

C.N.E.A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 1	AÑO 1974

04.74.02

INEND/A-4

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
DEPENDIENTE DE LA PRESIDENCIA DE LA NACION

"METODOS ELECTROMAGNETICOS,
ENSAYOS POR CORRIENTES DE EDDY"

G. Bollini - L. Barman - J.D. Hermida

Instituto de Ensayos no Destructivos y Control de Calidad

Proyecto ARG/71/537-PDNU

OIEA - UNIDO

Departamento SATI
Gerencia de Tecnología
Argentina

- 1974 -

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
DEPENDIENTE DE LA PRESIDENCIA DE LA NACION

"METODOS ELECTROMAGNETICOS,
ENSAYOS POR CORRIENTES DE EDDY"

G. Bollini - L. Barman - J.D. Hermida

Instituto de Ensayos no Destructivos y Control de Calidad

Proyecto ARG/71/537-PDNU

OIEA - UNIDO

Departamento SATI
Gerencia de Tecnología
Argentina

- 1974 -

1

METODO DE CORRIENTES DE EDDY EN ENSAYOS NO DESTRUCTIVOS

1. INTRODUCCION

1.1 Aplicaciones

Este método permite la detección de fallas (fisuras, cracks, etc.) en conductores planos ó que tengan simetría cilíndrica ó esférica. Esta falla puede ser diferenciada de las variaciones dimensionales del material ó de la posición del transductor con respecto a la muestra. Asimismo se puede determinar el tamaño y profundidad de las fallas, siempre que las dos variables anteriores permanezcan constantes.

El rango de aplicación del método no se limita al de los ensayos no destructivos sino que, a través de la medición de la conductividad de la muestra, permite obtener valores de la dureza, pureza, orientación cristalina, etc. También pueden medirse pequeños espesores de revestimientos (pintura, óxidos), diámetros de barra y alambres, etc.

1.2 Principios físicos básicos

Se define como fuerza electromotriz (f.e.m.), en un circuito conductor, a la fuerza tangencial por unidad de carga integrada a lo largo del circuito

$$\mathcal{E} = \oint \frac{\vec{F}}{q} d\vec{s}$$

La expresión de la fuerza es

$$\vec{E}_\tau = \frac{\vec{F}}{q} = \vec{E} + \nabla \times \vec{B}$$

donde el primer término proviene de la expresión matemática de la ley de Faraday

$$\nabla \times \vec{E} = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

que expresa la aparición de un campo eléctrico debido a la variación temporal del campo magnético.

La interpretación clara de esta expresión se obtiene mediante el uso de teorema de Stoke :

$$\oint \vec{A} \cdot d\vec{l} = \int_S (\vec{\nabla} \times \vec{A}) \cdot \hat{n} \, d\vec{s}$$

que dice que la integral de un vector a lo largo de una curva cerrada es igual al flujo del rotor de dicho vector a través de la superficie encerrada por la curva.

Para nuestro caso entonces :

$$\int_S (\vec{\nabla} \times \vec{E}) \cdot \hat{n} \, ds = \oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \cdot \hat{n} \, ds$$

y si la curva no varía en el tiempo

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \frac{d}{dt} \int_S \vec{B} \cdot \hat{n} \, ds = - \frac{d\Phi}{dt}$$

ó sea se obtiene la ley de Lenz, (para $\vec{v}=0$),

$$\mathcal{E} = - \frac{d\Phi}{dt}$$

donde $\mathcal{E}$ es la f.e.m. y Φ el flujo magnético; la cual dice que la f.e.m. inducida es igual a la variación del flujo que atraviesa el area encerrada por la curva de circulación.

El signo menos indica que el sentido de la f.e.m. es tal que la corriente resultante produce un campo magnético opuesto al que la genera.

El segundo término de la expresión tiene en cuenta el movimiento del circuito y expresa que en cada instante la fuerza por unidad de carga, producida por dicho movimiento, es igual al producto vectorial entre la velocidad de la carga, producida por el movimiento del circuito, y el campo magnético. Es totalmente independiente del anterior.

Entonces, dos efectos distintos e independientes pueden actuar en forma simultánea para producir una f.e.m. en un circuito.

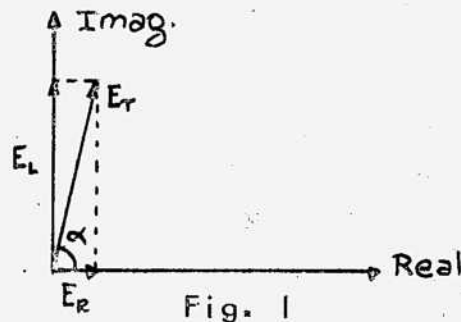
Debe hacerse la aclaración que en ninguno de los dos casos la aplicación queda reducida a circuitos de alambre, sino que se extiende a cuerpos conductores en general, donde los circuitos deben ser considerados como las líneas de corriente que se produzcan.

1.3 Impedancia de una bobina

Toda bobina tiene una resistencia interna que hace que su impedancia no sea puramente inductiva,

$$Z = R_i + j\omega L; V = IZ = IR_i + Ij\omega L = E_R + jE_L$$

por lo tanto el voltaje tendrá una representación gráfica de este tipo



La componente real es la responsable de una disipación instantánea de energía en forma calórica igual a I^2R , que provoca un desfase menor que 90° entre el voltaje y la corriente: $\alpha < 90^\circ$

Por lo general esta resistencia es lo suficientemente chica como para que $\alpha \approx 90^\circ$. Pero debe quedar claro que todo apartamiento de los 90° de desfase entre el voltaje y la corriente, detectado en los bornes de una bobina, es atribuible a la existencia de una resistencia.

La representación gráfica anterior es conocida como el Plano de impedancia.

II. CORRIENTES DE EDDY

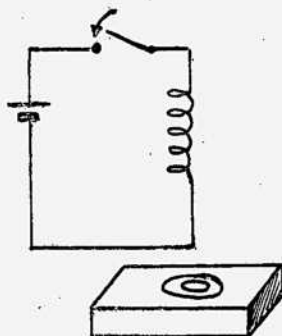


Fig. 2

II.1 Definición

Sí establecemos súbitamente un campo magnético continuo en forma perpendicular a un conductor, la variación del flujo

a través del mismo producirá corrientes que generarán un campo opuesto al original, de acuerdo a lo visto en I.2. Debido a la resistencia del conductor estas corrientes de saparecerán, y no surgirán nuevamente a menos que haya otro cambio de flujo.

Por esta razón, la existencia de un campo magnético variable permitirá la subsistencia de dichas corrientes. Estas corrientes inducidas en los cuerpos conductores son llamadas de Eddy ó de Faucault, ó también parásitas.

11.2 Características

Las corrientes de Eddy siguen caminos circulares, porque dada una cierta superficie atravesada por un flujo magnético, la curva de menor longitud que la encierra es el círculo, y como la f.e.m. inducida es el trabajo efectuado por el campo eléctrico a lo largo de dicha curva, rige el principio del menor gasto de energía posible, que es válido para todos los fenómenos físicos. Se generan en planos perpendiculares al flujo magnético.

La amplitud y distribución de las C.E. en el interior son afectadas por tres variables: la conductividad del material, la frecuencia del campo magnético aplicado y la permeabilidad magnética: σ , f , μ , respectivamente.

La primera, que es inversamente proporcional a la resistencia eléctrica de la muestra, y es una característica propia del material, es la que permite, realmente, la existencia de las corrientes, puesto que en un material que no es conductor, lo cual implica que $\sigma=0$, las C.E. no podrían producirse.

La permeabilidad magnética influye sobre las C.E. a través de una variación del campo magnético en el interior de la muestra, $\vec{B}=\mu\vec{H}$, y una consecuente variación del flujo.

La dependencia de las C.E. con la f la veremos más adelante.

11.3 Elementos de Ensayo

Básicamente se necesitan tres elementos para generar y detectar C.E..

- a) Generador de onda sinusoidal ; (preferentemente de f variable)
- b) Bobina primaria, utilizada para generar el campo magnético variable.
- c) Bobina secundaria ó pick-up , que se utiliza para detectar los cambios en el flujo magnético producido por las C.E..

III. PLANO DE IMPEDANCIA DE UNA BOBINA SECUNDARIA

III.1 Análisis Conceptual

Habíamos definido en 1.3 al plano de impedancia de una bobina, ahora analizaremos el que corresponde a la bobina que se utiliza para detectar los efectos producidos por las C.E. .

Primero consideraremos que el material conductor tiene permeabilidad relativa $\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} = 1$, (donde μ_0 es la permeabilidad en el vacío), lo que significa que el campo magnético en el material, si σ fuera igual a cero, sería el mismo que existiría sino estuviese la muestra. La razón de esta elección quedará clara más adelante, cuando analicemos materiales ferromagnéticos.

La variación del flujo magnético a través de la muestra crea corrientes de Eddy en planos paralelos a las espiras de la bobina primaria. (Esta bobina esta diseñada de manera tal que el campo sea constante en su interior). Estas corrientes generan un campo magnético opuesto al que las generó. Si la muestra fuera un conductor perfecto, es decir, de conductividad infinita, este campo igualaría al original, puesto que, al ser $\sigma = \infty$, la resistencia sería nula y no habría disipación de energía, lo que determinaría que toda la energía utilizada en generar las C.E. fuera devuelta en un campo de igual intensidad que el original. (Lo llamamos original en el sentido que es el campo en el interior del material que no ha sido aún afectado por el campo producido por las C.E.).

La bobina secundaria no registraría entonces voltaje inducido alguno, puesto que al ser ambos campos opuestos e iguales, no habría variación de flujo en todo instante. En cambio, en un conductor real, la disipación de energía, debida a la resistencia propia de la

muestra, determinará que el campo creado por las C.E. sea menos intenso que el original, y por lo tanto, el efecto de las corrientes de Eddy será una disminución del flujo magnético original. El voltaje inducido en la bobina por este flujo magnético resultante tendrá en cuenta la disipación de energía en la muestra, produciendo entonces un desfase del voltaje respecto de la corriente distinto de 90° . Esto quiere decir que el efecto de las corrientes de Eddy sobre la bobina es la aparición de una resistencia aparente, que es la única si la resistencia interna de la misma es despreciable. Esta asimilación de la disipación en la muestra a la disipación en la bobina es entendible mediante un balance energético: la energía necesaria para crear el campo magnético original no es totalmente devuelta en el campo opuesto, sino que parte de la misma es disipada en la muestra. Por esta razón, a los efectos del voltaje inducido, es indiferente que esta disipación se haya producido en la bobina ó fuera de ella, ya que debe ser tenida en cuenta para no dar un balance energético incorrecto.

III.2. Voltaje inducido en función de la conductividad y la frecuencia.

Habíamos dicho que para una bobina con un conductor real, la resistencia del mismo producirá una componente resistiva en el voltaje inducido. La conductividad es inversamente proporcional a la resistencia, y por ej.: en una barra, la resistencia total será:

$$R = \frac{l}{A} \cdot \frac{1}{\sigma}$$

l : longitud de la barra

A : sección transversal

entonces, es más conveniente utilizar a σ en nuestro análisis, para independizarnos de las dimensiones de la muestra, ya que así nos referimos a una propiedad específica del material y no a la forma ó tamaño de la pieza.

Las representaciones gráficas del plano de impedancia varían según la forma y simetría de la muestra (esferas, caños, barras, planos, etc.). Nosotros utilizaremos la que corresponde a una barra cilíndrica, pero

el análisis será válido para cualquier otro caso.

Ambas componentes están normalizadas con respecto al valor del voltaje inducido en la bobina secundaria en el caso en que no hubiera muestra presente.

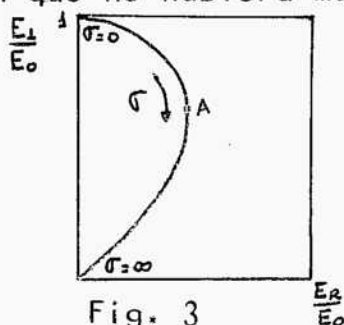


Fig. 3

Analizaremos primero ambos extremos de la curva: $\sigma=0$ y $\sigma=\infty$. En el primer caso al ser $\sigma=0$ no hay C.E. y por lo tanto tampoco campo opositor. Entonces, como $\mu_r=1$, el campo en el interior de la muestra es igual al que existiría sin ella, o sea, ambos voltajes inducidos son iguales, $E_L=E_0$. Ya habíamos analizado el caso en que $\sigma=\infty$: el campo opositor iguala al original y el voltaje inducido es igual a cero.

Para explicar la forma de la curva debemos repasar algunos conceptos. Lo que se detecta en los bornes de la bobina secundaria es un voltaje desfasado en menos de 90° con respecto a la corriente. (ver Fig.1)

Entonces como lo que se mide es voltaje, la alta resistencia del instrumento hace que la corriente que circula por la bobina sea pequeña y constante, de tal manera que podemos escribir

$$E_R = I_{\text{bob}} R_a$$

donde surge el concepto de "resistencia aparente": R_a

Las variaciones que se registren en la componente resistiva serán solo atribuibles a las variaciones de R_a .

Llamamos R_b a la resistencia de la barra, I_{ce} a la amplitud de la corriente total que circula en la barra.

$$I_{ce} = \int_0^{\pi a^2} I(r) d(\pi r^2) \quad I(r): \text{densidad de corriente}$$

entonces, la disipación en la barra es asumida por la bobina

$$I_{CE}^2 R_b = I_{BOB}^2 R_a, \quad R_a = \frac{I_{CE}^2 R_b}{I_{BOB}^2}$$

vemos que, tanto R_a como $E_R = \frac{I_{CE}^2 R_a}{I_{BOB}^2}$, dependen exclusivamente de la potencia disipada en la barra. Cuando σ aumenta a frecuencia cte. hay que analizar ambas variables: I_{CE} y R_b . La resistencia R_b disminuye constantemente a medida que σ aumenta, $R_b \propto \frac{1}{\sigma}$

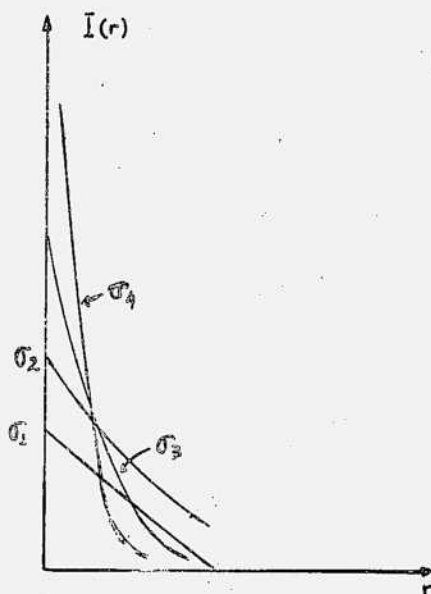


Fig. 4

en cambio, I_{CE} aumenta, porque una mayor conductividad favorece el desarrollo de las CE , pero a partir de un cierto valor de σ este aumento es cada vez más pequeño. Esto se explica debido a que las CE se van concentrando cercanas a la superficie, y por lo tanto, a pesar de que $I(r)$ siga aumentando, la integral

$$I_{CE} = 2\pi \int_0^a I(r) r dr$$

no lo hace al mismo ritmo, porque el área efectiva de integración es cada vez menor.

Este valor crítico de σ es el que corresponde al punto A de la Fig. 3.

Ahora estamos en condiciones de analizar la forma de la curva. En la primera parte de la misma, o sea, desde $\sigma=0$ hasta el valor crítico, la componente E_r aumenta. Esto se debe a que en la potencia disipada

$$I_{ce}^2 R_b$$

el aumento de I_{ce}^2 pesa más que la disminución de R_b . Pero en la segunda parte no ocurre esto, y entonces el aumento de I_{ce}^2 no alcanza a compensar la disminución de R_b , por lo que E_r disminuye.

Todo este análisis está basado en el efecto de concentración de las CE cercanas a la superficie (efecto pelicular), a medida que σ aumenta. Su explicación la veremos en el punto V.1.

En dicho punto veremos además que la dependencia del voltaje inducido con la frecuencia, cuando σ es considerada constante, es la misma que existe con σ , cuando la frecuencia es constante.

Para resumir diremos: la componente inductiva depende del flujo magnético resultante y la resistiva de la disipación producida en la barra.

Ambas dependen de la misma manera de la conductividad del material de la muestra y de la frecuencia del campo magnético.

III.2.1 Materiales Ferromagnéticos

En este caso, el campo magnético en el material es mayor que uno. La no linealidad entre B y H produce una modificación del efecto de las CE sobre la componente inductiva, puesto que el campo original sinusoidal es deformado por esta causa.

Además, las pérdidas por disipación calórica que se producen en el material debido al proceso de histeresis contribuyen a aumentar la componente resistiva que producen las CE . Entonces ambos efectos deforman la influencia de las CE sobre el voltaje inducido en la bobina, por lo cual es necesario saturar el material previamente, para poder trabajar con una permeabilidad relativa constante que sea además de bajo valor. De esta manera se podrá utilizar una representación gráfica del plano de impedancia que sea equi-

la bobina, la componente inductiva aumentará, porque el flujo opositor será cada vez menor; en cambio, la resistiva disminuirá, porque al ser la barra más chica las disipaciones son menores. Otra consecuencia es que para $\sigma = \infty$ el voltaje inducido no es cero, ya que queda una componente inductiva producida por el flujo en el espacio existente entre la barra y la bobina.

La relación entre las áreas

$$\eta = \left(\frac{d}{D}\right)^2$$

es conocida como "FILL-FACTOR" (factor de llenado) y su representación en el plano de impedancia es la siguiente (fig. 7)

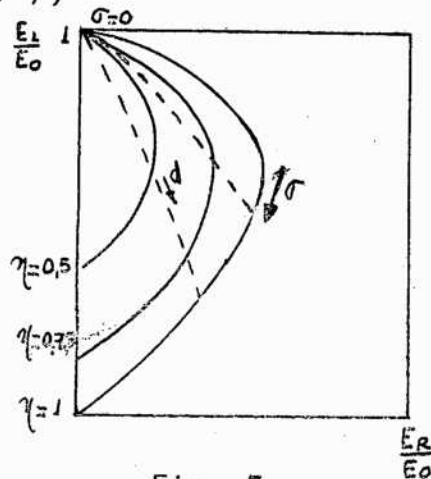


Fig. 7

Todas las curvas para diferentes valores de η concurren al mismo punto para $\sigma = 0$, puesto que en este caso ($\mu_r = 1$) el campo en el interior de la barra es el mismo que en el exterior, ya que no existen C.E..

En esta figura también se ha dibujado dos curvas punteadas que corresponden a la representación de la variación del diámetro en el plano de impedancia, manteniendo la frecuencia y la conductividad constantes.

Podemos resumir diciendo que todas estas variables dimensionales influyen sobre el flujo magnético resultante y que por lo tanto modifican la componente inductiva; por lo cual, a pesar de que también influyen ligeramente sobre la componente resistiva, las caracterizamos como "variables magnéticas".

V. BARRA CILINDRICA

V.1 Análisis conceptual

Estudiaremos ahora el proceso de formación y distribución de las C.E. en este caso particular, para poder hacer luego un análisis matemático que nos permitirá pasar al tema principal que es la detección de fallas.

Habíamos visto ya que la fórmula

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \frac{\partial \Phi}{\partial t}$$

expresaba la existencia de una f.e.m. debida a la variación de un flujo magnético. En el caso de un circuito de alambre la f.e.m. se genera lógicamente en el mismo, y la variación del flujo se computa a través del área que ésta encierra. Pero cuando el flujo varía, como en nuestro caso, a través de la sección de un cuerpo conductor, no existe una única f.e.m. sino una distribución en el plano de la sección. Para explicar esta distribución consideraremos primero un elemento diferencial de área en la perifería de la barra, como si fuera un circuito de alambre.

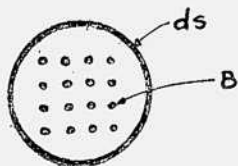


Fig. 8

La f.e.m. inducida entonces, tendrá un cierto valor dado por la variación del flujo a través del área que encierra. La corriente resultante generará un pequeño campo opositor que debilitará al original. Si ahora consideramos el elemento de área subsiguiente encontramos que dos efectos se suman para determinar que la corriente inducida sea menos intensa; el campo es ligeramente menos intenso y el área que atraviesa también es menor. Siguiendo el mismo razonamiento podemos atender que a medida que nos acercamos hacia el centro la intensidad de las C.E. disminuye, como así mismo disminuye la intensidad del campo magnético resultante. Por otro lado, la frecuencia del campo original determina el grado de penetración de las C.E. : o sea, volviendo a nuestro primer elemento diferencial, vemos que si la frecuencia aumenta también la variación del flujo, y por lo tanto la f.e.m., con el siguiente aumento de la intensidad de corriente. Entonces el campo opositor debido a este elemento dife-

rencial será también más intenso y el campo original más débil. Nos es difícil entender que las C.E. decrezcan más rápidamente en intensidad hacia el centro de la barra. Por lo tanto, el efecto de un aumento de la frecuencia es provocar una mayor densidad de C.E. en la periferia.

Se conoce como "factor de penetración" a la expresión

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\mu \sigma \omega}}$$

que determina la profundidad a la cual las corrientes tienen una intensidad e^{-1} de su valor en la superficie. Como ya habíamos aclarado, el material que elegimos tiene una permeabilidad magnética igual a μ_0 ($\mu_r = 1$) de tal manera que solo ω y σ determinan δ . Para ambas vemos que su aumento hace más chico el factor de penetración. La influencia de σ es equivalente a la de ω , puesto que un aumento de la misma determina un aumento de la corriente, debido a la disminución de R_b , y un consecuente aumento en el campo opositor, a partir del primer elemento diferencial del área considerado.

V.2 Análisis matemático

Debemos hacer la aclaración que todo nuestro análisis es válido para un campo magnético original uniforme en el interior de la barra, es decir, para una bobina primaria y una barra suficientemente larga, en relación a su diámetro, como para despreciar efectos de bordes.

El análisis matemático se base en la aplicación de las ecuaciones de Maxwell y la ley de Ohm con condiciones de contorno definidas por la barra. El concepto de las C.E. está encerrado en la combinación de dichas expresiones, con el auxilio de las ecuaciones constitutivas, como veremos a continuación. Por esta razón, el método consiste en hallar el campo magnético resultante dentro de la barra y luego el voltaje en la bobina secundaria, con lo cual se obtiene la curva del plano de impedancia

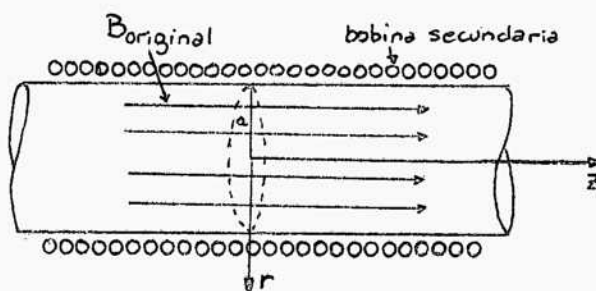


Fig. 9

Las ecuaciones de Maxwell son estas:

$$\begin{array}{ll} 1) \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 & 2) \vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \\ 3) \vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} & 4) \vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{array}$$

y la ley de Ohm, $\vec{J} = \sigma \vec{E}$, donde $\vec{J}$ es el vector densidad de corriente

$$I = \int_S \vec{J} \cdot \hat{n} \, ds$$

Los materiales con los que hemos decidido trabajar son medios lineales, homogéneos e isotrópicos. Estas tres características se definen a través de las ecuaciones constitutivas que utilizaremos:

$$\vec{B} = \mu \vec{H}, \quad \vec{D} = \epsilon \vec{E}$$

lineales porque $\vec{B}$ y $\vec{H}$ y $\vec{D}$ y $\vec{E}$ son proporcionales, homogéneos porque μ y ϵ son constantes: $\mu = \mu_0$, $\epsilon = \epsilon_0$, e isotrópicos porque los pares de vectores son paralelos. Habíamos visto que a los materiales ferromagnéticos, donde $\mu = f(H)$, se debe saturarlos para trabajar con un valor constante de μ .

La ecuación 3) es la ley de Faraday y determina la aparición de las C.E., y la ecuación 4), que es la ley de Ampere modificada con la corriente de desplazamiento $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$, es la que justifica al campo opositor generado por las C.E., ya que si despreciamos $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$

$$\begin{aligned} \int_S (\vec{\nabla} \times \vec{H}) \cdot \hat{n} \, ds &= \int_S (\vec{J} \cdot \hat{n}) \, ds, \quad (\text{integrales de superficie}) \\ \oint \vec{H} \cdot d\vec{l} &= I \end{aligned}$$

la corriente generada por la f.e.m. inducida es igual a la circulación del campo opositor.

Es importante tener presente estos conceptos para no perder de vista el proceso físico cuando ambas ecuaciones se fundan en una sola

En 4) reemplazamos

$$\vec{J} = \sigma \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu \vec{H} \quad \text{y} \quad \vec{D} = \epsilon \vec{E}$$

o sea, introducimos el medio material

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu \sigma \vec{E} + \mu \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

Si ahora aplicamos el rotor

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu \sigma \vec{\nabla} \times \vec{E} + \mu \epsilon \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \times \vec{E})$$

y entonces utilizando la 3) y la igualdad

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{B} = \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) - \nabla^2 \vec{B}$$

$$\text{pero como } \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{B}) - \nabla^2 \vec{B} = -\mu \sigma \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2}$$

$$\nabla^2 \vec{B} = \mu \sigma \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2}$$

entonces, dando la dependencia temporal sinusoidal de campo magnético

$$\vec{B} = \vec{B}_0 e^{j\omega t}$$

$$\nabla^2 \vec{B} = j\mu\omega\sigma \vec{B} - \mu\epsilon\omega^2 \vec{B}$$

el producido $\mu\epsilon$ es igual a $\frac{1}{c^2}$, donde c es la velocidad de propagación de las ondas electromagnéticas en el medio. Entonces, $\mu\epsilon\omega^2 = \frac{\omega^2}{c^2} = \frac{1}{\lambda^2}$ ó sea a la inversa del cuadrado de la longitud de onda de la propagación del campo magnético en el medio. Si nosotros elegimos una frecuencia tal que $\frac{\omega^2}{c^2} \ll 1$ es equivalente a que $\lambda^2 \gg 1$ por lo tanto no existe prácticamente propagación de ondas, porque su longitud de onda es mayor que las dimensiones del medio. La ecuación que queda es

$$\nabla^2 \vec{B} = j\mu\omega\sigma \vec{B}, \quad \text{si } \mu\omega\sigma = k^2$$

$$\nabla^2 \vec{B} = jk^2 \vec{B}$$

es una ecuación del tipo de la que rige la difusión, por lo que se dice que el campo magnético, en estas condiciones de trabajo, "difunde" dentro del material. Por las condiciones experimentales elegidas el campo magnético $\vec{B} = B_z \hat{z}$, entonces, expresando el laplaciano en cilíndricas obtenemos,

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial B_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 B_z}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2} = jk^2 B_z$$

por simetría $\frac{\partial^2 B_z}{\partial \phi^2} = 0$, y como no existe propagación $\frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2} = 0$, nos queda,

$$\frac{\partial^2 B_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial B_z}{\partial r} - jk^2 B_z = 0$$

Esta es una ecuación de Bessel modificada de orden cero. El argumento de las funciones de Bessel, que forman la solución de la ecuación, es kr , donde $k = \sqrt{j\mu\omega\sigma}$,

o sea, de acuerdo a nuestra previa definición:

$k = \frac{1}{\delta}$, la inversa del factor de penetración. Se puede comprobar que cuando $r = a - \delta$, donde "a" es el radio de la barra, o sea, cuando el campo se encuentra a una distancia δ de la superficie, el valor del mismo ha decaído aproximadamente a e^{-1} de su valor cuando $r = a$ que, por condiciones de continuidad de la componente tangencial del campo magnético, es igual al que tiene fuera de la barra. Con esto justificamos nuestra definición anterior del factor de penetración.

Siguiendo el procedimiento que habíamos adelantado en el análisis conceptual, el paso siguiente es calcular el flujo total que existe dentro de la bobina. Habíamos dicho que el argumento de las funciones-solución es kr , pero al calcular el flujo se realiza una integración:

$$\Phi = \int_0^{\pi a^2} B_z d(\pi r^2) + B_{za} (A_b - A_a) = \int_0^a 2\pi \cdot r B_z dr + B_{za} (A_b - A_a)$$

A_b : Sección de la bobina

B_{za} : Campo en el espacio entre la bobina y la barra: campo creado por el primario, $B_{za} = H$

Por lo tanto, el argumento del flujo es ka . El resultado es que el flujo tiene dos partes: una real y otra imaginaria

$$\Phi = [F(ka) + j G(ka)] B_{za} e^{j\omega t}$$

condición que ya estaba expresada en el campo magnético.

El voltaje inducido en la bobina es

$$E = - \frac{d\Phi}{dt} = -j\omega \Phi = -j\omega [F(ka) - j G(ka)] B_{za} e^{j\omega t}$$

Si no existiera muestra y la resistencia interna fuera despreciable, el voltaje inducido sería

$$E = \text{constante} \times \omega \times H \times e^{j\omega t}$$

Entonces, por comparación, podemos definir

$$\frac{[F(ka) - j G(ka)]}{\text{constante}} = \mu_{\text{eff}}, \text{ (permeabilidad eficaz)}$$

tal que,

$$E = -j\omega \mu_{\text{eff}} H e^{j\omega t} \therefore E = -j\mu_{\text{eff}} E_0$$

O sea, la utilidad del μ_{eff} es que, multiplicado por el campo producido por el primario, de la distribución del campo dentro de la barra.

La existencia de una parte real y una imaginaria en el voltaje inducido ya había sido prevista en nuestro análisis general, de tal manera que al analizar matemáticamente este caso particular estamos dando una comprobación a dicho análisis.

Podemos escribir

$$E = E_R + jE_L = j(\mu_{effR} - j\mu_{effI}) E_0$$

$$E_R = \mu_{effI} E_0 \quad E_L = \mu_{effR} E_0$$

$$\frac{E_R}{E_0} = \mu_{effI} \quad \frac{E_L}{E_0} = \mu_{effR}$$

Entonces podemos graficar el plano de impedancia con este reemplazo de variables

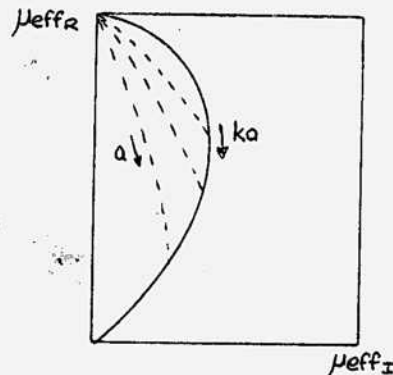


Fig. 10

La variación en el plano de impedancia se debe ahora al producto ka , argumento del μ_{eff} , y al radio. En nuestro análisis del punto III.1 habíamos analizado la influencia de σ y en V.1 la de ω . Vemos ahora que, a través del análisis matemático, ambas variables se expresan de la misma manera en $k = \sqrt{\mu\sigma\omega}$, dando comprobación a nuestro análisis anterior.

El factor de llamada modifica la expresión del voltaje inducido en función de μ_{eff} . El voltaje inducido en el vacío es:

$$E_0 = 2\pi f N \left(\frac{\pi D^2}{4}\right) \mu_r H \times 10^{-8} \text{ volts}$$

D : diámetro de la bobina secundaria

N : número de vueltas

Cuando $d < D$ el voltaje inducido se expresa en dos partes

$$E = E_{aire} + E_{barra} \quad A_{aire} = \frac{\pi}{4} (D^2 - d^2)$$

$$E = 2\pi f N H \times 10^{-8} \left[\mu_{eff\text{aire}} \mu_{r\text{aire}} \frac{\pi}{4} (D^2 - d^2) + \mu_{eff} \mu_{rel} \frac{\pi d^2}{4} \right] \text{ volts}$$

$$\mu_{\text{eff aire}} = \mu_{\text{rel aire}} = \mu_{\text{rel}} = 1$$

$$E = \frac{\pi^2 f N H \times 10^{-8} D^2}{2} \left[1 - \left(\frac{d}{D} \right)^2 + \mu_{\text{eff}} \left(\frac{d}{D} \right)^2 \right] \text{ volts}$$

$$E = E_0 [1 - \eta + \mu_{\text{eff}} \eta]$$

V.3 PARTE EXPERIMENTAL

V.3.1 Frecuencia crítica (f_g)

Ya habíamos mencionado que el aumento de la frecuencia del campo magnético hacía que las $C.E.$ tendieran a agruparse cercanas a la superficie. Esta dependencia se expresa a través del factor de penetración

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{\mu \sigma \omega}}$$

Entonces debemos preguntarnos cuál es el criterio de elección de la mínima frecuencia que nos dará el máximo

δ necesario. Obviamente, este máximo valor es el del radio, y por lo tanto definiremos como f_g a la frecuencia que hace

$$a = \delta$$

o sea, $ka = 1$

Empezamos eliminando la raíz cuadrada,

$$k^2 a^2 = \mu \sigma \omega a^2 = \mu \sigma 2\pi f a^2$$

dividimos por μ_0 para trabajar con el μ_{rel} que es más cómodo

$$\frac{k^2 a^2}{\mu_0 \times 2\pi} = \mu_r \sigma f a^2$$

la conductividad y el radio están expresados en las siguientes unidades $[\sigma] = (\text{OHM} \times \text{m})^{-1}$, $[a] = \text{m}$

pero, desde un punto de vista práctica, los valores de ambos que serán utilizados en la expresión deben estar en estas otras unidades

$$[\sigma] = \frac{\text{m}}{\text{OHM} \times \text{mm}^2} = \frac{10^6}{\text{OHM} \times \text{m}} \quad [a] = \text{cm} = 10^{-2} \text{ m}$$

y además, generalmente se da el diámetro, no el radio. Entonces,

$$\frac{k^2 a^2}{\mu_0 \times 2\pi} = \mu_r (\sigma \times 10^6) \times f \times \frac{d^2}{4} \times 10^{-4}$$

$$\frac{4 \times 10^{-2} k^2 a^2}{\mu_0 \times 2\pi} = \mu_r \times \sigma \times f \times d^2$$

$$k^2 a^2 = \frac{\mu_r \times \sigma \times f \times d^2}{5066} = A$$

Este número A es igual al argumento de las funciones de Bessel elevado al cuadrado. Para el caso que nos interesa, con $\mu_r = 1$

$$ka = 1 \quad ka^2 = A = \frac{\sigma \cdot f_g \cdot d^2}{5066} = 1$$

$$f_g = \frac{5066}{\sigma \cdot d^2}$$

con

$$[\sigma] = \frac{m}{\text{OHM} \cdot \text{mm}^2} \quad \text{y} \quad [d] = \text{cm}$$

Este valor f_g , como $\mu_r = 1$, depende solamente de la conductividad del material y el diámetro de la barra. Nos permite definir la máxima penetración de las C.E. con la que es necesario trabajar.

Es conveniente normalizar la frecuencia de trabajo con respecto a f_g

$$\frac{f}{f_g} = A = ka^2$$

quiere decir que podemos representar la curva del plano de impedancia a función de $\frac{f}{f_g}$, lo cual nos permite, a través del valor de la frecuencia obtenido directamente del aparato, saber el porcentaje de penetración con que trabajamos

$$\frac{f}{f_g} = ka = \frac{a}{\delta}$$

$$\delta = \frac{a}{\sqrt{f/f_g}}$$

V.3.2. Separación de Variables

En IV.2 habíamos hablado de las variables magnéticas. Las curvas de variación local del diámetro (fig. 3) son representación en el plano de impedancia de una de estas variables. También habíamos dicho que le llamábamos magnéticas a pesar de que tienen influencia sobre la parte resistiva. Si no ocurriese esto último las curvas deberían ser rectas verticales que solamente indicaran la variación de la componente inductiva.

Por otra parte, la curva de variación de conductividad tiene influencia también sobre ambas componentes, pero como el efecto inicial de su variación es producir una variación en la disipación, elegimos referirnos a la conductividad como variable eléctrica.

Si ambas variables, la eléctrica y la magnética, fueran puras, las curvas que las representan se cortarían en ángulo recto: de esta manera no habría contribución de una sobre otra (Fig. 11)

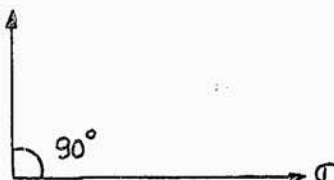


Fig. 11

Podemos apreciar (Fig. 3) que éste no es el caso real: el ángulo entre ambas curvas es menor que 90° .

Este ángulo se acerca a 90° a medida que $\frac{f}{f_g}$ aumenta

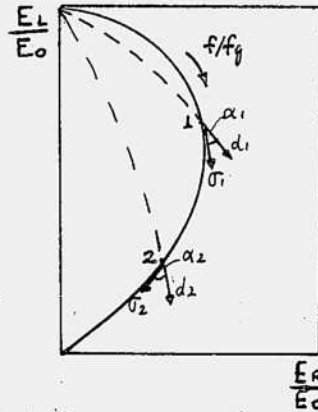


Fig. 12

Entonces, cuando se produce una variación en la conductividad en la barra (las razones de esta variación las veremos luego) el voltaje inducido sufre también una variación, que para ejemplificar la tomaremos en el punto 2 de la Fig. 12. Debemos aclarar que esta variación se produce en un sector de la barra, que tiene una cierta conductividad que sitúa al voltaje en el punto 2,

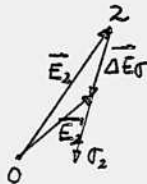


Fig. 13

Podemos considerar que la variación, si es pequeña, se realiza en la recta tangente al punto 2, la cual define al eje coordenado.

En este mismo punto, de trabajo (2) puede producirse una variación simultánea o no, del diámetro en el mismo sector donde se produce la variación de conductividad

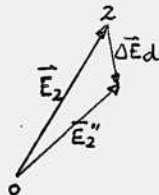


Fig. 14

Entonces la bobina secundaria registra ambos efectos. El problema radica en poder separarlos.

El instrumento de detección del voltaje inducido tiene un par de ejes coordenados que permite conocer ambas componentes: E_L y E_R , para cada punto de trabajo. Además cuenta con un dispositivo que permite la rotación en 360° de este

sistema.

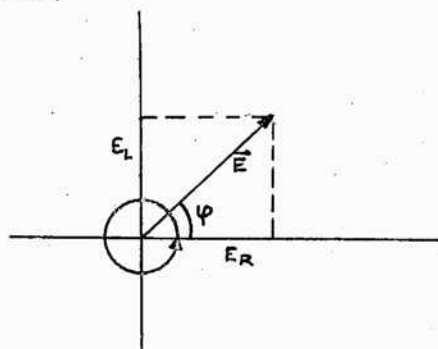


Fig. 15

Entonces, si con un sistema especial en la bobina secundaria logramos que lo único que se detecten sean las variaciones locales, tanto del diámetro como de la conductividad, podemos representar esta situación así

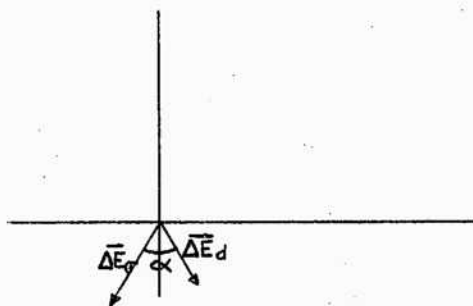


Fig. 16

Hacemos coincidir uno de los ejes con $\overline{\Delta E}_\sigma$:

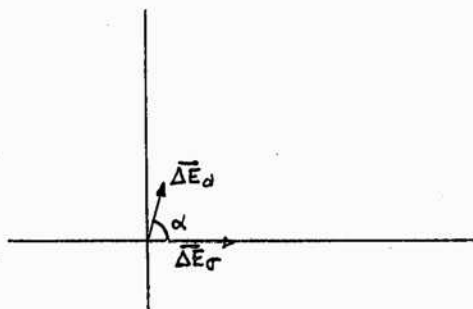


Fig. 17

Vemos que es más concreta la separación de ambos efectos en la medida en que α se aproxima a 90° . En las condiciones del gráfico la medición de $\overline{\Delta E}_\sigma$ se ve afectada por una pequeña contribución de $\overline{\Delta E}_d$. Pero, si quisiéramos medir esta última no habría contribución de $\overline{\Delta E}_\sigma$, sino que obtendríamos la proyección de $\overline{\Delta E}_d$ sobre el eje vertical, la cuál, sumada al conocimiento del ángulo $\beta = 90^\circ - \alpha$, nos permitiría conocer $|\overline{\Delta E}_d|$.

Por lo tanto podríamos hacer coincidir con uno de los ejes la variación que no deseamos conocer, para obtener la otra con el método anterior. Sin embargo, debido a una mayor practicidad, se procede en forma opuesta, haciendo coincidir con uno de los ejes la variación que se quiera medir, porque el ángulo no es siempre sencillo de obtener, ya que es necesario tener un equipo de frecuencia variable para poder situarse en un punto de trabajo en el que figu-

na la curva de variación del diámetro correspondiente. En efecto, habíamos visto que la curva de conductividad era también expresable en función de f/f_3 . Por lo tanto, a menos que nuestro equipo cuente con un amplio rango de frecuencia variable a pequeños pasos, no podremos ubicarnos en un punto donde figure, en la representación gráfica del plano de impedancia, la curva de variación del diámetro que nos permita conocer α . Por esta razón lo que se hace es elegir una frecuencia que nos permita ubicarnos en un punto donde α difiera poco de 90° , así la contribución de la otra variable no será significativa.

V.4 Detección de fallas en barras cilíndricas

La presencia de una falla en una muestra produce un efecto semejante a una disminución de la conductividad. Esto se explica fácilmente si se tiene en cuenta que impide el paso de la corriente. Sin embargo, debido a la interacción que existe entre la variable eléctrica σ y la magnética d , existe también un efecto de reducción del diámetro, el cual se manifiesta más claramente a medida que la falla se acerca a la superficie.

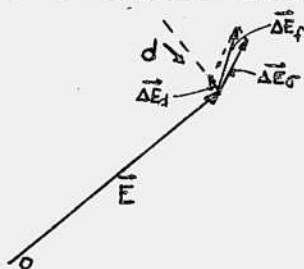


Fig. 18

Para una cierta falla, en un punto de trabajo dado por un determinado valor de f/f_3 , se produce una variación del voltaje $\Delta\vec{E}_f$, que es la suma de las variaciones $\Delta\vec{E}_d$ y $\Delta\vec{E}_\sigma$, correspondientes a cada uno de los efectos mencionados.

Esta variación $\Delta\vec{E}_f$ dependerá de la distancia de la superficie a la falla y de la forma y profundidad de la misma. Entonces, en la zona de cada punto de trabajo habrá un espectro de variación del voltaje dado por las condiciones mencionadas.

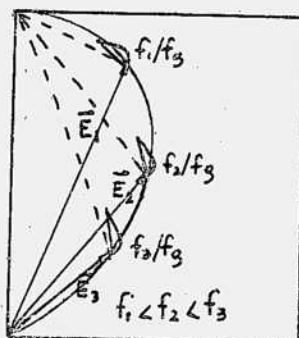


Fig. 19

En la Fig. 19 se muestra el vector tensión correspondiente a una barra cilíndrica sin fisuras y ensayada a distintas frecuencias: F.1, F.2 y F.3. Podemos observar que a partir del extremo del vector aparecen los espectros de variación producidos por las fallas, que se suman a dicho vector. Como la variación relativa producida por la falla, respecto del vector tensión, es muy pequeña, la sensibilidad de detección es muy pobre. Estaríamos en un mejor caso si directamente pudiéramos medir la variación producida por la falla. Esto se logra a través de bobinas secundarias con formas especiales.

V.4.2. Clasificación de configuraciones de bobinas

Para el ensayo se coloca la muestra dentro de la configuración con que se trabaja. Los diferentes tipos pueden ser:

a) Bobina Primaria: Conexión absoluta (FIG. 20)

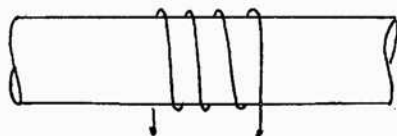


Fig. 20

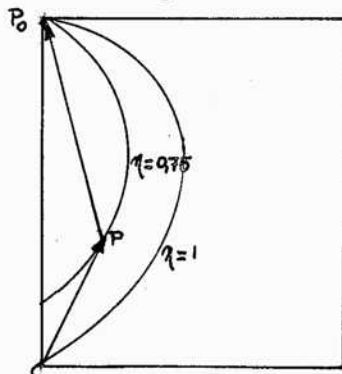


Fig. 21

Este es el caso más simple y en el plano de impedancia (Fig. 21) el vector $\vec{OP}$ representa la impedancia aparente entre los extremos de la bobina ó la tensión compleja sobre las barras de la misma. El vector $\vec{OP_0}$ representa la impedancia aparente sin muestra.

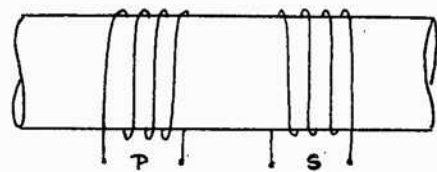


Fig. 22

b) Bobina Primaria y Secundaria: Conexión absoluta (FIG. 22)

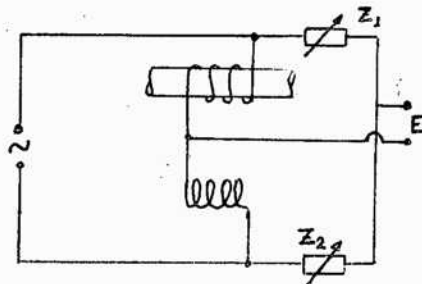


Fig. 23

En la Fig. 21 el vector $\vec{OP}$ representa la tensión compleja en los bornes de la bobina secundaria. El vector $\vec{OP_0}$ corresponde al caso sin muestra.

c) Circuito puente de dos bobinas primarias con impedancia de balance (FIG. 23)

- d) Circuito diferencial de dos bobinas primarias y dos bobinas secundarias

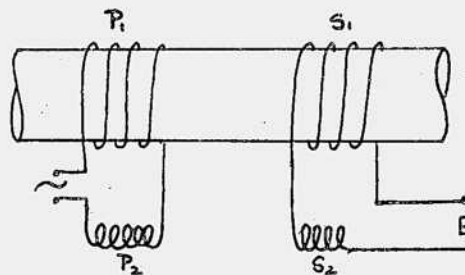


Fig. 24

En los casos b) y d), cuando no está colocada la barra aparece la tensión $\overline{OP}_2$ sobre los bornes de la bobina secundaria. Cuando se coloca la barra aparece una tensión compleja igual al vector $\overline{OP}$ en el circuito b) y $\overline{P_2P}$ en el d), ya que en este caso dos bobinas secundarias diferenciales que producen la resta vectorial de la tensión al vacío y la inducida por la muestra. (Como bobinas diferenciales se entiende aquellas que tienen enrollamientos opuestos, tales que, si ambos voltajes inducidos son iguales, dan un voltaje resultante igual a cero). Si en el circuito d) colocamos una segunda barra con las mismas características físicas y geométricas en la otra bobina secundaria (S_2) la tensión E se hace cero, por las razones que acabamos de mencionar. Si las propiedades físicas de una de las barras varían, por ejemplo: σ , su μ_{eff} varía y en este caso E es distinto de cero. Esta variación de tensión se calcula teniendo en cuenta la diferencia de permeabilidades efectivas

$$\Delta\mu_{eff} = \mu_{1eff} - \mu_{2eff}$$

$$\Delta E = E_0 (\mu_{1eff} - \mu_{2eff}) \cdot \eta = E_0 \eta \Delta\mu_{eff}$$

- e) Circuito diferencial o de auto comparación con dos bobinas primarias

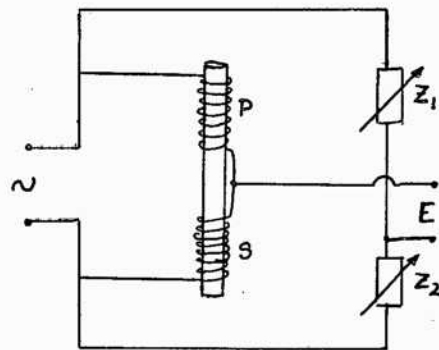


Fig. 25

- f) Circuito diferencial o de auto comparación con dos bobinas primarias y dos bobinas secundarias

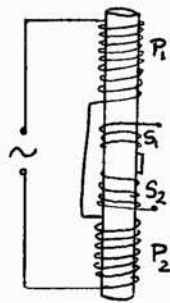


Fig. 26

En los casos c) y d), la segunda bobina se utilizaba para compensar la tensión fundamental $\overline{P_0P}$. Para esto se puede utilizar una porción de la barra, de allí el nombre de autocomparación, como ocurre en el caso e) y f). En estos casos aparecerá tensión en bornes del secundario si la permeabilidad efectiva difiere en las zonas ubicadas dentro de las bobinas secundarias.

Si la barra se inserta en una sola de las bobinas primarias, aparecerá la tensión $\overline{P_0P}$ en bornes de las secundarias.

La configuración de autocomparación es la que se utiliza en el ensayo de detección de fallas, pues sí existe una falla al pasar por la primera bobina secundaria (caso f)) se produce una variación del μ_{eff} que es comparada con el μ_{eff} de la otra bobina secundaria donde no hay fallas; esta diferencia de μ_{eff} produce una tensión en bornes del secundario que depende de la forma, tamaño y ubicación de la misma. Una variación de propiedades físicas y/o geométricas de la barra, que se produce en un gran sector la misma, no podrá ser detectada, ya que las bobinas primarias y secundarias cubren la misma variación y la tensión en el secundario será nula. Sólo se detectará una variación del μ_{eff} al comienzo y al final de dicha variación. Esta es una limitación de la configuración de bobinas con autocomparación.

V.4.3. Fallas en materiales no-ferromagnéticos

Las fallas en las barras cilíndricas pueden clasificarse según su posición respecto a la superficie de la misma y según su profundidad, ancho y forma.

Las más generales son del tipo superficiales y subsuperficiales, y según sea la característica de ubicación de la falla se determinará la frecuencia de trabajo de la señal a utilizar; por supuesto, además hay que tener en cuenta la f_g dada por la barra.

En estos casos se trabaja, en el plano de impedancia, sobre el área próxima al punto f/f_g elegido, ya que el tipo de bobinas de autocomparación utilizadas nos darán la variación relativa del μ_{eff} próxima a esa zona. En otras palabras, trasladamos el origen de coordenadas al punto de trabajo f/f_g elegido.

En los próximos gráficos se indican los espectros producidos por fallas superficiales y subsuperficiales en torno a diferentes puntos de trabajo :

En el primer caso, $f/f_g = 5$, o sea, una frecuencia comparable a la crítica, la penetración de las C.E. es muy grande y la sensibilidad de detección de ambos tipos de fallas será muy semejante.

Estos gráficos se trazan para diferentes tamaños de fallas, que se tabulan en por ciento del diámetro, y para diferentes profundidades, también tabuladas en por ciento del diámetro. Repetimos que estos gráficos representan los entornos de los puntos f/f_g elegidos para el ensayo, y por lo tanto permiten determinar, a través de los valores de los μ_{eff} real e imaginario y el factor de llenado, ambas componentes de la tensión

$$\frac{E_{imag}}{E_0} = \eta \Delta\mu_{eff_{real}}$$

$$\frac{E_{real}}{E_0} = \eta \Delta\mu_{eff_{imag}}$$

En la Fig. 27 se indican los valores del $\Delta\mu_{eff_{real}}$ real y $\Delta\mu_{eff_{imag}}$ imaginario del punto P, para una falla superficial de 30 % de profundidad.

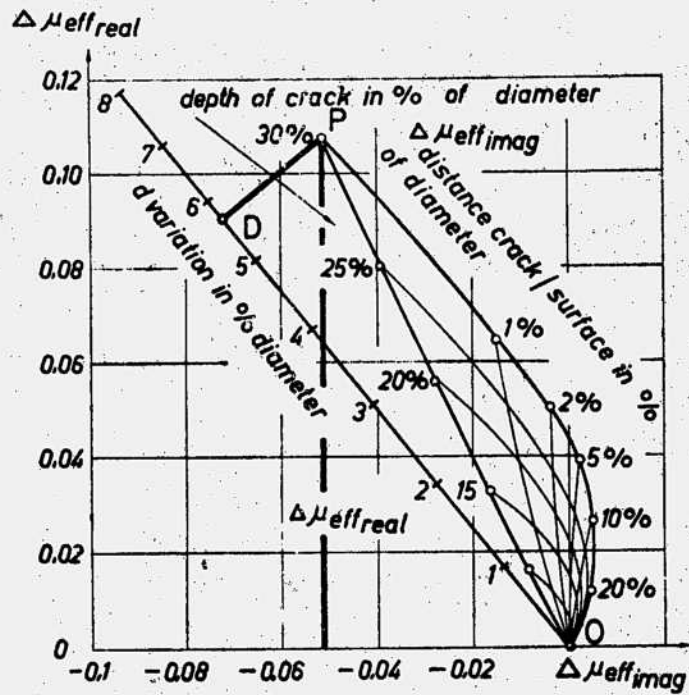
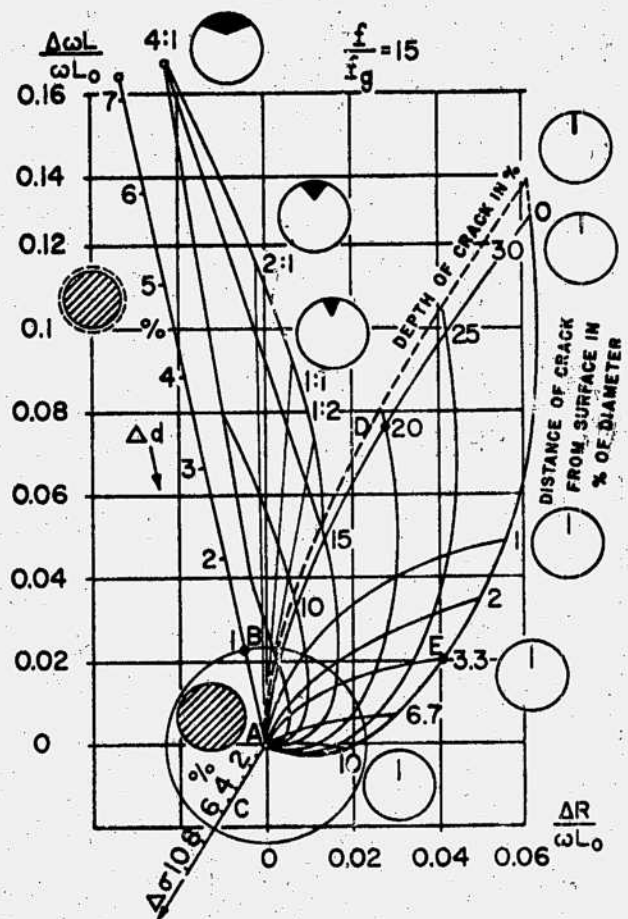


Fig. 27

Variaciones de la impedancia causadas por fallas sub-superficiales y superficiales en barras no-ferromagnéticas, al valor $f/f_g = 5$

Fig. 28

Variaciones de la impedancia causadas por fallas sub-superficiales y superficiales en barras no-ferromagnéticas, al valor $f/f_g = 15$



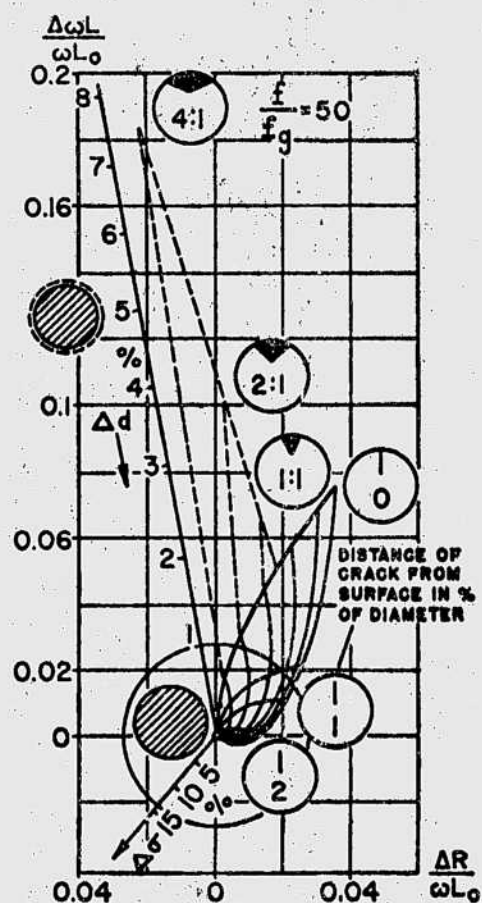
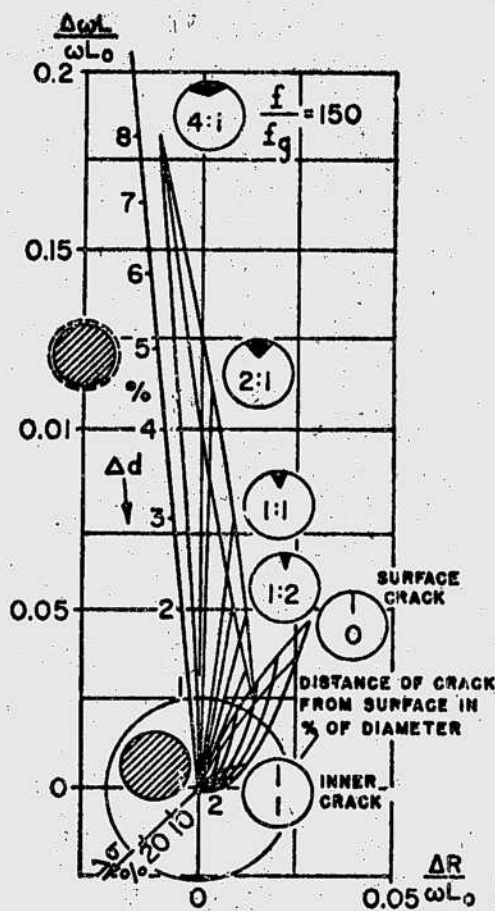


Fig. 29

Variaciones de la impedancia causadas por fallas sub-superficiales y superficiales en barras no-ferromagnéticas, al valor $f/f_g = 50$

Fig. 30

Variaciones de la impedancia causadas por fallas sub-superficiales y superficiales en barras no-ferromagnéticas, al valor $f/f_g = 150$



La variación $|\Delta\mu_{eff}|$ está dada por el vector $\overline{OP}$. Sabemos además que la máxima sensibilidad para separar efectos diferentes se da cuando la dirección de dichos efectos forman un ángulo de 90° . En el caso de la Fig. 27, podemos observar que la dirección asociada a una variación de diámetro, forma un ángulo con el vector $\overline{OP}$ mucho menor que 90° , es decir, que la presencia de una falla superficial y una variación del diámetro no podrán ser muy bien diferenciada, pues ambas proveen una casi igual dirección de variación. El instrumento de ensayo deberá proveer la posibilidad de separar ambos efectos y detectar únicamente la componente perpendicular a la dirección de variación del diámetro, o sea, el vector $\overline{PD}$, ya que dicho equipo suprimirá las variaciones en la dirección de Δd y por lo tanto la componente $\overline{OP}$ de señal debida a la falla.

V.4.4. Selección de frecuencia de trabajo para detección de fallas

a) Superficiales

Podemos representar, para diferentes profundidades de las fallas, el valor de la variación de $|\Delta\mu_{eff}|$ en función de f/f_g

Esta representación (fig. 31) se obtiene de los gráficos del punto anterior. Se puede apreciar que para frecuencias bajas la variación $|\Delta\mu_{eff}|$ resulta mayor, es decir, hay mayor sensibilidad. Se ha graficado también (fig. 32) la componente de $|\Delta\mu_{eff}|$ perpendicular a la dirección de variación del diámetro. Del gráfico se obtiene que el rango de frecuencia óptimas para detección de fallas superficiales, con independencia de las variaciones del diámetro, esta entre $f/f_g = 10$ y 50 , pues da máximos valores de $|\Delta\mu_{eff}|_{\perp d}$

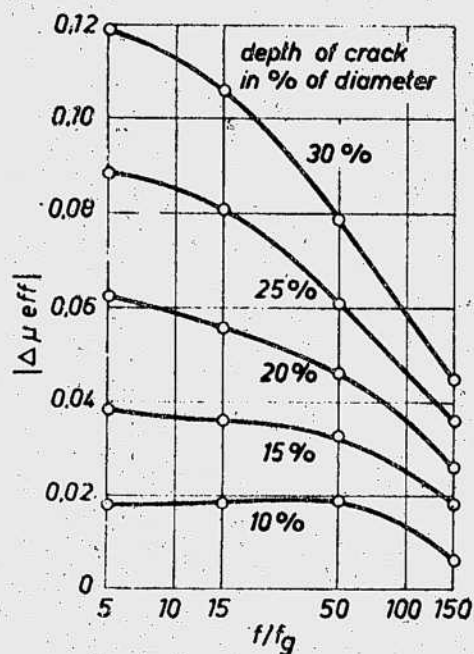


Fig. 32

Magnitud de los cambios de la componente de $|\Delta\mu_{eff}|$ perpendicular a la dirección del cambio de diámetro, causados por fallas superficiales de varias profundidades en barras no-ferromagnéticas, como función de

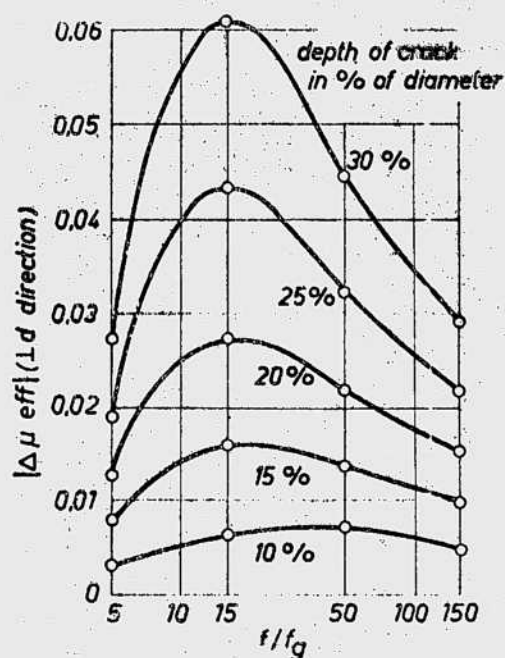


Fig. 31

Magnitud de los cambios en la permeabilidad efectiva $|\Delta\mu_{eff}|$, causados por fallas superficiales de varias profundidades en barras no-ferromagnéticas, como una función de

b) Sub-Superficiales

En este caso se trazan gráficos tomando una falla sub-superficial de determinada profundidad y se grafica la variación $|\Delta\mu_{eff}|$ en función de la distancia de la falla a la superficie, tomando como parámetro a f/f_g .

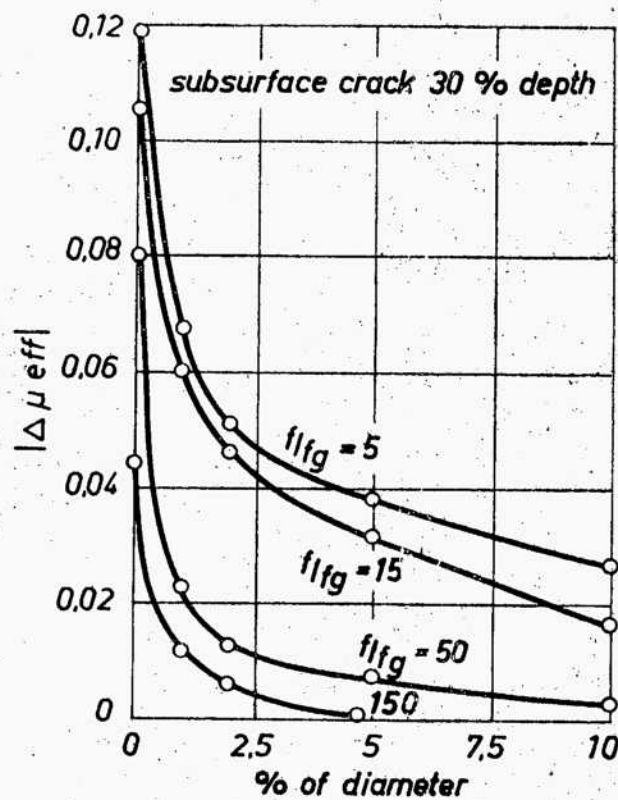


Fig. 33 Magnitud de cambios en la permeabilidad efectiva $|\Delta\mu_{eff}|$ causados por fallas sub-superficiales de profundidad relativa de 30 % a varias distancias por debajo de la superficie en barras no-ferro magnéticas.

Se puede observar que hay una gran disminución de la señal para fallas cada vez más internas y a su vez cada vez mayores valores de f/f_g .

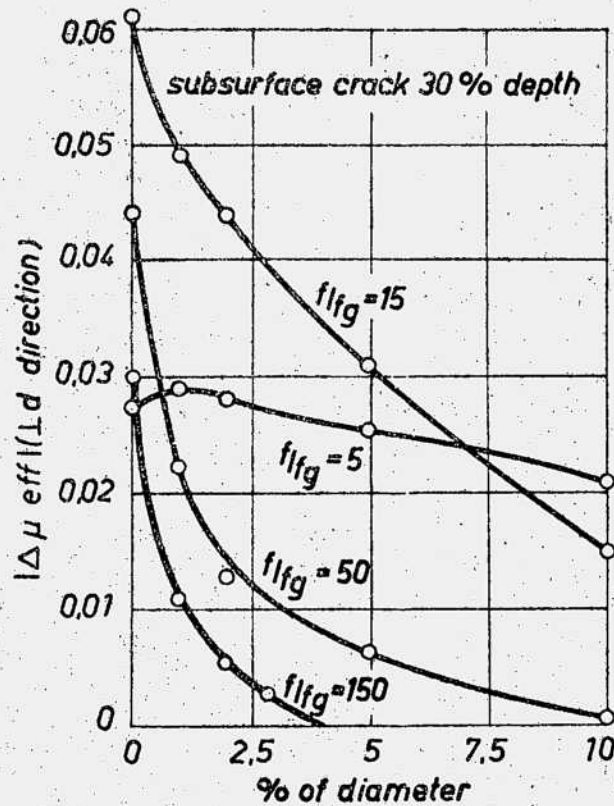


Fig. 34 Magnitud de los cambios en la componente de permeabilidad efectiva perpendicular a la dirección de los cambios del diámetro, causados por fallas sub-superficiales de 30 % de profundidad, a varias distancias por debajo de la superficie en barras no-ferro magnéticas.

En este caso también se puede graficar $|\Delta\mu_{eff}|_{\perp d}$. La curva para $f/f_g = 5$ es importante, pues es casi constante para diferentes distancias de la falla a la superficie, dentro del rango graficado. Esto permite la detección de fallas superficiales y sub-superficiales casi con la misma sensibilidad.

VI. TUBOS

VI.1 Características

Para el ensayo por C.E. nos interesa conocer el diámetro externo (d_a) y el interno (d_i); el espesor de pared es

$$W = \frac{d_a - d_i}{2}$$

Las fallas se presentan sobre la pared externa, sobre la interna, o son sub-superficiales.

Se los clasifica en dos grupos: tubos de paredes delgadas y tubos de paredes gruesas.

VI.2 Tubos de paredes delgadas

La curva en el plano de impedancia tiene la forma de un semicírculo, considerando un factor de llenado $\eta = 1$ (Fig.35). De la solución matemática del problema obtenemos el siguiente valor de A :

$$A = \frac{f \mu_{rel} \sigma d_i W}{5066}$$

$$\begin{aligned} [d_i] &= \text{cm} \\ [W] &= \text{cm} \\ [f] &= \text{cps} \\ [\sigma] &= \frac{\text{m}}{\Omega \cdot \text{mm}^2} \end{aligned}$$

y la frecuencia crítica vale

$$f_g = \frac{5066}{\mu_{rel} \sigma d_i W}$$

Para este caso, la impedancia aparente de la bobina secundaria para una configuración como la descrita en V.4.2 c) y d) está dada por

$$\omega L / \omega L_0 = E_{imag} / E_0 = 1 - \eta \mu_{eff}(\text{real})$$

$$R / \omega L_0 \quad E_{real} / E_0 = \eta \mu_{eff}(\text{imag})$$

Además la resolución matemática de las ecuaciones correspondientes a este caso permite definir una relación directa entre ambas componentes de μ_{eff} y f/f_g :

$$\mu_{eff}(\text{real}) = 1 / 1 + (f/f_g)^2 \quad , \quad \mu_{eff}(\text{imag}) = f/f_g / 1 + (f/f_g)^2$$

na, corresponde al semicírculo mostrado en la Fig. 35 para $\eta=1$

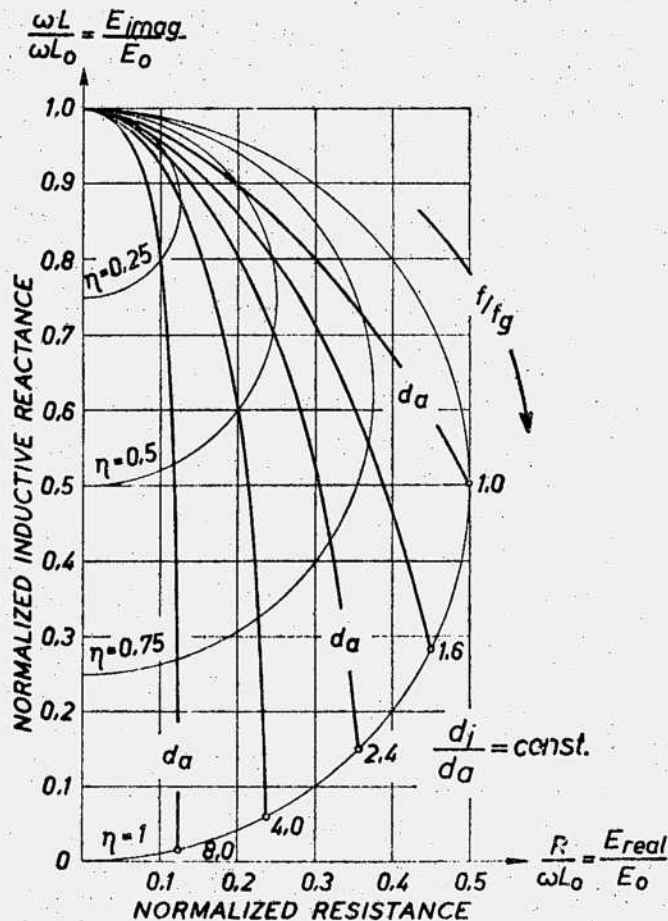


Fig. 36

Impedancia aparente normalizada para tubos no ferromagnéticos de paredes delgadas con diámetros externos variables y una relación constante entre el externo y el interno ($d_i/d_a = \text{cte.}$)

VI.3.2. Efecto de cambios en el diámetro externos del tubo ($d_i = \text{cte.}$)

Si el diámetro externo del tubo decrece mientras el diámetro permanece constante, una pequeña disminución porcentual en el mismo podría producir una gran disminución porcentual en la pared. El plano de impedancia para este caso es el de la Fig. 37

Sea por ejemplo un tubo con una relación:

$$100 \times \frac{W}{F_g} = 10\% \quad \text{y} \quad 100 \times \frac{d_i}{d_a} = 90\%$$

esto nos define, junto con las características σ y μ_{rel} del tubo, el valor de f_g . Con un dado valor de f nos ubicamos en punto de la curva, que además suponemos con un $\eta=1$.

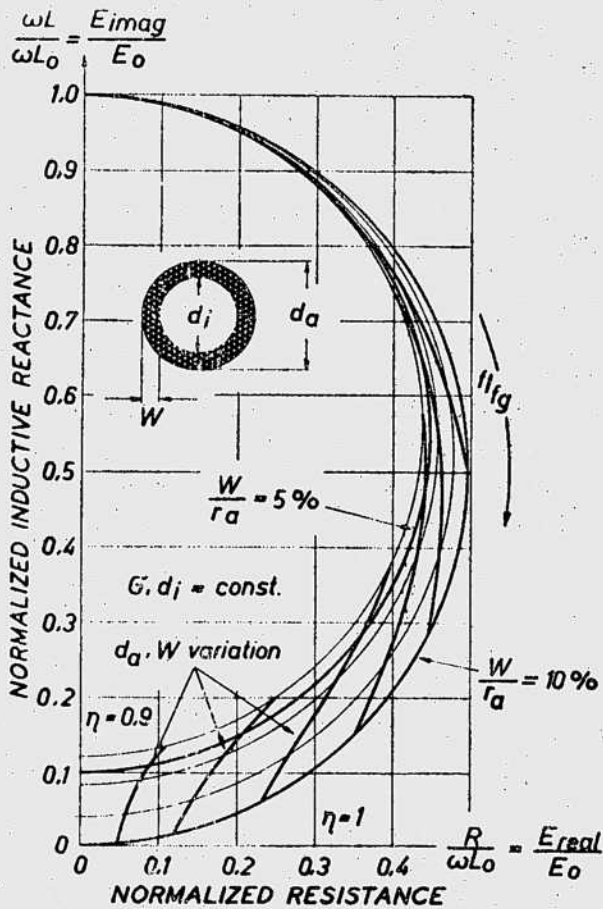


Fig. 37

Impedancia aparente normalizada para tubos no-ferromagnéticos de paredes delgadas con diámetros externos variables, internos fijos y conductividad constante.

Si producimos una disminución en el diámetro externo de un 5 %, la reducción de W será aproximadamente de un 50 %. En efecto, sea d_{a_i} el diámetro externo inicial y d_{a_f} el que resulte luego de la disminución

$$d_i / d_{a_f} = d_i / (d_{a_i} - 0,05 d_{a_i}) = d_i / d_{a_i} \cdot 0,95 = \frac{0,9}{0,95} = 0,947$$

$$W_f = d_{a_i} - d_i / 2 = \frac{d_{a_f}}{2} \left(1 - \frac{d_i}{d_{a_f}} \right) = r_{a_i} (1 - 0,947) ; \frac{W_f}{r_{a_i}} \cdot 100 = 5,3\%$$



$$\eta_i = 1$$

$$\frac{d_i}{d_{a_i}} = 0,9$$

$$\frac{W_f}{r_{a_i}} = 0,1$$

o sea casi la mitad del porcentaje inicial

$$\eta_f = 0,9$$

$$100 \times \frac{d_i}{d_{af}} = 0,947$$

$$100 \times \frac{W_f}{W_{af}} = 5,3\%$$

El factor de llenado también disminuye

$$\eta_f = \left(\frac{d_{af}}{D}\right)^2 = (0,95)^2 (d_{ai}/D)^2 = 0,9$$

El valor de f_g , debido a la reducción porcentual de W , sufre un aumento en la misma proporción. Por lo tanto f/f_g sufrirá la misma reducción que W . Entonces, la variación en el plano de impedancia se producirá en una curva que irá del valor original d_{ef}/f_g al nuevo valor ubicado en la curva de $\eta = 0,9$ (Fig. 37). El gráfico muestra el conjunto de estas curvas.

Por otro lado, una variación de W ó σ con $d_a = \text{cte.}$ produce una variación de la impedancia sobre circunferencias, pues en este caso el factor de llenado permanece constante.

VI.2.3. Fallas

La presencia de fallas en tubos de paredes delgadas tiene el mismo efecto sobre las C.E. que una disminución del espesor de pared.

Las fallas externas producen variaciones de la permeabilidad efectiva, en el plano de impedancia, que tienen la misma dirección que las producidas por una disminución de d_a , con $d_i = \text{cte.}$ (Fig. 37).

Las fallas interiores producen variaciones sobre la circunferencia, pues producen el mismo efecto que una disminución de d_i con $d_a = \text{cte.}$ Se producen, en el plano de impedancia, alrededor de los valores de f/f_g pequeños, pues esto significa mayor penetración.

VI.3 TUBOS DE PAREDES GRUESAS

El plano de impedancia correspondiente a un tubo de paredes gruesas se extiende entre la curva correspondiente a un tubo de paredes delgadas y la correspondiente a la barra cilíndrica (Fig. 40)

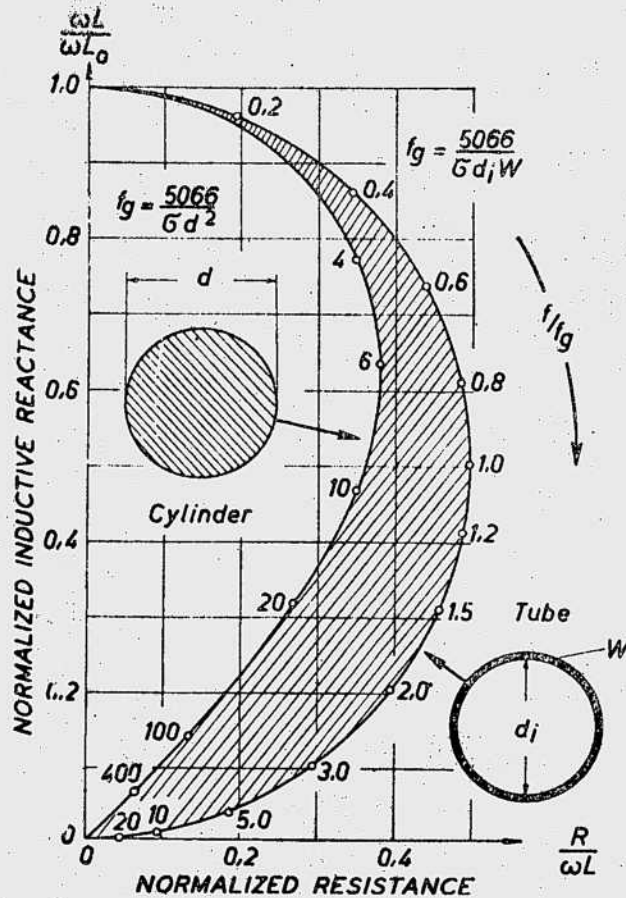


Fig. 40

Rango de variación de la permeabilidad efectiva para tubos no-ferromagnéticos de paredes gruesas (mostrado en el área sombreada)

El área rayada muestra el rango de variación cuando alguna de las propiedades del tubo varían, como la σ , diámetro interno y espesor de pared, con $d_o = \text{cte}$.

VI.3.1. Efecto producido por la variación del diámetro interno (con $d_o = \text{cte}$)

Para este análisis partiremos del caso de la barra ($d_i = 0$, $W = d_o/2$), donde iremos aumentando el diámetro interno, con lo que disminuirémos el espesor de pared. Si el espesor de pared es cero, $\mu_{\text{eff}} = 1$ o sea $\omega L / \omega L_0 = 1$, estamos en el caso de una bobina sin muestra.

En la Fig. 41 se muestra la permeabilidad efectiva de 4 barras con relaciones $f/f_g = 4, 9, 25, 100$ cuando el espesor de pared varía desde $W = \frac{d_o}{2}$ hasta $W = 0$

Estas curvas llenas de la figura se determinan para

G y d_a constantes, variando d_i y por ende w .

Además se muestran en la figura las curvas para distintas relaciones d_i/d_a ; entonces para una barra con, por ejemplo: una relación $f/f_g = 9$, se determina el punto A. Si a esta barra la reemplazamos por un tubo de un diámetro externo igual pero un interno fijado por la relación $100 \cdot d_i/d_a = 10\%$, la permeabilidad efectiva queda definida por el punto B, el punto C corresponde a una $100 \cdot d_i/d_a = 70\%$ y el D a $100 \cdot d_i/d_a = 80\%$.

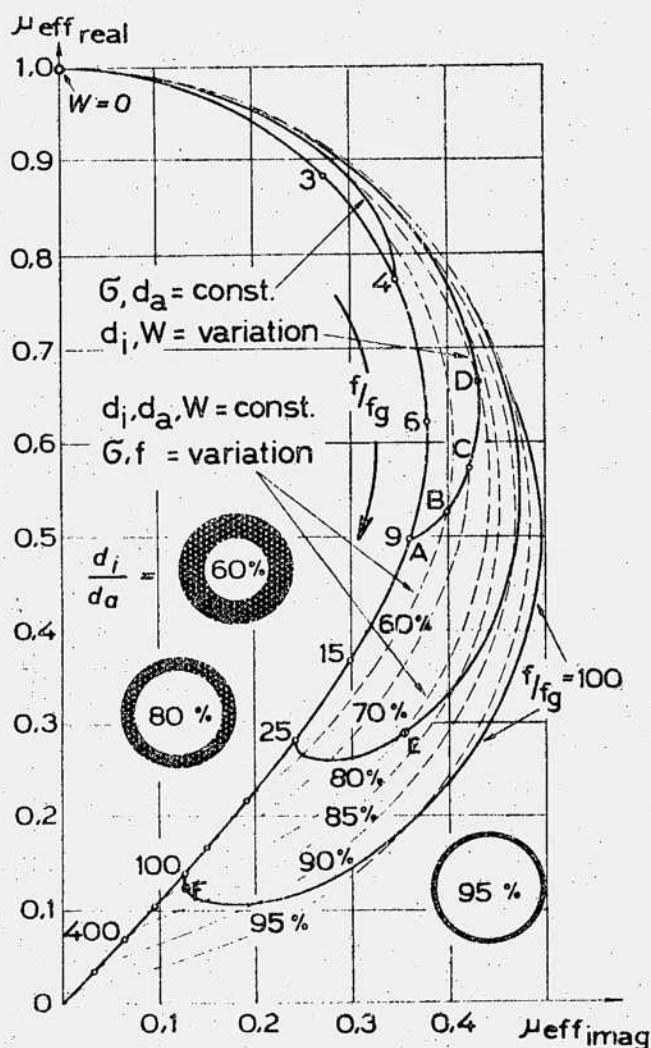


Fig. 41 Plano de impedancia para tubos no-ferromagnéticos de varios espesores de pared.

VI.3.2. Efecto de variación de σ

Para un dado tubo con una d_i/d_a determinada, la permeabilidad efectiva yace sobre la curva punteada correspondiente, cuando f/f_g varía, o sea, cuando σ varía, permaneciendo constantes los parámetros geométricos del tubo.

VI.3.3. Efecto producido por variación del diámetro externo (manteniendo la relación d_i/d_a constante)

Para el estudio de este caso se consideró un tubo con una relación $W/r_a = 20\%$ y con una relación $d_i/d_a = 80\%$ constante.

La permeabilidad efectiva para este caso se obtiene por combinación de las Fig. 41 y 42. Las líneas llenas de la Fig. 41 muestran los efectos producidos en μ_{eff} cuando d_i/d_a varía, y la familia de curvas de la Fig. 42 muestra el efecto de las variaciones del factor de llenado, que corresponden a diferentes diámetros externos. La curva más externa de la Fig. 42 con $\eta=1$ corresponde a la curva del $d_i/d_a = 80\%$ de la Fig. 41. Podemos observar que la dirección de variación del diámetro y de conductividad forman ángulos que tienden a 90° , permitiendo una satisfactoria separación de variables.

La relación f/f_g para las barras es la que se usa para para tubos de paredes gruesas (Fig. 41), donde σ y d_a permanecen constantes, mientras que W varía, desde $d_a/2$ (barra) a cero (bobina sin muestra).

Cada curva de la Fig. 41 parte de un punto específico del valor de f/f_g para una barra, y termina en el punto $W=0$, cortando a la curva de $d_i/d_a=0.8$. Estos puntos son usados para determinar la curva de $\eta=1$, para $d_i/d_a=0.8$ por ejemplo, puntos D, E y F.

Para determinar el valor de la relación f/f_g que produce máxima sensibilidad en el ensayo, para hallar los efectos debidos a variaciones de σ , W y fallas, puede usarse la siguiente expresión de dicha relación

$$f/f_g = \frac{2}{\left(1 - \frac{W}{r_a}\right) \times \frac{W}{r_a}}$$

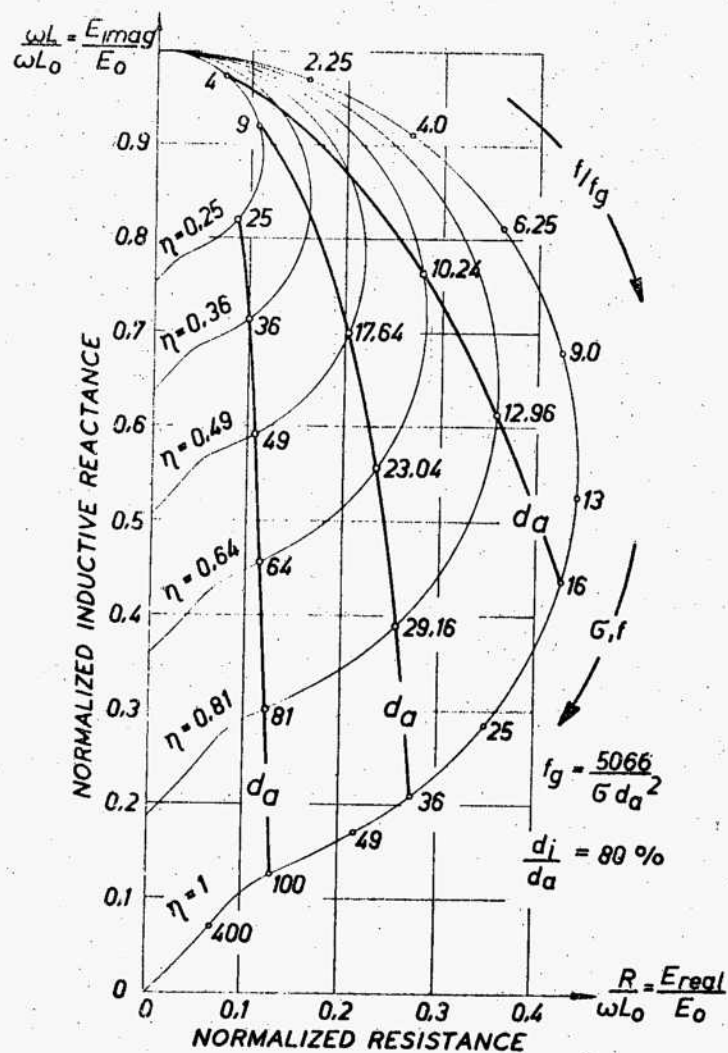


Fig. 42 Plano de impedancia para espesores de pared del 20 % del r dio externo, como función del diámetro externo.

VI.3.4. Fallas

El estudio de fallas debe realizarse con modelos experimentales, pues la complejidad en el establecimiento de las condiciones de borde hace que la resolución matemática se torne casi imposible. De esta manera, a través de una gran cantidad de mediciones se pueden establecer los siguientes cambios en la permeabilidad efectiva, para diferentes fallas: internas, externas o subsuperficiales, y para un determinado rango de relaciones de f/f_3 , tomadas éstas para el caso de la barra.

En las Fig. 43 a 46 se muestra la influencia de fallas de diferente tamaño y ubicación en el tubo, con relaciones de espesor de pared y radio exterior constantes, obteniéndose una familia de curvas para cada una de estas relaciones. Se ha tomado

$$W/r_2 = 0,33, 0,26, 0,2, 0,13$$

Las líneas de puntos indican los efectos para fallas subsuperficiales, para valores de tamaño de falla (en por ciento de W) constante.

En estas figuras se obtienen los valores de las componentes reales e imaginarias de la permeabilidad efectiva, mediante los cuales se pueden hallar los respectivos valores de las componentes de la tensión de la bobina

Fig. 43 Plano de impedancia aparente mostrando efectos de fallas de cuatro diferentes espesores de pared, a un valor $f/f_g = 5$

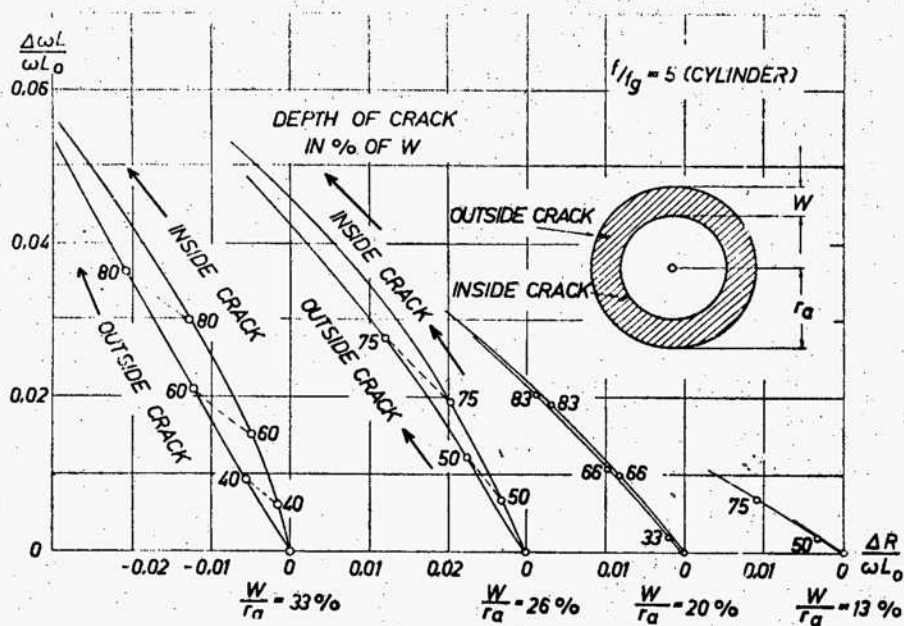


Fig. 44 Plano de impedancia aparente mostrando efectos de fallas de cuatro diferentes espesores de pared, a un valor $f/f_g = 15$

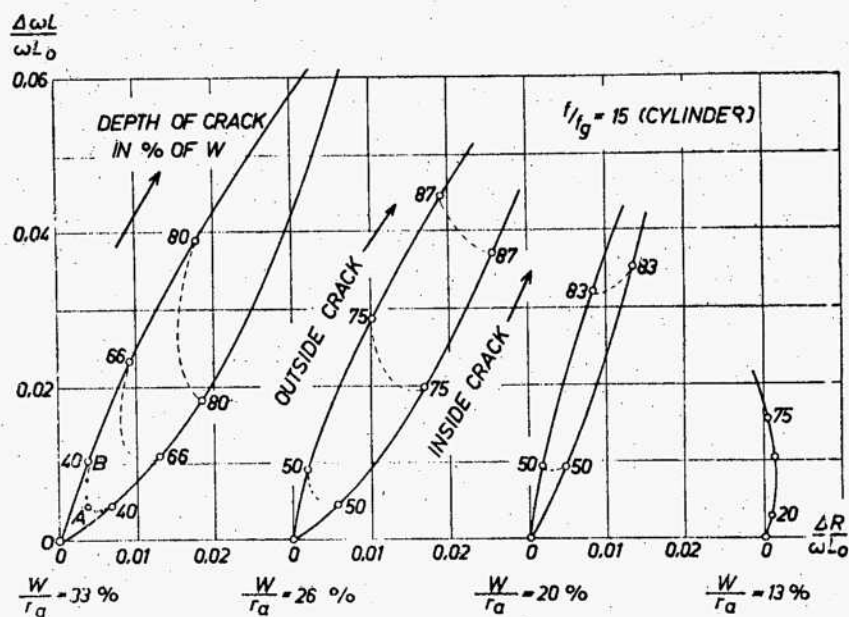


Fig. 45 Idem Fig. 41 y 42, para $f/f_g = 50$.

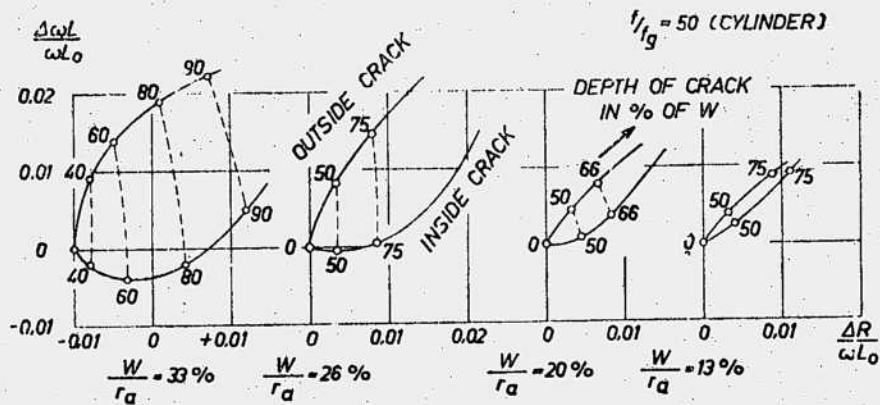
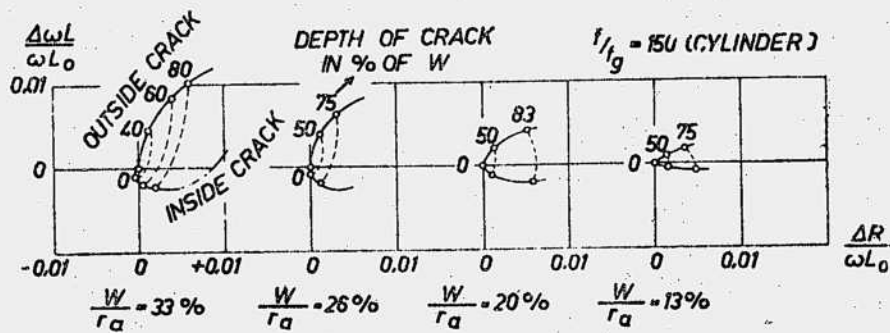


Fig. 46 Idem Fig. 41, 42, 43, para $f/f_g = 150$.



VII. RESUMEN

A través de los conceptos físicos básicos dados para entender la formación y distribución de las C.E. hemos llegado a determinar el plano de impedancia de las bobinas de ensayo. Este elemento es básico para el estudio de los varios efectos que pueden presentarse en las piezas a ensayar, ya que a partir del mismo tenemos idea de cómo tal ó cuál falla, por ejemplo, influye en la señal de salida.

El análisis precedente se ha hecho para configuraciones de simetría cilíndrica, porque el análisis matemático presenta una relativa facilidad.

También expresamos el campo de ensayo de aplicación y las limitaciones del mismo.

BIBLIOGRAFIA

1. R.C. MC MASTER . "Nondestructive testing handbook, T:11"
2. R. HOCHSCHILD . "The Theory of Eddy current testing in one (Not-so-easy) Lesson".

Aclaración : Las Fig. 27 hasta 37 y 40 hasta 46 son reproducciones de figuras de 1.