

Computational Model of Frequency Stabilized Laser for Extremum Seeking Controller Parameter Tuning

Nicolás Manrique Nieto, Carlos Francisco Rodríguez, and Mayerlin Nuñez-Portela

Abstract—Extremum-Seeking Control (ESC) is a technique used to stabilize systems to optimal operating conditions. The adjustment of the controller parameters is not usually reported. In this paper we present a computational model for frequency stabilization of a laser source using ESC. The model is based on a saturated absorption spectroscopy experiment used to reference the frequency of the laser light to an atomic transition in Cesium atoms. By using this model, we were able to study the performance and adjust the parameters of the controlled system. This model was successfully validated using an experimental open loop configuration. The model was then used to predict stable configurations of the controlled system, to be implemented in the experimental setup. As a result, we were able to get the laser frequency locked to a Cs atomic transition in the laboratory with a relative stability in frequency of 6×10^{-8} .

Index Terms—Extremum-Seeking Control, Laser frequency stabilization, Control simulation.

I. INTRODUCCIÓN

El láser ha probado ser una herramienta de vital importancia en el desarrollo científico e industrial. La implementación en aplicaciones tan diversas como las telecomunicaciones [1], [2], el procesamiento de materiales [3] y la metrología [4] requieren de fuentes de luz láser con frecuencias ópticas (ν_L) estables y controlables. El creciente interés de la industria en el desarrollo de las tecnologías cuánticas [5], [6] ha devenido en el estudio y el control de las características del láser como herramienta para generar, transmitir y codificar información [7]. Dichas aplicaciones requieren fuentes de luz con fluctuaciones en frecuencia inferiores a las partes por billón [8] [9].

Por otro lado, el desarrollo de láseres semiconductores ha facilitado el acceso a fuentes de luz coherente de alta intensidad y de bajo costo con respecto a otras fuentes de luz láser [10]. El láser de diodo semiconductor integra la cavidad óptica, el medio de ganancia y el bombeo energético en un chip de dimensiones en el orden de los micrómetros [11]. La luz emitida por estos diodos presenta múltiples modos en frecuencia, y para alcanzar la operación monomodal es usual acoplar al diodo una cavidad externa (ECDL [12]). En este trabajo en particular se utiliza una rejilla de difracción en configuración Littrow [13] para construir dicha cavidad.

Este proyecto fue financiado por la Facultad de Ciencias y el Departamento de Física de la Universidad de los Andes.

N. Manrique Nieto. Laboratorio de Óptica Cuántica, Universidad de los Andes. Bogotá D.C., Colombia. n.manrique10@uniandes.edu.co

M. Nuñez-Portela. Laboratorio de Óptica Cuántica, Universidad de los Andes. Bogotá D.C., Colombia. m.nunez@uniandes.edu.co

C. F. Rodríguez. Departamento de Ingeniería Mecánica, Universidad de los Andes. Bogotá D.C., Colombia. crodrigu@uniandes.edu.co

La frecuencia central de la luz emitida por el láser puede ser controlada a partir de los parámetros de operación del diodo como lo son su temperatura y corriente, y la longitud de la cavidad externa. Las fluctuaciones en estos parámetros resultan en variaciones en la frecuencia óptica emitida. Una de las maneras más comunes de suprimir dichas fluctuaciones es atar ν_L a una frecuencia de referencia ν_{ref} a partir de la implementación de esquemas de control óptimo como el *Extremum-Seeking Control (ESC)* [14] [15]. En este esquema uno de los parámetros de operación del diodo se modifica a partir de una señal de error generada por un sistema de detección sensible a la fase y centrada en la condición óptima de operación [16]. Sin embargo, el método para ajustar los parámetros del controlador no es presentado usualmente.

En este trabajo se presenta un modelo computacional que refleja la dinámica de operación de los componentes de una fuente de luz láser en el infrarrojo cercano (352 THz) estabilizada en la frecuencia de la transición $6^2S_{1/2} - 6^2P_{3/2}$ de átomos de Cs utilizando un esquema de ESC. Todos los parámetros del modelo se validan experimentalmente en el sistema físico en la condición de lazo abierto, en el que se accede a la frecuencia de referencia asociada a una transición atómica del Cs a partir de un montaje de espectroscopia de absorción saturada [17]. En el modelo, la condición óptima de operación corresponde a un máximo local de la señal del espectro de absorción saturada del cesio [18], centrada en $\nu_L = \nu_{Ref}$, y la detección sensible a la fase recrea las operaciones realizadas por un *lock-in amplifier* generando una señal de error centrada en ν_{Ref} .

Habiendo construido y validado el modelo computacional en la configuración de lazo abierto, se simuló la condición de operación en lazo cerrado para optimizar la estabilidad de la frecuencia óptica del láser al ajustar los parámetros del esquema de control. Las predicciones de las simulaciones fueron corroboradas experimentalmente, fijando la frecuencia del láser en la frecuencia de referencia con una estabilidad relativa de 6×10^{-8} . El modelo computacional desarrollado, que puede ser modificado con respecto a parámetros de otros experimentos, podría ser utilizado para dimensionar esquemas de control sobre la frecuencia de otros láseres y simular distintas configuraciones de sistema-controlador previa a la implementación de dichos sistemas en el laboratorio.

II. ESQUEMA DE ESC DEL LÁSER ESTABILIZADO

El ESC es un tipo de esquema de control adaptativo, capaz de determinar y mantener una función en su valor extremo [14]. Esta función depende de la salida de un sistema a

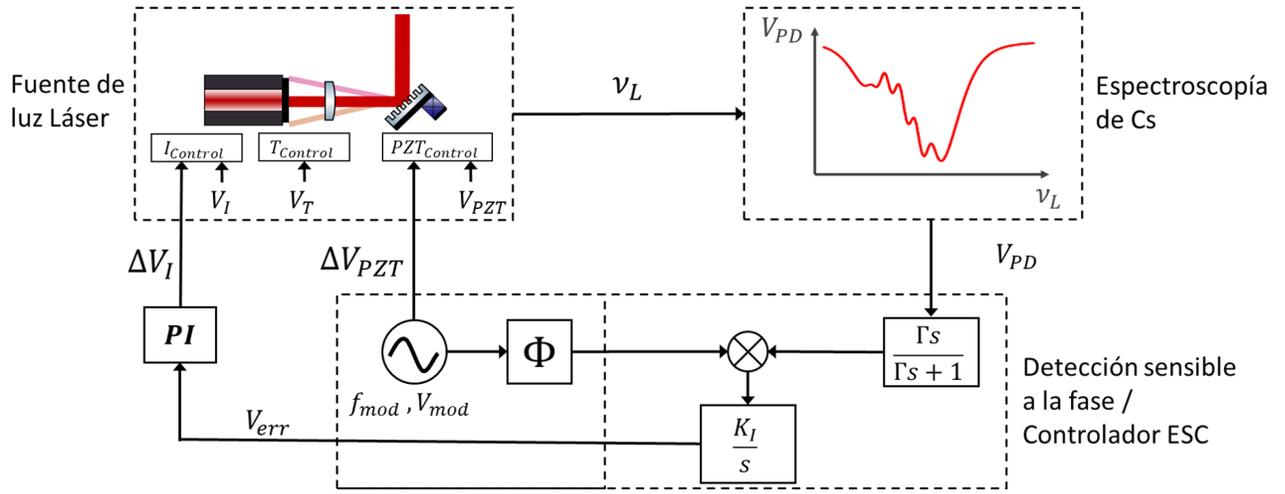


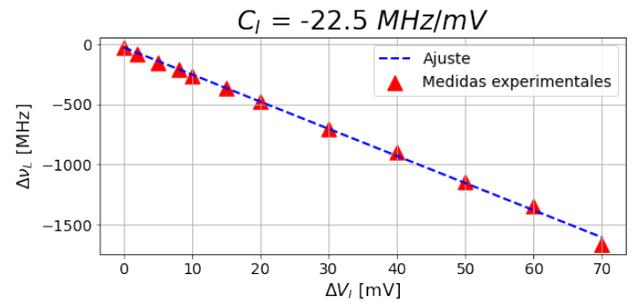
Fig. 1. Esquema de ESC implementado para la estabilización de un láser de diodo a una transición atómica. Los voltajes V_I , V_T y V_{PZT} son los voltajes para control de corriente, temperatura y longitud de la cavidad externa. ν_L es la frecuencia óptica de la luz emitida por el láser. V_{PD} es el voltaje del fotodiodo en el montaje de espectroscopía de absorción saturada. $1/\Gamma$ es la frecuencia de corte y K_I el tiempo de integración del controlador ESC. La frecuencia y el voltaje de la señal para modulación de ν_L son f_{mod} y V_{mod} respectivamente.

controlar, la cual a su vez depende de sus parámetros de entrada. En el ESC se excita el sistema con una señal capaz de explorar la vecindad de la región de operación actual y se determina el gradiente local de la función que se desea optimizar. Finalmente se modifica uno de los parámetros de entrada del sistema para mantenerlo en la región de operación deseada, que corresponde a la condición en la que la función se encuentra en su valor extremo. Se resalta que el ESC, a diferencia de otros esquemas de control como el MPC y el PID, no requiere de conocimiento exhaustivo del sistema a controlar y admite no-linealidades en la respuesta de la función a optimizar con respecto a modificaciones del parámetro controlable del sistema. Además, es capaz de mantener el sistema en la región óptima de operación aún cuando dicha función varíe lentamente en el tiempo. Esto lo hace un esquema de control robusto, y de ahí el amplio repertorio de aplicaciones del ESC en optimización y control de sistemas en las últimas décadas [19].

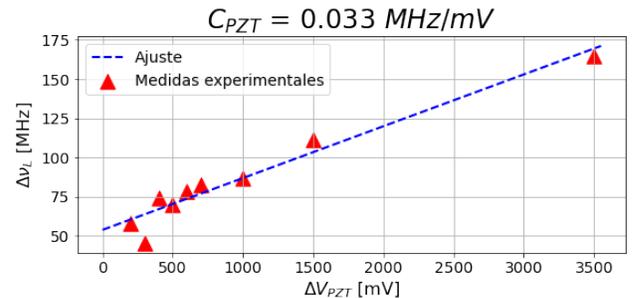
El esquema de ESC a implementar para estabilizar la frecuencia óptica de una fuente de luz láser se muestra en la Fig. 1. En esta configuración, la región óptima de operación del sistema corresponde a un máximo local en la función dada por la señal de espectroscopía de absorción saturada [20]. El máximo está centrado en la frecuencia de referencia. En el montaje de espectroscopía de absorción saturada, el haz de luz láser interactúa con un sistema atómico, en este caso átomos de cesio. En esta interacción, la intensidad de la luz, proporcional al voltaje V_{PD} medido en un fotodiodo, cambia en función de la frecuencia ν_L [21]. La pendiente de la señal V_{PD} se obtiene al modular ν_L modificando la longitud de la cavidad externa e implementando una detección sensible a la fase, con la cual se construye una señal de error, V_{err} , centrada en la frecuencia de referencia. Un sistema Proporcional Integral PI recibe la señal de error tal que se compensan las fluctuaciones en frecuencia de la fuente de luz láser al modificar su corriente.

A continuación, se presentan las descripciones de los tres actores que componen la fuente estabilizada en frecuencia en

el esquema ESC, a partir de las cuales se proponen aproximaciones analíticas que describen sus comportamientos e interacciones. Estas descripciones analíticas son ajustadas con parámetros medidos experimentalmente para posteriormente construir un modelo computacional que refleja la dinámica de los componentes ensamblados, ya sea en una configuración de lazo abierto o en lazo cerrado.



(a) Variación de la frecuencia de la luz láser en función de la corriente en el diodo.



(b) Variación de la frecuencia de la luz láser en función del voltaje en el piezo-eléctrico.

Fig. 2. Medida experimental de coeficientes de proporcionalidad C_I y C_{PZT} .

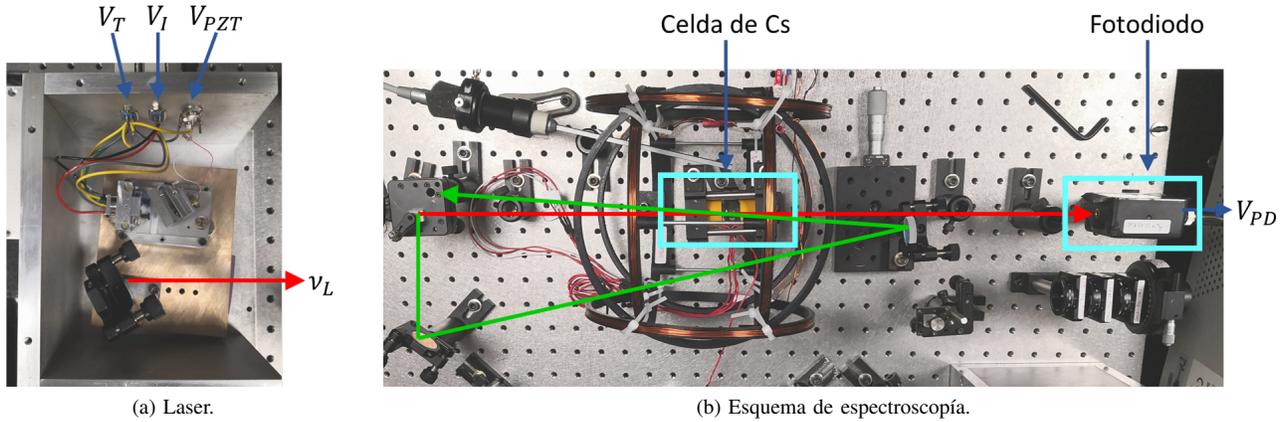


Fig. 3. Fotografías del montaje experimental de láser estabilizado en frecuencia de transición atómica del cesio en laboratorio de óptica cuántica, Universidad de los Andes.

A. Fuente de Luz Láser

El láser es un diodo semiconductor en configuración Littrow [13] cuya frecuencia óptica, ν_L , presenta una dependencia con los parámetros de operación de temperatura y corriente determinados por V_T y V_I respectivamente. Estos pueden ser modulados por los voltajes ΔV_T y ΔV_I enviados a los controladores correspondientes. La configuración ECDL introduce una dependencia de ν_L con el parámetro de longitud de la cavidad externa, controlado a partir de la aplicación de un voltaje V_{PZT} a un piezoeléctrico, que puede ser modulado por ΔV_{PZT} como se muestra en la Fig. 1. Para encontrar la frecuencia en un tiempo t se hace una expansión de la frecuencia de la luz en una serie de Taylor alrededor de los parámetros iniciales $V_T(0)$, $V_I(0)$ y $V_{PZT}(0)$ tal que las variaciones de la frecuencia de la luz del láser, $\Delta \nu_L(t)$, se pueden escribir como

$$\begin{aligned} \Delta \nu_L(t) &= \nu_L(t) - \nu_0 \\ &= C_I \Delta V_I(t) + C_T \Delta V_T(t) + C_{PZT} \Delta V_{PZT}(t) \end{aligned} \quad (1)$$

en donde C_I , C_{PZT} y C_T son coeficientes de proporcionalidad y $\Delta V_I(t)$, $\Delta V_T(t)$, y $\Delta V_{PZT}(t)$ son las modulaciones alrededor de los parámetros iniciales. Los coeficientes C_I y C_{PZT} fueron obtenidos al modular por separado las entradas V_{PZT} y V_I con una señal de rampa de voltajes con periodos de 2.5 segundos en el montaje experimental. Se establecieron las regiones en donde la respuesta de ν_L a modificaciones de dichos parámetros exhiben un comportamiento lineal. Dado que el tiempo de respuesta de la temperatura del láser a modificaciones en V_T es varios ordenes de magnitud superior a los de los demás parámetros, no se considera en este modelo el efecto de las modulaciones controladas por ΔV_T y las fluctuaciones de V_T se consideran como perturbaciones en ν_L .

La Fig. 2a muestra la variación de la frecuencia $\Delta \nu_L$ como función de $\Delta V_I = V_I - V_I(0)$ y se observa la región en donde el valor de la frecuencia cambia linealmente con la corriente. A partir de la pendiente se obtiene un coeficiente de proporcionalidad $C_I = -22.5$ MHz/mV. De forma análoga, la Fig. 2b muestra el comportamiento lineal de $\Delta \nu_L$ como

función de $\Delta V_{PZT} = V_{PZT} - V_{PZT}(0)$ de donde se obtiene un coeficiente de proporcionalidad $C_{PZT} = 0.033$ MHz/mV. En los ejes se observa que el rango de linealidad de ν_L para modificaciones en corriente es ≈ 1500 MHz y para modificaciones en la longitud de la cavidad ≈ 175 MHz. En la Fig. 3a se muestra el láser de diodo en configuración ECDL utilizado para medir estos coeficientes.

Para modelar la condición de operación real del láser, se introducen perturbaciones en ν_L : Un ruido blanco de media cero asociado a perturbaciones mecánicas centradas en la posición de equilibrio y un ruido con media móvil atribuible a las perturbaciones de temperatura que experimenta el diodo. La escala temporal del segundo tipo de perturbaciones es muy larga en comparación con el tiempo de respuesta de los demás parámetros.

B. Espectroscopía de Absorción Saturada en Átomos de Cesio

La espectroscopía de absorción saturada permite acceder a la frecuencia de referencia ν_{ref} suprimiendo los efectos del ensanchamiento Doppler debido al movimiento de los átomos en la celda [22].

En la Fig. 3b se muestra el montaje de espectroscopía de absorción saturada empleado para realizar las mediciones de validación del modelo computacional. En este montaje, la luz emitida por el láser se divide en el haz de prueba y el de bombeo, que se contrapropagan dentro de la celda de vapor de Cs. El haz de bombeo es suficientemente intenso para saturar la absorción del haz de prueba cuando ambos interactúan con la misma población de átomos [21]. Esta saturación resulta en un pico de transmisión del haz de prueba cuando ν_L coincide con la frecuencia de transición. Experimentalmente el espectro se obtiene al medir la intensidad de la luz transmitida con un fotodiodo V_{PD} . La frecuencia del láser ν_L es registrada en todo momento al enviar parte de la luz láser al medidor de longitud de onda WS200 de High Finesse usando una fibra óptica. La estabilidad relativa de este instrumento reportada por el fabricante es de 4 MHz. Se observan además tres pares de bobinas de Hemholtz utilizados para garantizar un campo magnético nulo en el centro de la celda.

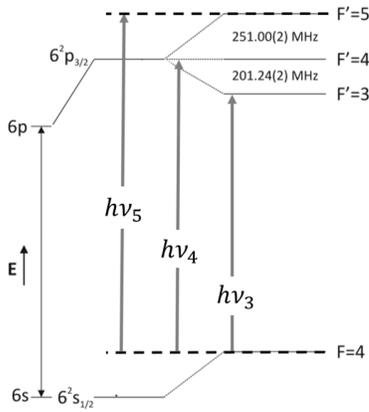


Fig. 4. Niveles de energía de la transición $6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$ de átomos de Cs.

En la Fig. 1 (Espectroscopía Cs) se muestra un ejemplo del espectro medido al inducir un barrido en la frecuencia óptica del láser centrado en la frecuencia asociada a la transición $6^2S_{1/2}$ a $6^2P_{3/2}$ de los átomos de Cs. El rango de barrido lineal en frecuencia permite acceder a las transiciones de los subniveles $F = 4 \rightarrow F' = 3$, $F = 4 \rightarrow F' = 4$ y $F = 4 \rightarrow F' = 5$ como se muestra en la Fig. 4 [23]. Por simplicidad, se denotan las tres frecuencias de transición como ν_3 , ν_4 y ν_5 respectivamente.

Para modelar la interacción entre la fuente de luz láser y los átomos se utilizó una descripción simplificada del espectro [21], [22], [24] que tiene en cuenta el cambio de intensidad del haz de luz láser, P_0 , que incide en la celda de vapor cuando se cambia ν_L . En esta descripción se considera una disminución en la potencia del haz debido a la absorción ensanchada por efecto Doppler $P_{Doppler}(\nu_L)$, con aumentos en la transmitividad centrados en las frecuencias de referencia, $P_{Lamb}(\nu_L)$. La potencia transmitida $P_{PD}(\nu_L)$ puede ser descrita como

$$P_{PD}(\nu_L) = P_0 - P_{Doppler}(\nu_L) + P_{Lamb}(\nu_L) \quad (2)$$

y es detectada en un fotodiodo, resultando en el espectro de absorción saturada, $V_{PD}(\nu_L)$. El fondo de absorción Doppler para átomos en una celda gaseosa a temperatura ambiente está compuesto por tres curvas de Voigt $g_i(\nu)$ [21], funciones de ν y centradas en ν_i (ver Fig. 4). En este caso $\nu = \nu_L$. El ancho de cada $g_i(\nu_L)$ está determinado por $\delta\nu_n$ y $\delta\nu_D$, que corresponden al ancho de línea natural de las transiciones y al ancho asociado a corrimientos en frecuencia por efecto Doppler respectivamente. La contribución al perfil de absorción saturada por absorción Doppler $P_{Doppler}$ es entonces

$$P_{Doppler}(\nu_L) = A_3g_3(\nu_L) + A_4g_4(\nu_L) + A_5g_5(\nu_L) \quad (3)$$

en donde los A_i son la amplitudes de las curvas que contienen la información de las probabilidades asociadas a cada una de las transiciones [23].

Para resolver las transiciones individuales se induce la absorción saturada en donde la transmisión del haz de luz láser aumenta en la vecindad de las frecuencias de transición $\nu_{F'}$ induciendo picos de Lamb [18]. Los máximos de estos

picos corresponden a las frecuencias de transición que serán consideradas como las posibles frecuencias de referencia. Una de las características de la espectroscopía de absorción saturada es la aparición de picos de Lamb centrados en las tres frecuencias cruzadas $\nu_{34} = (\nu_3 + \nu_4)/2$, $\nu_{35} = (\nu_3 + \nu_5)/2$ y $\nu_{45} = (\nu_4 + \nu_5)/2$. Todos los picos de Lamb se pueden describir como funciones lorentzianas $\Lambda(\nu_L)$ [18] que tienen el mismo ancho espectral, $\delta\nu_\Lambda$ tal que

$$P_{Lamb}(\nu_L) = B_3\Lambda_3(\nu_L) + B_4\Lambda_4(\nu_L) + B_5\Lambda_5(\nu_L) + B_{34}\Lambda_{34}(\nu_L) + B_{35}\Lambda_{35}(\nu_L) + B_{45}\Lambda_{45}(\nu_L). \quad (4)$$

En las Ecs. 3 y 4, las amplitudes de las curvas (A_i y B_i), y los anchos de línea de las curvas de Lamb $\delta\nu_\Lambda$ dependen de las condiciones específicas de cada experimento. Estos parámetros fueron obtenidos al realizar un ajuste de la Ec. 2 al perfil de absorción saturada medido en el laboratorio con un campo magnético nulo dentro de celda. El perfil, y su respectivo ajuste, se presentan en la Fig. 5. En la curva de ajuste los valores de frecuencias de transición y las frecuencias cruzadas están fijos [23] [25] (ver Tabla I), y los anchos de línea de Doppler dependen de la temperatura a la que se realiza en experimento [26]. A temperatura ambiente (20° C) este ancho es $\delta\nu_D = 365$ MHz. El parámetro de ancho de línea de las curvas Lorentzianas $\delta\nu_\Lambda$ contiene la información del ancho de línea del láser y ensanchamientos de línea debido a otros mecanismos (e.g. potencia). Las amplitudes de las curvas del fondo Doppler (A_i) y de los picos de Lamb (B_i) dependen de las probabilidades de transición. El campo magnético nulo dentro de la celda resulta en amplitudes no sensibles a posibles fluctuaciones en la polarización de la fuente.

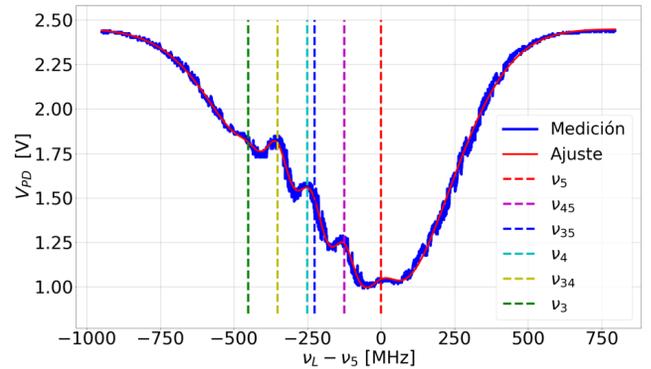


Fig. 5. Espectro de absorción saturada. Resultados experimentales y ajuste del modelo teórico. Las líneas verticales indican la posición de las frecuencias mostradas en el Tabla I.

El espectro obtenido a partir del ajuste es utilizado en el modelo computacional del ESC para acceder a la condición óptima de operación del láser. De esta manera, el modelo recibe una frecuencia asociada a ν_L y retorna el valor que corresponde al voltaje medido en el fotodiodo, V_{PD} , como se muestra en la Fig. 1. En el esquema de ESC, cualquiera de los máximos locales podría ser utilizado como referencia en frecuencia para estabilizar la frecuencia óptica de la fuente. En este trabajo, se escoge $\nu_{ref} = \nu_5$ para generar la señal de error a través de una detección sensible a la fase.

TABLA I
FRECUENCIAS ASOCIADAS A TRANSICIÓN $6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$ DE ÁTOMOS DE CS Y FRECUENCIAS CRUZADAS (VALORES TOMADOS DE [23]).

Frecuencia	Valor (THz)	$\nu_L - \nu_5$ (MHz)
ν_5	351.721386	0
ν_{45}	351.7212605	-125.50
ν_{35}	351.7211599	-226.13
ν_4	351.721135	-250.995
ν_{34}	351.7210344	-351.62
ν_3	351.7209337	-452.22

C. Detección Sensible a la Fase

La detección sensible a la fase permite generar la señal de error, V_{err} , centrada en la frecuencia ν_{ref} . Para esto se modula la frecuencia del láser a partir de ΔV_{PZT} como se muestra en la Fig. 1. Esta modulación se refleja en cambios de intensidad de V_{PD} . Para demodular esta señal, se hace pasar V_{PD} por un filtro pasa altas con frecuencia de corte $1/\Gamma$. La componente oscilatoria resultante se multiplica por la señal de modulación, añadiendo una fase relativa Φ para compensar los retrasos temporales entre ΔV_{PZT} y V_{PD} . El producto de las dos señales es integrado durante un tiempo $1/K_i$ dando como resultado V_{err} .

La implementación de esta detección sensible a la fase se logró utilizando un *Lock-In Amplifier* (SR830, Stanford Research Systems) capaz de realizar las operaciones de modulación y demodulación presentadas en la Fig. 1 características del controlador *ESC*. El *Lock-In Amplifier* genera una señal sinusoidal sobre la cuál se tiene libertad de elegir la frecuencia (f_{mod}) y amplitud (V_{mod}) de modulación, y recibe una señal de voltaje sobre la cuál realiza las operaciones presentadas en el diagrama de detección sensible a la fase (Fig. 1).

Los parámetros de tiempo de integración y las propiedades del filtro pasa-altas pueden ser elegidas por el usuario, y fueron modificadas para obtener una señal de error bien definida. En el esquema trabajado, se fija la frecuencia de la fuente a la frecuencia de referencia al enviar la señal de error por un controlador *PI* y conectar la salida al parámetro de control de corriente ΔV_I . La elección adecuada de los parámetros del controlador resulta en el control activo de la frecuencia del láser para mantener su frecuencia $\nu_L = \nu_{ref} = \nu_5$ en la condición óptima de operación.

III. CONSTRUCCIÓN Y VALIDACIÓN DEL MODELO COMPUTACIONAL

Se construyó el modelo computacional de la fuente de luz láser en lazo abierto haciendo uso de las consideraciones analíticas de la Sección II. Al ensamblar el modelo computacional en la condición de lazo abierto mostrada en la Fig. 6, se simula la respuesta del láser, el montaje de espectroscopía y la detección sensible a la fase controlando únicamente los parámetros asociados al voltaje aplicado al controlador de corriente.

Para probar el modelo en lazo abierto usamos una señal de rampa sobre la corriente de diodo ΔV_I la cual hace un barrido en la frecuencia de la luz láser ν_L de acuerdo con la Ec. 1. A partir de la Ec. 2 podemos simular el espectro de absorción

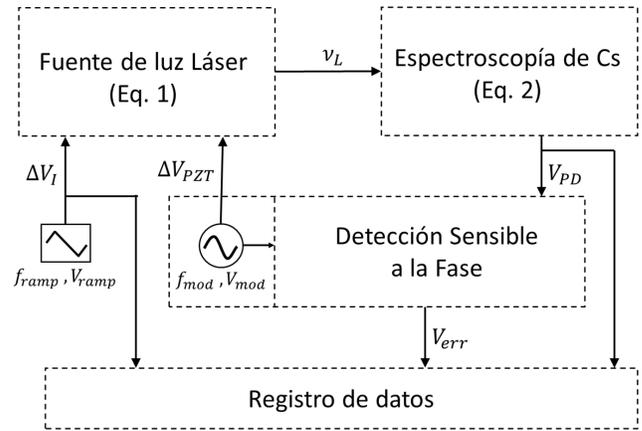


Fig. 6. Ensamble del modelo computacional para fuente de luz láser en lazo abierto.

saturada V_{PD} que entra a la detección sensible a la fase, ver Fig. 6. El esquema de detección sensible a la fase requiere una modulación y demodulación rápida de ΔV_{PZT} que permite obtener la forma definitiva de la señal de error. La validación del modelo se hace comparando los resultados simulados con los resultados experimentales. La Fig. 6 muestra en dónde se mide el espectro V_{PD} y la señal de error V_{err} en el montaje experimental, para ser contrastados con los datos generados por la simulación.

Para comparar el modelo con los resultados experimentales, la corriente del diodo se barre con una rampa con frecuencia $f_{ramp} = 0.04$ Hz y amplitud $V_{ramp} = 0.6$ V tal que ν_L pueda barrer el pico de Lamb asociado a la transición correspondiente a $\nu_{ref} = \nu_5$ (ver Fig. 2) y que el centro del barrido corresponda a $\nu_L = \nu_5$. El parámetro ΔV_{PZT} se modula con una frecuencia $f_{mod} = 140$ Hz a partir de la aplicación de una señal sinusoidal con amplitud $V_{mod} = 0.06$ V que modifica ν_L en una fracción del ancho del pico del Lamb. Para que la detección sensible a la fase genere la señal de error centrada en ν_{ref} , se elige $1/K_i = 300$ ms tal que $f_{ramp} \ll K_i < f_{mod}$.

En la Fig. 7 se muestran las señales obtenidas por el modelo computacional y el experimento. La Fig. 7a muestra los resultados de la simulación para V_{PD} en un periodo de la señal de barrido V_{ramp} y la respuesta temporal medida experimentalmente en el mismo periodo de tiempo. En ambas gráficas se puede apreciar el pico de Lamb centrado en $t = 10$ s, y que la amplitud de las señales son comparables. La diferencia en los ruidos que existen en las señales se deben a la manera aproximada en la que se introduce el ruido en el modelo computacional. En la Fig. 7b se presenta la señal de error V_{err} obtenida a partir de la detección sensible a la fase en la simulación junto con los resultados experimentales. Esta detección no es sensible a ruidos de alta frecuencia. De las figuras se observa que el modelo computacional predice de manera acertada la respuesta del experimento al generar una señal de error V_{err} con pendiente negativa en el cruce por el 0, de formas y amplitudes comparables. La acción del *ESC* depende de la forma de la señal de error y por tanto, no es necesario un análisis detallado del ruido en la señal de

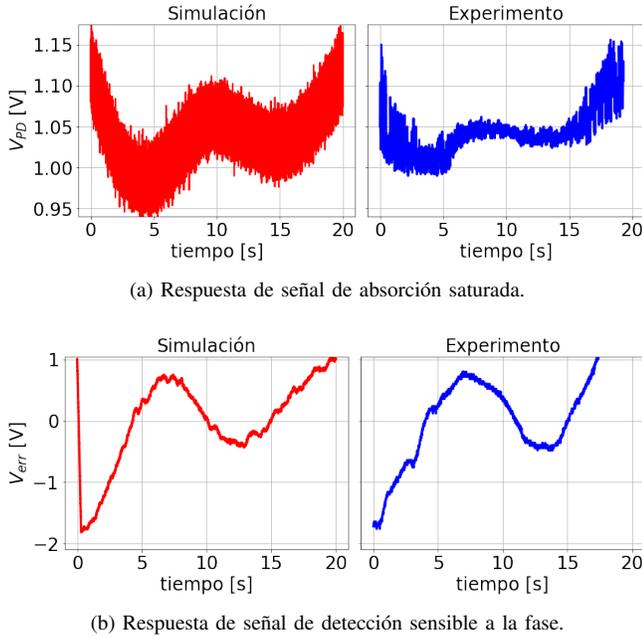


Fig. 7. Validación del modelo computacional en lazo abierto. Predicción de la simulación y mediciones experimentales de respuesta a rampa en ΔV_I .

espectroscopía medido en la Fig. 7a. Dado que la señal de error obtenida tiene las características esperadas a partir del análisis de la detección sensible a la fase, esta es apta para probar en la configuración de lazo cerrado e implementar el control activo en esquema de *ESC*. Para esto se modifica el modelo computacional enviando la señal de error al controlador PI. La salida del PI se adiciona a la entrada del controlador de corriente del láser (ΔV_I) como se muestra en la Fig. 1.

IV. RESULTADOS

El modelo computacional en lazo cerrado es utilizado para simular la estabilidad de ν_L bajo distintas configuraciones del controlador PI. Se simula la evolución temporal de la frecuencia de la fuente cuando esta comienza en $\nu_0 = \nu_5 + 10$ MHz. El tiempo de simulación y de medición experimental se fija en 2 horas y los parámetros del controlador PI son variados para explorar la respuesta del esquema de control. En la Fig. 8 se comparan los resultados obtenidos computacionalmente para ν_L en función del tiempo, junto con los resultados experimentales para el láser estabilizado modificando los parámetros PI.

El modelo computacional predice una configuración estable del controlador *ESC* al simular el desarrollo de ν_L con valores $P = -5$ e $I = 300$. Este resultado se presentada en la Fig. 8a, junto con la respuesta medida experimentalmente. Modificando los parámetros de la simulación en el PI se encuentra una configuración de inestabilidad cuando $P = -35$ e $I = 1100$ (Fig. 8b). La respuesta oscilatoria registrada experimentalmente es comparable tanto en amplitud como en periodo.

Habiendo encontrado una configuración estable para el controlador PI con ayuda del modelo computacional, se compara la evolución temporal de ν_L medida para el láser en configuración de lazo abierto y en lazo cerrado. Los resultados de

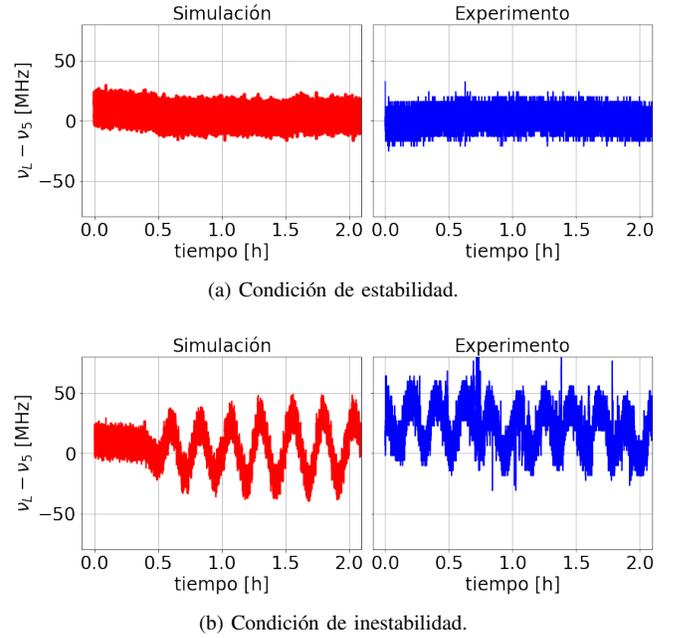


Fig. 8. Evolución temporal de la frecuencia del láser en lazo cerrado. Predicción de la simulación y mediciones experimentales para parámetros estables e inestables del controlador PI.

estas medidas se muestran en la Fig. 9 en donde la frecuencia se obtiene utilizando el medidor de longitud de onda con un tiempo de muestreo de 180 ms. Se observa que el esquema de control con parámetros PI que predicen estabilidad del lazo cerrado, es capaz de mantener $\nu_L = \nu_5$. La medición de ν_L en 6 horas presenta una distribución normal con un ancho a media altura de $\delta\nu_L = 20$ MHz resultando en una estabilidad relativa $\delta\nu_L/\nu_L \approx 6 \times 10^{-8}$. En la condición de lazo abierto ν_L se desplaza con respecto a la frecuencia de referencia y presenta fluctuaciones del orden de 125 MHz. Esta fluctuación lenta en frecuencia es corregida por el *ESC*. Las fluctuaciones rápidas presentes en los resultados de la Fig. 9 están condicionados en gran parte por la modulación rápida en ΔV_{PZT} requerida para generar la señal de error.

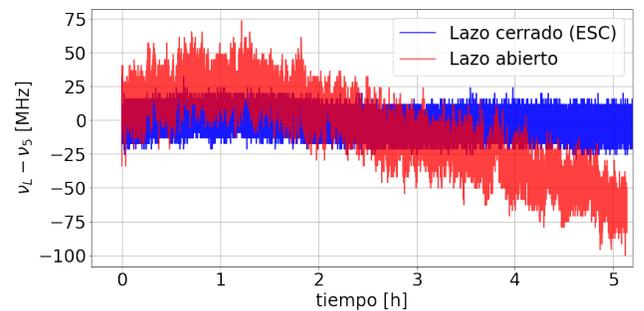


Fig. 9. Medición de la evolución temporal de la frecuencia del láser. Comparación entre láser estabilizado en frecuencia en lazo cerrado y no estabilizado en lazo abierto.

V. CONCLUSIÓN

En este trabajo se presenta la construcción y validación del modelo computacional de una fuente de luz láser estabilizada

en frecuencia utilizando un esquema de ESC. Este modelo se basa en las aproximaciones analíticas presentadas en la Sección II, que fueron validadas experimentalmente en una configuración de lazo abierto.

A partir del modelo se simuló la condición de operación en lazo cerrado para optimizar la estabilidad de la frecuencia óptica del láser para distintos parámetros del controlador PI. Las predicciones del modelo fueron corroboradas experimentalmente ya que se logró estabilizar la frecuencia del láser en la frecuencia de referencia por un periodo superior a 6 horas con una estabilidad relativa $\delta\nu_L/\nu_L \approx 6 \times 10^{-8}$.

El modelo desarrollado permite un acercamiento sistemático a la elección de los parámetros del sistema controlado, haciendo más eficiente y segura la selección y ajuste de los componentes. Los parámetros del modelo desarrollado para el láser estabilizado podrían ser modificados para ajustarse a otros experimentos, permitiendo explorar configuraciones estables del controlador antes de su implementación física en el laboratorio.

AGRADECIMIENTOS

Los autores agradecen el apoyo financiero de la Facultad de Ciencias y el Departamento de Física de la Universidad de los Andes.

REFERENCES

- [1] D. Miller, "Attojoule optoelectronics for low-energy information processing and communications.," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 35, no. 3, pp. 346–396, 2017.
- [2] T. Mukaiyama, T. Kimura, and H. Koshi, "Narrow linewidth tunable lasers for digital coherent system.," *2015 11th Conference on Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (CLEO-PR), Lasers and Electro-Optics Pacific Rim (CLEO-PR), 2015 11th Conference on*, vol. 3, pp. 1 – 2, 2015.
- [3] D. Welch, "A brief history of high-power semiconductor lasers.," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, Selected Topics in Quantum Electronics, IEEE Journal of*, *IEEE J. Select. Topics Quantum Electron*, vol. 6, no. 6, pp. 1470 – 1477, 2000.
- [4] T. Heaven, S. Jefferts, E. Donley, J. Shirley, and T. Parker, "Recent improvements in nist-f1 and a resulting accuracy of $\delta\nu/\nu = 0.61 \times 10^{-15}$.," *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 54, no. 2, pp. 842 – 845, 2005.
- [5] E. Gibney, "Quantum gold rush: the private funding pouring into quantum start-ups.," *Nature: International weekly journal of science*, vol. 574, no. 7776, p. 22, 2019.
- [6] J. Stuhler, "Quantum optics route to market.," *Nature Physics*, vol. 11, no. 4, pp. 293 – 295, 2015.
- [7] S. RITTER and J. STUHLER, "Lasers shape the world of quantum technologies.," *Laser Focus World*, vol. 56, no. 7, pp. 38 – 40, 2020.
- [8] S. Krzyzewski, O. Alem, and S. Knappe, "Mems-enabled quantum atomic magnetometers.," *2021 IEEE 34th International Conference on Micro Electro Mechanical Systems (MEMS), Micro Electro Mechanical Systems (MEMS), 2021 IEEE 34th International Conference on*, pp. 256 – 259, 2021.
- [9] J. J. García-Ripoll and J. I. Cirac, "Quantum computation with cold bosonic atoms in an optical lattice.," *Philosophical Transactions: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 361, no. 1808, pp. 1537 – 1548, 2003.
- [10] T. Numai, *Laser diodes and their applications to communications and information processing. [recurso electrónico]*. Wiley series in microwave and optical engineering, Wiley, 2010.
- [11] A. E. Siegman, *An introduction to lasers and masers*. New York: McGraw-Hill, 1971.
- [12] C. E. Wieman and L. Hollberg, "Using diode lasers for atomic physics.," *Review of Scientific Instruments*, vol. 62, no. 1, pp. 1–20, 1991.
- [13] T. M. Hard, "Laser wavelength selection and output coupling by a grating.," *Appl. Opt.*, vol. 9, pp. 1825–1830, Aug 1970.
- [14] K. B. Ariyur and M. Krstic, *Real time optimization by extremum seeking control*. Wiley Interscience, 2003.
- [15] S. L. Brunton and J. N. Kutz, *Data-Driven Science and Engineering: Machine Learning, Dynamical Systems, and Control*. Cambridge University Press, 2019.
- [16] F. Bertinetto, P. Cordiale, G. Galzerano, and E. Bava, "Frequency stabilization of dbr diode laser against cs absorption lines at 852 nm using the modulation transfer method.," *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement, Instrumentation and Measurement, IEEE Transactions on*, *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 50, no. 2, pp. 490 – 492, 2001.
- [17] O. Schmidt, K. M. Knaak, R. Wynands, and D. Meschede, "Cesium saturation spectroscopy revisited: How to reverse peaks and observe narrow resonances.," *Applied Physics B: Lasers and Optics*, vol. 59, no. 2, p. 167, 1994.
- [18] W. Demtröder, *Atoms, molecules and photons : an introduction to atomic-, molecular- and quantum physics*. Graduate texts in physics, 1868-4513, Berlin, Germany: Springer, 2018.
- [19] Y. Tan, W. Moase, C. Manzie, D. Nesic, and I. Mareels, "Extremum seeking from 1922 to 2010.," *Proceedings of the 29th Chinese Control Conference, Control Conference (CCC), 2010 29th Chinese*, pp. 14 – 26, 2010.
- [20] W. Nagourney, *Quantum Electronics for Atomic Physics and Telecommunication*. Oxford Graduate Texts, Oxford University Press, 2014.
- [21] C. J. Foot, *Atomic physics*. Oxford master series in atomic, optical and laser physics, Oxford: Oxford University Press, 2005.
- [22] W. Demtröder, *Laser spectroscopy 2 : experimental techniques*. Berlin: Springer, 2015.
- [23] D. A. Steck, *Cesium D Line Data (Revisión 2.2.1)*, disponible en: <https://steck.us/alkalidata/cesiumnumbers.pdf>. Nov 2019.
- [24] N. Manrique Nieto and M. Nuñez Portela, *Estabilización en frecuencia de láser centrado en transición atómica de la línea D2 del cesio*. Uniandes, 2020.
- [25] W. Lee and D. Sullivan, "Cesium beam frequency standards.," *1997 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest, Microwave Symposium Digest, 1997, IEEE MTT-S International, Microwave symposium*, vol. 3, p. 1161, 1997.
- [26] W. Demtröder, *Laser spectroscopy 1 : basic principles*. Berlin: Springer, 2014.



Nicolás Manrique Nieto Studied physics and mechanical engineering at the Universidad de los Andes in Bogota, Colombia where he is a member of the Experimental Quantum Optics group. He is currently pursuing a master's degree in Lasers and Photonics at the Ruhr University in Bochum. His interests are technologies based on laser light sources, spectroscopy of atomic systems and optical metrology.



Carlos Francisco Rodríguez Studied mechanical engineering at the Universidad de los Andes in Bogota, Colombia and obtained his PhD in Robotics and Artificial Intelligence at the Universidad Politécnica de Madrid in Spain. He is currently an Associate Professor in the Department of Mechanical Engineering at the Universidad de los Andes. His research interests include robotics, autonomous systems and applied dynamics. He is a member of ASME since 2003.



Mayerlin Nuñez-Portela Studied physics at the Universidad Nacional in Colombia. She received her master's degree in physics from the Universidad Estadual de Campinas in Brazil and her PhD in physics from the University of Groningen in the Netherlands. She is currently an associate professor in the physics department of the Universidad de los Andes, Colombia, where she works in the experimental quantum optics group.