

7 00362



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA  
DE MEXICO

POSGRADO EN CIENCIAS FISICAS

“ANTENA SUPERFICIAL DE FIGURAS  
CONCENTRICAS”

**T E S I S**

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE:  
**MAESTRO EN CIENCIAS  
(FISICA MEDICA)**  
P R E S E N T A :  
**FIS. RICARDO MARTIN HERNANDEZ FLORES**

DIRECTOR DE TESIS: DR. ALFREDO O RODRIGUEZ GONZALEZ

MEXICO, D.F.

FALTA DE ORIGEN  
TESIS CON

2002



Universidad Nacional  
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

**Biblioteca Central**



**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.

5200

ESTA TESIS NO SALE  
DE LA BIBLIOTECA

ENTIV DE ORIGEN  
LEER CON

---

## AGRADECIMIENTOS

Al Dr. Alfredo Rodríguez G. por su ayuda y experiencia en el desarrollo de esta tesis. Además por su comprensión y amistad en esta etapa de mi vida.

A los sinodales: Dr. Fernando Barrios, Dra. Perla Salgado, Dr. Rufino Díaz, por sus sugerencias. Un agradecimiento especial al Dr. José Luis Boldú por su enseñanza que me compartió.

Al Hospital ABC (American British Cowdray), al Dr. Sánchez Cortazar por el apoyo para la prueba experimental de la antena en el Sistema Clínico. Al T. R. del Hospital ABC Gerardo Reynoso P. A General Electric –Sistemas Médicos.

A la Máxima casa de estudios, la UNAM, que me dio la formación universitaria y la vocación para servir a mi país.

A la UAM-Iztapalapa, que me dio la oportunidad de realizar mi trabajo de tesis en sus instalaciones.

Al M. C. Alfonso Martínez por las sugerencias en el trabajo, así como su amistad.

---

THE ...

The first part of the document is a list of names and titles, including "The Hon. Mr. Justice G. D. C. ..."

The second part of the document is a list of names and titles, including "The Hon. Mr. Justice G. D. C. ..."

The third part of the document is a list of names and titles, including "The Hon. Mr. Justice G. D. C. ..."

The fourth part of the document is a list of names and titles, including "The Hon. Mr. Justice G. D. C. ..."

The fifth part of the document is a list of names and titles, including "The Hon. Mr. Justice G. D. C. ..."

The sixth part of the document is a list of names and titles, including "The Hon. Mr. Justice G. D. C. ..."

---

A mi madre, Sara: que siempre confiaste en mí, y este trabajo es parte de mi gran amor que siento por ti.

A mi padre, Enrique: por darme la parte esencial de la vida.

A mi esposa e hijos, Martha, Ricardo y Gabriela: por todo su apoyo, cariño y amor en todo momento, que hacen que sea el hombre más feliz.

A todos mis Hermanos; Yolanda, Armando, Alejandro, Jorge, Raúl, Gabriel, Patricia, Jesús y Cesar, que han ayudado con sus palabras de aliento en los momentos difíciles.

A mis amigos: Luis Antonio, Juan José, Jorge, Silvia H., que me dieron muchos ánimos para terminar este trabajo.

A Angel y Salvador por su amistad que me han dado en todo momento.

---

... ..

... ..

... ..

... ..

... ..

... ..

... ..

... ..

---



---

Indice	Pág.
<b>Capítulo I.</b>	
Introducción.	1
<b>Capítulo II.</b>	
<b>2. Principios de la Imagenología por Resonancia Magnética.</b>	
2.1 Introducción.	5
2.2 Magnetismo Nuclear.	6
2.2.1 Momentos Magnéticos.	7
2.3 Momento Nuclear Magnético.	7
2.4 Energía de división y resonancia	7
2.5 El modelo físico matemático.	9
2.6 Caso dinámico.	13
2.7 Determinación de $T_1$ y $T_2$ .	18
2.8 Eco espín.	23
2.9 Método para medir los tiempos de relajación.	26
2.9.1 Tiempo longitudinal $T_1$ .	26
2.9.2 Tiempo transversal $T_2$ .	28
2.9.3 Eco estimulado	29

---



---



---

---

### Capítulo III.

3.1 Introducción.	31
3.2 Hardware	31
3.3 Componentes Básicos.	33
3.4 El magneto.	33
3.5 Gradientes de campo.	34
3.6 Sistema de detección para RMN.	36
3.7 La bobina receptora.	36
3.8 La red de acoplamiento.	39
3.9 Unidad de control.	40
3.10 Unidad de resonancia magnética del Hospital ABC	40

### Capítulo IV.

4. Antenas superficiales.	42
4.1 Introducción.	42
4.2 Circuitos resonantes.	42
4.3 Inductancia en un circuito.	47
4.3.1 Expresiones de la inductancia.	48
4.3.1.1 Fórmula de Neumann.	48
4.3.1.2 Fórmula de Weber.	49
4.3.1.3 Fórmula de Maxwell.	49
4.3.1.4 Fórmula de Graneua.	50
4.4 Tipos de antenas de radio frecuencia.	54

---

---

---

---

## **Capítulo V.**

5.1 Diseño y construcción de una antena superficial de figuras concéntricas.	59
5.2 Diseño de la antena superficial.	60
5.3 Simulación del campo magnético $B_1$ en la antena.	63
5.4 Cociente señal a ruido.	65
5.5 Construcción de la antena de figuras concéntricas	66

## **Capítulo VI.**

6. Resultados de la antena superficial concéntrica	70
6.1 Introducción.	70
Resultados del analizador de red.	70
6.3 Imágenes.	73
6.4 coeficiente señal a ruido	83

<b>7. Conclusiones.</b>	86
-------------------------	----

<b>Apéndices.</b>	89
-------------------	----

<b>Bibliografía.</b>	95
----------------------	----

---

---



## Capítulo I

### I. Introducción

La imagenología por resonancia magnética, comúnmente conocida como IRM, es una técnica poderosa no invasiva que es utilizada para obtener imágenes de los órganos del cuerpo humano, esta técnica tiene una gran importancia en la comunidad médica. IRM es una importante modalidad de diagnóstico, ya que con la imagen obtenida se puede diagnosticar tempranamente alguna enfermedad, así como marcar un procedimiento intervencionista. El desarrollo tecnológico de nuevos sistemas han hecho que la adquisición de las imágenes sea más rápida y los nuevos diseños del magneto permiten un mejor acceso al paciente. La IRM pertenece a un grupo de técnicas, donde su sustento teórico está basado en el fenómeno la resonancia magnética nuclear (RMN). Este fenómeno fue descubierto independientemente por Bloch [Bloc 1] y Purcell [Pur 1] en 1946. En 1950, Hahn [Hah 1] descubre el fenómeno espín-eco, el cual es parte fundamental en la adquisición de la imagen, y tiempo después a Lauterbur desarrolla la imagenología en RM Purcell [Pur 1] y Lauterbur [Lau 1]. En ese mismo año, en forma independiente el grupo de RMN dirigido por Mansfield [Man 4] también desarrolla esta técnica.

Como veremos después, para cierto núcleo atómico, cuando es puesto en un campo magnético estático, el espín del núcleo tendrá dos estados de energía posibles, uno con mayor energía que el otro. La diferencia de entre los dos estados energéticos es directamente proporcional a la intensidad del campo aplicado. Esto es conocido como el efecto Zeeman. En equilibrio térmico, los núcleos con mayor energía son significativamente menores que los núcleos de menor energía. Un núcleo con mayor energía puede pasar a un estado de menor energía emitiendo un fotón. La energía del fotón es la diferencia entre los dos estados. Si un núcleo pasa del estado de menor al de mayor energía, éste absorberá un fotón. Por lo tanto cuando a un núcleo que está sometido a un campo magnético es irradiado por tales fotones, algunos de los núcleos de menor energía los absorberán y tendrán la capacidad de pasar a un estado mayor. Esto por supuesto

destruye el equilibrio térmico. Para que se recupere el equilibrio térmico, inmediatamente de que cesa la irradiación en los núcleos, los núcleos que brincaron a un nivel de mayor energía regresarán a su estado base, emitiendo fotones o campos electromagnéticos, los cuales son detectados por una antena de radiofrecuencia (RF). La frecuencia de la onda electromagnética emitida es determinada por la diferencia de los dos estados del núcleo, y el decaimiento de la señal en un intervalo de tiempo. Este decaimiento también será dependiente del entorno molecular del núcleo.

La imagenología por resonancia magnética (IRM) para uso clínico, es una representación espacial de la distribución de una señal intensa de (RMN) que es generada en la muestra. La imagen está formada por un conjunto de pixeles, el valor de cada pixel está relacionado con la intensidad de la señal en un área determinada. Para obtener imágenes por RM de un objeto, la señal es función de tres variables físicas importantes:  $M_0$  (magnetización del átomo de hidrógeno),  $T_1$  (tiempo de relajación espín-red) y  $T_2$  (tiempo de relajación espín-espín). La magnetización  $M_0$  está relacionada con la distribución del núcleo de hidrógeno móvil (visto en la fase líquida molecular), de esto proviene la forma general de la imagen, mientras que  $T_1$  y  $T_2$  contribuyen significativamente en la información local. Estos tiempos son característicos de cada tejido en el cuerpo humano. Por ejemplo, en imágenes cerebrales las diferencias entre la materia gris y blanca se debe a los diferentes  $T_1$ , más que diferencias en  $M_0$ . Esto la convierte en una técnica de gran importancia para el estudio de sistemas biológicos.

El sistema de imagenología en Resonancia Magnética está compuesto principalmente por un imán superconductor, que se encarga del campo magnético estático, las antenas de transmisión y recepción de pulsos de radiofrecuencia, antenas gradientes que varía el campo magnético a lo largo de la muestra. Un subsistema externo a lo anterior, es la computadora, ya que es la interfase que transforma la señal de voltaje generada por el sistema resonante a una imagen por medio de la transformada de Fourier rápida.

Hasta ahora se ha hecho una breve mención sobre el desarrollo que ha tenido la resonancia magnética. La contribución de esta tesis está enfocada en el desarrollo (diseño y construcción) de una antena superficial. La motivación por la creación de una de ellas, es debido a que la mayor parte de la información obtenida en la imagen es por la antena, por lo que el diseño de las antenas por si mismo tiene relevancia ya que el factor de calidad  $Q$  es dependiente de la configuración de la antena. Aunque el fantasma de la termodinámica nos haga repetir el juego, pues enhorabuena, porque siempre existirá el motivo para realizar este tipo de investigación.

A continuación se presentará un pequeño resumen de cada uno de los capítulos de esta tesis:

En el primero se hace referencia al tema: la resonancia magnética sus principios físicos y aplicaciones hasta nuestros días, de una forma sencilla, esto para situar el área donde se desarrollará este trabajo.

En el segundo capítulo, se da un formalismo teórico de la resonancia magnética nuclear, comenzando con el efecto Zeeman y la propiedad del espín de los núcleos, para luego después mostrar como la radiación de pulsos de radio frecuencia interactúa con la materia. Las correlaciones obtenidas por este fenómeno serán el puente entre la RMN y la imagenología por resonancia magnética IRM. Para obtener una imagen de un objeto se consideran tres variables físicas importantes  $M_0(x)$  que es la magnetización,  $T_1(x), T_2(x)$  tiempos de relajación, que son necesarias para una buena descripción de un objeto.

El tercer capítulo, muestra una visión general del sistema de resonancia magnética. El sistema se va dividiendo en subsistemas, donde cada una de sus componentes son descritas, mostrando su función en cada una de los procesos. Toda la tecnología aplicada en estos sistemas es muy basta, ya que para la producción de imágenes se requiere una homogeneidad del campo magnético estático no mayor a 10 ppm\*. Los procedimientos de espectroscopia requieren un campo magnético de homogeneidad de 1 ppm\*. Esto habla de los detalles de la alta homogeneidad del campo magnético que se debe tener. Se hace

también mención del sistema de resonancia magnética clínico donde se hicieron las pruebas de la antena superficial.

En el cuarto capítulo, se hace la descripción de las antenas superficiales vistas como circuitos resonantes, y la dualidad de las antenas, que tanto pueden ser antenas transmisoras, como antenas receptoras. La geometría de la antena es muy importante, ya que los cálculos de inductancia entre las espiras dependen de su arreglo, es por ello que se da una equivalencia entre diferentes ecuaciones de inductancia. Por último se mencionan los diferentes tipos de antenas que son utilizadas en la IRM.

El quinto capítulo, muestra el diseño y la construcción de la antena superficial. Se hace una simulación de los campos magnéticos superpuestos de las dos espiras concéntricas y se presenta las gráficas de estos campos magnéticos, así también el análisis del coeficiente señal a ruido de la antena.

El sexto capítulo, muestra los espectros de la antena, así como las imágenes obtenidas por la antena en un maniquí y en un paciente voluntario. Se hace el análisis de las imágenes. Por último se hace una comparación con otros resultados obtenidos por otras antenas.

El séptimo capítulo, se hacen las conclusiones de los resultados obtenidos y las proyecciones a futuro con este tipo de trabajo.

## *Capítulo II*

### *2. Principios de la IRM*

#### *2.1 Introducción*

La resonancia magnética nuclear (RMN) es un fenómeno asociado entre la interacción de la radiación electromagnética con la materia. Un fenómeno similar es la atenuación de rayos X con el plomo. La diferencia entre estos dos fenómenos es la frecuencia en la que se desarrollan: por ejemplo, los rayos x tienen una frecuencia típica de  $10^{18}$  Hz, mientras que una lámpara de sodio que emite en el anaranjado tiene una frecuencia alrededor de  $5 \times 10^{14}$  Hz. Las microondas para cocinar son del orden de  $10^9$  Hz. Mientras la resonancia magnética está del orden de  $10^6$  Hertz, por lo que la diferencia entre los rayos x y la resonancia magnética es del orden de  $10^{12}$  mayor la primera con respecto a la segunda.

Las técnicas de detección y producción de la radiación en cada una de estos casos son claramente diferentes. Pero son similares en la descripción teórica en los procesos que los implican. El lenguaje más comprensible sería el de la teoría de la mecánica cuántica. Al usar mecánica cuántica uno explica estos fenómenos en términos de transiciones entre estados de diferente energía. La frecuencia  $\nu$  de la radiación está relacionada con la diferencia de energía  $\Delta E$  de los estados por la relación  $\Delta E = h \nu$ , donde  $h$  es la constante de Planck.

En RMN los niveles de energía están asociados con las diferentes orientaciones del momento magnético nuclear del átomo que depende del campo magnético estático aplicado. Como se verá, el espacio entre estos estados de energía corresponden al intervalo de radiación de la radiofrecuencia (RF). Así para provocar una transición entre los niveles de energía es necesario inducir un campo magnético RF variable en el tiempo a los núcleos de la muestra. En la figura 2.1.1, se muestra como los niveles de energía de los núcleos de la muestra se dividen al aplicarles un campo magnético (efecto Zeeman)



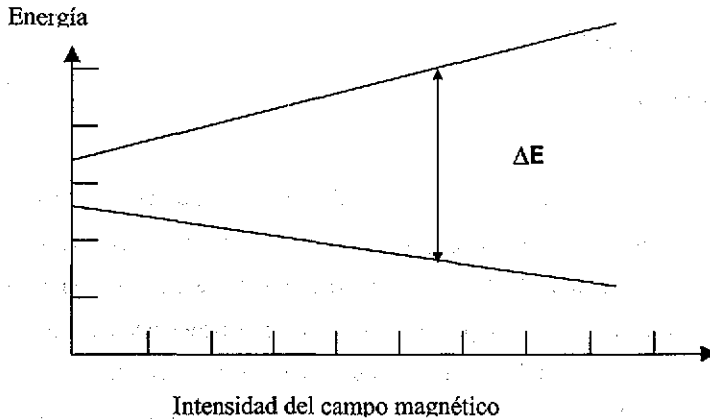


Figura 2.1.1 Posibles niveles de energía del núcleo del átomo causado por un campo magnético estático.

## 2.2 Magnetismo Nuclear.

### 2.2.1. Momentos Magnéticos.

Desde el tiempo de Ampere se entiende que, el magnetismo de la materia proviene de circuitos microscópicos en los cuales fluye una corriente eléctrica. El mecanismo más obvio es de las órbitas de los electrones. Usando la teoría clásica se ha obtenido que si el electrón tiene una carga  $e$ , un momento angular  $hL$  que está asociado con el momento magnético  $\mu_L$  dado por;

$$\mu_L = ehL/2M_e \tag{1}$$

Donde  $M_e$  es la masa del electrón. Por lo que el momento magnético es proporcional al momento angular. Una propiedad importante es la razón  $e/2M_e$  es la razón giromagnética del electrón y está representado por la letra  $\gamma$  y tiene un valor aproximado de  $8 \times 10^{10} \text{s}^{-1}\text{T}^{-1}$ . Sin embargo, el momento angular tiende a cancelarse de manera tal que es raro que se presente un momento magnético orbital. Pero como se ha demostrado el electrón tiene un momento orbital intrínseco  $h/2$  que está asociado a su giro  $s$  (espín) y que

éste no siempre se cancela: una molécula puede tener un momento angular total debido al espín del electrón. Esto fue demostrado experimentalmente por Stern y Gerlach [Ger 1], y teóricamente por Dirac (1930). El momento del espín  $h_s$  es un momento magnético con magnitud  $\mu_L$  donde

$$\mu_s = g h_s / 2M_e \quad (2)$$

La cual muestra similitud con la ecuación 1. La cantidad  $g$  es referida como el factor de división de Landé.

### 2.3 Momento nuclear magnético.

Una situación similar existe en el núcleo. Los nucleones también tienen un espín de  $1/2$  pero su momento angular es tratado por interacciones que se presentan con los demás núcleos. Los espines de cada nucleón son acoplados al mismo tiempo para llevar a un momento angular total del espín de  $hI$  donde  $I$  es un número entero o un número dividido entre dos. Stern y colaboradores [Ger 1] (1924) midieron un pequeño momento magnético  $\mu_s$  asociado con  $hI$ , el cual se escribió de la siguiente forma:

$$\mu_s = g h e I / 2M_p \quad (3)$$

donde  $M_p$  es la masa del protón.

### 2.4. Energía de división y Resonancia.

Al aplicar un campo magnético a la materia ésta sufrirá un arreglo en sus núcleos en ya sea en la misma dirección o en contra del campo aplicado. Si aplicamos un campo magnético estático  $B_0$  a un conjunto de espines nuclear  $3/2$  por ejemplo, el vector del momento angular puede estar en diferentes estados cuánticos (ver la figura 2.4.1). Cada uno de los distintos estados el vector del espín posee diferentes orientaciones tal que la componente paralela al campo tiene valores  $m\hbar$  donde la  $m$  corre desde  $-I$  a  $+I$ . Así para  $I = 3/2$ ,  $m$  toma los valores  $-3/2, -1/2, 1/2, 3/2$ . El número  $m$  puede ser utilizado como un nivel para distinguir los varios estados cuánticos y sus energías. La energía del momento

magnético  $\mu$  en un campo magnético  $B$  está dado de forma clásica del electromagnetismo como  $\mu \cdot B$ . Tal que la energía del  $m$ -ésimo estado esta dado por:

$$E_m = -\gamma m \hbar B \quad (4)$$

donde designaremos  $g_I e/2M_p$  como  $\gamma$  Así también la diferencia de energía entre dos estados adyacentes esta dada por:

$$\Delta E = \gamma \hbar B \quad (5)$$

Es decir, la transición se inducirá entre los estados resonantes cuando la radiación aplicada tenga una frecuencia angular  $\omega = 2\pi f$  o  $\omega = \gamma B$ .

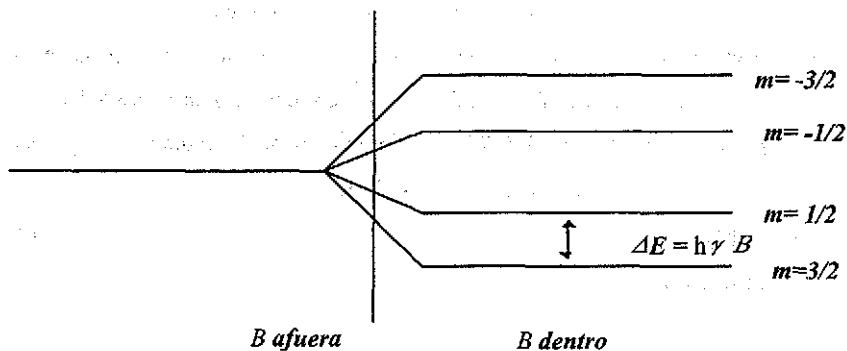


Figura 2.4.1 Niveles de energía para un espín nuclear de  $I=3/2$  en un campo magnético  $B$ .

En las ecuaciones 1 y 2 vemos que el momento magnético varía inversamente con la masa de la partícula. Así tenemos que, mientras el electrón entra en resonancia en el intervalo de las microondas ( $10^9$ - $10^{11}$  Hz), la resonancia magnética nuclear (RMN) usualmente el intervalo de radio frecuencia (RF) es de ( $10^6$ - $10^9$  Hz). La condición de resonancia  $\omega = \gamma B$  implica que  $\gamma$  es una constante importante, ya que es la huella digital del

elemento, y esto difiere con los diferentes núcleos. En la tabla 1 se mencionan algunos de los valores de  $\gamma$ .

Tabla 1. Muestra algunos isótopos con su respectiva constante giromagnética respectiva.

Isótopo	spin	Abundancia Natural %	$\gamma/2\pi \times 10^6$ MHz / Tesla
$^1\text{H}$	1/2	100	42.58
$^2\text{H}$	1	0.02	60.54
$^3\text{He}$	1/2	0.0001	32.44
$^7\text{Li}$	3/2	92	16.55
$^{13}\text{C}$	1/2	1.1	10.71
$^{19}\text{F}$	1/2	100	40.06
$^{23}\text{Na}$	3/2	100	11.26
$^{29}\text{Si}$	1/2	4.7	8.46
$^{35}\text{Cl}$	3/2	75	40.17

Para obtener imágenes por RMN de un objeto se consideran tres variables físicas importantes (que serán discutidas posteriormente),  $M_o(x)$ ,  $T_1(x)$ ,  $T_2(x)$ , que son necesarias para una buena descripción de un objeto  $M_o(x)$ , está relacionada con la distribución del núcleo de hidrógeno móvil (visto al hidrógeno como en la fase líquida molecular), de esto proviene la forma general de la imagen, mientras  $T_1(x)$  y  $T_2(x)$  (tiempos de relajación) contribuyen significativamente en la información local. En las imágenes obtenidas por RMN las diferencias entre la materia gris y blanca son debido a que tienen diferentes  $T_1(x)$ , más que a diferencias en  $M_o(x)$ . Con estas ideas expuestas en los párrafos de arriba se hará una descripción tanto física como matemática de estas tres variables y en relación entre cada una de ellas.

### 2.5. El modelo físico - matemático.

Sabemos que el protón tiene un giro intrínseco, esto es de gran utilidad para la explicación de la RMN. Así como la absorción y transmisión de fotones en una película que está regida por la ley de Lambert, en RMN es la ecuación de Bloch [Blo 1], la que describe el fenómeno. En la figura 2.5.1 se muestra con detalle como un protón gira alrededor del eje en el que se encuentra aplicado un campo magnético.

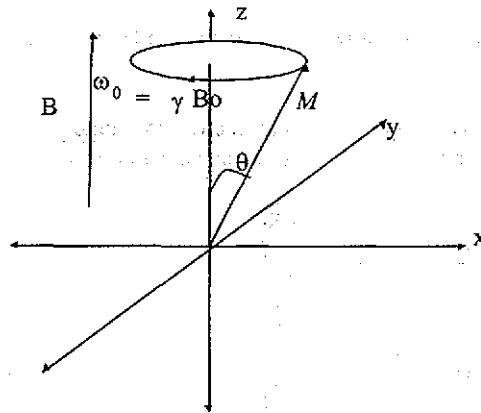


Figura 2.5.1. Precesión del vector  $M$  alrededor de un campo magnético  $B_0$  ( frecuencia de Larmor ).

Antes de comenzar el análisis, se debe tener presente que una relación esencial entre el campo magnético  $B$  y el vector de intensidad magnética  $H$  es una constante, que es característica del material, o que también equivaldría a una relación con la magnetización  $M$  del materia y la intensidad magnética  $H$ . Estas relaciones dependen de la naturaleza del material magnético y generalmente se obtiene de experimentos. Una relación encontrada es:

$$M = \chi_m H \quad (6)$$

donde  $\chi_m$  es la susceptibilidad magnética. Si  $\chi_m > 0$  se dice que el material es paramagnético, esto hace que la inducción magnética sea reforzada por el material. Si  $\chi_m < 0$  se dice que el material diamagnético y esto hace que se debilite la inducción magnética debido al material.

En principio podemos proponer también una relación lineal entre  $B$  y  $H$  de la forma:

$$B = \mu H \quad (7)$$

donde  $\mu$  es la permitividad magnética del medio.

A partir del argumento de arriba y la Figura 2.5.1 se derivará la forma de la ecuación de Bloch con los siguientes factores:

1. La frecuencia de precesión (ciclos por segundo) de un protón en un campo magnético es proporcional a la intensidad del campo.
2. No se emite señal por el protón cuando se encuentra en equilibrio, es decir su espín está alineado al campo magnético. Se emite señal cuando el protón pasa de un estado de energía a otro.
3. Si la magnitud del campo magnético varía de manera controlada y lineal, es decir que la intensidad magnética  $H$  es proporcional al campo magnético aplicado  $B$ , entonces los protones precesarán con diferentes frecuencias en el espacio.

El momento angular de un protón esta dado por:

$$\hbar \dot{I} = \mu \times H \quad (8)$$

además el momento angular es proporcional al momento magnético

$$\mu = \gamma \hbar I \quad (9)$$

Si derivamos la ecuación (9) y lo correlacionamos con la ecuación (8) se tiene:

$$\dot{\mu} = \gamma \mu \times H \quad (10)$$

por lo que la magnetización por unidad de volumen es:

$$\dot{M} = \gamma M \times H \quad (11)$$

Separando la ecuación en sus componentes cartesianas

$$\frac{dM}{dt} = \gamma M \times H_0 k \quad (12)$$

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma H_0 M_y \quad (13)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = -\gamma H_0 M_x \quad (14)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = 0 \quad (15)$$

Del conjunto de ecuaciones anteriores su solución es:

$$M_x(t) = M_x^0 \cos(\omega_0 t) - M_y^0 \sin(\omega_0 t) \quad (16)$$

$$M_y(t) = M_x^0 \sin(\omega_0 t) + M_y^0 \cos(\omega_0 t) \quad (17)$$

$$M_z(t) = M_z^0 \quad (18)$$

esto es, la proyección del espín en el plano xy tendrá un movimiento circular, mientras que en el eje z la magnetización permanece constante. Pero, experimentalmente no aparece que la magnetización en el eje z sea constante, ya que si aplicamos un campo magnético a la muestra, la magnetización en  $M_z$  cambia de acuerdo a la relación:

$$\frac{dM_z}{dt} = \frac{(M_0 - M_z)}{T_1} \quad (19)$$

donde  $T_1$  es el tiempo de relajación espín-red, o también conocido como tiempo longitudinal. La solución para  $M_z$  es la siguiente:

$$M_z = M_0 \left( 1 - e^{-\frac{t}{T_1}} \right) \quad (20)$$

es decir, cuando el campo es aplicado la magnetización total es  $M_0$ , cuando dejamos de aplicar el campo, la magnetización en la muestra decaerá en forma exponencial:

$$M_z = M_0 e^{-\frac{t}{T_1}} \quad (21)$$

al aplicar un pulso de radio frecuencia  $H_1$  en el plano x-y en ángulo recto con el campo magnético  $H_0$ , el vector de magnetización tenderá a precesar alrededor del campo magnético total  $H$  dado por:

$$H = H_0 + H_1 \quad (22)$$

donde  $|H_0| \gg |H_1|$

### 2.6. Caso dinámico

Recordando que la frecuencia de resonancia o conocida como la frecuencia de Larmor  $\omega_0 = \gamma B_0$  en la cual los espines paramagnéticos tienden a precesar y despreciando los efectos de saturación en la muestra, la magnetización  $M$  obedecerán la ecuación

$$\frac{dM}{dt} = \gamma M \times B \quad (23)$$

Al momento de dejar de aplicar el campo  $B_{total} = B_0 + B_1$ , el sistema tenderá a relajarse para alcanzar su estado de equilibrio, por lo que las componentes de la magnetización quedan expresadas de la siguiente manera:

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma(M \times B)_x - \frac{M_x}{T_2} \quad (24)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \gamma(M \times B)_y - \frac{M_y}{T_2} \quad (25)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = \gamma(M \times B)_z - \frac{M_z - M_0}{T_1} \quad (26)$$

donde  $T_2$  es el tiempo transversal o la relajación entre espín-espín.

Estas ecuaciones son fáciles de resolver para un caso simple de un campo de radio frecuencia  $B_1$  en el plano  $(x', y', z')$  cuya magnitud es mucho más pequeña que el del campo del campo magnético estático  $H_0$ , como se indica en la figura 2.6.1

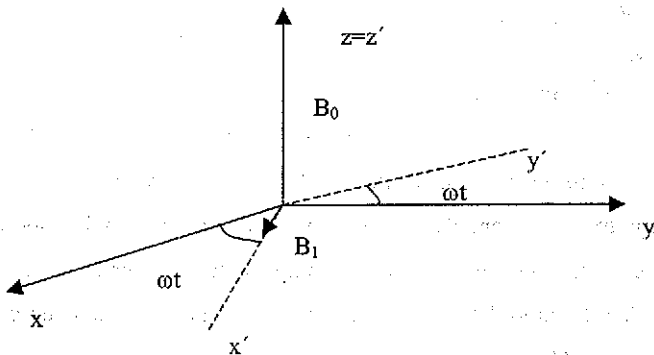


Figura 2.6.1. Muestra el campo de  $B_1$  en el sistema de coordenadas  $(x', y', z')$  que está rotando con una frecuencia angular relativa al sistema laboratorio  $(x, y, z)$



La razón de cambio de la magnetización  $M$  en el sistema de coordenadas que está rotando ( $x',y',z'$ ) y está montado en el sistema laboratorio ( $x,y,z$ ) es dado por la ecuación:

$$\left(\frac{dM}{dt}\right)_{rot} = \left(\frac{dM}{dt}\right)_{lab} - \omega \times M \quad (27)$$

donde  $\omega$  es la frecuencia del vector rotación que está dirigido a lo largo del eje  $z=z'$ . Si hacemos el siguiente cambio de variable:

$$h_0 = B_0 - \frac{\omega}{\gamma} \quad (28)$$

y restringimos a  $B_1$  en la dirección de  $x'$ , las ecuaciones de Bloch se simplifican de la siguiente forma:

$$\frac{dM_x}{dt} = \gamma M_y h_0 - \frac{M_x}{T_2} \quad (29)$$

$$\frac{dM_y}{dt} = \gamma(M_x B_1 - M_x h_0) - \frac{M_y}{T_2} \quad (30)$$

$$\frac{dM_z}{dt} = -\gamma(M_y B_1) - \frac{M_z - M_0}{T_1} \quad (31)$$

Estas ecuaciones tienen la solución estática:

$$M_x = \frac{\chi_0 \omega_0 T_2 B_1 [(\omega_0 - \omega) T_2]}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2} \quad (32)$$

$$M_y = \frac{\chi_0 \omega_0 T_2 B_1}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2} \quad (33)$$

donde  $M_0 = \chi_0 B_0$ ,  $\omega_0 = \gamma B_0$  y el campo de radio frecuencia es  $2B_1 \cos(\omega t)$ . Esto muestra que la magnetización transversa es constante en el sistema de referencia que está rotando ( $x',y',z'$ ) con una frecuencia angular  $\omega$  en el sistema de referencia del laboratorio ( $x,y,z$ ). En un arreglo experimental descubrimos la componente transversa de la magnetización podría ser tomada a lo largo del eje  $x$  del laboratorio, y la correspondiente componente de la magnetización para  $M_x$  es:

$$M_x = (M_x \cdot \cos(\omega t) - M_y \cdot \sin(\omega t)) \quad (34)$$

En la práctica, el campo de radio frecuencia  $2B_1 \cos(\omega t)$  está linealmente polarizado a lo largo del eje x del laboratorio. Esto se mirará como la suma de la intensidad de dos campos, sólo uno de los campos es eficaz, otro gira opuesto al giro de la precesión.

La componente de RF,  $2B_1 e^{-i\omega t}$  y su magnetización  $2\chi(\omega) B_1 e^{-i\omega t}$  están relacionadas por la susceptibilidad magnética compleja  $\chi(\omega)$ :

$$\chi(\omega) = \chi'(\omega) - i\chi''(\omega) \quad (35)$$

Relacionando la susceptibilidad magnética con la magnetización  $M_x$ , la ecuación queda de la forma siguiente:

$$M_x = 2B_1(\chi'(\omega) \cos(\omega t) - \chi''(\omega) \sin(\omega t)) \quad (36)$$

Haciendo la comparación entre las ecuaciones  $M_x$  y  $M_y$

$$\chi'(\omega) = \frac{1}{2} \chi_0 B_0 T_2 \frac{[(\omega_0 - \omega)T_2]}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2} \quad (37)$$

$$\chi''(\omega) = \frac{1}{2} \chi_0 B_0 T_2 \frac{1}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2} \quad (38)$$

La susceptibilidad tiene diferentes valores en las componentes de  $H$ . Para la componente  $B_z$  la susceptibilidad tiene un valor estático  $\chi_0$ , esto implica que no ocurre el fenómeno de resonancia en esta dirección. Si analizamos las ecuaciones (32) y (33) al someterlas a un campo de radio frecuencia muy intenso ocurrirá el fenómeno de saturación, donde la susceptibilidad decrecerá por el factor  $\gamma^2 B_1^2 T_1 T_2$ . También pueden ocurrir transiciones externas que compitan con las transiciones causadas por el mecanismo de relajación inducidas. En el caso de que  $B_1 \rightarrow 0$  donde  $\gamma^2 B_1^2 T_1 T_2 \ll 1$ , la saturación en el sistema será despreciable y este se comportará como un oscilador armónico amortiguado. Entonces las ecuaciones (32) y (33) quedan:

$$\chi'(\omega) = \frac{1}{2} \chi_0 B_0 T_2 \frac{[(\omega_0 - \omega) T_2]}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2} \quad (39)$$

$$\chi''(\omega) = \frac{1}{2} \chi_0 B_0 T_2 \frac{1}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2} \quad (40)$$

Esto es una parte importante por que con ello haremos la correlación entre el fenómeno de resonancia nuclear en el material, con el diseño y construcción de la antena superficial que se discutirá en el capítulo 3.

Usando la transformación:  $\omega = \gamma B$ , y  $\omega_0 = \gamma B_0$  estas expresiones se transformarán en dependientes del campo magnético:

$$\chi'(B) = \left[ \frac{\chi_0 B_0}{\Delta B_{1/2}} \right] \frac{\left( \frac{B - B_0}{\frac{1}{2} \Delta B_{1/2}} \right)}{1 + \left( \frac{B - B_0}{\frac{1}{2} \Delta B_{1/2}} \right)^2} \quad (41)$$

$$\chi''(B) = \left[ \frac{\chi_0 B_0}{\Delta B_{1/2}} \right] \frac{1}{1 + \left( \frac{B - B_0}{\frac{1}{2} \Delta B_{1/2}} \right)^2} \quad (42)$$

donde el ancho medio de la curva  $\Delta B_{1/2}$  es una cantidad análoga a  $\Delta \omega_{1/2}$  en unidades de frecuencia y para el tiempo de relajación  $T_2$  o espín-espín, esta dado por:

$$T_2 = 2/\gamma \Delta B_{1/2} = 2/\Delta \omega_{1/2} \quad (43)$$

Las curvas de las ecuaciones de susceptibilidad y sus respectivas primeras derivadas son mostradas en las figuras 2.6.2 a) y b) respectivamente. Las derivadas de primer orden tiene valores específicos de  $1/2$  y  $m$ . La derivada de la curva completa de pico

a pico  $\Delta B_{pp}$  esta relacionada con la amplitud media del ancho  $\Delta B_{1/2}$  por una curva Lorentziana:  $\Delta B_{1/2} = \sqrt{3} \Delta B_{pp}$

Estos anchos están definidos en la figura 2.6.4 Por completez listaremos aquí la absorción y la derivada de la absorción para una curva Gaussiana.

De esta forma:  $\Delta H_{1/2} = (2 \ln 2)^{1/2} \Delta H_{pp} = 1.178 \Delta H_{pp}$ . Al integrar el área de las curvas de absorción que es proporcional al número de espines en la muestra se tiene:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \chi''(\omega) d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} \chi''(B) dB = \int_{-\infty}^{\infty} dB \int_{-\infty}^B \frac{d\chi''}{dB'} = \begin{cases} \frac{1}{2} \pi \chi_0 B_0 & (a) \\ \frac{1}{2} \left( \frac{\pi}{\ln 2} \right)^{1/2} \chi_0 B_0 & (b) \end{cases} \quad (44)$$

El primer resultado representa una curva Lorentziana y la segunda es una Gaussiana.

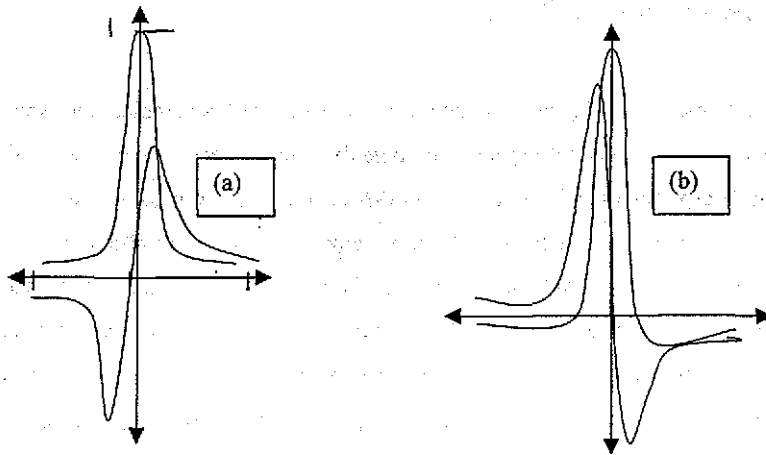


Figura 2.6.2.a) Comparación de la curvas Lorentzianas de dispersión  $\chi'$  y de absorción  $\chi''$  como función de  $y = T_2(\omega_0 - \omega) = 2(B - B_0) / \Delta B_{1/2}$ . b) Comparación de la curvas Lorentzianas de dispersión  $d\chi'/dy$  y de absorción  $d\chi''/dy$  como función de  $y = T_2(\omega_0 - \omega) = 2(B - B_0) / \Delta B_{1/2}$

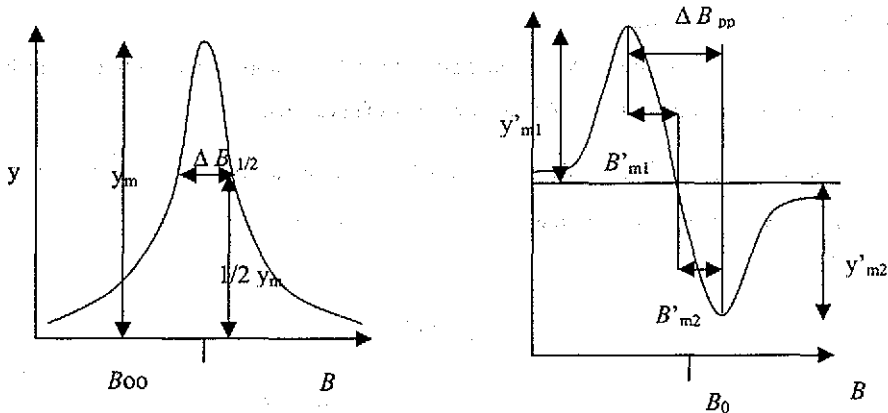


Figura 2.6.4 Muestra como se definen los anchos de las curvas  $\Delta B_{1/2}$  y  $\Delta B_{pp}$  y amplitudes para (a) absorción y (b) la derivada de la absorción.

### 2.7. Determinación de $T_1$ y $T_2$

Los tiempos de relajación pueden ser calculados de los cambios que ocurren en la amplitud y en los anchos del espectro. Es posible muchas veces determinar el tiempo de relajación de espín-espín o  $T_2$  del ancho del espectro de bajo de la saturación. En un pulso de radio frecuencia con potencia  $P$  relativamente baja, la amplitud de la señal es proporcional a la raíz cuadrada de la potencia disipada, pero la forma de la curva no varía con respecto a la potencia. Alrededor de la saturación el ancho de la línea se incrementa y la amplitud decrece con el incremento de la potencia. En los alrededores de la saturación donde  $\gamma^2 B^2 T_1 T_2 \approx 1$  el ancho de la curva y su amplitud cambia poco con la potencia, y también al trazar la amplitud contra la potencia la gráfica es plana cerca del máximo. Varios parámetros asociados con este comportamiento cerca de la saturación provienen del tiempo de relajación de la red - espín.

Los métodos de saturación para determinar el tiempo de relajación están basados en la suposición que el espín del sistema obedece las ecuaciones de Bloch. La teoría está presentada en términos de ambas líneas de absorción de  $\chi''$  y sus primeras derivadas  $d\chi''/dB$  usando la simplificación

$$Y = \chi'', Y' = d\chi''/dB \quad (45)$$

Si normalizamos tanto Y y Y' debajo de la saturación

$$Y = \frac{y_m^0}{1 + \left( \frac{B - B_0}{\frac{1}{2} \Delta B_{pp}^0} \right)^2} \quad (46)$$

$$Y' = \frac{(B - B_0) y_m^0 \left( \frac{4}{3} \right)^2}{\frac{1}{2} \Delta B_{pp}^0 \left[ 1 + \frac{1}{3} \left( \frac{B - B_0}{\frac{1}{2} \Delta B_{pp}^0} \right)^2 \right]^2} \quad (47)$$

donde  $y_m^0$  y  $y_m^{0'}$  son las amplitudes en  $B = B_0$  y  $(B - B_0) = \pm \Delta B_{pp}^0$  respectivamente, y el término "0" denota el valor debajo de la saturación.

El efecto de la saturación lo pondremos en términos del factor de saturación  $s$  que está expresado:

$$s = \frac{1}{1 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2} \quad (48)$$

Combinando este resultado con las ecuaciones (46) y (47) tenemos:

$$Y = \frac{y_m^0 B_1 S}{1 + S(B - B_0)^2 \gamma^2 T_2} \quad (49)$$

$$Y = \frac{16y_m^0 B_1 S^2 (B - B_0)^2 \gamma^2 T_2}{3^2 [1 + S(B - B_0)^2 \gamma^2 T_2]^2} \quad (50)$$

Las ecuaciones (49) y (50) y su contraparte (46) y (47), nos permiten identificar los anchos de las curvas  $\Delta B_{1/2}$  y  $\Delta B_{pp}$  con sus respectivos valores  $\Delta B_{1/2}^0$  y  $\Delta B_{pp}^0$  debajo de la saturación

$$\Delta B_{1/2} = \Delta B_{1/2}^0 S^{-1/2} = (2/\gamma T_2) S^{-1/2} \quad (51)$$

$$\Delta B_{pp} = \Delta B_{pp}^0 S^{-1/2} = (2/\sqrt{3} \gamma T_2) S^{-1/2} \quad (52)$$

La amplitud  $y_m$  es obtenida poniendo en la ecuación (50) con la condición  $B = B_0$ , entonces  $y_m/B_1 = y_m^0 S$ , donde la primera derivada de pico a pico y la amplitud  $y_m$  ocurre cuando  $(B - B_0) = \pm \Delta B_{pp}^0$  teniendo la forma  $y_m/B_1 = y_m^0 S^{3/2}$ . Las cuatro ecuaciones (49), (50), (51) y (52) tienen la forma  $A=CS^n$  con C como una constante. En la condición de baja saturación  $S=1$  tal que

$$\frac{1}{S} = \left[ \frac{(\text{Lim}_{B_1 \rightarrow 0} A)}{A} \right]^{\frac{1}{n}} = 1 + \gamma^2 B_1^2 T_1 T_2 \quad (53)$$

Es decir, todas las ecuaciones tiene como límite de convergencia  $\gamma^2 B_1^2 T_1 T_2 + 1$ .

En la Figura 2.7.1 trazamos  $y_m'$  y  $\Delta B_{pp}$  contra  $\sqrt{P}$  para un caso típico donde la raíz cuadrada de la potencia P es directamente proporcional al campo de radio frecuencia  $B_1$ . Note la dependencia lineal de  $y_m'$  en  $\sqrt{P}$  para potencias bajas, y la dependencia para altas potencias, con un máximo entre ellas. El máximo ocurre cuando:

$$dy_m' / dB = 0 \text{ donde } S = 2/3 \quad (54)$$

y este punto es utilizado para calcular el tiempo de relajación entre el espín y la red  $T_1$  con la ayuda de la ecuación anterior de  $T_1$ :

$$T_1 = \Delta B_{pp}^0 \sqrt{3} / \gamma (2B_1)^2 \quad (55)$$

Hay que notar que estas relaciones utilizan el máximo para deducir  $T_1$ . Si utilizamos el máximo en  $y_m$ , la correspondiente relación es:

$$dy_m / dB = 0 \text{ donde } S = 1/2 \tag{56}$$

entonces

$$T_1 = 2\Delta B_{1/2}^0 / \gamma(2B_1)^2 \tag{57}$$

Para el tiempo de relajación espín-espín es obtenido por el ancho de la curva:

$$T_2 = 2 / \Delta B_{pp}^0 \sqrt{3} \gamma = 2 / \gamma \Delta B_{1/2} \tag{58}$$

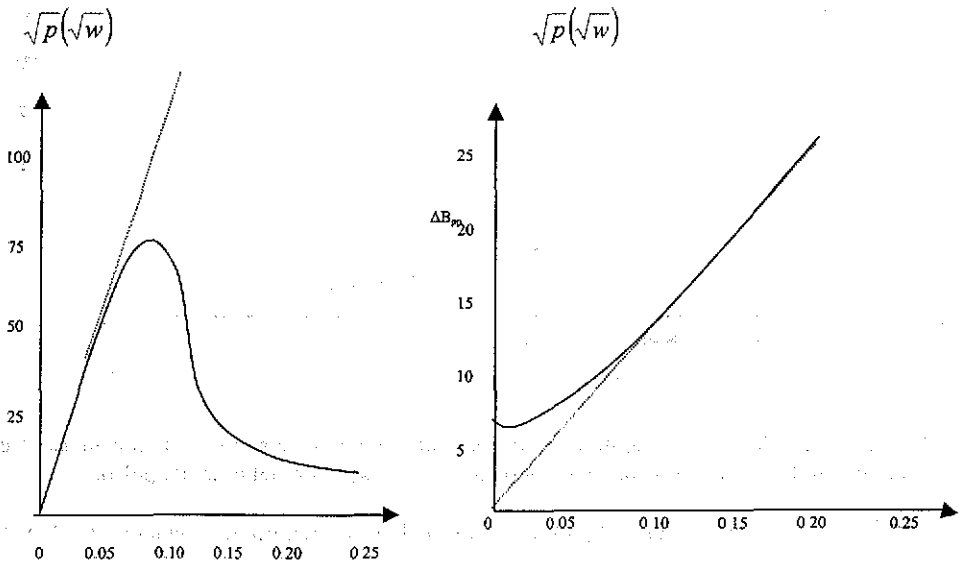


Figura 2.7.1 Amplitud de  $y'_m$  como función de la raíz cuadrada de la potencia de la microonda  $P$ . La línea discontinua es una extrapolación de dependencia lineal a potencias bajas. (b) El ancho de la curva  $\Delta B_{pp}$  trazada como función de la raíz cuadrada de la potencia de la microonda  $P$ . La línea discontinua da el comportamiento asintótico a potencias muy bajas.



Antes de discutir como se producen los espines eco, comenzaremos entendiendo que pasa con un pulso de RF al ser aplicado a una muestra que se encuentra en resonancia con el campo  $B_0$ . La fuerza del campo  $B_1$  hará que el vector de magnetización  $B_z$  salga fuera de la dirección de  $B_0$ . Esto inducirá una magnetización transversal donde el vector precesará alrededor de  $B_0$ , el cual decaerá gradualmente a un tiempo constante  $T_m$  dado por:

$$\frac{1}{T_m} = \frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_2^*} \quad (59)$$

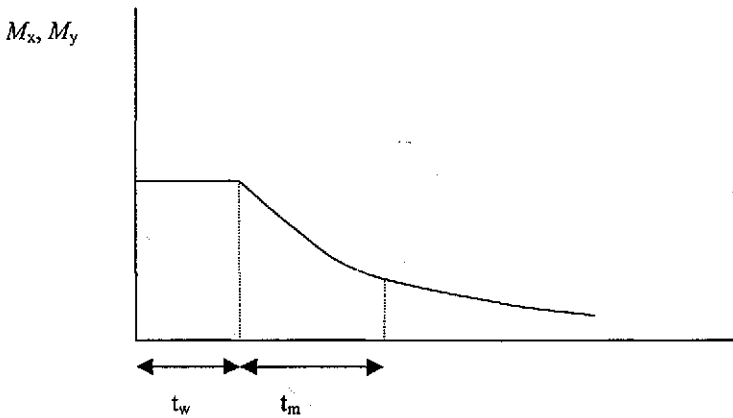


Figura 2.8.2 Muestra la aplicación de un pulso de potencia alta con ancho  $t_w$  y el decaimiento libre inducido con un tiempo constante  $t_m$  seguido del cese del pulso.

Como se muestra en la figura 2.8.2 donde  $T_2$  es el tiempo de relajación y  $T_2^*$  es la contribución de las inhomogeneidades del campo magnético, en otras palabras  $M_x$  y  $M_y$  decaen de acuerdo  $\exp(-t/t_m)$ . En nuestro caso el ancho de la curva es:

$$\Delta B = 2 / \gamma_m \quad (60)$$

Si despreciamos la parte inhomogénea del campo, entonces el decaimiento libre inducido en el plano transversal ocurrirá sólo con la relajación espín-espín.

## 2.8 Técnica eco espín.

Ya que se han analizado las propiedades del pulso de RF, discutiremos el uso de más de un pulso, así mismo la detección de los ecos producidos por estos pulsos con la muestra.

Los principios de la técnica espín eco se ilustra en las figuras 2.9.1 y 2.9.2 la magnetización inicial está en dirección z. La técnica inicia aplicando un pulso de RF de la forma:

$$\gamma B_1(2t_w) = \frac{\pi}{2} \quad (61)$$

donde  $\gamma B_1$  es la frecuencia efectiva y  $t_w$  es la duración del pulso. En la figura 2.9.1 este pulso causó que el vector de magnetización rote  $90^\circ$  cerca de  $B_1$  hasta que se alinea en el eje y. El pulso es cortado en el tiempo  $t=t_w$ , y la magnetización es disuelta en paquetes de espines individuales, los cuales precesan alrededor de la dirección z en proporciones ligeramente diferentes debido a sus frecuencias de Larmor ligeramente diferentes. La expansión corresponde al decremento de la magnetización perpendicular después del primer pulso. En la ecuación

$$h_0 = B_0 - \frac{\omega}{\gamma} \quad (62)$$

contiene el campo efectivo en la dirección z en el marco de referencias rotante. Este se elimina cuando  $\omega = \omega_0 = B_0\gamma$ , y es positivo o negativo dependiendo de que  $\omega$  sea menor o mayor que  $\omega_0 = B_0\gamma$ . El mecanismo del ensanchamiento de la curva es debido a la expansión en las frecuencias. En un tiempo  $\tau$  después del primer pulso un segundo pulso es aplicado con duración  $2t_w$ . Éste es un pulso de  $180^\circ$  o  $\gamma B_1(2t_w) = \pi$ , haciendo éste gire cada uno de los vectores de magnetización  $180^\circ$  alrededor de  $B_1$ , correspondiendo a la reflexión en el plano x-y, causando en ellos al mismo tiempo  $2\tau$  una señal de emisión o eco. En tiempos más allá de  $2\tau$  el paquete de espines comienza a diverger.

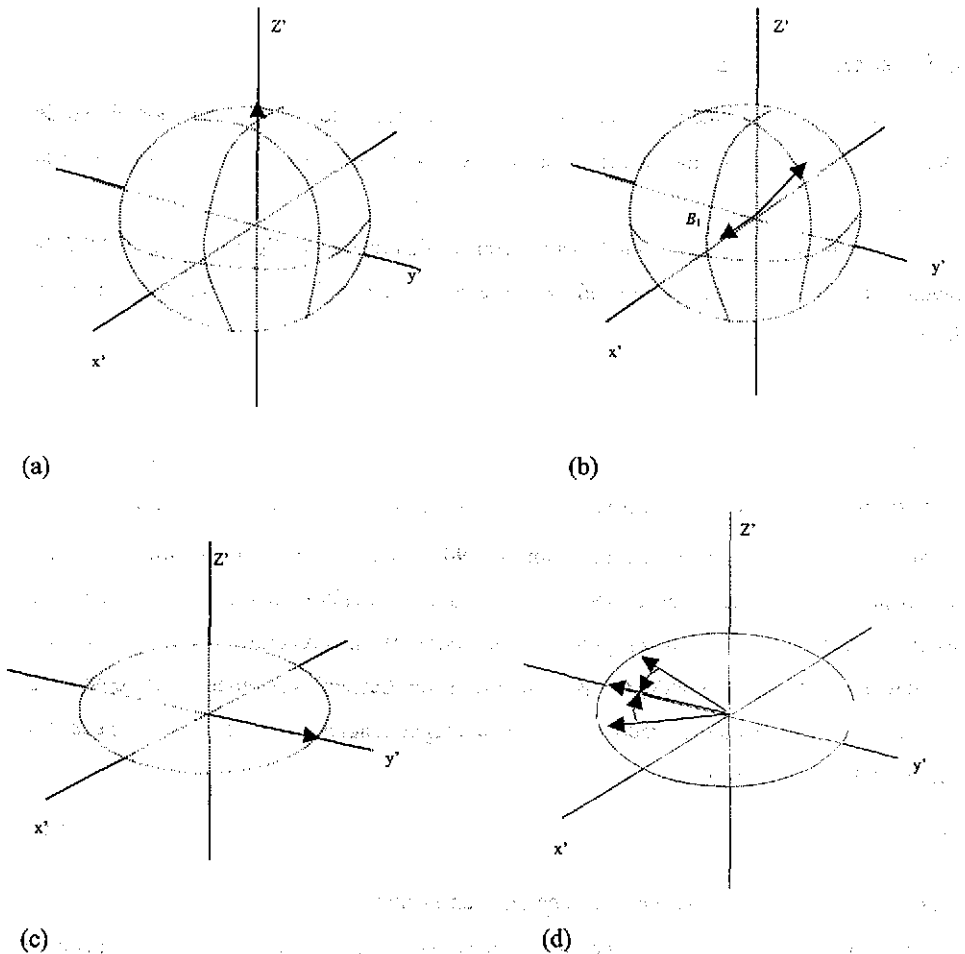
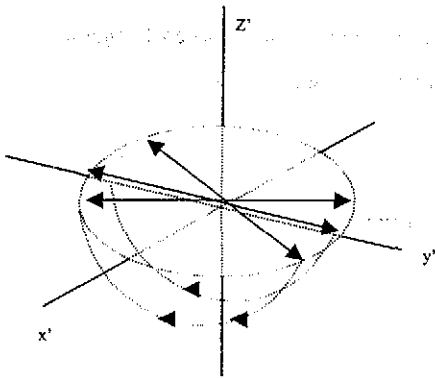
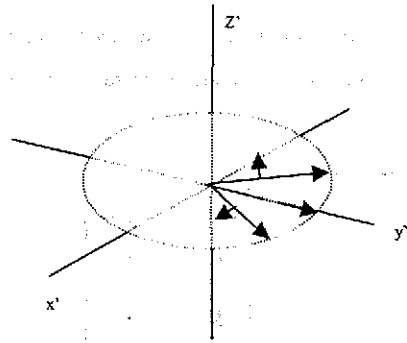


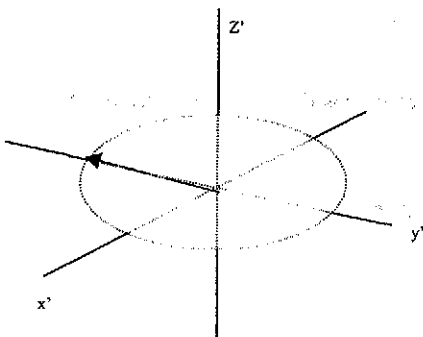
Figura 2.9.1. La formación de un eco. Inicialmente el conjunto de vectores del momento magnético de la muestra sometida a un campo magnético  $B_0$ , se encuentran en equilibrio en la dirección del campo magnético externo (a), se aplica un pulso de RF  $B_1$  perpendicular al dirección de campo externo, como se ve el vector de magnetización rota rápidamente cerca de  $B_1$  (b). Al final del pulso de  $90^\circ$  se encuentra en el plano ecuatorial (c). Durante un periodo relativamente largo seguido de la traslación de  $B_1$ , el momento magnético es incrementado al cerrarse en forma de abanico. Esto es debido a las variaciones causadas por  $B_1$  sobre la muestra.



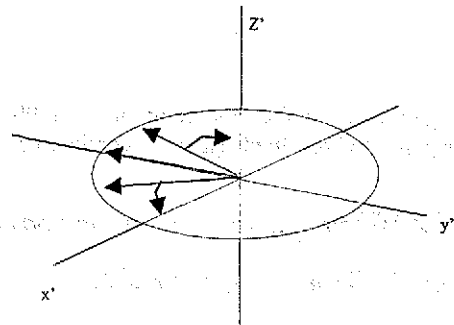
(e)



(f)



(g)



(h)

En un tiempo  $t = \tau$  el campo de RF  $B_1$  es aplicado otra vez. En (e) los momentos son rotados rápidamente cerca de la dirección de  $B_1$ , esto ocurre si el pulso aplicado cumple con la condición de que sea un pulso de  $180^\circ$ . Esto implica que al final del pulso todo el incremento de los vectores del momento comiencen a reunirse lentamente (f). A causa de la inversión relativa de la posición de los momentos debido al pulso de  $180^\circ$  y por que cada uno de los incrementos en los momentos continúan precesando con su primera frecuencia, los vectores serán reunidos (g) en un tiempo  $t = 2\tau$ . Así la máxima señal inducida será recogida por una antena en  $t = 2\tau$ . Así esta máxima señal o eco, comenzará a decaer cuando se incrementan los vectores, es decir éstos se van abriendo como un abanico (h).

Otra forma de ver este decaimiento inducido en la señal es mostrada en la figura 2.9.3. donde inicialmente se lanza un pulso de 90° seguidos de pulsos de 180°.

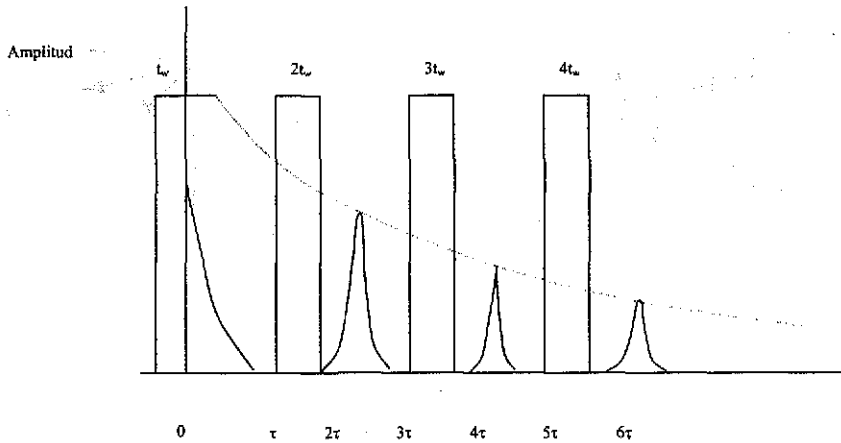


Figura 2.9.3 Aplicación de un pulso de 90° seguido por pulsos de 180°, y el decaimiento exponencial resultante (línea discontinua) de los ecos.

## 2.9 Método para medir los tiempos de relajación

### 2.9.1 Tiempo longitudinal; $T_1$

El tiempo de relajación puede ser definido sólo por su conjunto de espines que siguen un proceso de decaimiento exponencial que llegan a alcanzar un equilibrio entre los niveles de energía de cada espín después de una perturbación. Este mide la recuperación de cualquier valor que se encuentre en un estado de falta de equilibrio de acuerdo a la siguiente ecuación:

$$M_z(\tau) = M_z(\infty) + [M_z(0) - M_z(\infty)] e^{-\frac{\tau}{T_1}} \quad (63)$$

Cuando dos o más conjuntos de espines están acoplados, la relajación transversal ocurrirá. Desde un punto de vista general, el tiempo de relajación individual está definido estrictamente sólo para un núcleo independiente. Sin embargo, para casos reales, una recuperación exponencial de la magnetización es observada si el término de la relajación transversal es muy pequeño comparado con el proceso individual del espín.

Todas las técnicas para medir el tiempo de relajación  $T_1$  están esencialmente basadas en secuencias de multi pulsos de RMN. Todas las secuencias de pulsos para medir  $T_1$  pueden ser clasificadas en dos grupos: a) el espín es perturbado de su estado base, y tiende a recobrar su magnetización inicial que se mide en función del tiempo; b) aplicamos un tren de pulsos que alcanza al estado donde los espines se encuentran todavía fuera del equilibrio, esto hace que la señal se intensifique dependiendo sólo de  $T_1$ .

La preferencia de la secuencia de pulsos depende esencialmente de las características del sistema. La secuencia de pulsos que frecuentemente se utilizan son: a) recuperación por inversión (IR), b) la de recuperación por saturación (SR). La secuencia (IR) consiste en el siguiente tren de pulsos:

$$(180^\circ - \tau - 90^\circ - A Q - D)_n \quad (64)$$

donde  $AQ$  es el tiempo de adquisición y  $D$  es una dilación para permitir que se alcance el equilibrio. Después del primer pulso de  $180^\circ$  la magnetización es invertida a lo largo de la dirección del eje  $z$ , esto permitirá que se recobre en un periodo  $\tau$ . El valor de la magnetización después de la dilación  $\tau$  es entonces medido al aplicar un pulso de  $90^\circ$  seguido del tiempo de adquisición. Para comenzar con el nuevo tren de pulso, al sistema se podría permitir que el sistema se relaje completamente hasta llegar al equilibrio tal que la magnetización sea completamente recobrada. Claro, esto es posible si transcurre un tiempo infinito. En la práctica el tren de pulso puede comenzar cuando  $M_z$  ha recobrado casi el 99%. El tiempo requerido para alcanzar este valor puede ser fácilmente estimado por la

desigualdad  $e^{-\tau/T_1} < 0.01$  para  $\tau = 5 T_1$ ,  $e^{-\tau/T_1} < 0.007$ . Por lo tanto, el tiempo de espera  $AQ+D$  sería igual a cinco veces al  $T_1$  de interés.

El valor de la magnetización varía de  $-M_z(\infty)$  cuando  $\tau$  está cerca a cero y  $M_z(\infty)$  cuando  $\tau$  es más grande que cinco veces  $T_1$ . De la secuencia (64) es posible relacionar el valor de la magnetización al valor de  $T_1$  por la relación:

$$M_z(\tau) = M_z(\infty) \left( 1 - 2e^{-\frac{\tau}{T_1}} \right) \quad (65)$$

donde el coeficiente 2 proviene del factor de magnetización invertido para el primer pulso de  $180^\circ$ .

### 2.9.2. Tiempo de relajación; $T_2$ .

En este caso el tiempo de relajación  $T_2$  está determinado por la aplicación sucesiva de los pulsos de  $180^\circ$  en tiempos  $\tau$ ,  $3\tau$ ,  $5\tau$ ,  $7\tau$ , etc., y observando al amplitud de los ecos  $\exp(-2\tau/T_2)$ ,  $\exp(-4\tau/T_2)$ ,  $\exp(-6\tau/T_2)$ , .... a respectivos tiempos  $2\tau$ ,  $4\tau$ ,  $6\tau$ , .... después del pulso inicial.

Un requerimiento importante es que el intervalo de tiempo  $\tau$  debe ser más grande que  $T_2^*$ , donde  $T_2^*$  es la inhomogenidad transversal de la muestra, como está representado en la ecuación  $\Delta B = 2/\gamma T_m$ . Esto es equivalente a decir que el segundo pulso ocurrirá después del decaimiento libre inducido por el primer pulso. La magnitud de  $B_1$  será lo suficientemente grande tal que  $\gamma B_1(2t_w) = \pi$  puede ser satisfecha cuando  $(t_w) \ll T_2$  donde la magnetización quedaría coherente durante el pulso. Para medir  $T_2$  es necesario dar varios pulsos de  $180^\circ$  seguidos de los ecos producidos de apreciable magnitud, tal que  $(\tau) \ll T_2$ , es decir, el método de espín eco es efectivo cuando:  $2\pi/\omega_0 < t_w < T_2^* < \tau \ll T_2$  esto implica que la línea de resonancia es inhomogénea, como es típico en RMN en líquidos de baja

viscosidad. La figura 2.11.1 muestra un espectro utilizando los protones del agua con el método descrito anteriormente.

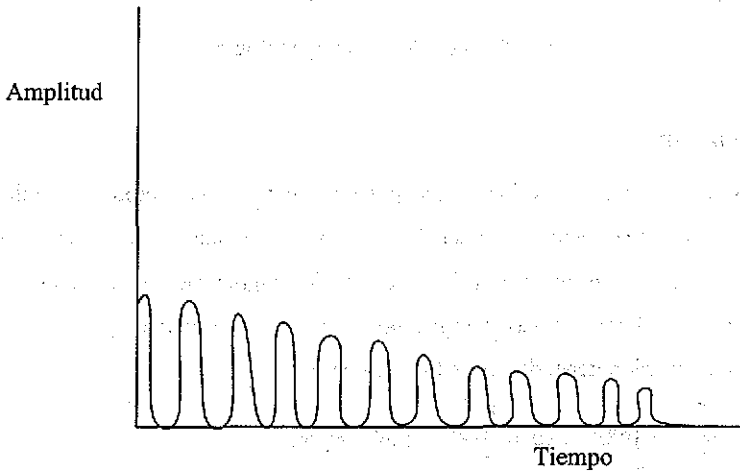


Figura 2.11.1 Secuencia de ecos obtenida para protones en agua ordinaria.

### 2.9.3. Eco estimulado.

El eco estimulado puede ser entendido como la división de un pulso de  $180^\circ$  en dos pulsos de  $90^\circ$ . Como una consecuencia, los dos ecos son observados, cada uno con la mitad de la amplitud de la magnetización inicial. El primer eco es el eco primario, el segundo el eco estimulado. Esta sucesión de los dos pulsos de  $90^\circ$  es utilizada para el reenfocamiento y actúan como un pulso de  $180^\circ$  en la mitad de la magnetización, ya que la otra mitad se pierde durante el defasamiento entre pulso y pulso. Comenzamos con la magnetización longitudinal, esta es obtenida después del segundo pulso durante el tiempo  $t_m$ . La magnetización se relaja en un tiempo  $T_1$ , haciendo que la magnetización transversal del eco primario con un tiempo  $T_2^*$ . Ya que  $T_1$  es mucho más largo que  $T_2$ , la amplitud del eco



estimulado  $a_s$  para diferentes tiempos  $t_m$  solamente va ser dependiente del tiempo  $T_1$ , como lo expresa la siguiente expresión:

$$a_s(t_m) = \frac{1}{2} M_0 \exp\left[-\frac{t_m}{T_1}\right] \exp\left[-\frac{t_E}{T_2}\right] \quad (66)$$

Estos dos pulsos son básicos para muchos métodos de imagenología.

### 2.9.4. Eco gradiente.

Para el uso de eco gradientes, los ecos se pueden generar, si el campo del gradiente es aplicado durante el decaimiento de la señal, este eco es generado por la inversión del signo del gradiente. El desfaseamiento de los vectores de magnetización es debido a la aplicación de varios gradientes cuyas componentes espaciales se anulan, por lo que la relación de la magnetización dependiente de los gradientes es:

$$M(t) = \int_{-\infty}^{\infty} M_0(r) \exp\left[-i\gamma r \int_0^t G(t') dt'\right] dr = \int_{-\infty}^{\infty} M_0(r) \exp[-ik(t)r] dr \quad (66)$$

La señal se recupera si el factor de la exponencial es la unidad, por lo que  $k(t)$  debe ser cero. Esto es que el eco gradiente máximo esta en  $t = t_E$ . La función  $k(t)$  es conocida como el vector de onda, y una de sus componentes es el número de onda. Este mide el número de oscilaciones de la onda en el espacio.

Como la fase de la magnetización que está precesando aumenta con el tiempo bajo la influencia del campo magnético generado por el gradiente, la magnitud del vector  $k$  cambia. Así, la señal depende del tiempo y de la variación del campo magnético generado por el gradiente. Si fijamos el tiempo en un intervalo  $t$  y  $k$  depende solamente del gradiente la información de la imagen estará en el espacio  $k$ , lo que significa que la información de la imagen está contenida en la transformada de Fourier de la señal del espacio  $k$ .

### *Capítulo III.*

## *Sistema de Imagenología por Resonancia Magnética*

### *3.1 Introducción.*

El efecto de aplicarle a una muestra un gradiente de campo magnético intenso dependiente del tiempo, que es perpendicular al campo magnético del sistema Imagenología por Resonancia Magnética (IRM), es la de introducir una correspondencia espacial dentro de la señal de IRM, ya que la condición de resonancia de Larmor impone que la frecuencia angular de los núcleos es proporcional al campo magnético del sistema. La parte que da la proporcionalidad es la constante giromagnética, que es la huella digital de cada núcleo que se está considerando. Los métodos para crear imágenes explotan esta característica del núcleo, ya que con un gradiente definido y bien modulado, la señal obtenida es decodificada y trazada como una imagen. Los métodos de imagen difieren mayormente en la naturaleza del gradiente, ya que éste tiene una dependencia temporal (estática, continua dependiente del tiempo o pulsada), y el tipo de la secuencia de pulso empleado por el sistema IRM. En coordenadas cartesianas los gradientes de imagen son representados por las derivadas parciales del campo  $B_0$  con respecto a las coordenadas espaciales  $(x,y,z)$ , sus intensidades están denotados por  $G_x, G_y, G_z$ , y los periodos en los que son aplicados  $t_x, t_y, t_z$ . El pulso de excitación de RF es aplicado en el plano transversal a la frecuencia  $\omega$ , por convención el pulso de RF es denotado por el ángulo  $\theta$  ( $\pi/2$  o  $\pi$ ), y representa que la magnetización del conjunto de núcleos es inclinada al plano transversal a la dirección del campo magnético  $B_0$ .

### *3.2. Hardware.*

El hardware aplicado a IRM es muy similar al que se utiliza en espectroscopía por resonancia magnética nuclear [Che 1, Ell 1, Fuk 1, Hou 1, Red 1, Red 3]. Al agregar, sin embargo, bobinas que producen gradientes de campo magnético que varían con el espacio, es necesario agregar un hardware que los controle de una manera pulsada Mansfield. [Man 2]. Una descripción detallada del hardware para imagenología es dado por Callaghan [Cal 1] y Chen, Hoult [Chen 1]. Los componentes básicos para un espectrómetro para uso de

IRM son un magneto con bobinas gradientes, un transmisor de radio frecuencia, un amplificador de gradiente, un detector de radio frecuencia que sea sensible a los cambios de fase de la frecuencia, una computadora para controlar el experimento, así también como un procesamiento y despliegue de los datos, y la antena de radio frecuencia para excitación y detección.

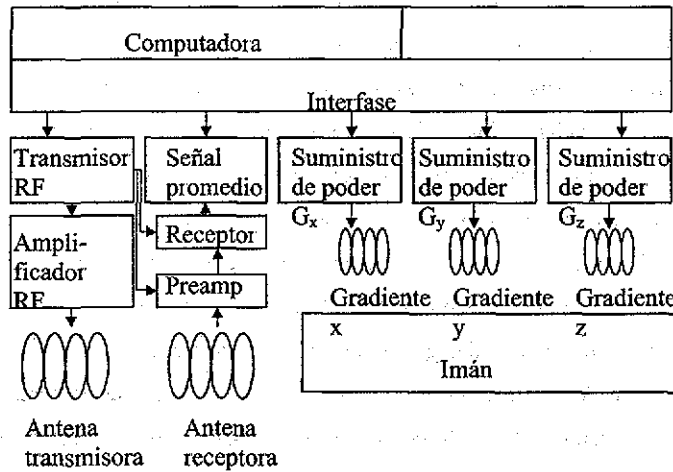


Figura 3.1.1 Esquema del sistema IRM.

La señal que se genera en IRM es el resultado de la excitación individual de los protones del núcleo de hidrógeno al ser excitado por un pulso de radio frecuencia con una energía que provoca la transición de los estados del núcleo de hidrógeno. En el caso cuando la energía es absorbida el momento magnético del protón sale de su equilibrio, dejando al sistema excitado, Cuando el sistema regresa al equilibrio, se genera una señal causada por un número proporcional de protones excitados de la muestra.

La recepción de la señal de radio frecuencia por RMN es convertida en una señal de frecuencia de audio en el receptor. Este proceso es equivalente a la transformación sobre el marco de rotación. El dato respuesta es adquirido y entregado en forma digital. La razón de

adquisición tiene que ser mayor al ancho del espectro para obtener una representación fiel de la señal analógica del receptor.

Para la reducción y eliminación del ruido de señales no buscadas del dato respuesta es filtrado por un filtro analógico antes de la digitalización. La digitalización es llevada por métodos numéricos. El sistema básico para obtener imágenes con IRM es representado en la figura 3.1.1

### *3.3 Componentes Básicos.*

Los componentes básicos de la imagenología en RM están marcados en el diagrama de bloque de la figura 3.1.1 El magneto está equipado con bobinas que ajustan la homogeneidad del campo magnético  $B_0$ , con un conjunto de bobinas gradientes para la generación de campos magnéticos constantes  $G_x$ ,  $G_y$ , y  $G_z$ , con un resonador de RF o una bobina para la excitación y detección de la respuesta. El control de la fase es necesario para la aplicación de pulsos de RF en todas las direcciones del plano transversal en el marco de coordenadas rotante. Después de la pre amplificación, la señal de respuesta es dividida en sus dos componentes ortogonales y cada componente es dirigida a diferentes canales para la detección de la fase. Para esto la señal final es mezclada con una onda de referencia seno o coseno. La fase común  $\phi$  de cada una de las componentes de la señal es sintonizada a la señal de referencia, esto con la ayuda de la sintonía del espectrómetro. La suma de las señales es filtrada por un filtro pasa bajas, las señales resultantes son las dos componentes de cuadratura de la magnetización transversal del marco rotante. Estas son digitalizadas, probadas y entregadas a la computadora para ser procesadas y desplegadas.

### *3.4. El Magneto.*

El magneto genera el campo magnético que polariza los momentos magnéticos nucleares. Este determina el grado de polarización y la sensibilidad de la medida. El volumen límite del campo magnético es el del tamaño de las muestras investigadas. El magneto utilizado para IRM está compuesto por un fuerte campo magnético homogéneo  $B_0$  y un pequeño campo gradiente menor al 1% del campo del magneto. Los gradientes

necesitan ser encendidos interrumpidos y apagados en tiempos cortos comparados con el tiempo  $T_2^*$ , es decir en tiempos menores de 1 ms. Para uso clínico el magneto utilizado es un superconductor

### 3.5. Gradientes de campo.

El sistema gradiente incluye un conjunto de tres bobinas independientes como se muestra en la figura 3.3.1, son controladas por la computadora, estos generan una variación espacial así como una variación en el tiempo en las componentes del campo magnético

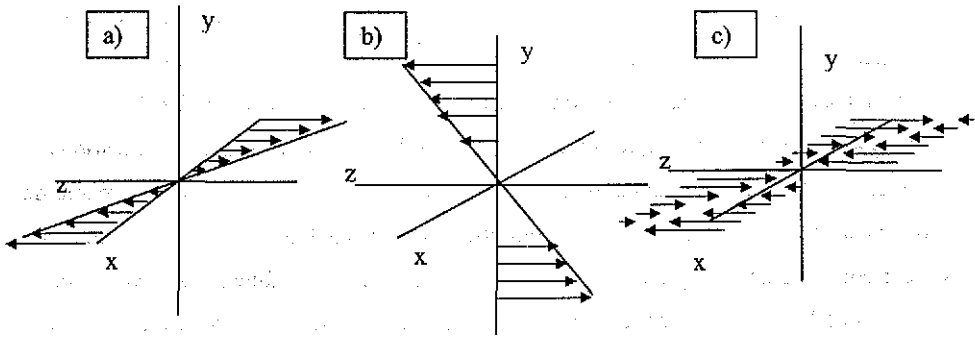


Figura 3.3.1. Muestra las direcciones en la que se mueven los gradientes en cada una de las direcciones espaciales

dentro de la muestra. Estas bobinas están distribuidas en forma espacial en el sistema resonante como el gradiente en el eje x, el gradiente en el eje y así como el gradiente en el eje z. Haremos el análisis de uno de los gradientes, en particular del gradiente x, los demás gradientes se comportarán de manera semejante. Las bobinas gradientes proveen un gradiente de campo magnético en una cierta dirección, la variación del campo magnético de los gradientes proporcionan información de posición que depende de la variación de la frecuencia de señal, esto hace que podamos seleccionar el tipo de corte (axial, transversal o sagital) de la muestra (paciente), la codificación de la frecuencia y la fase respectivamente.

Con  $B_0$  y el campo de radiofrecuencia RF, el gradiente producido en el eje x del sistema, si se comporta en forma ideal, la variación del campo magnético en la componente z variará en forma lineal de la forma siguiente:

$$B(t, x) = B_0k + G_x(t)xk \quad (3.1)$$

La bobina que produce el gradiente x tiene también componentes en las direcciones x e y, pero la uniformidad y la intensidad del campo en la dirección z hace que sean despreciables estas componentes comparativamente. Así podemos llamar a  $G_x(t)$  como el gradiente x y a  $G_x(t)x$  como el campo gradiente de x aun cuando la bobina del gradiente x produzca otras componentes. Cuando estas tres bobinas están en sintonía, el campo producido es:

$$B(t, x) = B_0k + G_x(t)xk + G_y(t)yk + G_z(t)zk \quad (3.2)$$

Estos gradientes pueden ser agrupados dentro de un vector gradiente  $G(t)$  componentes,  $G_x(t)$ , y  $G_z(t)$  a los cuales se le suman la variación temporal de los gradientes. Entonces:

$$B(t, x) = (B_0k + G_x(t) \cdot x)k \quad (3.3)$$

el gradiente  $G(t) \cdot x$  es el responsable espacial de la frecuencia de resonancia. Para ver como ocurre esto, tomamos el caso del gradiente estático,  $G(t) = G$ . La frecuencia de Larmor  $\omega'$  en una parte infinitesimal de la muestra en x es:

$$\omega'(x) = -\gamma(B_0 + G \cdot x) \quad (3.4)$$

Para un determinado  $G$  fijo, se toman dos puntos en el espacio separados uno del otro por un vector que es ortogonal al vector  $G$  teniendo la misma frecuencia de Larmor, pero, transmitirán un segundo estímulo con una diferente fase, entonces los dos puntos podrán ser distinguibles. Al transmitir los estímulos suficientes pero diferentes, todos los puntos podrían ser distinguibles, siendo así como los sistemas de imagenología en RM trabajan.

Aunque el sistema de la figura 3.3.3 no puede generar gradientes de campo homogéneos, el sistema utiliza unas bobinas compensadoras, éstas ocasionan que la densidad de las líneas del campo magnético en el interior del imán sea mayor, aunque esto tiene la desventaja de generar inhomogeneidades en el campo.- Una solución es de colocar en el interior del imán otras bobinas que corrijan y compensen al campo magnético. Este

proceso es llamado de compensación, a los anillos extras de alambre se les conoce como bobinas de compensación.

El sistema de compensación requiere una fuente de poder, la cual está separada de las demás fuentes alimentadoras del sistema.

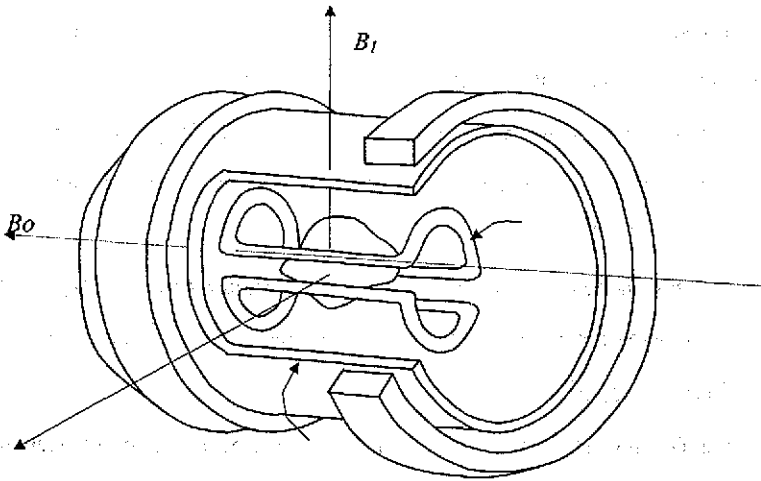


Figura 3.3.3. Muestra las direcciones del campo magnético estático  $B_0$  y el pulso de radio frecuencia  $B_1$ .

### 3.6. Sistema de detección para RMN.

La función de la magnetización nuclear  $M(t, x)$ , la cual es la función de detección para los sistemas de resonancia nuclear para uso de imagenología, que esto es se detecta  $M(t, x)$  y se genera una señal salida  $S(t)$ . Este proceso está descrito en el diagrama de bloques de la figura 3.3.1, en donde la antena receptora capta la señal generada por el objeto y está señal es filtrada y promediada, para luego ser enviada a la interfase y concluir en el despliegue de la imagen.

### 3.7 La bobina receptora

La bobina receptora, que se encuentra comúnmente en los alrededores de la muestra, es una antena que recoge las fluctuaciones de la magnetización nuclear en la muestra y convierte esta fluctuación en un voltaje de salida  $V(t)$ . Utilizando la ley de inducción el voltaje se define como:

$$V(t) = -\frac{d}{dt} \int M(t, x) \cdot B_c(x) dx \quad (3.5)$$

El término  $B_c(x)$  describe la sensibilidad de la bobina receptora en diferentes puntos del espacio. Más específicamente,  $B_c(x)$  es la razón del campo magnético producido por el receptor a una corriente en la bobina.

El objetivo primario del diseño de la bobina receptora radica en que la componente transversal del campo  $B_c(x)$  sea lo más grande. La componente longitudinal de  $B_c(x)$  contribuye poco al voltaje de salida, por lo que puede ser ignorado. Esto es una consecuencia de la derivación de función  $M(t, x)$  con respecto al tiempo que es mucho más pequeña que la componente transversal ya  $M(t, x)$  decae en forma exponencial con un tiempo constante  $T_1$ , donde los tiempos típicos va de 0.1 a 1 segundo, y para la componente transversal que su comportamiento es oscilatorio es de 0.05 a 0.2  $\mu$ s. Si tomamos a  $B_c(x) = ai + bj$ , donde  $a$  y  $b$  son las componentes del campo magnético y magnitud constante, describe la sensibilidad uniforme de la bobina sobre alguna muestra, pero su máxima dirección de la sensibilidad no coincide con la máxima del campo de RF aplicado. Esta dificultad de la dirección de máxima sensibilidad es solucionada en la fase de la señal de salida. Con estas suposiciones, sustituimos en la ley de inducción de Faraday teniendo así:

$$V(t) = -\frac{d}{dt} \int (aM_x(t, x) + bM_y(t, x)) dx = -\frac{d}{dt} \int \text{Re}((a - ib)M(t, x)) dx \quad (3.6)$$

Si escribimos en la forma polar la componente de magnetización transversal  $M^0(x) = A(x) \exp(i\alpha(x))$  y tomando  $a = k \cos \phi'$  y  $b = -k \sin \phi'$  donde  $\phi'$  es la fase, la ecuación de inducción se ve transformada en:



$$V(t) = -\frac{d}{dt} \int A(x) \exp(-t/T_2(x)) \cdot k \cos[\omega'(x)t + \theta(x) + \phi] dx \quad (3.7)$$

por lo que la  $M_x(t,x)$  de la bobina se ve afectada por el factor  $k$  y por un factor de corrimiento de la fase  $\phi'$ . En la práctica el valor de  $k$  es muy difícil de obtener y de muy poco valor. Continuando con la ecuación de inducción, movemos la derivada dentro de la

integral, los términos que se generan  $\omega_n(x)/\omega_0$  y  $1/(T_2(x)\omega_0)$  son del orden de  $10^{-3}$ , y  $\phi' = \phi + \pi/2$ , finalmente la expresión queda:

$$V(t) = k \int A(x) \exp(-t/T_2(x)) \cdot \cos[(\omega_0 + \omega(x))t + \theta(x) + \phi] dx \quad (3.8)$$

En suma la magnetización nuclear  $M(t,x)$  induce un voltaje de salida  $V(t)$  sobre la bobina receptora, que llamaremos la señal de imagen de RM.

La parte siguiente del sistema de detección es la red de acoplamiento, donde su función es de acoplar el circuito resonante a un pre amplificador, con el fin de transferir la máxima energía hacia el amplificador. El cambio de fase aquí y en los circuitos subsecuentes es arbitrario, de la misma forma que la ganancia  $\kappa$  es arbitraria. Esta arbitrariedad es incorporada al equipo generador de la fase  $\phi$ .

El detector de fase acepta la señal de RF de RM, que consiste en la distribución de frecuencias centradas alrededor o cerca de la frecuencia de radiación  $\omega$ , y cambia la señal por debajo de la frecuencia  $\omega$ . Así la distribución de frecuencias es intercambiada excepto que ahora está centrada alrededor de cero. Para reducir la frecuencia centrada reduciremos significativamente la demanda del sistema analógico digital y la computadora. La operación del detector de sensibilidad es un circuito que acepta dos señales de entrada, la señal de RM y la señal de referencia, y ambas las multiplica, tal que la salida es el producto de las dos señales de entrada. Esta señal es la de inducción en la bobina y la señal de referencia está dada por:  $S_r = a \cos(\omega t)$ . Para cambiar la frecuencia de la señal de referencia a la misma frecuencia del pulso de RF irradiado, el sistema receptor, multiplica estas dos señales:  $\cos(\omega t) \cos(\omega_0 t + \beta)$  donde  $\beta = \omega_n(x) + \theta(x) + \phi$ . Pero recordando que el

requerimiento principal para la resonancia magnética es que  $\omega$  y  $\omega_0$  sean muy parecidos en valor. Así, la salida del detector de fase consiste en la suma de dos componentes, uno, a un intervalo de frecuencias limitado centrado en  $2\omega_0$ , y otro intervalo de frecuencias limitado alrededor de cero. El filtro pasa bajos es el que continúa después del detector de fase, donde su función es de remover todos los componentes excepto los que están centrados en cero, entonces en el canal A la señal  $S_A(t)$  que queda después de pasar por el filtro es:

$$S_A(t) = k \int A(x) \exp(-t/T_2(x)) \cdot \cos[(\omega_0 - \omega(x))t + \beta] dx \quad (3.9)$$

Al cambiar la fase a  $90^\circ$  el circuito recibe la señal de referencia  $S_r(t)$  y tiene como señal de salida  $S_r'(t) = a \sin(\omega t)$ . Siguiendo con la misma discusión para el canal B, obtenemos como salida para el filtro pasa bajos:

$$S_B(t) = k \int A(x) \exp(-t/T_2(x)) \cdot \sin[(\omega_0 - \omega(x))t - \beta] dx \quad (3.10)$$

Si vemos las dos señales de salida como una señal de salida compleja  $S(t) = S_A(t) + iS_B(t)$  donde:

$$S(t) = k \int A(x) \exp(-t/T_2(x)) \cdot \exp[i(\omega_0 + \omega_h(x) - \omega)t + i(\theta(x) + \phi)] dx \quad (3.11)$$

donde  $S(t)$  la podemos relacionar con la magnetización, que es la forma general de la magnetización compleja bajo la modificación de los gradientes.

Como parte última del sistema está el convertidor analógico digital que convierte la señal compleja en dos cordones de números digitales  $\{S_n\}$  dados por:

$$S_n = K \int M(t, x) \exp(-ian\Delta t) dx \quad \text{donde } K = ke^{i\phi} \quad (3.12)$$

y el intervalo muestra es  $\Delta t$ . Con esta ecuación conectamos la salida del receptor  $S_n(t)$  con la magnetización nuclear de la muestra.

### 3.8 La red de acoplamiento.

La red de acoplamiento es la interfase entre la bobina receptora y el pre amplificador, que junto con el amplificador recibe la máxima energía de la bobina

receptora. El efecto de la red de acoplamiento en la señal de RM es de cambiar el valor de la  $k$  e introducir una fase desconocida en la señal. El cambio de fase introducido y en los subsecuentes circuitos, es arbitrario y son exactamente el mismo valor de la constante  $\kappa$ .

### *3.9 Unidad de control*

Las bobinas gradientes transmiten y dejan de enviar pulsos de RF de una forma rápida en tiempos precisos durante una secuencia de pulsos. Así pues las bobinas gradientes se manejan a través de la unidad de control de pulsos.

La unidad de control de pulsos también es responsable de la coordinación de las antenas de recepción y transmisión de RF. Conecta la señal al sistema de cómputo que transformará la información de señal a imagen.

### *3.10 Unidad de resonancia magnética del Hospital ABC.*

En la unidad de IRM que se encuentra instalada en el Hospital ABC de Tacubaya, México D.F, la cual genera un campo magnético de 1.5 Tesla con un imán superconductor. El sistema es una unidad de resonancia magnética Signa LX de Sistemas Médicos General Electric- México. En esta unidad clínica, se otorga un valioso tiempo para realizar las pruebas de las antenas superficiales.

Las características de este sistema: Esta dividido en tres cuartos, uno de ellos cuenta con una área para el operador, donde se encuentra la computadora de marca Génesis, esta computadora controla la secuencia de los eventos para las señales de RF y gradientes durante el experimento. Otro uso es el de evaluación y despliegue de datos, todo esto dentro de una consola. Se puede tener control de los gradientes así como una bobina Gradiente. El segundo cuarto, esta equipado con el sistema de transmisión, el generador de pulsos, excitador DAC, amplificador de 20 kW RF, un modulo de radio frecuencia, y un módulo de soporte. El sistema de recepción contiene un interruptor para cada antena, pre amplificador y un receptor. El tercer cuarto se encuentra el resonador, está aislado de radio frecuencias externas. El imán produce una homogeneidad de 3 ppm sobre un diámetro de 30 cm por 40

cm de largo. Además del imán superconductor, contiene seis imanes, y dieciocho bobinas compensadoras. Estas ayudan al imán principal a compensar las inhomogeneidades del campo.

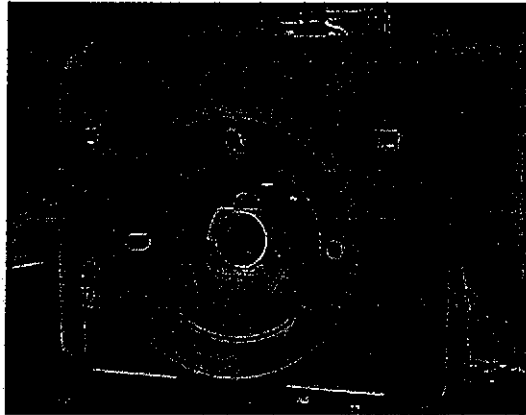


Figura 3.3.4. Aparato de Resonancia Magnética del Hospital ABC.

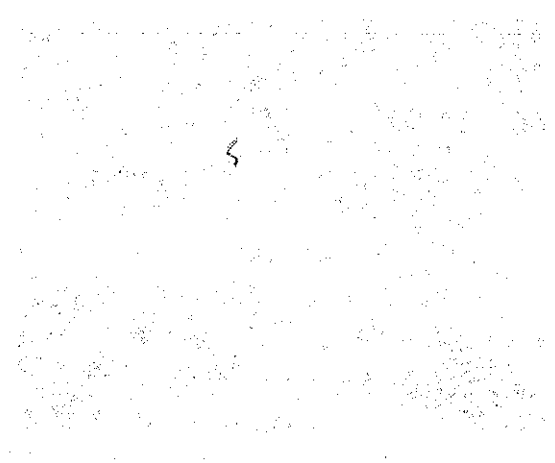
El subsistema de recepción contiene tres componentes: un interruptor para cada antena, preamplificador y un receptor.

El subsistema del imán contiene dos antenas: una antena cuerpo entero y una antena de cabeza. El subsistema de gradientes contiene una bobina gradiente y módulo de gradiente.

El imán es alimentado por una fuente de voltaje, la cual se usa sólo cuando cambia de magnitud el campo magnético. El campo magnético principal es producido por un imán superconductor (1.5 T) montado en un recipiente para helio líquido. La unidad del imán/criostato contiene además del imán superconductor, seis imanes, y 18 bobinas compensadoras. El criostato es un termo largo lleno de helio líquido que mantiene al imán a una temperatura de 4.2 grados kelvin con una alimentación de 0.2 litros por hora. Las bobinas compensadoras auxilian al imán principal a compensar las inhomogeneidades del campo.

**TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN**

Faint, illegible text at the top of the page, possibly a header or introductory paragraph.



Several lines of faint, illegible text located below the central block, possibly forming a body of text or a list.

WOO BIZET  
MEMBRO SU ALLIAN

## *Capítulo IV*

### *4. Antenas Superficiales*

#### *4.1 Introducción.*

Las antenas de Radio Frecuencia también son conocidas como resonadores de RF o sondas de RF, son una importante herramienta en los sistemas de IRM. Éstas sirven para dos propósitos: El primero, generar pulsos de RF en la frecuencia de Larmor para excitar al núcleo, cuando una antena es utilizada con este propósito se dice que es una antena de transmisión de RF. El segundo es para recoger la señal del pulso de RF emitido por el núcleo con la misma frecuencia de la antena de transmisión. El campo magnético generado por el pulso de RF de una antena transmisora es referido en la literatura de IRM como el campo magnético  $B_1$ , el cual tiene una dirección perpendicular a la dirección del campo magnético  $B_0$ . Para obtener una mejor calidad de imágenes en IRM, las antenas de RF deben cumplir con dos requerimientos importantes. El primero, la antena de RF, cuando es usada como transmisora, debe ser capaz de producir un campo magnético  $B_1$  homogéneo en el volumen de interés con la frecuencia de Larmor, tal que el núcleo pueda ser excitado uniformemente. El segundo, la antena de RF utilizada como antena de recepción, ésta debe tener un alto cociente señal ruido, debe ser capaz de recoger señales de RF con la misma ganancia en cualquier punto de la muestra. En muchas de las aplicaciones de RF, una antena de RF puede ser utilizada como una de transmisión o de recepción debido al principio de reciprocidad. Las antenas se dividen en dos grupos, las antenas volumétricas que pueden ser utilizadas en ambas modalidades, y las antenas de superficie que son utilizadas como de recepción por su alto cociente señal ruido.

#### *4.2 Circuitos Resonantes.*

Una antena de RF para uso de IMR es principalmente un circuito R-L-C (R es la resistencia, L el inductor y C el capacitor), donde la principal cualidad de estos circuitos es que se pueden sintonizar a una frecuencia deseada. La formación del circuito resonante puede ser de dos formas: en paralelo y serie, esta última también es conocida como circuito

antiresonante. Para analizar un circuito resonante como se muestra en la figura 4.2.1, examinaremos un circuito en paralelo al que se le aplica una onda senoidal.

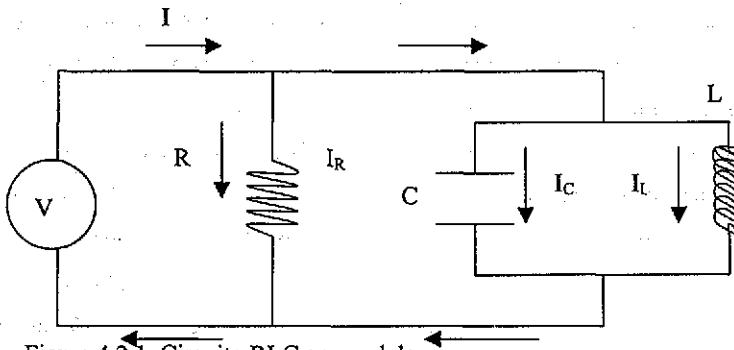


Figura 4.2.1. Circuito RLC en paralelo.

Sin pérdida de generalidad y haciendo uso de la ley de Kirchhoff:

$$I = I_R + I_C + I_L = V \left[ \frac{1}{R^2} + j\omega C \left( 1 - \frac{1}{\omega^2 LC} \right) \right] \quad (4.1)$$

la corriente pico se obtiene de la ecuación 1

$$I = V \left[ \frac{1}{R^2} + \omega^2 C^2 \left( 1 - \frac{1}{\omega^2 LC} \right) \right]^{1/2} \quad (4.2)$$

En este caso para determinar el valor mínimo de I, ocurre cuando

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (4.3)$$

que es la condición de resonancia en el circuito y depende únicamente del inductor y del capacitor del circuito. Entonces para que disipe la mayor energía un circuito resonante, la impedancia solamente tendrá componente real. En un circuito en serie, la frecuencia de resonancia tiene la misma expresión encontrada en el circuito en paralelo:

Desde que la humanidad comenzó a construir máquinas, en particular en la revolución industrial, mucha de la preocupación se ha encontrado en estudiar como las máquinas rinden de mejor manera. Grandes esfuerzos se han realizado para conseguir una mayor eficiencia, que en la actualidad seguimos desafiando este principio de la naturaleza, en buscar en nuevas formas de que el aprovechamiento de la energía sea máxima.

Las antenas no escapan a esta preocupación, ya que también están regidas por un factor de calidad  $Q$ , donde esencialmente está relacionado con la energía máxima que recibe y la energía total que disipa en un período, siempre que la resistencia en el circuito no sea cero. El factor de calidad esta definido como:

$$Q = 2\pi \frac{\text{Energía máxima}}{\text{Energía disipada por periodo}} \quad (4.4)$$

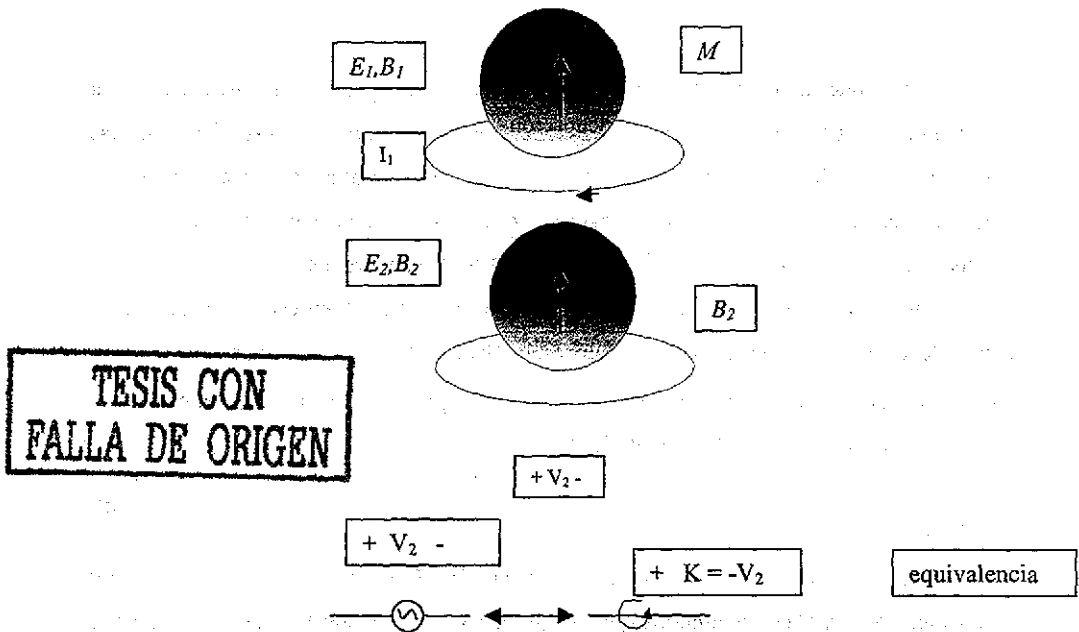
Para un circuito complejo, como las antenas de RF, puede ser difícil encontrar los valores para R, L y C en un circuito equivalente. Por lo que el valor del factor de calidad es más conveniente definirlo como el cociente de frecuencias:

$$Q = \frac{\omega_r}{\Delta\omega} \quad (4.5)$$

donde  $\Delta\omega$  es el ancho de banda, que corresponde al pico de resonancia con frecuencia  $\omega_r$ . Este factor es un parámetro muy importante en el diseño de la antena de RF en IRM.

En principio las antenas pueden ser utilizadas como transmisores ó como receptores, la parte que relaciona este principio es el principio de Reciprocidad, este es mostrado con dos problemas ilustrados en la figura 4.2.2.





TESIS CON FALLA DE ORIGEN

Figura 4.2.2 a) Vector de magnetización  $M$  sobre una espira conductora, el vector  $M$  le induce una corriente  $I_1$ , su variación produce campos eléctricos  $E_1$  y magnéticos  $B_1$ . b) La fuente de voltaje  $V_2$  aplicado a una antena de RF produce un campo magnético  $B_2$  dentro del objeto. c) Al voltaje puede ser modelado como un circuito pequeño de corriente ( $K$ ).

En el primer problema, tenemos a una muestra que está inmersa en un campo electromagnético. Una corriente es inducida a una antena de RF debido al vector de magnetización  $M$  de la muestra, la cual se utilizará como fuente de señales para el sistema IRM. En el segundo problema en la figura 4.2.2b, muestra como al aplicarle un voltaje alterno a la antena de RF se produce un campo magnético dentro del objeto. Esto fue mostrado por Harrington en 1961 [Jin 1], donde la fuente de voltaje puede ser representada por una espira pequeña que envuelve al conductor por donde circula la corriente.

El primer problema de la figura 4.2.2a, los campos producidos por la magnetización y la corriente inducida en la espira ( $E_1, H_1$ ) satisfacen las ecuaciones de Maxwell:

$$\begin{aligned} \nabla \times E_1 &= i\omega\mu_0 B_1 + i\omega\mu_0 M \\ \nabla \times B_1 &= -i\omega_0 E_1 \end{aligned} \tag{4.6}$$

En el segundo problema que se presenta en la figura 4.2.2 b, el campo eléctrico que se genera al aplicarle un voltaje alterno  $V_2$  a la antena de RF,  $E_2$  y el campo magnético en la muestra  $B_2$  de igual forma cumplen con las leyes de Maxwell:

$$\begin{aligned} \nabla \times E_2 &= i\omega\mu_0 B_2 - J_m \\ \nabla \times B_2 &= -i\omega_0 E_2 \end{aligned} \quad (4.7)$$

en este conjunto de ecuaciones de (4.7), en la primera  $J_m$  representa la densidad de corriente que pasa por la espira, este paso de corriente produce una corriente magnética  $K$  que envuelve a la espira.

De estas ecuaciones se desea encontrar una correlación entre la corriente  $I_1$  producida por el vector de magnetización y el campo magnético  $B_2$  producido en la muestra a causa del voltaje  $V_2$  aplicado en la antena de RF.

Si en las primeras ecuaciones de los conjuntos (4.6) y (4.7) realizamos el producto punto con  $B_2$  y  $B_1$  respectivamente, y después se restan los resultados de (4.6) y (4.7), tendremos:

$$\begin{aligned} B_2 \cdot \nabla \times E_1 - B_1 \cdot \nabla \times E_2 &= i\omega B_2 \cdot M + B_1 \cdot J_m \\ B_2 \cdot \nabla \left( \frac{i}{\omega\epsilon} \nabla \times B_1 \right) - B_1 \cdot \nabla \left( \frac{i}{\omega\epsilon} \nabla \times B_2 \right) &= i\omega B_2 \cdot M + B_1 \cdot J_m \end{aligned} \quad (4.8)$$

de esta última ecuación, sustituimos los valores para los rotacionales de  $H_1$  y  $H_2$  de las ecuaciones (4.6) y (4.7). Después aplicamos el teorema de Green sobre todo el volumen de  $(E_1, B_1)$  y  $(E_2, B_2)$ , además del lado izquierdo de la ecuación aplicamos el teorema de la divergencia se obtiene:

$$\iint_A (B_1 \times E_2 - B_2 \times E_1) \cdot \hat{n} \, ds = \iiint_V (B_1 \cdot J_m + i\omega B_2 \cdot M) \, dv \quad (4.9)$$

donde  $A$  es la superficie que envuelve al volumen. Si consideramos que las ondas en cualquier punto de la superficie son planas (sólo sí el radio del volumen tiende a infinito), las ondas del campo magnético y eléctrico podemos representarlas como:

$$\begin{aligned} E_1 &= Z_0 B_1 \times \hat{n} \\ E_2 &= Z_0 B_2 \times \hat{n} \end{aligned} \quad (4.10)$$

donde  $Z_0$  es la impedancia de la onda en el espacio libre. Si sustituimos las ecuaciones (4.10) en (4.9), la integral del lado izquierdo desaparece, por lo que:

$$\begin{aligned} \iiint (B_1 \cdot J_m) dV &= \iiint -(i\omega B_2 \cdot M) dV \\ \iiint (B_1 \cdot J_m) dV &= K \int H_1 \cdot dl = KI_1 = -V_2 I_1 \\ -V_2 I_1 &= \iiint -(i\omega B_2 \cdot M) dV \\ I_1 &= \frac{i\omega}{V_2} \iiint (B_2 \cdot M) dV \end{aligned} \quad (4.11)$$

Por lo que la corriente  $I_1$  producida en una antena de RF debido al vector de magnetización  $M$  de la muestra, es proporcional al campo magnético  $B_2$  que fue producido por un voltaje alterno  $V_2$  aplicado a la antena de RF. Es decir, la eficiencia de una antena de transmisión es la misma que una de recepción

Por el momento se ha presentado a la antena de RF como un circuito resonante, la cual puede funcionar como antena de recepción y/o de transmisión según sea el caso. Gran parte de su funcionamiento de las antenas está referida a su inductancia, ya que depende fuertemente de la forma geométrica. Esta dependencia se ve expresada en la inductancia mutua entre los inductores que forman al circuito.

### 4.3 Inductancia en un circuito.

El concepto de la inductancia nace naturalmente cuando se estudia la energía que interacciona con un circuito que transporta una corriente. Esta energía de interacción tiene un factor que depende sólo de la geometría del circuito. Cuando analizamos la energía propia de un circuito, este factor es llamado inductancia propia, cuando analicemos la energía de interacción entre dos circuitos, esta es llamada inductancia mutua. Un análisis de la inductancia se hace en el Apéndice B.

### 4.3.1 Expresiones de la inductancia.

Es de importancia conocer las expresiones para inductancia ya que en principio se busca la solución de la inductancia de diferentes espiras geométricas. Por lo que su utilidad en las antenas superficiales es relevante.

Con el desarrollo de la teoría electromagnética tres expresiones aparecieron para calcular la inductancia: La expresión de Neumann, Weber, y Maxwell [Bueno 1]. Recientemente apareció otra deducida por Graneau [Bueno 1]. A continuación se mencionaran las diferentes expresiones de la inductancia y se ofrece una demostración genérica.

### 4.3.2. Fórmula de Neumann.

Para explicar la ley de Faraday de inductancia empleado la ley de Ampere, Neumann introduce el concepto del vector potencial y de la inductancia mutua. Consideremos dos circuitos cerrados  $\Gamma_1$  y  $\Gamma_2$  que transportan corrientes  $I_1$  e  $I_2$  respectivamente, figura 4.3.1. Un elemento de corriente del circuito  $\Gamma_1$  es  $I_1 dr_1$  y un elemento de corriente del circuito  $\Gamma_2$  es  $I_2 dr_2$ .

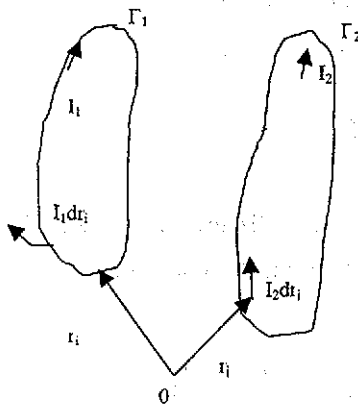


Figura 4.3.1. Muestra dos circuitos cerrados  $\Gamma_1$  y  $\Gamma_2$  con corrientes  $I_1$  e  $I_2$

La energía de interacción magnética  $U_{12}^N$ , entre los circuitos  $\Gamma_1$  y  $\Gamma_2$ , derivado por Neumann, esta dado por:

$$U_{12}^N = \frac{\mu_0}{4\pi} I_1 I_2 \oint_{\Gamma_1} \oint_{\Gamma_2} \frac{d\mathbf{r}_i \cdot d\mathbf{r}_j}{r_{ij}} \quad (4.12)$$

donde  $r_{ij} = |\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|$ .

Quando escribimos la energía  $U_{12}^N$  como  $I_1 I_2 M_{12}^N$  donde el coeficiente  $M_{12}^N$  es el coeficiente magnético llamado inductancia mutua. Por lo tanto, esto se sigue

$$M_{12}^N = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{\Gamma_1} \oint_{\Gamma_2} \frac{d\mathbf{r}_i \cdot d\mathbf{r}_j}{r_{ij}} \quad (4.13)$$

### 4.3.3. Fórmula de Weber.

Por medio de la fuerza de Weber se puede derivar una energía de interacción  $U_{12}^W$  para los circuitos  $\Gamma_1$  y  $\Gamma_2$ , siguiendo el mismo razonamiento de arriba. Si escribimos  $U_{12}^W$  como  $I_1 I_2 M_{12}^W$ , obtenemos el coeficiente de inductancia mutua  $M_{12}^W$  como

$$M_{12}^W = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{\Gamma_1} \oint_{\Gamma_2} \left[ \frac{(\mathbf{r}_{ij} \cdot d\mathbf{r}_i)(\mathbf{r}_{ij} \cdot d\mathbf{r}_j)}{r_{ij}^3} \right] \quad (4.14)$$

### 4.3.4 Fórmula de Maxwell

En electrodinámica clásica utilizamos la energía de Darwin para obtener la energía de interacción  $U_{12}^M = I_1 I_2 M_{12}^M$ , donde la fórmula para el coeficiente de inductancia mutua es:

$$M_{12}^M = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{\Gamma_1} \oint_{\Gamma_2} \left[ \frac{(d\mathbf{r}_i \cdot d\mathbf{r}_j) + (\mathbf{r}_{ij} \cdot d\mathbf{r}_i)(\mathbf{r}_{ij} \cdot d\mathbf{r}_j)}{2r_{ij}^3} \right] \quad (4.15)$$

### 4.3.5 Fórmula de Graneu.

Define una energía electrodinámica  $d^2V_{ij}^e$  entre los elementos de corriente, donde define a  $M_{ij}^e$  como

$$M_{ij}^e = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{\Gamma_i} \oint_{\Gamma_j} \left[ \frac{-2(d\mathbf{r}_i \cdot d\mathbf{r}_j) + 3(\mathbf{r}_{ij} \cdot d\mathbf{r}_i)(\mathbf{r}_{ij} \cdot d\mathbf{r}_j)}{r_{ij}^3} \right] \quad (4.16)$$

Análogo al procedimiento de Helmholtz, estas expresiones para la energía mutua entre dos circuitos cerrados pueden ser escrito como:

$$M_{12} = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{\Gamma_1} \oint_{\Gamma_2} \left[ \left( \frac{1+k}{2} \right) \frac{(d\mathbf{r}_i \cdot d\mathbf{r}_j)}{r_{ij}} + \left( \frac{1-k}{2} \right) \frac{(\mathbf{r}_{ij} \cdot d\mathbf{r}_i)(\mathbf{r}_{ij} \cdot d\mathbf{r}_j)}{r_{ij}^3} \right]$$

$$M_{12} = \left( \frac{1+k}{2} \right) M_{12}^N + \left( \frac{1-k}{2} \right) M_{12}^W \quad (4.17)$$

donde  $M_{12} = M_{12}^N$  para  $k=1$ ,  $M_{12} = M_{12}^W$  para  $k=-1$ , y  $M_{12} = M_{12}^M$  para  $k=0$ , y para  $k=-5$   $M_{12} = M_{12}^G$ .

Cambiando las variables de integración en la ecuación de arriba podemos obtener que  $M_{12} = M_{21}$  para todas las fórmulas.

Como inicialmente se mencionó, la meta es demostrar la equivalencia entre estas tres fórmulas para la inductancia propia de un circuito cerrado. Esta equivalencia es un factor conocido para la inductancia mutua de dos circuitos cerrados que están separados, pero esta no es una demostración para un circuito simple cerrado.

Comenzaremos a demostrar la equivalencia de las cuatro fórmulas presentadas arriba calculando la inductancia de un circuito simple cerrado. La ecuación (4.17) no está bien definida cuando  $\Gamma_1$  y  $\Gamma_2$  sí coinciden. Para vencer esta dificultad cambiaremos el elemento de corriente lineal por una superficie o un elemento de corriente volumétrico.

Consideremos un circuito cerrado  $\Gamma$  descrito por la figura (4.3.2 a). Supondremos que este circuito se puede descomponer en elementos de superficie. El espesor del circuito es  $\delta$ .

Dividimos la superficie  $\Gamma$  en  $N$  circuitos  $\Gamma_i$  con espesores  $\delta_i$  que transportan corrientes  $I_i$ , donde  $\delta = \sum_1^N \delta_i$ ,  $I_i = I \delta_i / \delta$  ( figuras 4.3.2 b y 4.3.2 c). Si damos un número  $N$  muy grande para que  $\delta_i \ll \delta$  y  $\delta_i \ll l$  (donde  $l$  es la longitud de  $\Gamma$ ). La inductancia propia  $L_\Gamma$  del circuito  $\Gamma$  en la figura 4.3.2a y 4.3.2b se escribirá como:

$$L_\Gamma = \iiint_{S_\Gamma} \iiint_{S_\Gamma} d^4 M_{ij} = \left( \sum_{n=1}^N \iint_{S_{\Gamma_n}} \right) \left( \sum_{n=1}^N \iint_{S_{\Gamma_n}} \right) d^4 M_{ij} = \sum_{n=1}^N L_{\Gamma_n} + \sum_{m,n=1}^N M_{\Gamma_m \Gamma_n} \quad (4.18)$$

con  $m \neq n$

donde  $S_\Gamma$  es la superficie del circuito  $\Gamma$  para llegar a la ecuación (4.17) definimos

$$L_\Gamma = \iiint_{S_\Gamma} \iiint_{S_\Gamma} d^4 M_{ij} \quad y \quad M_{\Gamma_m \Gamma_n} = \iiint_{S_{\Gamma_m}} \iiint_{S_{\Gamma_n}} d^4 M_{ij} \quad (4.19)$$

Ahora, aproximamos el circuito  $\Gamma_i$ , en la figura 4.3.2c, por circuitos rectangulares  $\Gamma_{ij}$  con corrientes  $I_i$ , en la misma dirección como en  $\Gamma_i$  (figuras 4.3.3a y 4.3.3b). Esta aproximación puede ser mejorada al reducir las áreas de los rectángulos e incrementando el número  $M$ . Escribimos

$$L_\Gamma = \sum_{j=1}^M L_{\Gamma_j} + \sum_{j,k=1}^M M_{\Gamma_j \Gamma_k} \quad (4.20)$$

La inductancia mutua  $L_{\Gamma_j \Gamma_k}$  del rectángulo  $\Gamma_{ij}$  puede ser calculada con la geometría de la figura 4.3.4. Cuando se tiene elementos de corriente superficial en un rectángulo de la figura 4.3.4 Tomaremos el uso de la equivalencia  $I dr$  como  $K da$  en las ecuaciones (4.14-4.17), donde  $K$  es la densidad de corriente superficial (mod  $K=I/\delta_i$ ) y  $da$  es el

elemento de área. Calculando la integral de la ecuación (4.13) y suponiendo que  $\delta_i \ll l_1$  y  $\delta_i \ll l_2$ , despreciando los términos de orden  $(\delta_i / l_1)^3$  y  $(\delta_i / l_2)^3$  y alrededores se obtiene:

$$\begin{aligned}
 L_{\Gamma y}^N = L_{\Gamma y}^W = L_{\Gamma y}^M = L_{\Gamma y}^G = & \\
 + \frac{\mu_0}{2\pi} \left[ 2l_2 \ln\left(\frac{2l_2}{w}\right) + 2l_1 \ln\left(\frac{2l_1}{w}\right) - 2l_2 \sinh^{-1}\left(\frac{l_2}{l_1}\right) \right] & \quad (4.21) \\
 - \frac{\mu_0}{2\pi} \left[ 2l_1 \sinh^{-1}\left(\frac{l_1}{l_2}\right) + 4(l_1^2 + l_2^2)^{1/2} - (l_1 + l_2) \right] &
 \end{aligned}$$

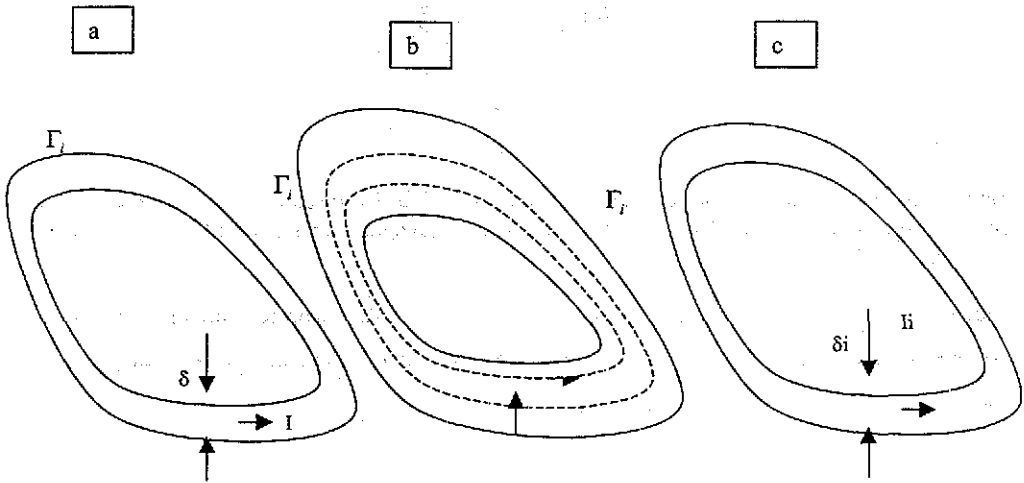


Figura 4.3.2. a) Muestra la configuración del circuito  $\Gamma$  con ancho  $\delta$ , el cual transporta una corriente constante  $I$ . b) Muestra como se divide el circuito  $\Gamma$  en  $N$  circuitos. c) El circuito  $\Gamma_i$  de ancho  $\delta_i$  transporta una corriente  $I_i$ .



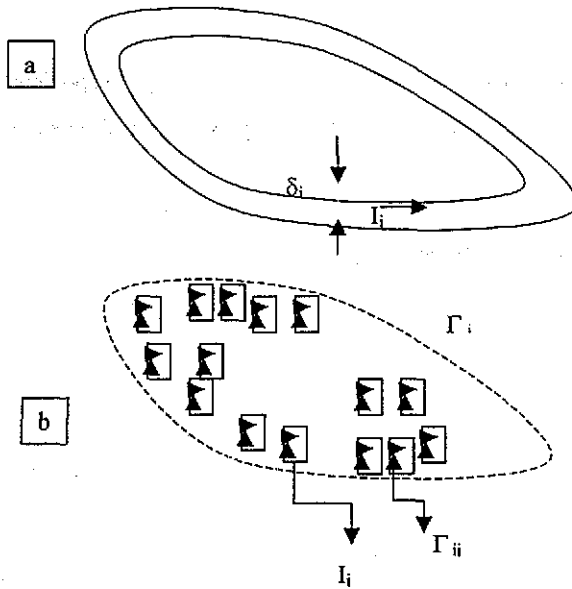


Figura 4.3.3(a) circuito  $\Gamma_i$  con espesor  $\delta_i$  y corriente  $I_i$ . 3(b) El circuito  $\Gamma_i$  es reemplazado por circuitos rectangulares  $M$   $\Gamma_{ij}(j=1,2,\dots,M)$  cada uno transporta una corriente  $I_{ij}$  en la misma dirección que  $\Gamma_i$ .

que es el valor de la inductancia para un circuito cerrado. Este es un resultado importante ya que correlaciona los coeficientes de la inductancia propia de acuerdo con las ecuaciones de Neumann, Weber, Maxwell, y Graneau.

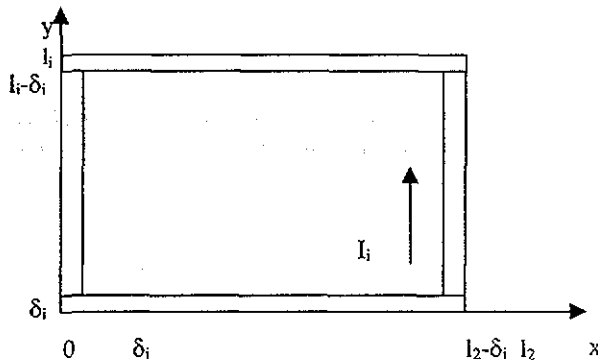


Figura 4.3.4. Circuito rectangular cerrado con lados  $l_1$ ,  $l_2$ , y espesor  $\delta_i$  y corriente  $I_i$ .

Regresando al circuito  $\Gamma_{ij}$  y  $\Gamma_{ik}$  de la figura 4.3.3b son circuitos distintos que son cerrados, donde  $j \neq k$ . Por lo tanto,  $M_{\Gamma_{ij}\Gamma_{ik}}^N = M_{\Gamma_{ij}\Gamma_{ik}}^W = M_{\Gamma_{ij}\Gamma_{ik}}^M = M_{\Gamma_{ij}\Gamma_{ik}}^G$ . Este factor, y la equivalencia entre la ecuación (4.21), sustituimos en la ecuación (4.20). Por lo que para el circuito  $\Gamma_i$  de la figura 2c, la inductancia está dada por:

$$L_{\Gamma_i}^N = L_{\Gamma_i}^W = L_{\Gamma_i}^M = L_{\Gamma_i}^G \quad (4.22)$$

Como  $M_{\Gamma_{ij}\Gamma_{ik}}^N = M_{\Gamma_{ij}\Gamma_{ik}}^W = M_{\Gamma_{ij}\Gamma_{ik}}^M = M_{\Gamma_{ij}\Gamma_{ik}}^G$  (para los dos circuitos cerrados de la figura 4.3.2b) finalmente obtenemos de la ecuación (4.18), la equivalencia en la ecuación (4.21).

$$L_{\Gamma}^N = L_{\Gamma}^W = L_{\Gamma}^M = L_{\Gamma}^G \quad (4.23)$$

De esta forma la inductancia mutua en un circuito, se puede calcular de las diferentes expresiones y obteniendo el mismo resultado. La ayuda importante de esta demostración, es que de un circuito muy complicado podemos pasar a una configuración donde la solución a la inductancia mutua sea más sencilla. Sólo hay que recordar que la inductancia es un parámetro importante para la frecuencia de resonancia del circuito, como se ve en la ecuación 4.1.

#### 4.4 Tipos de antenas de RF.

Existen diferentes tipos de antenas de RF para uso clínico, ya que como anteriormente se menciono que la geometría del inductor es importante. Los usos que tienen las antenas es muy variado, ya que unas son construidas y diseñadas para cierta parte del cuerpo humano que se requiera estudiar, la adaptación debe ser la óptima al paciente para mantener un mejor reposo posible durante el estudio. Las antenas de RF se dividen en dos grandes grupos: a) antenas de superficie y b) antenas de volumen. Sin embargo existe otro subgrupo que engloba a las micro antenas, que toman las características de las antenas de superficie y las de volumen.

En la clínica es muy común el uso de antenas de volumen, así como las de superficie. También se ha estado trabajando con las antenas para uso de endoscopia. Para las tres antenas el principio físico es el mismo, sólo varían en tamaño, forma y función.

Para las antenas de volumen, los resonadores de cuerpo entero o también llamadas jaulas de pájaro que se muestra en la figura 4.4.1, está compuesta por dos espiras conductoras circulares conductoras las cuales disipan la energía magnética, éstas están conectadas por varios cables. En estos cables conductores se insertan los capacitores de RF, esto es con el fin de distribuir la energía entregada por el campo eléctrico. Lo notable de este resonador es que uno de sus modos de resonancia natural produce un campo magnético homogéneo. Otra de las propiedades es que minimiza los campos eléctricos al paciente, así como la pérdida dieléctrica. Otra configuración de este resonador Pasa altas donde los capacitores están insertados en las espiras circulares.

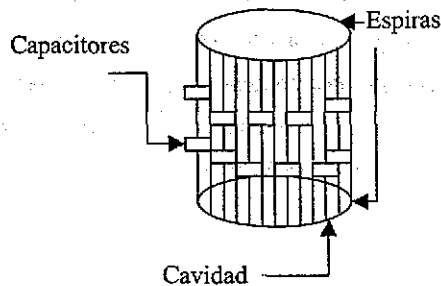


Figura 4.4.1. Ilustración de un resonador de jaula de pájaro. Esta forma de diseño representa un resonador pasa bajas.

La siguiente antena en analizar es la de espira simple, que es la configuración básica de las antenas de superficie. Como en todas las antenas, requiere de un campo homogéneo y de alta sensibilidad. Sus usos en clínica son variados, ya que pueden ser utilizados en estudios de corazón, cerebro, entre otros. La geometría de estas antenas

varían ya que tienen que ser ajustadas al contorno del cuerpo del paciente. Se pueden hacer combinaciones de antenas con diferentes geometrías. Otra parte importante que debemos considerar es que esta combinación debe de mantener simetrías para el campo magnético. En este caso las antenas concéntricas, que es el tema de este trabajo, como se muestra en la figura 4.4.2 se muestran algunas de ellas.

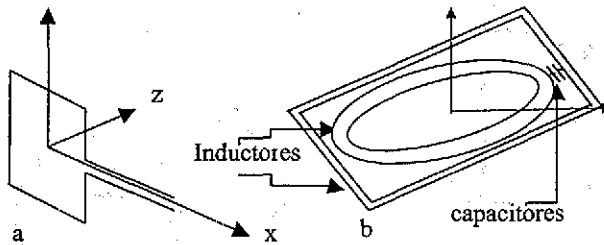
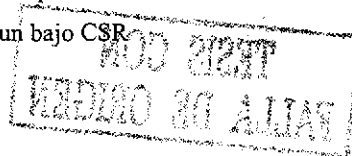


Figura 4.4.2. a) Espira simple. b) Composición de diferentes geometrías.

Las antenas superficiales tienen un alto coeficiente señal a ruido (CSR), debido a su sensibilidad en pequeñas áreas le permite disminuir el ruido de una muestra. Gran parte de la sensibilidad en la antena es debido a la distribución de los inductores y de los capacitores, ya que el arreglo de estos dos componentes determina el circuito resonante, y la forma geométrica de la antena. Con estas ideas se pueden hacer distintas variaciones, como el caso de dos espiras concéntricas como lo muestra la figura 4.4.2b, donde muestra una espira cuadrada que rodea a una espira circular y el espacio entre ambas espiras se encuentran los capacitores.

En general las antenas de superficie tienen una limitante ya que el campo de visión es muy pequeño, debido al barrido de la antena, dentro de una zona pequeña. Esto contrasta con el uso clínico ya que se necesita un amplio campo de visión porque no se tiene conocimiento previo de la región de interés para estudiar. La solución sería una antena más grande pero llevaría consigo que tendría un bajo CSR.



Otro tipo de arreglos de antenas son las antenas múltiples, que ofrezcan una región sensitiva grande. La dificultad es el costo ya que cada antenna estaría conectado a un amplificador y receptor independiente. Las salidas del canal de recepción son combinadas teniendo una corrección en la fase de la señal, teniendo así un alto CRS de la antenna y una visión de campo más amplia. Este arreglo de antenas es conocido como arreglo en fase, este tipo de antenas se muestra en la figura 4.4.3.

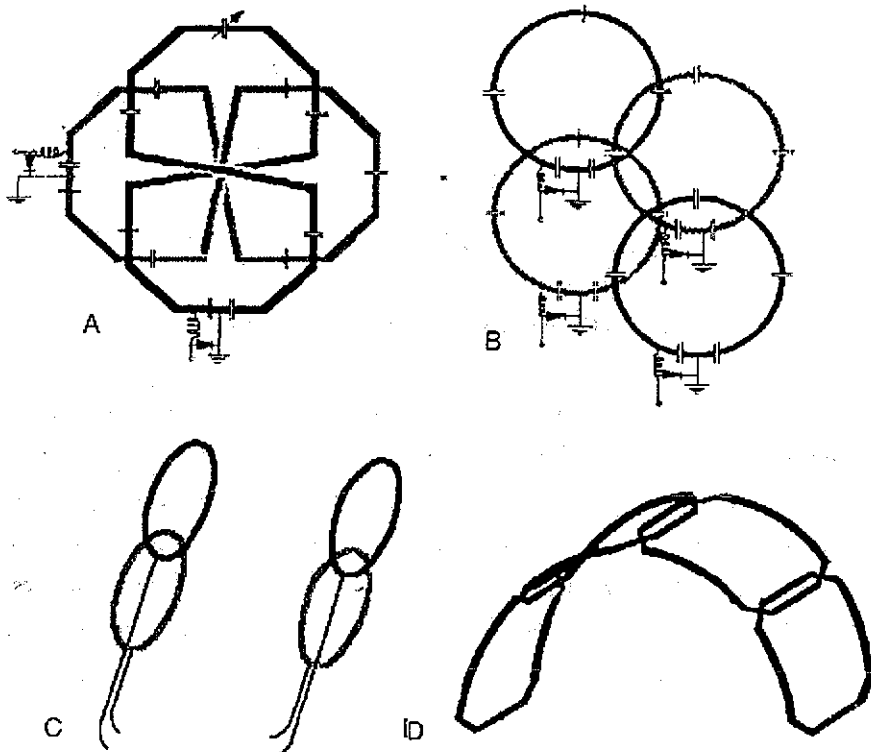


Figura 4.4.3. A) Es una antenna de modo de cuadratura. B) Es un arreglo de círculos sobre puestos para regiones. C) Arreglo independiente de bobinas circulares para regiones frontales anteriores y posteriores. D) Arreglo de bobinas octagonales en forma de herradura de caballo.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

Finalmente, las antenas hechas con solenoides, tienen una gran aplicación para la creación de micro antenas. Estas por su geometría son muy versátiles, porque con ellas se puede llegar a zonas de interés puntual en el cuerpo humano por medio de una cirugía menor utilizando catéteres. Son utilizadas como antenas de transmisión, esto es debido al reducido campo de visión que en general se tiene. Se deben tener en cuenta varias consideraciones tecnológicas, a la inductancia mutua entre las espiras afecta la CRS, otra parte importante, es un circuito sintonizador, su función es la de acoplar la micro antena con el sistema. Con estas antenas se puede hacer estudios de: estómago, colon, carótidas. Para IRM es esencial, y mucho de la tecnología que se ha desarrollado alrededor de ella se tendrá que investigar, que en un futuro inmediato éste grupo tendrá que afrontar.



## Capítulo V

### 5.1 Diseño y construcción de una antena superficial de figuras concéntricas.

En este capítulo se hará el diseño de la antena de RF superficial, siguiendo los principios de la electrodinámica clásica. En particular las leyes de Biot y Savart [Jac 1] y de inducción de Faraday [Jac 1], serán las principales ecuaciones para el cálculo del campo magnético y la inducción en un circuito. También se dará una pequeña explicación sobre la construcción de un circuito resonante y sus características propias de sintonía.

El uso de antenas de radio frecuencia en IRM es una actividad común en el área clínica, ya que para obtener un estudio éstas son colocadas directamente sobre el objeto o persona del cual se obtendrá una serie de imágenes. En tejido vivo se debe tener presente una inductancia propia de los sistemas biológicos, ésta agregada a la inductancia de la antena, fenómeno que causa que la corriente en la antena tienda a disminuir. La importancia de las antenas en IRM es hacer el trabajo de excitar los espines de un volumen al pasar por ella un pulso de radio frecuencia que varía con el tiempo un volumen, y en el caso en que la antena detecta una variación espacial del campo magnético se generará una corriente detectando la señal de resonancia magnética. Por lo que una antena puede ser utilizada como un receptor o transmisor (esto fue probado en el capítulo anterior) sin embargo en los sistemas RM clínicos se utilizan antenas de recepción y antenas de transmisión por separado.

Las antenas RF son usualmente hechas de láminas conductoras de corriente y capacitores. Debido a su distribución de las dos componentes podemos emplear un método para obtener un circuito equivalente usando las leyes de Kirchhoff, esto nos ayudará a conocer el valor de la inductancia necesaria para la sintonía de la antena. Utilizamos la ecuación 4.3 y despejamos la inductancia:

$$\omega_r = \frac{1}{\sqrt{LC}} \tag{5.1}$$

$$L = \frac{1}{\omega_r^2 C}$$



donde  $\omega_r$  es la frecuencia de resonancia para el núcleo del átomo de hidrógeno y  $C$  es la capacitancia de los capacitores que se tiene definida por el fabricante. Ya conocido el valor de la inductancia, éste se correlaciona con el área para determinar el tamaño de la espira. La inductancia para una espira esta dada por:

$$L = \frac{\mu_0 A'}{\delta} \quad (5.2)$$

donde  $A'$  es el área y  $\delta$  es el espesor de la espira. Igualando las ecuaciones 5.1 y 5.2 despejamos el área:

$$A = \frac{\delta}{\mu_0 \omega_r^2 r C} \quad (5.3)$$

De esta forma se conoce la inductancia de cada una de las espiras. Con la restricción que el cálculo de las inductancias es aproximado a los primeros términos ya que estamos suponiendo que el campo magnético de la antena es un dipolo magnético. Es importante tener una expresión del campo magnético, ya que es fundamental para el cálculo de la inductancia. Una vez que se tiene las configuraciones de las espiras se procede hacer una simulación del campo magnético generado por las espiras, ésta simulación nos permite saber como está la distribución de la densidad de líneas del campo, esto es analizado de acuerdo a las ecuaciones de Maxwell, donde la parte fundamental la lleva la Ley de Biot-Savart.

Lo que continuación se presenta, es un trabajo de un arreglo de antena superficial con figuras concéntricas, donde el objetivo es el de tener una densidad mayor de las líneas del campo magnético, y esto se traduzca en una buena imagen de algún órgano del cuerpo humano. Esto en la parte clínica, es una gran ayuda porque una buena definición de las estructuras ayuda a dar un diagnóstico más cercano al problema clínico. La antena se sintoniza a la frecuencia de 63.8 MHz., sintonía asociada a la frecuencia de Larmor la cual depende para este caso de la constante giromagnética que es de 42.57 MHz/T para el núcleo del hidrógeno, y a un campo magnético estático de 1.5 T.

### 5.2 Diseño de la antena superficial.

Realizando los cálculos para el área de las espiras con la ecuación 3 y sustituyendo el valor en la ecuación 2, con 6 capacitores de 75 pF y uno de 15 pF, y a la frecuencia de resonancia de 63.8 MHz. Las inductancias calculadas para la espira cuadrada cuyos lados miden 19 cm fueron: 0.3  $\mu\text{H}$  y para la espira circular con un radio de 18 cm fue: 0.26  $\mu\text{H}$ , ambas con un ancho de 0.5 cm. Cabe señalar que se pueden variar los parámetros de las antenas.

Ya conocidas las áreas de las espiras, se hace el cálculo de la superposición de los campos magnéticos de las dos espiras fuera del eje de simetría. Este análisis mostrará la homogeneidad del campo y saber donde se encuentra la mayor densidad de líneas del campo magnético por medio de la simulación con lenguaje MATLAB de la suma de los dos campos.

A) Primero calcularemos el campo magnético de la espira cuadrada. Sabiendo que el campo magnético tiene varias formas de ser expresado aprovecharemos una de ellas: el rotacional del vector magnético:

$$B = \nabla \times A \tag{5.4}$$

donde  $A$  es el vector potencial magnético en un punto a una distancia  $r_0$  del circuito cuadrado cerrado. El vector  $A$  puede ser expresado en términos del momento magnético:

$$A = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint \frac{ds'}{r} \tag{5.5}$$

Si calculamos el potencial magnético para las cuatro espiras del cuadrado de lado  $a$ :

$$A = \frac{\mu I}{4\pi} \left[ i \int_0^a \frac{dx'}{r_1} + j \int_0^a \frac{dy'}{r_2} + i \int_0^a \frac{dx'}{r_3} + j \int_0^a \frac{dy'}{r_4} \right] \tag{5.6}$$

Si el radio  $r$  es mucho mayor que el lado  $a$ , la ecuación (5.6) se puede simplificar si expandimos la función  $\frac{1}{r}$  en términos de serie de Maclaurin, eliminando los ordenes de orden superior, y haciendo la expansión alrededor del origen:

$$\frac{1}{r} = \frac{xx'}{r_0^3} + \frac{yy'}{r_0^3} + \frac{1}{r_0^3} \quad (5.7)$$

Por lo que el potencial magnético para una espira cuadrada fuera del eje z es :

$$A = \frac{\mu_0 I a}{4\pi r_0^3} [-ix + jy] \quad (5.8)$$

Si utilizamos coordenadas esféricas en el rotacional para el cálculo del campo magnético en la espira y considerando que el vector de magnetización  $M$  se encuentra en la dirección del eje polar z, entonces el ángulo  $\theta$  formado entre  $M$  y  $r$  forma un vector  $M \times r$  que es paralelo al plano xy y a los puntos en la dirección de  $U_\phi$ , por lo que el rotacional es simplificado:

$$\nabla \times A = U_r \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(A_\phi \sin \theta)}{\partial \theta} - U_\theta \frac{1}{r} \frac{\partial(r A_\phi)}{\partial r} \quad (5.9)$$

pero

$$A_\phi = \left( \frac{\mu}{4\pi r^3} \right) M r \sin \theta \quad (5.10)$$

donde  $M = I a^2$ , entonces

$$B = \nabla \times A = U_r \frac{2\mu_0 M \cos \theta}{4\pi r^3} + U_\theta \frac{\mu_0 M \sin \theta}{4\pi r^3} \quad (5.11)$$

siendo este el campo magnético generado por la espira cuadrada.

B) El campo magnético para la espira circular de radio  $a$ , lo calcularemos utilizando la ley de Biot - Savart para un punto fuera de la espira:

$$B(r) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{ad\theta(-i \sin \theta + j \cos \theta) \times (x-a)i \cos \theta + (y-a)j \sin \theta + kz}{\left( [(x-a)i \cos \theta]^2 + [(y-a)j \sin \theta]^2 + (kz)^2 \right)} \quad (5.12)$$

aprovechando la simetría del circuito, y tomando  $x \approx y$  el campo magnético de la espira circular se ve reducida de la forma siguiente:

$$B(r) = \frac{\mu_0 I a}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\alpha \sin^2 \theta}{r^3} d\theta + \frac{\mu_0 I a}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\alpha \cos^2 \theta}{r^3} d\theta \quad (5.13)$$

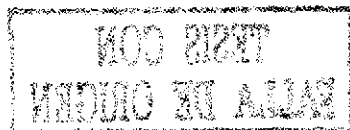
donde  $\alpha = (a-x) \approx (a-y)$  y  $r = \sqrt{\alpha^2 + z^2}$ , por lo que la solución aproximada del campo magnético es:

$$B(r) = \frac{\mu_0 I a}{4} \frac{(a-y) + (a-x)}{r^3} k \quad (5.14)$$

### 5.3 Simulación del campo magnético.

Haciendo la suma de los campos magnéticos obtenidos, se hace la simulación, mostrada en las figuras 5.2.1

La sábana presentada por las figuras a, b, c, muestran como está variando la superposición del campo magnético visto con diferentes perfiles con respecto al eje z. Las zonas claras determinan que en esos puntos existen un número mayor de líneas del campo magnético con respecto a las zonas oscuras. La figura d) muestra la configuración de un dipolo magnético, que es lo que concuerda con la expresión algebraica obtenida en el análisis anterior.



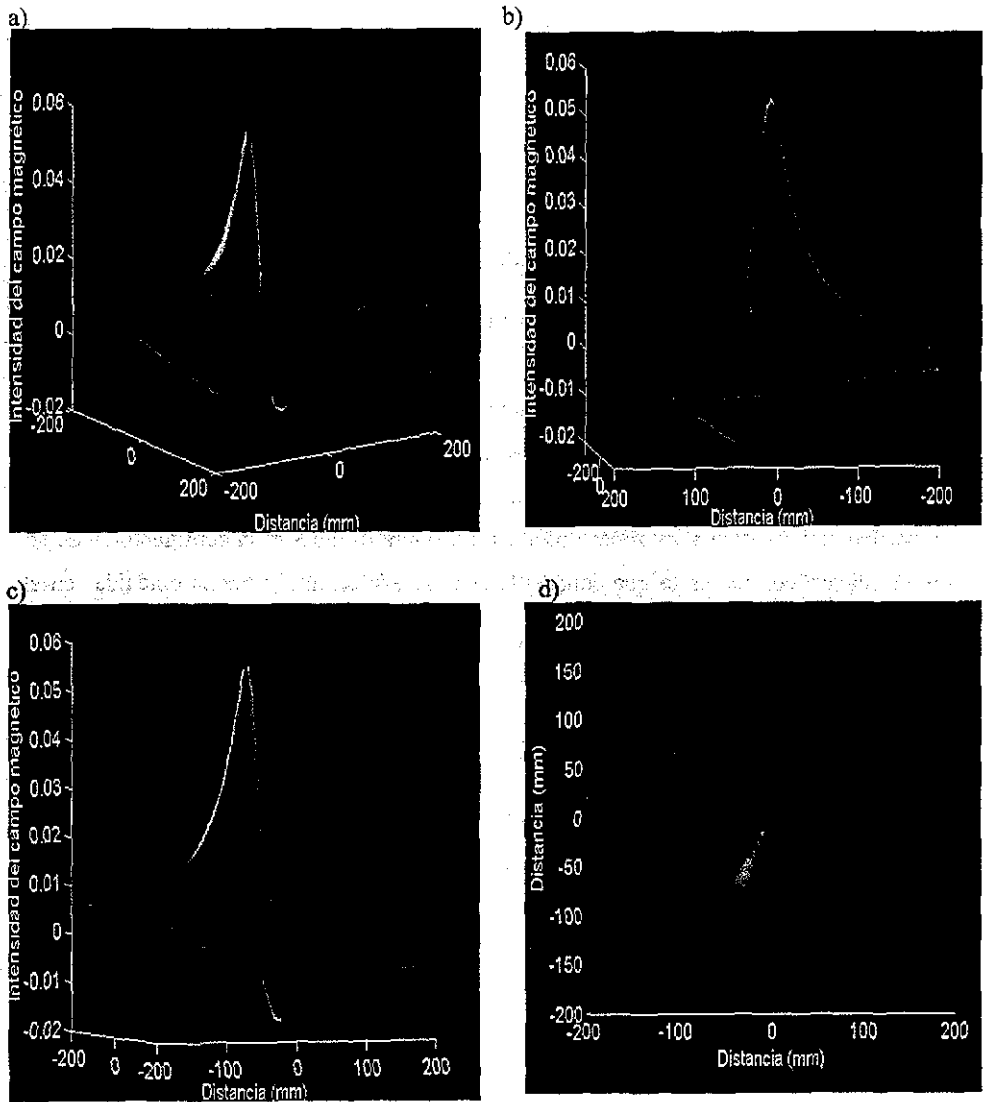


Figura 5.2.1. las figuras a,b,c, muestran los perfiles de la sabana generada por la superposición de los campos de las dos antenas concéntricas. En la figura d, claramente se muestran como es la distribución de la densidad de líneas del campo magnético.

### 5.3 Coeficiente señal a ruido.

El coeficiente señal a ruido  $CSR$  para imágenes de RM es dependiente de varios factores como está expresado en la siguiente ecuación:

$$CSR \propto I \cdot voxel_{xyz} \cdot \sqrt{\#excitaciones} \cdot \frac{1}{\sqrt{B\omega \cdot f(QF) \cdot f(B) \cdot f(s) \cdot f(r)}} \quad (5.15)$$

donde

$I$  = Intensidad de la señal basada de una secuencias de pulsos (ésta tiene una dependencia intrínseca de los tiempos de relajación  $T_1$  y  $T_2$ ).

$voxel_{xyz}$  = Volumen del voxel, determinado por el campo de visión (FOV), la matriz de la imagen y el espesor de las rebanadas.

$Bw$  = Ancho de banda recibida.

$f(QF)$  = Función del factor de calidad de la antena.

$f(B)$  = Función de la intensidad del campo magnético.

$f(s)$  = Función del ancho entre rebanada y rebanada.

$f(r)$  = Función de reconstrucción.

De todas estas variables, la única que tiene importancia en la construcción de la antena es el factor de calidad  $Q$ . Ya que las demás variables están incluidas en el sistema de resonancia, así como en el software. Recordando del capítulo 4, sección 4.2 el factor de calidad está determinado por:

$$Q = \frac{\omega}{\Delta\omega} \quad (5.16)$$

al combinar la ecuación (5.16) con la ecuación (5.1) se tiene:

$$Q = \frac{1}{\Delta\omega\sqrt{LC}} \quad (5.17)$$

si recordamos la ecuación 2 de sección 5.2, la inductancia es directamente proporcional al área de la espira e inversamente proporcional al espesor de la espira, entonces:

$$CSR \propto \sqrt{L} \propto (r^2)^{1/4} = \sqrt{r} \quad (5.18)$$

Este resultado es sólo para una espira, entonces para el arreglo concéntrico de espiras cuadrada y circular es:

$$CSR \propto \sqrt{r_{\text{circular}}} + \sqrt{r_{\text{cuadrada}}} \quad r_{\text{circular}} < r_{\text{cuadrada}} \quad (5.19)$$

Esto quiere decir que conforme el radio aumente, el cociente señal a ruido crecerá, pero la antena también crecería, esto para fines prácticos es inconveniente ya que la cavidad del resonador es limitada. Sin embargo esto genera la idea que se puede hacer arreglos, donde las espiras se superpongan, aunque al superponer las espiras se tenga pérdida de la señal debido a la inductancia mutua entra las dos espiras. Por otra parte, lo que se puede modificar es el tamaño del radio menor, ya que se haría crecer rebasando al radio mayor. Otra parte importante es que el coeficiente señal a ruido que también depende del ancho de la espira en forma inversa de la raíz cuarta, es decir que podemos hacer más pequeño el ancho de la espira y aumentar el coeficiente.

#### *5.4. Construcción de la antena de figuras concéntricas*

Una vez planteado el diseño de la antena, se procederá a describir los elementos que son necesarios para construir un circuito resonante: a) Inductor, b) Capacitores, c) Diodo, d) cable coaxial.

a) El inductor principalmente es un conductor eléctrico, este material también debe cumplir con ciertas características mecánicas, ya que la antena esta sometida a esfuerzos que se generan involuntariamente al momento de ser conectada y puesta en el paciente. Además debe ser fácil de construir, ya que en él radica la forma geométrica de la antena y por último que no sean pesados

Varios materiales pueden competir para ser candidatos a ser el inductor, entre ellos: el oro, la plata, el cobre y otros. En los dos primeros su conducción eléctrica son altas,

además de que su inductancia mutua es pequeña, sus propiedades mecánicas son excelentes ya que el tamaño es muy pequeño, permitiendo que no haya centros generadores de fisuras en el material por esfuerzos externos. Estos se eliminan ya que su costo es muy alto y aún que son muy maleables no se cuenta con sistemas para dar la forma a las espiras.

El cobre que tiene una conducción eléctrica cercana a la del oro y plata, ya que estos tres se encuentran en la tabla periódica de elementos en la misma columna 1B que pertenece a los metales de transición, donde su característica principal es que su última capa electrónica el electrón puede considerarse como electrón libre. Las propiedades mecánicas del cobre no son parecidas al oro y plata, ya que el grano que compone al cobre es muy grande haciéndolo muy susceptible a fisuras por esfuerzos externos. Pero en comparación con los otros dos es muy abundante y su costo es muy bajo, es maleable y ligero.

Con las consideraciones expresadas en los párrafos anteriores, la elección es el cobre. Las espiras cuadrada y circular, son obtenidas de una lámina de cobre con dimensiones de 20 cm por 20 cm. Ésta lámina es sujeta con "maskin tape" a una placa de cartón. En el centro de las dos placas, con un compás se traza la espira circular con un radio externo de 18 cm y un radio interno de 17.5 cm, dejando un ancho de espira de 0.5 cm. El paso siguiente es marcar la espira cuadrada de 19 cm de lado y un ancho de 0.5 cm a una distancia de 0.5 del radio exterior de la espira circular. Una vez marcadas las figuras, se cortan con una navaja insertada en el compás y cutter las respectivas espiras, procurando que las figuras estén bien detalladas.

b) Otra parte son los capacitores cerámicos para uso de RF, estos son comprados a la compañía American Technical Ceramics. Los capacitores utilizados para la antena son de 75 y 15 pF como se muestra en la figura 5.4.2. Éstos son conectados en las partes más cercanas de las dos espiras en forma paralela. Se debe considerar que estos componentes envejecen, por lo que sus propiedades eléctricas se ven disminuidas, esto hace que junto con el inductor, el diodo de RF, la antena se degrade. Por lo general es tipo de artefacto tiene una vida media en promedio de 5 años, que lo hace rentable.



c) El diodo utilizado es un diodo PIN para uso de RF. Éste es utilizado para que la circulación de la corriente en la antena sea en un solo sentido.

d) El cable coaxial, es una de parte esencial en la sintonía de la antena, ya que éste es el que transmite la información obtenida. Esto hace que las características del alambre coaxial deban de ser muy particulares, una de ellas es que su impedancia sea de  $50 \Omega$  por unidad de longitud (metros), otra es que su longitud sea igual a un cuarto de la longitud de onda de la señal transmitida, reeditando en la obtención de la máxima señal captada por la antena. El alambre coaxial que se utilizó es de marca Belden, modelo 9223 low noise coax 50 ohm.

El armado fue hecho con cautín, soldadura y Acetona, ésta última para limpiar la superficie y obtener una óptima conexión. Esta antena está diseñada para un campo magnético de  $B_0=1.5 \text{ T}$ , y para la constante giromagnética del hidrógeno de  $42.57 \text{ MHz/T}$ , con estos datos la frecuencia de resonancia para la antena es de  $63.85 \text{ MHz}$ . El circuito equivalente a la antena se muestra en la figura 5.4.1

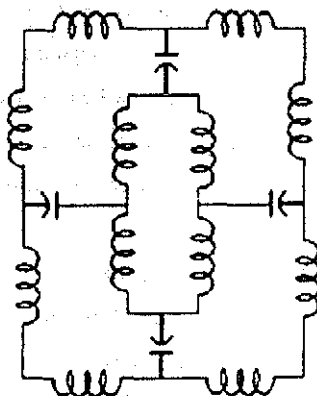


Figura 5.4.1 Circuito equivalente de la antena concéntrica.

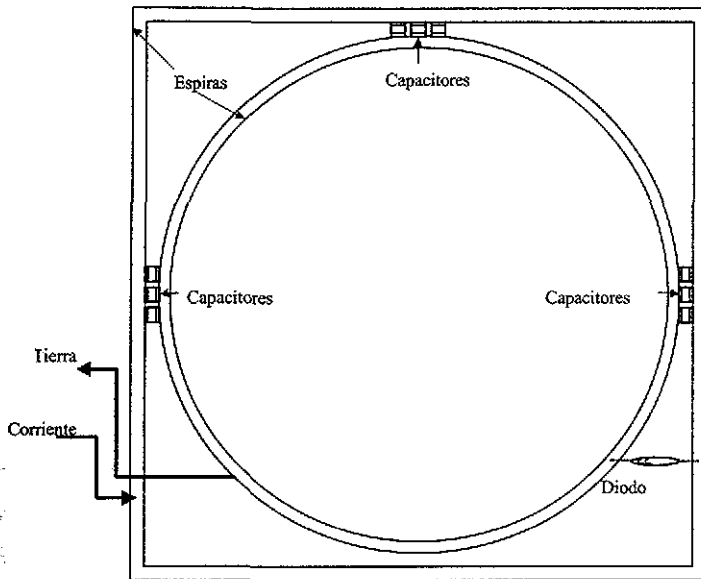


Figura 5.4.1. Muestra el diseño de la antena, así como el arreglo entre los componentes.



## Capítulo VI

### 6 Resultados de la antena superficial Concéntrica.

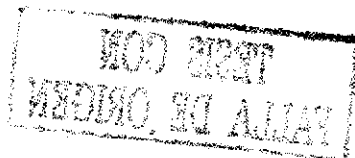
#### 6.1 Introducción.

Este capítulo se mostrará los resultados que se obtuvieron, en cada uno de las pruebas hechas a la antena. Las primeras pruebas se realizaron en el analizador de red marca Advantest R3753 AH en un intervalo de frecuencias de 5 Hz a 500 MHz, donde se muestra la sintonía de frecuencia en la antena por medio de los espectros de frecuencia. La segunda etapa es probar directamente la antena en el sistema clínico del Hospital ABC Tacubaya, México D.F. En esta prueba se muestran imágenes de maniqués (Cilíndrico y Esférico) obtenidas por la antena. La tercera es la de probar la antena con el mismo sistema sobre un sistema biológico. En cada una de las etapas se hará un pequeño análisis cualitativo de los datos obtenidos para después ser discutidos.

#### 6.2 Resultados en el Analizador de Red.

Los resultados obtenidos de la antena se muestran en las ilustraciones de la figura 6.2.1. En el gráfico 6.2.1a se muestra el pico característico de la antena, este pico es de 63.55 MHz que es la frecuencia de resonancia del resonador clínico.

La imagen en la figura 6.2.1 b , presenta la carta Smith de la antena. Un diagrama de Smith es una representación gráfica, en el plano del coeficiente de reflexión, de las funciones de resistencia y reactancia normalizadas. Esta imagen muestra los valores de la impedancia de la antena. Idealmente el valor de la impedancia para que la antena no sufra pérdida de energía es de  $50\Omega$ . Los obtenidos por el analizador son de  $56\Omega + i589.879m\Omega$  presentando una pequeña parte reactiva de  $1.477nH$ . Estos valores modifican el factor de calidad de la antena de manera importante.



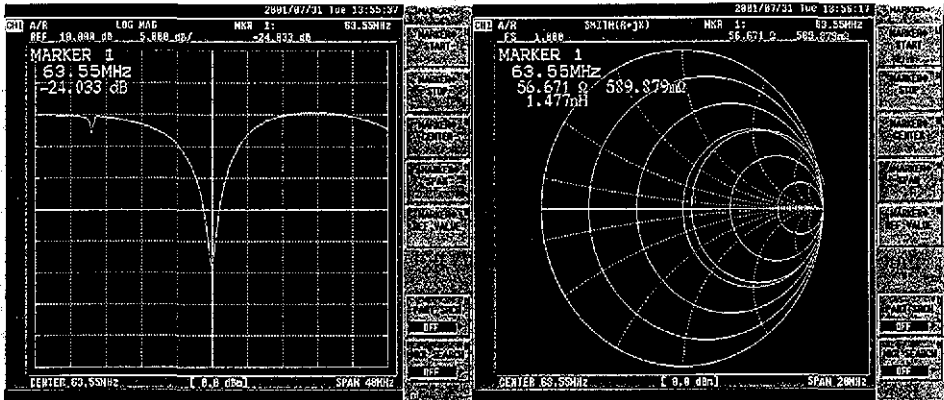


Figura 6.2.1. a) Muestra el pico característico de resonancia de la antena. b) Muestra la carta Smith.

El factor de calidad se definió en el capítulo 5, ecuación (5.16) como :

$$Q = \frac{1}{\Delta\omega\sqrt{LC}} \tag{6.1}$$

El valor del intervalo de frecuencia es obtenido por el analizador de red a 3 dB (un decibel es la razón del flujo de energía inicial al flujo de energía final por unidad de área, esto es también llamado: potencia pérdida) se muestra en la imagen 6.2.2 a. Los valores de la inductancia y la capacitancia son los reportados en la construcción de la antena. De la ecuación (6.1) el valor del factor de calidad para la antena es de:

$$Q = \frac{1}{9.3 \times 10^6 \sqrt{(5.7 \times 10^{-9})(465 \times 10^{-12})}} = 0.66 \tag{6.2}$$

Esto expresa que la antena tiene un factor de calidad del 66%, ocurre solamente cuando la antena está conectada al analizador de red. Este factor se ve afectado al estar en contacto la antena con un objeto, esta hace que en la antena la inductancia crezca, haciendo

**TESIS CON FALLA DE ORIGEN**

que el intervalo de frecuencia se vea modificado y por tanto la razón de la potencia disipada sea pequeña.

Por lo que se crea una incertidumbre en el factor de calidad de la antena, ya que al integrarla al sistema de imagenología de RM el factor de calidad disminuye, esto hace que la medida del factor no sea precisa, puesto que únicamente tenemos a la imagen como resultado. Esta imagen contiene información de todas las funciones del sistema (ver ecuación (5.15), y una de ellas es la del factor de calidad. Es claro que si la antena tiene un factor de calidad bueno, la imagen será de buena calidad. Una imagen será buena dependiendo de la definición de las estructuras (cerebro, corazón, pulmones, etc.), que le corresponde a la parte homogénea del campo magnético producido en la antena, así como la homogeneidad del campo magnético del imán y en la transferencia de la información entre los sistemas.

En la figura 6.2.2 b, se muestra el espectro de frecuencias de la antena, en esta ilustración, se observa que en la antena ocurre un reflejo de la señal a la frecuencia de 200 MHz. El reflejo mostrado no es simétrico, ya que en las frecuencia del lado izquierdo del espectro están más juntas que el lado derecho, esto es debido a la capacitancia que se necesita para la frecuencia de resonancia.

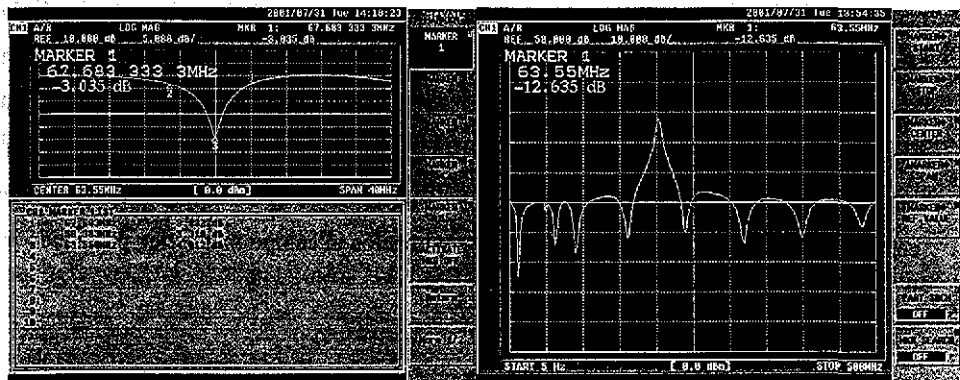


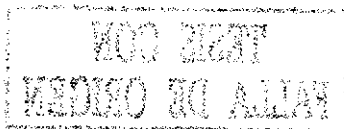
Figura 6.2.2 a) Se muestra los valores del intervalo de frecuencias para el cálculo del factor de calidad  $Q$ . b) Espectro completo de frecuencias de la antena.

### 6.3 Imágenes.

Una vez que la antena superficial de figuras concéntricas ya se había probado en el analizador de Red, el paso siguiente es el de probarla en el sistema clínico de resonancia del Hospital ABC. Las primeras imágenes que se obtuvieron fueron las de un maniquí cilíndrico que en su interior contiene una solución salina. Ya que la antena es superficial, ésta fue colocada en la parte superior del maniquí, ambos objetos se introducen en el imán. Desde la consola se controlan los tiempos de relajación y repetición en que se van a tomar las secuencias, así como los gradientes. Los cortes en que se va seccionar al objeto son: axiales, sagitales, y transversales.

Las imágenes del maniquí fueron adquiridas con secuencias ponderadas con  $T_1$  y  $T_2$  (figura 6.1 y 6.2)  $TR/TE=400/7.5$  ms, el campo de visión (FOV) es de 18 cm, ancho de corte/espacio =  $4/2.5$  mm, el tamaño de la matriz =  $256 \times 192$ , NEX=5. Las imágenes que continuación se presentan son cortes axiales y transversales del maniquí.

En la primera imagen (de izquierda a derecha) de la figura 6.1 a,b,c, se ve con detalle las estructuras que aparecen integradas en el acrílico del maniquí. En el segundo renglón de imágenes 6.1d,e,f,g, conforme el campo del gradiente va variando con respecto a la coordenada espacial, las estructuras comienzan a perder nitidez sobre todo en la parte central de la imagen. Conforme la distancia crece se comienza a ver como varía la distribución del campo magnético sobre la solución paramagnética, como se aprecia en la simulación el campo magnético producido y que refleja un dipolo magnético. En la última imagen de la figura 6.1 i, se ve como la densidad de las líneas diagonales al plano del maniquí, el campo magnético en los extremos de la diagonal es mayor que en la parte central de la diagonal. Esto prueba que la aproximación al campo magnético producido por la antena en la simulación es buena.



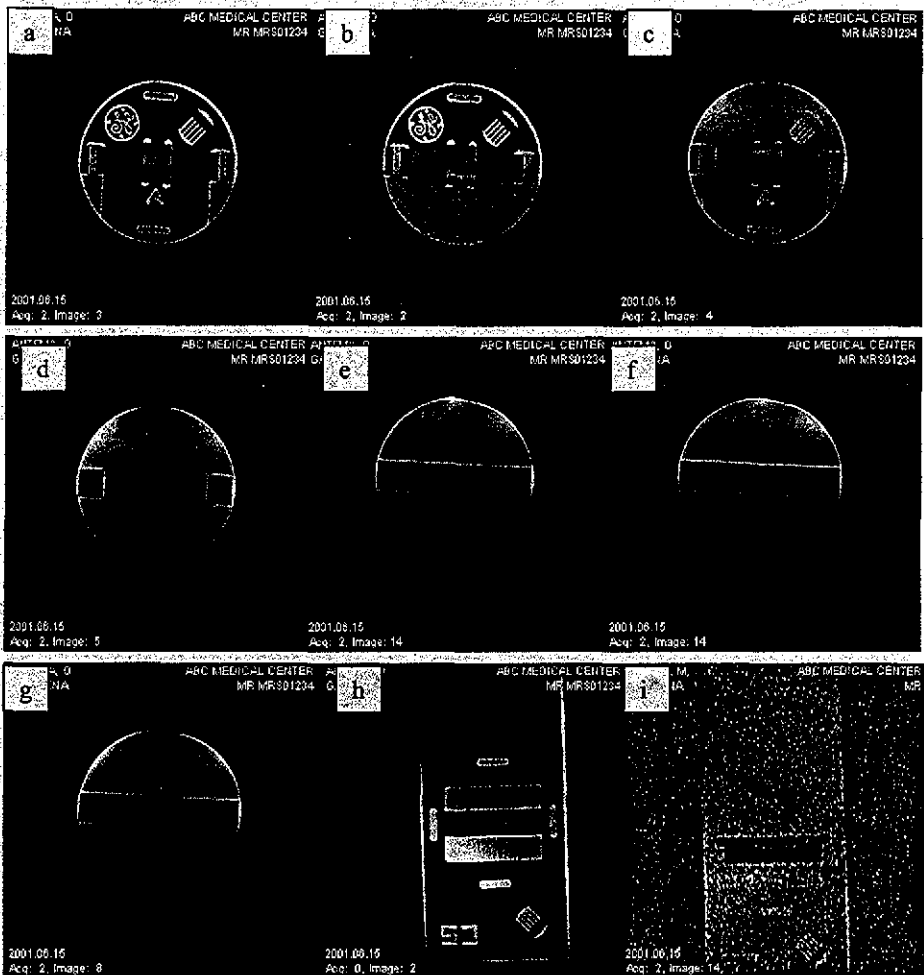


Figura 6.1. Secuencia de imágenes del maniquí obtenidas con la antena superficial.

En la figura 6.2 las imágenes se obtuvieron de manera similar que en la figura 6.1. En ambas figuras 6.1 y 6.2 se puede observar la nitidez de las imágenes, esto hace pensar que la señal captada por la antena es buena, por lo menos en un medio donde la antena y el maniquí presenta una inductancia mutua muy pequeña.

**TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN**



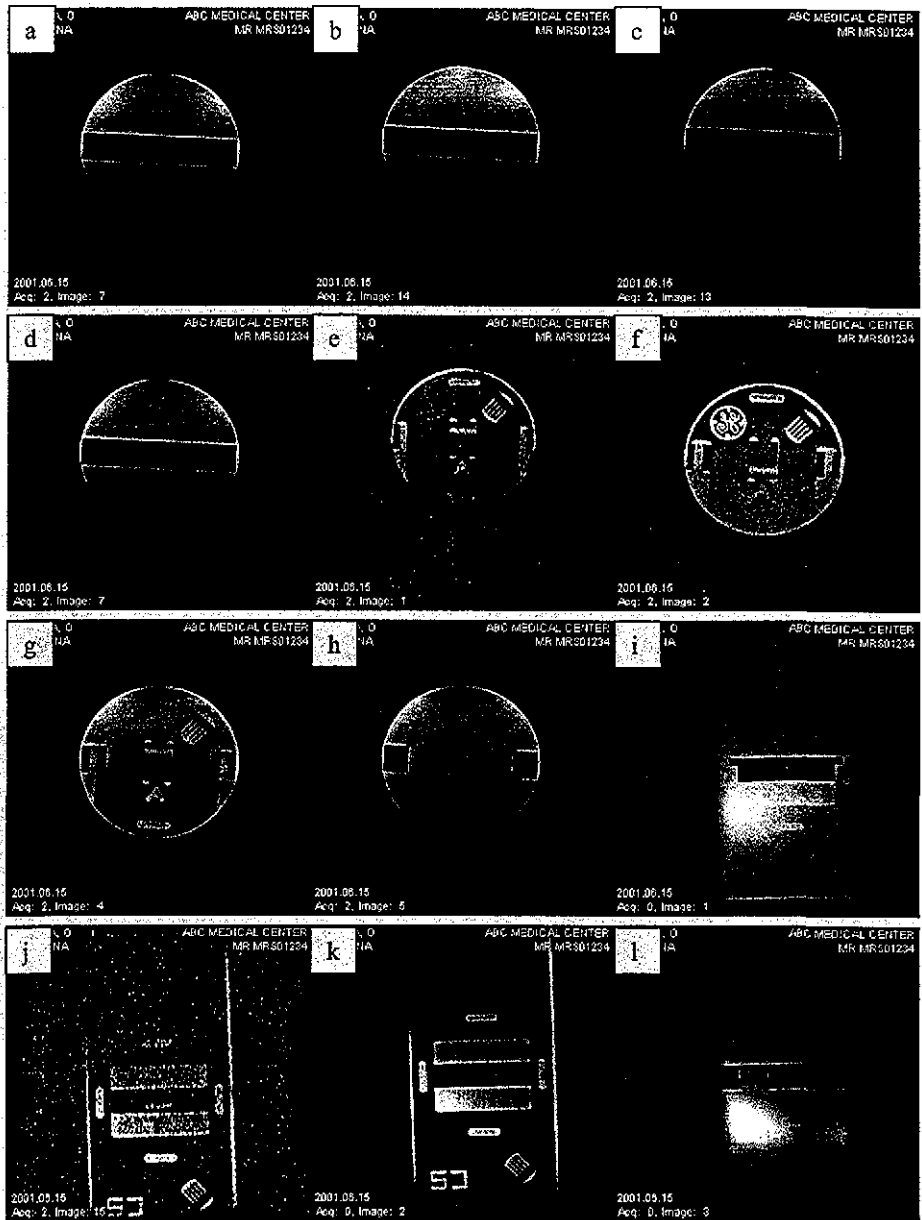


Figura 6.2. Secuencia de imágenes del maniquí obtenidas por la antena superficial.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

NOO ZINNET  
MEDIRIO DE ALLAR

En la figura 6.2, en cada corte se ve claramente como cambia la intensidad del campo dependiendo de la variación del gradiente. Las imágenes 6.2 a,b,c,d, es apreciable como la distribución del campo magnético no es homogéneo.

Después de obtener imágenes de un maniquí con la antena superficial de figuras concéntricas, el paso inmediato es probar la antena en un voluntario. La figura 6.3 muestra imágenes del cerebro de un voluntario. Las imágenes del cerebro fueron adquiridas con secuencias ponderadas con  $T_1$  y  $T_2$ ,  $TR/TE=400/7.5$  ms, el campo de visión (FOV) es de 18 cm, ancho de corte/espacio =  $4/2.5$  mm, el tamaño de la matriz =  $256 \times 192$ , NEX=5.

En estas imágenes se puede ver ciertas estructuras del cerebro del voluntario. La persona reporta que sufrió un accidente en la cabeza, la válvula que desaloja el líquido entre la masa encefálica y el cráneo fue obstruida, por lo que tuvieron que intervenir para colocarle una válvula artificial. En las imágenes se muestran la posición de la válvula en el voluntario. Otras estructuras que se notan son los surcos de los dos hemisferios, la silla turca, la corteza del cráneo.

Las imágenes 6.3,6.4, 6.5 y 6.6 presentan una clara atenuación de la señal por lo que la nitidez no es como las del maniquí. En cada una de las secuencias se muestran los cortes del cerebro, tanto axiales, coronales y transversales.

Cada rebanada de las secuencias muestra diferentes estructuras. En la figura 6.3 se muestran imágenes con cortes coronales, donde en la imagen 6.3 A se nota parte de la cavidad bucal, así como parte del cerebro y el contorno del cráneo, se puede observar también las orejas y la válvula artificial. En las figuras 6.3 B,C,D comienzan a verse los hemisferios del cerebro, la válvula artificial, la silla turca, los surcos en los hemisferios, así como los contornos entre la masa cerebral y cráneo, estas partes no son tan claras como en las imágenes 6.3 E,F,G,H,I, donde la imagen es más nítida y las estructuras se ven con mayor claridad. Las figuras 6.4, 6.5, 6.6 muestran cortes del cerebro en el plano axial, transversal y coronal del voluntario, nuevamente los contornos de la masa cerebral y el cráneo son bien definidos.

En la figura 6.4 todas las figuras muestran parte de la estructura cerebral, donde los contornos del cerebro y cráneo son muy claros, además de los surcos, también se nota parte de la silla turca. La homogeneidad del campo magnético de la antena, como se vio en la figura 6.3 no es buena, y esto es claro por que la parte del cráneo la señal es más intensa que en la parte central del cerebro. En la figura 6.5 se puede con claridad el potencial de la antena. Las imágenes 6.5 A,B,C,D,E,F, además de definir las estructuras antes dichas en las imágenes anteriores, la señal que capta la antena es mucho mejor que la de una antena compuesta con una espira. La figura 6.6. las imágenes muestran la claridad y definición que tiene la antena, así como la captación de la señal.

La última figura 6.7, es la secuencia del cerebro del mismo voluntario, captada con una antena de volumen, con la misma secuencia ponderada de  $T_1$  y  $T_2$ ,  $TR/TE=400/7.5$  ms, el campo de visión (FOV) es de 18 cm, ancho de corte/espacio =  $4/2.5$  mm, el tamaño de la matriz =  $256 \times 192$ , NEX=5. Se puede observar claramente la diferencia entre la definición de estructuras, de intensidad de la señal, entre ésta antena y la antena de superficie de figuras concéntricas.

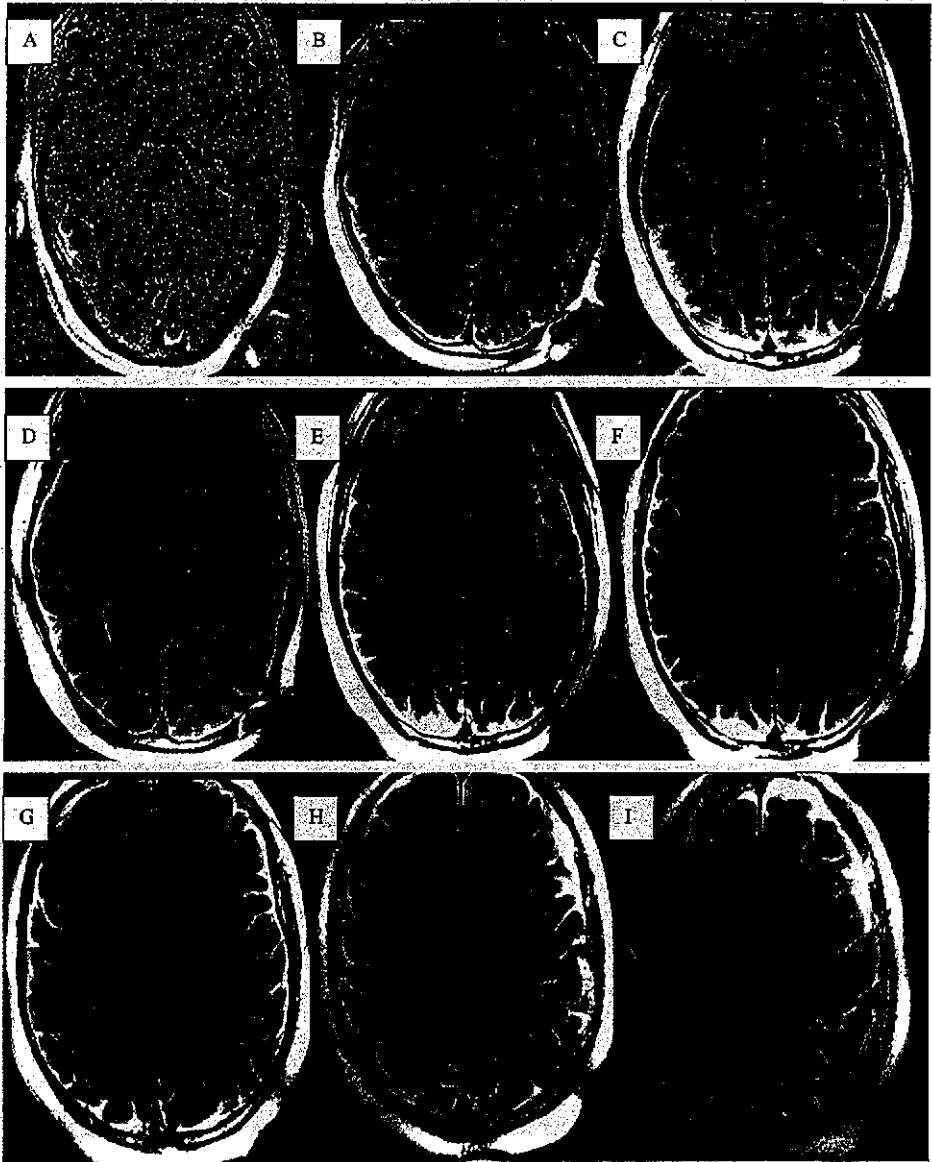


Figura 6.3. Secuencia de imágenes axiales.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

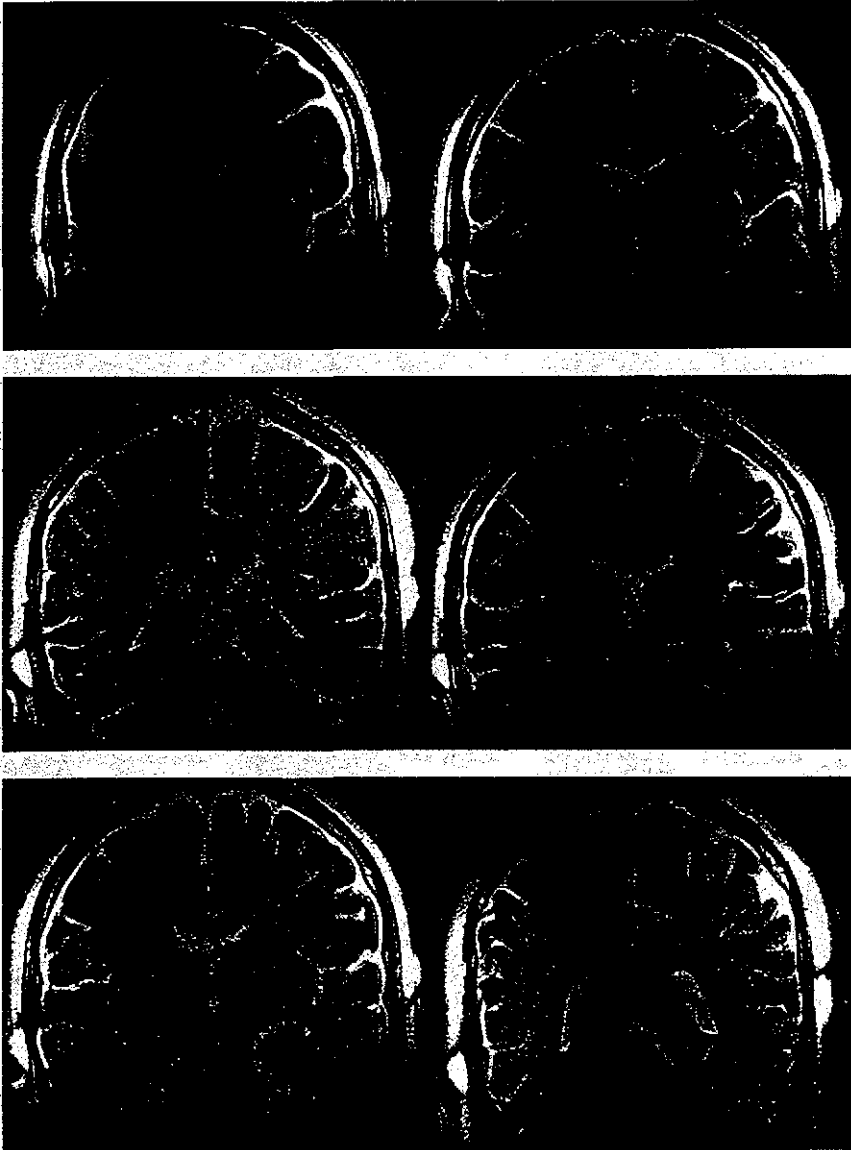


Figura 6.4. Secuencia de imágenes coronales.

ESTA TESIS NO SALI  
DE LA BIBLIOTECA  
MEDICO DE OMBIA  
ESTATE DE ALLAS

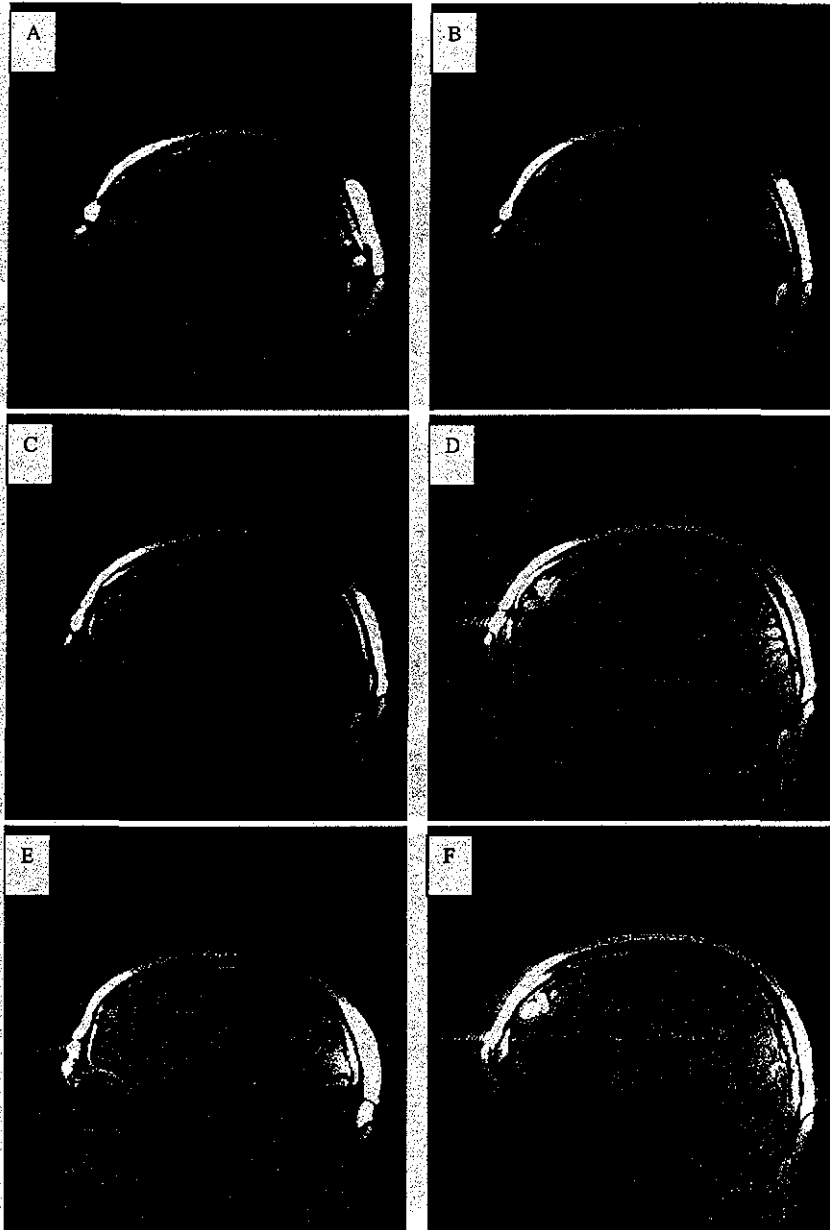


Figura 6.5. Secuencia de imágenes del plano sagital.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

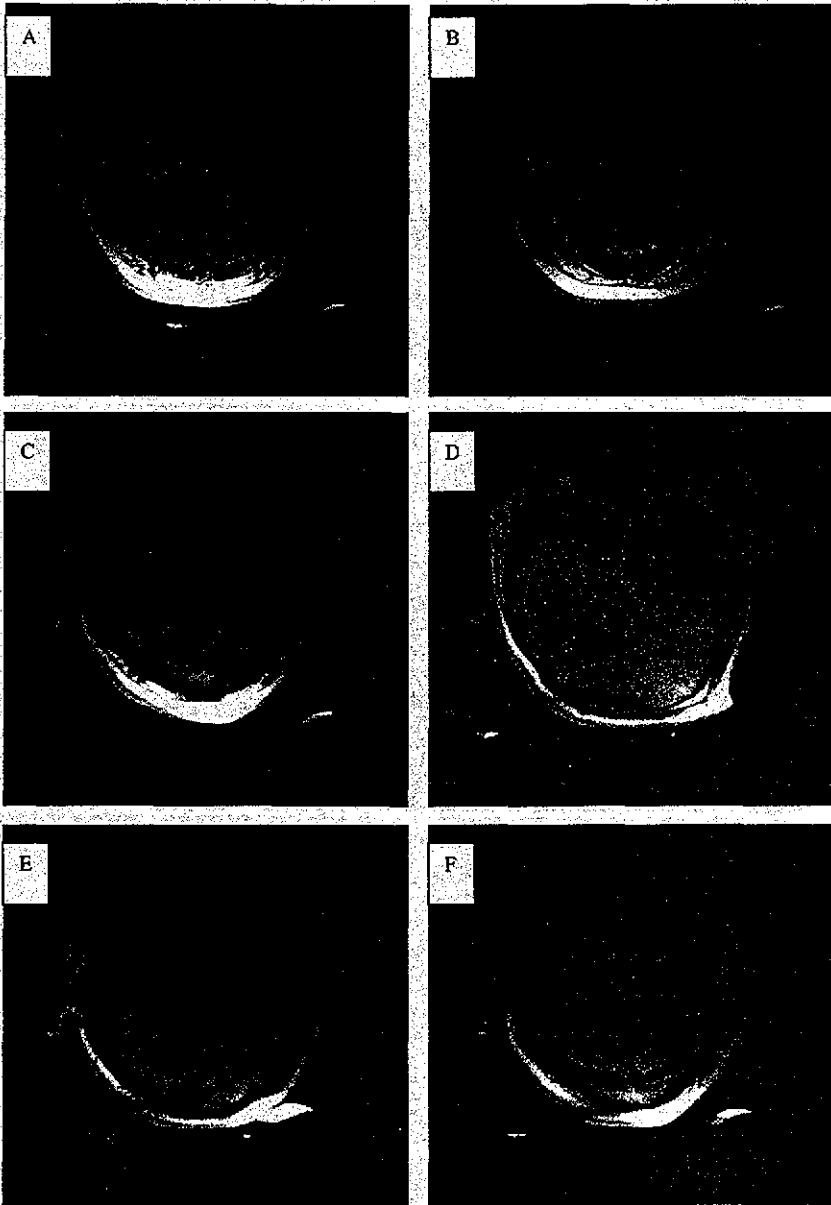


Figura 6.6 .Secuencia de imágenes axiales.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

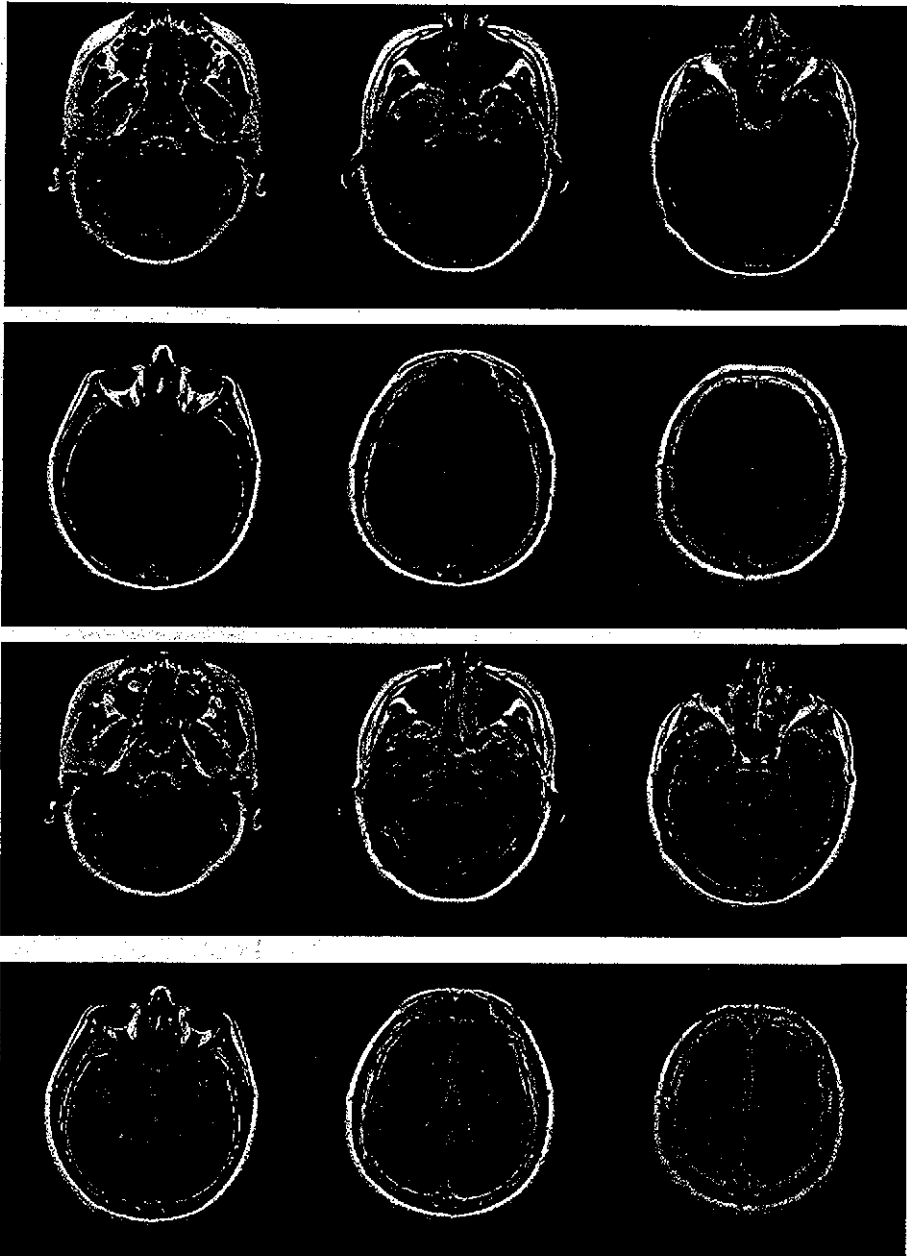


Figura 6.7. Secuencia de imágenes axiales de la antena de volumen.

TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN



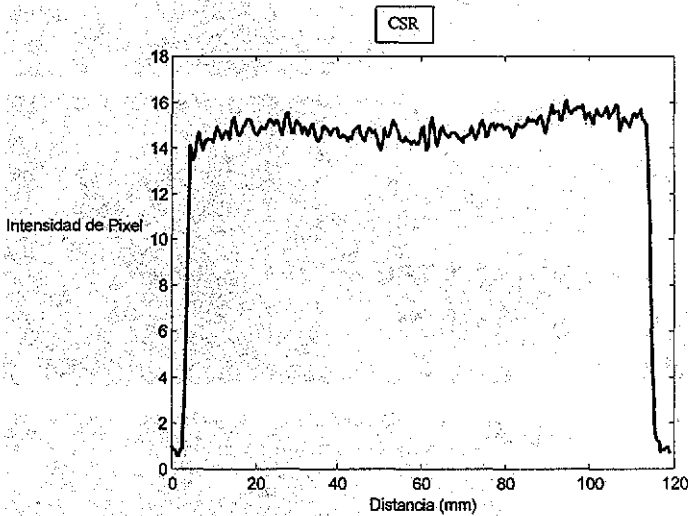
### 6.4 Coeficiente señal a ruido.

El coeficiente señal a ruido de una de las imágenes, es calculada por la siguiente relación [Rob 1]:

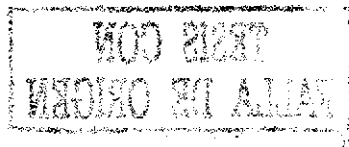
$$SNR = \frac{\sqrt{2}D_m}{\sigma} \quad (6.3)$$

donde  $D_m$  es la media y  $\sigma$  la desviación estándar de la señal.

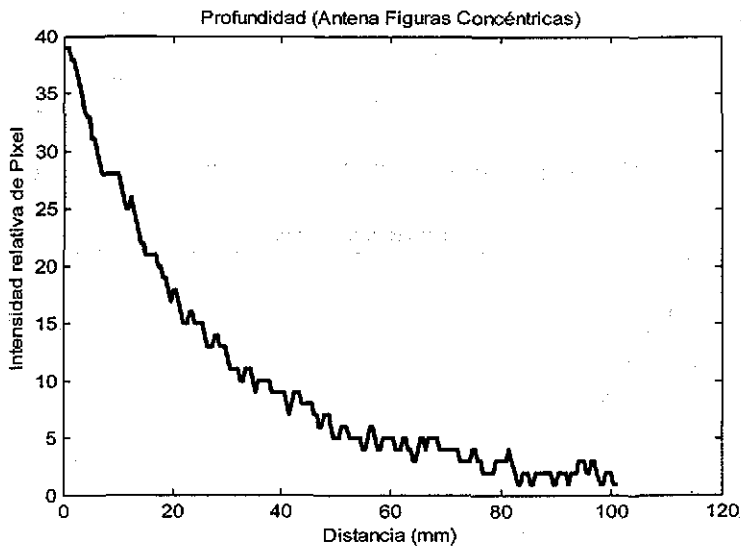
Como se puede ver en la gráfica 6.1, la señal captada tiene mucho ruido, tal que la desviación estándar es parecida a la media de la señal. Esto hace la captación de la señal sea pobre.



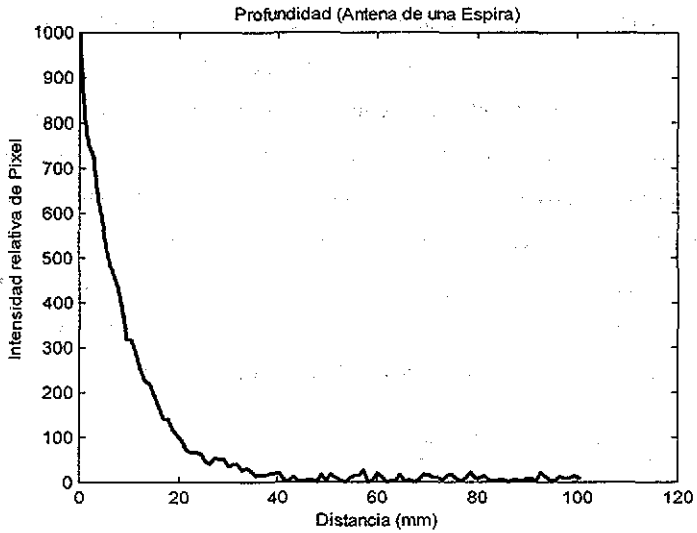
Gráfica 6.1. Coeficiente señal a ruido.



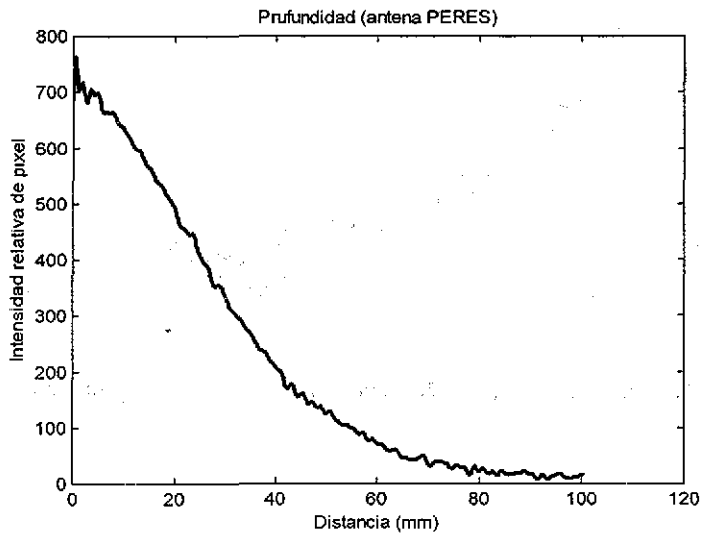
La profundidad de la señal de la antena se muestra en al gráfica 6.2. Se ve que la intensidad de la señal se va atenuando en forma exponencial, conforme la distancia de captación aumenta. El comportamiento de esta antena es similar a las antenas superficiales. Se muestra en la gráfica 6.3 la profundidad de la antena de una sola espira, pero la señal cae más rápido que la señal de la antena de figuras concéntricas. En comparación con la antena PERES 6.4, la captación de la señal es menor, Se harán las modificaciones pertinentes para que la antena mejore, en la parte de la resistencia, hacerla tender al valor óptimo, la homogeneidad del campo en la antena. El análisis de los datos de las imágenes es hecho con el programa *ImageJ*, que es un software de libre acceso en la red.



Gráfica 6.2. Profundidad de la señal captada por la antena de figuras concéntricas



Gráfica 6.3 Profundidad de la señal captada por la antena de una espira.



Gráfica 6.4 Profundidad de la señal captada por la antena PERES.

## *Capítulo VII.*

### *Conclusiones.*

En este trabajo desarrollamos un diseño mejorado de una antena superficial para imagenología cerebral. Las imágenes obtenidas su alto potencial para generar imágenes de alta calidad.

La antena propuesta es fácil de construir, ya que sólo se requiere de inductores (espiras hechas con lámina de Cu), capacitores de RF y de un cable coaxial que su resistencia sea de 50 ohms. El costo de cada uno de los componentes es muy barato, por lo que el desarrollo de este tipo de antenas es muy económico. Su operación es muy sencilla, ya que la antena se conecta al sistema clínico y se coloca en la parte del cuerpo que se requiere estudiar. Aunque las imágenes mostradas en este trabajo son las del cerebro, se pueden hacer estudios del otros órganos: corazón, pulmones aparato digestivo y principalmente articulaciones: rodillas, codos, muñecas. Este tipo de antenas es compatible con otros sistemas clínicos de 1.5 Tesla. Para sistemas con intensidad de campo distinta, sólo basta con ajustar la frecuencia de resonancia de la antena al sistema clínico. Su factor de calidad calculado es de 0.66, que es un factor muy bueno en comparación a otras antenas superficiales, como por ejemplo la antena PERES su coeficiente es de 0.57.

Al ser la antena un circuito resonante, su estudio se facilita al proponer un circuito equivalente. Una propiedad importante de un circuito es la impedancia, ésta está compuesta por la parte resistiva (real) y la reactancia (imaginaria). Como se mencionó en este trabajo una antena puede comportarse como una antena de recepción o de transmisión, pero en ambos comportamientos la antena debe tener la características de tener una resistencia de 50 ohms y una reactancia de cero. La antena no alcanzó estos parámetros como lo muestra la figura 6.2.1b), pero su potencial se muestra en las imágenes 6.3, 6.4, 6.5, y 6.6, donde las imágenes obtenidas son de buena calidad.

Otra propiedad es la inductancia, y al ser dependiente del campo magnético, y a su vez el campo magnético de la forma del inductor, esto hace que el diseño de la antena sea

muy importante. La inductancia mutua entre las espiras es determinante, ya que es dependiente de la distancia de separación entre las espiras, si las espiras están muy próximas la inductancia mutua aumenta y conforme se van separando la inductancia mutua comienza a caer muy suavemente. Esto es mostrado en el apéndice, donde la variación de la inductancia mutua entre una espira cuadrada y una circular.

La elección de una espira cuadrada en el exterior y una espira circular en el interior, resulta útil, ya que el campo magnético producido por la espira cuadrada, es menos homogéneo que el campo magnético de una espira circular, esto es debido por los efectos de punta de la esfera cuadrada. Al agregar la espira circular a la cuadrada, el campo magnético es más homogéneo y una intensidad mayor. En el caso que se tuviera dos espiras cuadradas, el campo magnético el más intenso, pero su homogeneidad es muy pobre con respecto a las espiras cuadrada y circular. Sin embargo si se tuviera dos espiras circulares, la intensidad del campo sería menor, pero su homogeneidad mayor.

Se hizo la simulación del campo magnético de la antena superficial, con el fin de ver como es la distribución del campo magnético que produce este tipo de arreglo. Mostramos experimentalmente que la antena se comporta como un dipolo. La simulación muestra que la distribución de las líneas de campo son mayores entre el espacio que hay en las dos espiras que en el centro de ellas. Al analizar la secuencia de las imágenes la distribución del campo magnético es parecida a la simulación. La intensidad de la señal captada va a ser mayor en espacio entre las dos espiras. Esto es también observado en las imágenes del maniquí ya que los extremos son más iluminados que el centro.

Otra parte esencial de los resultados de la antena es la definición de las estructuras que se encuentran dentro del maniquí. Estas estructuras son muy claras, ya que la resolución de las formas geométricas es muy buena. Esto hace pensar que el coeficiente señal a ruido es bueno. Esto no se puede determinar ya que las secuencias que se tomaron para el maniquí fueron en distintas sesiones, por lo que el análisis que se muestra de la penetración de la señal y el coeficiente señal a ruido sean muy pobres. Las imágenes obtenidas del cerebro con la antena superficial del voluntario, en ellas se observa una

válvula en el lado derecho de la cabeza. También se observan diferentes estructuras como la corteza del cráneo, los surcos de los dos hemisferios, la silla turca.

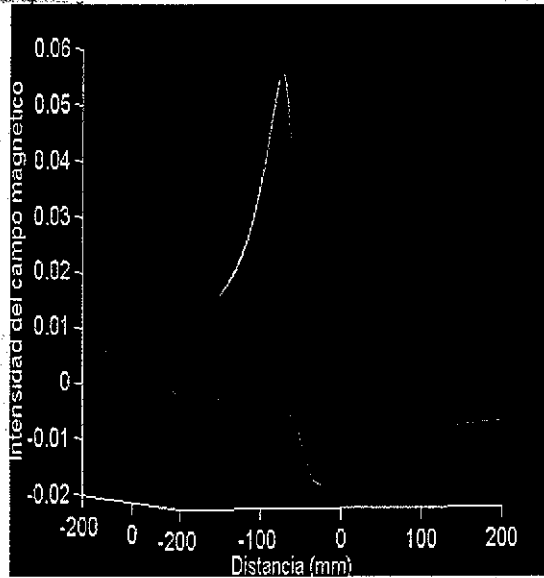
Hemos mostrado que es posible desarrollar diseños de antenas RF para IRM cerebral de fácil manejo y buena calidad.

La continuación del trabajo, es la de mejorar la antena, en la parte de la homogeneidad del campo magnético, el coeficiente señal a ruido, la resistencia óptima de la antena, así como otros diseños de antenas con la misma idea, para ser probados, analizados y encontrar una forma óptima de los inductores.



## Apéndice A.

```
%Simulación del campo magnético de la antena de figuras concéntricas.
clf
[x,y]=meshgrid(-200:5:200);
[z,a]=meshgrid(-12:0.5:12);
a=10;
p=a-x+a-y;
q=(x.*x+y.*y+20.*20+10.*10).^(-1/2);
s1=q.*p;
s2=q.*p;
s=s1+s2;
surf(x,y,s), shading interp, axis([-200 200 -200 200])
```



TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN



## Apéndice B.

```
% Mutual inductance between two single-loop surface coils
% This is done according to:
% Gradoli-Curso Intermedio de Electromagnetismo
% Editorial Limusa, 1987. pp 117-120. Eq. 4.87.
% Ricardo's concentric loop coil
```

```
% a = internal radius
% b = external radius
% a*n = B
```

```
clear
```

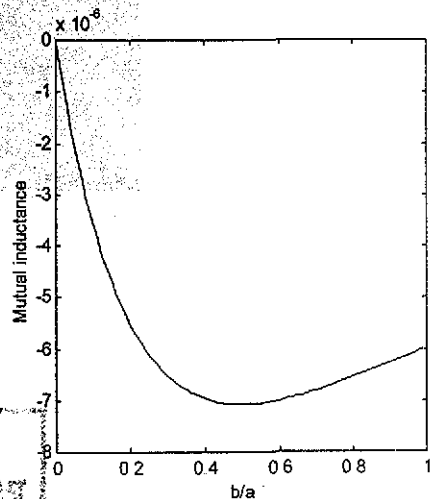
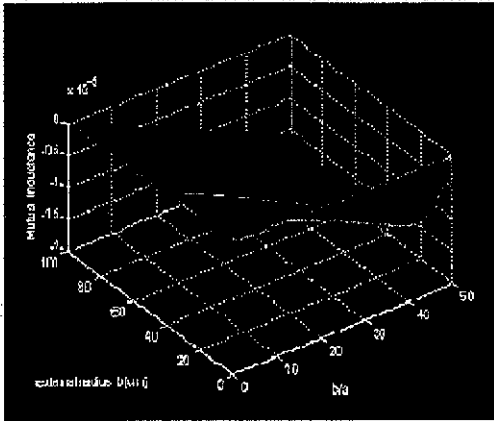
```
n=1/1000:.01:1;
mu = (4e-7)*pi;
b=19;
M = (-2*mu*b.*n)./((n+1).^3);
```

```
% Graphics
```

```
plot(n,M)
xlabel('b/a'), ylabel('Mutual inductance')
```

```
figure(2)
```

```
[bb,nn]=meshgrid(1:1:50,1/1000:.01:1);
MM = (-2*mu.*bb.*nn)./((nn+1).^3);
surfl(MM), shading interp, ylabel('external radius b [cm]')
xlabel('b/a'), zlabel('Mutual inductance')
```



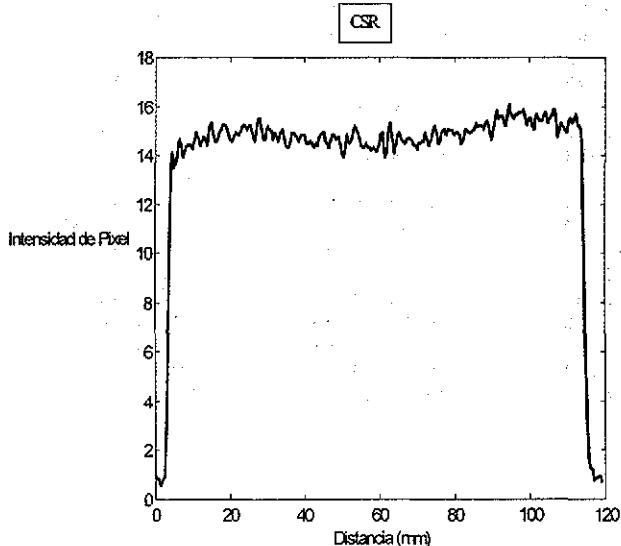
TESIS CON  
FALLA DE ORIGEN

*Apéndice C.*

% Analisis del coeficiente señal a ruido con el programa Matlab.

Data=[0 1	20.20 14.58	40.39 14.50	60.59 14.92
0.43 0.83	20.63 14.58	40.82 14.50	61.02 14.50
0.86 0.83	21.05 14.75	41.25 14.58	61.45 13.92
1.29 0.58	21.48 14.92	41.68 14.50	61.88 14.08
1.72 0.58	21.91 14.83	42.11 14.50	62.30 15
2.15 0.83	22.34 14.83	42.54 14.33	62.73 15.33
2.58 0.92	22.77 15	42.97 14.50	63.16 14.83
3.01 2.92	23.20 15.17	43.40 14.42	63.59 14.25
3.44 6.42	23.63 15.25	43.83 14.75	64.02 14.08
3.87 10.83	24.06 15.17	44.26 14.83	64.45 14.42
4.30 14.08	24.49 15	44.69 14.92	64.88 14.86
4.73 14	24.92 15.17	45.12 14.92	65.31 14.92
5.16 13.50	25.35 15.17	45.55 14.58	65.74 14.67
5.59 13.67	25.78 14.92	45.98 14.50	66.17 14.58
6.02 14.25	26.21 14.67	46.41 14.33	66.60 14.50
6.45 14.67	26.64 14.58	46.84 14.58	67.03 14.50
6.88 14.33	27.07 15.08	47.27 14.83	67.46 14.67
7.30 13.92	27.50 15.50	47.70 14.83	67.89 14.67
7.73 14	27.93 15.50	48.13 14.67	68.32 14.67
8.16 14.33	28.36 15.08	48.55 14.67	68.75 14.58
8.59 14.42	28.79 14.67	48.98 14.75	69.18 14.42
9.02 14.42	29.22 14.67	49.41 14.50	69.61 14.42
9.45 14.42	29.65 14.92	49.84 14.08	70.04 14.25
9.88 14.25	30.08 15.17	50.27 13.92	70.47 14.50
10.31 14.58	30.51 15.08	50.70 14.25	70.90 14.50
10.74 14.92	30.94 15	51.13 14.83	71.33 14.58
11.17 14.83	31.37 14.67	51.56 14.58	71.76 14.58
11.60 14.67	31.80 14.92	51.99 14.50	72.19 14.92
12.03 14.42	32.23 14.83	52.42 14.58	72.62 14.67
12.46 14.58	32.66 14.58	52.85 14.92	73.05 14.42
12.89 14.75	33.09 14.67	53.28 15.17	73.48 14.50
13.32 14.67	33.52 14.92	53.71 15.08	73.91 14.67
13.75 14.42	33.95 15.08	54.14 14.83	74.34 15.08
14.18 14.75	34.38 14.75	54.57 14.75	74.77 15.17
14.61 15.17	34.80 14.42	55.00 14.42	75.20 14.92
15.04 15.33	35.23 14.33	55.43 14.33	75.63 14.50
15.47 14.83	35.66 14.42	55.86 14.33	76.05 14.58
15.90 14.58	36.09 14.50	56.29 14.50	76.48 14.83
16.33 14.58	36.52 14.92	56.72 14.33	76.91 15
16.76 14.75	36.95 14.92	57.15 14.33	77.34 15.08
17.19 14.92	37.38 14.83	57.58 14.17	77.77 14.83
17.62 15	37.81 14.75	58.01 14.25	78.20 15.08
18.05 15.25	38.24 14.58	58.44 14.33	78.63 15
18.48 15.25	38.67 14.75	58.87 14.17	79.06 15
18.91 15.17	39.10 14.83	59.30 14.17	79.49 15
19.34 14.92	39.53 14.83	59.73 14.42	79.92 14.83
19.77 14.67	39.96 14.83	60.16 14.83	80.35 14.92

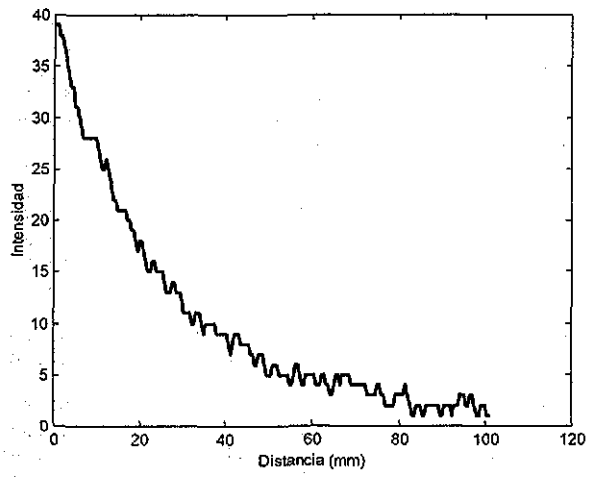
80.78	14.92	104.84	15.33
81.21	14.83	105.27	15.50
81.64	14.50	105.70	15.58
82.07	14.58	106.13	15.83
82.50	14.83	106.56	15.83
82.93	15.08	106.99	15.25
83.36	15	107.42	14.75
83.79	14.92	107.85	15
84.22	14.92	108.28	15.33
84.65	15	108.71	15.17
85.08	15.08	109.14	15.08
85.51	15.33	109.57	14.92
85.94	15.17	110.00	15.25
86.37	15.17	110.43	15.50
86.80	15.25	110.86	15.50
87.23	15.17	111.29	15.33
87.66	15.08	111.72	15.50
88.09	15.33	112.1	15.67
88.52	15.42	112.58	15.25
88.95	15.33	113.01	15.17
89.38	14.92	113.44	15
89.80	14.67	113.87	14.08
90.23	15.08	114.30	11.17
90.66	15.42	114.73	6.25
91.09	15.83	115.16	3.25
91.52	15.50	115.59	1.50
91.95	15.58	116.02	1.25
92.38	15.58	116.45	1.17
92.81	15.25	116.88	0.75
93.24	15.25	117.30	0.83
93.67	15.25	117.73	0.83
94.10	15.83	118.16	0.92
94.53	16.08	118.59	0.92
94.96	15.75	119.02	0.67];
95.39	15.58	D=Data(:,1);	
95.82	15.50	I=Data(:,2);	
96.25	15.67	plot(D,I)	
96.68	15.67		
97.11	15.75		
97.54	15.75		
97.97	15.75		
98.40	15.83		
98.83	15.50		
99.26	15.25		
99.69	15.50		
100.12	15.50		
100.55	15.17		
100.98	15.08		
101.41	15.42		
101.84	15.67		
102.27			
15.51	102.70		
15.42			
103.13	15.42		
103.55	15.58		
103.98	15.75		
104.41	15.67		



*Apéndice D.*

% Análisis de	21.09 17	44.53 8	67.97 5
la Distancia	21.56 16	45 8	68.44 5
vs Intensidad	22.03 15	45.47 8	68.91 4
Data=[0	22.50 15	45.94 7	69.38 4
39	22.97 16	46.41 7	69.84 4
0.47 39	23.44 16	46.88 6	70.31 4
0.94 39	23.91 15	47.34 6	70.78 4
1.41 38	24.38 15	47.81 7	71.25 4
1.88 38	24.84 15	48.28 7	71.72 4
2.34 37	25.31 15	48.75 7	72.19 4
2.81 36	25.78 14	49.22 6	72.66 3
3.28 35	26.25 13	49.69 5	73.13 3
3.75 34	26.72 13	50.16 5	73.59 3
4.22 33	27.19 13	50.63 5	74.06 3
4.69 33	27.66 14	51.09 6	74.53 3
5.16 31	28.13 14	51.56 6	75 4
5.63 31	28.59 13	52.03 6	75.47 4
6.09 30	29.06 13	52.50 5	75.94 3
6.56 29	29.53 13	52.97 5	76.41 3
7.03 28	30 12	53.44 5	76.88 2
7.50 28	30.47 11	53.91 5	77.34 2
7.97 28	30.94 11	54.38 5	77.81 2
8.44 28	31.41 11	54.84 4	78.28 2
8.91 28	31.88 11	55.31 4	78.75 2
9.38 28	32.34 10	55.78 5	79.22 3
9.84 28	32.81 10	56.25 6	79.69 3
10.31 27	33.28 11	56.72 6	80.16 3
10.78 26	33.75 11	57.19 5	80.63 3
11.25 25	34.22 11	57.66 4	81.09 3
11.72 25	34.69 10	58.13 4	81.56 4
12.19 26	35.16 9	58.59 5	82.03 3
12.66 25	35.63 10	59.06 5	82.50 2
13.13 24	36.09 10	59.53 5	82.97 1
13.59 23	36.56 10	60 5	83.44 1
14.06 22	37.03 10	60.47 5	83.91 2
14.53 22	37.50 10	60.94 4	84.38 2
15 21	37.97 9	61.41 4	84.84 2
15.47 21	38.44 9	61.88 4	85.31 1
15.94 21	38.91 9	62.34 5	85.78 1
16.41 21	39.38 9	62.81 5	86.25 2
16.88 21	39.84 9	63.28 4	86.72 2
17.34 20	40.31 9	63.75 4	87.19 2
17.81 20	40.78 8	64.22 3	87.66 2
18.28 19	41.25 7	64.69 3	88.13 2
18.75 19	41.72 8	65.16 4	88.59 2
19.22 18	42.19 9	65.63 5	89.06 2
19.69 17	42.66 9	66.09 5	89.53 1
20.16 18	43.13 9	66.56 4	90 1
20.63 18	43.59 8	67.03 5	90.47 2
	44.06 8	67.50 5	90.94 2

```
91.41 2
91.88 2
92.34 1
92.81 2
93.28 2
93.75 2
94.22 3
94.69 3
95.16 3
95.63 2
96.09 2
96.56 3
97.03 3
97.50 2
97.97 1
98.44 1
98.91 2
99.38 2
99.84 2
100.31 1
100.78 1];
D=Data(:,1);
I=Data(:,2);
plot(D,I)
```



**BIBLIOGRAFÍA**

- [Abra 1] A. Abragam, The Principles of Nuclear Magnetism. Oxford: Oxford University Press, 1978.
- [Adr 1] E.R. Andrew. Nuclear Magnetic Resonance. Cambridge University Press, New York, 1955.
- [Ber 1] Bernhard Blümich. NRM Imaging of Materials. Claredon Press. Oxford 2000.
- [Blo1] F. Bloch. Nuclear Induction Phys. Rev. 70 (1946), 460
- [Blo 2] F Bloch. W.W.Hansen and Pakard Phys. Rev. 70 (1946), 127
- [Bueno 1] Marcelo Bueno and A.K.T Assis. Equivalence between the formulas for inductance calculation. Can. J. Phys 775: 357-362 (1997).
- [Cal 1] P.T. Calaghan, Principales of Nuclear Magnetic Resonance Microscopy, Claredon Press. Oxford, 1991.
- [Can 1] D. Canet , Nuclear Magnetic Resonance: Concepts and Methods. New York: John Wiley & Sons, 1996.
- [Che 1] N. Chen and D.I. Hoult. Biomedical Magnetic Resonance Technology, Adam hilder, Bristol, 1989.
- [Dot 1] F.P. Doty. G. Entzminger and Y.A. Yang. Concepts. Magn. Reson 10 (1998) (133) (239).
- [Ede 1] R. R. Edelman, J.R. Hesselink and M. B. Zlatkin. MRI: Clinical Magnetic Resonance Imaging, 2<sup>nd</sup> ed., Saunders, Philadelphia, 1996.
- [Fos 1] M. A. Foster, NMR Imaging. IRL Press, 1989
- [Fos 2] M. A. Foster and J. M. Huthchison, NMR Imaging, IRL Press, 1987.
- [Fuk 1] E.Fukushima and S.b.w Roeder, Experimental pluse NMR: A Nuts and Bolts approach, Addison-Wesley, Reading, 1981.
- [Ger 1] Gerlach, W. and Stern, O (1924).Ann. Phys., Lpz. 74, 673

- [Haac 1] E. M. Haacke, B. W. Brown, M. R. Thompson and R. Venkatesan. Magnetic Resonance Imaging, Physical Principles and Sequence Design. A John Wiley & Sons, 1999.
- [Hou 1] D.I. Hoult and R. Richards. Proc. R. Soc. (London) A344 (1975) 311
- [Han 1] E.I. Hahn. Phys. Rev. 80 (1950) (580).
- [Jac 1] J.D. Jackson, Classical Electrodynamics, (2<sup>nd</sup> Edition). New York: John Wiley & Sons, 1990.
- [Jin 1] Jianming Jin, Electromagnetic Analysis and Design in Magnetic Resonance Imaging. CRC, 1998.
- [Kun 1] A.Kumar, D.Welti and R.R. Enrnest. J. Magn. Reso. 18 (1975) 69
- [Lua 1] P.C. Lauterbur, Image formation by induced local interactions: examples employing nuclear magnetic resonance, Nature, 242 (1973), 190.
- [Man 1] P.Mansfield and E.L Hann, ed., NMR Imaging, The Real Society, London, 1990.
- [Man 2] P.Mansfield and P.K. Grannell, J.Phys. C: Solid State Phys. 6 (1973) L 422.
- [Man 3] P.Mansfield, in: Physics of NMR Spectroscopy in Biology and Medicine, Proc. Int. School Enrico Fermi, Course c, ed, B Marabiglia, North-Holland, Amsterdam, 1988. P. 345
- [Man 4] P.Mansfield and P.K. Grannell, Phys. Rev.1312 (1975)(3618).
- [MRI 1] Acceptance testing and quality control. The role of the clinical medical physicist.
- [Nico 1] Editor: Nicolas Bloembergen. World scientific series in 20 th century physics.V.15. Encounters in Magnetic Resonances.
- [Pri 1] R. R. Price, W. H. Stephens, and C. L. Partain, NMR Physical Principles, Magnetic Resonance Imaging (2<sup>nd</sup> edition). Philadelphia: W. B. Saunders Co., (1988).
- [Pur 1] E. M. Purcell, H.C. Torrey & R.V. Pound. Resonance absorption by nuclear magnetic moments in solid. Phys. Rev., 69 (1946), 37.
- [Sli 1] C.P Slichter, Principles of Magnetic Resonance (3<sup>rd</sup> edition) New York: Springer-Verlag, (1996).

[Sch 1] W. Schempp. Magnetic Resonance Imaging. Ed. A. Johh Wiley & Sons, Inc. Corporation 1998.

[Zhi 1] Zhi-Pei Liang and Paul C. Lauterbur, Principles of Magnetic Resonance Imaging. IEEE Press New York, 2000.

Fuentes en red:

<http://www.abchospital.com/>

<http://www.mathworks.com/products/matlab/>

<http://www.voltronicscorp.com/>

<http://www.atceramics.com/>

<http://rsb.info.nih.gov/ij/>



1. The first part of the document discusses the importance of maintaining accurate records of all transactions and activities. It emphasizes that this is crucial for ensuring transparency and accountability in the organization's operations.

2. The second part of the document outlines the various methods and tools used to collect and analyze data. It highlights the need for consistent and reliable data collection processes to support effective decision-making.

3. The final part of the document provides a summary of the key findings and recommendations. It stresses the importance of ongoing monitoring and evaluation to ensure that the organization remains on track with its strategic goals and objectives.