

**Reproducción de Una Versión De NMR- MOUSE Con Dispositivos
Disponibles En El Laboratorio.**

Mauricio Alberto Ledesma Villegas

Universidad del Valle
Facultad de Ciencias Naturales y Exactas
Programa Académico de Física
Santiago de Cali
2017

Reproducción de Una Versión De NMR- MOUSE Con Dispositivos Disponibles En El Laboratorio.

Mauricio Alberto Ledesma Villegas

Trabajo de grado presentado como requisito parcial para optar por el título de físico

Director:

Ernesto Combariza

Universidad del Valle

Facultad de Ciencias Naturales y Exactas

Programa Académico de Física

Santiago de Cali

2017

Universidad del Valle

Facultad de Ciencias Naturales y Exactas

Programa Académico de Física

Temas o Materiales:

1. Resonancia Magnética Nuclear.
2. RMN portable.
3. Circuitos Resonantes.

Resumen

Se construyo una versión básica RMN-MOUSE abierta en configuración de herradura y se caracterizó el perfil magnético en su gap, se revisó la teoría pertinente a este caso y construyo la antena de radio frecuencia con su respectivo circuito tanque caracterizado para una frecuencia de 5 MHz. Se determino el perfil del campo magnético interpolar de la configuración herradura y se realizó un ajuste lineal mediante una simulación para la caracterización del perfil del gradiente de campo magnético necesario para la construcción futura de imagen mediante la transformada de Fourier. Todos los materiales son de uso comercial y los cálculos de los parámetros se hicieron de acuerdo a este trabajo.

Tabla de Contenido

Temas o Materiales:.....	3
Resumen	3
1. Introducción.....	5
2. Teoría de RMN Básica	7
2.1 Teoría RMN clásica.....	7
2.2 Circuitos Resonantes.....	13
2.3 Características de los sensores RMS portable o unilaterales	16
3. Diseño y caracterización del sensor RMN portable.	17
3.1 Tanque Magnético	17
Simulación del Tanque magnético	18
Medidas en el tanque Magnético	23
3.2 Tanque RF	25
4. Resultados y Análisis.....	29
4.1 Resultado de Análisis del Tanque magnético	29
4.2 Resultado de Análisis del Tanque R.F.	30
5. Conclusiones	31
6. Perspectivas	31
7.Apéndice	32
A. Momento angular y momento magnético	32
Momento magnético clásico.....	32
B. Ecuación de Curie para la magnetización	33
B. 1 Configuración Magnética de la simulación de Comsol Multiphysics 5.0:.....	34
C. Ecuación de circuito tanque paralelo	35
D. Ensamble del circuito magnético o tanque magnético.	38
E. Fabricación casera de Circuito impreso.	39
Bibliografía	41

1. Introducción

Desde tiempos inmemorables la humanidad ha tenido la necesidad de observar el interior de los objetos desde afuera sin afectarlos o deformarlos, para ello hemos desarrollado equipos que utilizan fundamentos físicos para recibir información de los objetos que analizan. En la actualidad existen diversas técnicas para observar el interior de los objetos, pero además de ser costosas la mayoría de ellas presentan inconvenientes técnicos como la incapacidad de trabajar con objetos de dimensiones grandes o la afectación parcial o total del objeto a analizar. Una de las técnicas más usadas en el análisis de materiales es la NRM (Nuclear Magnetic Resonance) o RMN (Resonancia Magnética Nuclear) que es una técnica que no presenta efectos destructivos sobre los objetos pero tiene una desventaja económica que no permite su utilización continua (Blümich, 2009). Por esta razón este trabajo de grado tiene como propósito reproducir una versión de un aparato de resonancia magnética nuclear portátil, utilizando equipos existentes en el laboratorio y que en un futuro tenga capacidad de enviar y recibir señales de radiofrecuencia provenientes de una muestra de glicerina, y más adelante la capacidad de crear imágenes MRI tal como lo demuestra Perlo (Perlo, Casanova and Blümich, 2004).

Las primeras máquinas RM portables se crearon al principio de la década de los 80 para la caracterización de pozos petroleros (Jackson, Burnett and Harmon, 1980), pero no fue sino hasta la década de los 90's que comenzaron a crear dispositivos de NMR móviles que tuviesen la capacidad de crear imágenes MRI. En el año 1996 los investigadores Bernhard Blumich y Peter Blumler crearon por primera vez una versión funcional de un NMR – Portátil que tenía la capacidad de medir la densidad de protones a una profundidad de 5mm y los tiempos de relajación T_2 y T_1 (Eidmann *et al.*, 1996). Más adelante en el año 1998 los investigadores ya mencionados consiguieron mejorar el dispositivo y lograron probarlo con tres diferentes esquemas de excitación concluyendo de que casi cualquier material que contenga protones generara una señal en el NMR-MOUSE (Blümich *et al.*, 1998). En el año 2002 Blumich y Blumler junto a otros nueve investigadores lograron crear un dispositivo RMN-MOUSE diseñado para control de calidad y procesos (Anferova *et al.*, 2002), este dispositivo trabaja a 20Mhz y tiene una capacidad de penetración de 4mm, y es en el que se basa este trabajo de grado con la intención de hacer perspectiva de un procesamiento de datos para estudiarlo de cara a la posibilidad de aumentar la velocidad de procesamiento de los mismos.

Los dispositivos RMN-MOUSE o RMN unilateral tienen una característica básica en común, y es que el campo magnético polarizante B_0 es altamente inhomogéneo lo que implica que su gradiente en la dirección perpendicular a la polarización es grande comparado con un campo generado en el interior de un equipo RMN tradicional. Por tal razón uno de los objetivos de esta tesis es caracterizar el campo magnético para la determinación del perfil en eje perpendicular a B_0 con la esperanza de que aparentemente una pérdida de linealidad se convierte en beneficio toda vez que un factor lineal multiplicando por el campo magnético genera ventaja desde el punto de vista computacional dado que la representación parcial o los cortes que ofrece RMN se pueden componer para obtener una imagen y esa composición se abrevia o se simplifica gracias al gradiente de campo, procedimiento conocido como zeumatografía. En otras palabras, el gradiente incorporado en el caso del RMN-MOUSE es útil para una aproximación de corta distancia donde trabajamos el perfil que eventualmente se convierte en una ventaja computacional.

El trabajo de grado se divide en 7 secciones, La primera es esta breve introducción, a continuación, sigue el Capítulo 2 donde se abordará de manera general la teoría RMN propuesta por Bloch en 1946, y se evidenciará mediante la formulación matemática como los núcleos de los átomos de un elemento de volumen alteran su momento angular magnético cuando son sometidos a un campo magnético externo polarizante B_0 y un campo R.F. B_1 perpendicular al campo polarizante. También repasaremos la teoría de circuitos resonantes en serie y paralelo necesarios para el desarrollo de la antena R.F. En el capítulo 3 trataremos el diseño del sensor donde se describirá las características que debe cumplir el tanque magnético y el tanque R.F basándonos en el artículo de Bluemich (Anferova *et al.*, 2002). A continuación, en el capítulo 4 hacemos un breve análisis de resultados donde evidenciamos el ancho de banda que maneja el sensor con respecto al campo magnético creado y el resultado del cálculo de los condensadores Tuning y Matching necesarios para configurar la antena R.F. Mas adelante en el capítulo 5, hablaremos de las conclusiones donde se resumirá todo lo aprendido en este trabajo. A continuación, el capítulo 6 mostrará perspectivas a futuro del proyecto. Y por último el apéndice que tienen 5 secciones donde se desarrollaron modelos matemáticos utilizados y procesos necesarios que se tuvieron en cuenta para el ensamble del dispositivo.

2. Teoría de RMN Básica

En el siguiente capítulo abordaremos de manera general los principios de RMN básicos necesarios para el desarrollo del proyecto con el fin introducir al lector a la teoría RMN.

2.1 Teoría RMN clásica

La resonancia magnética nuclear es un fenómeno físico utilizado para investigar las propiedades moleculares de la materia, esto se realiza irradiando ondas de radio (RF) sobre átomos que están sometidos a un campo magnético constante ya sea homogéneo o con gradiente.

Cuando un átomo es sometido a un campo magnético constante B_o adquiere la capacidad de recibir y emitir ondas radiales. La frecuencia f_o de estas ondas es proporcional al campo B_o y está dado por la siguiente relación matemática(Bloch, 1946):

$$f_o = \frac{\gamma}{2\pi} B_o \quad (2.1)$$

Donde: γ es la constante giro-magnética que es característica de cada isótopo, f_o es la frecuencia de Larmor, en otras palabras, la frecuencia a la que el momento magnético nuclear μ del átomo precesa alrededor del campo magnético B_o . Multiplicando por 2π podemos hallar la frecuencia angular o frecuencia de resonancia $\omega_o = 2\pi f_o$, por lo tanto, la frecuencia de resonancia se determina por la magnitud del campo magnético B_o en el lugar del núcleo.

Para átomos con espín $I = 1/2$, existen dos posibilidades de orientación de sus proyecciones a lo largo del campo B_o una $\uparrow$ y la otra $\downarrow$ recordemos que esta orientación tiene asociada una energía potencial dada por $E_{\pm 1/2} = -\mu B_o$, de acuerdo con la fórmula de Bohr $\Delta E_{\pm 1/2} = E_{-1/2} - E_{+1/2} = \hbar \gamma B_o$ que están asociado con las dos orientaciones posibles correspondientes a una frecuencia $\omega_o = 2\pi f_o = \gamma B_o$. Si aplicamos una señal de radio frecuencia RF perpendicular al campo B_o , el momento magnético del núcleo comienza a precesar y una vez retirado el pulso de radio frecuencia, el spin vuelve a intentar alinearse con el campo B_o emitiendo una señal RF de la misma frecuencia en un tiempo de relajación característico T_1 o tiempo longitudinal que me indica el tiempo necesario para que el spin recupere el equilibrio térmico con su entorno(Pykett, 1982).

Cuando hablamos de una muestra que contiene una enorme cantidad de espines aparece una influencia spin – spin debido a la presencia de los otros núcleos, por lo tanto durante el proceso de relajación se emiten un espectro de frecuencias en un tiempo adicional T_2 o tiempo de relajación transversal, este espectro de frecuencias contiene información importante acerca del entorno de los spines por consiguiente es parte crucial si se va analizar la señal recibida(Mompin Poblet and Gili Planas, 1988).

Para analizar el sistema consideremos un átomo con espín $I = 1/2$, con núcleo sin momento orbital angular como 1H , donde su momento magnético angular está dado por:

$$\mu = \gamma L \quad (2.2)$$

Donde γ es la razón giromagnética del núcleo y L es el momento angular.

Ahora consideremos un elemento de volumen sometido al mismo campo B_o , en este caso todos los momentos magnéticos se suman vectorialmente, lo que implica que solo las componentes longitudinales serán observables, esta componente longitudinal se le llamara magnetización o

polarización magnética ($\vec{M}$) y es la suma de todos los momentos magnéticos de cada spin en la muestra. En términos de momento angular total tenemos $\vec{M} = \gamma \vec{L}$, ahora la interacción del momento magnético con el campo B_0 provoca un torque en el sistema y por lo tanto cambios en el momento angular total $\vec{L}$, lo que nos lleva a las siguientes expresiones:

$$\tau = \frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M} \times \vec{B}_0 \quad (2.3)$$

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \frac{d\vec{L}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{B}_0 \quad (2.4)$$

Por lo tanto, el cambio del vector magnetización en el tiempo está dado por (Bloch, 1946):

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{B}_0 \quad (2.5)$$

Abriendo el producto cruz tenemos

$$\vec{M} \times \vec{B}_0 = \begin{vmatrix} i & j & k \\ M_x & M_y & M_z \\ B_x & B_y & B_z \end{vmatrix} = (M_y B_z - B_y M_z)i + (M_z B_x - B_z M_x)j + (M_x B_y - B_x M_y)k$$

separando los términos individuales llegamos a las ecuaciones de Bloch

$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= \gamma (M_y B_z - B_y M_z) \\ \frac{dM_y}{dt} &= \gamma (M_z B_x - B_z M_x) \\ \frac{dM_z}{dt} &= \gamma (M_x B_y - B_x M_y) \end{aligned} \quad (2.6)$$

Ahora supongamos que el elemento de volumen está sumergido en un campo magnético estático (independiente del tiempo) que solo tiene componente z y, es decir $\vec{B}_0 = \vec{B}_z = B_z \hat{z}$, las ecuaciones se transforman así.

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{M}_x}{dt} &= \gamma (M_y B_z) \\ \frac{d\vec{M}_y}{dt} &= \gamma (-B_z M_x) \\ \frac{d\vec{M}_z}{dt} &= 0 \end{aligned} \quad (2.7)$$

Estas ecuaciones se pueden solucionar por el método básico de ecuaciones diferenciales homogéneas y dan los siguientes resultados que son soluciones del movimiento armónico simple.

$$\begin{aligned} M_x(t) &= M_x(0) \cos \omega_0 t + M_y(0) \sin \omega_0 t \\ M_y(t) &= -M_x(0) \sin \omega_0 t + M_y(0) \cos \omega_0 t \\ M_z(t) &= M_z(0) \end{aligned} \quad (2.8)$$

Vemos que por primera vez aparece explícitamente la frecuencia de rotación ω_0 dentro de las ecuaciones de Bloch y que no es otra cosa que la frecuencia precesión de Larmor o frecuencia de Larmor, que también se puede encontrar haciendo un análisis cuántico del sistema. Las ecuaciones anteriores describen la precesión del vector magnetización alrededor del eje z como se muestra en la figura 2.1.

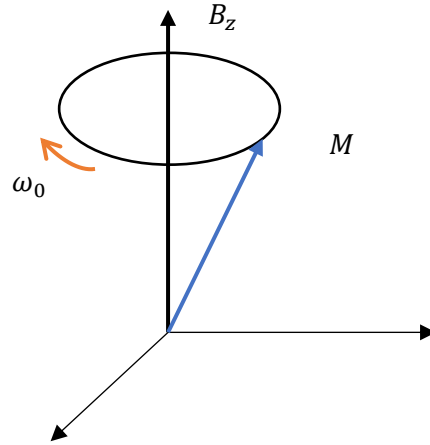


Fig. 2.1. Precesión del vector magnetización M alrededor del campo constante B_z en el eje z.

Ahora, manteniendo el campo estático B_z aplicamos un campo variable RF perpendicular a B_z y que además este oscilando a la misma frecuencia de Larmor ω_0 , también suponemos que este campo variable no tiene componente en el eje z y tendrá la forma (Callaghan, 1991; Clare, 1997) :

$$B_{1(t)} = B_1 \cos \omega_0 t \hat{x} - B_1 \sin \omega_0 t \hat{y} \quad (2.9)$$

Ahora el campo que actúa sobre el elemento de volumen es:

$$\begin{aligned} B &= B_z + B_{1(t)} \\ &= B_z + B_1 \cos \omega_0 t \hat{x} - B_1 \sin \omega_0 t \hat{y} \end{aligned} \quad (2.10)$$

Ingresamos el resultado de la ecuación anterior en la ecuación (2.5), y obtenemos el siguiente resultado.

$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= \gamma(M_y B_z - B_1 M_z \sin \omega_0 t) \\ \frac{dM_y}{dt} &= \gamma(M_z B_1 \cos \omega_0 t - B_z M_x) \\ \frac{dM_z}{dt} &= \gamma(-M_x B_1 \sin \omega_0 t - B_1 M_y \cos \omega_0 t) \end{aligned} \quad (2.11)$$

Para resolver este grupo de ecuaciones consideramos como condición inicial que la magnetización solo tiene componente en la dirección z, es decir $\vec{M}(0) = M_0 \hat{z}$, las soluciones tienen la forma.

$$\begin{aligned} M_x(t) &= M_z \sin \omega_1 t \times \sin \omega_0 t \\ M_y(t) &= M_z \sin \omega_1 t \times \cos \omega_0 t \\ M_z(t) &= M_z \cos \omega_1 t \end{aligned} \quad (2.12)$$

Donde ahora $\omega_1 = \gamma B_1$

Todo esto nos indica que, al aplicarle un campo magnético oscilante a un elemento de volumen sumergido en un campo magnético estático, la magnetización empieza precesar de manera simultánea alrededor de B_z a una frecuencia ω_0 y alrededor de B_1 a una frecuencia de ω_1 . Como se muestra en la siguiente gráfica. Para efectos de comprensión en las siguientes graficas de Callaghan se designa $B_z = B_0$ como el campo de polarización longitudinal y a B_1 campo R.F.

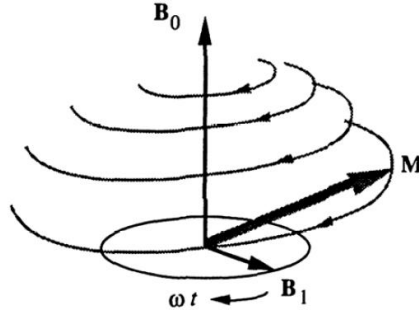


Fig. 2.2 Precesión de la magnetización cuando está sometida a al campo constante B_z y al campo variable B_1 . Fuente: Callaghan 1991.

Ahora para analizar este nuevo sistema de manera efectiva, se introduce un nuevo marco de referencia que va a rotar alrededor de B_0 es decir sobre el eje z a la frecuencia ω_0 . Definiremos los ejes del sistema como (x', y', z) con vectores unitarios $(\mathbf{i}', \mathbf{j}', \mathbf{k})$ y podemos escribir

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma \vec{M} \times \vec{B}_{eff} \quad (2.13)$$

$$\vec{B}_{eff} = \left(B_0 - \frac{\omega}{\gamma}\right) \mathbf{k} + B_1 \mathbf{i}' \quad (2.14)$$

Al resolver las anteriores ecuaciones se observa que aparece un vector magnetización que precesa alrededor del campo efectivo $\vec{B}_{eff}$, como se muestra en la siguiente figura

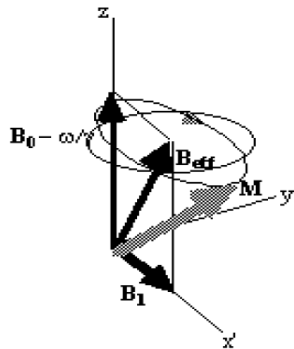


Fig. 2.3 Precesión de M alrededor del campo efectivo $\vec{B}_{eff}$.

Si $\omega_0 = \omega$ entonces $B_0 = \frac{\omega}{\gamma}$ luego el campo efectivo solo se encuentra en la dirección x' y es igual a $\vec{B}_{eff} = B_1 \mathbf{i}'$, esto implica que el vector de magnetización M realiza una precesión alrededor del eje x' a la frecuencia ω_1 , cuando se le aplica un campo variable R.F. B_1 .

En un experimento tipo RMN se aplica a la muestra un campo R.F. B_1 en forma de pulso que tiene una duración t y esta descrito por la siguiente ecuación:

$$\omega_1 = \frac{\theta}{t} = \gamma B_1 \quad (2.15)$$

Si por ejemplo se quiere hacer rotar 90° grados el vector de magnetización, es decir pasarlo del plano longitudinal paralelo a B_0 a el plano x', y' (plano transversal), se debe aplicar un pulso de duración

$$t = \frac{\theta}{\gamma B_1} \quad (2.16)$$

Una vez el vector M este en el plano transversal, se retira el pulso y M empieza a precesar alrededor del eje z debido al campo B_0 , es en este proceso de relajación que aparece la señal RMN y será discutida a continuación.

Relajación

El pulso magnético resonante altera el equilibrio térmico del sistema de espines de la muestra, de tal manera que, al momento de retirar el pulso, el sistema entra en un proceso de relajación de espín-red para llegar al equilibrio. Este proceso implica un intercambio de energía entre el sistema de espines y el reservorio térmico de la red (Cowan, 1997)(Clare, 1997). En otras palabras a medida que M_z se aproxima al valor M_0 , en la relajación, lo hace de manera exponencial con un tiempo característico T_1 llamado tiempo de relajación longitudinal o tiempo de relajación térmico, por lo tanto la razón de cambio de M_z debido a la alteración del equilibrio térmico está dada por la siguiente ecuación diferencial (Bloch, 1946; Bloch, Hansen and Packard, 1946).

$$\frac{dM_z}{dt} = -\frac{(M_z - M_0)}{T_1} \quad (2.17)$$

Ahora debido a la gran cantidad de espines en el elemento de volumen, es inevitable pensar que existe una influencia magnética entre ellos que se evidencia en la relajación, afectando las componentes de magnetización M_x y M_y en un tiempo de relajación transversal T_2 , como lo indican las siguientes ecuaciones.

$$\begin{aligned} \frac{dM_x}{dt} &= -\frac{M_x}{T_2} \\ \frac{dM_y}{dt} &= -\frac{M_y}{T_2} \end{aligned} \quad (2.18)$$

Las ecuaciones (2.17) y (2.18) se combinan con las ecuaciones anteriores (2.8), (2.9), (2.10) y especialmente la (2.5) para obtener

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{M}_x}{dt} &= \gamma M_y (B_0 - \frac{\omega}{\gamma}) - \frac{M_x}{T_2} \\ \frac{d\vec{M}_y}{dt} &= -\gamma M_z B_1 - \gamma M_x (B_0 - \frac{\omega}{\gamma}) - \frac{M_y}{T_2} \\ \frac{d\vec{M}_z}{dt} &= -\gamma M_y B_1 - \frac{(M_z - M_0)}{T_1} \end{aligned} \quad (2.19)$$

Las ecuaciones anteriores describen la magnetización en el periodo de inducción libre con respecto al marco de referencia rotante.

Después de aplicado un pulso de θ grados, el vector de magnetización tiene las siguientes condiciones iniciales.

$$\begin{aligned} M_x(0) &= 0 \\ M_y(0) &= M_0 \sin \theta \\ M_z(0) &= M_0 \cos \theta \end{aligned} \quad (2.20)$$

Al ser ingresadas en el grupo de ecuaciones (2.18) tenemos

$$\begin{aligned} M_x(t) &= M_0 \sin \theta \sin(\omega_0 t) e^{(-\frac{t}{T_2})} \\ M_y(t) &= M_0 \sin \theta \cos(\omega_0 t) e^{(-\frac{t}{T_2})} \\ M_z(t) &= M_0 \left[1 - (1 - \cos \theta) e^{(-\frac{t}{T_1})} \right] \end{aligned} \quad (2.21)$$

Como se puede observar en las ecuaciones anteriores, la respuesta del sistema en el periodo de relajación está caracterizada principalmente por la existencia de los tiempos de relajación característico T_1 y T_2 cuya interpretación física da información del mismo cuando este intenta llegar a un equilibrio térmico y un equilibrio magnético respectivamente.

Estas formas de las ecuaciones de Bloch nos serán útiles para la caracterización del comportamiento del campo magnético en el interior de una muestra volumen.

Las ecuaciones macroscópicamente corresponden al desarrollo microscópico cuántico de la matriz densidad desarrollada en la base de estados coherentes. Estos se caracterizan por ser los más próximos a los estados clásicos sin perder su aspecto cuántico, ejemplo de ellos son los operadores escalera de creación y aniquilación que pese a no ser hermíticos presentan la característica de aproximarse a trayectorias o rotaciones clásicas como se demuestra en la tomografía cuántica. Por tanto, las ecuaciones de Bloch de manera gruesa siguen la evolución de la precesión de los núcleos sometidos a campo magnético externo (Ernst *et al.*, 1987).

Es importante realizar un pequeño análisis sobre la cantidad aproximada de espines con la que se trabaja en NMR. Debido a la gran cantidad de spines nos vemos en la necesidad de utilizar la distribución estadística de Boltzmann para relacionar los espines en estados energéticos bajos (n_-) y altos (n_+) de la siguiente manera:

$$\frac{n_+}{n_-} = 1 + (h\gamma\beta)/KT^0 \quad (2.22)$$

Dónde: ΔE es la diferencia de la energía entre los dos estados, K es la constante de Boltzmann, h es la conste de Planck, γ es la razón giro-magnética y T^0 es la temperatura absoluta. A valores de 37°C, 0.35T aproximadamente cerca de 10^{18} spines de los 10^{23} contribuyen a formar el vector magnetización nuclear ($\vec{M}$) (Blümich, 2005).

2.2 Circuitos Resonantes

En Resonancia magnética nuclear se utilizan circuitos resonantes para ajustar las antenas a los espectrómetros RMN. Los circuitos resonantes más populares en RMN son los RLC serie y paralelo, y el circuito oscilatorio LC, en esta sección desarrollaremos la matemática básica de las dos configuraciones y nos concentraremos en las condiciones de Resonancia y factor de calidad Q.

Circuito RLC Serie

Este tipo de circuitos consta de una resistencia, un condensador y una bobina conectadas en serie a una fuente alterna como los muestra la figura.

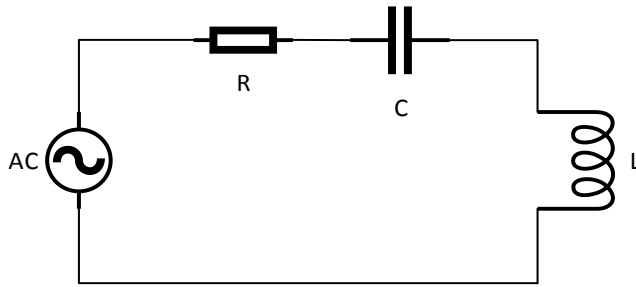


Fig. 2.4 Esquema del circuito resonante en serie
Ahora la impedancia de entrada Z_o esta dada por:

$$\begin{aligned} Z_o &= Z_r + Z_l + Z_c \\ Z_o &= \frac{I}{V} = R + j\omega L + \frac{1}{j\omega C} \\ Z_o &= R + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) \end{aligned} \quad (2.23)$$

En un circuito serie la resonancia se produce cuando la parte imaginaria de la función de transferencia es cero, luego:

$$\begin{aligned} j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right) &= 0 \\ \omega L &= \frac{1}{\omega C} \end{aligned} \quad (2.24)$$

Por lo tanto, la condición de resonancia es cuando $\omega = \omega_0 = 2\pi f_0$ y depende de L y C como lo indica la siguiente ecuación.

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (2.25)$$

Circuito Resonante RLC Paralelo

Este tipo de circuitos consta de una resistencia, un condensador y una bobina conectadas en paralelo a una fuente alterna como los muestra la figura.

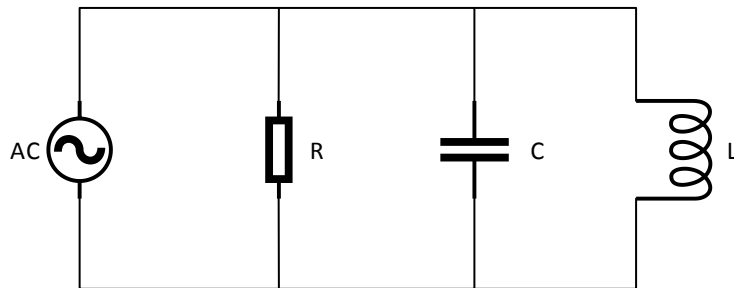


Fig. 2.5 Esquema del circuito resonante en paralelo.

Para analizar el circuito resonante en paralelo es mejor utilizar la definición de admitancia $Y=1/Z$, con el fin de separar de manera sencilla la parte real y la parte imaginaria de la expresión

$$Y = \frac{I}{V} = \frac{1}{R} + j\omega C + \frac{1}{j\omega L}$$

Luego

$$Y = \frac{1}{R} + j\left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right) \quad (2.26)$$

La resonancia ocurre cuando la parte imaginaria de la admitancia es cero, es decir cuando las reactancias capacitivas e inductivas son iguales

$$\omega C - \frac{1}{\omega L} = 0 \quad (2.27)$$

Luego la frecuencia de resonancia se da cuando:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (2.28)$$

Igual que en el circuito resonante RLC serie (SadiKu, 2004) .

Factor de Calidad

El factor de Calidad Q en un circuito resonante es una característica de lo bueno o eficiente que es.

Tiene varias definiciones:

El factor de calidad es la razón de la energía almacenada en la bobina con respecto a la energía disipada por la resistencia del cable (*Q and Bandwidth of a Resonant Circuit*, 2016)

$$Q = 2\pi \frac{\text{Energia maxima almacenada}}{\text{Energia disipada}}$$

$$Q = \frac{2\pi \text{Energia maxima almacenada}}{T \text{potencia media disipada}}$$

El ancho de banda es $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1 = \frac{R}{L}$

$$Q = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} = \frac{\omega_0}{\frac{R}{L}} = \omega_0 \frac{L}{R} = \frac{1}{\omega_0 CR} = \frac{V_L}{V_R} = \frac{V_C}{V_R}$$

Factor de calidad Circuito RLC Serie

$$Q = \frac{\omega_0 L}{R} = \frac{1}{\omega_0 CR} \quad (2.29)$$

Factor de calidad Circuito RLC Paralelo.

$$Q = \frac{\omega_0}{B} = \omega_0 RC = \frac{R}{\omega_0 L} \quad (2.30)$$

En términos de la frecuencia es

$$Q = \frac{\text{Frecuencia de resonancia}}{\text{Ancho de banda}} = \frac{\omega_0}{\Delta\omega} = \frac{f_0}{\Delta f} \quad (2.31)$$

La ecuación (2.31) es válida tanto para el circuito serie como para el paralelo.

En el circuito serie Q aparece cuando graficamos la corriente que fluye por el circuito con respecto a la frecuencia con que se le excita, como lo muestra el siguiente gráfico.

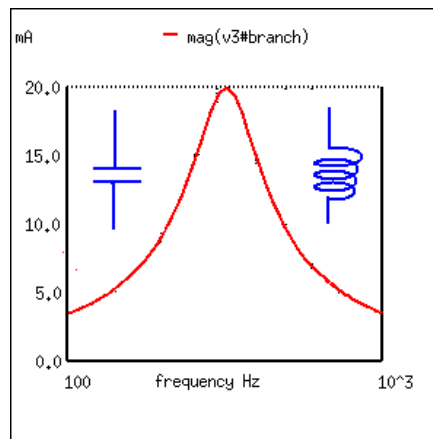


Fig. 2.6. Comportamiento de Circuito serie resonante cuando la frecuencia de excitación varia.
Fuente:

En la figura anterior se puede observar que un circuito serie resonante entra en resonancia cuando atreves de él fluye la mayor corriente posible, y que se comporta de manera capacitiva cuando está por debajo de la frecuencia resonancia y de manera inductiva cuando está por encima de la frecuencia de resonancia y se determina con la ecuación (2.31).

En el circuito paralelo resonante Q aparece también cuando graficamos la corriente que fluye por el circuito con respecto a la frecuencia con que se le excita, como lo muestra el siguiente gráfico.

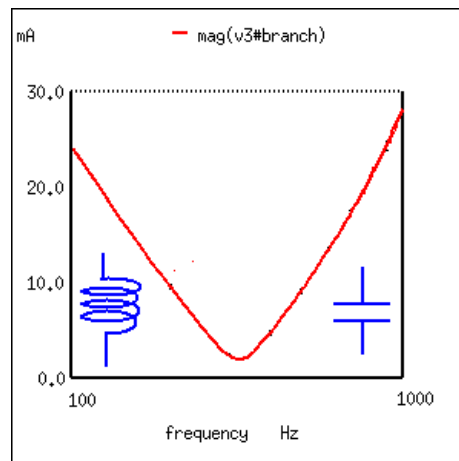


Fig. 2.7 Comportamiento de Circuito serie resonante cuando la frecuencia de excitación varía Fuente:

En la figura anterior se puede observar que un circuito paralelo resonante entra en resonancia cuando a través de él fluye la menor corriente posible, y que se comporta de manera capacitiva cuando está por encima de la frecuencia resonancia y de manera inductiva cuando está por debajo de la frecuencia de resonancia y Q se determina con la ecuación (2.31).

2.3 Características de los sensores RMS portable o unilaterales

Resolución espacial ("Spatial resolution"):

En rmn la información espacial está dispersa en el dominio de frecuencia por los gradientes de campo magnético. Por lo tanto, la magnitud del gradiente determina la variación de la frecuencia que últimamente debe ser comparada con los anchos de líneas naturales de resonancia. Es decir la resolución espacial es proporcional a gradientes de campos grandes. (Cowan, 1997)

Se aprecia en la ciencia de materiales por su capacidad de identificar inhomogeneidades del material y cambios en el mismo

Los nmr muose usualmete generan gradiente fierte , la resolución espacial normalmete se determina por la uniformidad del gradiente, a su vez define la planites de la rebanada exitada.

Volumen o rodaja sensitiva ("sensitive Volumen"):

Perfil de profundidad ("Depth profile"):

Resolución de profundidad ("Depth resolution"):

3. Diseño y caracterización del sensor RMN portable.

Este capítulo presentara el diseño, construcción, y caracterización del sensor RMN portable basado en el artículo de investigación de Blumich “Construction of the NMR-MOUSE with short dead time” publicado en el año 2002(Anferova *et al.*, 2002). También se describirá las funciones de los diferentes componentes que constituyen el sensor y las características que se tuvieron en cuenta a la hora de elegirlos. En la siguiente figura se observa el isométrico del sensor.

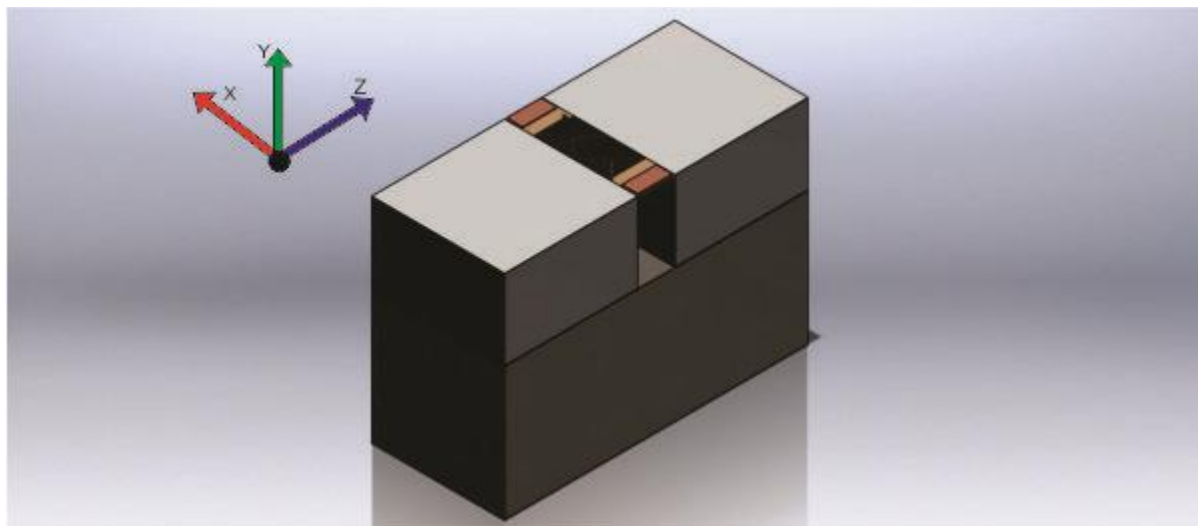


Fig. 3 Representación del sensor NMR unilateral realizado en SolidWorks

3.1 Tanque Magnético

En los sensores tipo NMR-MOUSE las capacidades y limitaciones principales son definidas por el imán y la bobina de radiofrecuencia R.F. El campo magnético B_0 generado por el imán determina la frecuencia de Larmor según la ecuación ($\omega_0 = \gamma B_0$), además según la ecuación de Curie esté también incide sobre la magnetización M_0 de la muestra. Por estas razones es importante realizar una caracterización del campo en la región donde se colocará la muestra. Es bien conocido que la RMN da mejores resultados cuando el campo B_0 es homogéneo pero en el caso de experimento RMN unilateral no se requiere un campo demasiado homogéneo, aunque es preferible(Eidmann *et al.*, 1996; Blümich *et al.*, 1998; Anferova *et al.*, 2002).

En este trabajo el circuito magnético está constituido por dos imanes de neodimio N52 en forma de bloque cúbico, montados sobre un yunque de metal blando de hierro tipo SAE-1020.

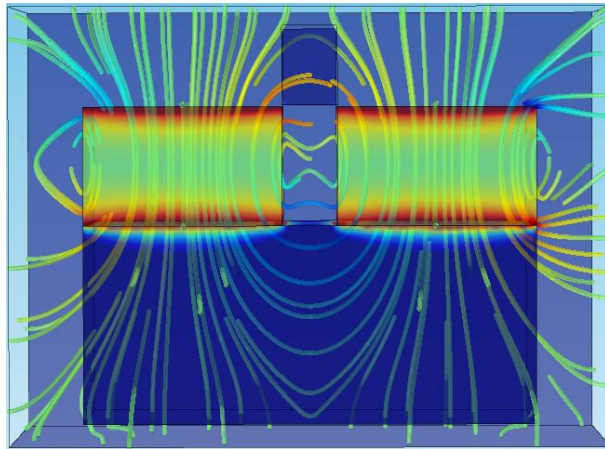
Nota: Es importante utilizar metal blando que tenga bajo contenido de carbono y que no sea reciclado para evitar impurezas y porosidades que puede distorsionar y debilitar el campo magnético en su interior, también como regla general la base donde se va unir el imán con el hierro de tener la misma área de contacto.

El montaje se realizará en forma de U como lo indica la figura 3.1., donde también se puede observar las líneas de campo magnético producido por los imanes.

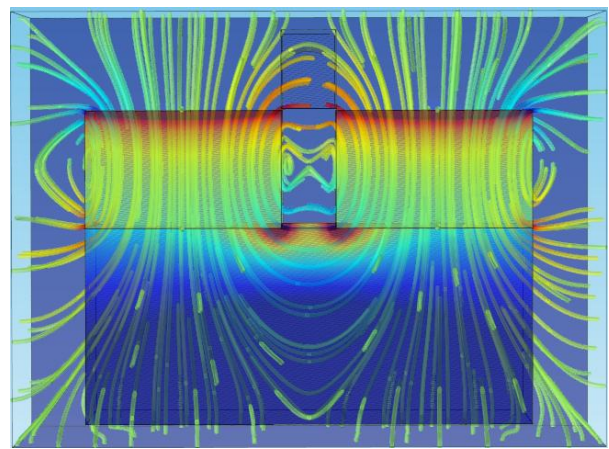
Simulación del Tanque magnético

A continuación, se muestra el diagrama de una sección transversal del arreglo del imán y el yunque.

a)



b)



c)

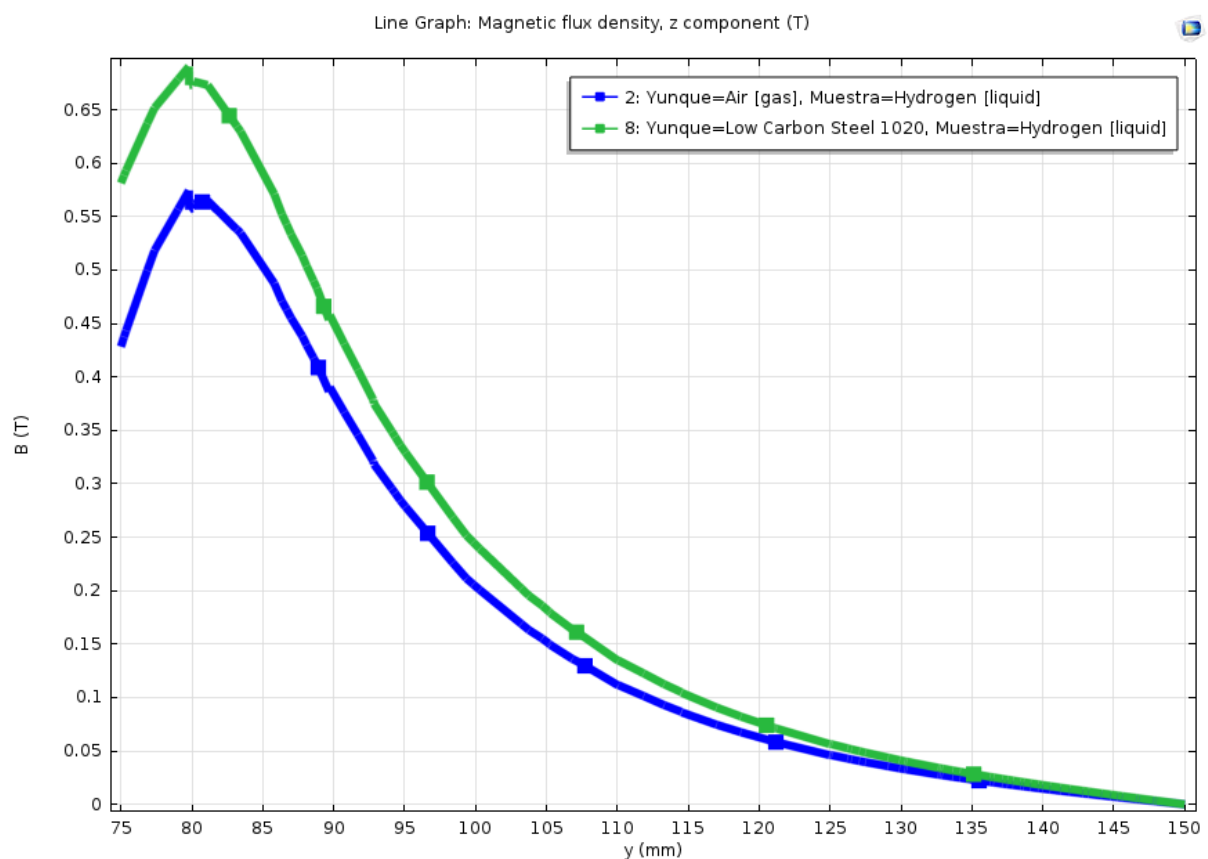


Fig. 3.1 Simulación en Comsol Multiphysics 5.0 de las a) Líneas de campo magnético sin el yunque de hierro, B) Líneas del campo magnético con el yunque, C) intensidad del campo magnético con respecto a la altura y (esta es una medida que se debe de realizar experimentalmente.).

De la fig. 3.1 se puede observar que el gradiente magnético disminuye en la configuración b), debido a la presencia del hierro, esto también provoca que las líneas de campo en la región del medio sean más homogéneas y fuertes, es decir que la densidad de flujo magnético B_0 es mayor cuando se utiliza

el hierro como medio en lugar de aire. El eje de coordenadas se ubica de tal manera que el eje z sea paralelo al campo B_0 y eje “ y ” paralelo al gradiente G_0 .

En la figura 2.1 C) se muestra la simulación de como varia B_0 con respecto a la coordenada “ y ”, cuando se utiliza el yunque de acero 1020 (Verde) y cuando se utiliza aire (Azul).

El circuito magnético se diseñó en SolidWorks 2013 y se simulo en el programa Comsol Multiphysics versión 5.0 con apoyo del módulo de magnetoestática. A una distancia de 8 mm sobre la superficie de la bobina en el centro de circuito, la fuerza del campo a $Z=7.5\text{mm}$ y $X=25\text{mm}$ se predice en 400mT, y el gradiente en la dirección “ y ” es de 30 T/m.

De la simulación podemos enfocarnos en un volumen sobre la región de interés con el fin de observar detalladamente cómo se comporta el campo magnético, en la siguiente figura se observa como las líneas de campo atraviesan la muestra.

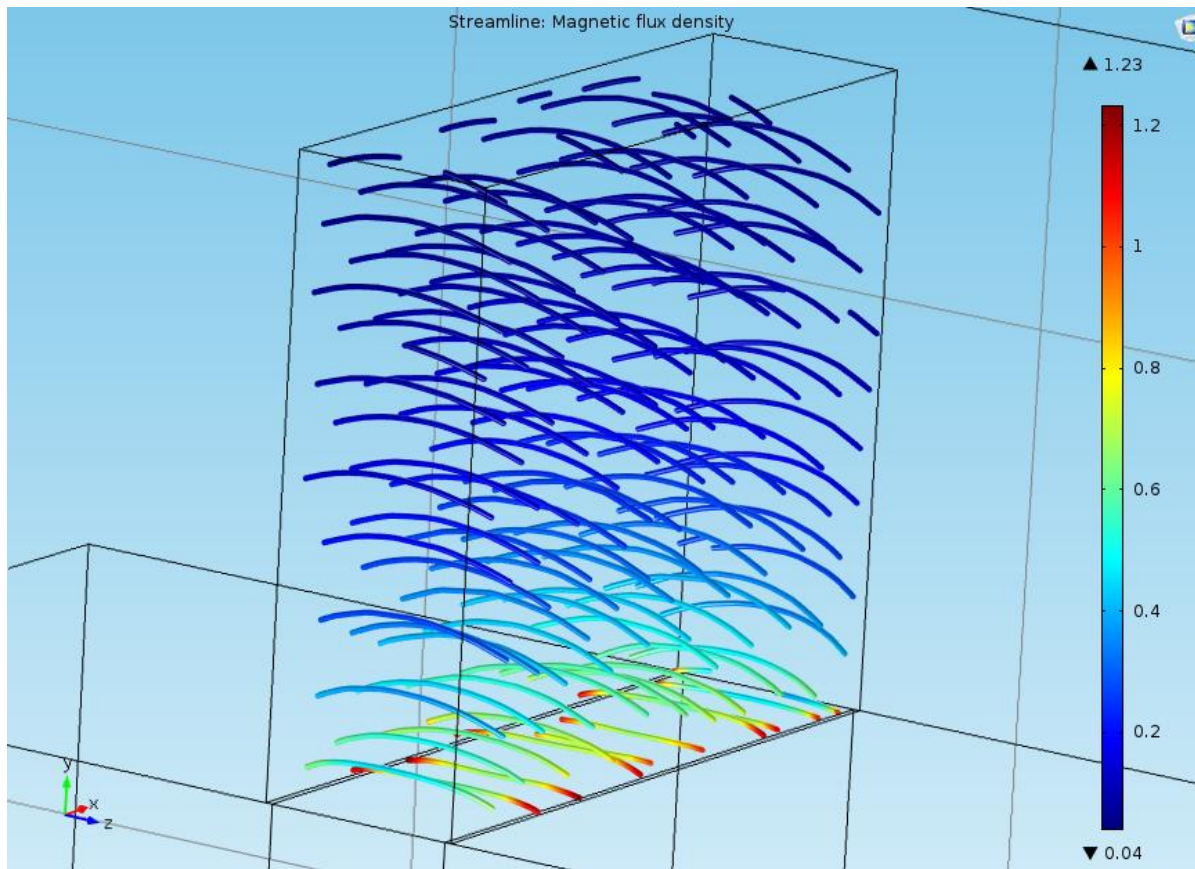


Figura 3.2 Simulación de las líneas de campo en la región de interés

De la figura 3.2 se puede observar cómo se comporta la densidad de flujo magnético B_0 , el color indica el valor de la componente z de B es decir B_z , de donde se verifica que a medida que “ y ” aumenta, el campo disminuye.

También se puede calcular iso-superficies donde la magnitud del campo magnético en la dirección z permanece constante

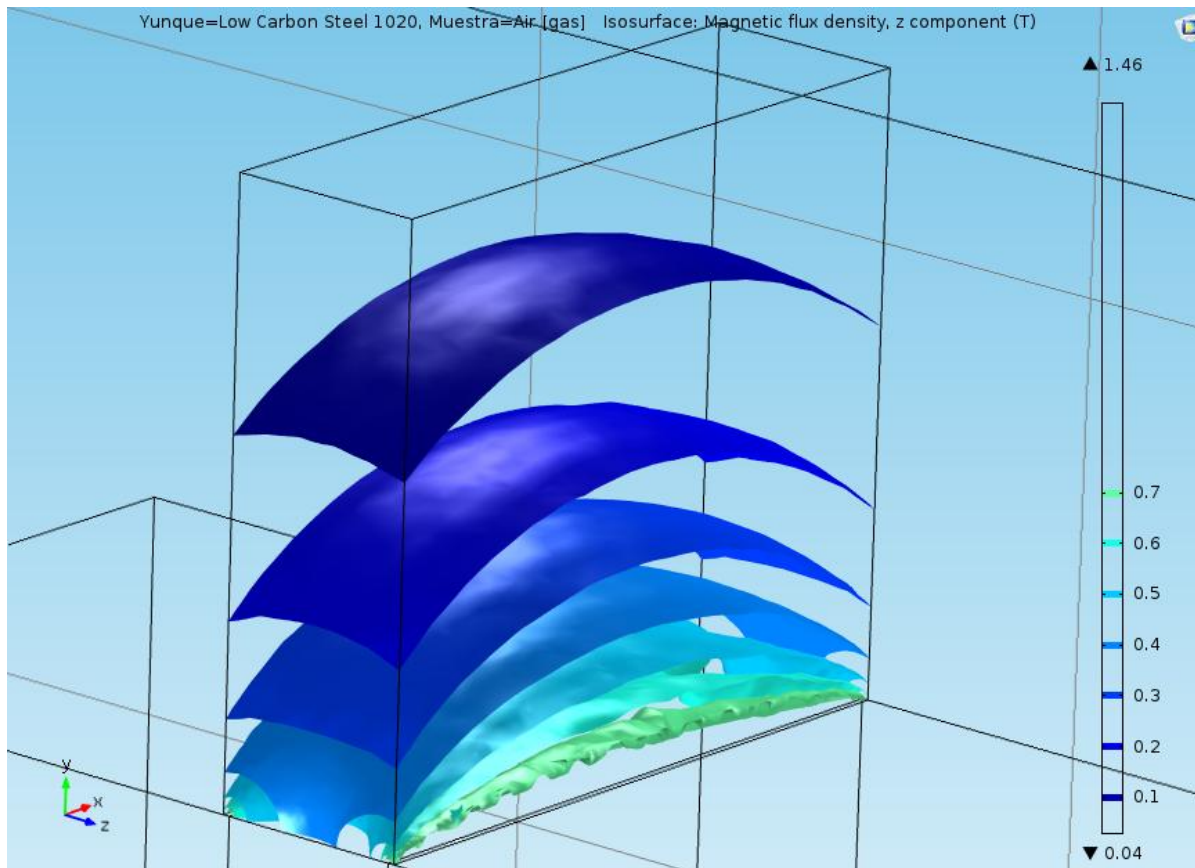


Figura 3.3 simulación de Iso-superficies de la componente z de la densidad de flujo magnético B en Teslas.

Se puede observar que para nuestro experimento donde vamos a utilizar muestras de hidrogeno 1H , donde $\gamma = 42.58 \text{ MHz/T}$ y el espectrómetro puede operar entre 16 y 19 MHz, se puede calcular que el campo magnético magnetizante “y” debe tener un valor entre 0.4T y 0.3T lo que corresponde a las iso-superficies de color azul marino, que están aproximadamente entre 7mm y 8mm sobre la superficie de la antena.

El imán se compró por medio de Alibaba en la tienda virtual “CHINA MAGNETS STORE” y el vendedor asegura las siguientes propiedades magnéticas de los dos bloques: Grado N52, Br 143000-14800 Gauss, BH_{max} : 50-53MGoe y una temperatura máxima de funcionamiento de 80 grados Celsius. El arreglo del circuito tiene las medidas de base 5cm X 5cm y altura 2.8cm y pesa aproximadamente 2.5 Kg sin el montaje del circuito R.F.

Antes del montaje de los dos imanes se midió el campo magnético en la superficie superior e inferior de cada imán para determinar la mejor configuración y aprovechar los sectores con más campo magnético o densidad de flujo magnético.

El mapeo de la densidad de flujo magnético (inducción) B se realizó manualmente utilizando el Teslámetro digital marca Phywe (modelo 13610.93) y la sonda de Hall Axial (modelo 13610.01), el Teslámetro tiene una precisión en medición de campo continuo de $\pm 2\%$ y la sonda tiene un diámetro de medición de 5mm. La medición se realizó por cuadrantes utilizando una cuadrícula guía y se situó encima de las caras de cada imán para la toma de medidas, la medición se realizó a 0.5 mm de la superficie del imán, a continuación, presentan las cuadrículas.

91	92	93	94	95	96	97	98	99	100
81	82	83	84	85	86	87	88	89	90
71	72	73	74	75	76	77	78	79	80
61	62	63	64	65	66	67	68	69	70
51	52	53	54	55	56	57	58	59	60
41	42	43	44	45	46	47	48	49	50
31	32	33	34	35	36	37	38	39	40
21	22	23	24	25	26	27	28	29	30
11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10

Fig. 3.4 Cuadros guía para la medición del campo magnético en los imanes.

Utilizando los datos del cuadro guía se procedió a graficar el campo magnético utilizando el programa para el análisis de datos Origin 2017, las siguientes superficies dan cuenta del comportamiento del campo magnético en la superficie del imán.

Imán 1

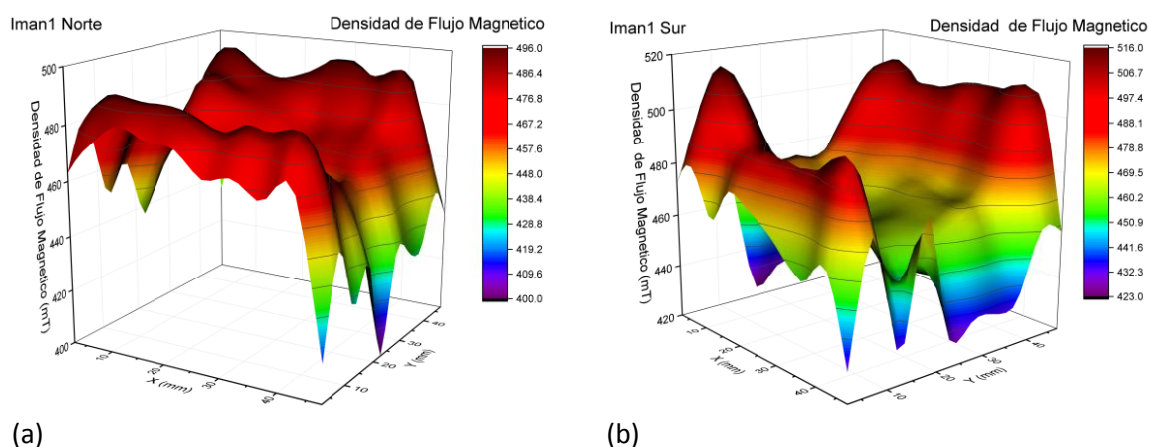


Fig. 3.5 Densidad de flujo magnético en la cara norte(a) y cara sur (b) del imán 1.

Imán 2

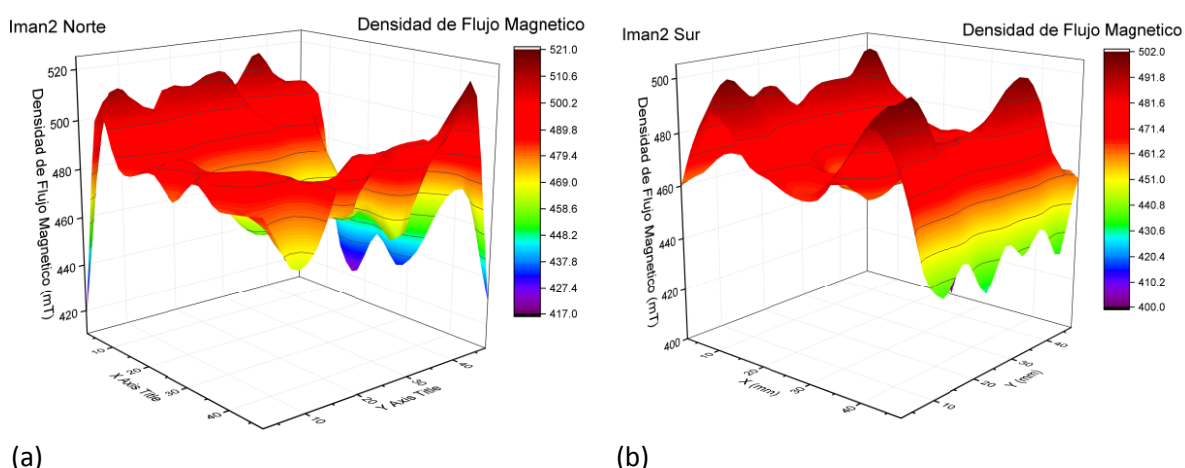


Fig. 3.6 Densidad de flujo magnético en la cara norte(a) y cara sur (b) del imán 2.

De las figuras 3.6 (a) y 3.6 (b) se puede observar que la densidad de flujo magnético B varía entre 460 y 522 militeslas en la superficie de las cara norte y sur de los imanes. Para obtener un campo fuerte y

lo más homogéneo posible en la región ubicada en la superficie de la bobina, se debe elegir el sector del imán con el campo más fuerte y homogéneo posible.

Interceptando las superficies norte y sur del imán 1, se puede observar con más claridad que región debe ser utilizada.

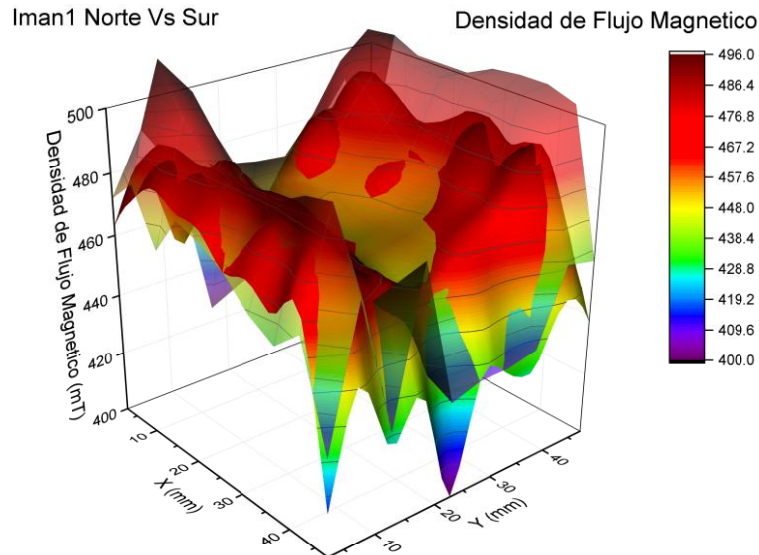


Fig. 3.7 Intercepción de las superficies norte y sur del imán 1

Se puede observar que la región ubicada en la zona posterior del polo sur (en transparencia) es la presenta el mejor equilibrio entre valores altos de densidad de flujo magnético y homogeneidad y por lo tanto se utilizó este borde para el ensamble final.

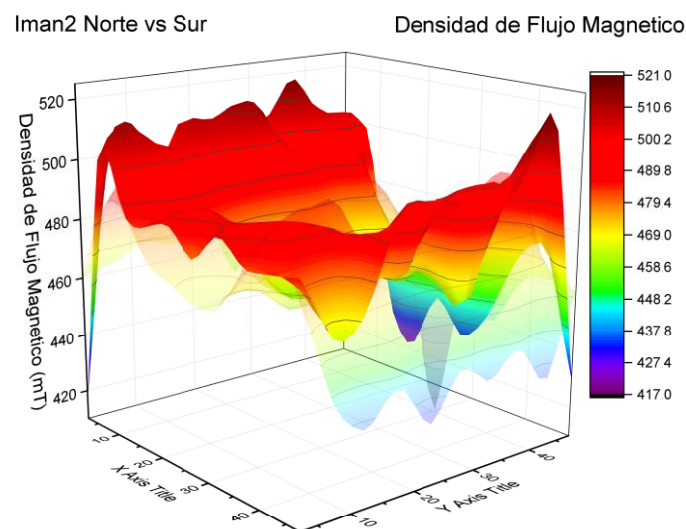


Fig. 3.8 Intercepción de las superficies norte y sur del imán 2.

Se puede observar que la región ubicada en la parte posterior del polo norte (no transparente) es la presenta el mejor equilibrio entre valores altos de densidad de flujo magnético y homogeneidad.

Habiendo escogido las regiones ideales para la colocación de los imanes sobre el yunque se procedió al ensamble del circuito, no sin antes lijar y pulir las superficies para evitar regiones (gaps) de aire que pueden afectar la intensidad del campo magnético en el circuito magnético como lo sugiere Peter Blumler (Anferova *et al.*, 2002). El apéndice D detalla el ensamble del circuito magnético.

La siguiente figura muestra como quedó el ensamble final del circuito magnético.

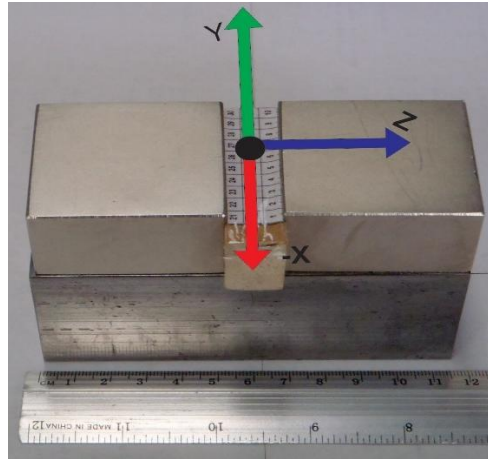


Fig. 3.9 Ensamble final del circuito magnético. Sur - Norte

Medidas en el tanque Magnético

Una vez construido el circuito se procedió a mapear la componente B_z en la dirección "y" comenzando por el centro del ensamble. Al igual que el procedimiento anterior se utilizó la sonda hall axial y se tomaron las medidas a lo largo del eje y desde $y = 3mm$ hasta $y = 21mm$ en espacios de $1mm$. Estas medidas se repitieron en 4 ocasiones. Las 4 ocasiones se promediaron y en la siguiente figura se graficaron los resultados.

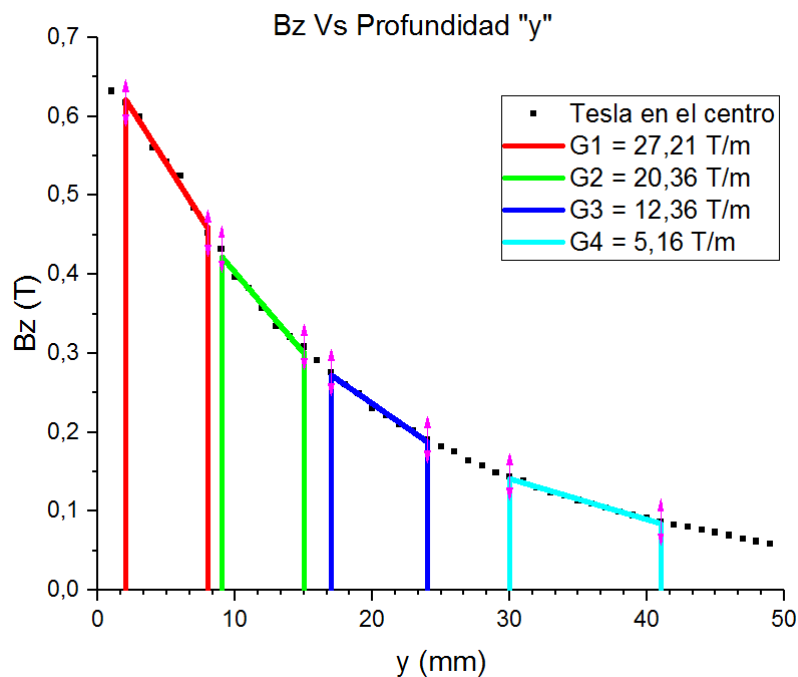


Fig. 3.10 Medidas experimentales de la componente B_z en función de y.

En la figura (3.10) se puede observar una curva casi lineal, pero su gradiente cambia de manera rápida por lo tanto es necesario determinar el perfil espacial del gradiente.

El gradiente se determinó realizando una estimación lineal cada 4 datos, esta estimación se deja como el gradiente y se deja el valor de "y" en ese punto como coordenada.

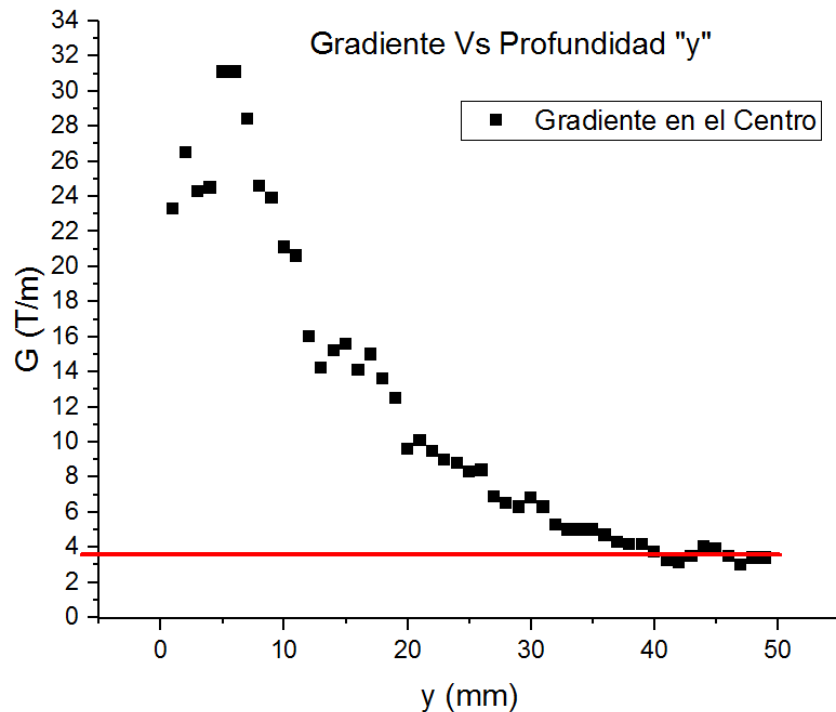


Fig. 3.11 Medidas del gradiente G_0 en función de Y.

De la figura se puede observar que el gradiente es mayor en la cercanía de la bobina y a medida que se va alejando la sonda en dirección "y" positiva el gradiente disminuye.

Con los valores de B_z y utilizando la ecuación de Larmor podemos calcular la variación de la frecuencia con respecto a la profundidad, usando como muestra la razón giromagnética de hidrogeno 1_1H , donde $\gamma = 42.578 \text{ Mhz}$ de esta manera se puede observar el rango de frecuencias que debe manejar el circuito tanque para excitar una determinada región de la muestra.

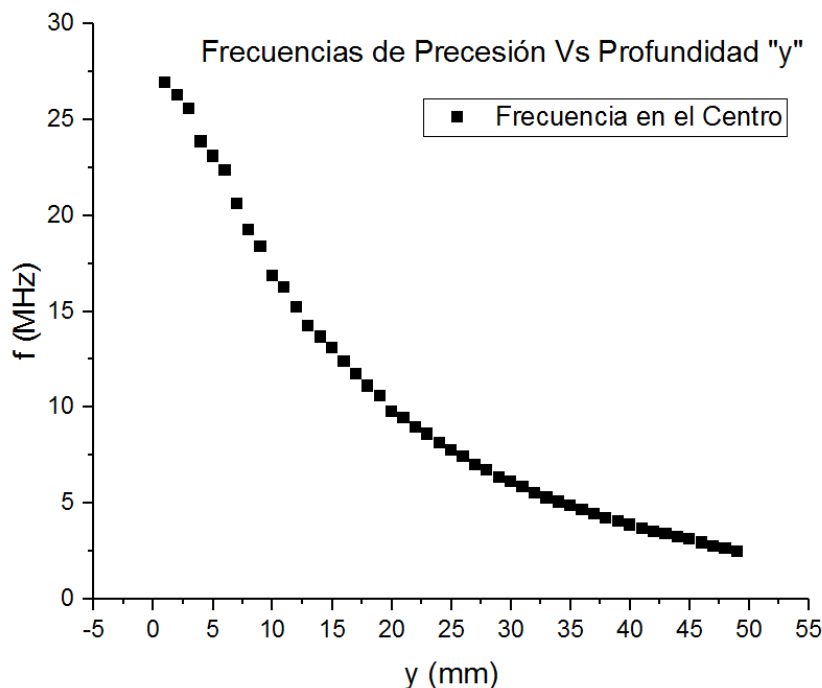


Fig. 3.12 Dependencia de la frecuencia de Larmor con respecto a la profundidad y . Utilizando la ecuación de Larmor se graficó el comportamiento rotacional de la muestra de hidrógeno cuando es sometido al campo longitudinal de los imanes.

3.2 Tanque RF

El tanque R.F. es en principio un circuito RLC en serie o en paralelo diseñado para sintonizar la bobina emisora y receptora de R.F a la frecuencia de Larmor deseada mediante el condensador de tuning (C_t) y también sirve para acoplarse con un espectrómetro RMN de determinada impedancia de entrada mediante el condensador de matching (C_m). En esta unidad trataremos primero con la bobina e inmediatamente después trataremos con el circuito tanque, debido a que necesitamos información básica de la bobina como inductancia, resistencia y factor de calidad.

Para este trabajo de grado la bobina de radiofrecuencia se fabricó basándose en el modelo utilizado por Bluemich (Anferova *et al.*, 2002). Consiste de una bobina plana en espiral en forma de ocho de doble capa fabricada en un circuito impreso. Como se muestra en la figura.

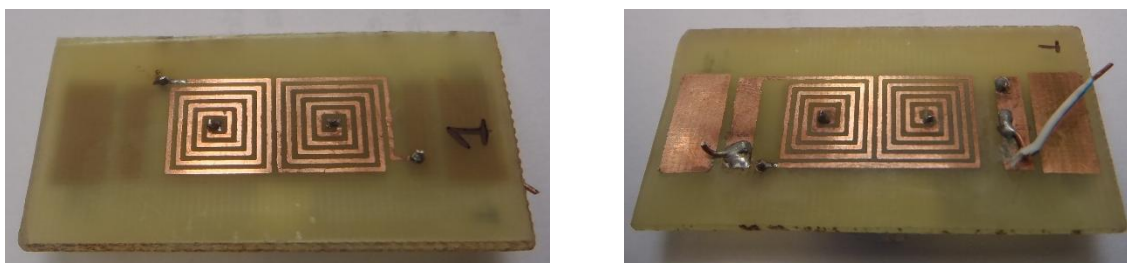


Fig. 3.13 Bobina plana en espiral en forma de ocho

Se logró realizar dos modelos de bobinas con su respectivo duplicado que varían en el ancho de la pista (W) y el ancho de separación entre pistas (S), y dimensiones de efectivas de antena de 24mm de largo por 11mm de ancho, por lo tanto, el área efectiva de la antena es de 624mm^2 .

La fabricación de las bobinas se realizó de manera artesanal o casera utilizando la técnica de fotorresistencia que se explica detalladamente en el apéndice E.

Una vez fabricada la bobina se procedió a tomar las medidas de inductancia y resistencia, utilizando el impedancímetro de precisión Wayne Kerr 6420 que amablemente me facilitaron en el laboratorio de transiciones de fase de la Universidad del Valle.

La bobina 1(B1) y la bobina 2(B2) son duplicados, así como la B3 con la B4 y tiene los siguientes valores medidos a 5 MHz y 0.5 Voltios:

Bobina	L $\pm 0,002$	Uni	Q $\pm 0,01$	r $\pm 0,1\text{mohm}$	Uni	F	Uni
B1	0,772	μH	24,76	989,03	m Ω	5	MHz
B2	0,788	μH	24,67	1,006	$\Omega \pm 0,003$	5	MHz
B4	0,553	μH	13,93	1,08	Ω	5	MHz
B3	0,763	μH	23,00	1,049	Ω	5	MHz

Tabla 3.1 Propiedades de las bobinas y sus respectivos duplicados en serie.

Bobina	L $\pm 0,002$	Uni	Q $\pm 0,01$	r $\pm 0,1\text{mohm}$	Uni	F	Uni
B1	0,772	μH	24,76	989,03	m Ω	5	MHz
B2	0,788	μH	24,67	1,006	$\Omega \pm 0,003$	5	MHz
B4	0,553	μH	13,93	1,08	Ω	5	MHz
B3	0,763	μH	23,00	1,049	Ω	5	MHz

Tabla 3.2 Propiedades de las bobinas y sus respectivos duplicados en paralelo.

Donde: r : La resistencia de la bobina, L : La inductancia de la bobina, w : La frecuencia de trabajo de la bobina, Z_0 : La impedancia de acople, podemos calcular el valor del condensador de maching y de tuning respectivamente.

La configuración de tanque R.F. que se utilizó está representada en la figura 3.14. y está basada en el circuito utilizado por Blumich (Anferova *et al.*, 2002).

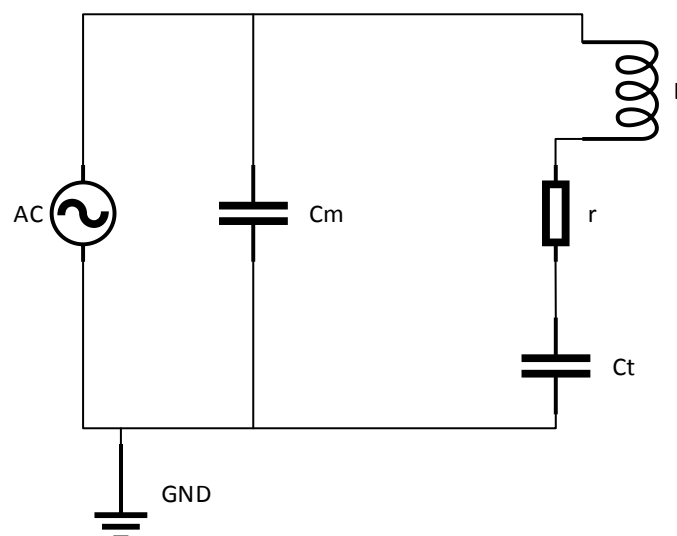


Fig. 3.14 Tanque R.F Paralelo con alta impedancia en resonancia.

La fig. 3.14 muestra el esquema del circuito resonante en paralelo, que como se observó en la ecuación (2.30) el factor de calidad es igual a:

$$Q = \frac{R_{res}}{\omega_0 L}$$

En resonancia la impedancia del circuito tiene el valor:

$$R_{res} = Q \omega_0 L$$

Ahora como el circuito debe ser conectado a un espectrómetro RMN de impedancia de entrada $Z_o = 50\Omega$, se puede observar que la ecuación anterior junto con los datos de cualquiera de las bobinas de la tabla 3.2, sobre pasa uno o dos órdenes de magnitud la impedancia del espectrómetro. Por esta razón en la fig. 3.14 se observa un divisor de voltaje capacitivo que me permite hacer un acople (maching) mediante el condensador C_m con la impedancia de entrada de un típico espectrómetro RMN.

Para encontrar los valores de los condensadores de sintonía(tuning) y acople (machín) se utilizó dos procedimientos diferentes a una frecuencia de 5 MHz, el primero está basado en artículo guía y el segundo está basado en el artículo de Majewski(Majewski, 2015)

Con esta información y realizando un análisis del circuito tanque RF en paralelo como lo indica el apéndice C, podemos calcular el valor de los condensadores de acople (maching) y condensadores de sintonía o ajuste (tuning).

Para el método de Blumich las ecuaciones utilizadas según el artículo del 2002 son:

$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$	
$C = \frac{1}{\omega^2 L}$	
$C_m = C \sqrt{\frac{Q\omega L}{Z_0}}$	
$C_t = \frac{C \times C_m}{C_m - C}$	

Para el método de Majewski se realiza un análisis del circuito tanque RF en paralelo como lo indica el apéndice C, podemos calcular el valor de los condensadores de acople (maching) y condensadores de sintonía o ajuste (tuning).

Ahora teniendo en cuenta:

r : La resistencia de la bobina, L : La inductancia de la bobina, ω : La frecuencia de trabajo de la bobina, Z_0 : La impedancia de acople, podemos calcular el valor del condensador de machining y de tuning respectivamente.

$$C_t = \frac{L\omega \pm \sqrt{r(Z_0 - r)}}{\omega(\omega^2 L^2 - r(Z_0 - r))} \quad (3.2.2)$$

$$C_m = \frac{\left(\omega L - \frac{1}{\omega C_t}\right)}{\omega \left(r^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C_t}\right)^2\right)} \quad (3.2.3)$$

Reemplazamos los valores cuando $Z_0 = 50\Omega$ que es la impedancia estándar de la mayoría de los espectrómetros RMN, se utiliza el mismo valor para que exista la máxima transferencia de energía entre el espectrómetro y la bobina. Como frecuencia utilizamos el valor de $f = 5MHz$, que es el valor frecuencia máximo que puede medir el impedancímetro.

	Método Blumich						Método Majewski						Porcentaje de diferencia					
Bob	C	Uni	Cm	Uni	Ct	Uni	C	Uni	Cm	Uni	Ct	Uni	C		Cm		Ct	
B1	1312,5	pF	4548,4	pF	1844,8	pF	1304,9	pF	4481,5	pF	1840,9	pF	0,58	%	1,48	%	0,21	%
B2	1285,8	pF	4493,8	pF	1801,2	pF	1278,4	pF	4442,8	pF	1794,8	pF	0,58	%	1,14	%	0,35	%
B4	1832,2	pF	4030,9	pF	3359,0	pF	1815,4	pF	4284,6	pF	3150,2	pF	0,92	%	6,10	%	6,42	%
B3	1327,9	pF	4409,5	pF	1900,2	pF	1319,5	pF	4348,8	pF	1894,2	pF	0,64	%	1,39	%	0,31	%

Tabla 3.3 Valores de los condensadores de sintonía y acople calculado a partir de los dos métodos referenciados y el respectivo porcentaje de diferencia de cada uno.

Con estos valores y mediante la fórmula para capacitores en paralelo, podemos elegir que capacitores colocar.

Para los condensadores de acople (maching) se elige el valor promedio entre los dos resultados anteriores para la bobina Bi, es decir $C = 1842.85pF$ se utilizó la configuración en paralelo con dos capacitores y un capacitor variable de

Para los condensadores de sintonía (tuning) se utilizó la configuración en paralelo con dos capacitores y un capacitor variable de

4. Resultados y Análisis

4.1 Resultado de Análisis del Tanque magnético

En la simulación que se observa en la fig. 3.1 a) y b) se da cuenta de un dibujo comparativo entre dos geometrías tipo U, la fig. 3.1 a) muestra la simulación hipotética de dos imanes de neodimio N52 arreglados en polarización opuesta dejando un gap o distancia entre ellos, se puede también observar que las líneas de campo magnético están relativamente separadas indicado la poca densidad de líneas. por el contrario, la fig. 3.1 b) muestra una configuración similar pero esta vez hay un yunque de hierro que une las bases de los imanes, se puede observar claramente en la simulación que las líneas de campo están más juntas entre sí, por lo tanto, hay una mayor densidad de líneas de campo. Este fenómeno se puede explicar considerando que el hierro actúa como guía de líneas de campo, debido a que tiene alta permeabilidad magnética provocando un aumento en la fuerza del campo. En la fig. 3.1b) se evidencia la dependencia de la magnitud del campo como función de la profundidad para los dos casos anteriores, se observa que los dos sufren una caída relativamente pequeña de gradiente justo en la superficie del gap, pero luego, a medida que se aleja, el gradiente se vuelve más fuerte y constante, esto significa que comienza variar linealmente con la profundidad.(Perlo, Casanova and Blümich, 2004; Blümich, 2016)

La figura 3.2) deja ver el comportamiento del campo magnético o densidad de flujo magnético B en la dirección z (B_z) o dirección de polarización, en el gap donde se ubica la muestra, se puede observar más claramente el efecto negativo de trabajar con esta configuración, porque existe una dependencia espacial del campo y los gradientes son enormes, del orden del 30 T/m, comparados con experimentos RMN tradicionales. Esta figura motivo a la creación de la fig. 3.3 (iso superficies) debido a que se puede observar la existencia de conjuntos o grupos de líneas de campo con el mismo valor B_z (mismo color).

En la figura 3.3) se observa las Iso-superficies de la componente z de la densidad de flujo magnético B en Teslas, estas zonas son lugares espaciales donde el valor del campo magnético (B_z) es constante, se evidencia que las regiones ubicadas en el centro de las iso-superficies tiende a ser más planas, esto significa que en esos lugares el campo tiende a ser constante y homogéneo. Estas regiones, también llamadas volúmenes o rebanadas sensitivas (“sensitive volume or slice”) son importantes porque dan cuenta del número de espines detectables por el sensor(Oligschläger *et al.*, 2014), es decir la señal de respuesta del sistema de espines después de ser bombardeado por la señal RF en la frecuencia de resonancia, generada por la antena, proviene de esa pequeña región que normalmente se ubican a distancias comparables con el ancho del gap.

Por otra parte, se logra observar un patrón inquietante en el conjunto de figuras que va desde de la 3.5 hasta la figura 3.8 donde se describe la densidad de flujo magnético de las caras de los imanes individuales. En estas figuras se hace evidente la existencia de un valle en cada cara donde la densidad de flujo es menor a la de los bordes, este fenómeno se puede explicar debido a la existencia de un campo desmagnetizante o campo coercitivo que aparece en el proceso de magnetización del imán de neodimio. Este proceso se describe mediante una curva de histéresis que da cuenta de que no todos los dominios magnéticos están alineados en la misma dirección y provocan una disminución de la densidad del campo magnético en la superficie del imán siendo más evidente en su centro.

La Fig. 3.10) muestra las medidas de la componente B_z en función de “ y ” de manera experimental en el centro de la configuración real del bloque. Como era de esperarse el campo disminuye con la profundidad “ y ”, debido a su dependencia espacial. Se observa claramente que a partir de los 2mm sobre la superficie de la antena el gradiente comienza a aumentar y el campo tiende a tener un decrecimiento lineal con respecto a la profundidad. A continuación, a partir de los 7 mm de

profundidad se evidencia la disminución del gradiente junto con la disminución del campo B_z y por último a distancias comparables con el ancho del gap entre 0.5 y 1.5 , el gradiente tiende a ser estático y fuerte(Casanova, Perlo and Blümich, 2011). Esta zona de gradiente fuerte en la dirección “y” se puede usar para obtener localización espacial en el interior del objeto simplemente variando la señal R.F. (Casanova, Perlo and Blümich, 2011) .Estos datos concuerdan con la simulación y por lo tanto presentan un comportamiento similar descrito con anterioridad en la figura 3.1 b).

En la figura 3.11) se evidencia el gradiente del campo magnético en la profundidad “y”, como este disminuye con una tendencia a ser casi constante a partir de profundidades comparables con el ancho del gap, este gradiente fuerte permitirá en un futuro analizar el sistema de espines excitado mediante un acercamiento multi-rebanadas dado que cada pulso es selectivo en una secuencia CPMG. (Blümich, Perlo and Casanova, 2008). Por otra parte, se calculó el gradiente entre los 30 mm y 45mm en un valor general de 5.16T/m.

En la fig. 3.12) se muestra la dependencia de la frecuencia de Larmor con respecto a la profundidad, en este punto podemos identificar el ancho de banda en el que puede trabajar el circuito magnético que estaría entre 2.5 MHz y 26MHz, pero este rango cuando se pone en operación la antena, para nuestro proyecto la antena se calibro a 5Mhz por lo tanto el ancho de banda de banda estaría en ese entorno.

4.2 Resultado de Análisis del Tanque R.F.

En la tabla 3.1 y 3.2 se registraron los valores de inductancia, resistencia y factor de calidad de las bobinas, a una frecuencia de 5MHz, se puede observar que la bobina B4, reporto un menor factor de calidad, esto se debe a que en su proceso de fabricación sufrió un desperfecto que tuvo que ser reparada con estaño.

Por otro lado, en la tabla 3.3 se compararon los métodos de cálculo de Blumich y Majewski para la obtención de los valores de los condensadores de maching y tuning para el tanque R.F, se encontró que en el peor de los casos la diferencia porcentual es menor de 2% sin tomar en cuenta la bobina averiada. La riqueza de método de

Se necesita tomar las medidas por un método más directo como que sugieren en Blumich(Anferova *et al.*, 2002)

5. Conclusiones

1. Se reviso la teoría del RMN-MOUSE (portátil) mediante las ecuaciones clásicas de Bloch con parámetros de relajación T1 Longitudinal y T2 Transversal.
2. Se construyo la unidad básica RMN con dos imanes de Neodimio N-52 comerciales y una antena plana entre los polos norte y sur de cada imán en la configuración de herradura.
3. Se calibro la antena R.F. para 5MHz en la configuración paralelo (circuito tanque).
4. Se caracterizó el perfil del campo magnético en una configuración de herradura externa. Una reducción de la magnitud general del gradiente solo se puede alcanzar a expensas de una reducción en la magnitud del campo polarizante B_z
5. Se hizo un ajuste de perfil lineal ($G= 21.2 \text{ T/m}$) del gradiente de campo interpolar magnético necesario y típico para la reconstrucción de imágenes en un desarrollo futuro.
6. Se realizo un cálculo específico para este circuito de los condensadores de sintonía (tuning) y acople (maching) extendiendo los desarrollos de la literatura a este trabajo en particular.

6. Perspectivas

Lo que resta es caracterizar el dispositivo con la antena fabricada, para luego conectarlo a un espectrómetro RMN de impedancia $Z_0=50\text{ohm}$ y que tenga la capacidad de realizar secuencias de pulso Eco-Espín que es donde se le puede sacar mayor ventaja.(Blümich, Perlo and Casanova, 2008)

La señal generada por el sistema imán radio frecuencia, es una representación del objeto sometido a este instrumento RMN. Desde la perspectiva de la teoría de formación de imágenes clásica es una transformada de Fourier, como el plano de interferencia de un microscopio. La magnetización y el proceso de relajación en los planos longitudinal y transversal, para el campo magnético y el

Electromagnético respectivamente hacen la misma operación que el lente objetivo, solo que en lugar de fotones tenemos protones de H emitiendo a la frecuencia de Larmor. El lente ocular realiza con el patrón de interferencia una segunda transformada que produce la imagen del objeto bidimensional. La teoría de formación de imágenes de Ernst Abbe, a partir de este análisis, demuestra que la convolución de la función objeto con un escalón determinado por la apertura de ocular y objetivo da la imagen. Estos escalones de ser una delta de Dirac darían idénticos imagen y objeto. La característica es que esto es un proceso de filtro pasa banda. Este proceso bidimensional en el plano de interferencia acompañado por un filtro lineal modula la fase en el espacio de frecuencias espaciales, que da origen a una reconstrucción tridimensional.

La operación Una semejanza más adecuada es un holograma de interferencia modulada en fase. La reconstrucción tridimensional lograda a partir de planos bidimensionales es la transformada de Radón. Esta forma de representar por proyecciones recuerda la geometría proyectiva, lo que hace Roger Penrose guarda una estrecha relación con esta idea.

La transformación de radón y el holograma reconstruyen mediante una convolución con una función gradiente la imagen total, la relación es con la conjugación de fase, donde pueden encajar las secuencias de eco de spin y la reversión temporal. El radón es como una ecuación de onda cuyo frente se propaga, para reconstruir el objeto total. El RMN radón proporciona el filtraje espacial cuasi lineal que es la parte central del trabajo desarrollado.

La técnica de eco de spin es pulsante, los pulsos tienen tiempos más cortos que el tiempo de relajación transversal T_2 . Un pulso de cuadratura 90° , es decir el vector de magnetización global de respuesta a la señal de radiofrecuencia, queda en el plano ortogonal a B_0 axial. Después se envía otro de magnitud tal que invierta el proceso (refocalización) lo que equivale al retroceso de la relajación, algo como la paradoja de Lonschmit, el proceso continúa, pero con tiempo negativo. Esto es el efecto eco descubierto por Hahn 1949, que es similar a la reconstrucción de un frente de onda Laser, conocido como conjugación de fase, mediante otro frente en sentido opuesto, como el pulso inversor, lo que permite reconstruir imágenes borrosas, de manera negentrópicas. En óptica no lineal equivale a propagarse un frente coherente en un medio de polarizabilidad con tercer armónico.

La idea principal es que calculado el perfil modulado por un gradiente negativo G , permite que el paso siguiente consiste en realizar una transformada de Fourier plana de la señal de radio frecuencia conformada en una matriz de datos adaptada a un programa Python o Matlab y aplica a esta matriz de datos un algoritmo clásico de retro propagación inversa, que es un procedimiento de mínimos cuadrados retroalimentado.

7.Apéndice

A. Momento angular y momento magnético

Momento magnético clásico.

Una carga cuya región circular es pequeña comparada con la distancia en donde el campo es medido es llamada dipolo magnético con momento dipolar

$$\mu = iA = i\pi r^2$$

Donde i es la representación de la corriente y A es el área que encierra el circuito de la corriente

El periodo de rotación (T) está dado por:

$$T = \frac{\text{Circunferencia recorrida}}{\text{Velocidad}} = \frac{2\pi r}{v}$$

Donde r es el radio que describe la circunferencia.

Para una carga q circulante, la corriente se define como

$$i = \frac{q}{t} = \frac{q}{\frac{2\pi r}{v}} = \frac{qv}{2\pi r}$$

Multiplicando y dividiendo por la masa de la carga m tenemos:

$$i = \frac{qvm}{2\pi rm}$$

Recordando que la magnitud del momento angular clásico de una carga circulante está dada por:

$$L = mvr$$

Ahora reemplazamos estos valores en la definición de momento magnético y obtenemos

$$\mu = i\pi r^2 = \frac{qvm}{2\pi rm}\pi r^2 = \frac{qmv}{2m} = \frac{q}{2m}L$$

La relación clásica entre momento magnético y momento angular de una carga con masa que circula alrededor de un punto

$$\mu = \frac{q}{2m}L$$

Donde $\frac{q}{2m} = \gamma$ y es la razón giromagnética clásica.

Luego vemos que el momento magnético es proporcional al momento angular.

$$\mu = \gamma L$$

B. Ecuación de Curie para la magnetización

Supongamos que una muestra paramagnética contiene N átomos no interactuantes a una temperatura absoluta T y sumergida en un campo magnético B en dirección, la energía magnética de un átomo está dada por

$$E = -\mu \cdot B$$

Donde μ es el momento magnético de uno de los N átomos y B es el campo magnético externo que actúa sobre él.

$$M_z = N_0 \frac{\gamma^2 \hbar^2 I(I+1)}{3kT_s}$$

B. 1 Configuración Magnética de la simulación de Comsol Multiphysics 5.0:

Para los imanes: Dominio ("Domain") Conservación de Flujo Magnético ("Magnetic Flux Conservation")

En un imán se considera que se conserva el flujo magnético es decir que se cumple la ecuación de gauss, además se considera que no hay corrientes presentes por lo tanto la ley de Maxwell-Amper se reduce a $\nabla \times H = 0$ y por lo tanto a lo siguiente:

$$H = -\nabla V_m$$

$$\nabla \cdot (\mu_0 \mu_r H + B_r) = 0$$

$$B = \mu_0 \mu_r H + B_r$$

$$\Phi_B = B \cdot S \text{ no se usa en la simulación}$$

Donde:

Φ_B : Flujo Magnético ("Magnetic Flux") (Tm^2): es el número total de líneas de campo magnético que penetran un área.

B : Densidad de flujo magnético ("Magnetic flux density") (T) o (Nm/A)

H : Intensidad de Campo Magnético (Campo magnético) ("Magnetic field intensity") ("Magnetic Field strength"): (A/m): corresponde a la densidad de líneas de campo

V_m : Potencial escalar magnético ("Magnetic scalar potential") (A)

B_r : Densidad de flujo remanente ("Remanent flux density"): densidad de flujo magnético cuando no hay campo magnético presente

μ_0 : Permeabilidad magnética del vacío o constante de permeabilidad ("Magnetic constant, permeability of free space, vacuum permeability") ($4\pi \times 10^{-7} \frac{H}{m}$): Es una medida de la cantidad de resistencia encontrada cuando forma un campo magnético en el vacío.

$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$: Permeabilidad magnética relativa ("Relative permeability") (adimensional): es la razón entre la permeabilidad de un medio con respecto a la permeabilidad del espacio vacío

μ : Permeabilidad magnética ("Magnetic Permeability") ($\frac{H}{m}$) ($\frac{\text{Henry}}{\text{metro}}$) o ($\frac{N}{A^2}$) ($\frac{\text{Henry}}{\text{Amperio al cuadrado}}$): Es la medida de la habilidad de un material para soportar la formación de un campo magnético en su interior

M : Vector de magnetización ("Magnetization vector") ($\frac{A}{m}$): Describe como un material es magnetizado cuando está en presencia de un campo magnético H , también puede ser interpretado como la densidad volumétrica de momentos magnéticos dipolares.

$$M = \chi_m H$$

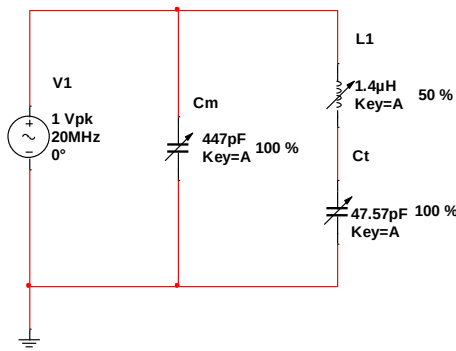
χ_m : Susceptibilidad magnética ("Magnetic susceptibility") (Adimensional): Grado de sensibilidad a la magnetización de un material en un campo H .

Para La frontera de aire: Frontera ("Boundaries") Potencial escalar magnético cero ("Zero Magnetic Scalar Potential").

$$V_m = 0$$

C. Ecuación de circuito tanque paralelo

A continuación, se expone el método que se utilizó para el cálculo del valor de los condensadores de matching C_m y tuning C_t para el circuito paralelo (Majewski, 2015).



Impedancia del circuito

$$Z = Z_{C_m} \parallel (Z_L + Z_r + Z_{C_t})$$

$$Z = \frac{1}{j\omega C_m} \parallel \left(j\omega L + r + \frac{1}{j\omega C_t} \right)$$

$$Z = \frac{\frac{1}{j\omega C_m} \left(j\omega L + r + \frac{1}{j\omega C_t} \right)}{\frac{1}{j\omega C_m} + \left(j\omega L + r + \frac{1}{j\omega C_t} \right)}$$

$$Z = \frac{\frac{1}{j\omega C_m} \left(j\omega L + r + \frac{1}{j\omega C_t} \right)}{\frac{1}{j\omega C_m} + \left(j\omega L + r + \frac{1}{j\omega C_t} \right)}$$

Cuando se analiza el circuito paralelo es mejor utilizar la definición de admitancia $Y = \frac{1}{Z}$, con el fin de separar de manera sencilla la parte real y la parte imaginaria de la expresión anterior, más adelante se volverá a la forma de impedancia cuando se utilice las condiciones de acoplamiento a la red de la señal.

$$Y = \frac{1}{Z} = \frac{1}{\frac{\frac{1}{j\omega C_m} \left(j\omega L + r + \frac{1}{j\omega C_t} \right)}{\frac{1}{j\omega C_m} + \left(j\omega L + r + \frac{1}{j\omega C_t} \right)}}$$

$$Y = \frac{1}{Z} = \frac{\frac{1}{j\omega C_m} + \left(j\omega L + r + \frac{1}{j\omega C_t}\right)}{\frac{1}{j\omega C_m} \left(j\omega L + r + \frac{1}{j\omega C_t}\right)}$$

$$Y = \frac{1}{Z} = \frac{1}{\left(j\omega L + r + \frac{1}{j\omega C_t}\right)} + j\omega C_m$$

$$Y = \frac{1}{Z} = \frac{1}{\left(j\omega L + r + \frac{1}{j\omega C_t}\right)} + j\omega C_m$$

$$Y = \frac{1}{Z} = \frac{1}{r + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C_t}\right)} + j\omega C_m$$

Racionalizamos el denominador

$$Y = \frac{1}{Z} = \frac{1}{r + j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C_t}\right)} \times \frac{r - j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C_t}\right)}{r - j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C_t}\right)} + j\omega C_m$$

$$Y = \frac{1}{Z} = \frac{r - j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C_t}\right)}{r^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C_t}\right)^2} + j\omega C_m$$

$$Y = \frac{1}{Z} = \frac{r - j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C_t}\right)}{r^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C_t}\right)^2} + j\omega C_m$$

$$Y = \frac{1}{Z} = \frac{r}{r^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C_t}\right)^2} - \frac{j\left(\omega L - \frac{1}{\omega C_t}\right)}{r^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C_t}\right)^2} + j\omega C_m$$

Parte real

$$\frac{1}{Z_0} = \frac{r}{r^2 + \left(L\omega - \frac{1}{\omega C_t}\right)^2}$$

$$r^2 + \left(L\omega - \frac{1}{\omega C_t}\right)^2 = rZ_0$$

$$r^2 + \left(L^2\omega^2 - 2L\omega \frac{1}{\omega C_t} + \frac{1}{\omega^2 C_t^2}\right) = rZ_0$$

$$r^2 + L^2\omega^2 - 2L \frac{1}{C_t} + \frac{1}{\omega^2 C_t^2} = rZ_0$$

Multiplicando por $w^2 C_t^2$ en ambos lados de la ecuación tenemos:

$$r^2 w^2 C_t^2 + L^2 w^2 w^2 C_t^2 - 2L \frac{1}{C_t} w^2 C_t^2 + \frac{1}{w^2 C_t^2} w^2 C_t^2 = r Z_0 w^2 C_t^2$$

$$r^2 w^2 C_t^2 + L^2 w^4 C_t^2 - 2L w^2 C_t + 1 = r Z_0 w^2 C_t^2$$

Reorganizamos para formar una ecuación cuadrática

$$r^2 w^2 C_t^2 + L^2 w^4 C_t^2 - r Z_0 w^2 C_t^2 - 2L w^2 C_t + 1 = 0$$

Agrupamos

$$(r^2 w^2 + L^2 w^4 - r Z_0 w^2) C_t^2 + (-2L w^2) C_t + 1 = 0$$

$$(w^2 r^2 + w^4 L^2 - w^2 r Z_0) C_t^2 + (-2L w^2) C_t + 1 = 0$$

Utilizamos la ecuación cuadrática

$$a = w^2 r^2 + w^4 L^2 - w^2 r Z_0$$

$$b = -2L w^2$$

$$c = 1$$

$$C_t = \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}$$

$$C_t = \frac{-(-2L w^2) \pm \sqrt{(-2L w^2)^2 - 4(w^2 r^2 + w^4 L^2 - w^2 r Z_0)(1)}}{2(w^2 r^2 + w^4 L^2 - w^2 r Z_0)}$$

$$C_t = \frac{2L w^2 \pm \sqrt{4L^2 w^4 - 4w^2 r^2 - 4w^4 L^2 + 4w^2 r Z_0}}{2(w^2 r^2 + w^4 L^2 - w^2 r Z_0)}$$

$$C_t = \frac{2L w^2 \pm 2\sqrt{L^2 w^4 - w^2 r^2 - w^4 L^2 + w^2 r Z_0}}{2(w^2 r^2 + w^4 L^2 - w^2 r Z_0)}$$

$$C_t = \frac{L w^2 \pm \sqrt{-w^2 r^2 + w^2 r Z_0}}{w^2 r^2 + w^4 L^2 - w^2 r Z_0}$$

$$C_t = \frac{L w^2 \pm \sqrt{w^2 (r Z_0 - r^2)}}{w^2 r^2 + w^4 L^2 - w^2 r Z_0}$$

$$C_t = \frac{L w^2 \pm w \sqrt{r Z_0 - r^2}}{w^2 r^2 + w^4 L^2 - w^2 r Z_0}$$

$$C_t = \frac{L w \pm \sqrt{r Z_0 - r^2}}{w r^2 + w^3 L^2 - w r Z_0}$$

$$C_t = \frac{L w \pm \sqrt{r Z_0 - r^2}}{w^3 L^2 + w r^2 - w r Z_0}$$

$$C_t = \frac{L w \pm \sqrt{r(Z_0 - r)}}{w(w^2 L^2 + r^2 - r Z_0)}$$

$$C_t = \frac{Lw \pm \sqrt{r(Z_0 - r)}}{w(w^2L^2 - r(Z_0 - r))}$$

Donde:

r : La resistencia de la bobina

L : La inductancia de la bobina

w : La frecuencia de trabajo de la bobina

Z_0 : La impedancia de la bobina

Parte compleja

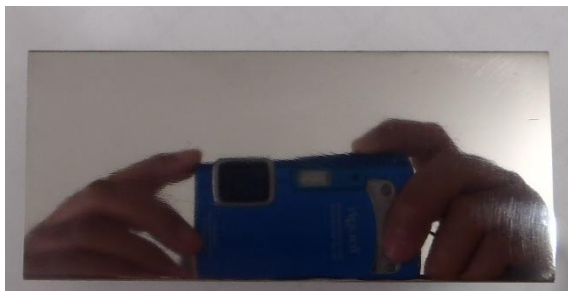
$$jwC_m - \frac{j\left(wL - \frac{1}{wC_t}\right)}{r^2 + \left(wL - \frac{1}{wC_t}\right)^2} = 0$$

$$C_m = \frac{\left(wL - \frac{1}{wC_t}\right)}{wr^2 + w\left(wL - \frac{1}{wC_t}\right)^2}$$

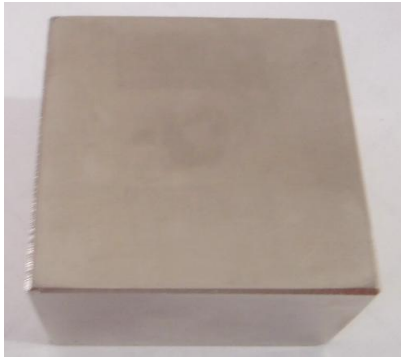
$$C_m = \frac{\left(wL - \frac{1}{wC_t}\right)}{w\left(r^2 + \left(wL - \frac{1}{wC_t}\right)^2\right)}$$

D. Ensamble del circuito magnético o tanque magnético.

Las siguientes imágenes ilustran como quedaron las superficies después de proceso de pulido, es importantes indicar que el lijado de las superficies de los imanes se debe realizar a mano para evitar un aumento sustancial de la temperatura y por ende una pérdida de magnetización del imán pues su temperatura de Curie es de 80 grados Celsius.



a)



b)



c)

Fig. 2.1.9 Superficie del yunque y los imanes después del pulido.

El pulido tipo espejo a) Yunque, b) imán 1 c) imán 2.

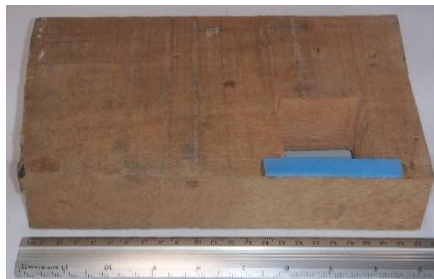
Para unir los imanes al yunque se requirió construir una base para ajustar el yunque, una rampa para deslizar el imán y un molde en madera para aislar el primer imán del segundo. La siguiente imagen muestra la pieza y el procedimiento, también se colocará a disposición un video del ensamble del circuito magnético.



a)



b)



c)



d)

Fig. 2.1.10 Los elementos necesarios para el ensamble fueron: a) base para ajustar el yunque, b) rampa de deslizamiento, c) molde de madera para aislar el primer imán y d) Tapa superior del molde de madera aislante. Nota: es importante cubrir la madera con Fomblin (material color Azul) con el fin de evitar rayones en las superficies del imán y del yunque, excepto en la parte inclinada de la rampa deslizante.

E. Fabricación casera de Circuito impreso.

Los siguientes pasos explican la fabricación de los circuitos impresos.

Primero se debe lijar las superficies de cobre con lija numero 400 hasta que quede brillante, es importante no lijar demasiado para evitar retirar todo el cobre de la placa, este procedimiento se debe realizar en las dos caras de la placa. A continuación, se lava la placa con jabón desengrasante y se secan con un trapo limpio evitando tocar superficie con los dedos, la placa debe quedar brillante y libre de grasas y polvo

A continuación, procedemos a cortar el film Foto resistente, este procedimiento se debe realizar a oscuras preferiblemente bajo luz roja debido a que el film es susceptible a la luz ultravioleta.

Después de realizar los cortes en el tamaño de las caras procedemos a retirar la primera lamina protectora del film utilizando cinta, luego mojamos con un espray la superficie de la lámina y procedemos a colocar el film sobre la misma, una vez colocado sobre el cobre hacemos presión sobre la superficie y sacamos toda el agua y las burbujas que se acumulan entre el cobre y el film, a continuación, realizamos este procedimiento con la otra cara.

A continuación, colocamos la plaqueta en medio de un papel y procedemos a introducirla en el laminador entre 3 y 4 veces cuidando que no queden arrugas entre el cobre y el film.

Estamos listos para realizar el foto curado utilizando una maquina insoladora construida con dos bobillas CFL espirales de 26 watts marca "NIPPON" tipo BLB es decir que emite rayos UV a 365nm. (UV-A).

Con el diseño ya impreso negativamente en el acetato procedemos a armar un sándwich de acetatos para introducir la placa ya sensible a la luz UV. Luego utilizando dos piezas de acrílico y cuatro pequeños imanes de neodimio ajustamos y comprimimos los acetatos en las dos caras de la de la placa para luego exponerlas a la luz UV.

El tiempo de exposición por cara es de 40 a 50 segundos para a una distancia de 4 cm de la fuente de luz y utilizando papel calmante como difusor para evitar regiones sobre expuestas.

Una vez terminado el procedimiento de fotocurado procedemos a retirar con una cinta la segunda capa protectora de cada cara y comenzamos el proceso de revelado; sumergimos la placa en una solución de carbonato de Sodio(Na_2CO_3) en una proporción de 15 gramos de por litro de agua. En este procedimiento es importante retirar los excesos de material revelado con un pincel grueso hasta que se pueda apreciar bien el cobre virgen.

Etapa de Gravado (Eching)

En esta etapa sumergimos la plaqueta ya revelada en una solución de cloruro de hierro en una proporción de 50g por litro de agua potable, inmediatamente se bate suavemente recipiente de lado a lado y se observa como el ácido desintegra el cobre dejando las pistas que fueron expuestas a la luz UV. Luego sacamos la placa la lavamos y procedemos a perforarla con un taladro casero de broca pequeña.

Bibliografía

- ADDIN Mendeley Bibliography CSL_BIBLIOGRAPHY Anferova, S. *et al.* (2002) 'Construction of a NMR-MOUSE with short dead time', *Concepts in Magnetic Resonance*, 15(1), pp. 15–25. doi: 10.1002/cmr.10013.
- Bloch, F. (1946) 'Nuclear induction', *Physical Review*, 70(7–8), pp. 460–474. doi: 10.1103/PhysRev.70.460.
- Bloch, F., Hansen, W. W. and Packard, M. (1946) 'The nuclear induction experiment', *Physical Review*, 70(7–8), pp. 474–485. doi: 10.1103/PhysRev.70.474.
- Blümich, B. *et al.* (1998) 'The NMR-MOUSE: Construction, excitation, and applications', in *Magnetic Resonance Imaging*, pp. 479–484. doi: 10.1016/S0730-725X(98)00069-1.
- Blümich, B. (2005) *Essential NMR: For scientists and engineers*, *Essential NMR: For Scientists and Engineers*. Berlin/Heidelberg: Springer-Verlag. doi: 10.1007/b138660.
- Blümich, B. (2009) '2009 - RMN portátil - Blümich.pdf', p. 82.
- Blümich, B., Perlo, J. and Casanova, F. (2008) 'Mobile single-sided NMR', *Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy*, 52(4), pp. 197–269. doi: 10.1016/j.pnmrs.2007.10.002.
- Callaghan, P. T. (1991) *Principles of Nuclear Magnetic Resonance Microscopy*, *Angewandte Chemie*. Clarendon Press. Available at: [https://global.oup.com/academic/product/principles-of-nuclear-magnetic-resonance-microscopy-9780198539971?q=Paul Callaghan&lang=en&cc=us#](https://global.oup.com/academic/product/principles-of-nuclear-magnetic-resonance-microscopy-9780198539971?q=Paul%20Callaghan&lang=en&cc=us#).
- Casanova, F., Perlo, J. and Blümich, B. (2011) *Single-sided NMR*, *Single-Sided NMR*. Edited by F. Casanova, J. Perlo, and B. Blümich. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg. doi: 10.1007/978-3-642-16307-4.
- Clare, S. (1997) *Functional MRI : Methods and Applications*. University of Nottingham.
- Cowan, B. P. (1997) *Nuclear Magnetic Resonance and Relaxation*. Cambridge: Cambridge University Press. doi: 10.1017/CBO9780511524226.

- Eidmann, G. *et al.* (1996) 'The NMR MOUSE, a Mobile Universal Surface Explorer', *Journal of Magnetic Resonance, Series A*, 122(1), pp. 104–109. doi: 10.1006/jmra.1996.0185.
- Ernst, R. R. *et al.* (1987) *Principles of Nuclear Magnetic Resonance in One and Two Dimensions*, Oxford Univ. Press.
- Jackson, J. A., Burnett, L. J. and Harmon, J. F. (1980) 'Remote (inside-out) NMR. III. Detection of nuclear magnetic resonance in a remotely produced region of homogeneous magnetic field', *Journal of Magnetic Resonance (1969)*, 41(3), pp. 411–421. doi: 10.1016/0022-2364(80)90298-X.
- Majewski, A. (2015) '35Cl and 14N Nuclear Quadrupole Resonance in Paradichlorobenzene, Sodium Chlorate, and Hexamethylenetetramine', XXI(1), pp. 1–5.
- Mompín Poblet, J. and Gili Planas, J. (1988) 'Instrumentación para la obtención de imágenes: rayos X y resonancia magnética nuclear.', in *Introducción a la bioingeniería*. MARCOMBA,. Barcelona, España, p. 316.
- Perlo, J., Casanova, F. and Blümich, B. (2004) '3D imaging with a single-sided sensor: An open tomograph', *Journal of Magnetic Resonance*, 166(2), pp. 228–235. doi: 10.1016/j.jmr.2003.10.018.
- Pykett, I. L. (1982) 'NMR Imaging in Medicine', *Scientific American Magazine*, May, pp. 78–88.
- Q and Bandwidth of a Resonant Circuit* (2016) *All About Circuits*. Available at: <https://www.allaboutcircuits.com/textbook/alternating-current/chpt-6/q-and-bandwidth-resonant-circuit/> (Accessed: 13 September 2017).
- SadiKu, M. N. O. (2004) '14.6 Resonancia en Paralelo', in *Fundamentos De Circuitos Electricos*.

Propiedades del iman

Product Details

Shape: Block

Size: B50x50x30mm

Material: Nd-Fe-B Magnets

Grade: N40 : N asociado ala temperature de trabajo máxima (80 celcius) y 52 asociado a el producto máximo de energía en MGOe (50-53MGOe)

BR: 12500-13200 GAUSS

Hcj $\geq$ 11.4 KOe

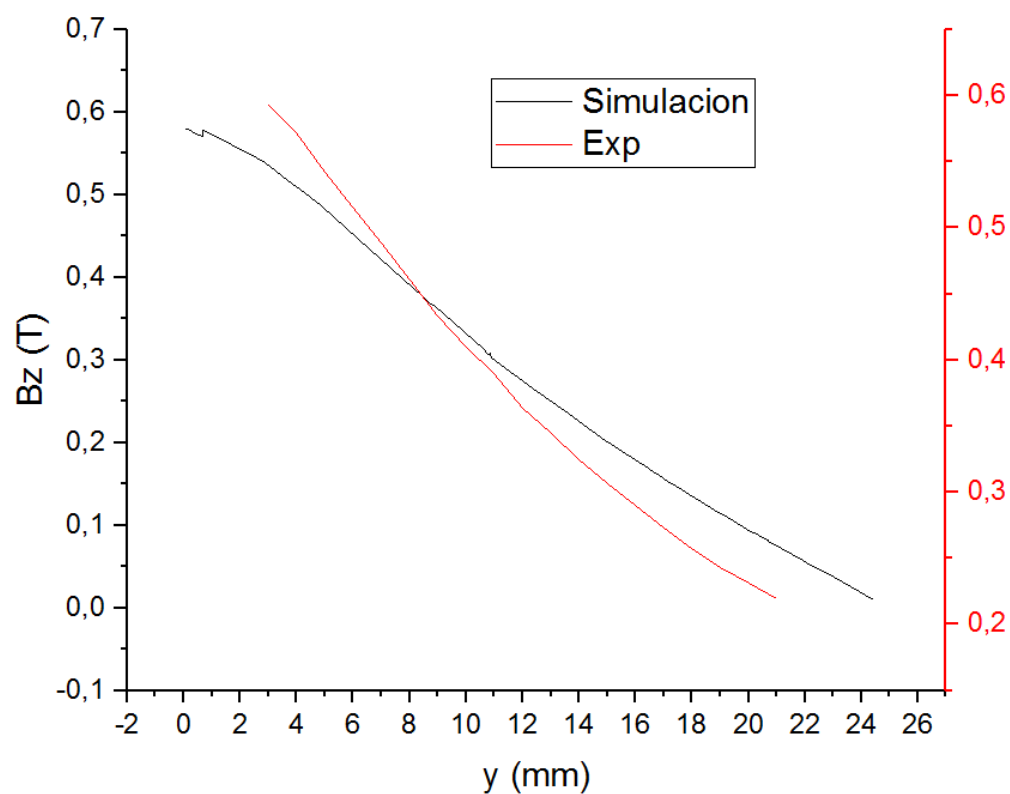
Hcb $\geq$ 11.4 KOe

BHmax: 10-43MGOe

Max Operating Temperature: 80 Celsius degree / 176 Fahrenheit degree

Plating: Nickel+Copper+Nickel triple layer plated

Magnetic pull force:160kg



Sirven para estudiar objetos de tamaño arbitrario e manera no invasiva