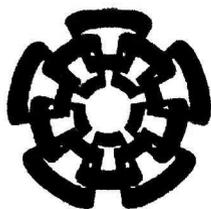


xx (117177.1)



CINVESTAV

Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del I.P.N.
Unidad Guadalajara

“Blindaje de Campos Magnéticos a Frecuencias de Potencia debido a Conductores Largos de Corriente”

Tesis que presenta:
Jesús Rodolfo Salas Olac

para obtener el grado de:
Maestro en Ciencias

en la especialidad de:
Ingeniería eléctrica

Directores de Tesis
Dr. Pablo Moreno Villalobos

CINVESTAV
IPN
ADQUISICION
DE LIBROS

Guadalajara, Jalisco, Julio del 2004.

CLASIF.: TK165-68 S26 2004
ADQUIS.: SSL-344
FECHA: 22 12/05
PROCED.: DCN - 2006
\$ _____

ID: 116477 - 2008

“Blindaje de Campos Magnéticos a Frecuencias de Potencia Debido a Conductores Largos de Corriente”

**Tesis de Maestria en Ciencias
Ingeniería eléctrica**

Por:

Jesús Rodolfo Salas Olac
Ingeniero Electromecánico

Instituto Tecnológico de Zacatepec 1995-2000

Becario de CONACYT, expediente no. 171747

Directores de Tesis

Dr. Pablo Moreno Villalobos

CINVESTAV del IPN Unidad Guadalajara, Julio del 2004.

RESUMEN

En este trabajo se presenta un análisis teórico de un modelo bidimensional de blindajes contra campos magnéticos a frecuencias extremadamente bajas. El modelo consiste de un múltiple número de capas conductoras lineales así como de múltiples conductores por los que circula corriente. Se deducen fórmulas explícitas para el campo magnético para los casos de una y dos placas resolviendo la ecuación de difusión por medio del método de separación de variables. Adicionalmente, se realizan estudios de los efectos que tiene sobre la efectividad de blindaje la variación de los parámetros de las placas que forman el blindaje. Los principios presentados en este trabajo se pueden aplicar en el diseño práctico de blindajes en sistemas de potencia si las fuentes son líneas, buses, cables o cualquier sistema de conductores largos por los que circule corriente

DEDICATORIA

A mis padres, que sin su apoyo no hubiera logrado todo lo que soy ahora..

AGRADECIMIENTOS

Antes que nada gracias DIOS ya que me has dado mucho mas de lo que merezco, que indudablemente sin tu apoyo no seria lo que soy ahora.

A mis padres, ya que siempre han estado conmigo en las buenas y en las malas, por todo el cariño y apoyo que me han brindado y por animarme a seguir adelante.

A mis hermanos, por el cariño que me han brindado.

Al doctor José Luis Naredo por todos sus conocimientos brindados. Al doctor Pablo Moreno, por la paciencia que me ha tenido y por haberme orientado en este trabajo.

A mis amigos, por todos los momentos alegres que hemos pasado, y que me han apoyado cuando he necesitado su ayuda.

Pero sobre todo gracias a todas las personas que ya no están conmigo y que sin duda me han de haber echado la mano en momentos difíciles.

A todos ellos, gracias.

INDICE

Página

Resumen.....	i
Dedicatoria.....	ii
Agradecimientos.....	iii
Índice.....	v
Lista de figuras.....	viii
Lista de tablas.....	x
CAPITULO I: INTRODUCCIÓN.....	1
CAPITULO II: PRINCIPIOS BÁSICOS DE BLINDAJE.....	6
2.1 Eficiencia de blindaje.....	6
2.2 Blindaje de campo magnético de baja frecuencia.....	9
2.2.1 Mecanismo de blindaje por medio de “Derivación de Flujo”.....	9
2.2.2 Mecanismo de blindaje por Cancelación por Corrientes de eddy.....	11
2.3 Efectos simultáneos en blindajes de alta permeabilidad y conductividad.....	13
2.4 Eficiencia de los materiales empleados en blindajes.....	14
CAPITULO III: SOLUCION GENERAL A LA ECUACIÓN DE DIFUSIÓN PARA UN BLINDAJE FORMADO POR N CAPAS.....	17
3.1 Planteamiento del problema.....	17
3.2 Solución analítica de blindaje para una placa plana infinita de N capas.....	18

CAPITULO IV: BLINDAJE PLANO INFINITO DE UNA SOLA CAPA.....	27
4.1 Solución para un blindaje plano infinito de una capa.....	27
4.2 Eficiencia de blindaje.....	29
4.3 Validación de resultados.....	34
4.4 Impacto de los parámetros eléctricos y geométricos sobre la eficiencia de blindaje.....	36
4.4.1 Impacto de la permeabilidad.....	36
4.4.2 Impacto de la conductividad.....	36
4.4.3 Impacto de la frecuencia.....	36
4.4.4 Impacto de la distancia.....	37
4.4.5 Impacto del espesor del blindaje.....	37
CAPITULO V: BLINDAJE PLANO INFINITO DE DOS CAPAS.....	41
5.1 Solución para un blindaje plano infinito de dos capas.....	41
5.2 Eficiencia de blindaje.....	43
5.3 Comparación de la eficiencia de blindaje para placas de una y dos capas.....	49
5.4 Impacto de los parámetros eléctricos y geométricos sobre la eficiencia blindaje.....	50
5.4.1 Impacto de la permeabilidad.....	50
5.4.2 Impacto de la conductividad.....	51
5.4.3 Impacto de la frecuencia.....	51
5.4.4 Impacto de la distancia.....	52
CAPITULO VI: CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES.....	55
6.1 Conclusiones.....	55

6.2 Recomendaciones.....	57
Referencias.....	58

LISTA DE FIGURAS

	Página
Figura 2.1 Ilustración de la eficiencia de blindaje de una barrera conductora para una onda plana uniforme normal incidente.....	6
Figura 2.2 Ilustración de múltiples reflexiones en un blindaje.....	8
Figura 2.3 Par vertical de corrientes sobre una placa plana delgada infinita.....	11
Figura 2.4 Ilustración de la dependencia de frecuencia de varios materiales ferromagnéticos.....	16
Figura 2.5 Ilustración del fenómeno de saturación de materiales ferromagnéticos.....	16
Figura 3.1 Configuración básica del problema del blindaje.....	17
Figura 4.1 Configuración típica de blindaje de una placa infinita de una capa...27	
Figura 4.2 Configuración empleada para determinar la eficiencia de blindaje de materiales diferentes.....	30
Figura 4.3 Campo magnético dependiendo el tipo de material y campo magnético incidente.....	31
Figura 4.4 Eficiencias de blindaje para varios metales a diferentes distancias sobre el blindaje en dB.....	34
Figura 4.5 Comparación entre la solución analítica y la solución numérica.....	35
Figura 4.6 Impacto de la permeabilidad en la eficiencia de blindaje para diferentes conductores.....	38
Figura 4.7 Impacto de la conductividad en la eficiencia de blindaje.....	38
Figura 4.8 Eficiencia de blindaje sobre una placa de 2 mm de espesor a diferentes frecuencias.....	39
Figura 4.9 Efecto de la distancia (r) en la eficiencia de blindaje.....	39
Figura 4.10 Efecto del espesor t en la eficiencia del blindaje.....	40
Figura 5.1 Modelo típico de blindaje de una placa plana infinita de dos capas.....	41

Figura 5.2 Configuración empleada para determinar la eficiencia de blindaje de una placa de dos capas.....	43
Figura 5.3 Campo magnético en la región blindada con una placa de dos placas.....	44
Figura 5.4 Eficiencias de blindajes para diferentes placas planas de dos capas.....	47
Figura 5.5 Comparación de eficiencias de blindaje para placas de una y dos capas.....	50
Figura 5.6 Efecto de la permeabilidad relativa en la eficiencia de blindaje.....	53
Figura 5.7 Efecto de la conductividad en la eficiencia de blindaje.....	53
Figura 5.8 Efecto de la frecuencia en la eficiencia de blindaje.....	54
Figura 5.9 Efecto de la distancia en la eficiencia de blindaje.....	54

LISTA DE TABLAS

Página

Tabla 4.1 Propiedades de materiales empleados en blindaje.....	29
---	----

CAPITULO I

INTRODUCCIÓN

Con el incremento en el uso de la potencia eléctrica, se generan en nuestro ambiente campos de alta magnitud a frecuencias de potencia. Estos campos pueden causar disturbios en un gran número de equipos, por ejemplo, las unidades de video. La interferencia ocurre principalmente cuando la densidad de flujo magnético está sobre un valor de $0.5-1 \mu\text{T}$ [1]. Los campos magnéticos no deseados también son un problema cuando se utiliza equipo de medición sensible. Además, existe una preocupación acerca de los posibles daños a la salud para personas que están expuestas a campos eléctricos y magnéticos a bajas frecuencias [2].

El blindaje del campo magnético con materiales conductores (incluyendo magnéticos) es una practica común en la industria. Recientemente, esta técnica ha recibido una atención extensa en ingeniería de potencia eléctrica, y ha sido aplicada para blindar campos magnéticos de frecuencias extremadamente bajas (FEB), ($f < 300 \text{ Hz}$) creados por transformadores [3]. El blindaje de ondas magnéticas de baja impedancia generadas por lazos de corriente ya ha sido investigado rigurosamente desde hace algunos años[4]-[7]. Sin embargo, hasta ahora los principios de campos magnéticos a frecuencias de potencia creados por fuentes formadas por conductores largos no esta bien entendido, y la implementación del blindaje llega a hacer una practica de experiencia.

El interés en el blindaje de campos magnéticos de FEB data de hace más de 50 años [8],[9]. Los blindajes han sido tradicionalmente usados tanto para proteger dispositivos electrónicos de campos electromagnéticos externos y prevenir la fuga de señales que puedan causar interferencia, como para blindar campos magnéticos causados por equipos de potencia eléctrica, como pueden ser los transformadores, etc.

En los años 30 y 40, Levy [8] y Schelkunoff [9] reportaron sus trabajos sobre el blindaje de campos magnéticos de FEB generados por un lazo circular de corriente cercano a una placa metálica plana de extensión infinita. El objetivo de estos trabajos fue calcular la penetración de los campos a través de un blindaje homogéneo caracterizado por diferentes constantes eléctricas. Un blindaje plano insertado entre dos lazos coaxiales fue analizado por Moser [10] y, basado en esta formulación, Ryan [11] produjo un código computacional para encontrar la eficiencia del blindaje. Más tarde, Bannister [12],[13] usó aproximaciones de campo cercano cuasiestático para encontrar expresiones simples para la eficiencia del blindaje. Schulz, Plantz y Brush [4] extendieron la teoría de línea de transmisión de Schelkunoff a blindajes de múltiples capas. Yang y Mitra [14] examinaron el problema de un blindaje multicapa insertado entre dos dipolos arbitrariamente orientados. En 1988 Casey [15] consideró el comportamiento del blindaje de una pantalla de malla de alambre excitada por ondas planas y dipolos eléctricos o magnéticos. Casey examinó el rango de frecuencia donde las aberturas individuales eran eléctricamente pequeñas.

Respecto a blindajes cilíndricos y esféricos, se han realizado trabajos similares al de blindajes planos. En 1933 King [16] desarrolló fórmulas para recintos cilíndricos y esféricos inmersos en un campo electromagnético uniforme. King presentó fórmulas para estructuras gruesas y finas para frecuencias altas y bajas. Wait [17] resolvió el problema de dipolos cilíndricos y esféricos en una caja de metal con aberturas. En este trabajo Wait primero resolvió el problema general y usando aproximaciones para estructuras delgadas encontró fórmulas simples para la eficiencia de blindaje. Miller y Bridges [18],[19] desarrollaron el llamado "circuito aproximado" el cual es útil para determinar la eficiencia del blindaje de un recinto a bajas frecuencias. Este método consiste en calcular la distribución de corriente en la superficie exterior del recinto y entonces calcular la penetración de los campos. De las ecuaciones resultantes se puede construir un modelo circuital de parámetros concentrados. Asumiendo que los efectos de las corrientes inducidas pueden ser despreciados en capas magnéticamente permeables y que

las capas conductoras no son permeables y muy delgadas, Rikitake [20] desarrolló fórmulas para blindajes multicapas cilíndricos y esféricos. En 1996 Hoburg [21] presentó una nueva metodología para el blindaje magnético multicapas cuasiestático. Este método consiste en utilizar "relaciones de transferencia" para las capas individuales del blindaje con permeabilidades y conductividades específicas en una manera análoga a las impedancias características para diferentes secciones de líneas de transmisión.

En la mayoría de los trabajos mencionados, es posible encontrar expresiones cerradas para el blindaje debido a que la geometría del blindaje coincide con contornos completos de coordenadas constantes en un sistema de coordenadas separable.

Los blindajes de placa infinita, el esférico y el cilíndrico son ejemplos de los también llamados "blindajes de topología cerrada" [22]. Note que para este tipo de topología el circuito completo de corriente debe estar dentro de la "región de la fuente"

Dos factores limitan la extensión de los desarrollos teóricos para estos tipos de blindajes para el caso de configuraciones prácticas:

(a).- Efectos de orilla en placas de tamaño finito y cilindros y esferas parciales. La forma actual de un blindaje está restringido por limitaciones prácticas y frecuentemente se encuentra que para equipo eléctrico instalado la única posibilidad es instalar un blindaje que no separa completamente la fuente y la región blindada.

(b).- No linealidades, tal como saturación e histéresis. Las permeabilidades de materiales ferromagnéticos varían fuertemente con la densidad de flujo arriba de un régimen de "permeabilidad inicial" Debido a estas no linealidades, se

pueden generar armónicos. En esta tesis todos los materiales serán tratados como lineales.

Los blindajes que no separan completamente la fuente y la región blindada son llamados "blindajes de topología abierta" [22]. Es común usar métodos numéricos para estudiar fugas alrededor de las orillas de estos blindajes debido a que las fronteras generalmente no coinciden con contornos enteros de coordenadas constantes de sistemas de coordenadas separables. Los métodos usados incluyen aquellos comparables al método de momentos, método de elemento finito y diferencias finitas [20],[23]-[25]. Estos métodos numéricos tienen problemas cuando se consideran bajas frecuencias y blindajes con cocientes de aspecto extremadamente pobres.

Aunque es útil tener soluciones numéricas para geometrías complicadas, estas no siempre proporcionan mucho conocimiento sobre el proceso de blindaje y algunas veces proveen menos significado que las expresiones analíticas simplificadas.

En general, el análisis teórico de blindajes contra campos magnéticos es muy difícil. Las principales dificultades son la complejidad geométrica del blindaje y de la fuente, así también como la no-linealidad del medio. Las no-linealidades, tales como la saturación e histéresis, hacen el modelado de la permeabilidad más complicado, y por lo tanto el análisis del campo magnético más difícil

El objetivo de este trabajo es encontrar la eficiencia de blindaje para un blindaje plano de longitud infinita con una y dos capas construida con materiales de diferentes características eléctricas. La placa plana infinita es estudiada como una geometría canónica cuando se considera el diseño de blindajes electromagnéticos. Para el blindaje del campo magnético para FEB, se emplean materiales que tienen ya sea alta permeabilidad magnética, alta conductividad eléctrica o materiales con ambas características. En los materiales de alta

permeabilidad se presenta el mecanismo de derivación de flujo mientras que para los materiales de alta conductividad eléctrica se presenta el mecanismo de cancelación por corrientes de Eddy.

En el capítulo II se discuten los principios básicos de blindaje, el comportamiento del campo magnético incidente sobre una placa metálica así como los mecanismos de blindaje según los materiales a ser empleados.

En el capítulo III se desarrolla una solución analítica con base en la solución de la ecuación de difusión por medio del método de separación de variables. En el capítulo IV y V se encuentra la eficiencia de blindaje para un blindaje con una y dos capas respectivamente, además se analiza el comportamiento de la eficiencia de blindaje con diferentes materiales al variar algunas de sus propiedades eléctricas.

PRINCIPIOS BASICOS DE BLINDAJE

2.1 EFICIENCIA DE BLINDAJE

A fin de explicar los conceptos básicos de blindaje se considera el problema general de una barrera metálica de espesor t , conductividad σ , permitividad relativa ϵ_r , y permeabilidad relativa μ_r , como se muestra en la Fig. 2.1. Una onda electromagnética incide sobre la barrera y al chocar con la superficie izquierda, se produce una onda reflejada, mientras que la porción restante de la onda se transmite hacia el interior de la barrera. La eficiencia de blindaje de la barrera está definida para el campo eléctrico, en decibeles, como:

$$SE = 20 \log_{10} \left| \frac{E_i}{E_t} \right| \quad (2.1)$$

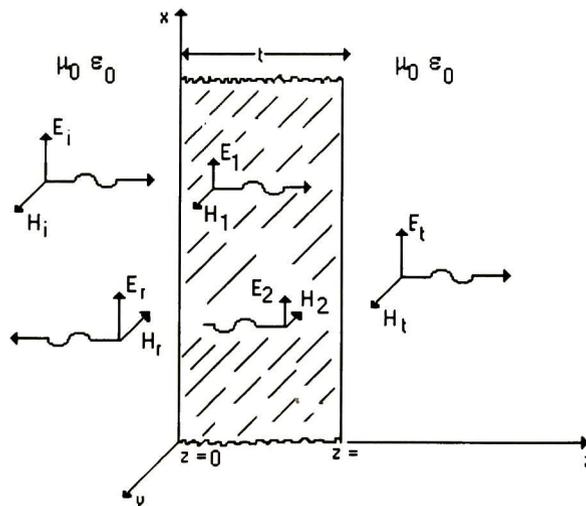


Fig. 2.1 Ilustración de la eficiencia de blindaje de una barrera conductora para una onda plana uniforme normal incidente

Se observa que este resultado será positivo, dado que el campo incidente es más grande que el campo que sale de la barrera. Por ejemplo, una eficiencia de blindaje de 120 dB significa que la magnitud del campo transmitido es reducida con respecto a la magnitud del campo incidente por un factor de 10^6 . Otra

definición de la eficiencia de blindaje está en términos de la relación del campo magnético transmitido al campo magnético incidente. Esta definición nos dará un resultado negativo en dB:

$$SE = 20 \log_{10} \left| \frac{H_t}{H_i} \right| \quad (2.2)$$

Si el campo incidente es una onda plana uniforme y el medio en cada lado de la barrera es idéntico entonces las dos definiciones son idénticas, dado que los campos eléctricos y magnéticos están relacionados por la impedancia intrínseca del medio. Para campos cercanos y/o medios diferentes en los dos lados de la frontera las dos no son equivalentes. Dado que el objetivo de este trabajo es encontrar un medio para reducir el campo magnético, se utiliza la definición (2.2) para calcular la eficiencia de blindaje.

Existen varios fenómenos que contribuyen a la reducción del campo incidente cuando éste pasa a través de la barrera. Considere el diagrama mostrado en la Fig. 2.2, el cual muestra estos efectos. El primer efecto es la reflexión al lado izquierdo de la superficie de la barrera. La porción del campo eléctrico incidente que es reflejada está dada por el coeficiente de reflexión para esa superficie. La porción de la onda que cruza esta superficie procede a través de la pared del blindaje. Como ésta pasa a través de este medio conductor, su amplitud es atenuada acorde al factor $e^{-\alpha z}$, donde α es la constante de atenuación. Esto es referido como pérdidas de absorción. Para materiales que constituyen buenos conductores (como es usualmente el caso) la constante de atenuación α esta relacionada con la profundidad de penetración del material δ , como $\alpha=1/\delta$. Por lo tanto las amplitudes de los campos son atenuadas acordes al factor $e^{-z/\delta}$. Si el espesor de la barrera es mucho más grande que la profundidad de penetración del material, a la frecuencia de la onda incidente, entonces la onda que es transmitida a través de la primera interfase es fuertemente atenuada al viajar hacia la derecha. Esta onda incide sobre la interfase derecha y una porción es reflejada, mientras que el resto es transmitida a través de la barrera hacia el medio al lado derecho de la barrera. La porción reflejada de la onda es transmitida de regreso a

través de la barrera y golpea la primera interfase desde el interior. De nueva cuenta, una porción de esta onda es transmitida a través de la interfase izquierda y sumada al campo total reflejado en el medio izquierdo, y una porción es reflejada y procede hacia la derecha. Esta porción es nuevamente atenuada al viajar a través del material. Cuando la onda golpea la interfase derecha, una porción es reflejada y una porción transmitida a través de la interfase. La porción transmitida a través de la interfase derecha se agrega al campo total que es transmitido hacia el medio a la derecha del blindaje. El proceso continúa, pero los campos reflejados y transmitidos adicionales son atenuados progresivamente por su viaje a través del material conductor. Si un blindaje tiene un espesor mucho más grande que la profundidad de penetración del material a la frecuencia del campo incidente, las múltiples reflexiones y transmisiones pueden despreciarse y solo se considera la reflexión y transmisión inicial en las interfases izquierda y derecha. La eficiencia de blindaje dada en (2.2) se puede expresar como el producto de tres términos que representan los fenómenos de pérdidas de reflexión, pérdidas de absorción, y reflexiones múltiples. En decibelios estos factores se suman para dar:

$$SE_{dB} = R_{dB} + A_{dB} + M_{dB} \quad (2.3)$$

donde R_{dB} representa las pérdidas de reflexión causadas por las reflexiones en las interfases izquierdas y derechas, A_{dB} representa las pérdidas de absorción de la onda como ésta procede a través del material, y M_{dB} representa los efectos adicionales de múltiples reflexiones y absorciones.

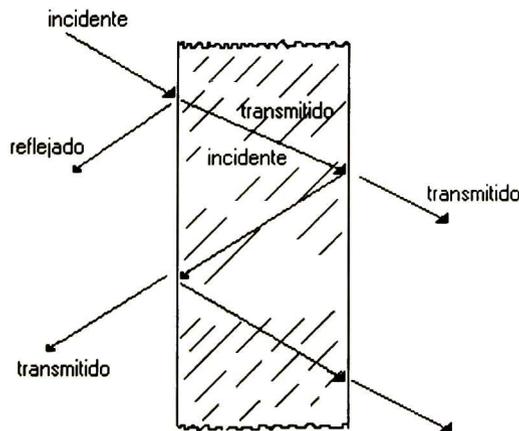


Fig. 2.2 Ilustración de múltiples reflexiones en un blindaje

2.2 BLINDAJE DE CAMPO MAGNETICO DE BAJA FRECUENCIA

En los blindajes contra campo magnético, a menudo es posible asociar diferentes mecanismos físicos de blindaje a diferentes tipos de material. Por ejemplo, cuando las propiedades magnéticas de un material son dominantes, el blindaje se lleva a cabo por medio de un mecanismo conocido como "Derivación de Flujo". En este caso, el flujo magnético incidente es desviado al interior del material magnético, siendo de este modo alejado de la región a ser blindada. Cuando las propiedades conductoras del material dominan, y la frecuencia del campo magnético incidente es lo suficientemente grande para inducir corrientes eléctricas apreciables, el blindaje se lleva a cabo por medio del mecanismo conocido como de "Cancelación por Corrientes de Eddy". En este caso, el campo magnético incidente induce corrientes eléctricas en el conductor, las cuales producen un campo magnético que cancela parcialmente el campo incidente [23,26]. Estos dos mecanismos de blindaje se caracterizan por diferentes condiciones de frontera. En el caso de derivación de flujo, la componente tangencial del campo magnético es casi cero en la superficie del material, mientras que en el caso de Cancelación por corrientes de Eddy es la componente normal la que es prácticamente cero.

2.2.1 Mecanismo de blindaje por medio de "Derivación de Flujo"

Cuando un material magnético está inmerso en una campo magnético, la geometría del campo se distorsiona de acuerdo con las siguientes dos condiciones:

1. La componente tangencial de la intensidad de campo magnético es igual en ambos lados de una interfase o frontera.
2. La componente normal de la densidad de flujo en ambos lados de una interfase o frontera son iguales.

En la interface entre el aire y el material magnético en el lado de la fuente, para satisfacer las condiciones de frontera las líneas de flujo deben ser casi perpendiculares a la superficie, mientras que en el interior del material deben ser casi tangenciales. El resultado de esto es que el campo magnético incidente es atraído hacia el material y las líneas de flujo son redirigidas o "derivadas" dentro del material en una dirección casi paralela a las superficies.

Debido a la curvatura de las líneas de flujo del campo incidente, algunas de estas líneas, después de circular dentro del material magnético, pueden alcanzar alguna superficie del material y escapar de él. En general, la cantidad de campo magnético que alcanza la región blindada está determinada por la permeabilidad del material, el grosor de la placa, la distancia a la fuente y la geometría de la fuente. A mayor permeabilidad, menor cantidad de campo magnético escapa del material y se tiene un mejor blindaje y viceversa. Una explicación simplificada del mecanismo de derivación de flujo se puede obtener considerando el circuito magnético asociado con el par de corrientes verticales sobre una placa infinita como se muestra en la Fig. 3. El campo magnético que pasa a través del aire y la placa se puede determinar por medio de la ley de "división de flujos" empleando las reluctancias de las trayectorias por el aire y la placa. La reluctancia de la placa, R_s , se puede escribir como

$$R_s = \frac{1}{\mu_0 \mu_r t} \quad (2.4)$$

donde t es el grosor de la placa, y la reluctancia del aire, R_a , como

$$R_a \approx \frac{1}{\mu_0 r} \quad (2.5)$$

donde r es la distancia de la fuente al punto de medición. Esta dependencia con respecto a r ocurre porque el flujo magnético se distribuye principalmente en una región aproximadamente igual a la altura de la fuente sobre la placa. Como R_s es mucho menor que R_a , el campo magnético en la región blindada se puede escribir como

$$B_T \approx B_{inc} \frac{R_s}{R_s + R_a} \approx B_{inc} \frac{R_s}{R_a} \quad (2.6)$$

Sustituyendo (2.4) y (2.5) en (2.6), se obtiene que la densidad de flujo magnético total es

$$B_T \approx B_{inc} \frac{r}{\mu_r t} \quad (2.7)$$

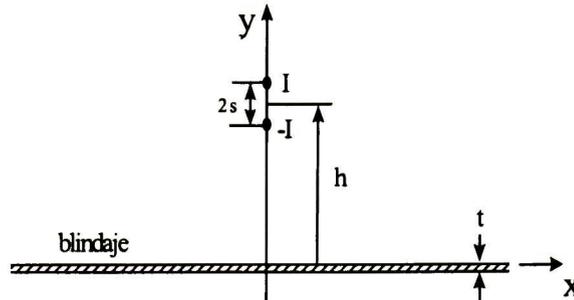


Figura 2.3 Par vertical de corrientes sobre una placa plana delgada infinita

De la ecuación (2.7) se puede ver que a mayor permeabilidad y mayor grosor, menor es el campo que llega a la región blindada.

2.2.2 Mecanismo de blindaje por Cancelación por Corrientes de eddy

El mecanismo de corrientes inducidas o corrientes de eddy aparece sólo cuando el campo incidente varía con el tiempo y ocurre en cualquier material conductor, el cual puede tener o no una permeabilidad mayor que la del espacio libre.

La ley de inducción de Faraday establece que si una densidad de campo B_0 que cruza un conductor varía con el tiempo, se produce un campo eléctrico E dado por

$$\nabla \times \mathbf{E} = -d\mathbf{B}_0 / dt \quad (2.8)$$

Como este campo eléctrico se encuentra dentro del conductor, se induce una corriente que fluye de acuerdo con la ley de Ohm. Esta corriente que circula en un conductor con permeabilidad μ , produce un campo magnético dado por

$$\nabla \times \mathbf{B}_s = \mu \mathbf{J} \quad (2.9)$$

donde \mathbf{J} es la densidad de corriente inducida.

La densidad de campo magnético inducido \mathbf{B}_s es tal que se opone a los cambios en la densidad de campo magnético incidente \mathbf{B}_0 . La superposición del campo inducido y el campo incidente resulta en un campo total que es repelido de la superficie del material conductor. Para conductores no magnéticos no existe refracción en las interfaces aire-material, pero sí un cambio en la intensidad de la componente transversal y tangencial del campo debido a la presencia del campo generado por las corrientes inducidas. Esto es, el campo sufre un cambio en la ley de comportamiento, ya que debe satisfacer $\nabla \times \mathbf{B} = 0$ sin la placa conductora y $\nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{J}$ al colocar la placa. Las diferentes leyes de comportamiento, para las diferentes regiones (fuente, placa y región blindada) se relacionan entre sí forzando la continuidad de la densidad de flujo magnético normal a las superficies y definiendo una discontinuidad en la intensidad de campo magnético tangencial, determinada por la densidad de corriente inducida.

Sí la ley de Faraday en su forma integral en el dominio de la frecuencia

$$\oint_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -j\omega \int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} \quad (2.10)$$

se aplica a un contorno rectangular de dimensiones $2h \times l$ sobre una placa como la de la Fig. 3, y se asume que el campo magnético es aproximadamente constante sobre el rectángulo, que el campo eléctrico en la placa está orientado en la dirección perpendicular a la página y tiene la misma intensidad, pero sentido contrario, en lados opuestos a la fuente, se puede escribir

$$2El \cong -j\omega B 2hl \quad (2.11)$$

Aplicando la ley de Ohm ($\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$) se puede encontrar una fórmula simple para la corriente inducida:

$$J = -j\omega Bh \quad (2.12)$$

De esta ecuación es claro que las corrientes inducidas son mayores a altas frecuencias y a valores grandes de la altura h . Por lo tanto mientras más cerca de la placa se encuentre la fuente, menores (en proporción al campo magnético incidente) serán las corrientes inducidas. A menor corriente inducida, menor la intensidad de campo magnético de cancelación y menor la efectividad de la placa como blindaje. Este comportamiento físico es consistente con el resultado de que blindajes cerrados, de cancelación por corrientes de Eddy, de dimensiones físicas grandes, tienen una mejor efectividad que los de dimensiones pequeñas [26]. Esto es, a mayor área conductora disponible para la inducción de corrientes, mejor es el comportamiento del blindaje.

2.3 EFECTOS SIMULTANEOS EN BLINDAJES DE ALTA PERMEABILIDAD Y CONDUCTIVIDAD

Como se describió en la sección 2.2.1, un material de alta permeabilidad proporciona blindaje a través del mecanismo de "derivación de flujo". Esta es la situación en un campo de c.d, o en un campo de c.a si la conductividad del material es muy baja para inducir corrientes que contribuyan significativamente al blindaje. En la sección 2.2.2 se mencionó que un material no permeable puede proveer blindaje a través del mecanismo de corrientes inducidas sin ningún blindaje por derivación de flujo. Esta sección describe configuraciones de blindaje que usan materiales que tienen permeabilidad $\mu > \mu_0$ y conductividad eléctrica suficientemente grande para que el blindaje debido a corrientes inducidas sea significativo. Este es frecuentemente el caso para materiales ferromagnéticos empleados en el blindaje de campos de c.a.

Una permeabilidad $\mu > \mu_0$ tiene dos efectos separados en el blindaje

1. El flujo magnético cambia bruscamente de dirección en la interface entre el material permeable y aire, para así mantener continuidad

en la componente tangencial del campo magnético \mathbf{H} y la componente normal de la densidad de flujo magnético \mathbf{B} , en la misma manera como ocurre cuando solo el mecanismo de derivación de flujo es efectivo.

2. La alta permeabilidad incrementa la densidad de flujo que produce corrientes inducidas en respuesta a un campo magnético variante en el tiempo. Este efecto se observa a través de una reducción en la profundidad de penetración $\delta = \sqrt{2/\omega\mu\sigma}$. Como el flujo es atraído y derivado a través del material de alta permeabilidad, éste se concentra en la superficie del blindaje que está frente a la fuente. Si el producto $\omega\mu\sigma$ es suficientemente grande tal que la profundidad de penetración es menor que el espesor del blindaje, el decaimiento exponencial en magnitud de la densidad de flujo con la distancia desde la fuente a la superficie del blindaje puede ser mucho menor a la magnitud de la superficie del blindaje hacia la región blindada. Cuando esto ocurre, se pueden lograr magnitudes del factor de blindaje muy bajas (eficiencia efectiva del blindaje).

Las descripciones analíticas que involucran materiales que tienen una permeabilidad $\mu > \mu_0$ y una conductividad eléctrica σ alta son más complicadas que aquellas donde solo un mecanismo de blindaje está involucrado, debido a que la distribución del flujo magnético y las corrientes inducidas están acopladas uno con el otro a través de una ecuación de difusión magnética.

2.4 EFICIENCIA DE LOS MATERIALES EMPLEADOS EN BLINDAJES

Existen dos factores que pueden disminuir la eficiencia del mecanismo de blindaje por derivación de flujo y que se debe tener presente:

1. La permeabilidad de los materiales ferromagnéticos disminuye con el incremento de la frecuencia.
2. La permeabilidad de materiales ferromagnéticos disminuye con el incremento del campo magnético.

Los fabricantes de materiales ferromagnéticos tienden a especificar la permeabilidad relativa del material a una frecuencia menor a 1 kHz. Por ejemplo, el Mumetal tiene una permeabilidad relativa alrededor de 10,000 desde c.d hasta un valor cercano a 1 kHz, como se muestra en la Fig. 2.4 [27]. A una frecuencia mayor a un 1 kHz la permeabilidad relativa del Mumetal disminuye drásticamente, y alrededor de 20 kHz ésta no es más grande que la del acero cold-rolled. Por lo tanto los materiales con alta permeabilidad tales como el Mumetal solo son efectivos para campos magnéticos por debajo de 1 kHz. A fin de blindar contra campos magnéticos mayores a 20 kHz, el acero es tan efectivo como los materiales de alta permeabilidad. Esto es el porque los recintos de blindaje para interruptores de suministro de potencia son construidos de acero en lugar de Mumetal.

En otro caso, el blindaje contra la interferencia a 60 Hz es más efectivo con Mumetal si las fuerzas de los campos no son demasiado grandes como para saturar el material. La pendiente de la curva B-H de la figura 2.5a es proporcional a la permeabilidad del material. La intensidad del campo magnético es proporcional a los amperes vueltas si una serie de vueltas de alambre conduce una corriente I alrededor del material. Así las altas corrientes tienden a dar niveles altos de H donde la pendiente de la curva es plana, resultando en una disminución de μ_r para altos niveles de campos magnéticos. Por lo tanto, aunque el Mumetal parece un material efectivo de blindaje para campos magnéticos a 60 Hz debido a su alta permeabilidad a bajas frecuencias, éste no puede ser utilizado, debido a que las altas corrientes están usualmente asociadas con las frecuencias de potencia. Una forma típica de minimizar el efecto de saturación es usar dos blindajes como se muestra en la figura 2.5b. El primer blindaje tiene un bajo μ_r y

una baja susceptibilidad para la saturación. El propósito de este blindaje es reducir el campo magnético incidente para que no sature el segundo blindaje, el cual tiene un alto μ_r y un alto nivel de saturación.

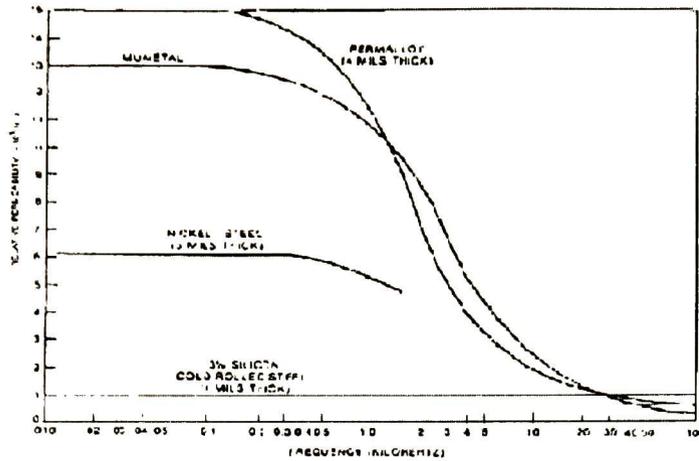


Fig. 2.4 Ilustración de la dependencia de frecuencia de varios materiales ferromagnéticos

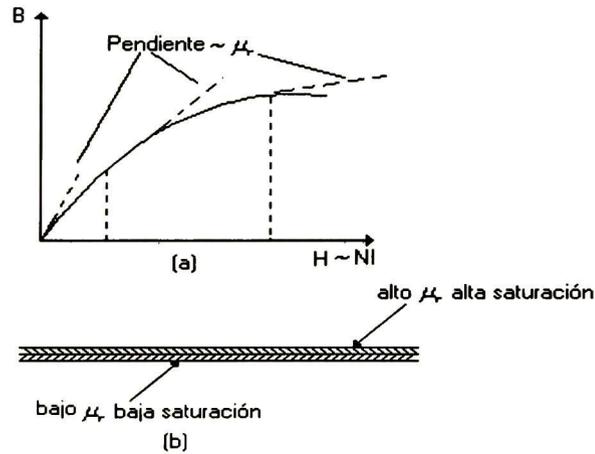


Fig. 2.5 Ilustración del fenómeno de saturación de materiales ferromagnéticos: (a) la curva B-H; (b) uso de blindajes multicapas para reducir los efectos de saturación.

SOLUCION GENERAL A LA ECUACIÓN DE DIFUSIÓN PARA UN BLINDAJE FORMADO POR N PLACAS

3.1 PLANTEAMIENTO DEL PROBLEMA

La figura 3.1 muestra un modelo general de blindaje en dos dimensiones con N capas planas. Este modelo de blindaje está compuesto de tres regiones:

1. Una región de la fuente donde se localizan los filamentos de corriente.
2. Una región de blindaje donde se encuentran las N capas del blindaje.
3. Una región blindada donde se espera que el campo magnético sea reducido.

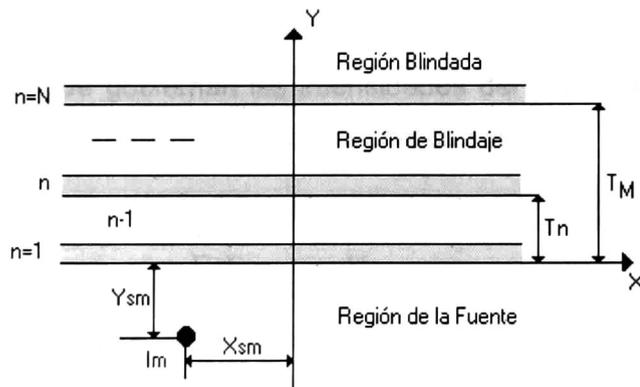


Fig. 3.1 Configuración básica del problema del blindaje

Las capas conductoras en la región del blindaje están caracterizadas por una permeabilidad relativa $\mu_{r,n}$ una conductividad σ_n y un espesor t_n . T_m es la distancia en el eje Y de la ultima capa N. La región de la fuente y la región blindada se consideran como capas especiales con índice 0 y N+1, respectivamente. Bajo la excitación de una fuente de campo magnético de baja

impedancia, el cual es el caso en la mayoría de las aplicaciones de blindaje en sistemas de potencia, las propiedades no lineales de los materiales (saturación de la curva B-H e histéresis) no son significativas. De este modo, se asume un medio lineal en el análisis y el arreglo y número de filamentos es arbitrario. Las coordenadas de los filamentos están denotadas por (x_m, y_m) , y la magnitud de la corriente por I_m , donde $m=1 \dots M$.

En general se dispone de diversos métodos para el análisis de la eficiencia del blindaje electromagnético. El procedimiento clásico consiste en resolver las ecuaciones de campo de Maxwell aplicando condiciones de frontera en cada interface de las capas de blindaje. El vector de potencial magnético el cual está gobernado por la ecuación de difusión magnética se resuelve aplicando el método de separación de variables.

3.2 SOLUCION ANALÍTICA PARA UN BLINDAJE PLANO INFINITO DE N CAPAS

Las ecuaciones que gobiernan las intensidades del campo magnético \mathbf{H} y campo eléctrico \mathbf{E} en un sistema magnetocuasiestático son:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_i + \sigma \mathbf{E} + j\omega \epsilon \mathbf{E} \quad (3.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega \mu \mathbf{H} \quad (3.2)$$

La distribución espacial de la densidad del flujo magnético \mathbf{B} y de la intensidad de campo magnético \mathbf{H} , se pueden expresar en términos de un vector de potencial magnético, \mathbf{A} :

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (3.3a)$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{A} \quad (3.3b)$$

Sustituyendo (3.3b) en (3.2) se tiene:

$$\nabla \times [\mathbf{E} + j\omega \mathbf{A}] = 0 \quad (3.4)$$

Usando la identidad vectorial,

$$\nabla \times (-\nabla \phi_e) = 0 \quad (3.5)$$

la ecuación (3.4) puede ser escrita como:

$$\mathbf{E} = -\nabla \phi_e - j\omega \mathbf{A} \quad (3.6)$$

Aplicando el rotacional a (3.3b) y considerándose un medio homogéneo:

$$\mu \nabla \times \mathbf{H} = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} \quad (3.7)$$

Sustituyendo (3.1) en (3.7) se obtiene:

$$\mu \mathbf{J}_i + (\mu\sigma + j\omega\mu\epsilon) \mathbf{E} = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} \quad (3.8)$$

Sustituyendo la ecuación (3.6) en (3.8):

$$\nabla^2 \mathbf{A} + (\omega^2 \mu\epsilon - j\omega\mu\sigma) \mathbf{A} = -\mu \mathbf{J}_i + \nabla [\nabla \cdot \mathbf{A} + (\mu\sigma + j\omega\mu\epsilon) \phi_e] \quad (3.9)$$

Si

$$\nabla \cdot \mathbf{A} = -(\mu\sigma + j\omega\mu\epsilon) \phi_e \quad (3.10)$$

(Condición de Lorentz para un medio conductor)

entonces,

$$\phi_e = -\frac{1}{(\mu\sigma + j\omega\mu\epsilon)} \nabla \cdot \mathbf{A} \quad (3.11)$$

Al Sustituirse la ecuación (3.11) en (3.9) se obtiene la ecuación de Helmholtz

$$\nabla^2 \mathbf{A} + (\omega^2 \mu\epsilon - j\omega\mu\sigma) \mathbf{A} = -\mu \mathbf{J}_i \quad (3.12a)$$

$$\nabla^2 \mathbf{A} + \gamma^2 \mathbf{A} = -\mu \mathbf{J}_i \quad (3.12b)$$

donde

$$\gamma^2 = \omega^2 \mu\epsilon - j\omega\mu\sigma \quad (3.12c)$$

Como se observa el vector de potencial magnético está gobernado por la ecuación de difusión magnética que incorpora la permeabilidad y conductividad del material, así como la propagación de la onda electromagnética.

A frecuencias de potencia y dentro de un buen conductor $\omega^2 \mu\epsilon \ll \omega\mu\sigma$ por lo tanto:

$$\nabla^2 \mathbf{A} - jP^2 \mathbf{A} = -\mu \mathbf{J}_i \quad (3.13a)$$

donde

$$P = \sqrt{\omega \mu \sigma} \quad (\text{Constante de fase para un buen conductor}) \quad (3.13b)$$

En el espacio libre

$$\nabla^2 \mathbf{A} + \beta^2 \mathbf{A} = -\mu \mathbf{J}_i \quad (3.14a)$$

donde

$$\beta = \omega \sqrt{\mu \epsilon} \quad (\text{Constante de fase en espacio libre}) \quad (3.14b)$$

En una región libre de fuentes

$$\mathbf{J}_i = 0 \quad (3.15)$$

En un medio estratificado para la n-ésima capa y para la componente de \mathbf{A} en la dirección del eje z:

$$\nabla^2 A_n(x,y) + \gamma^2 A_n(x,y) = 0 \quad (3.16)$$

A fin de aplicar el método de separación de variables se asume que:

$$A_n(x,y) = A_{xn}(x)A_{yn}(y) \quad (3.17)$$

La ecuación (3.16) puede ser escrita en coordenadas rectangulares como:

$$\frac{\partial^2 A_n}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_n}{\partial y^2} + \gamma^2 A_n = 0 \quad (3.18)$$

por lo tanto, sustituyendo la ecuación (3.17) en (3.18) se obtiene:

$$A_{yn} \frac{\partial^2 A_{xn}}{\partial x^2} + A_{xn} \frac{\partial^2 A_{yn}}{\partial y^2} + \gamma^2 A_{xn} A_{yn} = 0 \quad (3.19)$$

dividiendo por (3.17)

$$\frac{1}{A_{xn}} \frac{\partial^2 A_{xn}}{\partial x^2} + \frac{1}{A_{yn}} \frac{\partial^2 A_{yn}}{\partial y^2} + \gamma^2 = 0 \quad (3.20)$$

A fin de satisfacer la ecuación (3.20) de deben cumplir las siguientes condiciones:

$$\frac{1}{A_{xn}} \frac{\partial^2 A_{xn}}{\partial x^2} = cte = -k^2 \quad (3.21a)$$

$$\frac{1}{A_{yn}} \frac{\partial^2 A_{yn}}{\partial y^2} = cte = \gamma_n^2 \quad (3.21b)$$

De la ecuación (3.21a) y (3.21b) se obtiene:

$$\frac{d^2 A_{xn}}{dx^2} = -k^2 A_{xn} \quad (3.22a)$$

$$\frac{d^2 A_{yn}}{dy^2} = \gamma_n^2 A_{yn} \quad (3.22b)$$

Por lo tanto, se puede expresar la ecuación (3.20) como sigue:

$$-k^2 + \gamma_n^2 + \gamma^2 = 0 \text{ (Ecuación de restricción)} \quad (3.22c)$$

Despejando de (3.22c) γ_n resulta:

$$\gamma_n = \sqrt{k^2 - \gamma^2} \quad (3.23a)$$

De (3.23a):

$$\gamma_n = \begin{cases} \sqrt{k^2 + jP^2} \\ \sqrt{k^2 - \beta^2} \end{cases} \quad (3.24b)$$

donde γ_n es el número de onda (constante de propagación) a lo largo del eje y; k es el número de onda a lo largo del eje x. (k toma valores desde cero hasta infinito)

Para cada valor de k la solución a (3.22a) es:

$$A_{xn} = F \sin kx + G \cos kx \quad (3.25a)$$

y para (3.22b)

$$A_{yn} = C_n e^{-\gamma_n y} + D_n e^{\gamma_n y} \quad (3.25b)$$

donde F, G, C_n y D_n son constantes de integración

Debido a la simetría, A_{xn} debe ser una función par respecto a una línea vertical que pasa sobre la posición de la fuente, por lo tanto:

$$A_{xn} = G_m \cos k(x - x_{sm}) \quad (3.26)$$

De acuerdo con (3.25b) y (3.26) una expresión general para el vector de potencial A_n para una fuente de múltiples filamentos es:

$$A_n = \int_0^{\infty} [C_n e^{-\gamma_n y} + D_n e^{\gamma_n y}] \sum_{m=1}^M G_m \cos k(x - x_{sm}) dk \quad (3.27)$$

donde G_m es una constante introducida para normalizar los coeficientes C_n y D_n ; M es el número de filamentos de la fuente.

De la ecuación (3.3a)

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} = \begin{vmatrix} \hat{a}_x & \hat{a}_y & \hat{a}_z \\ \partial/\partial x & \partial/\partial y & \partial/\partial z \\ 0 & 0 & A_n \end{vmatrix} = \hat{a}_x \frac{\partial A_n}{\partial y} - \hat{a}_y \frac{\partial A_n}{\partial x} = \hat{a}_x B_x + \hat{a}_y B_y \quad (3.28)$$

Así

$$B_{xn} = \frac{\partial A_n}{\partial y} \quad B_{yn} = -\frac{\partial A_n}{\partial x} \quad (3.29a,b)$$

Empleando la ecuación (3.27) en (3.29) resulta:

$$B_{xn} = \int_0^{\infty} \gamma_n [-C_n e^{-\gamma_n y} + D_n e^{\gamma_n y}] \sum_{m=1}^M G_m \cos k(x - x_{sm}) dk \quad (3.30a)$$

$$B_{yn} = \int_0^{\infty} k [C_n e^{-\gamma_n y} + D_n e^{\gamma_n y}] \sum_{m=1}^M G_m \sin k(x - x_{sm}) dk \quad (3.30b)$$

Las expresiones (3.30a) y (3.30b) permiten determinar la densidad del campo magnético para un blindaje plano infinita de n capas. $e^{-\gamma_n y}$ y $e^{\gamma_n y}$ denotan campos magnéticos hacia delante y hacia atrás en la capa n , respectivamente, que viajan a lo largo del eje Y .

C_n y D_n son coeficientes desconocidos que pueden determinarse empleando el campo de la fuente y las condiciones de frontera. Las condiciones de frontera en las interfaces de las superficies están descritas por:

$$H_{x_n} = H_{x_{n-1}} \rightarrow \boxed{\frac{B_{x_n}}{\mu_n} = \frac{B_{x_{n-1}}}{\mu_{n-1}}} \quad (3.31a)$$

$$\boxed{B_{y_n} = B_{y_{n-1}}} \quad (3.31b)$$

Existen $N+1$ interfaces de superficie para un blindaje con N capas. Empleando la condición (3.31a) en la ecuación (3.30a) se obtiene:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\mu_n} \int_0^{\infty} \gamma_n \left[-C_n e^{-\gamma_n T_n} + D_n e^{\gamma_n T_n} \right] \sum_{m=1}^M G_m \cos k(x - x_{sm}) dk = \\ \frac{1}{\mu_{n-1}} \int_0^{\infty} \gamma_{n-1} \left[-C_{n-1} e^{-\gamma_{n-1} T_n} + D_{n-1} e^{\gamma_{n-1} T_n} \right] \sum_{m=1}^M G_m \cos k(x - x_{sm}) dk \end{aligned} \quad (3.32a)$$

Comparando el lado izquierdo con el lado derecho de (3.32a) se puede escribir:

$$\boxed{W_n (C_n e^{-\gamma_n T_n} - D_n e^{\gamma_n T_n}) = C_{n-1} e^{-\gamma_{n-1} T_n} - D_{n-1} e^{\gamma_{n-1} T_n}} \quad (3.32b)$$

donde

$$\boxed{W_n = \left(\frac{\mu_{n-1} \gamma_n}{\mu_n \gamma_{n-1}} \right)} \quad (3.32c)$$

Así mismo, al emplear la condición (3.31b) en la ecuación (3.30b) resulta:

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} k \left[C_n e^{-\gamma_n y} + D_n e^{\gamma_n y} \right] \sum_{m=1}^M G_m \operatorname{sen} k(x - x_{sm}) dk = \\ \int_0^{\infty} k \left[C_{n-1} e^{-\gamma_{n-1} y} + D_{n-1} e^{\gamma_{n-1} y} \right] \sum_{m=1}^M G_m \operatorname{sen} k(x - x_{sm}) dk \end{aligned} \quad (3.32d)$$

Entonces:

$$\boxed{(C_n e^{-\gamma_n T_n} + D_n e^{\gamma_n T_n}) = C_{n-1} e^{-\gamma_{n-1} T_n} + D_{n-1} e^{\gamma_{n-1} T_n}} \quad (3.32e)$$

donde $n=1,2,\dots,N+1$.

El valor $n-1=0$ corresponde a la primera interface en el lado de la región de la fuente y $N+1$ a la última interface en el lado de la región blindada.

Sumando las ecuaciones (3.32c) y (3.32e) y al despejar C_{n-1} se obtiene:

$$\boxed{C_{n-1} = \frac{C_n}{2} e^{-\gamma_n T_n} e^{\gamma_{n-1} T_n} (1 + W_n) + \frac{D_n}{2} e^{\gamma_n T_n} e^{\gamma_{n-1} T_n} (1 - W_n)} \quad (3.33a)$$

Multiplicando la ecuación (3.32c) por (-1), sumándola a (3.32e) y despejando D_{n-1} :

$$\boxed{D_{n-1} = \frac{C_n}{2} e^{-\gamma_n T_n} e^{-\gamma_{n-1} T_n} (1 - W_n) + \frac{D_n}{2} e^{\gamma_n T_n} e^{-\gamma_{n-1} T_n} (1 + W_n)} \quad (3.33b)$$

La región blindada se extiende hasta el infinito por lo tanto no hay campo reflejado, así:

$$\boxed{D_{N+1} = 0} \quad (3.34)$$

En la región de la fuente, el campo incidente o hacia adelante es generado por filamentos de corriente. El campo magnético debido a un filamento de corriente I_{sm} , está dado en coordenadas cilíndricas por:

$$\mathbf{B}_{inc} = \mu \frac{I}{2\pi\rho} \hat{a}_\phi \quad (3.35a)$$

Las componentes cartesianas de este campo son:

$$B_{xinc} = -\frac{\mu I_{sm}}{2\pi} \frac{(y - y_{sm})}{(x - x_{sm})^2 + (y - y_{sm})^2} \quad (3.35b)$$

$$B_{yinc} = \frac{\mu I_{sm}}{2\pi} \frac{(x - x_{sm})}{(x - x_{sm})^2 + (y - y_{sm})^2} \quad (3.35c)$$

donde (x_{sm}, y_{sm}) es la posición del filamento

Usando las transformadas seno y coseno de Fourier (3.35b) y (3.35c) se pueden expresar como [28]:

$$B_{xinc} = - \int_0^{\infty} e^{-k(y-y_{sm})} \frac{\mu I_{sm}}{2\pi} \cos k(x-x_{sm}) dk \quad (3.36a)$$

$$B_{yinc} = \int_0^{\infty} e^{-k(y-y_{sm})} \frac{\mu I_{sm}}{2\pi} \operatorname{sen} k(x-x_{sm}) dk \quad (3.36b)$$

Cuando hay M filamentos de corriente en la región de la fuente:

$$B_{xinc} = - \int_0^{\infty} e^{-ky} \sum_{m=1}^M \frac{\mu I_{sm}}{2\pi} e^{ky_{sm}} \cos k(x-x_{sm}) dk \quad (3.37a)$$

$$B_{yinc} = \int_0^{\infty} e^{-ky} \sum_{m=1}^M \frac{\mu I_{sm}}{2\pi} e^{ky_{sm}} \operatorname{sen} k(x-x_{sm}) dk \quad (3.37b)$$

En la región de la fuente (3.30a) y (3.30b) se pueden escribir como sigue:

$$B_{x0} = - \int_0^{\infty} \gamma_0 C_0 e^{-\gamma_0 y} \sum_{m=1}^M G_m \cos k(x-x_{sm}) dk + \int_0^{\infty} \gamma_0 D_0 e^{\gamma_0 y} \sum_{m=1}^M G_m \cos k(x-x_{sm}) dk \quad (3.38a)$$

$$B_{y0} = \int_0^{\infty} k C_0 e^{-\gamma_0 y} \sum_{m=1}^M G_m \operatorname{sen} k(x-x_{sm}) dk + \int_0^{\infty} k D_0 e^{\gamma_0 y} \sum_{m=1}^M G_m \operatorname{sen} k(x-x_{sm}) dk \quad (3.38b)$$

Para el caso cuasiestático ($\beta \rightarrow 0$) $\gamma_0 \cong k$, entonces al comparar (3.37) y (3.38) resulta:

$$G_m = \frac{\mu I_{sm} e^{ky_{sm}}}{2\pi} \quad (3.39)$$

y:

$$C_0 = \frac{1}{k}$$

(3.40)

Con las ecuaciones (33), (34), (39) y (40) se puede desarrollar un procedimiento de sustitución hacia atrás para los campos magnéticos en todas las regiones.

BLINDAJE PLANO INFINITO DE UNA SOLA CAPA

4.1 SOLUCION PARA UN BLINDAJE PLANO INFINITO DE UNA CAPA

En la figura 4.1 se muestra una configuración típica de blindaje construido de una placa plana infinita de una sola capa, la cual está caracterizada por una permeabilidad relativa μ_r , una conductividad σ y un espesor t .

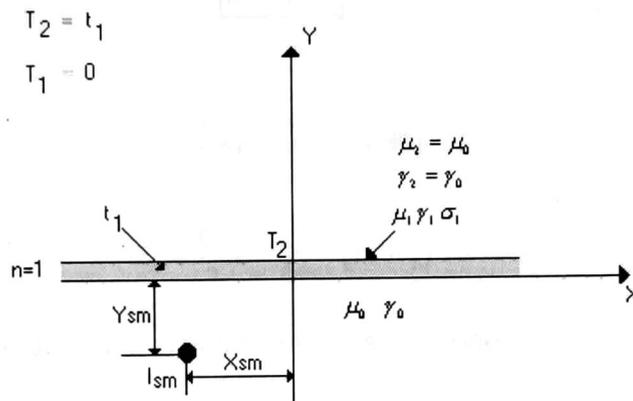


Fig. 4.1 Configuración típica de blindaje de una placa infinita de una capa

Para la primera interface se utilizan las ecuaciones (3.33a), (3.33b) y (3.32c) y además se considera que para la primera interface $y=T_1=0$. De acuerdo con esto se obtiene:

$$\frac{1}{k} = \frac{C_1}{2}(1+W_1) + \frac{D_1}{2}(1-W_1) \quad (4.1a)$$

$$D_0 = \frac{C_1}{2}(1-W_1) + \frac{D_1}{2}(1+W_1) \quad (4.1b)$$

donde:

$$W_1 = \frac{\mu_0 \gamma_1}{\mu_1 \gamma_0} \quad (4.1c)$$

Para la segunda interface:

$$C_1 = \frac{C_2}{2} e^{-\gamma_2 T_2} e^{\gamma_1 T_2} (1+W_2) + \frac{D_1}{2} e^{\gamma_2 T_2} e^{\gamma_1 T_2} (1-W_2) \quad (4.2a)$$

$$D_1 = \frac{C_2}{2} e^{-\gamma_2 T_2} e^{-\gamma_1 T_2} (1-W_2) + \frac{D_2}{2} e^{\gamma_2 T_2} e^{-\gamma_1 T_2} (1+W_2) \quad (4.2b)$$

donde:

$$\boxed{W_2 = \frac{\mu_1 \gamma_0}{\mu_0 \gamma_1}} \quad (4.2c)$$

Al combinar las ecuaciones (4.1c) y (4.2c) se obtiene:

$$\boxed{W_1 = 1/W_2} \quad (4.2d)$$

Dado que $D_2=0$:

$$C_1 = \frac{C_2}{2} e^{-\gamma_2 t_1} e^{\gamma_1 t_1} (1+W_2) \quad (4.3a)$$

$$D_1 = \frac{C_2}{2} e^{-\gamma_2 t_1} e^{-\gamma_1 t_1} (1-W_2) \quad (4.3b)$$

Al sustituir (4.3a) y (4.3b) en la ecuación (4.1a) se obtiene:

$$\frac{1}{k} = \frac{C_2}{4W_2} e^{-\gamma_0 t_1} \left[(1+W_2)^2 e^{\gamma_1 t_1} - (1-W_2)^2 e^{-\gamma_1 t_1} \right] \quad (4.4)$$

Finalmente:

$$\boxed{C_2 = \frac{4W_2 e^{\gamma_0 t_1}}{\phi k}} \quad (4.5)$$

donde:

$$\phi = \left[(1+W_2)^2 e^{\gamma_1 t_1} - (1-W_2)^2 e^{-\gamma_1 t_1} \right] \quad (4.5a)$$

Las componentes del campo magnético asociadas con una fuente de M filamentos de corriente en la región blindada son:

$$\boxed{B_{x_2} = - \int_0^{\infty} \frac{\gamma_0}{k} \frac{4W_2}{\phi} \sum_{m=1}^M \frac{\mu_0 I_m}{2\pi} e^{-k(y-y_{sm}-t_1)} \cos k(x-x_{sm}) dk} \quad (4.6a)$$

$$B_{y_2} = \int_0^{\infty} \frac{4W_2}{\phi} \sum_{m=1}^M \frac{\mu_0 I_m}{2\pi} e^{-k(y-y_{sm}-t_1)} \text{sen}k(x-x_{sm}) dk \quad (4.6b)$$

4.2 EFICIENCIA DE BLINDAJE

Se Define la eficiencia de blindaje como la relación:

$$S = 20 \log_{10} \frac{H}{H_i} \quad (4.7)$$

donde H es el campo magnético total con la presencia del blindaje y H_i es el campo magnético incidente sin el blindaje. En la tabla 4.1 se muestran algunos materiales utilizados como ejemplo para determinar la eficiencia de blindaje.

Material	Conductividad (σ) S/m	Permeabilidad relativa Inicial (μ_r)
Aluminio	3.05×10^7	1
1010 Acero al bajo carbón	6.76×10^6	182
48% Ni-Fe μ metal	2.08×10^6	3415
Ferrita Fair Rite Tipo 76	2	10000

Tabla 4.1 Propiedades de materiales empleados en blindaje

Para los cálculos se emplea una fuente de corriente bipolar horizontal con una magnitud de ± 1.25 Amp con un espaciamiento de 0.6 metros, a una distancia de 0.3 metros debajo de un blindaje con espesor de 2 mm, como se muestra en la figura 4.2. Los campos magnéticos se calculan a lo largo del eje horizontal a una distancia 0.3m sobre el blindaje y la frecuencia de la fuente es de 60 Hz.

En la figura 4.3 se muestra el campo magnético incidente, así como el campo magnético en la región blindada utilizando los materiales de la tabla 4.1.

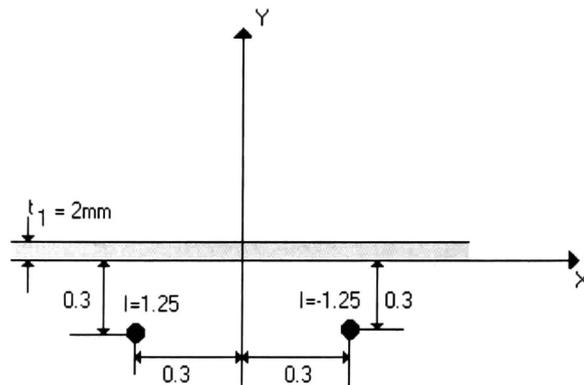


Fig. 4.2 Configuración empleada para determinar la eficiencia de blindaje de materiales diferentes

Se puede observar que para una frecuencia de 60 Hz los materiales que mejor blindaje ofrecen son el mumetal y la ferrita, debido a su alta permeabilidad. Sin embargo, se puede utilizar el aluminio o el acero al bajo carbón, ya que estos son más baratos y reducen bastante el campo magnético, en comparación al campo magnético incidente. La elección del material dependerá de la medida máxima de campo magnético requerido para evitar interferencias, así como la utilidad industrial.

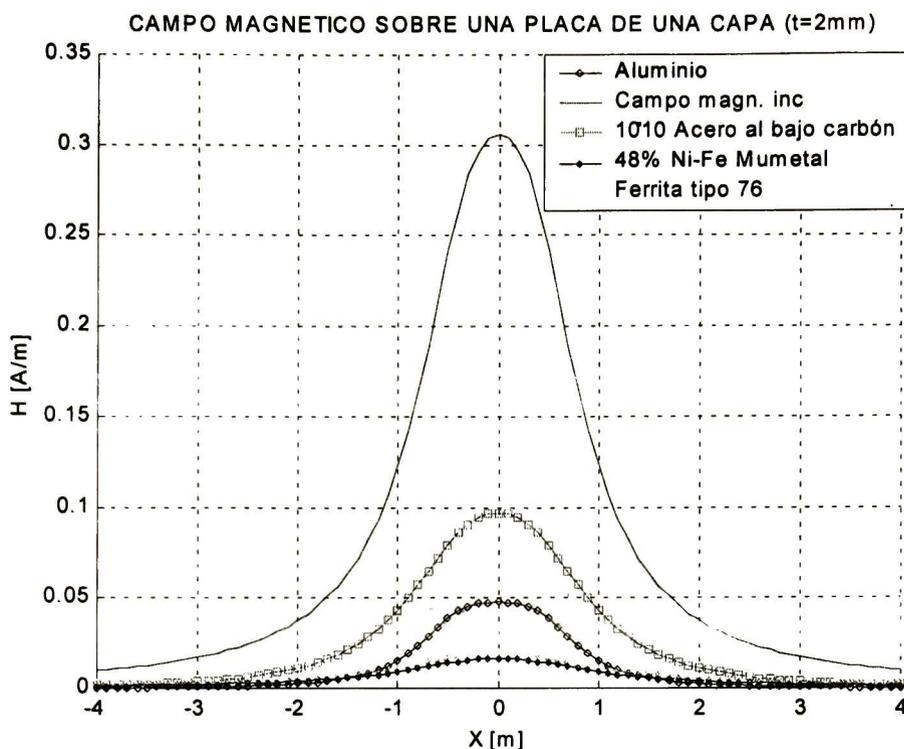


Fig. 4.3 Campo magnético dependiendo el tipo de material y campo magnético incidente

En las figura 4.4 se muestra la eficiencia de blindaje de los materiales de la tabla 4.1 desde una altura inicial de 0.1m hasta 8m sobre el blindaje a una frecuencia de 60 Hz

En las figuras 4.4 (a) y (b) las cuales corresponden al aluminio y al acero al carbón, respectivamente, se observa que se obtiene una mejor eficiencia de blindaje cuando se está lejos de la fuente, y disminuye cuando se está cerca de ella. Se observa que aumenta la eficiencia de blindaje cuando se aleja el punto de medición sobre la placa. En el caso del acero al carbón se obtienen las peores eficiencias de blindaje cuando éstas se miden justo donde se encuentran las fuentes de corriente, pero estas mejoran un poco donde se encuentra el punto máximo del campo magnético.

En el caso de las figuras 4.4 (c) y (d), las cuales corresponden al mumetal y a la ferrita, respectivamente, se observa que ambos materiales ofrecen un mejor blindaje cerca de la fuente, y este empeora cuando se esta lejos de la misma. En el caso del mumetal, conforme aumenta la distancia del punto de medición sobre el blindaje la eficiencia disminuye y aumenta mientras más lejos se este de la fuente en dirección x, mientras que para la ferrita, su eficiencia también disminuye si se aumenta el punto de medición sobre el blindaje, pero esta permanece sin cambios si se mide lejos de la fuente en dirección x.

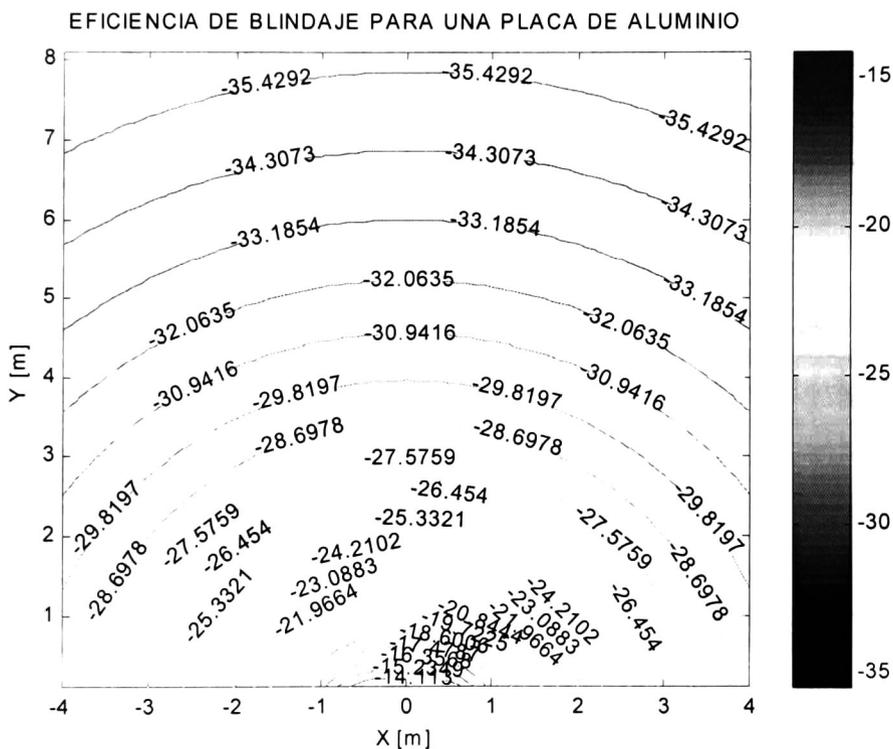


Fig.4.4(a)

EFICIENCIA DE BLINDAJE PARA UNA PLACA DE 1010 A. AL BAJO C EN dB

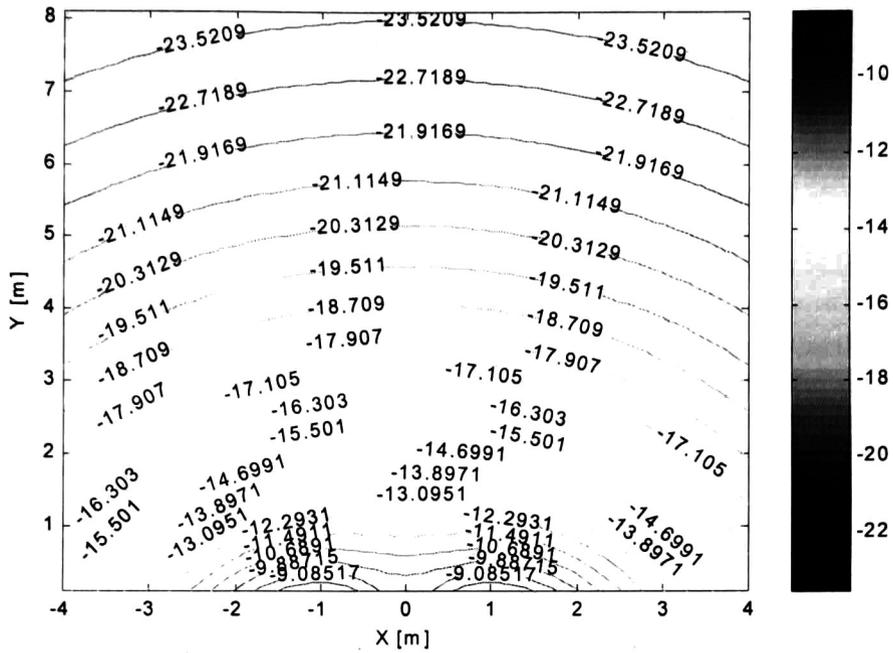


Fig.4.4(b)

EFICIENCIA DE BLINDAJE PARA UNA PLACA 48% Ni-Fe MUMETAL EN dB

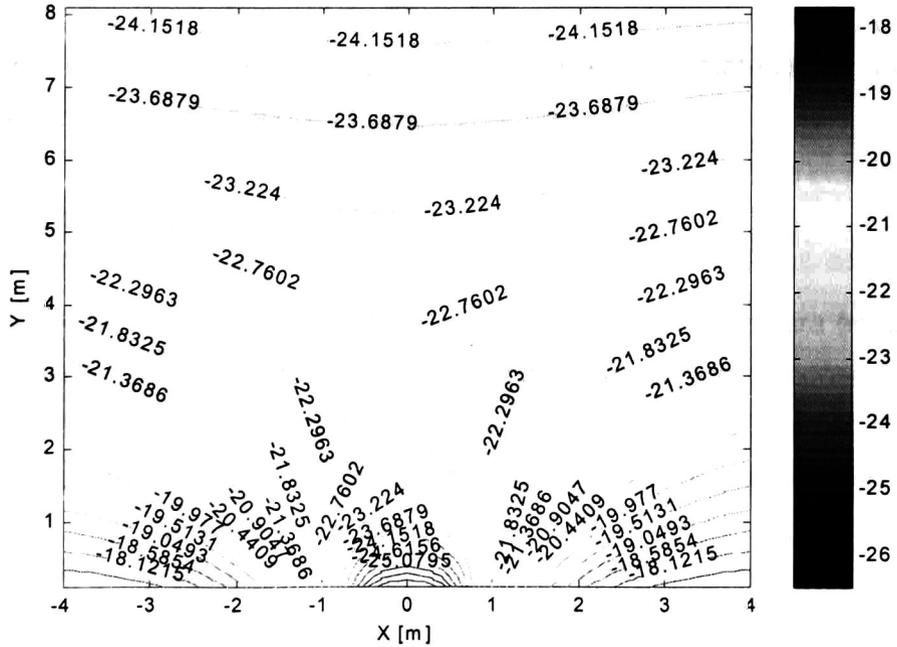
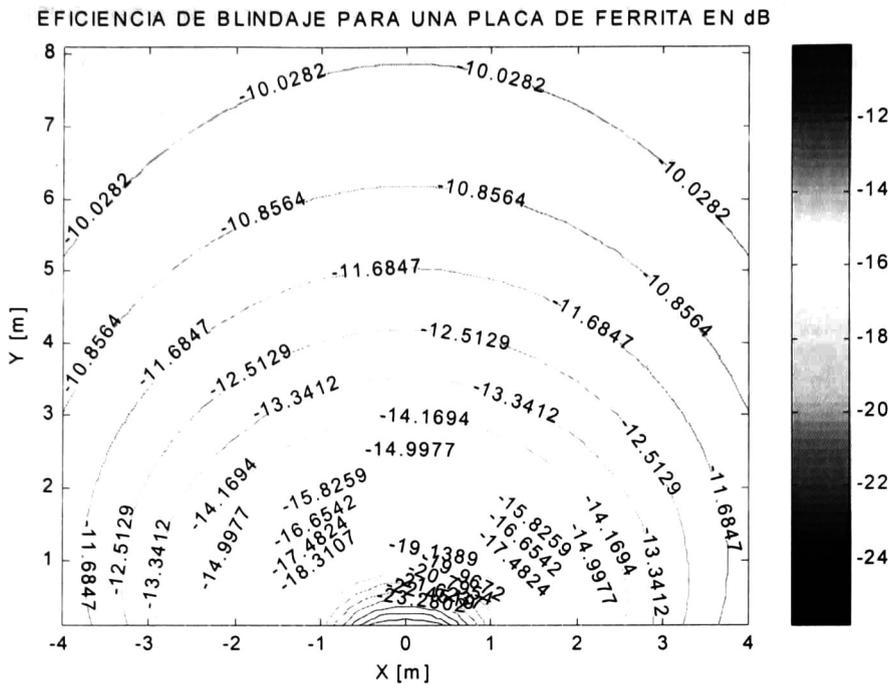


Fig 4.4(c)



(d)

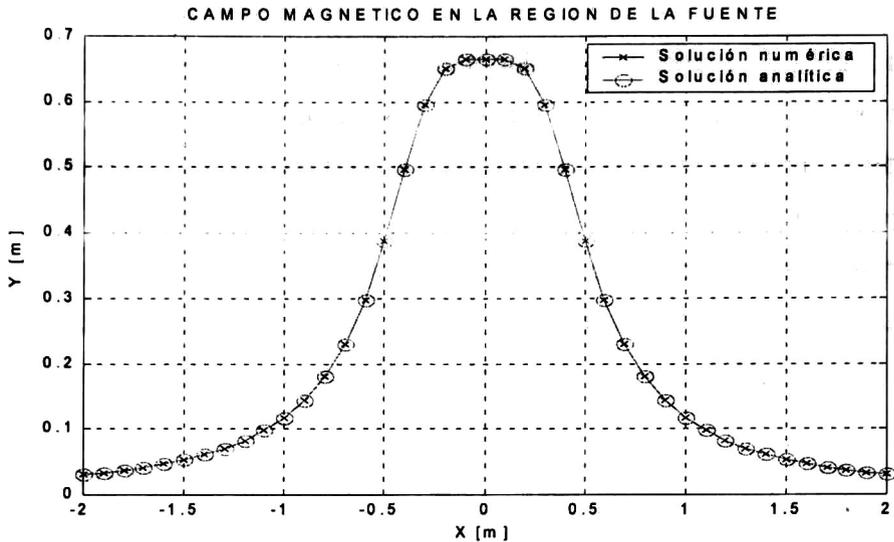
Fig. 4.4 Eficiencias de blindaje para varios metales a diferentes distancias sobre el blindaje en dB

Con estos resultados se puede determinar que material es mas útil, dependiendo que zonas y a que distancias se desea blindar.

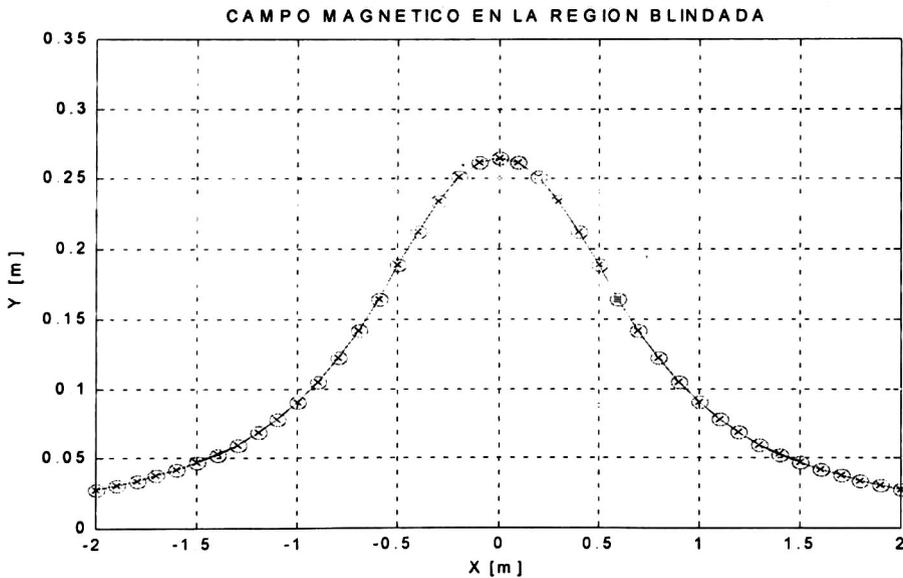
4.3 VALIDACION DE RESULTADOS

Para demostrar la validez de las integrales desarrolladas para encontrar el campo magnético se realizaron dos ejemplos. Estos ejemplos consistieren en asignar al blindaje las características eléctricas del aire, esto es, una conductividad igual a cero, una permeabilidad relativa igual a 1 y una permitividad relativa también igual a 1, de tal manera que el blindaje se comporte en forma similar al espacio libre. En tales condiciones los resultados que arrojen las integrales debe de ser el mismo que el campo magnético incidente. En la figura 4.5a se muestra el campo magnético a una distancia de 1mm debajo del blindaje en el lado de la región de la fuente. Como se observa los resultados analíticos y numéricos son

prácticamente iguales habiendo un error de $1e-4$ entre ambos resultados. En la figura 4.5b se muestra el campo magnético incidente a una distancia de 0.3m sobre el blindaje. Se observa que los resultados entre la solución analítica y la solución numérica prácticamente son iguales, por lo que se puede concluir que las integrales desarrolladas proporcionan una solución correcta.



(a)



(b)

Fig. 4.5 Comparación entre la solución analítica y la solución numérica

4.4 IMPACTO DE LOS PARÁMETROS ELÉCTRICOS Y GEOMÉTRICOS SOBRE LA EFICIENCIA DE BLINDAJE.

4.4.1. Impacto de la permeabilidad

La permeabilidad relativa de los materiales de blindaje es uno de los parámetros más importante. La figura 4.6 muestra el impacto que se tiene en la eficiencia de blindaje cuando cambia la permeabilidad relativa para diferentes conductividades. El espesor de la placa es de 2 mm y la eficiencia de blindaje se mide a una altura de 30 cm sobre la placa. Se observa que la eficiencia de blindaje permanece constante con un bajo μ_r . Para un μ_r mayor a 100 para 60 Hz, las curvas decaen exponencialmente y la eficiencia de blindaje mejora.

4.4.2. Impacto de la conductividad

En la figura 4.7 se observa que para valores de conductividades menores a 10^6 la eficiencia de blindaje permanece constante, mientras que para valores mayores la eficiencia de blindaje mejora significativamente. De nueva cuenta, la frecuencia de la red es de 60 Hz y el espesor de la placa es de 2 mm, la eficiencia de blindaje se mide a una altura de 30 cm sobre el blindaje.

4.4.3. Impacto de la frecuencia

La figura 4.8 muestra como varía la eficiencia de blindaje utilizando diferentes materiales de 2 mm de espesor cuando cambia la frecuencia de la fuente hasta un valor de 1200 Hz. En ella se observa que a frecuencias extremadamente bajas la mejor eficiencia de blindaje la proporcionan los materiales magnéticos como lo son el mumetal y la ferrita, mientras que a frecuencias mayores a 100 Hz el aluminio y el acero proporcionan una mejor eficiencia de blindaje que la ferrita. Cabe hacer notar que a una frecuencia no

mayor a 10 Hz en el caso del mumetal y el acero se presenta el mecanismo de blindaje por derivación de flujo mientras que a una frecuencia mayor se presenta el mecanismo de blindaje por cancelación por corrientes de eddy. En el caso del aluminio el mecanismo por medio del cual se lleva a cabo el blindaje es obviamente el de cancelación de corrientes de Eddy. Por último se observa que la eficiencia de blindaje debida a la ferrita permanece constante en todo el rango de frecuencia. De aquí se puede concluir que para blindar campos magnéticos a frecuencias extremadamente bajas se recomienda utilizar materiales con una alta permeabilidad relativa, mientras que para frecuencias grandes se recomienda utilizar materiales con una alta conductividad eléctrica

4.4.4. Impacto de la distancia

La distancia r de la fuente a un punto de observación es también uno de los parámetros importantes en el blindaje de campos magnéticos. En la figura 4.9 se observa que el mumetal y la ferrita ofrecen una mejor eficiencia de blindaje en la vecindad de la fuente y disminuye lejos de ella, mientras que el aluminio y el acero al carbón ofrecen una mejor eficiencia de blindaje lejos de la fuente y una eficiencia no tan buena comparada con el mumetal y la ferrita cerca de la fuente. Cabe hacer notar que cerca de la fuente la eficiencia varía conforme varía r , pero permanece relativamente constante lejos de ella, excepto para la ferrita.

4.4.5. Impacto del espesor del blindaje

Otro de los parámetros importantes es el espesor del blindaje. El campo magnético disminuye linealmente con el espesor (t) cuando éste es pequeño. Cuando el espesor es muy grande el campo magnético decae exponencialmente con t , con lo cual la eficiencia de blindaje mejora. En la práctica se utiliza un valor determinado de t dependiendo la eficiencia de blindaje que se quiera alcanzar, debido a que otros parámetros (permeabilidad y conductividad) dependen del tipo de material a utilizar. La figura 4.10 muestra la eficiencia de blindaje para los

materiales de la tabla 4.1 utilizando diferentes espesores a una frecuencia de 60 Hz.

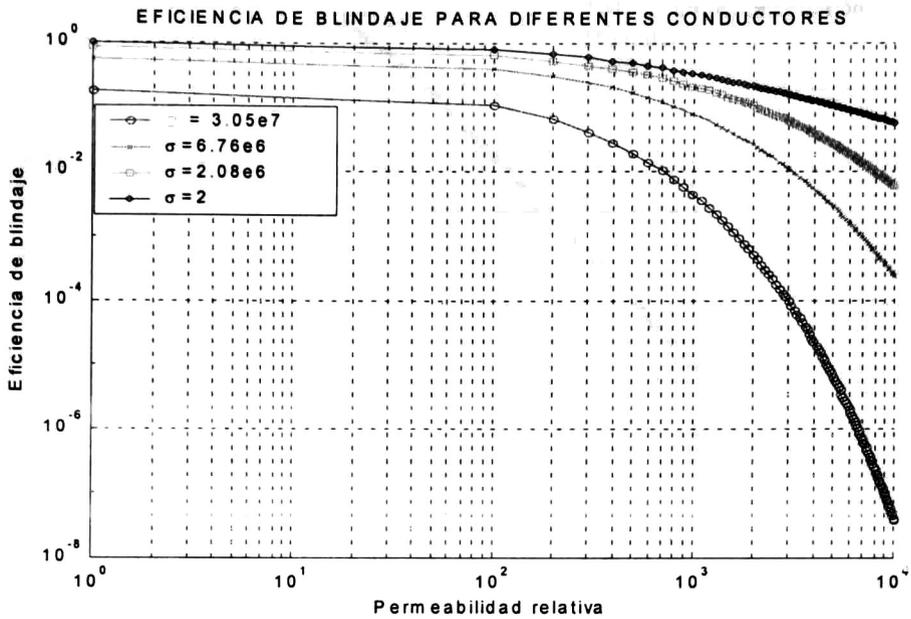


Fig. 4.6 Impacto de la permeabilidad en la eficiencia de blindaje para diferentes conductores

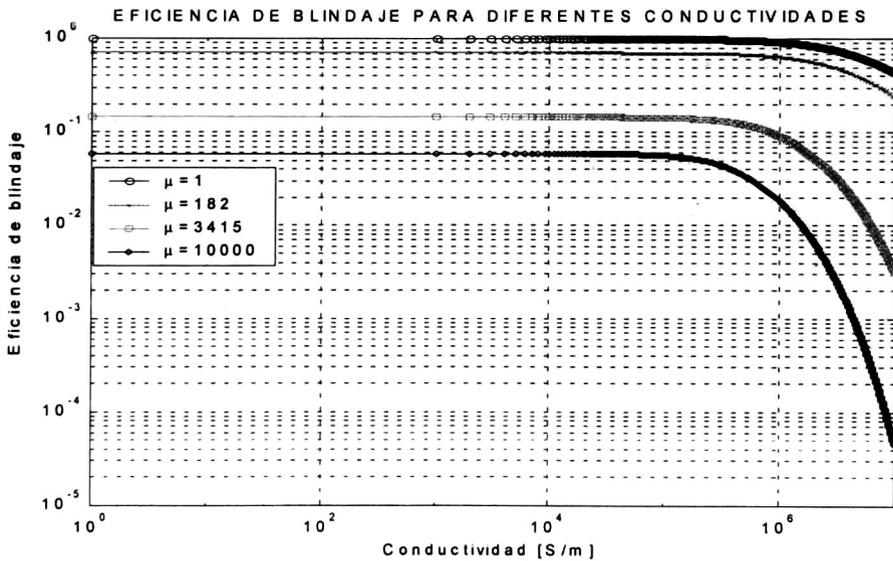


Fig. 4.7 Impacto de la conductividad en la eficiencia de blindaje

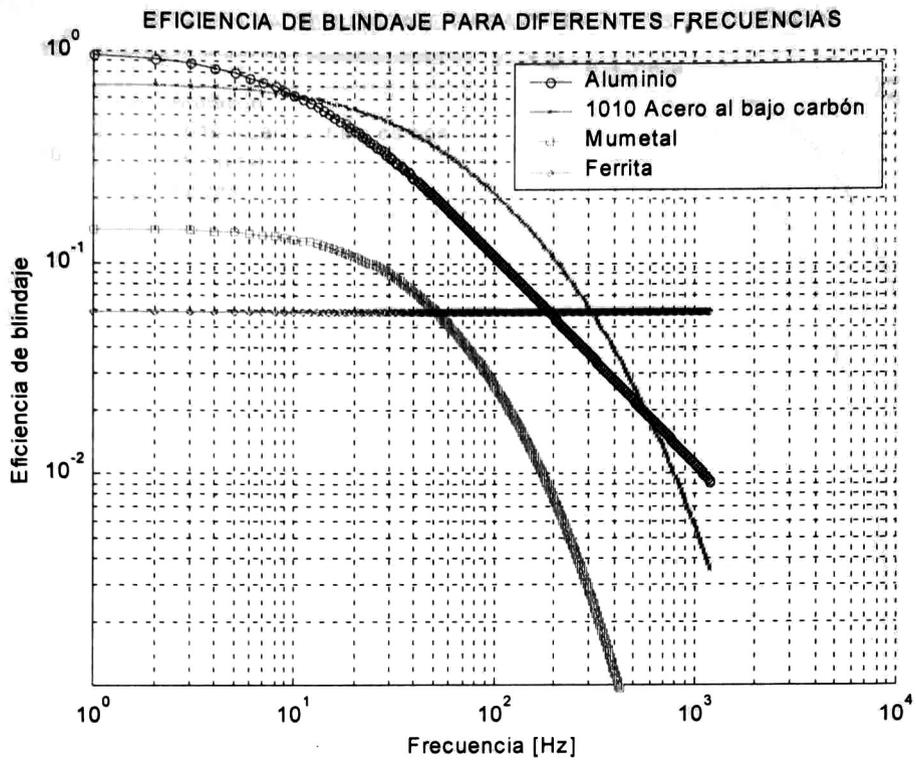


Fig. 4.8 Eficiencia de blindaje sobre una placa de 2 mm de espesor a diferentes frecuencias

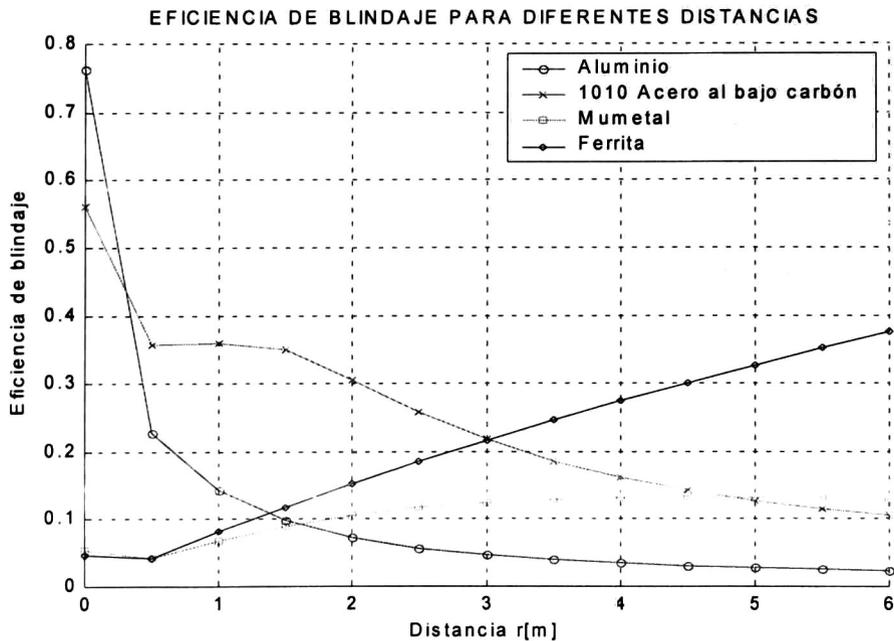


Fig. 4.9 Efecto de la distancia (r) en la eficiencia de blindaje

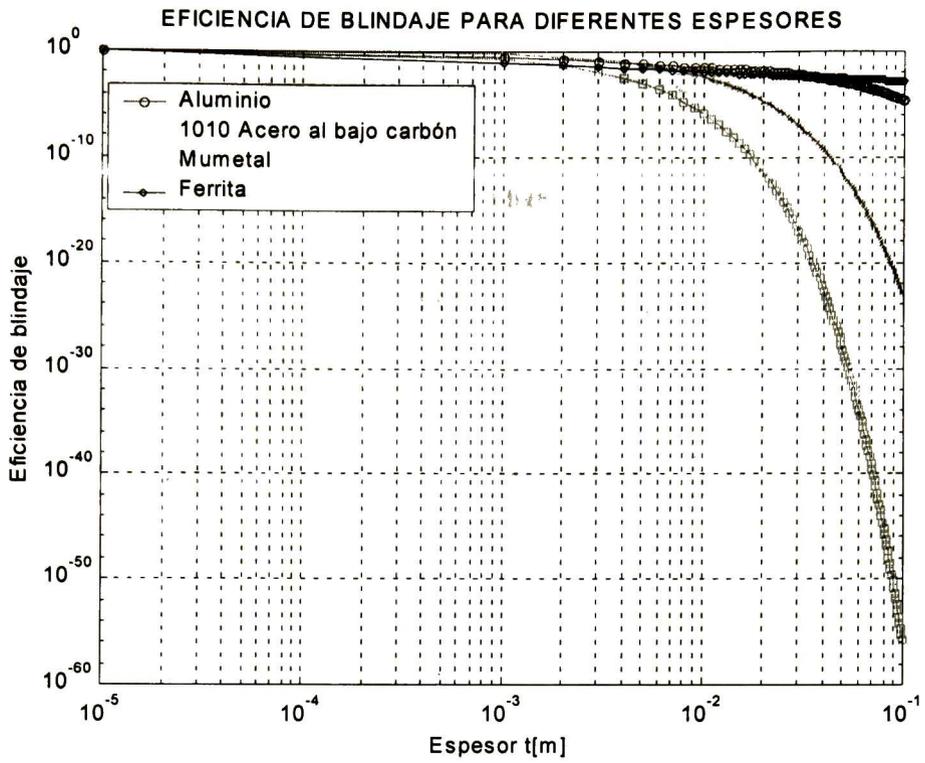


Fig. 4.10 Efecto del espesor t en la eficiencia del blindaje

BLINDAJE PLANO INFINITO DE DOS CAPAS

5.1 SOLUCION PARA UN BLINDAJE PLANO INFINITO DE DOS CAPAS

En la figura 5.1 se muestra el modelo típico de blindaje utilizando una placa infinita plana de dos capas. La capa 1 está caracterizada por una permeabilidad μ_1 , una conductividad σ_1 y un espesor t_1 , mientras que la capa 2 está caracterizada por una permeabilidad μ_2 , una conductividad σ_2 y un espesor t_2 .

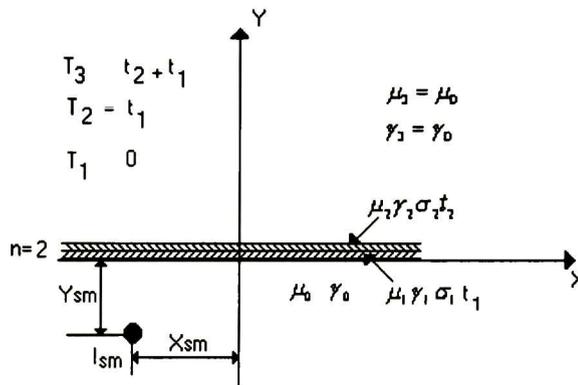


Fig. 5.1 Modelo típico de blindaje de una placa plana infinita de dos capas

Utilizando las ecuaciones (3.33a), (3.33b) y (3.32c) se obtiene para la primera interface:

$$C_0 = \frac{C_1}{2}(1+W_1) + \frac{D_1}{2}(1-W_1) \tag{5.1a}$$

$$D_0 = \frac{C_1}{2}(1-W_1) + \frac{D_1}{2}(1+W_1) \tag{5.1b}$$

$$W_1 = \frac{\mu_0 \gamma_1}{\mu_1 \gamma_0} \tag{5.1c}$$

Para la segunda interface:

$$C_1 = \frac{C_2}{2} e^{-\gamma_2 T_2} e^{\gamma_1 T_2} (1+W_2) + \frac{D_2}{2} e^{\gamma_2 T_2} e^{\gamma_1 T_2} (1-W_2) \quad (5.2a)$$

$$D_1 = \frac{C_2}{2} e^{-\gamma_2 T_2} e^{-\gamma_1 T_2} (1-W_2) + \frac{D_2}{2} e^{\gamma_2 T_2} e^{-\gamma_1 T_2} (1+W_2) \quad (5.2b)$$

$$W_2 = \frac{\mu_1 \gamma_2}{\mu_2 \gamma_1} \quad (5.2c)$$

Sustituyendo la ecuación (5.2a) y (5.2b) en (5.1a):

$$C_0 = \frac{C_2}{4} e^{-\gamma_2 T_2} \left[(1+W_1)(1+W_2)e^{\gamma_1 T_2} + (1-W_1)(1-W_2)e^{-\gamma_1 T_2} \right] + \frac{D_2}{4} e^{\gamma_2 T_2} \left[(1+W_1)(1-W_2)e^{\gamma_1 T_2} + (1-W_1)(1+W_2)e^{-\gamma_1 T_2} \right] \quad (5.3)$$

Para la tercera interface:

$$C_2 = \frac{C_3}{2} e^{-\gamma_3 T_3} e^{\gamma_2 T_3} (1+W_3) + \frac{D_3}{2} e^{\gamma_3 T_3} e^{\gamma_2 T_3} (1-W_3) \quad (5.4a)$$

$$D_2 = \frac{C_3}{2} e^{-\gamma_3 T_3} e^{-\gamma_2 T_3} (1-W_3) + \frac{D_3}{2} e^{\gamma_3 T_3} e^{-\gamma_2 T_3} (1+W_3) \quad (5.4b)$$

$$W_3 = \frac{\mu_2 \gamma_0}{\mu_0 \gamma_2} \quad (5.4c)$$

Sustituyendo (5.4a) y (5.4b) en (5.3) y considerando que $D_3=0$ se obtiene:

$$\frac{1}{k} = \frac{C_3}{8} e^{-\gamma_0 T_3} \left[e^{\gamma_2 T_2} (1+W_3) \left[(1+W_1)(1+W_2)e^{\gamma_1 T_2} + (1-W_1)(1-W_2)e^{-\gamma_1 T_2} \right] + e^{-\gamma_2 T_2} (1-W_3) \left[(1+W_1)(1-W_2)e^{\gamma_1 T_2} + (1-W_1)(1+W_2)e^{-\gamma_1 T_2} \right] \right] \quad (5.5)$$

Por lo tanto, el valor de C_3 resulta:

$$\boxed{C_3 = \frac{8e^{\gamma_0 T_3}}{k(\phi_1 + \phi_2)}} \quad (5.6)$$

donde:

$$\phi_1 = e^{\gamma_2 T_2} (1+W_3) \left[(1+W_1)(1+W_2)e^{\gamma_1 T_2} + (1-W_1)(1-W_2)e^{-\gamma_1 T_2} \right] \quad (5.6a)$$

$$\phi_2 = e^{-\gamma_2 T_2} (1-W_3) \left[(1+W_1)(1-W_2)e^{\gamma_1 T_2} + (1-W_1)(1+W_2)e^{-\gamma_1 T_2} \right] \quad (5.6b)$$

Por lo tanto, el campo magnético en la región blindada está determinado por las siguientes expresiones:

$$B_{x_3} = -\int_0^{\infty} \frac{\gamma_0}{k} \frac{8}{\phi_1 + \phi_2} \sum_{m=1}^M \frac{\mu_0 I_m}{2\pi} e^{-k(y-y_{sm}-T_3)} \cos k(x-x_{sm}) dk \quad (5.7a)$$

$$B_{y_3} = \int_0^{\infty} \frac{8}{\phi_1 + \phi_2} \sum_{m=1}^M \frac{\mu_0 I_m}{2\pi} e^{-k(y-y_{sm}-T_3)} \text{sen} k(x-x_{sm}) dk \quad (5.7b)$$

5.2 EFICIENCIA DE BLINDAJE

Para determinar la eficiencia de blindaje de una placa plana de dos capas se utiliza el mismo ejemplo empleado en la sección 4.2, es decir, una fuente de corriente bipolar de magnitud ± 1.25 Amp. con un espaciamiento de 0.6 m entre filamentos de corrientes, localizados a 0.3 m debajo del blindaje a una frecuencia de 60 Hz., tal como se muestra en la figura 5.2. Los espesores son $t_1=t_2=1$ mm, los materiales empleados son los que se muestran en la tabla 4.1. Los campos magnéticos se calculan a lo largo del eje horizontal en la región blindada a una distancia de 0.3 m.

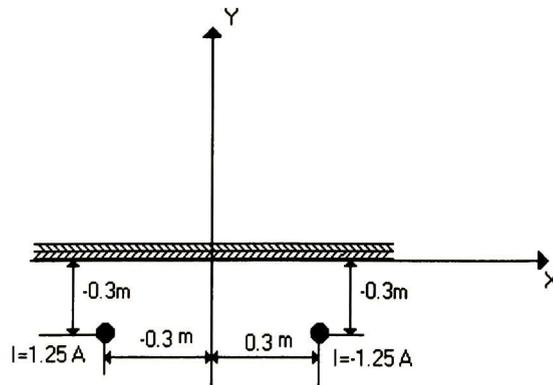


Fig. 5.2 Configuración empleada para determinar la eficiencia de blindaje de una placa de dos capas.

En la figura 5.3 se muestra el campo magnético incidente así como el campo magnético en la región blindada al utilizar una placa de dos materiales diferentes con el mismo espesor. En ella se observa que al utilizar dos materiales con el mismo espesor existe una mejor reducción del campo magnético a que si se utiliza un solo material con un espesor total de la placa igual a la suma de los dos espesores. Se puede ver que la mejor combinación para reducir el campo magnético se obtiene cuando se emplea un material no magnético, como lo es el aluminio, con uno magnético, como lo es la ferrita. Así pues es recomendable utilizar como primera capa un material con una baja saturación magnética, y como segunda capa un material con un alto grado de saturación magnética.

En las figuras 5.4 se muestran graficas de contornos de eficiencia de blindaje desde un punto de medición del campo magnético de 0.1m hasta 8m sobre el blindaje.

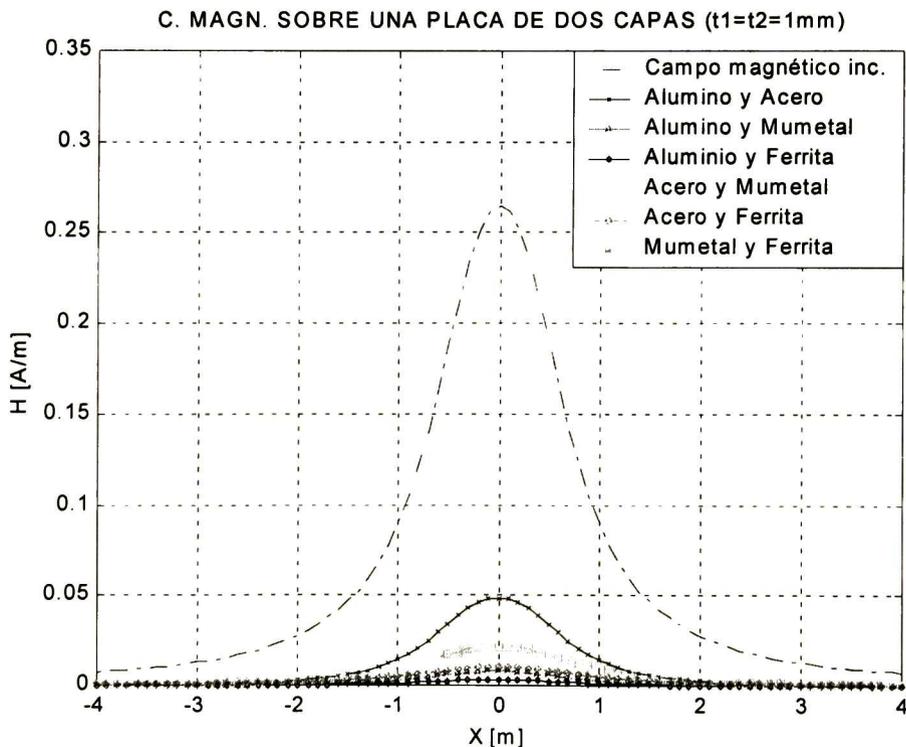


Fig. 5.3 Campo magnético en la región blindada con una placa de dos placas.

EFICIENCIA DE BLINDAJE PARA ALUMINIO Y ACERO AL BAJO CARBON

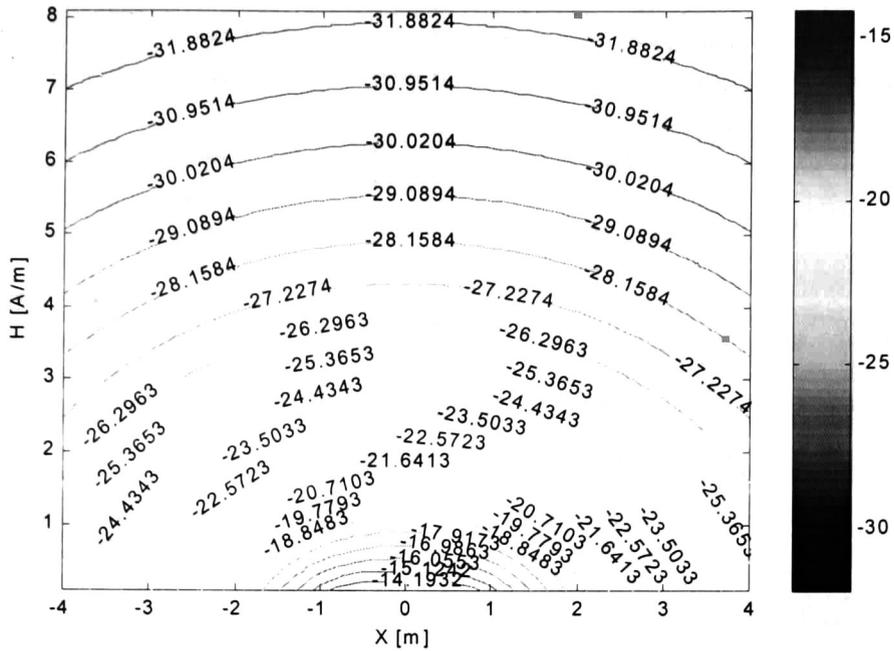


Fig. 5.4. (a)

EFICIENCIA DE BLINDAJE PARA ALUMINIO Y MUMETAL

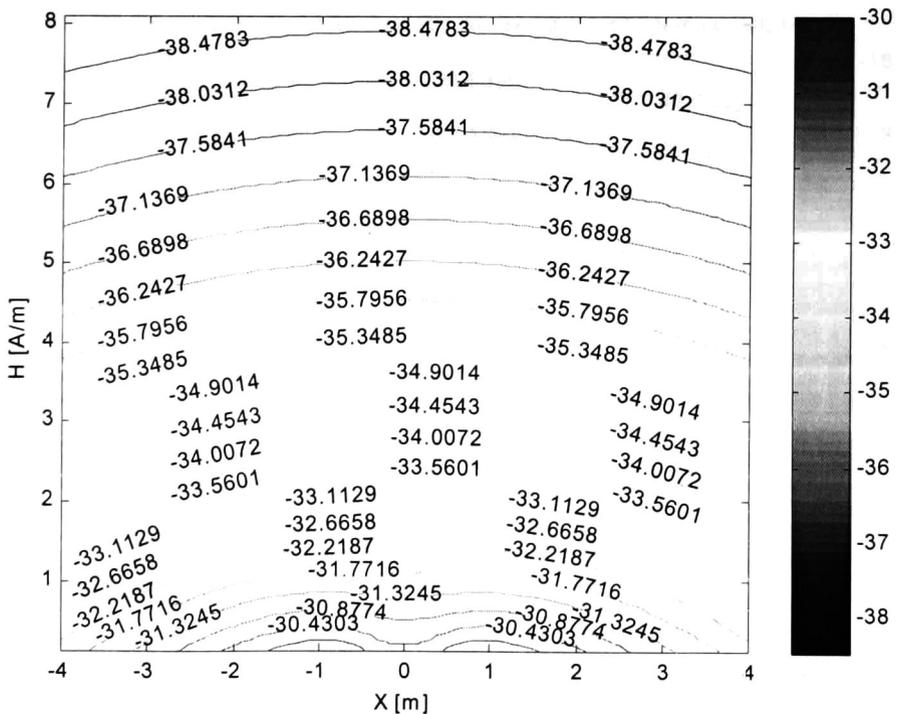


Fig. 5.4 (b)

EFICIENCIA DE BLINDAJE PARA ALUMINIO Y FERRITA

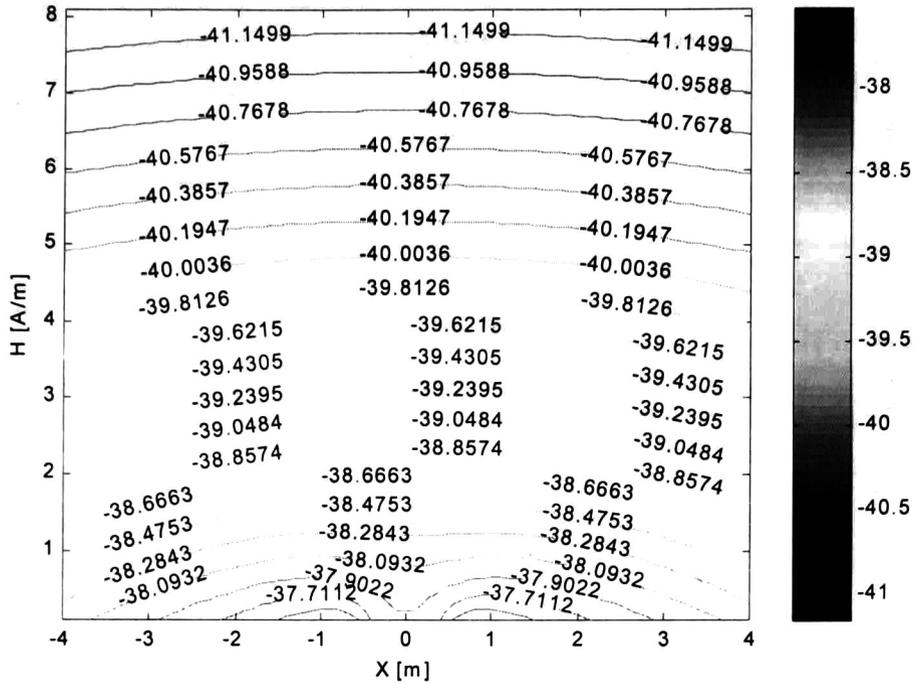


Fig. 5.4 (c)

EFICIENCIA DE BLINDAJE PARA ACERO AL BAJO CARBON Y MUMETAL

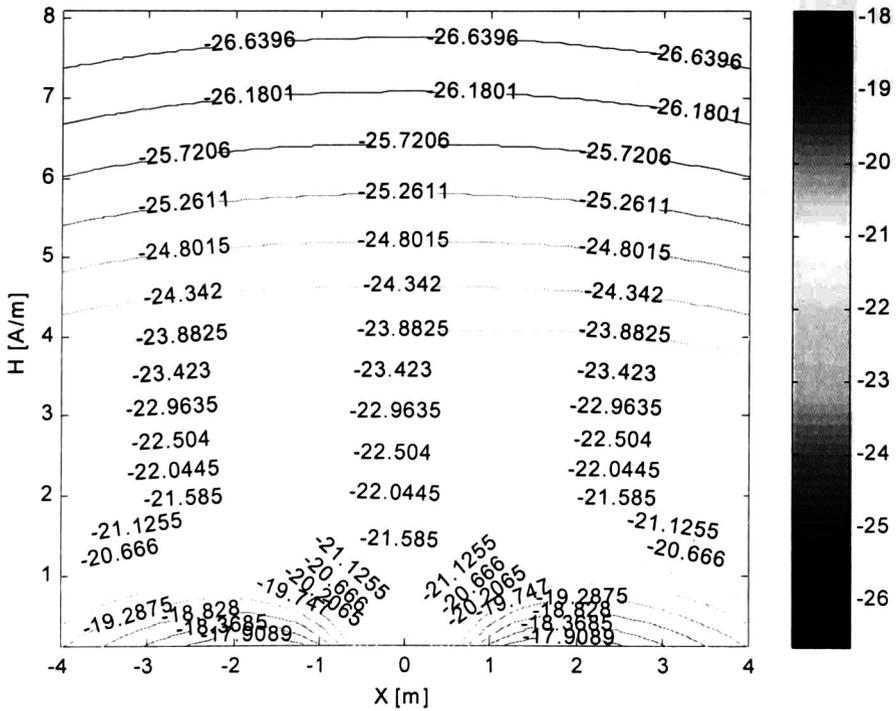
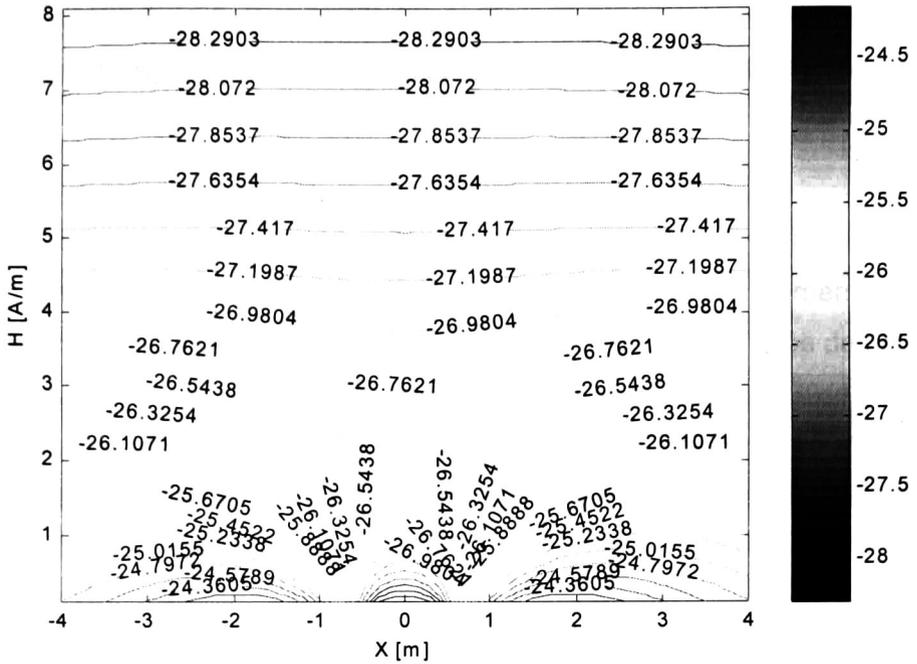


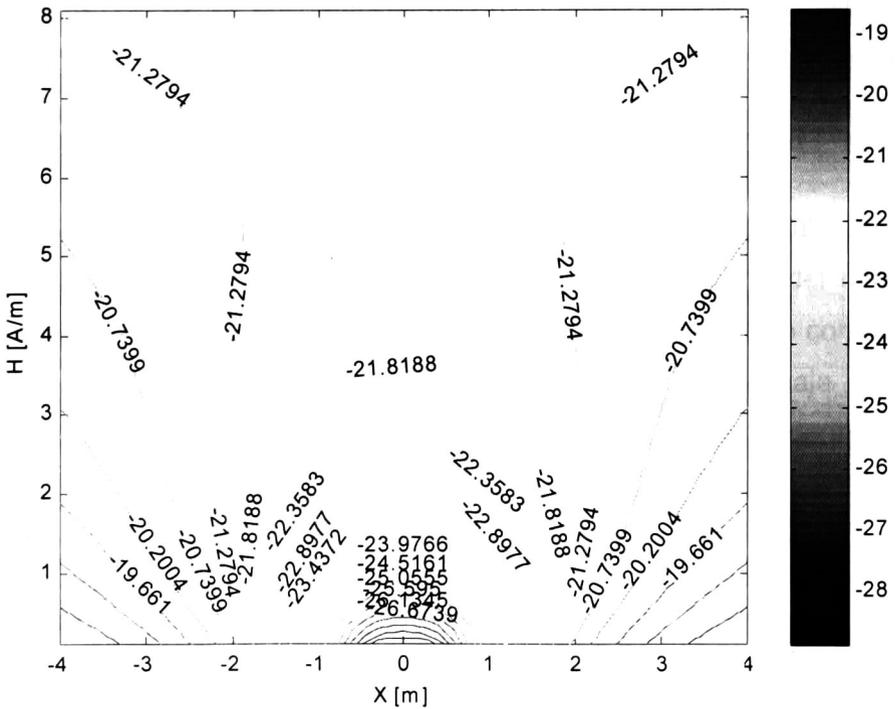
Fig. 5.4 (d)

EFICIENCIA DE BLINDAJE PARA ACERO AL BAJO CARBON Y FERRITA



(e)

EFICIENCIA DE BLINDAJE PARA MUMETAL Y FERRITA



(f)

Fig. 5.4 Eficiencias de blindajes para diferentes placas planas de dos capas

En las figuras 5.4a, 5.4b y 5.4c, las cuales corresponden a una combinación de aluminio con acero al bajo carbón, mumetal y ferrita respectivamente, se observa que se obtiene una mejor eficiencia de blindaje lejos de la fuente que cerca de ésta.

En el caso de las figuras 5.4d y 5.4e, que corresponden a una capa de acero al bajo carbón con una capa de mumetal y ferrita, respectivamente, se observa que la eficiencia de blindaje es mejor cerca de la fuente que lejos de ésta. En el caso de una placa con una capa de acero y mumetal, la eficiencia disminuye en el punto donde se encuentra el máximo campo magnético conforme se aleja el punto de medición en dirección Y hasta una distancia de 60 cm, después de esta distancia la eficiencia mejora y es aproximadamente constante en todo el eje X.

Para el caso de una placa con una capa de acero y ferrita (fig. 5.4e) la eficiencia disminuye conforme se aleja el punto de medición del campo magnético sobre el blindaje, en donde se encuentra el máximo campo magnético, hasta una distancia de 2.5m; después de esta distancia la eficiencia mejora y se mantiene ligeramente constante a lo largo del eje X.

Por último, para el caso de una placa con una capa de mumetal y ferrita (Fig. 5.4d), su eficiencia también es mejor cerca del punto máximo del campo magnético que lejos de éste. En este caso la eficiencia va disminuyendo conforme se aumenta la distancia del punto de medición sobre el blindaje hasta aproximadamente 5m, después de esta distancia la eficiencia es ligeramente constante a lo largo del eje X.

5.3 COMPARACION DE LA EFICIENCIA DE BLINDAJE PARA PLACAS DE UNA Y DOS CAPAS

En la figura 5.5 se comparan las diferentes eficiencias de blindaje utilizando una placa con una sola capa de espesor 2 mm, y una placa de dos capas con un espesor de 1 mm para cada una. La eficiencia de blindaje se mide desde 0.1m hasta 3m sobre el blindaje. Se puede observar que se obtienen mejores eficiencias de blindaje cuando se emplea una placa compuesta de una capa de aluminio y una capa de ferrita o una capa de aluminio y mumetal. Como se ve, la eficiencia permanece relativamente constante a medida que se aleja el punto de medición sobre el blindaje cuando éste se construye con los materiales mencionados. Así mismo se observa que se obtiene la peor eficiencia de blindaje cuando se emplea una placa de 1010 acero al bajo carbón seguido por una placa construida de aluminio y acero o una placa de aluminio, aunque ésta mejora significativamente cuando se aleja el punto de medición sobre el blindaje. Por último cabe hacer notar que no en todos los casos un blindaje con dos capas es mejor que un blindaje con una capa, como se ve en la figura 5.5, esto debido a que en algunos casos la profundidad de penetración es mayor en un blindaje con dos capas que con una. Aun así, ya sea que se utilice un blindaje con una o dos capas y dependiendo el material a emplearse, todos los materiales estudiados son de gran ayuda para reducir el campo magnético, por lo tanto, la elección del material a ser empleado en el blindaje dependerá de que tanto se quiera reducir el campo magnético, así como de costos y de la aplicación industrial.

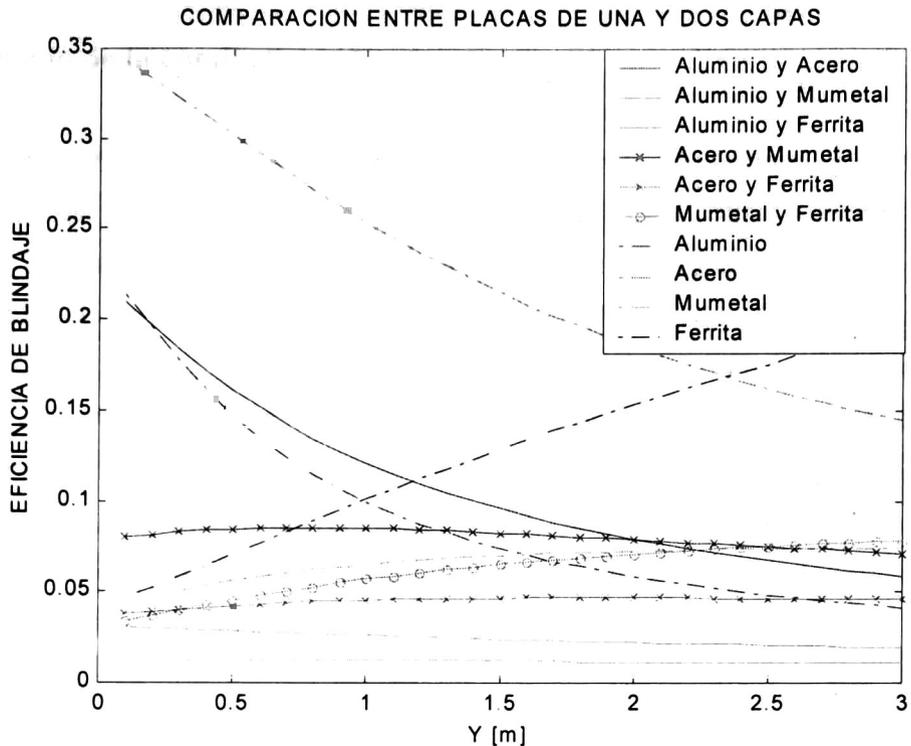


Fig. 5.5 Comparación de eficiencias de blindaje para placas de una y dos capas

5.4 IMPACTO DE LOS PATRÁMETROS ELÉCTRICOS Y GEOMÉTRICOS SOBRE EFICIENCIA DE BLINDAJE

5.4.1. Impacto de la permeabilidad

En la figura 5.6 se muestra el impacto que se presenta al variar la permeabilidad relativa de la primera capa de blindaje mientras que la permeabilidad de la segunda, así como las conductividades de éstas se mantienen constantes. Se puede observar en dicha figura, que al igual que para una sola capa, la eficiencia de blindaje permanece constante para permeabilidades bajas, y que ésta cae exponencialmente para permeabilidades altas, comportándose los materiales empleados como conductores, mejorándose significativamente la eficiencia de blindaje.

5.4.2. Impacto de la conductividad

La figura 5.7 muestra el impacto que se tiene en la eficiencia de blindaje al variar la conductividad eléctrica de la primera capa de blindaje, mientras se mantiene constante la conductividad de la segunda capa, así como las permeabilidades relativas de ambas. Igual que para placas con una sola capa, la eficiencia de blindaje permanece constante para conductividades hasta de un valor de 10^6 , sobrepasando este valor, los materiales se comportan como conductores, con una mejor eficiencia de blindaje. De aquí se comprueba que cuando se desea obtener la mayor reducción de campo posible, es conveniente emplear materiales que tengan permeabilidades y conductividades altas para una mejor eficiencia en el blindaje de campos magnéticos.

5.4.3. Impacto de la frecuencia

En la figura 5.8 se muestra el efecto que se presenta en la eficiencia de blindaje en una placa de dos capas al cambiar la frecuencia de la fuente desde 1 hasta 1200 Hz. En ella se observa que las placas de dos capas, en la cual una está compuesta de ferrita, proporcionan una mejor eficiencia a frecuencias extremadamente bajas. Se puede ver que a frecuencias de potencia, además de las placas compuestas con una capa de ferrita, el blindaje compuesto de aluminio y mumetal proporciona un buen blindaje contra el campo magnético. Por último se observa que a una frecuencia de 1200 Hz todos los blindajes compuestos de dos capas con una capa de material magnético proporcionan una buena eficiencia de blindaje, mientras que los peores blindaje se obtienen de una placa con dos capas de materiales no magnéticos. Se observa en la figura 5.8 que a una frecuencia no mayor a 10 Hz la mayoría de los blindajes que tienen una capa de material magnético presentan el mecanismo de cancelación por derivación de flujo, mientras que a frecuencias mayores todos los blindajes se comportan como conductores presentándose el mecanismo por cancelación por corrientes de eddy.

Se observa que a diferencia del blindaje de una sola capa, todos los blindajes compuestos de dos capas tienen el mismo comportamiento a frecuencias grandes. De aquí se concluye que se puede construir un buen blindaje utilizando una capa de aluminio y una capa de ferrita, además de que estos materiales tienen un bajo costo.

5.4.4. Impacto de la distancia

La figura 5.9 muestra la eficiencia que se obtiene a una distancia r desde la fuente a un punto de observación. En ésta se observa que para una distancia corta r , la mejor eficiencia se obtiene al emplear una placa con una capa de aluminio y una capa de ferrita, y que la eficiencia de este blindaje permanece constante aun a distancias grandes de r . También se observa que la peor eficiencia se obtiene cuando se emplea una placa con una capa de aluminio y una capa de 1010 acero al bajo carbón. Sin embargo, conforme la distancia r aumenta, la eficiencia de este blindaje mejora, e incluso existe una mejor eficiencia con respecto a otros blindajes, como son la combinación de acero y mumetal, o mumetal y ferrita, en donde la eficiencia disminuye conforme la distancia aumenta. De aquí se puede concluir que para obtener una eficiencia satisfactoria de blindaje, basta con emplear un blindaje con una capa de un material no magnético (aluminio, acero) con una capa de material magnético (ferrita).

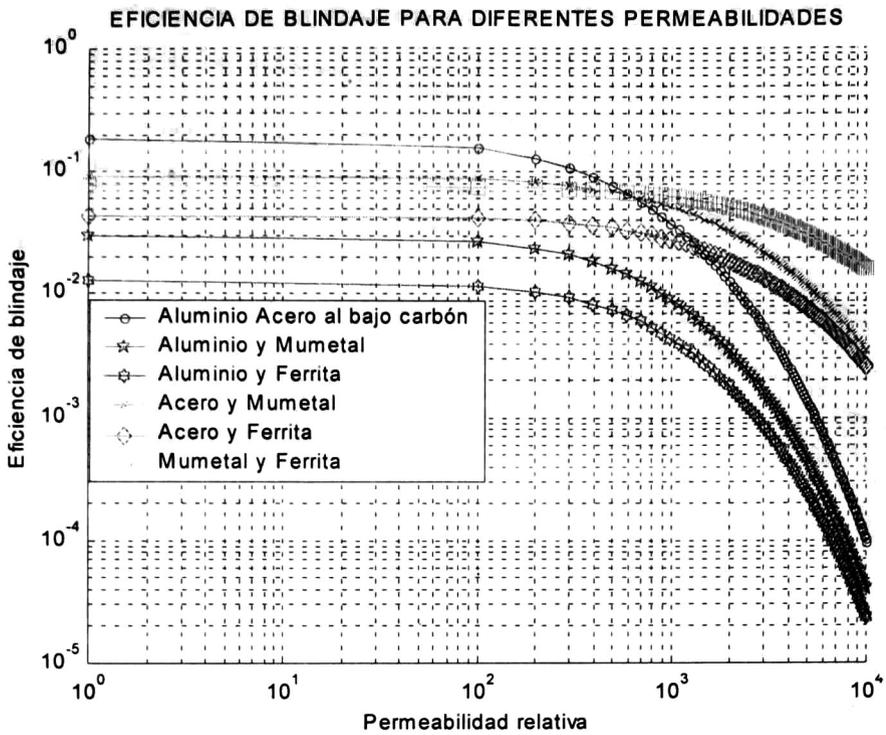


Fig. 5.6 Efecto de la permeabilidad relativa en la eficiencia de blindaje

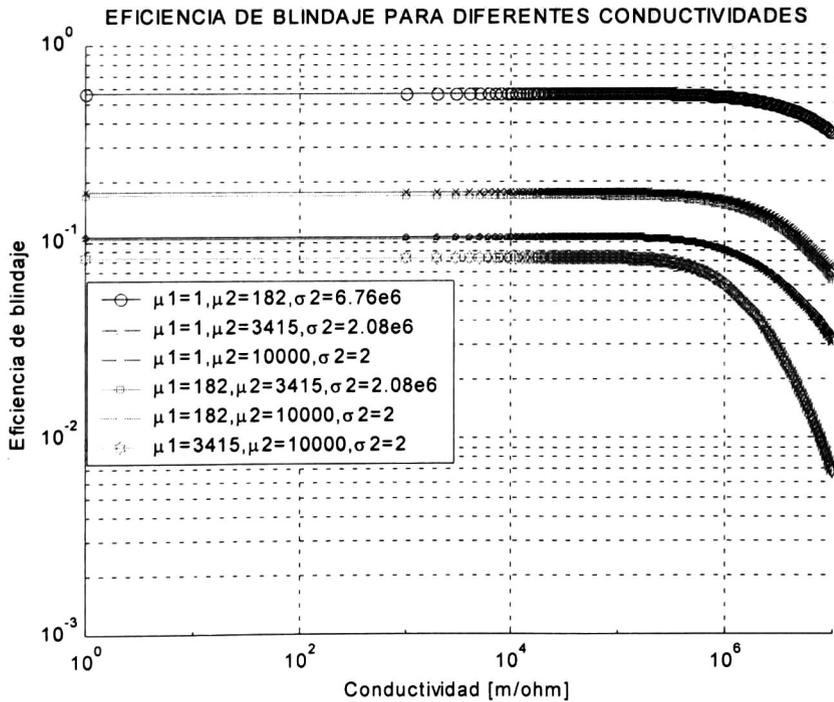


Fig. 5.7 Efecto de la conductividad en la eficiencia de blindaje

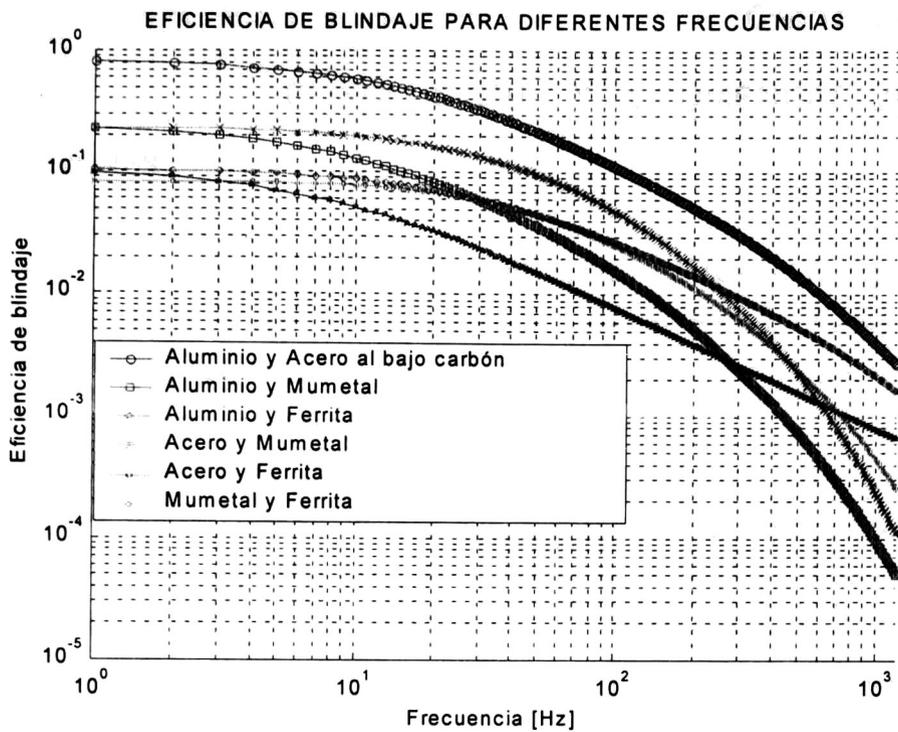


Fig. 5.8 Efecto de la frecuencia en la eficiencia de blindaje

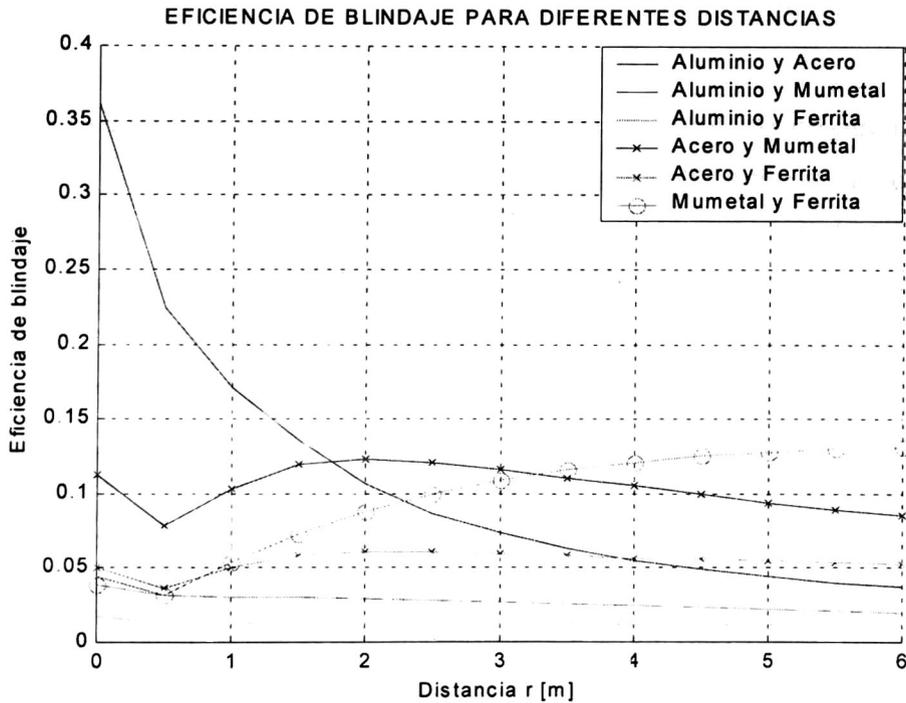


Fig. 5.9 Efecto de la distancia en la eficiencia de blindaje

CONCLUSIONES Y RECOMENDACIONES

6.1 CONCLUSIONES

En esta tesis se presentaron los principios básicos que rigen el comportamiento de blindajes contra campos magnéticos a frecuencias extremadamente bajas cuando se emplea un blindaje plano infinito como medio para reducir los campos magnéticos.

Se presentaron las razones físicas que explican porque ciertos tipos de blindaje funcionan mejor que otros dependiendo de la geometría de la fuente y del tipo de material del blindaje. En particular se ha encontrado que los blindajes de topología cerrada por derivación de flujo funcionan mejor cuando se colocan cerca de la fuente de campo magnético y alejados de la región por blindar, mientras que para el caso de blindajes de cancelación por corrientes de eddy ocurre lo contrario.

En el capítulo III se desarrolló una solución analítica del campo magnético para M filamentos de corriente para un blindaje de N capas utilizando el modelo en dos dimensiones mostrado en la figura 3.1 y resolviendo la ecuación de difusión por medio del método de separación de variables. Esta solución analítica es más eficiente que los métodos numéricos utilizados para encontrar el campo magnético (elemento finito, etc).

En el caso de blindajes de una capa se comprobó que la reducción del campo magnético depende de las características eléctricas de los materiales empleados. Por lo tanto si se desea una reducción moderada de campo magnético el aluminio es un buen material de blindaje debido a su bajo costo. Para una reducción significativa del campo magnético es conveniente utilizar materiales que

contengan una alta conductividad eléctrica así como una alta permeabilidad relativa, teniendo en cuenta el costo del material a utilizar.

Para el caso de un blindaje con dos capas se comprobó que en la mayoría de los casos este tipo de blindaje ofrece una mejor reducción de campo magnético sobre todo cuando se emplea como primera capa un material no magnético con una capa de material magnético, esto con el fin de evitar la saturación del material magnético.

Se estudió el impacto que se presenta en la eficiencia de blindaje al variar algunos parámetros ya sean eléctricos o geométricos de las capas. Así se comprobó que las permeabilidades y conductividades bajas no tienen un efecto significativo en la eficiencia de blindaje, y que ésta mejora significativamente cuando ambas aumentan. Se estudió el efecto que se presenta en la eficiencia de blindaje al variar la frecuencia de la fuente, observándose que a FEB los materiales con una alta permeabilidad relativa ofrecen una buena eficiencia de blindaje, mientras que los materiales con una alta conductividad ofrecen una mejor eficiencia a frecuencias grandes. Se observó en el capítulo V que todos los blindaje de dos capas tienen el mismo comportamiento a frecuencias grandes, mientras que en el blindaje de una capa es más notoria la diferencia entre los materiales empleados. Por último se estudió el efecto que se presenta cuando se varía el espesor del blindaje, obteniéndose una mejor reducción cuando el espesor de la placa es más grande que la profundidad de penetración.

Los principios de blindaje presentados en esta tesis pueden ser empleados en aplicaciones prácticas siempre y cuando el campo magnético incidente sea generado por líneas, buses, cables y cualquier otro tipo de conductores largos.

6.2 RECOMENDACIONES

El trabajo realizado en esta tesis se realizó para una topología cerrada de blindaje por lo cual se considera una placa plana de longitud infinita, como trabajos futuros se propone:

- Determinar el campo magnético utilizando una topología abierta, esto es, considerar una placa plana de tamaño finito, por lo cual se debe considerar los efectos que se presentan en las orillas de la placa.
- En los sistemas de transmisión reales existe un plano de retorno para las corrientes de los conductores aéreos, por lo que se debe evaluar como afectan los parámetros de las trayectorias de retorno a la efectividad del blindaje.
- Las fórmulas desarrolladas en este trabajo están dadas en función de la frecuencia por lo que es posible emplearlas para evaluar blindajes bajo condiciones transitorias de las corrientes de excitación.

REFERENCIAS

- [1] M. Sandström, K. H. Mild, M. Sandström, and A. Berglund, "External power frequency magnetic field-induced jitter on computer monitors, *Behaviour & Inform. Technol.*, vol. 12, no. 6, pp. 359-363, 1993.

- [2] U.S. Congress, Office of Technology Assessment, *Biological Effects of Power Frequency Electric & Magnetic Fields-Background Paper*, OTA-BP-E-53. Washington, DC: U.S. Government Printing Office, May 1989

- [3] P.G. Forsgren, K.H. Mild, and A. Berglund, "Reduction of magnetic fields from in-house transformer stations," in *The 1993 Int. Conf. Bioelectromag.*, Los Angeles C.A, Poster P-A-12.

- [4] R.B. Schulz, V.C. Plantz and D.R. Brush, "Shielding Theory and Practice," *IEEE Transactions on Electromag. Compat.*, vol. 30, pp. 187, Aug. 1988.

- [5] "Special edition, *IEEE Trans. Electromag. Compat.*, vol. 10, Mar. 1968.

- [6] "Special edition," *IEEE Trans. Electromag. Compat.*, vol. 30, Aug. 1988.

- [7] J. L. N. Violette, D.R.J. White, and M.F.Violette, *Electromagnetic Compatibility Handbook*. New York: Van Nostrand Reinhold Company, 1987.

- [8] S. Levy, "Electromagnetic Shielding of an Infinite Plane Conducting Sheet Placed Between Circular Coaxial Cables," *Proc. IRE*, vol. 21, pp. 923-941, June 1936.

- [9] S. A. Schelkunoff, S. A., *Electromagnetic Waves*, Van Nostrand, Princeton, N. J., 1943.

- [10] J. R. Moser, "Low Frequency Shielding of a circular Loop Electromagnetic Field Source,' *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. EMC-9, no. 1, pp. 6-18, March 1967
- [11] C. M. Ryan, "A Computer Expression for Predicting Shielding Effectiveness for the Low-Frequency Plane-Shield Case,' *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. EMC-9, no. 1, pp. 83-94, March 1967
- [12] P. R. Bannister, "New Theoretical Expressions for Predicting Shielding Effectiveness for the Plane Shield Case,' *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. EMC-10, no. 1, pp. 1-7. March 1968.
- [13] P. R. Bannister, "Further Notes for Predicting Shielding Effectiveness for the Plane Shield Case,' *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. EMC-11, no. 2, pp. 50-53, May 1969.
- [14] R. Yang, R. Mittra, "Coupling Between two Arbitrarily Oriented Dipoles Through Multilayered Shields," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. EMC-27, no. 3, pp. 131-136, Aug. 1985.
- [15] K.F Casey, "Electromagnetic Shielding Behavior of Wire-Mesh Screens," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. EMC-30, no. 3, pp. 298-306, August 1988.
- [16] L. V. King, Electromagnetic Shielding at Radio Frequencies, *Philosophical Magazine*, vol. 15, no. 97. Feb. 1933.
- [17] J.R. Wait, "Electromagnetic Shielding of Sources Within a Metal-Cased Bore Hole,' *IEEE Transactions on Geoscience Electronics*, vol. GE-15, no.2, pp. 108-112, April 1977

- [18] D. A. Miller, J. E. Bridges, "Geometrical Effects on Shielding Effectiveness at Low Frequencies,' *Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. EMC-8, pp. 174-186, 1996.
- [19] D. A. Miller, J. E. Bridges, "Review of Circuit Approach to Calculate Shielding Effectiveness,' *Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. EMC-10, pp. 52-62, 1998.
- [20] Rikitake, *Magnetic and Electromagnetic Shielding*, D. Reidel Publishing Co., Boston, 1987.
- [21] F. Hoburg, "A Computational Methodology and Results for Quasi-Static Magnetic Shielding, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. EMC-38, no. 1, pp. 92-103, February 1996.
- [22] R. Olsen, P. Moreno, "Some Observations About Shielding Extremely Low frequency Magnetic Fields by Finite width Shields, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. 38, no. 3, pp. 460-468, August 1996.
- [23] L. Hasselgren and J. Luomi, "Geometrical Aspects of Magnetic Shielding at Extremely Low Frequencies," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. EMC-37. no. 3, pp. 409-420, August 1995.
- [24] E.H. Newman and M. Kragalott, "Moment Method Analysis of the Electric Shielding Factor of a Conducting TM Shield at ELF, *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. EMC-37. no. 3, pp. 400-408, August 1995.
- [25] L. Hasselgren, E. Moller, Y. Hamnerius, "Calculation of Magnetic Shielding of a Substation at Power Frequency Using FEM," *IEEE Transactions on Power Delivery*, vol. 9, no. 3 , July 1994.

- [26] J. F. Hoburg, "Principles of Quasi-Static Magnetic Shielding with Cylindrical and Spherical shields," *IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility*, vol. EMC-37. No. 4, pp. 574-579, November 1995.
- [27] H. W. Ott, *Noise Reduction Techniques in Electronic Systems*, second edition, John Wiley Interscience, NY (1988)
- [28] H. Bateman, *Tables of Integral Transforms*. New York: McGraw Hill, 1954



**CENTRO DE INVESTIGACIÓN Y DE ESTUDIOS AVANZADOS DEL IPN
UNIDAD GUADALAJARA**

El Jurado designado por la Unidad Guadalajara del Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del Instituto Politécnico Nacional, aprobó la tesis:

Blindaje de campos magnéticos a frecuencias de potencia debido a conductores largos de corriente

del (la) C.

Jesús Rodolfo SALAS OLAC

el día 23 de Julio de 2004.

**Dr. José Luis Alejandro NAREDO
VILLAGRÁN
Investigador Cinvestav 3C
CINVESTAV GDL
Jalisco**

**Dr. Pablo MORENO VILLALOBOS
Investigador Cinvestav 3B
CINVESTAV GDL
Jalisco**

**Dr. Víctor Hugo ORTÍZ MURO
Profesor Investigador Titular A --
Universidad de Guadalajara
Jalisco**



CINVESTAV
BIBLIOTECA CENTRAL



SS1T000007620