

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE  
FACULTAD DE CIENCIA  
DEPARTAMENTO DE FISICA



# Evaluación de un método de absorción de alta sensitividad

CRISTIAN FÉLIX LÓPEZ IRRIBARRA

Profesor guía Dr. Ignacio Olivares Bahamondes

Trabajo de graduación presentado a la Facultad de Ciencia,  
en cumplimiento parcial de los requisitos exigidos para optar  
al grado de Ingeniero Físico

SANTIAGO DE CHILE

2011

UNIVERSIDAD DE SANTIAGO DE CHILE  
FACULTAD DE CIENCIAS  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA



EVALUACIÓN DE UN MÉTODO DE ABSORCIÓN DE ALTA SENSITIVIDAD

CRISTIAN FÉLIX LÓPEZ IRRIBARRA  
SANTIAGO DE CHILE 2011

## INDICE

Resumen.....	6
Capítulo 1.....	7
Introducción.....	7
Capítulo 2.....	9
Teoría.....	9
2.1 Matemática del amplificador lockin .....	9
2.2 Teoría de la modulación de longitud de onda.....	13
Capítulo 3.....	26
Experimento.....	26
3.1 El láser de diodo .....	26
3.2 El espectrómetro de fibra óptica .....	30
3.3 El amplificador del fotodiodo.....	30
3.4 Montaje para sintonizar el diodo láser.....	32
3.5 Sintonización del láser de diodo .....	33
3.6 Sumador.....	34
3.7 El amplificador lockin .....	35
3.8 Método para determinar ganancia con rampa y señal sinusoidal.....	36
3.9 Método para determinar ganancia usando solo señal sinusoidal.....	37
3.10 Medición de la componente oscilante de la salida del fotodiodo .....	38
3.11 Espectroscopía de modulación de longitud de onda.....	38
3.12 Obtención de las curvas lockin .....	40
3.13 Detección del gas de fondo en una trampa de átomos.....	40
Capítulo 4.....	43
Resultados.....	43
4.1 Ganancia del lockin usando rampa y señal sinusoidal.....	43
4.2 Ganancia usando solo funciones sinusoidales.....	48
4.3 Medición de la componente oscilante de la salida del fotodiodo .....	49
4.4 Curvas obtenidas con lockin.....	52
4.5 Detección del gas de fondo en una trampa de átomos.....	54

4.6 Ajuste de curvas.....	57
Capítulo 5.....	66
Discusión .....	66
Capítulo 6.....	67
Conclusión .....	67
Referencias.....	68
Anexo I .....	69
Anexo II .....	71



## Resumen

Se realizó un estudio de absorción láser, limitado por Doppler en una celda con gas de rubidio. Se usaron bajas intensidades incidentes del láser menores a la saturación propia del gas ( $1 \text{ mW/cm}^2$ ) a temperatura ambiente (entre los  $19 \text{ }^\circ\text{C}$  y  $22 \text{ }^\circ\text{C}$ ). Estas intensidades fueron del orden de los  $\mu\text{W}$  a los  $\text{nW}$ . En estas condiciones el espectro de absorción del rubidio no es apreciable. Para aumentar la sensibilidad se usó lockin amplifier en modo  $1f$  y  $2f$  para detectar la absorción del haz, modulando en longitud de onda el espectro de absorción con una señal sinusoidal pequeña alrededor de  $15 \text{ kHz}$  usando un sumador. La absorbancia, para la línea 85a, fue del orden de  $10^{-1}$ . El barrido del láser de diodo en frecuencia se realizó con una rampa triangular lenta entre  $0.5 \text{ Hz}$  a  $3 \text{ Hz}$ . Se calcularon teóricamente las señales  $1f$  y  $2f$  en función de parámetros extraíbles del experimento. Se determinó experimentalmente la ganancia del lockin en función de su sensibilidad. Se aplicó el método de espectroscopía de modulación de longitud de onda para detectar el rubidio en una trampa de átomos que es imposible apreciar con simple espectroscopía de absorción. Los resultados de este experimento junto a la teoría desarrollada arrojaron una absorbancia del orden de  $10^{-3}$  para la línea 85a, lo que indica que el método permite extender el límite de detección para espectroscopia tradicional.

# Capítulo 1

## Introducción

Los diodos láser sintonizables son muy ocupados en espectroscopia en la actualidad ya que son fáciles de operar, son baratos y producen radiación de angosto ancho de banda ( $\Delta\nu < 1\text{MHz}$ ,  $\Delta\lambda < 1.5 \times 10^{-6}\text{nm}$ ) por estas razones han reemplazado a los láser de colorante, de zafiro titanio, lámparas de cátodo y sistemas de cristales no lineales. En las aplicaciones de los diodos láser podemos incluir sensores remotos, LIDAR, enfriamiento y atrapamiento de átomos, detección de trazas de gas y procesos de monitoreo de especies ambientales importantes como metano y dióxido de carbono, además de las aplicaciones mas comunes como comunicaciones de datos por fibra óptica, lectores de [CDs](#), [DVDs](#), [Blu-rays](#), [HD-DVDs](#), impresoras láser, escaners, etc. Dentro de las técnicas de investigación que usan diodos láser, nos enfocaremos en la espectroscopia de absorción usando una técnica particular que se denomina Espectroscopia de Modulación de Frecuencia (FMS). Esta técnica puede lograr una gran razón señal-ruido con un montaje experimental relativamente simple. En un experimento típico de FMS la longitud de onda de un láser es modulada a una frecuencia particular. Como la longitud de onda central esta siendo barrida alrededor de un transición atómica, la modulación de longitud de onda es convertida en una amplitud de modulación dando lugar a una modulación en la absorción óptica de una muestra. La presente tesis consiste en desarrollar la técnica de espectroscopía de modulación de longitud de onda como método de detección de trazas de distintos elementos presentes en la industria. La técnica de espectroscopía de modulación de longitud de onda es una técnica ampliamente usada para detección de trazas de gas mediante el uso de láseres sintonizables en el infrarrojo mediano y cercano. Este método aprovecha varias propiedades de los láseres semiconductores como su sintonizabilidad y capacidades de modulación para realizar mediciones de absorbancia en el rango de  $10^{-5}$  y  $10^{-6}$ . Esta ventaja de los láseres permite alcanzar límites de detección de una parte por millón en varias sustancias en el infrarrojo cercano como por ejemplo CO, CO<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>O, CH<sub>4</sub>, NH<sub>3</sub>, C<sub>2</sub>H<sub>2</sub> etc. También se

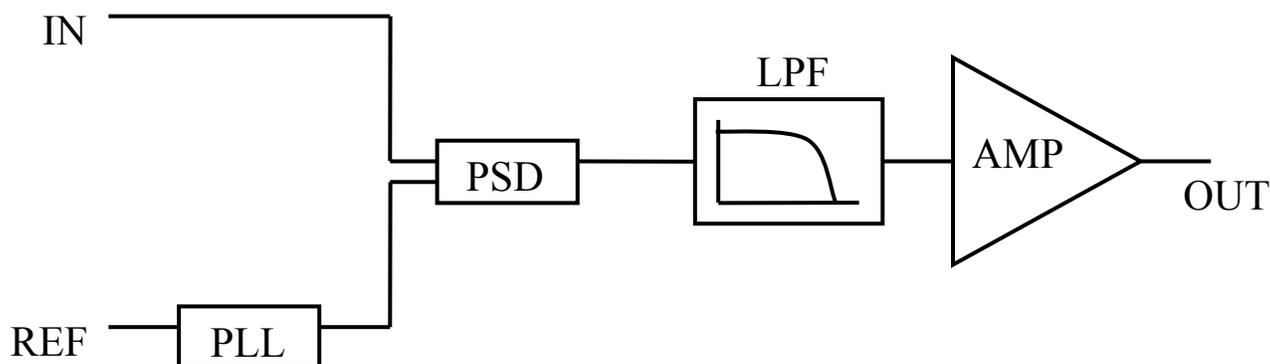
señala el método como un buen candidato para la detección en terreno de explosivos. El límite de detección mejora en 2 o tres órdenes de magnitud con láseres de cascada cuántica en el infrarrojo mediano. La técnica se extiende también a láseres visibles. El trabajo incluye el estudio del amplificador lockin y la medición de absorción para distintas densidades y distintos niveles de intensidad.

## Capítulo 2

### Teoría

#### 2.1 Matemática del amplificador lockin

El amplificador lockin es un dispositivo que amplifica y arroja una componente continua que es proporcional a la amplitud de una señal cuya frecuencia coincide con una señal de referencia. Esto lo consigue a través de un filtro paso bajo, un PSD (Phase Sensitive Detector) y un PLL (Phase Locked Loop). La señal de referencia va al PLL cuya salida es la misma señal pero desfasada con respecto a la entrada mediante un cambiador de fase. Llamémosle  $\theta$  a este desfase. La entrada del amplificador lockin puede ser una señal que tiene incorporada una componente de la misma frecuencia que la señal de referencia. Según el sistema físico esta señal puede sufrir un desfase  $\varphi$  con respecto a la señal que lo perturba. Así la entrada y la salida de la referencia del amplificador lockin pasan a través del PSD cuya función es multiplicar las dos señales. Este producto pasa por el filtro paso bajo donde la salida es una componente continua proporcional a la amplitud de la señal cuya frecuencia coincide con la señal de referencia. Esta componente es amplificada en un factor que se puede determinar experimentalmente. La Fig. 1 muestra el diagrama básico del amplificador.



**Figura 1.** Elementos básicos del amplificador lockin. IN entrada, REF referencia, PLL Phase locked loop, PSD Phase sensitive detector, LPF filtro paso bajo, AMP amplificador, OUT salida. En general hay un amplificador a la entrada del lockin. Para mayor simplificación obviamos este aspecto.

Para entender más la función del amplificador lockin supongamos que a la entrada hay una señal de la forma

$$V_{IN}(t) = V_0 \cos(\omega t + \varphi) \quad (1)$$

Donde  $\varphi$  es la fase proporcionada por el sistema físico. Si colocamos a la referencia una señal de la misma frecuencia de la forma  $y = \cos \omega t$  entonces la salida del PLL será una señal dada por

$$V_{REF}(t) = \cos(\omega t + \theta) \quad (2)$$

donde  $\theta$  es la fase del amplificador lockin. Estas dos señales son multiplicadas por el PSD de manera que a la salida tenemos el producto

$$V_{PSD}(t) = V_0 \cos(\omega t + \varphi) \cos(\omega t + \theta) \quad (3)$$

Mediante las identidades trigonométricas esta salida se puede escribir como

$$V_{PSD}(t) = \frac{V_0}{2} (\cos(2\omega t + \varphi + \theta) + \cos(\varphi - \theta)) \quad (4)$$

Si la frecuencia de corte del filtro  $\omega_c$  es mucho menor que  $\omega$  entonces el término oscilante es suprimido y la salida del amplificador lockin es

$$V_{OUT}(t) = \frac{V_0}{2} \cdot g \cdot \cos(\varphi - \theta) \quad (5)$$

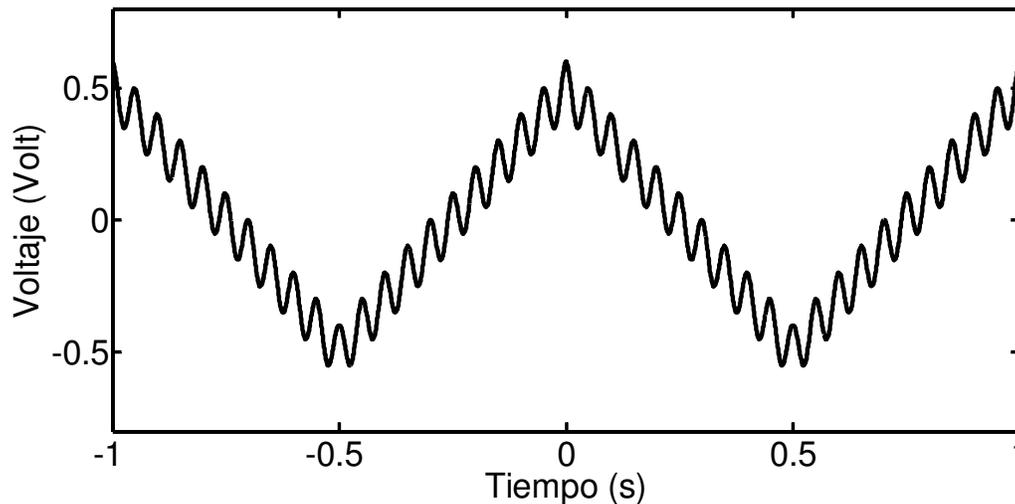
La ganancia  $g$  lo proporciona un amplificador que está a la salida del filtro y es inversamente proporcional a sensibilidad  $S$ , es decir

$$g = \frac{k}{S} \quad (6)$$

Donde  $k$  es el factor de ganancia que se puede determinar experimentalmente. La constante de tiempo  $\tau$  determina la frecuencia de corte del filtro mediante la relación aproximada

$$\omega_c = \frac{1}{\tau} \quad (7)$$

De la Ec. 5 podemos ver que la salida del amplificador lockin es una componente continua que es proporcional a la amplitud de la señal de entrada en un factor que depende de la ganancia  $g$ , la fase del sistema físico  $\varphi$ , y la fase del lockin  $\theta$ . Para entender un poco más el enganche en frecuencia que realiza el amplificador lockin supongamos que la entrada es una señal triangular más una señal sinusoidal de frecuencia angular  $\omega$  como muestra la Fig. 2



**Figura 2.** Señal triangular sumada con una señal sinusoidal de frecuencia mayor. Suponemos que esta es la entrada del amplificador lockin. Frecuencia rampa 1Hz, amplitud rampa 0.5 V, frecuencia señal sinusoidal 20 Hz, amplitud señal sinusoidal 0.1 V.

La ecuación que muestra la entrada del lockin es

$$V_{IN}(t) = A \cos(\omega t + \varphi) + \frac{a_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos \omega_n t + b_n \sin \omega_n t) \quad (8)$$

donde el primer término es la señal sinusoidal, el término constante y la sumatoria corresponde a la representación en serie de Fourier de la señal triangular. Mediante propiedades la Ec. 8 se puede escribir como

$$V_{IN}(t) = A \cos(\omega t + \varphi) + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{8V_0}{(2n-1)^2 \pi^2} \cos \omega_n t \quad (9)$$

La señal triangular posee términos que son funciones de las frecuencias impares del término fundamental, es decir

$$\omega_n = \frac{2\pi(2n-1)}{T} \quad (10)$$

donde  $T$  y  $V_0$  son el periodo y la amplitud de la señal triangular. La señal de referencia viene dada por la Ec. 2, así la señal que sale del PSD es

$$V_{IN}(t) = A \cos(\omega t + \varphi) \cos(\omega t + \theta) + \sum_{n=0}^{\infty} \frac{8V_0}{(2n-1)^2 \pi^2} \cos \omega_n t \cos(\omega t + \theta) \quad (11)$$

Mediante las identidades trigonométricas esta señal se transforma en

$$\begin{aligned} V_{PSD}(t) &= \frac{A}{2} \{ \cos(2\omega t + \theta + \varphi) + \cos(\varphi - \theta) \} \\ &+ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_n}{2} \{ \cos[(\omega_n + \omega)t + \theta] + \cos[(\omega_n - \omega)t - \theta] \} \end{aligned} \quad (12)$$

donde

$$a_n = \frac{8V_0}{(2n-1)^2 \pi^2} \quad (13)$$

Si las frecuencias  $\omega$ ,  $\omega_n + \omega$  y  $\omega_n - \omega$  son mucho mayores que la frecuencia de corte  $\omega_c$ , la señal que pasa por el filtro y sale del amplificador lockin es

$$V_{OUT}(t) = \frac{A}{2} \cdot g \cdot \cos(\varphi - \theta) \quad (14)$$

además si se cumple que  $\omega_n \sim \omega$ , la señal que sale del amplificador lockin es

$$V_{OUT}(t) = \frac{A}{2} \cdot g \cdot \cos(\varphi - \theta) + \frac{a_n}{2} \cdot g \cdot \cos \theta \quad (15)$$

El  $n$ , que cumple la condición antes mencionada, es muy grande entonces  $a_n \sim 0$  y la salida del lockin viene dada por la Ec. 14.

## 2.2 Teoría de la modulación de longitud de onda

La transformada de **Fourier** de un perfil de absorción  $G(x)$  es

$$g(y) = \int_{-\infty}^{\infty} G(x) \exp(-ixy) dx \quad (16)$$

donde  $x = (\nu - \nu_0) / \Delta\nu_L$  es la frecuencia normalizada,  $\nu$  la frecuencia del láser,  $\nu_0$  la frecuencia de resonancia y  $\Delta\nu_L$  el ancho de línea a media altura. La transformada inversa de  $g(y)$  es

$$G(x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} g(y) \exp(ixy) dy \quad (17)$$

Si modulamos la frecuencia del láser con una modulación de amplitud  $\Delta\nu$  y frecuencia  $f_m$ , el argumento de  $G$  se transforma de acuerdo a

$$x \rightarrow x + m \cos(\omega t) = x + m \cos(2\pi f_m t) \quad (18)$$

donde  $m = \Delta\nu / \Delta\nu_L$  es la amplitud de modulación normalizada. El perfil de absorción  $G(x)$  cuando la frecuencia del láser es modulada queda

$$S(x) = G(x + m \cos \omega t) \quad (19)$$

y su transformada de Fourier es

$$s(y) = g(y) \exp(im \cos \omega t) \quad (20)$$

Usando la identidad de **Anger- Jacobi**

$$\exp(im \cos \omega t) = \sum_{n=0}^{\infty} i^n \varepsilon_n J_n(my) \cos(n\omega t) \quad (21)$$

con  $\varepsilon_0 = 1$ ,  $\varepsilon_n = 2$  para  $n \neq 0$ , se obtiene

$$s(y) = \sum_{n=0}^{\infty} i^n \varepsilon_n g(y) J_n(my) \cos(n\omega t) \quad (22)$$

Volviendo a la variable  $x$  (calculando la transformada inversa de Fourier de  $s(y)$ ) se tiene que

$$S(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \frac{i^n \varepsilon_n}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} g(y) J_n(my) \exp(ixy) dy \right] \cos(n\omega t) \quad (23)$$

donde definimos

$$S_n(x) = \frac{i^n \varepsilon_n}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} g(y) J_n(my) \exp(ixy) dy \quad (24)$$

Así la Ec. 8 queda

$$S(x) = \sum_{n=0}^{\infty} S_n(x) \cos(n\omega t) \quad (25)$$

Si hacemos pasar esta señal por un *lockin amplifier* cuya referencia tiene una frecuencia  $n\omega > \omega_c$  donde  $\omega_c$  es la frecuencia de corte y fase  $\theta$  en grados, la salida será

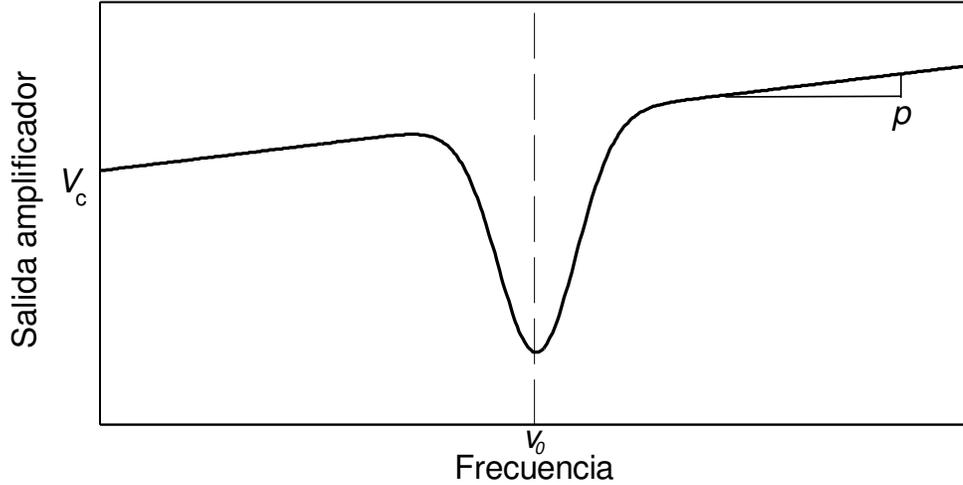
$$\frac{1}{2} \cos \theta \cdot S_n(x) = \frac{1}{2} \cos \theta \cdot \frac{i^n \epsilon_n}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} g(y) J_n(my) \exp(ixy) dy \quad (26)$$

que es proporcional a la  $n$ -ésima derivada de  $G(x)$  para  $m \ll 1$ . En nuestro experimento tenemos que el perfil de absorción está sobre una rampa de frecuencia  $\Omega$  la que es muy baja ya que necesitamos llevar el experimento al caso ideal donde la modulación en frecuencia o longitud de onda sea infinitamente más rápida que el barrido de la misma.

Así las ecuaciones que lograron ajustarse en mayor medida a las curvas que arroja el experimento consisten en agregar un término algebraico que da la parte oscilante del espectro del rubidio modulado a la salida del amplificador del fotodiodo. Al sintonizar, sin modulación de frecuencia, el haz a la longitud de onda de 780.0 nm obtenemos, para una de las líneas, un perfil de absorción de la forma

$$V(v) = (p \cdot v + V_c) (1 - A_0 \exp(-\alpha(v - v_0)^2)) \quad (27)$$

donde  $v$  = frecuencia,  $v_0$  = frecuencia de absorción máxima,  $V(v)$  = salida del amplificador del fotodiodo,  $p$  = pendiente de la rampa sobre la que esta la absorción,  $V_c$  = Voltaje donde la rampa interseca al eje vertical,  $A_0$  = Absorbancia,  $\alpha$  = coeficiente característico del ancho de absorción. Este perfil de absorción se muestra en la **Fig.3**.



**Figura 3.** Salida del amplificador del fotodiodo.  $V_c = 0.8$  V,  $v_0 = 25$ ,  $p = 0.005$  V/s,  $A_0 = 0.6$ ,  $\alpha = 0.1$ . Esta es una de las líneas de absorción visualizada en uno de los canales de un osciloscopio que se obtiene en forma experimental, mediante la sintonización del haz láser en torno a 780 nm. El rubidio tiene cuatro líneas características  $D_2Rb85a$  ( $5S_{1/2} - 5P_{3/2}$ )  $F = 2 \rightarrow F' = 1, 2, 3$  ;  
 $D_2Rb85b$  ( $5S_{1/2} - 5P_{3/2}$ )  $F = 2 \rightarrow F' = 2, 3, 4$  ;  $D_2Rb87a$  ( $5S_{1/2} - 5P_{3/2}$ )  $F = 2 \rightarrow F' = 1, 2, 3$  y  
 $D_2Rb87b$  ( $5S_{1/2} - 5P_{3/2}$ )  $F = 2 \rightarrow F' = 2, 3, 4$  entorno a 780 nm.

Al pasar a la variable  $x_0 = (v - v_0) / \Delta v_L$  con  $\Delta v_L = 2\sqrt{\ln(2) / \alpha}$  el ancho de línea a media altura, la Ec. 12 queda

$$V(x_0) = (px_0 + V_0)(1 - A_0 \exp(-4 \cdot \ln(2) \cdot x_0^2)) \quad (28)$$

Con la nueva variable  $x_0 = (v - v_0) / \Delta v_L$  la función exponencial de la Ec. 27 pasa a la exponencial de la Ec. 28 cuyo ancho de línea a media altura es la unidad. Lo mismo ocurre si modelamos el perfil de absorción con un función lorenziana como

$$G(v) = \frac{1}{1 + \alpha(v - v_0)^2} \quad (29)$$

donde el ancho de línea a media altura es  $\Delta v_L = 2 / \sqrt{\alpha}$ . Al pasar a la variable  $x_0$  queda

$$G(x_0) = \frac{1}{1 + 4x_0} \quad (30)$$

donde se puede observar que el ancho de línea es la unidad. Entonces de la Ec. 12 tenemos que  $V_0 = p \cdot v_0 + V_C$  es el voltaje en la resonancia antes de que el haz entre a la celda. Al modular la longitud de onda del haz con una señal senoidal de amplitud  $\Delta v$  y frecuencia  $f$ , experimentalmente vemos que la salida del amplificador del fotodiodo presenta una componente oscilante de amplitud  $\Delta V$  a la misma frecuencia. Esta magnitud es proporcional a la amplitud de modulación en frecuencia  $m$ . Es decir

$$\Delta V = \beta \cdot m \quad (31)$$

La modulación en longitud de onda se hace analíticamente al pasar de la variable  $x_0$  a la variable  $x = x_0 + m \cos(\omega t)$  como muestra la Ec. 18 y sabiendo que  $m = \Delta v / \Delta v_L$ . Así la salida del amplificador del fotodiodo con la modulación es

$$V(x) = (px_0 + V_0 + \Delta V \cos(\omega t + \varphi)) (1 - A_0 \exp(-4 \cdot \ln(2) \cdot x^2)) \quad (32)$$

Un arreglo de esta ecuación consiste en agregar el término  $p \cdot m \cdot \cos \omega t$  para que quede en término de la variable  $x$  como se indico arriba, así la Ec. 32 queda

$$V(x) = (px_0 + p \cdot m \cdot \cos \omega t + V_0 + \Delta V \cos(\omega t + \varphi) - p \cdot m \cdot \cos \omega t) (1 - A_0 \exp(-4 \cdot \ln(2) \cdot x^2))$$

y pasando a la variable  $x$  tenemos

$$V(x) = (px + V_0 + \Delta V \cos(\omega t + \varphi) - p \cdot m \cdot \cos \omega t) (1 - A_0 \exp(-4 \cdot \ln(2) \cdot x^2)) \quad (33)$$

donde  $\varphi$  es la fase entre la salida del amplificador del fotodiodo y la señal de modulación. Para encontrar las ecuaciones que se ajustan a las curvas del lockin  $1f$  y  $2f$  debemos aplicar la transformada de Fourier. Al hacer  $t_0(x) = 1 - A_0 \exp(-4 \cdot \ln(2) \cdot x^2)$  y  $S(x_0) = V(x) = V(x_0 + m \cos(\omega t))$  y reordenando los términos, la Ec. 33 queda

$$S(x_0) = p \cdot x \cdot t_0(x) + V_0 \cdot t_0(x) + \Delta V \cdot \cos(\omega t + \varphi) \cdot t_0(x) - p \cdot m \cdot \cos \omega t \cdot t_0(x) \quad (34)$$

Aplicando la transformada de Fourier y volviendo a la variable  $x_0$  a través de la transformada inversa la Ec. 34 queda

$$\begin{aligned} S(x_0) &= p \cdot i \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n \cdot i^n}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} T_0'(y) J_n(my) \exp(ixy) dy \cdot \cos(n\omega t) \\ &+ V_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n \cdot i^n}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} T_0(y) J_n(my) \exp(ixy) dy \cdot \cos(n\omega t) \\ &+ \Delta V \cos(\omega t + \varphi) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n \cdot i^n}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} T_0(y) J_n(my) \exp(ixy) dy \cdot \cos(n\omega t) \\ &- p \cdot m \cdot \cos \omega t \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n \cdot i^n}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} T_0(y) J_n(my) \exp(ixy) dy \cdot \cos(n\omega t) \end{aligned} \quad (35)$$

donde

$$T_0(y) = \int_{-\infty}^{\infty} t_0(x) \exp(-ixy) dx \quad (36)$$

es la transformada de Fourier de  $t_0(x)$ . El primer término de la Ec. 35 tiene a la integral donde sale la derivada de  $T_0(y)$ . Esta integral se puede desarrollar mediante integración por partes y sabiendo una de las propiedades de las funciones de Bessel que es

$$J_n'(x) = \frac{1}{2}(J_{n-1}(x) - J_{n+1}(x)) \quad (37)$$

entonces

$$\begin{aligned} \int_{-\infty}^{\infty} T_0'(y) J_n(my) \exp(ix_0 y) dy &= \frac{m}{2} \int_{-\infty}^{\infty} T_0(y) J_{n+1}(my) \exp(ix_0 y) dy \\ &+ \frac{m}{2} \int_{-\infty}^{\infty} T_0(y) J_{n-1}(my) \exp(ix_0 y) dy + ix_0 \int_{-\infty}^{\infty} T_0(y) J_n(my) \exp(ix_0 y) dy \end{aligned} \quad (38)$$

Aplicando la notación de la Ec. 25, la salida del amplificador del fotodiodo queda

$$\begin{aligned} S(x_0) &= \frac{p \cdot m}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \left( \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_{n+1}} S_{n+1}(x_0) + \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_{n-1}} S_{n-1}(x_0) \right) \cdot \cos(n\omega t) \\ &+ p \cdot x_0 \sum_{n=0}^{\infty} S_n(x_0) \cdot \cos(n\omega t) - p \cdot m \cdot \cos \omega t \sum_{n=0}^{\infty} S_n(x_0) \cdot \cos(n\omega t) \\ &+ V_0 \sum_{n=0}^{\infty} S_n(x_0) \cdot \cos(n\omega t) + \Delta V \cos(\omega t + \varphi) \sum_{n=0}^{\infty} S_n(x_0) \cdot \cos(n\omega t) \end{aligned} \quad (39)$$

Mediante las identidades trigonométricas la ecuación anterior es

$$\begin{aligned} S(x_0) &= \\ &\left\{ \begin{aligned} &\frac{m}{2} \cdot p \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_{n+1}} S_{n+1}(x_0) \cos(n\omega t) + \frac{m}{2} \cdot p \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n}{\varepsilon_{n-1}} S_{n-1}(x_0) \cos(n\omega t) \\ &+ p \cdot x_0 \sum_{n=0}^{\infty} S_n(x_0) \cos(n\omega t) + V_0 \sum_{n=0}^{\infty} S_n(x_0) \cos(n\omega t) \end{aligned} \right\} N(x_0) \\ &\left\{ \begin{aligned} &+ \frac{\Delta V}{2} \sum_{n=0}^{\infty} S_n(x_0) \cos[(n+1)\omega t] \cdot \cos \varphi - \frac{\Delta V}{2} \sum_{n=0}^{\infty} S_n(x_0) \sin[(n+1)\omega t] \cdot \sin \varphi \\ &+ \frac{\Delta V}{2} \sum_{n=0}^{\infty} S_n(x_0) \cos[(n-1)\omega t] \cdot \cos \varphi - \frac{\Delta V}{2} \sum_{n=0}^{\infty} S_n(x_0) \sin[(n-1)\omega t] \cdot \sin \varphi \\ &- \frac{p \cdot m}{2} \sum_{n=0}^{\infty} S_n(x_0) \cos[(n+1)\omega t] - \frac{p \cdot m}{2} \sum_{n=0}^{\infty} S_n(x_0) \cos[(n-1)\omega t] \end{aligned} \right\} F(x_0) \end{aligned} \quad (40)$$

entonces

$$S(x_0) = N(x_0) + F(x_0) \quad (41)$$

Esta señal es la entrada del lockin. En modo  $1f$ , esta pasa por un detector sensible a la fase PSD que la multiplica por la señal de referencia

$$V_{REF} = \cos(\omega t + \theta) \quad (42)$$

donde  $\theta$  es la fase del lockin. Entonces la salida del PSD es

$$\begin{aligned} V_{PSD1}(x_0) = & N(x_0) \cos \omega t \cos \theta - N(x_0) \sin \omega t \sin \theta \\ & + F(x_0) \cos \omega t \cos \theta - F(x_0) \sin \omega t \sin \theta \end{aligned} \quad (43)$$

Esta señal pasa a través del filtro paso bajo que se regula mediante la constante de tiempo  $\tau$  del lockin cuya frecuencia angular de corte se puede escribir como  $\omega_c = 1/\tau$ , si  $\omega > \omega_c$  el filtro deja pasar solo la componente continua de la señal  $V_{PSD}(x_0)$ , es decir solo deja pasar los términos que no poseen senos y cosenos de  $\omega t$ . Así la salida del amplificador lockin es

$$\begin{aligned} PH(x_0) = & \frac{1}{2} \cdot g \cdot \cos \theta \cdot (px_0 + V_0) S_1(x_0) \\ & + \frac{\Delta V}{4} g \cdot \cos(\varphi - \theta) (S_0(x_0) + S_2(x_0)) + \frac{\Delta V}{4} g \cdot S_0(x_0) \cos(\varphi + \theta) \end{aligned} \quad (44)$$

donde  $g$  es la ganancia del amplificador lockin y es inversamente proporcional a la sensibilidad del mismo y esta dado por la Ec.6. Si la rampa es lenta  $p$  es muy pequeño entonces la salida del lockin en modo  $1f$  se puede escribir como

$$\begin{aligned}
PH(x_0) &= \frac{1}{2} \cdot g \cdot \cos \theta \cdot V_0 \cdot S_1(x_0) + \frac{\Delta V}{4} g \cdot \cos(\varphi - \theta) (S_0(x_0) + S_2(x_0)) \\
&+ \frac{\Delta V}{4} g \cdot S_0(x_0) \cos(\varphi + \theta)
\end{aligned} \tag{45}$$

Para obtener la salida del amplificador lockin en modo  $2f$  la señal de la Ec. 41 se multiplica por la nueva referencia de frecuencia  $2\omega$  que es

$$V_{REF} = \cos(2\omega t + \theta) \tag{46}$$

Entonces la señal que sale del PSD es

$$\begin{aligned}
V_{PSD2}(x_0) &= N(x_0) \cos 2\omega t \cos \theta - N(x_0) \sin 2\omega t \sin \theta \\
&+ F(x_0) \cos 2\omega t \cos \theta - F(x_0) \sin 2\omega t \sin \theta
\end{aligned} \tag{47}$$

Esta señal pasa por el filtro paso bajo y la salida del amplificador lockin son los términos sin senos y cosenos de  $\omega t$  de la Ec. 47. Así la salida en modo  $2f$  es

$$SH(x_0) = \frac{1}{2} \cdot g \cdot \cos \theta \cdot (p \cdot x + V_0) S_2(x_0) + \frac{\Delta V}{4} \cdot g \cdot (S_1(x_0) + S_3(x_0)) \cos(\varphi - \theta) \tag{48}$$

Como la rampa es muy lenta el valor de  $p$  es muy pequeño y la salida del lockin se puede escribir

$$SH(x_0) = \frac{1}{2} \cdot g \cdot \cos \theta \cdot V_0 \cdot S_2(x_0) + \frac{\Delta V}{4} \cdot g \cdot (S_1(x_0) + S_3(x_0)) \cos(\varphi - \theta) \tag{49}$$

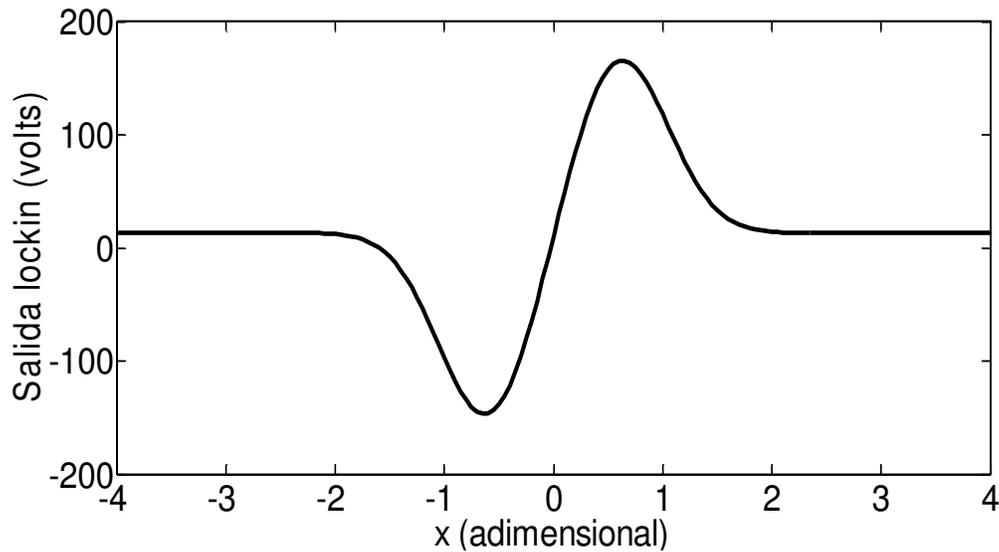
En general los términos

$$S_n(x_0) = \varepsilon_n i^n J_n(0) - A_0 s_n(x_0) \tag{50}$$

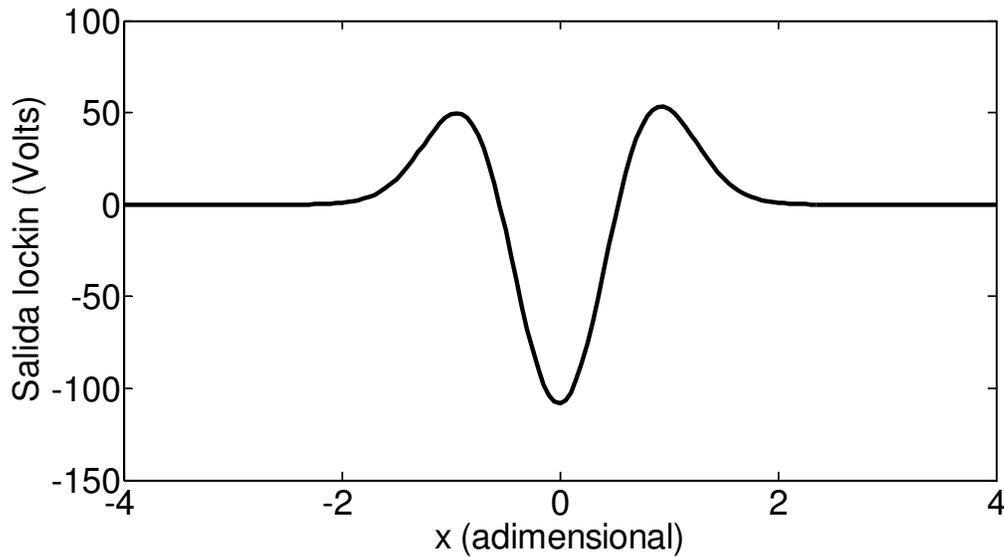
donde

$$s_n(x_0) = \frac{\varepsilon_n i^n}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} g(y) J_n(my) \exp(ix_0 y) dy \quad (51)$$

Para la programación en MATLAB se toma la parte real de función de la Ec. 50. Las Fig. 4 y Fig.5 muestra las curvas que arroja el amplificador lockin en modo 1f y 2f. Se tomó solamente las partes reales de las funciones  $PH(x_0)$  y  $SH(x_0)$ .



**Figura 4.** Salida amplificador lockin en modo 1f. Teóricamente las condiciones son  $p = 0$ ,  $A_0 = 0.6$ ,  $\Delta V = 0.001$  V,  $V_0 =$  sensibilidad 0.0005 V (50  $\mu$ V),  $\varphi = 0^\circ$ ,  $\theta = 0^\circ$ , el factor de ganancia que determinamos experimentalmente es  $k = 13.74$  V. se puede observar que la curva tiene un Offset y es proporcional a la modulación en amplitud del espectro modulado. La ganancia  $g = 27480$  que es muy grande, en estas condiciones el amplificador lockin se satura completamente. Se usaron comandos MATLAB para obtener la curva mediante la Ec 28.

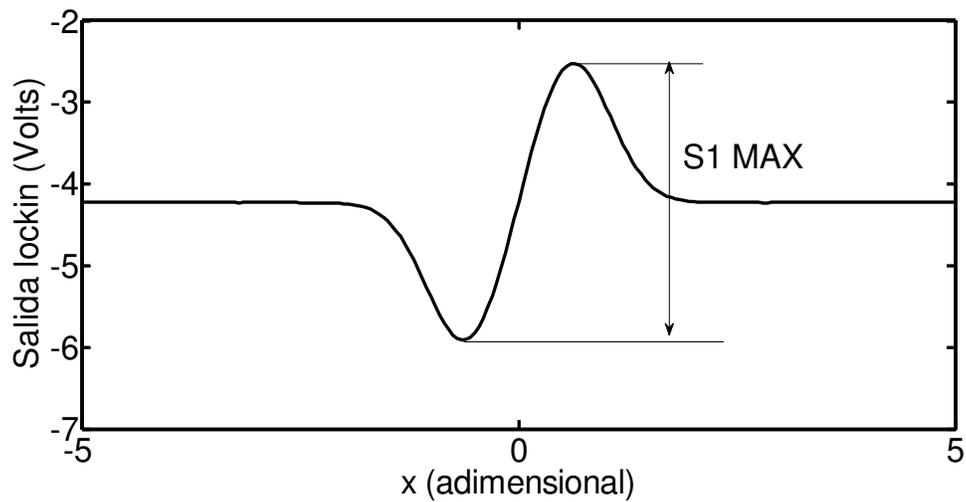


**Figura 5.** Salida del amplificador lockin modo  $2f$ . Los parámetros teóricos utilizados son los mismos para la curva lockin de la Fig. 2. Se utilizó el mismo factor de ganancia. Se usó comandos de MATLAB para obtener la curva con la Ec. 33.

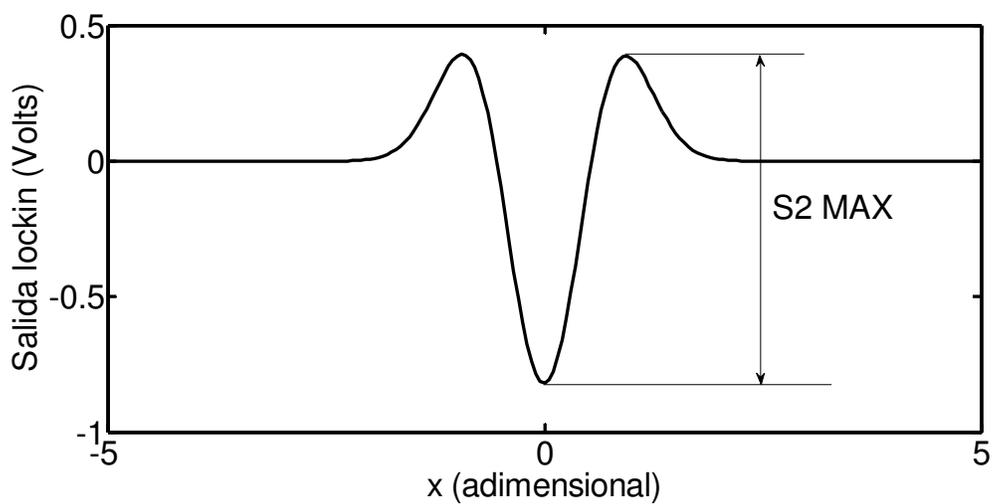
La componente DC que presenta el primer armónico (modo  $1f$ ) depende del término  $J_0(0)$  que arroja la función  $S_0(x_0)$  que está presente en la Ec. 45. Un análisis algebraico muestra que esta componente DC es

$$DC = \frac{\Delta V}{2} g \cos \theta \cos \varphi \quad (52)$$

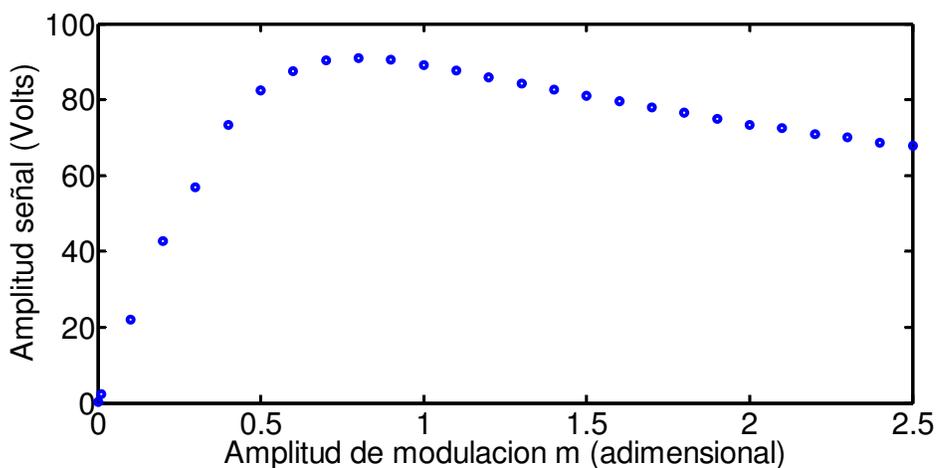
La amplitud de las señales  $1f$  y  $2f$  mostradas en la Fig. 6 y Fig. 7 (que llamamos  $S1_{MAX}$  y  $S2_{MAX}$  respectivamente) dependen principalmente de la absorbancia del haz, del voltaje de entrada  $V_0$  y de la amplitud de modulación  $m$ . La dependencia de las amplitudes en función de la modulación se muestra en las Figs. 8 y 9 para las curvas  $1f$  y  $2f$  del lockin. La profundidad del perfil de absorción que muestra la salida del fotodiodo corresponde al producto  $A_0 V_0$ , lo cual indica que efectivamente esta profundidad no puede depender de parámetros de posicionamiento del perfil de absorción como por ejemplo el parámetro  $V_c$ .



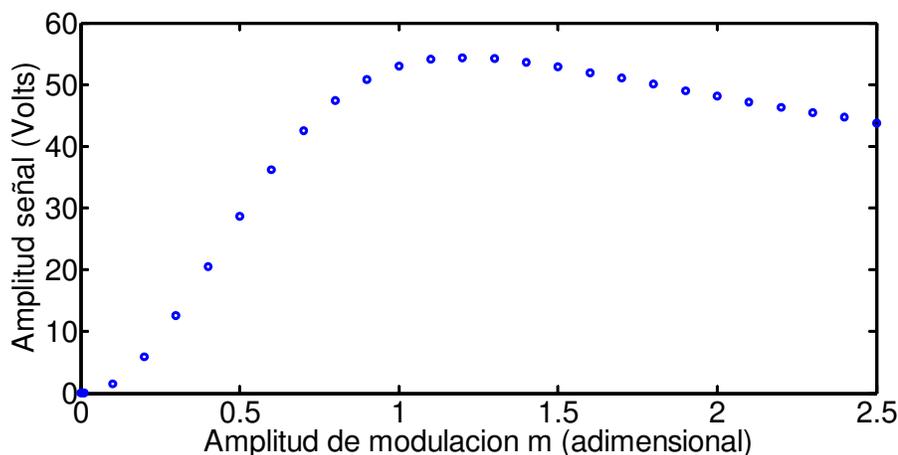
**Figura 6.** Amplitud de la salida del lockin en modo  $1f$  (S1 MAX). Se usaron comandos MATLAB para obtener la curva.



**Figura 7.** Amplitud de la salida del lockin en modo  $2f$  (S2 MAX). Se usaron comandos MATLAB para obtener la curva



**Figura 8.** Amplitud de la salida del lockin en modo  $1f$ (S1 MAX) en función de la amplitud adimensional  $m$ . los parámetros utilizados fueron  $p = 0$ ,  $V_0 = 1$ ,  $A_0 = 0.6$ , sensibilidad = 0.05 V, factor de ganancia  $k = 13.74$  V,  $\Delta V = 0.001$  V, desfase  $\varphi = 180^\circ$ , fase lockin  $\theta = 15,9^\circ$ . Se usaron comandos MATLAB para obtener mediante la Ec. 29 la curva presentada para distintas amplitudes de modulación  $m$ .



**Figura 9.** Amplitud de la salida del lockin en modo  $2f$ (S2 MAX) en función de la amplitud de modulación  $m$ . Los parámetros utilizados fueron  $p = 0$ ,  $V_0 = 1$ ,  $A_0 = 0.6$ , sensibilidad = 0.05 V, factor de ganancia  $k = 13.74$  V,  $\Delta V = 0.001$  V, desfase  $\varphi = 180^\circ$ , fase lockin  $\theta = 15,9^\circ$ . Se usaron comandos MATLAB para obtener mediante la Ec. 33 la curva presentada para distintas amplitudes de modulación  $m$ .

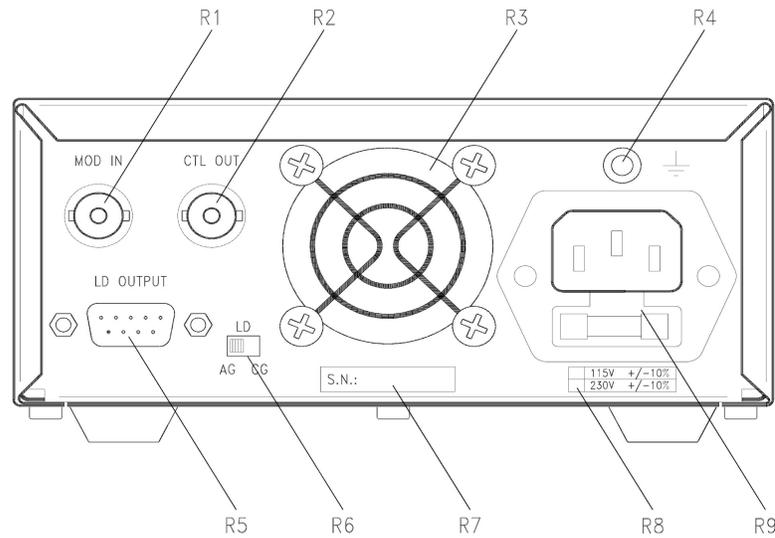
## Capítulo 3

### Experimento

El experimento principal consiste en la detección de señales  $1f$  y  $2f$  de los espectros de absorción de un láser infrarrojo para distintos niveles de intensidad del láser por debajo de la intensidad de saturación que es del orden de  $1 \text{ mW/cm}^2$ . El objetivo de este experimento es demostrar que con este método se puede extender el límite de detección con absorción tradicional. El límite de detección en este caso es la menor intensidad que permite detectar un espectro. En este capítulo se describen las principales componentes del experimento y el experimento de modulación de longitud de onda.

#### 3.1 El láser de diodo

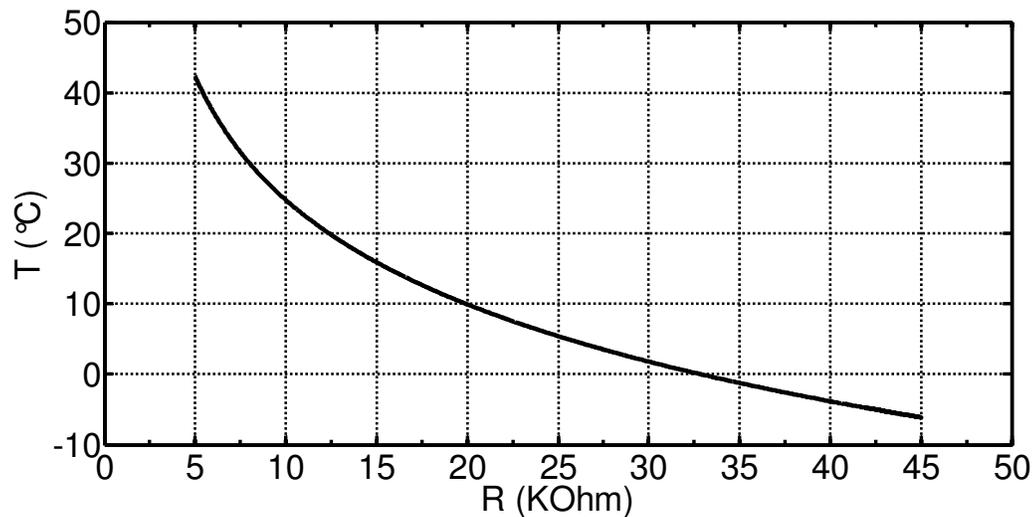
Se instaló un láser de diodo sintonizable (Modelo Hitachi HL7851G, Thorlabs) en una montura termoeléctrica (Modelo TCLDM9-TEC, Thorlabs). La intensidad y la longitud de onda del láser de diodo se manejan con un controlador de temperatura (Modelo TED200C, Thorlabs, serie M00228828) y un controlador de corriente (Modelo LDC205, Thorlabs, serie M00212512). Para producir la excursión del láser en frecuencia se usó una rampa de voltaje que la proporciona un generador de ondas (Modelo GFG-3015, GW- INSTEK) la que se inyecta a la entrada del controlador de corriente (MOD IN) como muestra la Fig.10.



**Figura 10.** Elementos del controlador de corriente para la alimentación y control del diodo láser. El controlador de temperatura tiene un circuito PID (proporcional – integral - diferencial) y su lectura de temperatura está dada en  $k\Omega$ . Esta lectura corresponde a la resistencia de un termistor (Modelo TH10K, Thorlabs) contenido en la montura del láser. La relación entre temperatura en  $^{\circ}\text{C}$  y resistencia en  $k\Omega$  para este termistor es

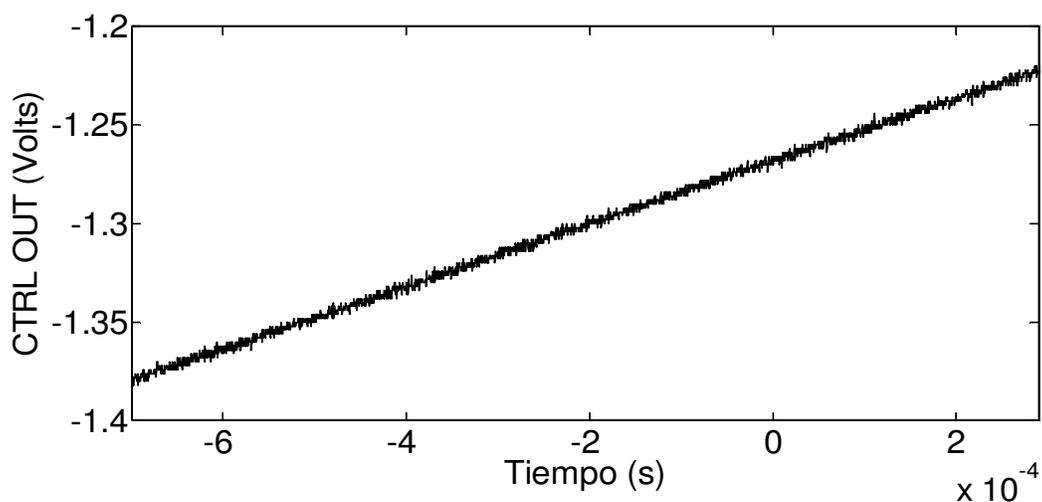
$$T(R) = T_1 \cdot \ln\left(\frac{R_1}{R - R_0}\right) \quad (53)$$

donde  $T_1 = 18.574^{\circ}\text{C}$ ,  $R_1 = 31.058 k\Omega$ ,  $R_0 = 1.821 k\Omega$ . La Fig. 11 muestra la relación entre temperatura y resistencia del termistor dada por la Ec. 53.

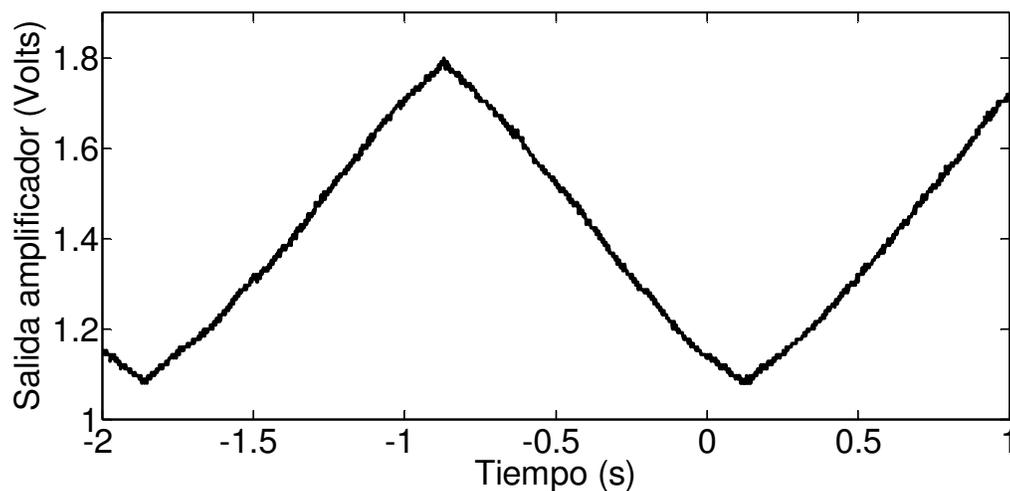


**Figura 11.** Relación entre temperatura y resistencia del termistor TH10K. El controlador de temperatura se operó para una resistencia alrededor de  $8.5 \text{ k}\Omega$  lo que indica que el láser de diodo está a una temperatura de  $29 \text{ }^\circ\text{C}$  aproximadamente.

El controlador de corriente nos permite barrer el láser en frecuencia a través de una rampa de voltaje proporcionada por un generador de ondas. La potencia y barrido en frecuencia del diodo láser son proporcionales al barrido de corriente, el que a la vez es proporcional a la rampa de voltaje entregada por el generador. Para observar como se comporta la corriente del diodo láser en el tiempo tenemos que conectar una de las salidas del controlador de corriente, llamada CTRL OUT, a uno de los canales del osciloscopio (Fig.10). La señal proporcionada es una rampa de la misma frecuencia y amplitud que la entregada por el generador de ondas mas una componente DC negativa que nos indica la corriente continúa que circula por el diodo. La señal está en voltios, la que podemos pasar a corriente sabiendo que por cada 1 V el controlador alimenta al diodo láser con 50 mA (**Fig. 12**). La Fig. 13 muestra el voltaje de salida del amplificador del fotodiodo en función del tiempo cuando el láser es barrido en frecuencia con una rampa de voltaje en la entrada de modulación del controlador de corriente MOD IN (Fig.10).



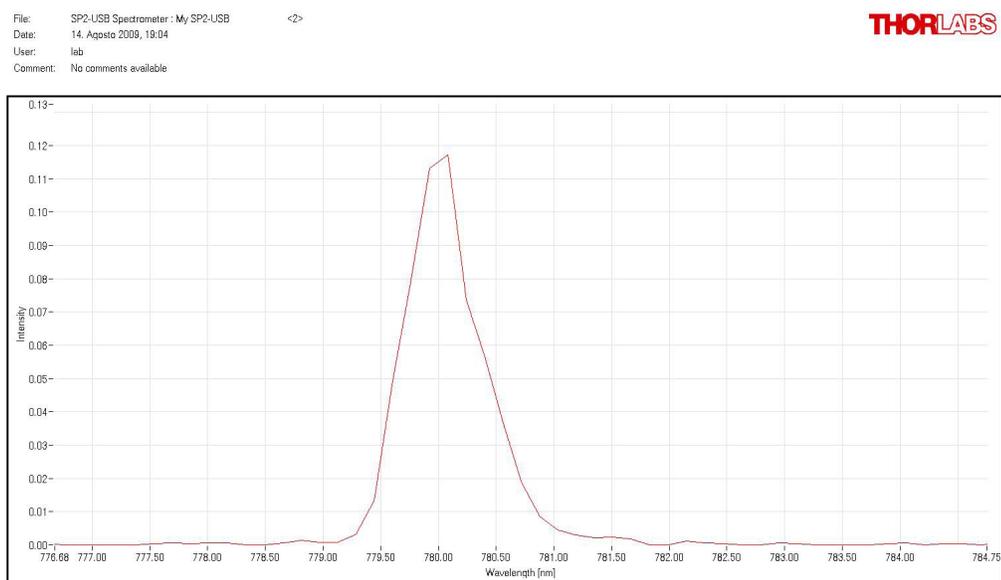
**Figura 12.** Rampa de voltaje entregado por el controlador de corriente. Frecuencia 260 Hz, amplitud 150 mV, lectura corriente 69.1 mA. El gráfico es parte de una señal triangular. La señal triangular tiene un componente DC negativa que es proporcional a la corriente continua que circula por el diodo láser. El controlador entrega 50 mA por cada Volt aplicado.



**Figura 13.** Salida del amplificador del fotodiodo. Amplitud 350 mV, frecuencia 0.5 Hz, ganancia amplificador 4, offset 1.45 V, controlador de temperatura 7.756 k $\Omega$ , controlador de corriente 63.7mA – 72.5mA, rueda de filtro ND2 y ND3. Esta señal esta modulada pero la modulación es muy baja lo que se asemeja bastante a la salida del amplificador sin sintonizar y sin modular.

## 3.2 El espectrómetro de fibra óptica

Para sintonizar el diodo láser en torno a 780 nm usamos un espectrómetro con entrada de fibra óptica (Modelo SP2-USB, Thorlabs). El espectrómetro tiene una conexión USB a un notebook. La intensidad relativa versus la longitud de onda del haz entrante (Fig.14) se obtiene mediante un software (Modelo Splico, Thorlabs) disponible en el laboratorio.

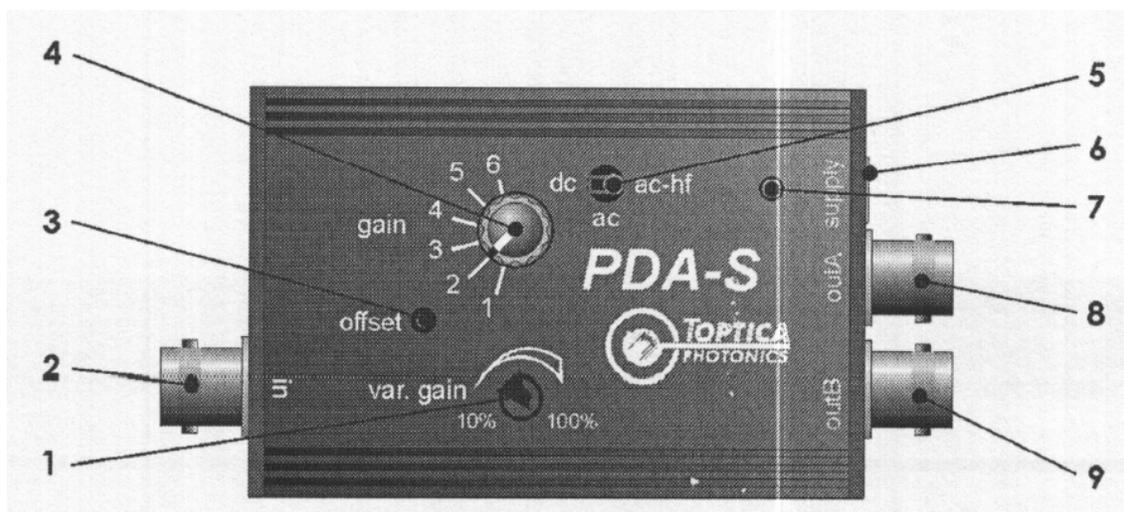


**Figura 14.** Amplitud relativa v/s longitud de onda usando el programa SPLICCO que determina la longitud de onda que esta haz láser usado para nuestros experimentos. El láser de diodo está sintonizado a 780 nm.

## 3.3 El amplificador del fotodiodo

El amplificador del fotodiodo (Modelo PDA-100, Toptica Photonics) posee una entrada (IN) por donde ingresa la señal del fotodiodo y dos salidas out A y out B donde se obtiene la señal amplificada de acuerdo a la ganancia que va desde el nivel 1 hasta el 6 que podemos variar del 10% al 100%. De acuerdo a la necesidad del experimento podemos aplicar un offset a la señal de salida además de colocarla en modo DC o AC. El encendido

de un led nos dice que el amplificador esta en funcionamiento. Este se alimenta con 12 V mediante un transformador que va a la entrada supply del amplificador (Fig.15).



**Figura 15.** Elementos del amplificador del fotodiodo. Ganancia variable del 10% al 100% (1), entrada del amplificador de fotodiodo (2), Offset (3), Switch de ganancia del nivel 1 al 6 (4), modo del amplificador AC o DC (5), alimentación del amplificador (6), Led de control (7), Salida A (8), salida B (9)

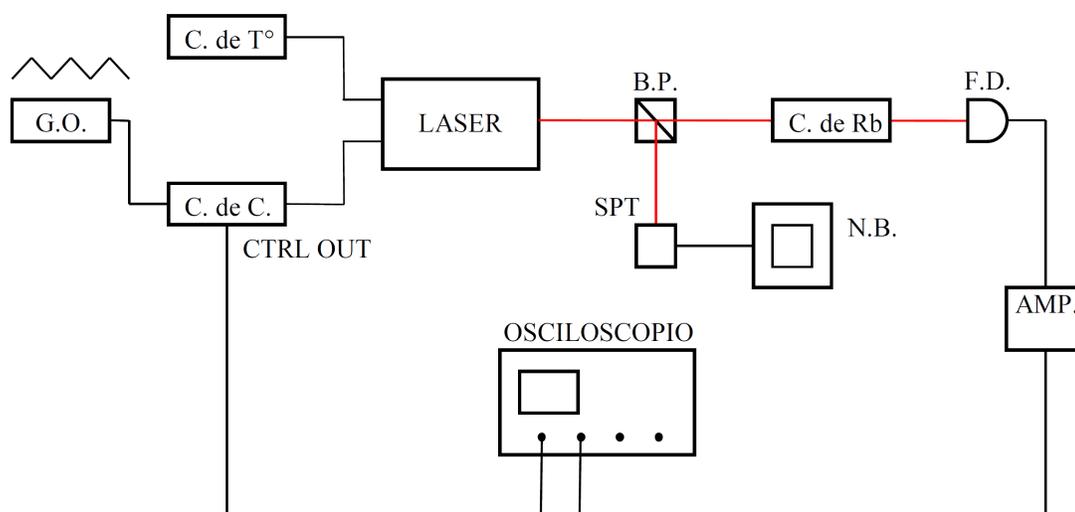
La señal de entrada es multiplicada por un factor de ganancia de acuerdo a la posición del switch que va desde el 1 hasta el 6 según muestra la tabla 1.

Posición switch	Factor de ganancia al 100% (V/A)
1	$3.3 \times 10^4$
2	$1 \times 10^5$
3	$3.3 \times 10^5$
4	$1 \times 10^6$
5	$3.3 \times 10^6$
6	$1 \times 10^7$

**Tabla 1.** Niveles de ganancia al 100% de acuerdo a la posición del switch del amplificador del fotodiodo. Se puede observar que lo que se transforma a la entrada del amplificador es corriente la que es multiplicada por el factor en cuestión obteniéndose así una señal en Voltios.

### 3.4 Montaje para sintonizar el diodo láser

La Fig. 16 muestra la disposición de los elementos ópticos y la instrumentación necesaria para sintonizar el láser de diodo. El haz es conducido mediante 3 espejos (Modelo KM100, Thorlabs) hacia la celda de rubidio de 7.5 cm de largo. El diodo láser esta a 9.5 cms de la mesa óptica de manera que el haz saliente se guía a una altura mayor mediante dos espejos inclinados  $45^\circ$  con respecto a la mesa los que se alinean verticalmente. El tercer espejo permite optimizar el espacio cambiando la dirección del haz en  $90^\circ$ , este haz pasa a través de la celda de rubidio el cual al salir incide sobre un fotodiodo (Modelo DET10A, Thorlabs) para detectar su absorción. Se aseguró que el haz incida en el centro del mismo para una mejor detección. El fotodiodo esta conectado al amplificador de 6 niveles de ganancia indicado arriba el que va a unos de los canales del osciloscopio de 100MHz (Modelo TDS2014, Tektronix).

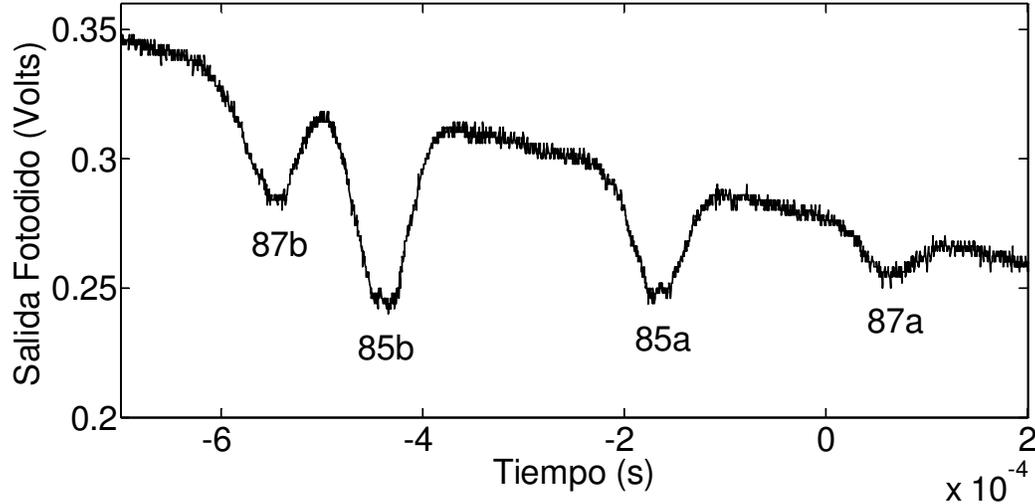


**Figura 16.** Montaje experimental para la sintonización del diodo láser, C. de T° controlador de temperatura, C. de C. controlador de corriente, G.O. generador de ondas, SPT espectrómetro de

fibra óptica, N.B. notebook, B.P., cubo divisor de haz 50/50, C. de Rb celda de rubidio, F.D. fotodiodo, AMP. amplificador del fotodiodo.

### 3.5 Sintonización del láser de diodo

Teniendo la potencia del haz como muestra la Fig. 13 podemos sintonizar el diodo láser entorno a 780 nm dejando nuestro controlador de temperatura en 6.4 k $\Omega$  a 6.45 k $\Omega$  y el controlador de corriente en 60 mA. En estas condiciones la longitud de onda del haz estará sobre los 780 nm según el grafico de intensidad relativa v/s longitud de onda que muestra el software Splicco en el ordenador (Fig.14). Luego se sube lentamente la lectura del controlador de temperatura hasta los 7.3 k $\Omega$  a 7.5 k $\Omega$  y la grafica muestra que mediante esta acción el máximo se acerca cada vez mas a la longitud de onda deseada. Después se sube la corriente a 68 mA con el controlador de corriente que permite dejar más estable el haz, es decir que no salte a otras longitudes de ondas no deseadas. Luego se sube lentamente la lectura del controlador de temperatura pasando los 8 k $\Omega$ . Seguimos subiendo la lectura de este último y se ve en el osciloscopio que la grafica de la salida del amplificador del fotodiodo aparecen máximos de absorción. En esta situación al controlador de temperatura arroja una lectura de 8.6 k $\Omega$  a 8.7 k $\Omega$ . Podemos afinar la visión de los máximos ajustando levemente los valores del controlador de corriente y de temperatura. Finalmente se obtienen las cuatro líneas de absorción características del rubidio 85a, 85b, 87a y 87b como muestra la Fig. 17.



**Figura 17.** Salida del amplificador del fotodiodo. Controlador de corriente 69.1 mA, controlador de temperatura 8.653 k $\Omega$ , ganancia amplificador 4, potencia del haz 1,558 mW, frecuencia 260 Hz, la señal es un poco ruidosa. Al parecer se excede la intensidad de saturación.

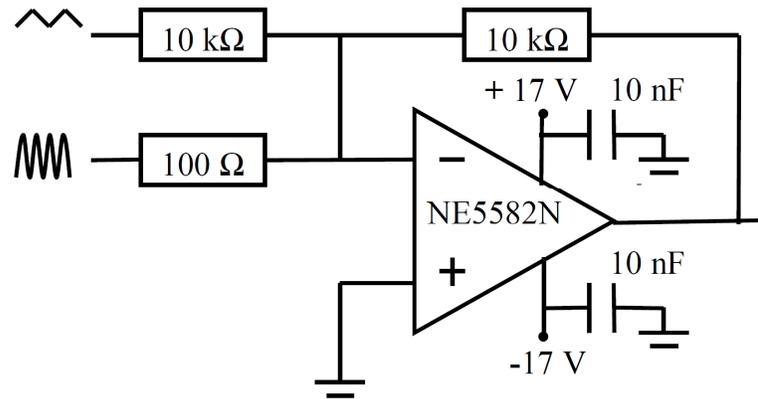
### 3.6 Sumador

La Fig. 18 muestra un diagrama del circuito del sumador construido en el laboratorio. Este circuito permite sumar la rampa triangular del barrido de corriente del láser (entrada de 10 k $\Omega$ ) y la modulación rápida (entrada de 100  $\Omega$ ). Mediante un análisis matemático y de las condiciones ideales del operacional, el voltaje de salida de este circuito es

$$V_{\text{out}} = -(V_{\text{lenta}} + 0.01 \cdot V_{\text{rapida}}) \quad (54)$$

Donde  $V_{\text{lenta}}$  es la rampa triangular del orden de los Hz,  $V_{\text{rapida}}$  es la señal de modulación rápida del orden de los kHz. El signo menos indica un desfase de 180° con respecto a la entrada. El amplificador operacional de bajo ruido (Modelo NE5582N) es alimentado mediante una fuente simétrica regulable de +17 Voltios y -17 Voltios. Las demás componentes del sumador son dos resistencias de 10 k $\Omega$ , una resistencia de 100  $\Omega$  y dos condensadores de 10 nF. La salida para la rampa tiene un ganancia de 1 y para la

modulación de 0,01. El valor de la modulación rápida es bajo ya que según publicaciones científicas esta debe ser pequeña.



**Figura 18.** Diagrama del circuito del sumador usado para modular el haz en longitud de onda. La salida de este dispositivo consiste de una rampa cuya ganancia es 1 y una ganancia de 0.01 para la señal sinusoidal respecto a la entrada. Así la salida del sumador es una rampa sumada con la señal sinusoidal de acuerdo a la Ec. 54.

### 3.7 El amplificador lockin

Para aplicar el método de modulación de longitud de onda se usó un amplificador lockin no vectorial (Modelo SR510, Stanford Research Systems). La Fig. 19 muestra los principales controles frontales del lockin.

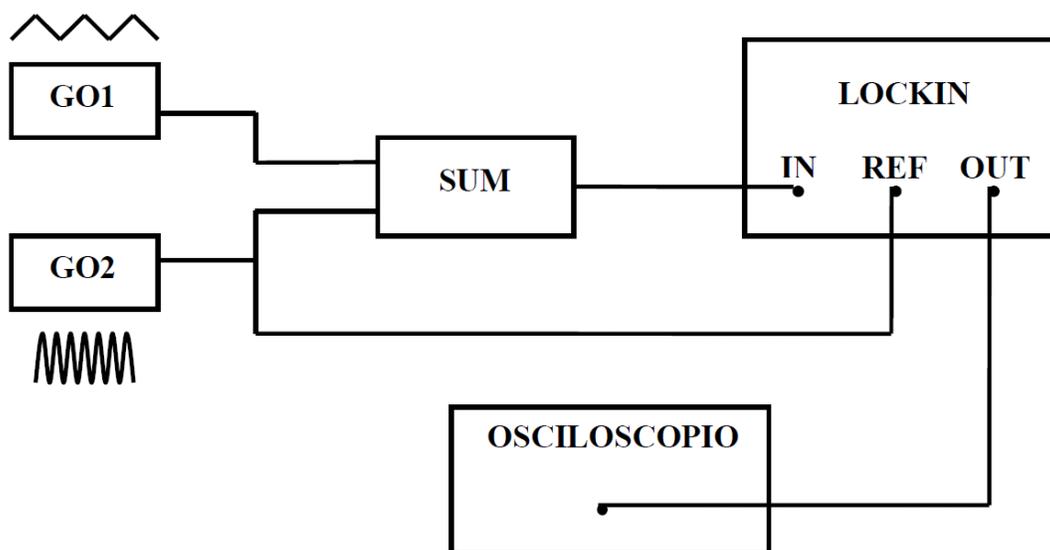


**Figura 19.** Amplificador lockin usado en laboratorio.

Los parámetros fundamentales del amplificador lockin son la sensibilidad que va de 100 nV a 500 mV RMS para voltajes de entrada y de 100 fA a 500 nA RMS para corrientes de entrada, la constante de tiempo que va de 1 ms a 100 s y la fase que tiene un control fino y un control de variación de 90°. El amplificador tiene tres canales de entrada rotuladas con las letras A, B e I. Además debemos colocar en funcionamiento el filtro pasa banda el cual suprime las frecuencias de la red de alimentación. Mediante un switch debemos indicar la entrada a usar o también usar la diferencia de dos entradas (A-B) si estamos usando más de una señal. La reserva dinámica corresponde a la medida en dB de la máxima señal que se puede medir en relación a la señal que esta a la entrada del amplificador lockin de manera que este no se sature. Para nuestro caso, colocamos el lockin modo LOW cuya reserva dinámica es de 20 dB. El estado de saturación del lockin se indica cuando el estatus esta en OVLD. Si el PLL no esta en funcionamiento el estatus del lockin esta en UNLK. Se puede trabajar en modo 1f si se usa una vez la frecuencia de la señal de referencia y en modo 2f si se trabaja con el doble de la frecuencia de la señal de referencia. La impedancia de entrada al canal de la referencia es de 1 M $\Omega$ , el rango de frecuencia es de 0.5 Hz a 100 kHz y detecta como mínimo una señal de 100 mV.

### 3.8 Método para determinar ganancia con rampa y señal sinusoidal.

Se usó una señal de entrada sinusoidal de 14.95 kHz para determinar la ganancia del amplificador lockin en función de su sensibilidad. La misma señal de entrada se usó también como referencia del amplificador. Este estudio se realizó para distintas amplitudes de la señal de entrada. Se usó una rampa modulada por la señal sinusoidal. Esto simula la potencia del haz láser al salir de la celda de rubidio que es del orden de centésimas de mV. Además queremos ver que si la salida del lockin arroja parámetros que están solo relacionados con la señal que esta a la frecuencia de la señal de referencia. El montaje experimental se muestra en la Fig. 20

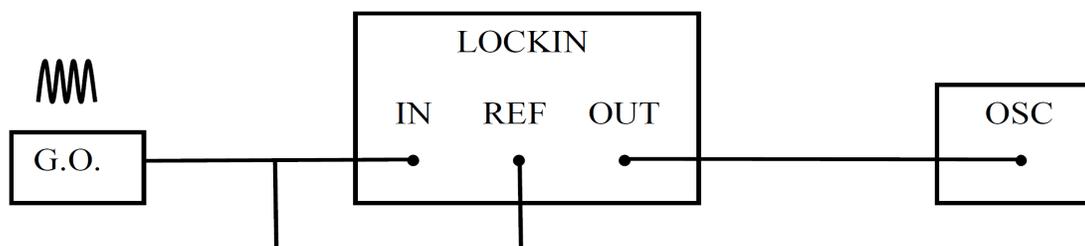


**Figura 20.** Montaje experimental para determinar el factor de ganancia del lockin.

GO1 generador que proporciona la rampa lenta, GO2 generador de ondas que proporciona la modulación rápida, SUM sumador, LOCKIN lockin amplifier, IN entrada del lockin, REF referencia del lockin, OUT salida del lockin. La salida del sumador es una señal que esta de acuerdo a la Ec.54.

### 3.9 Método para determinar ganancia usando solo señal sinusoidal

Un método alternativo para determinar la ganancia consiste en usar dos señales que vienen de la misma salida del generador de ondas. Estas van a la referencia y a la entrada del lockin (Fig.21)



**Figura 21.** Montaje básico para verificar la ganancia del lockin usando la misma señal G.O. generador de ondas, OSC osciloscopio, IN entrada lockin, REF Referencia lockin, OUT salida lockin.

La salida del lockin será una componente DC que es proporcional a la amplitud de las señales en un factor de ganancia que debe ser el mismo determinado anteriormente. La amplitud de las señales son 0.36V y frecuencia 10kHz.

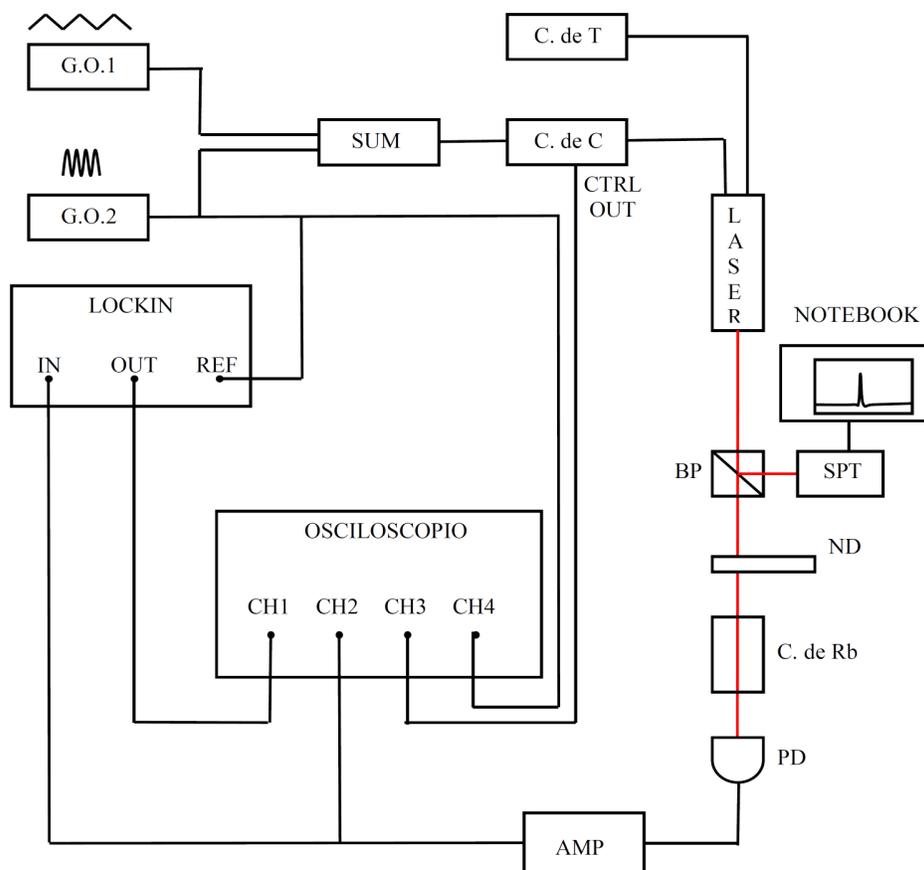
### 3.10 Medición de la componente oscilante de la salida del fotodiodo

En este experimento usamos lockin para ver la componente oscilante de la salida del fotodiodo que capta un haz infrarrojo al atravesar la celda de rubidio mediante el montaje de la **Fig. 22. En este caso el haz no está sintonizado a la frecuencia de resonancia del rubidio (780.01nm)**. Se hace la excursión en frecuencia del láser mediante una rampa y la modulación de la misma mediante una señal sinusoidal. Estas dos señales provienen de fuentes distintas. Para observar la modulación en el espectro láser, colocamos esta, que proviene del amplificador del fotodiodo, a la entrada del lockin, a la referencia va la señal que modula la frecuencia del haz. Se uso rueda de filtros ND2 y ND4 para atenuar la potencia. La ganancia del amplificador es 4 modo DC. Se deja la rampa en 0.5 Hz.

### 3.11 Espectroscopía de modulación de longitud de onda

La Fig. 22 muestra el diagrama general del experimento de espectroscopia de modulación de longitud de onda. Un láser sintonizable modulado en longitud de onda es conducido a través de una celda de vapor de rubidio y detectado por un fotodiodo. Se usa un filtro de densidad neutra variable (Modelo FW2AND, Thorlabs) para usar distintos niveles de intensidad. En ese experimento se trabajo bajo la intensidad de saturación y se estudio el

límite de detección sin lockin para intensidades bajas. Luego se midieron las señales  $1f$  y  $2f$  en estas condiciones.



**Figura 22.** Montaje experimental de espectroscopía de modulación de longitud de onda. G.O.1 generador de onda que entrega la rampa (excursión en frecuencia), G.O.2 generador de onda que proporciona la modulación en frecuencia, SUM sumador, C. de C controlador de corriente, C. de T controlador de temperatura, CTRL OUT salida del controlador de corriente que entrega la excursión en corriente (frecuencia), SPT espectrómetro para la sintonización en torno a 780nm. ND rueda de filtros (ND2 y ND4), C de Rb celda de rubidio, PD fotodiodo. AMP amplificador fotodiodo, BP cubo divisor de haz 50/50.

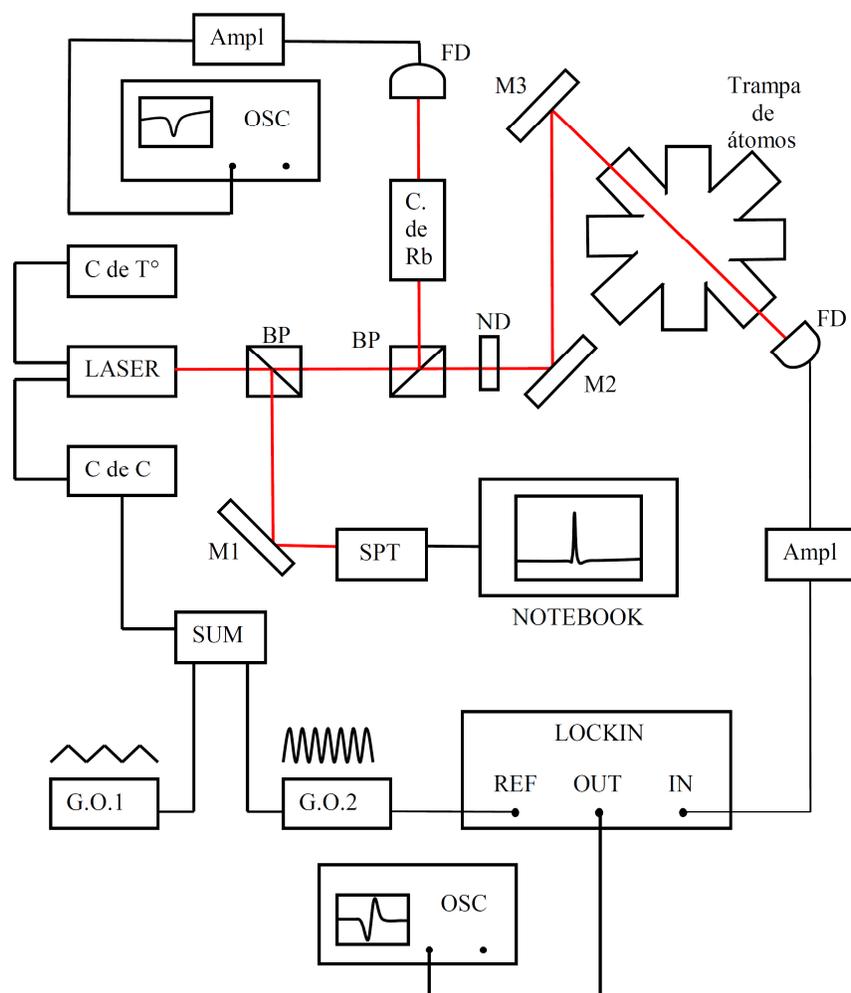
### 3.12 Obtención de las curvas lockin

Usando el montaje de la **Fig.22** se sintoniza el láser, con muy baja modulación en frecuencia mediante el G.O.2, para ver la absorción del rubidio. La baja modulación se hace por el hecho de que al estar el láser sintonizado la introducción repentina de la señal rápida hace que el haz salte a otra longitud de onda. La sintonización se realiza bajando la lectura del controlador de temperatura (C. de T) a unos 6.5 k $\Omega$ . El controlador de corriente se deja en 60mA. La frecuencia de excursión (rampa) se deja en 200Hz a 300Hz. En estas condiciones el espectrómetro, mediante el software SPLICCO, nos indica que el haz tiene una longitud de onda sobre los 780nm. Al subir la lectura del C. de T. vemos que la longitud de onda se acerca cada vez mas al valor esperado. Cuando la lectura marque 7.5k $\Omega$  se eleva la corriente a 68mA. Luego se sube la lectura del C. de T. y vemos que el haz se acerca mas a 780nm, alcanzando este valor cuando el C. de T. marque 8.700 k $\Omega$  aproximadamente obteniéndose las cuatro líneas características de la absorción del rubidio (**Fig.34**). Para ver las curvas lockin, se eleva la amplitud de la señal senoidal para modular la longitud de onda, (G.O.2). Esta tiene que ser del orden de los kHz. El cambio brusco al introducir la modulación en el láser, provoca que este salte a otra longitud de onda que no es la apropiada para el rubidio lo que lleva a repetir los pasos descritos anteriormente. Al sintonizar el haz podemos ver en estas condiciones el espectro del rubidio modulado (**Fig.35**).luego se baja la frecuencia de la rampa hasta 0.5Hz obteniendo las curvas lockin 1f y 2f (**Fig.36 y Fig.37**).

### 3.13 Detección del gas de fondo en una trampa de átomos

El método de espectroscopia de modulación de longitud de onda desarrollado se aplicó para detectar los átomos de rubidio presentes en una trampa de átomos. Estos átomos son inyectados en un vacío del orden de  $10^{-8}$  torr a través de una pastilla que los libera por la circulación de corriente en ella. La densidad de átomos en la trampa es muy baja de manera que se complica detectar por simple espectroscopia de absorción a los átomos presentes. Esto sucede porque son muy pocos átomos en los cuales el haz infrarrojo sintonizado puede

absorberse obteniendo una muy baja absorción que se mezcla con los ruidos ópticos y electrónicos propios del sistema.



**Figura 23.** Montaje experimental para detectar los átomos de rubidio en una trampa de átomos, C de T° controlador de temperatura, C de C controlador de corriente, G.O.1 generador de ondas que entrega el barrido en frecuencia del láser mediante una rampa lenta. G.O.2 generador de ondas que entrega la señal que modula el haz en frecuencia, SUM sumador, SPT espectrómetro de fibra óptica. M1, M2, M3 espejos. C de Rb celda de rubidio, Ampl. amplificador, OSC osciloscopio, FD fotodiodo. BD cubo divisor de haz 50/50.

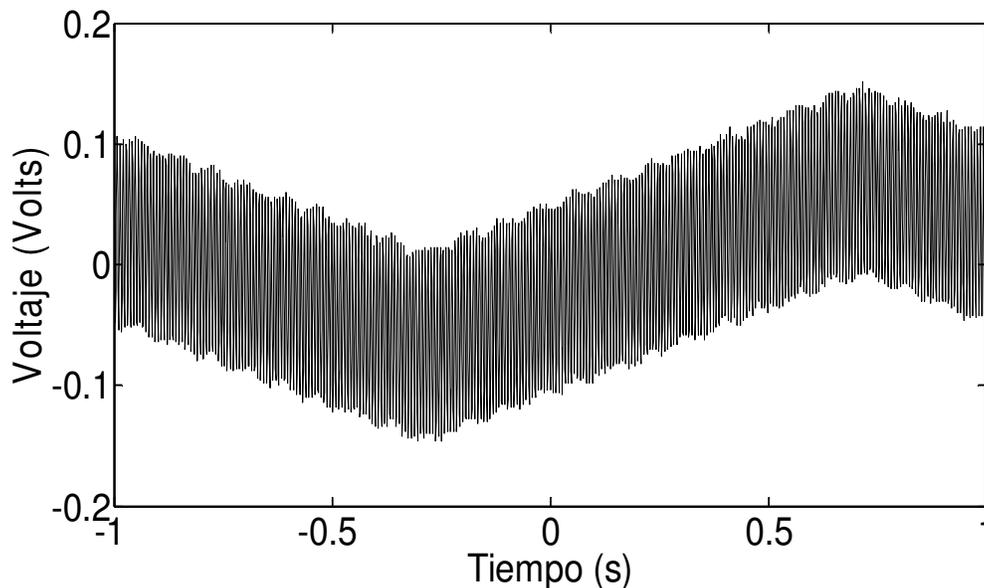
El montaje experimental se muestra en la Fig. 23 donde se aprecia la trampa de átomos y el haz direccionado mediante la disposición adecuada de los espejos. A la entrada del amplificador lockin se conecta el amplificador del fotodiodo. La señal detectada por este es el haz modulado en longitud de onda y sintonizado a 780.01 nm (Fig. 38). La sintonización se hace a través de los pasos explicados anteriormente colocando los valores adecuados de la temperatura y corriente en el diodo láser, además de la lentitud extrema de la rampa (0.5 Hz a 3 Hz) de manera que el barrido en frecuencia sea muy lento en comparación con la modulación de la longitud de onda. En este caso del orden de los 10 kHz (Fig. 39). Se colocó un cubo divisor de haz para direccionar el rayo a la celda de rubidio (C de Rb) para asegurarnos que el haz está a la longitud de onda deseada (Fig. 23), ya que la celda tiene una densidad considerable de átomos para que la absorción del láser sea apreciable en un osciloscopio. Hubo complicaciones experimentales del direccionamiento del haz, ya que la mesa óptica donde se encuentra la trampa, se ocupa para guiar un haz que tiene como objetivo generar una nube de átomos en el centro de la misma. Esto nos llevó a direccionar el haz diagonalmente al montaje ocupado para el confinamiento de átomos como se aprecia en la Fig. 23. El haz saliente de la trampa es detectado por un fotodiodo. La señal generada por este va a un amplificador cuya ganancia la dejamos en el nivel 1. Esta señal amplificada va a la entrada del amplificador lockin cuya referencia es la señal que modula la longitud de onda del haz infrarrojo. La salida del amplificador lockin se muestra en las Figs. 40 y 41.

## Capítulo 4

### Resultados

#### 4.1 Ganancia del lockin usando rampa y señal sinusoidal

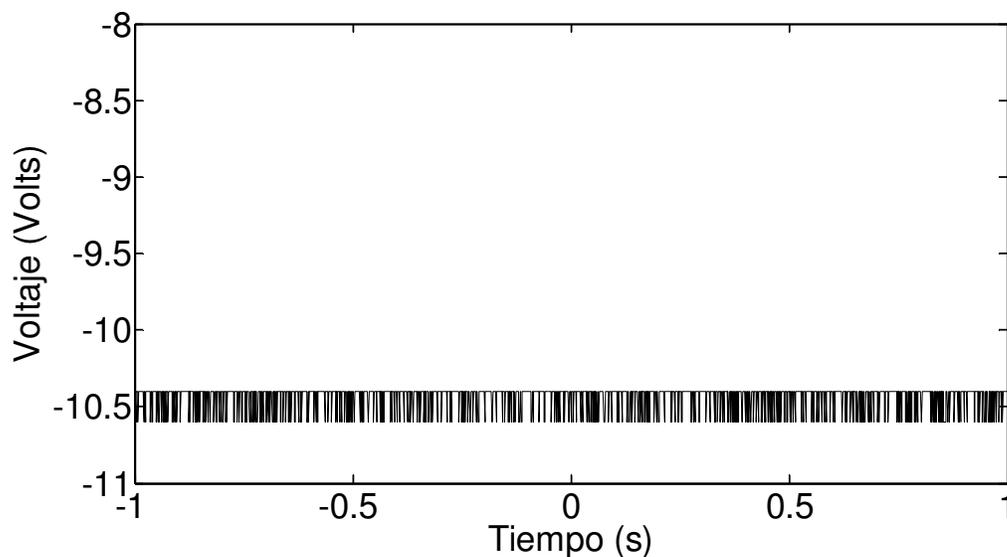
La **Fig.24** muestra la señal a la entrada del lockin que es una rampa de 130 mV p/p y 0.5 Hz modulada con la señal senoidal de 14.95 kHz mencionada anteriormente.



**Figura 24.** Rampa de voltaje modulada. Amplitud rampa = 130 mVp/p. Frecuencia rampa 0.5 Hz. Offset 0 V. La rampa esta modulada con una señal seno. Amplitud señal senoidal 150 mVp/p. Frecuencia señal senoidal 14.95 kHz. La amplitud de la modulación es más grande que la amplitud de la rampa.

La señal a la entrada del lockin se obtiene mediante el sumador que posee dos entradas, una para la rampa y otra para la señal senoidal. La señal senoidal es atenuada a la entrada del sumador en un factor que se puede determinar mediante el CTRL OUT del canal del osciloscopio disponiendo adecuadamente los parámetros de tiempo y ganancia del mismo.

La salida del amplificador lockin (**Fig. 25**) muestra una componente DC proporcional a la amplitud de la señal senoidal atenuada.

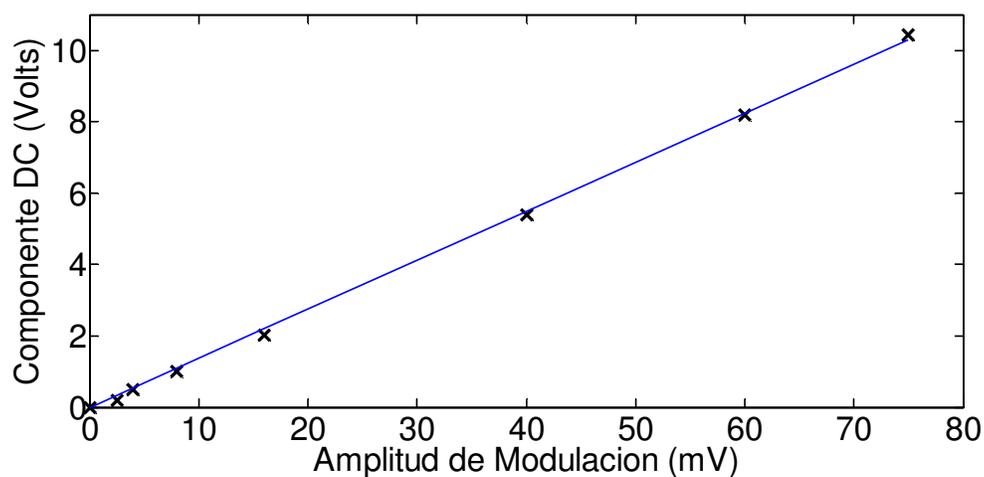


**Figura 25.** Salida del lockin. Sensibilidad 50 mV, constante de tiempo 1 ms, fase  $0^\circ$ . La componente DC está alrededor de -10.5 V y fluctúa entre -10.4 V y -10.6 V y es proporcional a la amplitud de la modulación de 150 mVp/p del gráfico anterior. Se sobreentiende que la ganancia del lockin es inversamente proporcional con la sensibilidad. Esta señal es máxima a la fase mencionada.

La **Tabla 2** muestra el voltaje DC de salida del lockin versus la amplitud de modulación de la señal senoidal a la salida del sumador. La sensibilidad del lockin es 50 mV y la constante de tiempo es 1 ms. Según estos registros vemos que la componente DC es máxima negativa con respecto a la tierra del osciloscopio a una fase de  $0^\circ$  lo cual indica que la señal senoidal que modula a la rampa está desfasada  $180^\circ$  con respecto a la referencia del lockin. La **Fig.26** muestra el inverso del voltaje DC de salida del lockin versus la amplitud de modulación de la señal senoidal a la salida del sumador. La función del amplificador lockin es solo tomar la amplitud de la señal que está a la misma frecuencia que la señal de referencia. Todas las demás señales que están a una frecuencia distinta son suprimidas por el filtro paso bajo que lleva el amplificador lockin en su interior según la constante de tiempo utilizada que en este caso es de 1 ms.

Componente DC promediada (Volts)	Amplitud de modulación (mV)
-0.20729	5
-0.50004	8
-1.00523	16
-2.02787	32
-5.40004	80
-8.19592	120
-10.44328	150

**Tabla 2.** Valores de la componente DC del lockin y amplitud de modulación peak to peak de la señal senoidal. Sensibilidad 50 mV. Constante de tiempo 1ms. Fase 0°. Los valores de la componente DC fueron promediadas. Asumimos que a 0 mV la componente DC será nula.



**Figura 26.** Voltaje inverso salida lockin (componente DC) v/s amplitud de modulación.

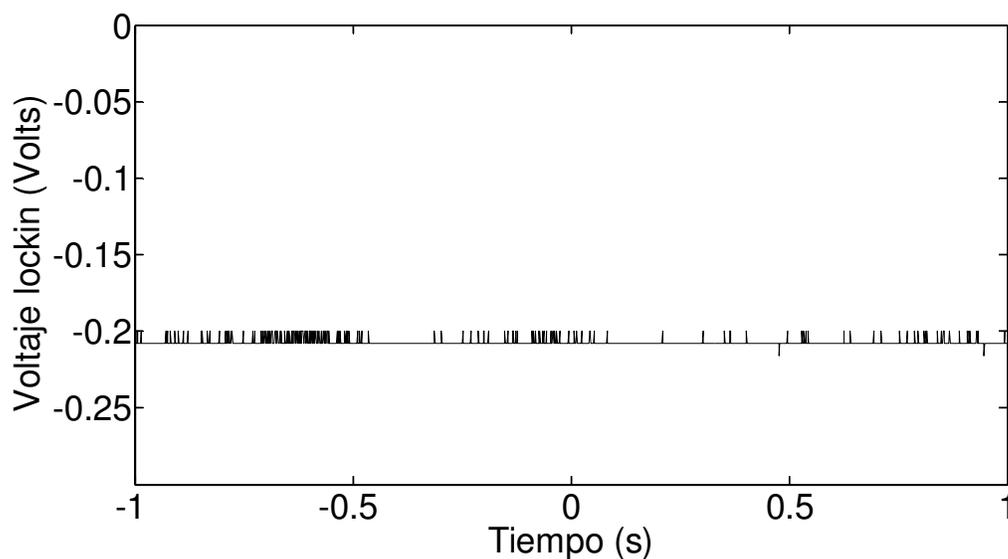
Sensibilidad 50 mV, constante de tiempo 1 ms, fase 0°. Todas las mediciones se tomaron con una frecuencia de modulación 14.95 kHz. Hacemos pasar la línea de tendencia por el origen dado que a 0 V de amplitud, el voltaje lockin es 0 (V). La pendiente corresponde a la ganancia  $G$  de acuerdo a

la **Ec.55**. Damos por hecho de que la salida del lockin es nula cuando la amplitud de modulación es cero. La ecuación del gráfico es  $y = 0.1374x$  donde  $R^2 = 0.9993$ .

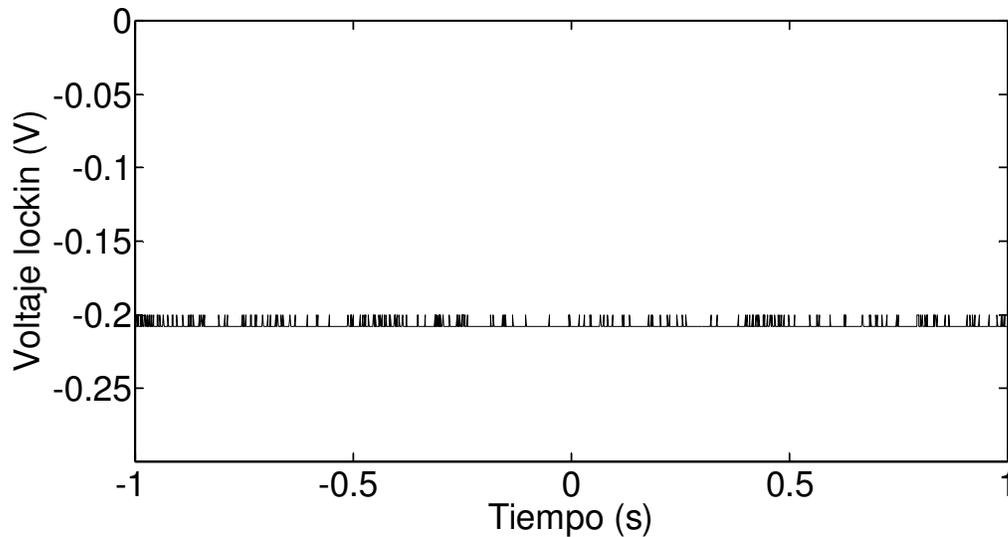
Del ajuste y la Ec. 55 se obtiene  $k = 2 \times 0.1374 \times 1000 \times 0.05 = 13.74 \text{ V}$ . Para tener la **ganancia**  $G$  del lockin asumimos que esta es inversamente proporcional a su **sensibilidad**  $S$ . La componente DC a la salida del lockin es

$$V_{\text{LOCKIN}} = G \times A_m = \frac{k}{2 \cdot S} \times A_m \quad (55)$$

donde  $A_m$  es la amplitud de la señal moduladora. El **factor de ganancia**  $k$  se determina rectificando los valores de la gráfica obtenida a partir de la **Tabla 2**, tomando los valores positivos de la salida del lockin (**Fig.26**). En este experimento el factor de ganancia  $k$  encontrado coincide en un 95.35 % con el factor de ganancia teórico ( $k = 10\sqrt{2} \approx 14.41 \text{ V}$ ). Esto es una buena aproximación para los experimentos realizados con amplificador lockin. Para ver la independencia de la componente DC a la salida del lockin con la rampa de 0.5 Hz, cambiamos la amplitud de esta de 130 mVp/p (Fig. 27) a 500 mVp/p (Fig. 28). Vemos que la salida del lockin es la misma que la medición hecha bajo las condiciones mencionadas en la **Fig. 27**. Se observa además la independencia de la frecuencia de la rampa mientras esta se encuentre lejos de la frecuencia de la modulación (14.95 kHz).



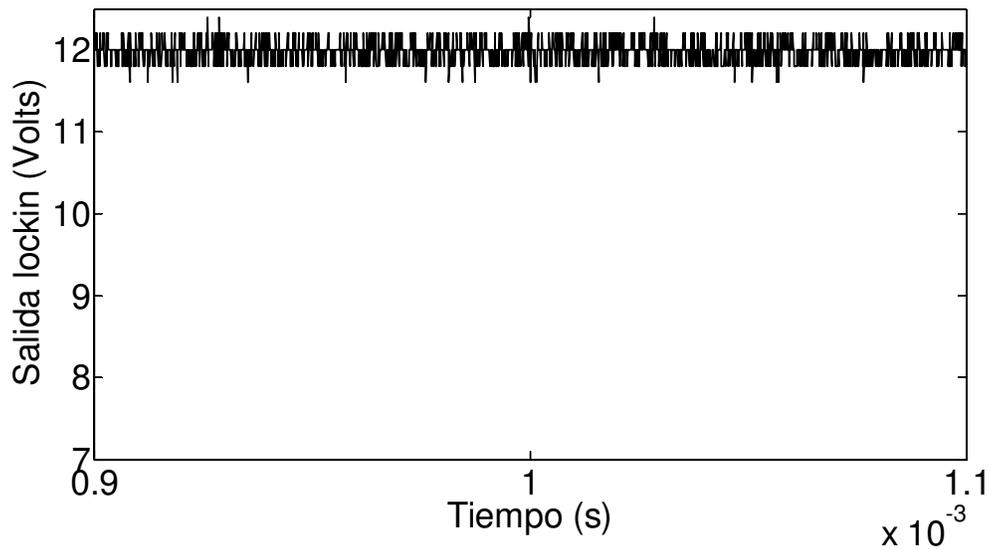
**Figura 27.** Salida del lockin en Volts. Sensibilidad 50mV, constante de tiempo 1ms. Fase  $0^\circ$ , ganancia amplificador 4, amplitud rampa 130mVp/p, frecuencia rampa 0.5Hz, amplitud de modulación 5mVp/p, frecuencia modulación 14.95kHz. La componente DC tiene mas puntos en 0.208 (V) que en 0.2 (V).



**Figura 28.** Salida del lockin en Volts. Las condiciones de esta medición son las mismas que la **Fig. 27**, excepto en la amplitud de la rampa (500 mVp/p). La componente DC es la misma que la anterior lo cual corrobora que esta es independiente de la amplitud de la rampa. La señal tiene mas puntos en - 0.208 (V) que en - 0.2 (V).

## 4.2 Ganancia usando solo funciones sinusoidales.

Para verificar el resultado de la medición anterior realizamos un experimento que consiste en usar dos señales de la misma fuente, conectadas a la entrada y referencia del lockin.

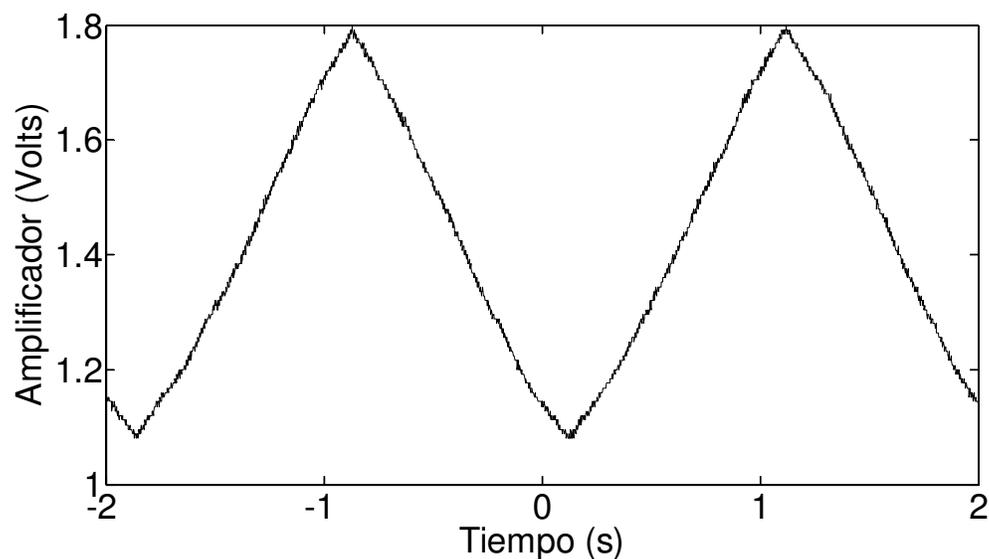


**Figura 29.** Componente DC de la salida del lockin. Sensibilidad 200mV, constante de tiempo 1ms, fase 0°. Las variaciones son simétricas en torno a los 12V. Las señales sinusoidales son de 0.36 V y 10 kHz.

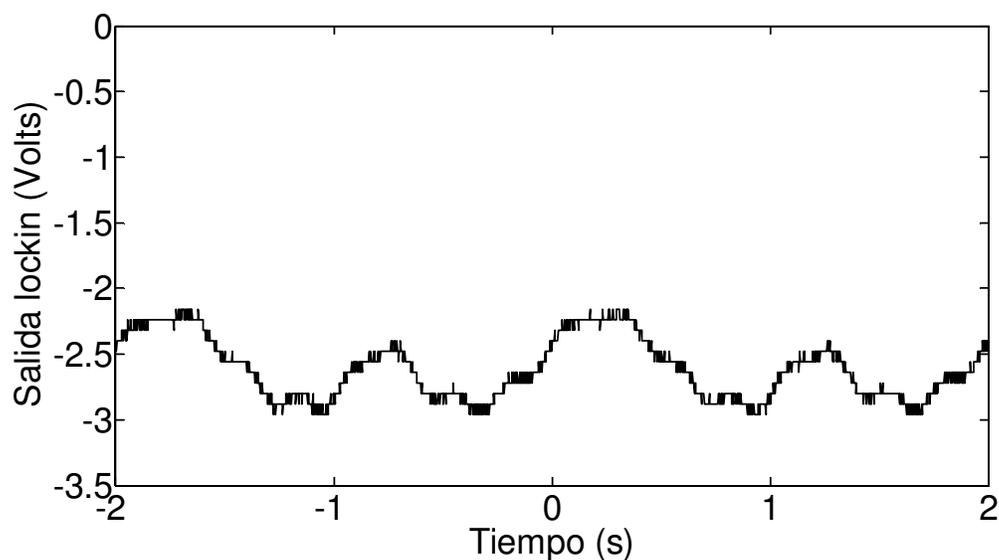
La ganancia predicha en el experimento anterior es de 0.1374 lo que nos arroja la cantidad  $k = 13.74$  (V). Para una sensibilidad de 200mV esta ganancia tiene un valor de  $13.74/(2 \times 0.2) = 34.35$ , de manera que la componente DC es de  $34.35 \times 0.36$  (V) = 12.366 (V) lo que coincide en gran medida con el voltaje DC de la **Fig.18**. Este calculo esta basado en la Ec.38.

### 4.3 Medición de la componente oscilante de la salida del fotodiodo

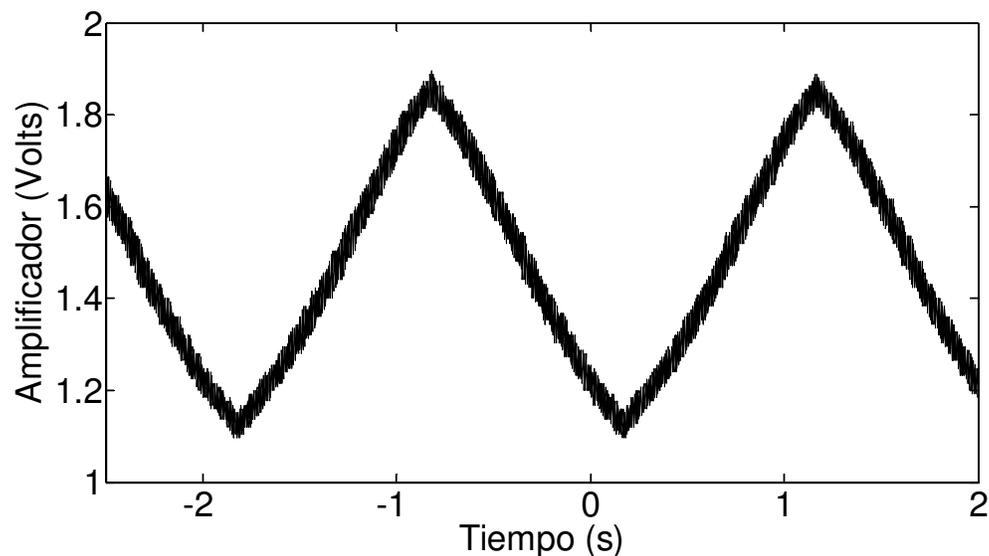
La señal del láser, sin sintonizar, es una componente DC mas una rampa con variaciones a lo largo del tiempo, dado que los extremos de la celda de rubidio actúan como espejos produciéndose el efecto etalon (**Fig.30**). Para esta señal, la salida del lockin es una componente DC negativa lo cual indica que la modulación en la rampa del fotodiodo esta desfasada en  $180^\circ$  con respecto a la referencia. Esto se deduce ya que esta señal es máxima con una fase de  $0^\circ$  del lockin. Sin embargo la salida del lockin (**Fig.31**) tiene fluctuaciones dentro de cierto rango. Creemos que estas son también causa de las variaciones que tiene la rampa por el efecto etalon (**Fig.30**). Para verificar los resultados de los experimentos anteriores, pasaremos por alto estas variaciones y nos quedaremos con valores que están dentro de este rango (por ejemplo el promedio). Para ello medimos, a partir de lo datos obtenidos, la amplitud de la señal oscilante en el espectro láser causada por la modulación de la longitud de onda (**Fig.32**). Para esta señal del fotodiodo, la salida del lockin se muestra en la **Fig.33**. La amplitud de la oscilación en el espectro láser es 40mV aproximadamente, así la salida del lockin debe ser, de acuerdo a la Ec.55 y al factor encontrado,  $V_{\text{LOCKIN}} = 13.74/(2*0.05)*0.04 = 5.496$  (V) y dado que el desfase es  $180^\circ$  con respecto a la referencia nos queda -5.496 (V), lo que esta dentro del rango de variación de la salida del lockin de acuerdo a la **Fig. 33**. Finalmente hemos encontrado con estos experimentos la ganancia del lockin ( $k = 13.74$  V).



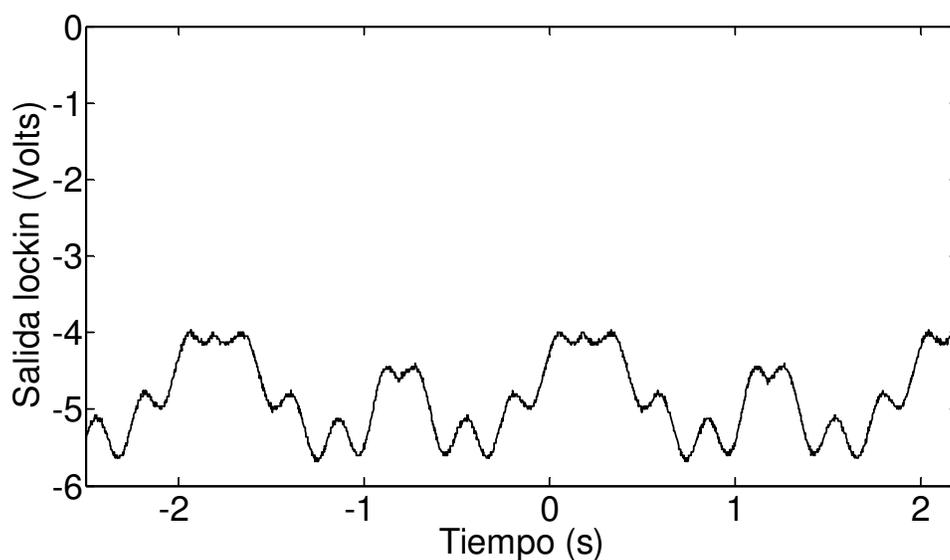
**Figura 30.** Salida amplificador del fotodiodo. Amplitud 350 mV, frecuencia 0.5 Hz. Ganancia amplificador 4, offset 1.45 V, controlador de temperatura 7.756 k $\Omega$ , controlador de corriente 63.7 mA – 72.5 mA, rueda de filtro ND2 y ND3. Se da un rango en la corriente del diodo láser por la lentitud de la rampa a la cual fue sometido (0,5Hz) lo que provoca que el controlador capte estas variaciones.



**Figura 31.** Salida del lockin modo 1f. Sensibilidad 10 mV, constante de tiempo 1ms, fase 0°. Se esperaba ver una señal sin variaciones. Se postula que estas oscilaciones son debidas a las variaciones que tiene la potencia del haz en función de la temperatura del diodo láser. La señal es máxima negativa por el desfase en 180° con la referencia.



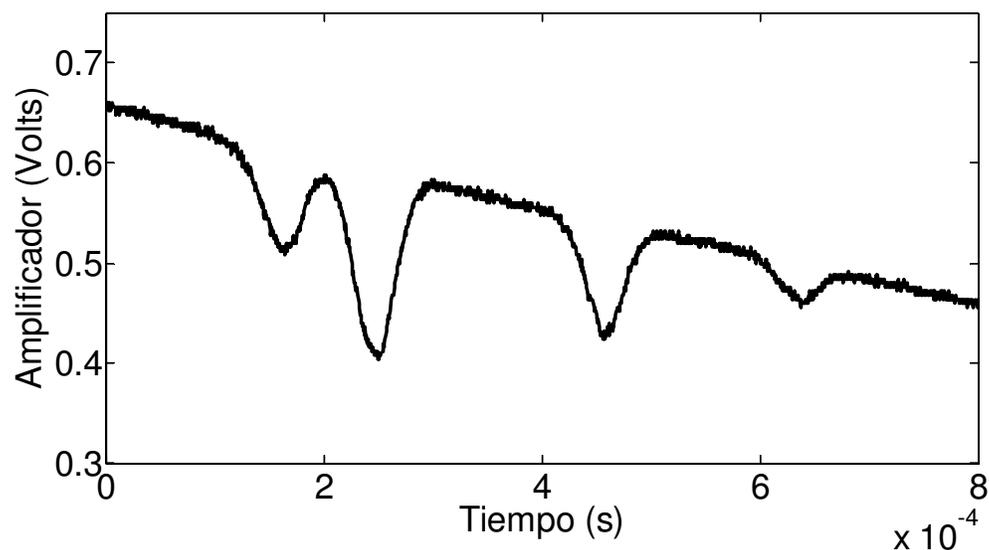
**Figura 32.** Salida amplificador del fotodiodo. Amplitud 350mV, frecuencia 0.5Hz, ganancia amplificador 4, controlador de corriente 63.7mA – 72.5mA, controlador de temperatura 7.756k $\Omega$ , offset 1.45 (V), rueda de filtro ND2 y ND3. La modulación en amplitud es considerable. Modulación  $\approx$  40mV.



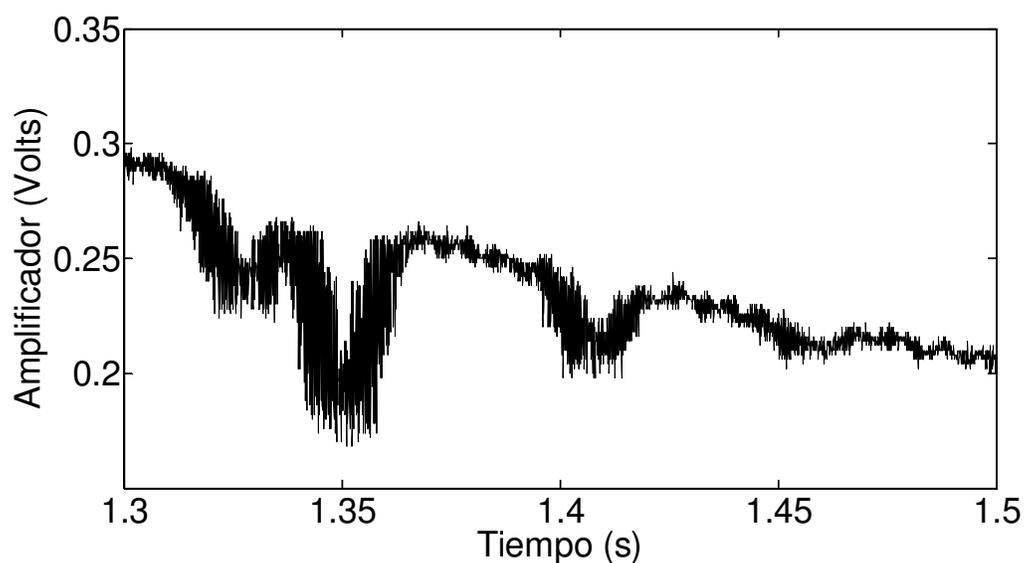
**Figura 33.** Salida del lockin. Sensibilidad 50mV, constante de tiempo 1ms, fase 0°. Esta señal se relaciona directamente con la señal de la **Fig.22**. Las variaciones presentes son debidas al efecto etalon. La señal varía entre -4.0 (V) y -5.6 (V).

## 4.4 Curvas obtenidas con lockin

Al sintonizar el haz podemos ver en estas condiciones el **espectro del rubidio modulado** (Fig.35).

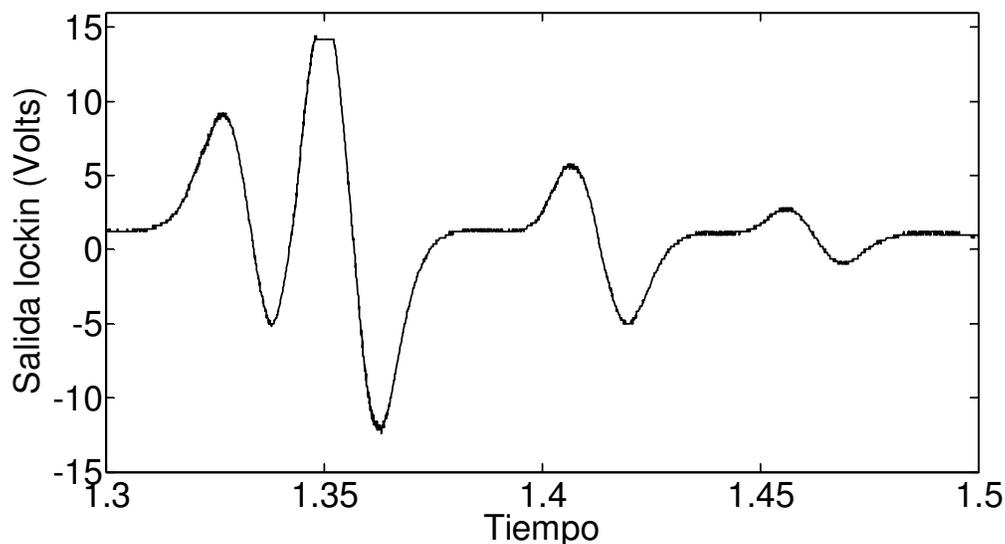


**Figura 34.** Espectro de absorción del rubidio. Las líneas son 85a, 85b, 87a, 87b. Controlador de corriente  $-65.7\text{mA}$ , controlador de temperatura  $8.607\text{ k}\Omega$ , amplitud de excursión de frecuencia  $150\text{mV}$ , frecuencia de excursión  $346\text{ Hz}$ , potencia  $472.5\text{ nW}$ , ganancia amplificador 4. La atenuación de la potencia se hace a través de un polarizador Glan-Thomson (GTP) en vez de las ruedas de filtro ND (Fig.8).



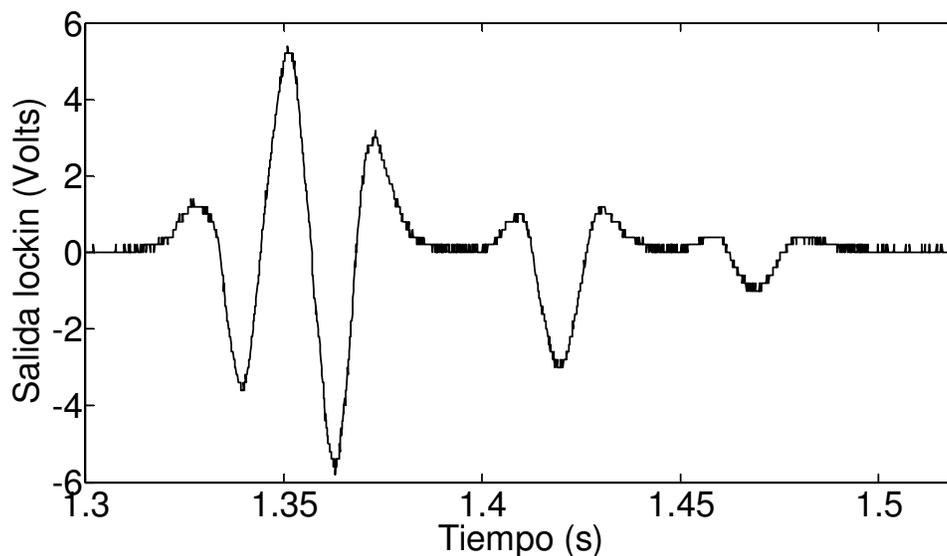
**Figura 35.** Espectro de absorción del rubidio modulado, controlador de corriente 61.5 mA – 75.5 mA, controlador de temperatura 8.624 k $\Omega$ , amplitud de excursión en frecuencia 150 mV, frecuencia de excursión 1Hz, amplitud de la modulación en frecuencia 40 mVp/p, frecuencia de modulación 3.1 kHz, potencia del haz 2.11  $\mu$ W – 3.70  $\mu$ W.

La curva lockin 1f y 2f se obtienen para una rampa de 0.5 Hz (**Fig.36**).



**Figura 36.** Salida del lockin modo 1f. Sensibilidad 10mV, constante de tiempo 3ms, fase 155.1°, ganancia amplificador 4. Estas curvas corresponden a cada una de las líneas del espectro del rubidio presentadas anteriormente que se parecen bastante a sus primeras derivadas. Hay offset  $\approx$  1.4 V. El corte de la curva más grande se debe a la saturación del amplificador del lockin.

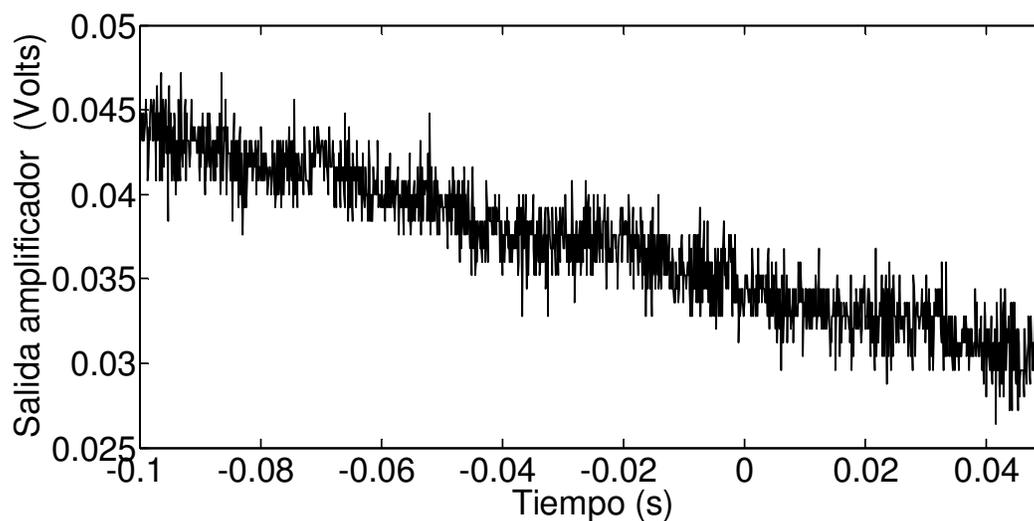
Las curva lockin  $2f$  se obtienen para una rampa de 0.5 Hz (Fig.37).



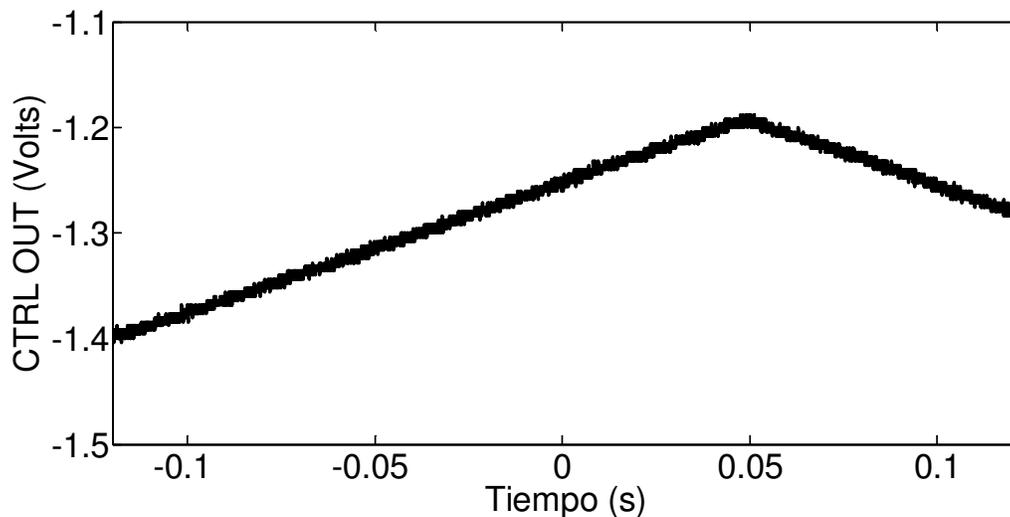
**Figura 37.** Salida del lockin modo  $2f$ , sensibilidad 10 mV, constante de tiempo 3ms, fase  $155.1^\circ$ . Las curvas se parecen bastante a la segunda derivada del espectro de absorción del rubidio.

## 4.5 Detección del gas de fondo en una trampa de átomos

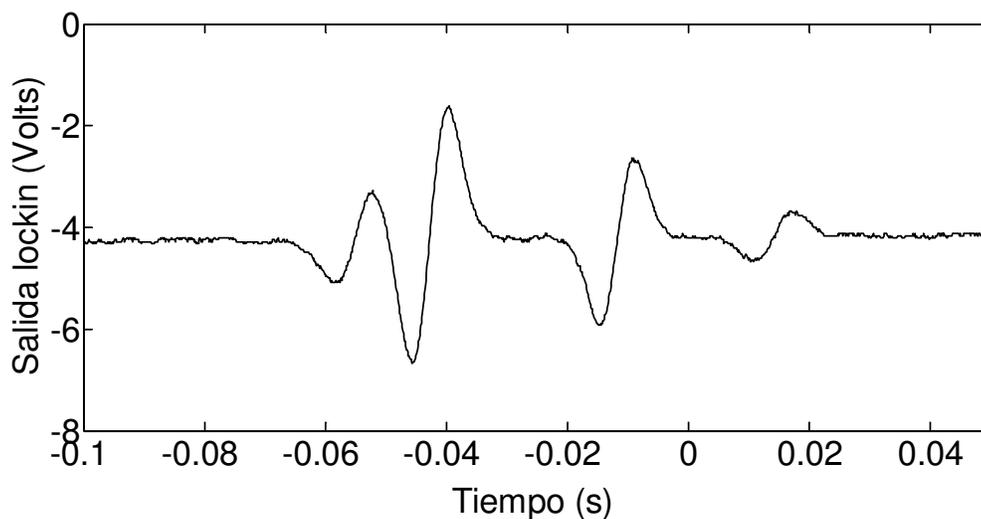
En las condiciones mencionadas anteriormente, la salida del amplificador lockin arroja las curvas típicas en modo  $1f$  y  $2f$  como muestra la Fig. 40 y Fig. 41 respectivamente.



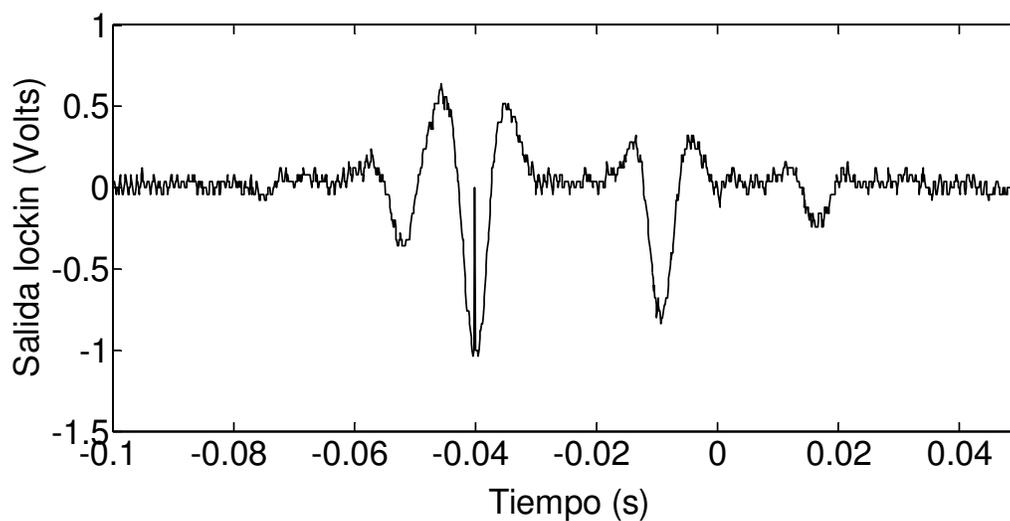
**Figura 38.** Salida del amplificador del fotodiodo, frecuencia de barrido 3 Hz, amplitud de barrido 160 mV, frecuencia de modulación 23.1 kHz, controlador de corriente 64.5 mA – 73.2 mA, controlador de temperatura 8.692 k $\Omega$ , potencia del haz entrante a la trampa 30  $\mu$ W, vacío  $1.6 \times 10^{-8}$  torr, temperatura laboratorio 22  $^{\circ}$ C, ganancia amplificador 1. Las líneas de absorción no son visibles dada la baja densidad de átomos en la trampa. La señal es ruidosa.



**Figura 39.** Salida del controlador de corriente (CTRL OUT). Esta salida nos muestra como varia la corriente en el diodo láser. Amplitud 0.16 V. Esto da el rango de barrido en frecuencia del diodo láser, frecuencia 3 Hz. Esta es la frecuencia con la que se barre el láser en frecuencia o longitud de onda. Frecuencia de modulación 23.1 kHz. Amplitud de modulación 6 mV.



**Figura 40.** Salida del amplificador lockin en modo  $1f$ , sensibilidad  $500 \mu\text{V}$ , constante de tiempo  $1 \text{ ms}$ , fase  $15.9^\circ$ . La señal es totalmente negativa.



**Figura 41.** Salida del amplificador lockin en modo  $2f$ , sensibilidad  $500 \mu\text{V}$ , constante de tiempo  $1 \text{ ms}$ , fase  $15.9^\circ$ . La señal es ruidosa.

Como se puede apreciar en la Fig. 38 la absorción del haz no es visible como en el caso de la absorción en la celda de rubidio. Esto sucede por la baja densidad de átomos. Sin embargo el amplificador lockin nos arroja las curvas correspondientes a las líneas del

rubidio como muestra la Fig. 40 y Fig. 41. Esta experiencia nos muestra que el método de modulación de longitud de onda es factible para la medición de pequeñas trazas de gases.

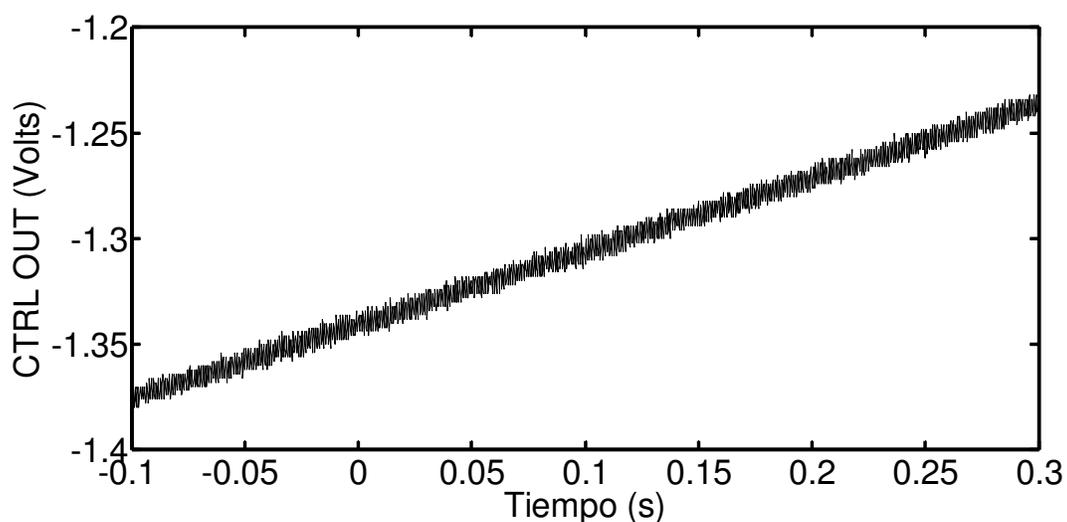
## 4.6 Ajuste de curvas

Las ecuaciones que se ajustan a las curvas dependen exclusivamente de los parámetros que son medibles directamente del experimento. Además debemos pasar las curvas experimentales para una de las líneas de absorción del rubidio a la frecuencia adimensional  $x$  como se describe en la teoría de modulación de longitud de onda descrita anteriormente. En el experimento tenemos que las curvas que arroja la salida del lockin, tanto en modo  $1f$  como  $2f$ , están en el tiempo. Pero sabemos que el parámetro temporal es lineal con el barrido en frecuencia a cual se somete nuestro diodo láser. De este modo si tenemos que la absorción ocurre en un tiempo  $t_0$  esto equivale a que se produzca para una frecuencia  $\nu_0$ , esto equivale a decir que el parámetro adimensional  $x$  se puede calcular como

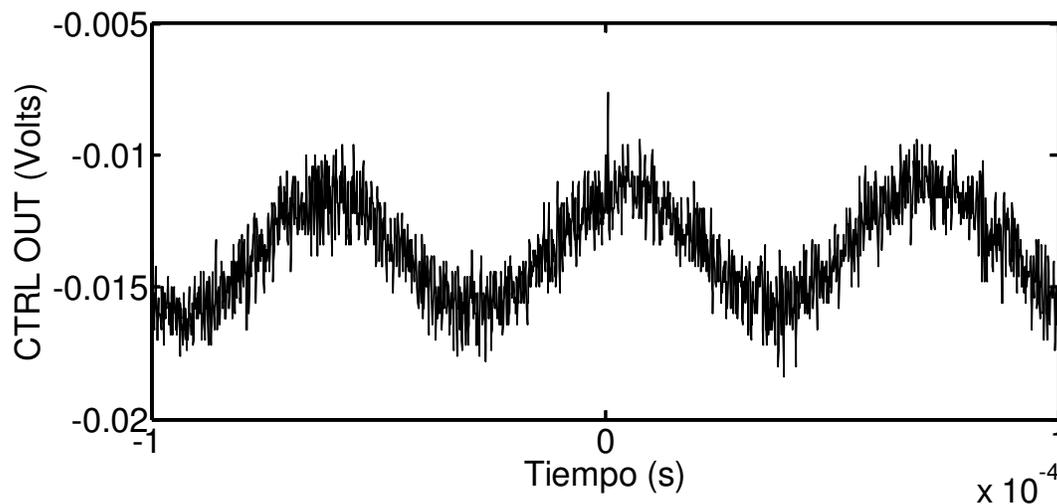
$$x = \frac{t - t_0}{\Delta t_L}$$

Donde  $t$  es el tiempo y  $\Delta t_L$  es el ancho de línea temporal que equivale  $\Delta \nu_L$  según las ecuaciones descritas anteriormente. La amplitud de modulación  $m$  se saca disponiendo la rampa de voltaje que describe la salida anexa del controlador de corriente (CTRL OUT) la que, como sabemos, describe el barrido en frecuencia del diodo láser como muestra la Fig. 42. Esta rampa esta modulada con la señal senoidal de baja amplitud y frecuencia del orden de los 15 kHz. Disponiendo de manera adecuada los parámetros de tiempo y voltaje propios del osciloscopio que las registra podemos medir la señal que modula esta rampa de voltaje, que es la señal que modula la frecuencia del diodo láser. Con esta acción tenemos la señal senoidal moduladora como muestra la Fig. 43. La amplitud de esta señal es la amplitud de modulación en frecuencia o longitud de onda del haz que esta dada en voltios. Para medir el ancho de línea a media altura de una de las líneas de absorción debemos tener la rampa que excursiona el haz en frecuencia dada por la salida anexa del controlador de corriente

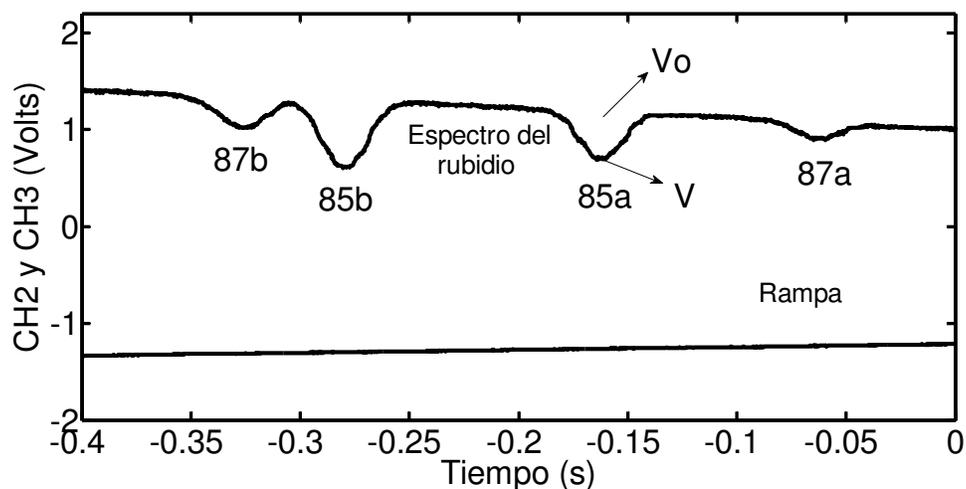
(CTRL OUT) y el perfil de absorción que entrega al amplificador del fotodiodo. La disposición de estas curvas se muestra en la Fig. 44. Seleccionando la media altura de una de las líneas de absorción mediante Matlab u Origin vemos a que rango de voltaje de la rampa corresponde. Esta cantidad es el ancho de línea a media altura de la absorción seleccionada la cual esta en voltios (el que equivale a frecuencia o longitud de onda). Por ultimo debemos tener estas graficas sin modular el diodo láser en frecuencia.



**Figura 42.** Salida anexo del controlador de corriente (CTRL OUT), amplitud rampa 0.15 V. Frecuencia rampa 0.5 Hz. La rampa del grafico esta modulada con una señal senoidal de 5 mV y 16 kHz. La amplitud de la señal que modula el haz debe ser pequeña según las publicaciones científicas que se relacionan con el tema.



**Figura 43.** Señal senoidal que modula el diodo láser en frecuencia o longitud de onda. Amplitud de modulación 5 mV p/p, frecuencia de modulación 15.2 kHz. La señal es ruidosa. Para una amplitud mayor la medición se hace cada vez más confiable.



**Figura 44.** Espectro del rubidio y rampa de voltaje que hace la excursión en frecuencia del láser. Ambas curvas están bajo una frecuencia de 0.5 Hz. Amplitud de la rampa 150 mV, controlador de temperatura 8.741 k $\Omega$ , controlador de corriente 62.5 mA a 74.5 mA, ganancia amplificador del fotodiodo 6, rueda de filtros ND1 y ND5, temperatura del laboratorio 19  $^{\circ}$ C, potencia del haz 2 a 3  $\mu$ W. El láser está sin modulación.

Teniendo la amplitud de modulación y el ancho de línea a media altura medidos experimentalmente y ambos en voltios tenemos la amplitud de modulación m adimensional la que es igual a cociente entre las cantidades mencionadas anteriormente. Ahora para tener la amplitud de la componente oscilante del espectro del rubidio modulado  $\Delta V$  debemos ver la curva del lockin en modo  $1f$ . La componente continua de esta curva nos proporciona esta cantidad según la Ec. 52 la que está relacionada con la fase del lockin  $\theta$  y el desfase entre la señal de referencia y la componente oscilante del espectro del rubidio  $\varphi$ . Para todas nuestras mediciones  $\varphi = 180^{\circ}$ . Otro asunto importante es el hecho de que el amplificador del fotodiodo debe estar seteado en 0 V si no incide nuestro haz en el fotodiodo. De este modo tendremos el parámetro  $V_0$  que es proporcional a la potencia del haz antes de entrar a la celda de rubidio. Para calcular y graficar la salida del lockin en

modo  $1f$  como en  $2f$  debemos tomar las partes reales de las Ecs. 44 y 48. Esto equivale a tomar las partes reales de las funciones  $S_0(x_0)$ ,  $S_1(x_0)$ ,  $S_2(x_0)$  y  $S_3(x_0)$  las que están dadas por

$$S_0(x_0) = 1 - \frac{A_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} g_R(y) J_0(my) \cos(x_0 y) dy$$

$$S_1(x_0) = \frac{A_0}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} g_R(y) J_1(my) \sin(x_0 y) dy$$

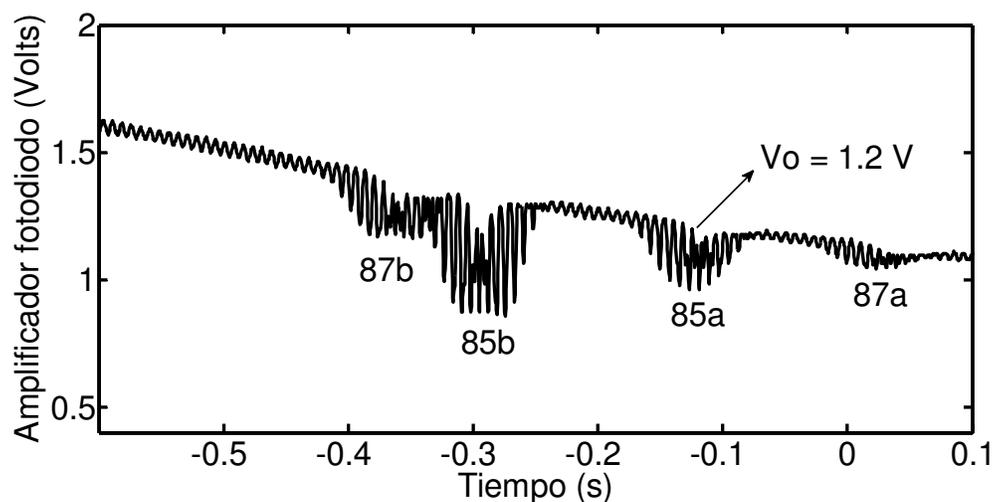
$$S_2(x_0) = \frac{A_0}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} g_R(y) J_2(my) \cos(x_0 y) dy$$

$$S_3(x_0) = -\frac{A_0}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} g_R(y) J_3(my) \sin(x_0 y) dy$$

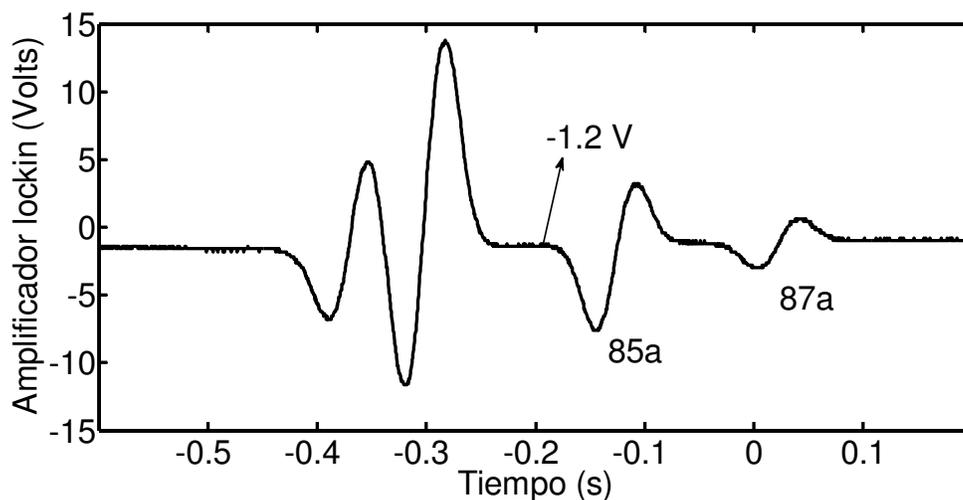
Estas relaciones se obtienen sabiendo que solo sobrevive la parte real de la transformada de Fourier del perfil de absorción  $G(x)$  que es

$$g_R(y) = \int_{-\infty}^{\infty} G(x_0) \cos(x_0 y) dx_0$$

y sabiendo que  $J_0(0) = 1$  con  $J_1(0) = J_2(0) = J_3(0) = 0$ . La pendiente  $p$  se obtiene de la recta sobre la cual esta el espectro del rubidio, tomando dos puntos alejados de ella. En general esta pendiente es extremadamente pequeña de manera que podemos hacer  $p = 0$ . Si se quiere dar un valor a este parámetro debemos sacarlo después de haber pasado a la frecuencia adimensional  $x$ . Ahora tomaremos uno de las mediciones obtenidas en nuestro experimento para ajustarle las ecuaciones mencionadas en el apartado sobre teoría de modulación de longitud de onda. Las condiciones del lockin para esta medición son: sensibilidad del lockin 100 mV, constante de tiempo 1 ms, fase  $0^\circ$ . El espectro del rubidio modulado se muestra en la Fig. 45 de donde sacamos que la cantidad  $V_0 = 1.2$  V aproximadamente para la línea 85a del espectro. La amplitud de la componente oscilante  $\Delta V$  del espectro del rubidio la obtenemos de la componente DC que arroja la salida del lockin en modo  $1f$  como muestra la Fig. 46.

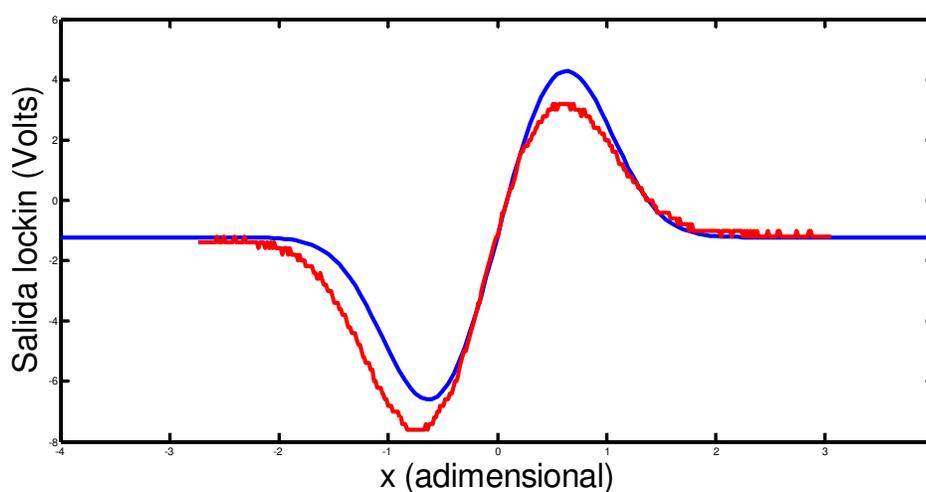


**Figura 45.** Espectro del rubidio modulado en frecuencia. El valor de  $V_0 = 1.2$  V es aquel donde la línea 85a está en la recta que es proporcional a la intensidad del haz antes de entrar a la celda de rubidio. La rampa sobre la que está este espectro es de 0.5 Hz y modulado con una señal senoidal de 6 mV y 14.95 kHz.



**Figura 46.** Salida del amplificador lockin en modo 1f. Para el ajuste de curvas seleccionamos la línea 85a del espectro del rubidio. La componente continua de esta curva, para esta línea, es de -1.2 V lo que significa que la componente oscilante del espectro está desfasada en  $180^\circ$  con respecto a la señal senoidal que modula el haz en frecuencia. Sensibilidad 100 mV, constante de tiempo 1ms, fase  $0^\circ$ .

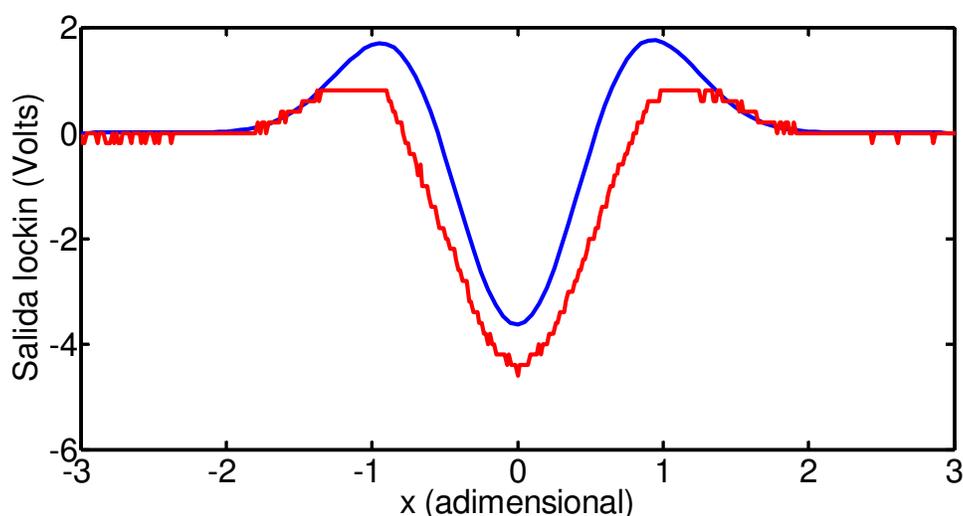
Dado que la componente DC es  $-1.2\text{ V}$  con la Ec. 6 y la Ec. 52 obtenemos que la componente oscilante del espectro  $\Delta V = 0.0178\text{ V}$ , sabiendo que el factor de ganancia es  $k = 13.74\text{ V}$ , que se determino experimentalmente. El ancho de línea en voltios es de  $8.1\text{ mV}$  el que se obtiene como se dijo anteriormente y la amplitud de modulación es de  $6\text{ mV}$ , así la amplitud de modulación adimensional  $m = 6/8.1 = 0.7407$ . La pendiente  $p$  se obtiene con el producto del ancho de línea temporal  $\Delta t_L$  y la pendiente de la recta sobre la cual esta el espectro del rubidio como muestra la Fig. 45. Llamemos  $A_\Omega$  a la pendiente de la recta cuando el espectro esta en el tiempo, así la pendiente  $p = A_\Omega \cdot \Delta t_L = -0.7554 \times 0.03586215 = -0.0271\text{ V}$ . Como se puede ver este valor es pequeño y no afecta casi nada en el ajuste de curvas si hacemos  $p = 0$ . Ahora si pasamos del parámetro temporal a frecuencias obtenemos el mismo valor para  $p$ . El valor de la absorbancia  $A_0 = 1 - T_0 = 0.115372$  donde  $T_0$  es la transmitancia y se obtiene con el cuociente entre el voltaje  $V$  del Peak de absorción para la línea 85a y el voltaje  $V_0$  del espectro del rubidio como muestra la Fig. 45. Es decir  $T_0 = V / V_0$ . Con estos parámetros obtenidos presentamos el comando en MATLAB (Anexo 1) para obtener la curva teórica de la salida del lockin en modo  $1f$  y la medida en el experimento cuyo datos están cargados en el archivo pharmonico.txt, así las curvas teórica y experimental se muestran en la Fig. 47. Estas curvas se obtienen mediante la Ec.44.



**Figura 47.** Curva teórica (azul) y curva experimental (rojo) de la salida del lockin en modo  $1f$ .

La línea de absorción que se ha ajustado es la 85a del espectro del rubidio.

Con las mismas condiciones mencionadas anteriormente podemos ajustar la curva teórica a la experimental para la salida del lockin en modo  $2f$ . Los comandos para MATLAB para el cálculo de la curva de la salida del lockin en modo  $2f$  se muestran en el anexo 2. Para ello se usa la Ec. 48 con la diferencia que aquí se calcula parte real de la función  $S_3(x_0)$ . Las curvas teórica y experimental se muestran en la Fig. 48. Los datos para la curva experimental se adquieren con el archivo `sharmonico.txt` con comando `load` de MATLAB. (ANEXO 2)



**Figura 48.** Curva teórica (azul) y curva experimental (rojo) de la salida del lockin en modo  $2f$ . La línea de absorción que se ha ajustado es la 85a del espectro del rubidio.

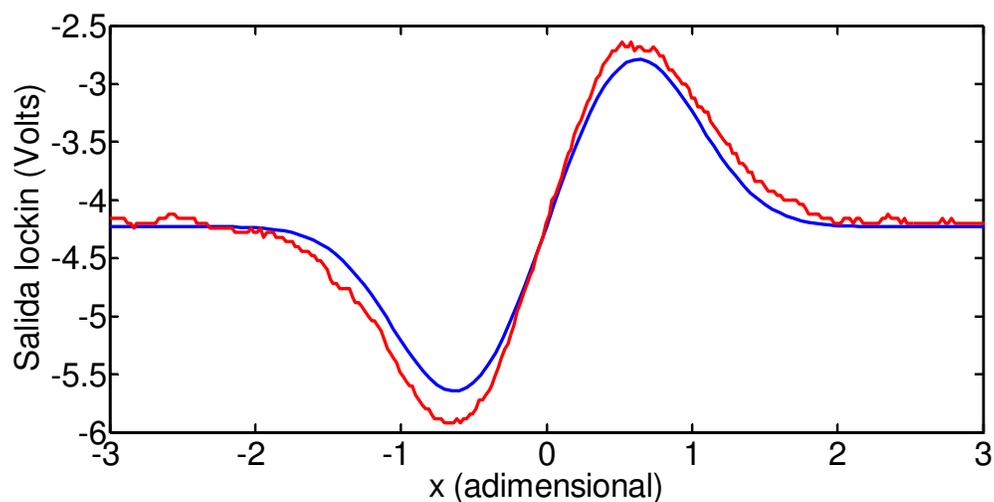
En el experimento que se realizó para detectar la poca cantidad de rubidio en la trampa de átomos podemos determinar la absorbancia a la cual corresponde tomando los datos experimentales e ir probando que valor de esta se ajusta mejor a las curvas lockin obtenidas en este experimento. Para ello seleccionamos las curvas lockin  $1f$  y  $2f$  para la línea 85a del espectro, el cual, como se vio, no se puede observar. Asumimos que el ancho de línea a media altura no cambia con la densidad de átomos, ya que cambia solo con la temperatura y esta es prácticamente la misma que para el ajuste anterior. Las condiciones experimentales para esta medición son: sensibilidad del lockin  $500 \mu\text{V}$ , constante de tiempo  $1\text{ms}$ , fase del lockin  $15.9^\circ$ , frecuencia de modulación  $23.1\text{kHz}$ , frecuencia de excursión de la rampa  $3$

Hz, amplitud de la rampa 100 mV, controlador de corriente 64.5 mA a 73.2 mA, controlador de temperatura 8.692 k $\Omega$ , potencia promedio del haz entrante a la trampa 3  $\mu$ W, vacío de la trampa  $1.6 \times 10^{-8}$  torr, temperatura del laboratorio 19 °C. Dado que la frecuencia de la rampa son 3 Hz el ancho de línea a media altura difiere del que se hizo a 0.5 Hz de la medición anterior. Sin embargo podemos estimar este ancho de línea teniendo en cuenta que la amplitud de la rampa que hace que el dido láser haga la excursión en frecuencia tiene la misma amplitud que la medición anterior, así la forma de estimar este parámetro es mediante la relación

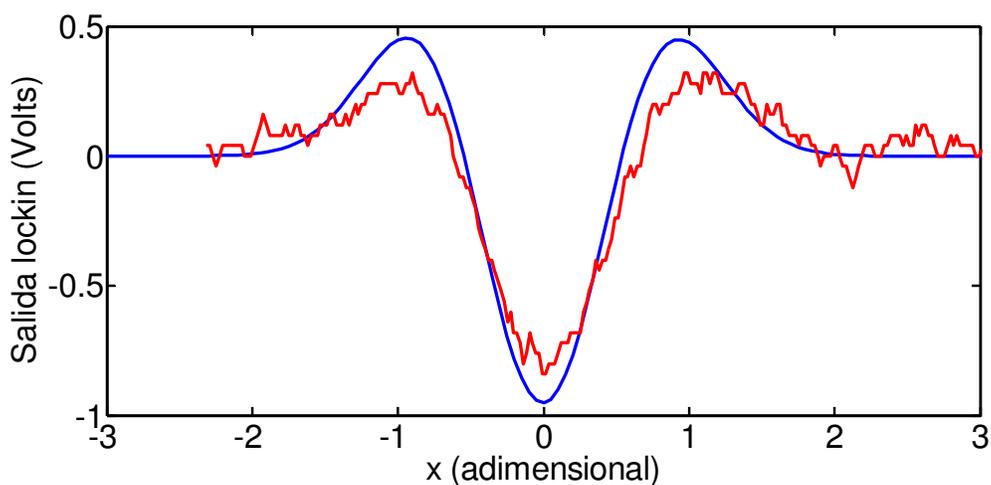
$$\Delta t_{L2} = \frac{f_1}{f_2} \Delta t_{L1}$$

Donde  $f_1 = 0.5$  Hz,  $f_2 = 3$  Hz y  $\Delta t_{L1} = 0.03586215$  (s) que corresponde al ancho de línea temporal de la medición anterior. Con esta formula tenemos que el ancho de línea para esta medición es  $\Delta t_{L2} = 0.006$  (s). La pendiente de la recta que arroja la salida del amplificador del fotodiodo es  $A_{\omega} = -0.1$  V/s. Como ya sabemos el producto de estas cantidades nos da la pendiente  $p$  que es  $p = -0.0006$  V un valor extremadamente pequeño. Además tenemos que  $V_0 = 0.029$  V,  $\Delta V = 0.00032$  V y la absorbancia que se ajusta mejor a las curvas experimentales tiene un valor de  $A_0 = 0.0065$ . Esta medida de ajuste es muy pequeña lo cual indica que la densidad de átomos de rubidio presente es la trampa es muy bajo. Para dar un valor de esta cantidad debemos recurrir a las ecuaciones que dan cuenta de esta situación. El ajuste de las curvas experimentales para esta medición se muestra en la Fig.49 y Fig. 50 para la salida del lockin en modo  $1f$  y  $2f$  respectivamente. Los comandos de MATLAB para esta medición son los mismos mostrados en el anexo 1 y 2.

A



**Figura 49.** Curva teórica (azul) y curva experimental (rojo) de la salida del lockin en modo  $1f$ . La línea de absorción que se ha ajustado es la 85a del espectro del rubidio. Este ajuste es para el experimento para detectar la baja densidad de rubidio presente en la trampa de átomos.



**Figura 50.** Curva teórica (azul) y curva experimental (rojo) de la salida del lockin en modo  $2f$ . La línea de absorción que se ha ajustado es la 85a del espectro del rubidio. Este ajuste es para el experimento para detectar la baja densidad de rubidio presente en la trampa de átomos.

## Capítulo 5

### Discusión

En la presente tesis se midió el espectro de absorción del rubidio a temperatura ambiente usando un láser sin retroalimentación óptica. La sintonía del láser se obtuvo solamente encontrando los parámetros óptimos de funcionamiento. El barrido en frecuencia se consiguió con una modulación externa de la corriente. Se optó por este método sin retroalimentación para poder entender de mejor manera el método de detección de modulación de longitud de onda. Se construyó un sumador para combinar el barrido lento en frecuencias con la modulación de longitud de onda. Se compararon las señales  $1f$  y  $2f$  de los espectros modulados en longitud de onda con la teoría de la modulación de frecuencia y se describió el funcionamiento del lockin. Los resultados experimentales muestran un excelente acuerdo con la teoría. Adicionalmente se obtuvieron medidas de transmitancia en un gas altamente diluido.

## Capítulo 6

### Conclusión

En el presente trabajo se estudió en primera instancia el método de modulación de longitud de onda en un sistema ideal y controlado como es una celda de rubidio con condiciones de densidad y presión de vapor conocidas. Adicionalmente se hizo una medición de transmitancia donde estas condiciones no son conocidas previamente y el sistema se acerca a una situación más real donde la absorción tradicional no es posible debido a que la señal es muy débil y está oscurecida por el ruido. En este caso se probó que el método permite extender el límite de detección en unos tres órdenes de magnitud lo que lo hace atractivo para medición de trazas de contaminantes atmosféricos. Adicionalmente el haber aprendido a usar el láser sin retroalimentación indica que es posible extender esta técnica a otras longitudes de ondas que son específicas de cada contaminante a medir y desarrollar en esa situación la técnica de modulación de longitud de onda. También se demuestra que es muy necesario contar en cada caso con una celda de calibración adecuada al gas a estudiar para poder cuantificar la densidad del gas en el laboratorio y determinar la longitud de onda lo que permite calibrar las mediciones en terreno. En consecuencia esta tesis ha permitido evaluar positivamente el método de absorción de alta sensibilidad para detección de trazas de contaminantes.

## Referencias

1. C. E. Wieman, L. Hollberg, Using diode laser for atomic physics, *Rev. Sci. Instrum.* 62, 1-20 (1991)
2. W. Demtröder, *Laser spectroscopy: Basic concepts and instrumentation*, 3<sup>rd</sup> ed, Springer, Berlin (19..)
3. Lab. 1 Diode laser characteristics, <http://fisica.usach.cl/~iolivare/lab1.pdf>.
4. S. Schilt, L. Thévenaz, and P. Robert, Wavelength modulation: combined frequency and intensity laser modulation, *Appl. Opt.* 42, 1-11, (2003) .
5. R. Arndt, Analytical line shapes for lorentzian signals broadened by modulation, *J. Appl. Phys.* 36, (1995).
6. Application note 7, FM Spectroscopy with Tunable diode lasers, *N. Focus*, 1-12, (2001).
7. K.B. MacAdam, A. Steinbach, and C. Wieman, A narrow-band tunable diode laser system with grating feedback and saturated absorption spectrometer for Cs and Rb, *Am. J. Phys.*, 60, 1-14, (1992).
8. J. A. Silver, Frequency- modulation spectroscopy for trace species detection: Theory and comparison among experimental methods, *Appl. Opt.*, 31, 707-717, (1992).
9. E. I. Moses and C. L. Tang, "High-sensitivity laser wavelength-modulation spectroscopy," *Opt. Lett.* 1, 115-117 (1977).
10. P. Pokrowsky, W. Zapka, F. Chu, and G. C. Bjorklund, "High frequency wavelength modulation spectroscopy with diode lasers," *Opt. Commun.* 44, 175-179 (1983).
11. X. Zhu and D. T. Cassidy, "Modulation spectroscopy with a semiconductor diode laser by injection-current modulation," *J. Opt. Soc. Am. B* 14, 1945–1950 \_1997\_.
12. U. Gustafsson, G. Somesfalean, J. Alnis, and S. Svanberg, "Frequency-modulation spectroscopy with blue diode lasers," *Appl. Opt.* 39, 3774–3780 \_2000\_.
13. J. M. Supplee, E. A. Whittaker, and W. Lenth, "Theoretical description of frequency modulation and wavelength modulation spectroscopy," *Appl. Opt.* 33, 6294–6302 \_1994\_.

# Anexo I

Comando MATLAB para la salida del lockin en modo 1f:

```

%salida del lockin en modo 1f con rampa
M=load('pharmonico.txt');
Aomega=-0.0271;
r=8
q=0.05;
p=1.3;
m=6/8.1;
deltaTL=0.03586215;
Ao=0.115372;
Vo=1.2;
deltaV=0.017817372
sensibilidad=0.1
ganancia=13.74/sensibilidad;
fi=180;
rad1=fi*pi/180;
teta=0;
rad2=teta*pi/180;
k=0;
% generando el perfil de absorcion
for i=[-r:q:r]
    k=k+1;
    x(k)=i;
    G(k)=exp(-4*log(2)*x(k).^2);
end
%transformada de Fourier del perfil de absorción
k=0;
for i=[-r:q:r]
    k=k+1;
    y(k)=i;
    l=0;
    for j=[-r:q:r]
        l=l+1;
        int1(l)=G(l)*cos(x(l)*y(k))*q;
    end
    g(k)=sum(int1);
end
%formando las funciones so, s1, s2
%formando s0
k=0;
for i=[-r:q:r]
    k=k+1;
    x(k)=i;
    l=0;
    for j=[-r:q:r]
        l=l+1;
        int2(l)=g(l)*besselj(0,m*y(l))*cos(x(k)*y(l))*q;
    end
    s0(k)=(1/(2*pi))*sum(int2);
end

```

```

%formando s1
k=0;
for i=[-r:q:r]
    k=k+1;
    x(k)=i;
    l=0;
    for j=[-r:q:r]
        l=l+1;
        int3(l)=g(l)*besselj(1,m*y(l))*sin(x(k)*y(l))*q;
    end
    s1(k)=(-1/(1*pi))*sum(int3);
end
%formando s2
k=0;
for i=[-r:q:r]
    k=k+1;
    x(k)=i;
    l=0;
    for j=[-r:q:r]
        l=l+1;
        int4(l)=g(l)*besselj(2,m*y(l))*cos(x(k)*y(l))*q;
    end
    s2(k)=(-1/(1*pi))*sum(int4);
end
%formando So
So=besselj(0,0)-Ao*s0;
%formando S1
S1=-Ao*s1;
%formando S2
S2=-2*besselj(2,0)-Ao*s2;
%formando la función que es la salida del lockin en modo lf
k=0;
for i=[-r:q:r]
    k=k+1;

PH(k)=ganancia*(0.5*(Aomega*deltaTL*x(k)+Vo)*S1(k)*cos(rad2)+0.25*deltaV*
cos(rad1-rad2)*(So(k)+S2(k))+0.25*deltaV*So(k)*cos(rad1+rad2));
end
plot(x,PH)
hold on
plot(p*M(:,1),M(:,2),'r')

```

## Anexo II

Comando MATLAB para la salida del lockin en modo 2f:

```

%segundo harmonico con rampa
M=load('sharmonico.txt');
Aomega=-0.0271;
p=1.3;
deltaTL=0.03586215;
Ao=0.115372;
Vo=1.2;
deltaV=0.017817372;
sensibilidad=0.1;
ganancia=13.74/sensibilidad;
fi=180;
rad1=fi*pi/180;
teta=0
rad2=teta*pi/180;
m=6/8.1;
k=0;
for i=[-10:0.05:10]
    k=k+1;
    x(k)=i;
    G(k)=exp(-4*log(2)*x(k).^2);
end
%transformada de fourier
k=0;
for i=[-10:0.05:10]
    k=k+1;
    y(k)=i;
    l=0;
    for j=[-10:0.05:10]
        l=l+1;
        int1(l)=G(l)*cos(x(l)*y(k))*0.05;
    end
    g(k)=sum(int1);
end
%formaND0 las funciones s3,s1,s2
%formando s3
k=0;
for i=[-10:0.05:10]
    k=k+1;
    x(k)=i;
    l=0;
    for j=[-10:0.05:10]
        l=l+1;
        int2(l)=g(l)*besselj(3,m*y(l))*sin(x(k)*y(l))*0.05;
    end
    s3(k)=(1/(1*pi))*sum(int2);
end
%formando s1
k=0;

```

```

for i=[-10:0.05:10]
    k=k+1;
    x(k)=i;
    l=0;
    for j=[-10:0.05:10]
        l=l+1;
        int3(l)=g(l)*besselj(1,m*y(l))*sin(x(k)*y(l))*0.05;
    end
    s1(k)=(1/(1*pi))*sum(int3);
end
%formando s2
k=0;
for i=[-10:0.05:10]
    k=k+1;
    x(k)=i;
    l=0;
    for j=[-10:0.05:10]
        l=l+1;
        int4(l)=g(l)*besselj(2,m*y(l))*cos(x(k)*y(l))*0.05;
    end
    s2(k)=(-1/(1*pi))*sum(int4);
end
%formando S3
S3=-Ao*s3;
%formando S1
S1=-Ao*s1;
%formando S2
S2=-2*besselj(2,0)-Ao*s2;

k=0;
for i=[-10:0.05:10]
    k=k+1;

SH(k)=ganancia*(0.5*(Aomega*deltaTL*x(k)+Vo)*S2(k)*cos(rad2+pi)+0.25*delt
aV*cos(rad1-rad2)*(S1(k)+S3(k)));
end
plot(x,SH)
hold on
plot(p*M(:,1),M(:,2),'r')
clear

```