

01192



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE INGENIERÍA
DIVISIÓN DE ESTUDIOS DE POSGRADO

TESIS

ANÁLISIS ELECTRODINÁMICO DE DETECTORES
MAGNETORRESISTIVOS TIPO MICROCINTA EN
RADIOFRECUENCIA

PRESENTADA POR

JORGE RODRÍGUEZ CUEVAS

PARA OBTENER EL GRADO DE

DOCTOR EN INGENIERÍA

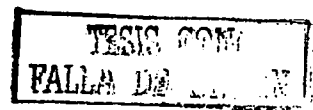
(ELÉCTRICA)



DIRECTOR DE TESIS: DR. ALEXANDER MARTYNYUK

CIUDAD UNIVERSITARIA, NOVIEMBRE DE 2003

A





Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

**TESIS
CON
FALLA DE
ORIGEN**

Dedicatoria

A Dios, por todo lo que me ha dado.
A mi amada y siempre querida esposa Guille y a mis pequeños diamantes
Jorge Isaac y David

Autorizo a la Dirección General de Bibliotecas
UNAM a difundir en formato electrónico e impresa
contenido de mi trabajo recepciona.

NOMBRE: Jorge

Rodríguez Cuevas

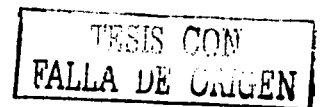
FECHA: 8-enero-2003

FIRMA: [Firma]

*" Porque de tal manera amó Dios al mundo, que ha dado a su Hijo unigénito, para que
todo aquel que en él cree, no se pierda, más tenga vida eterna. "*

Juan 3:16

B



Agradecimientos

A mis padres, porque gracias a su ejemplo y dedicación no sólo he logrado culminar otra meta sino que he aprendido a ser mejor persona.

A mis hermanos Ana María, María del Carmen, Timoteo y Víctor, porque siempre han sido una fuente de apoyo e inspiración para lograr mis metas.

A mis sobrinos, cuñadas, cuñados y a todos mis familiares, que no menciono por sus nombres para no omitir a alguien, pero saben que los llevo en mi mente, por su afecto y su estímulo para seguir adelante.

A mi director de tesis Dr. Alexander Martynyuk, por su amistad y por su invaluable apoyo, paciencia y dedicación en el desarrollo del presente trabajo.

Al Dr. Oleg Kolokoltsev, José Ismael Martínez López, Alejandro Esparza García, Martín Briseño García y Dr. Antonio Corona Rodríguez, por su apoyo e interés en que este trabajo saliera adelante y sobre todo por su amistad.

A mi Jurado Doctoral Dr. Ricardo Peralta Fabi, Dr. Carlos Rivera Rivera, Dr. Vladimir Andreevich Svirid Kuzmenco, Dr. Guillermo Monsivais Galindo, Dr. Oleg Kolokoltsev y Dr. Serguei Khotyaintsev Duskriatchenko, por su revisión y comentarios a esta tesis.

A la Facultad de Ingeniería de la UNAM, por haberme formado.

Al Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico, en especial al Laboratorio de Fotónica de Microondas y a la Unidad de Microlitografía y Películas Delgadas, por las facilidades prestadas al desarrollo de mi investigación doctoral.

Al Programa de Apoyos para la Superación del Personal Académico de Tiempo Completo de la UNAM, por el apoyo otorgado para realizar mis estudios de doctorado.

A la División de Ingeniería Eléctrica y al Departamento de Ingeniería Electrónica de la FIUNAM, por todas las facilidades otorgadas para la realización de este trabajo.

A la familia Álvarez Pérez y a todos los miembros de Goofy's, por su amistad, cariño y por permitirnos compartir momentos inolvidables al lado de nuestros hijos.

A mis entrañables compañeros y amigos Rubén Miranda Rico, Pedro Miranda Rico, Rubén Roldán Chávez, Armando B. Barreto González, Mario Romero Flores, Ramón Tinajero Sánchez, Rogelio Bolio García, Consuelo Lemus Casillas, José Ismael Martínez López, Larry H. Escobar Salguero y Alexander Martynyuk. Porque han dejado huella en mi vida.

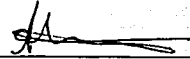
GRACIAS

C

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

JURADO DOCTORAL

DR. ALEXANDER MARTYNYUK




DR. RICARDO PERALTA FABI



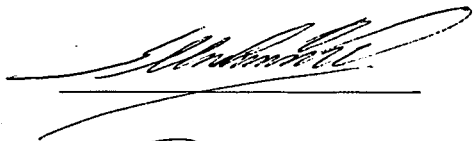
DR. CARLOS RIVERA RIVERA




DR. VLADIMIR A. SVIRID KUZMENKO



DR. GUILLERMO MONSIVAIS GALINDO



DR. OLEG KOLOKOLTSEV



DR. SERGUEI KHOTYAINSEV DUSKRIATCHENKO



TESIS CON
FALLA DE DEFENSA

D

RESUMEN

Se presenta el análisis electrodinámico de un detector magnetorresistivo de potencia activa tipo microcinta basado en el método de momentos, que permita obtener la teoría requerida para el diseño y optimización de los elementos de las estructuras de detectores magnetorresistivos en una amplia banda de frecuencia.

Así mismo se presenta la simulación numérica del comportamiento electrodinámico del detector y la verificación experimental del modelo propuesto. En este aspecto se obtuvo que la diferencia de los valores teóricos, que son los resultados de la teoría desarrollada con respecto a los valores experimentales que son los resultados de la medición, se encuentra en el intervalo del 2 al 12 %. En este mismo renglón se compararon los resultados teóricos con otro tipo de solución propuesta en la bibliografía y la diferencia fue del 2.7 % en el peor de los casos. Esto nos permite concluir que los resultados obtenidos del análisis electrodinámico son satisfactorios.

Además se presenta la verificación experimental del comportamiento del detector magnetorresistivo en el intervalo de frecuencia de los 100 KHz hasta los 2 GHz. Tanto para su respuesta angular como para su característica voltaje-potencia. En estas pruebas se muestra una alta sensibilidad y un comportamiento lineal en un intervalo amplio tanto de frecuencia como de potencia en la entrada del detector.

Con base en lo anterior se concluye que se analizó y fabricó un detector magnetorresistivo para la medición de potencia activa en RF en una estructura tipo microcinta que opera en líneas de transmisión desacopladas. Este tipo de detector tiene dos entradas independientes, una entrada eléctrica y otra magnética. Las cuales están relacionadas con las dos componentes del campo electromagnético que determinan el vector de Poynting y por lo tanto con la potencia electromagnética. La entrada eléctrica del detector está relacionada con el campo eléctrico de RF (diferencia de potencial) y la entrada magnética con el campo magnético de RF (corriente). Por lo que con esta idea es factible eliminar un transductor de corriente en el esquema de un medidor de potencia con un consecuente aumento de su ancho de banda.

E

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

ÍNDICE TEMÁTICO

Introducción	i
1. Generalidades de los detectores magnetorresistivos	5
1.1 Detectores electromagnéticos	6
1.2 Sensores magnetorresistivos como base de convertidores magnetorresistivos	7
1.2.1 El efecto magnetorresistivo anisotrópico	8
1.2.2 Magnetización de películas ferromagnéticas delgadas	10
1.2.3 El sensor magnetorresistivo	13
1.2.4 Materiales magnetorresistivos	15
1.2.5 Sustratos para películas delgadas	18
1.3 Tensor de susceptibilidad magnetorresistiva de una película ferromagnética	22
1.4 Conclusiones	24
2. Análisis electrodinámico de detectores magnetorresistivos	25
2.1 Planteamiento del problema y métodos de solución	26
2.1.1 Solución de la ecuación integral utilizando el método de Denlinger considerando la película como conductor perfecto	31
2.1.2 Solución de la ecuación integral utilizando el método de Denlinger considerando la resistencia superficial de la película	33
2.1.3 Solución de la ecuación integral utilizando el método de momentos considerando la resistencia superficial de la película y solo la componente longitudinal de la corriente	36
2.1.4 Solución de la ecuación integral utilizando el método de momentos considerando la resistencia superficial de la película así como la componente longitudinal y transversal de la corriente	40
2.2 Determinación de la distribución del campo electromagnético de RF en la película ferromagnética delgada	46
2.2.1 Distribución de la densidad de corriente en la película	46
2.2.2 Distribución del campo electromagnético de RF en la película	48
2.3 Conclusiones	51
3. Distribución del campo eléctrico detectado	53
3.1 Distribución del campo eléctrico detectado en el cuerpo de la película magnetorresistiva	54
3.2 Determinación de los parámetros principales del detector	57
3.2.1 Potencia en la película ferromagnética	57
3.2.2 Impedancia característica del detector	59

F

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

3.3 Señal de salida del detector con una carga arbitraria	62
3.3.1 Sensibilidad de corriente del detector	63
3.4 Conclusiones	64
4. Desarrollo experimental y resultados	66
4.1 Estructura del detector magnetorresistivo	67
4.1.1 Preparación de los materiales	67
4.1.2 Diseño de las microcintas	69
4.1.2.1 Discontinuidad por ancho de película	70
4.1.3 Proceso de microlitografía	74
4.2 Prueba electrodinámica	76
4.2.1 Resultados	77
4.2.2 Comparación de los resultados experimentales con los resultados teóricos	95
4.3 Prueba de detección	95
4.3.1 Resultados	97
4.3.2 Comparación de los resultados experimentales con los resultados teóricos	99
4.4 Comparación con trabajos previos	101
4.5 Conclusiones	104
Conclusiones generales	105
Referencias	108

6

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

INTRODUCCIÓN

4

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**

Introducción

En todo el intervalo del espectro electromagnético, las fuentes electromagnéticas de radio frecuencia (RF) y microondas han sido ampliamente utilizadas en muchas áreas, principalmente en sistemas de comunicaciones, en aplicaciones médicas y en aplicaciones industriales. En todas estas aplicaciones, la potencia activa disipada en una terminación arbitraria es el principal factor que determina los parámetros del proceso tecnológico.

En la mayoría de estas aplicaciones, la terminación no esta perfectamente acoplada por lo que existe onda reflejada, la cual cambia el régimen de operación de la línea de transmisión o guía de onda y provoca que el proceso de medición de potencia activa "in situ" sea muy complicado [1]. Aunado a esto, para conectar un generador a una carga arbitraria se deben utilizar dispositivos de acoplamiento, lo que a su vez provoca que la medición de potencia activa en esta parte de la línea, dificulte obtener con buena exactitud el valor de la potencia activa en la carga, debido a la disipación de potencia en los dispositivos de igualación. Por tal motivo, es necesario utilizar un sensor de potencia activa que tenga la posibilidad de operara en líneas de transmisión desacopladas.

Con base en lo anterior uno de los problemas más importantes en el área de radio frecuencia y de microondas es la medición de potencia activa en líneas de transmisión con carga desacoplada.

Existen básicamente tres métodos para medir la potencia activa en líneas desacopladas que podrían utilizarse para el diseño de sensores y convertidores de potencia activa.

El primero es un método basado en acopladores direccionales, donde dos acopladores son conectados en serie, uno para la detección de la onda transmitida y el otro para la detección de la onda reflejada. Aunado a estos, se utiliza un par de detectores cuadráticos o un par de termoacopladores. Así la potencia activa en la línea de transmisión es determinada por la extracción de la señal de potencia reflejada a partir de una potencia transmitida. La desventaja de este método radica en la necesidad de tener un acoplador con alta directividad y un par de detectores cuadráticos idénticos, además de que este método presenta una gran influencia de los armónicos de la señal debido a la dependencia directa de la frecuencia y al comportamiento no cuadrático de los detectores.

El segundo método consiste en la medición del voltaje de RF (V), de la corriente de RF (I) y de la diferencia de fase (φ) entre ellos en una posición arbitraria de la onda estacionaria. Por lo que de acuerdo con esto, la potencia activa estaría dada por:

$$P = \frac{1}{2} V I \cos(\varphi)$$

Este método solo se utiliza en condiciones de laboratorio debido a su complejidad, especialmente en la medición de la corriente de RF y de la diferencia de fase.

El tercer método consiste en la multiplicación directa de los valores instantáneos del voltaje y de la corriente en una determinada sección de la línea de transmisión con la siguiente integración

$$P_a = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} V(t) I(t) dt$$

donde τ es el tiempo de integración, el cual generalmente es mayor que el periodo de la señal de RF.

Este último método es el más conveniente para medir "in situ" la potencia activa en una sección transversal arbitraria de la línea de transmisión. Además en este caso las dimensiones del sensor no dependen de la longitud de onda de la señal en un amplio intervalo de frecuencia. Muchas investigaciones se han llevado a cabo para poder desarrollar estos sensores, entre ellos destacan la utilización del Efecto Hall, Efecto Gauss, efectos en semiconductores [2, 3] pero siguen teniendo la desventaja de que junto con la señal útil se obtiene una gran señal parásita de magnitud igual o mayor que la señal útil, debido a la rectificación y a la termoelectricidad.

Otras investigaciones reportan un nuevo tipo de sensor basado en el efecto magnetorresistivo anisotrópico o mejor conocido como efecto magnetorresistivo en películas ferromagnéticas delgadas [4, 5]. Potencialmente estos sensores presentan un orden de magnitud mayor de sensibilidad que los sensores semiconductores en campos magnéticos débiles de RF, un orden menor de rectificación y un par de ordenes menos de termoelectricidad comparado con los multiplicadores analógicos. Por lo que al parecer, los sensores magnetorresistivos presentan mejores características que los sensores semiconductores, lo que los hace muy atractivos para el diseño de nuevos equipos de medición.

En los trabajos reportados hasta ahora [4, 5, 9, 13], solo se ha desarrollado una teoría específica de los detectores magnetorresistivos o bien solo se ha realizado una investigación experimental de estos. Sin embargo, en estos trabajos no se reporta algún análisis electrodinámico de este tipo de detector, lo que repercute en la posibilidad de optimizar los parámetros de estos detectores en el proceso de diseño.

Así mismo, tampoco se ha reportado el análisis electrodinámico de un detector magnetorresistivo en una estructura plana, como lo es la línea tipo microcinta. Desarrollar un detector de potencia activa bajo este esquema tendría muchas ventajas entre las que podemos mencionar las siguientes: se puede trabajar en un amplio intervalo de frecuencia, las características del elemento a desarrollar pueden ser controladas por dimensiones en un solo plano por lo que su fabricación se puede realizar utilizando las técnicas de microlitografía o ataque por plasma de películas delgadas, la miniaturización es excelente, la integración con otros dispositivos es muy buena y algo muy importante de hacer notar es que su estructura abierta permite realizar ajustes con facilidad.

Objetivos

Con base en lo anterior, los objetivos del presente trabajo son:

1. Desarrollar el análisis electrodinámico de un detector magnetorresistivo de potencia activa tipo microcinta, que permita obtener la teoría requerida para el diseño y optimización de los elementos de las estructuras de detectores magnetorresistivos en una amplia banda de frecuencia.
2. Llevar a cabo la simulación numérica del comportamiento electrodinámico del detector y la verificación experimental del modelo propuesto.

Organización del trabajo

En el capítulo 1, se presentan los conceptos generales de los detectores magnetorresistivos; su principio de operación, estructura, materiales utilizados para su construcción y el tensor de susceptibilidad magnetorresistiva de una película ferromagnética. Es importante hacer notar que en el presente trabajo no se profundiza en los aspectos físicos de los efectos galvanomagnéticos, solo se utilizan los parámetros integrales del medio como lo son el cambio en magnetorresistividad, la geometría de la interacción de los campos y las constantes magnéticas fundamentales del medio.

En el capítulo 2, se presenta el análisis electrodinámico desarrollado del detector magnetorresistivo para determinar en primer lugar la constante de propagación y posteriormente tanto la distribución de la densidad de la corriente como la distribución del campo electromagnético en la película ferromagnética.

En el capítulo 3, se obtiene la distribución del campo eléctrico detectado así como la determinación de los principales parámetros del detector.

En el capítulo 4, se presenta el desarrollo experimental y los resultados del mismo.

Finalmente se presentan las conclusiones generales del trabajo desarrollado haciendo énfasis en los resultados obtenidos.

CAPÍTULO UNO

GENERALIDADES DE LOS DETECTORES MAGNETORRESISTIVOS

5

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

En este capítulo se presentan los conceptos generales de los detectores magnetorresistivos que nos permitan obtener las bases para el análisis que se presenta en los capítulos posteriores. Para ello, primeramente se hará una clasificación de los detectores electromagnéticos resaltando sus principales características. Posteriormente se revisarán los conceptos fundamentales de los sensores magnetorresistivos; su principio de operación, estructura y los materiales utilizados para su construcción haciendo énfasis en sus ventajas como base de convertidores magnetorresistivos. Finalmente se presentará el tensor de susceptibilidad magnetorresistiva de una película magnética.

1.1 Detectores electromagnéticos

Recientes investigaciones de convertidores [5] han coincidido en que todos los convertidores de campo electromagnético pueden clasificarse de acuerdo a que componente del campo es utilizada para generar la señal de salida. Con base en esto, podemos distinguir **convertidores eléctricos, convertidores magnéticos y convertidores galvanomagnéticos**. Los convertidores eléctricos utilizan solo la componente eléctrica del campo electromagnético, dentro de los más importantes en este género podemos citar: los convertidores con diodos, los convertidores termoeléctricos y los convertidores de portadores de cargas calientes. Por otro lado los convertidores magnéticos utilizan solo la componente magnética del campo y sus principales representantes son los convertidores de ferrita, los cuales operan en un régimen de resonancia ferromagnética. Algo muy importante de hacer notar aquí es que estos tipos de convertidores, pueden ser utilizados directa y solamente para la medición de la intensidad de las dos componentes del campo electromagnético, de la energía eléctrica o magnética almacenada o de la potencia disipada en este elemento.

Por su parte en los convertidores galvanomagnéticos, la señal de salida es generada tanto por la componente eléctrica como por la componente magnética del campo. La principal característica de estos convertidores es la posibilidad de determinar el producto de la componente eléctrica y la componente magnética del campo electromagnético de RF tomando en consideración su desfaseamiento entre ellas. Esto es, tenemos la posibilidad de encontrar el vector de Poynting el cual es el parámetro energético más importante del campo electromagnético. En este tipo de convertidores se utiliza el fenómeno galvanomagnético en semiconductores y el fenómeno galvanomagnético en películas ferromagnéticas delgadas.

Numerosas investigaciones de convertidores semiconductores galvanomagnéticos [2, 3, 4], demuestran que existe una enorme señal parásita debido a la rectificación y a la termoelectricidad, cuya magnitud es comparable con la magnitud de la señal útil. Además la magnitud de la señal parásita es una función no lineal de la potencia de RF, por lo que, no es recomendable utilizar los convertidores galvanomagnéticos semiconductores para la medición de potencia en RF y microondas [2].

Por su parte los convertidores basados en películas ferromagnéticas delgadas, presentan una mejor sensibilidad en presencia de pequeños campos electromagnéticos y muy pequeña termoelectricidad, lo cual permite la utilización de este tipo de convertidores en las frecuencias de RF y microondas.

De los últimos trabajos relacionados con la medición de potencia [5], concluyen que el método más natural para medir la potencia activa es el uso de dispositivos que multipliquen las señales proporcionales a los valores instantáneos de voltaje y corriente en una cierta sección de la línea de transmisión, con su correspondiente separación de la señal de corriente directa (CD) proporcional a la potencia activa. Por su parte en una guía de onda es necesario multiplicar las componentes transversales eléctrica y magnética del campo electromagnético. Y para bajas frecuencias se utiliza la interacción electrodinámica entre bobinas y la corriente que circula a través de ellas. Por lo que al igual que en los multiplicadores electrónicos basados ya sea en una multiplicación analógica o digital de la señal recibida de un transformador de corriente [6] o bobina de Rogovsky [7], el ancho de banda no alcanza los 500 KHz.

La principal desventaja de estos multiplicadores como la base de convertidores consiste en la necesidad de tener dos señales eléctricas las cuales deben ser proporcionales a la corriente y al voltaje en la línea de transmisión. Así que, al menos un transformador o bobina será utilizada con su consecuente reducción del ancho de banda. Esta desventaja es eliminada en los multiplicadores galvanomagnéticos los cuales necesitan efectivamente dos señales de entrada pero una es eléctrica y la otra es magnética. En esta forma el transformador de corriente es eliminado del esquema del convertidor.

Los trabajos más recientes en este campo [5], proponen la utilización de multiplicadores basados en el efecto magnetorresistivo en películas ferromagnéticas delgadas. Los cuales, en comparación con los convertidores semiconductores de efecto Hall, tienen una relación entre la señal útil y la señal parásita entre 3 y 4 ordenes mayor, así como un orden menor de rectificación y un par de ordenes menos de termoelectricidad [8]. Además estos multiplicadores magnetorresistivos (MMR), pueden operar en una amplia banda de frecuencia, que va desde los 100 MHz a 1GHz en un régimen de no-resonancia y de 1 GHz a decenas de GHz cuando se opera en un régimen de resonancia ferromagnética. Por lo que respecta al intervalo dinámico de estos multiplicadores, este puede alcanzar los 60 – 70 dB por unidad de ancho de banda y su tiempo de respuesta es menor a 10 nanosegundos [9].

1.2 Sensores magnetorresistivos como base de convertidores magnetorresistivos

Los sensores magnetorresistivos utilizados como base para el desarrollo de convertidores magnetorresistivos, pertenecen al tipo de sensores basados en el efecto magnetorresistivo en películas ferromagnéticas delgadas que a su vez esta basado en dos efectos: El efecto

Hall anormal y un efecto debido a la orientación de los espines de los electrones bajo la influencia de campos magnéticos.

La teoría de los detectores magnetorresistivos es muy difícil, dado que se debe tomar en consideración tanto la física de los efectos involucrados como el comportamiento de los materiales ferromagnéticos que en si es complejo. Sin embargo existen algunos factores que pueden simplificar la descripción de su comportamiento: Primero, el vector de magnetización \vec{M} en este tipo de materiales tiene una magnitud igual a la magnetización de saturación M_s , solamente su dirección puede ser alterada; segundo, es posible dividir el problema en dos más simples: la determinación de la relación entre la resistencia y la dirección de magnetización y la determinación de la relación entre campos externos y la dirección de magnetización.

1.2.1 El efecto magnetorresistivo anisotrópico

La resistividad eléctrica de conductores de estado sólido es influenciada por campos magnéticos en varias formas [10]. Primeramente, hay una contribución relacionada con el efecto Hall ordinario y en consecuencia con la fuerza de Lorentz. Aquí el cambio de la resistencia es proporcional al término $(\mu \cdot B^2)$ donde μ es la movilidad del electrón y B es la densidad de flujo magnético. Este efecto puede ser despreciado en metales debido a su baja movilidad de sus electrones.

La segunda contribución es causada por una curvatura de banda en la superficie de Fermi que también es proporcional a B^2 , la cual es encontrada en metales no-ferromagnéticos como el Bismuto.

En este trabajo los dos efectos antes mencionados no tienen mucha influencia debido a que se está utilizando un metal ferromagnético (permalloy). Sin embargo existe un tercer efecto con una contribución mucho mayor denominado magnetorresistencia anisotrópica o efecto magnetorresistivo, que se manifiesta en metales de transición ferromagnéticos. Este efecto es la base de los detectores magnetorresistivos, por lo que se analizará con más detalle.

El efecto magnetorresistivo está basado principalmente en dos mecanismos físicos: el primer mecanismo está relacionado con los diferentes corrimientos de niveles de energía para electrones con espines positivos y negativos bajo la influencia de campos magnéticos. Alterando de esta manera la densidad de estados en los niveles Fermi. Y el segundo mecanismo está relacionado con el comportamiento anisotrópico de la resistividad específica del material.

Con base en el primer mecanismo, tenemos que la resistividad específica ρ es dependiente del ángulo $\theta = \varphi - \psi$, donde φ es el ángulo entre el vector de magnetización interna \vec{M} y un eje de referencia de la película y ψ es el ángulo entre la dirección de la corriente I y el mismo eje de referencia, como se muestra en la figura 1.1.

La resistividad ρ puede ser expresada según la siguiente fórmula [10]:

$$\rho(\theta) = \rho_{\perp} + (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp}) \cdot \cos^2 \theta = \rho_{\perp} + \Delta\rho \cdot \cos^2 \theta \quad (1.1)$$

donde ρ_{\parallel} es la resistividad en dirección de $\theta = 0^\circ$, ρ_{\perp} es la resistividad en dirección de $\theta = 90^\circ$ y $\Delta\rho = (\rho_{\parallel} - \rho_{\perp})$. Al término $\Delta\rho / \rho_{\perp}$ se le conoce como efecto magnetoresistivo; el cual es positivo en la mayoría de los casos y de varios puntos porcentuales dependiendo del material utilizado [10].

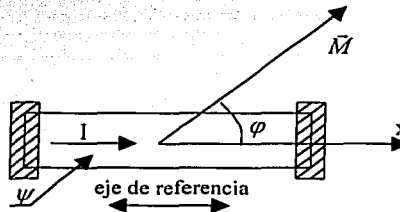


Figura 1.1. Película ferromagnética delgada y la dirección de su eje de referencia, en este caso $\psi = 0^\circ$.

Para el segundo mecanismo, se tiene que como la resistividad específica ρ no es una cantidad escalar, esto da origen a un campo eléctrico E_y perpendicular al campo eléctrico externo E_x causante de la densidad de corriente J_x ; El campo eléctrico E_y es perpendicular a J_x y en el plano J - M (que es generalmente el plano de la película ferromagnética), se tiene:

$$E_y = J_x \cdot \Delta\rho \cdot \sin \theta \cdot \cos \theta. \quad (1.2)$$

Esté efecto se le conoce como efecto Hall planar o efecto Hall anormal por su parecido con el efecto Hall. Sin embargo es importante no confundirlos, ya que difieren totalmente en términos de relaciones espaciales, materiales adecuados y origen físico.

En la práctica es común considerar el coeficiente $\Delta\rho / \rho_{\perp}$ cuando se trabaja con el efecto magnetoresistivo, sin embargo, puede ser una ventaja considerar los términos $\Delta\rho$ y ρ en forma individual cuando se observe la influencia de factores externos en el coeficiente $\Delta\rho / \rho_{\perp}$. Esto se puede explicar de la siguiente manera:

En lugar de utilizar la resistividad específica ρ ; se empleará la resistencia R . Consideremos una barra de longitud l , ancho w y espesor t , con una corriente que fluye en la dirección l . De la ecuación (1.1) se tiene:

$$R(\theta) = \rho_{\perp} \frac{l}{w \cdot t} + \Delta\rho \frac{l}{w \cdot t} \cdot \cos^2 \theta = R + \Delta R \cdot \cos^2 \theta, \quad (1.3)$$

y la caída de tensión V_x es

$$V_x = \rho_{\perp} \cdot I \frac{l}{w \cdot l} + \Delta\rho \cdot I \frac{l}{w \cdot l} \cdot \cos^2 \theta \quad (1.4)$$

Esta caída, especialmente su parte dependiente del campo, puede ser comparada con la caída de tensión V_y provocada por el efecto Hall anormal, esto es

$$V_y = \Delta\rho \cdot I \frac{1}{l} \cdot \sin \theta \cdot \cos \theta \quad (1.5)$$

Comparando la ecuación (1.4) con (1.5), se observa que existen dos diferencias principales entre los términos dependientes de θ :

* La caída de tensión magnetorresistiva V_x , no depende del signo de θ , mientras que la caída de tensión Hall anormal V_y , sí.

* La señal debida al efecto magnetorresistivo (ecuación 1.4) será mayor siempre que se haga $l \gg w$.

De acuerdo con esto se puede concluir que el efecto Hall anormal deberá ser tomado en consideración siempre que se trabaje con sensores de dimensiones pequeñas ($w \ll l$) y utilizado cuando se requieran mediciones de alta resolución, como es el caso de los detectores magnetorresistivos utilizados como base para el desarrollo de los watt-convertidores.

1.2.2 Magnetización de películas ferromagnéticas delgadas

Otros conceptos importantes a considerar son por un lado la magnetización de películas ferromagnéticas delgadas y por el otro la magnetización bajo la influencia de campos externos.

Primeramente, como se sabe todos los materiales ferromagnéticos tienen un alto grado de magnetización interna debido al intercambio de acoplamiento mecánico cuántico, el cual orienta los momentos magnéticos del electrón en paralelo. Sin embargo, sin campos externos, este paralelismo se conserva solamente en pequeñas áreas, conocidas como dominios. Los dominios con diferentes direcciones de magnetización están separados por paredes donde los momentos cambian gradualmente de dirección. En los materiales sólidos, las direcciones de magnetización pueden apuntar en todas direcciones, mientras que en un simple cristal tienen direcciones de magnetización predeterminadas a lo largo de una orientación específica del cristal llamado "eje fácil". Ahora bien las películas ferromagnéticas delgadas difieren de los materiales sólidos en que su espesor es más pequeño que la longitud usual de los dominios. Y en forma particular en las películas de

materiales ferromagnéticos suaves que son las de nuestro interés, la magnetización se ve restringida de tal modo que esta permanece en el plano de la película [11].

Además de confinar la magnetización en el mismo plano de la película existen direcciones preferidas debidas a ciertas anisotropías.

En primer término está la anisotropía de magnetización. De manera similar a los cristales, donde existen ciertas orientaciones (eje) donde \vec{M} tiene un nivel lo más bajo posible de energía llamado "eje fácil", en las películas delgadas también existen ciertas direcciones donde \vec{M} tiene un nivel lo más bajo posible de energía. Un segundo término es llamado la anisotropía de forma causada por diferentes campos de desmagnetización en diferentes ejes. Y una tercera contribución originada por una tensión mecánica que en estos casos puede ser despreciada, ya que si el coeficiente de magnetostricción λ_m de la película, es cero, esta contribución desaparecerá, lo cual sucede en la mayoría de los materiales utilizados para esta clase de sensores.

Por otro lado, la rotación de \vec{M} bajo la influencia de una campo externo H puede ser calculada utilizando la teoría de Stoner Wohlfarth [10], modificada para materiales no cristalinos. La idea básica es obtener la densidad de energía u como una función del ángulo φ , el cual es el ángulo entre \vec{M} y un eje fácil; El valor de equilibrio de φ es aquel con la mínima densidad de energía u . La figura 1.2 muestra geoméricamente el problema. El material se considera de forma elíptica, debido a que con esta geometría los campos de desmagnetización son homogéneos en el plano xy . Además se puede considerar que la dirección donde \vec{M} tiene un nivel lo más bajo posible de energía coincide con el eje mayor de la elipse, es decir, en este caso un eje fácil se refiere al eje mayor de la elipse.

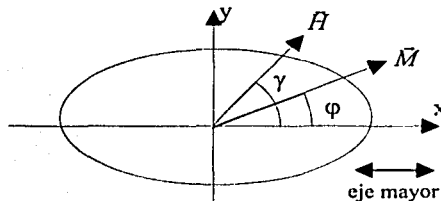


Figura 1.2. Geometría de la película delgada de forma elíptica

Se tomarán en cuenta tres contribuciones a la densidad de energía u [10].

1. La energía debida al campo magnético externo:

$$u_H = -|H| \cdot |\vec{M}| \cdot \cos(\gamma - \varphi). \quad (1.6)$$

2. La energía debida a la anisotropía de magnetización, considerando la forma elíptica:

$$u_k = k \cdot \text{sen}^2(\varphi). \quad (1.7)$$

Sólo se tiene un término debido a que en esta geometría solo existe un eje fácil; k es una constante del material

3. La energía de desmagnetización debida a la creación de cargas magnéticas libres en los bordes. Estas cargas están relacionadas con el campo de desmagnetización H_d , el cual es homogéneo en elipses y esta dado por:

$$H_{d,x} = -N_x \cdot M_x = -N_x \cdot |\vec{M}| \cdot \cos\varphi, \quad (1.8)$$

$$H_{d,y} = -N_y \cdot M_y = -N_y \cdot |\vec{M}| \cdot \text{sen}\varphi. \quad (1.9)$$

N_x , N_y y N_z son los factores de desmagnetización; N_z , a pesar de ser mucho mayor que N_x y N_y , se desprecia debido a que el campo magnético es longitudinal a la película delgada. Dichos factores de desmagnetización cumplen la condición $N_x + N_y + N_z = 1$. Ambos campos contribuyen a la energía de desmagnetización u_d y con $N_y - N_x = N$, se tiene:

$$\begin{aligned} u_d &= \frac{1}{2} \cdot N_x \cdot |\vec{M}|^2 \cdot \cos^2\varphi + \frac{1}{2} \cdot N_y \cdot |\vec{M}|^2 \cdot \text{sen}^2\varphi \\ &= \frac{1}{2} \cdot N \cdot |\vec{M}|^2 \cdot \text{sen}^2\varphi + \frac{1}{2} \cdot N_x \cdot |\vec{M}|^2. \end{aligned} \quad (1.10)$$

Cabe notar que la desmagnetización no dependerá del ángulo en el caso de películas de forma circular ya que $N_x = N_y$.

Por lo tanto, la densidad de energía total u es la suma de las energías, esto es:

$$u = k \cdot \text{sen}^2\varphi + \frac{1}{2} \cdot N \cdot |\vec{M}|^2 \cdot \text{sen}^2\varphi + \frac{1}{2} \cdot N_x \cdot |\vec{M}|^2 - H \cdot |\vec{M}| \cdot \cos(\gamma - \varphi). \quad (1.11)$$

En lugar de utilizar la constante k , la anisotropía normalmente está dada por el campo anisotrópico H_k , el cual, obviamente, también es dependiente del material:

$$H_k = 2 \cdot \frac{k}{|\vec{M}|}. \quad (1.12)$$

El campo H_k puede ser relacionado con el campo de desmagnetización H_d para obtener el campo característico H_0 . Esto es:

$$H_0 = H_k - N \times \vec{M} = H_k - H_d, \quad (1.13)$$

sustituyendo (1.12) y (1.13) en (1.11) se obtiene la siguiente expresión para la energía total:

$$u = \frac{1}{2} \cdot |H_0| \cdot |\vec{M}| \cdot \text{sen}^2 \varphi + \frac{1}{2} \cdot N_x \cdot |\vec{M}|^2 - |\vec{H}| \cdot |\vec{M}| \cdot \cos(\gamma - \varphi). \quad (1.14)$$

El vector de magnetización toma aquel ángulo con el cual se obtiene mínima energía u , el cual se obtiene derivando u con respecto a φ e igualando a cero. Esto es:

$$\text{sen} \varphi = \frac{|\vec{H}| \cdot \text{sen} \gamma}{|\vec{H}_0| + |\vec{H}| \cdot (\cos \gamma / \cos \varphi)} = \frac{H_y}{|\vec{H}_0| + H_x / \cos \varphi}, \quad (1.15)$$

esta ecuación es válida para $-1 \leq \text{sen} \varphi \leq 1$, de cualquier otra forma $\text{sen} \varphi = \pm 1$.

El caso más simple ocurre cuando $H_x = 0$; \vec{M} girará totalmente en dirección del eje difícil ($\varphi = 90^\circ$) cuando $H_y \geq |\vec{H}_0|$, pero campos más pequeños harán que \vec{M} gire menos de 90° , cuando $H_x \neq 0$ la ecuación (1.15) parece complicarse, pero, si el detector se encuentra bajo la acción de campos grandes, tal que $H_x \gg |\vec{H}_0|$ la ecuación se simplifica a:

$$\tan \varphi \approx H_y / H_x = \tan \gamma \quad \text{para} \quad (H_x \gg H_k). \quad (1.16)$$

1.2.3 El sensor magnetorresistivo

Ahora bien el elemento básico de este tipo de sensores es una película de una aleación magnetorresistiva con forma rectangular de largo l , ancho w y de espesor t , como se muestra en la figura 1.3. En este ejemplo se colocan electrodos en los extremos de la película de manera que la corriente I fluya en la dirección del eje mayor. Normalmente la geometría del rectángulo cumple con la condición $l > w \gg t$.

El material es caracterizado por el campo anisotrópico H_k y la geometría, la cual a su vez define el campo de desmagnetización \vec{H}_d . Un rectángulo largo y plano es una buena aproximación a una elipse, en cuanto al cálculo del factor de desmagnetización se refiere, por lo que este factor se obtiene con muy buena exactitud por medio de la siguiente ecuación:

$$N = t / w. \quad (1.17)$$

N puede ser elegida dentro de un gran intervalo simplemente variando tanto el ancho w como el espesor t de la película tanto como se logre que $N \ll 1$. Los campos de desmagnetización perpendiculares al plano de la película ($N_z = 1 - N_x - N_y \approx 1$) son muy

grandes, pero debido a que las fuerzas del campo normal no moverán al campo M fuera del plano de la película, su influencia es nula.

La resistencia R del sensor se puede obtener utilizando la ecuación (1.3) y la (1.15). Además si $\theta = \varphi$ (es decir que la corriente fluye en dirección paralela al eje fácil $\psi = 0$), teniendo $H_x = 0$ y abreviando $R_1 + \Delta R = R_0$, entonces:

$$R(H) = R_0 - \Delta R \left(H_y / |H_0| \right)^2. \quad (1.18)$$

De manera similar es posible obtener la señal del efecto Hall anormal por medio de las ecuaciones (1.5) y (1.15), esto es:

$$V_y = \Delta\rho \cdot I \cdot \frac{1}{t} \cdot \frac{H_y}{|H_0|} \cdot \sqrt{1 - (H_y / |H_0|)^2}. \quad (1.19)$$

Si $H_x \neq 0$, entonces $|H_0|$ debe ser sustituida por $|H_0| + H_x / \cos \varphi$.

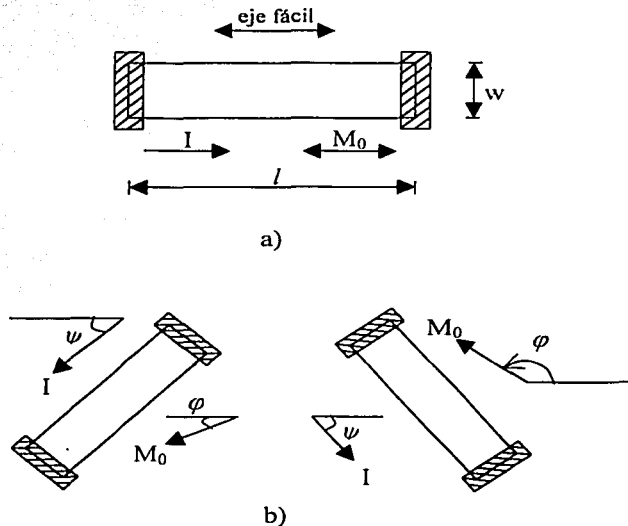


Figura 1.3. Geometría de un sensor magnetorresistivo. La parte blanca (de largo l , ancho w y espesor t) es la película magnetorresistiva, las partes sombreadas son de un material con mejor conductividad. a) es la geometría más simple: La corriente I fluye paralela al eje fácil. b) representa un sensor con inclinación de los elementos, la corriente I es girada con respecto al eje fácil.

La gráfica de las ecuaciones (1.18) y (1.19) se muestra en la figura 1.4. La curva discontinua representa el efecto magnetorresistivo en el detector de la figura 1.3a, y la curva continua representa el efecto Hall anormal. Para este efecto el eje de las ordenadas representarí­a la diferencia de potencial en lugar de la resistencia.

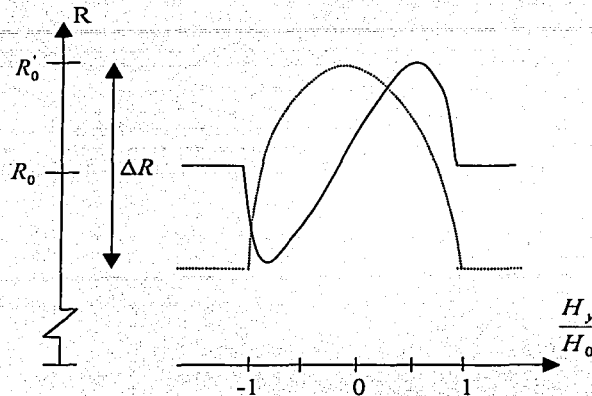


Figura 1.4. Curva característica del sensor magnetorresistivo de la figura 1.3a, la curva continua representa la característica del efecto Hall extraordinario.

Como se puede observar, la ecuación (1.18) establece una relación cuadrática entre el campo magnético y la resistencia, mientras que la ecuación (1.19) describe una curva en forma de "S" simétrica, con una parte casi lineal al centro, el error de linealidad se puede reducir si se trabaja con campos externos pequeños.

1.2.4 Materiales magnetorresistivos

Desde el punto de vista del desarrollo de sensores magnetorresistivos, las propiedades más importantes para un material magnetorresistivo son:

- Un gran efecto magnetorresistivo $\Delta\rho / \rho$,
- una gran resistividad específica ρ para obtener una cierta resistencia en un área pequeña,
- baja variación de ρ y $\Delta\rho$ con respecto a la temperatura,
- bajo campo de anisotropía H_k ,
- bajo nivel de coercitividad H_c ,

- cero magnetostricción, de otro modo deberán tomarse en consideración las tensiones mecánicas,
- largo término de estabilidad de todas sus propiedades.

La mayoría de los materiales que cumplen con estas características en mayor o menor medida son aleaciones (cristalinas) binarias o ternarias de níquel Ni, hierro Fe y cobalto Co, siendo el más utilizado el permalloy (NiFe 81/19). No obstante varias investigaciones [11] reportan la utilización de películas amorfas sin que superen aún las características de las aleaciones cristalinas.

Datos del efecto magnetorresistivo son reproducidos en la figura 1.5. Como se puede observar las aleaciones de NiCo son favorables mostrando un valor pico de $\Delta\rho/\rho \approx 3.7\%$ con la composición NiCo 70/30. Desafortunadamente, esta aleación sufre de magnetostricción. Las aleaciones de NiFe poseen un nivel más bajo de $\Delta\rho/\rho$, el valor máximo es encontrado en la composición NiFe 85/15. Sin embargo si el objetivo es tener el nivel más bajo posible de magnetostricción las mejores aleaciones son las de NiFe 81/19 y las de NiCo 50/50, ambas con $(\Delta\rho/\rho) \approx 2.2\%$.

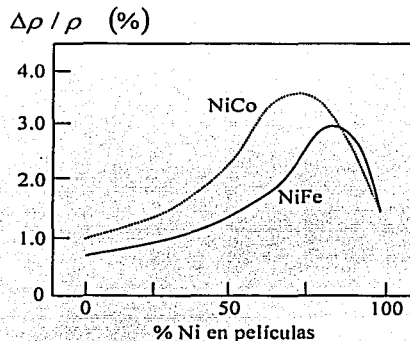


Figura 1.5. El efecto magnetorresistivo $\Delta\rho/\rho$ de aleaciones binarias de NiFe y NiCo como una función del contenido de Níquel. Películas evaporadas de 30 nm de espesor, depositadas a 200 °C [11].

La resistividad específica ρ muestra una marcada dependencia con el espesor, esta se incrementa considerablemente al disminuir el espesor hasta $t < 100$ nm. Además ρ depende de las condiciones tanto de depósito como de ataque. Numerosas investigaciones [12] afirman que depósitos a $T \approx 250$ °C se obtienen las más bajas resistividades pero los efectos de ataque para un futuro proceso de microlitografía serán menos pronunciados. Hay que tener cuidado ya que $\Delta\rho$ no es dependiente del espesor y todas las variaciones de ρ pueden introducir variaciones inversas en el término $(\Delta\rho/\rho)$.

La calidad magnética de los materiales es especificada por la coercitividad H_c o por la relación H_c/H_k ; ambas deben ser bajas. Valores pequeños de H_c son encontrados en las aleaciones de permalloy mientras que aleaciones de NiCo tienen niveles más altos de H_c pero la relación H_c/H_k puede ser más baja que las del permalloy. Sin embargo se han encontrado valores más bajos de H_c con películas amorfas. En los últimos años la coercitividad ha sido decrementada exitosamente utilizando estructuras multicapa: en dichas estructuras varias capas de permalloy son separadas por películas no-magnéticas muy delgadas (SiO, SiO₂, Si, Au, Ti) pero con la desventaja de que el efecto magnetorresistivo se ve reducido, esto es $(\Delta\rho/\rho) \approx 1.6\% \text{ a } 1.8\%$.

Por lo que se refiere al término de estabilidad de las películas magnetorresistivas se ha encontrado que es excelente, en temperaturas por arriba de los 200 °C los resultados registrados muestran una gran ventaja con respecto a sus equivalentes con semiconductores. Sin embargo estas películas requieren ser cubiertas con una buena película de pasivación ya que la no noble aleación NiFeCo sufre de corrosión. Adicionando en poco de cromo o de rodio, se reduce significativamente la susceptibilidad a la corrosión, pero al mismo tiempo disminuye el efecto magnetorresistivo.

En resumen, los datos más importantes se presentan en la tabla 1.1. En la que podemos observar que dos aleaciones salen fuera de intervalo para poder aplicarlas en el desarrollo de sensores magnetorresistivos, las aleaciones NiFe 86/14 y la NiCo 70/30 por su alto coeficiente de magnetostricción. Así mismo observamos que el permalloy NiFe 81/19 tiene cero magnetostricción y baja anisotropía y un moderado término magnetorresistivo. Por lo que se le considera una excelente opción para ser utilizado en la construcción de este tipo de sensores bajo la acción de pequeños campos en un amplio intervalo de temperatura.

Tabla 1.1. Comparación de algunos materiales importantes para la fabricación de películas ferromagnéticas delgadas. Los parámetros mostrados son: resistividad específica ρ , efecto magnetorresistivo $\Delta\rho/\rho$, campo de anisotropía H_k , coercitividad H_c , coeficiente de magnetostricción λ_m , magnetización de saturación M_s . [11].

Material	ρ [$10^{-8} \Omega \cdot m$]	$\Delta\rho/\rho$ [%]	H_k [A/m]	H_c [A/m]	λ_m [10^{-6}]	M_s [T]
NiFe 81:19	22	2.2	250	80	≈ 0	1.1
NiFe 86:14	15	3.0	200	100	-12	0.95
NiCo 50:50	24	2.2	2500	1000	≈ 0	1.25
NiCo 70:30	26	3.7	2500	1500	-20	1.0
NiFeCo 60:10:30	20	2.5	2000	250	-5	1.3
CoFeB ¹ 72:8:20	86	0.07	2000	15	≈ 0	1.3

película amorfa

1.2.5 Sustratos para películas delgadas

Por lo que se refiere a los sustratos, idealmente, un sustrato debería de funcionar tan solo como un buen soporte mecánico sin interactuar con la película, con la salvedad de proporcionar una buena adhesión. Sin embargo, en la práctica el sustrato ejerce una considerable influencia sobre las características de la película. Por ejemplo, si los coeficientes de expansión del sustrato y los materiales depositados no son los mismos, pueden aparecer tensiones en la película, las cuales pueden influenciar en ciertas propiedades magnéticas de la misma como por ejemplo en la anisotropía vía la magnetostricción. Debido a esto, la elección de estos materiales debe hacerse con mucho cuidado tomando siempre en consideración la aplicación. Dentro de las principales características a considerar se enumeran las siguientes: **calidad de la superficie del sustrato, composición química y conductividad térmica.**

Por lo que se refiere a la **calidad de la superficie del sustrato**, esta es sin duda la propiedad más importante, ya que es aquí donde la interacción de la película-sustrato ocurre. Varios tipos de irregularidades se presentan sobre la textura de la superficie. Entre las más significativas podemos mencionar las siguientes :

Rugosidad de la superficie: en este aspecto, se han desarrollado numerosas investigaciones [12]. Dentro de los resultados más importantes con respecto a los efectos de la rugosidad de la superficie a las propiedades de la película ferromagnética podemos citar los siguientes:

La rugosidad de la superficie caracterizada por valores en el orden del ancho de las paredes de Néel (aproximadamente 1000 Amstrongs) Afecta el campo magnético H_c necesario para inducir movimiento de paredes.

A mayor rugosidad, se requiere trabajar con campos más grandes.

Valores de rugosidad en el orden de 1μ alterarán la dispersión angular.

La rugosidad de la superficie producida por el pulido uniaxial, afecta significativamente el campo de anisotropía H_k .

Porosidad: Aunque la porosidad es una propiedad de volumen, esta también afecta la superficie del sustrato. Dado que en donde los poros cruzan la superficie, ahí se retienen residuos de las soluciones de limpieza. Y en los procesos posteriores de vacío, la liberación de gases atrapados o la descomposición de residuos orgánicos es a menudo un serio problema de contaminación. Mientras los vidrios son generalmente no porosos y su liberación de gases es limitada a una difusión externa de vapor de agua, por su parte las cerámicas policristalinas invariablemente tienen poros. En donde el tamaño y su distribución varían dependiendo de las condiciones de preparación y representa un criterio importante en la calidad del material.

Lisura del sustrato: Por lo que se refiere a lo liso del sustrato, este representa una característica importante solo en dos situaciones cuando se trabaja con películas delgadas. La primera ocurre cuando el sustrato se coloca en contacto con otro sustrato de sostén o de calentamiento durante el depósito de la película. La razón es que la mayoría de los sustratos son calentados durante el depósito o crecimiento de las películas y si el sustrato en el que se va a depositar no es lo suficientemente liso o plano, las dos superficies, la del plato calentador y la del sustrato solo se tocan en ciertas regiones dando como resultado que la temperatura en la superficie no sea uniforme y por lo tanto afecte también la uniformidad del depósito. La segunda situación se refiere al trabajo de grabado, donde un contacto muy riguroso se requiere con la fotomáscara, ya que la separación entre el sustrato y una fotomáscara negativa por ejemplo durante la exposición de una película fotorresistiva provoca ensanchamiento de regiones positivas en ese patrón. Este fenómeno introduce errores de dimensiones los cuales se incrementan al incrementarse la separación por un mal contacto.

En cuanto a las propiedades relacionadas con la **composición química del sustrato**, podemos mencionar que en aplicaciones electrónicas, una de las principales funciones de los sustratos es la de aislar entre diferentes componentes electrónicos. Por lo que se debe poner atención especial en la compatibilidad de la constitución del sustrato y la de la película a depositar. Los procesamientos químicos también deben ser cuidadosamente seleccionados para evitar reacciones indeseables las cuales afecten las características de las películas depositadas. Estas consideraciones son particularmente importantes en el caso de sustratos de vidrio, cuya composición varía más ampliamente que en los sustratos de cerámica o de materiales cristalinos simples.

Entre las características más importantes en este rubro que deben ser considerados en la elección de un sustrato se encuentran:

Resistividad volumétrica: Muchos vidrios contienen metales alcalinos para hacerlos más adecuados al trazado. Estos metales forman iones de un tamaño relativamente pequeño con una alta movilidad la cual repercute en propiedades indeseables para los vidrios como baja durabilidad química y altas pérdidas dieléctricas. Además vidrios con menos contenido alcalino presentan las más altas resistividades. En general la resistividad en vidrios es proporcional a su viscosidad. Sin embargo, un incremento en la concentración de óxido de boro decrece la viscosidad mientras la resistividad aumenta, en tanto que en vidrios que contienen alúmina sucede lo contrario. Por lo que siempre va a existir un compromiso entre el contenido de alúmino-borosilicatos en los vidrios para por un lado hacerlos manejables al trazado y por el otro obtener altas resistividades.

Por lo que respecta a materiales cerámicos, estos tienen un gran ancho de banda y son aisladores a temperatura ambiente. Sin embargo, ciertas impurezas o la presencia de cationes de una valencia variable pueden repercutir en la conductividad electrónica. Pequeñas fracciones de tales cationes son suficientes para causar una baja drástica en la resistividad ya que la movilidad de los electrones es mucho mayor que la de los iones.

Constante dieléctrica: Sin duda un importante parámetro en la selección de un material aislante como sustrato son sus pérdidas dieléctricas. Ya que a frecuencias por debajo de los

100 GHz, las pérdidas por vibración o por deformación a temperatura ambiente son despreciables; por lo que los materiales cerámicos son una buena opción como dieléctricos, ya que sus valores típicos de sus constantes dieléctricas se ubican entre 4-10. Las dos fuentes más importantes de pérdidas dieléctricas en materiales cerámicos son la migración de iones y la polarización espacio-carga. En los vidrios y en los materiales cristalinos, el campo inducido por la migración de iones alcalinos es la principal contribución a las pérdidas dieléctricas. Adicionalmente, la polarización y las pérdidas dieléctricas pueden ocurrir como resultados de un incremento en la polarización espacio-carga en la interfaz en un sistema de dos fases, como los materiales con regiones vídrias y cristalinas.

Por lo que se refiere a las **propiedades térmicas**, las dos propiedades principales en esta categoría son: el coeficiente de expansión y la conductividad térmica ya que estas determinan cambios dimensionales y flujo de calor durante el ciclo térmico, provocando alteraciones considerables en sus características.

Coefficiente de expansión: Si un sólido es calentado, la energía térmica adicional causa un incremento en las amplitudes de vibración de átomos individuales. Por lo que la separación promedio entre átomos es incrementada, causando que el sólido se expanda. Cuantitativamente este fenómeno es descrito por el coeficiente de expansión, que en la práctica para caracterizar a un sólido se toma un coeficiente promedio en el intervalo de 0 a 300 °C, dado que este es ligeramente dependiente de la temperatura.

En materiales amorfos como vidrios y sólidos cristalinos con una estructura de red cúbica se expanden uniformemente en todas direcciones, No es el caso para materiales cristalinos con una simetría de red más baja. Por ejemplo la alúmina, la cual tiene una estructura de red triagonal y su coeficiente de expansión presenta una variación anisotrópica.

Por lo que un buen acoplamiento, en cuanto a expansión térmica se refiere entre sustrato y película, debe siempre ser considerado ya que en algunas combinaciones provoca grandes cambios en la resistividad eléctrica de las películas depositadas.

Conductividad Térmica: Aumentos excesivos de temperatura provocan cambios tanto en la película misma como en el sustrato. La película a elevadas temperaturas puede ser susceptible a recristalización y oxidación provocando cambios significativos en la resistencia e inclusive puede provocar la destrucción de la misma. En el sustrato, aumentos excesivos de temperatura provocan la electrólisis del mismo o bien que la reacción del sustrato con el material de la película se acelere. El factor que nos indica el límite del incremento de temperatura en este tipo de estructuras es la conductividad térmica del sustrato.

Las conductividades térmicas más bajas son las de los vidrios, las cuales se encuentran típicamente en el intervalo de 0.002 a 0.0004 [$\text{cal cm}^{-1} \text{s}^{-1} \text{grados}^{-1}$] a temperatura ambiente y se incrementa un 10 % por cada 100 °C de aumento en la temperatura.

Por su parte las conductividades térmicas de cerámicas presentan una variación más amplia dependiendo del material. Por ejemplo, en algunas de ellas, la conductividad se encuentran

en el orden de $0.02 \text{ [cal cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ grados}^{-1}]$ como la esteatita, en otras como la berilia que es un buen conductor del calor el valor de conductividad es mucho más grande de aproximadamente $0.6 \text{ [cal cm}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ grados}^{-1}]$. Pero en contraste con los vidrios, las conductividades térmicas de las cerámicas decrecen con la temperatura; este valor se reduce en un 50 % si la temperatura aumenta unos $300 \text{ }^\circ\text{C}$.

Finalmente sustratos de cerámica cristalizada (glazed) combinan una superficie muy lisa como la de los vidrios con una alta conductividad térmica como la de las cerámicas, por lo que representan una excelente opción.

En la tabla 2.2 se muestran algunos sustratos cerámicos de los más utilizados en los intervalos de RF y microondas para depósito de películas delgadas haciendo énfasis en las características antes mencionadas.

Tabla 1.2. Propiedades de sustratos cerámicos más utilizados en RF y microondas.

Propiedades	Alúmina	Alúmina	Berilia	Berilia	Esteatita	Sitall (50-1)	Cerámica de Titanato
Composición	80-90% Al_2O_3	>96% Al_2O_3	98% BeO	99.5% BeO	MgO-SiO ₂		
Máximo nivel de temperatura de confianza en uso continuo [°C]	1400-1500	1600-1725	1500	1500	1000	500	1200
Resistencia al choque térmico	Buena	Buena	Buena	Muy buena	Pobre-buena	Excelente	Pobre
Conductividad térmica [$\text{cal s}^{-1} \text{ cm}^{-1} \text{ grad}^{-1}$]	0.03-0.04	0.04-0.07	0.25	0.35	0.009 - 0.010	0.004-0.009	0.008 - 0.01
Expansión térmica [Ppm grad^{-1}]	6.5 - 8	7 - 10	6.5	8.0	6.0-11.1	&	7-10
Resistividad volumétrica [$\Omega \cdot \text{cm}$]	10^{10} - 10^{12}	10^{12} - 10^{15}	10^{14}	10^{14}	10^8 - 10^{11}	10^8 - 10^{10}	10^6 - 10^{11}
Constante dieléctrica	7.5-9.0	9.0-10.0	6.5	6.7	5.9-6.3	5.5-9.1	$15 \cdot 10^3$
tangente de pérdidas	0.0002-0.001	0.0003-0.0015	0.0001	0.0003	0.0008-0.0035	0.006	0.0002-0.05
Costo relativo	medio	Alto	alto	bajo	bajo	bajo	Bajo

1.3 Tensor de susceptibilidad magnetorresistiva de una película ferromagnética.

En los sensores magnetorresistivos la película ferromagnética puede considerarse como un detector paramétrico, donde la variable paramétrica son los cambios del tensor de resistividad con respecto a un campo magnético de RF o microondas \vec{H} . Si una corriente de RF o microondas esta fluyendo a través del medio paramétrico, un campo eléctrico de detección de baja frecuencia aparecerá en este medio, el cual de acuerdo a la teoría general de detectores galvanomagnéticos [8], esta dado por la siguiente expresión:

$$E_{ok} = 0.5 \cdot \text{Re} \left[\left(\chi_{kpl} \cdot \vec{H}_l \right) \cdot \vec{J}_p \right] \quad (1.20)$$

donde

χ_{kpl} es el tensor de susceptibilidad magnetorresistiva

\vec{H}_l, \vec{J}_p son los vectores de la intensidad de campo magnético de microondas y de la densidad de flujo de corriente respectivamente.

El tensor de susceptibilidad en el caso general tiene 12 componentes χ_{kpl} ($k, p = 1, 2, l = 1, 2, 3$). Estas componentes χ_{kpl} están dadas en forma matricial por la siguiente ecuación:

$$\begin{aligned} [\chi_{kpl}] &= [\Delta\rho \text{ sen } 2\theta_0 [C_{ip\theta}] + R_1 M_0 \text{ sen } \theta_0 [L_{ip}], \Delta\rho \text{ sen}^2 \theta_0]_{1 \times 2} \times \\ &\begin{bmatrix} T_{22} + j\alpha \frac{\omega}{\omega_m} & j \frac{\omega}{\omega_m} - T_{21} \\ -j \frac{\omega}{\omega_m} - T_{12} & T_{11} + j\alpha \frac{\omega}{\omega_m} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \theta_0 \cos \varphi_0 & \cos \theta_0 \text{ sen } \varphi_0 & -\text{sen } \theta_0 \\ -\text{sen } \varphi_0 & \cos \varphi_0 & 0 \end{bmatrix} \times \\ &\times \frac{\omega_m}{M_0 \omega (T_{11} + T_{22})} \cdot \frac{1}{\alpha (1 + \xi^2)^{1/2}} \cdot \exp[j(\arctan \xi - \pi/2)] \end{aligned} \quad (1.21)$$

donde

$$\Delta\rho = \Delta\rho_{||} - \Delta\rho_{\perp}$$

es el cambio en magnetorresistividad;

$$\xi = \frac{(\omega_2^2 - \omega^2)}{\alpha \omega \omega_m (T_{11} + T_{22})}$$

es el desalineamiento relativo de la película magnética;

$\omega_2 = \left[\frac{1}{1 + \alpha^2} (T_{11} T_{22} - T_{12} T_{21}) \right]^{1/2}$ es la frecuencia de resonancia ferromagnética de la película;

$$T = \frac{1}{\mu_0 M_0^2} \begin{bmatrix} \frac{\partial^2 U}{\partial \theta^2} & \frac{1}{\sin \theta_0} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi \partial \theta} \\ \frac{1}{\sin \theta_0} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi \partial \theta} & \frac{1}{\sin^2 \theta_0} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} \end{bmatrix}$$

es el tensor de susceptibilidad giromagnética;

θ y φ son ángulos esféricos que determinan la orientación del vector de magnetización \vec{M}_0 . Los ángulos θ_0 y φ_0 están definidos como se muestra en la figura 1.5;

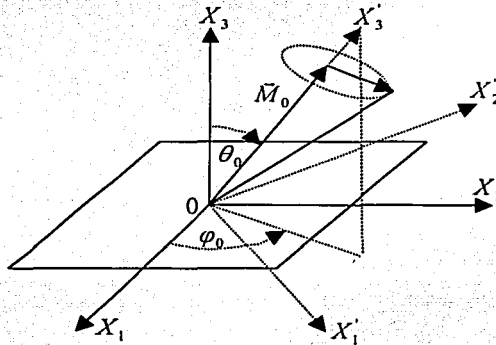


Figura 1.5. Movimiento del vector de magnetización alrededor de su posición de equilibrio en una película ferromagnética delgada.

U es la energía magnética libre de la película, que incluye la energía de Zeeman, la energía magnetostática y la energía anisotrópica magnética;

$$[C_{\varphi\theta}] = \begin{bmatrix} \cos^2 \varphi & \frac{1}{2} \sin 2\varphi \\ \frac{1}{2} \sin 2\varphi & \sin^2 \varphi \end{bmatrix}, \quad [C_{\varphi\varphi}] = \begin{bmatrix} -\sin 2\varphi & \cos 2\varphi \\ \cos 2\varphi & \sin 2\varphi \end{bmatrix};$$

H_0 es la magnitud del campo magnético externo de corriente directa;

$$\gamma = \frac{|e|}{m} = 1.76 \times 10^{11} \left[\frac{C}{Kg} \right] \quad \text{es la razón giromagnética del electrón;}$$

$$\omega_0 = \mu_0 \gamma H_0;$$

M_0 es la magnitud del campo de magnetización de saturación de la película;

$$\omega_m = \mu_0 \gamma M_0;$$

α es la constante de amortiguamiento;

R_1 es el coeficiente Hall anormal.

En el caso particular, en el cual la película ferromagnética trabaja bajo la influencia de un campo magnético fuerte y además el vector de magnetización \vec{M}_0 esta en la misma dirección del vector del campo magnético externo H_0 , las expresiones para las componentes del tensor de T se reducen a las siguientes expresiones [13]:

$$T_{11} = \frac{\omega_0}{\omega_m} + 1 \quad (1.22)$$

$$T_{22} = \frac{\omega_0}{\omega_m} \quad (1.23)$$

$$T_{12} = T_{21} = 0. \quad (1.24)$$

Por lo que con las expresiones 1.21, 1.22, 1.23 y 1.24 estamos en la condición de poder determinar el tensor de susceptibilidad magnetorresistiva de una película ferromagnética magnetizada arbitrariamente.

1.4 Conclusiones

En este capítulo se ha hecho una exposición de los conceptos generales de los detectores magnetorresistivos. Por lo que se obtuvieron los antecedentes relacionados con su principio de operación, estructura y los materiales utilizados para su construcción, para poder abordar una análisis más riguroso entendiendo físicamente los parámetros integrales del medio. Con base en lo anterior, en el siguiente capítulo se realizará el análisis electrodinámico de un detector magnetorresistivo en una estructura tipo microcinta.

CAPÍTULO DOS

***ANÁLISIS ELECTRODINÁMICO DE DETECTORES
MAGNETORRESISTIVOS***

En este capítulo se presentan los diferentes métodos de análisis electrodinámico de onda completa que se llevaron a cabo para obtener en primer lugar la constante de propagación y las distribuciones del campo electromagnético y posteriormente la distribución de la densidad de corriente en la película magnetorresistiva, así como la potencia y la impedancia característica.

2.1 Planteamiento del problema y métodos de solución

Dado que el campo detectado esta dado por la expresión (1.20)

$$E_{0k} = 0.5 \cdot \text{Re} \left[\left(\mathcal{X}_{kpl} \cdot \bar{h}_l \right) \cdot J_p^* \right],$$

donde los subíndices varían como se indica:

$$\begin{aligned} k, p &= 1, 2 \\ l &= 1, 2, 3 \end{aligned}$$

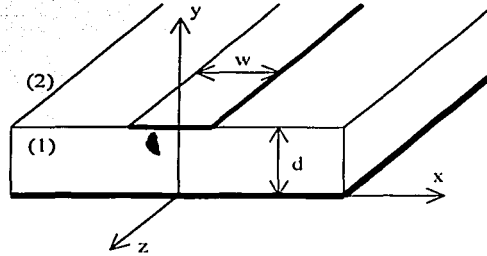
para nuestro caso $J_p = J_x \text{ ó } J_z$ y $h_l = h_x, h_y, \text{ ó } h_z$

Por lo que para determinar el campo eléctrico propio detectado, primero es necesario realizar un análisis electrodinámico, para determinar en primera instancia la constante de propagación y con esta la distribución de corriente así como la distribución del campo electromagnético en la película ferromagnética con una estructura tipo microcinta. Posteriormente se determinarán los parámetros de la estructura y su relación con el sensor magnetorresistivo, además se calcularán todas las variables para obtener el tensor de susceptibilidad magnetorresistiva y poder obtener el campo eléctrico propio detectado y en consecuencia una diferencia de potencial.

Con base en esto se propone una estructura como la mostrada en la figura 2.1. En ella se muestra la sección transversal de esta y se asume que es uniforme e infinita tanto en la dirección x como en la dirección z . También se asume que la película delgada es una aleación de Hierro-Níquel (Ni81Fe19 permalloy), y que el sustrato es un material dieléctrico con un permitividad ϵ_r , y una permabilidad μ_r , así como que el plano de tierra es un conductor perfecto.

De acuerdo a este tipo de estructura nos podemos dar cuenta que se trata de un análisis de una línea de transmisión tipo microcinta. Los métodos de análisis para una estructura de este tipo se dividen en dos grupos principalmente. El primer grupo se refiere a los métodos cuasi-estáticos, en los cuales se considera que la naturaleza del modo de propagación es una onda del tipo transversal electromagnética pura y las características de la microcinta así como la impedancia característica son calculadas a partir de la capacitancia electrostática de la estructura. El segundo grupo se refiere a un análisis de onda completa, en el cual se toma en consideración la naturaleza híbrida del modo de propagación. Estos métodos son más

rigurosos pero analíticamente más complejos. Sin embargo una gran ventaja de los métodos de análisis de onda completa es la información que proporcionan acerca de la naturaleza dispersiva de este tipo de línea de transmisión, lo cual incluye la variación de la impedancia característica y de la velocidad de fase (constante dieléctrica efectiva ϵ_{refe}) con la frecuencia.



w: ancho de la película
d: altura del sustrato

Figura 2.1 Configuración de la estructura tipo microcinta

Como se sabe, los modos de propagación en una microcinta no pueden ser ondas puras TE o TM, por lo que son requeridas las componentes longitudinales E_z y H_z . De esta manera los modos híbridos pueden ser considerados como una superposición de ondas TE y TM, los cuales pueden ser expresados en función de dos potenciales escalares ψ_h y ψ_e respectivamente. Desarrollando las dos primeras ecuaciones de Maxwell, las componentes longitudinales y transversales de las amplitudes complejas de los campos eléctrico y magnético pueden ser escritas como [14]:

$$E_z = j[(k^2 - \beta^2) / \beta] \psi_e(x, y) e^{-j\beta z} \quad (2.1)$$

$$H_z = j[(k^2 - \beta^2) / \beta] \psi_h(x, y) e^{-j\beta z} \quad (2.2)$$

$$E_t = [-\nabla_t \psi_e(x, y) + (\omega \mu / \beta) (\hat{z} \times \nabla_t) \psi_h(x, y)] e^{-j\beta z} \quad (2.3)$$

$$H_t = [-(\omega \epsilon / \beta) (\hat{z} \times \nabla_t) \psi_e(x, y) - \nabla_t \psi_h(x, y)] e^{-j\beta z}, \quad (2.4)$$

donde β es la constante de propagación, $j = \sqrt{-1}$ y $k^2 = \omega^2 (\epsilon_r \epsilon_0 \mu_r \mu_0)$.

Manejando estas ecuaciones podemos obtener las expresiones de los campos transversales en función de los potenciales escalares, esto es:

$$E_x = \left[-\frac{\partial \psi_e(x, y)}{\partial x} - \left(\frac{\omega \mu}{\beta} \right) \frac{\partial \psi_h(x, y)}{\partial y} \right] e^{-j\beta z} \quad (2.5)$$

$$E_y = \left[-\frac{\partial \psi_e(x, y)}{\partial y} + \left(\frac{\omega \mu}{\beta} \right) \frac{\partial \psi_h(x, y)}{\partial x} \right] e^{-j\beta z} \quad (2.6)$$

$$H_x = \left[-\frac{\partial \psi_h(x, y)}{\partial x} + \left(\frac{\omega \varepsilon}{\beta} \right) \frac{\partial \psi_e(x, y)}{\partial y} \right] e^{-j\beta z} \quad (2.7)$$

$$H_y = \left[-\left(\frac{\omega \varepsilon}{\beta} \right) \frac{\partial \psi_e(x, y)}{\partial x} - \frac{\partial \psi_h(x, y)}{\partial y} \right] e^{-j\beta z} \quad (2.8)$$

Para los análisis de onda completa que se realizaron para esta microcinta, se utilizó una transformación de Fourier a lo largo de la dirección del eje x (paralelo al sustrato y perpendicular a la cinta). Por lo que, en el dominio de la Transformada de Fourier, los potenciales φ_h y φ_e pueden ser escritos como:

$$\varphi_i^e(\alpha, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \psi_i^e(x, y) e^{-j\alpha x} dx$$

y

$$\psi_i^e(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_i^e(\alpha, y) e^{j\alpha x} d\alpha \quad (2.9)$$

Y una relación similar se obtiene para el potencial ψ_i^h . Donde los subíndices $i = 1, 2$ designan la región 1 (sustrato) y 2 (aire) respectivamente. Las funciones φ_h y φ_e ambas satisfacen la ecuación de onda, la cual puede ser escrita como:

$$\nabla_i^2 \psi_{e,h} + P_i^2 \psi_{e,h} = 0$$

es decir:

$$\frac{\partial^2 \psi_{e,h}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_{e,h}}{\partial y^2} + P_i^2 \psi_{e,h} = 0 \quad (2.10)$$

donde

$$P_1^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 \mu_r \varepsilon_r - \beta^2 \quad (2.11a)$$

y

$$P_2^2 = \omega^2 \mu_0 \varepsilon_0 - \beta^2 \quad (2.11b)$$

Tomando la transformada de Fourier en la dirección del eje x , se tiene:

$$\left(\frac{d^2}{dy^2} + P_2^2 - \alpha^2 \right) \bar{\varphi}_{e,h}(\alpha, y) = 0, \quad y > d \quad (2.12a)$$

$$\left(\frac{d^2}{dy^2} + P_1^2 - \alpha^2 \right) \bar{\varphi}_{e,h}(\alpha, y) = 0, \quad y < d, \quad (2.12b)$$

cuya solución es de la forma

$$\bar{\varphi} = C_1 e^{-\gamma_1 y} + C_2 e^{\gamma_1 y} = A \cos \gamma_1 y + B \sin \gamma_1 y.$$

Tomando en cuenta las condiciones de frontera en el plano de tierra y en el infinito, así como la simetría alrededor del plano $x = 0$, las soluciones que se obtienen son:

$$\begin{aligned} \bar{\varphi}_e(\alpha, y) &= A_s \sin \gamma_1 y, & y < d \\ \bar{\varphi}_e(\alpha, y) &= B_s e^{-\gamma_2(y-d)}, & y > d \\ \bar{\varphi}_h(\alpha, y) &= C_s \cos \gamma_1 y, & y < d \\ \bar{\varphi}_h(\alpha, y) &= D_s e^{-\gamma_2(y-d)}, & y > d, \end{aligned} \quad (2.13)$$

donde

$$\gamma_1 = (P_1^2 - \alpha^2)^{1/2}. \quad (2.14a)$$

Dado que la energía total de la onda debe ser finita y los modos de propagación natural para el dieléctrico aterrizado son modos superficiales [14-15], los campos deben caer exponencialmente con “ y ” en la región ($y > d$), por lo que:

$$\gamma_2 = (\alpha^2 - P_2^2)^{1/2}. \quad (2.14b)$$

Para encontrar las constantes A_s , B_s , C_s y D_s , aplicamos las condiciones de frontera en la interfaz sustrato (región 1) y aire (región 2), esto es:

$$\tilde{E}_{z1} = \tilde{E}_{z2} \quad (2.15)$$

$$\tilde{E}_{x1} = \tilde{E}_{x2} \quad (2.16)$$

$$\tilde{H}_{z1} - \tilde{H}_{z2} = -I_x(\alpha) \quad (2.17)$$

$$\tilde{H}_{x1} - \tilde{H}_{x2} = I_z(\alpha). \quad (2.18)$$

Donde $I_x(\alpha)$ e $I_z(\alpha)$ son las transformadas de Fourier de las densidades de corriente superficial tanto transversal como longitudinal en la película

Utilizando las ecuaciones de los campos (2.5-2.8), las soluciones de la ecuación de onda (2.13) y las condiciones de frontera (2.15-2.18), se obtiene:

$$B_s = \left[\frac{-X}{V^2 - ZX} \right] I_z(\alpha) - \left[\left(\frac{X}{V^2 - ZX} \right) \left(\frac{\alpha \beta}{P_1^2} \right) - \frac{YV}{V^2 - ZX} \right] I_x(\alpha) \quad (2.19)$$

$$A_s = \left(\frac{P_2^2}{P_1^2} \right) \left(\frac{1}{\text{sen}(\gamma_1 d)} \right) B_s \quad (2.20)$$

$$D_s = \frac{I_z(\alpha)}{V} - \frac{Z}{V} B_s + \frac{\alpha \beta}{VP_1^2} I_x(\alpha) \quad (2.21)$$

$$C_s = \frac{-(j\beta) I_x(\alpha) + P_2^2 D_s}{P_1^2 \cos(\gamma_1 d)} \quad (2.22)$$

donde:

$$V = -j\alpha \left[\left(\frac{P_2^2}{P_1^2} \right) - 1 \right]$$

$$X = \left(\frac{\omega \mu \gamma_1}{\beta} \right) \left(\frac{P_2^2}{P_1^2} \right) \tan \gamma_1 d - \left(\frac{\omega \mu \gamma_2}{\beta} \right) \quad (2.23)$$

$$Y = (j\omega \mu \gamma_1) \left(\frac{1}{P_1^2} \right) \tan \gamma_1 d$$

$$Z = \left(\frac{\omega \varepsilon \gamma_1}{\beta} \right) \left(\frac{P_2^2}{P_1^2} \right) \cot \gamma_1 d + \left(\frac{\omega \varepsilon \gamma_2}{\beta} \right)$$

El valor de la constante de propagación β , se espera se encuentre en el intervalo $\beta_0 \leq \beta \leq \beta_0 \sqrt{\mu_r \varepsilon_r}$, donde $\beta_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$. Además podemos relacionar la constante de propagación β con la constante ξ , de la siguiente manera:

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\xi} \quad (2.24)$$

donde:

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

λ_0 es la longitud de onda en el espacio libre;

$$\xi = \epsilon_{eff} \cdot \mu_{eff};$$

μ_{eff} es la permeabilidad relativa efectiva de la línea tipo microcinta;

ϵ_{eff} es la constante dieléctrica relativa efectiva de la línea microcinta.

Se puede encontrar ξ considerando los siguientes aspectos:

Aplicando las condiciones de frontera en la cinta. Por ejemplo considerando la película metálica como un conductor perfecto, se tiene:

$$E_{z2}(x, d) = 0 \quad \text{para } -w/2 \leq x \leq w/2 \quad (2.25a)$$

$$\frac{dH_{z2}(x, d)}{dy} = 0 \quad (2.25b)$$

Hasta aquí es una formulación general para una línea de transmisión tipo microcinta. Ahora, para resolver el problema existen varios métodos con ventajas y desventajas entre ellos, dentro de todos estos se eligieron dos técnicas: el método propuesto por Denlinger [15] y el método de momentos. Primeramente aplicamos el método propuesto por Denlinger considerando la cinta de metal ideal, para tener una referencia y saber si nuestro desarrollo era correcto. Posteriormente, utilizamos el método de Denlinger pero ahora considerando las pérdidas resistivas en la película. Finalmente para obtener el modelo matemático adecuado se tomo en cuenta las pérdidas resistivas en la película utilizando el método de momentos. Con base en esto el problema fue analizado para los siguientes casos.

2.1.1 Solución de la ecuación integral utilizando el método de Denlinger considerando la película como conductor perfecto

Sustituyendo las expresiones de los potenciales eléctrico y magnético (2.13), en las expresiones de los campos (2.1) y (2.2) y tomando la antitransformada de Fourier de estos se obtienen las siguientes expresiones para los campos longitudinales:

$$E_{z2}(x, y) = \left(\frac{1}{2\pi} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{P_2^2}{j\beta} B_x \cos \alpha x e^{[-\gamma_2(y-d)]} d\alpha \quad (2.26)$$

$$H_{z2}(x, y) = \left(\frac{1}{2\pi} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{P_2^2}{\beta} D_x \sin \alpha x e^{[-\gamma_2(y-d)]} d\alpha. \quad (2.27)$$

Ahora, sustituyendo las expresiones para B_x (2.19) y D_x (2.21) en las expresiones de los campos electromagnéticos (2.26) y (2.27) y estas a su vez en las condiciones de frontera dadas por las expresiones (2.25a) y (2.25b). Se obtiene un par de ecuaciones integrales en las que se involucran las dos componentes de la densidad corriente superficial (I_z e I_x). Sin embargo dado que el ancho de la película utilizada es muy pequeño comparado con la longitud de onda, se puede despreciar la componente transversal de la densidad de corriente superficial I_x , obteniéndose resultados con muy buena aproximación [14]. De esta manera haciendo $I_x = 0$, el problema se reduce a una ecuación integral que es mucho más sencilla de resolver. Esta es:

$$\int_0^{\infty} \frac{\gamma_1 \left[\left(\frac{\xi-1}{\mu_r \epsilon_r - \xi} \right) \mu_r \tan \gamma_1 d + \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \right] I_z(\alpha w)}{\left[\left(\frac{\mu_r \epsilon_r - 1}{\mu_r \epsilon_r - \xi} \right) (\alpha \lambda_0) \right]^2 + (\epsilon_r \gamma_1^2 \left(\frac{\lambda_0^2}{\xi} \right) \left[\left(\frac{\xi-1}{\mu_r \epsilon_r - \xi} \right) \mu_r \tan \gamma_1 d + \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \right] \left[\left(\frac{\xi-1}{\mu_r \epsilon_r - \xi} \right) \cot \gamma_1 d - \frac{\gamma_2}{\epsilon_r \gamma_1} \right]} d(\alpha w) = 0 \quad (2.28)$$

donde

$$I_z(\alpha w) = J_0(\alpha w/2).$$

J_0 es la Función de Bessel de orden cero, e $I_z(\alpha w)$ representa la función de distribución de la densidad de corriente superficial empleada, la cual fue propuesta por Denlinger [15]. Se resolvió numéricamente la ecuación integral, encontrando el valor de ξ .

Para establecer la validez de nuestros resultados, se comparó con los obtenidos por Denlinger [15], que a su vez comparó con la solución de Bryant y Weiss. Se analizó una línea tipo microcinta con $w/d=0.4$. Al comparar nuestros resultados con los de Denlinger encontramos errores menores al 1%. Los resultados se muestran en la figura 2.2.

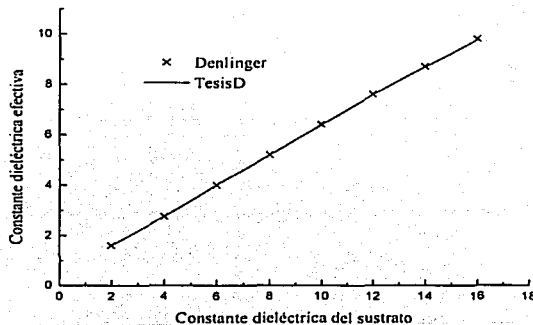


Figura 2.2 Valores de ξ contra diferentes valores de ϵ_r ; $w/d=0.4$.

2.1.2 Solución de la ecuación integral utilizando el método de Denlinger considerando la resistencia superficial de la película

Una vez encontrado el valor de ξ , y habiendo comparado con trabajos similares anteriores. Estamos seguros que nuestro planteamiento ha sido correcto, por lo que ahora se procederá a encontrar la distribución de los campos electromagnéticos pero ahora considerando la resistencia superficial de la película delgada.

Del planteamiento inicial, lo que cambia son las condiciones de frontera tanto en la interfaz sustrato (región 1) - aire (región 2), como en la película.

Por lo que las nuevas condiciones de frontera en la interfaz sustrato-aire son:

$$\vec{E}_{z1} = \vec{E}_{z2} \quad (2.29)$$

$$\vec{E}_{x1} = \vec{E}_{x2} \quad (2.30)$$

$$\vec{H}_{z1} - \vec{H}_{z2} = -\vec{J}_x(\alpha) \cdot t \quad (2.31)$$

$$\vec{H}_{x1} - \vec{H}_{x2} = \vec{J}_z(\alpha) \cdot t, \quad \text{para } -w/2 \leq x \leq w/2 \quad (2.32)$$

donde $\vec{J}(\alpha)$ es la densidad de corriente [A/m^2] y " t " [m] es el espesor de la película.

Como se puede observar, las condiciones de frontera son muy similares, salvo que para los campos magnéticos tenemos los términos $(\vec{J}(\alpha) \cdot t)$, lo cual debemos tener en cuenta para las constantes A_s, B_s, C_s y D_s .

Por lo que se refiere a las condiciones de frontera en la película, primero vamos a considerar lo siguiente:

Como es muy difícil caracterizar la película en cuanto a su espesor, consideramos que lo que conocemos es su **resistencia superficial**. La resistencia superficial de una película delgada se puede expresar con la siguiente fórmula

$$R_s = \frac{1}{\sigma t}, \quad (2.33)$$

donde σ es la conductividad del material.

La condición de frontera en la película se puede obtener utilizando la Ley de Ohm, esto es:

$$E_{z2}(x, d) = \frac{J_z}{\sigma} \quad (2.34)$$

Además debemos notar los siguientes cambios.

De (2.11a) y (2.11b), tenemos que:

$$P_1^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 \mu_r \epsilon_r - k^2 \quad \text{y} \quad P_2^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0 - k^2,$$

pero ahora la constante de propagación es compleja, es decir:

$$k = \beta - \alpha_p j, \quad (2.35)$$

dado que se propuso una dependencia con z de la forma e^{-jkz} y sustituyendo tenemos:

$$e^{-jkz} = e^{-j(\beta - j\alpha_p)z} = e^{-\alpha_p z} \cdot e^{-j\beta z}.$$

En consecuencia de esto, tenemos también una γ compleja, es decir:

$$\gamma_1^2 = \omega^2 \mu_r \epsilon_r \mu_0 \epsilon_0 - (\beta - j\alpha_p)^2 - \alpha^2 \quad (2.36)$$

$$\gamma_2^2 = \alpha^2 - [\omega^2 \mu_0 \epsilon_0 - (\beta - j\alpha_p)^2], \quad (2.37)$$

donde

α es la variable de la transformación de Fourier,

α_p es la constante de pérdidas.

De acuerdo con las expresiones (2.19 a 2.22) y (2.31, 2.32) para las nuevas constantes A_s , B_s , C_s y D_s , solo es necesario sustituir la densidad de corriente superficial por la densidad de corriente multiplicada por el espesor “ t ”.

Sustituyendo la expresión del campo eléctrico (2.26) y la constante B_s (2.19) en (2.34), así como considerar $J_x=0$ se obtiene la siguiente ecuación integral

$$\int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{P_2^2}{j2\pi k} \left(\frac{X}{V^2 - ZX} \right) \cdot \mathcal{J}_z(\alpha) - \frac{1}{2\pi} R_s \cdot \mathcal{J}_z(\alpha) \right] d\alpha = 0, \quad (2.38)$$

donde V , X , Y y Z están dadas por la ecuación (2.23).

Se resolvió numéricamente la ecuación integral, encontrando el valor de la constante de propagación compleja “ k ” y con esta los valores de β y de α_p que resuelven la ecuación (2.38).

Ahora que ya se tiene la constante de propagación y con ella la solución de las funciones de potencial φ_h y φ_e ecuaciones (2.9), es necesario desarrollar las ecuaciones (2.1 a 2.8) para determinar las distribuciones de los campos electromagnéticos tanto transversales como longitudinales. Por lo que se tiene:

Sustituyendo la ecuación (2.13) en (2.1) y en (2.2) y tomando la antitransformada de Fourier, se tienen las expresiones de los campos electromagnéticos longitudinales en ambas regiones, esto es:

$$E_{z2}(x, y) = \left(\frac{1}{2\pi} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{P_2^2}{jk} B_s \cos(\alpha x) e^{-\gamma_2(y-d)} d\alpha \quad \text{para } y > d \quad (2.39)$$

$$E_{z1}(x, y) = \left(\frac{1}{2\pi} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{P_1^2}{jk} A_s \cos(\alpha x) \cdot \text{sen}(\gamma_1 y) d\alpha \quad \text{para } y < d \quad (2.40)$$

$$H_{z2}(x, y) = \left(\frac{1}{2\pi} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{P_2^2}{k} D_s \text{sen}(\alpha x) e^{-\gamma_2(y-d)} d\alpha \quad \text{para } y > d \quad (2.41)$$

$$H_{z1}(x, y) = \left(\frac{1}{2\pi} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{P_1^2}{jk} C_s \text{sen}(\alpha x) \cdot \text{cos}(\gamma_1 y) d\alpha \quad \text{para } y < d \quad (2.42)$$

Siguiendo un mismo procedimiento, pero ahora sustituyendo la ecuación (2.13) en las ecuaciones (2.5 a 2.8) y tomando la antitransformada de Fourier, se tienen las expresiones de los campos electromagnéticos transversales en ambas regiones, esto es:

$$H_{x1}(x, y) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} j\alpha C_s \cos(\gamma_1 y) e^{j\alpha x} d\alpha + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\omega \mathcal{E}}{k} \right) A_s \gamma_1 \cos(\gamma_1 y) e^{j\alpha x} d\alpha \quad (2.43)$$

$$H_{x2}(x, y) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} j\alpha D_s e^{-\gamma_2(y-d)} e^{j\alpha x} d\alpha - \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\omega \mathcal{E}_0}{k} \right) B_s \gamma_2 e^{-\gamma_2(y-d)} e^{j\alpha x} d\alpha \quad (2.44)$$

$$H_{y1}(x, y) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\omega \mathcal{E}}{k} \right) j\alpha A_s \text{sen}(\gamma_1 y) e^{j\alpha x} d\alpha + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} C_s \gamma_1 \text{sen}(\gamma_1 y) e^{j\alpha x} d\alpha \quad (2.45)$$

$$H_{y2}(x, y) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\omega \mathcal{E}_0}{k} \right) j\alpha B_s e^{-\gamma_2(y-d)} e^{j\alpha x} d\alpha + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} D_s \gamma_2 e^{-\gamma_2(y-d)} e^{j\alpha x} d\alpha \quad (2.46)$$

$$E_{x1}(x, y) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} j\alpha A_x \sin(\gamma_1 y) e^{j\alpha x} d\alpha + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\omega\mu}{k}\right) C_x \gamma_1 \sin(\gamma_1 y) e^{j\alpha x} d\alpha \quad (2.47)$$

$$E_{x2}(x, y) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} j\alpha B_x e^{[-\gamma_2(y-d)]} e^{j\alpha x} d\alpha + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\omega\mu_0}{k}\right) D_x \gamma_2 e^{[-\gamma_2(y-d)]} e^{j\alpha x} d\alpha \quad (2.48)$$

$$E_{y1}(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\omega\mu}{k}\right) j\alpha C_x \cos(\gamma_1 y) e^{j\alpha x} d\alpha - \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A_x \gamma_1 \cos(\gamma_1 y) e^{j\alpha x} d\alpha \quad (2.49)$$

$$E_{y2}(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\omega\mu_0}{k}\right) j\alpha D_x e^{[-\gamma_2(y-d)]} e^{j\alpha x} d\alpha + \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} B_x \gamma_2 e^{[-\gamma_2(y-d)]} e^{j\alpha x} d\alpha \quad (2.50)$$

Una vez que se obtuvieron las expresiones de todos los campos electromagnéticos, se procedió a revisar las condiciones de frontera, y se encontró que se satisfacían con una muy buena aproximación para el modelo de corriente propuesto por Denlinger [15]. Sin embargo no dimos cuenta que al elegir un modelo distinto de distribución de densidad de corriente, las condiciones de frontera se cumplían dependiendo de la distribución de la densidad de corriente elegida, lo cual no es una buena solución y en sí representa una desventaja del **método de Denlinger**. Por lo que se procedió a cambiar de método para resolver las ecuaciones integrales y obtener con ello primero una nueva constante de propagación y posteriormente las distribuciones de los campos electromagnéticos.

Con base en los resultados obtenidos anteriormente, se decidió utilizar el **método de momentos** el cual determina, aparte de la variable de propagación, la distribución de corriente. Así que se procedió a plantear nuevamente el problema y resolverlo para poder determinar la distribución del campo electromagnético y comparar con los resultados anteriores.

2.1.3 Solución de la ecuación integral utilizando el método de momentos considerando la resistencia superficial de la película y solo la componente longitudinal de la corriente

De acuerdo a la ecuación (2.34), la condición de frontera en la película en $y = d$ es:

$$E_{z2}(x, d) = \frac{J_z(x)}{\sigma} \quad (2.51)$$

del análisis anterior sabemos que el campo eléctrico en la región dos es:

$$E_{z2}(x, y) = \left(\frac{1}{2\pi} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{P_2^2}{jk} B_1 \cos(\alpha x) e^{[-\gamma_1(y-d)]} d\alpha \quad (2.52)$$

donde

$$B_1 = \left[\frac{-X}{V^2 - ZX} \right] I_z(\alpha) + \left[\left(\frac{X}{V^2 - ZX} \right) \left(\frac{\alpha\beta}{P_1^2} \right) - \frac{YV}{V^2 - ZX} \right] I_x(\alpha). \quad (2.53)$$

Por lo que sustituyendo (2.52) y (2.53) en (2.51) y considerando solo la componente longitudinal de la densidad de corriente, tenemos:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{P_2^2}{jk} \left(\frac{-X}{V^2 - ZX} \right) J_z(\alpha) \cos(\alpha x) d\alpha - \frac{1}{2\pi\sigma} \int_{-\infty}^{\infty} J_z(\alpha) e^{j\alpha x} d\alpha = 0, \quad (2.54)$$

dividiendo entre "t" (espesor de la película) y factorizando se obtiene:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} J_z(\alpha) \cos(\alpha x) \left[\frac{P_2^2}{jk} \left(\frac{-X}{V^2 - ZX} \right) - \frac{1}{\sigma t} \right] d\alpha = 0. \quad (2.55)$$

Ahora utilizando **funciones básicas** $\cos \frac{2\pi n}{w} x$ ($n = 0, 1, 2, \dots$), $J_z(x)$ puede ser expresada como:

$$J_z(x) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \cos \frac{2\pi n}{w} x$$

por lo que

$$J_z(\alpha) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n \int_{-w/2}^{w/2} \cos \left(\frac{2\pi n}{w} x \right) x e^{-j\alpha x} dx$$

llamemos:

$$F_n(\alpha) = \int_{-w/2}^{w/2} \cos \left(\frac{2\pi n}{w} x \right) x e^{-j\alpha x} dx$$

por lo tanto

$$J_z(\alpha) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n F_n(\alpha) \approx \sum_{n=0}^N A_n F_n(\alpha), \quad (2.56)$$

donde N representa un número entero.

Sustituyendo la aproximación de la $J_z(\alpha)$ (2.56) en (2.55), obtenemos la expresión para la función de error, esto es:

$$\sum_{n=0}^N A_n \left(\frac{1}{2\pi} \right) \int_{-\infty}^{\infty} F_n(\alpha) \cos(\alpha x) \left[\frac{P_2^2}{jk} \left(\frac{-X}{V^2 - ZX} \right) - R_s \right] d\alpha = e_r(x). \quad (2.57)$$

Ahora, este error lo desarrollamos en serie de Fourier utilizando las funciones de peso $\cos \frac{2\pi m}{w} x$ ($m = 0, 1, \dots, N$), por lo que tenemos:

$$e_r(x) = \sum_{m=0}^N E_m \cos\left(\frac{2\pi m}{w} x\right) \quad (2.58)$$

donde E_m son los coeficientes de la serie.

Para minimizar el error, se debe cumplir que todos los coeficientes E_m debe ser igual a cero, esto es:

$$E_m = \int_{-w/2}^{w/2} e_r(x) \cos \frac{2\pi m}{w} x dx = 0, \quad m = 0, 1, \dots, N. \quad (2.59)$$

Sustituyendo (2.57) en (2.59) tenemos:

$$\int_{-w/2}^{w/2} \cos \frac{2\pi m}{w} x \left\{ \sum_{n=0}^N A_n \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_n(\alpha) \cos(\alpha x) \left[\frac{P_2^2}{jk} \left(\frac{-X}{V^2 - ZX} \right) - R_s \right] d\alpha \right\} dx = 0, \quad m = 0, 1, \dots, N$$

Ordenando:

$$\sum_{n=0}^N \frac{A_n}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_n(\alpha) \left[\frac{P_2^2}{jk} \left(\frac{-X}{V^2 - ZX} - R_s \right) \right] \left\{ \int_{-w/2}^{w/2} \cos\left(\frac{2\pi m}{w} x\right) \cos(\alpha x) dx \right\} d\alpha = 0$$

Y finalmente obtenemos el sistema de ecuaciones lineales:

$$\sum_{n=0}^N \frac{A_n}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_n(\alpha) G_m(\alpha) \left[\frac{P_2^2}{jk} \left(\frac{-X}{V^2 - ZX} - R_s \right) \right] d\alpha = 0, \quad m = 0, 1, \dots, N, \quad (2.60)$$

donde:

$$F_n(\alpha) = \int_{-w/2}^{w/2} \cos \frac{2\pi n}{w} x \cos(\alpha x) dx,$$

$$F_n(\alpha) = \frac{1}{\left(\frac{2\pi n}{w} - \alpha\right)} \operatorname{sen} \left(\frac{2\pi n}{w} - \alpha \right) \left(\frac{w}{2} \right) + \frac{1}{\left(\frac{2\pi n}{w} + \alpha\right)} \operatorname{sen} \left(\frac{2\pi n}{w} + \alpha \right) \left(\frac{w}{2} \right)$$

y

$$G_m(\alpha) = \int_{-w/2}^{w/2} \cos \frac{2\pi m}{w} x \cos(\alpha x) dx,$$

$$G_m(\alpha) = \frac{1}{\left(\frac{2\pi m}{w} - \alpha\right)} \operatorname{sen} \left(\frac{2\pi m}{w} - \alpha \right) \left(\frac{w}{2} \right) + \frac{1}{\left(\frac{2\pi m}{w} + \alpha\right)} \operatorname{sen} \left(\frac{2\pi m}{w} + \alpha \right) \left(\frac{w}{2} \right).$$

Ahora de la ecuación (2.60) definamos los siguientes coeficientes

$$B_{nm} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F_n(\alpha) G_m(\alpha) \left[\frac{P_2^2}{jk} \left(\frac{-X}{V^2 - ZX} - R_s \right) \right] d\alpha. \quad (2.61)$$

Por lo que utilizando las ecuaciones (2.60) y (2.61) se forma el siguiente sistema de ecuaciones:

$$\begin{aligned} A_0 B_{00} + A_1 B_{01} + A_2 B_{02} + \dots + A_N B_{0N} &= 0 \\ A_0 B_{10} + A_1 B_{11} + A_2 B_{12} + \dots + A_N B_{1N} &= 0 \\ A_0 B_{20} + A_1 B_{21} + A_2 B_{22} + \dots + A_N B_{2N} &= 0 \\ &\vdots \\ A_0 B_{N0} + A_1 B_{N1} + A_2 B_{N2} + \dots + A_N B_{NN} &= 0 \end{aligned} \quad (2.62)$$

El sistema de ecuaciones lineales representado por (2.62) es un sistema de ecuaciones lineales homogéneo, por lo que de acuerdo a la teoría de las ecuaciones lineales, la mayoría de las soluciones de este sistema son una solución trivial. La solución no trivial aparece solo cuando el determinante del sistema es igual a cero. Por lo tanto, lo que debemos hacer es variar la **constante de propagación** " $k = (\beta - j\alpha_i)$ ", ($\alpha_i = \text{pérdidas}$) e ir obteniendo el determinante hasta encontrar para que valores de la constante de propagación éste es cero. De esta manera estaríamos encontrando los valores de β y α_i **óptimos** que nos aseguran tener un determinante de la matriz de ecuaciones igual a cero.

Posteriormente, resolvemos el sistema de ecuaciones para los coeficientes A_N . Y con ello se resolvería el problema no sólo para la constante de propagación sino además encontramos los coeficientes A_N para determinar la densidad de corriente.

Con base en este análisis, se resolvió el problema primeramente para el caso ideal es decir considerando la película como un conductor perfecto " $k = \beta$ " y posteriormente considerando la resistencia superficial de la película. Obteniéndose los resultados mostrados en las tablas 2.1 y 2.2.

Tabla 2.1 Valores de la constante de propagación β , para el caso ideal ($R_s = 0$). Se tiene un sustrato de alúmina con $\epsilon_r = 9$, una frecuencia de 500 MHz, y $w=d=500 \mu\text{m}$.

Número de términos N	β óptima
1	25.7864
2	25.7793
3	25.7958
4	25.8037
5	25.8083
6	25.8113
7	25.8134
8	25.8151

Tabla 2.2 Valores de la constante de propagación " k " para diferentes valores de resistencia superficial de la película R_s . Se consideran solo dos términos del sistema de ecuaciones y un sustrato de alúmina con $\epsilon_r = 9$, una frecuencia de 500 MHz y $w=d=500 \mu\text{m}$.

R_s [Ω]	α , [N_p / m]	β [$\frac{1}{m}$]
0.003	0.0621	25.7788
0.01	0.2058	25.7740
0.03	0.5943	25.7486
0.06	1.1369	25.7343
0.15	2.7454	25.8350
1.00	15.6110	30.0548
10.00	66.1515	70.9136
50.00	152.3606	153.9752
100.00	216.6130	216.6613

2.1.4 Solución de la ecuación integral utilizando el método de momentos considerando la resistencia superficial de la película así como las componentes longitudinal y transversal de la corriente

De la primera condición de frontera (2.51) tenemos:

$$E_{z2}(x, d) = \frac{J_z(x)}{\sigma} \quad \text{en} \quad -w/2 \leq x \leq w/2.$$

Sustituyendo la expresión el campo eléctrico expresión (2.52), la expresión de la constante B_s (2.53) en la expresión (2.51) así como evaluando en $y = d$, dividiendo entre el espesor de

la película "t" y tomando la transformada de Fourier del término $\frac{J_z(x)}{\sigma}$ tenemos la primera ecuación integral, que es:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{P_2^2}{jk} \left(\frac{-X}{V^2 - ZX} \right) - R_s \right] J_z(\alpha) \cos(\alpha x) d\alpha -$$

$$\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{P_2^2}{jk} \left[\left(\frac{X}{V^2 - ZX} \right) \left(\frac{\alpha k}{P_1^2} \right) - \frac{YV}{V^2 - ZX} \right] \right] J_z(\alpha) \cos(\alpha x) d\alpha = 0, \quad (2.63)$$

donde k es la constante de propagación compleja $k = (\beta - j\alpha_l)$, α_l es el coeficiente de pérdidas, V , X , Y , y Z están dadas por la expresión (2.23) y $R_s = \frac{1}{\sigma t}$.

Dado que ahora tomaremos en cuenta la componente transversal de la densidad de corriente, una segunda condición de frontera es requerida. Por lo que para el caso en que se incluyan las pérdidas resistivas de la película, de la primera ecuación de Maxwell tenemos:

$$\text{rot } H = j\omega \varepsilon E + J. \quad (2.64)$$

De la ley de Ohm sabemos que

$$J = \sigma E. \quad (2.65)$$

Desarrollando el rotacional (2.64) tenemos:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = j\omega \varepsilon E_x + \sigma E_x + \frac{\partial H_y}{\partial z}, \quad (2.66)$$

sustituyendo (2.65) en (2.66), se tiene:

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = \frac{j\omega \varepsilon}{\sigma} \left(1 - \frac{j\sigma}{\omega \varepsilon} \right) J_x + \frac{\partial H_y}{\partial z}. \quad (2.67)$$

De la segunda ecuación de Maxwell

$$\text{rot } E = -j\omega \mu H, \quad (2.68)$$

desarrollando el rotacional, encontramos:

$$\frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{1}{j\omega \mu} \left(\frac{1}{\sigma} \frac{\partial^2 J_z}{\partial x \partial z} - \frac{1}{\sigma} \frac{\partial^2 J_x}{\partial z^2} \right) \quad (2.69)$$

Tomando la transformada de Fourier de la densidad de corriente tanto transversal como longitudinal y tomando en cuenta las derivadas en el dominio de la transformada de Fourier de (2.69), tenemos:

$$\frac{\partial \bar{H}_y}{\partial z} = \frac{1}{j\omega\mu} \left[\frac{1}{\sigma} (-jk)(j\alpha) I_z(\alpha) - \frac{1}{\sigma} (-jk)^2 J_x(\alpha) \right]. \quad (2.70)$$

Finalmente, sustituyendo (2.70) en (2.67) obtenemos la expresión de una segunda condición de frontera, esta es:

$$\frac{\partial H_{z2}(x, d)}{\partial y} = \frac{\alpha k}{j\omega\mu\sigma} I_z(\alpha) + \left[\frac{j\omega\varepsilon}{\sigma} \left(1 - \frac{j\sigma}{\omega\varepsilon} \right) + \frac{k^2}{j\omega\mu\sigma} \right] J_x(\alpha), \quad (2.71)$$

se debe observar que (2.71) es válida solamente en el intervalo. $-w/2 \leq x \leq w/2$.

Por otro lado, el campo magnético en la región 2 está dado por la ecuación (2.41)

$$H_{z2}(x, y) = \left(\frac{1}{2\pi} \right) \int_{-\infty}^{\infty} \frac{P_2^2}{k} D_s \text{sen}(\alpha x) e^{[-\gamma_2(y-d)]} d\alpha.$$

Sustituyendo las expresiones de D_s (2.21), del campo H_{z2} (2.41) en la segunda condición de frontera (2.71). Y desarrollando esta, obtenemos la segunda ecuación integral, que es:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{-\gamma_2 P_2^2}{k} \left(\frac{1}{V} + \frac{ZX}{V(V^2 - ZX)} \right) - \frac{\alpha k R_s}{\omega\mu} \right] J_z(\alpha) \text{sen}(\alpha x) d\alpha + \\ & \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{-\gamma_2 P_2^2}{k} \left[\left(\frac{\alpha k}{P_1^2 V} \right) + \left(\frac{XZ}{V(V^2 - ZX)} \right) \left(\frac{\alpha k}{P_1^2} \right) - \left(\frac{YZ}{V^2 - ZX} \right) \right] + \omega\varepsilon R_s \left(1 - \frac{j\sigma}{\omega\varepsilon} \right) - \frac{k^2 R_s}{\omega\mu} \right\} J_x(\alpha) \text{sen}(\alpha x) d\alpha = 0 \end{aligned} \quad (2.72)$$

Si siguiendo el procedimiento del **método de momentos** expuesto anteriormente, llegamos a las siguientes expresiones para las funciones del error

$$\sum_{n=0}^{\infty} X_n \left(\frac{1}{2\pi} \right) \int_{-\infty}^{\infty} E_n(\alpha) \cos(\alpha x) \left[\frac{P_2^2}{jk} \left[\left(\frac{X}{V^2 - ZX} \right) \left(\frac{\alpha k}{P_1^2} \right) - \frac{YV}{V^2 - ZX} \right] \right] d\alpha = e_n(x) \quad (2.73)$$

y

$$\sum_{n=0}^{N_1} Z_n \left(\frac{1}{2\pi} \right) \int_{-\infty}^{\infty} F_n(\alpha) \operatorname{sen}(\alpha x) \left[\frac{-\gamma_2 P_2^2}{k} \left(\frac{1}{V} + \frac{ZX}{V(V^2 - ZX)} \right) - \frac{\alpha k R_s}{\omega \mu} \right] d\alpha +$$

$$\sum_{n=0}^{\infty} X_n \left(\frac{1}{2\pi} \right) \int_{-\infty}^{\infty} E_n(\alpha) \operatorname{sen}(\alpha x) \left\{ \frac{-\gamma_2 P_2^2}{k} \left[\left(\frac{\alpha k}{P_1^2 V} \right) + \left(\frac{XZ}{V(V^2 - ZX)} \right) \left(\frac{\alpha k}{P_1^2} \right) - \left(\frac{YZ}{V^2 - ZX} \right) \right] + \omega \varepsilon R_s \left(1 - \frac{j\sigma}{\omega \varepsilon} \right) - \frac{k^2 R_s}{\omega \mu} \right\} d\alpha = e_r(x)$$

(2.74)

Finalmente, minimizando el error tenemos:

$$\sum_{n=0}^{N_1} \sum_{m=0}^{N_2} Z_n \left(\frac{1}{2\pi} \right) \int_{-\infty}^{\infty} F_n(\alpha) G_m(\alpha) \left[\frac{P_2^2}{jk} \left(\frac{-X}{V^2 - ZX} \right) - R_s \right] d\alpha -$$

$$\sum_{n=0}^{N_1} \sum_{m=0}^{N_2} X_n \left(\frac{1}{2\pi} \right) \int_{-\infty}^{\infty} E_n(\alpha) G_m(\alpha) \left[\frac{P_2^2}{jk} \left[\left(\frac{X}{V^2 - ZX} \right) \left(\frac{\alpha k}{P_1^2} \right) - \frac{YV}{V^2 - ZX} \right] \right] d\alpha = 0$$

(2.75)

y

$$\sum_{n=0}^{N_1} \sum_{m=0}^{N_2} Z_n \left(\frac{1}{2\pi} \right) \int_{-\infty}^{\infty} F_n(\alpha) H_m(\alpha) \left[\frac{-\gamma_2 P_2^2}{k} \left(\frac{1}{V} + \frac{ZX}{V(V^2 - ZX)} \right) - \frac{\alpha k R_s}{\omega \mu} \right] d\alpha +$$

$$\sum_{n=0}^{N_1} \sum_{m=0}^{N_2} X_n \left(\frac{1}{2\pi} \right) \int_{-\infty}^{\infty} E_n(\alpha) H_m(\alpha) \left\{ \frac{-\gamma_2 P_2^2}{k} \left[\left(\frac{\alpha k}{P_1^2 V} \right) + \left(\frac{XZ}{V(V^2 - ZX)} \right) \left(\frac{\alpha k}{P_1^2} \right) - \left(\frac{YZ}{V^2 - ZX} \right) \right] + \omega \varepsilon R_s \left(1 - \frac{j\sigma}{\omega \varepsilon} \right) - \frac{k^2 R_s}{\omega \mu} \right\} d\alpha = 0$$

(2.76)

Donde:

$$F_n(\alpha) = \int_{-w/2}^{w/2} \cos\left(\frac{2\pi n}{w}\right) x \cos(\alpha x) dx$$

$$E_n(\alpha) = \int_{-w/2}^{w/2} \operatorname{sen}\left(\frac{2\pi n}{w}\right) x (-j \sin(\alpha x)) dx$$

$$H_m(\alpha) = \int_{-w/2}^{w/2} \operatorname{sen}\left(\frac{2\pi m}{w}\right) x \sin(\alpha x) dx$$

$$G_m(\alpha) = \int_{-w/2}^{w/2} \cos\left(\frac{2\pi m}{w}\right) x \cos(\alpha x) dx$$

Ahora de las ecuación (2.75) y (2.76) nombramos los coeficientes A_{mn} , B_{mn} , C_{mn} y D_{mn} como los términos que contienen las integrales, es decir:

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

$$A_{mn} = \left(\frac{1}{2\pi} \right) \int_{-\infty}^{\infty} F_n(\alpha) G_m(\alpha) \left[\frac{P_2^2}{jk} \left(\frac{-X}{V^2 - ZX} \right) - R_s \right] d\alpha \quad (2.77)$$

$$B_{mn} = \left(\frac{1}{2\pi} \right) \int_{-\infty}^{\infty} E_n(\alpha) G_m(\alpha) \left[\frac{P_2^2}{jk} \left[\left(\frac{X}{V^2 - ZX} \right) \left(\frac{\alpha k}{P_1^2} \right) - \frac{YV}{V^2 - ZX} \right] \right] d\alpha \quad (2.78)$$

$$C_{mn} = \left(\frac{1}{2\pi} \right) \int_{-\infty}^{\infty} F_n(\alpha) H_m(\alpha) \left[\frac{-\gamma_2 P_2^2}{k} \left(\frac{1}{V} + \frac{ZX}{V(V^2 - ZX)} \right) - \frac{\alpha k R_s}{\omega \mu} \right] d\alpha \quad (2.79)$$

$$D_{mn} = \left(\frac{1}{2\pi} \right) \int_{-\infty}^{\infty} E_n(\alpha) H_m(\alpha) \left\{ \frac{-\gamma_2 P_2^2}{k} \left[\left(\frac{\alpha k}{P_1^2 V} \right) + \left(\frac{XZ}{V(V^2 - ZX)} \right) \left(\frac{\alpha k}{P_1^2} \right) - \left(\frac{YZ}{V^2 - ZX} \right) \right] + \omega \epsilon R_s \left(1 - \frac{j\sigma}{\omega \epsilon} \right) - \frac{k^2 R_s}{\omega \mu} \right\} d\alpha \quad (2.80)$$

Desarrollando las expresiones (2.75) y (2.76), obtenemos un sistema de ecuaciones como se indica a continuación.

$$\begin{aligned} Z_0 A_{00} + Z_1 A_{01} + \dots + Z_{N_1} A_{0N_1} + X_0 B_{00} + X_1 B_{01} + \dots + X_{N_1} B_{0N_1} &= 0 \\ Z_0 A_{10} + Z_1 A_{11} + \dots + Z_{N_1} A_{1N_1} + X_0 B_{10} + X_1 B_{11} + \dots + X_{N_1} B_{1N_1} &= 0 \\ \vdots & \\ Z_0 A_{N_10} + Z_1 A_{N_11} + \dots + Z_{N_1} A_{N_1N_1} + X_0 B_{N_10} + X_1 B_{N_11} + \dots + X_{N_1} B_{N_1N_1} &= 0 \end{aligned} \quad (2.81)$$

$$\begin{aligned} Z_0 C_{00} + Z_1 C_{01} + \dots + Z_{N_2} C_{0N_2} + X_0 D_{00} + X_1 D_{01} + \dots + X_{N_2} D_{0N_2} &= 0 \\ Z_0 C_{10} + Z_1 C_{11} + \dots + Z_{N_2} C_{1N_2} + X_0 D_{10} + X_1 D_{11} + \dots + X_{N_2} D_{1N_2} &= 0 \\ \vdots & \\ Z_0 C_{N_20} + Z_1 C_{N_21} + \dots + Z_{N_2} C_{N_2N_2} + X_0 D_{N_20} + X_1 D_{N_21} + \dots + X_{N_2} D_{N_2N_2} &= 0 \end{aligned}$$

Nótese que tenemos ahora $(N_1 + N_2)$ número de ecuaciones, normalmente $N_1 = N_2$. Ósea el doble de ecuaciones que en el caso cuando se toma solamente la componente longitudinal de la densidad de corriente superficial.

El sistema de ecuaciones lineales representado por (2.81) también es un sistema de ecuaciones lineales homogéneo, por lo que de acuerdo a la teoría de las ecuaciones lineales, la mayoría de las soluciones de este sistema son una solución trivial. La solución no trivial aparece solo cuando el determinante del sistema es igual a cero. Por lo tanto, lo que

debemos hacer es variar la **constante de propagación** " $k = (\beta - j\alpha_1)$ ", e ir obteniendo el determinante hasta encontrar para que valores de la constante de propagación éste es cero. De esta manera estaríamos encontrando los valores de β y α_1 , **óptimos** que nos aseguran tener un determinante de la matriz de ecuaciones igual a cero.

Posteriormente, resolvemos el sistema de ecuaciones para los coeficientes Z_N y X_N y con ello se resolvería el problema no sólo para la constante de propagación sino además encontramos los coeficientes Z_N y X_N para determinar las expresiones de las densidades de corriente.

De manera similar, con base en este análisis se resolvió el problema primeramente para el caso ideal, es decir considerando la película como un conductor perfecto " $k = \beta$ " y posteriormente considerando la resistencia superficial de la película. Los resultados de los cálculos son mostrados en las tablas 2.3 y 2.4.

Tabla 2.3 Valores de la constante de propagación β , para el caso ideal ($R_s = 0$). Se tiene un sustrato de alúmina con $\epsilon_r = 9$, una frecuencia de 500 MHz y $w=d=500 \mu m$.

Número de términos N	$\beta_{\text{óptima}} \left[\frac{1}{m} \right]$
1	25.2745
2	25.3187
3	25.5791
4	25.6771
5	25.7244
6	25.7509
7	25.7673
8	25.7968

Tabla 2.4 Valores de la constante de propagación " k " para diferentes valores de resistencia superficial de la película R_s . Se consideran solo dos términos del sistema de ecuaciones ($N_1=N_2=2$) y un sustrato de alúmina con $\epsilon_r = 9$, una frecuencia de 500 MHz y $w=d=500 \mu m$.

$R_s \left[\Omega \right]$	$\alpha_1 \left[N_p / m \right]$	$\beta \left[\frac{1}{m} \right]$
0.003	0.0627	25.7100
0.01	0.2078	25.7532
0.03	0.6029	25.7423
0.06	1.1443	25.7249
0.15	2.7455	25.8284
1.00	15.6086	30.0544
10.00	66.1471	70.9172
15.00	81.9824	85.8309
50.00	152.3513	153.9841

Como se puede observar, en los resultados mostrados en las tablas 2.1, 2.2 para el caso considerando únicamente la componente longitudinal de la densidad de corriente superficial al compararlos con los de las tablas 2.3 y 2.4 que corresponden al caso de considerar tanto la componente transversal como la longitudinal de la densidad de corriente. Encontramos diferencias muy pequeñas, aproximadamente del orden del 2% en el peor de los casos. Por lo que se concluye con estos resultados, que en algunos casos es suficiente considerar solo la componente longitudinal de la densidad de corriente. En la parte de resultados profundizamos más en este detalle en todo el intervalo de frecuencia propuesto en el presente trabajo.

2.2 Determinación de la distribución del campo electromagnético de RF en la película ferromagnética delgada

Una vez obtenida la constante de propagación " $k = (\beta - j\alpha)$ " y los coeficientes Z_N y X_N , estamos en condiciones de obtener en primer lugar las componentes de densidad de corriente superficial y posteriormente con estas las distribuciones de los campos electromagnéticos en el cuerpo de la película.

2.2.1 Distribución de la densidad de corriente en la película

Por lo que respecta a las componentes de la densidad de corriente superficial, de acuerdo al planteamiento del método de momentos, las funciones probatorias que se utilizaron para representar dichas densidades de corriente son:

Para la componente longitudinal:

$$J_z(x) = \sum_{n=0}^{\infty} Z_n \cos \frac{2\pi n}{w} x,$$

por lo que

$$J_z(\alpha) = \sum_{n=0}^{\infty} Z_n \int_{-w/2}^{w/2} \cos \left(\frac{2\pi n}{w} \right) x e^{-j\alpha x} dx,$$

donde

$$F_n(\alpha) = \int_{-w/2}^{w/2} \cos \left(\frac{2\pi n}{w} \right) x e^{-j\alpha x} dx,$$

por lo tanto

$$J_z(\alpha) = \sum_{n=0}^{\infty} Z_n F_n(\alpha). \quad (2.82)$$

De manera similar, para la componente transversal se tiene:

$$J_x(x) = \sum_{n=0}^{\infty} X_n \operatorname{sen} \frac{2\pi n}{w} x,$$

por lo que

$$J_x(\alpha) = \sum_{n=0}^{\infty} X_n \int_{-w/2}^{w/2} \operatorname{sen} \left(\frac{2\pi n}{w} \right) x e^{-j\alpha x} dx,$$

donde

$$E_n(\alpha) = \int_{-w/2}^{w/2} \operatorname{sen} \left(\frac{2\pi n}{w} \right) x e^{-j\alpha x} dx,$$

por lo tanto

$$J_x(\alpha) = \sum_{n=0}^{\infty} X_n E_n(\alpha). \quad (2.83)$$

Como ya se tienen los coeficientes Z_N y X_N , solo es necesario desarrollar las ecuaciones (2.82 y 2.83). Por lo que de acuerdo con esto se obtuvieron los resultados mostrados en las figuras 2.3 y 2.4.

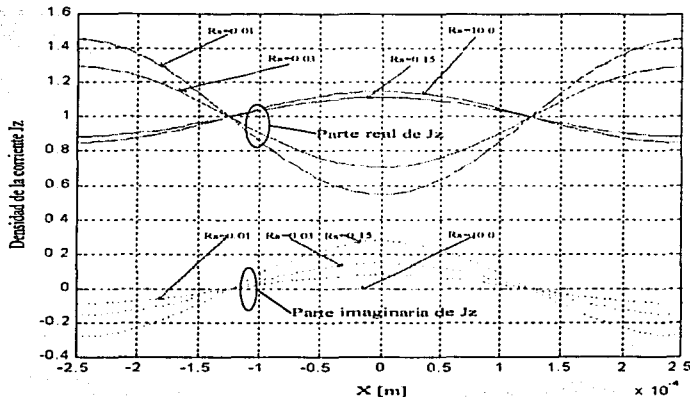


Figura 2.3 Distribución de la densidad de corriente longitudinal, calculado para una microcinta con diferentes valores de R_n , una película de permalloy (Ni_81Fe_{19}) con $\sigma = 4.9751 e^6 [1/\Omega m]$, un sustrato de alúmina $\epsilon_r = 9.9$ con $\tan \delta = 2e^{-4}$, $w = 500 \mu m$, $d = 960 \mu m$ y $N_1 = N_2 = 2$.

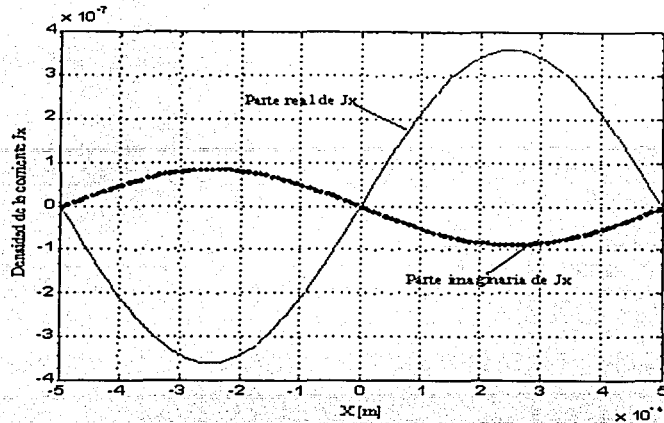


Figura 2.4. Distribución de la densidad de corriente transversal, calculado para una microcinta con una $R_s = 10 \Omega$, una película de permalloy (Ni₈₁Fe₁₉) con $\sigma = 4.9751 e^6 [1/\Omega m]$, un sustrato de alúmina $\epsilon_r = 9.9$ con $\tan \delta = 2 e^{-4}$, $w = 1000 \mu m$, $d = 960 \mu m$ y $N_1 = N_2 = 2$.

Como se puede notar en las figuras 2.3 y 2.4. En primer lugar, la forma de la densidad de corriente es muy dependiente del valor de la resistencia superficial de la película y por otro lado la magnitud de la densidad de corriente transversal es mucho más pequeña que la densidad de corriente longitudinal (hasta de seis ordenes en algunos casos), lo que refuerza la conclusión del apartado anterior en que para ciertos casos se puede despreciar esta componente para reducir el tiempo de cálculo y obtener resultados con errores no mayores de un 2%.

2.2.2 Distribución del campo electromagnético de RF en la película

Ya que se tiene por un lado la constante de propagación compleja k y por otro lado las distribuciones de corriente, estamos en condiciones de obtener las distribuciones de los campos tanto eléctricos como magnéticos en ambas regiones.

Desarrollando las ecuaciones 2.39 a la 2.40, se obtuvieron las distribuciones de los campos longitudinales y desarrollando las ecuaciones 2.43 a la 2.50, se obtuvieron las distribuciones de los campos transversales en ambas regiones. Solo se mostraran algunos de los resultados, los que se consideran los más importantes.

En la gráfica 2.5 se muestra la distribución del campo eléctrico longitudinal en el plano de la cinta para una $R_s = 10 \Omega$. Comparando la gráfica de la figura 2.5 con la gráfica de la figura 2.3, podemos observar que el campo eléctrico arriba de la película es proporcional a la densidad de corriente eléctrica para el mismo valor de R_s , por lo que la condición de frontera de la ecuación (2.34) se satisface correctamente. Además se comprobó que esta condición de frontera se cumplía para cualquier valor de R_s .

Así mismo, al comparar la gráfica de la figura 2.5 con la gráfica de la figura 2.6, se observa que se satisface la condición de frontera $E_{z1} = E_{z2}$. Por lo que podemos concluir que la ventaja de resolver las ecuaciones integrales utilizando el método de momentos en lugar de resolverlas utilizando el método propuesto por Denlinger [15] es la factibilidad de obtener las distribuciones de la densidad de corriente eléctrica a partir de las condiciones de frontera.

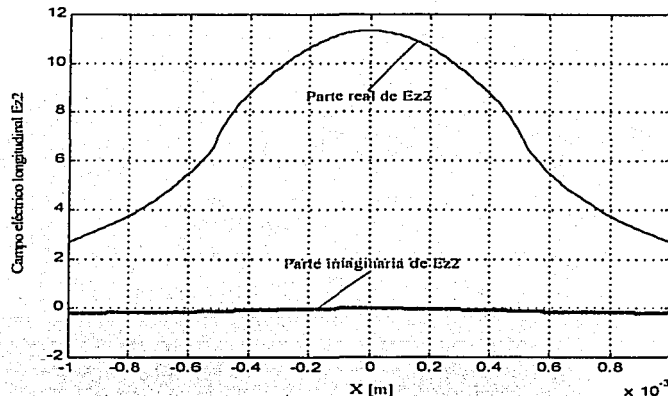


Figura 2.5 Distribución del campo eléctrico longitudinal E_z en el plano de la cinta, calculado para una microcinta con $R_s = 10 \Omega$, una película de permalloy ($N_1 81 F_2 19$) con $\sigma = 4.9751 e^6 [1/\Omega m]$, un sustrato de alúmina $\epsilon_r = 9.9$ con $\tan \delta = 2 e^{-4}$, $w = 1000 \mu m$, $d = 960 \mu m$ y $N_1 = N_2 = 2$.

En las gráficas 2.7 y 2.8, se muestran las distribuciones de los campos longitudinales magnéticos. Y al comparar estas gráficas, observamos que los campos son casi iguales, esto es muy bueno ya que la condición de frontera dada por la ecuación 2.31 ($H_{z1} - H_{z2} = -J_x$), nos indica que al ser J_x muy pequeña, los campos magnéticos longitudinales son casi iguales.

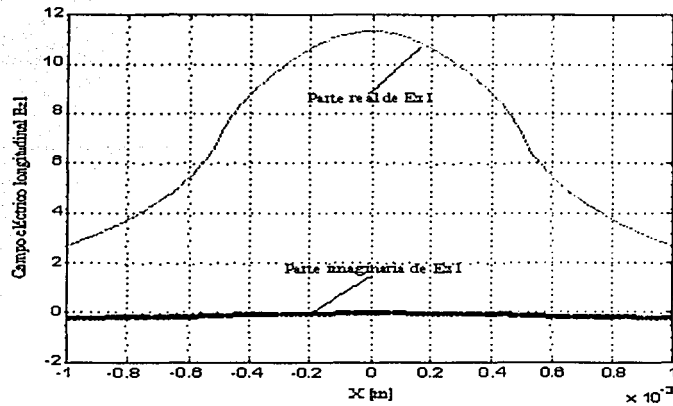


Figura 2.6 Distribución del campo eléctrico longitudinal E_{z1} en el plano de la cinta, calculado para una microcinta con $R_s = 10 \Omega$, una película de permalloy (N_181F_219) con $\sigma = 4.9751 e^6 [1/\Omega m]$, un sustrato de alúmina $\epsilon_r = 9.9$ con $\tan \delta = 2 e^{-4}$, $w = 1000 \mu m$, $d = 960 \mu m$ y $N_1 = N_2 = 2$.

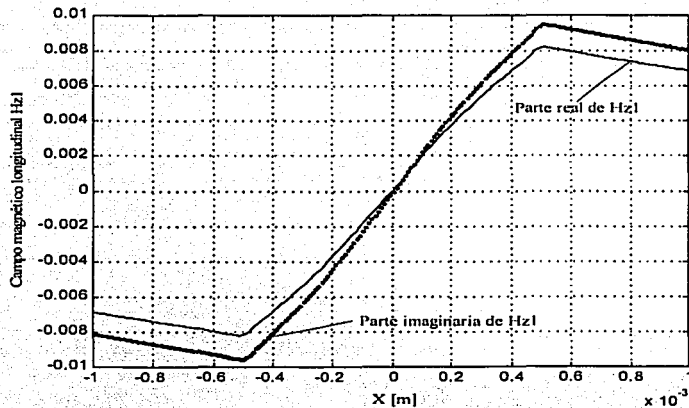


Figura 2.7 Distribución del campo magnético longitudinal H_{z1} en el plano de la cinta. Utilizando el método de momentos con una $R_s = 10 \Omega$, una película de permalloy (N_181F_219) con $\sigma = 4.9751 e^6 [1/\Omega m]$, un sustrato de alúmina $\epsilon_r = 9.9$ con $\tan \delta = 2 e^{-4}$, $w = 1000 \mu m$, $d = 960 \mu m$ y $N_1 = N_2 = 2$.

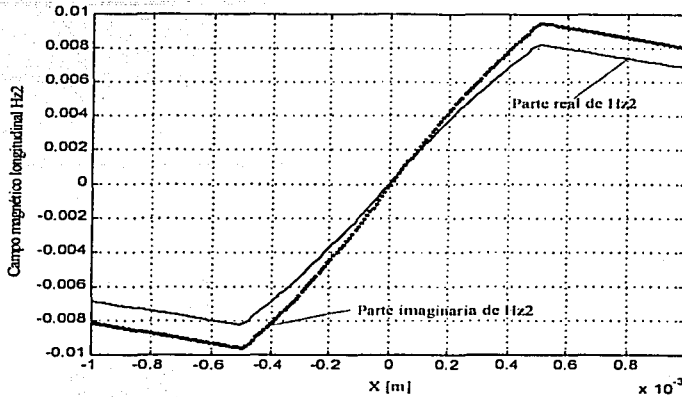


Figura 2.8 Distribución del campo magnético longitudinal H_{z2} en el plano de la cinta. Utilizando el método de momentos con una $R_s = 10 \Omega$, una película de permalloy ($N_1, 81F_c, 19$) con $\sigma = 4.9751 e^6 [1/\Omega m]$, un sustrato de alúmina $\epsilon_r = 9.9$ con $\tan \delta = 2 e^{-4}$, $w = 1000 \mu m$, $d = 960 \mu m$ y $N_1 = N_2 = 2$.

2.3 Conclusiones

Como conclusiones de este capítulo podemos mencionar las siguientes:

1. Al resolver la ecuación integral para determinar la constante dieléctrica efectiva utilizando el método de Denlinger [15] considerando la película como conductor perfecto, se obtuvo una diferencia de nuestros resultados con los propuestos en [15] menor al 1%.
2. Así mismo, al resolver la ecuación integral para determinar la constante de propagación compleja utilizando el método de Denlinger considerando la resistencia superficial de la película, se obtuvo que las condiciones de frontera se satisfacen solo al utilizar el modelo de distribución de corriente propuesto en [15]. Al utilizar un modelo distinto de distribución de corriente se obtuvo que las condiciones de frontera se cumplían solo en algunos casos. Lo que representa en si una desventaja del método de Denlinger.
3. Al resolver las ecuaciones integrales utilizando el método de momentos se resuelve el problema no solo para la constante de propagación sino además se obtienen los coeficientes para determinar la distribución de la densidad de corriente.
4. Como resultado de nuestro análisis, se obtuvo que la magnitud de la densidad de corriente transversal es mucho más pequeña que la magnitud de la densidad de corriente longitudinal hasta seis ordenes en algunos casos.

5. Así mismo se obtuvo, que la diferencia en los resultados de la constante de propagación al utilizar únicamente la componente longitudinal de la densidad de corriente respecto a los resultados al incluir tanto la componente longitudinal como la componente transversal de la densidad de corriente fue del 2% en el peor de los casos.
6. Además se obtuvo que pequeños cambios en la resistencia superficial R_s , producen cambios significativos en la distribución de corriente longitudinal J_z . En este mismo renglón se obtuvo que los mayores cambios de esta distribución se dan en el centro y en los bordes de la película.
7. Con base en el análisis desarrollado, se obtuvo al resolver las ecuaciones integrales utilizando el método de momentos que la seguridad de los resultados numéricos puede ser mejorada significativamente aumentando el tamaño de la matriz asociada con el sistema de ecuaciones, es decir incrementando el número de términos en la aproximación de la densidad de corriente.
8. Finalmente, con base en los resultados de nuestro análisis, podemos concluir que el método más adecuado para realizar el análisis electrodinámico de los detectores magnetorresistivos fue el de resolver las ecuaciones integrales utilizando el método de momentos considerando la resistencia superficial de la película y solo la componente longitudinal de la distribución de la densidad de la corriente.

CAPÍTULO TRES

DISTRIBUCIÓN DEL CAMPO ELÉCTRICO DETECTADO

Hasta aquí, se ha realizado un análisis de onda completa, para encontrar tanto la distribución del campo eléctrico, como la distribución del campo magnético de RF en el cuerpo de la película ferromagnética debido a una distribución de corriente dada. Tomando en consideración tanto sus pérdidas resistivas como la componente transversal y longitudinal de la densidad de corriente. Ahora en este capítulo se determinará la distribución del campo eléctrico propio detectado en el cuerpo de la película. Posteriormente se obtendrán los parámetros principales del detector. Para ello primero se obtiene la potencia transmitida y la diferencia de potencial entre la película y el plano de tierra para determinar en primer lugar la impedancia característica del detector, utilizando por un lado la diferencia de potencial y la corriente fluyendo en esta, por otro lado utilizando la diferencia de potencial y la potencia disipada y por último utilizando la potencia disipada y la corriente en la película. En segundo lugar se determinará la sensibilidad de corriente del detector. Para que finalmente con estos parámetros se obtenga la señal de salida del detector conectado a una carga arbitraria.

3.1 Distribución del campo eléctrico detectado en el cuerpo de la película magnetorresistiva

De acuerdo a la teoría de los convertidores galvanomagnéticos, el campo eléctrico propio detectado en la película esta dada por la ecuación (1.20):

$$E_{0k} = 0.5 \cdot \text{Re} \left[(\chi_{kpl} \cdot \vec{h}_l) \cdot J_p \right] \quad (3.1)$$

donde:

χ_{kpl} : es el tensor de susceptibilidad magnetorresistiva

\vec{h}_l, J_p : son la intensidad de campo magnético de microondas y la densidad de corriente respectivamente.

El término χ_{kpl} que representa la componente del tensor de susceptibilidad magnetorresistiva, será determinado para una película ferromagnética magnetizada arbitrariamente.

De acuerdo a la configuración de la figura 3.1, la variación de los subíndices es como se indica.

$$p = 1, 2 \\ l = 1, 2, 3$$

para nuestro caso $J_p = J_x \text{ ó } J_z$ y $h_l = h_x, h_y \text{ ó } h_z$

Con base en las variaciones de los subíndices y con base en el desarrollo de la teoría del tensor magnetorresistivo del capítulo uno, tenemos doce componentes de este tensor, esto es:

$$\chi_{kpl} = \begin{bmatrix} \chi_{111} & \chi_{112} & \chi_{113} \\ \chi_{121} & \chi_{122} & \chi_{123} \\ \chi_{211} & \chi_{212} & \chi_{213} \\ \chi_{221} & \chi_{222} & \chi_{223} \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

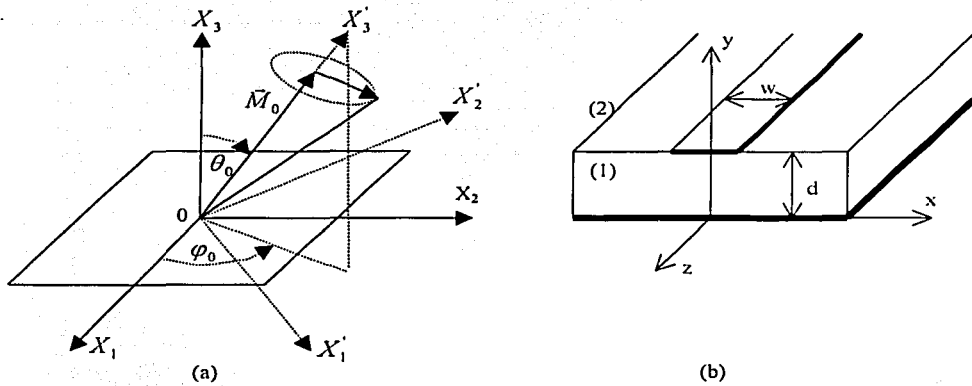


Figura 3.1 Adecuación de la nomenclatura de la película a la de la estructura tipo microcinta. Se debe observar la correspondencia entre los ejes, por lo que $X_1 - z$, $X_2 - x$ y $X_3 - y$.

De las doce componentes del tensor de susceptibilidad, solo seis producen campo eléctrico en la dirección de propagación de la onda ($k = 1$ dirección "z"). De acuerdo a esto, las expresiones del campo eléctrico de autodetección o propio son:

$$\begin{aligned} E_{0z,\mu} &= \frac{1}{2} \cdot \text{Re} \left[(\chi_{111} \cdot \bar{h}_z) \cdot J_z^* \right] \\ E_{0z,\mu} &= \frac{1}{2} \cdot \text{Re} \left[(\chi_{112} \cdot \bar{h}_x) \cdot J_z^* \right] \\ E_{0z,\mu} &= \frac{1}{2} \cdot \text{Re} \left[(\chi_{113} \cdot \bar{h}_y) \cdot J_z^* \right] \\ E_{0z,\mu} &= \frac{1}{2} \cdot \text{Re} \left[(\chi_{121} \cdot \bar{h}_z) \cdot J_x^* \right] \end{aligned} \quad (3.3)$$

$$E_{0z_h} = \frac{1}{2} \cdot \text{Re} \left[\left(\chi_{122} \cdot \vec{h}_x \right) \cdot J_z \right]$$

$$E_{0z_h} = \frac{1}{2} \cdot \text{Re} \left[\left(\chi_{121} \cdot \vec{h}_y \right) \cdot J_z \right]$$

Utilizando las expresiones de los campos magnéticos (2.43) a (2.46) así como las expresiones de la densidad de corriente superficial (2.82) y (2.83) obtenidas en el capítulo anterior, es posible calcular el campo eléctrico propio de detección.

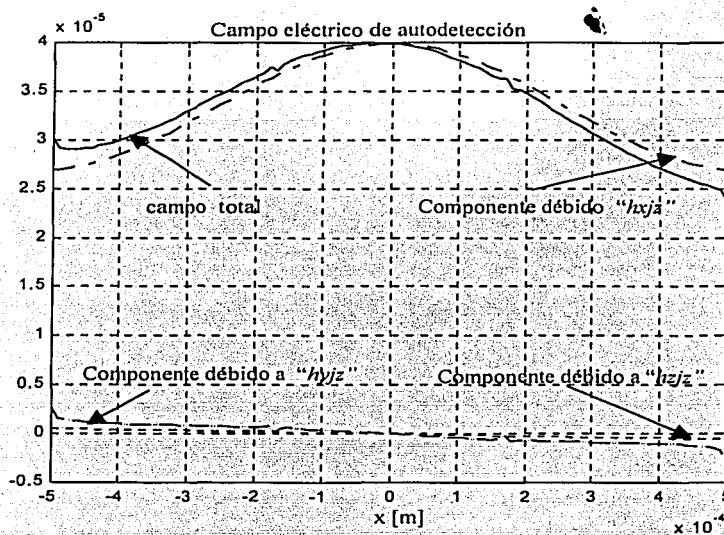


Figura 3.2 Distribución del campo eléctrico detectado en el cuerpo de la película, utilizando los siguientes parámetros: $\theta_0 = \pi/2$, $\varphi_0 = \pi/4$, $\gamma = 1.76 \times 10^{11} [C/K_g]$, $M_0 = 70 \times 10^4 [A/m]$,

$$H_0 = 1000 [A/m] \text{ y } \frac{\Delta\rho}{\rho} = 2.16 \%$$

En la figura 3.2, se muestra el cálculo del campo eléctrico propio detectado en el cuerpo de la película, para un caso particular de magnetización. Como se puede observar, la componente que más influye es la producida por el campo magnético H_x y la densidad de corriente longitudinal J_z . Además se observa que el campo total es proporcional a la densidad de corriente.

3.2 Determinación de los parámetros principales del detector

En primer lugar se determinará la potencia transmitida a través de la línea microcinta para que con esta se pueda obtener la impedancia característica y la sensibilidad de corriente del detector.

3.2.1 Potencia en la película ferromagnética

De acuerdo a la definición del vector de Poynting, la expresión para determinar la potencia es:

$$P = \iint_x (E \times H^*) \cdot a_z \, dx \, dy.$$

Para nuestro caso, la potencia P puede ser determinada de la siguiente forma:

$$P = \frac{1}{2} \iint_x (E_x H_y^* - E_y H_x^*) \, dx \, dy. \quad (3.4)$$

Aplicando el Teorema de Parseval, tenemos:

$$P = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [E_x(\alpha, y) H_y^*(-\alpha, y) - E_y(\alpha, y) H_x^*(-\alpha, y)] \, dy \, d\alpha, \quad (3.5)$$

donde

$E(\alpha, y)$ y $H(\alpha, y)$ son las transformadas de los campos $E(x, y)$ y $H(x, y)$ y están dadas en términos de las funciones de potencial $\varphi(\alpha, y)$ (2.13). Como ya se resolvió el problema para encontrar estas funciones, podemos sustituirlas e integrar analíticamente respecto a "y" dejando sólo una ecuación de la forma:

$$P = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} g(\alpha) \, d\alpha,$$

la cual será integrada numéricamente en cada una de las dos regiones.

De acuerdo con lo anterior es necesario, primero obtener las expresiones de los campos transversales en el dominio de Fourier y posteriormente realizar la integración respecto de "y" para encontrar la potencia en la película ferromagnética.

Por lo que, para la región uno (sustrato), tenemos:

$$E_{x1}(\alpha, y) = \left[(-j\alpha)A_s + \left(\frac{\omega\mu_1}{k} \right) (\gamma_1, C_s) \right] \text{sen}(\gamma_1, y) \quad (3.6)$$

$$H_{y1}(\alpha, y) = \left[(-j\alpha) \left(\frac{\omega \varepsilon_1}{k} \right) A_s + \gamma_1 C_s \right] \text{sen}(\gamma_1 y) \quad (3.7)$$

$$E_{y1}(\alpha, y) = \left[-\gamma_1 A_s + \left(\frac{\omega \mu_1}{k} \right) (j\alpha) C_s \right] \text{cos}(\gamma_1 y) \quad (3.8)$$

$$H_{x1}(\alpha, y) = \left[(-j\alpha) C_s + \left(\frac{\omega \varepsilon_1}{k} \right) (\gamma_1 A_s) \right] \text{cos}(\gamma_1 y). \quad (3.9)$$

Para la región dos (aire), se tiene:

$$E_{x2}(\alpha, y) = \left\{ (-j\alpha) B_s + \left(\frac{\omega \mu_0}{k} \right) (\gamma_2 D_s) \right\} e^{[-\gamma_2(y-d)]} \quad (3.10)$$

$$H_{y2}(\alpha, y) = \left\{ (-j\alpha) \left(\frac{\omega \varepsilon_2}{k} \right) B_s + \gamma_2 D_s \right\} e^{[-\gamma_2(y-d)]} \quad (3.11)$$

$$E_{y2}(\alpha, y) = \left\{ \gamma_2 B_s + (j\alpha) \left(\frac{\omega \mu_0}{k} \right) D_s \right\} e^{[-\gamma_2(y-d)]} \quad (3.12)$$

$$H_{x2}(\alpha, y) = \left\{ (-j\alpha) D_s - \left(\frac{\omega \varepsilon_0}{k} \right) (\gamma_2 B_s) \right\} e^{[-\gamma_2(y-d)]}, \quad (3.13)$$

donde las constantes A_s (2.20), B_s (2.19), C_s (2.22) y D_s (2.21) fueron obtenidas en el capítulo dos.

Ahora integrando respecto a "y", obtenemos las siguientes expresiones para cada una de las regiones:

Para la región uno:

$$P_1 = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \frac{-S_1 S_2^*}{2} \left[\left(\frac{1}{\gamma_1 - \gamma_1^*} \right) \text{sen}[(\gamma_1 - \gamma_1^*)d] - \left(\frac{1}{\gamma_1 + \gamma_1^*} \right) \text{sen}[(\gamma_1 + \gamma_1^*)d] \right] - \frac{-S_3 S_4^*}{2} \left[\left(\frac{1}{\gamma_1 - \gamma_1^*} \right) \text{sen}[(\gamma_1 - \gamma_1^*)d] + \left(\frac{1}{\gamma_1 + \gamma_1^*} \right) \text{sen}[(\gamma_1 + \gamma_1^*)d] \right] \right\} d\alpha, \quad (3.14)$$

para la región dos:

$$P_2 = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ -S_5 S_6^* \left(\frac{1}{\gamma_2 + \gamma_2^*} \right) - S_7 S_8^* \left(\frac{1}{\gamma_2 + \gamma_2^*} \right) \right\} d\alpha, \quad (3.15)$$

por lo que la potencia total estará dada por:

$$P_t = P_1 + P_2. \quad (3.16)$$

Tomando la parte constante respecto a “y” en cada expresión de los campos tenemos:

de (3.6)

$$S_1 = \left[(-j\alpha)A_s + \left(\frac{\omega\mu_1}{k} \right) (\gamma_1 C_s) \right], \quad (3.17)$$

de (3.7)

$$S_2 = \left[(-j\alpha) \left(\frac{\omega\varepsilon_1}{k} \right) A_s + \gamma_1 C_s \right], \quad (3.18)$$

de (3.8)

$$S_3 = \left[-\gamma_1 A_s + \left(\frac{\omega\mu_1}{k} \right) (j\alpha) C_s \right], \quad (3.19)$$

de (3.9)

$$S_4 = \left[(-j\alpha) C_s + \left(\frac{\omega\varepsilon_1}{k} \right) (\gamma_1 A_s) \right], \quad (3.20)$$

de (3.10)

$$S_5 = \left\{ (-j\alpha) B_s + \left(\frac{\omega\mu_0}{k} \right) (\gamma_2 D_s) \right\}, \quad (3.21)$$

de (3.11)

$$S_6 = \left\{ (-j\alpha) \left(\frac{\omega\varepsilon_2}{k} \right) B_s + \gamma_2 D_s \right\}, \quad (3.22)$$

de (3.12)

$$S_7 = \left\{ \gamma_2 B_s + (j\alpha) \left(\frac{\omega\mu_0}{k} \right) D_s \right\}, \quad (3.23)$$

de (3.13)

$$S_8 = \left\{ (-j\alpha) D_s - \left(\frac{\omega\varepsilon_0}{k} \right) (\gamma_2 B_s) \right\}. \quad (3.24)$$

3.2.2 Impedancia característica del detector

Por lo que se refiere a la impedancia característica, existen varias definiciones para determinarla [16-17], por lo que se obtuvo utilizando tres métodos posibles para comparar y tener la certeza de nuestros resultados, estos son:

- i) Utilizando la diferencia de potencial promedio en el centro de la película y la corriente.
- ii) Utilizando la potencia compleja total y la corriente.
- iii) Utilizando la potencia compleja total y la diferencia de potencial promedio.

Por lo que respecta al **primer caso**, se tiene:

$$Z_{vi} = \frac{V_{pro}}{I} \quad (3.25)$$

donde

$$V_{pro} = \frac{1}{2} \int_0^{w/2} V(x, d) dx \quad (3.26)$$

$$V(x, d) = - \int_0^d E_y(x, y) dy \quad (3.27)$$

$$I = \int_{-w/2}^{w/2} J_z(x) dx \quad (3.28)$$

La densidad de corriente $J_z(x)$, y el campo eléctrico E_y , se obtuvieron del análisis de onda completa realizado en el capítulo dos. Por lo que se procedió a programar y obtener la impedancia característica, los resultados que se muestran en la tabla 3.1.

Para el segundo caso, si ahora utilizamos la potencia total y la corriente, tenemos:

Para el caso en que la potencia y la corriente sean variables complejas, se tiene:

$$Z_{pi} = \frac{2 P_t}{I \cdot I^*} = \frac{2 \cdot \frac{V \cdot I^*}{2}}{I \cdot I^*} = \frac{V}{I}, \quad (3.29)$$

por lo que, la impedancia también se puede expresar como

$$Z_{pi} = \frac{2 P_t}{|I|^2}, \quad (3.30)$$

donde la potencia total esta dada por la ecuación (3.16) y la corriente por la ecuación (3.28).

Para el **tercer caso**, de manera similar al caso anterior, si ahora queremos utilizar la diferencia de potencial promedio y la potencia total, para obtener la impedancia, tenemos:

$$Z_{vp} = \frac{V \cdot V^*}{2 \cdot P_t} = \frac{V \cdot V^*}{2 \cdot \frac{V \cdot I^*}{2}} = \frac{V^*}{I^*} = \left(\frac{V}{I} \right)^*, \quad (3.31)$$

por lo que es necesario conjugar la expresión (3.31)

$$Z_{vp} = \left(\frac{V \cdot V^*}{2 \cdot P_i} \right), \quad (3.32)$$

finalmente la impedancia también puede ser expresada como:

$$Z_{vp} = \frac{|V_{rms}|^2}{2 \cdot P_i^*}, \quad (3.33)$$

donde la potencia promedio esta dada por la ecuación (3.16) y la diferencia de potencial promedio por la ecuación (3.26).

Los resultados del cálculo de la impedancia característica para los tres casos anteriores son mostrados en la tabla 3.1 para diferentes valores de resistencia superficial de la película.

Tabla 3.1 Valores de impedancia característica, potencia compleja, diferencia de potencial y corriente para la siguiente estructura: sustrato de alúmina con $\epsilon_r = 9$, $w = 500 \mu m$, $d = 500 \mu m$, película de permalloy 80Ni20Fe con, $\sigma = 4.5454 e^6 [1/\Omega m]$ y $f = 500 MHz$.

R_s [Ω]	I [A]	V_{rms} [V]	P_1 [W]	P_2 [W]	P_i [W]	Z_{vi} [Ω]	Z_{vp} [Ω]	Z_{pi} [Ω]
0.003	5e-4	2.71e-2-j0.00	4.12e-6-j9.63e-9	2.40e-6-j5.44e-9	6.55e-6-j1.51e-8	52.06-j0.09	51.84-j0.11	52.28-j0.12
0.01	5e-4	2.63e-2-j0.00	4.13e-6-j3.20e-8	2.41e-6-j1.82e-8	6.55e-6-j5.03e-8	52.47-j0.13	52.51-j0.40	52.44-j0.41
0.03	5e-4	2.72e-2-j0.00	4.18e-6-j9.65e-8	2.45e-6-j5.61e-8	6.47e-6-j1.55e-7	53.09-j0.29	52.98-j1.21	53.17-j1.22
0.06	5e-4	2.73e-2-j7.21e-4	4.26e-6-j1.88e-7	2.52e-6-j1.11e-7	6.78e-6-j3.00e-7	53.92-j1.39	53.48-j2.36	54.29-j2.40
0.15	5e-4	2.73e-2-j2.63e-3	4.32e-6-j4.59e-7	2.58e-6-j2.74e-7	6.90e-6-j7.34e-7	54.72-j5.29	54.07-j5.74	55.27-j5.87
1.0	5e-4	2.78e-2-j1.61e-2	5.04e-6-j2.61e-6	3.01e-6-j1.56e-6	8.06e-6-j4.18e-6	63.80-j33.01	63.01-j32.72	64.50-j33.49
10.0	5e-4	7.53e-2-j7.12e-2	1.19e-5-j1.10e-5	7.07e-6-j6.66e-6	1.90e-5-j1.77e-5	150.56-j140.18	148.69-j138.68	152.20-j141.96
15.0	5e-4	9.12e-2-j8.63e-2	1.44e-5-j1.37e-5	8.54e-6-j8.26e-6	2.30e-5-j2.19e-5	182.27-j173.68	179.95-j171.88	184.20-j175.94

Como se puede observar en la tabla 3.1, los valores de la impedancia característica en los tres casos es muy parecida, por lo que nos da la certeza de que nuestros valores son adecuados, por otro lado se concluye que podemos utilizar cualquiera de los tres métodos al calcular dicho valor.

3.3 Señal de salida del detector con una carga arbitraria

Hasta ahora se ha encontrado un campo eléctrico de auto detección o propio, es decir, el campo eléctrico de corriente directa dado por la expresión (3.1).

Como se mencionó, J_p es la densidad de corriente interna, la cual se obtuvo realizando un análisis de onda completa resolviendo las ecuaciones integrales utilizando el método de momentos. Esta densidad de corriente genera campos internos o propios. Ahora es necesario encontrar la relación de esta corriente interna con una corriente externa producida por un generador externo. Por lo que es necesario encontrar en primer lugar la respuesta del detector a la densidad de corriente interna lo que llamaremos **sensibilidad de corriente del detector "K"**.

De acuerdo con lo anterior se propone el siguiente diagrama eléctrico equivalente.

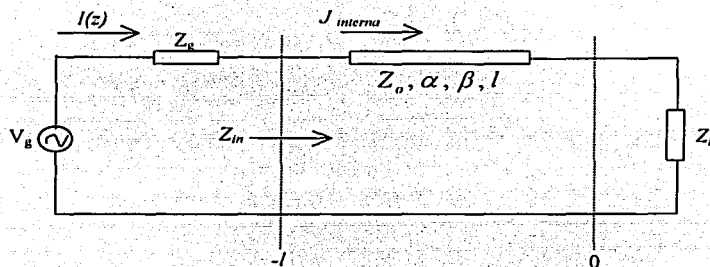


Figura 3.3 Diagrama eléctrico equivalente para excitación externa.

Donde:

- Z_0 : es la impedancia característica de la línea
- α : es la constante de atenuación
- β : es la constante de propagación
- V_g : es la tensión del generador externo
- Z_g : es la impedancia del generador externo
- Z_L : es la impedancia de carga
- l : es la longitud de la línea

3.3.1 Sensibilidad de corriente del detector

Para encontrar la sensibilidad de corriente del detector, partimos de que ya conocemos el campo eléctrico propio detectado. Con este campo y la densidad de corriente interna en la película, podemos definir la constante "K" de la siguiente manera:

$$K = \frac{E_{oDC \text{ propio}}}{|J_z|^2}, \quad (3.34)$$

donde:

$E_{oDC \text{ propio}}$: es el campo eléctrico propio promedio detectado en el cuerpo de la película

J_z : es la densidad de corriente longitudinal interna de la película

Una vez obtenida la constante "K", se puede determinar el campo externo detectado conociendo la corriente de línea $I(z)$. Esto es:

$$E_0(z) = K \cdot |I(z)|^2. \quad (3.35)$$

De acuerdo a la teoría de líneas de transmisión, tenemos:

$$I(z) = \frac{V_0^+}{Z_0} [e^{-\gamma z} - \Gamma_L e^{\gamma z}] \quad (3.36)$$

y

$$V(z) = V_0^+ [e^{-\gamma z} + \Gamma_L e^{\gamma z}], \quad (3.37)$$

donde

Z_0 : es la impedancia característica de la línea

γ : es la constante de propagación compleja: $\gamma = \alpha + j\beta$

Γ_L : es el coeficiente de reflexión de la carga

V_0^+ : es el voltaje de la onda incidente,

a su vez

$$\Gamma_L = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0}, \quad (3.38)$$

$$V_0^+ = \left(\frac{Z_{in}}{Z_{in} + Z_R} \right) (V_R) \left[\frac{1}{e^{\gamma l} + \Gamma_L e^{-\gamma l}} \right], \quad (3.39)$$

$$Z_{in} = Z_0 \left[\frac{Z_L + Z_0 \cdot \tanh(\gamma l)}{Z_0 + Z_L \cdot \tanh(\gamma l)} \right], \quad (3.40)$$

donde Z_{in} es la impedancia equivalente de entrada.

Dado que conocemos "K" y de (3.36 a 3.40) podemos obtener $I(z)$, por lo que aplicando la ecuación (3.35), determinamos el campo eléctrico detectado y en consecuencia podemos obtener la diferencia de potencial detectada en el cuerpo de la película ferromagnética.

Esto es:

$$V_{0 \text{ detectado}} = - \int_{-l}^0 E_0(z) dz. \quad (3.41)$$

Con base en el procedimiento planteado anteriormente y utilizando los siguientes parámetros: $\frac{\Delta\rho}{\rho} = 2.16 \%$, $V_g = 1 \text{ V}$, $Z_s = 20 \Omega$, $Z_L = \frac{1}{j\omega C}$, $C = 150 \text{ pF}$, $f = 500 \text{ MHz}$ y $l = 1 \text{ mm}$. Se obtuvieron los resultados mostrados en la tabla 3.2:

Tabla 3.2 Resultados del potencial detectado en el cuerpo de la película ferromagnética para una estructura con. Sustrato de alúmina, $\epsilon_r = 9$, $w = 500 \mu\text{m}$, $d = 500 \mu\text{m}$, película de permalloy 80Ni20Fe con $R_s = 10 \Omega$, y $\sigma = 4.5454 e^6 [1/\Omega\text{m}]$.

Variable	Unidades	Con $H_x = H_{x1} + H_{x2}$
$E_{0z \text{ propio}}$	[V/m]	3.1447 e-5
I	[A]	5 e-4
"K"	[V/m A ²]	125.78
Z_0	[Ω]	150 -j139.5
Z_m	[Ω]	19.63 -j19.67
$I(z)_{z=l}$	[A]	0.013 + j0.0038
$E_{0z \text{ detectado}}$	[V/m]	2.40 e-2
$V_{0 \text{ detectado}}$	[V]	2.379 e-6

3.4 Conclusiones

1. Se obtuvo el campo eléctrico propio detectado en el cuerpo de la película ferromagnética el cual es proporcional al producto del campo eléctrico de RF (diferencia de potencial) y el campo magnético de RF (corriente), para determinar el campo magnético de RF se utilizó el desarrollo del capítulo dos.

2. Se obtuvo que la componente longitudinal de la distribución de corriente J_z y la componente H_x del campo magnético, son las componentes que más influyen en el campo total detectado.

3. Se obtuvo la impedancia característica de la línea tipo microcinta utilizando tres métodos distintos, i) la diferencia de potencial promedio en el centro de la película y la corriente, ii) la potencia compleja total y la corriente y iii) la potencia compleja total y la diferencia de potencial promedio. Y la diferencia máxima entre los resultados fue del 3%.

4. Se obtuvo una sensibilidad de corriente del detector del orden de los 100 a los 500

$\left[\frac{V}{m \cdot A^2} \right]$ dependiendo de la geometría y características de la estructura.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

CAPÍTULO 4
DESARROLLO EXPERIMENTAL Y RESULTADOS

66

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

En el presente capítulo, se describe el desarrollo experimental del detector magnetorresistivo que incluye: el depósito de las películas, diseño de las microcintas, diseño de las mascarillas y el proceso de microlitografía. Así como el desarrollo de la prueba electrodinámica y el diseño de la prueba como detector magnetorresistivo, mostrando los resultados respectivos y la comparación de estos con los resultados teóricos.

4.1 Estructura del detector magnetorresistivo

Con base en nuestros análisis, la estructura que debemos de construir es la basada en una línea tipo microcinta, cuyo conductor central es un material ferromagnético depositado como película delgada. De tal manera que este conductor represente el detector magnetorresistivo. Además se debe de tener en los extremos de esta línea, depósitos de película de cobre para que sirvan de contactos a un conector tipo coaxial. Así mismo, en la otra cara del sustrato, se debe de depositar una película de cobre para formar el plano de tierra requerido por este tipo de línea de transmisión. Con base en esto, la estructura que debemos de construir es como la mostrada en la figura 4.1.

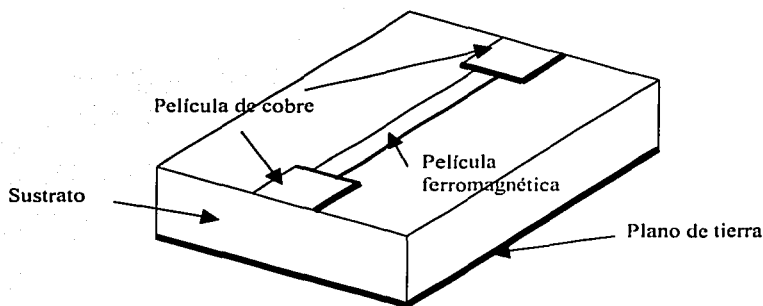


Figura 4.1. Estructura del detector magnetorresistivo

4.1.1 Preparación de los materiales

Basándose en las características que debe poseer un sustrato para estas aplicaciones, el material elegido es la alúmina, dentro de sus características más importantes tenemos:

Constante dieléctrica $\epsilon_r = 9.9$

Tangente de pérdidas $\tan \delta = 2 \times 10^{-4}$

Máximo nivel de temperatura en uso continuo 1600-1725 °C

Conductividad térmica $0.04 - 0.07 \text{ [cal s}^{-1} \text{ cm}^{-1} \text{ grad}^{-1}]$

Las dimensiones del sustrato son:

Ancho 24 mm
Largo 30 mm
Espesor 960 μm

En cuanto a los depósitos se refiere, para cumplir con los requerimientos de la estructura antes descrita, se realizaron cuatro depósitos en cada sustrato. Primero se depositó en una de las caras el material ferromagnético, en este caso se utilizó el permalloy (81Ni19Fe), cuyas características fueron descritas en el capítulo 1. Posteriormente encima de esta película se depositó una película de cobre para implementar los contactos externos. Y en la otra cara del sustrato, primero se depositó una película muy delgada de permalloy y encima de esta una película de cobre para formar el plano de tierra. La película de permalloy fue necesaria para tener una mejor adherencia del cobre al sustrato de alúmina.

El depósito se llevó a cabo por pulverización catódica, comúnmente conocido como sputtering. Este es un proceso de recubrimiento en vacío, que consiste esencialmente en un bombardeo de iones de un gas inerte (Argón Ar) orientados por un campo magnético sobre un sólido llamado blanco; expulsando de esta forma, material mayormente en forma atómica. El sustrato es colocado frente del blanco, de forma que intercepte el flujo de átomos expulsados por este y los átomos del blanco queden adheridos al sustrato formando una película en este material.

Se realizaron varios depósitos hasta obtener los materiales con las características lo más cerca posible a las deseadas. Para los cuatro depósitos utilizados para los experimentos (muestras 34, 35, 36 y 37), sus características son:

Para las películas de permalloy las características de depósito fueron:

Blanco (target): de permalloy (81Ni19Fe) con $\sigma = 4.9751 \times 10^7 \text{ [} 1 / \Omega \cdot \text{m]}$

Tiempo de depósito 28 ± 1 minutos, por RF a una potencia de 85 ± 1 W, con una presión de argón de $5.4 \times 10^{-4} \pm 5\%$ mBars y un voltaje de polarización de -281 ± 5 V.

Y las características típicas obtenidas en las películas son:

Resistencia superficial: $R_{\text{FeNi}} = 7 - 9 \Omega$

Cambio en magnetorresistividad: $\frac{\Delta\rho}{\rho} = 0.4 - 0.5\%$

Espesor: $t = 8 - 14 \text{ nm}$.

Por lo que respecta a la película de cobre, las características de depósito fueron:

Blanco (target): de cobre con $\sigma = 5.882 \times 10^7 [1/\Omega \cdot m]$

Tiempo de depósito 19 ± 1 minutos, por RF a una potencia de 80 ± 1 W, con una presión de argón de $1.3 \times 10^{-3} \pm 5\%$ mBars y un voltaje de polarización de -319 ± 5 V.

Las características típicas obtenidas son:

Resistencia superficial: $R_{sCu} = 0.46 - 0.5 \Omega$

Espesor: $t = 100-110$ nm.

La resistencia superficial de las películas así como la resistencia en paralelo y la resistencia perpendicular para obtener el término $[\Delta\rho/\rho]$ fue medida con un multímetro de alta resolución $[10 \mu\Omega]$ y utilizando un medidor de cuatro puntas. Por su parte el espesor fue medido con la técnica de microscopía de barrido por sonda utilizando un microscopio de fuerza atómica modo contacto.

4.1.2 Diseño de las microcintas

Para determinar el ancho de las microcintas que representan al detector magnetorresistivo, primero determinamos el ancho de la línea de cobre, de tal manera que la impedancia característica de esta sea lo más cercana a los 50Ω , ya que servirán como los contactos de entrada y salida de nuestro detector magnetorresistivo. Con base en nuestro análisis, determinamos teóricamente sus principales características para diferentes valores del ancho de la microcinta, dándonos los valores mostrados en la tabla 4.1

Tabla 4.1. Valores teóricos de la constante de propagación compleja e impedancia característica para una película de cobre con: $\sigma = 5.882 \times 10^7 [1/\Omega m]$, sustrato de alúmina, $\epsilon_r = 9.9$, $\tan \delta = 2 \times 10^{-4}$, $d = 960 \mu m$ y $f = 500$ Mhz.

$w [\mu m]$	$R_s [\Omega]$	$\alpha [Np/m]$	$\beta [1/m]$	$Z_{in} [\Omega]$	$Z_{vp} [\Omega]$	$Z_{pi} [\Omega]$
100	1	9.23	28.44	54.12- j17.37	53.42- j17.33	54.72- j17.75
1025	1	9.13	28.43	53.43- j16.96	52.71- j16.92	54.06- j17.35
1100	1	8.84	28.41	51.45- j17.79	50.69- j17.76	52.10- j16.20
1150	1	8.66	28.40	50.22- j15.09	49.44- j15.08	50.89- j15.51
1200	1	8.50	28.41	49.06- j14.45	48.27- j14.44	49.75- j14.88

Como se puede observar en la figura 4.1, el ancho de película que nos proporciona una impedancia lo más cercano a los 50Ω es el ancho de entre las 1150 y 1200 micras. Por lo que utilizando la teoría desarrollada se procedió a calcular las características de la línea de transmisión con película de permalloy para diferentes anchos de película alrededor de las 1200 micras. Los resultados se muestran en la tabla 4.2.

Tabla 4.2. Valores teóricos de la constante de propagación compleja e impedancia característica para una línea con: $\sigma = 4.9751 \times 10^6 [1/\Omega m]$, película de permalloy (81Ni19Fe), sustrato de alúmina, $\epsilon_r = 9.9$, $\tan \delta = 2 \times 10^{-4}$, $d = 960 \mu m$ y $f = 500 Mhz$.

$w [\mu m]$	$R_s [\Omega]$	$\alpha [Np/m]$	$\beta [1/m]$	$Z_{v_i} [\Omega]$	$Z_{v_p} [\Omega]$	$Z_{p_i} [\Omega]$
100	10	47.84	54.82	104.40- j90.75	102.96- j89.83	105.51- j92.06
1200	10	45.55	52.94	91.51- j78.51	89.96- j77.38	92.98- j79.81
1500	10	43.07	50.97	77.49- j65.16	75.82- j64.04	78.92- j66.66
2000	10	40.38	48.96	62.00- j50.85	60.19- 49.62	63.61- j52.44
2500	10	38.69	47.80	51.85- j41.70	49.90- j40.37	53.62- j43.39

Como se puede observar en las tablas 4.1 y 4.2, las líneas de transmisión que forman nuestro detector tipo microcinta, para un mismo ancho de película presentan una muy diferente impedancia característica. Por lo que necesariamente se presentó una discontinuidad por diferencia en el ancho de película entre una línea y otra. En el siguiente apartado se muestra como fue considerada dicha discontinuidad.

4.1.2.1 Discontinuidad por ancho de película

Este tipo de discontinuidad es muy común cuando se tiene la necesidad de unir dos líneas tipo microcinta con diferentes ancho de cinta y que tienen diferente impedancia característica, como es nuestro caso. Esta discontinuidad ha sido analizada exhaustivamente por Gupta y Garg [14]. Quienes presentan un análisis partiendo del circuito eléctrico equivalente mostrado en la figura 4.2.

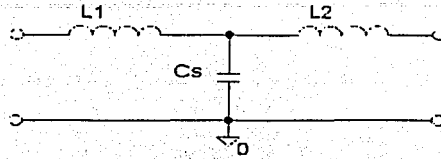


Figura 4.2. Circuito eléctrico equivalente para una discontinuidad por ancho de película en un línea tipo microcinta.

La expresión más general para C_s esta dada por:

$$C_s = 0.00137 \cdot \frac{\sqrt{\epsilon_{re1}}}{Z_{0m1}} \left(1 - \frac{w_2}{w_1}\right) \cdot d \cdot \left[\frac{\epsilon_{re1} + 0.3}{\epsilon_{re1} - 0.258} \right] \left[\frac{(w_1/d) + 0.264}{(w_1/d) + 0.8} \right] [pF], \quad (4.1)$$

donde

$$L_s = 0.000987 \cdot d \cdot \left[1 - \frac{Z_{0m1}}{Z_{0m2}} \cdot \sqrt{\frac{\epsilon_{er1}}{\epsilon_{er2}}} \right]^2 [nH], \quad (4.2)$$

ϵ_{re1} : es la constante dieléctrica efectiva de la línea uno,

ϵ_{re2} : es la constante dieléctrica efectiva de la línea dos,

Z_{0m1} : es la impedancia característica de la línea uno (línea ideal),

Z_{0m2} : es la impedancia característica de la línea dos (línea ideal),

d : es el espesor del sustrato en μm ,

w_1, w_2 : son los anchos de las películas de cada línea en μm ,

y

$$L_1 = \frac{L_{w1}}{L_{w1} + L_{w2}} \cdot L_s, \quad (4.3)$$

$$L_2 = \frac{L_{w2}}{L_{w1} + L_{w2}} \cdot L_s, \quad (4.4)$$

$$L_{w1} = \frac{Z_{0m1} \cdot \sqrt{\epsilon_{re1}}}{C} [H/m], \quad (4.5)$$

$$L_{w2} = \frac{Z_{0m2} \cdot \sqrt{\epsilon_{re2}}}{C} [H/m], \quad (4.6)$$

$$C = 3 \times 10^8 [m/s]. \quad (4.7)$$

Por lo que nuestro problema se reduce a tener una estructura como la mostrada en la figura 4.3.

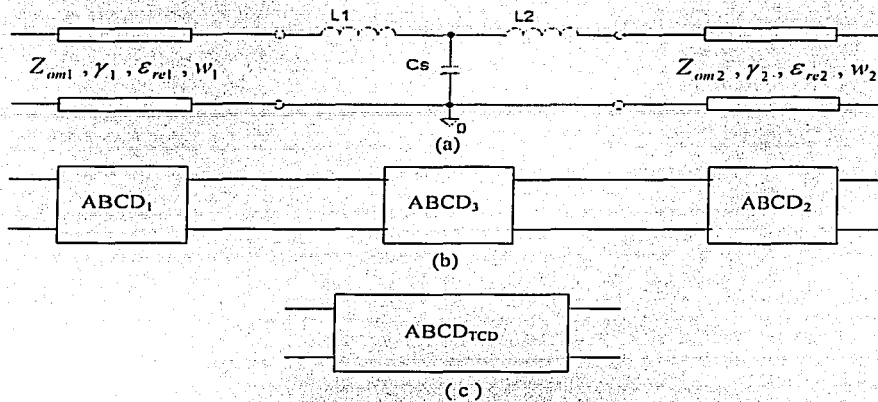


Figura 4.3. Estructura de conexión de las microcintas, considerando la discontinuidad por ancho de película entre ellas. a) estructura completa. b) estructura con sus matrices ABCD equivalentes y c) matriz ABCD total.

Para verificar si esta discontinuidad afecta o no nuestros análisis. Lo que se hizo es obtener la matriz ABCD total considerando la discontinuidad entre las películas de cobre y permalloy y compararla con la matriz completa ABCD para el caso en que no se considera esta discontinuidad figura 4.4.

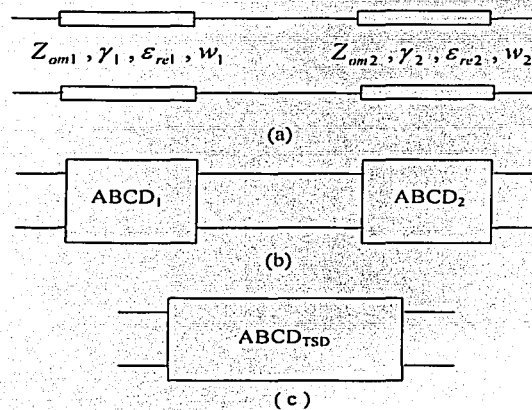


Figura 4.4. Estructura de conexión de las microcintas, sin considerar la discontinuidad por ancho de película entre ellas. a) estructura completa. b) estructura con sus matrices ABCD equivalentes y c) matriz ABCD total sin discontinuidad.

Para obtener las matrices ABCD de cada línea, primero se resolvió el problema electrodinámico de estas para el caso ideal, es decir sin considerar las pérdidas del conductor ni las del sustrato. Este análisis se realizó para obtener las características de cada una de las líneas en cuanto a su constante de propagación compleja γ , impedancia característica Z_0 y su constante dieléctrica efectiva ϵ_{re} se refiere.

Las expresiones para obtener las matrices ABCD de las características de la línea [18] son:

Para la línea 1: película de cobre:

$$\begin{aligned} A_1 &= \cos(\gamma_1 l_1) & B_1 &= j Z_{0m1} \operatorname{sen}(\gamma_1 l_1) \\ C_1 &= j \left(\frac{1}{Z_{0m1}} \right) \operatorname{sen}(\gamma_1 l_1) & D_1 &= \cos(\gamma_1 l_1). \end{aligned} \quad (4.8)$$

Para la línea 2: película de permalloy:

$$\begin{aligned} A_2 &= \cos(\gamma_2 l_2) & B_2 &= j Z_{0m2} \operatorname{sen}(\gamma_2 l_2) \\ C_2 &= j \left(\frac{1}{Z_{0m2}} \right) \operatorname{sen}(\gamma_2 l_2) & D_2 &= \cos(\gamma_2 l_2). \end{aligned} \quad (4.9)$$

Para la discontinuidad:

$$\begin{aligned} A_3 &= 1 + \frac{Z_1}{Z_2} & B_3 &= Z_1 + Z_2 + \frac{Z_1 \cdot Z_2}{Z_3} \\ C_3 &= \frac{1}{Z_3} & D_3 &= 1 + \frac{Z_2}{Z_3}, \end{aligned} \quad (4.10)$$

donde

$$Z_1 = j \omega L_1, \quad Z_2 = j \omega L_2, \quad Z_3 = \frac{-j}{\omega C_s}.$$

El análisis se realizó en el intervalo de frecuencia desde los 100 KHz hasta los 2 GHz, para diferentes anchos de películas (se probó hasta una diferencia de 1100 micras, que corresponde a un ancho de película de cobre de 1200 micras y ancho de película ferromagnética de 100 micras). Con base en los resultados se obtuvo que la máxima diferencia entre cada uno de los términos de las matrices ABCD fue de aproximadamente

1%, lo cual quiere decir que esta discontinuidad no influye en este intervalo de frecuencia para los posibles anchos de nuestras películas.

Las matrices totales para la frecuencia de 2 GHz, para un ancho de película de cobre de 1200 micras y una ancho de película de permalloy de 100 micras, ósea una diferencia de 1100 micras, son:

$$ABCD_{r_{co}} = \begin{bmatrix} -0.3770 + j0.0003 & -0.0088 + j47.828 \\ -0.0 + j0.0165 & -0.5629 + j0.0005 \end{bmatrix}$$

$$ABCD_{r_{so}} = \begin{bmatrix} -0.3722 + j0.0003 & -0.0086 + j47.9237 \\ -0.0 + j0.0165 & -0.5587 + j0.0004 \end{bmatrix}$$

4.1.3 Proceso de microlitografía

La microlitografía, es el proceso mediante el cual se transfiere el dibujo de una mascarilla a los sustratos, dejando impreso en estos, la estructura de los dispositivos a construir. En este caso dicho proceso utiliza radiación ultravioleta para transferir el patrón determinado en la mascarilla sobre una resina fotosensible, y posteriormente mediante un ataque químico adecuado se conforma la estructura del dispositivo a fabricar.

Con base en esto, primero se diseñaron las mascarillas, ósea el dibujo que representa la estructura del dispositivo. Para el desarrollo de las mismas, se tiene que hacer el dibujo y posteriormente imprimirlo a escala real en un material rígido, para facilitar el proceso de microlitografía. El material rígido puede ser vidrio en el caso que se utilice un generador de patrones láser, o en un material tipo acetato en caso de que se utilice un método convencional de revelado. En nuestro caso utilizamos primero un método convencional de revelado para obtener los positivos o negativos según sea el caso, pero al trabajar con dimensiones de menos de 200 micras, los resultados no fueron satisfactorios. Por lo que se intento una impresión tipo diapositiva en tamaño "slide". La cual requirió que los dibujos fueran hechos en Corel Draw.

Las mascarillas utilizadas para el diseño de nuestras microcintas son mostradas en la figura 4.5 y 4.6. Cabe señalar que como tenemos tanto película de permalloy como de cobre, se tienen que diseñar dos mascarillas, una para atacar cobre y permalloy simultáneamente y la otra que solo ataca cobre.

Una vez realizado el proceso de microlitografía, se midió el ancho de las películas con la ayuda de un microscopio metalográfico, para tener el valor exacto del ancho de las microcintas y ajustar los resultados teóricos. Dichas mediciones se presentan en la tabla 4.3.

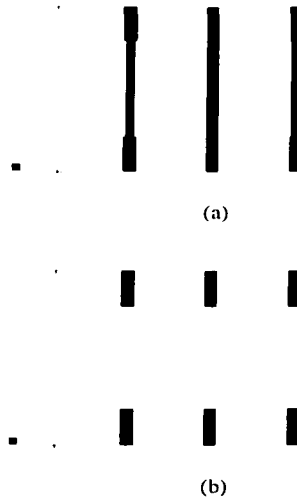


Figura 4.5. Mascarillas para el diseño de tres microcintas, M-37. a) mascarilla para atacar cobre y permalloy, b) mascarilla para atacar solo cobre.

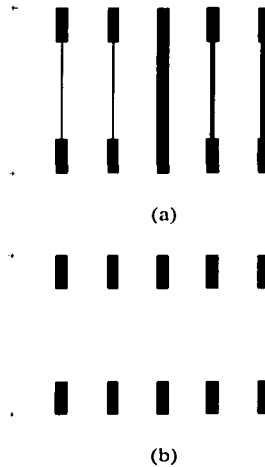


Figura 4.6. Mascarillas para el diseño de cinco microcintas, M-36. a) mascarilla para atacar cobre y permalloy, b) mascarilla para atacar solo cobre.

Tabla 4.3. Mediciones del ancho de las microcintas, en el dibujo, en las mascarillas y finalmente después del proceso de microlitografía, utilizando un microscopio metalográfico.

Muestra	Ancho "w" de la microcinta en el dibujo [μm]	Ancho "w" de la microcinta en la mascarilla [μm]	Ancho "w" después de la microlitografía [μm]
M-37	1200	1197.8	1138.5
M-37	1000	990	930.6
M-37	800	792	712.8
M-36	1200	1197.8	1148.4
M-36	600	594	534.6
M-36	400	396	336.6
M-36	200	198	138.6
M-36	100	99	49.5

4.2 Prueba Electrodinámica

Para el desarrollo de dicha prueba, se utilizó un analizador vectorial de redes Wiltron modelo 360 B. En el cual se recomienda, para la medición de líneas tipo microcinta hacer una calibración especial. Para la cual se requiere de diseñar y construir 4 dispositivos como se indica a continuación.

Para una frecuencia alrededor de 1 GHz, se requiere:

- Dispositivo 1: Una línea tipo microcinta de 14 mm de longitud
- Dispositivo 2: Una línea de 20 mm de longitud
- Dispositivo 3: Dispositivo reflectivo (línea abierta)

Par a el intervalo de frecuencia de 100 a 500 MHz se requiere que el dispositivo dos, sea una carga acoplada ($Z_c = 50 \Omega$), por lo que se debe tener un cuarto dispositivo que es:

- Dispositivo 4 : Una carga acoplada.

Para la construcción de estos dispositivos, se siguieron los mismos pasos descritos en la sección anterior así como se tuvieron que preparar materiales similares a los de los detectores magnetorresistivos que se están analizando.

4.2.1 Resultados

En este apartado se mostraran los resultados de nuestro análisis de onda completa así como los resultados de la prueba electrodinámica. Los resultados experimentales se obtuvieron a partir de las mediciones de los parámetros de dispersión de cada una de las líneas construidas y posteriormente con la teoría de bipuertos se relacionaron tanto con la constante de propagación como con la impedancia característica. Dicho procedimiento se muestra a continuación.

Primero se llevó a cabo la medición de los parámetros de dispersión [S], posteriormente utilizando la conversión de parámetros [S] a parámetros ABCD [18] se obtuvieron las componentes de la matriz ABCD. Cuyas expresiones están dadas por:

$$A_m = \frac{(1 + S_{11})(1 - S_{22}) + S_{12} S_{21}}{2 S_{21}} \quad (4.11)$$

$$B_m = Z_0 \frac{(1 + S_{11})(1 + S_{22}) - S_{12} S_{21}}{2 S_{21}} \quad (4.12)$$

$$C_m = \frac{1}{Z_0} \frac{(1 - S_{11})(1 - S_{22}) - S_{12} S_{21}}{2 S_{21}} \quad (4.13)$$

$$D_m = \frac{(1 - S_{11})(1 + S_{22}) + S_{12} S_{21}}{2 S_{21}} \quad (4.14)$$

Relacionando las componentes de la matriz ABCD con los parámetros de la línea se tiene:

$$A_m = \cosh(\gamma_m l) \quad (4.15)$$

$$B_m = Z_{0m} \sinh(\gamma_m l) , \quad (4.16)$$

donde γ_m y Z_0 serán la constante de propagación compleja y la impedancia característica medidas respectivamente.

De las expresiones (4.15) y (4.16), finalmente se obtiene:

$$Z_{0m} = \frac{B_m}{\sinh[\cosh^{-1}(A_m)]} \quad (4.17)$$

$$\gamma_m = \frac{1}{l} \sinh^{-1}\left(\frac{B_m}{Z_{0m}}\right) . \quad (4.18)$$

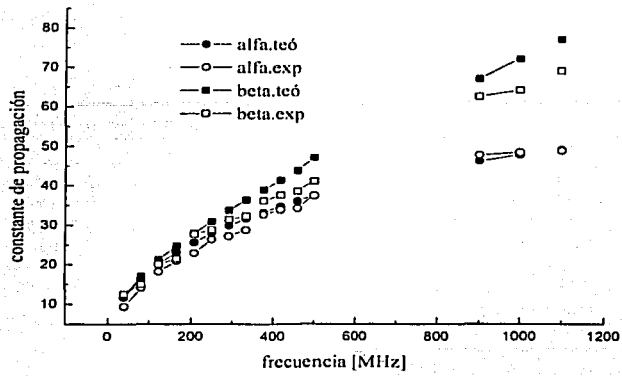
Con base en el procedimiento planteado, se realizaron las mediciones pertinentes para cada una de las microcintas construidas y con esto se obtuvieron indirectamente los valores tanto de la constante de propagación como el de la impedancia característica.

A continuación se presentan los principales resultados de la prueba electrodinámica ordenados de la siguiente manera.

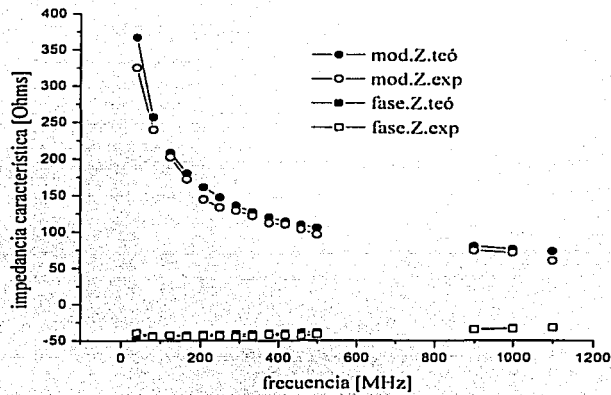
En las tablas 4.4 a 4.11 se muestran tanto resultados teóricos como los resultados experimentales de la prueba electrodinámica de cada una de las microcintas desarrolladas, y en las figuras 4.7 a 4.14 se muestran las gráficas tanto de la constante de propagación como de la impedancia característica de los resultados presentados en las tablas. Con el propósito de facilitar la comparación entre ellos y poder validar los resultados de la teoría desarrollada.

Tabla 4.4 Valores teóricos y experimentales de la constante de propagación e impedancia característica para una estructura con los siguientes parámetros: sustrato de alúmina con $\epsilon_r = 9.9$, $w = 1150 \mu m$, $d = 960 \mu m$, película de permalloy 81Ni19Fe con $\sigma = 4.9751 e^6 [1/\Omega m]$ y $R_s = 7 [\Omega]$.

Valores teóricos						Valores experimentales		
Frec [MHz]	α [Np/m]	β [1/m]	Z_{Vl} [Ω]	Z_{Vr} [Ω]	Z_{Hl} [Ω]	α_c [Np/m]	β_c [1/m]	Z_c [Ω]
40	11.63	11.83	261- j257	257- j253	265- j261	9.38	12.46	249- j208
82	16.50	17.09	184- j178	181- j175	187- j180	14.17	15.03	167- j171
124	20.12	21.20	151- j143	149- j141	153- j145	18.15	20.03	147- j139
166	23.07	24.75	132- j123	130- j121	134- j125	20.91	21.47	122- j121
208	25.60	27.95	119- j109	117- j107	120- j110	22.88	27.69	104- j99
250	27.82	30.92	109- j98	108- j97	111- j100	26.38	28.77	98- j93
292	29.80	33.71	102- j90	100- j89	103- j91	27.18	31.40	92- j91
334	31.59	36.37	96- j83	95- j82	98- j85	28.76	32.25	87- j85
376	33.22	38.93	92- j78	90- j77	93- j79	32.65	36.12	84- j75
418	34.73	41.41	88- j73	86- j72	89- j74	33.89	37.58	80- j75
460	36.11	43.82	84- j69	83- j68	85- j68	34.31	38.62	74- j72
500	37.35	47.08	81- j66	80- j65	83- j67	37.45	41.10	71- j64
900	46.21	67.09	66- j45	65- j45	67- j46	47.75	62.62	61- j42
1000	47.78	72.13	64- j42	63- j42	65- j43	48.43	64.13	59- j40
1100	49.15	77.15	62- j39	61- j39	63- j40	48.89	69.12	60- j37



(a)

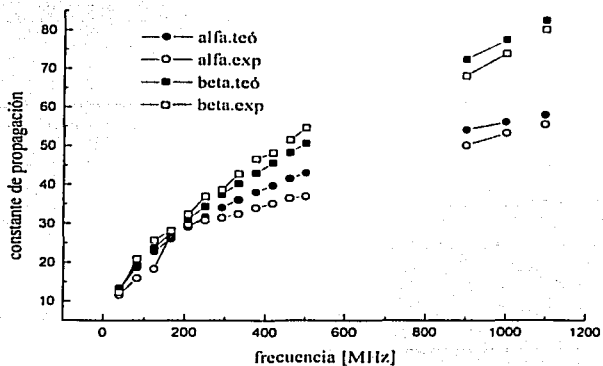


(b)

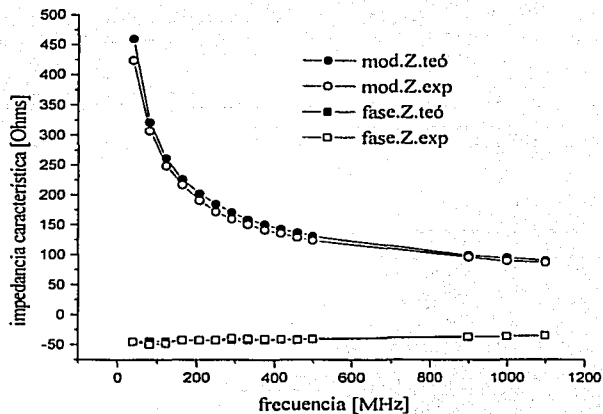
Figura 4.7 Gráfica de los valores teóricos y experimentales de: (a) constante de propagación y (b) impedancia característica, para una estructura con los siguientes parámetros: sustrato de alúmina con $\epsilon_r = 9.9$, $w = 1150 \mu m$, $d = 960 \mu m$, película de permalloy 81Ni19Fe con $\sigma = 4.9751 e^6 [1/\Omega m]$ y $R_s = 7 [\Omega]$.

Tabla 4.5 Valores teóricos y experimentales de la constante de propagación e impedancia característica para una estructura con los siguientes parámetros: sustrato de alúmina con $\epsilon_r = 9.9$, $w = 931 \mu m$, $d = 960 \mu m$, película de permalloy 81Ni19Fe con $\sigma = 4.9751e^6 [1/\Omega m]$ y $R_s = 8 [\Omega]$.

Valores teóricos						Valores experimentales		
Frec [MHz]	α [Np/m]	β [1/m]	Z_{in} [Ω]	Z_{in} [Ω]	Z_{in} [Ω]	α_c [Np/m]	β_c [1/m]	Z_c [Ω]
40	13.11	13.28	327- j323	323- j319	332- j327	11.56	12.21	298- j302
82	18.64	19.15	230- j224	227- j221	233- j226	15.88	20.91	198- j234
124	22.77	23.71	189- j181	186- j179	191- j183	18.30	25.73	168- j184
166	26.16	27.62	164- j155	162- j153	166- j157	27.16	28.27	161- j146
208	29.09	31.13	148- j138	146- j136	149- j139	29.73	32.36	142- j127
250	31.67	34.37	136- j124	134- j123	137- j126	30.79	36.88	129- j115
292	33.98	37.40	126- j115	125- j113	128- j116	31.42	38.62	124- j101
334	36.10	40.27	119- j106	117- j105	120- j108	32.43	42.70	115- j98
376	38.05	43.03	113- j100	112- j99	114- j101	34.00	46.64	108- j92
418	39.85	45.68	108- j94	106- j93	109- j95	35.19	48.25	102- j90
460	41.51	48.25	104- j89	102- j88	105- j90	36.50	51.48	96- j86
500	43.00	50.63	100- j85	99- j84	101- j86	36.95	54.62	93- j82
900	54.14	72.46	80- j59	79- j59	80- j60	50.15	68.12	77- j57
1000	56.19	77.60	78- j55	76- j55	77- j56	53.32	74.15	73- j53
1100	58.03	82.68	74- j52	73- j52	75- j53	55.56	80.19	71- j50



(a)

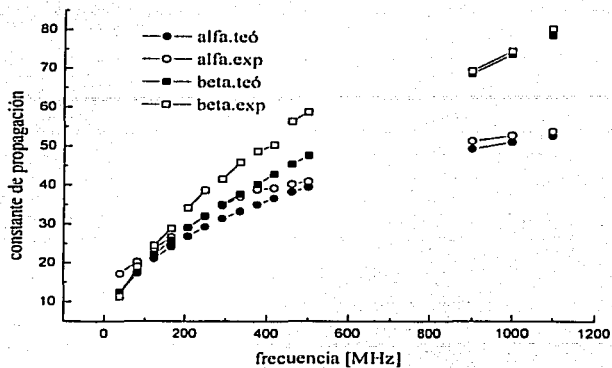


(b)

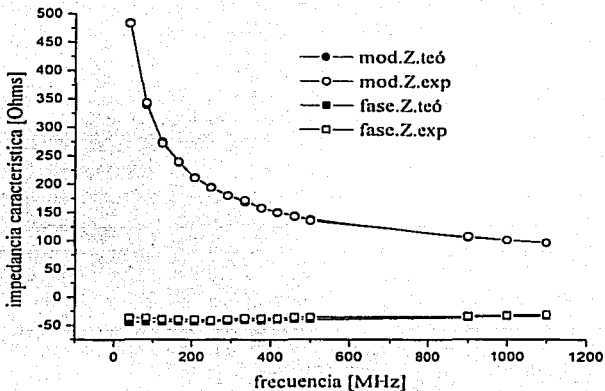
Figura 4.8 Gráfica de los valores teóricos y experimentales de: (a) constante de propagación y (b) impedancia característica, para una estructura con los siguientes parámetros: sustrato de alúmina con $\epsilon_r = 9.9$, $w = 931 \mu m$, $d = 960 \mu m$, película de permalloy 81Ni19Fe con $\sigma = 4.9751 e^6 [1/\Omega m]$ y $R_s = 8 [\Omega]$.

Tabla 4.6 Valores teóricos y experimentales de la constante de propagación e impedancia característica para una estructura con los siguientes parámetros: sustrato de alúmina con $\epsilon_r = 9.9$, $w = 713 \mu m$, $d = 960 \mu m$, película de permalloy 81Ni19Fe con $\sigma = 4.9751e^6 [1/\Omega m]$ y $R_c = 6 [\Omega]$.

Valores teóricos						Valores experimentales		
Frec [MHz]	α [Np/m]	β [1/m]	Z_{vt} [Ω]	Z_{vp} [Ω]	Z_{pt} [Ω]	α_c [Np/m]	β_c [1/m]	Z_c [Ω]
40	12.15	12.34	345-j339	341-j336	348-j342	17.19	11.15	383-j292
82	17.26	17.80	243-j235	241-j233	245-j238	20.14	18.94	273-j208
124	21.06	22.06	199-j190	197-j188	201-j192	23.54	24.40	213-j170
166	24.18	25.73	174-j163	172-j161	175-j164	26.58	28.83	186-j151
208	26.86	29.03	156-j144	155-j143	158-j146	29.12	34.10	165-j132
250	29.21	32.08	144-j131	142-j130	145-j132	31.89	38.63	147-j126
292	31.33	34.94	134-j120	133-j119	135-j121	34.68	41.48	139-j114
334	33.24	37.66	126-j111	125-j110	127-j112	36.95	45.77	137-j104
376	34.99	40.27	120-j104	119-j103	121-j105	38.88	48.65	126-j96
418	36.62	42.80	115-j98	114-j97	116-j99	39.19	50.31	119-j91
460	38.12	45.25	110-j93	109-j92	111-j93	40.13	56.21	114-j84
500	39.45	47.53	107-j88	106-j87	107-j89	40.88	58.66	109-j79
900	49.24	68.60	85-j61	85-j61	86-j62	51.23	69.33	89-j59
1000	50.99	73.61	83-j57	82-j57	83-j58	52.68	74.43	85-j54
1100	52.56	78.58	80-j53	79-j53	81-j54	53.71	80.27	82-j50



(a)



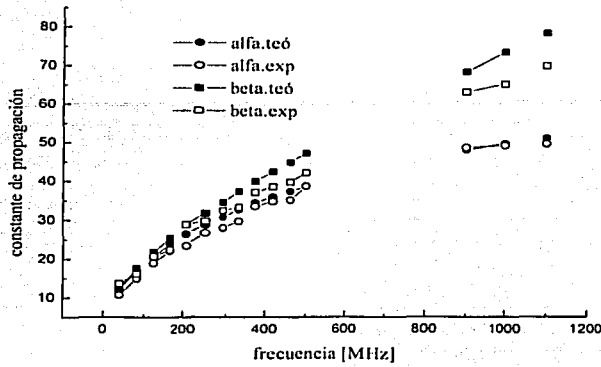
(b)

Figura 4.9 Gráfica de los valores teóricos y experimentales de: (a) constante de propagación y (b) impedancia característica, para una estructura con los siguientes parámetros: sustrato de alúmina con $\epsilon_r = 9.9$, $w = 713 \mu m$, $d = 960 \mu m$, película de permalloy 81Ni19Fe con $\sigma = 4.9751e^6 [1/\Omega m]$ y $R_s = 6 [\Omega]$.

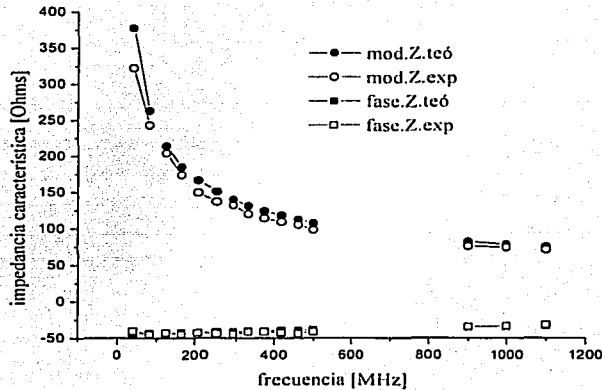
TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Tabla 4.7 Valores teóricos y experimentales de la constante de propagación e impedancia característica para una estructura con los siguientes parámetros: sustrato de alúmina con $\epsilon_r = 9.9$, $w = 1148 \mu\text{m}$, $d = 960 \mu\text{m}$, película de permalloy 81Ni19Fe con $\sigma = 4.9751 e^6 [1/\Omega m]$ y $R_s = 7.4 [\Omega]$.

Valores teóricos						Valores experimentales		
Frec [MHz]	α [Np/m]	β [1/m]	Z_{vt} [Ω]	Z_{vp} [Ω]	Z_{vt} [Ω]	α_e [Np/m]	β_e [1/m]	Z_e [Ω]
40	11.96	12.16	269- j264	265- j260	273- j268	10.65	13.63	247- j213
82	16.99	17.56	189- j183	186- j180	192- j186	14.88	16.13	170- j173
124	20.72	21.77	155- j147	153- j145	158- j150	18.95	20.68	149- j140
166	23.77	25.40	135- j127	133- j125	137- j128	22.11	22.31	124- j122
208	26.39	28.68	122- j112	120- j110	124- j114	23.38	28.63	109- j101
250	28.70	31.71	112- j101	110- j100	114- j103	26.68	29.73	99- j95
292	30.76	34.55	104- j93	103- j92	106- j95	27.98	32.45	94- j93
334	32.62	37.26	99- j86	97- j85	100- j88	29.66	33.15	89- j80
376	34.33	39.87	94- j81	92- j79	95- j82	33.45	37.02	85- j76
418	35.90	42.39	90- j76	88- j75	91- j77	34.75	38.48	80- j74
460	37.35	44.84	86- j72	85- j71	87- j73	35.10	39.72	75- j73
500	38.63	47.12	83- j68	82- j67	84- j69	38.65	42.23	73- j66
900	48.01	68.32	67- j47	66- j47	68- j48	48.66	63.13	62- j44
1000	49.67	73.39	65- j44	64- j43	66- j45	49.13	65.10	61- j42
1100	51.15	78.43	63- j41	62- j41	64- j42	49.69	69.89	60- j38



(a)



(b)

Figura 4.10 Gráfica de los valores teóricos y experimentales de: (a) constante de propagación y (b) impedancia característica, para una estructura con los siguientes parámetros: sustrato de alúmina con

$\epsilon_r = 9.9$, $w = 1148 \mu m$, $d = 960 \mu m$, película de permalloy 81Ni19Fe con

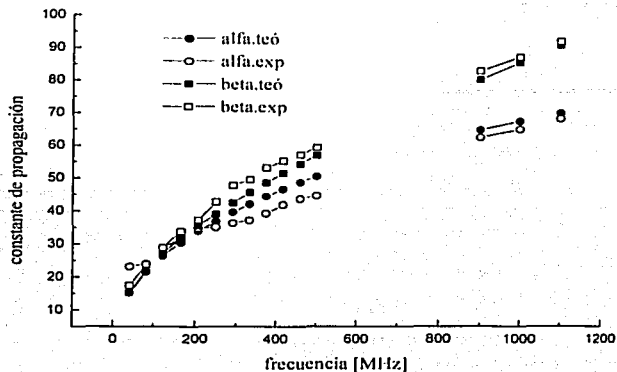
$\sigma = 4.9751e^6 [1/\Omega m]$ y $R_s = 7.4 [\Omega]$.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

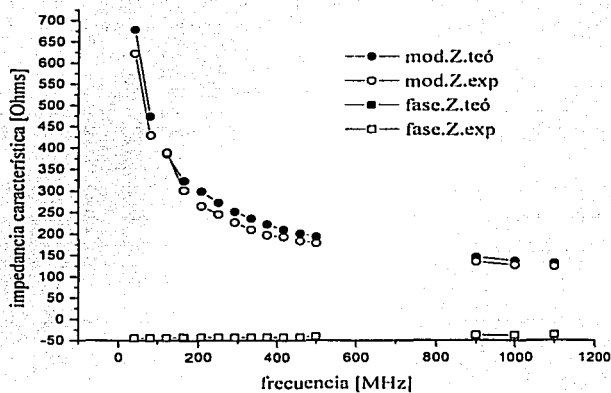
Tabla 4.8 Valores teóricos y experimentales de la constante de propagación e impedancia característica para una estructura con los siguientes parámetros: sustrato de alumina con $\epsilon_r = 9.9$, $w = 534 \mu m$, $d = 960 \mu m$, película de permalloy 81Ni19Fe con $\sigma = 4.9751 e^6 [1/\Omega m]$ y $R_s = 7.8 [\Omega]$.

Valores teóricos						Valores experimentales		
Frec [MHz]	α [Np/m]	β [1/m]	Z_{Vl} [Ω]	Z_{Vr} [Ω]	Z_{Vl} [Ω]	α_e [Np/m]	β_e [1/m]	Z_e [Ω]
40	15.08	15.23	482- j477	478- j474	485- j480	23.08	17.39	443- j436
82	21.49	21.92	338- j331	336- j329	340- j334	23.85	23.67	306- j301
124	26.29	27.09	277- j268	275- j266	278- j270	28.79	28.84	280- j268
166	30.27	31.50	240- j230	239- j229	242- j232	31.44	33.64	219- j206
208	33.72	35.44	216- j205	214- j204	217- j206	34.65	37.10	193 - j180
250	36.78	39.04	198- j186	196- j185	199- j187	35.11	42.66	179- j168
292	39.55	42.41	184- j171	183- j170	185- j172	36.24	47.71	163- j156
334	42.09	45.59	173- j159	172- j158	174- j160	37.17	49.47	152- j143
376	44.44	48.61	164- j149	163- j149	165- j150	39.26	53.14	145- j134
418	46.62	51.51	156- j141	155- j140	157- j142	41.86	55.23	142- j131
460	48.67	54.31	150- j134	149- j133	150- j135	43.65	57.12	138- j122
500	50.50	56.90	144- j128	143- j127	145- j129	44.56	59.27	134- j117
900	64.64	80.06	113- j91	112- j90	113- j91	62.34	82.72	105- j83
1000	67.35	85.40	108- j85	108- j85	109- j86	64.89	87.11	- 100 j79
1100	69.83	90.62	104- j80	104- j80	105- j81	68.04	91.76	98- j74

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN



(a)



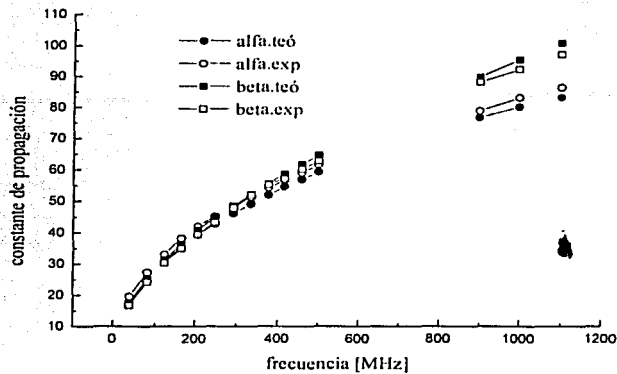
(b)

Figura 4.11 Gráfica de los valores teóricos y experimentales de: (a) constante de propagación y (b) impedancia característica, para una estructura con los siguientes parámetros: sustrato de alúmina con $\epsilon_r = 9.9$, $w = 534 \mu m$, $d = 960 \mu m$, película de permalloy 81Ni19Fe con $\sigma = 4.9751e^6 [1/\Omega m]$ y $R_s = 7.8 [\Omega]$.

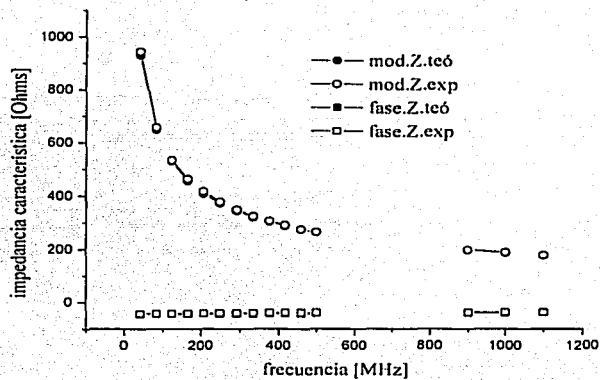
Tabla 4.9 Valores teóricos y experimentales de la constante de propagación e impedancia característica para una estructura con los siguientes parámetros: sustrato de alúmina con $\epsilon_r = 9.9$, $w = 337 \mu m$, $d = 960 \mu m$, película de permalloy 81Ni19Fe con $\sigma = 4.9751e^6 [1/\Omega m]$ y $R_s = 7.8 [\Omega]$.

Valores teóricos						Valores experimentales		
Frec [MHz]	α [Np/m]	β [1/m]	Z_{in} [Ω]	Z_{in} [Ω]	Z_{in} [Ω]	α_c [Np/m]	β_c [1/m]	Z_c [Ω]
40	17.43	17.57	660- j654	657- j652	663- j657	19.53	16.69	689- j645
82	24.65	25.22	462- j455	460- j453	463- j456	27.35	24.30	480- j448
124	30.45	31.12	377- j369	375- j367	379- j370	32.95	30.23	397- j358
166	35.09	36.14	327- j317	326- j316	328- j319	38.10	34.89	342- j312
208	39.15	40.60	293- j282	292- j282	294- j284	41.69	39.18	308- j280
250	42.76	44.68	269- j257	267- j256	269- j258	45.26	43.25	285- j248
292	46.05	48.46	250- j237	248- j236	250- j238	48.30	47.78	264- j229
334	49.07	52.02	234- j220	233- j220	235- j221	51.34	51.84	252- j205
376	51.87	55.40	222- j207	221- j206	222- j208	54.17	55.13	236- j194
418	54.49	58.63	211- j196	210- j195	211- j197	56.59	57.12	236- j194
460	56.96	61.73	202- j186	201- j185	202- j187	59.05	60.19	216- j170
500	59.25	64.65	195- j178	194- j177	195- j179	61.55	62.75	207- j164
900	76.70	89.75	150- j128	149- j128	150- j128	78.79	88.14	157- j120
1000	80.26	95.52	144- j120	143- j120	144- j121	83.19	92.36	150- j115
1100	83.35	100.98	138- j113	137- j113	138- j114	86.54	97.25	142- j107

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN



(a)



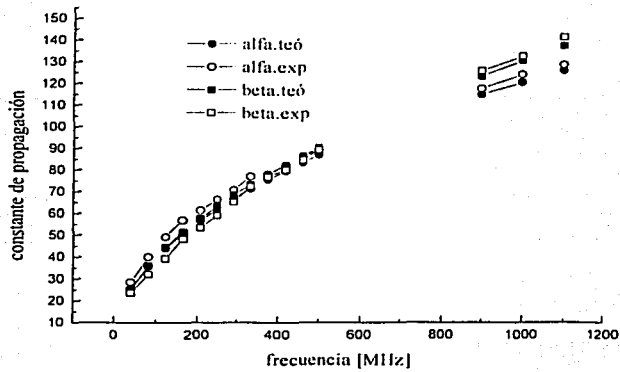
(b)

Figura 4.12 Gráfica de los valores teóricos y experimentales de: (a) constante de propagación y (b) impedancia característica, para una estructura con los siguientes parámetros: sustrato de alúmina con $\epsilon_r = 9.9$, $w = 337 \mu m$, $d = 960 \mu m$, película de permalloy 81Ni19Fe con $\sigma = 4.9751 e^6 [1/\Omega m]$ y $R_s = 7.8 [\Omega]$.

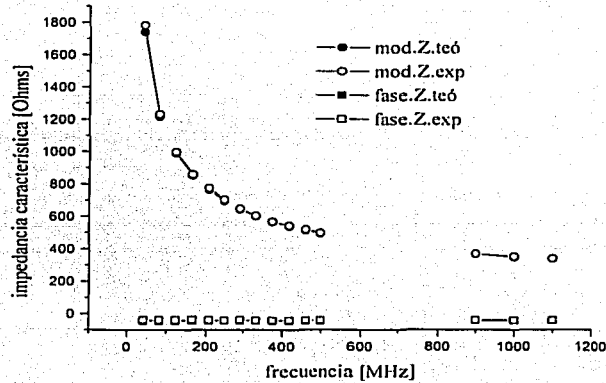
Tabla 4.10 Valores teóricos y experimentales de la constante de propagación e impedancia característica para una estructura con los siguientes parámetros: sustrato de alúmina con $\epsilon_r = 9.9$, $w = 139 \mu\text{m}$, $d = 960 \mu\text{m}$, película de permalloy 81Ni19Fe con $\sigma = 4.9751e^6 [1/\Omega m]$ y $R_s = 8.7 [\Omega]$.

Valores teóricos						Valores experimentales		
Frec [MHz]	α [Np/m]	β [1/m]	Z_{11} [Ω]	Z_{12} [Ω]	Z_{22} [Ω]	α_c [Np/m]	β_c [1/m]	Z_c [Ω]
40	24.98	25.17	1238-j1222	1237-j1220	1240-j1224	28.49	23.57	1388-j1117
82	35.74	36.06	864-j854	863-j853	865-j855	40.02	32.09	976-j752
124	43.90	44.40	704-j694	702-j693	704-j695	49.16	39.27	781-j621
166	50.72	51.44	609-j599	608-j598	609-j600	56.85	48.29	674-j537
208	56.69	57.68	545-j534	544-j534	545-j535	61.35	53.48	598-j495
250	61.86	63.16	496-j484	495-j484	496-j485	66.42	59.09	535-j457
292	66.75	68.37	460-j447	459-j447	460-j448	70.75	65.25	494-j418
334	71.28	73.24	431-j418	430-j418	431-j419	76.97	72.33	451-j404
376	75.50	77.84	407-j393	406-j393	407-j394	78.14	76.90	421-j381
418	79.48	82.21	387-j372	386-j372	386-j373	82.26	80.15	401-j366
460	83.24	86.39	369-j353	368-j354	368-j354	86.39	84.65	385-j347
500	86.91	90.46	356-j340	354-j341	356-j341	89.11	89.34	366-j336
900	114.78	123.34	270-j249	269-j250	269-j250	117.61	125.84	279-j242
1000	120.52	130.54	257-j235	256-j236	256-j237	124.16	132.54	267-j230
1100	125.90	137.47	246-j233	245-j224	245-j225	128.64	141.39	253-j227

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN



(a)

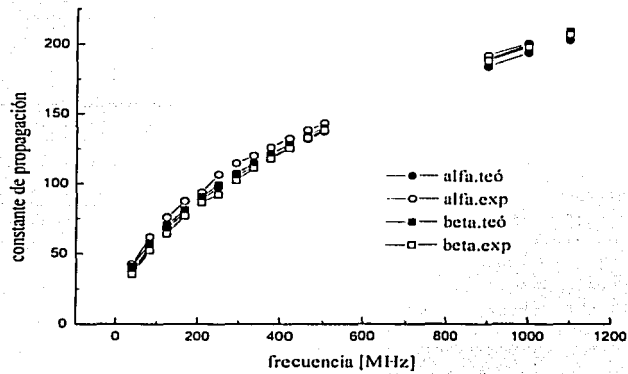


(b)

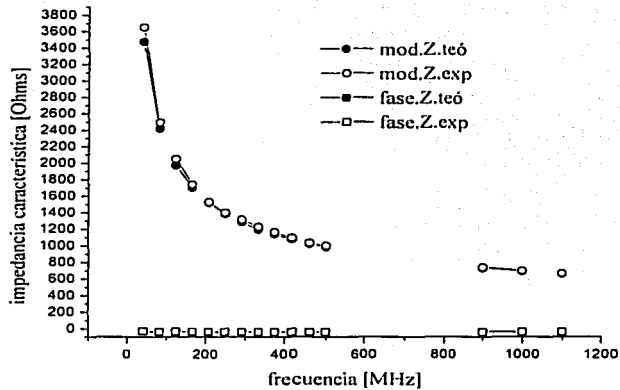
Figura 4.13 Gráfica de los valores teóricos y experimentales de: (a) constante de propagación y (b) impedancia característica, para una estructura con los siguientes parámetros: sustrato de alúmina con $\epsilon_r = 9.9$, $w = 139 \mu m$, $d = 960 \mu m$, película de permalloy 81Ni19Fe con $\sigma = 4.9751e^6 [1/\Omega m]$ y $R_s = 8.7 [\Omega]$.

Tabla 4.11 Valores teóricos y experimentales de la constante de propagación e impedancia característica para una estructura con los siguientes parámetros: sustrato de alúmina con $\epsilon_r = 9.9$, $w = 49.5 \mu m$, $d = 960 \mu m$, película de permalloy 81Ni19Fe con $\sigma = 4.9751e^6 [1/\Omega m]$ y $R_s = 10 [\Omega]$.

Valores teóricos						Valores experimentales		
Frec [MHz]	α [Np/m]	β [1/m]	Z_{11} [Ω]	Z_{1p} [Ω]	Z_{p1} [Ω]	α_e [Np/m]	β_e [1/m]	Z_e [Ω]
40	37.30	40.91	2780-j2083	2763-j2106	2762-j2105	42.24	35.18	3142-j1853
82	54.87	57.45	1829-j1586	1823-j1597	1819-j1594	61.72	52.13	2048-j1427
124	67.99	70.21	1458-j1322	1454-j1330	1450-j1327	75.46	63.89	1647-j1216
166	78.94	80.99	1247-j1156	1245-j1162	1241-j1159	87.22	76.70	1365-j1078
208	88.52	90.52	1108-j1039	1106-j1045	1103-j1042	93.37	86.27	1207-j940
250	97.15	99.16	1007-j952	1005-j957	1002-j954	106.37	92.02	1093-j880
292	105.05	107.12	930-j883	928-j888	925-j885	114.39	102.07	1000-j851
334	112.39	114.54	868-j827	866-j832	863-j829	119.93	111.10	928-j802
376	118.62	120.87	822-j784	820-j789	817-j787	125.73	117.84	875-j767
418	125.74	128.14	775-j740	772-j745	770-j743	132.40	125.44	819-j722
460	131.89	134.45	738-j706	736-j711	734-j709	138.35	132.89	771-j691
500	137.48	140.20	708-j677	706-j682	703-j680	143.39	138.37	738-j669
900	183.84	188.82	529-j503	526-j508	524-j506	191.74	188.17	550-j495
1000	193.58	199.27	503-j477	500-j482	498-j480	200.35	197.87	514-j470
1100	202.80	209.25	480-j454	477-j459	475-j457	206.65	206.73	490-j449



(a)



(b)

Figura 4.14 Gráfica de los valores teóricos y experimentales de: (a) constante de propagación y (b) impedancia característica, para una estructura con los siguientes parámetros: sustrato de alúmina con $\epsilon_r = 9.9$, $w = 49.5 \mu m$, $d = 960 \mu m$, película de permalloy 81Ni19Fe con $\sigma = 4.9751 e^6 [1/\Omega m]$ y $R_s = 10 [\Omega]$.

4.2.2 Comparación de los resultados experimentales con los resultados teóricos

Con base en los resultados mostrados en la tablas y gráficas anteriores, los errores máximos entre los resultados teóricos y experimentales para cada una de las microcintas construidas son mostrados en la tabla 4.12.

Tabla 4.12 Errores máximos entre los valores teóricos y experimentales para cada una de las microcintas.

microcinta	$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} \times 100$	$\frac{\Delta\beta}{\beta} \times 100$	$\frac{\Delta Z }{ Z } \times 100$	$\frac{\Delta\angle Z}{\angle Z} \times 100$
w-1150 [μm]	5 %	10%	11%	11%
w-931 [μm]	12%	6%	8%	11%
w-713 [μm]	10%	10%	3%	12%
w-1148 [μm]	7%	10%	11%	7%
w-534 [μm]	11%	9%	8%	3%
w-337 [μm]	4%	3%	2%	4%
w-139 [μm]	12%	7%	2%	12%
w-49.5 [μm]	9%	9%	5%	12%

Como se muestra en la tabla 4.12, la aproximación de nuestros valores teóricos que son el resultados de la teoría desarrollada con respecto a los valores experimentales que son el resultados de una tecnología propia de construcción, son muy buenos. Dado que los resultados teóricos como se concluyó al resolver las ecuaciones integrales utilizando el método de momentos pueden ser mejorados significativamente aumentando el número de términos en las aproximaciones. Por otro lado, al analizar los depósitos realizados, se pudo observar que estos tenían imperfecciones que son susceptibles de ser mejoradas significativamente, por lo que si se logra por un lado mejorar la técnica de depósito a la hora de la fabricación de las microcintas y por el otro aumentamos el número de términos en la aproximación de la densidad de corriente, la diferencia entre los valores teóricos y los valores experimentales sería mucho menor.

4.3 Prueba de detección

Para el desarrollo de esta prueba se implemento el diagrama mostrado en la figura 4.7. Para el generador de RF (1) se utilizó el generador interno del analizador de redes HP 8753C. Se desarrolló un filtro pasa altas (2) para eliminar señales parásitas de baja frecuencia. El detector magnetorresistivo (3) cuya estructura esta definida en la figura 4.1, es un elemento sensitivo basado en una película ferromagnética de permalloy 80Ni20Fe depositada en un sustrato de vidrio cristalizado (sital). Para la medición de potencia de RF tanto a la entrada como a la salida del detector se utilizó un medidor de potencia HP EPM 441A (5). Para la

medición de la señal de salida se utilizó un multímetro de alta resolución HP 3458A (4). Así mismo la magnitud y dirección del campo magnético es variada cambiando la distancia y la rotación de un imán permanente (N ↔ S).

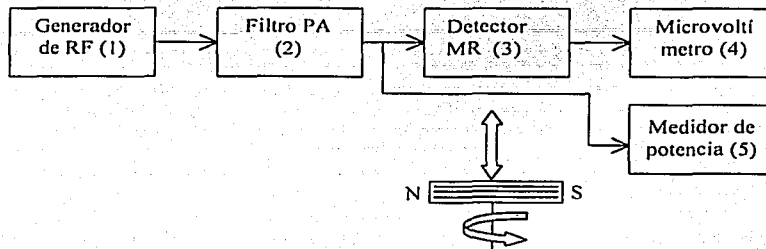


Figura 4.7. Diagrama a bloques para la prueba de detección.

Las características del elemento sensitivo son:

$$R_m = 550 - 560 \Omega, \quad \Delta R / R_m = 2.16 - 2.2\%, \quad l = 1.4 - 1.45 \text{ mm} \text{ y } w = 30 - 32 \mu m$$

El detector esta montado en una caja no magnética, de tal manera que sea posible magnetizar la película ferromagnética con un campo externo, ya que el magnetorresistor debe operar bajo la influencia de un campo magnético externo H_0 . Dicho campo es creado por un imán permanente y es paralelo a la superficie del sustrato. Tanto la intensidad como la dirección del campo son cambiadas variando la distancia entre el imán y el detector así como su rotación. Con el imán que se utilizó el campo pudo ser variado desde 400 hasta 10000 [A/m] los cual es adecuado para el desarrollo de la prueba.

Un esquema eléctrico de la prueba de detección es mostrada en la figura 4.8, en este esquema el capacitor C_2 es para aterrizar la corriente de RF y, junto con la resistencia del magnetorresistor R_m integra la señal multiplicada y separa la señal detectada V_0 la cual es proporcional a la potencia activa de RF en la línea de transmisión.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

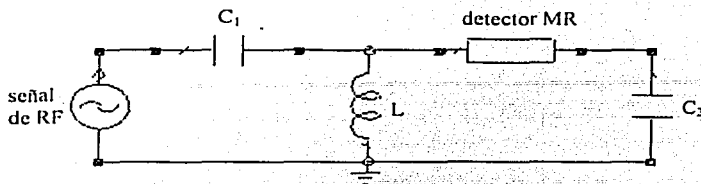


Figura 4.8. Esquema eléctrico de la prueba de detección.

El filtro de entrada formado por C_1 y L , es un filtro pasa altas para eliminar señales parásitas de baja frecuencia. El filtro fue construido en un sustrato de material Rogers R04003 utilizando la técnica de microlitografía antes descrita. El ancho de las líneas es de 1 mm para tener una impedancia aproximadamente de 50Ω . La respuesta del filtro fue medida con el analizador de redes 8753C. La gráfica correspondiente es mostrada en la figura 4.9.

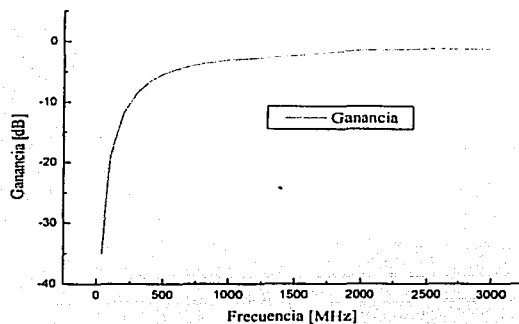


Figura 4.9. Respuesta en frecuencia del filtro de entrada.

4.3.1 Resultados

Para validar los resultados teóricos se realizaron las siguientes pruebas:

Dependencia angular: La dependencia angular del detector fue investigada en su régimen de auto detección. Para la realización de esta prueba se mantuvieron constantes la potencia de la señal de entrada, la frecuencia de la señal de RF, así como la magnitud del campo

magnético externo H_0 , midiendo la señal detectada para diferentes valores del ángulo del campo de magnetización φ_0 . Los resultados de esta prueba junto con los resultados teóricos son mostrados en la tabla 4.13.

Característica voltaje-potencia: Para la implementación de esta prueba se mantuvo constante la frecuencia de la señal de entrada, el campo magnético externo y la dirección del mismo, midiendo el voltaje detectado para diferentes valores de potencia de la señal de entrada. Los resultados son mostrados en la tabla 4.14, en la cual se muestra tres pruebas para diferentes valores del campo de magnetización.

Tabla 4.13 Valores teóricos y experimentales de la dependencia angular del voltaje detectado del detector magnetorresistivo, utilizando las siguientes características: $M_0 = 70 \times 10^4$ [A/m], $H_0 = 4500$ [A/m],

$$\gamma = 1.76 \times 10^{11} \text{ [c / Kg]}, \frac{\Delta\rho}{\rho} = 2.16\%, \theta = 135^\circ, P_i = 70 \text{ mW y } f = 2 \text{ GHz.}$$

Ángulo φ_0 [°]	$V_{0 \text{ detectado}}$ teórico [μV]	$V_{0 \text{ detectado}}$ experimental [μV]
0	4.48	0
15	19.8	23
30	38.06	47
45	49.24	58
60	46.44	54
75	29.92	41
90	7.08	18
105	-11.77	3
120	-19.18	-16
135	-14.74	-23
150	-4.99	-9
165	0.6	3
180	-4.48	-16
195	-19.8	-33
210	-38.06	-54
225	-49.24	-57
240	-46.44	-54
255	-29.92	-34
270	-7.08	-17
285	11.77	0
300	19.18	12
315	14.74	17
330	4.98	9
345	-0.6	0
360	4.48	-3

Tabla 4.14 Valores teóricos y experimentales de la característica voltaje-potencia del detector magnetorresistivo, utilizando las siguientes características: $M_0 = 70 \times 10^4$ [A/m], $\gamma = 1.76 \times 10^{11}$ [c/Kg],

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} = 2.16\% , \theta = 135^\circ , \varphi_0 = 45^\circ , P_i = 70 \text{ mW} \text{ y } f = 2 \text{ GHz.}$$

	$H_0 = 4500$ [A/m]	$H_0 = 8500$ [A/m]	$H_0 = 2000$ [A/m]			
Potencia de entrada [mW]	V_0 detectado teórico [μV]	V_0 detectado experimental [μV]	V_0 detectado teórico [μV]	V_0 detectado experimental [μV]	V_0 detectado teórico [μV]	V_0 detectado experimental [μV]
10	7.04	4	2.37	2	9.80	8
15	10.56	7	3.56	3	14.71	12
20	14.09	10	4.75	4	19.63	18
25	17.57	14	5.93	5	24.55	23
30	21.07	18	7.12	7	29.47	28
35	24.61	22	8.31	8	34.39	33
40	28.15	26	9.50	9	39.31	38
45	31.63	30	10.68	10	44.23	43
50	35.16	33	11.87	12	48.97	48
55	38.71	37	13.05	12	53.89	54
60	42.25	42	14.24	14	58.81	59
65	45.59	46	15.43	15	63.73	64
70	49.24	50	16.60	16	68.60	69
75	52.84	54	17.78	17	73.52	73
80	56.37	57	18.97	19	78.44	79
85	59.81	60	20.16	20	83.31	84
90	63.35	63	21.35	21	88.28	89

4.3.2 Comparación de los resultados experimentales con los resultados teóricos

Para efecto de comparar los resultados teóricos con los experimentales, se obtuvieron las graficas 4.10 y 4.11, en donde comparamos el comportamiento teórico con el experimental tanto de la respuesta angular como de la respuesta voltaje-potencia del detector magnetorresistivo.

Por lo que se refiere a la respuesta angular, como podemos observar en la figura 4.10, tanto teórica como experimentalmente la respuesta angular tiene el mismo comportamiento. Aunque el error al comparar individualmente cada resultado teórico con su correspondiente resultado experimental parece ser muy grande, pero en este caso es más importante el

comportamiento del detector en todo el intervalo de variación del ángulo de magnetización φ_0 . Un detalle importante de observar, es que tanto teórica como experimentalmente se obtiene que la mayor respuesta ocurre para un ángulo φ_0 igual a 45° .

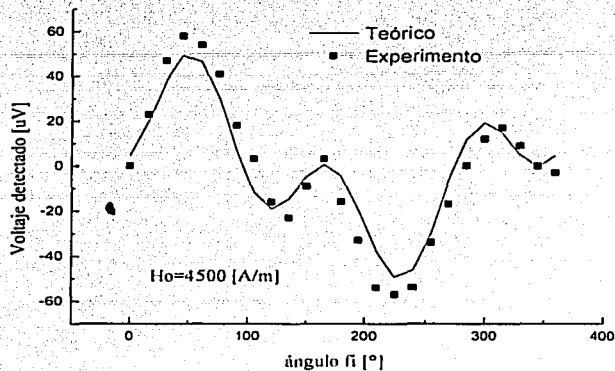


Figura 4.10 Gráfica de los valores teóricos y experimentales de la dependencia angular del voltaje detectado del detector magnetorresistivo, utilizando las siguientes características: $M_0 = 70 \times 10^{-4} \text{ [A/m]}$,

$$\gamma = 1.76 \times 10^{11} \text{ [c/Kg]}, \frac{\Delta\rho}{\rho} = 2.16\%, \theta = 135^\circ, P_i = 70 \text{ mW} \text{ y } f = 2 \text{ GHz.}$$

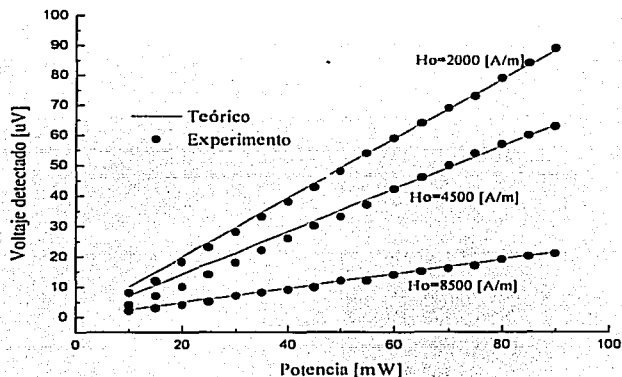


Figura 4.11 Gráfica de los valores teóricos y experimentales de la característica voltaje-potencia del detector magnetorresistivo, utilizando las siguientes características: $M_0 = 70 \times 10^{-4} \text{ [A/m]}$, $\gamma = 1.76 \times 10^{11} \text{ [c/Kg]}$,

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = 2.16\%, \theta = 135^\circ, \varphi_0 = 45^\circ \text{ y } f = 2 \text{ GHz.}$$

Por lo que respecta a la respuesta voltaje-potencia, figura 4.11, también los resultados son excelentes dado que el comportamiento tanto teórico como experimental son iguales. Además se puede observar que la respuesta del detector tanto teórica como experimentalmente es muy lineal, en todo el intervalo investigado.

4.4 Comparación con trabajos previos

En primer lugar compararemos la impedancia característica y la constante dieléctrica efectiva obtenida en nuestro análisis, con los valores obtenidos utilizando una aproximación a una solución cuasi-estática [14], [18].

Dadas las dimensiones de la microcinta, la impedancia característica y la constante dieléctrica pueden ser calculadas con las siguientes expresiones [14], [18]:

$$\epsilon_{ef} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \frac{1}{\sqrt{1 + 12d/w}}, \quad (4.19)$$

$$Z_0 = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_{ef}}} \ln \left(\frac{8d}{w} + \frac{w}{4d} \right) \quad \text{para } w/d \leq 1, \quad (4.20)$$

$$Z_0 = \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon_{ef}} [w/d + 1.393 + 0.667 \ln(w/d + 1.444)]} \quad \text{para } w/d \geq 1. \quad (4.21)$$

Los resultados se muestran en las tablas 4.15 para cada una de nuestras microcintas construidas y para una frecuencia de 500 MHz.

Como se puede observar de la tabla 4.15, el error máximo entre los valores calculados con la teoría desarrollada, comparados con los calculados con las expresiones (4.18, 4.19 y 4.20) son:

Para la impedancia característica Z_0 , el error máximo es de 2.5% y para la constante dieléctrica efectiva ϵ_{ef} es de 2.7%. y ambos ocurren para la microcinta con un ancho de película $w = 49.5 [\mu m]$.

Tabla 4.15 Comparación de la impedancia característica y constante dieléctrica efectiva para las ocho microcintas construidas, con una estructura que utiliza los siguientes parámetros: sustrato de alúmina con $\epsilon_r = 9.9$, $d = 960 \mu m$, película de permalloy 81Ni19Fe con $\sigma = 4.9751 e^6 [1/\Omega m]$, $R_s = 0.003 [\Omega]$ y $f = 500$ MHz.

		Análisis de onda completa Método de Momentos	Aproximación a una solución cuasi-estática [14], [18]		
$w [\mu m]$	$\frac{w}{d}$	$Z_0 [\Omega]$	ϵ_{ref}	$Z_0 [\Omega]$	ϵ_{ref}
1150	1.197	44.54	6.80	44.68	6.79
931	0.979	49.36	6.66	49.70	6.67
713	0.742	55.62	6.51	56.23	6.52
1148	1.195	44.57	6.80	44.72	6.79
534	0.556	62.55	6.39	63.52	6.39
337	0.351	75.59	6.23	75.42	6.20
139	0.144	98.07	6.04	98.82	5.94
49.5	0.051	122.99	5.91	126.32	5.74

En segundo término, comparamos las pérdidas obtenidas utilizando nuestro análisis de onda completa con las obtenidas en [19] y [20]. Los resultados son mostrados en la figura 4.12.

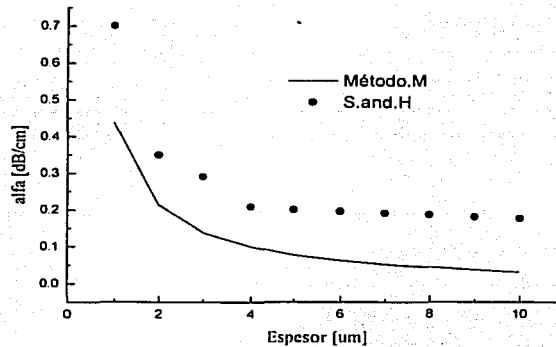


Figura 4.12 Constante de atenuación α [dB/cm] a 2 GHz contra el espesor del metal "t" para $w = 30 \mu m$, $d = 200 \mu m$, $\epsilon_r = 12.9$, $\sigma = 3.333 \cdot 10^7 S/m$, los resultados obtenidos utilizando la teoría desarrollada son comparados con los obtenidos por G. Stracca [19] y por W. Heinrich [20].

Como se puede observar en la figura 4.12, los resultados no son idénticos. Sin embargo, la aproximación es muy buena dado que tienen un comportamiento similar. La diferencia en los resultados se puede deber entre otras cosas en que en la teoría desarrollada en el presente trabajo, se consideró indirectamente el valor del espesor de la película vía la resistencia superficial de esta, expresión (2.33). Es decir, que nosotros lo que medimos y tuvimos control es sobre la resistencia superficial de la película por cuestiones del equipo de depósito y de medición y no con el espesor directamente. Y como los depósitos no son del todo perfectos existe una diferencia importante entre el espesor real de la película y el calculado indirectamente con la expresión (2.33). Por lo que al comparar con los trabajos [19] y [20], no estamos utilizando exactamente el mismo valor del espesor de la película.

Finalmente compararemos la respuesta angular del voltaje detectado del detector magnetorresistivo, con las obtenidas en [5]. En este trabajo la estructura del detector esta formada por cuatro magnetorresistores sin embargo podemos observar un comportamiento similar. Los resultados son mostrados en la figura 4.13.

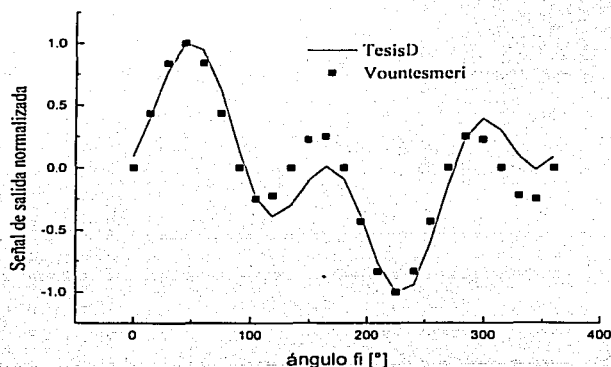
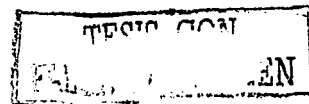


Figura 4.13 Comparación de la respuesta angular del voltaje detectado del detector con los obtenidos por V. Vountesmeri [5], utilizando las siguientes características: $M_0 = 70 \times 10^{-4}$ [A/m], $\gamma = 1.76 \times 10^{11}$ [c/Kg], $\frac{\Delta\rho}{\rho} = 2.16\%$, $\theta = 135^\circ$ y $f = 2$ GHz. Los valores están normalizados respecto a sus valores máximos.

Como se puede apreciar en la gráfica 4.13, tanto en el trabajo presentado por V. Vountesmeri como en los resultados de la tesis, coinciden en que la respuesta mayor del detector se da cuando el ángulo ϕ_0 es igual a 45° . Además de que el comportamiento del detector respecto a la variación el ángulo ϕ_0 es muy similar en ambos trabajos.

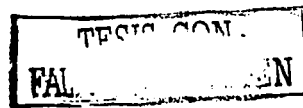
4.5 Conclusiones

1. Se obtuvo que la discontinuidad por ancho de película para este análisis no influye en el intervalo de frecuencia de los 100 KHz a los 2 GHz. Ya que los resultados en considerarla y no considerarla no difieren más del 1 %.
2. Se obtuvieron depósitos de películas con imperfecciones, por lo que esto es una fuente de error muy importante. Con base en esto se concluye que los resultados experimentales pueden ser mejorados significativamente si se logran mejorar la técnica de depósito.
3. Así mismo se obtuvo que la técnica de microlitografía utilizada en este trabajo, produce errores de un 2 % en películas de aproximadamente 1200 μm de ancho y hasta de un 50 % en películas con un ancho menor a los 50 μm .
4. Se obtuvo una constante de atenuación α de 0.42 dB/mm a 1.1 GHz para película de permalloy de 1150 μm y de 1.75 dB/mm a 1.1 GHz para película de permalloy de 50 μm . Así mismo se obtuvo una diferencia máxima entre los valores teóricos y los valores experimentales del 12%.
5. Los niveles de atenuación de esta estructura, no cambian significativamente con el espesor de la película para $t \geq 3\delta$, (δ , es la profundidad de penetración). Esta misma conclusión ya fue observada por Heinrich [20].
6. Se obtuvo en los valores de la constante de fase β , una diferencia máxima entre los valores teóricos y los valores experimentales del 10%.
7. Se obtuvo en los valores del modulo de la impedancia característica $|Z_0|$, una diferencia máxima entre los valores teóricos y los valores experimentales del 11%.
8. Se obtuvo en los valores de la fase de la impedancia característica $\angle Z_0$, una diferencia máxima entre los valores teóricos y los valores experimentales del 12%.
9. Por lo que se refiere a la respuesta angular, se obtuvo un comportamiento similar tanto teórica como experimentalmente y lo más importante es que se obtuvo que la mayor respuesta del detector ocurre para un ángulo de magnetización $\varphi_0 = 45^\circ$.
10. Por lo que respecta a la respuesta voltaje-potencia, se obtuvo que la respuesta del detector tanto teórica como experimentalmente es muy lineal en todo el intervalo investigado de 10 – 100 mW.
11. Al comparar nuestros resultados con una aproximación cuasiestática [14] y [18], se obtuvo un error máximo en Z_0 del 2.5 % y un error máximo en ξ_{ef} del 2.7%.



CONCLUSIONES GENERALES

105



Conclusiones Generales

1. Se obtuvo el análisis electrodinámico de un detector magnetorresistivo de potencia activa tipo microcinta basado en el método de momentos.
2. Con base en el análisis electrodinámico desarrollado, se obtuvo la teoría requerida para el diseño y optimización de los elementos de las estructuras de detectores magnetorresistivos tipo microcinta en el intervalo de frecuencia de 100 KHz a 2 GHz.
3. Se obtuvo que la ventaja principal de resolver las ecuaciones integrales utilizando el método de momentos en lugar de resolverlas utilizando el método propuesto por Denlinger [15], es la factibilidad de obtener las distribuciones de la densidad de corriente a partir de las condiciones de frontera.
4. Así mismo podemos mencionar que como la amplitud de la componente transversal de la densidad de corriente es proporcional al la razón del ancho de la microcinta respecto a la longitud de onda (w/λ), y dado que este término es muy pequeño ($w/\lambda < 0.01$) en todo el intervalo de frecuencia propuesto, la componente transversal de la densidad de corriente es al menos dos ordenes de magnitud más pequeña que la componente longitudinal. Por lo que una muy buena aproximación es considerar la componente transversal igual a cero en los análisis y como resultado se tiene que las funciones de potencial tendrán un solo término en lugar de dos y en consecuencia el sistema final de ecuaciones será de un orden mucho menor, lo cual reduce significativamente el tiempo de computo.
5. Se ha analizado y fabricado un detector magnetorresistivo para la medición de potencia activa en RF en una estructura tipo microcinta que opera en líneas de transmisión desacopladas. Este tipo de detector es muy adecuado, dado que tiene dos entradas independientes, una entrada eléctrica y otra magnética. Las cuales están relacionadas con las dos componentes del campo electromagnético que determinan el vector de Poynting y por lo tanto con la potencia electromagnética. La entrada eléctrica del detector está relacionada con el campo eléctrico de RF (diferencia de potencial) y la entrada magnética con el campo magnético de RF (corriente).
6. Así mismo se obtuvo la verificación experimental del modelo propuesto. Para esto, primeramente se diseñaron y construyeron las líneas tipo microcinta para la validación de los resultados electrodinámicos. Se obtuvo que la diferencia de valores teóricos de la constante de propagación y de la impedancia característica que son los resultados de la teoría desarrollada con respecto a los valores experimentales que son los resultados de la medición, se encuentra en el intervalo del 2 al 12 %. En este mismo renglón podemos mencionar que se compararon los resultados teóricos con otro tipo de solución propuesta en la bibliografía. Y la diferencia fue del 2.7 % en el peor de los casos. Esto nos permite concluir que los resultados del análisis electrodinámico obtenidos son satisfactorios.
7. Además se realizó la verificación experimental del comportamiento del detector magnetorresistivo en el intervalo de frecuencia de los 100 KHz hasta los 2 GHz, tanto para

su respuesta angular como para su característica voltaje-potencia. Con base en estas pruebas se obtuvo una sensibilidad en el orden de los $2 \mu V / mW$. Así mismo se obtuvo un comportamiento lineal en un intervalo amplio tanto de frecuencia como de potencia en la entrada del detector.

8. Finalmente se obtuvo que la máxima respuesta angular del detector se obtiene para un ángulo de magnetización igual a 45° .

TESIS CON
FALLA DE CARGA

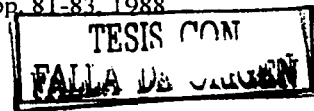
REFERENCIAS

108

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

Referencias

- [1] V. A. Godyac, R.B. Piejak, " 'In situ' simultaneous radio frequency discharge power measurement," *J. Vac. Sci. Technol.*, vol. 8, pp. 33-38, 1990.
- [2] H.E.M. Barlow, "The application of the Hall effect in semiconductor to the measurement of power in electromagnetic field," *Proc. Inst. elec. Eng.*, vol.102B, pp. 179-185, 1955.
- [3] S. Katoaka, "Application of the magnetoresistance effect in semiconductors to microwave power measurement," *Proc. Inst. elec. Eng.*, vol.113, pp. 948, 1966.
- [4] V. Vountesmeri, "Application of the galvanomagnetic detectors based on ferromagnetic films to the measurement of microwave power flow in unmatched waveguide," *Proc. 8th European Microwave Conf.*, Paris, pp. 513-518, 1978.
- [5] V. Vountesmeri, "New RF and microwave magnetoresistive measurement converter," *Proc. Asia Pacific Microwave Conference*, Taejon, Korea, pp. 170-173, Oct. 1995.
- [6] K.K. Clarke, D.T. Hess, "A 1000 A/25 KHZ - 500 KHZ volt-ampere-wattmeter for loads with power factor from 0.001 to 1.00," *IEEE Trans. on Instrumentation and Measurement*, vol. 45, pp. 142-145, Feb. 1997.
- [7] W. Z. Fam, "A novel transducer to replace current and voltage transformers in high-voltage measurement," *IEEE Trans. on Instrumentation and Measurement*, vol. 45, pp. 190-194, Feb. 1996.
- [8] V. S. Vountesmeri, "General theory of the galvanogyromagnetic transformers based on ferromagnetic films," *Proc. 7th Colloquium on Microwave Communication*, Budapest, Hungary, pp 775-779, 1982.
- [9] V. Vountesmeri, "Magnetoresistive multipliers as a new base for watt-converters," *IEEE Trans. on Instrumentation and Measurement*, vol. 47, No. 5, pp. 1395-1398, Oct. 1998.
- [10] W. Gopel, J. Hesse, J. N. Zemel, "Sensor A Comprehensive Survey, volume 5 Magnetic Sensor," Editorial VCH Verlagsgessellschaft, República federal Alemana, 1989.
- [11] R. F. Soohoo, "Magnetic Thin Films," Harper & Row Publishers Incorporated, New York, USA 1965.
- [12] Leon I. Maissel and Reinhard Glang, " Handbook of Thin Film Technology," International Business Machines Corporation, New York, USA 1980.
- [13] V. S. Vountesmeri, "Basic parameters of thin-film galvanomagnetic microwave transducers," *Izvestiya VUZ. Radioelektronika*, vol. 31, No. 5, pp. 81-83, 1988.



- [14] K. C. Gupta, R. Garg, I. Bahl y P. Bhartia, "Microstrip Lines and Slotlines," Artech House, Inc. 2nd ed. Boston-London 1996.
- [15] E. J. Denlinger, "A frequency dependent solution for microstrip transmission lines," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-19, No. 1, pp. 30-38, Jan. 1971.
- [16] D.F. Williams and B. K. Alpert, "Characteristic impedance, power, and causality," *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, vol. 9, No. 5, pp. 181-182, May 1999.
- [17] D.F. Williams and B. K. Alpert, "Characteristic impedance of microstrip on silicon," *Publication of the National Institute of Standards and Technology* pp. 181-182, 1999.
- [18] D. M. Pozar, "Microwave Engineering," John Wiley and Sons, Inc. 2nd ed. Massachusetts USA 1998.
- [19] G.B. Stracca, "A simple evaluation of losses in thin microstrips," *IEEE Trans on Microwave Theory and Technique*, vol. 45, No. 2, pp. 281-283, Feb. 1997.
- [20] W. Heinrich, "Full-wave analysis of conductor losses on MMIC transmission lines," *IEEE Trans on Microwave Theory and Technique*, vol. 38, No. 10, pp. 1468-1472, Oct. 1990.

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN