



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

FACULTAD DE INGENIERÍA

**Diseño e implementación de dispositivos
de alta frecuencia basados en ondas
espín**

TESIS

Que para obtener el título de

Ingeniero Eléctrico Electrónico

P R E S E N T A

Flores Gámez Marco Giovanni

DIRECTOR DE TESIS

Dr. César Leonardo Ordóñez Romero



Ciudad Universitaria, Cd. Mx., 2016

Jurado asignado:

Presidente: M.I. JUAN FERNANDO SOLORZANO PALOMARES

Vocal: DR. CESAR LEONARDO ORDOÑEZ ROMERO

Secretario: DR. NASER QURESHI

Suplente 1: ING. RODRIGO ALEJANDRO GUTIERREZ ARENAS

Suplente 2: DR. DANIEL MATATAGUI CRUZ

Lugar donde se realizó la tesis:

Facultad de Ingeniería, UNAM

Tutor de la tesis

DR. CESAR LEONARDO ORDOÑEZ ROMERO

Agradecimientos

A la Universidad Nacional Autónoma de México por brindarme la oportunidad de pertenecer a esta gran institución, en especial al Instituto de Física y al Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico por permitirme realizar este trabajo en sus instalaciones.

Al Dr. César Ordóñez por la oportunidad de trabajar con él y la paciencia en la elaboración de este trabajo.

Agradezco al proyecto UNAM PAPIIT 1N103915 por el apoyo en la adquisición de materiales.

Prologo	1
----------------	---

Capítulo 1

1. Introducción	2
1.1. Osciladores	2
1.1.1. Condiciones de oscilación	3
1.2. Diseño de osciladores a frecuencias de microondas	4
1.2.1. Parámetro S	5
1.2.2. Osciladores de resistencia negativa de un puerto	7
1.2.3. Osciladores de resistencia negativa de dos puertos	9
1.3. Clasificación y parámetros de los osciladores	10
1.4. Factor de calidad con carga y sin carga	13

Capítulo 2

2. Ondas espín	14
2.1. Propiedades magnéticas de los materiales	14
2.2. Ferrita YIG	18
2.3. Ecuaciones de Maxwell	18
2.4. Relaciones constitutivas	19
2.5. Aproximación magnetoestática	21
2.6. Ecuación de Walker	22
2.7. Película magnetizada tangencialmente	26
2.7.1. Ondas de superficie (MSSW)	26

Capítulo 3

3. Diseño del oscilador basado en ondas espín	30
3.1. Sintonización de la frecuencia de oscilación	31
3.2. Diseño de la fuente de corriente	33
3.3. Algoritmo en LabVIEW	34
3.3.1. Calibración de la bobina	38
3.4. Dispositivo activo	40
3.5. Elaboración del circuito impreso	41

Capítulo 4

4. Resultados	46
----------------------	----

4.1. Experimento 1	46
4.2. Experimento 2	48
5. Conclusiones	50
Bibliografía	52
Apéndices	
Apéndice A Hoja de especificaciones del amplificador ERA-3SM	53
Apéndice B Hoja de especificaciones del amplificador operacional de potencia L272	55
Apéndice C Hoja de especificaciones del sustrato dieléctrico TMM10i de Rogers Corporation	58
Apéndice D Tarjeta de adquisición de datos DAQ NI USB 6212	60

Prólogo

El objetivo de este trabajo de tesis es diseñar y construir un oscilador sintonizable a frecuencias de microondas usando ondas espín.

El oscilador se basa en una línea de retardo en la que se propagan las ondas de espín de superficie (MagnetoStatic Surface Waves, MSSW) a través de un material ferromagnético, en este caso, una película de granate de hierro e itrio (YIG, por sus siglas en inglés). La característica más importante de las ondas de superficie, está relacionada con su longitud de onda y su velocidad de fase. Respecto a la longitud de onda, las ondas espín tienen longitudes de onda muy pequeñas en comparación a las ondas electromagnéticas a la misma frecuencia. Para una electromagnética a una frecuencia de 3 GHz tiene asociada una longitud de onda de 10 cm, mientras que una onda de espín presenta una longitud de onda de aproximadamente 200 μm .

La sintonización de la frecuencia de oscilación funciona de acuerdo al cambio en la velocidad de fase de las ondas espín. Al cambiar el campo magnético se modifica la velocidad de fase y por lo tanto la frecuencia a la que se cumple la condición de oscilación. De esta característica se diseñó un programa en LabVIEW para la sintonización de la frecuencia usando un segundo campo magnético.

El trabajo de esta tesis describe el proceso de diseño de un oscilador sintonizable basado en ondas espín, utilizando como línea de retardo un material ferromagnético; cuya realización se divide en 4 capítulos.

El capítulo 1 Introducción a osciladores, conocemos el concepto fundamental de un oscilador y sus características principales; las cuales son importantes a la hora de elaborar un oscilador.

El capítulo 2 Ondas espín, Se da una breve explicación de los materiales magnéticos y posteriormente se introduce al análisis matemático de las ondas espín a partir de las Ecuaciones de Maxwell de donde concluimos las características de las ondas espín.

EL capítulo 3 Diseño del oscilador basado en ondas espín, se explica el funcionamiento del oscilador y se explica su diseño; pasando desde el amplificador hasta los elementos que hacen posible la sintonización de frecuencia.

Por último el capítulo 4 Caracterización y resultados, sometemos al oscilador a diversos experimentos para conocer su comportamiento.

Capítulo 1

Introducción

1.1. Osciladores

Un oscilador electrónico es un circuito cuya función es convertir corriente directa (DC) a corriente alterna (CA), destacando que no cuenta con una señal de entrada para su funcionamiento.

Los osciladores a frecuencias de microondas son los componentes básicos y principales en un sistema de microondas, su función es convertir energía de corriente directa a energía de radio frecuencia (RF). Un oscilador formado por elementos de estado sólido utiliza un dispositivo activo, tal como un diodo o un transistor, en conjunto con un circuito pasivo, el cual produce una señal sinusoidal de RF en estado estable. Al entrar en operación la oscilación es iniciada por una excitación momentánea de ruido, la cual será mantenida y estabilizada por el diseño del oscilador hasta alcanzar un estado de oscilación.

Por lo tanto un oscilador a frecuencias de microondas es un sistema que proporciona una señal periódica de RF (entre algunos KHz y centenares de GHz) sin necesidad de atacarlo con otra señal de RF, sino a partir de una fuente continua de alimentación. Por lo que podemos concluir que el oscilador transforma una señal de continua en una señal periódica. Las señales periódicas se caracterizan en el dominio de la frecuencia por un conjunto de rayas espectrales (fundamental y armónico). En general, en todo oscilador se puede distinguir varias partes o estructuras [1]:

- Una estructura resonante, cuya frecuencia propia de resonancia es cercana a la frecuencia de funcionamiento del oscilador. Está constituida por elementos discretos en las bandas bajas de frecuencias y/o líneas de transmisión; también se utilizan cavidades resonantes en las bandas altas. Las características de una estructura resonante son la frecuencia propia ω_0 y el factor de calidad Q .
- Un elemento amplificador o de resistencia negativa, (una resistencia positiva implica la disipación de energía, una resistencia negativa implica una fuente de energía [2]) que permita compensar las pérdidas de los circuitos pasivos. Está constituido por un dispositivo activo que depende de la frecuencia de trabajo y de la potencia deseada (válvulas de vacío, transistores bipolares, FET y diodos Gunn o IMPATT). Los parámetros característicos serán la ganancia, el margen de frecuencias de trabajo y la potencia máxima que aporta el dispositivo.
- Una estructura de acoplamiento, constituida por redes pasivas (con elementos concentrados y/o distribuidos), que optimiza el oscilador de acuerdo con las especificaciones deseadas. Un parámetro importante de la red de acoplamiento es la potencia reinyectada de la red oscilante al dispositivo activo. Una parte de la potencia se deriva hacia la resistencia de carga que constituye la puerta de salida del oscilador.

Existen muchos tipos de circuitos osciladores; algunos de los factores para entrar en la elección de un circuito para una aplicación particular son la frecuencia a la que opera, la amplitud a la salida, la estabilidad de frecuencia, la estabilidad de la amplitud y la pureza de la forma de onda a la salida.

1.1.1. Condiciones de oscilación

Un oscilador puede ser representado como un sistema constituido por dos bloques de circuitos básicos [1, 2, 3].

- Un amplificador (elemento activo), el cual posee cierta dependencia con la potencia o tensión de salida.
- Una red de realimentación que devuelve una parte de la señal de salida del amplificador a su entrada.

El diagrama de un oscilador de realimentación se muestra en la Figura 1.1.

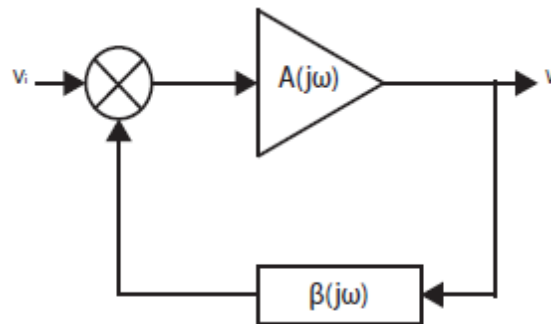


Figura 1.1. Esquema de un circuito básico de realimentación.

Para el análisis de un oscilador realimentado (es decir, un amplificador de voltaje con realimentación regenerativa) se seguirá el denominado “método de ganancia de lazo cerrado”.

La ganancia de lazo cerrado está dada por

$$\frac{v_o}{v_i} = \frac{A(j\omega)}{1 - A(j\omega)\beta(j\omega)} \quad (1.1)$$

Por lo que un oscilador está formado por una ganancia de lazo abierto $A(j\omega)$ y una trayectoria regenerativa (realimentación) que determina la frecuencia $\beta(j\omega)$.

Puesto que $A(j\omega)$ y $\beta(j\omega)$ son por lo general números complejos, deben darse simultáneamente las condiciones de módulo y fase descritas a continuación, conocidas como Condiciones de Barkhausen.

Para una determinada frecuencia ω_0 , si la ganancia es $|A(j\omega_0)\beta(j\omega_0)| = 1$, entonces la salida v_o será infinita. Por lo tanto, en ausencia de entrada externa v_i , el ruido hará que a la salida se obtenga una señal sinusoidal cuya frecuencia ω_0 estará determinada por la red de realimentación selectiva en frecuencia.

$$1 - A(j\omega)\beta(j\omega) = 0 \quad (1.2)$$

$$|A(j\omega_0)\beta(j\omega_0)| = 1 \quad (1.3a)$$

$$\text{fase}[A(j\omega_0)\beta(j\omega_0)] = 2\pi n \quad , n \in 0,1,2 \dots \quad (1.3b)$$

La ecuación (1.3) indica que para que se produzcan oscilaciones el cambio de fase total introducido por el lazo de realimentación debe ser 0° o múltiplo de 360° (2π) y la magnitud de la ganancia sea la unidad.

A continuación se describe el comportamiento del lazo de realimentación cuando el valor de la ganancia tiene valores distintos al de la unidad.

$A(j\omega)\beta(j\omega) < 1$, no se mantendrán las oscilaciones

$|A(j\omega_0)\beta(j\omega_0)| > 1$, las oscilaciones tienden a amplificarse indefinidamente hasta que comienza la saturación del amplificador. La saturación es un fenómeno no lineal que da lugar a la aparición de armónicos en el sistema.

En el diseño de osciladores prácticos la ganancia de lazo se fija ligeramente mayor que la unidad, denominada condición de arranque. La cual indica que la ganancia total en lazo abierto necesaria para que existan oscilaciones debe ser superior o igual a la unidad.

$$|A(j\omega_0)\beta(j\omega_0)| \geq 1 \quad (1.4)$$

Esta condición implica, que el sistema sea inestable. El fenómeno de arranque en la oscilación a falta de una señal de entrada, responde al hecho que todos los componentes utilizados en el circuito son generadores de "Ruido Blanco", el cual contiene todo el espectro de frecuencias. Aquellas componentes que coinciden con la frecuencia de oscilación se verán amplificadas y realimentadas. A esto también se debe añadir el ruido introducido al momento de polarizar el circuito. Esta adición de ruidos, que en principio es muy pequeña, será amplificada de forma exponencial creciendo indefinidamente hasta que la saturación de amplificador o algún circuito externo (circuito limitador de amplitud) consiga que para la frecuencia de oscilación se llegue a la condición (1.2).

1.2. Diseño de osciladores a frecuencias de microondas

Todos los osciladores son inherentemente no lineales. Aunque esta no linealidad se manifiesta en cierta distorsión en la señal, las técnicas lineales se usan normalmente para el análisis y diseño de los osciladores. Una de estas técnicas involucra la ganancia de lazo abierto y la respuesta de la fase contra la frecuencia.

Un segundo método de análisis se basa en modelar como una red de un puerto con resistencia negativa. Es útil en frecuencias de microondas, donde el cambio de fase del amplificador o del resonador es difícil de manipular.

Siendo la técnica de diseño más común a la hora de realizar circuitos a frecuencias de RF y microondas.

Antes de iniciar con el análisis de resistencia negativa se dará una breve introducción al parámetro S.

1.2.1. Parámetro S

El parámetro S o parámetro de dispersión (Scattering parameters) utiliza los puertos definidos con un valor impedancia de referencia, llamada impedancia característica, Z_0 . El parámetro S tiene como característica la relación directa con el desempeño de parámetros específicos como las pérdidas por reflexión y la ganancia de inserción [2, 4].

En bipuertos los parámetros S llaman ondas viajeras a la serie de onda de voltaje en propagación. Cuando una onda proveniente de una fuente incide en una red, una parte de dicha onda es transmitida a través de la red y otra parte es reflejada hacia la fuente. Las ondas de voltaje incidentes y reflejadas también pueden ser representadas en la salida de la red. Se pueden introducir nuevas variables al dividir el voltaje de estas ondas por la raíz cuadrada de la impedancia característica, el cuadrado de la magnitud de esta variable puede ser vista como ondas viajeras de potencia.

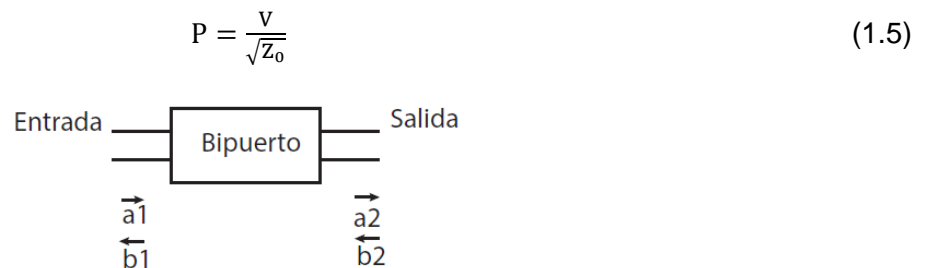


Figura 1.2. Representación del parámetro S de un bipuerto basado en ondas viajeras.

- $|a_1|^2$ = potencia de la onda incidente en la entrada de la red.
- $|b_1|^2$ = potencia de la onda reflejada en la entrada de la red.
- $|a_2|^2$ = potencia de la onda incidente en la salida de la red.
- $|b_2|^2$ = potencia de la onda reflejada en la salida de la red.

Estas variables y los parámetros S de la red se relacionan por las siguientes expresiones:

$$b_1 = a_1 S_{11} + a_2 S_{12} \tag{1.6}$$

$$b_2 = a_1 S_{21} + a_2 S_{22} \tag{1.7}$$

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1} [\text{dB}] \Big|_{a_2=0} \quad (1.8)$$

$$S_{12} = \frac{b_1}{a_2} [\text{dB}] \Big|_{a_1=0} \quad (1.9)$$

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1} [\text{dB}] \Big|_{a_2=0} \quad (1.10)$$

$$S_{22} = \frac{b_2}{a_2} [\text{dB}] \Big|_{a_1=0} \quad (1.11)$$

Si se acopla la salida de la red, colocando una carga igual a la impedancia característica Z_0 entonces se cumple que $a_2 = 0$. Bajo las condiciones:

$$S_{11} = \frac{b_1}{a_1} \quad (1.12)$$

$$S_{21} = \frac{b_2}{a_1} \quad (1.13)$$

S_{11} es el coeficiente de reflexión en la entrada y S_{21} es la ganancia o pérdida en la red.

Si acoplamos la entrada en la red y la excitamos por la salida, forzamos a que se cumpla la condición $a_1 = 0$. Por lo que:

$$S_{22} = \frac{b_2}{a_2} \quad (1.14)$$

$$S_{12} = \frac{b_1}{a_2} \quad (1.15)$$

Donde S_{22} es el coeficiente de reflexión en la salida y S_{12} es la ganancia o pérdida inversa en la red.

A continuación introducimos nuevas variables:

$$\Gamma = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \quad (1.16)$$

$$swr = \frac{|V_{\max}|}{|V_{\min}|} = \frac{1+|\Gamma|}{1-|\Gamma|} \quad (1.17)$$

Donde Z_L es la impedancia de la carga, Γ es el coeficiente de reflexión y swr es la razón de onda estacionaria (standing wave ratio). La razón de onda estacionaria puede variar de 1 ($\Gamma = 0$, carga acoplada) a ∞ ($\Gamma = 1$, circuito abierto o cortocircuito), dependiendo del valor de Z_L . Esencialmente la razón de onda estacionaria es una medición del desacoplamiento entre la impedancia de carga y la impedancia característica en una línea de transmisión.

1.2.2. Osciladores de resistencia negativa de un puerto

La Figura 1.3 muestra el diagrama de un oscilador de un puerto [2], cuyo dispositivo de resistencia negativa es representado por una impedancia dependiente de la amplitud y de la frecuencia. Donde $Z_{in}(I, j\omega) = R_{in}(I, j\omega) + jX_{in}(I, j\omega)$ es la impedancia de entrada del dispositivo activo.

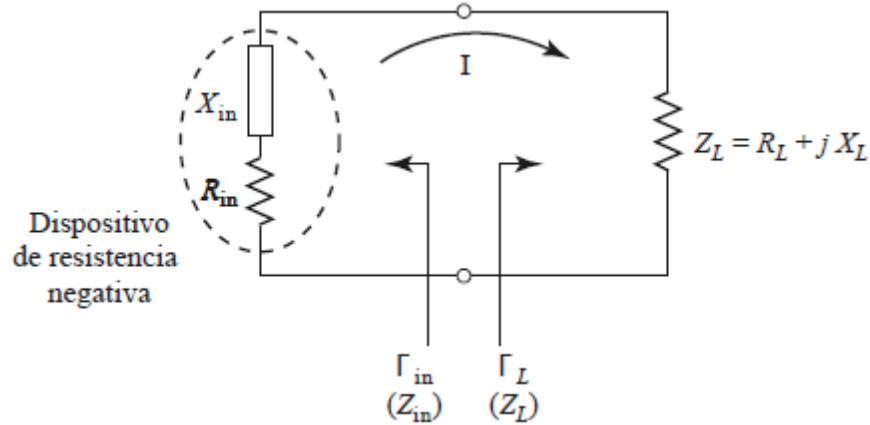


Figura 1.3. Diagrama de un oscilador de un puerto de resistencia negativa.

El dispositivo termina con una impedancia de carga pasiva, $Z_L = R_L + jX_L$ y aplicando las leyes de Kirchoff obtenemos:

$$(Z_L + Z_{in})I = 0 \quad (1.18)$$

Si se produce una oscilación, de tal manera que la corriente I es distinta de cero, entonces las siguientes condiciones se satisfacen:

$$R_{in}(I, j\omega) + R_L = 0 \quad (1.19a)$$

$$X_{in}(I, j\omega) + X_L(\omega) = 0 \quad (1.19b)$$

Z_{IN} = impedancia de entrada.
 R_{in} = resistencia de entrada.
 X_{IN} = Reactancia de entrada.
 Z_L = Impedancia de la carga.
 R_L = Resistencia de carga.
 X_L = Reactancia de la carga.

Como la carga es un elemento pasivo (elemento que disipa energía), $R_L > 0$, entonces la ecuación (1.6a) indica que $R_{in} < 0$. Por lo tanto, mientras que una resistencia positiva indica disipación de energía, una resistencia negativa implica una fuente de energía [1].

De la ecuación (1.18) se tiene que $Z_L = -Z_{in}$, lo que implica que los coeficientes de reflexión Γ_L y Γ_{in} están relacionados de la siguiente manera:

$$\Gamma_L = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} = \frac{-Z_{in} - Z_0}{-Z_{in} + Z_0} = \frac{Z_{in} + Z_0}{Z_{in} - Z_0} = \frac{1}{\Gamma_{in}} \quad (1.20)$$

Γ_{in} = Coeficiente de reflexión de la entrada.
 Γ_L = Coeficiente de reflexión de la carga.

Siendo específicos, el dispositivo está definido para ser inestable en un rango de frecuencias $\omega_1 < \omega < \omega_2$ si $R_{in}(I, \omega) < 0$. La red de un puerto es inestable para ω_0 dentro del rango si la resistencia de la red es negativa, se cumple cuando:

$$|R_{in}(I, \omega)| > R_L \quad (1.21)$$

Cualquier excitación debido al ruido en el circuito iniciará una oscilación a la frecuencia ω_0 , para la cual la reactancia de la red es igual a cero.

$$X_L(\omega_0) = -X_{in}(I, \omega_0) \quad (1.22)$$

En ω_0 una creciente sinusoidal fluirá a través del circuito, y la oscilación continuará formándose con tal de que la resistencia sea negativa. La amplitud del voltaje podrá eventualmente alcanzar un valor de estado estacionario, llamado I_0 , que ocurre cuando la resistencia del lazo es cero. Para satisfacer las condiciones (1.19a) y (1.21), la impedancia $Z_{in}(I, \omega)$ debe ser dependiente de la amplitud y con $I = I_0$:

$$R_{IN}(I_0, \omega_0) + R_L = 0 \quad (1.23)$$

La frecuencia de oscilación determinada por (1.22) no es estable mientras $X_{in}(I, \omega_0)$ sea dependiente de la amplitud. Esto es:

$$X_{in}(I_1, \omega_0) \neq X_{in}(I_0, \omega_0) \quad (1.24)$$

Donde I_1 es un voltaje arbitrario. Por lo tanto es necesario encontrar otra condición que garantice una oscilación estable. Si la dependencia de la frecuencia de $Z_{in}(I, \omega)$ puede ser omitida para pequeñas variaciones alrededor de ω_0 , Kurokawa [5] mostró que la condición para una oscilación estable es:

$$\left. \frac{\partial R_{IN}(V, \omega)}{\partial V} \right|_{I=I_0} \left. \frac{dX_L(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} - \left. \frac{\partial X_{IN}(V, \omega)}{\partial V} \right|_{I=I_0} \left. \frac{dR_L(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} > 0 \quad (1.25)$$

En resumen la frecuencia de oscilación está determinada por (1.22) y (1.23) y es estable solo si se satisface (1.25). En la mayoría de los casos

$$\frac{dR_L(\omega)}{d\omega} = 0$$

(por ejemplo R_L es una constante) y (1.25) se simplifica. En la práctica la estabilidad se tiene cuando tenemos un elemento resonante y un elemento amplificador que cumplen las condiciones de oscilación; en el caso de esta tesis se tiene a la línea de retardo y al dispositivo activo (amplificador).

1.2.3. Osciladores de resistencia negativa de dos puertos

Un oscilador en una configuración de dos puertos puede verse a continuación [2].

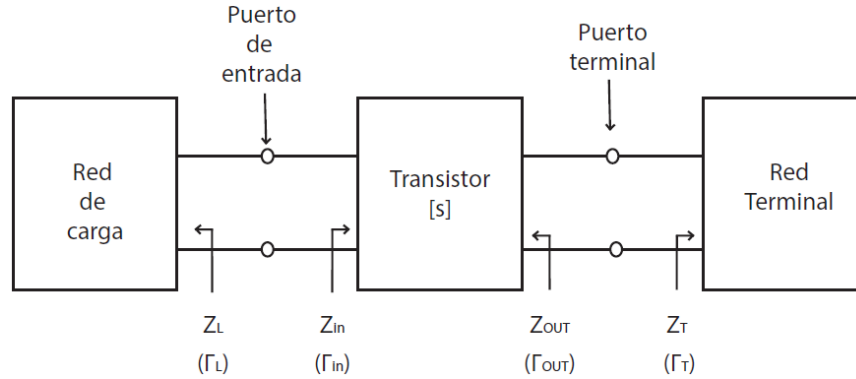


Figura 1.4. Representación de un oscilador de resistencia negativa de dos puertos

La red de dos puertos está caracterizada por los parámetros S del transistor, la impedancia de terminación Z_T y la impedancia de carga Z_L .

Cuando los dos puertos son potencialmente inestables, una apropiada Z_T permite ser representada como un dispositivo de un puerto con resistencia negativa y con una impedancia de entrada Z_{in} como se muestra en la Figura 1.3. Las condiciones de oscilación están de nuevo dadas por (1.21), (1.22) y (1.23).

La resistencia negativa Z_{in} es función del voltaje y de la amplitud con la que la oscilación crece, la resistencia negativa puede disminuirse a un valor menor que el de la resistencia de carga, en este punto la oscilación se detiene. Este problema es eliminado diseñando la magnitud de la resistencia negativa con $V = 0$ para ser mas grande que la carga. Generalmente suele usarse la siguiente relación [2]:

$$R_L = -\frac{R_{in}}{3} \quad (1.26)$$

Como el puerto de entrada está hecho para oscilar, el puerto de salida también oscila, lo cual se puede demostrar de la siguiente manera. Para la oscilación de estado estacionario en el puerto de entrada, se debe tener que $\Gamma_{in} \Gamma_L = 1$, lo cual es análogo a la condición (1.20).

$$\frac{1}{\Gamma_L} = \Gamma_{in} = S_{11} + \frac{S_{12}S_{21}\Gamma_T}{1-S_{22}\Gamma_T} = \frac{S_{11}-\Delta\Gamma_T}{1-S_{22}\Gamma_T} \quad (1.27)$$

Donde $\Delta = S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21}$, despejando Γ_T se obtiene

$$\Gamma_T = \frac{1-S_{11}\Gamma_L}{S_{22}-\Delta\Gamma_L} \quad (1.28)$$

A partir de $\Gamma_{OUT} = S_{22} + \frac{S_{12}S_{21}\Gamma_L}{1-S_{11}\Gamma_L}$ [2] tenemos que

$$\Gamma_{OUT} = S_{22} + \frac{S_{12}S_{21}\Gamma_L}{1-S_{11}\Gamma_L} = \frac{S_{22}-\Delta\Gamma_L}{1-S_{11}\Gamma_L} \quad (1.29)$$

Lo que demuestra que $\Gamma_{OUT} \Gamma_T = 1$ y $Z_T = -Z_{OUT}$. Quiere decir que el puerto dos también está oscilando.

El procedimiento de diseño para un oscilador de dos puertos es el siguiente:

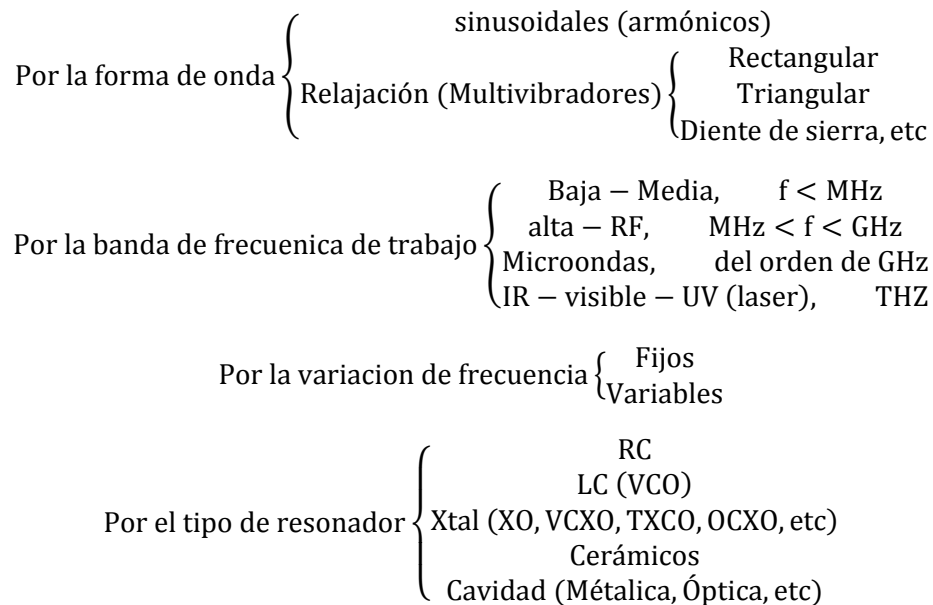
1. Usar un transistor potencialmente inestable a la frecuencia de oscilación ω_0 .
2. Diseñar la red de salida para hacer $|\Gamma_{in}| > 1$. Una realimentación se puede utilizar para hacer crecer Γ_{in} .
3. Diseñar la red de carga para que resuene Z_{in} . Es decir:

$$X_L(\omega_0) = -X_{in}(\omega_0) \quad (1.30)$$

$$R_L = \frac{|R_{IN}(l, \omega_0)|}{3} \quad (1.31)$$

Este tipo de diseño es usado debido a su alto rango de éxito, se debe tomar en cuenta que la frecuencia de oscilación puede cambiar del valor de diseño propuesto para ω_0 . Se debe a que la energía de oscilación incrementa hasta que la resistencia negativa es igual a la resistencia de carga. Esta manera de diseñar no garantiza que el oscilador provea la potencia requerida.

1.4. Clasificación y parámetros de los osciladores



A continuación se dará una breve explicación de los parámetros que determinan a los osciladores.

- a) Frecuencia de oscilación. Margen y forma de sintonía.
- b) Pushing o deriva de alimentación.
- c) Pulling o deriva de carga.
- d) Deriva de frecuencia con la temperatura.
- e) Señales de salida no deseadas (pureza espectral).
- f) Ruido.
- g) Estabilidad de frecuencia.

a) Frecuencia de oscilación. Margen y forma de sintonía.

Se entiende por frecuencia de un oscilador a la del armónico fundamental (ω_0). La frecuencia del oscilador puede ser fija o variable, siendo en este último caso una función de alguno de los elementos que forman el oscilador.

Se entiende por sintonía el margen de frecuencias que puede barrer el oscilador cuando se modifica un parámetro de ajuste de frecuencia. Se pueden distinguir varios tipos:

- Sintonía mecánica. Modificando mecánicamente la frecuencia de resonancia del oscilador. La forma típica de hacerlo en baja frecuencia es utilizando capacitores o mediante inductores de posición variable. En microondas se utilizan postes metálicos o dieléctricos entrantes a la cavidad resonante.
- Sintonía electrónica. Se puede variar la frecuencia aplicando una tensión a un elemento de control que hace variar las condiciones del circuito de sintonía.

En función de la forma de hacer la sintonía, se puede distinguir dos tipos de osciladores:

- Sintonía continua. Aquellos en que la frecuencia puede tomar cualquier valor dentro del margen de sintonía.
- Sintonía discreta. Aquellos en que la frecuencia sólo puede tomar algunos valores dentro del margen de sintonía.

De la misma manera, podemos distinguir los osciladores por la amplitud relativa de su margen de sintonía en:

- Osciladores sintonizables en banda estrecha. Normalmente el margen de sintonía es inferior al 10% de la frecuencia central de oscilación. Entre éstos se pueden agrupar en los que poseen una frecuencia fija y apenas un margen de ajuste reducido. En general coinciden con los que llamamos osciladores de alto factor de calidad.
- Osciladores sintonizables en banda ancha. Se agrupa en este tipo todos los osciladores de frecuencia variable que pueden llegar hasta una o varias octavas. Por los componentes de sintonía que introducen, se asocian a los osciladores de bajo factor de calidad.

b) Pushing o deriva de alimentación.

El pushing es la variación de frecuencia del oscilador con la tensión de polarización del dispositivo. Se suele medir de forma absoluta como la deriva de la frecuencia con la tensión de alimentación en el punto de trabajo, o bien de forma relativa como el coeficiente entre dicha deriva y la frecuencia de oscilación. En ocasiones se especifica como el cambio máximo de frecuencia para un cambio dado en la tensión de alimentación.

c) Pulling o deriva de carga.

Mide la variación de la frecuencia de oscilación cuando se modifica la impedancia de carga. Depende sobre todo del factor de calidad Q del circuito y del acoplamiento entre el oscilador y la carga.

Para especificar el pulling de un oscilador es necesario dar la carga nominal (Z_o) y las variaciones de la impedancia de carga que se admite para una variación dada de frecuencia. Las variaciones máximas de carga suelen indicarse en la forma de Coeficiente de Reflexión de la carga (Γ_L), Relación de Onda Estacionaria (SWR), o variación de la impedancia de carga en tantos por cientos y cuyos valores se pueden calcular con las ecuaciones (1.16) y (1.17).

d) Deriva de frecuencia con la temperatura.

Son las variaciones de la frecuencia con la temperatura, debido fundamentalmente al cambio en las características de los elementos del oscilador con la temperatura. También puede verse afectada por envejecimiento o cambios atmosféricos.

e) Señales de salida no deseadas (pureza espectral).

Son señales que aparecen en el espectro de salida del oscilador a frecuencias distintas a la fundamental. Se pueden clasificar en:

- Armónicas: su frecuencia es múltiplo de la fundamental.
- No armónicas: su frecuencia no está relacionada con f_0 .
- Paramétricas: su frecuencia es la resultante de adición o sustracción de otras.

f) Ruido

Todo oscilador genera un espectro de ruido que se concentra alrededor de la frecuencia fundamental y que se debe en parte al ruido generado en el dispositivo y a variaciones rápidas de los parámetros de los componentes que lo forman.

Se distinguen tres tipos de ruido:

- Ruido AM: variación de la amplitud de salida.
- Ruido FM: variaciones en frecuencia alrededor de la fundamental.
- Ruido de fase: se refiere a variaciones en la frecuencia o fase en la señal de un oscilador.

g) Estabilidad de frecuencia

Este parámetro se medirá por la capacidad de un oscilador en mantener su frecuencia de oscilación lo más constante posible. Las variaciones de frecuencia que sufre el oscilador se deberán a las variaciones de los valores de los componentes del circuito, que son los que fijan la frecuencia de oscilación.

1.5. Factor de calidad Q

El factor Q, también denominado factor de calidad o factor de selectividad, es un parámetro que mide la relación entre la energía reactiva que almacena y la energía que disipa durante un ciclo completo de la señal. Un alto factor Q indica una tasa baja de pérdida de energía en relación a la energía almacenada por el resonador.

Es un parámetro importante para los osciladores, filtros y otros circuitos sintonizados, pues proporciona una medida de lo aguda que es su resonancia.

Los sistemas resonantes responden a una frecuencia determinada, llamada frecuencia natural, frecuencia propia o frecuencia de resonancia, mucho más que al resto de frecuencias. El rango de frecuencias a las que el sistema responde significativamente es el ancho de banda, y la frecuencia central es la frecuencia de resonancia eléctrica.

$$Q = \frac{2\pi * \text{Energía máxima almacenada por ciclo}}{\text{Energía disipada por ciclo}} \quad (1.32)$$

Por lo tanto podemos definir el factor de calidad Q como la frecuencia de resonancia (f_0) dividida por el ancho de banda $\Delta f = (f_2 - f_1)$:

$$Q = \frac{f_0}{f_2 - f_1} = \frac{f_0}{\Delta f} \quad (1.33)$$

Es importante aclarar que la ecuación (1.33) es la definición más utilizada para describir el factor de calidad y a la hora de calcular este factor la ecuación cambia en función del circuito y su frecuencia [6].

Capítulo 2

Ondas espín

El espín (del inglés spin 'girar') se refiere a una propiedad física de las partículas subatómicas, por la cual toda partícula elemental tiene un momento angular intrínseco de valor fijo. Se trata de una propiedad intrínseca de la partícula como lo es la masa o la carga eléctrica.

El comportamiento de los materiales magnéticos a frecuencias de microondas en presencia de un campo magnético externo se explica examinando el momento angular (espín), el momento dipolar magnético y el campo magnético provocado por el giro de los electrones.

2.1 Propiedades magnéticas de los materiales

Las propiedades magnéticas macroscópicas de los materiales son consecuencia de los momentos magnéticos asociados con los electrones individuales.

En un átomo, cada electrón tiene momentos magnéticos que se originan de dos fuentes distintas. La primera está relacionada con el movimiento orbital del electrón alrededor del núcleo; el electrón, siendo una carga en movimiento, puede ser considerado como una pequeña espira de corriente que genera un campo magnético muy pequeño y que tiene un momento magnético a lo largo de su eje de rotación.

El segundo momento magnético considera que cada electrón gira sobre sí mismo alrededor de un eje generando un momento magnético, como si se tratara de un trompo girando, lo cual es un fenómeno exclusivamente cuántico, que no se puede relacionar de forma directa con una rotación en el espacio. El ejemplo de que el espín rota sobre su propio eje solo debe tenerse como una imagen mental representativa, debido a que el espín no tiene representación en términos de coordenadas espaciales, de modo que no se puede referir ningún tipo de movimiento.

Los momentos magnéticos de espín pueden ser solo en dirección hacia arriba o hacia abajo. Por lo tanto, cada electrón puede ser imaginado como un pequeño imán que tiene momentos magnéticos orbitales y de espín.

En cada átomo individual, los momentos orbitales de algunos pares electrónicos se cancelan unos con otros; también se cumple para los momentos de espín. Por ejemplo, el momento de espín de un electrón con espín hacia arriba se anulara con otro espín hacia abajo. Entonces el momento magnético neto de un átomo es justamente la suma de los momentos magnéticos de cada uno de los electrones constituyentes, incluyendo tanto las contribuciones orbitales como de espín y tomando en consideración la cancelación de los momentos.

Las propiedades magnéticas de los materiales [7] pueden ser referenciadas gracias a la susceptibilidad magnética $\bar{\chi}$ definida como:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \bar{\chi} \cdot \mathbf{H} \quad (2.1)$$

Donde \mathbf{M} es la magnetización, \mathbf{H} es el campo magnético aplicado y \mathbf{M}_0 es la magnetización espontánea en ausencia de un campo aplicado. En general, la susceptibilidad $\bar{\chi}$ está representada por una matriz cuadrada de orden 3.

La clasificación de los materiales se realiza de acuerdo a su comportamiento ante la presencia de un campo magnético externo.

- Diamagnético

Son materiales que no contienen átomos con momentos magnéticos permanentes (las orbitas están llenas o en parejas) ante la presencia de un campo magnético externo, los movimientos orbitales responden con una magnetización opuesta al campo aplicado, esto sucede al cambiar el movimiento orbital de los electrones generando así un campo magnético opuesto.

- Paramagnéticos

Son materiales que contienen momentos magnéticos permanentes, pero no se encuentran alineados. En equilibrio térmico sin un campo magnético aplicado, los momentos están orientados al azar de manera que no se exhibe ningún momento magnético neto (Figura 2.1). La aplicación de un campo externo provoca una alineación parcial de los momentos, generando un momento magnético neto. Dado que los momentos tienden a alinearse en paralelo al campo aplicado, exhiben una susceptibilidad paramagnética escalar positiva.

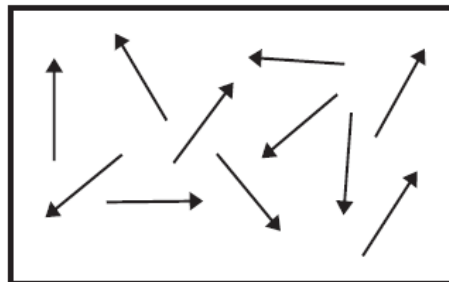


Figura 2.1. Representación de un material paramagnético (las flecha representan dipolos magnéticos).

- Ferromagnéticos

Son materiales en los que los momentos se alinean espontáneamente sin la necesidad de un campo magnético externo (Figura 2.2).

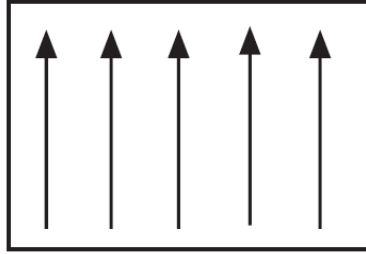


Figura 2.2. Representación de un material ferromagnético

El alineamiento de los dipolos existe sobre regiones llamadas dominios magnéticos. Los momentos están alineados dentro de un dominio, pero cambian de dirección con rapidez en los límites entre dominios. Por lo tanto, cada dominio actúa como un pequeño imán que es generalmente pequeño en volumen en comparación con el tamaño de la muestra de material, pero todavía contiene un gran número de momentos magnéticos elementales. En equilibrio, estos dominios se orientan a fin de minimizar el momento magnético neto de la muestra macroscópica (Figura 2.3).

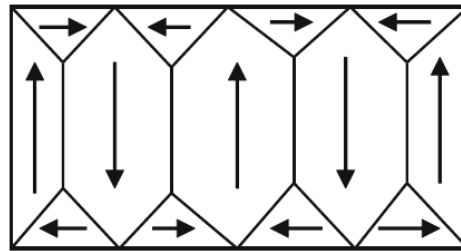


Figura 2.3 Representación esquemática de un dominio ferromagnético y cada dominio contiene una gran cantidad de momentos magnéticos.

Cuando se aplica un campo externo, los dominios comienzan a alinearse con el campo magnético dando lugar a una magnetización neta. Así, un material ferromagnético tiene una susceptibilidad escalar positiva.

- Ferrimagnéticos y Antiferrimagnéticos

La característica de estos materiales es que el acoplamiento entre momentos es tal que los momentos magnéticos tienden a alinearse en direcciones opuestas. El orden de largo alcance puede ser descrito en términos de dos subredes ferromagnéticas opuestas. Si las magnetizaciones netas de las dos subredes son iguales, el material se llama anti-ferromagnético. Si las magnetizaciones netas son desiguales, el material es ferrimagnético.

En general el ferrimagnetismo no se limita a dos subredes; la característica distintiva es que la magnetización de equilibrio de al menos una de las subredes debe ser opuesta a los otros (Figura 2.4). Algunos de ellos son opuestos y se anulan entre sí. Sin embargo estos momentos magnéticos no consiguen anular por completo la magnetización. Esto se debe a que algunos materiales poseen

momentos magnéticos diferentes y cuando estos momentos magnéticos se alinean de forma antiparalela, se produce un momento magnético neto en una dirección.

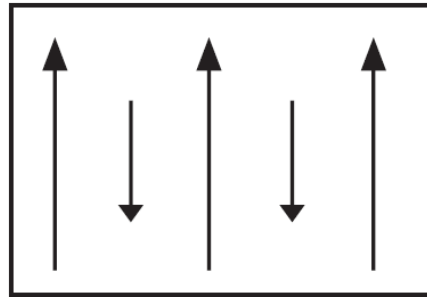


Figura 2.4. Representación de un material ferrimagnético

En ausencia de un campo externo, la magnetización de las dos subredes se cancela, produciendo ausencia de momento magnético neto. La susceptibilidad a lo largo de la dirección paralela (o antiparalelo) a los momentos es muy pequeña ya que la aplicación de un campo paralelo (o antiparalelo) a un momento no produce par neto.

Los materiales antiferromagnéticos presentan un ordenamiento magnético de todos los momentos magnéticos de una muestra, en la misma dirección pero en sentido inverso (por pares, o una subred frente a otra). Este estado natural hace difícil que el material se magnetice, es decir, se cancelan si tienen el mismo valor absoluto, o se reducen si son distintos (Figura 2.5).

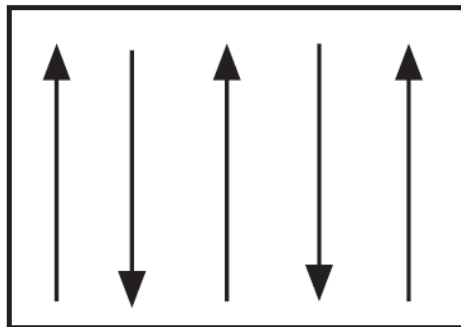


Figura 2.5. Representación de un material antiferromagnético.

Cuando un material ferromagnético o ferrimagnético está en las inmediaciones de un campo magnético, todos los dominios se alinean con el campo aplicado, y el material se dice que está saturado, si se aumenta el campo no provoca un incremento del momento magnético.

Los óxidos magnéticos son materiales con una importancia particular en aplicaciones de dispositivos de microondas, estos óxidos son conocidos como ferritas y granates magnéticos. El YIG es un ejemplo de material ferromagnético muy usado en aplicaciones de ondas magneto estáticas.

2.2 Ferrita YIG

Las ferritas pueden ser catalogadas como ferritas cerámicas (cerámicas magnéticas), dentro de esta clasificación encontramos: ferritas, ferritas hexagonales y granates. En este caso nos interesan los granates, debido a que el YIG pertenece a esta categoría, por ser utilizado en el diseño y construcción de un oscilador basado en ondas espín.

Las propiedades que caracterizan a las ferritas y granates son:

1. Son óxidos.
2. En el Fe_2O_3 tienen su mayor componente.
3. Muestran una magnetización espontánea en ausencia de campos magnéticos externos.

2.3 Ecuaciones de Maxwell

Para entender las características de propagación de las ondas hacemos uso de las ecuaciones de Maxwell.

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{J} \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (2.4)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.5)$$

\vec{H} = campo magnético (A/m)

\vec{D} = densidad de flujo eléctrico (C/m²)

\vec{J} = densidad de corriente eléctrica [volumen] (A/m²)

\vec{E} = campo eléctrico (V/m)

\vec{B} = densidad de flujo magnético (Wb/m² o T);

ρ = densidad volumétrica de carga eléctrica (C/m³)

Para fines prácticos estamos interesados en que el campo varíe sinusoidalmente a una sola frecuencia, donde consideramos:

$$\vec{E}(t) = \text{Re}\{\vec{E}(\omega)e^{-j\omega t}\} \quad (2.6)$$

$\vec{E}(\omega)$ es una cantidad compleja que contiene la amplitud y fase del campo eléctrico. Dado que depende del tiempo de la forma $e^{-j\omega t}$, derivar con respecto al tiempo equivale a multiplicar por $-j\omega$. Para el dominio de la frecuencia, las ecuaciones de Maxwell se escriben de la siguiente manera.

$$\nabla \times \vec{H} = -j\omega \vec{D} + \vec{J} \quad (2.7)$$

$$\nabla \times \bar{\mathbf{E}} = j\omega\bar{\mathbf{B}} \quad (2.8)$$

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{D}} = \rho \quad (2.9)$$

$$\nabla \cdot \bar{\mathbf{B}} = 0 \quad (2.10)$$

El reemplazar las derivadas de las Ecuaciones de Maxwell por $-i\omega$, estas presentan una dependencia de la forma $e^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$ permitiendo reemplazar el operador ∇ con j .

$$\nabla e^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} = \left[\hat{\mathbf{x}} \frac{\partial}{\partial x} + \hat{\mathbf{y}} \frac{\partial}{\partial y} + \hat{\mathbf{z}} \frac{\partial}{\partial z} \right] e^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} = [\hat{\mathbf{x}}jk_x + \hat{\mathbf{y}}jk_y + \hat{\mathbf{z}}jk_z] e^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} = j\mathbf{k}e^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} \quad (2.11)$$

La solución para las ecuaciones de Maxwell es:

$$j\mathbf{k} \times \bar{\mathbf{H}} = -j\omega\bar{\mathbf{D}} + \bar{\mathbf{J}} \quad (2.12)$$

$$\mathbf{k} \times \bar{\mathbf{E}} = \omega\bar{\mathbf{B}} \quad (2.13)$$

$$j\mathbf{k} \cdot \bar{\mathbf{D}} = \rho \quad (2.14)$$

$$\mathbf{k} \cdot \bar{\mathbf{B}} = 0 \quad (2.15)$$

Considerando las ecuaciones de Maxwell (2.12) y (2.13), estas se pueden expresar en términos de $\bar{\mathbf{E}}$ y $\bar{\mathbf{H}}$ con el uso de las relaciones constitutivas $\bar{\mathbf{D}} = \bar{\epsilon} \cdot \bar{\mathbf{E}}$ y $\bar{\mathbf{B}} = \bar{\mu} \cdot \bar{\mathbf{H}}$.

$$\mathbf{K} \times \bar{\mathbf{H}} = -\omega \bar{\epsilon} \cdot \bar{\mathbf{E}} \quad (2.16)$$

$$\mathbf{K} \times \bar{\mathbf{E}} = \omega \bar{\mu} \cdot \bar{\mathbf{H}} \quad (2.17)$$

2.4 Relaciones constitutivas

Las densidades de flujo eléctricas y magnéticas D , B están relacionadas con las intensidades de campo E , H a través de los llamados relaciones constitutivas, cuya forma depende de la materia en la que existen los campos [8]. En el vacío, toman su forma más simple.

La primera relación constitutiva involucra la densidad de flujo eléctrico con el campo eléctrico:

$$\bar{\mathbf{D}} = \epsilon_0 \bar{\mathbf{E}} \quad (2.18)$$

Donde ϵ_0 es la permitividad en el vacío. $\epsilon_0 = 8.8541878176 \times 10^{-12}$ F/m

En general las propiedades de los medios dependen de la posición, dirección, la frecuencia y la intensidad del campo. De manera simplificada, si omitimos la dependencia anterior considerando que el medio en estudio es homogéneo, isotrópico, no dispersivo y lineal.

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (2.19)$$

Cuando se trata de un medio diferente, la polarización de las cargas del material no es despreciable. Se ha probado que cuando los materiales son sometidos a campos eléctricos estáticos, las cargas positivas y negativas son desplazadas formando un dipolo eléctrico lineal. Cuando un material es examinado macroscópicamente, la presencia de todos los dipolos eléctricos es integrada por medio de un vector de polarización, lo cual da como:

$$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} \quad (2.20)$$

\vec{P} = momento dipolar eléctrico [polarización] (C/m²)

Cuando el vector de polarización es proporcional al campo eléctrico, entonces se tiene:

$$\vec{D} = \epsilon_0 (1 + \bar{\chi}_e) \vec{E} \quad (2.21)$$

Donde $\bar{\chi}_e$ es una cantidad adimensional, llamada susceptibilidad eléctrica del medio. Considerando $\bar{\epsilon} = \epsilon_0 (\bar{1} + \bar{\chi}_e)$ se tiene:

$$\vec{D} = \bar{\epsilon} \cdot \vec{E} \quad (2.22)$$

$\bar{\epsilon}$ = tensor de permitividad

La siguiente relación constitutiva, corresponde a la densidad de flujo magnético con la intensidad del campo magnético, siguiendo con la consideración de que el medio es lineal, isotrópico y homogéneo se tiene:

$$\vec{B} = \mu \cdot \vec{H} \quad (2.23)$$

Donde μ es la permeabilidad magnética del medio. Para el vacío $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m.

De forma similar a la densidad de flujo eléctrico con el vector de polarización, existe un vector de magnetización el cual puede hacer cambios en el campo magnético. El campo magnético generado por un material es debido al espín o giro del electrón, la suma de todos estos giros genera un campo magnético interno. Si este se encuentra alineado con el campo magnético externo aplicado al material, puede amplificarlo o atenuarlo y por consiguiente la ecuación (2.23) puede ser escrita como:

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M}) \quad (2.24)$$

\vec{M} = momento dipolar magnético [magnetización] (A/m)

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \bar{\chi}_m) \vec{H} \quad (2.25)$$

Donde $\bar{\chi}_m$ es una cantidad adimensional llamada susceptibilidad magnética del medio. Considerando $\bar{\mu} = \mu_0 (\bar{1} + \bar{\chi}_m)$ se tiene:

$$\vec{B} = \bar{\mu} \cdot \vec{H} \quad (2.26)$$

$\bar{\mu}$ = tensor de permeabilidad

Las ecuaciones (2.22), (2.26) son formas generales de las relaciones constitutivas.

2.5 Aproximación magnetoestática

Considerando ondas planas uniformes propagándose en una dirección arbitraria para una ferrita sujeta a un campo magnético externo [7], las ecuaciones (2.16), (2.17) y (2.24) se pueden describir de la siguiente manera:

$$\mathbf{k} \times \bar{\mathbf{H}} = -\omega \epsilon \cdot \bar{\mathbf{E}} \quad (2.27)$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{e} = \omega \mu_0 (\mathbf{h} + \mathbf{m}) \quad (2.28)$$

Realizando producto cruz con \mathbf{k} en ambos lados de la ecuación (2.27) se obtiene:

$$\mathbf{k} \mathbf{k} \cdot \mathbf{h} - \kappa^2 \mathbf{h} = -\omega^2 \mu_0 \epsilon (\mathbf{h} + \mathbf{m}) \quad (2.29)$$

Donde \mathbf{k} es el vector de onda, \mathbf{e} y \mathbf{h} son los campo eléctrico y magnético asociados con la onda.

Conociendo que $\mathbf{k} \cdot \mathbf{b} = \mu_0 \mathbf{k} \cdot (\mathbf{h} + \mathbf{m}) = 0$ [9], conociendo la identidad $\bar{\mathbf{k}} \cdot \bar{\mathbf{k}} = \mathbf{k} \mathbf{k} - \kappa^2 \bar{\mathbf{I}}$ [7] y sustituyendo en la ecuación (2.28) para $\mathbf{k} \times \mathbf{e}$ se obtiene

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{h} = -\mathbf{k} \cdot \mathbf{m} \quad (2.30)$$

Sustituyendo este resultado en la ecuación (2.29) y despejando \mathbf{h} se obtiene

$$\mathbf{h} = \frac{\kappa_0^2 \mathbf{m} - \mathbf{k} \mathbf{k} \cdot \mathbf{m}}{\kappa^2 - \kappa_0^2} \quad (2.31)$$

Donde $\kappa_0^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon$

Siguiendo un procedimiento similar, se puede encontrar \mathbf{e} en términos de \mathbf{m} . Realizando un producto cruz con \mathbf{k} en ambos lados de la ecuación (2.28) se obtiene

$$-\kappa^2 \mathbf{e} = -\omega^2 \mu_0 \epsilon \mathbf{e} + \omega \mu_0 \mathbf{k} \times \mathbf{m} \quad (2.32)$$

Utilizando el hecho de que $\mathbf{k} \cdot \mathbf{e} = 0$ y la ecuación (2.27) para $\mathbf{k} \times \mathbf{h}$. Y resolviendo para \mathbf{e}

$$\mathbf{e} = \frac{\omega \mu_0 \mathbf{k} \times \mathbf{m}}{\kappa_0^2 - \kappa^2} \quad (2.33)$$

Conociendo que $\nabla \times \mathbf{h} = -\omega \epsilon \mathbf{e}$, se puede escribir

$$\nabla \times \mathbf{h} = -\frac{\kappa_0^2 \mathbf{k} \times \mathbf{m}}{\kappa_0^2 - \kappa^2} \quad (2.34)$$

Analizando las ecuaciones (2.31), (2.33) y (2.34) en el límite donde $|\mathbf{k}| \geq |\mathbf{k}_0|$ las ondas son descritas por

$$\nabla \times \mathbf{h} = 0 \quad (2.35)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{b} = 0 \quad (2.36)$$

$$\nabla \times \mathbf{e} = i\omega \mathbf{b} \quad (2.37)$$

La aproximación magnetoestática también es válida en el límite $|\mathbf{k}| \ll |\mathbf{k}_0|$.

Las ecuaciones (2.35), (2.36) y (2.37) son la aproximación magnetoestática de las ecuaciones de Maxwell. Las ondas descritas también pueden ser llamadas ondas magnetoestáticas.

El uso de ecuaciones magnetoestáticas ayuda a describir las ondas cuya longitud de onda en el medio es diferente a una onda electromagnética a la misma frecuencia.

2.6 Ecuación de Walker

Usando las ecuaciones (2.35), (2.36) y (2.37), se puede determinar las magnitudes del campo, conociendo las relaciones constitutivas, para una ferrita magnetizada se tiene [7]:

$$\mathbf{b} = \bar{\boldsymbol{\mu}} \cdot \mathbf{h} \quad (2.38)$$

donde

$$\bar{\boldsymbol{\mu}} = \mu_0 (\bar{\mathbf{I}} + \bar{\boldsymbol{\chi}}) \quad (2.39)$$

$$\bar{\boldsymbol{\chi}} = \begin{bmatrix} \chi & -ik \\ ik & \chi \end{bmatrix} \quad (2.40)$$

$\bar{\boldsymbol{\chi}}$ = tensor de susceptibilidad Polder.

Suponiendo que el campo magnético de magnetización viaja a lo largo del eje \hat{z} , el tensor de permeabilidad en ausencia de intercambio y anisotropía se define como

$$\bar{\boldsymbol{\mu}} = \mu_0 \begin{bmatrix} 1 + \chi & -ik & 0 \\ ik & 1 + \chi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.41)$$

Donde k y χ están dadas por

$$k = \frac{\omega \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (2.42)$$

$$\chi = \frac{\omega_0 \omega_M}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (2.43)$$

$$\omega_0 \equiv -\gamma\mu_0 M_s \quad (2.44)$$

$$\omega_M \equiv -\gamma\mu_0 H_s \quad (2.45)$$

$$\gamma = \frac{gq}{2m} \quad (2.46)$$

ω_0 = frecuencia de resonancia ferromagnética.

ω_M = frecuencia de las ondas espín.

M_s = saturación de magnetización.

H_s = campo magnético externo.

μ_0 = permeabilidad magnética.

g = factor g de Lande (2 para el espín).

q y m es la carga y masa efectiva del electrón.

Teniendo que $\nabla \times (\nabla\psi) \equiv 0$ para cualquier función analítica ψ , la ecuación (2.35) se puede escribir

$$\mathbf{h} = -\nabla\psi \quad (2.47)$$

Donde ψ es un potencial escalar magnetoestático. Sustituyendo la ecuación (2.36) en (2.38) y está en (2.47).

$$\nabla \cdot (\bar{\mu} \cdot \nabla\psi) = 0 \quad (2.48)$$

Esto puede expandirse usando las ecuaciones (2.39) y (2.41) para obtener

$$(1 + \chi) \left[\frac{\delta^2\psi}{\delta x^2} + \frac{\delta^2\psi}{\delta y^2} \right] + \frac{\delta^2\psi}{\delta z^2} = 0 \quad (2.49)$$

χ y κ son independientes de la posición. Como la ecuación (2.49) está basada solo en las ecuaciones magnetoestáticas (2.35) y (2.36), las soluciones son para modos magnetoestáticos. Se debe considerar que las soluciones no son explícitamente magnetoestáticas debido a que se suponen variaciones en el tiempo a frecuencias de microondas. La ecuación (2.49) se llama ecuación de Walker y es la ecuación básica para modos magnetoestáticos en un medio homogéneo.

En modo de ejemplo para el uso de la ecuación de Walker, se considera la propagación de una onda plana uniforme en un medio infinito. Suponiendo $\psi \propto e^{j\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$, la ecuación (2.49) se convierte en

$$(1 + \chi) (\kappa_x^2 + \kappa_y^2) + \kappa_z^2 = 0 \quad (2.50)$$

Si el ángulo de propagación con respecto al eje \hat{z} es θ , entonces.

$$\kappa_x^2 + \kappa_y^2 = \kappa^2 \sin^2\theta \quad (2.51)$$

$$\kappa_z^2 = \kappa^2 \cos^2\theta \quad (2.52)$$

Sustituyendo las ecuaciones (2.51) y (2.25) en la ecuación (2.50) y resolviendo

$$\chi \sin^2\theta = -1 \quad (2.53)$$

Expresando en términos de la frecuencia usando la ecuación (2.43)

$$\omega = [\omega_0(\omega_0 + \omega_M \sin^2 \theta)]^{1/2} \quad (2.54)$$

De la ecuación (2.54) se consideran los efectos de interacción de intercambio, reemplazando ω_0 con $\omega_0 + \omega_M \lambda_{ex} k^2$. La variable λ_{ex} es la constante de intercambio; para el caso del YIG tiene un valor de $\lambda_{ex} = 3 \times 10^{-16} \text{m}^2$. Y esta constante sirve para diferenciar una onda electromagnética de una onda espín [7].

La relación de dispersión está dada por:

$$\omega = [(\omega_0 + \omega_M \lambda_{ex} k^2)(\omega_0 + \omega_M(\lambda_{ex} k^2 + \sin^2 \theta))]^{1/2} \quad (2.55)$$

La relación de dispersión relaciona la dependencia entre la frecuencia angular y el número de onda (o propagación), además de conectar diferentes propiedades de las ondas espín tales como su energía y longitud de onda.

Se observa que la consideración de intercambio se ha establecido en la correspondencia uno a uno entre la frecuencia y el número de onda. La grafica de la ecuación (2.55) se muestra en la figura 2.6 para $\theta = 0, \pi/2$.

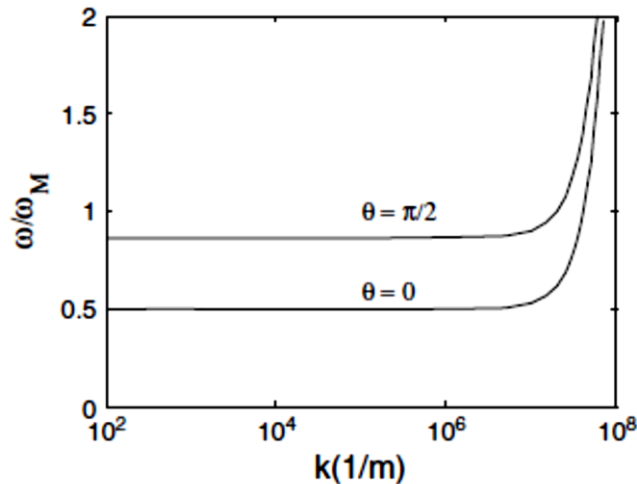


Figura 2.6. Relación de dispersión de ondas magnetoestáticas.

De la figura observamos la dependencia de la frecuencia de las ondas espín respecto a la constante de propagación k para un campo magnético fijo. Ambas curvas delimitan el rango de existencia de las ondas espín, la curva superior muestra la propagación perpendicular al campo de magnetización ($k \perp H_0$), mientras que la curva inferior representa la propagación paralela al campo de magnetización ($k \parallel H_0$).

A partir de la curva de dispersión característica, se observa que cuando la magnitud de κ crece, el término de intercambio $\lambda_{ex} k^2$ progresivamente se vuelve grande en comparación con la unidad. Cuando esto ocurre, a la excitación se le llama ondas de espín en lugar de ondas magnetoestáticas. Por lo tanto la dinámica de una onda espín está dominada por la interacción de intercambio, mientras

que la dinámica de ondas magnetoestáticas está dominada por la interacción dipolar magnética. Por lo tanto la onda evoluciona continuamente mientras k aumenta.

Se usa el término onda electromagnética cuando ambas interacciones: eléctrica y dipolar magnética son importantes mientras las interacciones de intercambio son insignificantes, se llama onda magnetoestática cuando la interacción dipolar magnética domina ambas interacciones eléctricas y de intercambio y se usa el término onda espín cuando solo la interacción de intercambio es importante.

Experimentalmente se observa que los espines que se encuentran cercanos a la superficie de una película magnética en ocasiones se comportan como si estuvieran fijos y no se les permitiera el movimiento de precesión. Dicho comportamiento es resultado de que estos espines experimentan diferentes condiciones de anisotropía con respecto a los que se encuentran alejados de la superficie. Reflexiones de las ondas espín en ambas superficies causan el efecto de resonancia de onda espín, cuando el espesor de la película es igual a un número entero de medias longitudes de onda.

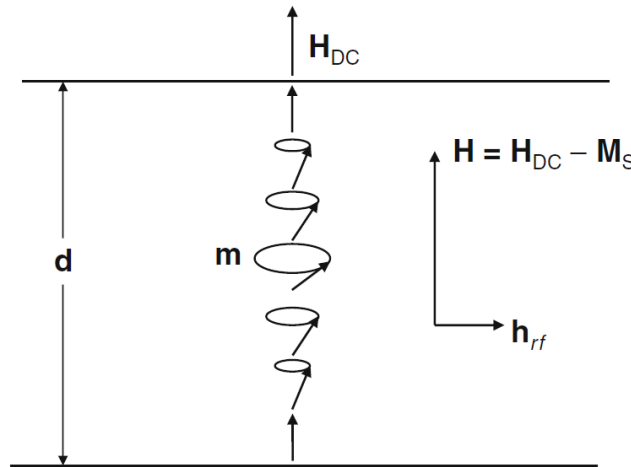


Figura 2.7. Resonancia de onda espín.

El resultado de tener espines fijos en la superficie, es que los campos magnéticos pueden excitar resonancias de ondas espín correspondiente a un número impar de mitades de longitudes de onda a lo largo de espesor de la película. Las frecuencias de resonancia se pueden obtener haciendo $\kappa = \pi n / d$ donde n es un número entero y d es el espesor de la película. El resultado para la película magnetizada normalmente es ($\theta = 0$) es:

$$\omega_n = \omega_0 + \omega_M \lambda_{ex} \left(\frac{\pi n}{d} \right)^2 \quad (2.56)$$

Donde $\omega_0 = -\gamma \mu_0 (H_{DC} - M_S)$, H_{DC} y M_S son el campo magnético externo y la saturación de magnetización de la película, respectivamente. El campo aplicado se reduce en la película por la presencia del campo de desmagnetización, generado por cargas magnéticas efectivas sobre la superficie de la película.

2.7 Película magnetizada tangencialmente

Debido a la simetría al aplicar un campo en dirección paralela al plano de la película, las características de propagación de las ondas de espín generadas en la película dependen del ángulo entre el vector de propagación y el campo de magnetización H_{DC} . En este caso se presentan dos casos particulares, cuando k es paralelo a H_{DC} y cuando es perpendicular [7].

Cuando k es paralelo a H_{DC} son ondas magnetoestáticas de volumen regresivas (MSBVW) y cuando los vectores son perpendiculares, se le conoce como ondas magnetoestáticas de superficie (MSSW); para el caso de esta tesis las ondas de superficie son utilizadas para implementar la línea de retardo del oscilador basado en ondas espín.

2.7.1 Ondas de superficie (MagnetoStatic Surface Waves, MSSW)

Considerando la propagación perpendicular de un campo magnético al plano de la película, en dirección $\pm x$ de acuerdo a la geometría mostrada en la figura 2.8.

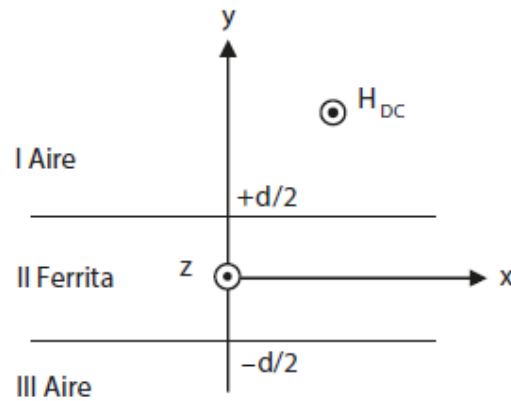


Figura 2.8. Película magnetizada tangencialmente.

Suponiendo que el potencial es proporcional a $\exp(ivk_x x)$, en donde $v = \pm 1$. Entonces las funciones de prueba de cada región se escriben de la siguiente manera:

$$\psi_I(r) = C e^{-k_x y + ivk_x x} \quad (2.57)$$

$$\psi_{II}(r) = \psi_0 \cos(k_y y) e^{ivk_x x} \quad (2.58)$$

$$\psi_{III}(r) = D e^{k_x y + ivk_x x} \quad (2.59)$$

Dentro de la ferrita (región II), la ecuación de Walker se reduce a

$$(1 + \chi) (\kappa_x^2 + \kappa_y^2) = 0 \quad (2.60)$$

Una posible solución a esta ecuación es $(1 + \chi) = 0$. Sin embargo, esto sólo se produce para una frecuencia específica, por lo que se requiere $\kappa_x^2 = -\kappa_y^2$. Si pretendemos que k_x sea real para la

propagación de ondas, entonces k_y tendría que ser imaginaria. Por lo tanto ψ_{II} no oscilara como se asumió, se necesitara de combinaciones exponenciales crecientes y decrecientes. Por lo tanto, reemplazamos el potencial en la Región II.

$$\psi_{II} = [\psi_{0+}e^{ky} + \psi_{0-}e^{-ky}]e^{ivkx} \quad (2.61)$$

Observamos que $|k_y| = k_x \equiv k$

Aplicando las condiciones de frontera en $y = \pm \frac{d}{2}$ y requiriendo que ψ sea continua

$$C e^{-\frac{kd}{2}} = \psi_{0+} e^{\frac{kd}{2}} + \psi_{0-} e^{-\frac{kd}{2}} \quad (2.62)$$

$$D e^{-\frac{kd}{2}} = \psi_{0+} e^{-\frac{kd}{2}} + \psi_{0-} e^{\frac{kd}{2}} \quad (2.63)$$

La segunda condición de frontera requiere b_y sea continua.

$$C e^{-\frac{kd}{2}} = vk \left[\psi_{0+} e^{\frac{kd}{2}} + \psi_{0-} e^{-\frac{kd}{2}} \right] - (1 + \chi) \left[\psi_{0+} e^{\frac{kd}{2}} - \psi_{0-} e^{-\frac{kd}{2}} \right] \quad (2.64)$$

$$D e^{-\frac{kd}{2}} = -vk \left[\psi_{0+} e^{-\frac{kd}{2}} + \psi_{0-} e^{\frac{kd}{2}} \right] + (1 + \chi) \left[\psi_{0+} e^{-\frac{kd}{2}} - \psi_{0-} e^{\frac{kd}{2}} \right] \quad (2.65)$$

Sustituyendo las condiciones anteriores (2.62) y (2.63) para el lado izquierdo de las ecuaciones (2.64) y (2.65) y agrupando términos.

$$\begin{bmatrix} (\chi + 2 - vk)e^{\frac{kd}{2}} & (\chi + vk)e^{-\frac{kd}{2}} \\ -(\chi - vk)e^{-\frac{kd}{2}} & (\chi + 2 + vk)e^{\frac{kd}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \psi_{0+} \\ \psi_{0-} \end{bmatrix} = 0 \quad (2.67)$$

La relación de dispersión se obtiene estableciendo el determinante de la matriz de coeficientes igual a cero

$$e^{-2kd} = \frac{(\chi+2)^2 - k^2}{\chi^2 - k^2} \quad (2.68)$$

La dependencia de v desaparece como resultado de elevar al cuadrado, lo que demuestra que la relación de dispersión permanece invariante bajo un cambio en el sentido de dirección de propagación.

Sustituyendo las ecuaciones (2.42) y (2.43) en la ecuación (2.68) y resolviendo para ω^2 .

$$\omega^2 = \omega_0(\omega_0 + \omega_M) + \frac{\omega_M^2}{4} [1 - e^{-2kd}] \quad (2.69)$$

Resolviendo para κ

$$\kappa = -\frac{1}{2d} \ln \left[1 + \frac{4}{\omega_M^2} [\omega_0(\omega_0 + \omega_M) - \omega^2] \right] \quad (2.70)$$

Se debe considerar que κ sólo puede tomar valores positivos en cualquiera de estas ecuaciones. La relación de dispersión se representa en la figura 2.9.

La velocidad de grupo se obtiene diferenciando la ecuación (2.69).

$$\frac{1}{v_g} = \frac{4\omega}{\omega_M^2} e^{2\kappa d} \quad (2.71)$$

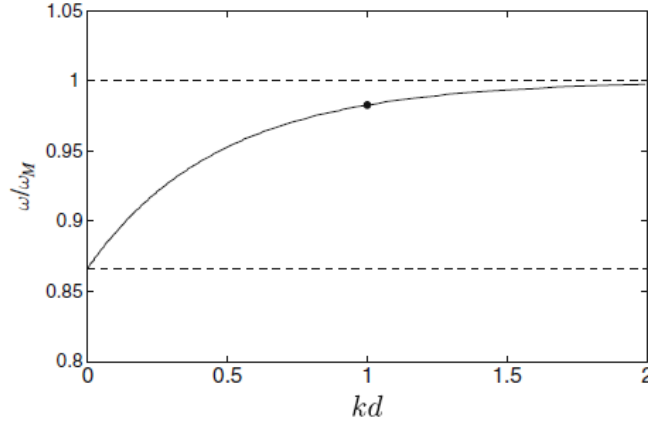


Figura 2.9. Curva de dispersión de las ondas de superficie.

En la figura 2.9 se observa la gráfica de la ecuación de dispersión para las ondas de superficie y también notamos que la velocidad de grupo y la velocidad de fase tienen la misma dirección, por lo cual estas ondas son progresivas.

Dado que la función potencial no es periódica a través del espesor de la película, las ondas de superficie no presentan múltiples modos. El potencial se puede expresar como

$$\psi_v(r) = \begin{cases} \psi_0 (e^{\kappa d} + p(v)) e^{-\kappa y + i v \kappa x}, & y > d/2 \\ \psi_0 (e^{\kappa y} + p(v) e^{-\kappa y}) e^{i v \kappa x}, & |y| \leq d/2 \\ \psi_0 (1 + p(v) e^{\kappa d}) e^{\kappa y + i v \kappa x}, & y < -d/2 \end{cases} \quad (2.72)$$

Donde $p(v) \equiv \frac{\psi_{0-}}{\psi_{0+}}$ y es equivalente para las dos siguientes expresiones obtenidas de la ecuación (2.69).

$$p(v) \equiv \frac{\psi_{0-}}{\psi_{0+}} = \frac{\chi - v\kappa}{\chi + 2 + v\kappa} e^{-\kappa d} \quad (2.73)$$

$$p(v) = \frac{\chi + 2 - v\kappa}{\chi + v\kappa} e^{\kappa d} \quad (2.74)$$

Las posibles funciones para $v = \pm 1$ se muestran en la Figura 2.10. La relación de dispersión es independiente de v , los modos de campos no lo son. Cuando se invierte la dirección de propagación, el modo cambia de una superficie a otra, este fenómeno se llama desplazamiento de campo no recíproco.

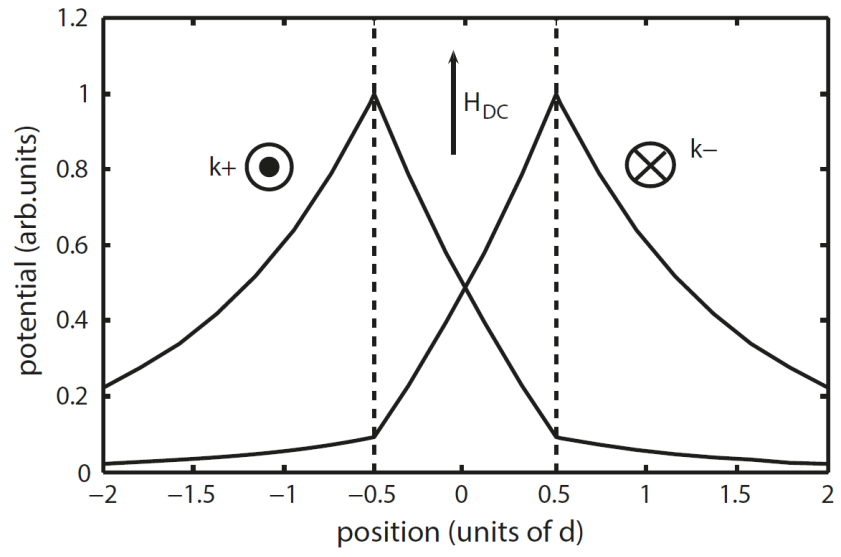


Figura 2.10. Perfil de potencial magnético de las ondas de superficie.

Capítulo 3

Diseño del oscilador basado en ondas espín

Cuando una ferrita se somete a un campo magnético los espines dentro del material se orientan en dirección al campo, debido a que los momentos magnéticos de espín tienen asociado un momento dipolar magnético que precesa alrededor del campo magnético aplicado con una frecuencia f_0 llamada frecuencia de precesión giromagnética o frecuencia de Larmor, la cual es proporcional al campo magnético. Por lo que al introducir una señal de disparo con frecuencia f_0 , la ferrita entra en resonancia provocando una oscilación de sus momentos magnéticos a la misma frecuencia f_0 .

La señal de disparo es el ruido blanco generado por los componentes del circuito y para que el sistema oscile es necesario que la ganancia de lazo sea igual a la unidad (la ganancia es proporcionada por el amplificador) y que el cambio de fase en la realimentación sea igual a $2\pi n$ (película de YIG).

Para la excitación de ondas espín, el vector de propagación y el campo de magnetización deben ser perpendiculares para la generación de ondas magnetoestáticas de superficie (MSSW), cuya distribución ocurre sobre la superficie del material; y para excitar y detectar ondas de espín utilizamos antenas de microcinta, las cuales tienen un alimentador acoplado de 50Ω de impedancia característica, el cual se conecta directamente con un segmento radiador cortocircuitado en el extremo. La conexión al plano de tierra en el extremo de las antenas nos garantiza en todo momento que en el segmento radiador tendremos máximos de corriente, ya que la longitud de onda de las señales utilizadas son al menos 5 veces más grandes que el segmento excitador.

Conociendo las ondas de espín a utilizar y las antenas de microcinta, el diseño del oscilador se basa en una línea de retardo de dos puertos, en configuración de realimentación con el dispositivo activo (circuito amplificador); por lo tanto el diseño consta de un amplificador, una ferrita (película de YIG) y las antenas de microcinta que cierran el lazo de realimentación. En la figura 3.1 se muestra el esquema del oscilador propuesto, el cual se basa en el trabajo de Kalinikos [10].

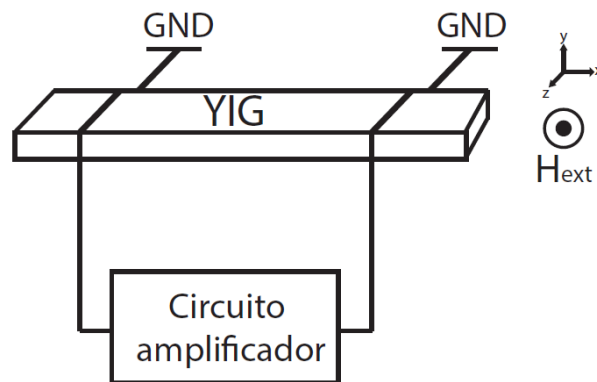


Figura 3.1. Esquemático del circuito oscilador.

El diagrama de la figura 3.1 contempla la primera etapa del oscilador basado en ondas espín ya que con este diseño tenemos un oscilador del cual es necesario conocer su frecuencia de oscilación y la manera de conocer este valor es usando una tercera antena de microcinta que funcione de acoplador direccional para evitar interrupciones en el lazo de realimentación. Y la señal adquirida es enviada a un segundo amplificador con el propósito de aislar la línea de retardo de los equipos de medición.

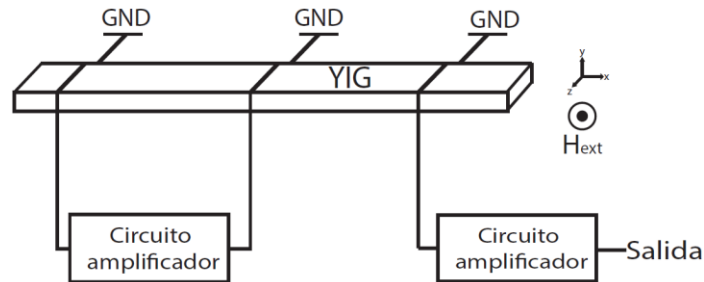


Figura 3.2 Esquemático final del oscilador. El cual representa los elementos que conforman el oscilador final.

3.1 Sintonización de la frecuencia de oscilación

Para realizar la sintonización de frecuencia, aprovechamos las características de las ondas espín, en este caso la velocidad de fase y la velocidad de grupo de las ondas de superficie (MSSW); siempre que cumplamos las siguientes condiciones [11]:

- La primera condición es la ganancia del lazo de realimentación G :

$$G \geq e^{\omega_r \tau_d} + M \quad (3.1)$$

$$\omega_r = 2\pi|\gamma|\Delta H \quad (3.2)$$

ΔH es el ancho de línea de la resonancia ferromagnética, $|\gamma|$ es el modulo de la relación giromagnética, τ_d es el tiempo que tarda la señal en completar una vez el lazo de realimentación (también llamado tiempo de retardo), M es la pérdida total causada por la excitación y recepción de las ondas espín, y también por la atenuación de la señal debido a los componentes pasivos.

El tiempo de retardo τ_d depende del retardo proporcionado por el material magnético. Donde el tiempo de retardo de las ondas espín está determinado por la distancia entre las antenas de microcinta.

$$\tau_d = \frac{d}{v_g} \quad (3.2)$$

Velocidad de grupo

$$v_g = \frac{d\omega}{dk} \quad (3.3)$$

- La segunda condición es para la fase.

$$\phi_e(\omega) + \phi_{sw}(\omega) = 2\pi n \quad (3.4)$$

Donde ϕ_e es el cambio de fase acumulado en la parte eléctrica del lazo de realimentación, ϕ_{sw} es el cambio de fase de las ondas espín debido a la línea de retardo.

De las condiciones anteriores al introducir dos campos magnéticos distintos (Figura 3.3) se observa que la velocidad de grupo se mantiene igual, pero la velocidad de fase presenta un cambio y con base a este comportamiento se realiza la sintonización de frecuencia.

Velocidad de fase

$$v_p = \frac{\omega}{k} \quad (3.5)$$

Conociendo que la condición de oscilación necesita que el cambio de fase en la realimentación sea igual a $2\pi n$ y que para diferentes campos magnéticos la velocidad de fase es distinta, entonces al modificar el campo magnético la condición de retardo igual a $2\pi n$ se cumple a una frecuencia distinta, resultando en un cambio en la frecuencia de oscilación. Y al realizar un barrido de campo magnético se obtiene la sintonización de frecuencia.

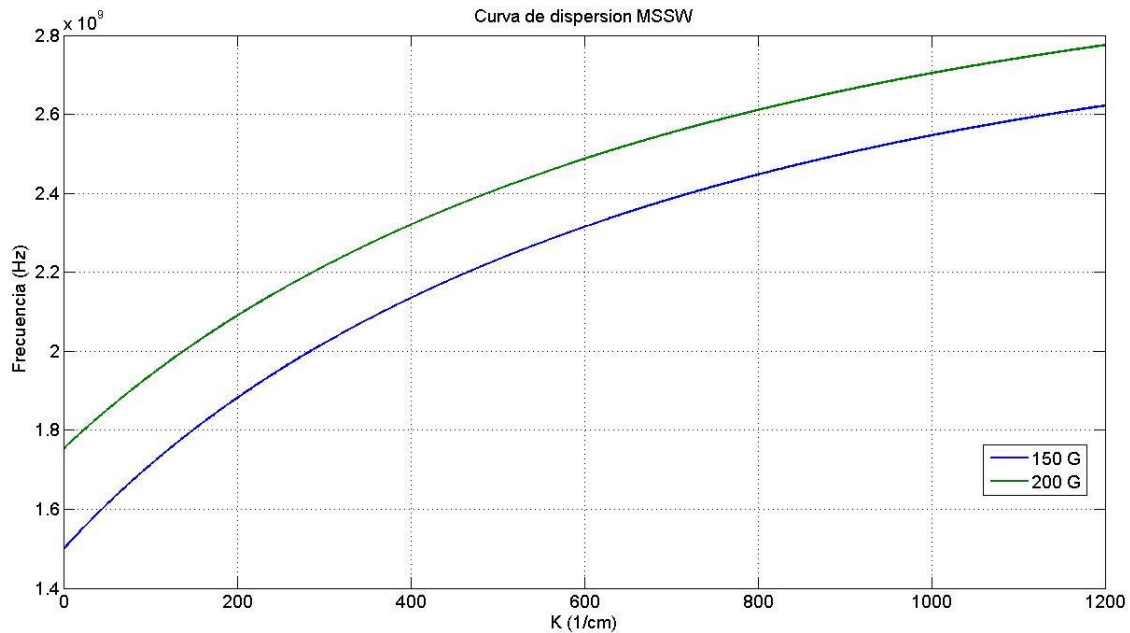


Figura 3.3. Curva de dispersión, frecuencia contra K, para un campo de 150 y 200 Gauss.

Para realizar la variación de campo magnético se introdujo una bobina localizada alrededor de la línea de retardo (Figura 3.4), con la cual proporcionamos un campo magnético variable de acuerdo a la corriente que circule, y esta corriente es proporcionada por una fuente de corriente controlada mediante un algoritmo en LabVIEW.

La descripción de la fuente de corriente y del algoritmo se realiza a continuación.

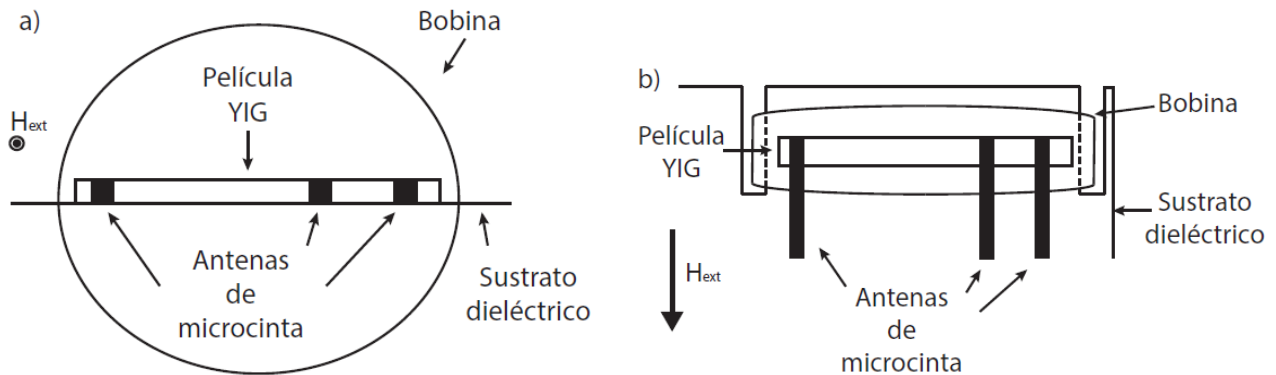


Figura 3.4. Esquemático de la bobina alrededor del material magnético. a) vista frontal. b) vista superior.

3.2 Diseño de la fuente de corriente

Como se mencionó la fuente de corriente alimenta a la bobina de acuerdo a lo indicado por el algoritmo de LabVIEW; y la alimentación de esta fuente se realiza mediante la tarjeta de adquisición de datos (DAQ NI-USB 6212). De las salidas disponibles se utilizó la de 10 V cuya corriente de salida es de 2 mA, este valor de corriente es muy pequeño para ser usado de manera constante para alimentar a la bobina y considerando que la corriente propuesta para la bobina sea de 100 mA, se decidió utilizar un seguidor de voltaje para anular los efectos de la carga; lo que constituye la primera etapa de la fuente de corriente.

Para una implementación sencilla se trabajó con una fuente de corriente controlada por voltaje cuya corriente de salida está dada por la resistencia R_1 [12]. Por lo que la entrada de voltaje procede del seguidor de voltaje, asegurando de esta manera una corriente constante a la bobina.

$$i_{\text{salida}} = \frac{V_{\text{entrada DAQ}}}{R_1} \quad (3.6)$$

Para el diseño de la fuente se utilizó el amplificador L272 que contiene dos amplificadores en el encapsulado, el primero se utiliza para el seguidor de voltaje y en el segundo amplificador la fuente de corriente controlada por voltaje.

Es importante aclarar que se puede utilizar cualquier amplificador mientras cumpla las características para implementar un seguidor de voltaje y una fuente de corriente controlada por voltaje.

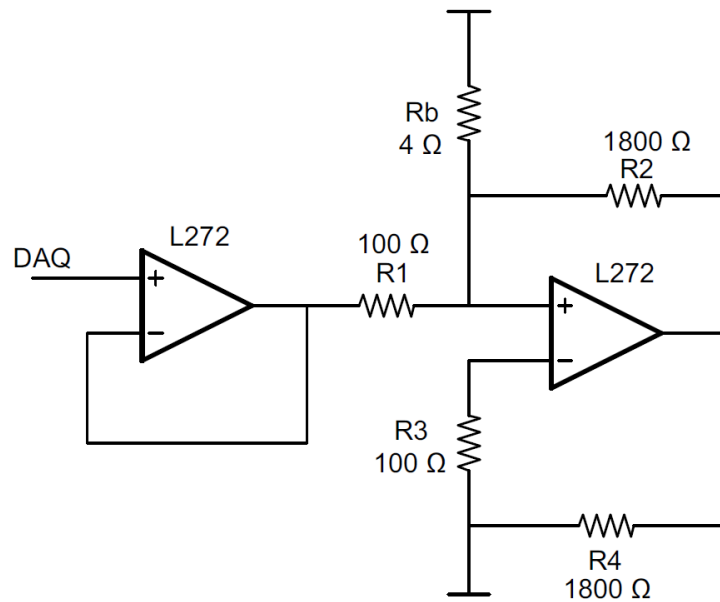


Figura 3.5. Esquemático de la fuente de corriente. R_b es la resistencia de la bobina.

3.3 Algoritmo en LabVIEW

El propósito del algoritmo implementado en LabVIEW es el de sintonizar la frecuencia de oscilación así como la visualización y almacenamiento de la información. Por lo que el algoritmo se divide en, análisis, ajuste de frecuencia y almacenamiento.

Para la lectura de la frecuencia del oscilador se utilizó el contador de frecuencias (programmable counter HM8123) como medio de adquisición de datos para el programa de LabVIEW y la salida que alimenta a la fuente de corriente se realiza mediante la tarjeta de adquisición de datos (DAQ NI-USB 6212).

El análisis de datos se basa en realizar un ajuste por mínimos cuadrados con la finalidad de encontrar la recta que ajusta el cambio de frecuencia; y este procedimiento se realiza con *linear fit* (Figura 3.6), el cual devuelve 3 salidas:

- *Best Linear Fit*: indica los valores de y del modelo ajustado.
- *Intercept*: devuelve los puntos donde la recta cruza el eje vertical.
- *Slope*: representa la pendiente del modelo ajustado.

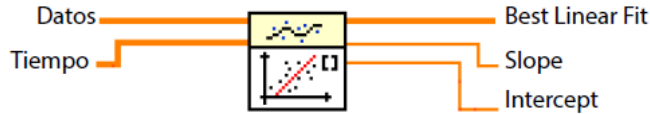


Figura 3.6. Linear fit. Función de ajuste lineal por el método de mínimos cuadrados.

El resultado de *Best Linear Fit* indica cuanto ha cambiado la frecuencia de oscilación.

Con *Intercept* y *Slope* se obtiene la ecuación de la recta que ajusta el cambio en la frecuencia de oscilación. El comparar la ecuación de la recta con los datos de entrada se establece el comportamiento de la frecuencia de la oscilación y el resultado es introducido al diagrama a bloques de la bobina, el cual se encarga de calcular el voltaje necesario para realizar la sintonización de frecuencia.

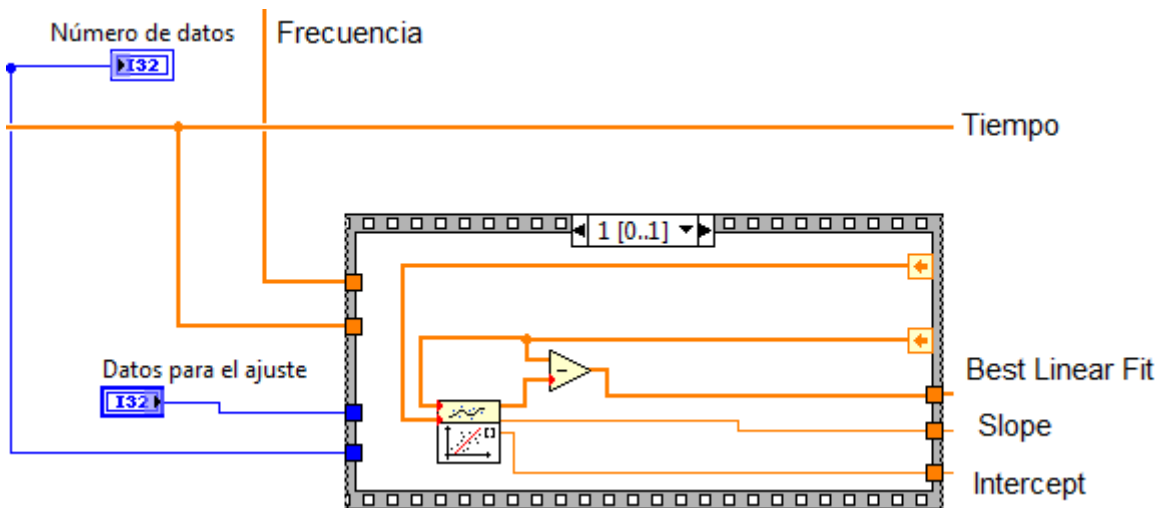


Figura 3.7. Diagrama de bloques del ajuste por mínimos cuadrados.

Para el ajuste por mínimos cuadrados se especifica el número de datos a utilizar, en este caso se escogió que el mínimo fuera de 10 datos; por lo que al transcurrir los primeros 10 datos después de entrar en operación el oscilador se inicia el ajuste por mínimos cuadrados y este conjunto de datos se mantiene en constante cambio.

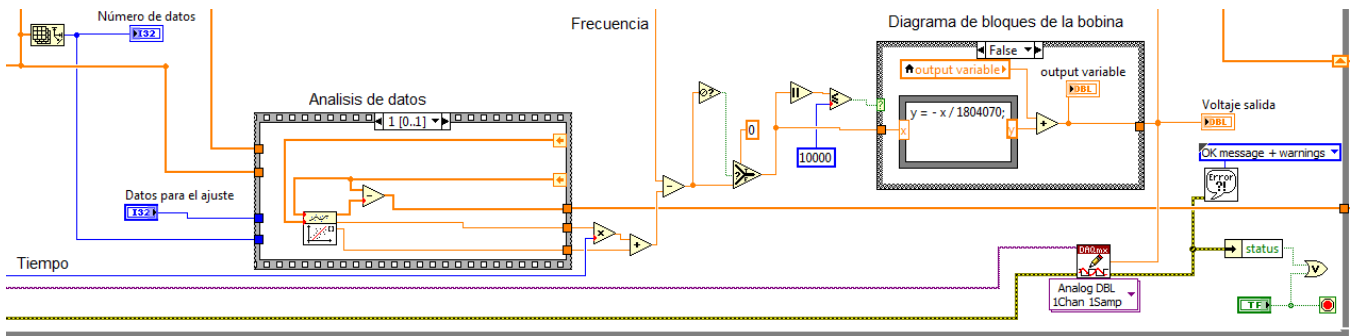


Figura 3.8. Comparación de los datos de entrada con la ecuación de la recta.

El ajuste de frecuencia se realiza al comparar los datos de entrada con la ecuación de la recta, lo que nos permite predecir el comportamiento de la frecuencia de oscilación y este resultado es introducido al diagrama de bloques de la bobina, el cual contiene la ecuación que relaciona el voltaje con la frecuencia. Y para su ejecución se establece que tanto puede cambiar la frecuencia de oscilación; para un valor de cero estamos indicando que no puede variar la frecuencia en lo más mínimo y se ejecuta constantemente la sintonización de frecuencia. Al establecer un número distinto de cero, la sintonización se realiza al rebasar el valor establecido.

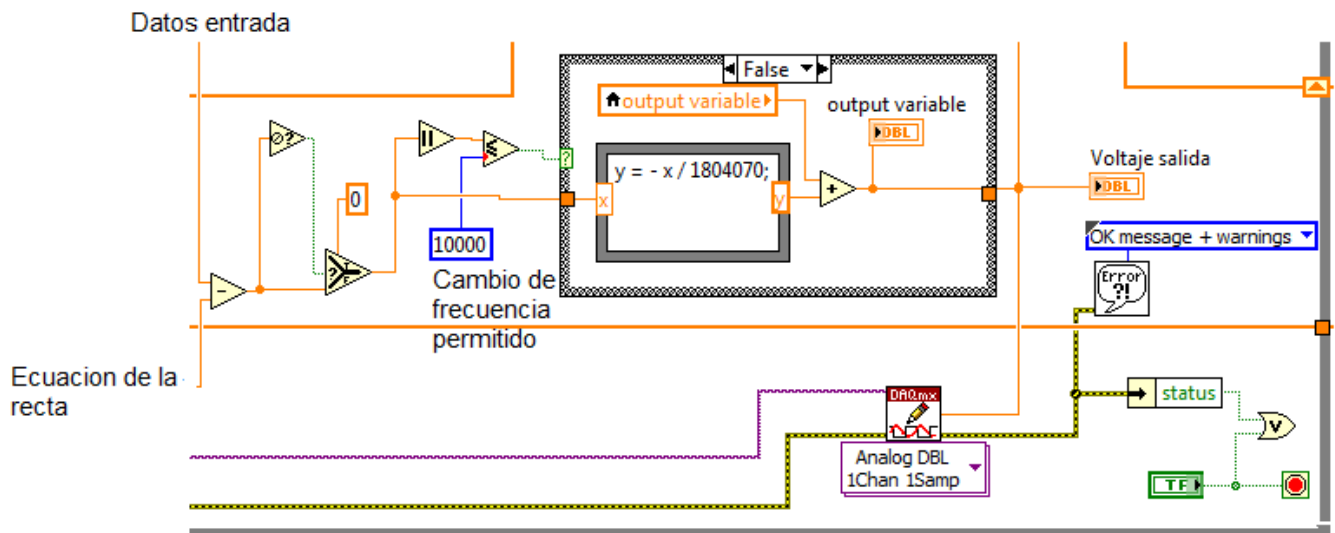


Figura 3.9. Diagrama de bloques de la ecuación de la bobina.

El resultado del diagrama de bloques de la bobina es enviado a *DAQmx Write* para indicar voltaje de salida de la tarjeta de adquisición de datos. La salida de voltaje se especificó para el rango de -1 a 1 V, lo que nos permite disminuir o aumentar la frecuencia según se requiera.

Para el guardado de datos se utilizó *Write to Text File Function*, el cual escribe en un archivo de texto una lista con la información de la frecuencia de oscilación, el voltaje y la magnitud del cambio de frecuencia.

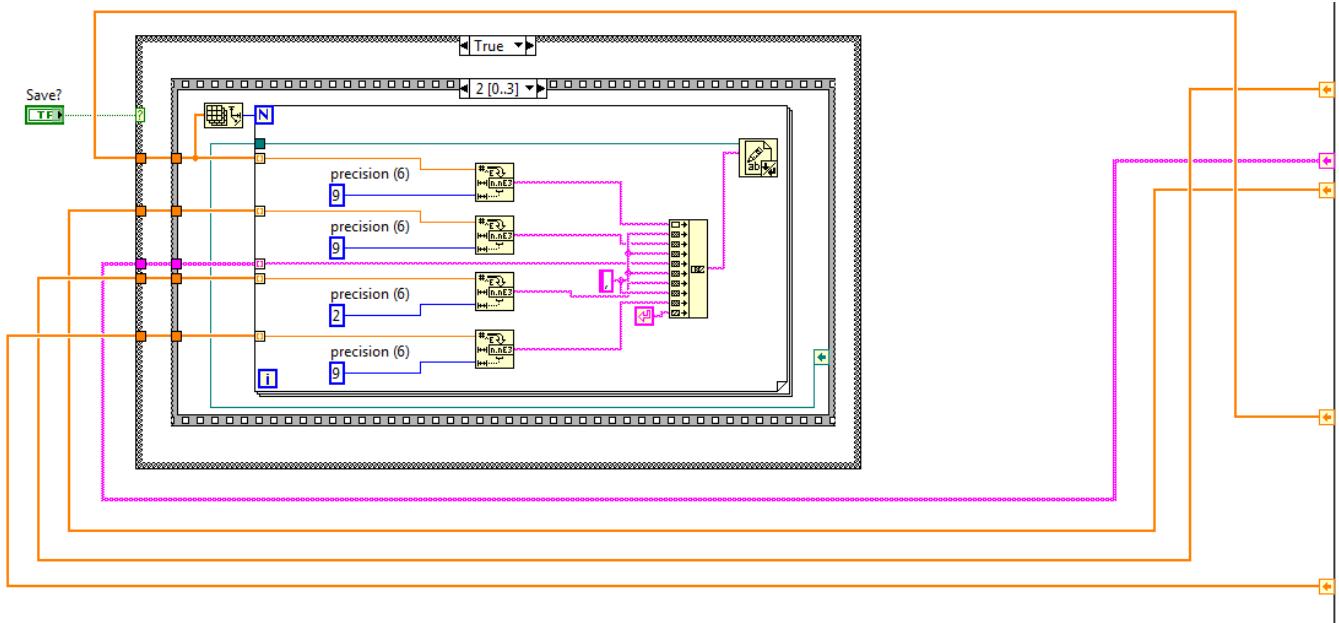


Figura 3.10. Almacenamiento de datos.

El panel frontal del algoritmo muestra la gráfica de la frecuencia, el voltaje suministrado, el número de datos de entrada y el número de datos a escoger para el ajuste de frecuencia.

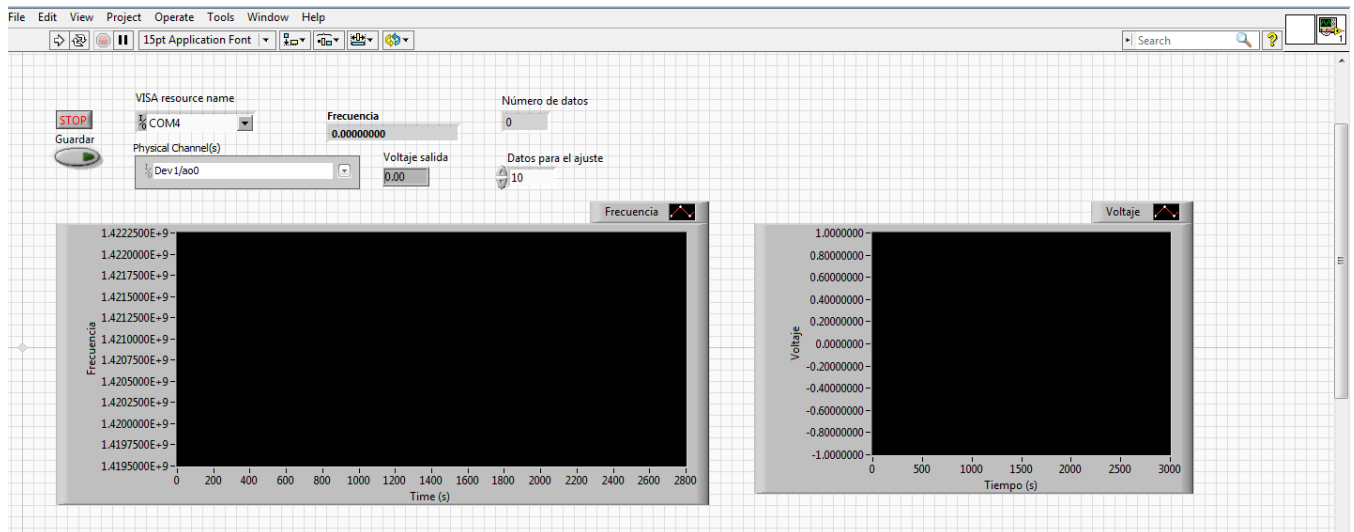


Figura 3.11. Panel de interfaz.

3.3.1 Calibración de la bobina

Para encontrar la relación voltaje/frecuencia se propuso un voltaje de prueba de 1 V para alimentar a la bobina, el cual es introducido con el oscilador en funcionamiento y la bobina en reposo (0 V); se procedió a realizar el incremento de voltaje hasta 1 V con pasos de 5 segundos y el incremento para cada paso fue de 100 mV; con lo cual obtuvimos la gráfica de la Figura 3.12.

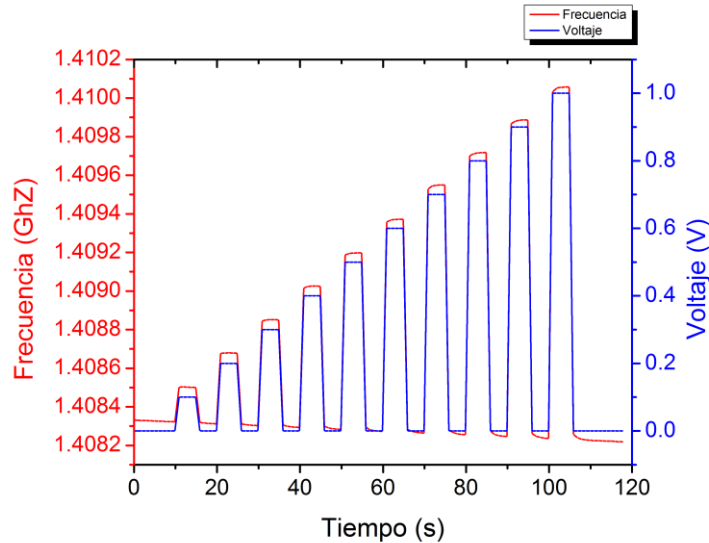


Figura 3.12. Cambio efectuado por la bobina en la frecuencia de oscilación. La gráfica muestra la relación voltaje/frecuencia.

De la gráfica observamos que por cada escalón obtenemos un cambio en la frecuencia de oscilación producto de energizar y desenergizar la bobina, para encontrar la relación voltaje/frecuencia se realizó la diferencia entre el máximo y mínimo para cada flanco (flanco de subida y flanco de bajada); cuyo resultado se puede observar en la tabla 3.1. Para el flanco de bajada el voltaje se considera negativo debido a que es una disminución de la frecuencia de oscilación pero este voltaje tiene la misma magnitud que el voltaje positivo y por lo tanto se decidió utilizar el voltaje del flanco de bajada como positivo.

Flanco Voltaje	Frecuencia MHz	
	Subida	Bajada
0.1	0.180100	0.181700
0.2	0.364600	0.366900
0.3	0.541800	0.545300
0.4	0.722800	0.725500
0.5	0.904700	0.903800
0.6	1.086	1.0885
0.7	1.2651	1.2691
0.8	1.4454	1.4426
0.9	1.6215	1.6256
1	1.7979	1.8001

Tabla 3.1. Relación voltaje/frecuencia de la bobina.

De la tabla observamos la relación voltaje/frecuencia, donde para cada valor de voltaje le corresponde una magnitud en frecuencia. También hay que destacar que los datos no son iguales debido al cambio en la magnetización, lo cual se explica en el Experimento 1.

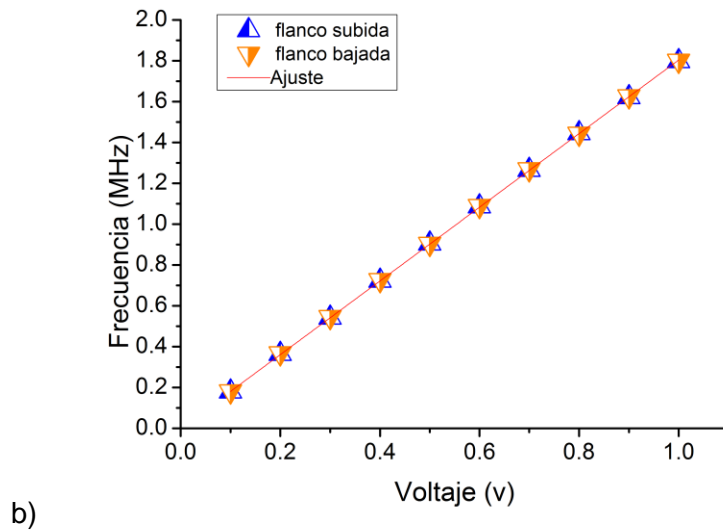
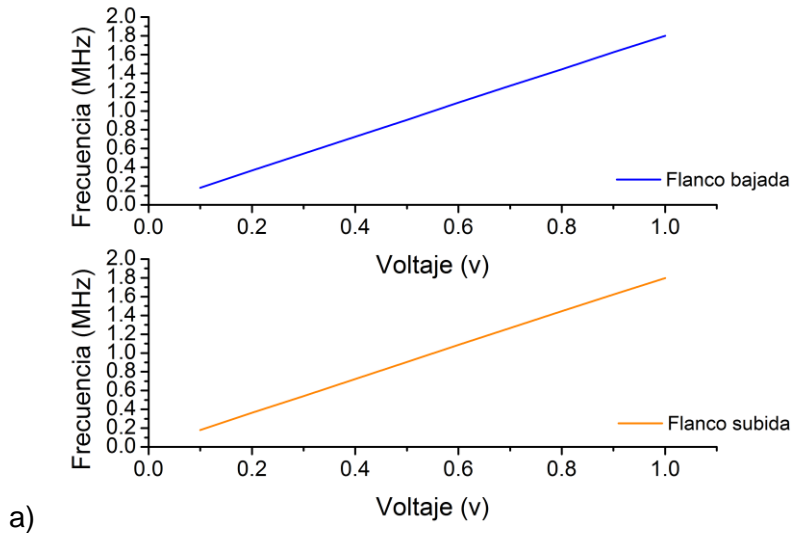


Figura 3.13. a) Graficas de los flancos de subida y bajada. b) Ajuste de pendiente para encontrar la relación voltaje/frecuencia.

A este conjunto de datos se le aplicó un ajuste de pendiente, al cual se le precisó pasar por cero y el resultado se introdujo al diagrama a bloques de la bobina.

	A	B	C	D
1	Equation	$y = a + b \cdot x$		
2	Weight	No Weighting		
3	Residual Sum of Squares	8.83096E7		
4	Pearson's r	1		
5	Adj. R-Square	0.99999		
6			Value	Standard Error
7		Intercept	0	--
8	B	Slope	1.80407E6	1596.43937

Figura. 3.14. Resultado obtenido al aplicar el ajuste de pendiente.

3.4 Dispositivo activo

El diseño del circuito amplificador se guió de la placa de pruebas del amplificador ERA-SM [13] del cual se escogió el amplificador ERA-3SM y la característica de este amplificador es que está formado por dos transistores en configuración Darlington, lo cual brinda una gran ganancia y ancho de banda.

Al igual que un transistor bipolar discreto (TBJ), este tipo de circuito es controlado por corriente en lugar de voltaje. Para un rango de corriente recomendado, la tensión del dispositivo varía mucho menos comparado con la corriente. Por el contrario, si se utiliza una fuente de voltaje constante, se presentarían variaciones al menor cambio en la tensión de alimentación y temperatura. Para evitar estos problemas se utiliza una resistencia en serie entre el amplificador y la fuente de voltaje para una aproximación de corriente constante (Figura 3.15).

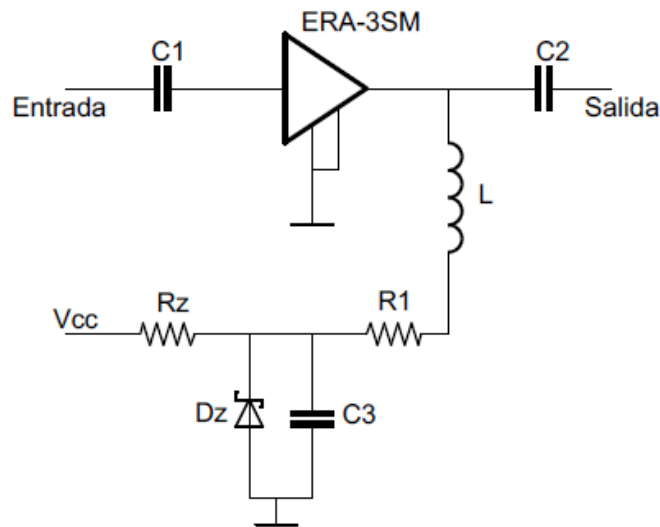


Figura 3.15. Esquemático del circuito de activo.

Dz	Zener, 10 v	Para protección del circuito.
Rz	4.7 Ω	Resistencia limitadora del zener.
C1, C2	0.39 μ F	Bloquea la corriente de continua.
L	1.5 μ H, 370 mA	Bobina de choque RF. Impide el paso de la corriente de alterna.
C3	0.1 μ F	Capacitor de bypass, elimina el ruido de tensión de alimentación.
R1	95.3 Ω	Resistencia para aproximación de fuente de corriente constante.
Vcc	10 V	Fuente de alimentación.

Tabla 3.2. Componentes del amplificador

3.5 Elaboración del circuito impreso

La elaboración del circuito impreso o PCB (Printed Circuit Board), se realizó en base al esquema de la figura 3.2, del cual tenemos el siguiente circuito a implementar (Figura 3.16). Para la elaboración de este circuito se consideró que la impedancia característica fuera de 50 Ω . Y la razón de usar una impedancia de 50 Ω es que si se utilizan impedancias más bajas se provocarían perturbaciones (crosstalk), aumentado así el consumo de corriente y disipación de calor. Las impedancias altas presentan problemas de perturbación capacitiva: menos inmunidad al ruido y niveles de radiación más elevados [14].

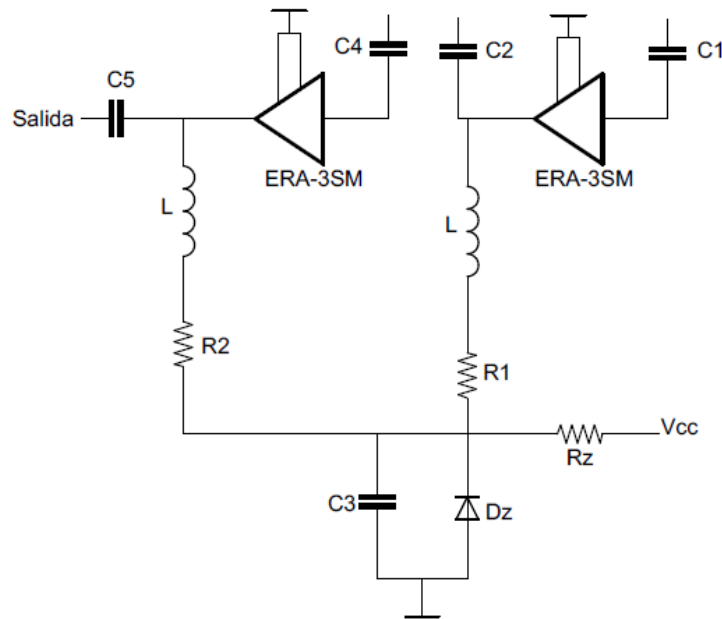


Figura 3.16. Diagrama del circuito completo.

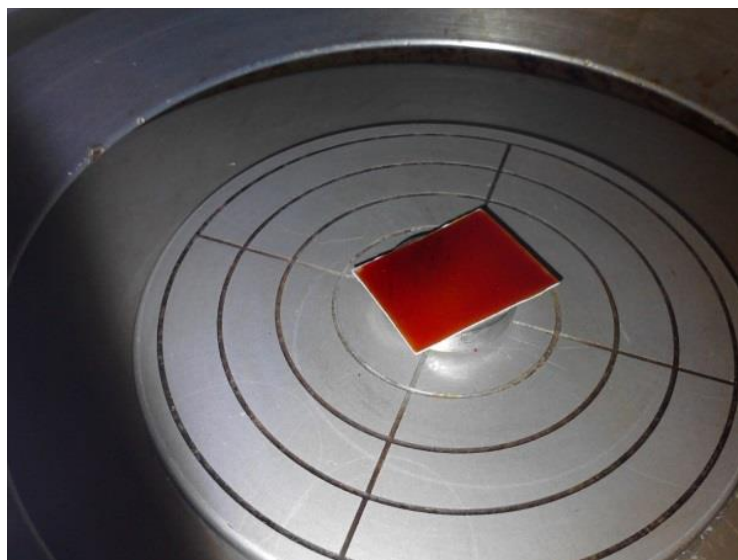
El proceso de fabricación del circuito se hizo por medio de la técnica de fotolitografía, la cual es utilizada para la fabricación de circuitos de alta frecuencia.

La fotolitografía se puede entender como una secuencia de pasos (técnica) que permite transferir o copiar un patrón o diseño y plasmarlo en alguna superficie plana de algún material, sustrato o resina, que sea sensible a una fuente de luz. De esta técnica se manejó el llamado método fotolitografía con máscara: el modelo o imagen que se desea grabar en la superficie está diseñado previamente en una máscara, sirviendo de esta manera como molde o plantilla.

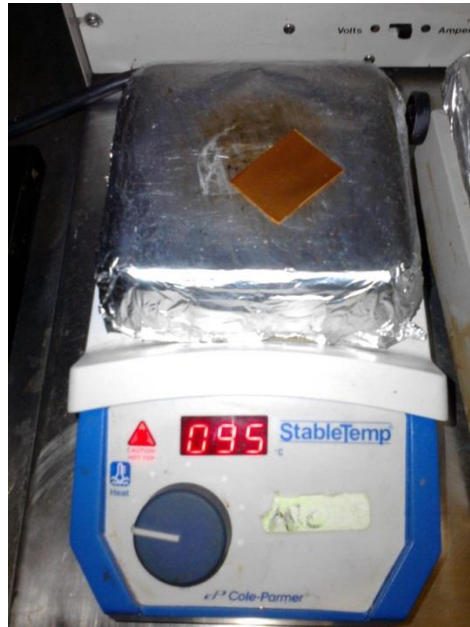
El proceso se puede explicar de la siguiente manera: sobre un sustrato se encuentra una película delgada de algún material conductor con un polímero fotoresistivo (fotoresina) que es sensible a la luz ultravioleta. Con el fin de que genere un patrón en el material conductor, se coloca una máscara, la cual tiene impresa el diseño que se necesite establecer y mediante un sistema óptico se expone todo el material para que la fotoresina se active y adquiera el patrón deseado. La fotoresina a utilizar es la positiva: cuando la luz ultravioleta incide sobre la resina, esta se debilita, de manera que cuando la resina se elimina se obtiene la transferencia de un patrón positivo. Para eliminar la resina, se hace uso de un revelador.

A continuación se explica el proceso realizado para la elaboración del circuito mediante la técnica de fotolitografía.

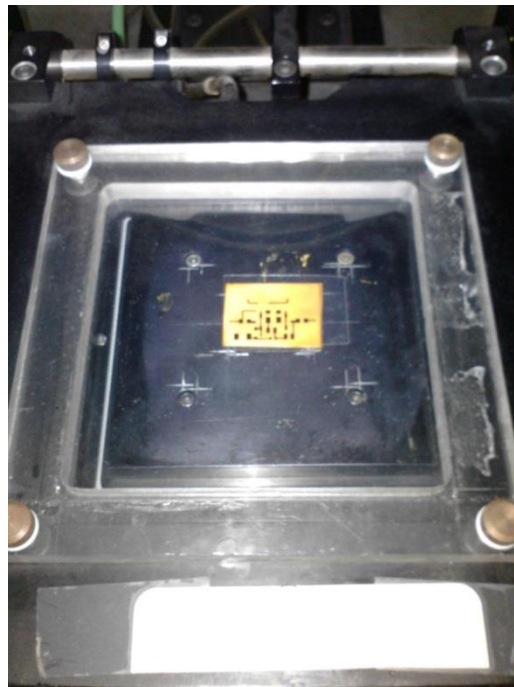
1. La placa de PCB es cortada al tamaño deseado y limpiada con acetona para remover cualquier tipo de residuos e impurezas.
2. A esta placa se le deposita una capa de fotoresina AZ 3330-F a través del spin coating, este procedimiento se repitió para ambos lados de la placa, donde un lado es utilizado como plano de tierra y en el otro se encontrara el circuito diseñado.



3. La placa se sometió a un calentamiento a 95 °C durante un minuto para evaporar el solvente y remover residuos provenientes de la capa de fotoresina. Cuyo proceso se repitió para ambos lados.



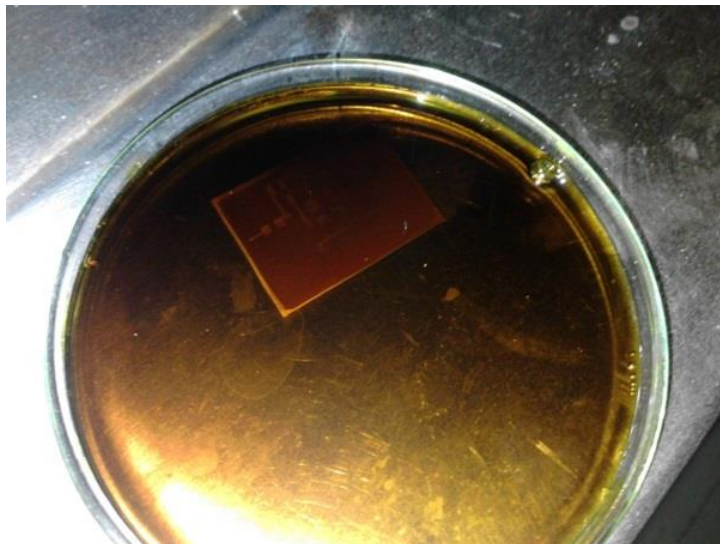
4. Colocando la placa de PCB y sobre de este la máscara con el patrón impreso, se irradia de luz UV durante 10 segundos. De esta manera las regiones no cubiertas por el patrón son expuestas con la finalidad de ser retiradas.



- Después la placa fue sumergida en el líquido revelador para la fotoresina AZ, con el fin de retirar la resina expuesta por la luz UV, de modo que nos quedamos con el patrón deseado.



- Por último se atacó el cobre que no estaba protegido por la fotoresina, utilizando una solución de cloruro férrico. Al final del proceso se limpió con un baño de acetona e isopropanol para eliminar cualquier residuo.



El diseño de este circuito se llevó acabo experimentalmente, es decir, la posición de los elementos que lo componen y sus respectivos valores se fueron variando en función de los resultados obtenidos tras el proceso de optimización del mismo, hasta llegar al resultado final.

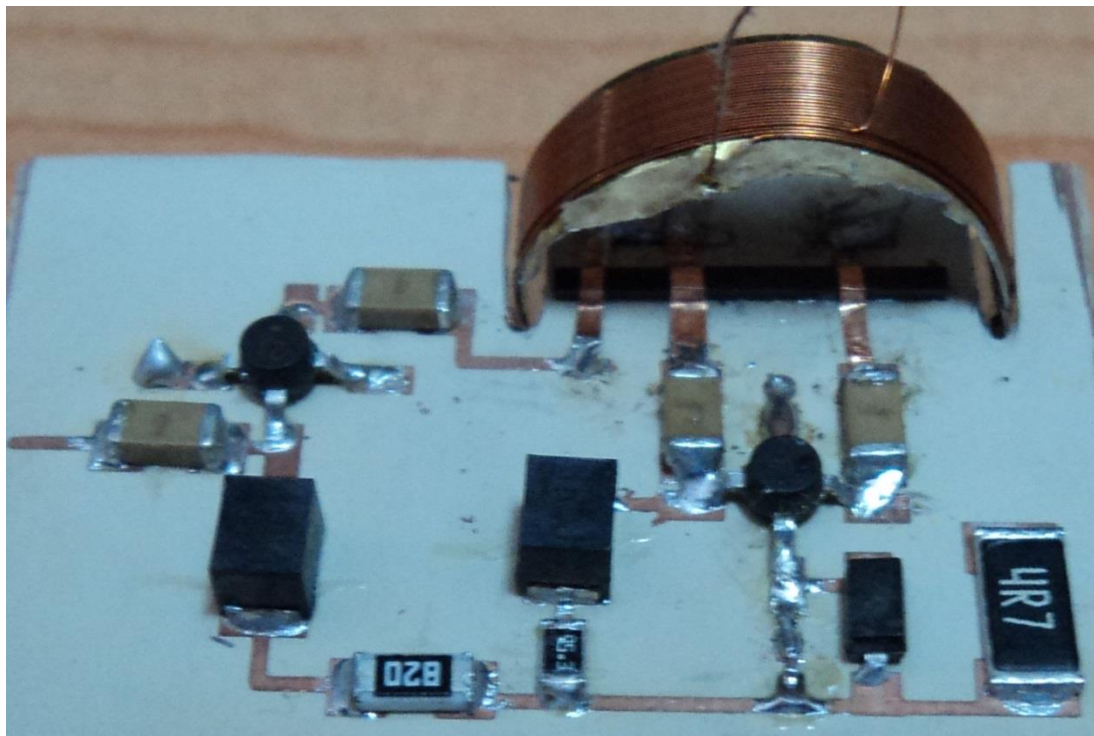


Figura 3.17. Foto del circuito oscilador.

Capítulo 4

Resultados

Con el fin de conocer el desempeño del oscilador se realizaron dos experimentos; el primero consiste en conocer las características del oscilador y en el segundo se comprobó la sintonización de la frecuencia de oscilación.

4.1 Experimento 1

En el primer experimento conocemos las características del oscilador: comportamiento de la frecuencia de oscilación sin realizar sintonización, el factor de calidad y el nivel de ruido.

i. Frecuencia de oscilación

Se realizó la medición de la frecuencia de oscilación para un periodo de tiempo prolongado, en este caso el tiempo de operación fue de una hora.

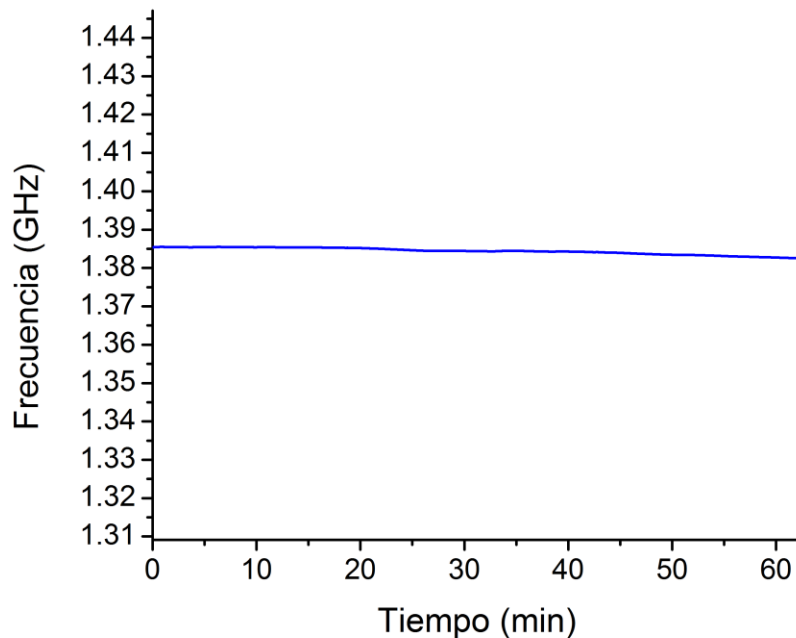


Figura 4.1. Gráfica de la frecuencia de oscilación contra el tiempo. Comportamiento del oscilador para un tiempo de trabajo prolongado. Característica de la frecuencia de oscilación.

De la gráfica observamos que la frecuencia de oscilación presenta una tendencia, este comportamiento se debe al cambio en la magnetización del material producto del aumento en la temperatura. Este cambio de temperatura se debe a dos factores: al calor generado por el circuito y por el cambio de temperatura ambiente. El primero se debe al funcionamiento del circuito y no presenta un gran efecto sobre el material magnético una vez que llega a un punto de equilibrio. En cambio la temperatura del ambiente juega un papel importante debido a que no nunca será la misma en todo el año, e incluso durante el transcurso del día esta también cambia. Por lo que el comportamiento observado en la gráfica se debe a que la medición se realizó antes del mediodía, por lo que se registró un descenso gradual de la frecuencia de oscilación por el aumento en la temperatura.

ii. Factor de calidad

Para conocer este parámetro es necesario medir el ancho de línea del espectro de frecuencia; y para realizar esta medición se utilizó el analizador de espectros (R&S FSL18) para observar el espectro de frecuencia del oscilador.

Realizando una medición a la máxima resolución, se obtuvo la gráfica de la figura 4.2, a la cual fue necesario ajustar los datos para conocer con exactitud el ancho de línea, por lo que se efectuó un ajuste lorentziano [6].

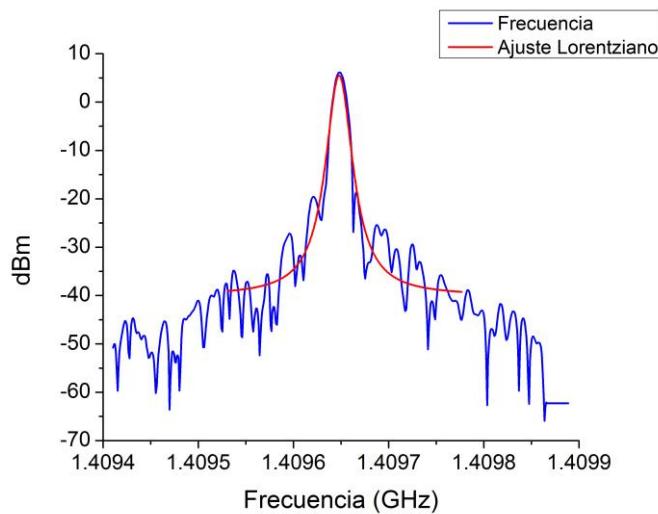


Figura 4.2. Gráfica del espectro de frecuencia. Frecuencia fundamental del oscilador. A partir de la frecuencia fundamental se conoce el factor de calidad.

El ancho de línea calculado es de 35480.3719 Hz para una frecuencia de 1.4096 GHz lo cual nos da una factor de calidad de $Q=39730.41$.

iii. Nivel de ruido

De la gráfica 4.2 podemos conocer el nivel de ruido que tiene el oscilador y este se calcula en base al modelo de Leeson's [2] del cual obtenemos a -9.28 dBc/Hz a 10 KHz y -12.07 dBc/Hz a 100kHz . El cálculo realizado considero la temperatura ambiente de $25 \text{ }^\circ\text{C}$.

4.2 Experimento 2

En este experimento usamos el programa de LabVIEW para mantener estable la frecuencia de oscilación mediante la sintonización de frecuencia y para realizar el procedimiento se introdujo de manera controlada una perturbación al lazo de realimentación del oscilador mediante un imán.

El procedimiento para alterar la frecuencia de oscilación consistió en colocar un imán a una distancia arbitraria (no mayor a 30 cm) y acercarlo de manera gradual, mientras se alternaba su polaridad con la finalidad de aumentar y/o disminuir el campo magnético sobre la línea de retardo.

En el programa de LabVIEW se indicó que la sintonización de frecuencia sea para cambios mayores a 10 KHz , por lo tanto el fenómeno observado en el experimento 1 estará presente. En cambio si no se estableciera un valor (cero), la sintonización de frecuencia se ejecutaría al instante de ejecutar el programa.

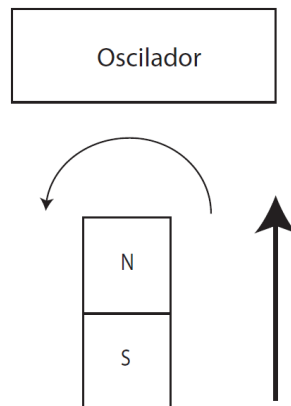


Figura 4.6. Esquema propuesto del acercamiento del imán hacia el oscilador. La posición del imán se modifica tanto en distancia como polaridad.

Partiendo del esquema de la figura 4.6 se colocó el imán en las cercanías del oscilador provocando un cambio en la frecuencia de oscilación y su respectivo ajuste mediante la sintonización de frecuencia, este procedimiento se repitió varios veces hasta obtener la gráfica de la figura 4.7.

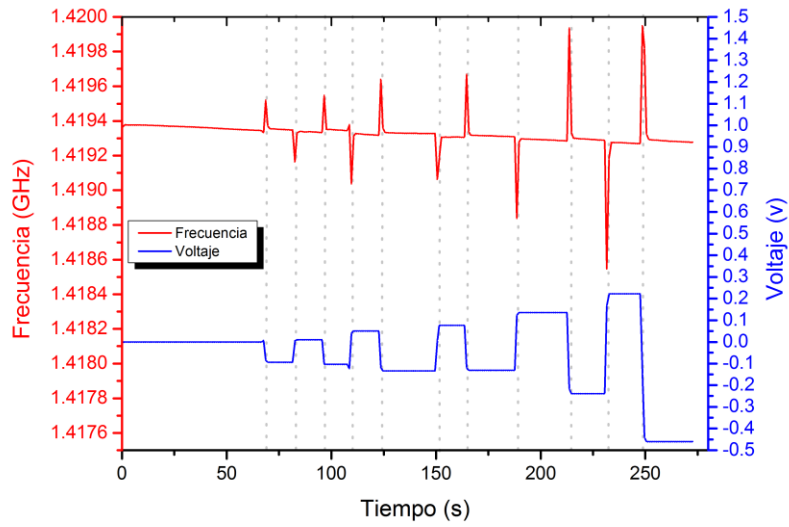


Figura 4.7. Gráfica del ajuste de frecuencia. El cambio de la frecuencia y su respectivo voltaje de ajuste. La acción del programa de LabVIEW.

De la figura observamos que el voltaje de la bobina se mantiene constante hasta que se indique un nuevo valor por parte del algoritmo de LabVIEW y la velocidad con la que se ajusta la frecuencia es de aproximadamente 3 segundos.

Capítulo 5

Conclusiones

En el desarrollo de este trabajo de tesis se abordó la teoría necesaria para implementar un oscilador basado en ondas espín que funcione a frecuencias de microondas y que sea sintonizable; por lo que fue necesario conocer los fundamentos de los osciladores, así como de las ondas espín.

Para la implementación del circuito se utilizó un material ferromagnético (película de YIG) como línea de retardo para satisfacer las condiciones de oscilación: el desplazamiento total de fase debe ser $2\pi n$ y la ganancia igual a uno. Se utilizó este material debido a que la velocidad de propagación de las ondas espín es entre dos y cuatro veces más lenta que las ondas electromagnéticas a la misma frecuencia; lo que nos permite tener el retardo necesario para cumplir las condiciones de oscilación.

Aprovechando el cambio en la velocidad de fase de las ondas espín de superficie (MSSW), se implementó un programa en LabVIEW para controlar un segundo campo magnético proveniente de una bobina localizada alrededor del material ferromagnético para realizar la sintonización de frecuencia.

De los experimentos realizados encontramos las siguientes características del oscilador:

- Sintonización de acuerdo al campo magnético: lo que nos permite controlar la frecuencia de oscilación de manera simple usando una bobina controlada vía LabVIEW.
- Oscilación a frecuencias de microondas: el oscilador no requiere multiplicadores ni mezcladores para alcanzar frecuencias de microondas.
- Pureza espectral: el espectro en frecuencia no presenta armónicos debido a la ausencia de dispositivos adicionales; por lo que el oscilador tiene un bajo ruido de fase.
- Factor de calidad: el oscilador construido tiene un factor de calidad de $Q=39730.41$ a una frecuencia de 1.49 GHz con un ancho de línea de 35480.3719 Hz.
- Nivel de ruido: el ruido del oscilador es -9.28 dBc/HZ a 10 KHz y -12.07 dBc/HZ a 100kHz.

De las características mencionadas se tiene que el oscilador pertenece a la banda de las microondas por trabajar en el orden de los gigahertz con la particularidad de ser sintonizable ya que los osciladores de alta frecuencia normalmente son de frecuencia fija lo que le da más importancia al ser comparado con otros osciladores de microondas.

Con base a los resultados obtenidos se cumplió el objetivo de diseñar e implementar dispositivos de alta frecuencia basados en ondas espín en este caso el diseño e implementación de un oscilador sintonizable a frecuencias de microondas usando ondas espín, utilizando tecnología de montaje superficial y materiales ferromagnéticos planos (película delgada de YIG) para lograr obtener un oscilador de dimensiones reducidas.

Considerando el diseño y características mencionadas se puede mejorar el desempeño del oscilador para que funcione a frecuencias más altas, usando un amplificador de mayor rango (frecuencia de operación) debido a que la frecuencia de operación del oscilador está limitada por el rango de trabajo del amplificador, tomando en cuenta las condiciones de oscilación y la magnetización del material.

El trabajo a futuro para el oscilador es su utilización como sensor al agregar una línea de microcinta al lazo de realimentación, esta línea de microcinta estará en contacto con el material a medir, lo cual se traducirá en un cambio en la frecuencia de oscilación y para medir este cambio con precisión se utilizara un segundo oscilador; ambos osciladores se encontraran oscilando a la misma frecuencia y se mezclaran sus respectivas señales para obtener una frecuencia de oscilación más baja, pero con la característica de que esta señal será el cambio ocurrido por el contacto con el material; también por tratarse de una señal de baja frecuencia, será más fácil de medir ya que no se necesitara equipo especializado.

Bibliografía

- [1] Tomasi, Wayne. *Sistemas de Comunicaciones Electrónicas*, Prentice Hall, 2003.
- [2] Pozar, David M. *Microwave engineering*, Addison-Wesley, 1990.
- [3] Guillermo González. *Foundations of Oscillator Circuit Design*, Artech House, 2007.
- [4] Guillermo González. *Microwave transistor amplified*, Artech House, 2007.
- [5] K. Kurokawa. Some Basic Characteristics of broadband Negative Resistance Oscillator Circuits, the bell technical journal, 1969.
- [6] P. J. Petersan y S. M. Anlage. Measurement of resonant frequency and quality factor of microwave resonators: Comparison of methods, *J. Appl. Phys*, 1998.
- [7] Stancil, D. D. *Theory of Magnetostatic Waves*, Springer-Verlag, 1993.
- [8] Gurevich, A.G; Melkov G.A. "Magnetization Oscillations and Waves, CRC Press, 1996.
- [9] B.A. Kalinikos, Excitation of Propagation Spin Waves in Ferromagnetic Films, *IEE PROC*, Vol. 127, Pt. H, No. 1, february 1980.
- [10] AlexeyB. Ustinov, G. Srinivasan y Boris A. kalinikos. High- Q active ring microwave resonators based on ferrite-ferroelectric layered structures. *Appl. Phys. Lett.*,vol. 92, 193512, (2008).
- [11] A V Drozdovskii y A B Ustinov.Phase noise management of spin-wave delay line oscillators. *Journal of Physics: Conference Series*, Vgol. 661, Conference 1, (2015).
- [12] Boylestad, Robert L. y Nashelsky, *Electrónica: teoría de circuitos y dispositivos electrónicos*, décima edición, Pearson education, México, Df, 2009.
- [13] ERA-SM Kit Test Board: Instructions for Use (AN-60-019), <https://www.minicircuits.com/pages/pdfs/an60019.pdf>.
- [14] López Veraguas, Joan Pere. *Compatibilidad electromagnética: diseño de módulos electrónicos*. Marcombo, 2006.
- [15] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 3rd ed. Singapore: John Wiley y Sons, 1999.
- [16] C. Grant Willson; Murrae J. Bowden. *Introduction to Microlithography*. ACS Professional Reference Bool, United States of America. 1994.
- [17] D. A. Fishman and F. R. Morgenthaler, Investigation of the velocity of energy circulation of magnetostatic modes in ferrites, *J. Appl. Phys*, vol.54, 1983.

Apéndices

Apéndice A Hoja de especificaciones del amplificador ERA-3SM

Surface Mount

Monolithic Amplifier

DC-3 GHz

Product Features

- DC-3 GHz
- Single Voltage Supply
- Internally Matched to 50 Ohms
- Unconditionally Stable
- Low Performance Variation Over Temperature
- Transient Protected
- Aqueous washable
- Protected By US Patent 6,943,629

Typical Applications

- Cellular/ PCS/ 3G Base Station
- CATV, Cable Modem & DBS
- Fixed Wireless & WLAN
- Microwave Radio & Test Equipment



ERA-3SM+

CASE STYLE: WW107
PRICE: \$1.72 ea. QTY. (20)

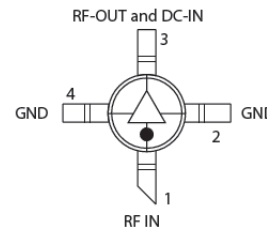
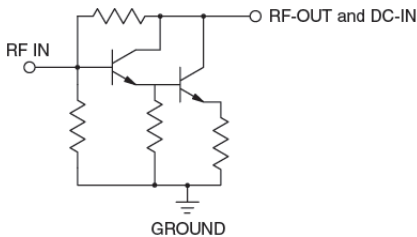
+RoHS Compliant

The +Suffix identifies RoHS Compliance. See our web site for RoHS Compliance methodologies and qualifications

General Description

ERA-3SM+ (RoHS compliant) is a wideband amplifier offering high dynamic range. It has repeatable performance from lot to lot. It is enclosed in a Micro-X package. ERA-3SM+ uses Darlington configuration and is fabricated using InGaP HBT technology. Expected MTBF is 9,000 years at 85°C case temperature.

simplified schematic and pin description



Function	Pin Number	Description
RF IN	1	RF input pin. This pin requires the use of an external DC blocking capacitor chosen for the frequency of operation.
RF-OUT and DC-IN	3	RF output and bias pin. DC voltage is present on this pin; therefore a DC blocking capacitor is necessary for proper operation. An RF choke is needed to feed DC bias without loss of RF signal due to the bias connection, as shown in "Recommended Application Circuit".
GND	2,4	Connections to ground. Use via holes as shown in "Suggested Layout for PCB Design" to reduce ground path inductance for best performance.

Electrical Specifications at 25°C and 35mA, unless noted

Parameter	Min.	Typ.	Max.	Units	Cpk	
Frequency Range*	DC		3	GHz		
Gain	f=0.1 GHz f=1 GHz f=2 GHz f=3 GHz	21 23.4 17.6 15.4	23.4 21 18.7 16.4	24.4 dB	≥ 1.5	
Magnitude of Gain Variation versus Temperature (values are negative)	f=0.1 GHz f=1 GHz f=2 GHz f=3 GHz		0.0045 0.0051 0.0059 0.0064	0.009 0.010 0.012 0.013	dB/°C	
Input Return Loss	f=0.1 GHz f=1 GHz f=2 GHz f=3 GHz		30 19 18 18	dB		
Output Return Loss	f=0.1 GHz f=1 GHz f=2 GHz f=3 GHz		21 17 17 17	dB		
Reverse Isolation	f=2 GHz	21	24	dB		
Output Power @ 1 dB compression	f=0.1 GHz f=1 GHz f=2 GHz f=3 GHz		12.5 12.1 9 10.5	dBm	≥ 1.5	
Saturated Output Power (at 3dB compression)	f=0.1 GHz f=1 GHz f=2 GHz f=3 GHz		13.6 13.3 13.1 12.1	dBm		
Output IP3	f=0.1 GHz f=1 GHz f=2 GHz f=3 GHz	24 24 23 21	27 27 26 24	dBm	≥ 1.5	
Noise Figure	f=0.1 GHz f=1 GHz f=2 GHz f=3 GHz		2.7 2.6 2.8 2.9	dB	≥ 1.5	
Group Delay	f=2 GHz		80	psec		
Recommended Device Operating Current			35	mA		
Device Operating Voltage		3.0	3.2	3.4	V	≥ 1.5
Device Voltage Variation vs. Temperature at 35mA			-2.3	mV/°C		
Device Voltage Variation vs. Current at 25°C			3.6	mV/mA		
Thermal Resistance, junction-to-case ¹			186	°C/W		

*Guaranteed specification DC-3 GHz. Low frequency cut off determined by external coupling capacitors.

Absolute Maximum Ratings

Parameter	Ratings
Operating Temperature*	-45°C to 85°C
Storage Temperature	-65°C to 150°C
Operating Current	75mA
Power Dissipation	330mW
Input Power	13dBm

Note: Permanent damage may occur if any of these limits are exceeded. These ratings are not intended for continuous normal operation.
¹Case is defined as ground leads.
 *Based on typical case temperature rise 5°C above ambient.



L272

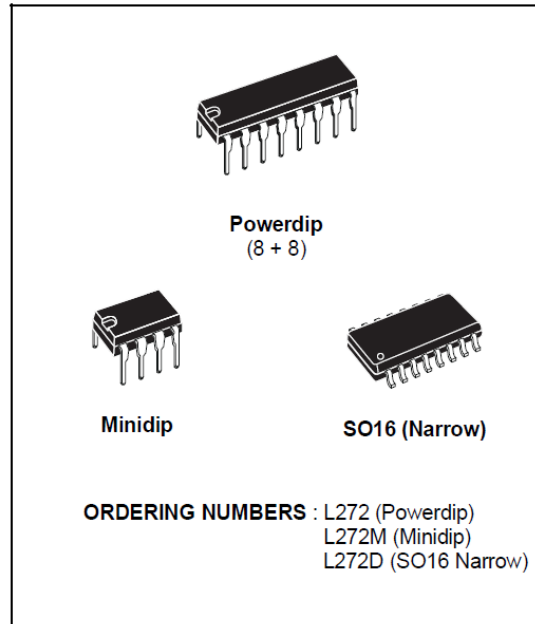
DUAL POWER OPERATIONAL AMPLIFIERS

- OUTPUT CURRENT TO 1 A
- OPERATES AT LOW VOLTAGES
- SINGLE OR SPLIT SUPPLY
- LARGE COMMON-MODE AND DIFFERENTIAL MODE RANGE
- GROUND COMPATIBLE INPUTS
- LOW SATURATION VOLTAGE
- THERMAL SHUTDOWN

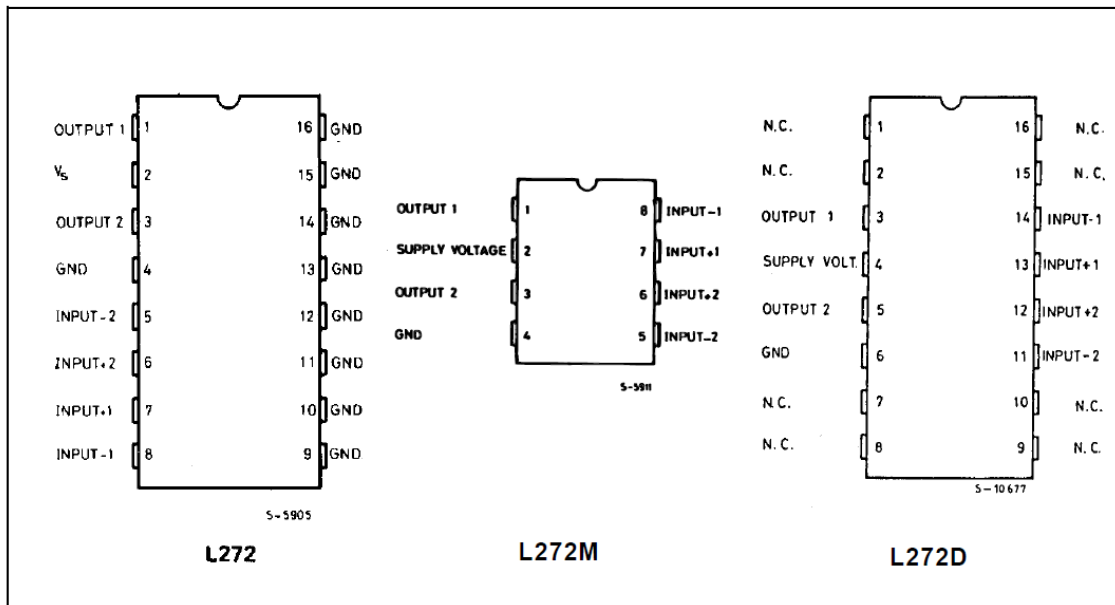
DESCRIPTION

The L272 is a monolithic integrated circuits in Powerdip, Minidip and SO packages intended for use as power operational amplifiers in a wide range of applications including servo amplifiers and power supplies, compacts disc, VCR, etc.

The high gain and high output power capability provide superior performance whatever an operational amplifier/power booster combination is required.

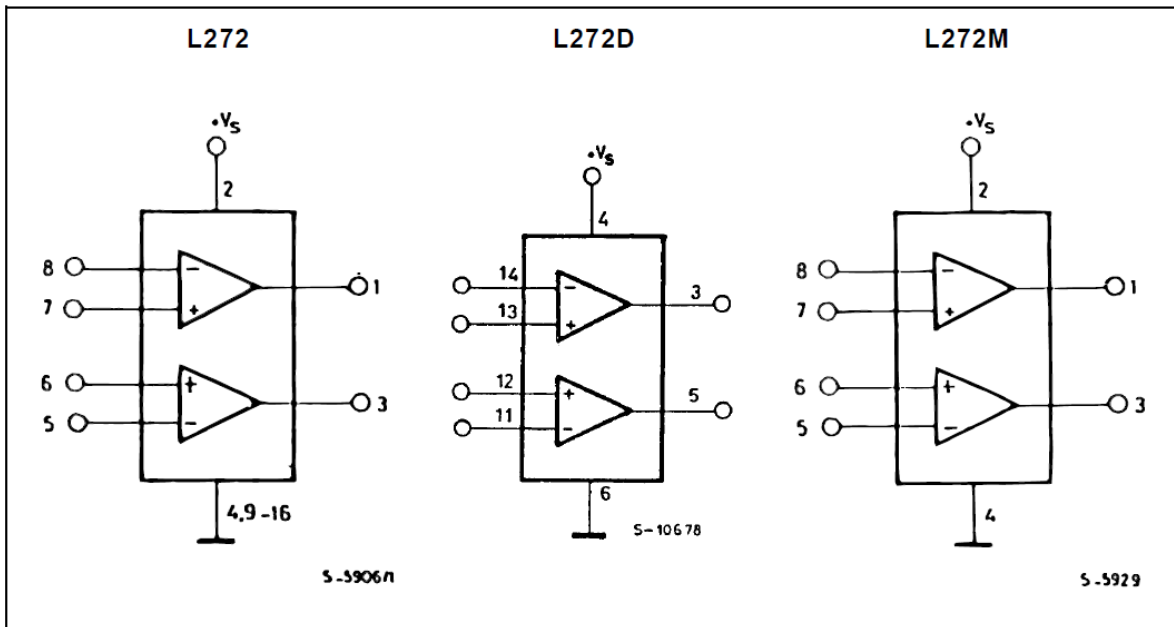


PIN CONNECTIONS (top view)

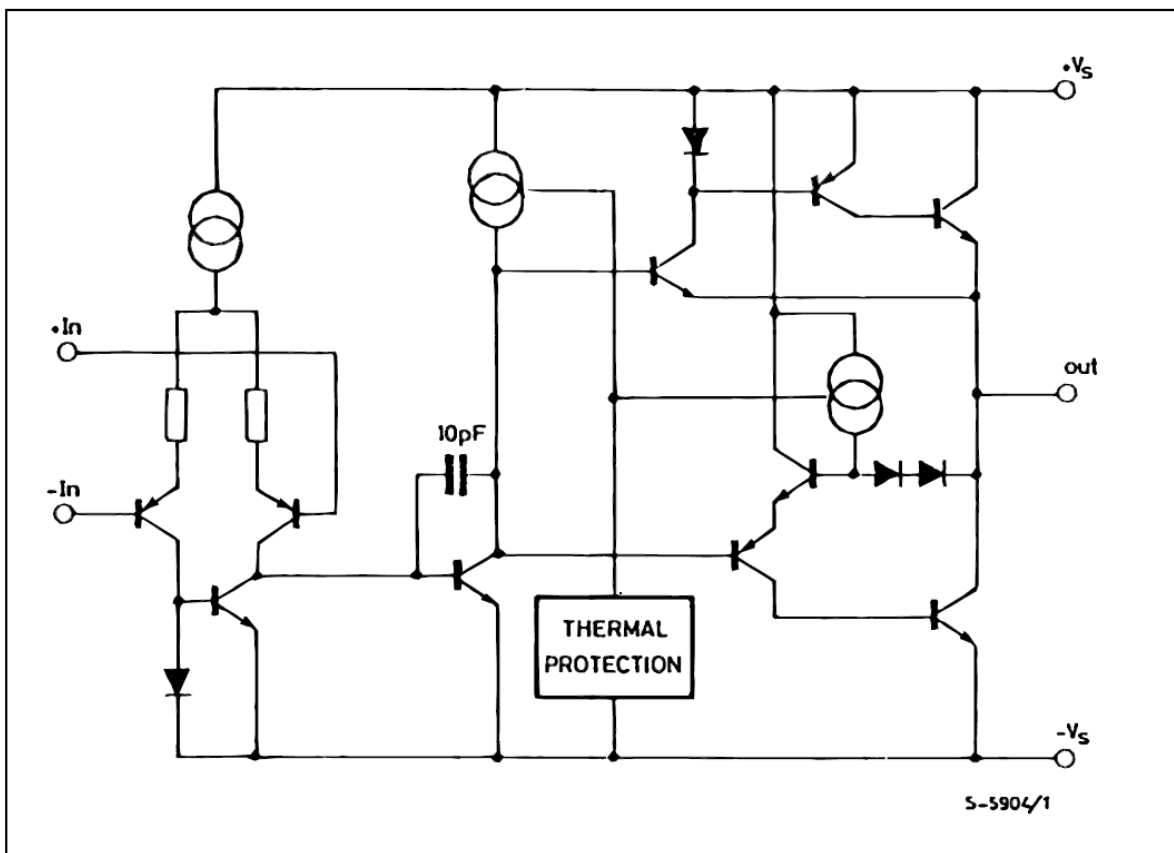


L272

BLOCK DIAGRAMS



SCHEMATIC DIAGRAM (one only)



ABSOLUTE MAXIMUM RATINGS

Symbol	Parameter	Value	Unit
V_s	Supply Voltage	28	V
V_i	Input Voltage	V_s	
V_i	Differential Input Voltage	$\pm V_s$	
I_o	DC Output Current	1	A
I_p	Peak Output Current (non repetitive)	1.5	A
P_{tot}	Power Dissipation at: $T_{amb} = 80^\circ\text{C}$ (L272), $T_{amb} = 50^\circ\text{C}$ (L272M), $T_{case} = 90^\circ\text{C}$ (L272D) $T_{case} = 75^\circ\text{C}$ (L272)	1.2 5	W W
T_{op}	Operating Temperature Range (L272D)	- 40 to 85	$^\circ\text{C}$
T_{stg}, T_j	Storage and Junction Temperature	- 40 to 150	$^\circ\text{C}$

THERMAL DATA

Symbol	Parameter	Powerdip	SO16	Minidip	Unit
$R_{th\ j\text{-case}}$	Thermal Resistance Junction-pins Max.	15	-	* 70	$^\circ\text{C}/\text{W}$
$R_{th\ j\text{-amb}}$	Thermal Resistance Junction-ambient Max.	70	-	100	$^\circ\text{C}/\text{W}$
$R_{th\ j\text{-alumina}}$	Thermal Resistance Junction-alumina Max.	-	** 50	-	$^\circ\text{C}/\text{W}$

* Thermal resistance junction-pin 4

** Thermal resistance junctions-pins with the chip soldered on the middle of an alumina supporting substrate measuring 15x 20mm; 0.65mm thickness and infinite heatsink.

ELECTRICAL CHARACTERISTICS ($V_s = 24\text{V}$, $T_{amb} = 25^\circ\text{C}$ unless otherwise specified)

Symbol	Parameter	Test Conditions	Min.	Typ.	Max.	Unit
V_s	Supply Voltage		4		28	V
I_s	Quiescent Drain Current	$V_o = \frac{V_s}{2}$ $V_s = 24\text{V}$ $V_s = 12\text{V}$		8 7.5	12 11	mA mA
I_b	Input Bias Current			0.3	2.5	μA
V_{os}	Input Offset Voltage			15	60	mV
I_{os}	Input Offset Current			50	250	nA
SR	Slew Rate			1		V/ μs
B	Gain-bandwidth Product			350		kHz
R_i	Input Resistance		500			k Ω
G_v	O. L. Voltage Gain	$f = 100\text{Hz}$ $f = 1\text{kHz}$	60	70 50		dB dB
e_N	Input Noise Voltage	$B = 20\text{kHz}$		10		μV
I_N	Input Noise Current	$B = 20\text{kHz}$		200		pA
CRR	Common Mode Rejection	$f = 1\text{kHz}$	60	75		dB
SVR	Supply Voltage Rejection	$f = 100\text{Hz}$, $R_G = 10\text{k}\Omega$, $V_R = 0.5\text{V}$ $V_s = 24\text{V}$ $V_s = \pm 12\text{V}$ $V_s = \pm 6\text{V}$	54	70 62 56		dB
V_o	Output Voltage Swing	$I_p = 0.1\text{A}$ $I_p = 0.5\text{A}$	21	23 22.5		V V
C_s	Channel Separation	$f = 1\text{kHz}$; $R_L = 10\Omega$, $G_v = 30\text{dB}$ $V_s = 24\text{V}$ $V_s = \pm 6\text{V}$		60 60		dB
d	Distortion	$f = 1\text{kHz}$, $G_v = 3\text{dB}$, $V_s = 24\text{V}$, $R_L = \infty$		0.5		%
T_{sd}	Thermal Shutdown Junction Temperature			145		$^\circ\text{C}$

Apéndice C Hoja de especificaciones del sustrato dieléctrico TMM10i de Rogers Corporation



Advanced Circuit Materials

Advanced Circuit Materials Division
 100 S. Roosevelt Avenue
 Chandler, AZ 85226
 Tel: 480-961-1382, Fax: 480-961-4533
 www.rogerscorp.com

Data Sheet
 TMM

TMM® Thermoset Microwave Materials



Features	Benefits
Wide range of dielectric constants	• Ideal for single material systems on a wide variety of applications
Exceptional mechanical properties	• Resist creep and cold flow
Coefficient of thermal expansion matched to copper	• High reliability of plated through holes
Resistant to process chemicals	• Reduces damage to material during fabrication and assembly processes
Thermoset resin	• Reliable wirebonding. • No specialized production techniques required • TMM10 and 10i laminates can replace alumina substrates.
Applications:	
RF and microwave circuitry	Global Positioning Systems Antennas
Power amplifiers and combiners	Patch Antennas
Filters and coupler	Dielectric polarizers and lenses
Satellite communication systems	Chip testers

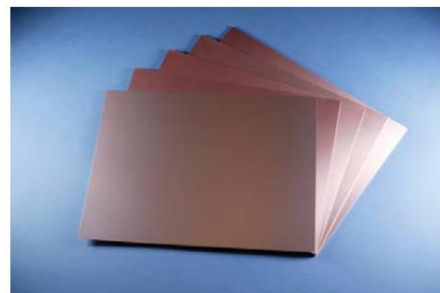
TMM® thermoset microwave materials are ceramic, hydrocarbon, thermoset polymer composites designed for high plated-through-hole reliability stripline and microstrip applications. TMM laminates are available in a wide range of dielectric constants and claddings.

The electrical and mechanical properties of TMM laminates combine many of the benefits of both ceramic and traditional PTFE microwave circuit laminates, without requiring the specialized production techniques common to these materials. TMM laminates do not require a sodium naphanate treatment prior to electroless plating.

TMM laminates have an exceptionally low thermal coefficient of dielectric constant, typically less than 30 ppm/°C. The material's isotropic coefficients of thermal expansion, very closely matched to copper, allow for production of high reliability plated through holes, and low etch shrinkage values. Furthermore, the thermal conductivity of TMM laminates is approximately twice that of traditional PTFE/ceramic laminates, facilitating heat removal.

TMM laminates are based on thermoset resins, and do not soften when heated. As a result, wire bonding of component leads to circuit traces can be performed without concerns of pad lifting or substrate deformation.

TMM laminates combine many of the desirable features of ceramic substrates with the ease of soft substrate processing techniques. TMM laminates are available clad with 1/2 oz/ft² to 2 oz/ft² electrodeposited copper foil, or bonded directly to brass or aluminum plates. Substrate thicknesses of 0.015" to 0.500" and greater are available. The base substrate is resistant to etchants and solvents used in printed circuit production. Consequently, all common PWB processes can be used to produce TMM thermoset microwave materials.



The world runs better with Rogers.®

Typical Values

TMM Thermoset Microwave Materials

PROPERTIES	TYPICAL VALUES						DIRECTION	UNITS	CONDITIONS	TEST METHOD
	TMM3	TMM4	TMM6	TMM10	TMM10i	TMM13i				
⁽¹⁾ Dielectric Constant, ϵ_r Process	3.27 ± 0.032	4.50 ± 0.045	6.00 ± 0.080	9.20 ± 0.230	9.80 ± 0.245	⁽²⁾ 12.85 ± 0.35	Z		10 GHz	IPC-TM-650 method 2.5.5.5
⁽²⁾ Dielectric Constant, ϵ_r Design	3.45	4.70	6.3	9.8	9.9	12.2			8 GHz - 40 GHz	Differential Phase Length Method
⁽¹⁾ Dissipation Factor, $\tan \delta$	0.0020	0.0020	0.0023	0.0022	0.0020	0.0019	Z		10 GHz	IPC-TM-650 method 2.5.5.5
Thermal Coefficient of ϵ_r	+37	+15	-11	-38	-43*	-70		ppm/°K	-55 to +125°C	IPC-TM-650 method 2.5.5.5
Insulation Resistance	>2000	>2000	>2000	>2000	>2000	>2000		Gohm	C/96/60/95	ASTM D257
Volume Resistivity	3X10 ⁹	6X10 ⁸	1X10 ⁸	2X10 ⁸	2X10 ⁸			Mohm cm		ASTM D257
Surface Resistivity	>9X10 ⁹	1X10 ⁹	1X10 ⁹	4X10 ⁷	4X10 ⁷			Mohm		ASTM D257
Flexural Strength	16.53	15.91	15.02	13.62	-		X,Y	kpsi	A	ASTM D790
Flexural Modulus	1.72	1.76	1.75	1.79	1.80*		X,Y	Mpsi	A	ASTM D790
Water Absorption (2X2)	1.27mm (0.050")	0.06	0.07	0.06	0.09	0.16		%	D/24/23	ASTM D570
	3.18mm (0.125")	0.12	0.18	0.20	0.20	0.13	0.13			
Specific Gravity	1.78	2.07	2.37	2.77	2.77	3.0			A	ASTM D792
Specific Heat	0.87	0.83	0.78	0.74	0.72*			J/g/K	A	Calculated
Thermal Conductivity	0.70	0.70	0.72	0.76	0.76		Z	W/m/K	80°C	ASTM C518
Coefficient of Thermal Expansion	15	16	18	21	19	19	X,Y	ppm/K	0 to 140°C	ASTM E 831 IPC-TM-650, 2.4.41
	23	21	26	20	20	20	Z			
Td	425	425	425	425	425	425		°C TGA		ASTM D3850
Copper Peel Strength	5.7 (1.0)	5.7 (1.0)	5.7 (1.0)	5.0 (0.9)	5.0 (0.9)	4.0 (0.7)	X,Y	lb/inch (N/mm)	after solder float 1 oz. EDC	IPC-TM-650 Method 2.4.8
Lead-Free Process Capable	YES	YES	YES	YES	YES	YES				

Notes: ASTM E831 corresponds to IPC-TM-650, method 2.4.41
* estimated

Typical values are a representation of an average value for the population of the property. For specification values contact Rogers Corporation.

- (1) Prolonged exposure in an oxidative environment may cause changes to the dielectric properties of hydrocarbon based materials. The rate of change increases at higher temperatures and is highly dependent on the circuit design. Although Rogers' high frequency materials have been used successfully in innumerable applications and reports of oxidation resulting in performance problems are extremely rare, Rogers recommends that the customer evaluate each material and design combination to determine fitness for use over the entire life of the end product.
- (2) The design DK is an average number from several different tested lots of material and on the most common thickness/s. If more detailed information is required, please contact Rogers Corporation. Refer to Rogers Technical paper "Dielectric Properties of High Frequency Materials" available on www.rogerscorp.com/acm.
- (3) Method 2.5.5.6.

Standard Thickness	Standard Panel Sizes	Standard Copper Cladding
0.015" (0.381mm), 0.020" (0.508mm), 0.025" (0.635mm), 0.030" (0.762mm), 0.050" (1.270mm), 0.060" (1.524mm), 0.075" (1.905mm), 0.100" (2.540mm), 0.125" (3.175mm), 0.150" (3.810mm), 0.200" (5.080mm), 0.250" (6.350mm), 0.275" (6.985mm), 0.300" (7.620mm), 0.500" (12.70mm)	18" X 12" (457 X 305mm) 18" X 24" (457 X 610mm)	1/4" (17µm) 1 oz (35µm), 2 oz. (70µm) electrodeposited copper foil. Heavy metal cladding available. Contact Rogers customer service.

The information in this data sheet is intended to assist you in designing with Rogers' circuit materials. It is not intended to and does not create any warranties express or implied, including any warranty of merchantability or fitness for a particular purpose or that the results shown on this data sheet will be achieved by a user for a particular purpose. The user should determine the suitability of Rogers' circuit materials for each application.

These commodities, technology and software are exported from the United States in accordance with the Export Administration regulations. Diversion contrary to U.S. law prohibited.

TMM, The world runs better with Rogers. and the Rogers' logo are licensed trademarks of Rogers Corporation.
©2013 Rogers Corporation, Printed in U.S.A. All rights reserved.
Revised 1069 112513 Publication #92-108

Apéndice D Tarjeta de adquisición de datos DAQ NI USB 6212



Technical Sales

(866) 531-6285
orders@ni.com

[Ordering Information](#) | [Detailed Specifications](#) | [Pinouts/Front Panel Connections](#)
For user manuals and dimensional drawings, visit the product page resources tab on ni.com.

Last Revised: 2014-11-06 07:14:47.0

Bus-Powered M Series Multifunction DAQ for USB, Integrated BNC Connectivity 16-Bit, Up to 400 kS/s, Up to 16 BNC (32 SE) Analog Inputs, Isolation



- Up to 16 differential BNC analog inputs, 16 bits, 400 kS/s (250 kS/s scanning)
- Up to 2 BNC analog outputs at 16 bits, 250 kS/s
- Up to 24 TTL/CMOS digital I/O lines
- Two 32-bit, 80 MHz counter/timers
- NI-PGIA 2 and NI-MCal calibration technology for improved measurement accuracy
- NI signal streaming for 4 bidirectional high-speed data streams on USB
- Bus-powered design; locking USB cable; security cable slot
- Available with 60 V, CAT I isolation; 1950 VDC, 5 s withstand

Overview

With recent bandwidth improvements and new innovations from National Instruments, USB has evolved into a core bus of choice for measurement and automation applications. NI M Series devices for USB deliver high-performance data acquisition in an easy-to-use and portable form factor through USB ports on laptop computers and other portable computing platforms. National Instruments designed the new and innovative patent-pending NI signal streaming technology that enables sustained bidirectional high-speed data streams on USB. The new technology, combined with advanced external synchronization and isolation, helps engineers and scientists achieve high-performance applications on USB.

NI M Series bus-powered multifunction data acquisition (DAQ) devices for USB are optimized for superior accuracy in a small form factor. They provide an onboard NI-PGIA 2 amplifier designed for fast settling times at high scanning rates, ensuring 16-bit accuracy even when measuring all available channels at maximum speed.

All bus-powered BNC M Series DAQ devices have a minimum of eight differential BNC analog inputs (16 SE), digital triggering, and two counter/timers. USB M Series DAQ devices are ideal for test, measurement, and design applications including portable data logging, field monitoring, embedded OEM, in-vehicle data acquisition, and academic.

BNC Enclosure Features

USB M Series DAQ devices with integrated BNC enclosures are built with rugged, extruded die cast aluminum and provide a jackscrew locking USB cable, a security cable slot for standard laptop locks, nonslip silicone feet, and an optional DIN-rail mounting kit.

[Back to Top](#)

Comparison Tables

Family	Connector	Analog Inputs	Resolution (bits)	Max Rate (kS/s)	Analog Outputs	Resolution (bits)	Max Rate (kS/s)	Digital I/O	Isolation
USB-6212	BNC/Screw	8 BNC (16 SE)	16	400	2	16	250	24 DIO	-
USB-6216	BNC/Screw	8 BNC (16 SE)	16	400	2	16	250	24 DIO	60 V, CAT I
USB-6218	BNC/Screw	16 BNC (32 SE)	16	250	2	16	250	8 DI/8 DO	60 V, CAT I

[Back to Top](#)

Application and Technology

NI Signal Streaming

Analog Output

Number of channels

USB-6210	0
USB-6211/6212/6215/6216/6218	2

DAC resolution	16 bits
----------------	---------

DNL	±1 LSB
-----	--------

Monotonicity	16 bit guaranteed
--------------	-------------------

Maximum update rate

1 channel	250 kS/s
-----------	----------

2 channels	250 kS/s per channel
------------	----------------------

Timing accuracy	50 ppm of sample rate
-----------------	-----------------------

Timing resolution	50 ns
-------------------	-------

Output range	±10 V
--------------	-------

Output coupling	DC
-----------------	----

Output impedance	0.2 Ω
------------------	-------

Output current drive	±2 mA
----------------------	-------

Overdrive protection	±30 V
----------------------	-------

Overdrive current	2.4 mA
-------------------	--------

Power-on state	±20 mV
----------------	--------

Power-on glitch	±1 V for 200 ms
-----------------	-----------------

Output FIFO size	8,191 samples shared among channels used
------------------	--

Data transfers	USB Signal Stream, programmed I/O
----------------	-----------------------------------

AO waveform modes:

- Non-periodic waveform
- Periodic waveform regeneration mode from onboard FIFO
- Periodic waveform regeneration from host buffer including dynamic update

Settling time, full scale step 15 ppm (1 LSB)	32 μs
---	-------

Slew rate	5 V/μs
-----------	--------

Glitch energy

Magnitude	100 mV
-----------	--------

Duration	2.6 μs
----------	--------

Calibration (AI and AO)

Recommended warm-up time	15 minutes
--------------------------	------------

Calibration interval	1 year
----------------------	--------