

ASPECTOS INDUSTRIALES DEL ELECTROMAGNETISMO

TEMA 1. POLARIZACIÓN DE LA MATERIA

- Frecuencias microondas: 0.3 - 300 GHz
1000 - 1 mm No-ionizante
Efecto termal

- Dipolo $V(\vec{r}) = \frac{\vec{\mu} \cdot \hat{r}}{4\pi\epsilon_0 r^2}$ $\begin{cases} E_r = -\partial V / \partial r \\ E_\theta = -\frac{1}{r} \partial V / \partial \theta \end{cases}$ $\mu = qd$ $\mu \equiv$ momento dipolar	- Cuadripolo $V(\vec{r}) = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q d^2}{r^3} (3 \cos^2 \theta - 1)$
---	--

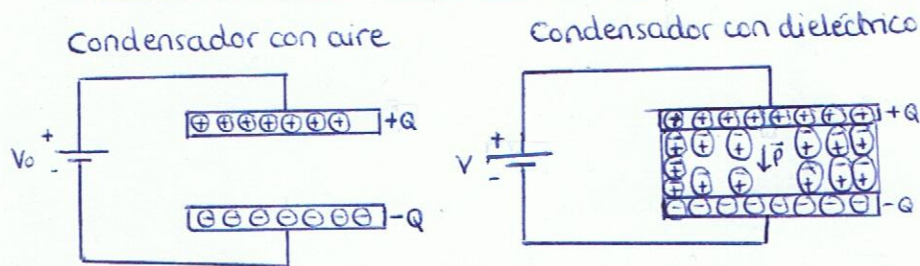
Distribución arbitraria de cargas puntuales

q_i $\vec{r}$ $\rightarrow$ $V(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{1}{r} \sum q_i + \frac{1}{r^2} \sum q_i r_i \cos \theta_i + \frac{1}{r^3} \sum \frac{q_i r_i^2}{2} (3 \cos^2 \theta_i - 1) + \dots \right]$

monopolar dipolar cuadripolar

Momento dipolar de la distribución (TOTAL) $\vec{\mu} = \sum q_i \vec{r}_i = \int \rho(r') \cdot \vec{r}' \, dv'$

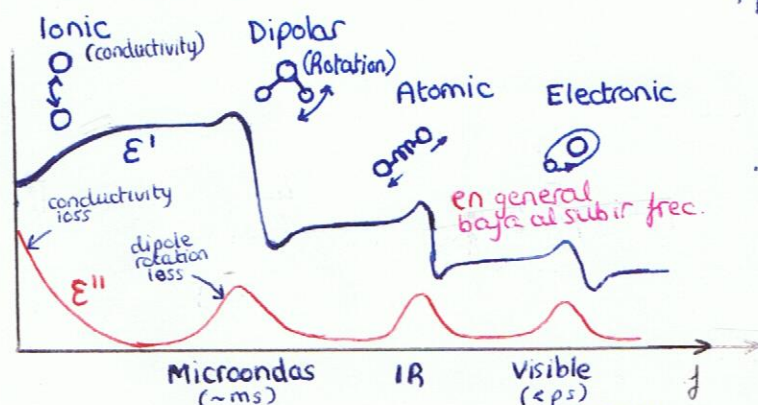
Concepto clásico de la permitividad



$C_0 = \frac{Q}{V_0} \longrightarrow C = \frac{Q}{V} = \epsilon_r \cdot \frac{Q}{V_0}$

- Disminuye la tensión en bornes (aumenta la capacidad)
- El dieléctrico induce un campo eléctrico opuesto pero menor al aplicado
- Es como si aumentara la capacidad de almacenar carga del condensador (para una tensión dada)
- Esa "capacidad de almacenaje extra" se asocia a la permitividad del dieléctrico

Mecanismos de polarización y frecuencia



- Distintas frec. dan info de distintas cosas
- ej medir iones $\rightarrow$ bajas frec
- medir humedad $\rightarrow$ microondas

- Además si la muestra es pequeña hay que usar long. de onda pequeña: las microondas son muy adecuadas para los tamaños industriales

$\vec{P} = \vec{P}_{\text{ionic}} + \vec{P}_{\text{dipolar}} + \vec{P}_{\text{atomic}} + \vec{P}_{\text{electronic}}$

$= N \langle \mu_{\text{ind}} \rangle$

promediado por unidad de volumen

momento dipolar inducido en partícula $\mu_{\text{ind}} = \alpha \cdot E_{\text{elec}}$

polarizabilidad de la partícula

$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$

$= \epsilon_r^* \epsilon_0 \vec{E}$

$\epsilon_r^* = \epsilon' - j\epsilon''$

$= \epsilon' - j[\epsilon'' + \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0}]$

$\text{Re}(\vec{P})$ sólo depende de $\epsilon'' \leftrightarrow$ pérdidas

Alta $\epsilon'' \leftrightarrow$ material susceptible de ser calentado en un horno de microondas

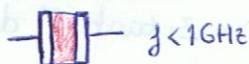
Diagram: Vector diagram showing $\vec{E}$, $\vec{P}$, and $\vec{D}$ in the complex plane. $\vec{P} = \epsilon_r^* \epsilon_0 \vec{E}$. The real part is $\epsilon' \epsilon_0 \vec{E}$ and the imaginary part is $\epsilon'' \epsilon_0 \vec{E}$.

TEMA 2 : MÉTODOS DE MEDIDA DE LAS PROPIEDADES DIELECTRICAS DE LA MATERIA

CLASIFICACIÓN DE LOS MÉTODOS DE MEDIDA

Método de las placas paralelas

- meter material en un condensador



Problemas:

↳ rugosidad de la superficie (huecos de aire)

↳ efecto de bordes (campo no cte entre placas para $f > 1\text{GHz}$)

Método espacio libre



- muestras grandes o planas
- sin contacto, no destructivo y remoto

Problemas:

↳ Falta de precisión en los patrones de calibración

↳ Efecto de bordes

Método de la sonda coaxial



Fácil de usar, poca preparación ideal para líquidos, frec de 1 a 20GHz

Problemas → rugosidad, huecos de aire
↳ requiere materiales gruesos
↳ precisión limitada

Cavidades resonantes

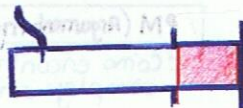


- muy preciso
- apropiado para bajas pérdidas
- medida en tiempo real

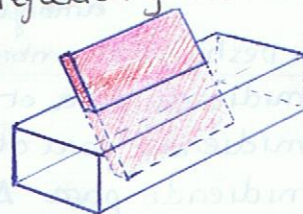
Problemas

↳ Requiere muestra con forma concreta
↳ Difícil evaluación de la precisión
↳ Medida sólo en UNA FRECUENCIA

Métodos basados en la reflexión



Métodos basados en reflexión y transmisión



REPASO DE GUÍAS

Guía coaxial



$$\phi(r) = V_0 \frac{\ln(r/a)}{\ln(b/a)}$$

$$\vec{E}_t = -\nabla\phi = -V_0 \frac{1}{r \ln(b/a)} \hat{r}$$

$$\vec{H}_t = \frac{\hat{z} \times \vec{E}_t}{Z_{TEM}}$$

$$Z_{TEM} = \eta = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\epsilon_0 \epsilon_r}}$$

$$\gamma = j\omega \sqrt{\mu_0 \mu_r \epsilon_0 \epsilon_r}$$

y modos superiores TE y TM

Guía onda rectangular



modo fund TE₀₁

$$k_c = \frac{\pi}{a}$$

$$f_c = \frac{1}{2a\sqrt{\mu\epsilon}}$$

$$\gamma = \sqrt{k_c^2 - k^2}$$

$$Z_{TE} = \eta \frac{1}{\sqrt{1 - (f_c/f)^2}}$$

Guía onda circular



modo fund TE₁₁

ceros función Bessel

$$k_c = \frac{p'_{11}}{a} \quad (TM_{ij})$$

$$= \frac{p'_{11}}{a} \quad (TE_{ij})$$

$$\gamma = \sqrt{k_c^2 - k^2}$$

$$Z_{TM} = \frac{\gamma}{j\omega\epsilon}$$

Nota: modos

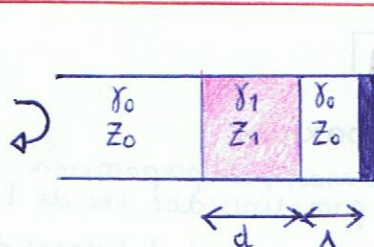
Modo TEM no dispersivo si $\epsilon \neq \epsilon(\omega)$ el medio no es dispersivo $\mu \neq \mu(\omega)$

Modos TE y TM son dispersivos por naturaleza

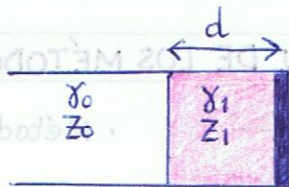
$$\beta = \sqrt{\omega^2 \mu \epsilon - k_c^2}$$

MÉTODOS BASADOS EN LA REFLEXIÓN

Medir $|S_{11}|$
 $\angle S_{11}$



OR



bueno para líquidos en vertical

$$Z(z=0) = Z_1 \tanh(\gamma_1 d)$$

$$S_{11}(0) = \frac{Z(0) - Z_0}{Z(0) + Z_0}$$

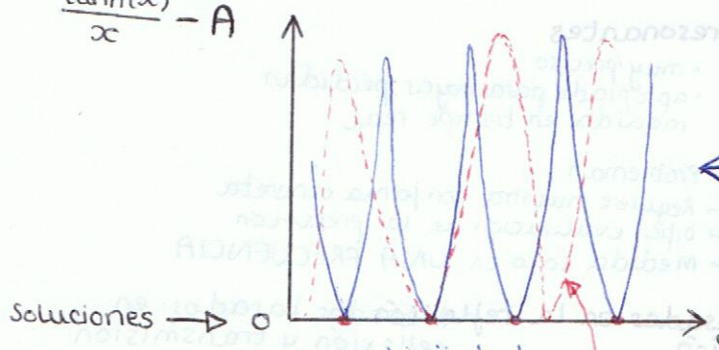
Se obtiene ecuación TRASCENDENTE

$$\frac{\tanh(x)}{x} = A$$

$\uparrow$ $x = \gamma_1 d$ lo que buscamos
 $\uparrow$ $A = \frac{1}{\gamma_0 d} \cdot \frac{1 + S_{11}}{1 - S_{11}}$ medida

Ecuación TRASCENDENTE de variable COMPLEJA
 $\uparrow$ infinitas soluciones
 $\uparrow$ ∞^2

$$\frac{\tanh(x)}{x} = A$$

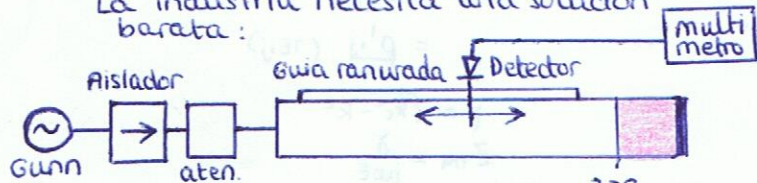


ambigüedad
Deshacer la ambigüedad

- midiendo para dos longitudes d
- midiendo para dos frecuencias
- midiendo para $\Delta = 0$ y luego para $\Delta = \lambda/4$ c.a. $\rightarrow$ c.a. no se puede con líquidos

- No tiene mérito medir $S_{11}(z=0)$ con un analizador de redes $\rightarrow 4000 \text{ € / GHz}$

La industria necesita una solución barata:



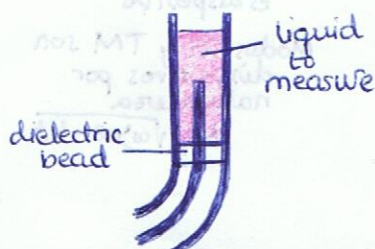
$$r_0 = |r_0| e^{-2j\phi}$$

$$ROE = \frac{1 + |r_0|}{1 - |r_0|}$$

$$S_{11}(0) = r_0(0)$$

$$|r_0| = \frac{1 - ROE}{1 + ROE}$$

- celda coaxial abierta



APM (Argument Principle Method) / CIM (Contour Integration Method)

¿Cómo encontrar TODOS los ceros en el plano complejo sin dejarnos ninguno?

- No deben haber polos
- Debemos conocer $f(z)$ y $f'(z)$

$\Rightarrow$ Teorema de Cauchy

$$S_k = \frac{1}{2\pi j} \oint_{\xi} z^k \frac{f'(z)}{f(z)} dz = \sum_{n=1}^N a_n^k$$

$\uparrow$ para cada k existe un S_k
 $\uparrow$ a_n^k $\leftarrow$ cero n-ésimo

ej: $S_0 = N$ (nº de ceros)

Descomponer $f(z)$ en su serie (habiendo N ceros)

$$f(z) = z^N + \alpha_1 z^{N-1} + \alpha_2 z^{N-2} + \dots + \alpha_N = 0$$

$\uparrow$ buscamos

$\rightarrow$ Calculo $S_0 = N$

$\rightarrow$ Calculo $S_1, S_2, \dots, S_N$

$\rightarrow$ Resuelvo el sistema $\begin{cases} S_1 + \alpha_1 = 0 \\ S_2 + S_1 \alpha_1 + 2\alpha_2 = 0 \\ \vdots \\ S_N + S_{N-1} \alpha_1 + \dots + N \alpha_N = 0 \end{cases}$

Problemas

$\rightarrow$ Si $f(z)$ es elevada, integrar con z^N valores altísimos problemas numéricos
 $\rightarrow$ solución: partir dominio en subgrupos

$\rightarrow$ Hay que evitar los polos

$$\text{ej: } f(z) = \frac{\tanh(z)}{z} - A$$

POLO EN CERO



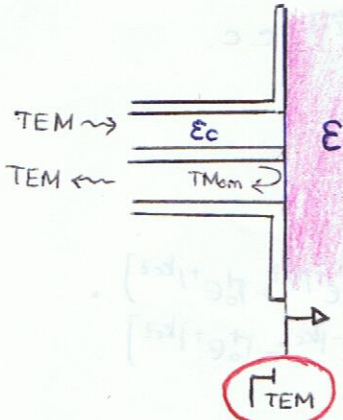
$\rightarrow$ Cuidado si $f(z)$ contiene $\sqrt{z}$ entonces $\text{Im}(f(z))$ tiene discontinuidades BRANCH line que hay que evitar



Método típico para hallar soluciones a las C.C. y hallar modos de una estructura

MÉTODO DE LA SONDA COAXIAL

Modelo de MISRA (medio único e infinito)



- Nos interesa el factor de reflexión para el modo TEM
- sólo incide modo TEM (H_ϕ y E_r)
- se reflejan modos TEM y TMom (no se generan otros modos)
 - sin variación en ϕ
 - tienen H_ϕ y E_r

campo en el coaxial:

$$H_\phi(\rho, z) = \frac{A_0}{\rho} [e^{-jkcz} + \Gamma e^{+jkcz}] + \sum_{q=1}^{\infty} R_q(\rho) \cdot (A_q e^{-j\delta_q z} - B_q e^{+j\delta_q z})$$

$$E_\rho(\rho, z) = \frac{j\omega A_0}{\rho} [e^{-jkcz} + \Gamma e^{+jkcz}] + \sum_{q=1}^{\infty} R_q(\rho) \cdot Z_{TMq} (A_q e^{-j\delta_q z} + B_q e^{+j\delta_q z})$$

lo que busco

campo en el dieléctrico

(por antenas, imágenes, etc...)

$$H_\phi(\rho, z) = \frac{j\omega E}{\pi} \int_0^b \int_0^\pi E_\rho(\rho', 0) \rho' \cos \phi' \frac{\exp(-jkR)}{R} d\phi' d\rho' = \frac{j\omega E}{\pi} \int_0^b \int_0^\pi \left(\frac{A_0}{\rho'} \left(\frac{1}{\rho} + \frac{1}{\rho'} \right) \right) \rho' \cos \phi' \frac{\exp(-jkR)}{R} d\phi' d\rho'$$

campo en la apertura

$$R = \sqrt{\rho^2 + \rho'^2 + \frac{(z-z')^2}{\cos^2 \phi'}}$$

Mantenemos solo el modo TEM

Modos Superiores TMog

simplicación MONOMODO

$$Y_L = \frac{j\omega^2 \mu_0 E}{\pi k c \ln(b/a)} \int_0^b \int_0^\pi \int_0^\pi \cos \phi' \cdot \frac{\exp(-jkR)}{R} d\phi' d\phi' d\rho' \Rightarrow S_{11}^{TEM} (\Gamma_{TEM})$$

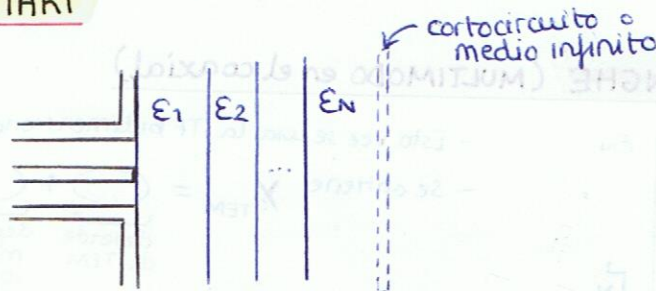
Integrando en ϕ' aparece la expresión para la admitancia

Modelo de Blackham

- Desventajas
 - Es monomodo
 - Medio infinito

Desarrollo en serie de la función exponencial
 Ventaja: La integral No depende del material a medir, sólo del coaxial.
 Puedo calcular las integrales sólo una vez para el mismo coaxial (es como calibrarlo)

Modelo de BAKHTIARI



campo en las N capas (sólo modos TMon $\leftrightarrow E_\rho$)

Potencial: $\Pi_n^\theta(\rho, z)$

$$\left[\frac{\partial}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{\partial}{\partial z^2} + (k_n^2 - \frac{1}{\rho^2}) \right] \cdot \Pi_n^\theta = 0$$

Transformada de Hankel

$$\tilde{\Pi}_n^\theta(\chi, z) = \int_0^\infty \Pi_n^\theta(\rho, z) J_0(\chi \rho) \rho d\rho$$

nueva variable (don't transj.)

$$\left[\frac{\partial}{\partial z^2} + k_n^2 \right] \tilde{\Pi}_n^\theta(\chi, z) = 0 \quad \begin{matrix} \text{Re} \geq 0 \\ \text{Im} \leq 0 \end{matrix}$$

$$\tilde{\Pi}_n^\theta(\chi, z) = A_n^+(\chi) e^{-jk_n z} + A_n^-(\chi) e^{+jk_n z}$$

$$E_\rho(\rho, z) = -\frac{1}{\epsilon_n} \frac{\partial \Pi_n^\theta}{\partial z}$$

$$H_\phi(\rho, z) = j\omega \Pi_n^\theta$$

T. Hankel

$$E_\rho(\chi, z) = \frac{j k_n}{\epsilon_n} A^+(\chi) [e^{-jk_n z} - \Gamma_n(\chi) e^{+jk_n z}]$$

$$H_\phi(\chi, z) = j\omega A^+(\chi) [e^{-jk_n z} + \Gamma_n(\chi) e^{+jk_n z}]$$

coef de reflexión en cada capa

- Aplicando las C.C. en los interfaces se obtiene:

$$\Gamma_n(X) = \text{fórmula grande} = f(E_n, \Gamma_{n+1}(X)) \quad \text{cada coef de reflexión depende del de la capa siguiente}$$

conocida la última capa $\Gamma_N(X) = \begin{cases} 0 & \text{abierto} \\ e^{-j2k_z z_N} \sqrt{\epsilon_N - (\frac{X}{k_0})^2} & \text{c.c.} \end{cases}$

Así podemos llegar hasta $\Gamma_1(X)$ y conocer los campos en la 1ª capa

Campos en el coaxial

Bakhtiar considera solo TEM (aproximación modo)

Transformada de Hankel

$$E_p(\rho, z) = \frac{A_0}{\rho} [e^{-jk_z z} + \Gamma_0 e^{jk_z z}] \Rightarrow \tilde{E}_p(X, z) = -A_0 \gamma_0 \frac{J_0(X \cdot b) - J_0(X \cdot a)}{X} [e^{-jk_z z} + \Gamma_0 e^{jk_z z}]$$

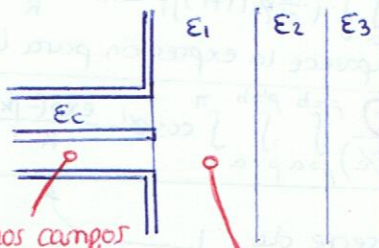
$$H_\phi(\rho, z) = \frac{A_0}{\rho} [e^{-jk_z z} - \Gamma_0 e^{jk_z z}] \Rightarrow \tilde{H}_\phi(X, z) = -A_0 \frac{J_0(X \cdot b) - J_0(X \cdot a)}{X} [e^{-jk_z z} - \Gamma_0 e^{jk_z z}]$$



calculo de la potencia en el dominio transformado

$$P^* = \frac{1}{2} \iint_S \tilde{E}^*(\rho, z) \cdot \tilde{H}(\rho, z) \cdot \hat{z} \cdot \rho d\rho d\phi \xrightarrow{\text{Teorema de Parseval}} P^* = \pi \int_{X=0}^{\infty} \tilde{E}_p(X, z) \tilde{H}_\phi(X, z) \cdot X \cdot dX$$

Iguualando campos y potencias en z=0



(monomodo) Tenemos campos en el coaxial TEM $\tilde{E}_p, \tilde{H}_\phi (e^+ + \Gamma_0 e^-)$ lo que buscamos $\rightarrow P^*(z=0) = P^*(z=0)$

Tenemos campos en medio 1 Modos TMom $\tilde{E}_p, \tilde{H}_\phi (e^+ + \Gamma_1 e^-)$ obtenido recursivamente de capas siguientes

Al igualar, finalmente se despeja el valor de la admitancia de entrada (carga en la guía)

$$\frac{Y_L}{Y_c} = \frac{\epsilon_1}{\sqrt{\epsilon_c}} \frac{1}{\ln(b/a)} \int_{\xi=0}^{\infty} \frac{|J_0(\xi k_0 b) - J_0(\xi k_0 a)|^2}{\xi} \frac{F(\xi) d\xi}{\sqrt{\epsilon_1 - \xi^2}}$$

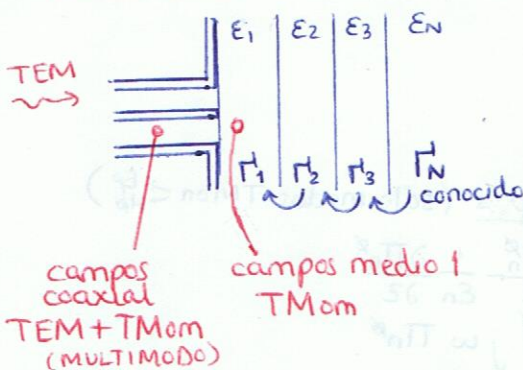
integral impropia propia

$$F(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_1 - \xi^2}} \frac{1 + \Gamma_1}{1 - \Gamma_1}$$

$\Gamma_1 = 0$ en el caso monocapa seminfinito (como Blackham)

da mismos resultados

Modelo de DE LANGHE (MULTIMODO en el coaxial)

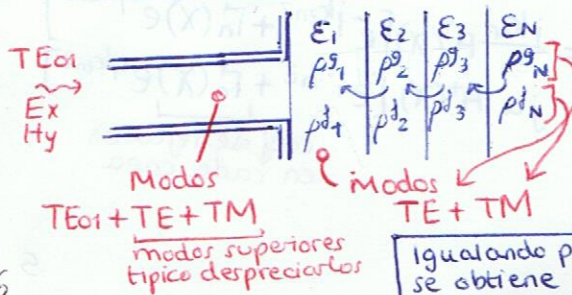


- Esta vez se usa la TF bidimensional (k_x, k_y)
- Se obtiene $Y_{TEM} = \text{depende de TEM} + \text{depende de modos TMom reflejados}$

otros modos TMom afectan a la admitancia del modo TEM

• Despreciando este término se llega a la ecuación de BAKHTIARI
• Si además consideramos único medio $\Gamma_1 = 0$ se llega a la de MISRA/BLACKHAM

Lo mismo en GUIA DE ONDAS RECTANGULAR



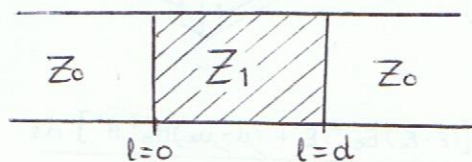
- se usa TF bidim (k_x, k_y)
- Campo en dieléctricos se calculan con el potencial $\tilde{T}_z(k_x, k_y, z) = A^+(k_x, k_y) e^{-jk_z z} + A^-(k_x, k_y) e^{jk_z z}$
- Los campos TE y TM tienen distintos coeficientes de reflexión, pero se calculan igual recursivamente desde el último (en abierto $\Gamma_N^T = \Gamma_N^I = 0$) (en PE o PM $\Gamma_N^T \neq \Gamma_N^I$)

Iguualando potencias se obtiene Y_L $\rightarrow$ expresión brutal

MÉTODOS BASADOS EN TRANSMISIÓN Y REFLEXIÓN



Guía rellena con material



medidos en plano del material

$$[S] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{21} \\ S_{12} & S_{22} \end{bmatrix}$$

Parámetros S (módulo y fase)

$$[T] = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{21} \\ T_{12} & T_{22} \end{bmatrix}$$

Parámetros T

(útiles para cuádrupolos en cascada)

$$\Gamma = K \pm \sqrt{K^2 - 1}$$

$$T = \frac{(S_{11} + S_{21}) - \Gamma}{1 - (S_{11} + S_{21})\Gamma}$$

siendo $K = \frac{(S_{11}^2 - S_{21}^2) + 1}{2S_{11}}$

$$\left\{ \Gamma = \frac{Z_1 - Z_0}{Z_1 + Z_0}, T = e^{-\gamma d} \right\} \leftrightarrow \{Z_1, \gamma\}$$

Método NRW

sólo para modos TEM y TE
no para TM

$$\mu_r = \frac{1 + \Gamma}{\lambda(1 - \Gamma) \cdot \sqrt{\frac{1}{\lambda_0^2} - \frac{1}{\lambda^2}}}$$

$$\epsilon_r = \frac{\lambda_0^2 (\frac{1}{\lambda^2} + \frac{1}{\lambda_c^2})}{\mu_r}$$

siendo

$$\frac{1}{\lambda^2} = -\left[\frac{1}{2\pi d} \ln\left(\frac{1}{\Gamma}\right) \right]^2$$

$$\ln\left(\frac{1}{\Gamma}\right) = \ln\left|\frac{1}{\Gamma}\right| + j(4\left(\frac{1}{\Gamma}\right) + 2\pi n)$$

complejo

AMBIGÜO

$$\{\mu_r, \epsilon_r\}$$

Resolución de la indeterminación

Retardo de grupo:

medido: $T_g = \frac{1}{2\pi} \frac{d(-\angle T)}{df}$

teórico para índice n

$$T_{gn} = \begin{cases} f(\epsilon, \mu, \lambda_0) \text{ TEM} \\ f_2(\epsilon, \mu, \lambda_0, \lambda_c) \text{ TE}_{10} \end{cases}$$

$$= d \cdot \frac{1}{2\pi} \frac{d\beta}{d\omega}$$

Comparar $T_g \approx T_{gn}$ para cada n

En la práctica da problemas por poca resolución al medir S.

solución:

Guías completamente rellenas:

La impedancia varía muchísimo si quedan huecos de aire en las zonas de $|\vec{E}| \uparrow \uparrow$



sobre todo si $\epsilon \uparrow \uparrow$

Ecuaciones sencillas a costa de dificultad en el montaje



Tramo de guía relleno



material cuidadosamente cortado para relleno coaxial

Método iterativo de Bakert-Jarvis

Ponderar los parámetros de tx frente a los de rx mediante el parámetro β

usamos $\beta \uparrow \uparrow$ si material tx poco y refleja mucho
 $\beta \downarrow \downarrow$ si material rx poco y tx mucho

mejora la medida

$$\frac{1}{2}((S_{12} + S_{21}) + \beta(S_{11} + S_{22})) = \frac{T(1 - \Gamma^2) + \beta\Gamma(1 - T^2)}{1 - T^2\Gamma^2}$$

Al ser sólo una ecuación, se obtiene sólo ϵ_r suponiendo $\mu_r = 1$

Proceso de minimización iterativo (punto de partida NRW)

material NO MAGNÉTICO

Método de las 3 posiciones

material NO MAGNÉTICO

Medir parámetros $[S]$ en 3 posiciones distintas

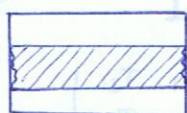
Es una especie de minimización del problema con 3 medidas $\rightarrow$ mas precisión. Mucha matemática

Problemas cuando la long. del material es $n \cdot \frac{\lambda}{2}$

Solución: guías parcialmente rellenas

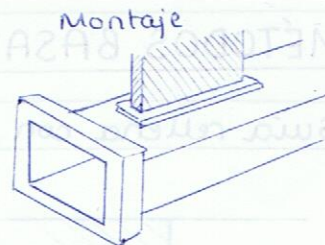
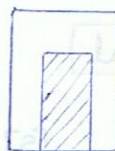
Guía parcialmente rellena

ej:

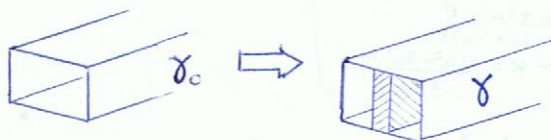


bueno ya que los huecos de aire aparecen en la zona de campo nula

mejor aún



Teoría perturbacional



$$(\gamma - \gamma_0) = \frac{j\omega \int_{\Delta s} [(\epsilon - \epsilon_0) E_0^* \cdot E' + (\mu - \mu_0) H_0^* \cdot H'] \cdot ds}{\int_{\Delta s} (E_0^* \times H' - H_0^* \times E') \cdot ds}$$

parte real e imaginaria

$$\begin{cases} (\alpha - \alpha_0) = \epsilon_0 \epsilon'' \frac{\omega \int_{\Delta s} E_0^* \cdot E' ds}{2 \int_{\Delta s} (E_0^* \times H_0') \cdot ds} \\ (\beta - \beta_0) = \epsilon_0 (\epsilon' - 1) \frac{\omega \int_{\Delta s} E_0^* \cdot E' ds}{2 \int_{\Delta s} (E_0^* \times H_0') \cdot ds} \end{cases}$$

denominador analítico (sólo depende de la guía y el modo)

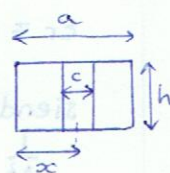
Medir α y β

despejar

ϵ' y ϵ''

expresión muy sencilla

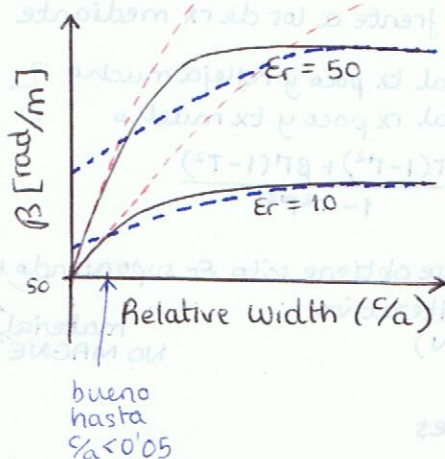
$$\begin{cases} (\alpha - \alpha_0) = \epsilon'' \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \frac{\omega}{ab} \frac{1}{\sqrt{1 - (\frac{fc}{f})^2}} \int_{\Delta s} \frac{E_0^* \cdot E'}{E_{0,max}^2} ds \\ (\beta - \beta_0) = (\epsilon' - 1) \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \frac{\omega}{ab} \frac{1}{\sqrt{1 - (\frac{fc}{f})^2}} \int_{\Delta s} \frac{E_0^* \cdot E'}{E_{0,max}^2} ds \end{cases}$$



factor de forma de la muestra
 $[\frac{hc}{2} - \frac{ha}{2\pi} \cos(\frac{2\pi}{a}x) \sin(\frac{\pi c}{a})]$

¿cómo de fidedigna es la Tª perturbacional?

se puede partir de guía vacía y rellenar con dieléctrico o partir de guía rellena y rellenar con aire.



— respuesta teórica

--- Tª perturbacional partiendo de guía rellena (bueno para muestra grande)

--- Tª perturbacional partiendo de guía vacía (bueno para muestra pequeña)

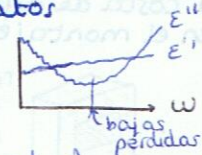
Funciona muy bien en muestras muy finas

- muy apropiado para medir sustratos

- se mide $\epsilon(\omega) = \epsilon'(\omega) - j\epsilon''(\omega)$

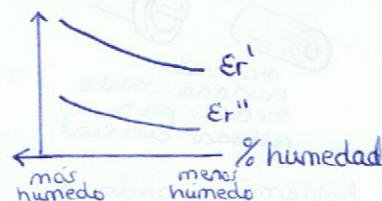
a varias frecuencias

- muy apropiado para medir humedad (ej. pieles secándose)



Solución analítica completa

- considerar ciertos modos
- potencial vector en cada una de las 3 zonas
- condiciones de contorno
- simplificación monomodo



MÉTODOS EN CAVIDADES RESONANTES

(> 90% de los métodos en la industria)

Frecuencia de resonancia compleja (cavidad con pérdidas)

Energía en la cavidad $U_T(t) = U_0 e^{-\frac{\omega_0}{Q} t}$
 Pot. disipada $P_L = -\frac{\partial U_T}{\partial t}$

$$Q = \omega_0 \frac{U_T}{P_L}$$

Señal (tensión, campo eléctrico, ...) $v(t) = V_0 e^{-\frac{\omega_0}{2Q} t} \cos(\omega_0 t)$
 Jaron $\rightarrow e^{j\omega_0(1+j\frac{1}{2Q})t}$

Teoría perturbacional en cavidades

Perturbación de material

$\epsilon_r + \delta\epsilon_r$
 $\mu_r + \delta\mu_r$
 $\vec{E}, \vec{H}, \omega$

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega} = -\frac{\iiint_V (\delta\epsilon \cdot \vec{E}_0^* \cdot \vec{E} + \delta\mu \cdot \vec{H}_0^* \cdot \vec{H}) \cdot dV}{\iiint_V (\epsilon \cdot \vec{E}_0^* \cdot \vec{E} + \mu \cdot \vec{H}_0^* \cdot \vec{H}) \cdot dV} \Rightarrow \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \approx -\frac{\iiint_V (\delta\epsilon \cdot |\vec{E}_0|^2 + \delta\mu \cdot |\vec{H}_0|^2) \cdot dV}{\iiint_V (\epsilon \cdot |\vec{E}_0|^2 + \mu \cdot |\vec{H}_0|^2) \cdot dV}$$

Perturbación de forma

ϵ_r, μ_r
 δV
 $\vec{E}, \vec{H}, \omega$

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega} = -\frac{\iiint_V (\epsilon \cdot \vec{E}_0^* \cdot \vec{E} - \mu \cdot \vec{H}_0^* \cdot \vec{H}) \cdot dV}{\iiint_V (\epsilon \cdot \vec{E}_0^* \cdot \vec{E} + \mu \cdot \vec{H}_0^* \cdot \vec{H}) \cdot dV} \Rightarrow \frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \approx -\frac{\iiint_V (\epsilon \cdot |\vec{E}_0|^2 - \mu \cdot |\vec{H}_0|^2) \cdot dV}{\iiint_V (\epsilon \cdot |\vec{E}_0|^2 + \mu \cdot |\vec{H}_0|^2) \cdot dV}$$

Calidad de una cavidad

El factor de calidad Q depende de la energía almacenada y disipada (y por tanto del modo) (típicamente depende de la cantidad de campo en las paredes)

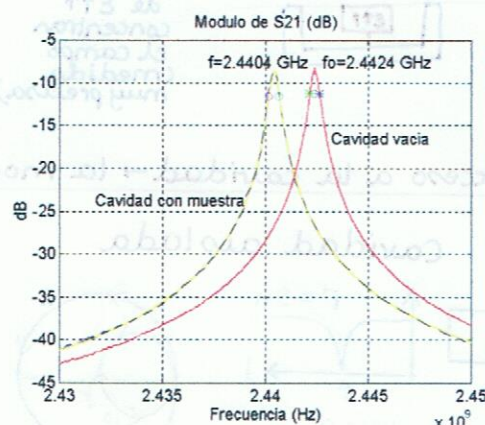
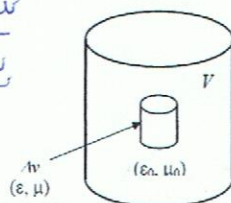
Podemos conseguir misma Q con cavidad en TE₁₀₁ de oro que con cavidad TE₀₁₂ (de alto Q) de metal malo

Inserción de dieléctrico en la cavidad $\rightarrow$ cambia frec de resonancia compleja

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega} \approx -\frac{\int_V [(\epsilon - \epsilon_0)|\vec{E}_0|^2 + (\mu - \mu_0)|\vec{H}_0|^2] \cdot dV}{\int_V [\epsilon_0|\vec{E}_0|^2 + \mu_0|\vec{H}_0|^2] \cdot dV}$$

$\downarrow$
 frec. reson. compleja

$\downarrow$
 ϵ y μ complejas



- se mide ω compleja (ω_{res} y Q)
- se despeja ϵ' y ϵ'' (tomando $\mu=1$)

$$\epsilon' = 1 + \frac{(\omega_0 - \omega)}{\omega} \cdot \frac{2 \int_V \frac{|\vec{E}_0|^2}{\epsilon_{max}} \cdot dV}{\int_V \frac{\vec{E}_0^* \cdot \vec{E}}{\epsilon_{max}} \cdot dV}$$

$$\epsilon'' = \left(\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0} \right) \cdot \frac{\int_V \frac{|\vec{E}_0|^2}{\epsilon_{max}} \cdot dV}{\int_V \frac{\vec{E}_0^* \cdot \vec{E}}{\epsilon_{max}} \cdot dV}$$

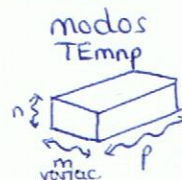
Factor de forma de la muestra (usar formas simples!)

Al final salen expresiones analíticas muy sencillas ej TM₀₁₀

$$\epsilon' = 1 + \frac{\omega_0 - \omega}{\omega} \left(\frac{0.539V}{\Delta V} \right)$$

$$\epsilon'' = \left(\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_0} \right) \left(\frac{0.2695V}{\Delta V} \right)$$

Factor de forma de la cavidad F_c depende de la guía y del modo

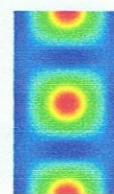
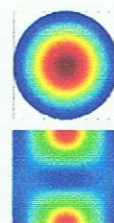
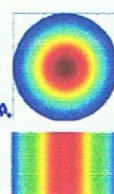


existen TM con $p=0$ (sin variación en z)
 no existen TE con $p=0$

$$TE_{10p} \Rightarrow F_c = \frac{V}{4}$$

$$TM_{010} \Rightarrow F_c = 0.2695V$$

TM₀₁₀
 - cavidad arbitraria bajita
 - frec. res no depende de H



Modo TM₀₁₀

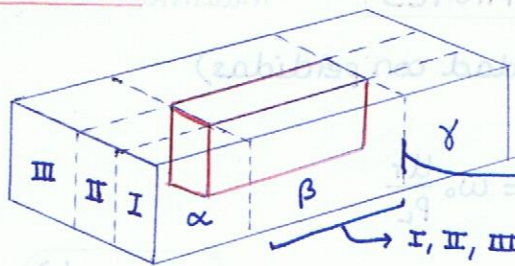
Modo TM₀₁₁

Modo TM₀₁₂

resuena a la frec. de corte

$$f_{RES} = f_{CTM01}$$

solución exacta:

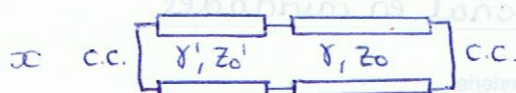


α, β, γ : acoplo modal

I, II, III $\rightarrow$ guía parcialmente rellena

modos híbridos
LSE y LSM
 $\downarrow$
muy complejo

método de la resonancia transversal

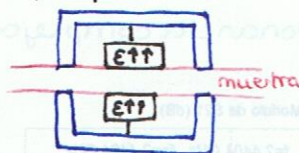


Resonancia $\Gamma_z \cdot \Gamma_b = 1$

Cavidades abiertas

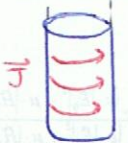
Hacer apertura NO RADIANTE en una cavidad (que no corte corrientes del modo)

Split-post resonator

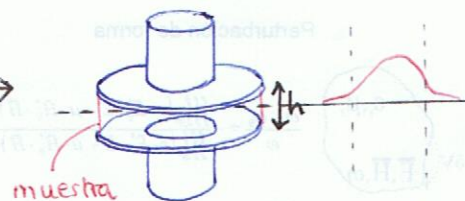


Resonadores dieléctricos de $E \uparrow \uparrow$ concentran el campo (medida muy precisa)

perfil modal



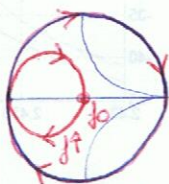
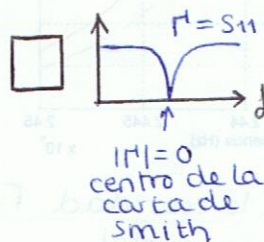
TE_{0np}
 $\uparrow \uparrow$
no hay E_z



Conviene limitar h para no cambiar demasiado el modo

Acceso a la cavidad $\rightarrow$ la modifica

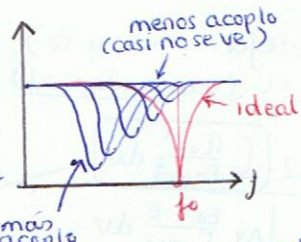
Cavidad aislada



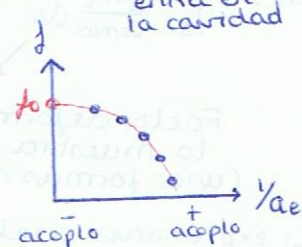
Cavidad alimentada con un iris



Es imposible calcularlo analíticamente



¿Cómo puedo conocer f_0 ?
Interpolando con acoplo variable

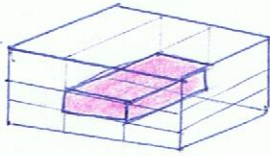


subacoplo
iris pequeño
poca energía del gen. entra en la cavidad

acoplo crítico

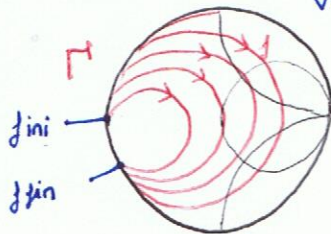
Nota:
El acoplo magnético (con espira) sube la frec. en vez de bajarla

Cavidad parcialmente rellena



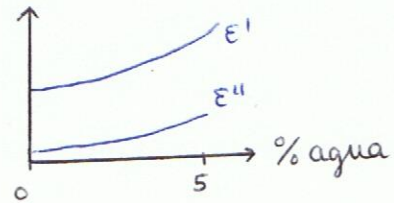
- Tª perturbacional
- Método de la resonancia transversal
- cálculo exacto (requiere modos híbridos LSE_x and LSM_x)

$$\Gamma(f, \epsilon)$$



- variando ϵ cambia $\Gamma = S_{11}$
- ¿qué parámetro mide?
- La fase
 - El módulo
 - La frec. res

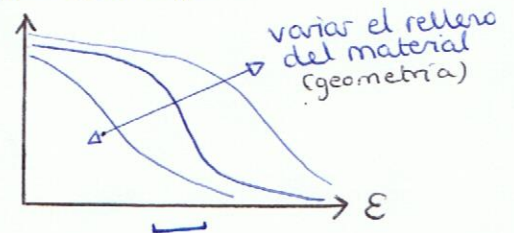
ejemplo: deterioro de un líquido (suelos) al absorber humedad



Eligiremos el parámetro más sensible (el que presente más variación con ϵ)

ejemplo: $\Delta \Gamma = \Delta S_{11}(f_0)$

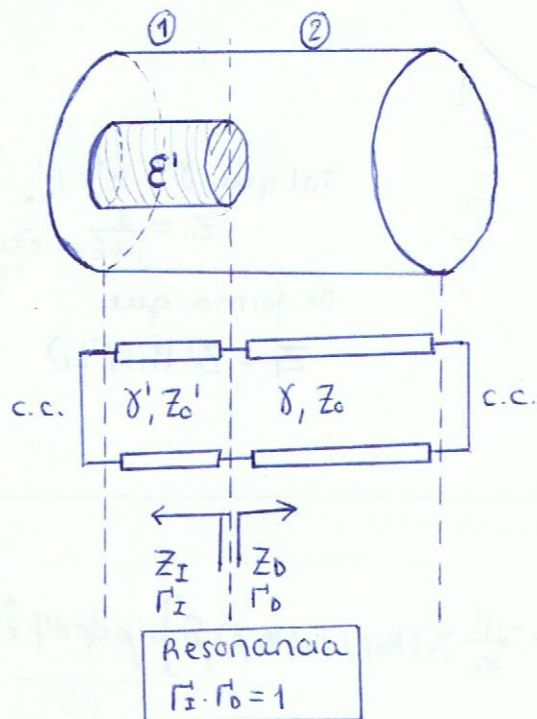
para f_0 fija



elegiré la geometría que proporcione la mayor sensibilidad en la zona de ϵ que quiero medir

Si tenemos que diseñar un umbral de alarma, conviene que el parámetro a medir tenga un cambio brusco justo en el umbral

- CÁLCULO DE LA FRECUENCIA DE RESONANCIA DE UNA CAVIDAD MEDIANTE EL METODO DE LA RESONANCIA TRANSVERSAL



Modo TM_{010}

- Campos electromagnéticos:

$$E_z = A \cdot J_0(k_c \rho)$$

$$E_\rho = 0$$

$$E_\phi = 0$$

$$H_z = 0$$

$$H_\rho = 0$$

$$H_\phi = -A \frac{j\omega\epsilon}{k_c} \underbrace{J'_0(k_c, \rho)}_{-J_1(k_c \rho)}$$

Recuerda:

$$c = 299\,792\,458 \text{ m/s}$$

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ N/A}^2$$

$$\epsilon_0 = 1/\mu_0 c^2$$

- sección sin dieléctrico



Guía circular
Modo TM_{01}

$$E_z = A \cdot J_0(k_c \rho) e^{-j\beta z}$$

$$H_\phi = A \frac{j\omega\epsilon}{k_c} J_1(k_c \rho) e^{-j\beta z}$$

$$E_\rho = A \frac{j\beta}{k_c} J_1(k_c \rho) e^{-j\beta z}$$



$$k_c = \frac{p_{01}}{a} = \frac{2.405}{a}$$

$$\gamma = \sqrt{k_c^2 - k^2} \begin{cases} \alpha = 0 \\ \beta = \sqrt{k^2 - k_c^2} = \sqrt{\omega^2 \mu \epsilon - (p_{01}/a)^2} \end{cases}$$

$$Z_{0TM} = \frac{\gamma}{j\omega\epsilon} = \frac{\beta}{\omega\epsilon}$$

Por lo tanto:

$$Z_D = Z_0 \tanh(\gamma L_2)$$

$$= j Z_0 \tan(\beta L_2)$$

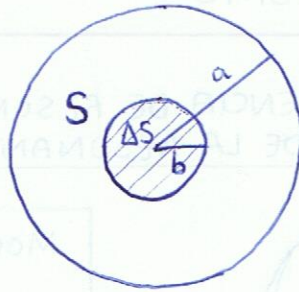
$$= j \cdot \frac{\sqrt{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 - (p_{01}/a)^2}}{\omega \epsilon_0} \cdot \tan(\sqrt{\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 - (p_{01}/a)^2} L_2)$$

$$Z_D(f, a, L_2)$$

Sección con dieléctrico

Se analiza con
Teoría Perturbacional

El dieléctrico introduce
un cambio $\gamma \rightarrow \gamma' = \alpha' + j\beta'$
que viene dado por:



$$\alpha \simeq \alpha_0 + \epsilon_0 \epsilon'' \frac{\omega \cdot \int_{\Delta S} E_0^* \cdot E \, dS}{2 \int_S (E_0^* \times H_0) \cdot dS}$$

$$\beta \simeq \beta_0 + \epsilon_0 (\epsilon' - 1) \frac{\omega \cdot \int_{\Delta S} E_0^* \cdot E \, dS}{2 \int_S (E_0^* \times H_0) \cdot dS}$$

$\sqrt{\omega^2 \mu_0^2 - (\rho_0/a)^2}$

Tal que $\gamma' = \alpha' + j\beta'$
 $Z_0' = \frac{\gamma'}{j\omega \epsilon} \leftarrow \text{¿cuál tomo??}$

De forma que

$$Z_I = Z_0' \tanh(\gamma' L_1)$$

Cálculo de las integrales

$$\int_S (E_0^* \times H_0) \cdot dS = \int_S A^2 \left[\frac{\omega \epsilon_0 \beta}{k_c^2} J_1^2(k_c \rho) \cdot \hat{z} + \frac{j\beta}{k_c} J_0(k_c \rho) J_1(k_c \rho) \hat{\rho} \right] \cdot \rho \, d\rho \, d\varphi \, \hat{z}$$

duda:
Producto Escalar
Tomo sólo comp en $\hat{z}$
de $E_0 \times H_0$??
↑ H_φ

problema:
se anula en TMO10!!
Hay que usar los campos del TMO1 (sí tiene E_ρ)
(estamos analizando la guía, no el resonador)

$$= A^2 \frac{\omega \epsilon_0 \beta}{k_c^2} \int_0^{2\pi} \int_0^a \rho \cdot J_1^2(k_c \rho) \, d\rho \, d\varphi$$

$$= A^2 \frac{\omega \epsilon_0 \beta}{k_c^2} \cdot 2\pi \cdot \left[\frac{1}{2} \rho^2 (J_1^2(k_c \rho) - J_0(k_c \rho) J_2(k_c \rho)) \right]_0^a$$

en $\rho=0 \rightarrow J_1, J_2=0$

en $\rho=a \rightarrow k_c \cdot a = \rho_{01}$

$$J_0(k_c \cdot a) = 0$$

$$= A^2 \cdot \frac{\omega \epsilon_0 \beta}{k_c^2} \cdot \pi a^2 J_1^2(\rho_{01})$$

duda E?

$$\int_{\Delta S} (E_0^* \cdot E) \, dS \stackrel{!}{=} \int_{\Delta S} (E_0^* \cdot E_0) \, dS = \int_{\Delta S} |E_0|^2 \, dS$$

$$= A^2 \cdot \int_{\Delta S} \left(J_0(k_c \rho) \hat{z} - \frac{j\beta}{k_c} J_1(k_c \rho) \hat{\rho} \right) \cdot \left(J_0(k_c \rho) \hat{z} + \frac{j\beta}{k_c} J_1(k_c \rho) \hat{\rho} \right) \, dS$$

$$= A^2 \int_0^{2\pi} \int_0^b \left(J_0^2(k_c \rho) + \frac{\beta^2}{k_c^2} J_1^2(k_c \rho) \right) \rho \, d\rho \, d\varphi$$

$$= A^2 \cdot 2\pi \cdot \left[\frac{1}{2} \rho^2 \left((J_0^2(k_c \rho) + J_1^2(k_c \rho)) + \frac{\beta^2}{k_c^2} (J_1^2(k_c \rho) - J_0(k_c \rho) J_2(k_c \rho)) \right) \right]_0^b$$

$$= A^2 \cdot \pi b^2 \left[\underbrace{\left(1 + \frac{\beta^2}{k_c^2} \right)}_{\text{se anula en } \rho=0} J_1^2(\rho_{01} \frac{b}{a}) + J_0(\rho_{01} \frac{b}{a}) \left(J_0(\rho_{01} \frac{b}{a}) - \frac{\beta^2}{k_c^2} J_2(\rho_{01} \frac{b}{a}) \right) \right]$$

TEMA 3. SENSORES DE MICROONDAS

Tipos de sensores

Sensores basados en ondas electromagnéticas

- Ventajas de μO y Desventajas respecto a los μO

- Resistivos } medir R y C $\longrightarrow$ les afecta la conductividad DC (ej contenido de iones)
- Capacitivos } sensibles a huecos de aire

- Microondas :
 - penetra en todo el volumen, no sólo la superficie
 - buen contraste entre agua y otros materiales (para medir humedad)
 - inherentemente estables porque la frec. de resonancia depende de las dimensiones
 - insensible a condiciones medioambientales: agua, polvo (IR), temperaturas (semicond.)
 - a diferencia de
 - no ionizantes (no peligrosas)
 - rápidos
 - no afectan al material bajo test

- Infrarrojos }
 - afectador por polvo y agua ambiental
- Ópticos
- Ultravioleta
- Rayos X }
 - peligrosos (ionizantes)
- Rayos gamma $\longrightarrow$ radiación estadística $\longrightarrow$ requiere promediar $\longrightarrow$ lentos

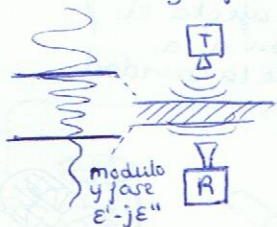
Desventajas de los sensores de μO

- más caros a mayor frecuencia
- diseñador y calibrador para CADA aplicación y material (no generales)
- baja aplicabilidad universal
- sensibles a más de una variable, requiere desambiguar
- resolución espacial limitada por λ

- Problemas superados por μO
 - Tecnología se abarata para $< 3 \text{ GHz}$
 - Materiales: conocimiento fuerte
 - Sistemas sensores: cálculo y simulación de los problemas ya posible

Tipos de sensores $\mu O \rightarrow$ (parámetros [S], radar, resonadores, radiométricos, activos, especiales)

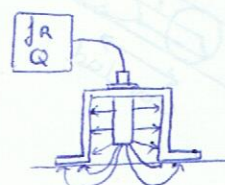
Transmisión y reflexión



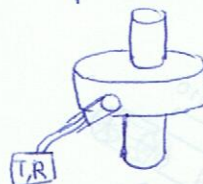
Tipo Radar ej: Petrolero



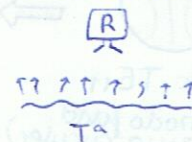
Resonadores



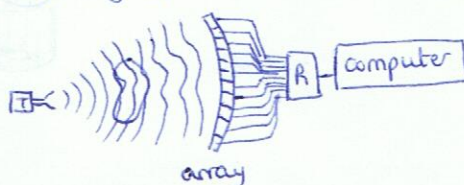
Open resonators



Radiómetros (sólo reciben)



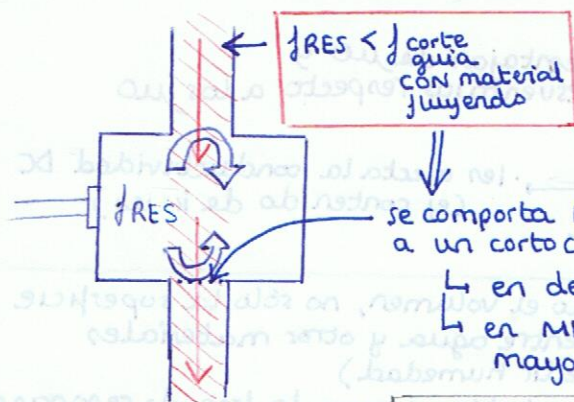
tomográficos



ej: medir grosor de metal



SENSORES UNDER FLOW

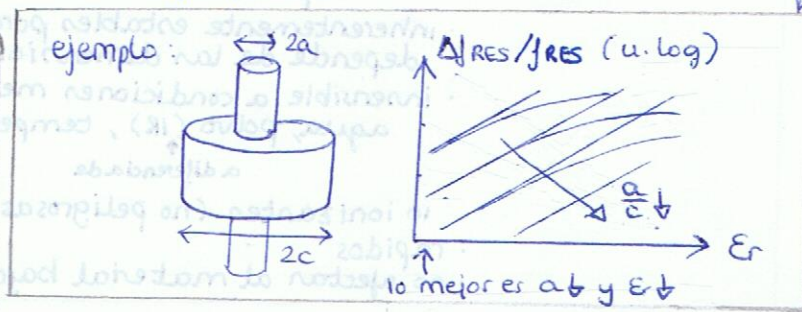


se comporta PARECIDO a un corto circuito → desviación en frecuencia Δf_{RES}
 en detección se puede aproximar
 en MEDIDA de ϵ conviene modelarlo para mayor precisión

f_{res} de cavidad $k = 2\pi/\lambda$

$$f_{res} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{k_c^2 + \beta_z^2} \frac{\pi}{d}$$
 $p = \text{semi-circulo en } z$
 recuerda

$$k_c = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}$$
 $k_c = \frac{ck_c}{2\pi}$
 $k_{c TM} = \frac{P_{nl}}{a} \rightarrow \text{anularse } \epsilon_z \text{ en metal}$
 $k_{c TE} = \frac{P_{nl}}{a} \rightarrow \frac{\partial H}{\partial z} = 0 \text{ en metal}$

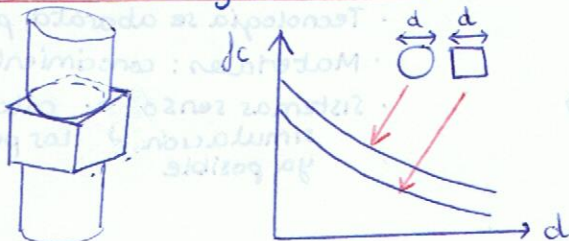


Hay que manejarse bien con las frecuencias de corte en guías

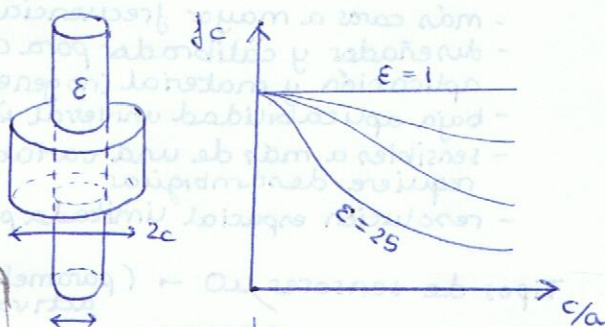
- Si usamos resonancia TM_{010} , podemos hacer cavidad muy baja (y tendremos TM_{010} como primer modo muy alejado de los siguientes) la f_{RES} será la de corte de TM_{01} (ya que $p=0, \beta=0$)



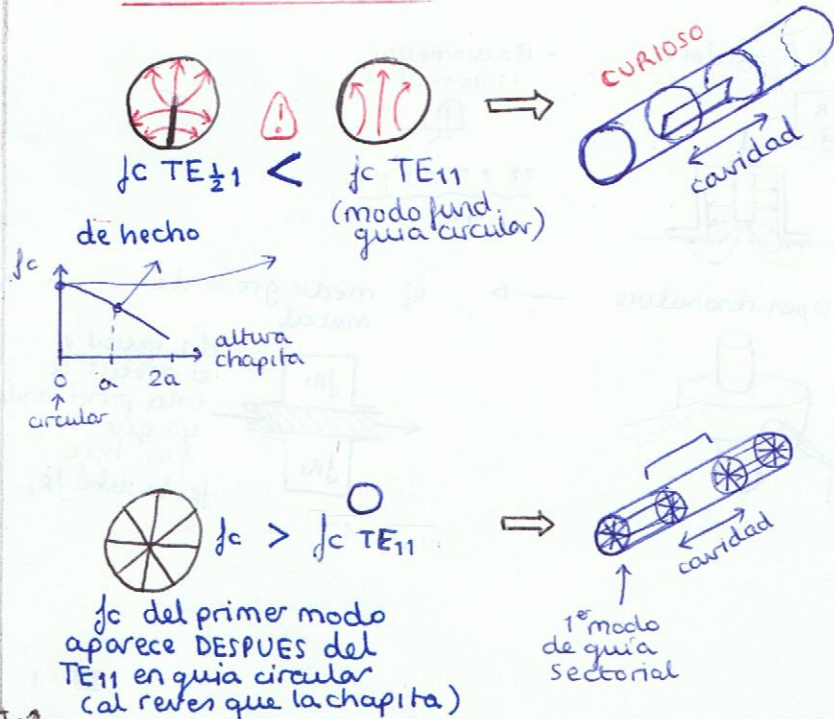
Guías circular y cuadrada



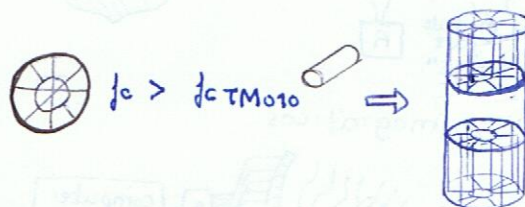
Dos circulares



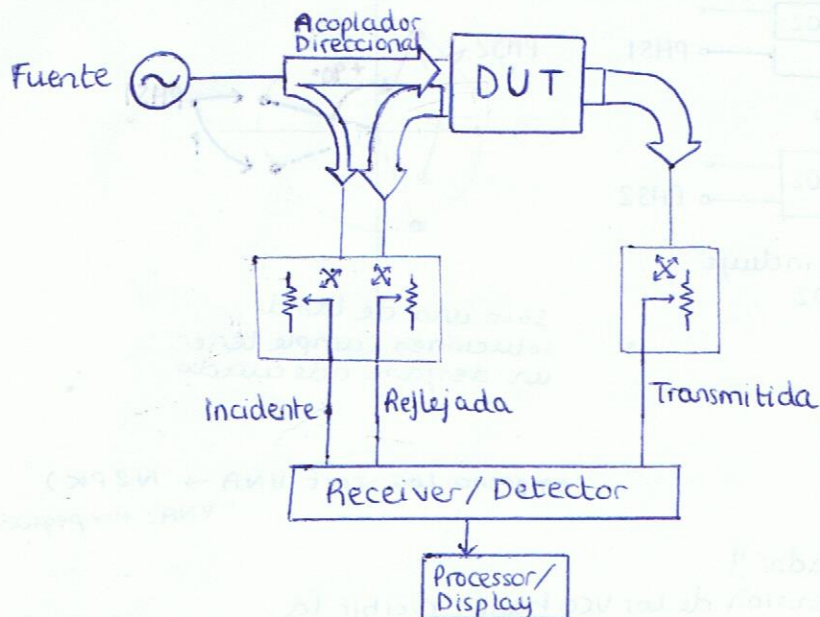
Guías sectoriales



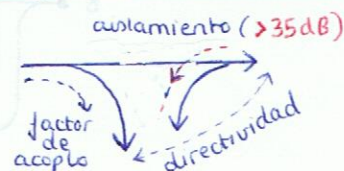
recuerda en TM_{010}
 Frec corte = Frec resonancia
 Importante ver como afecta el material UNDER FLOW a la frec. de resonancia de la cavidad



ANALIZADOR DE REDES VECTORIAL



Acoplador direccional

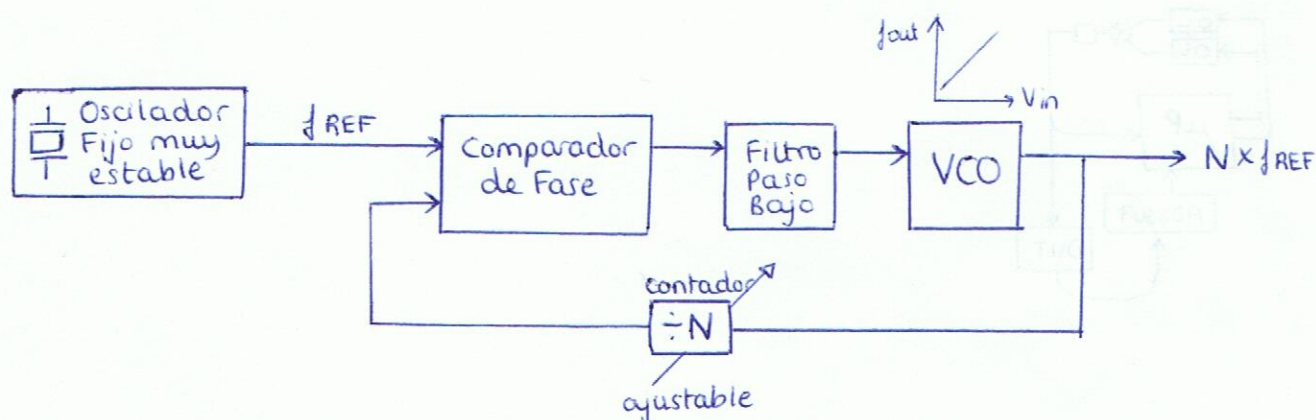


Fuente:

La fuente debe 'barrer' un rango de frecuencias.

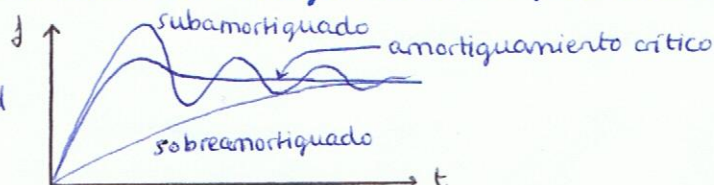
se usa un VCO en montaje PLL → resolución de hasta 0.1 Hz

→ frecuencia ajustable (nomás de 2.5 décadas)



Según el filtro que se use, la velocidad de convergencia de la frecuencia variará considerablemente

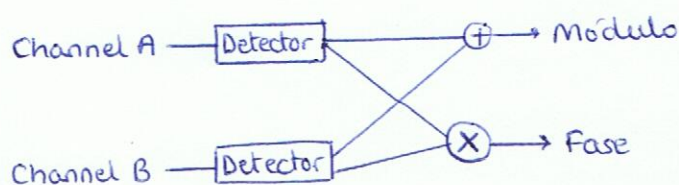
(puede tardar hasta 50 veces más)
lo cual determinará la velocidad del barrido



Receptor / Detector

· Tipicamente convierten a FI y obtienen el módulo y fase

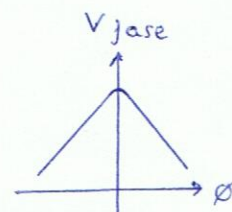
· Ultimamente el C.I. barato **AD8302** RF está desbancando a los tradicionales
Analog Devices
Mide módulo y fase hasta 2.7 GHz



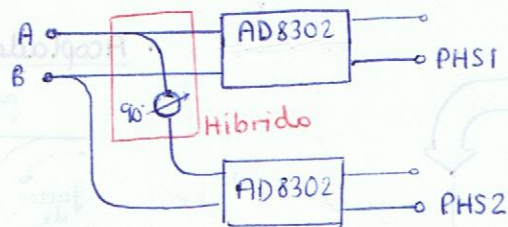
$$A \cos(\omega t + \phi) + B \cos(\omega t)$$

$$= AB (\cos(\phi) + \cos(2\omega t + \phi))$$

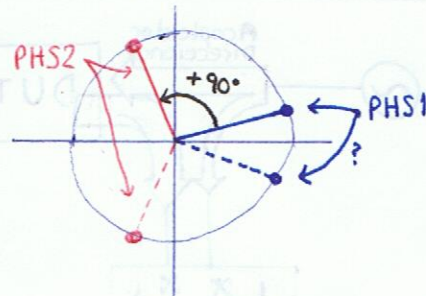
↑
no distingue signo!



Para deshacer la ambigüedad en el signo de la fase, se pueden usar dos AD8302



El AD8307 ya incluye los dos AD8302



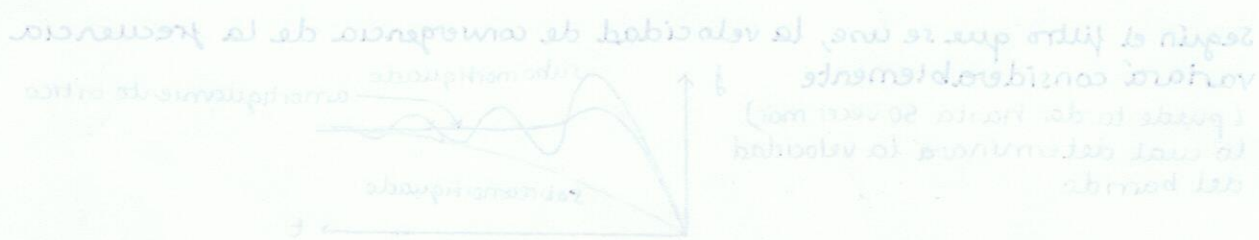
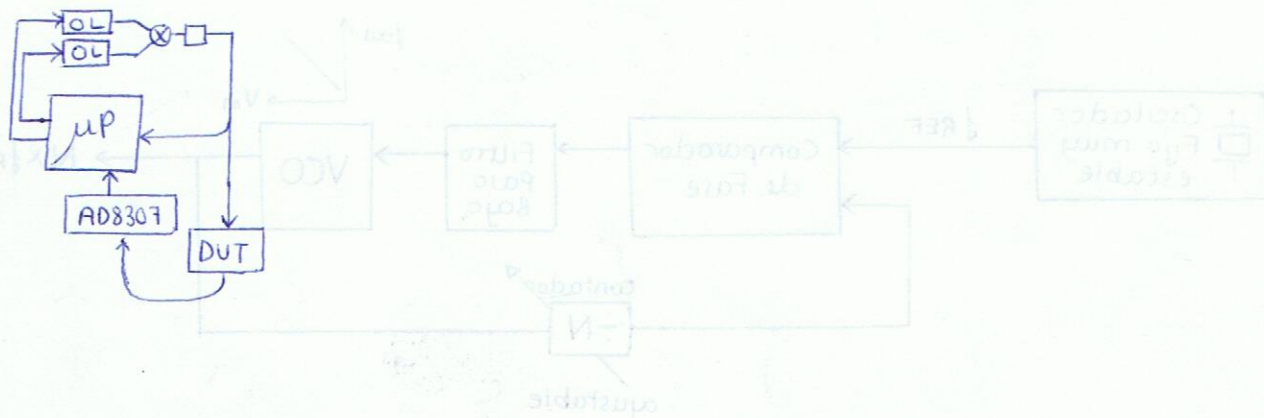
sólo una de las dos soluciones cumple tener un desfase adecuado

Example of Low-Cost VNA

(empresa low-cost VNA → N2PK)

VNA's muy pequeños

- El PLL se hace con el μ procesador!!
(el μ P va modificando la tensión de los VCO hasta recibir la frecuencia adecuada)
- Ya que no hay VCO de 0 a 10GHz (muchas décadas) usamos dos VCO de 4 a 8GHz y los mezclamos para obtener la resta



Receptor / Detector

Últimamente el C.I. integrado AD8302 RF está desbancando a los tradicionales Analóg. Detectores
Mide módulo y fase hasta 2.1GHz



$$A \cos(\omega t + \theta) + B \cos(\omega t + \phi) = AB \cos(\theta - \phi) + \cos(\omega t + \theta + \phi)$$