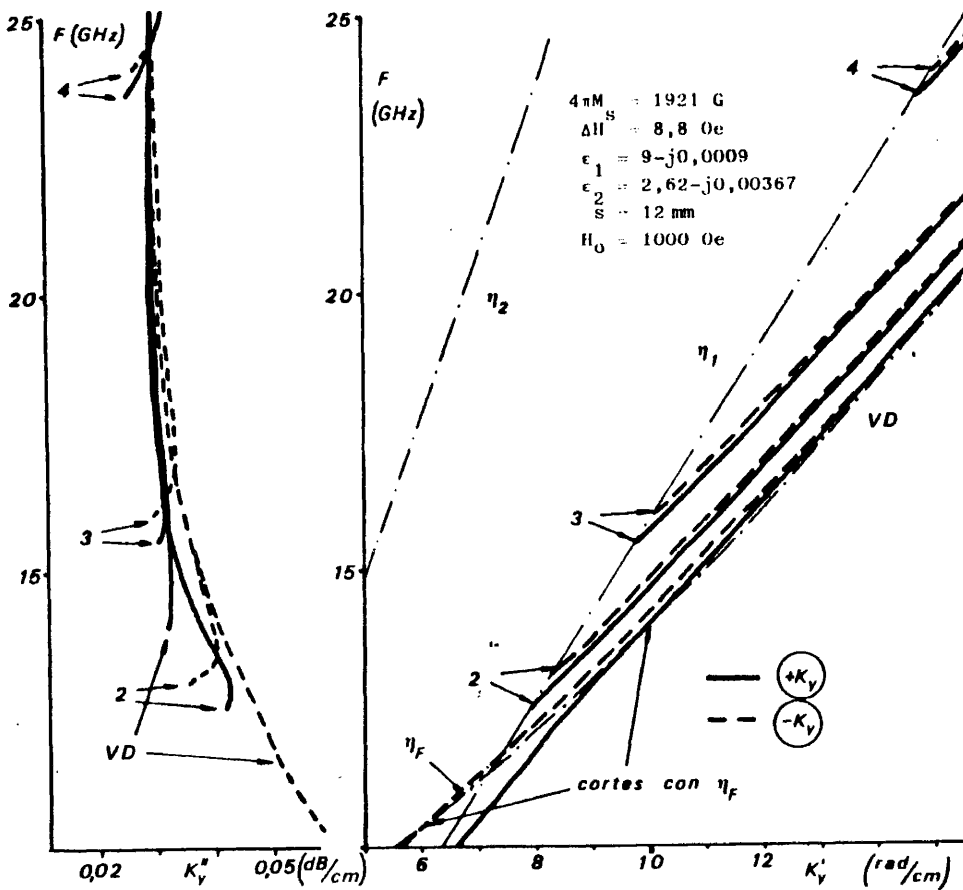
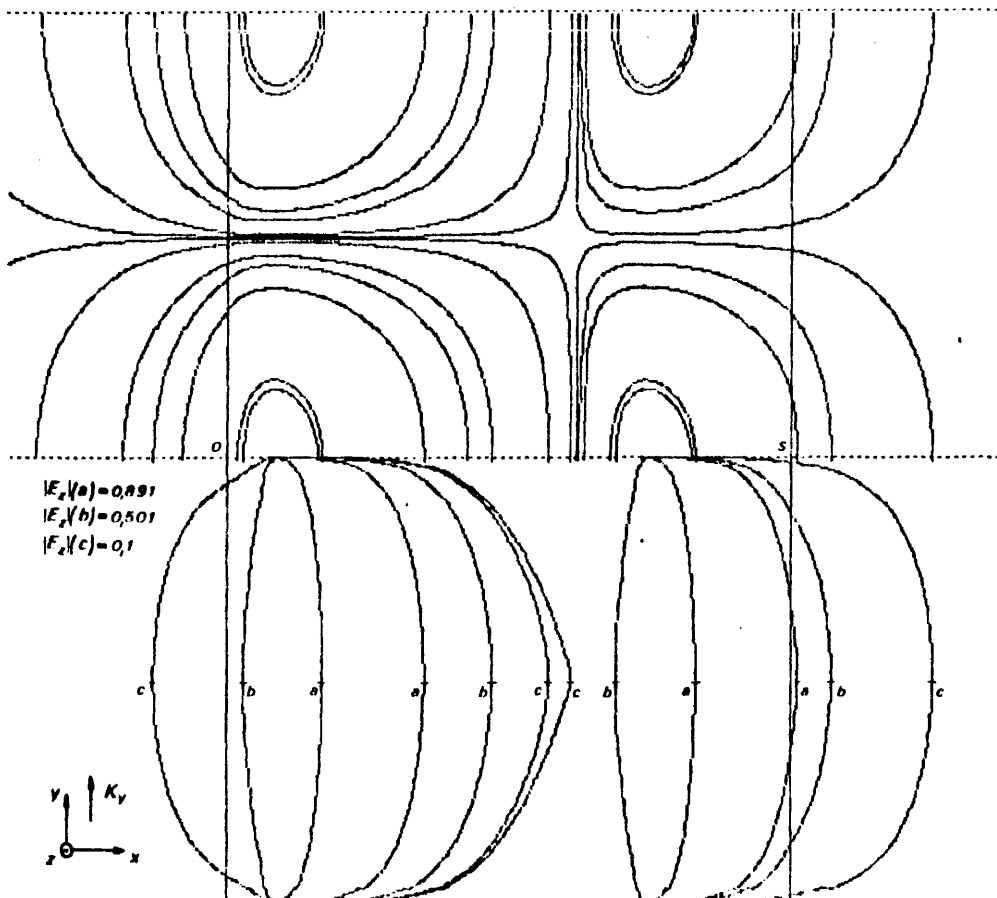


Fig. III,51 - Constante de propagación compleja de la familia VA en estructura no recíproca.

pagación, que es semejante a la que presenta el modo VD en el diagrama de Brillouin de la figura III,35; el modo VD también ha sido representado en la figura que presentamos ahora, pero solo en la parte de la respuesta contenida en la zona de volumen. En esta figura se observa también la estrecha concordancia existente entre la condición exacta del límite inferior de la banda de existencia (I-13) y la aproximada, enunciada al comienzo de este apartado: el cruce de la respuesta en el diagrama de Brillouin con la recta que caracteriza al dieléctrico de mayor permitividad.



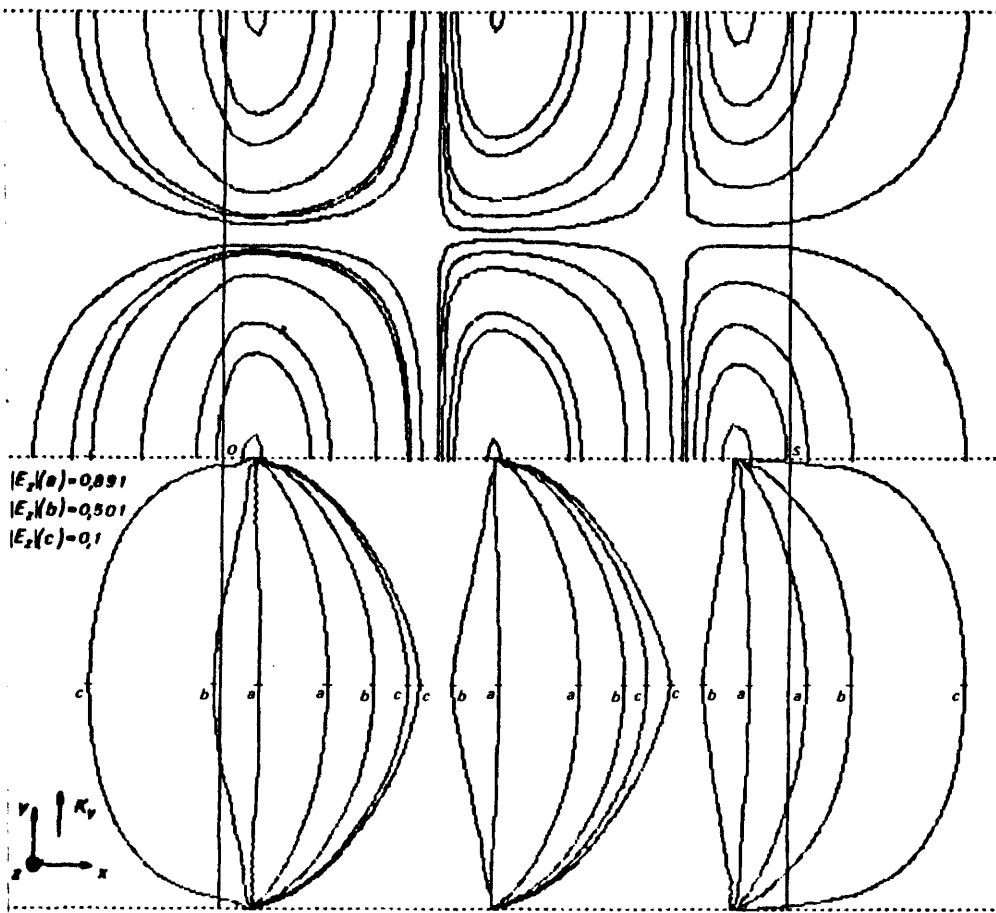
MEDIA LONGITUD DE ONDA SUPERIOR: LINEAS DE CAMPO MAGNETICO

MEDIA LONGITUD DE ONDA INFERIOR: LINEAS DE CORRIENTE

$4\pi M_s = 1921 \text{ G}$; $M = 8,8 \text{ Oe}$; $r_2 = r_1 = 2,62 - j0,00367$; $s = 12 \text{ mm}$; $H_0 = 1000 \text{ Oe}$; $F = 14 \text{ GHz}$

Fig. III,52 - Líneas de campo magnético y de corriente del modo VA2.

En las figuras III,52 a 54 se muestra la forma típica que presentan las líneas de corriente y de campo magnético de esta familia, observándose la existencia de manantiales y sumideros de aquellas, cada uno de los cuales se corresponde con sendos grupos de líneas cerradas de campo que los envuelven. Por otra

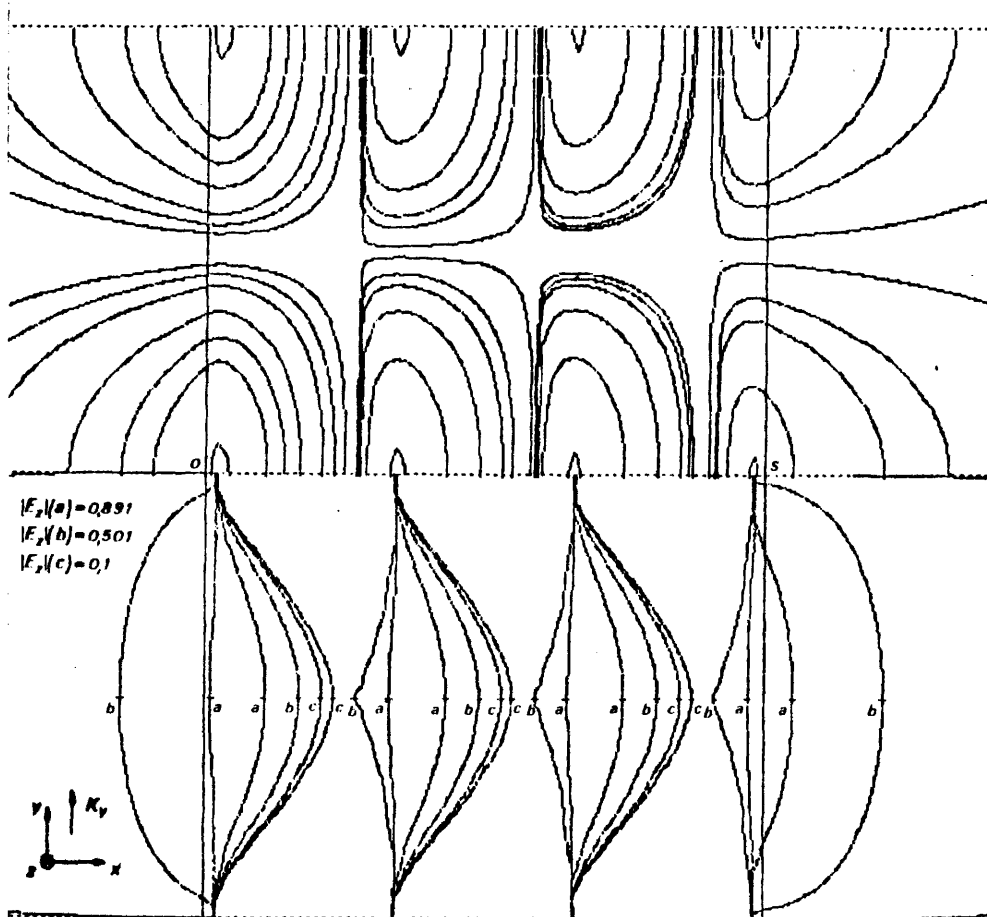


MEDIA LONGITUD DE ONDA SUPERIOR: LÍNEAS DE CAMPO MAGNETICO
 MEDIA LONGITUD DE ONDA INFERIOR: LÍNEAS DE CORRIENTE

$4\pi M_s = 1921 \text{ G}$; $\Delta H = 8,8 \text{ Oe}$; $\epsilon_2 = \epsilon_1 = 2,62 - j0,00367$; $s = 12 \text{ mm}$; $H_0 = 1000 \text{ Oe}$; $F = 14 \text{ GHz}$

Fig. III,53 - Líneas de campo magnético y de corriente del modo VA3.

parte, estos modos presentan un comportamiento más cercano al clásico de modos de volumen que el que presenta el modo VD en esta zona (figs. III,42 v 43), debido a los menores desplazamientos de campo.



MEDIA LONGITUD DE ONDA SUPERIOR: LÍNEAS DE CAMPO MAGNETICO
 MEDIA LONGITUD DE ONDA INFERIOR: LÍNEAS DE CORRIENTE

$4\pi M_B = 1921 \text{ G}$; $AH = 8,8 \text{ Oe}$; $\epsilon_2 = \epsilon_1 = 2,62 - j0,00367$; $s = 12 \text{ mm}$; $H_0 = 1000 \text{ Oe}$; $F = 14 \text{ GHz}$

Fig. III,54 - Líneas de campo magnético y de corriente del modo VAM.

Por último, en la figura III,55 se muestra la evolución de la impedancia respecto de la frecuencia para los tres primeros miembros de la familia, observándose cómo al aumentar el índice del modo aumenta ligeramente su valor, man

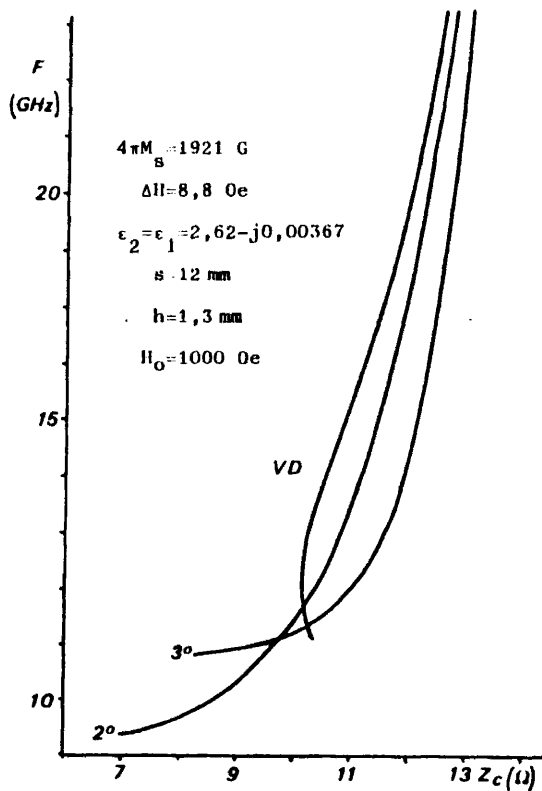


Fig. III,55 - Impedancia característica de los modos VA.

teniéndose su evolución paralela a la del modo VD, cuyas variaciones en función de los parámetros hemos estudiado anteriormente.

6.- Resumen de las características generales de las soluciones

Evidentemente, el estudio paramétrico que hemos presentado no cubre la totalidad del margen de variación posible de los parámetros, sino solo aquellas zonas que hemos considerado más significativas. Tanto fuera de ellas como en el

caso de aplicación a un supuesto práctico deberá realizarse el oportuno cálculo numérico pormenorizado (a partir de soluciones analíticas en los casos en que sea posible); no obstante, como resumen del capítulo, hemos incluido este apartado final en el que subrayaremos las características esenciales de cada modo, sobre todo las más importantes por su utilidad práctica.

a) Modos de volumen (VA y VB)

Señalamos como esencial, en primer lugar, la situación asimétrica de los manantiales y sumideros de líneas de corriente, sobre todo en los VB, cuando existen; ésto los distingue del típico comportamiento de los modos de volumen en guías isótropas. Un hecho aún más diferenciador de este comportamiento es la existencia de manantiales y sumideros de líneas de campo magnético en el caso de los VB, en el intervalo de frecuencias entre las resonancias de μ_+ y de μ_0 .

A pesar de estas características, la línea de transmisión se comporta respecto de estos modos como quasi-recíproca. Tampoco tiene influencia importante en ellos la permitividad de los dieléctricos, salvo en lo que se refiere a la existencia o no de los VA.

La banda de utilidad práctica de estos modos está limitada a la de existencia en solitario del modo fundamental, por lo que refiriéndonos al caso de los VB, es más lógico trabajar con otro tipo de materiales no ferrimagnéticos que permiten, con prestaciones similares, ampliar la banda útil. Desde un punto de vista exclusivamente teórico también debe resaltarse la existencia de una frecuencia de resonancia común a todos los modos VB, que coincide con la de la ferrita en imanación transversal.

Respecto a los VA y puesto que hemos separado el estudio del primero (VD), al no tener utilidad práctica el resto de modos, su importancia queda restringida al estudio de cómo eliminarlos, de tal forma que se consiga la existencia en solitario del modo VD en una banda de frecuencias lo mayor posible. No obstante, dado que las características notables de este modo en general, están en función

de su ligadura a uno de los dioptrios, nos debe bastar con asegurar la no existencia del segundo modo de la familia en la banda de frecuencias donde tal adscripción a un dioptrio se manifiesta; es decir, aproximadamente a frecuencias inferiores al cruce de la respuesta, en el diagrama de Brillouin con la curva que caracteriza al índice de refracción de la ferrita. Se puede conseguir que dicho modo (VA2) esté al corte disminuyendo la anchura de plaqueta o, con ciertas restricciones, variando la permitividad del dieléctrico.

b) Modos ligados a un dioptrio (S y VD)

En los modos S y VD (este último cuando se encuentra fuera de la zona de volumen) el campo eléctrico se concentra sobre un dioptrio que canaliza la propagación, el cual está unívocamente ligado al sentido de propagación, que es diferente para los dos modos en cuestión. En virtud de ello, la estructura se presenta en la zona de permeabilidad negativa de la ferrita como esencialmente no recíproca; en esta zona, y para valores no excesivamente pequeños de la anchura de la plaqueta, se puede calcular analíticamente un valor muy aproximado de la constante de propagación de ambos modos (la solución matemática de la estructura de un dioptrio).

b1) Modo de superficie

Presenta una resonancia cuya posición en frecuencia evoluciona casi linealmente con el campo aplicado. Su anchura de banda es estrecha pues en cualquier caso está limitada superiormente por su resonancia e inferiormente por la de los modos VB, la cual tiende a la primera al aumentar el campo.

La velocidad de fase varía tanto con la anchura de la plaqueta como con la permitividad del dieléctrico que soporta la propagación. La velocidad de grupo, influenciada por los mismos parámetros, es muy pequeña en comparación con la que presentan el resto de modos, sobre todo a frecuencias próximas a la resonancia. Tanto las líneas de corriente como las de campo magnético son cerradas y no presentan manantiales ni sumideros.

La impedancia de este modo presenta valores muy altos en ambos extremos de la banda de existencia; para los valores intermedios de frecuencia resulta quasi-constante (en torno a 100Ω para alturas de 1,3 mm), presentando, no obstante, ligeras variaciones en función de la anchura de la plaqueta de ferrita y de la permitividad del dieléctrico situado en el dioptrio que canaliza la propagación.

b2) Modo de volumen con desplazamiento de campo

Su banda de existencia en solitario es ancha, prácticamente la totalidad de la banda en la que la ferrita presenta permeabilidad negativa.

La pendiente de este modo en el diagrama de Brillouin depende, a frecuencias bajas, casi exclusivamente de la permitividad del dieléctrico que canaliza la propagación y, a frecuencias altas, de la anchura de plaqueta: en cualquier caso, las variaciones al evolucionar la frecuencia resultan ser muy pequeñas, pudiendo considerarse que la velocidad de fase se mantiene constante, en primera aproximación, en la banda útil de este modo.

La existencia o no de respuesta está supeditada a la relación existente entre los índices de refracción de la ferrita y de ambos dieléctricos, tanto el que soporta la propagación como el que no, y dependiendo tanto en parte real (no existe cuando la permitividad del dieléctrico supera a la de la ferrita), como en parte imaginaria, a través de la condición (I-13).

Los manantiales y sumideros de líneas de corriente en la zona VD se sitúan en las proximidades del dioptrio contrario al que canaliza la propagación.

La impedancia de este modo es casi constante al evolucionar la frecuencia, siendo al menos un orden de magnitud inferior a la que presenta el modo de superficie, con lo cual, aún cuando la banda estrecha de éste se encuentra incluida en la zona inferior de la de aquél, se podría pensar en una propagación bastante pura de cualquiera de los dos, en función de las impedancias presentadas por los sistemas de excitación.

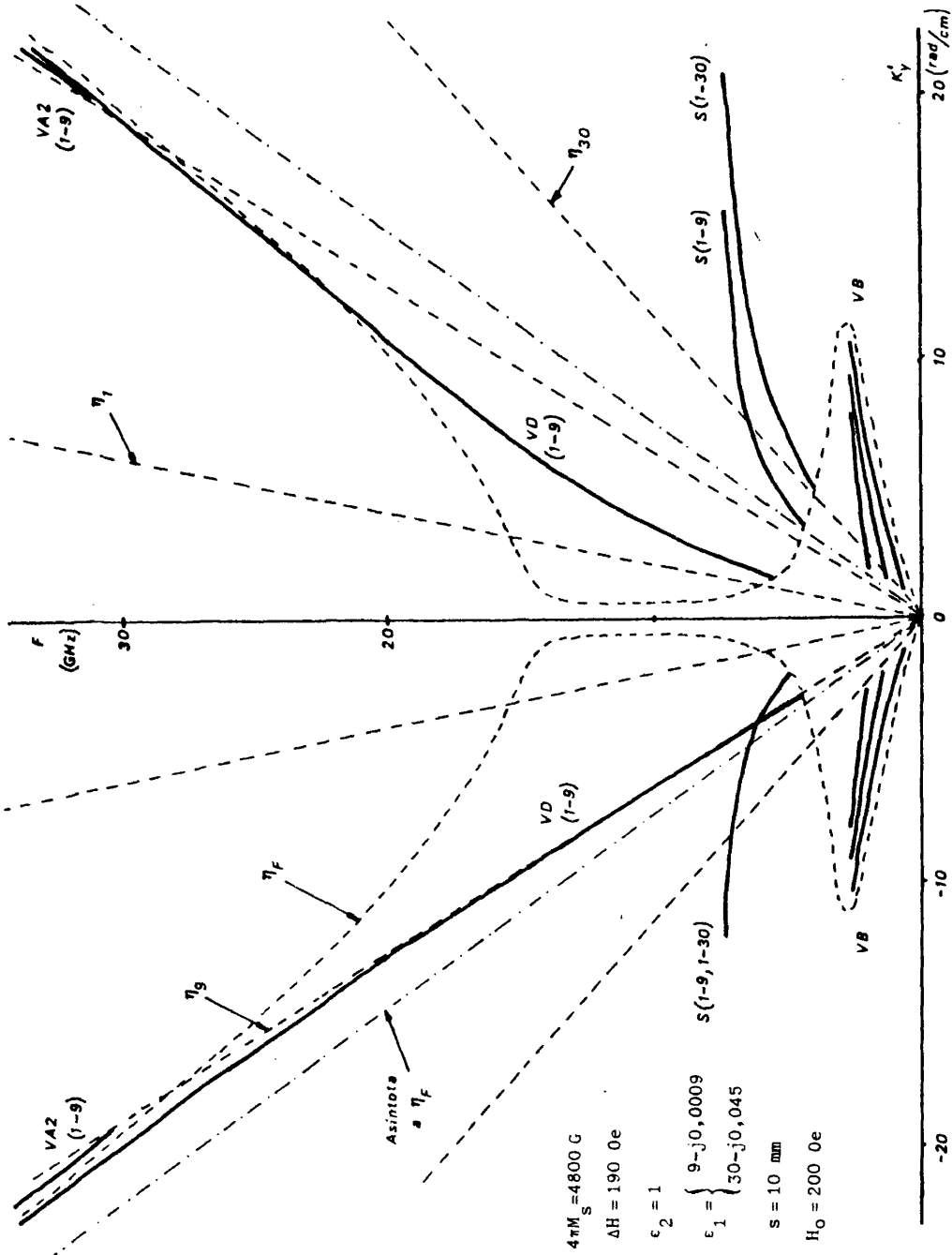


Fig. III,56 - Ejemplos de diagrama de Brillouin para estructuras con dos dieléctricos distintos.

Resulta ilustrativo, tanto para una visión general como para la diferenciación de estructuras recíprocas y no recíprocas, comparar la figura II,25 con la III,56, donde se ha representado el diagrama de Brillouin para dos estructuras no recíprocas que mantienen en común con la estructura recíproca de la figura II,25 todos los parámetros salvo los de uno de los dieléctricos.

Capítulo IV

ESTUDIO EXPERIMENTAL

1.- Diseño de la experiencia

El primer objetivo que se persigue es poner de manifiesto experimentalmente la existencia o no de las soluciones localizadas por métodos numéricos; por lo tanto nos limitaremos de momento a diseñar un dispositivo único, capaz de ser utilizado para las cuatro familias de modos, por lo que deberá ser independiente de las distintas características que presentan cada una de ellas, las cuales pudieran dar lugar posteriormente a dispositivos diferentes para obtener aprovechamientos distintos.

La experiencia a desarrollar consistirá en reproducir, lo más exactamente posible, la estructura de dos dioptrios planteada en la teoría, dado que la presencia ineludible de otros dioptrios, no considerados en ella, y que vienen impuestos en el dispositivo por la geometría de las plaquetas de dieléctricos, pudiera enmascarar la respuesta buscada. De hecho, al intentar la excitación de los modos ligados a un dioptrio desde un coaxil, en la forma que se indica en la figura IV,1, se observa que parte de la energía resulta guiada por los dioptrios que constituyen los bordes anterior y posterior de la plaqueta de ferrita, lo que, además de rebajar considerablemente el nivel de la señal transmitida (cuestión ésta que por sí sola no tendría demasiada importancia), complica en exceso la estructura en estudio, ya que al coexistir la respuesta con otras espurias, resulta muy difícil discernir aquella de éstas. Por otra parte, a partir de las configuraciones de campo en el coaxil y en nuestra estructura de guía en H, resulta evidente la dificultad de adaptación en banda ancha de las impedancias de entrada y salida del dispositivo, sobre todo a tenor de los valores obtenidos en el capítulo III; únicamente lograremos una adaptación local de la línea para una solución particular mediante la adecuada utilización de impedancias variables, lo cual hace inservible el dispositivo, tanto para el resto de

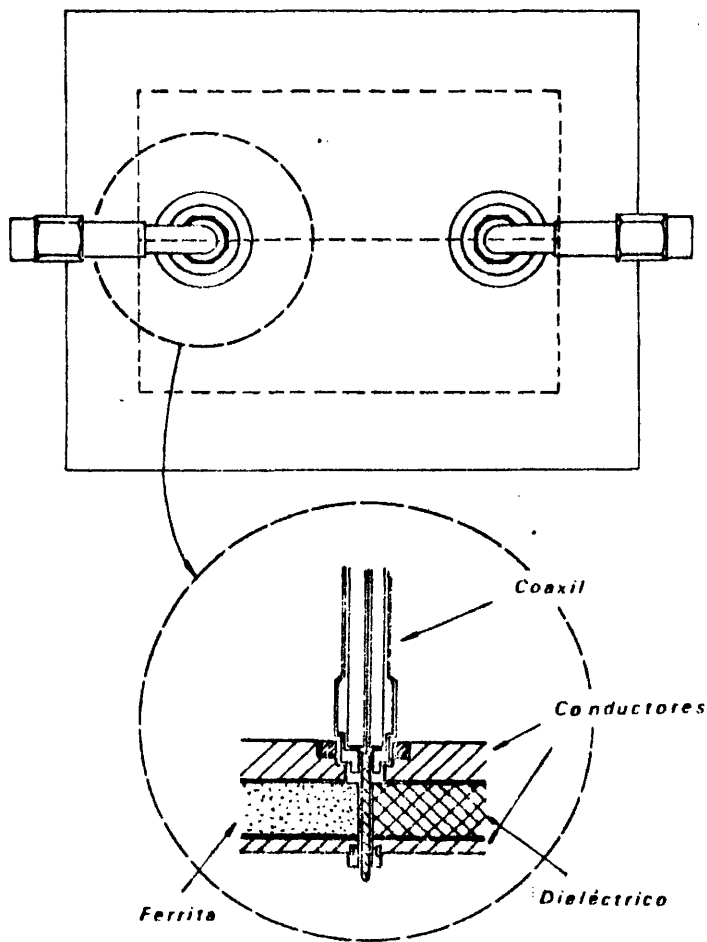


Fig. IV,1 - Dispositivo experimental para el estudio de modos ligados a un dioptrio, mediante excitación por coaxil.

los modos a esa frecuencia como para el resto de frecuencias para ese modo, reflejándose gran parte de la energía.

En virtud de la relativa similitud de configuraciones de campo eléctrico se optó por desarrollar la experiencia excitando la estructura a partir de línea microbanda, obteniéndose unos resultados mucho más satisfactorios en lo que se refiere al guiado de la energía por la estructura en estudio. Esta configuración, además, reproduce con mayor fidelidad la estructura teórica, difiriendo de ella, únicamente, en los dioptrios que limitan a los dieléctricos; habida cuenta del perfil de campo que presentan los modos en estudio, bastará con situar a ambos lados de la ferrita plaquetas de dieléctrico lo suficientemente anchas como para poder considerar despreciable, en principio, la perturbación debida a su dimensión finita.

Este diseño a partir de línea microbanda nos ha permitido experimentar distintos tipos de adaptación, tanto local como en banda ancha, necesarios, por otra parte, para la elaboración de los dispositivos a que hubiera lugar.

Las muy diferentes impedancias características que presentan las soluciones, según hemos visto en el capítulo anterior, hacen difícil la adaptación simultánea para varios modos; esto nos decidió a realizar la medida en reflexión, cortocircuitando la línea con un plano conductor normal a la dirección de propagación, tal como muestra la figura IV,2, convirtiéndola en una cavidad donde resuenen las soluciones buscadas. Este procedimiento nos permite eludir momentáneamente el problema que representa conseguir buena adaptación en banda ancha para todos los modos, ya que, al no ser necesaria una medida precisa de la potencia absorbida por la cavidad para demostrar la existencia de un modo, bastará con observar la localización en frecuencia de cada resonancia y su evolución al variar los parámetros de trabajo. Tal localización puede hacerse en base a la fase del coeficiente de reflexión, cuyas variaciones bruscas en la resonancia son perfectamente observables, incluso cuando la cavidad no está bien adaptada como se desprende de (1); en estas condiciones, es suficiente el acoplo "progresivo" que se muestra en la figura IV,2 para cubrir con eficacia la banda a explo

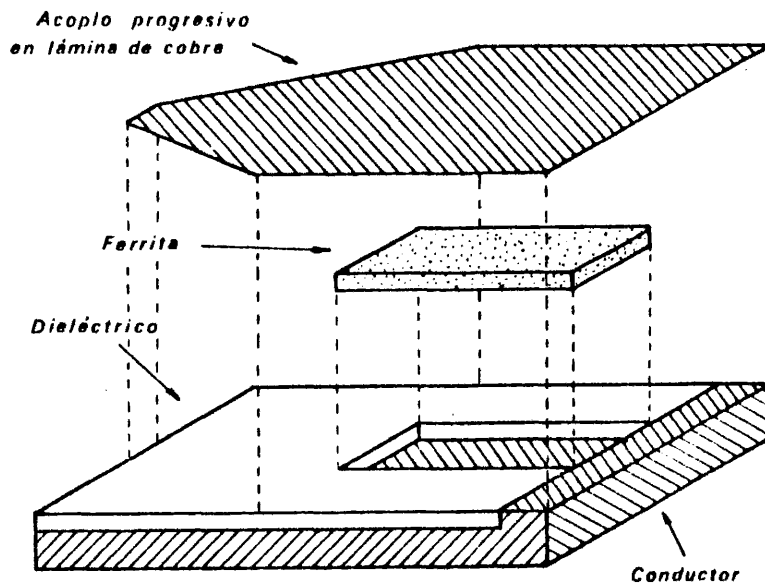


Fig. IV,2 - Dispositivo resonante para el estudio de los modos propagados por la guía en II ferrimagnética.

rar, como se demostrará a lo largo de este capítulo.

A partir de los resultados presentados en el capítulo anterior resulta evidente que para la comprobación experimental de la respuesta teórica nos bastará estudiar la estructura recíproca, lo que hace válido trabajar en reflexión, ya que al situar dieléctricos iguales a ambos lados de la ferrita se evita la mezcla de las dos resonancias correspondientes a ambos sentidos de propagación. Por tanto, dado que el interés de la estructura no recíproca reside principalmente en su aplicación a dispositivos, hemos trasladado su estudio al capítulo V.

Así pues, una vez hecha la elección del tipo de medida a realizar quedan por fijar tanto los materiales como la geometría de las plaquetas.

- A la vista de la figura IV,3, donde se muestran los límites de las zonas de volumen para una amplia gama de ferritas y dieléctricos, hemos decidido restringir nuestro trabajo a la banda comprendida entre 2 y 14 GHz, sin que esto

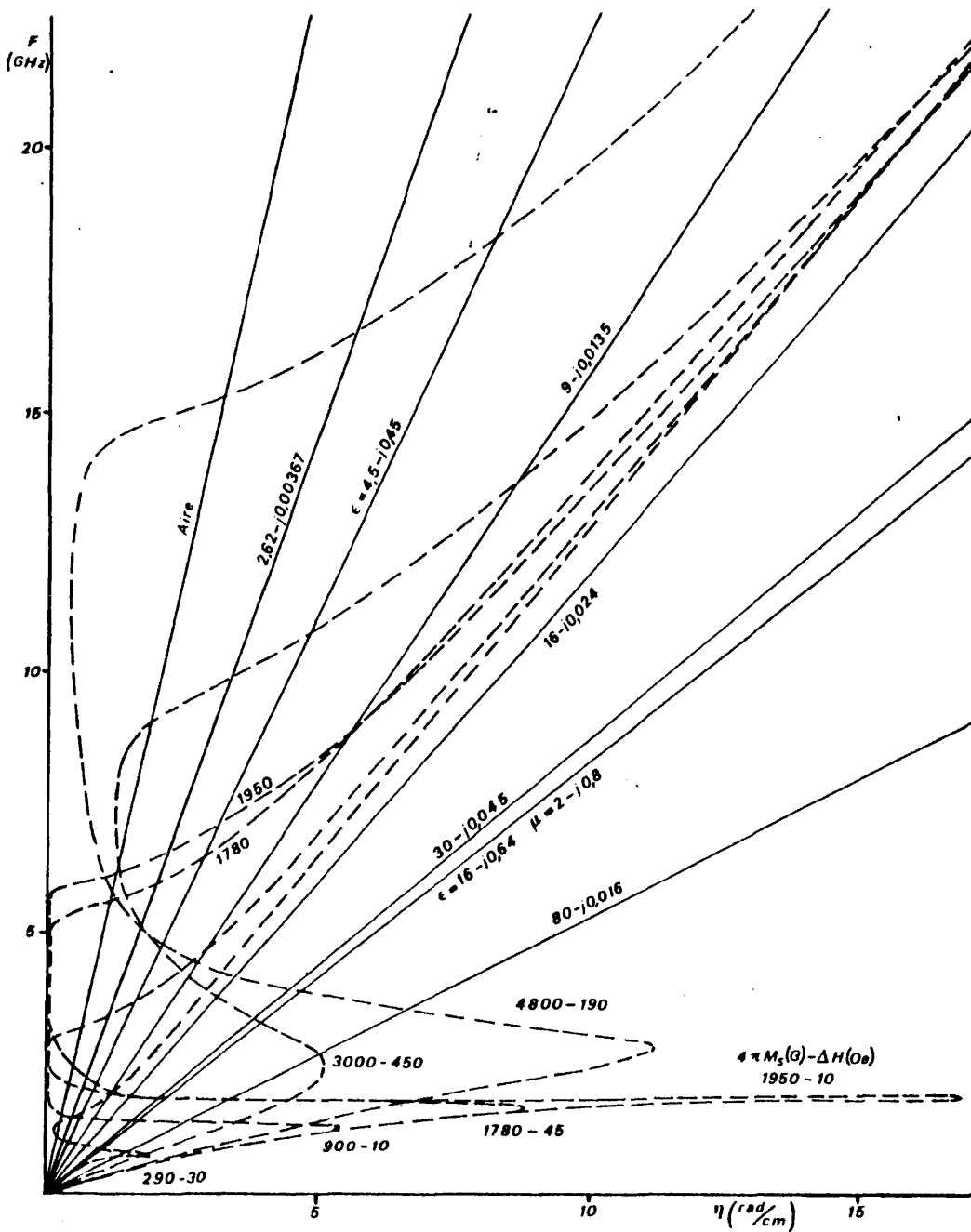


Fig. IV,3 - Números de onda de diferentes ferritas y dieléctricos.

signifique eludir la posibilidad de ampliación a otras frecuencias en ciertos casos; de esta forma deberemos localizar modos VA con campos aplicados bajos y modos VB con campos altos, y en consecuencia hemos elegido dos ferritas: un grnate de Ytrio puro de Sperry, y otro sustituido con Al y Bi de muy débil Al (Y220) de Thomson-CSF, cuyas características dadas por los fabricantes son:

	YIG	Y220
$4\pi M_s$	1750 G	1921 G
ΔH	50 Oe	8,8 Oe
g	2,02	2,0008
ϵ_F	15,4-j0.00303	15,4-j0.00308

y en cuanto a los dieléctricos se han utilizado los siguientes:

	ϵ_D	μ_D
Rexolite 2200	2,62-j0,00367	1
Stycast-II-II-K-9	9-j0,0135	1
Stycast-III-II-K-16	16-j0,024	1
Stycast-II-II-K-30	30-j0,045	1

La elección de estas permitividades supone, de acuerdo con la teoría, que solo los dos primeros de estos materiales darán lugar a los modos VA y VD.

- Respecto a la geometría de las plaquetas de ferrita y dieléctrico se debe anotar:

a) la altura ($h=1,3\text{ mm}$) es, entre las normalizadas para circuitos híbridos, la que, según experiencia generalizada, da mejores resultados en la banda de frecuencia elegida.

b) en cuanto a la anchura decidimos tres tamaños que nos permitieran corroborar el comportamiento teórico de la estructura respecto de dicho parámetro (s); estos valores, habida cuenta de las respuesta teóricas que se obtienen con los materiales indicados son 3, 5 y 12 mm.

c) por último, para la determinación de la longitud, deberemos tener en cuenta que al trabajar con un trozo de línea como cavidad, las resonancias se presentarán aproximadamente (en virtud de los efectos parásitos del sistema de acoplo) a las frecuencias para las que la longitud (l) de línea en estudio sea un número entero de semilongitudes de onda guiada, situación que se corresponde con cortes del eje K_y del diagrama de Brillouin cada π/l ; por ello, y a la vista de la carta de modos, elegimos longitudes de 3, 6 y 12 mm, cuya multiplicidad nos permitirá realizar una mejor comprobación de algunos de los puntos estudiados del diagrama de Brillouin.

Haciendo barrido en frecuencia y campo aplicado, cada resonancia puede ser representada por un punto en un plano (H_0, F) , con lo que la comprobación de la existencia de las resonancias buscadas quedará reducida a la comparación del plano obtenido experimentalmente con el que puede ser deducido a partir de los diagramas de Brillouin teóricos; esta comparación se basa en la correspondencia existente entre los cortes paralelos al eje de frecuencia en el plano (H_0, F) (para una longitud de plaqueta determinada) y en el diagrama de Brillouin (para un campo dado).

La experiencia debe conducir además a la medida de longitudes de onda y, eventualmente, de las pérdidas de propagación.

La determinación de la longitud de onda guiada ha sido otro de los motivos que decidieron la multiplicidad en los valores elegidos para la longitud de línea, ya que ésta nos permitirá eludir la ambigüedad que aporta el sistema de acoplo a la correcta localización de puntos en el diagrama de Brillouin. Con una sola longitud de línea no podemos obtener el valor de la longitud de onda guiada, ya que quedarían sin evaluar los efectos introducidos por el sistema de acoplo utilizado; mientras que si localizamos la misma respuesta para dos longitudes de línea, la diferencia entre sus valores ha de ser simplemente un múlti-

plo de la semi-longitud de onda guiada

$$l_i - l_j = n \frac{\lambda_g}{2} \quad (IV-1)$$

quedando únicamente por decidir el valor de n , lo cual puede hacerse en base a la multiplicidad de las tres longitudes de línea elegidas y a la situación de la respuesta (aunque sea aproximada) en el diagrama de Brillouin.

La determinación de las pérdidas de propagación por unidad de longitud puede hacerse a partir del cálculo del factor de sobretensión de la cavidad (Q_0), según se explica en (2), utilizando la fórmula:

$$P(dB) = 8,686 \left(\frac{\pi}{Q_0} \right) \left(\frac{1}{\lambda_g} \right) \left(\frac{\lambda_g}{\lambda_0} \right)^2 \quad (IV-2)$$

donde λ_g y λ_0 son respectivamente, las longitudes de onda guiada y en el espacio libre.

El factor de sobretensión Q_0 puede calcularse, como se explica en (1), a partir de la representación en frecuencia de la fase del coeficiente de reflexión. En el caso de cavidad subacoplada se evalúa la relación existente entre las posiciones de máximo y mínimo de la curva (fig. IV,4a), obteniéndose la expresión:

$$Q_0 = \left(\frac{1}{\alpha(\psi_{max})} \right) \cos \psi_0$$

donde

$$\alpha(i) = 2 \frac{F_i - F_c}{F_c}$$

$$\psi_0 = 0,5 | \psi_{max} - \psi_{min} |$$

siendo F_i la frecuencia en el punto i y F_c la frecuencia de resonancia. En el caso de cavidad superacoplada se utiliza la expresión:

$$Q_0 = \left(\frac{4}{(\alpha'_K - \alpha_K)^2 + 4\alpha'_K \alpha_K} \right)^{1/2}$$

siendo α_K y α'_K los valores correspondientes a $\psi = 3\pi/4$ y a $\psi = \pi/4$ respectivamente, como se indica en la figura IV,4b.

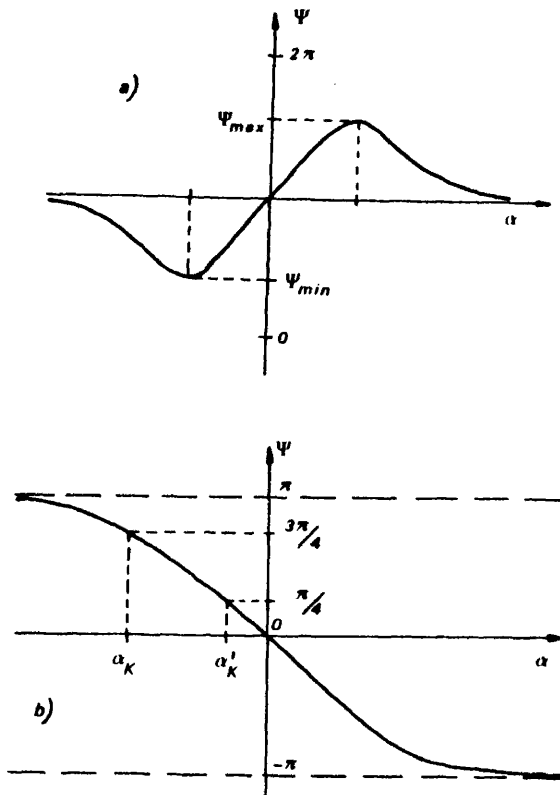


Fig. IV,4 - Fase del coeficiente de reflexión de una cavidad.

- a) Subacoplada
- b) Superacoplada

2.- Dispositivo de medida

Una vez decidido el circuito a medir y el tipo de medida a realizar, vamos a exponer la instrumentación utilizada y el proceso de la medida.

Es evidente, que además del coeficiente de reflexión complejo que va a caracterizar la cavidad, las magnitudes a medir son la frecuencia de la señal y el campo magnético aplicado, independientes entre sí y fácilmente controlables por el experimentador; el resto de parámetros (materiales y geometría) quedan impuestos según se ha indicado en el apartado anterior.

Para la obtención del diagrama de Brillouin experimental se ha dispuesto el banco de medida que responde al diagrama de bloques presentado en la figura IV,5, el cual puede desglosarse en tres partes correspondientes a las tres medidas básicas a efectuar:

- i) Medida del coeficiente de reflexión complejo de la cavidad
- ii) Medida de la frecuencia
- iii) Medida del campo magnético aplicado

Para la medida de la impedancia presentada por la cavidad se ha utilizado un analizador de circuitos HP-8410R alimentado con generador de barrido HP-8620C. El analizador consiste, en esencia, en un puente de microondas asociado a un banco reflectométrico, que permite comparar la señal incidente con la reflejada por la cavidad considerada como dipolo, dando directamente la medida del coeficiente de reflexión complejo a través de dos oscilógrafos, uno de ellos proporciona simultáneamente la amplitud y la fase en dos canales separados y el otro da su representación en coordenadas polares. Este sistema permite una precisión de lectura de $\pm 0,1$ dB en amplitud y de $\pm 1^\circ$ en fase.

Aunque el generador de barrido proporciona también una medida de la frecuencia, la lectura de este parámetro la efectuamos mediante un frecuencímetro digital que toma la señal del oscilador mediante un acople directivo; la precisión de lectura se ha fijado en $\pm 0,1$ MHz.

La medida del campo magnético aplicado (H_a), independiente del proceso que centraliza el analizador de circuitos, se realiza a través de un voltímetro digital que permite controlar finamente ($\pm 0,01V$) la tensión en bornas de la bobina del electroimán, alimentado por una fuente estabilizada en corriente. Ade-

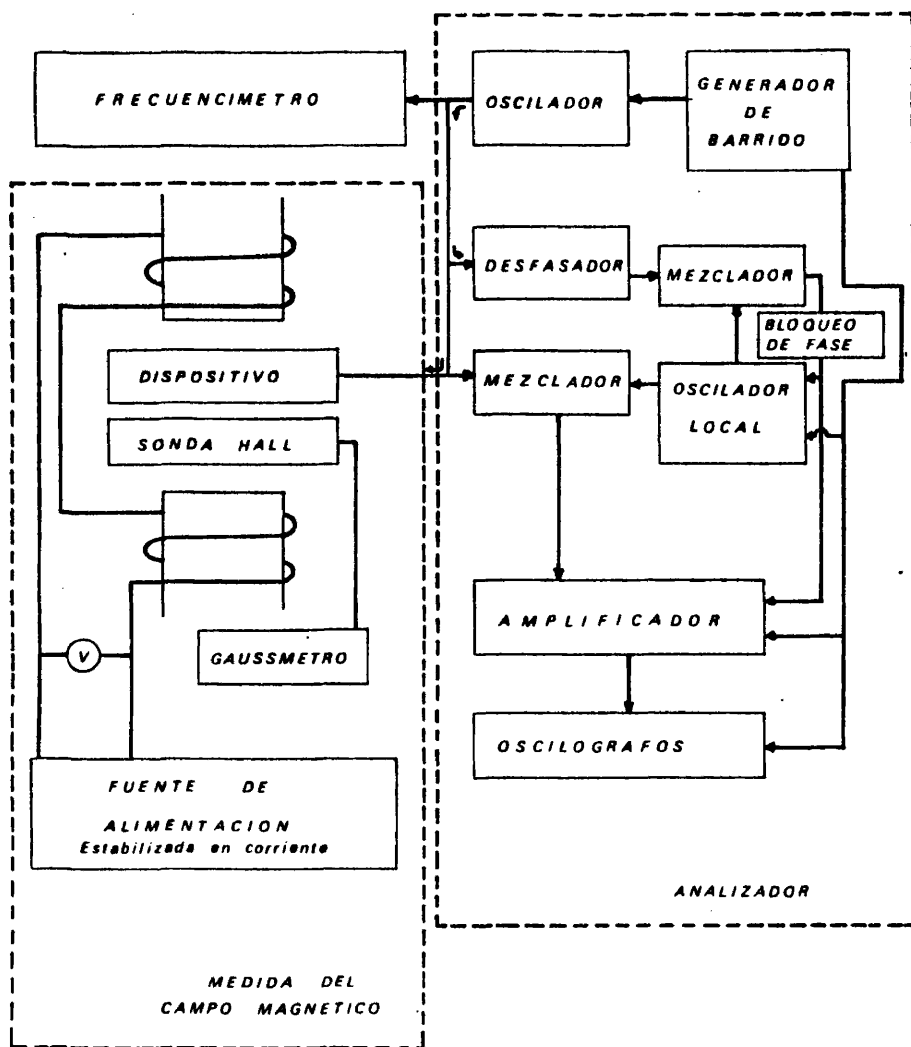


Fig. IV,5 - Diagrama de bloques del dispositivo de medida de la constante de propagación.

más se ha dispuesto una medida grosera del campo magnético por medio de un gáuss metro de efecto Hall que solo ha sido utilizado para señalar niveles de referencia, dada la poca manejabilidad del aparato, en comparación con los del resto de la experiencia, la cual se debe, principalmente, a la necesidad de tararlo constantemente, pues el calibrado varía con la temperatura por encima de los niveles de precisión requeridos.

La temperatura también afecta al correcto funcionamiento de la fuente de alimentación del electroimán, pero su variación es muy leve, no superior a las dos centésimas de voltio, siendo además fácilmente corregible gracias a la lectura que proporciona el voltímetro digital, por lo cual se le ha utilizado como base de la medida del campo magnético. Con ello, en la elaboración del plano de resonancia (H_0, F) experimental, se sustituye en realidad H_0 por la tensión V aplicada al electroimán (que varía linealmente con H_a , según se aprecia en la figura IV,6), realizando después el cambio de escala mediante las siguientes operaciones:

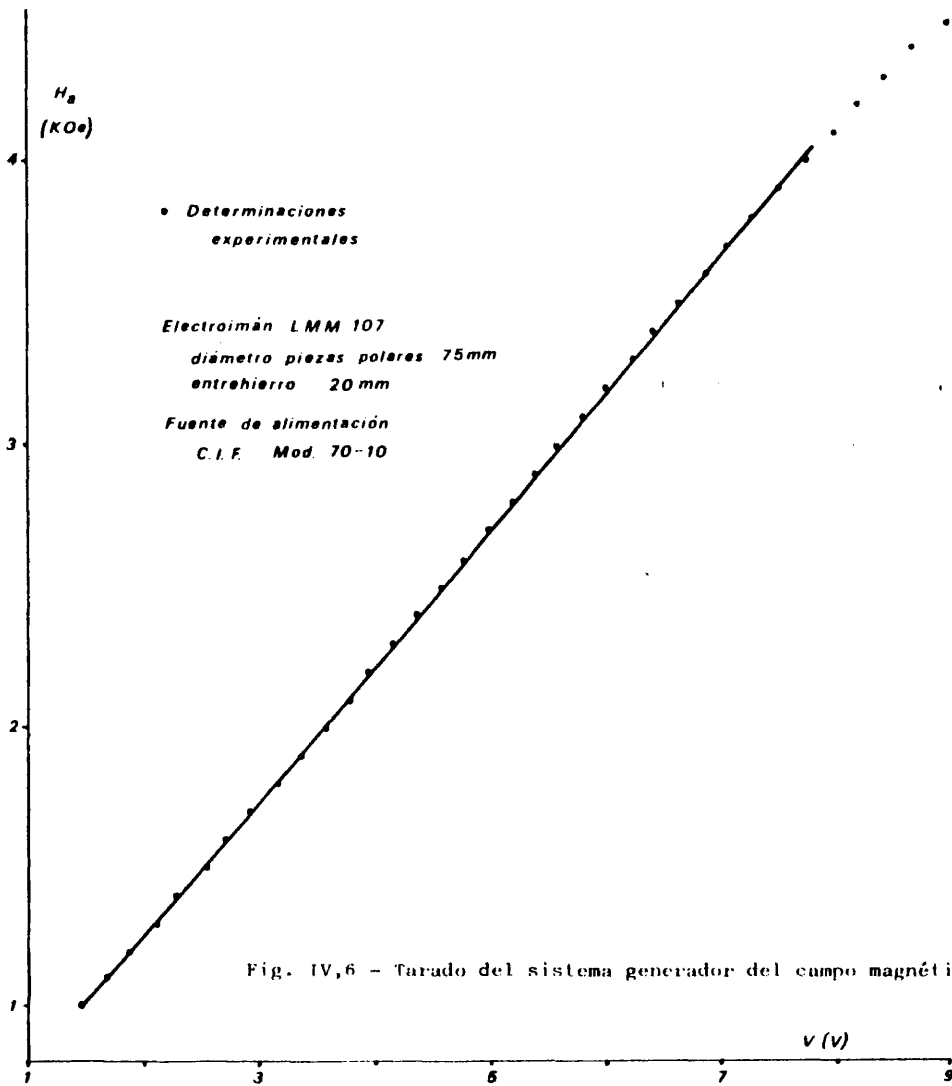
- Lectura del campo magnético que proporciona el electroimán, partiendo de la curva de tarado que se presenta en la figura IV,6, obtenida para un entrehierro fijo en todo el proceso experimental y que, habida cuenta del error de lectura del voltímetro ($\pm 0,01 V$), representa un error en H_a de $\pm 5 Oe$.

- Disminución de dicho valor en el campo desimanador debido a la presencia de la ferrita en el entrehierro

$$H_0 = H_a - 4\pi M_s \cdot N_z$$

donde el coeficiente N_z se ha obtenido de las gráficas que figuran en la referencia bibliográfica (1) del capítulo I.

En la figura IV,7 se muestra la tabla de valores del campo desimanador correspondiente a nuestra experiencia, en la hipótesis de asimilar la plaqueta a un elipsoide cuya relación entre ejes fuera la misma que la existente entre las aristas del paralelepípedo (elipsoide inscrito). El error relativo en la determinación del campo desimanador es suma de los errores relativos de $4\pi M_s$ y N_z ; el



primero de ellos viene cifrado por los fabricantes en $\pm 5\%$, y el segundo, al depender de las excentricidades del elipsoide, se ha calculado tomando como valor central el del elipsoide inscrito en la plaqueta y como cotas superior e inferior, los valores extremos que se obtienen al considerar los dos elipsoides que cumplen las condiciones siguientes:

Excentricidades (x)			Campo desimanador				
h	s	l	b/a	c/a	N _z	Y220	YIG
1,3	3	3	^{+0(*)} 1,000-0,273	0,433+0,118	0,567+0,107	1089+260	992+237
1,3	3	6	0,500+0,137	0,217+0,059	0,635+0,105	1220+262	1111+239
1,3	3	12	0,250+0,068	0,108+0,030	0,675+0,110	1297+276	1181+252
1,3	5	3	0,600+0,164	0,260+0,071	0,625+0,105	1201+262	1094+238
1,3	5	6	0,833+0,228	0,217+0,059	0,712+0,092	1368+245	1246+223
1,3	5	12	0,417+0,114	0,108+0,030	0,760+0,090	1460+245	1330+223
1,3	12	3	0,250+0,068	0,108+0,030	0,675+0,110	1297+276	1181+252
1,3	12	6	0,500+0,137	0,108+0,030	0,785+0,075	1508+220	1374+201
1,3	12	12	^{+0(*)} 1,000-0,273	0,108+0,030	0,855+0,060	1642+197	1496+180
mm			(x) a > b > c			Oe	Oe

Fig. IV,7 - Campos desimanadores

- i) su eje mayor sea igual al de la plaqueta.
- ii) la sección normal a ese eje tenga la misma superficie que la del paralelepípedo.
- iii) se mantenga, para cada uno de ellos, la dimensión de uno de los ejes de la sección antes mencionada.

Los correspondientes valores de las excentricidades pueden verse en la tabla de la figura IV,7 en la que se presentan los errores absolutos máximos del campo desimanador, observándose la notable pérdida de precisión en el cambio de tensión a campo interno (H₀), que es debida fundamentalmente a la imprecisión en el conocimiento de los valores de N_z y 4πM_s, siendo prácticamente despreciables, frente a éstos, los errores de las restantes magnitudes que entran en juego.

Así pues, respecto del plano (V,F) experimental, conocemos con gran precisión la frecuencia de trabajo de la experiencia, mientras que no conocemos bien

el valor del campo interno, aunque la medida del voltímetro sea suficientemente precisa. Por otra parte, también debemos tener en cuenta que los errores existentes en las características de los materiales van a provocar una imprecisión en la elaboración del plano (H_0, F) teórico; para acotarla se han elaborado las respuestas correspondientes a valores extremos de los parámetros de la ferrita, sobresaliendo por su importancia las imprecisiones debidas a $4\pi M_s$ ($\pm 5\%$) y a ΔH ($\pm 20\%$), como puede observarse en la determinación de los siguientes puntos notables (para la ferrita Y220):

- la resonancia teórica del modo de superficie, para la que se obtiene un error de ± 270 MHz en su localización.

- el máximo de μ'_e (valor para el que resuenan los modos VB), cuyo error absoluto aumenta con el campo aplicado, aunque disminuyendo el error relativo. Para los tres valores de H_0 utilizados en la determinación de los planos teóricos (H_0, F) de resonancias, se obtiene la tabla de errores siguientes:

H_0 (Oe)	Cota de error absoluto (MHz)	Cota de error relativo (%)
500	64	2,10
1000	82	1,75
1500	92	1,45

- por último, el segundo paso por cero de μ'_e , que puede ser considerado como cota inferior de los modos VA, cuyo error relativo disminuye con el campo aplicado, mientras que su valor absoluto es constante, según figura en la tabla siguiente:

H_0 (Oe)	Cota de error absoluto (MHz)	Cota de error relativo (%)
500	538	3,97
1000	538	3,29
1500	538	2,81

Así pues, será útil situar en cada plano (V,F) experimental la evolución de los tres puntos citados, señalando los márgenes de error absoluto, con lo que podremos establecer una referencia que nos permita discutir los resultados.

Los planos (V,F) experimentales se han obtenido abriendo ventanas de 1 GHz en el analizador y anotando por puntos la evolución de las resonancias al variar el campo aplicado (lecturas de frecuencímetro y voltímetro digitales); una vez identificada positivamente la respuesta como perteneciente a un modo, se hace la medida del coeficiente de reflexión complejo, en función de la frecuencia, para determinar la constante de propagación como se indicó en el apartado anterior. Este procedimiento nos permite eliminar aquellas resonancias que, al ser independientes del campo aplicado, se pueden atribuir al dieléctrico u otros elementos del dispositivo y no a la estructura en estudio.

Una precaución importante a observar es la de eliminación de fenómenos de histéresis; para ello, la polarización de trabajo de la ferrita debe obtenerse, siempre, disminuyendo el campo aplicado desde el valor de saturación (en la práctica desde el máximo permitido con el entrehierro fijado en el electroimán).

3.- Presentación y discusión de resultados

Siguiendo las pautas marcadas en el apartado anterior hemos elaborado los planos (V,F) experimentales que presentamos en la serie de figuras IV,8 a IV,21, correspondientes a distintas formas de agrupar los materiales y geometrías elegidos en el apartado 1. Estas figuras representan solo una muestra de las numerosas respuestas medidas, pero que creemos bastan para dar una visión general de las experiencias realizadas, a la vez que nos sirven como ejemplo para ilustrar el análisis de los resultados. También debe anotarse la representación restringi

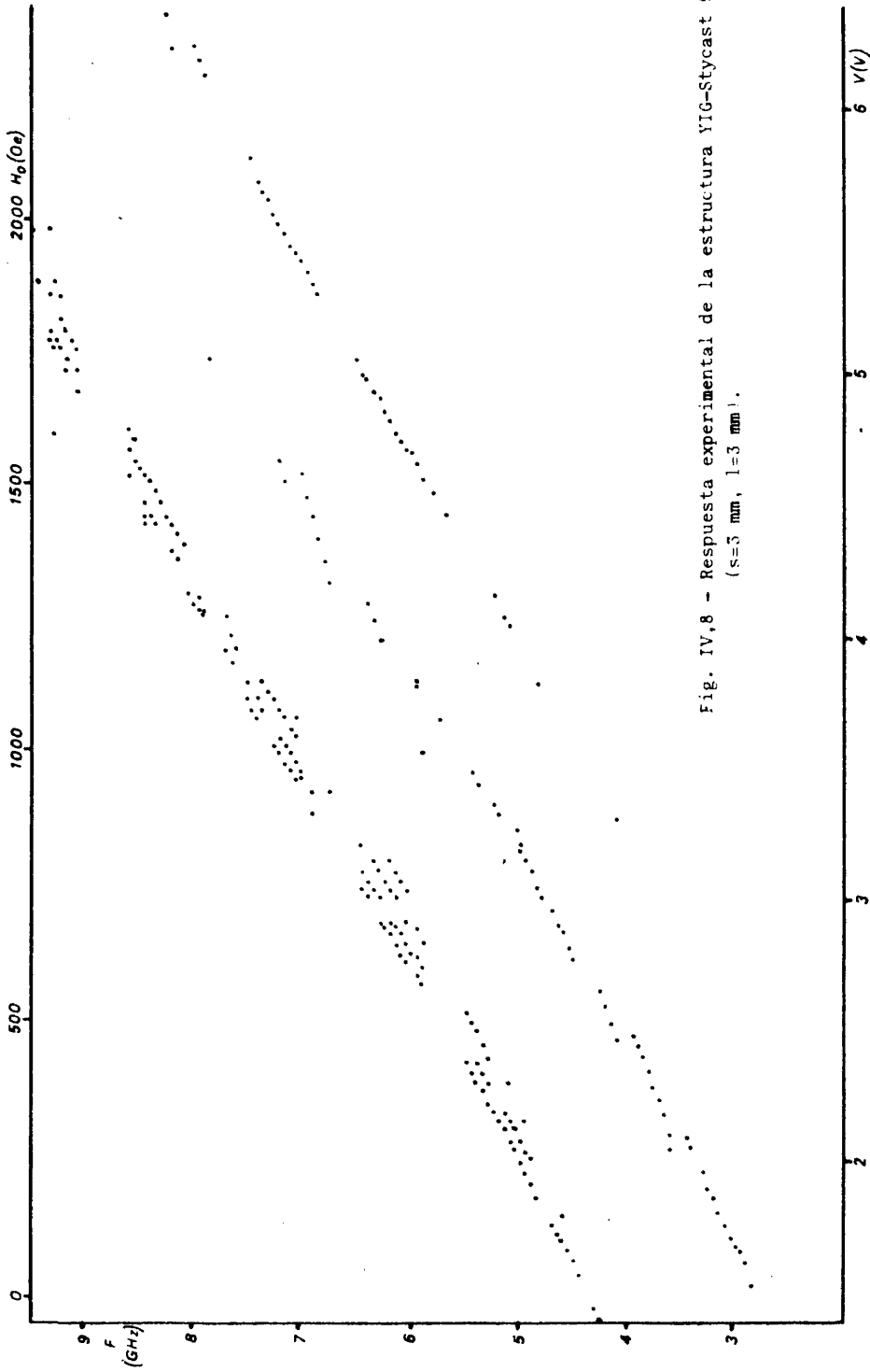


Fig. IV,8 - Respuesta experimental de la estructura YIG-Stycast 9
($s=3$ mm, $l=3$ mm).

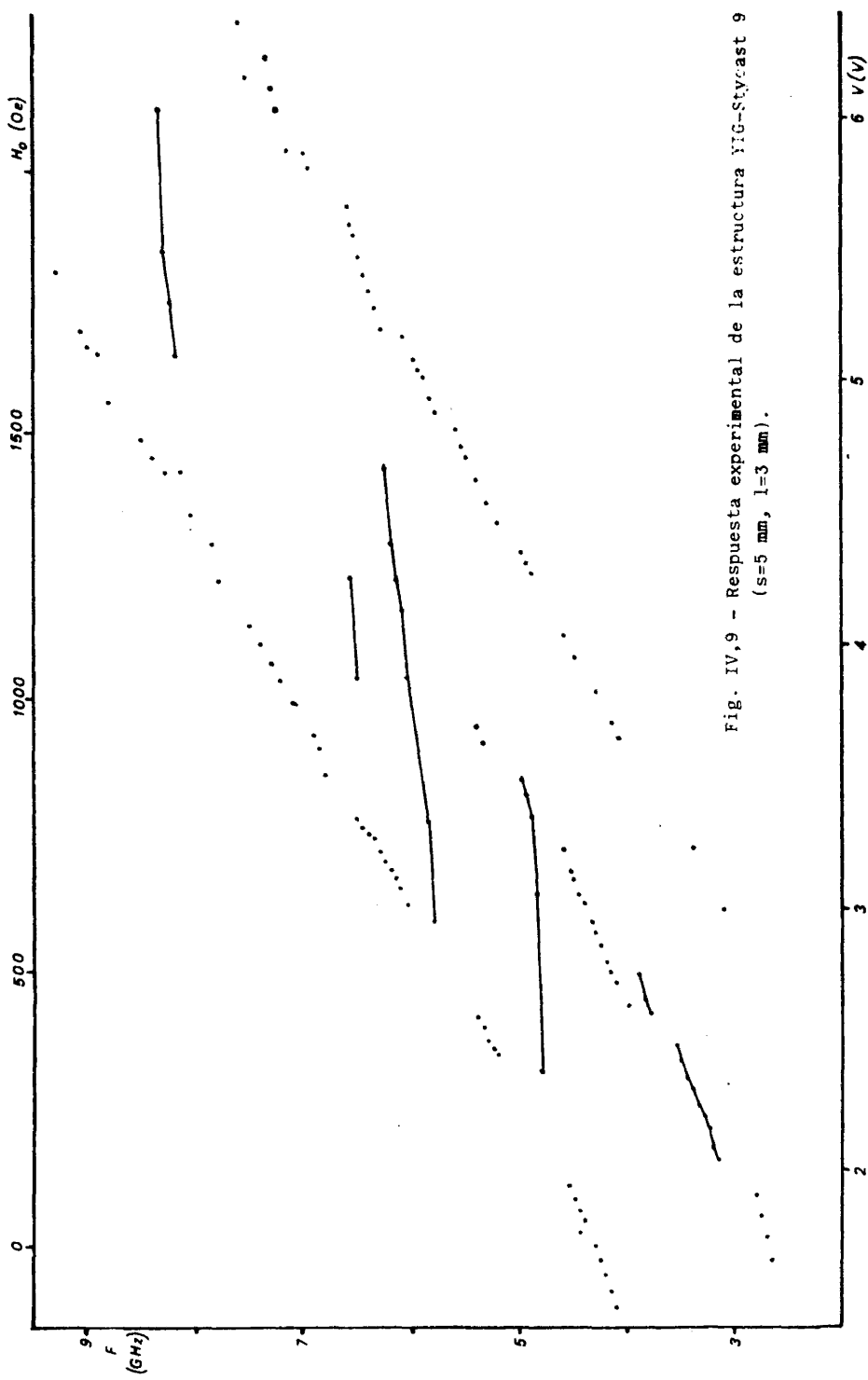


Fig. IV,9 - Respuesta experimental de la estructura YIG-Styvacast 9
($s=5$ mm, $l=3$ mm).

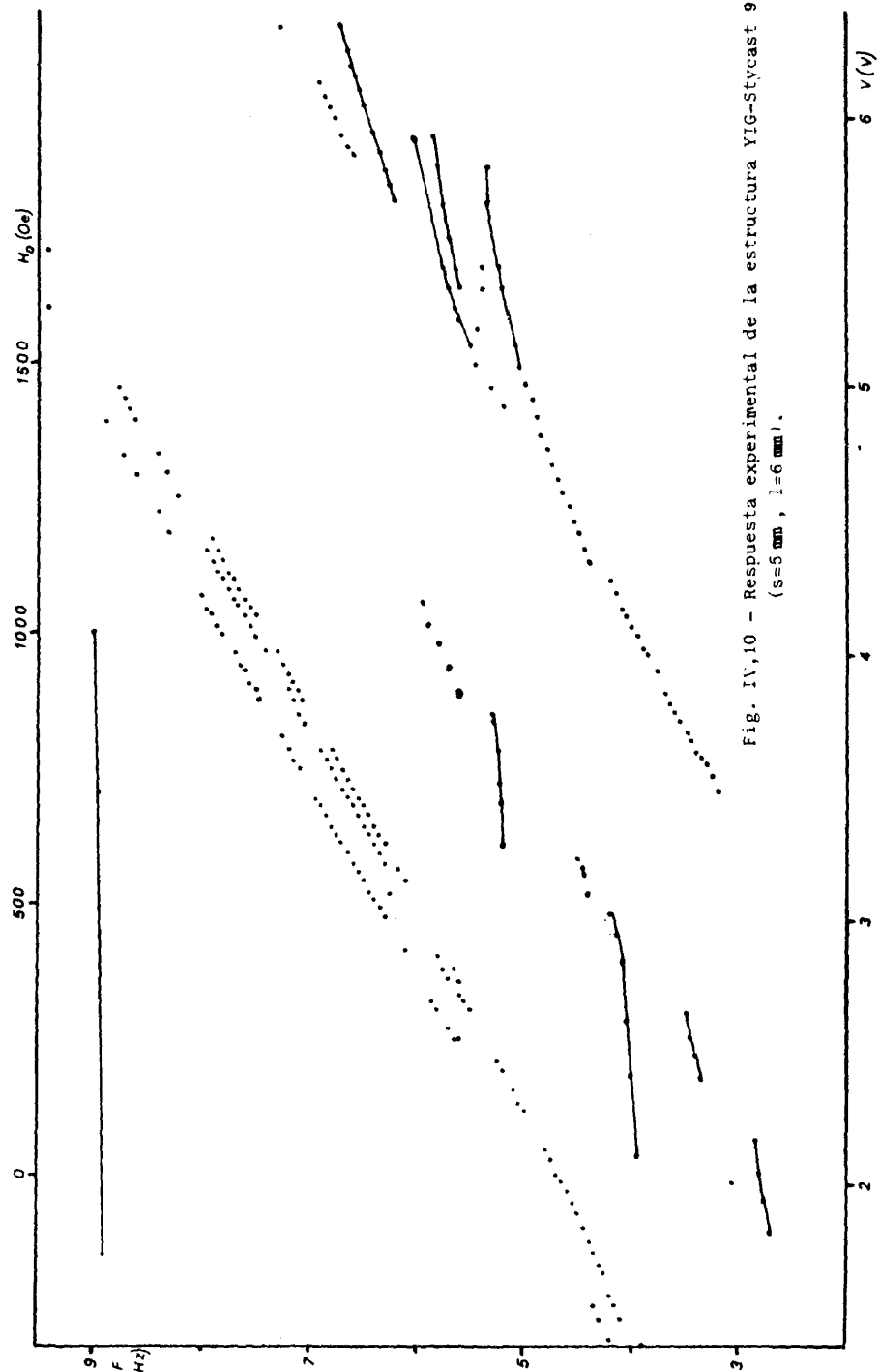


Fig. IV,10 - Respuesta experimental de la estructura YIG-Stycastr 9
($s=5$ mm, $l=6$ mm).

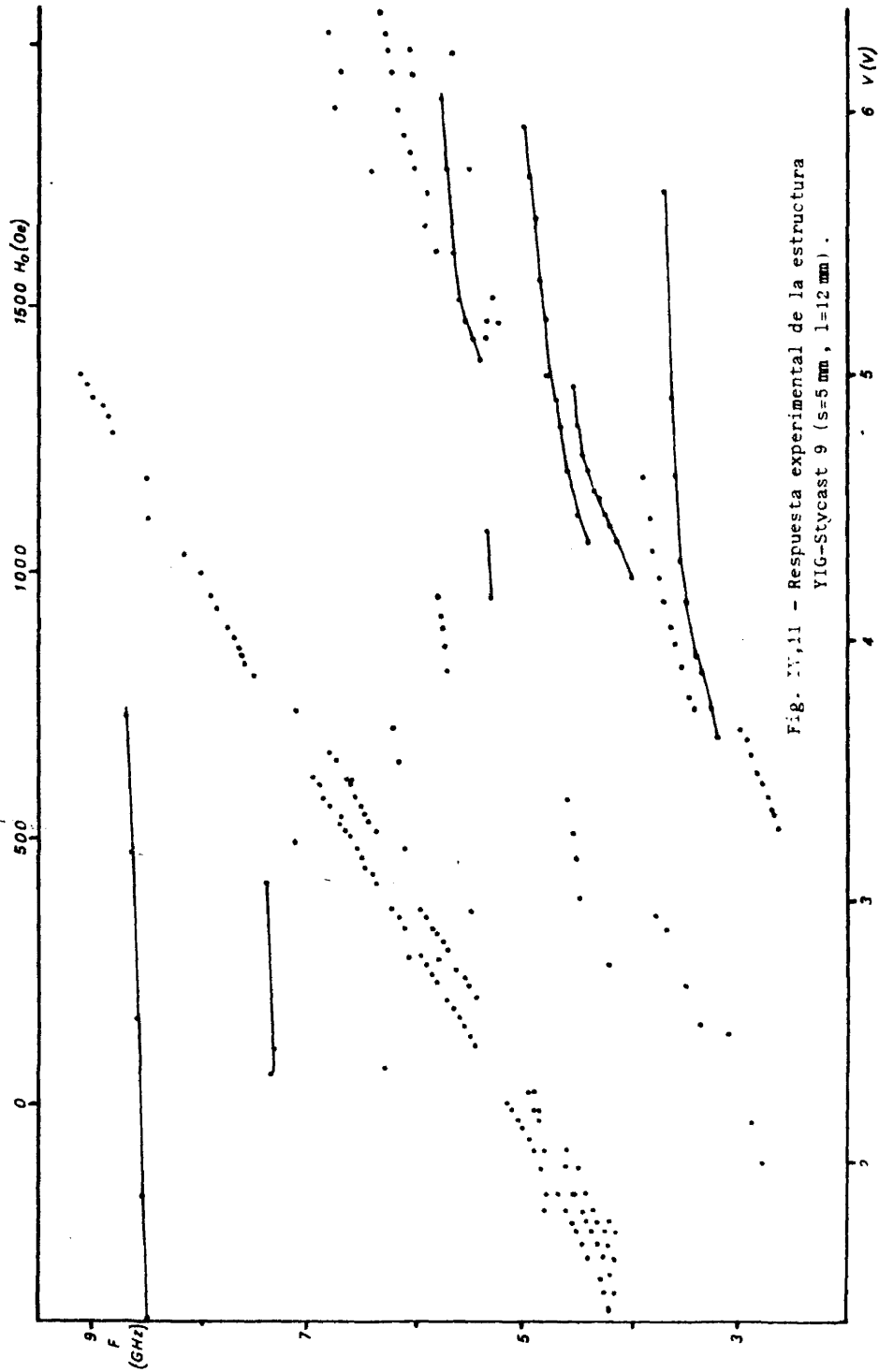


Fig. IV,11 - Respuesta experimental de la estructura YIG-Stycast 9 (s=5 mm, l=12 mm).

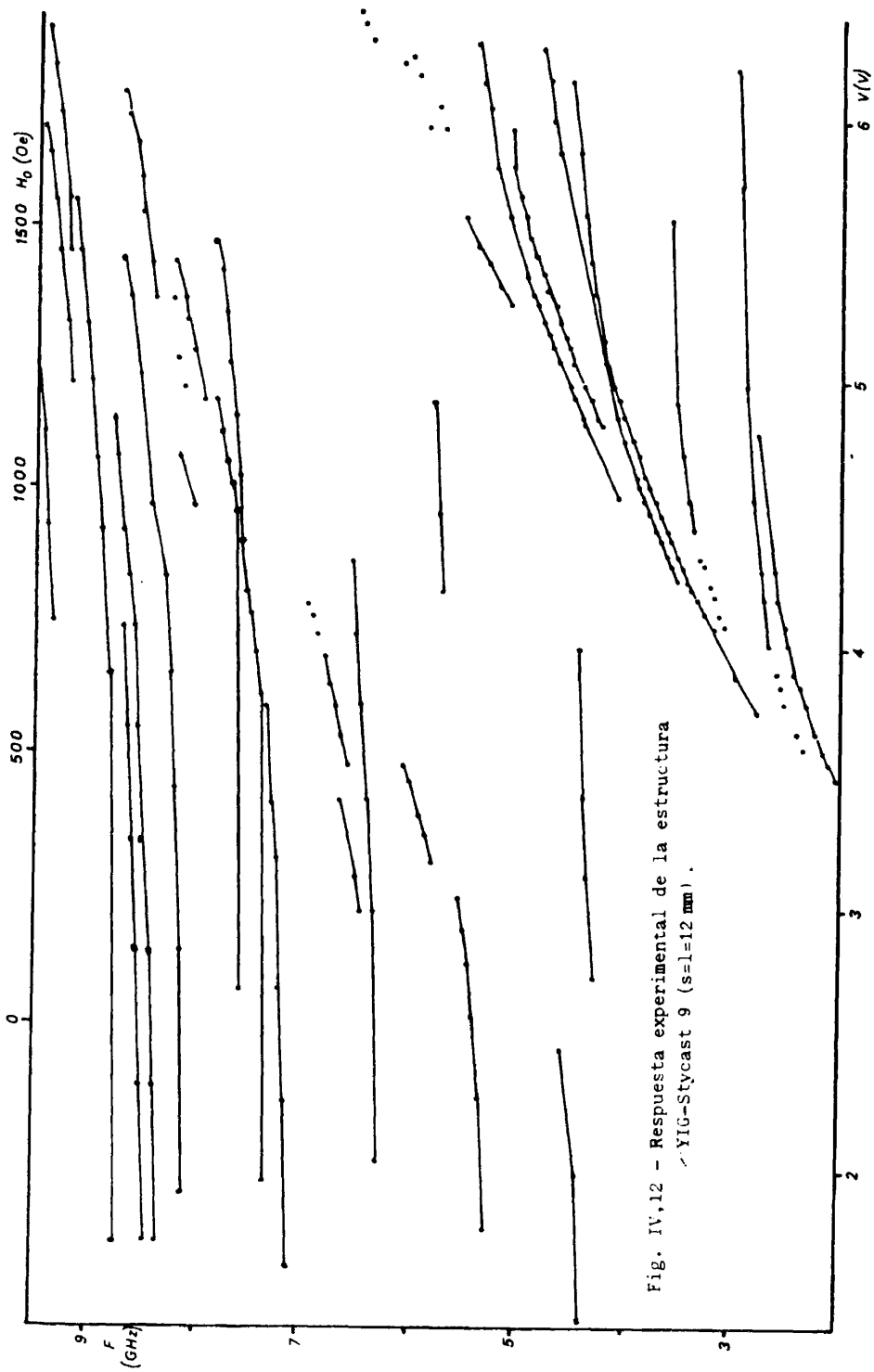


Fig. IV,12 - Respuesta experimental de la estructura YIG-Stycast 9 ($s=1=12$ mm).

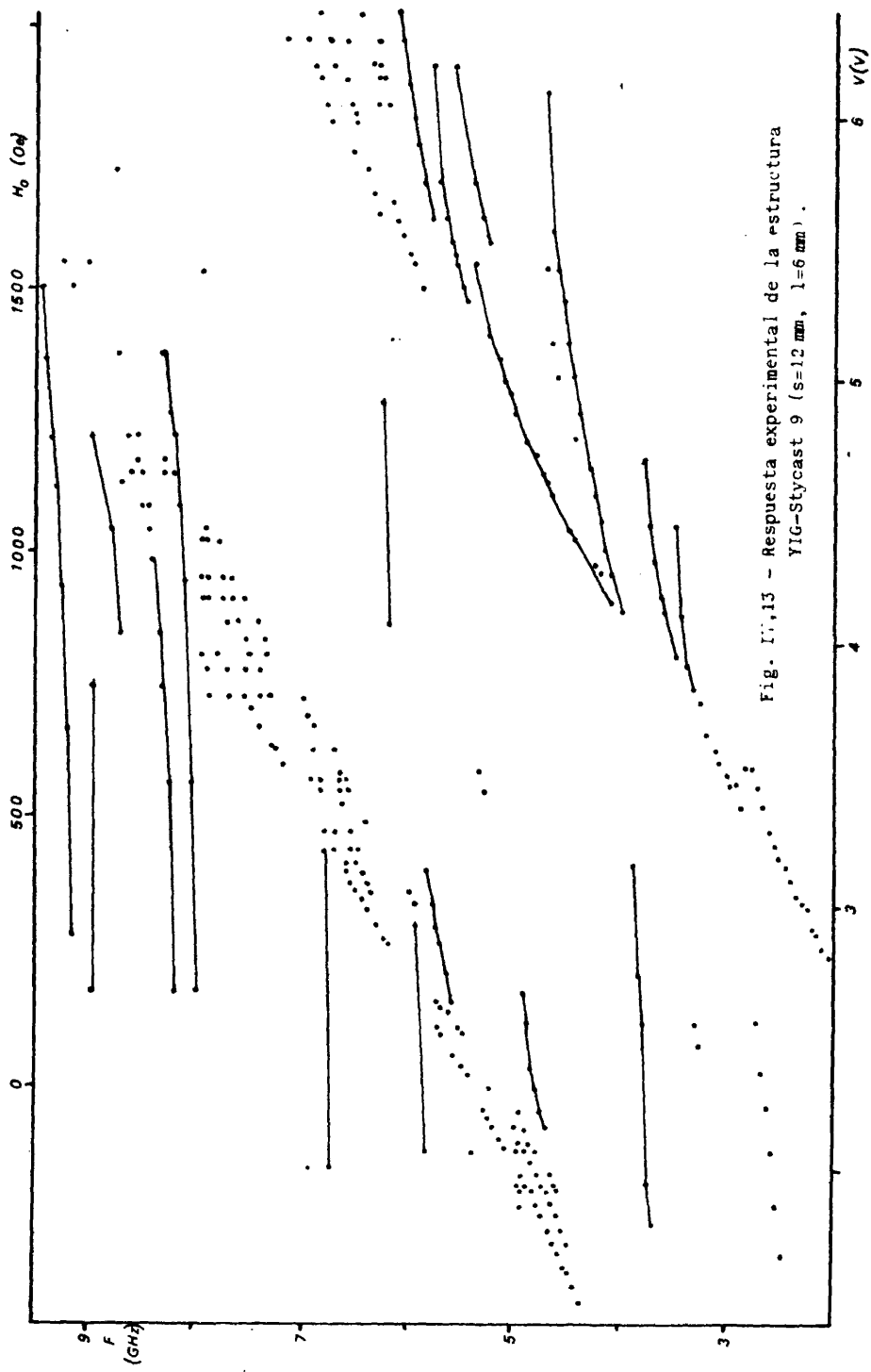


Fig. III,13 - Respuesta experimental de la estructura YIG-Styecast 9 ($s=12$ mm, $l=6$ mm).

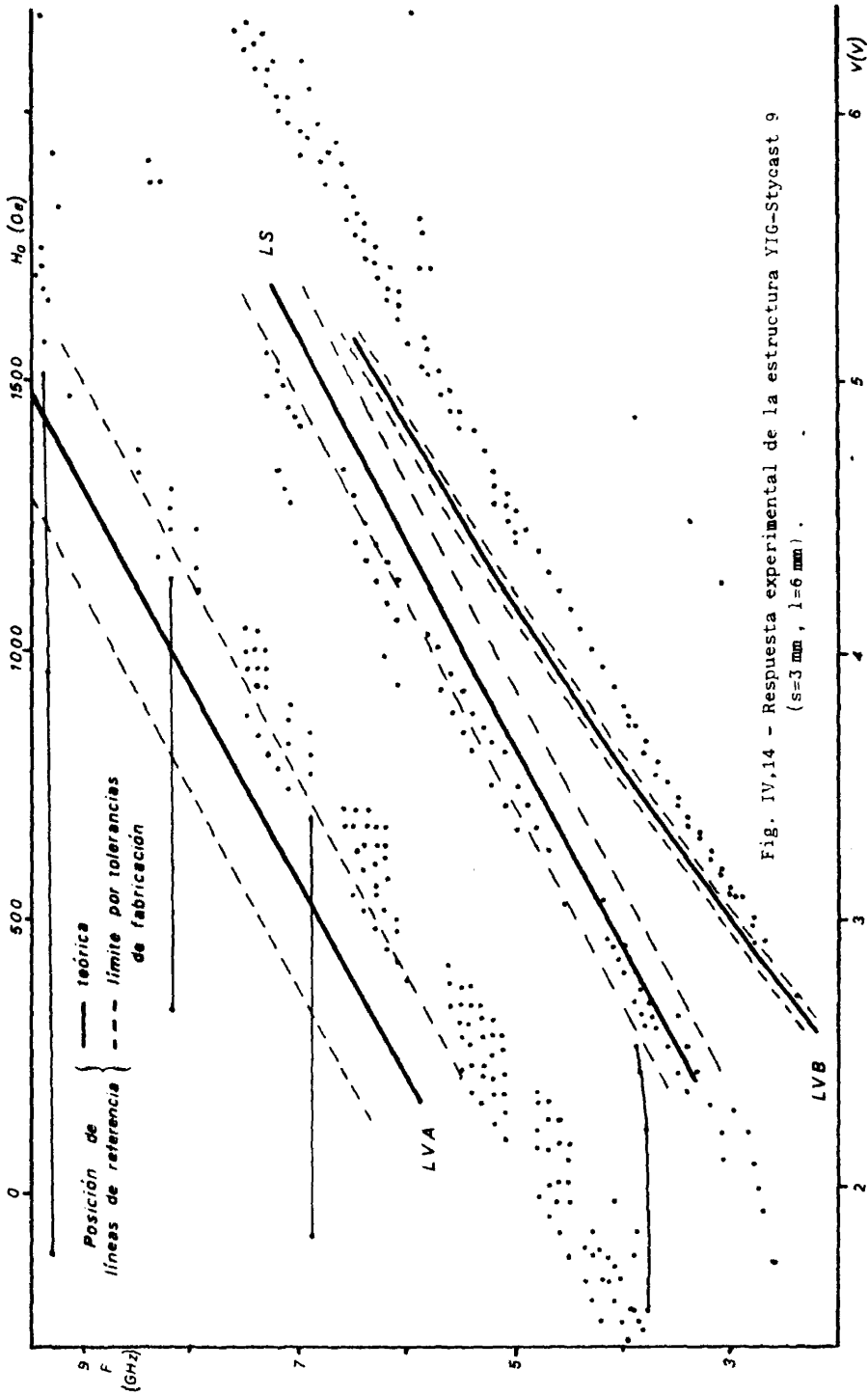


Fig. IV,14 - Respuesta experimental de la estructura YIG-Stycast 9
($s=3$ mm, $l=6$ mm).

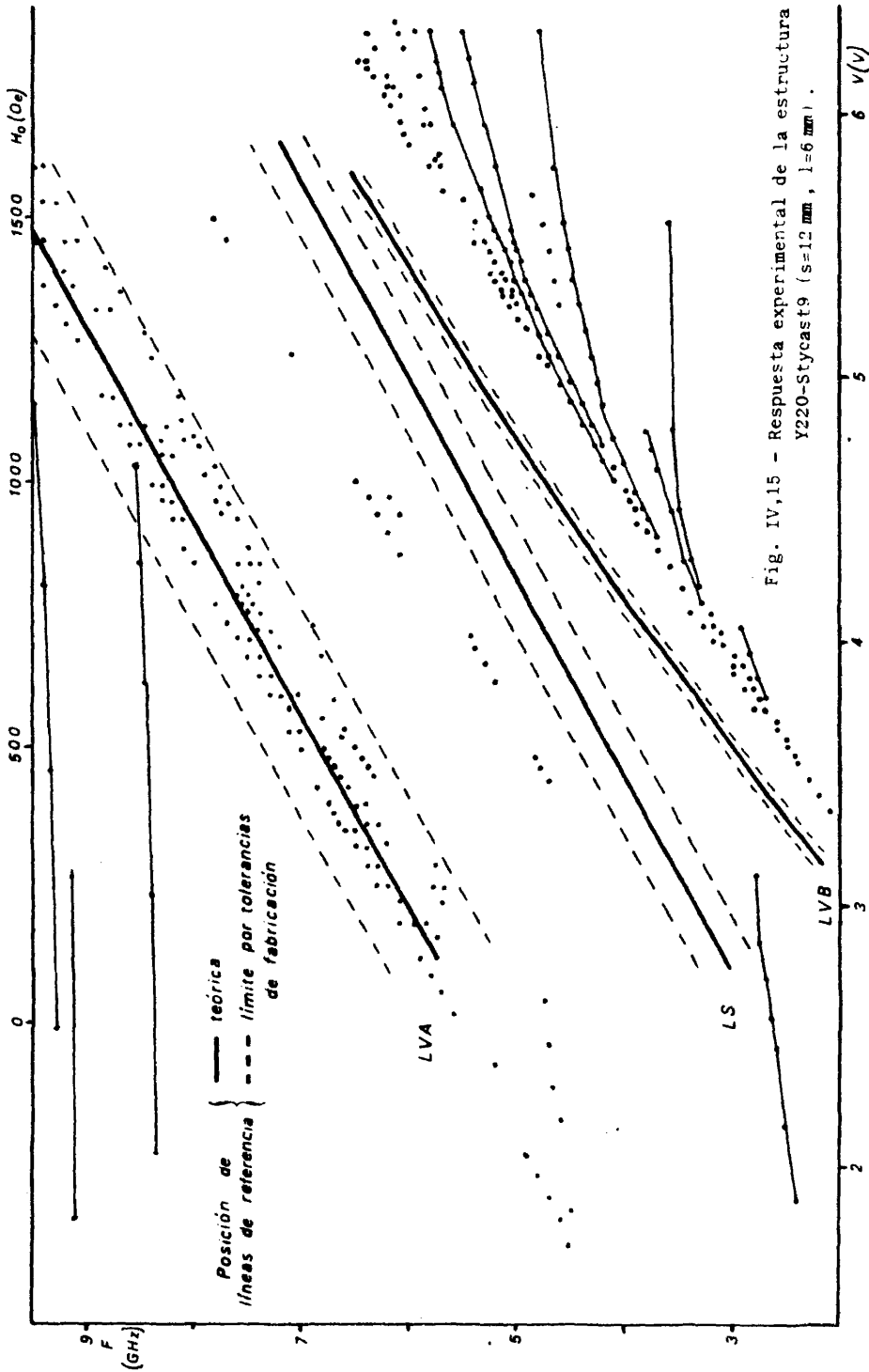


Fig. IV,15 - Respuesta experimental de la estructura Y220-Stycast9 ($s=12$ mm, $l=6$ mm).

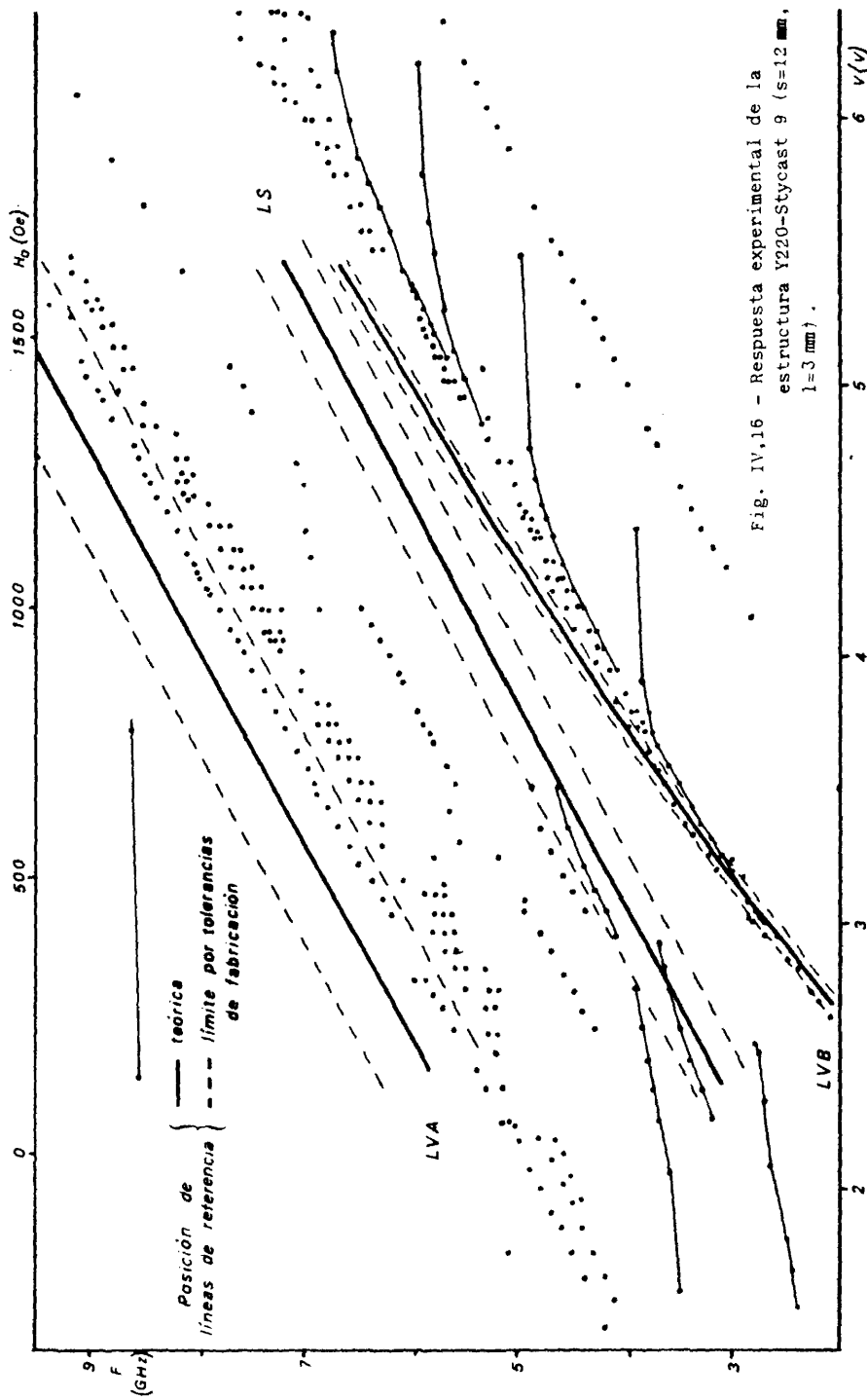


Fig. IV.16 - Respuesta experimental de la estructura Y220-Stycast 9 ($s=12$ mm, $l=3$ mm).

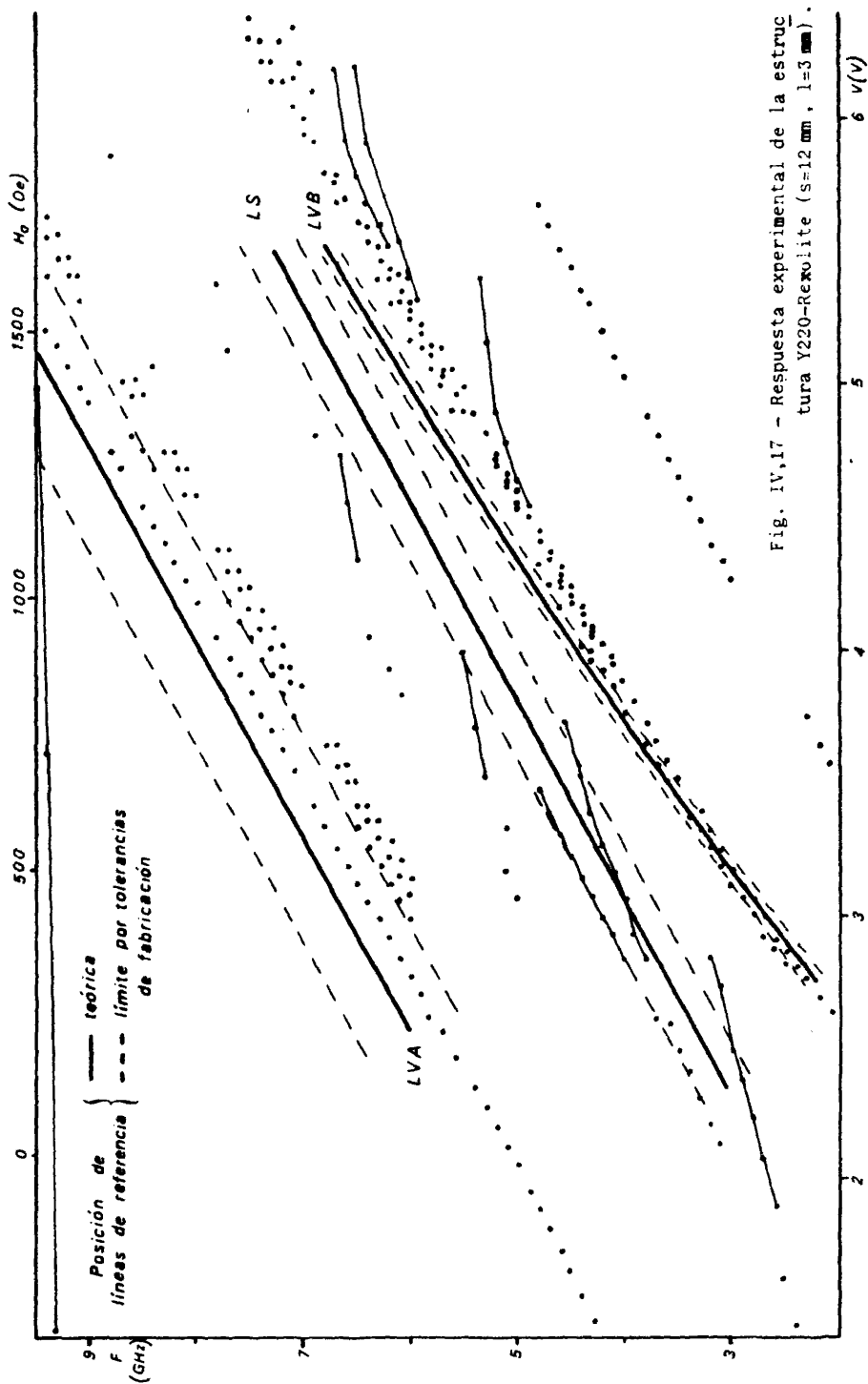


Fig. IV,17 - Respuesta experimental de la estructura Y220-Rexolite ($s=12$ mm, $l=3$ mm).

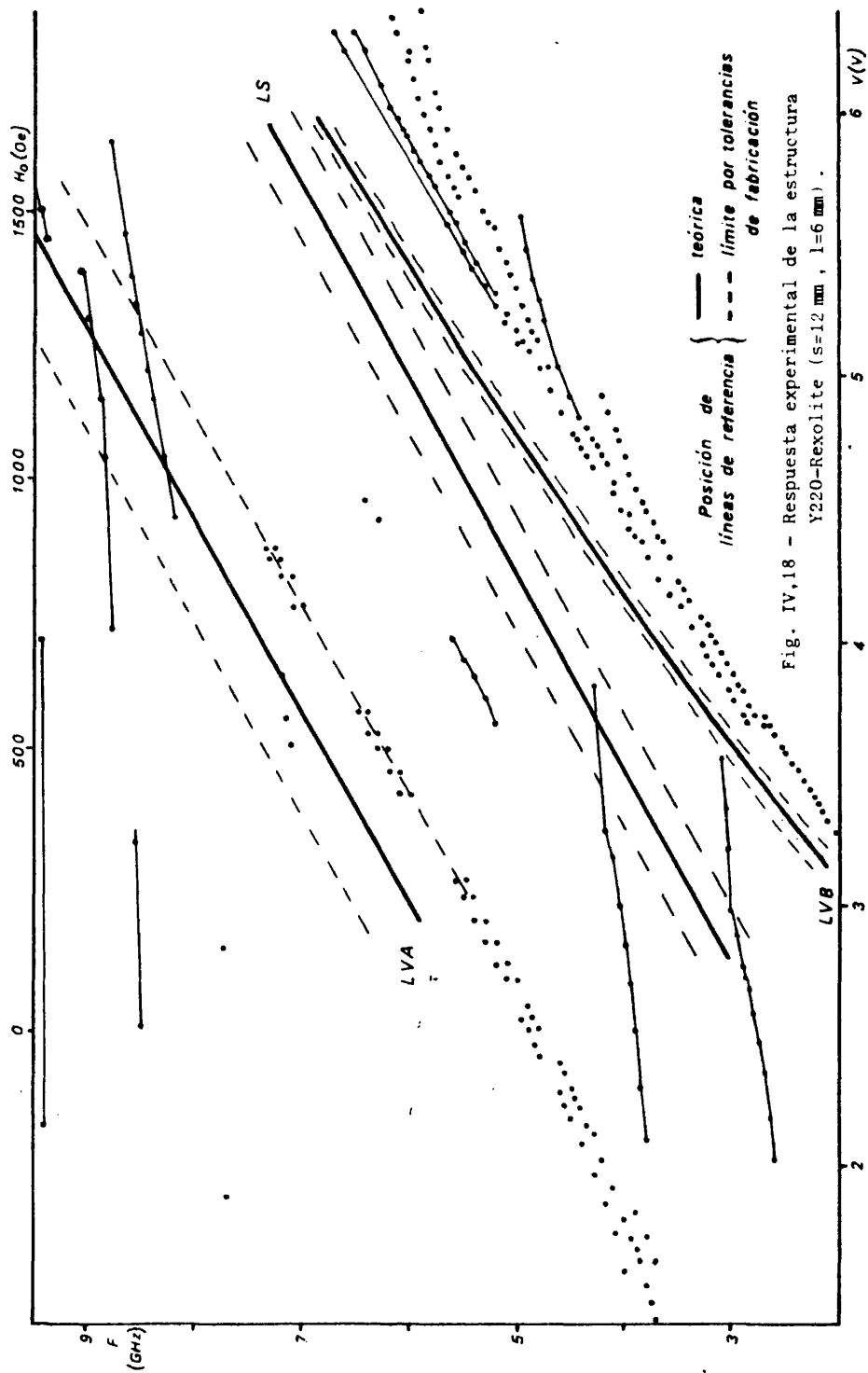


Fig. IV,18 - Respuesta experimental de la estructura Y220-Rexolite ($s=12$ mm, $l=6$ mm).

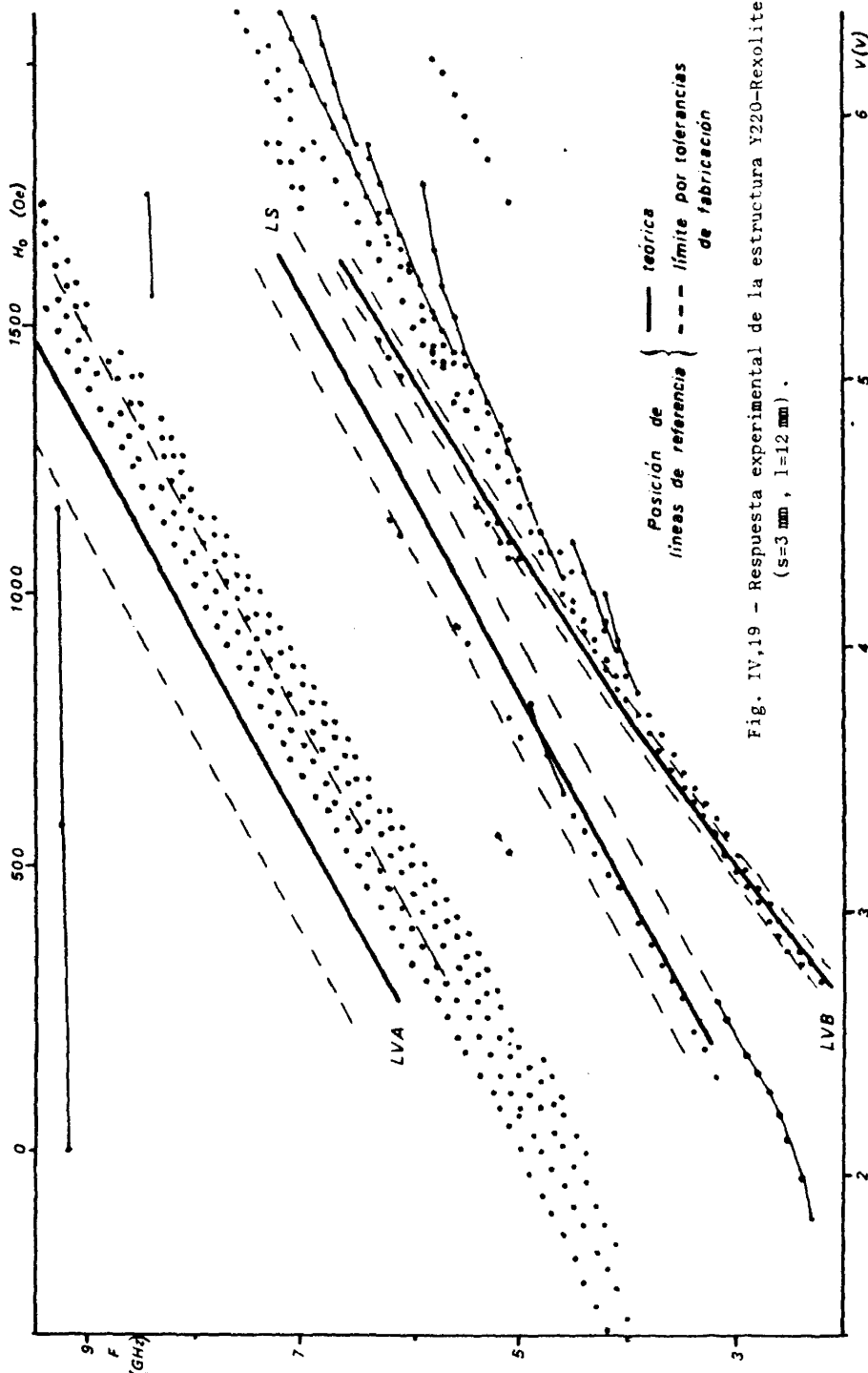


Fig. IV.19 - Respuesta experimental de la estructura Y220-Rexolite (s=3 mm, l=12 mm).

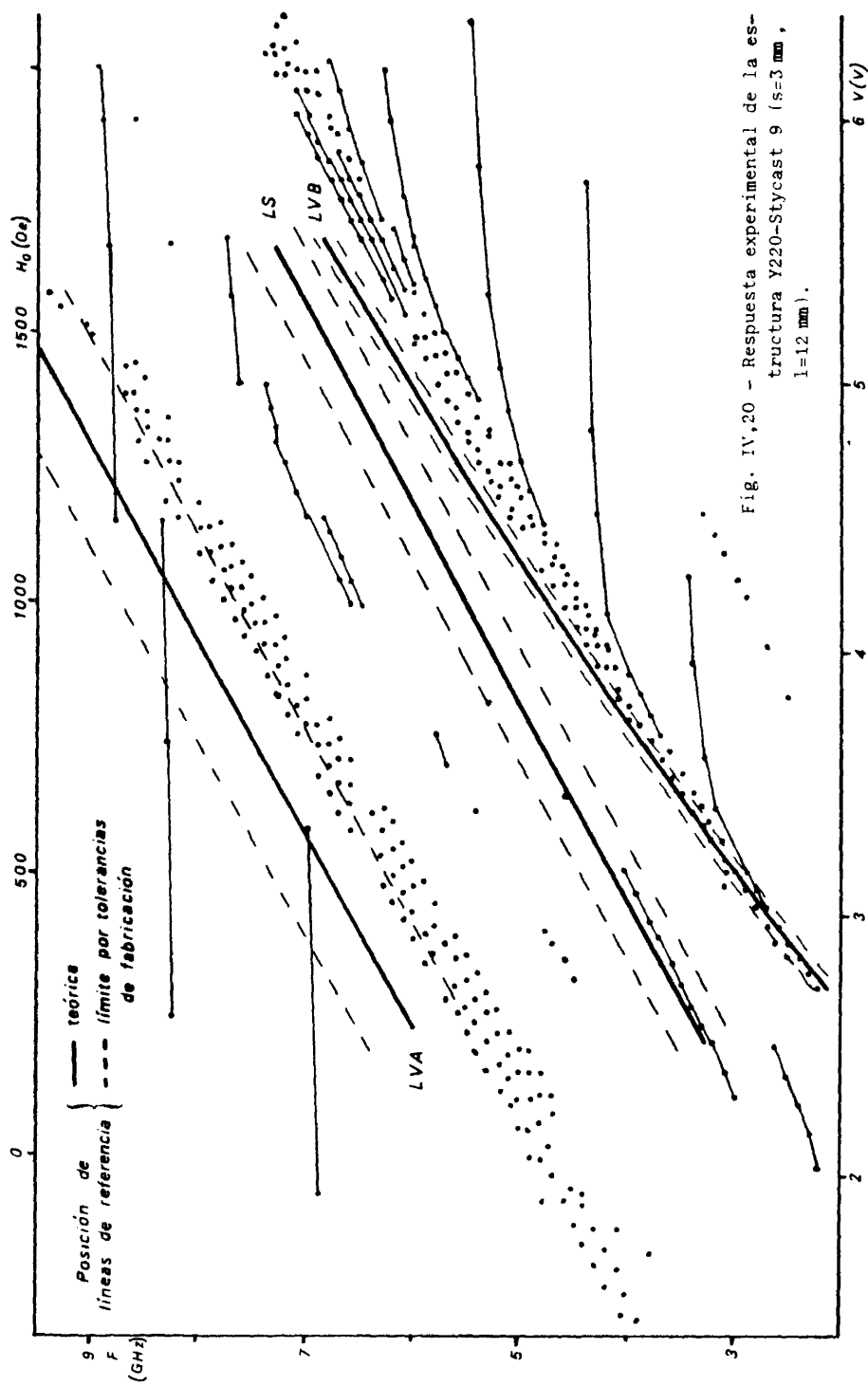


Fig. IV,20 - Respuesta experimental de la estructura Y220-Styecast 9 ($s=3$ mm, $l=12$ mm).

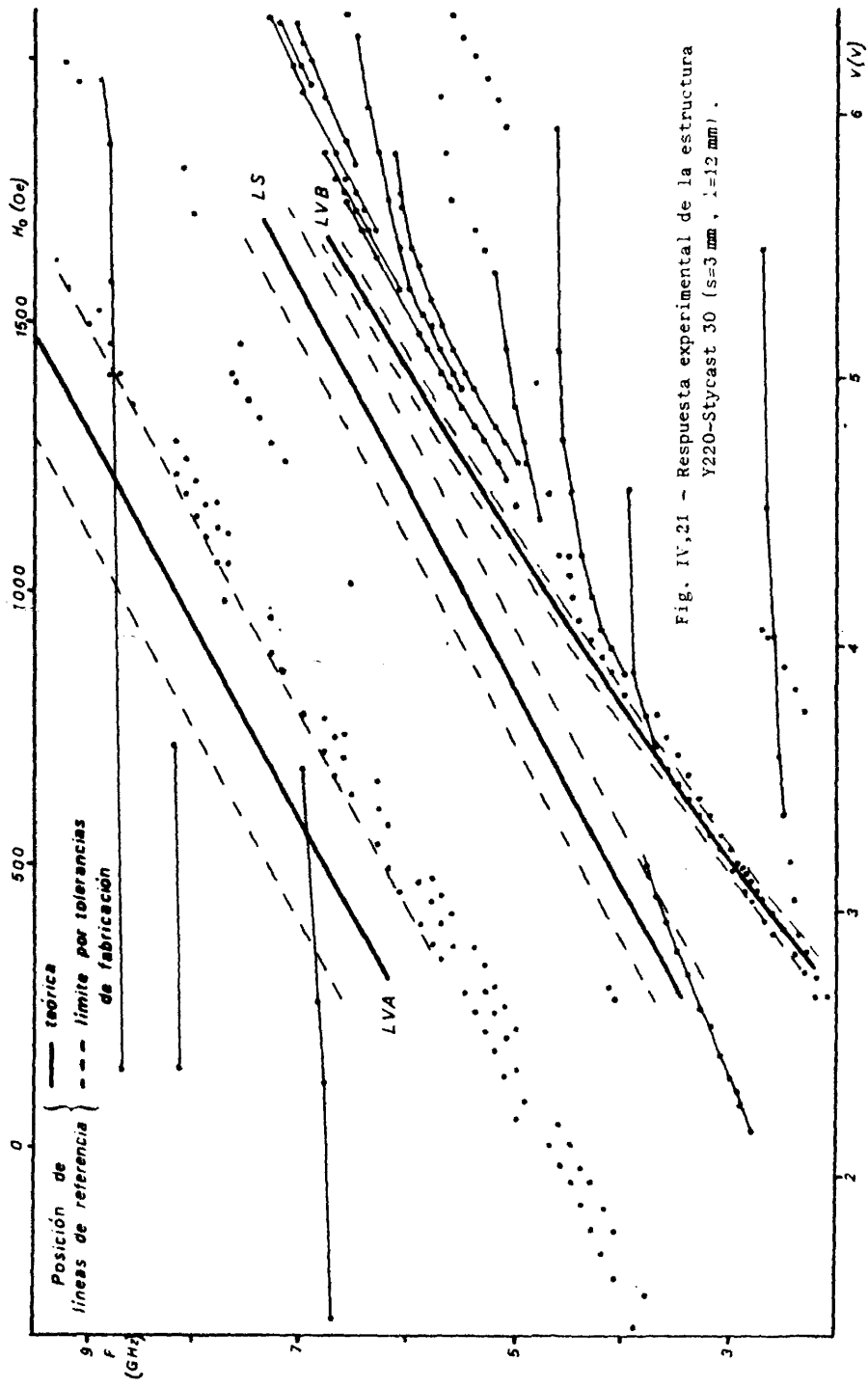


Fig. IV,21 - Respuesta experimental de la estructura Y220-Stycaast 30 ($s=3$ mm, $l=12$ mm).

da (2 a 9,5 GHz) de la banda de frecuencias explorada (2 a 14 GHz), que obedece a la escasa significación de las resonancias observadas en la zona de permeabilidad positiva a frecuencias altas, según se expondrá en el subapartado g.

En todos los planos (V,F) que presentamos hemos incluido la doble escala potencial-campo interno, cuya relación ha sido obtenida de las figuras IV,6 y IV,7. Por el contrario, con objeto de no enmascarar la salida de la etapa experimental, solo en algunos de ellos (fig. IV,14 a IV,21) se han incluido las líneas teóricas que resultan de la evolución con el campo aplicado de los tres puntos notables que señalábamos en el apartado anterior: máximo de μ'_e , resonancia del modo S y segundo paso por cero de μ'_e , y que denominaremos respectivamente:

- línea LVB, que será una cota superior de existencia de la familia de modos VB, e inferior de los modos S y VD.

- línea LS, que será cota superior de existencia del modo S.

- y línea LVA, que constituye, en todo caso, una cota inferior de existencia de los modos VA.

La posición de estas tres líneas es siempre independiente del dieléctrico y también de la geometría utilizada si el eje de abscisas corresponde al campo magnético H_0 . Estas líneas se han trazado junto con sus correspondientes márgenes de error, que la imprecisión en los parámetros propios de los materiales, dados por los fabricantes, imponen a la relación frecuencia experimental - frecuencia teórica.

También hemos creído conveniente, en la representación experimental de los planos (V,F), unir con trazos algunos puntos, con objeto de resaltar las curvas que definen la evolución de las distintas resonancias. Téngase en cuenta que aunque la localización de resonancias en el plano (V,F) se haya representado en forma discreta, su evolución con el campo aplicado es observada por el experimentador de forma continua sobre un oscilógrafo (ver fig. IV,5).

Como ejemplo de los planos teóricos (H_0 ,F) presentamos la figura IV,22, que compararemos con las correspondientes respuestas experimentales. No obstante, es evidente que el tamaño del rectángulo de indeterminación, al realizar la com

paración de puntos experimentales con puntos teóricos, es lo bastante grande como para que en el desarrollo de este apartado acudamos también a procedimientos distintos del de la superposición directa de los planos (V,F) y (H₀,F), que permitan en definitiva, conseguir los objetivos planteados en la experiencia:

- identificación de modos
- medida de la velocidad de fase (K_y')
- medida de las pérdidas de propagación

sin tener que realizar una medida fina, tanto de $4\pi M_s$ como de los factores desimanadores, que redujera dicho rectángulo de error, cuestión que cae fuera del ámbito de este trabajo.

En la etapa de identificación de soluciones el rectángulo de indeterminación puede ser soslayado basándose en la comparación de puntos de un mismo plano (V,F), dado que el cambio incremental en abscisas $\Delta H_0 - \Delta V$, no va afectado de más error que el derivado de la medida de V (± 5 0e, según se indicó anteriormente), ya que el campo desimanador no aporta error en ΔH_0 , por ser independiente del campo aplicado. Este error total de ± 5 0e no es apreciable en la escala de los planos (V,F) trazados. Análogamente, al ser despreciable el error de lectura del frecuencímetro, el error en la relación F experimental-F teórica es debido únicamente a la utilización del modelo matemático de Landau-Lifshitz, que deriva del empleo por doquier de la anchura de raya de resonancia en lugar de la anchura de raya efectiva (véase la referencia (2) del Capítulo I). Este error, por tanto, solo podría tener una magnitud importante sobre la familia de modos VA, situada lejos de la resonancia propia de la ferrita.

En estas condiciones, las magnitudes a comparar para la identificación de modos serán las pendientes de las curvas de evolución de resonancias en el plano (V,F) experimental y sus correspondientes en el (H₀,F) teórico.

De lo expuesto resultan dos líneas de desarrollo de este apartado, una por familias de soluciones y otra por los objetivos a cubrir, que ya indicamos anteriormente.

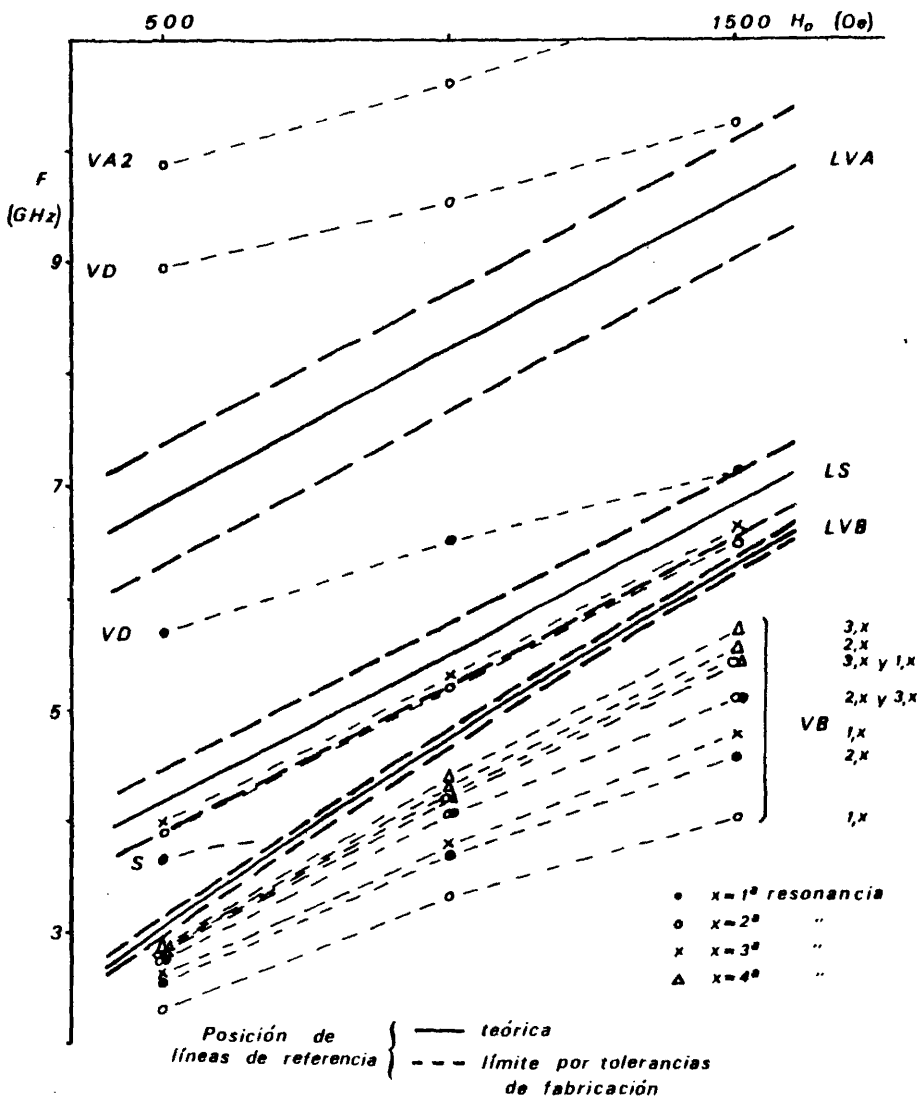


Fig. IV,22 - Ejemplo de plano teórico de resonancias. Estructura Y220-Rexolite ($s=12$ mm).

a) Identificación de la familia de modos VB.

Identificamos esta familia como la de curvas que se sitúa en los planos (V,F) por debajo de la línea LVB, pues verifica lo que predice la respuesta teórica en los siguientes puntos:

- Para un mismo valor del campo aplicado existe mayor número de resonancias con plaquetas de mayor longitud, como puede observarse al comparar la figura IV,15 con la IV,16, pues al situarnos en el diagrama de Brillouin en puntos con valor más pequeño de K'_y (ver fig. III,1) la primera resonancia del primer modo se encuentra a frecuencia netamente más baja. Esta característica permite una fácil identificación de esta familia de soluciones sin necesidad de situar la línea LVB, como puede comprobarse en las figuras IV,9 a IV,11.

- Para una misma geometría de plaqueta, veremos también mayor número de resonancias a campos altos pues, como se observa en la figura III,1, la distancia en frecuencia del modo fundamental a la resonancia de la familia aumenta con el campo aplicado, con lo que la pendiente de las curvas en el plano (V,F) disminuye, hecho que es observable en todos los planos experimentales, siendo más patente cuanto mayor es el número de resonancias (fig. IV,12), y menor, casi inapreciable, cuando solo vemos una (fig. IV,8).

- Al considerar distintas anchuras de plaqueta, para una misma longitud, como es el caso de las figuras IV,14 y IV,15, se observa un apertamiento de resonancias con los valores de s más pequeños, pues tal como se desprende de la figura III,16, habremos aproximado la posición en frecuencia del modo fundamental a la resonancia de la familia.

- Al comparar la respuesta obtenida para distintos dieléctricos (fig. IV,16 y IV,17 para s grande, y figuras IV,19 a IV,21 para s pequeña), observamos la identidad de pendientes, como se deduce de la quasi-constancia de la respuesta teórica en el diagrama de Brillouin (fig. III,6), aunque se pone en evidencia la existencia de resonancias que al aumentar el campo tienden a estabilizar su posición en frecuencia, haciéndose independientes, por tanto, del medio ferrimagnético. Esta respuesta anómala puede ser justificada por el acoplamiento de modos VB con

resonancias propias de los dieléctricos o de otros elementos de la estructura distintos de la plaqueta de ferrita. La observación experimental de una mayor cantidad de estas resonancias, cuando la permitividad del dieléctrico es mayor (fig. IV,11 y IV,16), abona la hipótesis de asociarlas con las plaquetas de dieléctrico.

- Por último, es de observar la buena concordancia de la pendiente de la respuesta teórica y las experimentales (véase como ejemplo la figura IV,22 junto a las figuras IV,17 y IV,18). La igualdad de pendientes es notoria, sobre todo, cuando la curva se encuentra en las proximidades de la resonancia (línea I.VB), es decir en la zona en que la respuesta experimental se encuentra más claramente desdoblada de cualquier resonancia parásita (en los dieléctricos, principalmente).

b) Medida de la velocidad de fase de los modos VB.

Una vez identificada la familia de modos VB, deberemos pasar a la medida de K'_y tal como se indicaba en el apartado 1 de este capítulo, en el cual se diseñó la experiencia fijando tres longitudes de plaqueta de tal forma que al superponer los planos (V,F), la identificación de una respuesta común nos permitiera situarla en el diagrama de Brillouin.

Dicho procedimiento no debe ser aplicado ingenuamente, puesto que si se tiene en cuenta la corrección debida al distinto campo desimador en cada geometría, resulta manifiesta la existencia de un error lo bastante grande como para impedirnos la identificación de puntos pertenecientes a resonancias comunes; tales el caso de las figuras IV,17 y IV,18, dada la semejanza en pendiente que presentan todas las curvas. Por ello, para realizar la medida de K'_y debemos acudir a la comparación de planos (V,F) que presenten un gran número de curvas, como es el caso de las figuras IV,12 y IV,13 en las que se representan los casos de mayor anchura de plaqueta, para las longitudes de 12 mm y 6 mm respectivamente (las mayores), pues de esa forma no solo aumentamos el número de curvas a superponer, sino que aumentamos también la diferencia entre sus pendientes, con

lo que para identificar resonancias nos bastará con realizar una traslación de planos, paralela al eje V de tal forma que consigamos un máximo de curvas superpuestas. Esta situación se logra mediante un desplazamiento relativo de $\pm 0,55$ V de la figura IV,13 sobre la IV,12, lo cual significa que dichas curvas comunes en distinto plano corresponden a resonancias distintas del mismo modo, es decir, n semilongitudes de onda en la figura IV,13 y $2n$ en la figura IV,12.

Puesto que hemos realizado una segunda traslación, variando la posición relativa de las escalas de campo interno, hemos tomado para definir su valor, la media entre los valores leídos en ambas escalas, al hacer la superposición de planos (V,F). Así, podemos considerar la existencia de una resonancia común sobre la primera de las curvas superpuestas (empezando a contar por las frecuencias más bajas), en 2,5 GHz a 500 Oe, punto que corresponde con el de abscisa 3,70 V en la figura IV,12 y con el de abscisa 3,15 V en la IV,13.

Al ser 6 mm la diferencia entre las longitudes de ambas plaquetas, tendremos

$$K'_y = n \cdot 5,24 \text{ rad/cm}$$

y al ser la primera curva que se observa por encima de 2 GHz en el plano (V,F) de la figura IV,13, y la segunda en la IV,12, parece evidente que dicho punto (500 Oe, 2,5 GHz) corresponde a una resonancia del modo fundamental, media longitud de onda en la figura IV,13 ($l=6$ mm), y una longitud de onda entera en la figura IV,12 ($l=12$ mm), mientras que la resonancia que se encuentra en el punto (500 Oe, 2,3 GHz) de este último plano (V,F) se corresponde con la del modo fundamental para media longitud de onda. Así pues, la medida experimental de K'_y es de

$$\begin{aligned} & 5,24 \text{ rad/cm en el punto (500 Oe, 2,5 GHz)} \\ & \text{y de } 2,62 \text{ rad/cm en el punto (500 Oe, 2,3 GHz)} \end{aligned}$$

Estos valores indicarían que la perturbación debida al sistema de acople es mínima.

En otro orden de cosas, los valores de campo desimador que sitúan los 500 Oe de campo interno en 3,70 V, en la figura IV,12 y en 3,15 V en la fi-

gura IV,13, son 1550 y 1290 Oe respectivamente, los cuales se encuentran dentro de los márgenes de incertidumbre señalados en la figura IV,7.

Una vez identificada la resonancia y localizada su posición en campo interno según la escala horizontal de los planos (V,F), veamos ahora la diferencia entre la frecuencia experimental de estos puntos de resonancia y la predicha por la teoría.

La determinación realizada de la abscisa supuestamente real, correspondiente a 500 Oe de campo interno, implica evidentemente un intervalo de indeterminación cuyos límites son las posiciones de 500 Oe marcadas sobre las correspondientes escalas de los planos (V,F) y que delimitan, sobre las curvas de evolución de las resonancias, los intervalos siguientes de indeterminación en frecuencias:

<u>F (GHz)</u>	<u>Posición teórica</u>	<u>Intervalo de indeterminación</u>
2,3	1,6	(2,2 , 2,45)
2,5	2,3	(2,4 , 2,65)

Los valores teóricos se han obtenido del diagrama de Brillouin de la figura IV,23, para los valores medidos de K_y' .

Tanto los valores teóricos como los experimentales han sido leídos sobre las gráficas presentadas, no siendo necesario acudir a la precisión existente en los cálculos y medidas (a partir de los cuales se obtuvieron las gráficas), pues la comparación de resultados evidencia una diferencia de 0,7 GHz para la primera resonancia que se sale por completo del margen esperado; la discrepancia para la segunda resonancia (0,2 GHz) es, sin embargo, notoriamente menor, lo que parece indicar un estrechamiento de la banda de existencia de estos modos, que podría ser justificada parcialmente por el empleo en cálculo de ΔH en lugar de ΔH_{eff} y, eventualmente, por el acoplo de resonancias parásitas cuando la respuesta en el diagrama de Brillouin se encuentra lejos de la resonancia de la ferrita; razones, ambas, que fueron citadas ya anteriormente.

De ser cierto este razonamiento, los resultados deberán mejorar al hacer la medida a campo más alto y en las proximidades de la resonancia de la ferrita; por ello hemos repetido el proceso con los mismos criterios sobre la tercera de las curvas comunes en la superposición citada de planos (V,F), empezando a contar por las frecuencias más bajas, fijándonos en una resonancia en torno a 1000 Oe de campo interno, para la frecuencia 4,05 GHz, siendo su intervalo de indeterminación (obtenido por el mismo criterio de antes), de 3,90 a 4,15 GHz.

Del diagrama de Brillouin de la figura IV,23, se obtienen los posibles valores teóricos de la resonancia (a 5,24 rad/cm):

	<u>F (GHz)</u>
1er modo	3,32
2º modo	3,68
3er modo	4,03

Es obligado al valor de K'_y ser múltiplo de 5,24 rad/cm pues la resonancia en cuestión es punto común en los planos (V,F) de las figuras IV,12 y IV,13. Por otra parte, y teniendo en cuenta que hemos elegido la resonancia de tal forma que por debajo de dicha curva se observa la existencia de otras dos comunes en ambos planos (V,F), debemos concluir que se trata de la primera resonancia del tercer modo, con lo que tendremos una diferencia entre las respuestas teóri

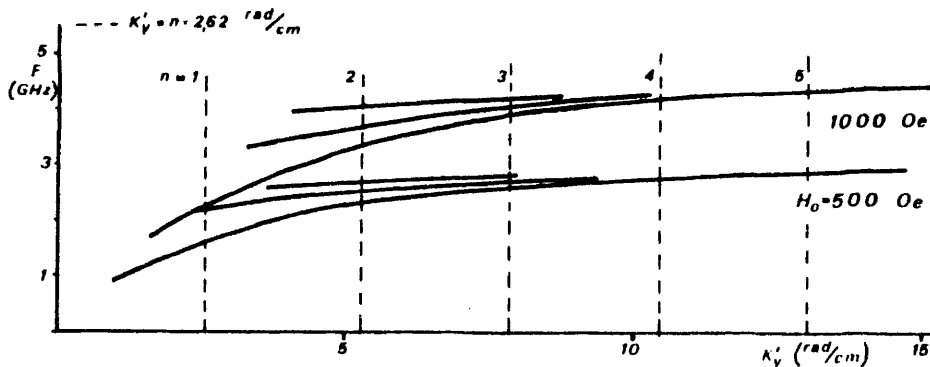


Fig. IV,23 - Diagrama de Brillouin de la Familia VB de la estructura YIG-Stycast 9 (s-12 mm).

ca y experimental de 20 Mhz, lo cual está dentro del margen de incertidumbre esperado y corrobora la hipótesis hecha sobre el estrechamiento de la banda de existencia. Como corolario de esta segunda medida se puede establecer que la resonancia de los modos VB, también se encuentra dentro del margen esperado.

De la discusión expuesta se puede concluir que la medida de K'_y , en una experiencia de este tipo, debe realizarse con las siguientes premisas:

- Las plaquetas de ferrita han de ser grandes para facilitar la superposición de curvas, al tener mayor número de respuestas comunes y aumentar la diferencia entre las pendientes de las no comunes.

- A campos bajos primero, para que al asegurar la existencia de pocos modos, podamos discernirlos; y a campos altos después, para reducir la discrepancia entre el valor teórico y el experimental.

- Suficientemente lejos en frecuencia del máximo de μ'_c para poder considerar únicamente la respuesta de un modo aislado, y para obtener una lectura más precisa del valor de frecuencia, al ser mayor la pendiente del modo en el diagrama de Brillouin; pero no tan lejos de dicho máximo como para que el punto de resonancia pueda ser confundido con el asociado a una resonancia en el dieléctrico.

c) Medida de las pérdidas de propagación de los modos VB.

Presentamos a continuación la medida de las pérdidas de propagación utilizando el procedimiento descrito en el apartado 1 de este capítulo, expresando la fórmula (IV-2) en función del valor de K'_y estimado, el factor de calidad de la cavidad y la longitud de onda en el espacio libre:

$$P(dB) = \frac{171,4548}{Q_0 \lambda_0^2 K'_y}$$

La medida de Q_0 se ha realizado a partir de la representación de la curva que da la fase del coeficiente de reflexión en función de la frecuencia.

Los ejemplos que presentamos en las figuras IV,24 y IV,25 , se corresponden con puntos de resonancia de los planos (V,F) de las figuras IV,13 y IV,19 respectivamente, observándose en este último plano dos respuestas asimilables a la primera y segunda resonancia del modo fundamental.

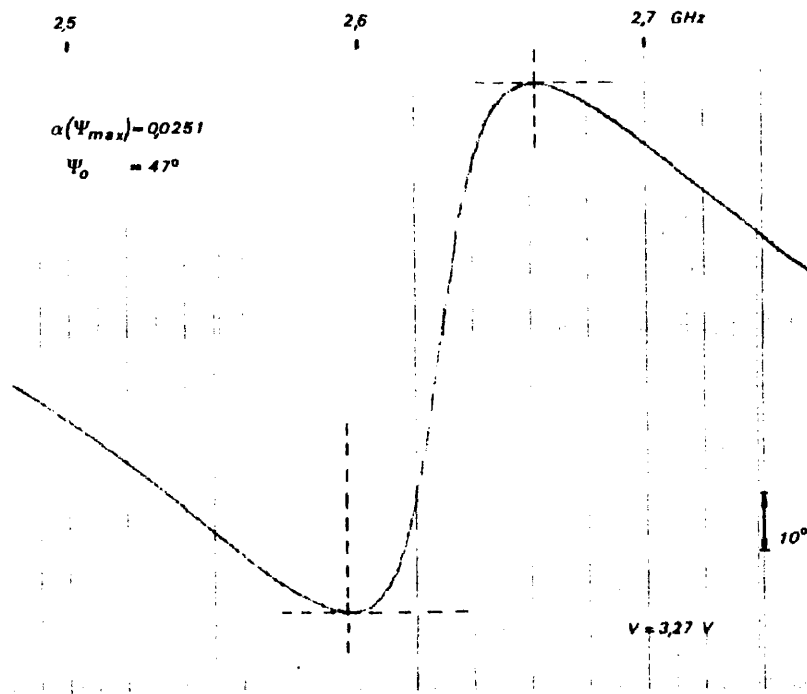


Fig. IV,24 - Fase del coeficiente de reflexión de la estructura YIG-Stycast 9 (s=12 mm , l=6 mm) .

En la tabla que aparece a continuación, además del valor de pérdidas correspondiente a cada caso, figuran los de las variables intermedias, necesarios para su cálculo:

Figura	IV,24	IV,25	IV,25
Modo	Fundamental	Fundamental	Fundamental
Resonancia	1ª	1ª	2ª
F (GHz)	2,629	3,201	3,332
λ_0 (cm)	11,4112	9,3721	9,0033
Q_0	27,1663	75,7968	168,2094
K_y^+ estimado (rad/cm)	5,24	2,62	5,24
P (dB/cm)	exp. 0,0093	0,0098	0,0024
	teór. $\approx 0,5$	$\approx 0,8$	$\approx 1,5$

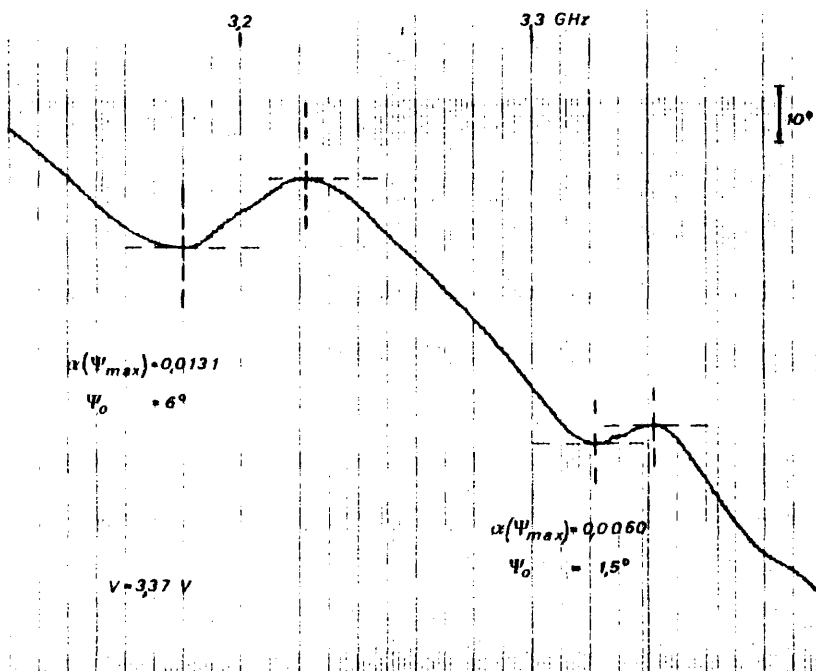


Fig. IV,25 - Fase del coeficiente de reflexión de la estructura Y220-Rexolite ($s=3 \text{ mm}$, $l=12 \text{ mm}$).

Estos valores evidencian una discrepancia entre la respuesta experimental y la teórica, que excede en algún caso los dos órdenes de magnitud. Este hecho puede ser justificado por las siguientes razones:

- La imprecisión en el valor de la anchura de raya dada por los fabricantes ($\pm 20\%$), la cual afecta directamente al valor de μ_e'' , responsable de las pérdidas, tal como se dice en las referencias bibliográficas (1), (2) y (3) del capítulo I y como puede apreciarse en la figura III,18, donde se presenta la curva de pérdidas del modo fundamental para distintas ferritas.

- El empleo en cálculo numérico de ΔH , en lugar de ΔH_{eff} , lo que además de implicar una disminución en la banda de existencia, como vimos anteriormente, significa una disminución en el valor de pérdidas.

No obstante, aunque se pudieran justificar los menores valores obtenidos experimentalmente y fuera posible una predicción más acertada, mediante una medida de los parámetros propios de la ferrita más precisa que la suministrada por su fabricante, debemos suponer que ello no bastaría para cubrir los dos órdenes de magnitud que separan la teoría de las experiencias hasta ahora realizadas.

d) Identificación del modo S

Para la localización de este modo acudiremos a la referencia marcada por la línea LS en las figuras IV,14 a IV,21 y a la evolución teórica que de dicho modo se presenta como ejemplo en el plano (H_0, F) de la figura IV,22.

Así, en función de ellas, se puede identificar al modo de superficie como la respuesta que se sitúa en las inmediaciones de la línea LS en dichas figuras, y que cuando la longitud de plaqueta es pequeña, evoluciona casi paralelamente a los modos VB, por encima de ellos; esto nos permite distinguirla fácilmente incluso cuando los planos (V, F) no tienen la línea LS como referencia, como es el caso de las figuras IV,8 a IV,10.

No obstante, debemos señalar que en la secuencia de figuras IV,9 a IV,1 se observa como, a medida que aumentamos la longitud de plaqueta, desaparecen de nuestra vista las resonancias que evolucionan de forma paralela a la línea LS. Este hecho es debido a la difícil localización de las resonancias experimentales de este modo, pues como veremos en las figuras IV,28 y IV,29, es obligada la realización de una búsqueda fina, que llega incluso al límite de discriminación del analizador (1° en fase).

Cuanto más paralela sea la curva experimental a la línea LS, más grande será el valor de K_y^2 de la resonancia en cuestión, ya que estos valores, al situarse en el diagrama de Brillouin en las proximidades de la resonancia del modo, posición teórica que define la línea LS, tienden a evolucionar de forma paralela a ella.

A tenor de lo expuesto en el capítulo III para este modo, no debe existir variación con s de la respuesta en el diagrama de Brillouin, pues incluso el tamaño más pequeño de anchura de plaqueta es lo bastante grande como para no ser apreciable la perturbación de la respuesta al comparar planos (V,F) con distintos valores de dicho parámetro; ello se comprueba, por ejemplo, al comparar las figuras IV,8 y IV,9 en las que manteniendo la misma longitud de plaqueta, se observa que la posición en frecuencia de la respuesta de este modo permanece inalterable una vez hecha la traslación de +0,2 V de la figura IV,8 sobre la IV,9, traslación que corrige la diferencia teórica en campo desimador de ambas estructuras.

Por otro lado, la variación con el dieléctrico se muestra en la secuencia de figuras IV,19 a IV,21, observándose, al aumentar la permitividad, un desplazamiento de la posición en frecuencia de la curva de resonancia de este modo hacia valores más pequeños, desplazamiento similar al que experimenta la respuesta teórica en el diagrama de Brillouin que mostramos en la figura IV,26a.

e) Medida de la velocidad de fase del modo S

Admitiendo la hipótesis de que las perturbaciones introducidas por el sistema de acoplo son similares a las existentes para los modos VB, podemos considerar que los valores de K'_y del modo S son los mismos que los obtenidos con los VB, es decir, un múltiplo del valor 2,62 rad/cm que dependerá de la resonancia y de la longitud de plaqueta a considerar. La medida de la velocidad de fase quedará entonces supeditada a la concordancia entre las posiciones de frecuencia teórica y experimental, que luego trataremos.

No obstante, para corroborar la medida experimental de K'_y realizada con los modos VB, utilizaremos la variación en frecuencia existente entre las respuestas correspondientes a diferentes dieléctricos (figs. IV,19 a IV,21). Para ello se ha operado de la siguiente forma:

- Por un lado se han obtenido las posiciones en frecuencia del modo S, para el valor de 500 Oe de campo interno, en cada uno de los planos (V,F) citados:

<u>Dieléctrico</u>	<u>Frec. exp. (GHz)</u>	<u>ΔF (MHz)</u>
Rexolite	4,263	239
Stycast 16	4,024	226
Stycast 30	3,798	

Por otro lado hemos elaborado las curvas teóricas que dan la variación en frecuencia en función de K'_y , existente en el diagrama de Brillouin de la figura IV,26a para los casos señalados, las cuales se representan en la figura IV,26b.

- Llevando los valores experimentales de ΔF sobre esta última figura, y teniendo en cuenta también el valor redundante de 465 MHz entre Rexolite y Stycast 30 con objeto de acotar el error, se obtienen los siguientes valores de K'_y :

Curva	K'_y (rad/cm)
Rexolite-Stycast 16	5,03
Stycast 16-Stycast 30	5,34
Rexolite-Stycast 30	5,18

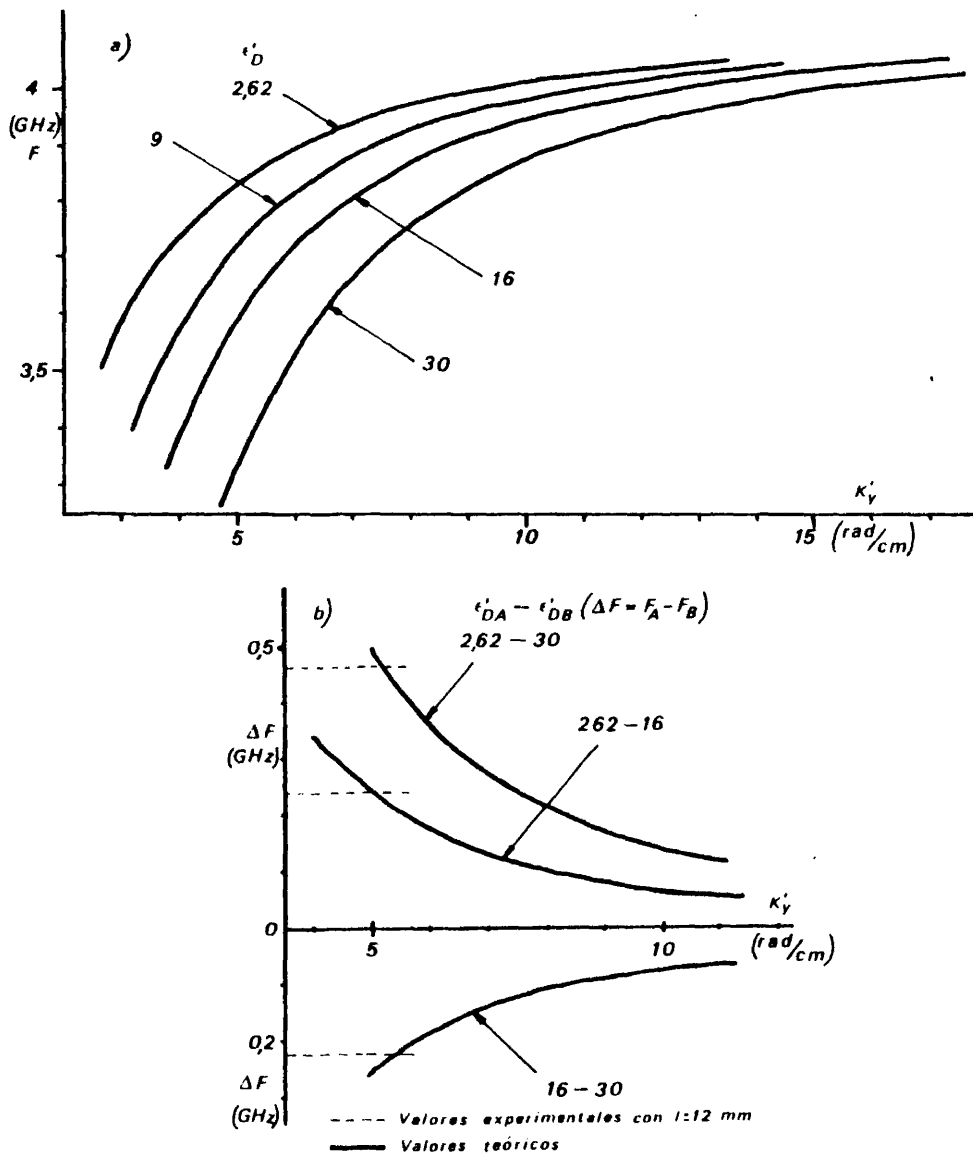


Fig. IV.26 - Evolución del modo S de la estructura Y220-D ($s=3$ mm) con $H_0=500$ Oe. a) Diagrama de Brillouin ; b) Variación incremental en función del dieléctrico.

de los cuales podemos deducir lo siguiente:

i - El que dichos valores difieran entre sí menos de un 6% confirma que la evolución experimental al variar el dieléctrico es similar a la enunciada en el Capítulo III.

ii - Los valores deducidos de K'_y distan, como máximo, un 4% del valor experimental obtenido para la primera resonancia de los modos VB con la longitud de plaqueta 6 mm, por lo que es lógico admitir como hipótesis más probable que se trata, en este caso, de la segunda resonancia del modo S, puesto que la longitud de plaqueta es ahora de 12 mm; lo que confirma la conclusión, ya admitida con los modos VB, de que el efecto de perturbación impuesto por elementos ajenos a la estructura teórica planteada, tales como el sistema de acoplo, puede considerarse poco importante.

No debe considerarse extraño no ver la resonancia que correspondería al valor de 2,62 rad/cm, pues su situación es muy cercana al corte teórico del modo.

- Podemos ahora comparar la frecuencia teórica medida en el diagrama de Brillouin de la figura IV,26 a (para el valor de 5,24 rad/cm de K'_y y 500 Oe de campo interno) con la posición de la resonancia experimental para la tensión de 3,18 V que se corresponde con ese campo interno; para ello, además del margen de imprecisión esperable en frecuencia (270 MHz), deberemos tener en cuenta también la imprecisión existente en campo desimador, que en el caso de la ferrita que estamos considerando (ver fig. IV,7), se traduce en una indeterminación de la posición sobre la escala horizontal (tensión) de los planos (V,F) de 0,5 V.

Así pues, tendremos la correspondencia entre valores teóricos y experimentales que figura en la siguiente tabla:

Dieléctricos	$K'_y=5,24$ rad/cm		
	F teórica a 500 Oe (±270 MHz)	Fexp. a 3,18 V (GHz)	Fexp. a 2,68 V (GHz)
Rexolite	3,850	4,263	3,507
Stycast-16	3,627	4,024	3,441
Stycast-30	3,373	3,798	3,322

valores que han sido obtenidos de las medidas reflejadas en las figuras IV,19 a IV,21 y de los cálculos representados en la IV,26 a, los cuales demuestran la existencia de intersección no vacía entre ambos intervalos de imprecisión (campo desimanador y características del material). Esto significaría que la respuesta experimental concuerda con la predicha por la teoría dentro de los márgenes de indeterminación de la experiencia.

Ahora bien, es evidente que los valores absolutos experimentales de frecuencia, para el valor de campo desimanador dado en la figura IV,7, se sitúan 400 MHz por encima de los valores teóricos, lo cual supera ampliamente el margen esperado; aunque esto pueda ser justificado por lo dicho anteriormente, es decir, por un conocimiento de la posición de 500 Oe de campo interno hacia valores más pequeños de tensión, no es menos evidente que nos llevaría a valores de N_z cambiantes, pues, para que la frecuencia experimental coincida con la teórica, la posición de 500 Oe de campo interno debería situarse en cada uno de los planos (V,F), en diferentes valores de tensión que figuran en la tabla siguiente y que mediante las figuras IV,6 y IV,7 se traducen en los valores de campo desimanador que también figuran en ella:

<u>Dieléctrico</u>	<u>Tensión</u>	<u>Campo desimanador</u>
Rexolite	2,91 V	1170 Oe
Stycast-16	2,85 V	1140 Oe
Stycast-30	2,73 V	1100 Oe

Estas diferencias en campo desimanador, aunque no muy importantes, resultan absurdas si tenemos en cuenta que se trata siempre de la misma plaqueta de ferrita en los tres planos (V,F). Por tanto, debemos concluir que la frecuencia experimental a 500 Oe de campo interno es del orden de 400 MHz más alta que la teórica.

Solo nos resta por ver la evolución con K_y^2 es decir, la pendiente en el diagrama de Brillouin. Para ello presentamos a continuación otro ejemplo de superposición de respuestas en planos (V,F) distintos, en el que, siguiendo crite-

rios semejantes a los utilizados en la medida de la velocidad de fase de los modos VB, podemos obtener una medida indirecta de la velocidad de grupo del modo de superficie.

Es el caso de superponer las figuras IV,15 y IV,16 teniendo en cuenta la corrección en campo desimanador debida a la diferente geometría entre las plaquetas de ferrita. Observamos una concordancia casi absoluta, sin necesidad de nuevas traslaciones, como ocurría en el caso de los modos VB, de las siguientes curvas:

- la que pasa por el punto (2,85 V, 2,750 GHz)
- y la que pasa por el punto (4,60 V, 6,497 GHz).

(Las coordenadas de ambos están leídas sobre la figura IV,15).

La primera de ellas no es característica de valores grandes de K_y' , pues su evolución en el plano (V,F) presenta una pendiente netamente inferior a la de la resonancia del modo (línea LS), por lo que no es lógico encontrarla en una estructura con longitud de plaqueta de 3 mm; no obstante, y puesto que al estudiar la variación con el dieléctrico en plaquetas de 12 mm de longitud hemos encontrado resonancias semejantes, que hemos asimilado a 5,24 rad/cm, podemos justificar su presencia en la figura IV,16 como consecuencia de la excitación del dioptrio transversal a la dirección de propagación de la estructura teórica planteada en la experiencia, al igual que ocurre cuando en vez de línea microbanda se utiliza el montaje de la figura IV,1.

Trabajando con la segunda curva, y arguyendo que al ser la longitud de plaqueta, una el doble de la otra, la identidad de resonancias implica la existencia de otra anterior en frecuencia, en la de longitud mayor, y que efectivamente se observa en la figura IV,15, deducimos que entre estas dos resonancias situadas en

$$(4,6 \text{ V, } 6,497 \text{ GHz}) \quad \text{y} \quad (4,6 \text{ V, } 6,289 \text{ GHz}),$$

el valor más probable que podemos asignar a la diferencia entre sus respectivos valores de K_y' es de 5,24 rad/cm, si continuamos aceptando como despreciable la perturbación debida al sistema de acoplo, como hemos visto anteriormente.

Tomando, en primera aproximación, como pendiente de la curva en el diagrama de Brillouin en el punto intermedio de frecuencia (6,393 GHz), la de la cuerda que une los puntos correspondientes a 6,289 y 6,497 GHz, tendremos como medida experimental indirecta de la velocidad de grupo:

$$v_{g \text{ exp.}} \approx \frac{\Delta \omega}{\Delta K_y'} = 20 \pi \frac{208 \text{ MHz}}{5,24 \text{ rad/cm}} = 2494 \text{ Km/s}$$

Este valor debe ser comparado con el obtenido, por procedimiento análogo, sobre el diagrama de Brillouin teórico que presentamos en la figura IV,27 para un campo aplicado de 1000 Oe, que es el correspondiente a la tensión 4,6 V sobre la figura IV,15. Calculando el incremento entre los valores de frecuencia correspondientes a 5,24 y 10,47 de K_y' en la figura IV,27, se obtiene un valor teórico para la velocidad de grupo de

$$v_{g \text{ teórica}} \approx 20 \pi \frac{218 \text{ MHz}}{5,24 \text{ rad/cm}} = 2614 \text{ Km/s}$$

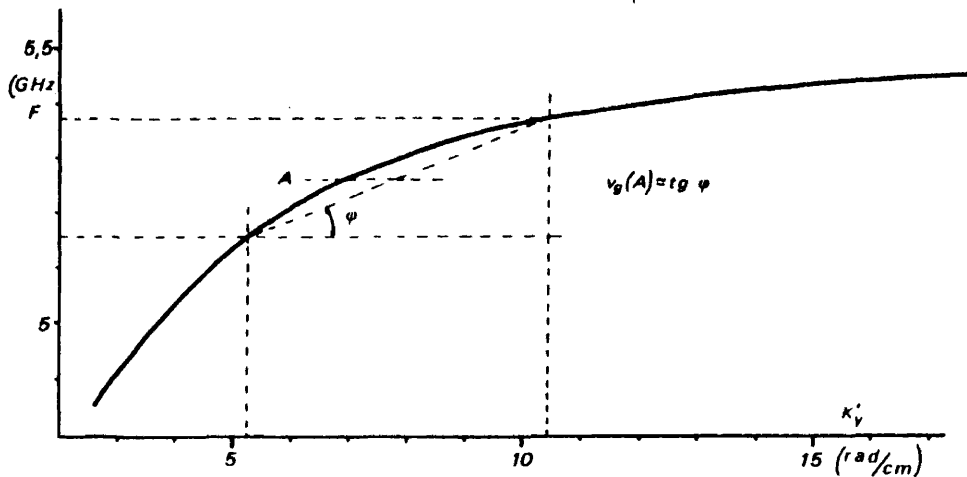


Fig. IV,27 - Posición teórica en el diagrama de Brillouin del modo S de la estructura Y220-Rexolite (s=12 mm) con $H_0=1000$ Oe.

Tenemos por tanto una separación entre ambos valores que no llega al 5% del valor teórico, lo cual es más que aceptable dado el procedimiento de evaluación.

De todo ello se puede concluir que el comportamiento experimental del modo S respecto a todos los parámetros es similar al previsto teóricamente, a excepción de la frecuencia de resonancia, que se sitúa en valores ligeramente más altos.

f) Medida de las pérdidas de propagación del modo S.

Esta medida se ha realizado de manera análoga a la de los modos VB. Presentamos dos ejemplos en las figuras IV,28 y IV,29 correspondientes a distintas resonancias del modo, en las figuras IV,19 y IV,20 respectivamente.

Es significativo comparar estos resultados con los presentados en las figuras IV,24 y IV,25, por cuanto se pone en evidencia la minuciosidad necesaria para la localización de algunas resonancias.

La tabla de valores correspondientes a los casos presentados es la siguiente:

Figura	IV,28	IV,29	
Resonancia	1ª	2ª	
F (GHz)	3,170	3,354	
λ_0 (cm)	9,4637	8,9445	
Q_0	35,21	28,05	
K_y' estimado (rad/cm)	2,62	5,24	
P(dB/cm)	exp.	0,0208	0,0146
	teor.	$\approx 0,4$	≈ 2

(valores teóricos estimados a partir de la figura III,23).

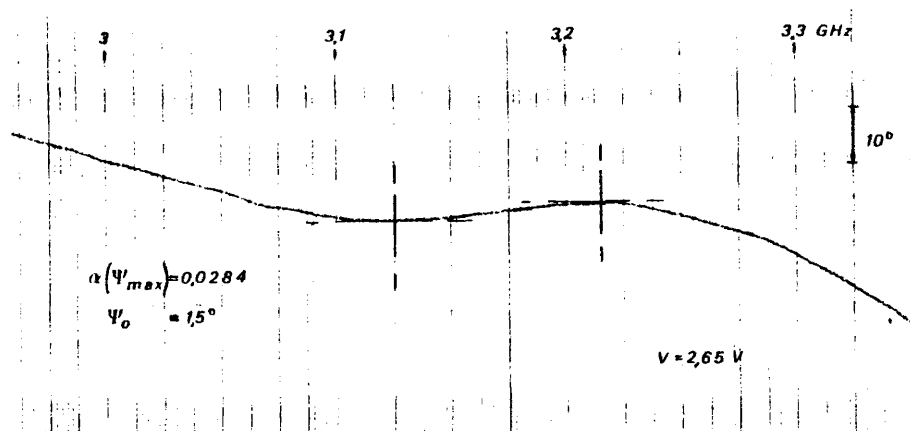


Fig. IV,28 - Fase del coeficiente de reflexión de la estructura Y220-Rexolite (s=3 mm, l=12 mm).

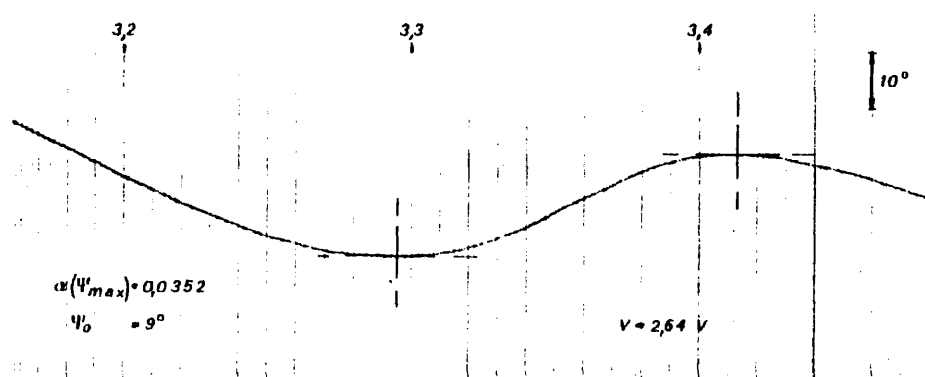


Fig. IV,29 - Fase del coeficiente de reflexión de la estructura Y220-Stycast 16 (s=3 mm, l=12 mm).

Se observa la misma discrepancia entre experiencia y teoría que existe en la respuesta de los modos VB, siendo de aplicación igualmente los argumentos allí expresados; a este respecto, la variación de las pérdidas con ΔH para la estructura de la figura IV,28 puede verse en la figura III,29.

g) Identificación de los modos de volumen por encima de la resonancia.

Todos los planos (V,F) que presentamos evidencian la existencia de resonancias que evolucionan de forma análoga a como deberían hacerlo los modos teóricos VA y VD. Se observa, en la zona prevista, la existencia de resonancias que varían claramente en frecuencia con el campo aplicado, aunque esta variación no llega a ser la esperada (ver fig. IV,22), pues presenta una menor pendiente que tiende a cero al disminuir el campo. Este hecho, similar al observado con los modos VB, nos lleva a considerar la posibilidad de que, en estas zonas, las curvas de resonancia estén acopladas con otras propias de la estructura, excluida, la ferrita.

En consecuencia, y dado que los modos VA no presentan una particularidad esencial que nos permita medirlos, tal como la resonancia de la familia VB, consideramos que la respuesta experimental obtenida, en este caso, no es lo bastante buena como para asegurar la identificación concluyente de estos modos. Así pues, hemos de limitar los resultados de la experiencia, en este punto, a dar testimonio de la existencia de resonancias propias del medio ferrimagnético, probablemente pertenecientes a modos VA por verificar las siguientes características de la familia:

- aumento de pendiente al aumentar el campo aplicado
- mayor número y densidad de curvas de resonancia a frecuencias altas

Algo similar sucede con el modo VD, no resultando tampoco terminante su identificación por este procedimiento de medida, pues aunque sus resonancias se sitúan en la zona de permeabilidad negativa, lo que en principio conduciría a su identificación, ésta no resulta fácil, dada la poca pendiente esperada en función del campo aplicado (ver figs. IV,22 y III,35) y la aún menor observada, con lo que es posible confundir las resonancias con otras propias de los dieléctricos, estables en frecuencia al variar el campo.

No obstante, resulta patente la existencia en algunos planos (V,F) de, al menos, un cruce de una curva de resonancia con la línea LVA. El hecho de que

tal cruce no aparezca en todos los planos (V,F) resulta homologable con la teoría según la cual, dicho cruce depende del dieléctrico que soporta la propagación y de la anchura de plaqueta.

También se debe mencionar un hecho que consideramos importante por cuanto contradice las previsiones teóricas del análisis de la estructura de dos dioptrios: la existencia de una respuesta similar a la que pensamos es debida a estos modos, en estructuras con dieléctricos cuya permitividad supera a la de la ferrita. Tal es el caso de las figuras IV,20 y IV,21, en las que el incumplimiento de la condición (I-13) implicaría, en teoría, una propagación transversal en los dieléctricos.

Es evidente que la situación hipotética de medios dieléctricos semi-indefinidos no se presenta en la experiencia, pues como se dijo al principio del capítulo, ambas plaquetas de dieléctrico tienen límite según todas las direcciones, y por lo tanto, la estructura a estudiar debería tener cuatro dioptrios y cuatro dieléctricos, lo que implicaría serias dificultades de resolución numérica, tema que, por otra parte, sobrepasa los objetivos de este trabajo. En esta estructura podría existir una propagación de volumen en los dieléctricos adyacentes a la ferrita ya que en ellos no sería de aplicación la condición (I-13). Sin entrar en nuevos problemas de cálculo numérico, hemos planteado en un Apéndice la estructura de tres dioptrios, como paso intermedio, que permite justificar la viabilidad de existencia de soluciones válidas para ella y que puedan considerarse como perturbación de la VD para dos dioptrios, sea o no válida físicamente.

Dada la pendiente experimental obtenida, claramente menor que la teórica, resulta poco prudente realizar la medida de la velocidad de fase del modo VD por un método de resonancia como el descrito en este Capítulo; en el siguiente, dedicado a la aplicación a dispositivos, se plantea una medida en transmisión de este modo. Por lo que respecta a los modos VA, su poco interés práctico aconseja conformarse con los escasos resultados obtenidos, sin plantear nuevas experiencias.

h) Otras resonancias

Es patente la presencia en casi todos los planos (V,F) de un grupo de resonancias, en número alrededor de cuatro, que se sitúa en las proximidades de la línea LVA, y fácilmente localizable por sus pendientes de evolución, similares a la de la línea LVA, así como por la separación en frecuencia existente entre ellas (unos 0,2 GHz) como se observa por ejemplo en la figura IV,14.

También se ha observado en algunas estructuras experimentales la existencia de una resonancia aislada situada por debajo de la línea LVB, cuya evolución tiene también la misma pendiente que las anteriores.

Dada la situación y evolución con el campo aplicado de estas dos familias de resonancias, es evidente su no adscripción a las soluciones teóricas de la estructura de dos dioptrios, por lo que la justificación de su presencia ha de basarse en otros criterios.

Para ello, exponemos a continuación las particularidades que hemos observado en su comportamiento:

- i - La pendiente de todas estas curvas en los planos (V,F) tiene un valor muy aproximado al de la constante giromagnética (2,8 MHz/Oe).
- ii - La posición en frecuencia no se altera significativamente al variar la geometría de la plaqueta y la permitividad de los dieléctricos.
- iii - La distancia en frecuencia que separa ambas familias se mantiene siempre entre 4,7 y 5,2 GHz, dependiendo del número de curvas que componen la que se localiza a frecuencias altas, como se observa claramente en las figuras IV,16 a IV,21.
- iv - La variación en el número de curvas de un plano (V,F) a otro puede ser achacable a la pérdida visual de la resonancia en su seguimiento en frecuencia al realizar la experiencia, dada la muy pequeña variación de la fase del coeficiente de reflexión que, en general, presentan. De hecho, en la resonancia que se sitúa por debajo de la línea LVB, la decisión sobre su presencia llega a ser subjetiva, razón por la cual no aparece en todos los planos (V,F), sino tan so-

lo en aquellos en que es medible ($\pm 1^\circ$) la variación de la fase del coeficiente de reflexión.

v - La respuesta que se encuentra por debajo de la línea LVB viene a situarse muy aproximadamente sobre la resonancia de μ_+ .

vi - Ambas respuestas existen tanto a campos fuertes como a débiles.

Todas estas particularidades nos llevan a identificarlas como posibles resonancias naturales del medio ferrimagnético pues, como se dice en la referencia bibliográfica (3) y en la (1) del capítulo I, pueden ser debidas a la precesión amortiguada de los momentos magnéticos de los espines que origina el campo magnético de microondas, incluso en ausencia de campo aplicado; subsiste entonces, una polarización del medio por el campo de anisotropía. Para este caso, según lo expuesto en la referencia (1) del capítulo I, la división de la ferrita en dominios da lugar a la aparición de resonancias naturales del medio cuando los vectores imanación propios de cada dominio precesionan en fase, dando lugar a la resonancia ferromagnética en la frecuencia γH_A , siendo H_A el campo de anisotropía. En el caso extremo de dominios de sección cuadrada imanados paralelamente pero en sentidos alternativamente contrarios se presentaría la resonancia a la frecuencia $\gamma (H_A + 4\pi M_s)$.

Resulta así que con una distribución cualquiera de dominios puede presentarse la resonancia natural de una ferrita no polarizada en un margen de frecuencias

$$\Delta\omega = \omega_M = \gamma 4\pi M_s$$

cuyo límite inferior es γH_A .

Volviendo al caso de nuestra experiencia, creemos lícito suponer que se induce la existencia de algunos dominios periféricos como consecuencia de la ineludible inhomogeneidad del campo interno en la plaqueta de ferrita, inhomogeneidad que resulta relativamente importante por la pequeñez de la plaqueta. En cualquier caso, parece lógico suponer que la componente dominante del campo aplicado

obligará a que la estructura de dominios no sea muy diferente de un alineamiento de direcciones de imanación paralelas, con ambos sentidos.

Por todo ello, al ser despreciable el campo de anisotropía de estas ferritas frente al campo interno, parece justificada la aparición de absorciones en los alrededores de la resonancia de precesión natural ω_0 (como en efecto sucede) y en valores próximos, pero inferiores, a $\omega_0 + \omega_M$. Dado que para las ferritas de las experiencias los valores de ω_M son 5379 y 4900 MHz, la familia de resonancias situadas cerca de la línea LVA podría ser también achacada a la estructura de dominios antes esbozada.

De cualquier forma, no hemos entrado en una comprobación experimental de estos razonamientos, por cuanto consideramos suficientemente claro que estas resonancias son ajenas a modos de propagación guiados por la estructura en estudio, aunque sean introducidas en la experiencia por el medio ferrimagnético. Nos limitamos, por tanto, a dar testimonio de su existencia, apuntando la justificación que consideramos más plausible, así como la recomendación de un estudio experimental en eventuales dispositivos basados en el modo VD, para evitar la aparición de tales absorciones parásitas.

4.- Conclusiones del estudio experimental

Este apartado tiene por objeto hacer un balance global de la experiencia. Los resultados que se pueden considerar fruto de ella, han sido:

i - La identificación de los modos VB, pues hemos observado la existencia de una familia de resonancias que evoluciona, respecto de los distintos parámetros en juego, según la teoría desarrollada.

ii - La medida de la velocidad de fase de los modos VB, habiéndose localizado distintos puntos del diagrama de Brillouin experimental, que indican un estrechamiento en la banda de existencia respecto a la predicha por la teoría.

iii - La concordancia existente entre las frecuencias experimental y teórica de resonancia de la familia VB.

iv - La identificación del modo S, aunque su posición en frecuencia discrepa de la teórica, encontrándose a frecuencias ligeramente superiores.

v - Confirmación de la evolución teórica del modo S con los distintos parámetros, obteniéndose como corolario que la velocidad de grupo está en razonable acuerdo con lo predicho por la teoría.

vi - La identificación, aunque precaria, de los modos VD y VA, la cual lleva consigo los primeros atisbos de la existencia real de dichos modos con dieléctricos de permitividades altas, que negaba el modelo matemático y cuya justificación se encuentra en el Apéndice.

vii - La identificación del riesgo de existencia de absorciones parásitas, supuestamente debidas a inhomogeneidades del campo en pequeñas plaquetas, que podrían condicionar el diseño de dispositivos.

Entre los aspectos negativos de la experiencia debemos citar como más importantes:

i - La imposibilidad de realizar con este dispositivo experimental medidas fiables de los modos VA y VD.

ii - La obtención de unos valores excesivamente optimistas de las pérdidas de propagación, que aparentemente no se corresponderían con los bajos valores de Q_0 observados, y que se encuentran muy por debajo de la predicción teórica.

Como conclusión, podemos considerar suficiente el conocimiento de los modos VB y S dado conjuntamente por el modelo matemático y la experiencia, y para los efectos prácticos, también de los VA.

Queda por realizar un nuevo estudio experimental del modo VD en base a medidas en transmisión, lo cual se hará en el Capítulo V, asociándolo al es-

tudio de las aplicaciones más importantes de este modo.

5.- Bibliografía

- (1) DIAZ GARCIA, J.- "Medidas en Microondas", C.S.I.C. 1965.
- (2) GINZTON, E.J.- "Microwave Measurements", Mc Graw-Hill 1957.
- (3) SMIT, J. y WIJN, H.P.J.- "Ferritas", Biblioteca Técnica Philips 1965.

Capítulo V

APLICACION A DISPOSITIVOS

1.- Discusión de posibilidades teóricas

Como consecuencia de lo expuesto en los capítulos precedentes, centraremos este estudio de posibles aplicaciones en los modos S y VD, ya que del resto de modos solo es aprovechable la zona de existencia en solitario del fundamental de la familia VB, zona en la que por encontrarse relativamente lejos de la resonancia de la ferrita, sus posibles prestaciones pueden conseguirse más cómodamente, y en banda más ancha, con guías en H no ferrimagnéticas.

Las características de los modos S y VD que juzgamos más interesantes para su aplicación a dispositivos son:

i - La baja velocidad de grupo del modo S, la cual pudiera dar lugar a retardos aceptables que, aunque menores a los obtenidos por las líneas de retardo convencionales, contarían "a priori" con la ventaja de no necesitar en su diseño elementos transductores al tratarse de una propagación puramente electromagnética.

ii - La diferente velocidad de fase de ambos modos en estructura asimétrica, cuando se cambia el sentido de propagación. La teoría dice que deberán obtenerse mayores desfasajes diferenciales con el modo S que con el modo VD, trabajando el primero en banda estrecha y el segundo en banda ancha. El empleo de esta característica podría aplicarse, por tanto, a un desfasaje diferencial. Si la estructura fuera simétrica, se obtendría un desfasador recíproco.

iii - Por último, en virtud de lo expuesto en el Capítulo IV y en el Apéndice, existe la posibilidad de propagación al considerar dieléctricos cuyo indice de refracción es tal que no se cumple la condición (I-13). Ello se traduce en la posibilidad de diseño de aisladores al situar un dieléctrico absorbente en estructura no recíproca. También se podrá, por razones similares, pensar

en desfasadores más eficaces al trabajar con dieléctricos de permitividades muy diferentes, empleando como soporte el modo VD.

En suma, con este capítulo, en el que nos limitamos a justificar con resultados experimentales la viabilidad de los efectos pretendidos, se completa la lista de objetivos de este trabajo, quedando fuera de él la optimización y diseño de prototipos.

Las experiencias a desarrollar deberán, por otra parte, cubrir las medidas de características del modo VD que no pudieron realizarse con la experiencia descrita en el Capítulo IV. Para ello se realizarán medidas en transmisión, según un diagrama de bloques similar al de la figura IV,5, donde únicamente se varía la función del analizador de circuitos, que entonces medía en reflexión. El dispositivo de medida empleado ahora es similar al de la figura IV,2, sustituyendo el cortocircuito terminal por el circuito de salida de la línea, presentando así simetría respecto del plano perpendicular a la dirección de propagación que divide a la plaqueta de ferrita en dos mitades.

Se ha centrado el interés de esta nueva serie de experiencias en la medida de las características que a continuación se exponen (cada una de las cuales se trata en un apartado de este Capítulo):

- velocidad de fase del modo S; observando su variación en el diagrama de Brillouin obtendremos una nueva medida de la velocidad de grupo, que eventualmente mostrará la viabilidad de la unidad de retardo.

- velocidades de fase del modo VD en estructura no recíproca; de ellas se desprenderá la posibilidad de diseño de desfasadores diferenciales.

- pérdidas de transmisión del modo VD al emplear un absorbente en estructura no recíproca; de su diferencia se deducirá la aplicabilidad de la estructura a la realización de aisladores.

2.- Unidad de retardo

Hemos realizado la medida de la velocidad de fase del modo S situando en primer lugar los dieléctricos Rexolite y Stycast-9 junto a la ferrita Y220, con la geometría de 6 mm de anchura y 12 mm de longitud; a continuación se ha repetido la medida sustituyendo el Stycast-9 por Stycast-30. Todos estos materiales han sido empleados en el capítulo IV, citándose allí sus características.

Realizando la experiencia sobre la estructura asimétrica podemos, al invertir el campo aplicado, guiar la propagación del modo S por uno u otro dioptrio, observándose entonces la influencia del dieléctrico. Debemos mencionar que se ha comprobado experimentalmente que en todas las respuestas obtenidas se verifica la superposición al invertir el campo y la posición del dispositivo, es decir, cambiando entrada por salida (no hay que olvidar que el acople progresivo utilizado es el mismo a ambos lados).

El tarado del analizador en fase se ha realizado midiendo una línea microbanda 50Ω sobre sustrato de Stycast-9, que es el mismo de los acoplos progresivos empleados; la longitud de esta línea es igual a la del dispositivo a medir. De esta forma se ha tomado como referencia en el diagrama de Brillouin el valor de K'_y impuesto por la longitud de onda en la línea microbanda sobre sustrato de permitividad 9, que según las tablas contenidas en (1) es:

$$\lambda_{mb} \approx \lambda_0 / 2,5$$

Así hemos obtenido el diagrama de Brillouin que presentamos en la figura V,1, utilizando la expresión:

$$K'_y = \frac{\psi}{l} + \frac{\lambda_0 \omega}{\lambda_{mb} c}$$

donde l es la longitud de la plaqueta de ferrita, y ψ la diferencia de fase en transmisión con respecto a la línea de tarado. En dicha figura se comparan los resultados obtenidos con los teóricos a 500 Mc, valor del campo interno a que correspondería la tensión aplicada al electroimán (ver figs. IV,6 y IV,7).

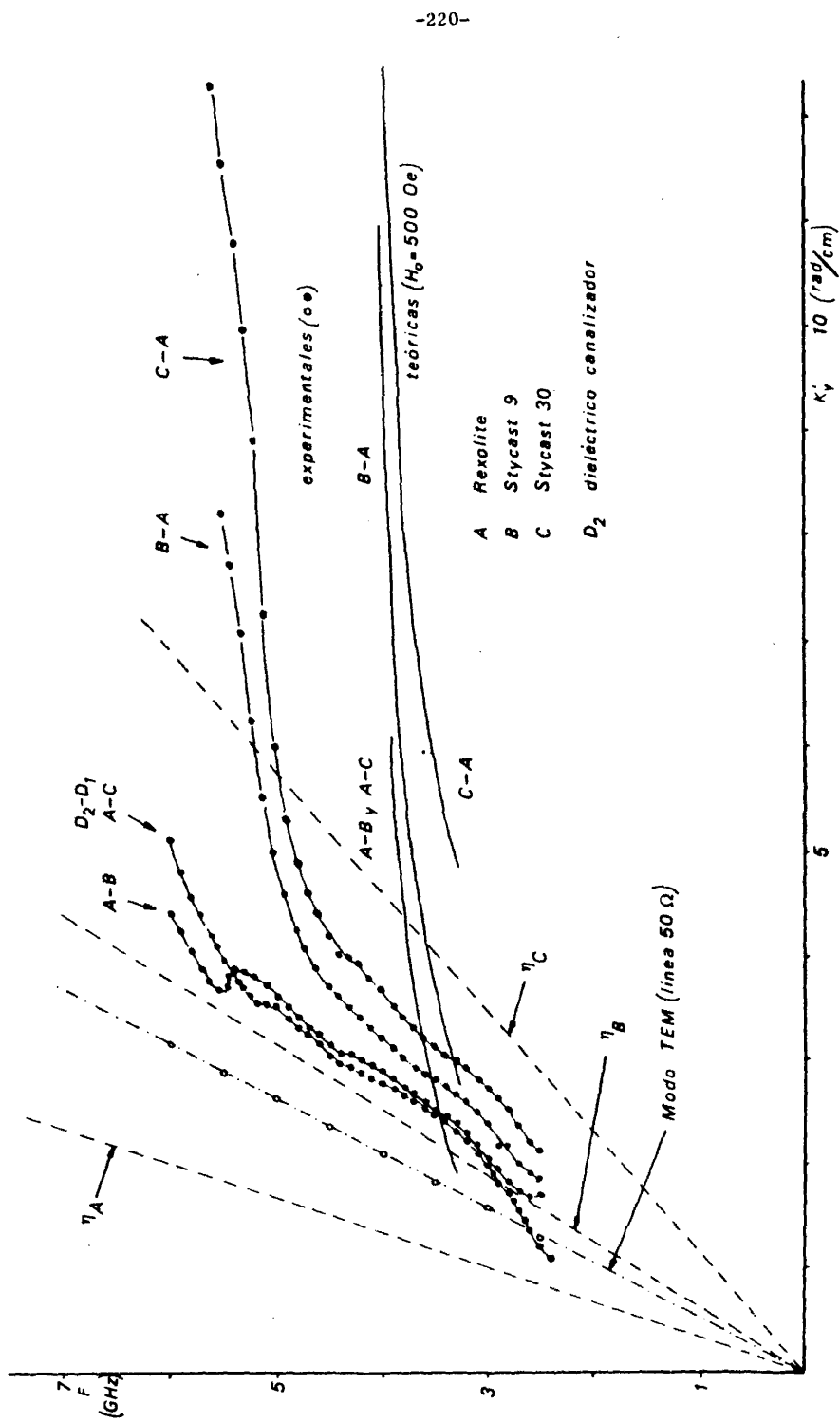


Fig. V.1 - Diagrama de Brillouin experimental del modo S en estructura no recíproca. Y220 ($V=3,6$ V, $s=6$ mm, $l=12$ mm).

Esta medida corrobora el resultado obtenido en el capítulo anterior de que la resonancia del modo de superficie se sitúa a frecuencias superiores a las teóricas, implicando un ensanchamiento de la banda de existencia, ya que según se observa en la figura, la frecuencia de corte no sufre el mismo desplazamiento hacia arriba que la frecuencia de resonancia.

También parece concluirse una cierta influencia del segundo dieléctrico, a pesar de ser bastante ancha la plaqueta de ferrita, según se desprende de las fluctuaciones observadas sobre la respuesta correspondiente al dieléctrico de baja permitividad.

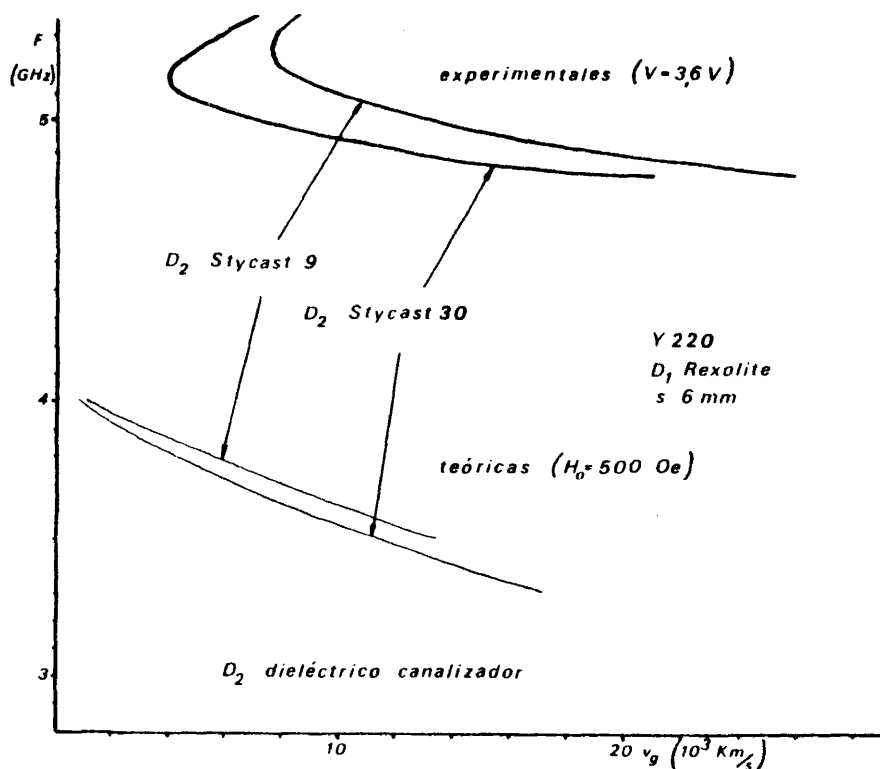


Fig. V,2 - Variación de la velocidad de grupo del modo S en función de la frecuencia (estructura no recíproca).

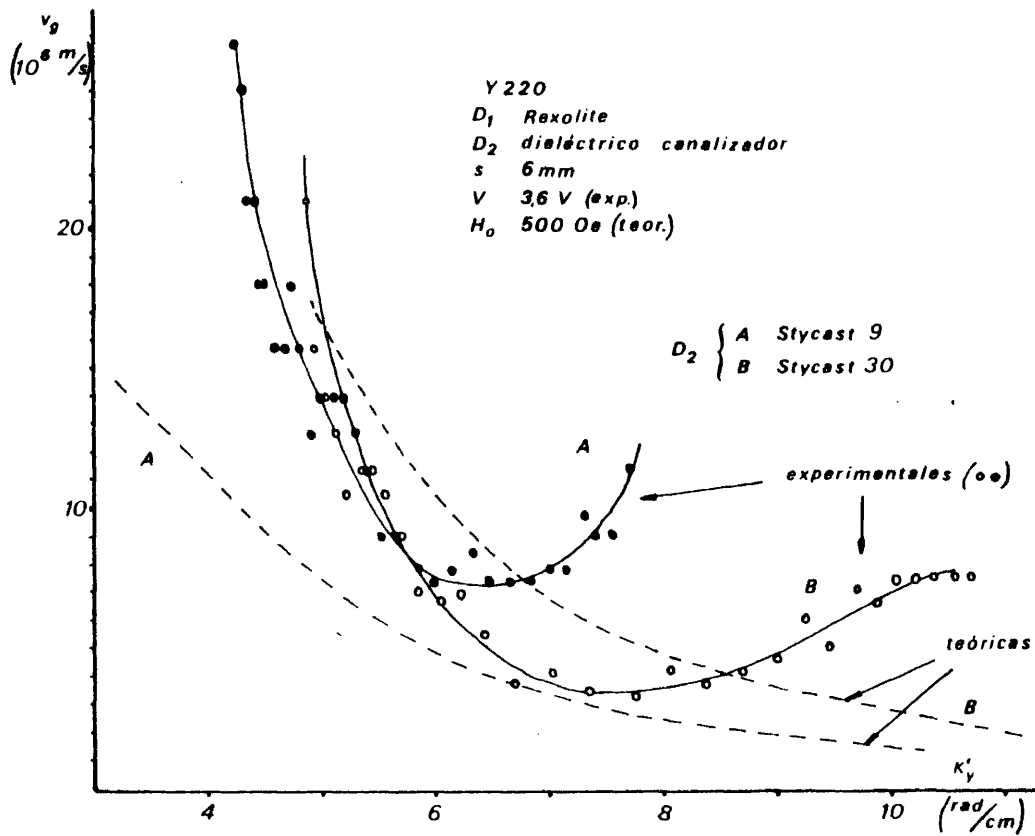


Fig. V,3 - Variación de la velocidad de grupo del modo S en función de la constante de propagación (estructura no recíproca).

A partir de la figura V,1, se han obtenido una serie de valores aproximados para la velocidad de grupo de la propagación más lenta en cada caso (la canalizada por el dieléctrico de mayor permitividad), calculando la pendiente de la cuerda que une puntos consecutivos, valores que presentamos en las figuras V,2 y V,3 en función de la frecuencia y de la constante de propagación (k'_y) respectivamente.

En ellas queda claro que el valor experimental de la velocidad de grupo se aproxima tanto más al teórico cuanto más alta es la permitividad del die-

léctrico que canaliza la propagación. En líneas generales es buena la concordancia existente entre ambas respuestas, aunque no se observa la fuerte disminución prevista teóricamente para las proximidades de la resonancia; a este respecto, es concluyente la figura V,2 que muestra un retroceso en las velocidades de grupo experimentales cuando la frecuencia se aproxima a la de resonancia.

Los resultados mostrados nos han hecho concebir fundadas esperanzas de obtener unidades de retardo cuyo soporte sea el modo S, capaces de concurrir competitivamente con las realizadas a base de otras tecnologías, en especial la propagación de ondas magnetostáticas en láminas delgadas de ferrita (ver (2) y (3)), terreno en el que el avance tecnológico es muy rápido actualmente.

La utilidad de estos dispositivos se centra, sobre todo, en el campo de las antenas de barrido electrónico (4), donde tales líneas de retardo moderado pueden sustituir en un futuro próximo, con ventaja económica, a los desfases realizados por técnicas convencionales.

Presentamos a continuación, casi en su totalidad, el estudio referenciado en (5) sobre la viabilidad de existencia de este tipo de línea de retardo, en el que se evalúan sus posibles prestaciones y optimización. Este trabajo utiliza como base el modelo teórico del modo S, y lo presentamos ahora sin perjuicio de que sus conclusiones sean revisadas a la luz del conocimiento experimental de este modo.

El problema planteado es por tanto la optimización teórica de una unidad de retardo, para lo cual utilizaremos tres variables, que al acotarlas según las exigencias de cada caso, permitan asegurar el buen funcionamiento de la línea. Esas variables son:

- κ_y^0 , que mide las pérdidas por unidad de longitud de la línea,
- $df/d\kappa_y^0$, que mide, salvo un factor, la velocidad de grupo,
- y la tercera, el producto de las dos anteriores, que podemos denominar

como demérito (D) y que da las pérdidas por unidad de tiempo retardado, que debe ser, evidentemente, minimizado, y de ahí el nombre impuesto.

Eventualmente, y para ciertas aplicaciones, puede ser definido un factor de calidad (Q) como el cociente entre la banda de funcionamiento y el demérito.

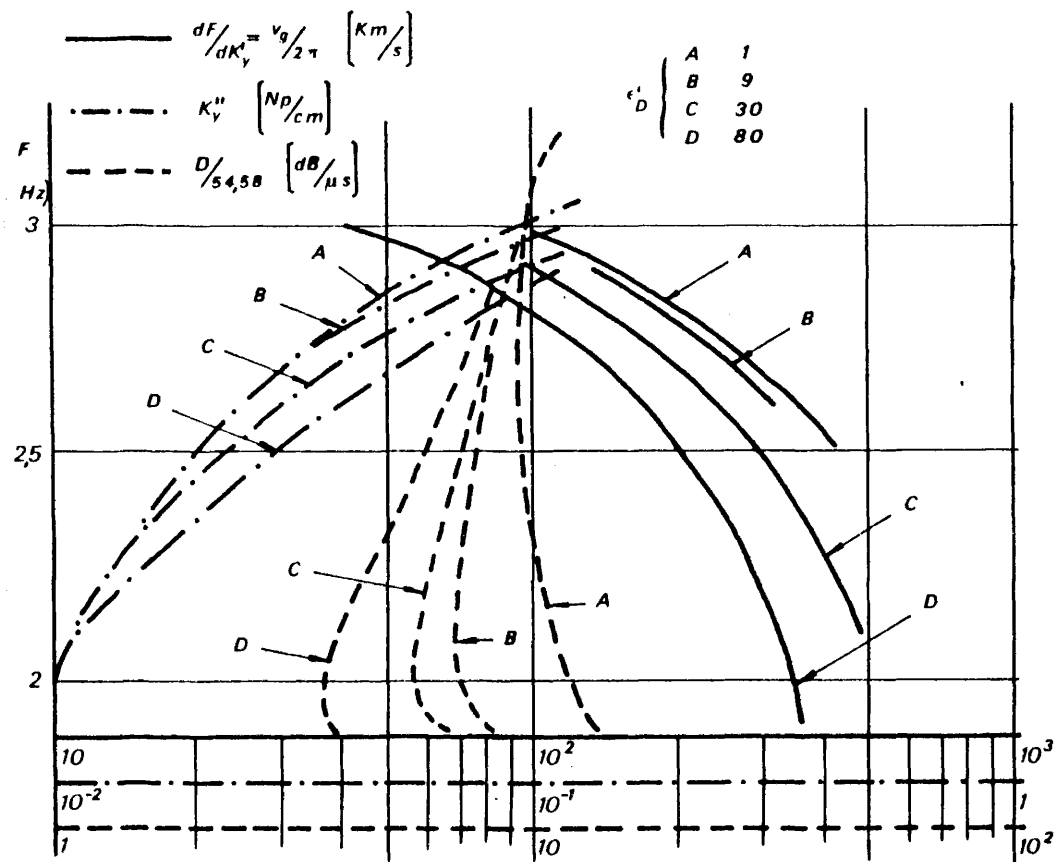
Resulta conveniente fijar los órdenes de magnitud que deben alcanzar estos parámetros para que los dispositivos resultantes sean efectivamente aplicables al uso principal ya mencionado. Así pues, el tiempo de retardo máximo a introducir en una antena de barrido electrónico es del orden de magnitud del tiempo requerido por la onda electromagnética para recorrer una distancia igual a la envergadura de la antena; considerando antenas comprendidas entre 3 y 300 m se obtienen, por tanto, para los retardos deseados, valores entre 10 y 1000 ns.

Si intentamos fijar ahora un tamaño máximo de la unidad de retardo que la haga realmente superior a las concepciones clásicas, caeremos en longitudes en torno a 1 cm, lo que implica la necesidad de llegar a velocidades de grupo comprendidas entre 1000 y 10 Km/s.

Para terminar, aceptaremos unas pérdidas globales no superiores a 1dB, lo que significa que se deben conseguir valores de K_y'' en torno a 0,1 Np/cm o inferiores.

Como consecuencia de todo lo expuesto, se deduce que el demérito de las unidades de retardo deseadas se situará entre 10 y 0,1 dB/μs. Estos valores serían fuertemente competitivos o incluso superiores a los de cualquier otro tipo ya desarrollado de líneas de retardo, pero no hay que olvidar que el planteamiento está hecho en torno a retardos de nanosegundos y las líneas de retardo convencionales lo están en torno a los microsegundos.

En las figuras V,4 a V,6, presentamos la evolución de los parámetros dichos en función de las dos variables que más afectan a la dispersión del modo S (ϵ_D' y s) y en función de $\Delta\Omega$, que resultará fundamental a la hora de evaluar las pérdidas.

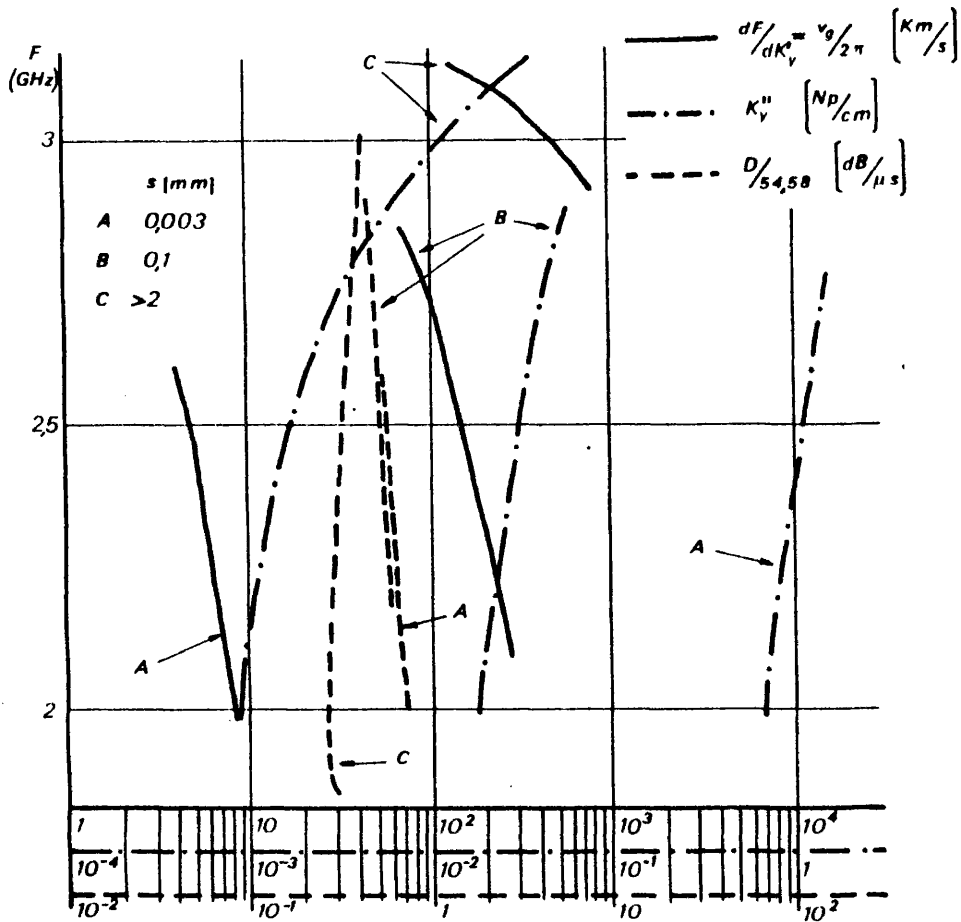


$4\pi M_s = 1905 \text{ G} ; \Delta H = 7,7 \text{ Oe} ; H_0 = 200 \text{ Oe} ; s > 2 \text{ mm}$

Fig. V,4 - Prestaciones de las unidades de retardo en banda S. Variación con la permitividad.

De la observación de estas figuras se obtienen las conclusiones siguientes:

- las velocidades de grupo más pequeñas se sitúan para las frecuencias más altas de la banda de existencia del modo de superficie, disminuyendo al aumentar la constante dieléctrica (ϵ'_D) y al disminuir la anchura de la plaqueta (s). Por otra parte, existe un valor de s, a partir del cual, al aumentarlo, las variaciones de las curvas son muy leves y pueden ser asimiladas, con error despreciable, a las presentadas por este mismo modo en



$4\pi M_S = 1905$ G ; $\Delta H = 0,3$ Oe ; $H_0 = 200$ Oe ; $\epsilon_D' = 80$

Fig. V,5 - Prestaciones de las unidades de retardo en banda S. Variación con la anchura de plaqueta.

una estructura de un único dioptrio. Las variaciones respecto de ΔH , son relativamente débiles.

- Las pérdidas, como era de suponer, están gobernadas fundamentalmente por el valor de ΔH . Respecto de los otros parámetros, crecen al hacerlo la frecuencia y las pérdidas del dieléctrico y al disminuir s .

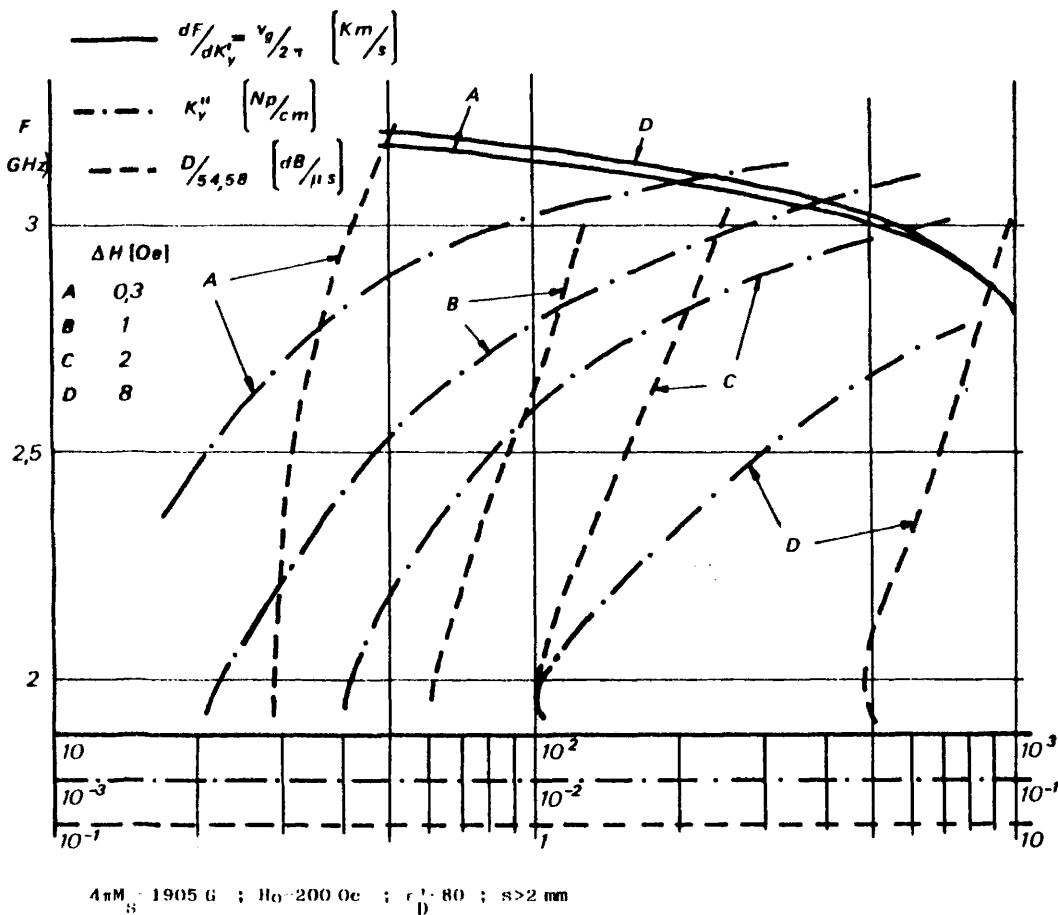


Fig. V,6 - Prestaciones de las unidades de retardo en banda S. Variación con la anchura de raya.

- En cuanto al demérito, se observa que se puede conseguir una buena estabilidad con la frecuencia, pero en una zona que, en general, no coincide con la de los valores mínimos obtenibles. Por tanto, se deduce que este parámetro debe ser considerado únicamente como valor macroscópico representativo de la unidad de retardo y que la optimización debe ser hecha en función del factor de calidad para aplicaciones en banda ancha, y en función de la prestación que se considere fundamental para aplicaciones a frecuencia fija.

Por consiguiente, la optimización de estas unidades de retardo deberá basarse en los criterios siguientes:

- La frecuencia de trabajo determinará, con escasa ambigüedad, la elección de la ferrita, dado que la situación de la zona de funcionamiento del posible dispositivo dependerá de los valores de Ω_M y Ω_0 , conforme a lo expuesto en los capítulos II, III y IV. Así, deberemos trabajar con altos valores de Ω_M para alcanzar la zona elegida con campos lo más pequeños posibles, pero pensando siempre en la limitación que representa el hecho de que la resonancia de la ferrita tiende a la del modo de superficie al aumentar el campo aplicado, reduciéndose en consecuencia la banda útil (ver bibliografía (3) del capítulo I).
- Una característica importante de estos dispositivos ha de ser la de mantener tan constante como sea posible el valor de velocidad de grupo en la banda de funcionamiento. Según se desprende de las figuras V,4 y V,5 se obtiene una aproximación a esta condición al disminuir s y al aumentar ϵ'_D ; pero ello acarrea en contrapartida un aumento de las pérdidas, lo que hace evidente la necesidad de trabajar con monocristales u otras configuraciones que garanticen valores muy débiles de la anchura de raya del material ferrimagnético.

De acuerdo con estos criterios, el ejemplo que ilustra, en banda S, la figura V,5 donde se presenta el caso de un granate de $4\pi M_S = 1905$ G con $H = 0,3$ Oe, con dieléctrico de $\epsilon'_D = 80$, se observa como, para un espesor de $0,1$ mm nos situamos en una velocidad de grupo cercana a 1000 Km/s a $2,5$ GHz, que admitiendo un margen de ± 20 Km/s nos da un ancho de banda de $0,15$ GHz, lo que nos daría un factor de calidad $Q = 278$.

Por otro lado, y para un valor de $s = 3\mu$ obtenemos, a la misma frecuencia, velocidades de grupo del orden de 30 Km/s que, con el mismo criterio anterior para la definición de la banda pasante, nos permite cubrir del orden de $0,8$ GHz y por lo tanto el factor de calidad pasa a ser de 1454 . El primer caso,

de acuerdo con lo expuesto anteriormente, sería el indicado para una aplicación a frecuencia fija, mientras que el segundo lo sería para un funcionamiento en banda ancha, siempre que el retardo total deseado no arrastre el valor de las pérdidas de inserción a niveles prohibitivos.

Otro caso interesante a considerar es el de 17 GHz, frecuencia a la que se presupone se situarán las bandas de comunicaciones antes del final de esta década. Para ella hemos considerado dos ferritas; una, la ya citada para el ejemplo de banda S; la otra, la ferrita de litio de mayor $4\pi M_s$ entre las comerciales, que pudiera resultar interesante por tener una anchura de raya notoriamente mayor, lo que permitiría, en principio, separar algo más las resonancias de la ferrita y del modo de superficie. El estudio comparativo de ambas ferritas que omitimos en aras de la brevedad, da valores mucho mayores de Q para el granate (caso que presentamos en la fig. V,7) que para la ferrita de litio, aunque ésta mantendría un comportamiento casi idéntico sobre una banda de 500 MHz.

En la figura V,7 se observa cómo, con un espesor de plaqueta de 10^{-2} mm, y con un margen de 10 Km/s, se obtiene una anchura de banda de 50 MHz, lo que implica un factor de calidad de 156. Por otra parte, si trabajamos a la misma frecuencia pero con espesor 10 veces menor, tendremos velocidades de grupo del orden de 2,5 Km/s con una anchura de banda de 120 MHz, dando un factor de calidad de 273.

Resulta patente que se pueden hacer, respecto de este ejemplo, las mismas reflexiones que las apuntadas sobre el anterior, pero se debería añadir una llamada de atención sobre la disminución fulminante de la banda pasante, sobre todo si se la considera en términos relativos; efecto derivado, como ya hemos indicado, de la proximidad en frecuencia de las dos resonancias.

A lo largo del estudio analítico de estas unidades de retardo se han mostrado como críticos ciertos valores de algunos de los parámetros de diseño; en concreto, la anchura de raya de la ferrita debe ser tan pequeña como sea posible, la permitividad del dieléctrico debe ser muy elevada (con pérdidas débi-

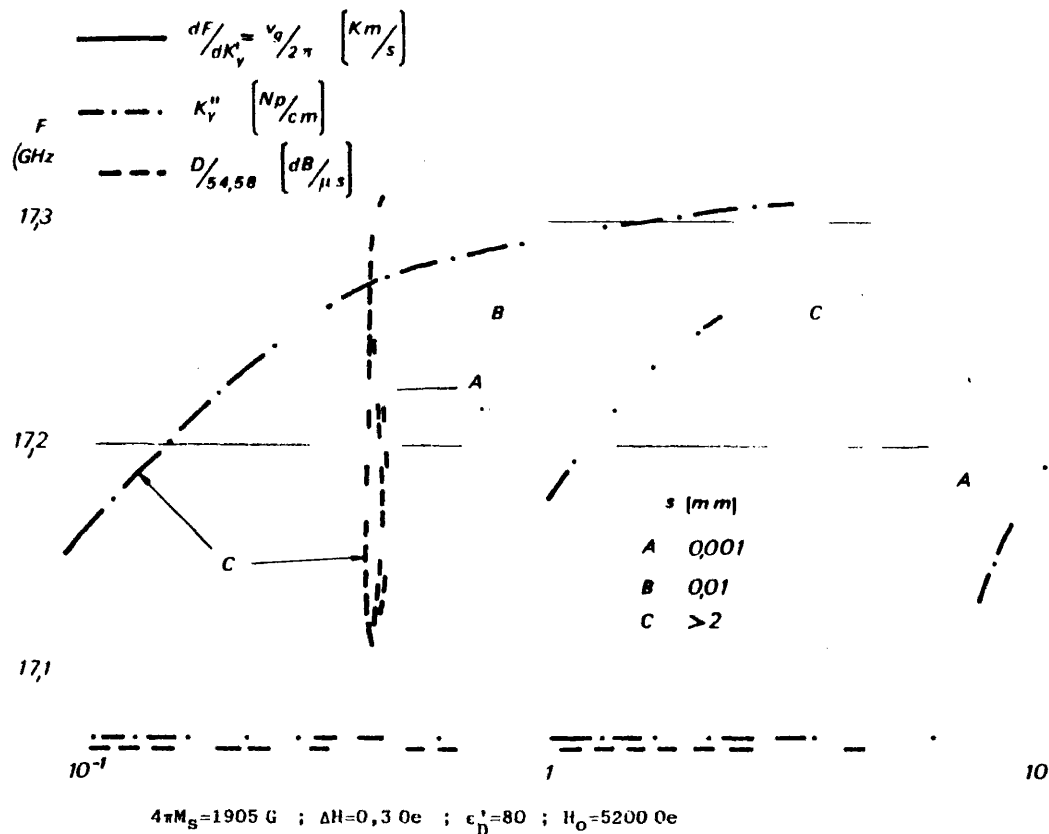


Fig. V,7 - Prestaciones de las unidades de retardo en banda Ku. Variación con la anchura de plaqueta.

les) y la anchura de plaqueta se orienta hacia dos situaciones contrarias según la prestación prioritaria del dispositivo: en un caso (pérdidas globales pequeñas), la anchura debe ser suficientemente grande para que la respuesta sea muy próxima a la de la estructura de un dioptrio, lo que viene a conseguirse en el orden de magnitud de 1 mm (evidentemente, con influencia importante de la frecuencia de trabajo); en el otro caso (muy baja velocidad de grupo en una banda) ha de tenderse a anchuras inferiores a 0,01 mm. Esto, unido a los valores deseados de anchura de rayo, apunta al empleo de monocristales (de cualquier ferrita que se desee) o de láminas delgadas (cuando el valor de s sea pequeño) crecidas

por epitaxia o pulverización catódica, tecnologías suficientemente avanzadas para algunos tipos de ferrita, en especial los granates. Una técnica intermedia sería la pulverización de plasma de arco que permitiría alcanzar a un bajo costo los espesores más altos del rango deseado. Solo si esta técnica se aplica con éxito a la deposición de granates, obteniendo una muy baja anchura de raya (entre 7 y 10 \AA) podrá acudir a ella para conseguir retardos fuertes en banda relativamente ancha con pérdidas medias.

En lo que se refiere al dieléctrico, los problemas pueden provenir, como consecuencia de la dureza que suelen presentar estos materiales, de la mecanización de las piezas, sean pequeños ortopedros para acompañar a los monocristales, sean substratos sobre los que epitaxiar o pulverizar la ferrita. En cualquier caso, desde el dióxido de Ti ($\epsilon'_D \approx 80$) a los niobatos o titanatos sobre los que, con cierta frecuencia, se recrecen los granates, existe una gama relativamente amplia de materiales dieléctricos utilizables en los dispositivos que nos ocupan.

Por último, y como cierre del apartado, digamos que salvo la mención a una supuesta baja impedancia ($< 1\Omega$) que se hacía por error en (5), el estudio experimental enunciado al comienzo de este apartado no modifica sus conclusiones. No es cierto que el modo S presente una impedancia tan baja (véase Cap. III), pero sí es cierta la complicación para conseguir la correcta excitación de este modo a partir de líneas de transmisión normalizadas (50Ω) dada la variación de la impedancia del modo en el estrecho margen de su banda de existencia. También es importante el hecho de que donde la experiencia realizada concuerda mejor con la teoría es en la zona manifestada como óptima por el estudio que acabamos de presentar. Todo ello, abona la posibilidad de obtención de tales unidades de retardo, al menos para frecuencias inferiores a 20 GHz.

3.- Desfasador diferencial

Al igual que en el apartado anterior, y utilizando la ferrita Y220 con 3 mm de anchura y 12 mm de longitud con plaquetas de Rexolite y Stycast-9 a los lados, se ha realizado la medida de la diferencia entre las velocidades de fase al invertir el campo aplicado, o lo que es lo mismo al cambiar el dioptrio de canalización de la propagación del modo VD (elegido por su mayor anchura de banda).

La figura V,8a muestra las respuestas teórica y experimental en el diagrama de Brillouin y la figura V,8b los correspondientes desfasajes diferenciales. Dichas figuras son la demostración experimental de la existencia del modo VD, completando así un tema que quedó pendiente en el capítulo IV, haciendo válidos los resultados teóricos obtenidos en el Capítulo III y observándose que cuanto menor es la permitividad del dieléctrico, la medida experimental se aproxima más al resultado teórico, al contrario de lo que sucedía con el modo S (ver apartado anterior).

Así pues, la figura V,8b justifica la viabilidad práctica del desfasador diferencial que la teoría predice en banda ancha, aunque la existencia, en nuestro dispositivo, de resonancias parásitas ajenas al medio ferrimagnético limita la banda de funcionamiento como ilustra la figura V,8.

Se ha comprobado, por otra parte, que el número de resonancias parásitas aumenta con la permitividad del dieléctrico y con la frecuencia de trabajo, en especial para el Stycast-30, con el que no se han obtenido zonas limpias de tales parásitos con anchura importante; no obstante, es indudable la existencia del modo VD con dicho dieléctrico, presentando un comportamiento similar al de los de permitividad más baja.

A la vista de las experiencias realizadas, la optimización del desfasador en banda ancha ha de pasar por la eliminación de estas resonancias achacables al sistema de construcción seguido, que enmascaran el efecto deseado.

Dada la pendiente casi constante del modo VD en el diagrama de Brillouin es previsible la obtención de buenos resultados en banda ancha mediante una adap

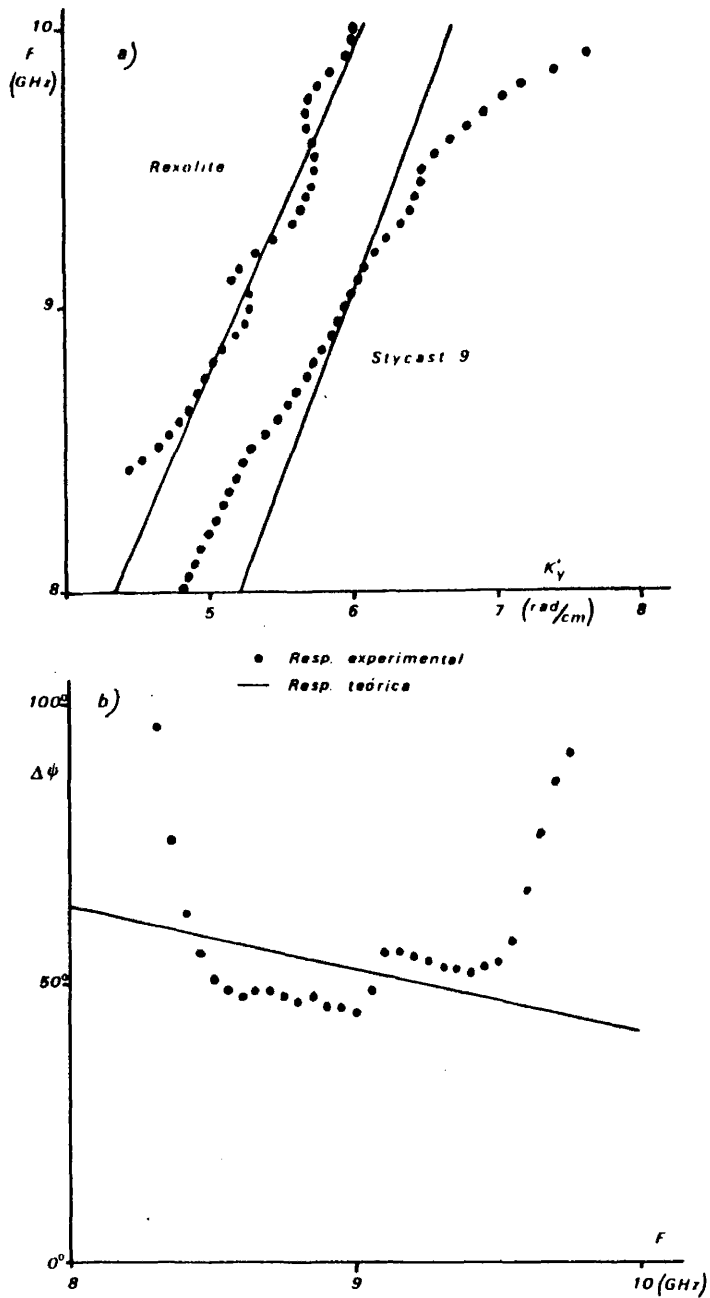


Fig. V.8 - Respuesta experimental del modo VD en estructura no recíproca. a) Diagrama de Brillouin, b) Desfasaje diferencial.

tación por transformadores de cuarto de onda. La baja impedancia que presenta la línea para este modo (ver Capítulo III), puede conseguirse en una banda relativa del 60% (por ejemplo de unos 4 GHz centrada en 7 GHz) a partir de la línea normalizada de 50Ω , mediante solo dos o tres escalones, según se desprende de (6). Tal sistema de adaptación construido sobre alúmina no excedería de 1 cm de longitud, pudiendo incluso reducirse con el empleo de sustratos de permitividad más elevada.

4. Aislador

De acuerdo con lo expuesto en el Apéndice, se puede admitir la posibilidad teórica de existencia de soluciones físicas VD en los dispositivos reales que utilizan dieléctricos cuyo índice de refracción implica el incumplimiento de la condición (1-13), por cuya parte real, acabamos de citar un ejemplo en el apartado anterior. Las características de dicho modo (existencia en banda ancha, pocas pérdidas de propagación y canalización de la energía por un dioptrio) sugieren la idea de utilizarlo como soporte de la propagación en un aislador, si tuando en uno de los dioptrios un dieléctrico absorbente.

Para que la presencia del absorbente no presente trabas a la propagación, cuando la canalización se realiza por el dioptrio no absorbente, habrá que elegir un tamaño apropiado de anchura de plaqueta de ferrita, lo bastante grande como para considerar despreciable el valor del campo eléctrico en el absorbente. Por el contrario, para que el absorbente cumpla su misión, la propagación en sentido opuesto deberá canalizarse por él como modo de volumen, y presentar el típico decaimiento exponencial del modo VD en la ferrita, por lo que para que esta solución pueda considerarse perturbación de la solución VD matemática de la estructura de dos dioptrios (conforme a lo dicho en el Apéndice) la anchura elegida para la plaqueta de absorbente no debe ser pequeña.

Como resultado experimental presentamos la evidencia del distinto nivel que tiene la amplitud del coeficiente de transmisión al invertir la polaridad del electroimán, lo que equivale a cambiar el sentido de propagación. El dispositivo empleado utiliza el montaje en transmisión descrito al comienzo de este capítulo con la ferrita Y220 (6 mm de anchura); como absorbente se ha utilizado una plaqueta de grafito de 4 mm de anchura, cuya permitividad relativa es 4,5 y su tangente de pérdidas es de 0,1 (según (7)) y al otro lado se ha colocado una plaqueta de Rexolite de 8 mm de anchura; la longitud de gufa en H es de 12 mm y su altura 1,3 mm.

La figura V,9 muestra el desplazamiento de la banda de funcionamiento, al variar el campo magnético aplicado; el comienzo de la banda podría señalarse por el cruce de las dos respuestas en transmisión, que se desplaza hacia valores más altos de frecuencia al aumentar el campo aplicado. También se observa que la diferencia de niveles aumenta con el campo, y que la transmisión menos atenuada mejora ligeramente con campos más bajos, aunque éste es un problema que depende fundamentalmente de la adaptación. En cualquier caso, queda demostrada experimentalmente la existencia del modo VD, fuera de los márgenes impuestos por la condición (I-13), tanto cuando el incumplimiento afecta a la parte real como cuando lo hace a la imaginaria.

Al ser muy ancha la banda de existencia en solitario del modo VD, también es esperable que lo sea la banda útil como aislador, una vez optimizado el dispositivo; esta banda deberá ser mayor que la que muestran las figuras que presentamos, dada la limitación impuesta por la existencia de resonancias parásitas similares a las comentadas en el apartado anterior; no obstante, al aumentar el campo aplicado se consiguen 2 GHz de banda, sin resonancias, con buena adaptación y con diferencias de nivel en ambos sentidos de más de 9 dB (ver fig. V,10). Esta figura deja claro el comportamiento del dispositivo como aislador, aunque el nivel de transmisión menos atenuado sea muy bajo (-5 dB), lo que puede ser justificado por:

- la anchura de las plaquetas (ferrita y absorbente), que no tienen por qué ser las óptimas.

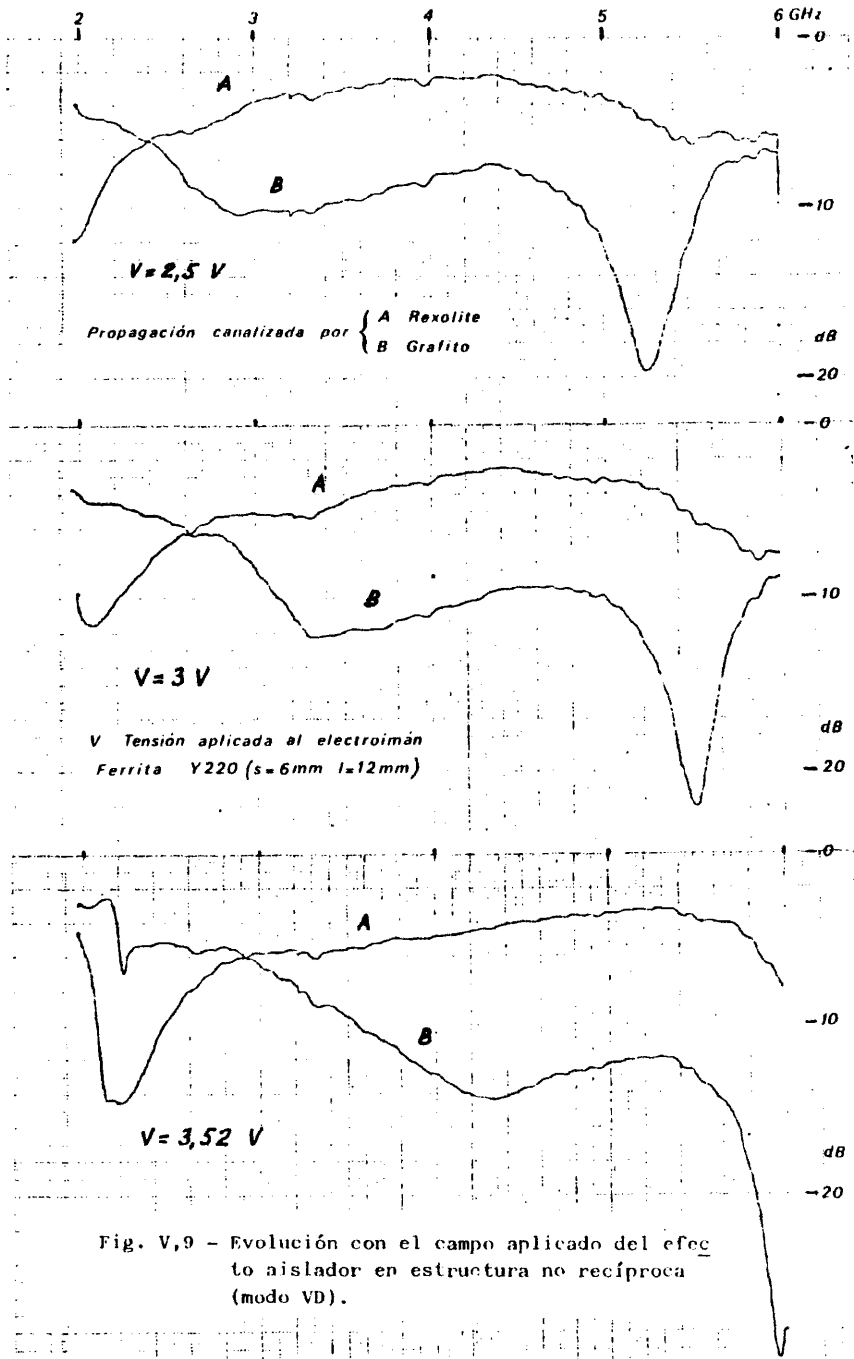
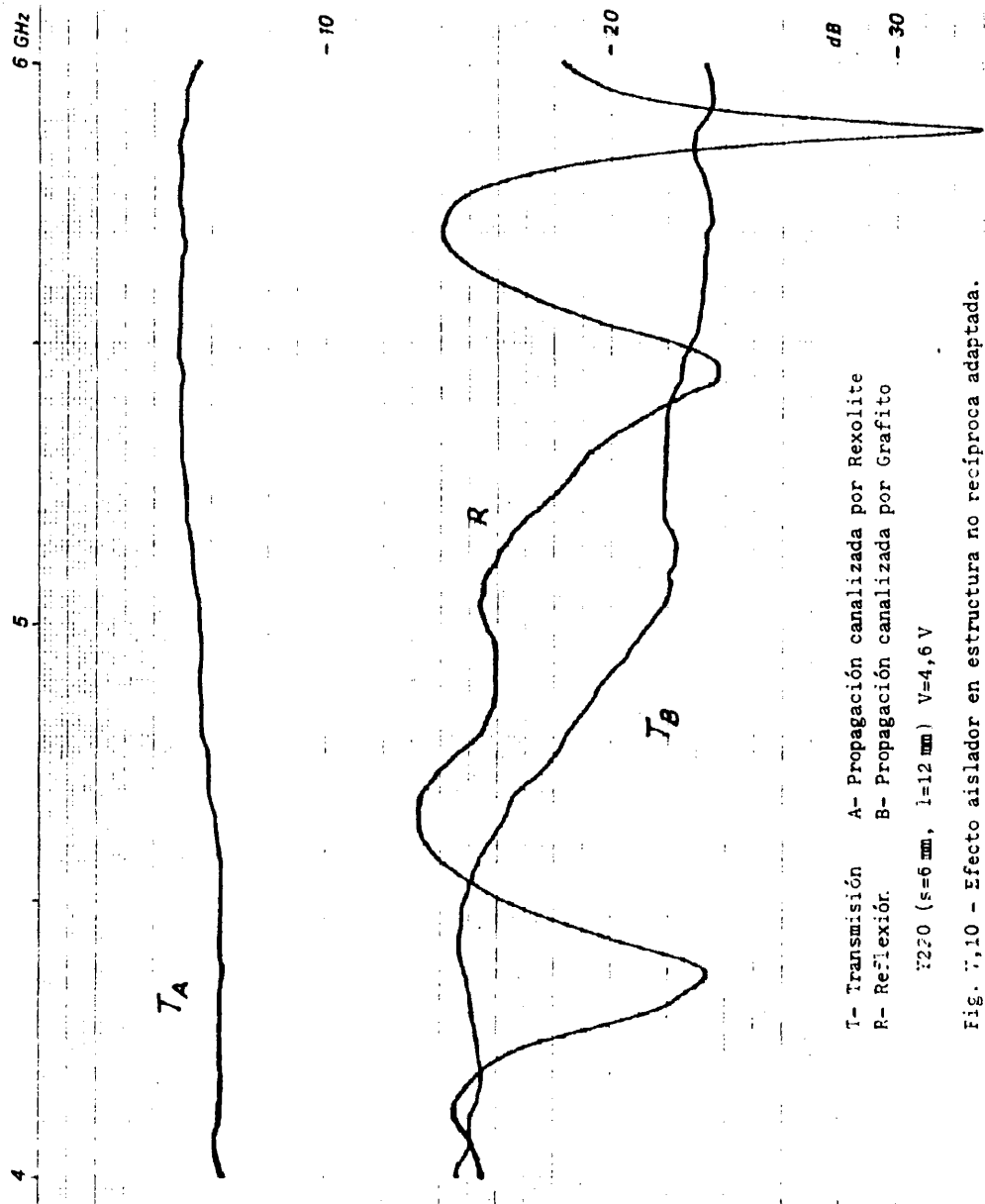


Fig. V,9 - Evolución con el campo aplicado del efecto aislador en estructura no recíproca (modo VD).



T- Transmisión A- Propagación canalizada por Rexolite
R- Reflexión B- Propagación canalizada por Grafito
Z2FO (s=6 mm, l=12 mm) V=4,6 V

Fig. 7,10 - Efecto aislador en estructura no recíproca adaptada.

- la metalización superior empleada (cinta de cobre autoadhesiva), cuyo pegamento puede ser responsable al menos de 1 dB de pérdidas.
- el sustrato utilizado en los acoplos progresivos (Stycast-9) que presenta mayores pérdidas que la alúmina, comúnmente empleada.

En resumen, la optimización de un dispositivo de estas características deberá tener en cuenta la geometría de las plaquetas de ferrita y de absorbente, habiéndose observado experimentalmente la disminución del nivel de potencia transmitida al hacerlo la anchura de la ferrita. Por otra parte, su elección decidirá el diseño del sistema de adaptación del dispositivo al fijar los valores de impedancia para ambos sentidos de propagación. También debe acudirse al empleo de absorbentes más poderosos con valores más altos de permitividad y de permeabilidad, tanto en parte real como en imaginaria, tales como los absorbentes de tipo epoxy con pérdidas magnéticas, en los que $\tan \delta_m$ puede alcanzar valores superiores a la unidad.

5.- Bibliografía

- (1) Microwave Engineers' Handbook (vol. 1) Artech House, 1971.
- (2) T. YUKAWA, S. TAKEDA, K. ABE and J. IKENOUE.- "Dispersion Surface of Magnetostatic Surface Waves Affected by Perfect Conductors". IEEE Trans. on Magnetics, pag. 687-689. Vol. 16-5, Sept. 1980.
- (3) R.L. CARTER, C.V. SMITH, Jr., and J.M. OWENS.- "Magnetostatic Forward Volume Wave-Spin Wave Conversion by Etched Gratings in LPE-YIG. IEEE Trans. on Magnetics, pag. 1159-1161, Vol. 16-5, Sept. 1980.
- (4) J.C. SETHARES.- "Magnetostatic promise analog processing at microwave frequencies". MSN, Vol. 11-3, Marzo 1981.

- (5) MARTIN PASCUAL, C. y VASSAL'LO, J.- "Factibilidad de unidades de retardo mediante modos de superficie guiados por láminas de ferrita". 3ª Reunión del Grupo de Electricidad y Magnetismo de la RSEFQ. Vigo 1981.
- (6) MATTHAEI, G. YOUNG, L. and JONES, E.M.T.-"Microwave filters, impedance-matching networks and coupling structures". Mc. Graw Hill, 1964.
- (7) VON HIPPEL, A.R.-"Dielectric materials and applications". M.I.T. Technology Press, 1954.

240

RESUMEN Y CONCLUSIONES

Se ha realizado un análisis teórico de la guía en H ferrimagnética con dieléctricos distintos a ambos lados de la ferrita. La importancia de esta estructura, no estudiada hasta la fecha, radica en que permite abordar el estudio de dispositivos no recíprocos, incluyendo como caso particular los recíprocos, sobre los cuales ya existían trabajos previos.

Un segundo punto de originalidad radica en la introducción de las pérdidas de los materiales en el modelo matemático, cuestión que ha resultado ser de crucial importancia sobre la posibilidad de existencia física de algunos de los modos de propagación en la estructura.

La resolución del problema por métodos numéricos (ineludible por su complejidad) ha estado apoyada por la obtención de soluciones analíticas de estructuras más sencillas, tales como la estructura de un dioptrio y los modos puros en estructura de dos dioptrios recíproca, resultando en una simplificación y acortamiento del procedimiento general de solución.

Un resultado secundario de este tratamiento es la revisión de las soluciones obtenidas para la estructura de un dioptrio por otros autores, modificando substancialmente (sobre todo por el tratamiento con pérdidas) la carta de modos de propagación. Las novedades más importantes a resaltar son, de un lado, la existencia de una única solución física (la denominada como "magnetotática" en la literatura) cuya resonancia viene a situarse en diferente frecuencia de la indicada anteriormente; por otra parte, la diferente evolución en frecuencia de una de las soluciones (ahora sin validez física), con respecto a su homóloga (la solución denominada "dinámica" en la literatura).

El procedimiento general de resolución de la estructura con dos dioptrios ha permitido encontrar la totalidad de las soluciones, que resultan agrupadas en cuatro familias: dos de modos de volumen (carentes de interés prácti-

co) y dos modos ligados a un dioptrio, dependiente de los sentidos relativos de la propagación y del campo magnético de polarización. Estos dos modos son de diferente naturaleza; uno de superficie, el otro de volumen, pero con un fuerte desplazamiento de campo en la zona de permeabilidad negativa de la ferrita. Se ha demostrado que, en cualquier caso, ninguno de ellos puede ser asociado a una condición de borde de metalización (como algunos autores aseguraban para los homólogos en estructura recíproca), sino al dioptrio de separación entre los medios.

Se ha realizado un estudio paramétrico del conjunto de soluciones, del que cabe señalar como conclusión importante, la destacada influencia de la anchura de plaqueta y la naturaleza de los dieléctricos empleados sobre la totalidad de las características electromagnéticas de las líneas de transmisión asociadas a los modos ligados a un dioptrio.

En el aspecto experimental, se han desarrollado dos grupos de experiencias. En el primero de ellos, con un dispositivo resonante en reflexión, se ha conseguido la identificación positiva de los modos de volumen a frecuencias bajas y del modo de superficie, de los que se ha realizado una medida razonable de la parte real de la constante de propagación; también se ha medido la parte imaginaria, pero los resultados obtenidos han sido excesivamente optimistas y muy discrepantes de la teoría.

En el segundo, con un dispositivo en transmisión, se ha conseguido una determinación más exhaustiva de la velocidad de fase de los modos ligados a un dioptrio, que resulta en buena concordancia con las previsiones teóricas.

En cuanto a los posibles campos de aplicación de esta guía, consideramos como más interesantes los siguientes dispositivos:

- Aisladores y desfasadores diferenciales, trabajando ambos en banda ancha sobre el modo de volumen con desplazamiento de campo.
- Unidades de retardo moderado, puramente electromagnéticas; es decir, sin necesidad de utilizar transductores de la energía. Están basadas en la baja velocidad de grupo del modo de superficie.

Estas tres aplicaciones han sido objeto de una evidencia experimental, que en los dos primeros casos ha exigido la justificación teórica de los efectos que la limitación de las plaquetas de dieléctrico induce en la estructura estudiada.

En resumen, el estudio experimental ha corroborado las conclusiones fundamentales del estudio teórico, debiendo señalarse, no obstante, la mayor anchura de banda obtenida para el modo de superficie, como consecuencia del desplazamiento de su resonancia experimental hacia frecuencias más altas.

244

de los campos eléctrico y magnético de microondas sobre los dioptrios, tendremos:

$$\begin{aligned}
 x = 0 & \left\{ \begin{array}{l} E_{zF}(0) = E_{zA}(0) \\ H_{yF}(0) = H_{yA}(0) \end{array} \right. \\
 x = s & \left\{ \begin{array}{l} E_{zF}(s) = E_{z1}(s) \\ H_{yF}(s) = H_{y1}(s) \end{array} \right. \\
 x = -s_A & \left\{ \begin{array}{l} E_{zA}(-s_A) = E_{z2}(-s_A) \\ H_{yA}(-s_A) = H_{y2}(-s_A) \end{array} \right.
 \end{aligned}$$

Habida cuenta de las relaciones (I-5) y (I-7), se obtiene un sistema homogéneo, similar al (I-6), pero ahora formado por seis ecuaciones con seis incógnitas que son las amplitudes de las ondas a considerar en cada medio:

- una en el dieléctrico 1, caracterizada por la constante de propagación $K_1 \bar{i} + K_y \bar{j}$.
- dos en la ferrita, caracterizadas por $K_F \bar{i} + K_y \bar{j}$ y $-K_F \bar{i} + K_y \bar{j}$ respectivamente.
- dos en el dieléctrico A, caracterizadas por $K_A \bar{i} + K_y \bar{j}$ y $-K_A \bar{i} + K_y \bar{j}$ respectivamente.
- y una en el dieléctrico 2, caracterizada por $K_2 \bar{i} + K_y \bar{j}$.

Igualando a cero el determinante de coeficientes, para que el sistema tenga solución distinta de la trivial, se obtiene la siguiente ecuación de continuidad:

$$\begin{aligned}
 & e^{iK_A s_A} (b_A - b_2) \left\{ e^{-iK_F s} (s + K_F - b_1) (s - K_F + b_A) - e^{iK_F s} (s - K_F - b_1) (s + K_F + b_A) \right\} + \\
 & + e^{-iK_A s_A} (b_A - b_2) \left\{ e^{-iK_F s} (s - K_F - b_1) (s - K_F - b_A) - e^{iK_F s} (s - K_F - b_1) (s - K_F - b_A) \right\} = 0
 \end{aligned}$$

que expresaremos por comodidad en la forma:

$$e^{iK_A s_A} (b_A - b_2) \Delta' - e^{-iK_A s_A} (b_A + b_2) \Delta = 0$$

donde b_A está definida de igual modo que b_i en el Capítulo I y hemos utilizado las nomenclaturas Δ y Δ' para los corchetes que dependen exclusivamente de una

hipotética estructura de dos dioptrios A-F-1 (véase (I-8)). Añadiendo las ecuaciones de dispersión (I-9) y la nueva

$$K_V^2 + K_A^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \epsilon_A \mu_A \quad (\text{A-2})$$

propias de los medios considerados libres, forman un sistema de cinco ecuaciones complejas, una de ellas trascendente, con cinco incógnitas complejas, análogo al formado por las ecuaciones $\{(I-8), (I-9)\}$ pero con una dimensión más, y en donde también figura como nuevo parámetro la anchura de la plaqueta de dieléctrico introducida (s_A).

Como ya se vaticinó, resulta evidente el enorme costo del proceso de cálculo numérico necesario para la obtención de soluciones del sistema $\{(A-1), (I-9), (A-2)\}$, proceso que, por otra parte, desborda las pretensiones de este trabajo. Sin embargo, es propósito de este Apéndice justificar la existencia de aquellas posibles soluciones de la estructura con tres dioptrios que puedan considerarse perturbación de soluciones matemáticas propias de la estructura con dos dioptrios, sean válidas o no físicamente. Estas soluciones serían calculadas utilizando un procedimiento similar al descrito en el capítulo II, apartado 2 y corresponderían a modos de propagación guiados por uno de los dioptrios que limitan la ferrita.

Para ello escribiremos la ecuación (A-1) en la forma:

$$\Delta = e^{2jK_A s_A} \Delta' \frac{b_A - b_2}{b_A + b_2} \quad (\text{A-3})$$

y pasaremos a estudiar los casos particulares en los que las soluciones de la ecuación (I-8) (A-0) están próximas a ser también soluciones de la ecuación (A-3), por anulación de su segundo miembro, situación que puede darse en los casos:

1) $\Delta' = 0$. Es incompatible con la anulación de Δ salvo en el caso de $b_A = 0$, lo cual es absurdo en nuestro problema físico pues implicaría $K_A = 0$.

2) $b_A = b_2$. Condición válida matemáticamente pero rechazable por retrotraernos a la estructura de dos dioptrios A-F-1.

3) $e^{2jk_A s_A} = 0$. Esta exponencial compleja no puede anularse exactamente, pero sí tomar valores despreciables (tendientes asintóticamente a 0) si se verifican las dos condiciones:

$$\left. \begin{array}{l} K_A'' > 0 \\ K_A'' s_A \rightarrow \infty \end{array} \right\} \quad (A-4)$$

La primera de estas condiciones significa que solo las soluciones de la estructura de dos dioptrios que presenten un decaimiento exponencial en el dieléctrico A (al alejarse de la ferrita) podrán dar lugar, por perturbación, a una solución de la estructura de tres dioptrios. Cumplida esta condición, se consigue una aproximación a la segunda, aumentando suficientemente la anchura de plaqueta del dieléctrico A. Es evidente que al hacer tender s_A a infinito, la solución en tres dioptrios tenderá a igualarse a una solución de (I-8); la validez de la aproximación quedará determinada por la cota inferior admitida para el producto

$$K_A'' s_A$$

De ella dependerá el valor de s_A a partir del cual, cualquier solución de (I-8) que verifique la primera de las condiciones (A-4) podrá considerarse solución aproximada de (A-3).

Se concluye, pues, que en la estructura de tres dioptrios pueden existir propagaciones guiadas por la plaqueta de ferrita (tanto ligadas a uno de sus dioptrios como de volumen), que impliquen una propagación de volumen en el dieléctrico A; soluciones que serán perturbación de otras (matemáticas) de la estructura de dos dioptrios.

Evidentemente es el modo VD de la estructura de dos dioptrios el que, por este mecanismo de perturbación, puede dar lugar a soluciones interesantes en la estructura de tres dioptrios (véase Capítulo V) y cuya existencia parece des

prenderse del estudio experimental del Capítulo IV. Como se ha indicado anteriormente, no es nuestro propósito abordar el análisis de esta estructura, pero será interesante comprobar para algunos casos concretos la existencia de soluciones del tipo indicado. Para ello se ha sustituido la ecuación (II-1) por la (A-3) en la programación realizada en la HP-9845B y se ha explorado el plano K_V en las proximidades de las soluciones matemáticas encontradas en la estructura de dos dioptrios. Se han obtenido soluciones válidas en la estructura de tres dioptrios para ambos sentidos de propagación, tal como muestra la tabla de valores que presentamos a continuación, donde figuran las componentes de la constante de propagación en cada medio para dos frecuencias. La estructura estudiada está compuesta por los materiales:

Aire- Stycast 16 - Y220 - Rexolite

siendo los valores de los parámetros

$$s = s_A = 12 \text{ mm} \quad H_0 = 1000 \text{ Oe}$$

Esta estructura presenta la particularidad de reunir las dos posibilidades de no existencia del modo VD ya que, tanto la parte real como la imaginaria del índice de refracción del Stycast 16 son, a las frecuencias de cálculo, superiores a las correspondientes de la ferrita.

F = 7 GHz

K_Y	3,019	-j0,006	-5,647	+j0,005
K_2	0,007	+j2,639	0,005	+j5,453
K_A	-5,028	+j0,001	1,583	+j0,000
K_F	0,030	-j5,660	0,021	-j7,403
K_1	-0,008	-j1,866	-0,004	-j5,124

F = 10 GHz

K_Y	5,744	-j0,007	-8,217	+j0,006
K_2	0,007	+j5,348	0,006	+j7,945
K_A	-6,098	+j0,002	-1,635	+j0,001
K_F	0,014	-j2,024	0,002	-j6,214
K_1	-0,006	-j4,637	-0,006	-j7,485

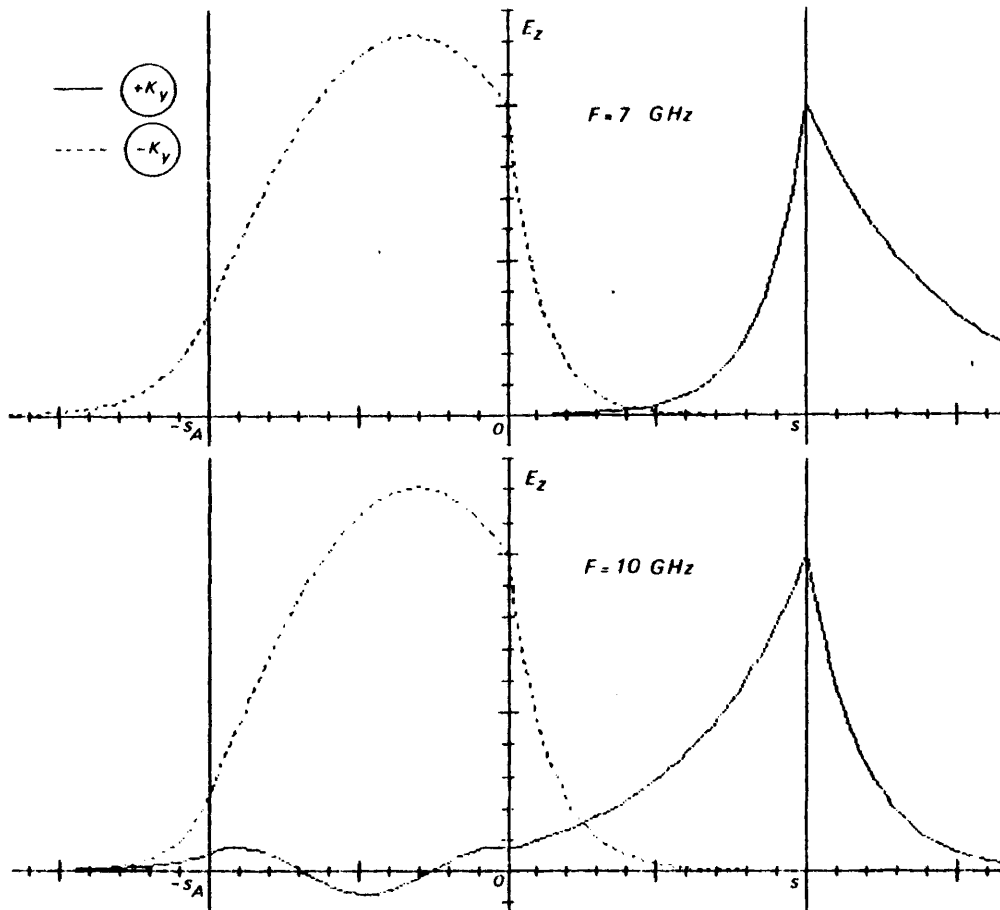


Fig. A,2 - Perfil de campo eléctrico en la estructura de tres dioptrios: Aire-Stycast 16 - Y220-Rexolite ($s = s_A = 12$ mm) con $H_0 = 1000$ Oe.

La figura A,2 muestra el perfil de campo eléctrico para los dos sentidos de propagación, observándose que la respuesta para el sentido negativo se asemeja a la de un modo de volumen con desplazamiento de campo, pero propagándose por el dieléctrico A de forma casi invariable con la frecuencia; mientras que en el sentido positivo, al aumentar la frecuencia, la existencia de una propagación de volumen en el dieléctrico A solo se manifiesta claramente cuando el ni

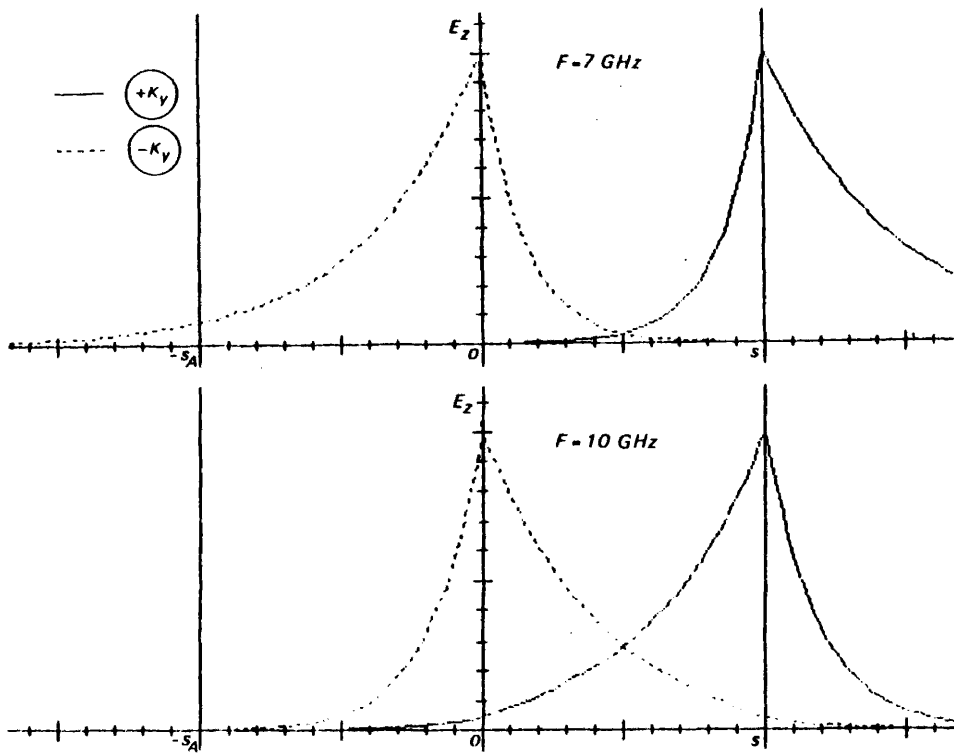


Fig. A,3 - Perfil de campo eléctrico en la estructura de tres dioptrios: Aire-Grafito - Y220-Rexolite ($s=s_A=12$ mm) con $H_0=1000$ Oe.

vel de campo eléctrico en el dioptrio de separación con la ferrita alcanza un valor apreciable.

Otro caso interesante es aquél en que las pérdidas del dieléctrico Λ son elevadas; por ejemplo, si en la estructura anteriormente citada se sustituye la plaqueta de Stycast 16 por otra de las mismas dimensiones de grafito ($\epsilon_A=4,5(1+j0,1)$) se obtiene:

F = 7 GHz

K_Y	3,019	-j0,006	-3,389	+j0,095
K_2	0,007	+j2,639	0,106	+j3,056
K_A	-0,907	+j0,513	-0,120	+j1,349
K_F	0,030	-j5,660	-0,023	-j5,865
K_1	-0,008	-j1,866	-0,132	-j2,421

F = 10 GHz

K_Y	5,741	-j0,007	-5,909	+j0,052
K_2	0,007	+j5,345	0,055	+j5,526
K_A	-0,260	+j3,645	-0,175	+j3,900
K_F	0,014	-j2,015	-0,098	-j2,455
K_1	-0,006	-j4,633	-0,061	-j4,840

La tabla muestra una diferencia de un orden de magnitud entre las pérdidas para ambos sentidos de propagación, justificada al canalizarse la propagación por distinto dioptrio como se aprecia al comparar los perfiles de campo eléctrico en la estructura (ver fig. A,3).

Estimamos que estos resultados justifican suficientemente la suposición (planteada en los Capítulos IV y V) de existencia de modos de tipo VD en estructuras de guía en H reales, aún cuando ello no sea teóricamente posible sobre la estructura ideal (dieléctricos ilimitados).



Handwritten signature or initials.