UNIVERSIDAD NACIONAL DE COLOMBIA

Estudio de las propiedades de Coherencia de los diodos láser HL63163DG y HL6312G, al variar sus condiciones de operación

Leidy Angélica Tatiana Roa Sandoval

Universidad Nacional de Colombia
Facultad de Ciencias, Departamento de Física
Bogotá, Colombia
2017

Estudio de las propiedades de Coherencia de los diodos láser HL63163DG y HL6312G, al variar sus condiciones de operación

Leidy Angélica Tatiana Roa Sandoval

Tesis presentada como requisito parcial para optar al título de:
Magister en Ciencias Física

Director:
Dr. Ricardo Amezquita

Línea de Investigación:
Láseres
Grupo de Investigación:
Óptica Aplicada

Universidad Nacional de Colombia
Facultad de Ciencias, Departamento de Física
Bogotá, Colombia
2017

A mi familia

A mi madre, Ruth Sandoval, a mi hermana Teresa y mis hermanos Omar y Mauricio, a mi sobrina Camila, porque sin su apoyo y aliento esto definitivamente no hubiera sido posible, mamá gracias por creer en mi, aún más que yo misma, gracias por alentarme a seguir a pesar de los obstáculos. A mi camarada de estudios durante la carrera de física, mi colega y ejemplo durante estos años de maestría y mi compañero de vida Edgar Torres: gracias por tu incondicional apoyo y por no dejarme desfallecer nunca. TE AMO.

"Me enseñaron que el camino del progreso no es rápido ni fácil."

Marie Curie (Sklodowska)

Agradecimientos

El desarrollo de ésta tesis no hubiera sido posible sin el apoyo, la colaboración y el patrocinio de la empresa Combustión Ingenieros. S. A. S. (CI Holograms) y todo su capital humano, empezando por mi director y mentor Ricardo Amézquita, a quién agradezco enormemente por su paciencia, su confianza, por poner a disposición de ésta investigación los equipos necesarios para su realización y por el excelente direccionamiento que me dio durante este proyecto. Agradezco también a cada uno de los investigadores profesionales, especialmente a los físicos Iván Púlido y Oscar Rincón por su apoyo en temas de desarrollo de software para el registro y análisis de datos. A la doctora Viviana Agudelo por sus consejos sobre el montaje óptico, al ingeniero Camilo Castro por su asesoría en el montaje electrónico, a los técnicos Julio y a Edgar por su colaboración en la fabricación de algunas piezas del montaje. Y a mi colega y compañero Edgar Mauricio Torres por las discusiones sobre interferometría y coherencia.

Agradezco también a los docentes que con pasión y entrega han contribuido en mi formación como científica, especialmente a los doctores Arturo Plata, Gilberto Arenas, Valery Dougar, Milton Flórez y Carlos Ramírez, docentes que, durante mi pregrado en la Universidad Industrial de Santander, develaron para mi los principios fundamentales de la física y la matemática.

Agradezco a la Universidad Nacional de Colombia, sede Bogotá, por recibirme en el programa de maestría, a la docente Karen Fonseca y a los docentes Fredy Ochoa, Jose Daniel Muñoz y Yobani Mejía por ayudarme a reencontrar inspiración e intriga por temas de física avanzada en cada uno de sus cursos.

Y finalmente, agradezco al Grupo de Óptica Aplicada (GOA), al profesor Freddy Monroy y su equipo, por abrirme las puertas de una nueva área de estudio, por brindarme la oportunidad de abordar la física experimental y los medios para permanecer en el programa de maestría en momentos determinantes.

Resumen

Se estudiaron las propiedades de coherencia temporal de los diodos láser de doble heteroestructura, referencias HL63163DG marca Oclaro y HL6312G marca Hitachi, que se consiguen fácilmente en el mercado y que, según sus especificaciones, poseen rangos de operación adecuados donde pueden presentar emisión láser estable. Mediante este estudio se determinaron los rangos de corriente y temperatura donde se presenta emisión coherente o mono-modo longitudinal y su respectiva longitud de coherencia. Los diodos se caracterizaron también en potencia y longitud de onda. Se presentan aquí observaciones que permiten establecer si los diodos láser semiconductores, con los que se realizó el presente estudio, pueden producir emisiones coherentes temporalmente con longitudes de coherencia similares a las de los láseres regulares de Helio-Neón (HeNe), que son usados normalmente en aplicaciones de holografía e interferometría. Se utilizaron controladores de corriente y temperatura para buscar dichas condiciones de emisión láser, así como un Interferómetro Fabry-Pérot de Escaneo *(Scanning Fabry Perot Interferometer SFPI)* para monitorear su coherencia temporal, midiendo el ancho de línea espectral del pico de emisión de cada espectro; a través de esta medición se logró determinar la longitud de coherencia en cada par ordenado de valores de corriente y temperatura para diferentes rangos de operación. Para la variación de los parámetros de corriente y temperatura y el registro de los espectros del SFPI se diseñó e implementó un sistema de automatización que registro aproximadamente 20.000 espectros obtenidos de los dos diodos, y el software necesario para su procesamiento y análisis. Adicionalmente se implementó una cavidad externa para disminuir el ancho de línea en algunas zonas coherentes del diodo HL63163DG.

Palabras clave: Diodo láser, coherencia temporal, monocromaticidad, láseres, fotónica, óptica aplicada.

Abstract

The temporal coherence properties of the double-heterostructure laser diodes HL63163DG by Oclaro and HL6312G by Hitachi were studied, these diodes are available in the market and, according to their specifications, they have adequate operating ranges where they can present stable laser emission. Through this study the ranges of current and temperature where the diodes present coherent emission or longitudinal single-mode were deteminated, as well as their respective coherence length. The diodes were characterized in power, wavelength and coherence length. Observations are presented to determinate if these semiconductor laser diodes can produce temporally-coherent emissions with a similar coherence length as the Helium-Neon (HeNe) lasers, that are normally used in holography and interferometry applications. Temperature and current controllers were used to search for those conditions of laser emission, as well as a Scanning Fabry-Perót Interferometer SFPI to monitor the

temporal coherence by measuring the Full Width at Half Maximum (FWHM) of the peak of emission for each spectrum, through this measurement it was possible to determinate the coherence length in each ordered pair of current and temperature for several operating ranges. An automatization system was designed and implemented for the variation of current and temperature parameters and the register of the near to 20.000 spectrums generated by the FPI and obtained from both diodes, as well as the software to process and analyse the data. Additionally, the construction of an external cavity was made in order to narrow down the FWHM in the diode HL63163DG.

Keywords: Diode laser, temporal coherence, monochromaticity, lasers, photonics, applied optics

Contenido

Agradecimientos vii

Resumen ix

Contenido xi

Lista de figuras xiii

Lista de tablas 1

1. Introducción 2

2. Fundamentación Teórica 4

2.1. Principios fundamentales de los láseres . . . 4

2.1.1. Absorción . . . 5

2.1.2. Emisión Espontánea . . . 6

2.1.3. Emisión Estimulada . . . 7

2.1.4. Inversión de Población . . . 8

2.1.5. Medio activo y principio del láser . . . 8

2.1.6. Métodos para obtener la inversión de población y esquemas de bombeo (*Pumping*) . . . 11

2.1.7. Condición de ganancia umbral . . . 12

2.1.8. Cavidad Resonante Láser . . . 12

2.2. Semiconductores Láser . . . 14

2.2.1. Absorción en Semiconductores . . . 16

2.2.2. Emisión Estimulada y Emisión Espontánea en Semiconductores . . . 17

2.3. Diodos láser . . . 18

2.3.1. Homojunturas (Homojuntions) y Heterojunturas (Heterojuntions) . . . 20

2.3.2. Propiedades espectrales de los Diodos Láser . . . 21

2.3.3. Ancho de Línea Espectral . . . 22

2.3.4. Cavidades externas para diodos láser . . . 24

2.4. Coherencia . . . 25

2.4.1. Coherencia temporal . . . 26

2.4.2. Coherencia espacial . . . 31

3. Procedimiento Experimental **33**
3.1. Equipos 33
3.2. Montajes 34
3.2.1. Montaje Principal 34
3.2.2. Montaje 2: Adicionando Medidor de potencia y Espectrómetro 36
3.2.3. Montaje con Cavidad externa 39
3.3. Programación para la automatización del registro y adquisición 41

4. Análisis de Resultados Experimentales **45**
4.1. Estudio de Coherencia Diodo HL63163DG 47
4.1.1. Resultados Experimentales de Longitud de Coherencia vs. Corriente y Temperatura Rango 1 47
4.1.2. Resultados del Estudio de Coherencia Diodo HL63163DG Rango 2 . . 50
4.1.3. Resultados del Estudio de Coherencia Diodo HL63163DG en Rango 3 54
4.1.4. Resultados del Estudio de Coherencia en Rango 4 57
4.1.5. Caracterización en Longitud de Onda vs. corriente temperatura constante para el Diodo HL63163DG 59
4.1.6. Caracterización en Potencia vs. Corriente a Temperatura constante para el Diodo HL63163DG 60
4.1.7. Resumen de Resultados Estudio de Coherencia Diodo HL63163DG . 61
4.2. Resultados de la Implementación de la Cavidad Externa tipo Littrow 62
4.3. Estudio de Coherencia Diodo HL6312G 64
4.3.1. Resultados del Estudio de Coherencia Diodo HL6312G 64
4.3.2. Caracterización en Longitud de Onda vs. Corriente a Temperatura Constante para el Diodo HL6312G 68
4.3.3. Caracterización en Potencia vs. Corriente a Temperatura Constante para el Diodo HL6312G 69

5. Conclusiones y recomendaciones **70**
5.1. Conclusiones 70
5.2. Recomendaciones 71

A. Anexo: Configuración de la Cavidad Confocal del Scanning Fabry Perot Interferometer **72**

Bibliography **74**

Lista de Figuras

2-1. Procesos radiativos en un sistema de átomos o moléculas.[14] 5
2-2. Amplificación del campo monocromático a través del medio [14]. 10
2-3. Esquemas de Bombeo o Pumping. 11
2-4. Espectro de emisión usando un etalón Fabry-Perót [6]. 13
2-5. Tabla de elementos semiconductores de Mendeljev. [14] 14
2-6. Estructura de banda parabólica $E(k)$ para electrones en un semiconductor. La banda de conducción está separada de la banda de valencia por un intervalo de energía E_g (banda prohibida). Una recombinación de un electrón de la banda de conducción $E_2(k_2)$ y un hueco en la valencia $E_1(k_1)$ genera un fotón con energía $\hbar w$. Dado que el momento del fotón $\hbar k$ es insignificantemente pequeño, las transiciones electrónicas radiativas entre las bandas de conducción y de valencia sólo se producen con el mismo número de onda k [2]. 16
2-7. Unión (p-n).[14] 18
2-8. Homounión [14]. 19
2-9. Doble Heteroestructura donde el n-GaAs actúa como sustrato de la unión [14]. 20
2-10.Ilustración de dos ondas estacionarias en una cavidad láser [16]. 22
2-11.Configuraciones de Cavidad externa sintonizable [16]. 24
2-12.Esquema del experimento de Michelson. Para que haya interferencia la diferencia de camino óptico entre $L_1 - L_2$ debe ser menor que la longitud de coherencia de la fuente. 27
2-13.Esquema del SFPI[16]. 29
2-14.Intensidad de transmisión normalizada como función de la longitud de onda. En la figura **a)** $D = 10$mm y $F = 10$ curva sólida, $D = 10$mm y $F = 100$ curva punteada. En la figura **b)** $F = 100$ y $D = 10$mm curva sólida, $D = 20$mm curva punteada [16] 30
2-15.Esquema del experimento de doble rendija de Young. Si se emite luz espacialmente coherente desde una fuente puntual F la cual a traviesa las rendijas s_1 y s_2, en el plano de observación Σ_o se observará un patrón de interferencia.[21]. 31

3-1. Montaje principal para el análisis espectral del diodo láser. 35
3-2. Esquema de montaje implementando el medidor de potencia PM204 y el espectrómetro compacto CCS100 36

3-3. Esquema de montaje implementando el medidor de potencia PM204 y el espectrómetro compacto CCS100 para el diodo (**HL6312G**) 37

3-4. Montaje experimental donde se encuentran incluidos los montajes principal y modificados descritos en las secciones anteriores.**ARDUINO UNO**: Tarjeta de adquisición, **UNI-T UTD2102CEX**: Oscilocopio, **PM204**: Medidor de potencia,**LDC205**: Controlador de corriente, **TED200C**: Controlador de temperatura, **SFPI**: Scannign Fabry Perot Interferómeter, **SA201**: Controlador del Scannign Fabry Perot Interferómeter, **CCS100**: Espectrómetro compacto, **EMD**: Espejo en montura dinámica, **HD**: Divisores de Haz HD1 y HD2, **SPM204**: Sensor del PM204, **SCCS100**: Sensor del CCS100, por último **TCLDM9**: Montura donde se encuentra el diodo láser. 38

3-5. Se presenta en la figura a) la incorporación de la cavidad dentro del montaje, mientras en la figura b) se presenta la orientación θ necesaria en la rejilla para realizar la retroalimentación del orden 1 y desviar el orden 0. 39

3-6. Se presenta la orientación θ necesaria en la rejilla para realizar la retroalimentación del orden 1 y desviar el orden 0. 40

3-7. Diagrama de flujo para registro automático de las lecturas del espectro de emision del diodo 41

3-8. Diagrama de flujo para procesamiento automático de los datos de potencia, longitud de onda y espectro de emisión láser de manera simultanea. 42

3-9. Diagrama de flujo para procesamiento automático de los datos. 43

3-10.Diagrama de flujo para procesamiento automático de los datos. 44

4-1. Ejemplo de medición de ancho FWHM en uno de los picos de emisión encontrados en el estudio. 45

4-2. Resultados del estudio de coherencia para el rango 1 del diodo HL63163DG, que comprende los intervalos (16,02-23,44)°C en temperatura y (85,22-163,66)mA en corriente. Se aprecian dos zonas con densidad de puntos azules donde se puede garantizar la emisión láser estable con longitudes de coherencia aproximada entre 0,2m y 1m, una zona con densidad de puntos amarillos con longitudes de coherencia entre (1,5-2,0)m, así como puntos aislados con longitud de coherencia cercanas a los 3m que presentan emisiones con una coherencia temporal peculiarmente alta y más susceptible a variaciones de corriente y temperatura. 48

4-3. En las figuras a), b) y c) se presentan espectros de emisión de algunos puntos ordenados (T,I) contenidos en la gráfica de coherencia del diodo HL63163DG rango 1, correspondientes a la zona central inferior de la figura **4-2**, que presenta alta densidad de puntos coherentes. 50

4-4. Resultados del estudio de coherencia para el rango de corriente entre (85,22-163,6)mA y de temperatura entre (23,44-28,38)ºC denominado rango 2. Donde se aprecian algunas zonas cierta densidad de puntos coherentes, en dichas regiones es posible encontrar puntos con longitud de coherencia entre 0,12m y 0,6m representados en color azul, puntos de color aguamarina y verde que representan zonas de emisión con longitudes de coherencia cercanas al 1m, y puntos rojizos aislados con longitud de coherencia entre 1,4m y 2,0m. 51

4-5. En las figuras a), b), c) y d) se presentan algunos ejemplos de espectros de emisión de puntos ordenados (T,I) contenidos en la gráfica de coherencia del diodo HL63163DG rango 2, correspondientes a la zona central inferior y a la zona izquierda superior de la figura **4-4**, zonas con cierta densidad de puntos coherentes y longitudes de coherencia entre los 0,2m y 2m. En la figura d) se muestra un espectro parcialmente coherente ensanchado por una contribución espectral pequeña, que no supera el 20 % de la intensidad el pico, y que indica la presencia de emisión espontánea amplificada **ASE** [28]. 53

4-6. Resultados del estudio de coherencia para el rango de corriente entre 85,22mA-163,6mA y de temperatura entre 28,57ºC-38,45ºC, se presenta una disminución de valores de longitudes de coherencia, que se encuentran en un rango entre los 0,12m para los puntos azules y los 0,6m para los escasos puntos rojizos. 54

4-7. En las figuras a), b), c) y d) se presentan espectros de emisión de algunos puntos ordenados (T,I) contenidos en la gráfica de coherencia del diodo HL63163DG rango 3, correspondientes a las zonas con mediana densidad de puntos en la figura **4-6**. En la figura c) se presenta un espectro coherente con una pequeña contribución de una frecuencia cercana, que no supera el 20 % de la intensidad el pico y que presenta la longitud de coherencia más alta para este rango. 56

4-8. Resultados del estudio de coherencia para el rango de corriente entre (160,05-202,75)mA y de temperatura entre (16,02-37,9)ºC. Se observan longitudes de coherencia con un rango de valores de (0,5-1,3)m. En este rango la longitud de coherencia disminuye frente al aumento de la temperatura y mejora con el aumento de la corriente. 57

4-9. En las figuras a), b) y c) se presentan espectros de emisión de algunos puntos ordenados (T,I) contenidos en la gráfica de coherencia del diodo HL63163DG rango 4, figura **4-8**, correspondientes a la zona de densidad de puntos considerable en la figura. Se presentan ejemplos de espectros ubicados en las zonas de coherencia en mono-modo longitudinal (puntos azules) con longitudes de coherencia entre 0,64m y 0,83m. 58

4-10. En las figuras a), b) y c) se observa la curva de longitud de onda vs. corriente a una temperatura constante indicada en cada figura. 59

4-11.En la figura a) se observa la curva de potencia vs. corriente a una temperatura constante de 23,05°C con comportamiento lineal que, teniendo en cuenta el factor de escala [P*2,5], presenta un valor inicial en 19,8mW y un valor final en 92,7mW. En la figura b) se observa la curva de potencia vs. corriente a una temperatura constante de 26,85°C con comportamiento lineal con un valor inicial en 23,25mW y un valor final en 97,25mW. En la figura c) se observa la curva de potencia vs. corriente a una temperatura constante de 30,46°C con comportamiento lineal que presenta un valor inicial en 17,5mW y un valor final en 91mW. 60

4-12.Se observan en las tres figuras espectros de emisión luego de haber sido implementada la cavidad externa tipo Littrow, presentando una disminución en el ancho de línea **FWHM** y aumento en su longitud de coherencia, los resultados obtenidos se presentan en la table **4-2**. 63

4-13.Resultados del estudio de coherencia para el diodo HL6312G en su rango de operación con Corriente entre (55,06-83,76)mA y de Temperatura entre (15,07-26,25)°C. Se observa una densidad de puntos media en zonas centrales con temperaturas entre (20-22)°C con corrientes en la zona media entre (62-82)mA, puntos de color azul más claro y verde que representan longitudes de coherencia entre (1-2)m y algunos puntos aislados que alcanzan los 3m de longitud de coherencia, mientras en la zonas con corrientes superiores se presentan puntos con más baja longitud de coherencia, rodeados de algunas zonas con comportamiento multimodal. 65

4-14.En las figuras a), b), y c) se presentan espectros de emisión de algunos puntos ordenados (T,I) contenidos en la gráfica de coherencia del diodo HL6312G, correspondientes a la zona central inferior de la figura **4-13** ,que presenta alta densidad de puntos coherentes, ejemplos de espectros en esta zona a diferentes temperaturas, son presentados en esta figura. En la figura b) existen ensanchamientos de línea producidos por emisiones espontáneas, que se observan en la base del pico de emisión. En la figura d) se muestra un espectro en el limite de la zona de coherencia, donde se aprecia la contribución de otras frecuencias en el el espectro, iniciando un comportamiento multimodal. 66

4-15.En las figuras a), b) y c) se observa la curva de longitud de onda vs. corriente a la temperatura constante que se indica en cada una. 68

4-16.En todas las gráficas se observa una relación lineal entre la potencia y la corriente hasta una corriente cercana a los 80mA donde pierde linealidad, este comportamiento se conserva al variar la temperatura. 69

A-1. a) Cavidad óptica formada por dos espejos confocales con radio de curvatura $r = 7{,}5$mm. b) Esquema de rayos para un haz que incide alejado del eje axial de la cavidad una distancia H. c) Se muestran el patrón de radiación dentro de la cavidad. 73

Lista de Tablas

3-1. Equipos utilizados en el montaje experimental con sus respectivas especificaciones de rangos de trabajo. 34

4-1. Rangos de valores de temperatura, corriente y longitud de coherencia típicos encontrados para zonas de emisión coherente mono-modal del diodo HL63163DG. 61

4-2. Resultados de la implementación de la Cavidad Externa Littrow CEL en la disminución del ancho de línea y el aumento de la longitud de coherencia L_c. 62

A-1. En la tabla se muestran algunas especificaciones del dispositivo, el *rango espectral libre* se calcula como $FSR = \frac{c}{4d}$ donde c es la velocidad de la luz y d es el radio de curvatura de los espejos, en este caso de 7,5mm ver figura , el diseño térmico da un balance a la expansión térmica sufrida por el material del cuerpo y la reducción del piezoeléctrico. 72

1. Introducción

Un uso conocido de los sistemas láser se da en las actividades experimentales en holografía e interferometría, las cuales tienen un amplio rango de aplicaciones, desde la física básica, pasando por las aplicaciones en biotecnología, ingeniería de telecomunicaciones e incluso en ciencias sociales y artes. Los sistemas comúnmente usados como fuentes de iluminación en esas actividades son los láseres regulares de gas HeNe (*no estabilizados*) con longitud de onda de 632,8nm y un rango de longitudes de coherencia entre 10cm-30cm [1]. El potencial tecnológico y la difusión en el mercado de los sistemas láser tienen aún grandes posibilidades de desarrollo, y su uso no ha sido mayormente extendido debido, en parte, a que los sistemas láser son generalmente pesados, voluminosos y poseen costos de operación y mantenimiento relativamente altos. Estas fuentes tienen costos elevados, entre 10 y 20 veces el valor de un diodo láser, y menos de la mitad de su vida útil. Varios expertos consideran que de solucionar sus problemas de implementación [2] el diodo láser se encontrará en su camino a revolucionar la tecnología láser de forma similar a como lo hizo el transistor con la electrónica.

En 1962 se logró la primera emisión de luz coherente desde un diodo semiconductor de Arseniuro de Galio (GaAs) por tres grupos estadounidenses diferentes, liderados por Robert N. Hall [3], Marshall Nathan [4] y Nick Holonyak [5]. A partir de allí, el desarrollo de dispositivos con semiconductores adquirió una gran importancia en la industria fotónica, pues son la base de un grueso número de componentes en la frontera entre las señales eléctricas y las señales ópticas, incluyendo los diodos emisores de luz (LED), los diodos láser, los fotodiodos, las celdas fotovoltaicas, etc. El diodo láser ha sido ampliamente usado en fibras ópticas, en lectores de códigos de barras y para implementar las funciones de lectura y escritura de discos ópticos, así como en aplicaciones para procesamiento de materiales, artes gráficas, impresión y aplicaciones médicas. Los primeros diodos láser poseían una estructura de homojuntura (GaAs) [6, 7], emitían en una longitud de onda cercana a los 845nm y operaban con una densidad de corriente umbral de 1.000 A/cm^2 a una temperatura de 77 K, sin embargo cuando operaban a temperatura ambiente (300 K), necesitaban una densidad de corriente dos órdenes de magnitud más grande 100.000 A/cm^2 y esto limitó su utilización, hasta que en 1970 Zhores Alferov y sus colaboradores construyeron un diodo láser que podía emitir en onda continua con una longitud de onda de hasta 740nm a temperatura ambiente, utilizando una doble heteroestructura de Arseniuro de Galio-Aluminio (AlGaAs).

Actualmente, con el advenimiento de diodos láser de alta tecnología, este semiconductor

está experimentando un cambio estructural fundamental y se está convirtiendo en la clave de una nueva gama de sistemas láser que podrían competir con láseres de gas, entre otros. Las esperanzas de que los diodos láser puedan remplazar los voluminosos, pesados y costos láseres de gas, recaen en la posibilidad de estabilizar los diodos láser, para que puedan tener una emisión láser estable con similares características. En particular, para los sistemas láser usados en Holografía e Interferometría, la respuesta está ligada a si podemos estabilizar los diodos láser para que emitan con un alto nivel de coherencia temporal o *single-mode*, y a la determinación de las condiciones de corriente y temperatura necesarias para que esto ocurra. Por consiguiente, se hace pertinente la realización de este *estudio de coherencia* de algunos diodos láser, con el objetivo de determinar su grado de coherencia temporal, y cómo éste varía al modificar sus condiciones de operación.

Dentro de la reciente carrera por desarrollar diodos láser prácticos con luz visible, Oclaro Inc. de Japón creó el HL63163DG [8], un diodo láser con doble heteroestructura de Fosfuro de Aluminio-Galio-Indio (AlGaInP), una longitud de onda de 633-636nm y una alta potencia de salida de 100mW, lo que lo convierte en un candidato ideal para reemplazar a un láser HeNe como fuente de iluminación en holografía, siempre y cuando la emisión sea suficientemente estable y coherente. Así mismo la compañía Hitachi, también de Japón produce el diodo láser HL6312G [9], también con una doble heteroestructura de AlGaInP, con longitud de onda de 635-640nm y potencia de salida de 5mW, un diodo bastante económico que, implementado en las condiciones adecuadas, podría ser usado en aplicaciones de interferometría láser.

Para encontrar las zonas estables de emisión láser de los diodos, se utilizaron controladores de corriente y temperatura [10, 11], lo que permitió variar estos parámetros y estudiar las condiciones de emisión bajo las cuales los diodos láser se estabilizan y tienen una emisión láser en mono modo longitudinal. El haz de salida fue caracterizado mediante el uso de un espectrómetro compacto y un interferómetro Fabry-Pérot de escaneo SFPI [12] , lo que permitió estudiar su longitud de onda y su longitud de coherencia a través de la medición del ancho de línea. Adicionalmente, usando el concepto de *retroalimentación de frecuencia selectiva*, se implementó una cavidad externa para disminuir el ancho de línea del haz de salida del diodo láser HL63163DG y obtener una mayor monocromaticidad. Se espera que los resultados arrojados por este estudio puedan sentar las bases para futuros proyectos que busquen la fabricación de fuentes de luz láser a partir de diodos láser de éstas o similares características, en el país.

2. Fundamentación Teórica

Realizar un estudio de la coherencia temporal de los diodos láser de AlGaInP HL63163DG y HL6312G requiere un entendimiento de los principios fundamentales de la acción láser, el funcionamiento de los diodos semiconductores láser, la teoría sobre coherencia de la luz y también, el estudio de algunas aproximaciones experimentales anteriores al problema en cuestión, este marco teórico, en el cual se asienta esta investigación, se presentará en las próximas secciones.

Por su parte el principio de acción del láser es inseparable de la noción de **nivel de energía** (**estado de energía**). El valor de la energía de un átomo, molécula o cualquier otro sistema cuántico que este compuesto de electrones, núcleos, átomos o partículas ligadas en general obedece la ley de cuantización de la energía según la cual la energía interna E de un sistema de este tipo puede tomar sólo ciertos valores de energía definida (en niveles o bandas de energía) $E_0, E_1, ..., E_n$ con $E_0 < E_1 < E_{2...}$. A cada uno de estos valores permitidos de energía corresponde uno o algunos estados, estables o metaestables, de movimiento de una partícula en el sistema. Así, cualquier cambio en la energía E lleva a una transición abrupta del sistema de un estado de energía a otro o de un nivel de energía a otro.

Por otra parte, en gases, líquidos y sólidos, los átomos y moléculas interactúan unos con otros, de manera que los niveles de energía se modifican, y entre más densa la sustancia, más grandes son las variaciones en los niveles de energía y por consiguiente, los niveles de energía en un átomo individual pueden expandirse para formar bandas de energía casi continuas como la banda de valencia y de conducción en los materiales semiconductores.[13].

2.1. Principios fundamentales de los láseres

En 1917 Einstein planteó las primeras nociones sobre emisión espontánea y absorción, y propuso la posibilidad de que ocurriera un proceso de emisión estimulada en átomos excitados que decaerían ante la influencia de un fotón incidente, esta fue una teoría pensada para transiciones entre niveles de energía en átomos y moléculas, pero es aplicable también en transiciones entre bandas de energía en sólidos y redes cristalinas [6, 14].

Como se planteó anteriormente, los átomos y moléculas pueden existir sólo en ciertos estados de energía y el estado de menor energía es llamado estado base mientras cualquier otro

estado con energía mayor se denomina estado excitado y posee una cantidad de energía fija por encima del estado de menor energía. En condiciones normales casi todos los átomos y moléculas se encuentran en su estado base. Como lo planteó Einstein, existen tres tipos de procesos que pueden ocurrir en un sistema atómico de dos niveles de energía: absorción, emisión espontánea y emisión estimulada representados en la figura **2-1**. Si consideramos dos niveles de energía de un átomo, asumiendo estos niveles como no degenerados, dicho átomo puede hacer una transición entre estos dos niveles de energía mediante la absorción o emisión de un fotón de energía

$$\Delta E = E_2 - E_1 = h\nu, \tag{2-1}$$

donde E_2 es la energía del nivel 2 y E_1 la energía del nivel 1, tal que $E_2 > E_1$.

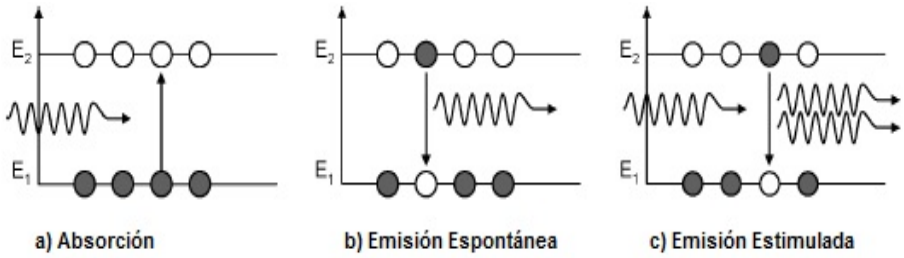


Figura 2-1.: Procesos radiativos en un sistema de átomos o moléculas.[14]

2.1.1. Absorción

Si consideramos un átomo que está inicialmente en el nivel 1, siendo éste el estado base, entonces el átomo permanecerá en ese nivel. Si hacemos incidir sobre él una radiación electromagnética de frecuencia ν, dada por la ecuación 2-1, entonces existe una probabilidad finita de que el átomo sea promovido al nivel 2 de energía superior. La diferencia de energía $h\nu$, requerida para que el átomo realice la transición, es obtenida de la energía de la radiación incidente. La razón de cambio de la población en el nivel superior 2, debido a la absorción, es proporcional a la población N_1 del nivel 1 y a la densidad de radiación incidente $\rho(\nu)$, esto es

$$\frac{dN_2}{dt} = -N_1 B_{12} \rho(\nu), \tag{2-2}$$

donde B_{12} es el coeficiente para la absorción y la emisión estimulada de Einstein, también se le denomina sección transversal de transición y tiene unidades de $m^3 J^{-1} s^{-2}$.
En los procesos de absorción y emisión estimulada, una radiación electromagnética aplicada

causa la transición de un electrón entre dos niveles de energía, con la absorción o emisión de un fotón, respectivamente. Luego del proceso de absorción el átomo regresa a su estado original para conservar el momento lineal, entonces ocurre un proceso de emisión espontánea.

2.1.2. Emisión Espontánea

El proceso de emisión espontánea es estrictamente un efecto cuántico. Ni la mecánica cuántica ordinaria, ni el modelo atómico de Schrödinger explicaban porque los estados excitados no eran indefinidamente estables. Con el desarrollo de la electrodinámica cuántica se comprobó que la posibilidad de que existieran fluctuaciones del campo electromagnético hacía que el hamiltoniano del sistema formado por el átomo y su posible interacción cuántica con el campo electromagnético fluctuante del vacío, generaba que los estados excitados no fueran propiamente estados estacionarios sino estados metaestables que acaban decayendo. Estas fluctuaciones ocurren aún cuando clásicamente no hay presencia de campo induciendo la emisión [6, 15].

Entonces, si asumimos que un átomo se encuentra inicialmente en el nivel 2 de energía, dado que $E_2 > E_1$, el átomo tiene un tiempo de vida finito en un estado excitado y tiende a decaer al nivel 1 emitiendo la energía correspondiente a la ecuación 2-1 en la forma de un fotón de frecuencia ν, este proceso es conocido como emisión espontánea. El fotón es emitido en una dirección aleatoria, con una polarización arbitraria y en un cierto rango de frecuencias. La probabilidad de que ocurra dicha emisión espontánea esta relacionada con el coeficiente de Einstein A_{21} que es la *probabilidad por segundo* de que ocurra un salto espontáneo desde el nivel 2 al nivel 1. A_{21} tiene unidades de $[1/s]$. Si N_2 corresponde al número de átomos por unidad de volumen en el nivel 2, entonces el salto espontáneo esta dado por $N_2 A_{21}$. La razón total a la cual suceden los saltos del nivel 2 al nivel 1 es

$$\frac{dN_2}{dt} = -N_2 A_{21}, \tag{2-3}$$

el signo negativo indica que la población en el nivel 2 está decreciendo debido a la emisión espontánea, así

$$N_2 = N_2^0 \exp(-A_{21} t), \tag{2-4}$$

si en el tiempo t=0, $N_2 = N_2^0$. Entonces la población del nivel 2 decrece exponencialmente con el tiempo. El tiempo en el cual la población decae 1/e de su valor inicial es llamado tiempo natural de vida media del nivel 2, τ_2 donde

$$\tau_2 = \frac{1}{A_{21}}. \tag{2-5}$$

Es decir, el tiempo natural de vida media τ_2 es el inverso de la probabilidad de decaimiento espontáneo por segundo A_{21}. Este tiempo de vida es llamado también tiempo de vida espontáneo del estado y usualmente es del orden de (10^{-8} - 10^{-9})s. Entre más corto sea el tiempo

de vida media espontáneo, mayor es la probabilidad de que una emisión espontánea ocurra. En ciertos materiales hay niveles de energía con tiempos de vida espontáneos del orden de micro a milisegundos (10^{-6}-10^{-3})s. Estos niveles se conocen como metaestables y en ellos la probabilidad de transición es relativamente baja.

2.1.3. Emisión Estimulada

Si consideramos la transición entre los estados de energía 2 y 1 de un átomo en presencia de una radiación electromagnética, y asumimos que el átomo se encuentra inicialmente en el nivel superior 2 y la radiación electromagnética de frecuencia ν dada por la ecuación 2-1 incide sobre él, dado que *la frecuencia de dicha radiación corresponde a la diferencia de energía entre los niveles*, existirá una probabilidad finita de que la radiación incidente forzará al átomo a realizar una transición del nivel 2 al 1. Entonces un fotón de la misma frecuencia ν será emitido debido a la transición, en dirección del haz electromagnético incidente, y éste último se verá amplificado en intensidad. Este comportamiento contrasta con la emisión espontánea que ocurre en dirección aleatoria. El fenómeno de emisión estimulada, el cual se traduce como la emisión provocada por otros fotones de frecuencia apropiada, posee tres propiedades importantes (i) tiene una frecuencia definida con bastante precisión, (ii) la radiación emitida está en fase con la radiación incidente y, por lo tanto es coherente temporalmente, y (iii) la radiación estimulada sale preferentemente en la misma dirección que la radiación incidente.

Sea la densidad de energía de la radiación electromagnética aplicada externamente $\rho(\nu)$ con unidades $Jm^{-3}Hz^{-1}$ (energía por unidad de volumen por unidad de intervalo de frecuencia), con una frecuencia ν que corresponde a la diferencia de energía entre niveles según la ecuación 2-1. Entonces la razón de cambio de la población del nivel superior debido a la emisión estimulada es proporcional a la población del nivel superior y a la densidad de energía de la radiación electromagnética incidente

$$\frac{dN_2}{dt} = -N_2 B_{21} \rho(\nu), \tag{2-6}$$

donde B_{21} corresponde al coeficiente de Einstein para la emisión estimulada y tiene unidades de $m^3 J^{-1} s^{-2}$.

Por otra parte, para mantener la emisión estimulada durante el tiempo de operación del láser, se hace necesario manipular la población de los niveles de energía, para que haya lugar a una emisión estimulada prolongada.

2.1.4. Inversión de Población

En equilibrio térmico, la distribución de átomos en diferentes niveles de energía está gobernada por la *distribución de Boltzmann*

$$N_2 = N_1 exp\left[-\frac{(E_2 - E_1)}{k_B T}\right], \tag{2-7}$$

donde T es la temperatura absoluta en kelvins y k_B es la constante de Boltzmann; bajo esta condición los niveles de mayor energía poseerán una menor población que los niveles de menor energía y la absorción siempre excederá la emisión estimulada ante la presencia de una radiación incidente. Para que exista ganancia en el medio la emisión estimulada debe dominar sobre la absorción, y para que esto ocurra debe lograrse una *inversión de población* en los niveles de energía, que sólo es posible llevando el sistema fuera del *equilibrio térmico* a través de la inyección de energía adicional que se conoce como *bombeo* o *pumping*.La *inversión de población* puede interpretarse de dos formas: i) como la modificación de la *distribución de Boltzmann*

$$\frac{N_2}{N_1} = exp\left[-\frac{(E_2 - E_1)}{k_B T_{eff}}\right], \tag{2-8}$$

al tomar la temperatura efectiva como negativa T_{eff}, siendo definida por

$$T_{eff} = -\frac{h\nu}{k_B}\left(\ln\frac{N_2}{N_1}\right)^{-1}, \tag{2-9}$$

debido a que la *inversión de población* es alcanzada mediante un proceso de abastecimiento de energía, o ii) puede afirmarse que, debido a que la *inversión de población* sucede fuera del equilibrio térmico la distribución de población ya no estará gobernada por la *distribución de Boltzmann*. Para alcanzar la inversión de población es necesaria la existencia de estados metaestables, que como se dijo anteriormente poseen un tiempo de vida en el estado superior del orden de micro a milisegundos (10^{-6} - 10^{-3})s. Lo que favorece la emisión estimulada prolongada y permite la acción del láser.

2.1.5. Medio activo y principio del láser

El principio de acción de un láser necesita de un medio activo (gas, líquido o sólido), en el que la *inversión de población* pueda ser creada, donde E_2 es la energía correspondiente al estado superior metaestable y E_1 la energía del estado base. El medio activo es bombeado (*pumped*) y se establece una *inversión de población* mediante el abastecimiento de energía, tal que $N_2 > N_1$, siendo N_2 y N_1 las densidades de población de los estados metaestable y base respectivamente. Después de algún tiempo, el tiempo de vida de los átomos del estado metaestable termina y los átomos empiezan a decaer al estado base, al decaer el primer átomo emite un fotón de energía $h\nu = E_2 - E_1$, mediante emisión espontánea. Este fotón estimula

otro átomo para decaer al estado base, y el fotón emitido en ésta transición será en todos los aspectos, similar al que se emitió espontáneamente. Como resultado se obtendrán dos fotones que a su vez estimularán otros átomos para obtener cuatro fotones y así sucesivamente. El proceso de emisión estimulada hace posible la amplificación de la luz en el medio del láser.

Por otra parte la ganancia óptica es la medida de cuanto un medio amplifica los fotones mediante emisión estimulada. Como se describió anteriormente existen tres procesos radiativos: emisión espontánea, emisión estimulada y absorción, en los que se asume ocurre la emisión o absorción de un fotón con frecuencia ν lo que indicaría que la diferencia de energía entre los niveles es exacta. Sin embargo, el principio de incertidumbre de Heisenberg afirma que no podemos conocer tanto la energía como la posición de una partícula. Por lo tanto, a medida que sabemos con mayor precisión la posición de la partícula, sabemos menos sobre su energía, y viceversa; así que en realidad no es posible determinar con completa exactitud la energía a la que se encuentra excitado cada átomo. Por lo tanto los niveles de energía no están determinados perfectamente, sino que varían en un ancho de frecuencias y para diferentes niveles existen diferentes anchos de banda. El espectro de frecuencias de la radiación emitida o absorbida es descrito por una función $g(\nu)$, y la distribución espectral de átomos por unidad de frecuencia es tal que $g(\nu)d\nu$ es la densidad de probabilidad de emisión o absorción de un fotón entre ν y $\nu + d\nu$ normalizada a la unidad

$$\int_0^\infty g(\nu)d\nu = 1. \tag{2-10}$$

En la subsección 2.1.3 se asumió que la densidad de energía de la radiación electromagnética aplicada $\rho(\nu)$ era continua y mucho más grande que la banda de emisión o absorción de los átomos. Sin embargo, si el ancho de banda de $\rho(\nu)$ es mucho más pequeño que el espectro de frecuencias de emisión ó absorción $g(\nu)$ las ecuaciones 2-2 y 2-6 se modifican, y la razón de cambio de la población en el nivel 2, debido a la onda monocromática de frecuencia ν con densidad de energía ρ_ν, para la emisión estimulada se transforma en

$$\frac{dN_2}{dt} = -N_2 B_{21} \rho_\nu g(\nu), \tag{2-11}$$

y para la absorción

$$\frac{dN_2}{dt} = -N_1 B_{21} \rho_\nu g(\nu). \tag{2-12}$$

La densidad de energía de la radiación de campo ρ_ν tiene unidades de $J \cdot s/m^3$ y puede ser relacionada a la intensidad de la onda electromagnética plana, si la intensidad de la onda es I_ν (Watt por unidad de área por intervalo de frecuencia) se tiene que

$$\rho_\nu = \frac{I_\nu}{c}, \tag{2-13}$$

donde c es la velocidad de la luz en el medio.

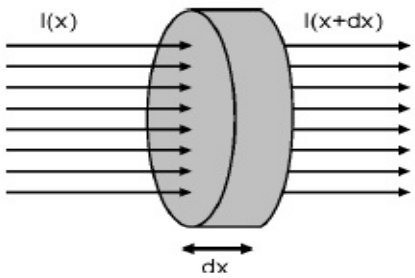


Figura 2-2.: Amplificación del campo monocromático a través del medio [14].

Medición de Intensidad y Ganancia

Cuando un haz de luz incide con intensidad I_ν pasando a través de un medio de ancho Δx con un área de sección transversal A, como se observa en la figura **2-2**, la luz se propaga a través del medio y su intensidad es alterada debido a la absorción y emisión estimulada de fotones. Si la población del nivel más alto es N_2 y del nivel más bajo es N_1, el cambio en la intensidad después de la propagación sobre la distancia dx es igual a la diferencia entre el número de transiciones por unidad de tiempo de 1 a 2 y el número de transiciones por unidad de tiempo de 2 a 1 dentro del volumen; multiplicado $h\nu$ por cada transición

$$I_\nu + dI_\nu = I_\nu + (N_2 - N_1)B_{21}\frac{I_\nu}{c}g(\nu)h\nu dx, \tag{2-14}$$

$$\frac{dI}{dx} = (N_2 - N_1)B_{21}\frac{I_\nu}{c}g(\nu)h\nu.$$

Integrando sobre x tenemos

$$I_\nu(x) = I_\nu(0)\exp\left[\gamma_0(\nu)x\right] = G_0(\nu)I_\nu(0), \tag{2-15}$$

con

$$\gamma_0(\nu) = (N_2 - N_1)B_{21}g(\nu)\frac{h\nu}{c} \qquad y \qquad G_0(\nu) = \exp[\gamma_0(\nu)x], \tag{2-16}$$

donde $I_\nu(0)$ es la intensidad del haz cuando entra al medio, $I_\nu(x)$ representa la intensidad a una distancia x y G_0 es el factor de ganancia. Por lo tanto habrá *ganancia en el medio* si el valor de γ_0 es positivo ($\gamma_0 > 0$) cuando $N_2 > N_1$, es decir, si se mantiene la inversión de población; de lo contrario, si $\gamma_0 < 0$ ($N_2 < N_1$) se tendrá absorción.

2.1.6. Métodos para obtener la inversión de población y esquemas de bombeo (*Pumping*)

Dado que todas las emisiones láser involucran radiaciones desde estados excitados, es necesario suministrar energía a los átomos para producir estos estados. Independientemente del sistema involucrado y de si la emisión láser es *pulsada* o de *onda continua (CW)*, existen métodos de bombeo de energía para obtener la inversión de población que se dividen en estas categorías: a) Eléctrica, b) Óptica, c) Reacción química, d) Térmica, y e) Nuclear. Estos métodos de inversión de población pueden realizarse siguiendo diferentes sistemas de bombeo como se observa en la figura **2-3**.

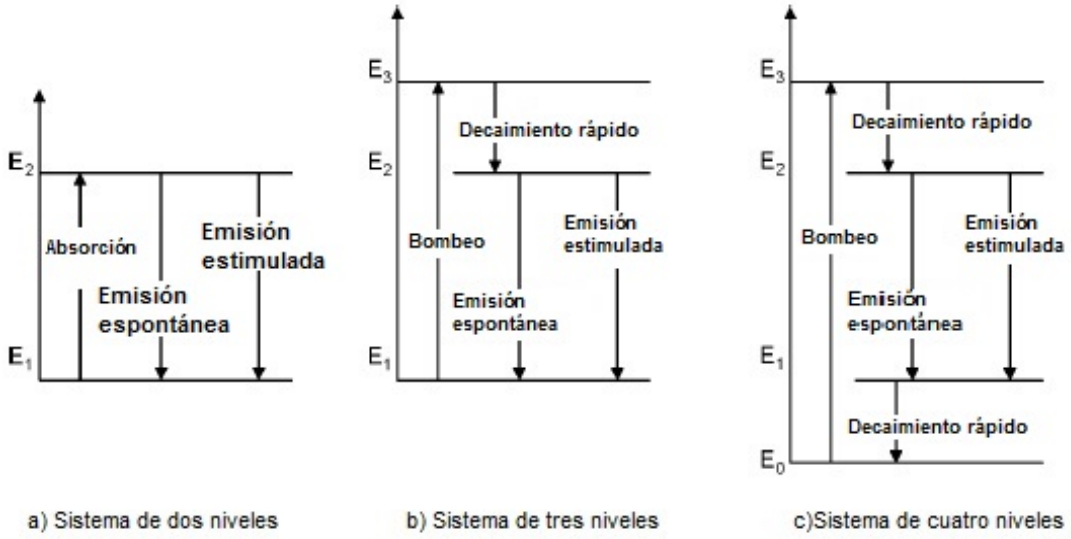


Figura 2-3.: Esquemas de Bombeo o Pumping.

Sistema de dos niveles

Si consideramos un sistema de dos niveles de energía en el cual incide una radiación con la frecuencia apropiada, esto causará la emisión estimulada y la absorción de fotones, ya qué la población en el nivel 1 es mayor que en el nivel 2, el proceso de absorción de la radiación predomina sobre la emisión estimulada y el resultado será que la población en el nivel 2 se incrementa, causando que la población del nivel 1 y el nivel 2 se hagan iguales sin alcanzar la inversión de población. Por lo tanto la inversión de población sólo puede ser establecida en sistemas de más de dos niveles.

Sistema de tres niveles

Si consideramos un sistema de tres niveles de energía no degenerados, donde la transición láser se realizará entre los niveles 1 y 2, el nivel 2 deberá ser metaestable y el nivel 3 posee un tiempo de vida muy corto. Así, el bombeo de energía eleva los átomos del nivel 1 al nivel 3, de donde decaen casi instantáneamente, a través de una transición no radiativa al nivel 2, generando la inversión de población entre el nivel 1 y el nivel 2. Es necesario entonces, una alta potencia de bombeo en el sistema para elevar los átomos del nivel 1 al nivel 3 y alcanzar la inversión de población; ya que debe bombearse más de la mitad de la población del nivel 1 (nivel con mayor población), para lograr invertir la población.

Sistema de cuatro niveles

En un sistema de cuatro niveles 0, 1, 2, 3; ya que el nivel 0 posee la menor energía, posee también el mayor número de partículas que son excitadas al nivel 3 mediante bombeo. El nivel 3 posee un tiempo de vida corto y los átomos decaerán al nivel 2, que es metaestable. Obteniendo la inversión de población entre el nivel 1 y el nivel 2. Dado que no se necesita elevar más de la mitad de la población del nivel 0 al nivel 3 (pues la inversión de población se da entre el nivel 1 y el nivel 2), en este sistema no se necesita una potencia de bombeo tan alta como en el sistema de tres niveles.

2.1.7. Condición de ganancia umbral

En cualquier medio activo habrá pérdidas debido a la dispersión y absorción por parte de impurezas, así como pérdidas causadas por la cavidad. Al tener en cuenta estas pérdidas se puede calcular una ganancia mínima que permite la acción del láser, la *ganancia umbral* del medio del láser. Por otra parte la *potencia umbral* del láser está definida como la potencia de entrada para la cual una señal débil de ganancia es igual a la pérdida total en la cavidad. La *señal débil* de ganancia está dada por

$$G = \exp[\gamma_0(\nu)L], \tag{2-17}$$

donde $\gamma_0(\nu)$ es la variable obtenida en la ecuación 2-16, para un oscilador del láser compuesto de dos espejos con diferente reflectividad y un material activo de longitud L. La región limitada por los espejos es llamada cavidad del láser, y generalmente uno de los espejos es semitransparente para obtener el haz de salida.

2.1.8. Cavidad Resonante Láser

Como se observó en la subsección **2.1.5** un medio activo con *inversión de población*, amplificará una onda incidente de frecuencia adecuada mediante emisión estimulada generando una

ganancia en el medio, pero adicionalmente, en la región visible la emisión espontánea genera ruido (otras frecuencias) que debe ser filtrado a través de un *resonador* o *cavidad resonante*. En la práctica las cavidades resonantes son más usadas como osciladores que como amplificadores. Un amplificador se convierte en oscilador cuando existe retroalimentación, es decir, parte del haz de salida se utiliza como haz incidente. El *resonador* consiste de una cavidad con dos extremos total o parcialmente reflectivos (por ejemplo dos espejos) enfrentados, que contienen el medio activo amplificador y permiten la amplificación de sólo una angosta banda de frecuencias. Estos osciladores frecuentemente presentan una dimensión lateral más grande que la dimensión transversal, que facilita el análisis de la oscilación. Para lograr la oscilación la luz que se propaga en la cavidad debe satisfacer en principio una condición de resonancia, que implica que la fase y la amplitud del campo deben permanecer iguales después de un ciclo completo en el láser. Si el *bombeo* es débil habrá una amplificación casi nula, cuando el *bombeo* se hace más fuerte la luz sobre un rango finito de longitudes de onda, es amplificada.

Resonador Fabry-Pérot

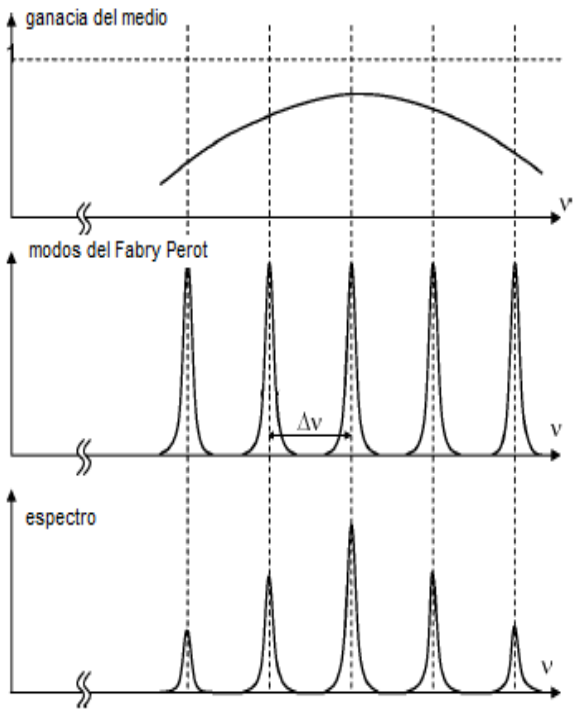


Figura 2-4.: Espectro de emisión usando un etalón Fabry-Perót [6].

Este es el arreglo más sencillo de cavidad resonante y consiste de dos espejos planos paralelos enfrentados y separados por una distancia L. En principio los *modos* (posibles ondas estacionarias en la cavidad) de este resonador pueden ser pensados como la superposición de

ondas planas electromagnéticas propagándose en direcciones opuestas a lo largo del eje de la cavidad. La longitud del resonador está relacionada con la longitud de la onda que genera resonancia por

$$L = \frac{n\lambda}{2}, \tag{2-18}$$

donde n indica el número de modos a lo largo del resonador que se presentan en la figura **2-4**, o número de medias longitudes de onda. Dado que se cumple la relación $\lambda\nu = c$ siendo c la velocidad de la luz se obtiene que la distancia espectral entre dos picos adyacentes de ganancia está dada por

$$\Delta\nu = \frac{c}{2L}. \tag{2-19}$$

Este arreglo optimiza el uso de todo el material activo y es la más sencilla de las cavidades resonantes. Como se observa en la figura **2-4** si la ganancia del medio es suficiente para sobrepasar las pérdidas dentro de la cavidad, se observa un amplio ancho de frecuencias de emisión que son filtradas por los modos del Fabry-Pérot seleccionando sólo algunas frecuencias, separadas una distancia $\Delta\nu$ dada por la ecuación 2-19, de las cuales predominará en intensidad aquella frecuencia que coincida con el pico de ganancia.

2.2. Semiconductores Láser

	IIIa	IVa	Va	VIa
	B	C	N	O
IIb	Al	Si	P	S
Zn	Ga	Ge	As	Se
Cd	In	Sn	Sb	Te

Figura 2-5.: Tabla de elementos semiconductores de Mendeljev. [14]

Los semiconductores pueden ser clasificados de acuerdo al número de elementos en su combinación química y los más comúnmente usados son los semiconductores elementales del grupo IV de la tabla de Mendeljev mostrados en la figura **2-5**, como el Silicio (Si) y el Germanio

(Ge), los cuales tienen una estructura de diamante en la cual cada átomo está enlazado covalentemente a cuatro átomos idénticos formando una estructura de tetraedro. En su mayoría los semiconductores poseen una estructura cristalina y se clasifican en semiconductores III-V, semiconductores II-VI y semiconductores IV-VI, dependiendo de los grupos a los que pertenecen los elementos que los conforman. Así por ejemplo, un semiconductor III-V estará compuesto por un elemento del grupo III (Al, Ga, In) y un elemento del grupo V (P, As, Sb) [14].

Los láseres de gas poseen niveles de energía casi tan definidos como los niveles de energía de los átomos aislados, mientras en los semiconductores los niveles de energía están expandidos en bandas debido a la sobreposición de orbitales atómicos. En un semiconductor *no dopado*, sin excitación externa y a temperatura $T = 0K$, la banda de energía superior, llamada *banda de conducción* está completamente vacía, y la banda de energía que está por debajo de la banda de conducción, llamada *banda de valencia* tiene sus estados de energía llenos de electrones. Las bandas de conducción y de valencia se encuentran separadas por una brecha o "gap", denominada *banda prohibida* o *"bandgap"*. Este término hace referencia a la diferencia de energía entre el extremo superior de la banda de valencia y el extremo inferior de la banda de conducción, que se encuentra en el rango $E_g = (0,5 - 2,5)V$, para los materiales semiconductores de los que están hechos los diodos láser comúnmente [6]. Así, en los semiconductores, los electrones se encuentran confinados a ciertas bandas de energía mientras otras regiones se encuentran prohibidas. Existen, de esta forma, dos tipos de cargas que contribuyen a la conducción electrónica: electrones en la banda de conducción y huecos (electrones faltantes) en la banda de valencia.

Un electrón libre tiene una energía cinética de $E = p^2/2m_0$, donde $m_0 = 9,01 \times 10^{-31}kg$ es la masa libre en reposo del electrón y p el momento mecánico. Cuando se trata como una partícula mecánico-cuántica, el momentum $p = \hbar k$ es proporcional al número de onda $k = 2\pi/\lambda_e$ con la constante de Planck reducida $\hbar = h/(2\pi)$ y la longitud de onda λ_e. Por consiguiente, para un electrón libre la dependencia de la energía versus el número de onda está dado por

$$E(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0}. \tag{2-20}$$

Como se observa en la figura **2-6** en los semiconductores las energías del electrón en las bandas de conducción $E_c(k)$ y de valencia $E_v(k)$ tienen un comportamiento similar para números de onda pequeños k, y se pueden modelar como curvas parabólicas

$$E_c(k) = E_g + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} \quad y \quad E_v(K) = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_h}, \tag{2-21}$$

donde la interacción de las cargas con la red de estado sólido es tomada en cuenta mediante la introducción de una masa efectiva para los electrones m_e, distinta de la masa efectiva de

los huecos m_h.

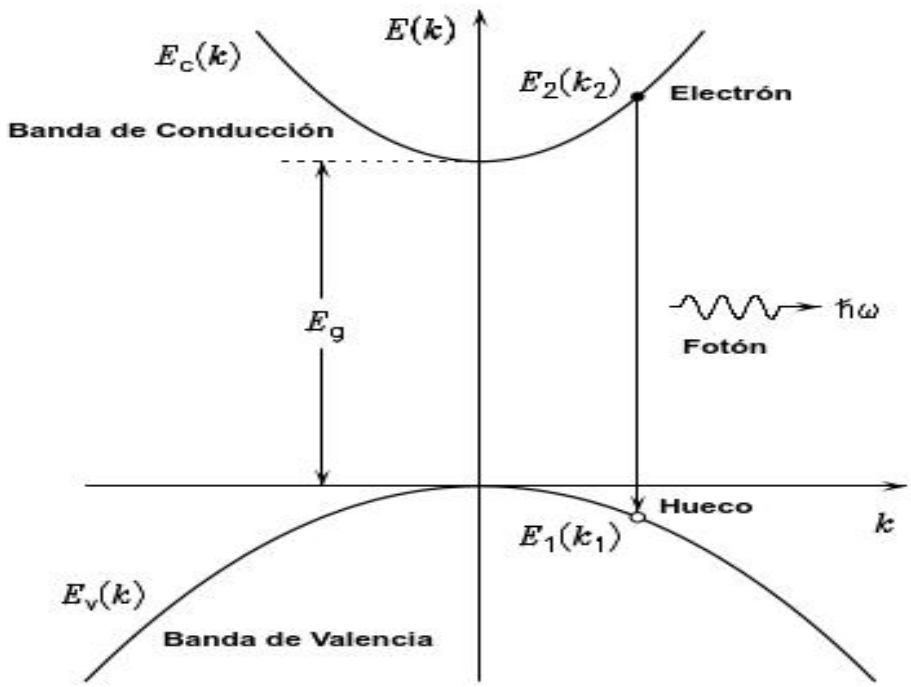


Figura 2-6.: Estructura de banda parabólica $E(k)$ para electrones en un semiconductor. La banda de conducción está separada de la banda de valencia por un intervalo de energía E_g (banda prohibida). Una recombinación de un electrón de la banda de conducción $E_2(k_2)$ y un hueco en la valencia $E_1(k_1)$ genera un fotón con energía $\hbar w$. Dado que el momento del fotón $\hbar k$ es insignificantemente pequeño, las transiciones electrónicas radiativas entre las bandas de conducción y de valencia sólo se producen con el mismo número de onda k [2].

Dado que $E_v(k)$ es una curva parabólica negativa, los huecos pueden ser considerados como partículas con carga positiva y las transiciones radiativas de banda a banda son generaciones y recombinaciones de pares electrón-hueco asociadas con la absorción o emisión de fotones [2].

2.2.1. Absorción en Semiconductores

Para una transición entre niveles, las leyes de conservación de energía E y momentum $\hbar k$ deben ser satisfechas. Por lo tanto la absorción en un semiconductor está relacionada con la longitud de onda de la luz incidente y si la energía de un fotón incidente es pequeña comparada con la energía de la *banda prohibida* sólo ocurrirá la absorción del mismo, sin embargo

fotones de energía adecuada causarán la transición de electrones de la banda de valencia a la banda de conducción. Puesto que en equilibrio térmico las cargas tienden a ocupar los estados de menor energía, para los electrones estos estados se encuentran en el mínimo de la banda de conducción, mientras el estado de mínima energía de las cargas positivas denominadas huecos se encuentra en el máximo de la banda de valencia. En semiconductores con estructura de banda directa, como el GaAs, el mínimo de la banda de conducción y el máximo de la banda de valencia se encuentran los dos en el punto $k = 0$ que corresponden al eje ordenado del diagrama mostrado en la figura **2-6**, por lo tanto, ante la incidencia de un fotón con energía adecuada ocurrirá una transición abrupta de electrones. Mientras tanto, en semiconductores con estructura de banda indirecta como el Silicio y el Germanio ese mínimo y máximo tienen diferentes valores k y la transición ocurrirá de forma gradual. Al alcanzarse la *Inversión de Población*, que en semiconductores implica un gran número de electrones en la banda de conducción que han dejado un gran número de huecos en la banda de valencia, el material ya no se encontrará más en *equilibrio térmico* y la *emisión estimulada* predominará sobre la *absorción*.

Indice de refracción en semiconductores

De forma similar a otros materiales dieléctricos, los semiconductores poseen un índice de refracción complejo $n_C = n_R + jn_I$, de manera que la parte imaginaria refleja si el material presenta alguna pérdida o ganancia y el coeficiente de absorción α se define como

$$\alpha = -\frac{4\pi n_I}{\lambda}, \tag{2-22}$$

dónde los valores positivos de α implican pérdidas. Normalmente los semiconductores poseen un índice de refracción grande que depende de que tan amplia sea la *banda prohibida*, a menor ancho de banda mayor índice de refracción. Así mismo este coeficiente varía con la longitud de onda, decrece cuando la longitud de onda aumenta, pero presenta un pico en la región cercana a la *banda prohibida*. Adicionalmente, el índice de refracción de un semiconductor puede verse influenciado por la temperatura (efectos termo-ópticos), la concentración de electrones y huecos, campos electrostáticos externos o tensiones elásticas (efectos foto-elásticos), que afectarán de manera directa el coeficiente de absorción.

2.2.2. Emisión Estimulada y Emisión Espontánea en Semiconductores

La *emisión estimulada* en semiconductores ocurre cuando un electrón, bajo la influencia de un fotón incidente de energía adecuada, se recombina con un hueco de la banda de valencia, es decir retorna a la banda de valencia y libera un fotón con la misma dirección de propagación y la misma fase que el fotón incidente. En este caso ocurre amplificación de la luz incidente y el coeficiente de absorción α de la ecuación 2-22 será negativo. Este fenómeno se

incrementa cuando la energía del fotón incidente es cercana a la energía de la *banda prohibida*.

La *emisión espontánea*, por otro lado, ocurre cuando el semiconductor se encuentra fuera del equilibrio térmico y posee un superávit de electrones en la banda de conducción y huecos en la banda de valencia, entonces los electrones se recombinarán espontáneamente con los huecos liberando energía en forma de un fotón (energía radiativa), como en el caso de los LEDS (Light-emitting diodes) donde ocurre la emisión de un fotón con dirección, fase y tiempo aleatorios, dando como resultado la emisión de radiación altamente incoherente. También como resultado de esta recombinación puede darse la transmisión de energía cinética a otro electrón (no radiativa) o la transmisión de energía a la red en forma de un fonón (vibración en la estructura cristalina). En semiconductores con *banda prohibida* directa predominará la recombinación radiativa, mientras en los de *banda prohibida* indirecta la recombinación no radiativa será dominante. El tiempo que permanecen los electrones en estado excitado antes de volver a caer a su estado base se conoce como *tiempo de vida*, usualmente corto en semiconductores.

2.3. Diodos láser

La emisión láser en un semiconductor sucede gracias a la existencia de un mecanismo de ganancia más una cavidad resonante. El mecanismo de ganancia es generado por la recombinación de huecos y electrones que genera luz, cuya longitud de onda está determinada por la *banda prohibida* del semiconductor láser. Para que la generación de luz sea suficiente para realizar la emisión láser, la región activa del semiconductor, donde se realiza la recombinación, debe ser de *banda prohibida* directa, de manera que permita la transición abrupta de electrones de la banda de conducción a la banda de valencia.

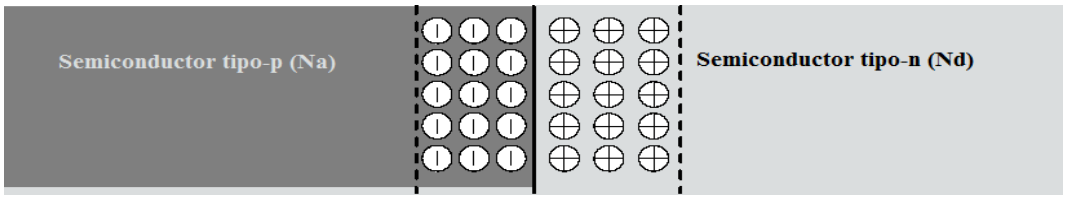


Figura 2-7.: Unión (p-n).[14]

En un principio los diodos láser se fabricaron mediante una *unión (p-n)* como la representada en la figura **2-7**, que se entiende como el empalme entre dos segmentos semiconductores, uno tipo-p dopado con impurezas aceptoras N_a, con población aumentada de electrones, y otro tipo-n, dopado con impurezas donadoras N_d, donde se genera una población aumentada de huecos. El primer diodo láser útil fue hecho de GaAs, estuvo fuertemente dopado y la

emisión láser ocurrió en una longitud de onda alrededor de los 850nm, en un diodo sujeto a un voltaje aplicado en la dirección *(p-n)*. Al aplicar el voltaje los electrones fluyen al lado p, y los huecos al lado n, generando una alta concentración de electrones y huecos en una región reducida. Esta inversión de población se crea entre el nivel lleno más cercano al extremo inferior de la banda de conducción y el nivel vacío más cercano al extremo superior de la banda de valencia. La recombinación de electrones y huecos libera energía, que puede ser en forma de calor como es el caso del Si y el Ge, o de forma radiativa como en el caso del GaAs donde la mayoría de la energía es liberada en forma de luz.

Si el fotón emitido viaja en el plano paralelo a la interface de la unión, puede haber amplifi-

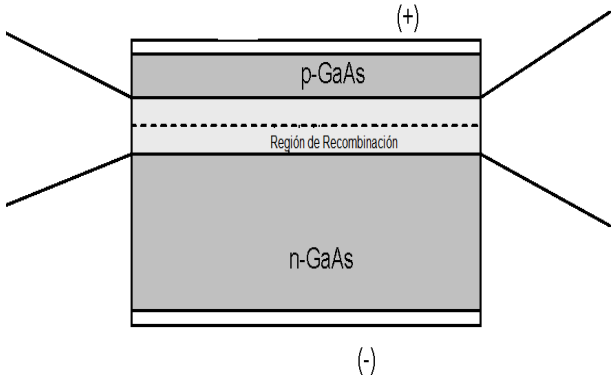


Figura 2-8.: Homounión [14].

cación y si continua viajando cerca a la interface la amplificación crece. Para que lo anterior suceda, es necesario un resonador óptico que contenga la unión *(p-n)*. Este resonador se logra cortando el cristal en sus dos extremos de forma exactamente perpendicular a la *unión p-n*. Dado que la mayoría de los semiconductores posee un alto índice de refracción, la reflexión en la frontera aire-semiconductor es bastante alta y no se necesitan recubrimientos especiales para crear una cavidad resonante. La emisión está restringida a una pequeña región de longitudes de onda, pero el haz emerge en un amplio rango de ángulos.

El tiempo de vida de un par electrón-hueco está entre $(1-10)ns$, lo que implica que se necesitan densidades de corriente muy altas para obtener la inversión de población. Las altas densidades de corriente aumentan la temperatura del láser, y como consecuencia se hacen necesarias densidades de corriente aún mayores para lograr la acción láser. Cuando un diodo se calienta la longitud de onda puede aumentar alrededor de 0,3 $nm/^oC$ [6] debido a que la *banda prohibida* se ve modificada; así mediante la variación de la temperatura un diodo podría ser sintonizado a determinada longitud de onda.

Como se indicó anteriormente es posible usar la alta reflectividad en la frontera entre el

material semiconductor y el aire, a consecuencia de la discontinuidad en el índice de refracción, para crear una *cavidad resonante interna o etalón*. Al cortar el material semiconductor de forma completamente perpendicular a la propagación de la emisión se forma una cavidad resonante interna de tipo Fabry-Pérot, descrita previamente en la subsección 2.1.8 y en la figura **2-4**. La *cavidad resonante interna o etalón* permite la amplificación en una pequeña banda de frecuencias (que logran resonancia), seleccionadas dependiendo de la longitud de la cavidad según la ecuación 2-18.

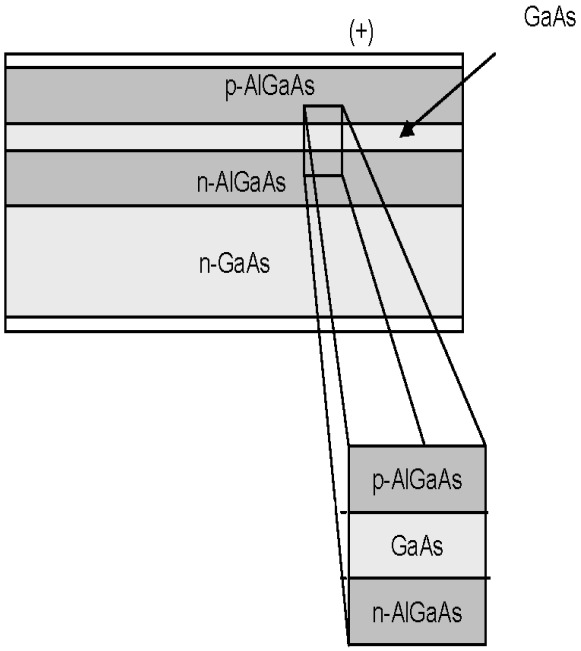


Figura 2-9.: Doble Heteroestructura donde el n-GaAs actúa como sustrato de la unión [14].

2.3.1. Homojunturas (Homojuntions) y Heterojunturas (Heterojuntions)

Homojunturas

Las *homojunturas* representadas en la figura **2-8**, son empalmes que usan el mismo material a ambos lados de la *unión p-n*. Se caracterizan por tener una *corriente umbral* alta, y no pueden operar a temperatura ambiente, esto debido a que si se usan en modo de onda continua *(cw)* se requiere un sistema de enfriamiento que mantenga el diodo a bajas temperaturas, lo que las hace imprácticas para muchas aplicaciones.

Heterojuntura

Un mejoramiento en la estructura del láser fue hecho mediante el uso de una *heterojuntura* mostrada en la figura **2-9**, donde los dos lados de la *unión (p-n)* están hechos de diferentes materiales semiconductores con diferente *banda prohibida*. Una estructura fabricada con una *heterojuntura* requiere dos interfaces de diferentes índices de refracción, uno sobre y otro debajo de la región activa de aproximadamente 0,1 μm. Estas dos interfaces conforman una *doble heteroestructura*, figura **2-9**, donde el material usado arriba y abajo de la región activa posee un menor índice de refracción y una *banda prohibida* más grande que la región activa. Normalmente se utiliza *AlGaAs tipo-p* y *AlGaAs tipo-n*, mientras la región activa es hecha de *GaAs* que posee un alto índice de refracción y una pequeña *banda prohibida*.Esta diferencia en el índice de refracción estabiliza la guía de onda (optico-dieléctrica) y confina los fotones en la región activa. Cuando se aplica un voltaje correspondiente a la *banda prohibida* de la región activa, un gran número de electrones desde el lado n y un gran número de huecos desde el lado p, se desplazan y entran en la región activa, siendo confinados por la energía de barrera de la *heterojuntura*, la recombinación de estos electrones y huecos genera la emisión, que en un principio arroja una pequeña cantidad de luz incoherente, pero al superar la corriente umbral se logra una *emisión estimulada* que resulta en la *acción láser*. Por otra parte la relación entre la potencia de la emisión láser y la corriente es en principio lineal y, dado que las cargas en la *heterojuntura* son confinadas a una región muy pequeña, las densidades de corriente umbral son bajas.

2.3.2. Propiedades espectrales de los Diodos Láser

La mayoría de los diodos producidos hoy en día poseen heteroestructura y un perfil de ganancia que puede ser modelado por una función Gaussiana o Lorentziana con una longitud de onda central específica y un ancho de banda espectral. Existen diferentes tipos de diodos láser con diferentes materiales y capas activas de estructura y sin embargo, aún para un mismo tipo de diodo láser, las variaciones en la manufactura pueden causar que los diodos láser se comporten de maneras diferentes uno del otro.

Modos Longitudinales

Tanto los modos longitudinales como los transversales son frecuentemente abreviados como *Modos*. Pero esos dos modos tienen una definición completamente diferente, los modos longitudinales se refieren a los campos láser con longitudes de onda soportadas por la cavidad del láser, mientras los modos transversales se refieren a la estructura espacial de dichos campos.

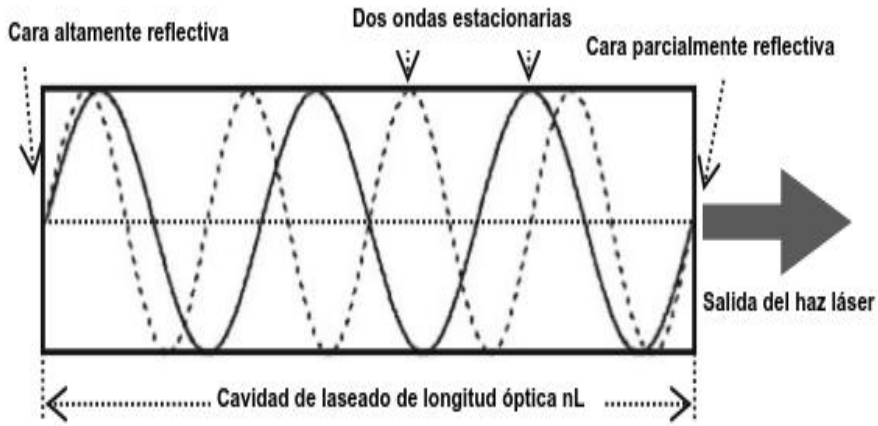


Figura 2-10.: Ilustración de dos ondas estacionarias en una cavidad láser [16].

La longitud óptica de la cavidad de un diodo láser esta dada por nL donde n es el índice de refracción del medio en la cavidad mientras L es la longitud física de la cavidad. La cavidad permite varias ondas estacionarias o modos longitudinales dentro de ésta, la figura **2-10** muestra dos ejemplos de ondas estacionarias. Los modos longitudinales dentro de la cavidad deben entonces cumplir con la siguiente condición

$$\frac{m\lambda}{2} = nL, \tag{2-23}$$

donde m es el orden del modo, el cual es un valor entero, y λ es la longitud de onda de laseo. Diferenciando la ecuación 2-23 y asumiendo $\Delta m = -1$, se obtiene para $\Delta\lambda$, la diferencia entre dos ondas estacionarias vecinas o espaciado entre modos, que se expresa como

$$\Delta\lambda = -\frac{\Delta m}{m}\lambda = \frac{\lambda^2}{2nL}. \tag{2-24}$$

Para los diodos láser n típicamente esta entre 3 y 4, y L es una fracción de mm, así que $2nL$ puede ser estimado a cerca de $1mm$. Por otro lado, se obtendrá un $\Delta\lambda = 1nm$ de la ecuación 2-24 si se asume $\lambda = 1\mu m$.

2.3.3. Ancho de Línea Espectral

Aún antes de que el primer láser apareciera en acción, Schawlow y Townes [17] en 1958 calcularon el límite fundamental del ancho espectral de un láser, lo que llevó a la conocida ecuación de *Schawlow-Townes*

$$\Delta\nu_{laser} = \frac{4\pi h\nu(\Delta\nu_c)^2}{P_{salida}}, \tag{2-25}$$

donde h es la constante de Planck, ν es la frecuencia del láser, $\Delta\nu_c$ es el ancho medio de resonancia de la cavidad resonante del láser y P_{salida} la potencia de salida.

Posteriormente, en 1981 Fleming y Mooradian [18] realizaron un estudio para medir el ancho de línea de un diodo láser de (GaAl)As marca Hitachi con referencia 1700 que fue analizado espectralmente con un interferómetro Fabry-Perót confocal con 3.5MHz de resolución, cuyo funcionamiento se describirá en la sección **2.4.1**. En dicho experimento se encontró que al operar el diodo a temperatura ambiente (300K) el ancho de línea era proporcional al inverso de la potencia como lo afirmaba la ecuación de Schalow-Townes, pero se obtuvo una magnitud del ancho 50 veces mayor que la prevista por la ecuación. Un año después Henry [19] adiciona un factor de ajuste a la ecuación para diodos láser, donde propone un refinamiento de la ecuación afirmando que existen tres principales contribuyentes al ancho de línea de un diodo láser, estos son: la emisión espontánea, la amplitud del acople de fase descrito por el *factor de mejoramiento del ancho de línea* y el ruido $(1/f)$. Así, el ancho de línea $\Delta\nu$ de un único modo longitudinal de un diodo láser está dado por la ecuación de *Schawlow-Townes-Henry* [16],

$$\Delta\nu = \frac{h\nu\nu_g(\alpha_i + \alpha_m)\alpha_m n_{sp}}{8\pi P_{salida}}(1 + \alpha_H^2), \tag{2-26}$$

donde h es la constante de Planck, ν es la frecuencia, v_g es la velocidad de grupo del campo láser dentro de la capa activa, α_i es la pérdida por unidad de longitud en la capa activa, α_m es la pérdida en los espejos, n_{sp} es el factor de inversión de población, P_{salida} es la potencia de salida y α_H es el factor de mejoramiento del ancho de línea.
Por otra parte, la pérdida en la cavidad está dada por la expresión

$$\alpha_m = -\frac{\ln(R_1 R_2)}{2L}, \tag{2-27}$$

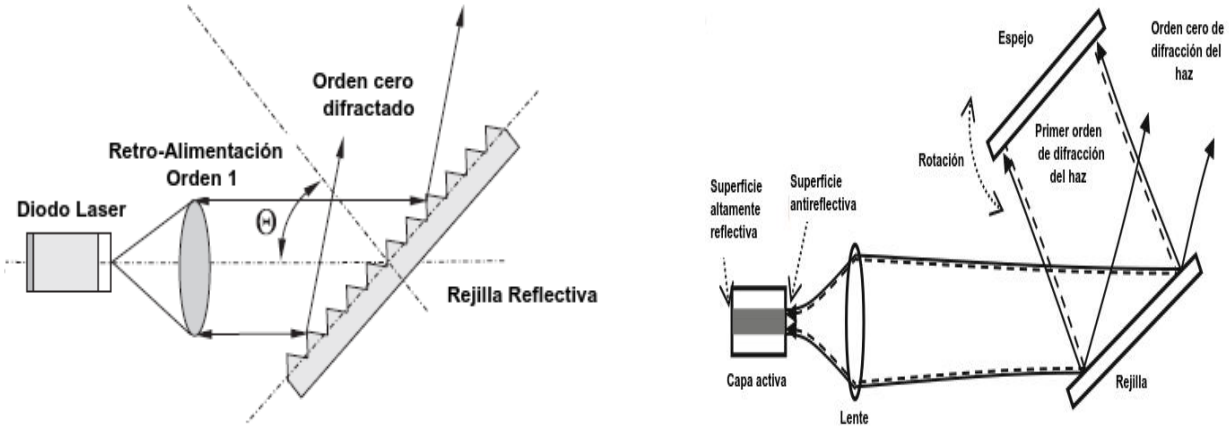
donde L es la longitud física de la cavidad láser, $R \approx 0{,}3$ es la reflectividad para la superficie sin recubrimiento de la capa activa de la cual el haz sale y $R_2 \approx 1$ es la cara con el recubrimiento de alta reflectividad. Las ecuaciones 2-26 y 2-27 indica que el ancho de línea del diodo láser es inversamente proporcional a la longitud de la cavidad y la potencia de salida.

A pesar de todas la correcciones, la ecuación de *Schawlow-Townes-Henry* posee bastantes limitantes para su utilización y en general la mayoría de los láseres operan por encima de esos límites, debido a fluctuaciones asociadas a pérdidas en el resonador, ruido electrónico y fluctuaciones debidas a emisiones espontáneas en modo láser que alteran la fase e intensidad del campo, modificando el índice de refracción y por consiguiente la ganancia del medio. Para evitar estos efectos es necesario trabajar a temperaturas cercanas a los 77K y mantener una potencia constante o con variaciones no mayores a los 4mW, así que para efectos prácticos ésta teoría opera sólo en los límites inferiores de operación de los diodos láser.

Para reducir el ancho de línea se pueden utilizar los arreglos Distributed Feedback (DFB) y Distributed Bragg Reflector (DBR) para diodos láser [16]. Otro método que permite reducir el ancho de línea es construir una cavidad externa al diodo láser, una cavidad externa puede incrementar la longitud de la cavidad por diez o cientos de veces y reducir el ancho de línea acorde a la ecuación 2-27.

2.3.4. Cavidades externas para diodos láser

Las cavidades externas sintonizables por lo general utilizan una rejilla de difracción como elemento seleccionador de la longitud de onda. Son llamados también estabilizadores de rejilla de diodo láser. Utilizan la retroalimentación óptica de frecuencia selectiva que reingresa en el diodo modificando su rango de ganancia y disminuyendo el ancho de línea. A través de estas cavidades se puede obtener excepcional sintonización, y por consiguiente, monocromaticidad [20].



(a) Configuración Littrow

(b) Configuración Littman-Metcalf

Figura 2-11.: Configuraciones de Cavidad externa sintonizable [16].

Cavidad Externa Littrow

Consta de una lente colimadora y una rejilla de difracción, está alineada de tal forma, que devuelve el primer orden del haz difractado, como retro-alimentación del diodo láser. La longitud de onda de la emisión puede ser sintonizada al rotar la rejilla de difracción. Se observa en la figura 2.11(a) un sistema de diodo láser sintonizable con retroalimentación externa en configuración Littrow, el haz emitido por el diodo láser es primero colimado por una lente y luego incide en una rejilla. El orden cero de la difracción es reflejado por la rejilla como haz

de salida, mientras el primer orden uno de difracción es devuelto hacia el diodo. Este es el arreglo más sencillo de cavidades externas con alta efectividad.

Cavidad Externa Littman-Metcalf

En ésta configuración la orientación de la rejilla es fija y un espejo adicional es usado para devolver el primer orden, del haz difractado, al diodo. La longitud de onda puede ser sintonizada rotando dicho espejo. La configuración ofrece una dirección fija del haz de salida. La figura 2.11(b) muestra un sistema de diodo láser sintonizable con retroalimentación externa en configuración Littman, el haz emitido por el diodo láser es primero colimado por una lente y luego incide en una rejilla. El orden cero de la difracción es reflejado por la rejilla como el haz de salida. El primer orden de difracción del haz de la rejilla incide en un espejo y el espejo refleja el haz de vuelta a la capa activa de diodo láser a través de la rejilla y la lente. El espejo y la superficie de la cara altamente reflectiva del diodo forman una cavidad. Debido a la función de dispersión de la rejilla, la dirección de propagación del primer orden de difracción es una función de la longitud de onda. El espejo en cierto ángulo podría únicamente reflejar cierta longitud de onda devuelta al diodo láser y forzar al láser a operar en esta determinada longitud de onda. La longitud de onda puede ser sintonizada por la rotación del espejo.

Hay dos grandes ventajas en el uso de una cavidad externa en comparación sobre un simple diodo láser:

- La longitud de onda de emisión del diodo puede ser sintonizada debido a la cavidad. El rango de sintonización es limitado por el ancho de banda del medio activo.
- El ancho de línea puede ser dramáticamente reducido. Cómo se mostró en la ecuación 2-27 el ancho de línea del láser es inversamente proporcional a la longitud física de la cavidad láser. La cavidad láser formada por un espejo y la superficie de la placa altamente reflectiva del diodo láser puede ser ser de $100mm$ de larga, esto es alrededor de 100 veces mas grande que la cavidad de la capa activa del diodo láser de alrededor de $1mm$ de longitud óptica.

2.4. Coherencia

La radiación láser presenta un número de propiedades únicas, tales como alta intensidad y monocromaticidad y un apreciable grado de coherencia espacial y temporal. Un láser se diferencia de otras fuentes de energía electromagnética, también, por su alta direccionalidad y la colimación natural de su haz. [13]

La coherencia describe el grado de correlación entre las amplitudes complejas de las radiaciones de campos electromagnéticos entre dos puntos en el espacio y el tiempo. [2]. Por ejemplo, se dice que dos ondas son coherentes si mantienen una diferencia de fase constante y la misma frecuencia. En el caso de la emisión láser esta característica es resultado de la naturaleza del proceso de emisión estimulada, en el cual los fotones son emitidos en fase con los pre-existentes en la cavidad del láser. Existen dos tipos de coherencia: coherencia espacial y coherencia temporal [6].

2.4.1. Coherencia temporal

La *coherencia temporal* se refiere a la correlación en fase de una onda en propagación $F(t)$ observada en el mismo punto del espacio en tiempos diferentes t y $t+\tau$ cuyas funciones de onda $F(t)$ y $F(t+\tau)$ poseen una relación de fase definida. O también puede describirse como la correlación en fase de una onda observada en dos puntos a lo largo de su camino de propagación en el mismo instante de tiempo. Por su parte la *longitud de coherencia* determina hasta qué distancia máxima L_c, a lo largo de la dirección de propagación de la onda, dicha relación de fase se conserva, determinando así el grado de coherencia temporal de la onda. La longitud de coherencia se relaciona con la longitud de onda mediante la expresión

$$L_c \approx \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}. \tag{2-28}$$

Por otra parte el intervalo de tiempo τ_c entre los dos instantes t y $t+\tau$, para los cuales se mantiene dicha relación de fase se denomina *tiempo de coherencia* tal que

$$L_c = c\tau_c. \tag{2-29}$$

De la relación de incertidumbre de Heisenberg el tiempo de coherencia se relaciona con el *ancho de línea espectral* del láser $\Delta\nu_L$ por

$$\tau_c \cong \frac{1}{\Delta\nu_L}, \tag{2-30}$$

y finalmente, la longitud de coherencia y la ancho de línea espectral se encuentran relacionadas por la expresión

$$L_c \approx \frac{c}{\Delta\nu_L}. \tag{2-31}$$

Por lo tanto entre menor (más angosto) sea el ancho de línea espectral de la fuente de luz, mejor es su longitud de coherencia.

Para medir la coherencia temporal, pueden ser usados los siguientes sistemas experimentales:

Interferómetro de Michelson

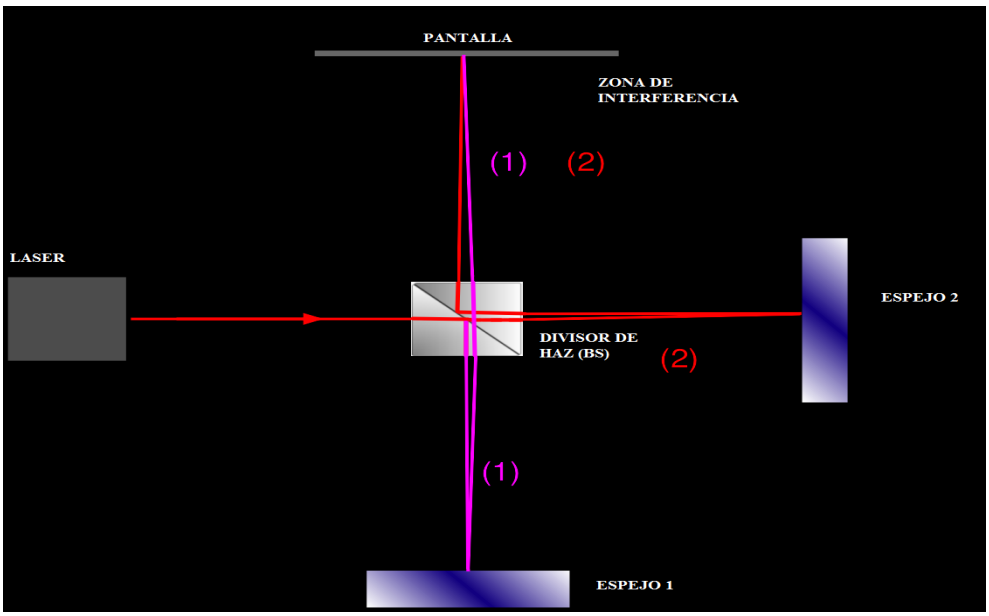


Figura 2-12.: Esquema del experimento de Michelson. Para que haya interferencia la diferencia de camino óptico entre $L_1 - L_2$ debe ser menor que la longitud de coherencia de la fuente.

El interferómetro de Michelson puede ser utilizado para medir las diferencias de camino óptico entre ondas en interferencia por lo que es generalmente utilizado para estudiar la coherencia temporal. La figura **2-12** muestra su configuración, el *espejo 1* es móvil y se encuentra a una distancia L_1 del divisor de haz (BS) mientras el *espejo 2* está fijo a una distancia L_2. El divisor de haz (BS) se considera 50-50, por lo que se asume que la intensidad inicial I_0 se divide en partes iguales como $I_0/2$ tanto para el haz reflejado (1) como para el haz transmitido (2), luego de que estos haces son reflejados en los espejos 1 y 2 respectivamente, son recombinados en el divisor de haz nuevamente y enviados hacia una pantalla o sensor [21].

Este arreglo es utilizado entonces para generar la *interferencia* de una onda consigo misma debido a la diferencia de camino óptico ΔL que se presenta al realizar cambios en la distancia L_1 por lo tanto, la intensidad y la periodicidad de las franjas en el patrón de interferencia varían dependiendo de que tan amplia sea dicha diferencia de camino ΔL, entre los haces (1) y (2), generada por la variación de L_1 [16]. Una pantalla permite sensar la intensidad del patrón y contar los periodos de las franjas de interferencia. La longitud de onda λ que se está midiendo puede calcularse a partir del número $m + \Delta m$, el recuento del sensor y la distancia de desplazamiento del brazo óptico o diferencia de camino ΔL mediante

la expresión

$$\lambda = \frac{4\Delta L}{m + \Delta m}, \tag{2-32}$$

donde m es un entero y Δm es una fracción de orden. Para una diferencia de camino $\Delta L \sim$ 200mm, con $m \sim 10^6$, Δm puede ser determinado a una precisión $< 0{,}1$, la longitud de onda puede ser calculada por la ecuación 2-32 con un error del orden de $\sim 10^{-7}$.
La longitud de coherencia puede estimarse con este arreglo a través de su relación con la diferencia de camino $\Delta L = 2(L_1 - L_2)$ como

$$L_c = 2\Delta L \tag{2-33}$$

Interferométro Fabry Perot de Escaneo

Los interferométros Fabry Perot de escaneo, por sus siglas en ingles **SFPI** (Scanning Fabry Perot Interferometers) son probablemente, los instrumentos más ampliamente utilizados para el análisis del espectro y medida del ancho de línea de los láseres. Un **SFPI** consiste de dos placas acuñadas semitransparentes con superficies reflectivas que conforman la cavidad, como se muestra en la figura **2-13** las dos superficies interiores de las placas están colocadas paralelamente una a la otra, usualmente pulidas hasta una planitud de $\lambda/8$, y adicionalmente poseen un recubrimiento para alcanzar una alta reflexión. Las dos superficies exteriores también están pulidas ópticamente, poseen un recubrimiento antireflectivo y hacen un ángulo entre ellas y las dos superficies interiores, de forma que las reflexiones en las dos superficies exteriores no puedan interferir con las reflexiones en las dos superficies interiores. La distancia D entre las dos superficies interiores puede ser ajustada por un piezoeléctrico. El medio entre las dos placas es usualmente aire con un índice de refracción unitario. El haz láser bajo estudio está colimado por un sistema de lentes e incide en el **SFPI**, luego múltiples reflexiones toman lugar en las superficies interiores y se producen una serie de haces transmitidos cuyas amplitudes decaen progresivamente. Los haces transmitidos a través del **SFPI** son focalizados por otro sistema de lentes en un medidor de potencia del láser [16]. Se presenta aquí el diseño para una cavidad con superficies interiores planas, mientras el arreglo para superficies interiores confocales puede consultarse en el **Anexo A**.

De la figura **2-13** se puede ver que la diferencia de fase entre dos haces transmitidos consecutivos es:

$$\Delta\phi = \frac{4\pi D}{\lambda}. \tag{2-34}$$

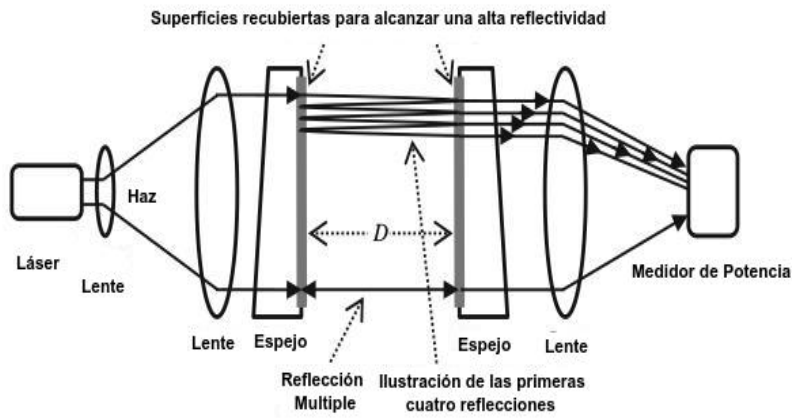


Figura 2-13.: Esquema del SFPI[16].

La interferencia ocurre entre las amplitudes de los haces transmitidos. La intensidad de la combinación de todos los haces transmitidos está dada por

$$I(\Delta\phi) = I_0|t^2\sum_{k=0}^{\infty} r^{2k}e^{-ik\Delta\phi}|^2,$$

y aplicando la aproximación para la serie geométrica del tipo $\sum_{n=1}^{\infty} x^n = \frac{1}{1-x}$ para $|x| < 1$ se tiene

$$I(\Delta\phi) = I_0\frac{(1-r^2)^2}{1+r^4-2r^2\cos(\Delta\phi)},$$

luego realizamos un cambio de variable haciendo $F = \frac{4r^2}{(1-r^2)^2}$, se obtiene finalmente

$$I(\Delta\phi) = I_0\frac{1}{1+F\sin^2(\frac{\Delta\phi}{2})}, \tag{2-35}$$

donde I_0 es la intensidad del haz antes de incidir en el **SFPI**, $r < 1$ y $t = (1-r^2)^{1/2}$ son las amplitudes de los coeficientes de reflexión y transmisión de las dos superficies internas del **SFPI**, respectivamente, y F es el parámetro que describe la resolución del **SFPI** [16].

Por otra parte, el ancho de línea espectral o en inglés *Full Width at Half Maximum* **FWHM** de I_0 puede ser encontrado haciendo $I_{\Delta\phi} = 0{,}5I_0$ en la ecuación 2-35 y solucionando para $\Delta\phi$ se obtiene

$$\Delta\phi_{FWHM} \approx 2\left(\frac{1-r^2}{r}\right), \tag{2-36}$$

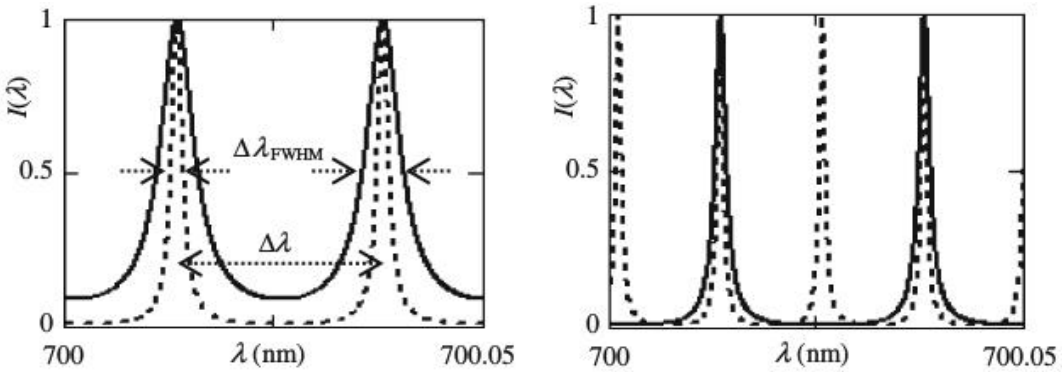
donde la aproximación es válida dado que r es cercano a 1. La ecuación 2-36 muestra que el ancho de la franja de $I(\Delta\phi)$ se reduce cuando r aumenta, dado que r grandes se traducen en más reflexiones entre las dos superficies internas del **SFPI** y más haces envueltos en la interferencia. El **FWHM** de $I(\Delta\phi)$ en términos de la longitud de onda puede ser encontrado a partir de la ecuación 2-34 como

$$\Delta\lambda_{FWHM} = \frac{4\pi D}{\Delta\phi_{FWHM}} = \frac{\pi D}{\sin^{-1}(1/F^{1/2})} \tag{2-37}$$

La interferencia constructiva ocurre cuando $\Delta\phi = 2m\pi$. De la ecuación 2-34 se tiene

$$\lambda_m = \frac{2D}{m}, \tag{2-38}$$

donde λ_m son las longitudes de onda en las cuales los picos de $I(\Delta\phi)$ aparecen y m es un entero. Es de notar que para un D (distancia entre las dos superficies internas de la cavidad) dado existen muchos λ_m ya que m puede tomar muchos valores.



(a) Espectro variando F (b) Espectro variando D

Figura 2-14.: Intensidad de transmisión normalizada como función de la longitud de onda. En la figura **a)** $D = 10$mm y $F = 10$ curva sólida, $D = 10$mm y $F = 100$ curva punteada. En la figura **b)** $F = 100$ y $D = 10$mm curva sólida, $D = 20$mm curva punteada [16]

El espaciamiento entre dos picos con longitudes de onda adyacentes puede ser obtenido diferenciando la ecuación 2-38 con respecto a m eliminando m y haciendo $\Delta m = 1$, para obtener $\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2D}$, donde $\Delta\lambda$ es conocida como el *rango libre espectral* por sus siglas en inglés **FSR**. Una gráfica de la función de la ecuación 2-35 se observa en la figura **2-14** con λ siendo la variable para varios valores de F y D, con un valor para $I_0 = 1$. Se puede ver que el **SFPI** actúa como una peinilla pasabanda. Para un valor D dado, al incrementar los valores de F se puede reducir el ancho de banda $\Delta\phi_{FWHM}$ como se muestra en la figura **2-14**.

La mayoría de los **SFPI** tienen un $r > 0{,}95$ para reducir el ancho $\Delta\phi_{FWHM}$. La medida de resolución de un **SFPI** está limitada por $\Delta\phi_{FWHM}$. Para un valor de F dado, al incrementar el valor de D se puede reducir el ancho $\Delta\phi_{FWHM}$ con el costo de reducir también el **FSR** [16].

2.4.2. Coherencia espacial

Aunque la coherencia espacial no es un parámetro que se vaya a medir en este estudio, la teoría completa de coherencia se hace necesaria para el entendimiento de una emisión de radiación coherente.
La *coherencia espacial* hace referencia a la correlación entre las características de una onda en dos puntos diferentes del espacio en un mismo tiempo. Una buena medida de coherencia de una fuente de luz es su habilidad de producir franjas de interferencia estables. La existencia de coherencia espacial de una onda entre dos puntos puede ser demostrada en el experimento de la doble rendija de Young cuyo diagrama se describe en la figura **2-15**.

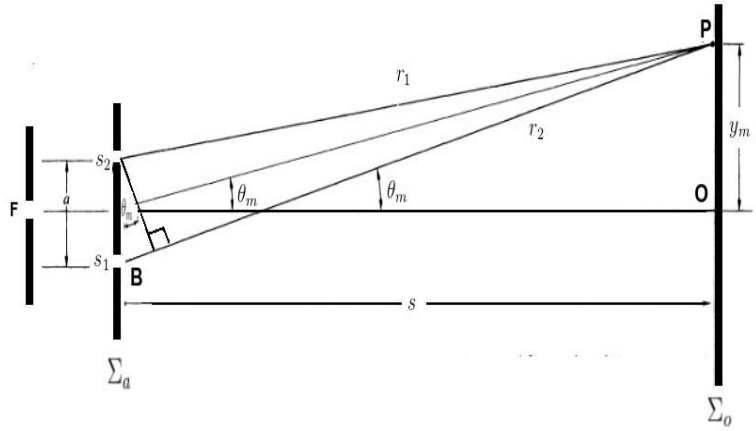


Figura 2-15.: Esquema del experimento de doble rendija de Young. Si se emite luz espacialmente coherente desde una fuente puntual F la cual a traviesa las rendijas s_1 y s_2, en el plano de observación Σ_o se observará un patrón de interferencia.[21].

En el experimento de Young se consideran dos puntos s_1 y s_2 separados una distancia a ubicados en un plano Σ_a, normal a la dirección de propagación del haz de la fuente F como se observa en la figura **2-15**. La relación de fase entre dichos dos puntos nos habla de la coherencia espacial de la onda, es decir, la coherencia espacial hace referencia a un tipo de coherencia transversal.
También es posible considerar dos fuentes s_1 y s_2 separadas una distancia a localizadas en dirección transversal a la dirección de propagación de la luz, que conservan propiedades coherentes y se encuentran sobre un plano Σ_a a una distancia s del plano de observación Σ_o.

Si se asume un efecto de interferencia se presentarán franjas de interferencia sobre Σ_o a una altura y_m relacionada con la longitud de onda del campo por $y_m = m\lambda$, donde m es entero y corresponde al orden de interferencia, como se observa en la figura **2-15**. Así, mismo la distancia desde s_1 a un punto P en el plano de observación está dada por la magnitud del vector $\vec{r_1}$ mientras la distancia entre s_2 al mismo punto P está dada por la magnitud del vector $\vec{r_2}$, la diferencia de camino óptico entre los haces corresponderá a $(r_1 - r_2)$. Al observar la geometría presentada en la figura **2-15** se puede establecer una relación trigonométrica entre la diferencia de camino de los dos haces $(r_1 - r_2)$, la distancia de separación a entre los puntos s_1 y s_2 y el ángulo θ_m

$$(r_1 - r_2) = asen(\theta) \approx a\theta \approx a\frac{y}{s}, \tag{2-39}$$

pero el ángulo θ_m se relaciona a su vez con la altura y sobre el plano Σ_o y la distancia de separación entre los dos planos s, y dado que el ángulo de separación se considera muy pequeño en comparación con la distancia de separación s y las magnitudes de los vectores r_1 y r_2 se pueden realizar las aproximaciones $sen(\theta) \approx \theta$ y $tan(\theta) \approx \theta$.

Si en este punto se considera una interferencia constructiva en el punto P y se tiene la condición de interferencia constructiva para la diferencia de camino $(r_1 - r_2) = m\lambda$ entonces la máxima distancia entre los puntos s_1 y s_2 ubicados en el plano transversal Σ_a a la cual el efecto de interferencia es aún observable en un punto y_m sobre el plano Σ_o, se conoce como *longitud de coherencia transversal*

$$L_m = s\frac{m\lambda}{y_m} = \frac{m\lambda}{\theta}, \tag{2-40}$$

siendo m el orden del máximo de interferencia al que se encuentra el punto P y m longitudes de onda λ caben en la distacia $(r_1 - r_2)$. La coherencia espacial, según este resultado esta relacionada con la direccionalidad del haz.

3. Procedimiento Experimental

En este capítulo se expondrán los arreglos experimentales implementados para realizar las mediciones necesarias para estudiar la coherencia temporal de los diodos láser HL63163DG y HL6312G. En un principio se implementó un montaje principal para el registro y medición de los espectros, sin embargo debido a que el interferómetro Fabry- Perót nos permite medir valores tan pequeños como el ancho del espectro, pero no puede determinar en que rango de longitudes de onda se encuentra, se hizo necesario implementar un montaje modificado con un espectrómetro que nos permitía determinar la longitud de onda de emisión y sus variaciones debidas al flujo de corriente y así mismo se implementó un medidor de potencia para controlar la potencia de salida del diodo frente a variaciones de corriente a temperatura constante. Posteriormente, se incluyó en un tercer montaje una rejilla de difracción para crear una cavidad resonante externa con el objetivo de mejorar la monocromaticidad del haz láser. Adicionalmente se anexan diagramas de flujo para mejorar la interpretación secuencial de los procedimientos experimentales con respecto a la automatización en la variación de parámetros, registro y procesamiento de los más de 20.000 espectros por rango de operación que se tomaron por cada diodo.

3.1. Equipos

Los equipos para realizar el estudio fueron prestados por la compañía **Combustion Ingenieros S.A.S.** En la tabla **3-1** se presentan las especificaciones de sus rangos de operación para longitud de onda λ(m), frecuencia ν(Hz), voltaje V(V), corriente I(A) y Potencia P(W) respectivamente. Sus respectivas hojas de especificaciones pueden encontrarse en las referencias. En la tabla λ es longitud de onda, P la potencia, $\emptyset$ es diámetro de cada diodo, I es corriente, V es voltaje, R es resistencia, FRS es el rango libre de frecuencia espectral, W es ancho de banda, GS/s es la medida de la tasa de digitalización del osciloscopio, OV es la voltaje de operación, IV corresponde al voltaje de entrada y DC corriente directa.

EQUIPOS	**CARACTERÍSTICAS**
AlGaInP Diodo Láser HL63163DG [8]	$\lambda = 633nm$, $P = 100mW$, $\emptyset = 5,6$mm
AlGaInP Diodo Láser HL6312G [9]	$\lambda = 635nm$, $P = 5mW$, $\emptyset = 9$mm
LDC205C Controlador de Corriente Diodo Láser [10]	$I = (-500, 500)mA$, $V = 10V$
TED200C Controlador de Temperatura Termoeléctrico [11]	$I = (-2, 2)A$, $P = 12W$
TCLDM9 Montura controladora del Diodo Láser [22]	$\emptyset = 5{,}6mm/9mm$, $R = 10K\ \Omega$ / 25ºC
SA210-5B Interferómetro Fabry Perot SFPI [12]	$\lambda = (535 - 820)$nm, $FSR = 10GHZ$
SA201 Analizador de Espectro del SFPI [23]	$\lambda = (535 - 820)$nm, $FSR = 10GHZ$, $V = (1 - 45)V$, $I = 26mA$
CCS100 Espectrómetro compacto[24]	$\lambda = (350 - 700)$nm
PM204 Medidor de Potencia [25]	$\lambda = (200 - 1100)$nm, $(50nW - 500mW)$
Osciloscopio de almacenamiento digital UNI T UTD2102CEX	$W = 100MHz$, $1GS/s$
Arduino Uno	$OV = 5V$, $IV = (7 - 12)$V, Digital $In/Output\ pins = 6$, Analog Input $pins = 6$, DC en $In/Output\ pin = 20mA$

Tabla 3-1.: Equipos utilizados en el montaje experimental con sus respectivas especificaciones de rangos de trabajo.

3.2. Montajes

En esta sección se describirán los arreglos experimentales implementados en el desarrollo de este trabajo, se comentarán los tipos de mediciones que se requirieron realizar y las dificultades por las cuales se tomaron modificaciones de los montajes iniciales para lograr las mediciones requeridas.

3.2.1. Montaje Principal

Durante los diferentes meses de trabajo experimental se mantuvo un montaje óptico principal que se observa en la figura **3-1**.

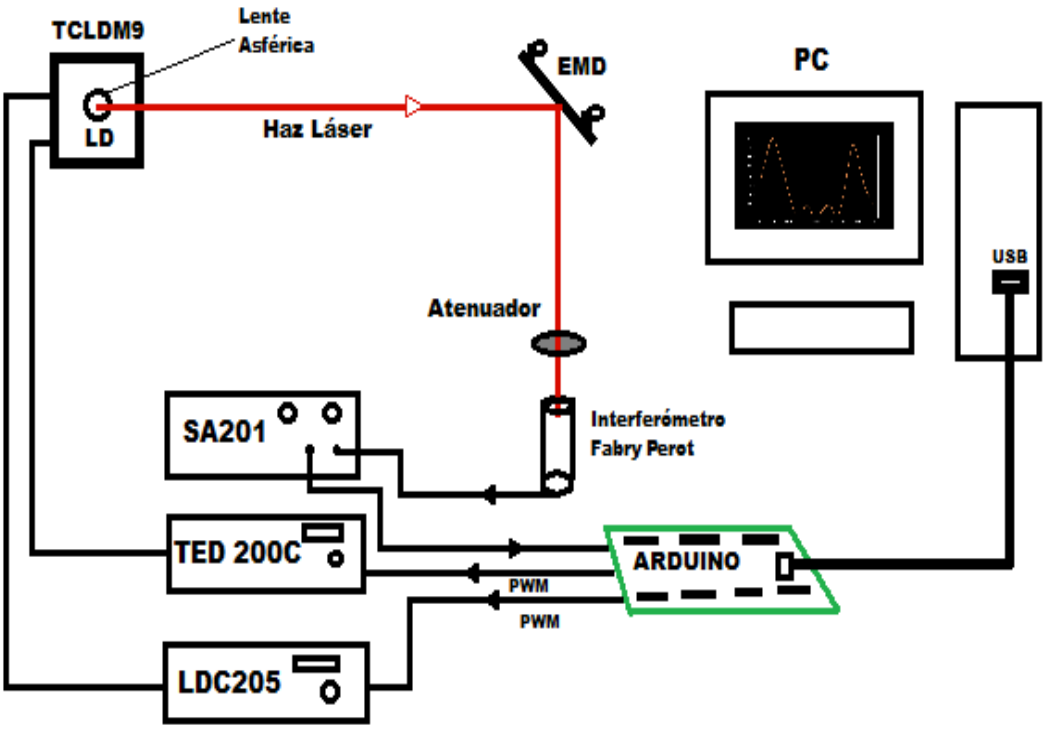


Figura 3-1.: Montaje principal para el análisis espectral del diodo láser.

En el montaje experimental de la figura 3-1 el diodo láser se encuentra en una montura electrónica (**TCLDM9**) la cual permite, a través de los controladores de corriente(**LDC205**) y temperatura (**TED200C**) modificar de manera controlada los parámetros de corriente y temperatura del diodo láser, haciendo que este emita un haz de luz, el cual pasa a través de una lente asférica que permite enfocar el haz en el interferometro SFPI, para facilitar su alineación dentro de la cavidad el haz se propaga hacia un espejo de montura dinámica (**EMD**) que lo redirecciona hacia el interferómetro Fabry-Perot de escaneo (**SFPI**) antes de incidir sobre el SFPI el haz pasa a través de un atenuador que evita la saturación de la señal en el interferómetro. El SFPI envía una señal electrónica, que contiene la información del espectro, al controlador **SA201** el cual genera una rampa de voltaje que mide la separación entre los espejos de la cavidad del SFPI y provee un ajuste de la rampa de voltaje y el tiempo de escaneo. Además el **SA201** posee la capacidad de aumentar la resolución espectral desde $(1-100)X$, y también incluye un circuito de fotodetección amplificador de alta precisión usado para el monitoreo de la cavidad. La señal de salida del SA201 es recibida por la tarjeta de adquisición **ARDUINO UNO**, a través de una entrada análoga el arduino realiza la adquisición de 800 datos de la señal espectral, los almacena y posteriormente los envía al computador a través del puerto serial para ser procesados digitalmente.
Con el objetivo de lograr una óptima caracterización de los diodos láser se realizaron algunas adiciones al montaje anteriormente descrito, las cuales fueron un medidor de potencia

(**PM204**) y un espectrómetro compacto (CCS100) para lograr su respectiva caracterización tanto en potencia como en longitud de onda.

3.2.2. Montaje 2: Adicionando Medidor de potencia y Espectrómetro

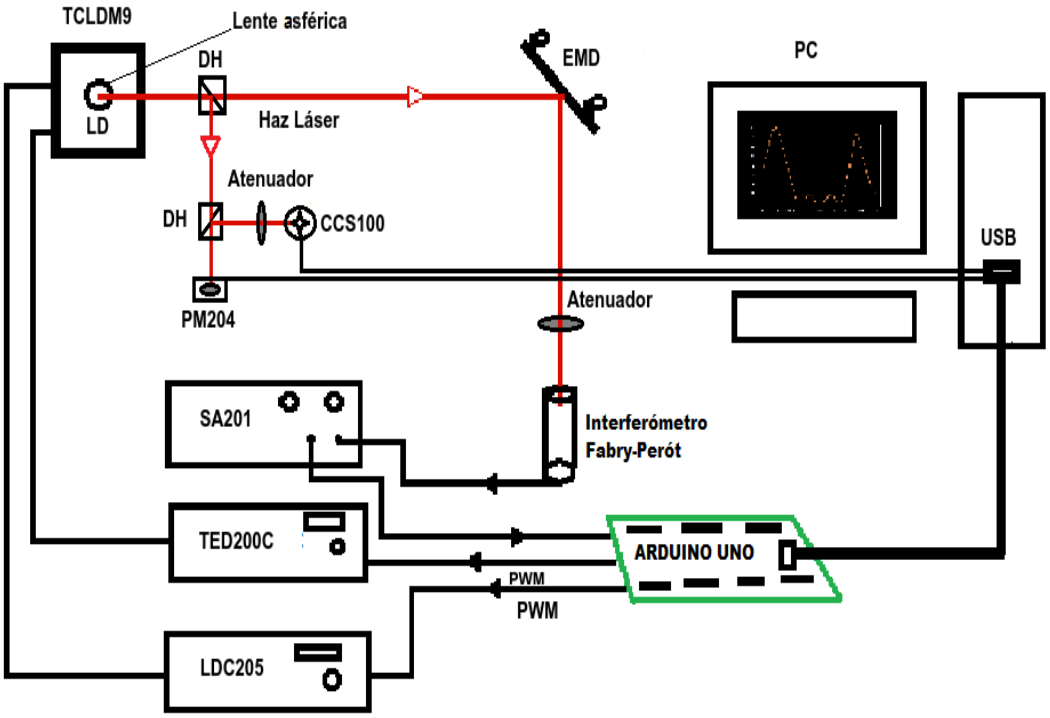


Figura 3-2.: Esquema de montaje implementando el medidor de potencia PM204 y el espectrómetro compacto CCS100

Con el objetivo de caracterizar los diodos en longitud de onda y potencia, y medir cualquier tipo de variación en la longitud de onda debido al flujo de corriente se implementó una modificación del montaje principal que se muestra en la figura **3-2** para la caracterización del diodo **HL63163DG** únicamente, pues para el diodo (**HL6312G**) se implementó el montaje de la figura **3-3** debido a que la potencia del haz al llegar al SFPI no era suficiente para realizar las mediciones del escaneo ya que la potencia máxima de este segundo diodo es únicamente de $5mW$.

Para el arreglo mostrado en la figura **3-2** se introducen dos cubos divisores de haz (**DH**); el primero de ellos es puesto luego de que el haz emitido por el diodo láser pasa a través de la lente asférica para así obtener un par de haces; el primer haz (haz transmitido) sigue

el mismo camino que el haz del montaje principal dirigiéndose hacia SFPI para así hacer la caracterización del espectro de emisión del diodo láser y el segundo haz (haz reflejado por la superficie interna del DH) es direccionado al segundo DH el cual permite obtener un nuevo par de haces los cuales son direccionados al medidor de potencia (PM204) y al espectrómetro compacto (CCS100) respectivamente. Por lo anteriormente descrito el arreglo experimental mostrado en la figura **3-2** permite realizar las medidas simultáneas de potencia, longitud de onda y la caracterización del espectro de emisión del diodo láser. Para la adquisición de los datos de potencia y longitud de onda se realizó la programación necesaria para la lectura del medidor de potencia (PM204) y el espectrómetro (CCS100), las mediciones se realizaron de forma automatizada al igual que en el montaje principal, mediante una rutina en python utilizando los drivers propios de los instrumentos y la librería **Instrumental** del **Mabuchi Research Group de Stanford University**.

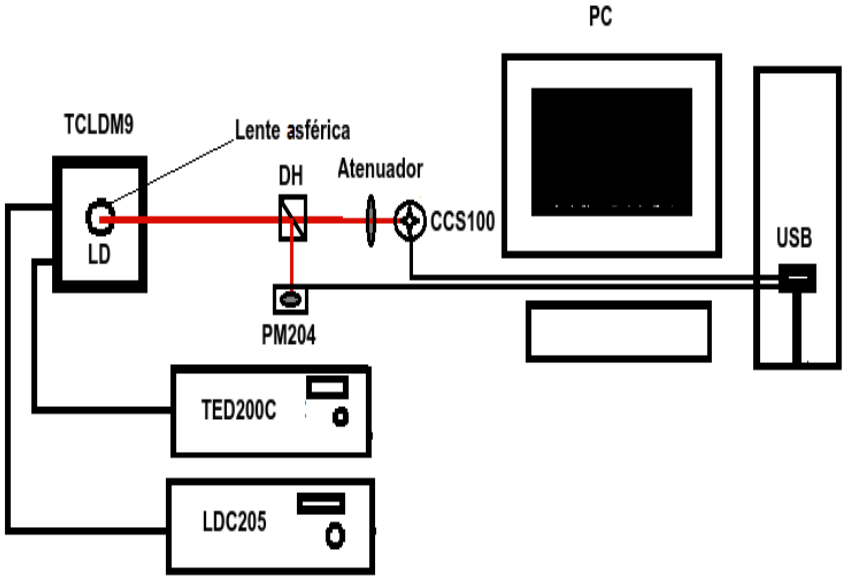


Figura 3-3.: Esquema de montaje implementando el medidor de potencia PM204 y el espectrómetro compacto CCS100 para el diodo (**HL6312G**)

La caracterización del diodo (**HL6312G**) se llevó a cabo en dos etapas; la primera de ellas se realizó con la configuración del montaje principal donde se realizaron las lecturas del espectro de emisión del diodo láser con ayuda del SFPI, posteriormente en la etapa dos se realizó una variación al montaje principal tal como se muestra en la figura **3-3** para hacer la lectura de las medidas de potencia y longitud de onda.

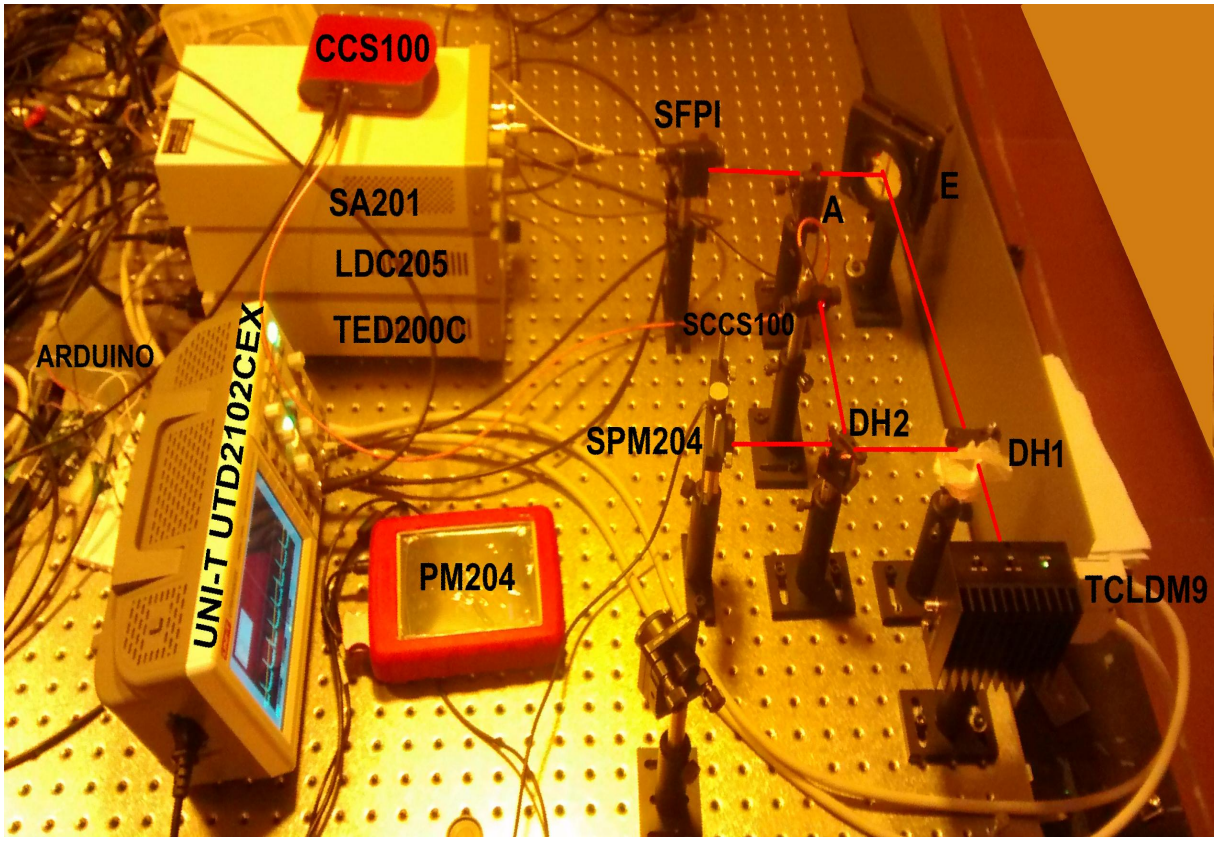
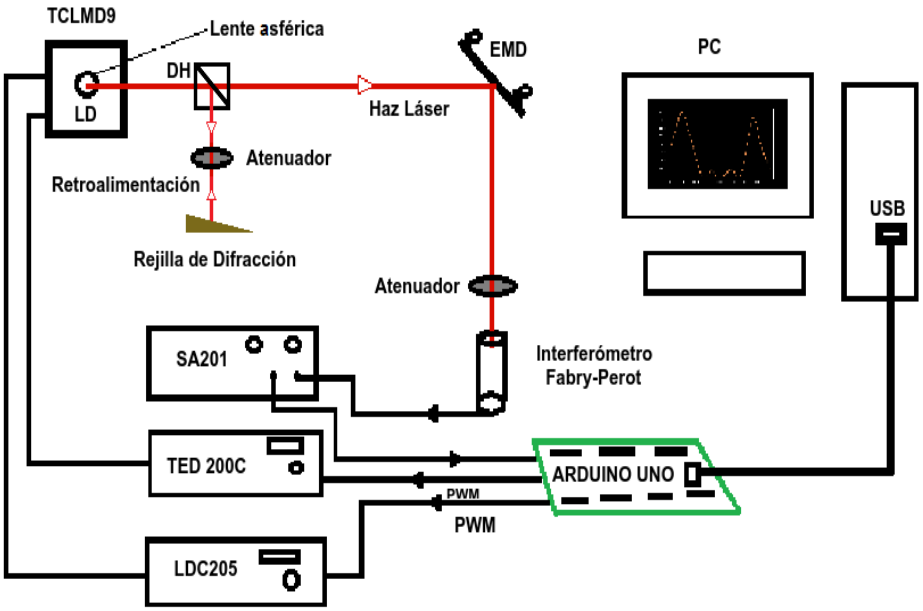
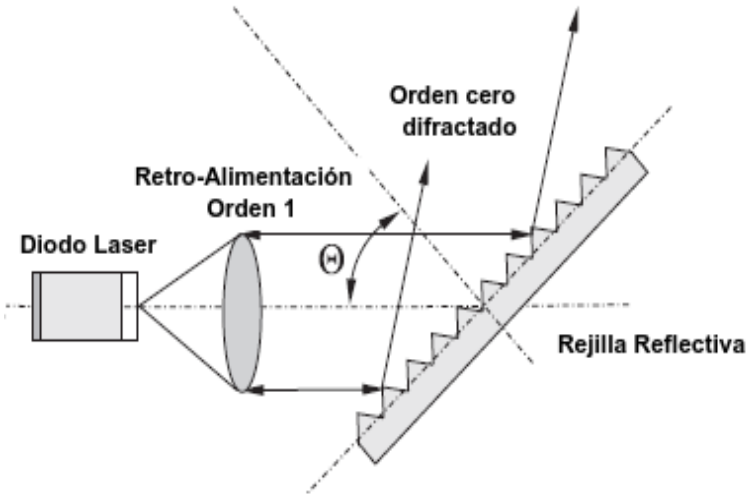


Figura 3-4.: Montaje experimental donde se encuentran incluidos los montajes principal y modificados descritos en las secciones anteriores.**ARDUINO UNO**: Tarjeta de adquisición, **UNI-T UTD2102CEX**: Oscilocopio, **PM204**: Medidor de potencia,**LDC205**: Controlador de corriente, **TED200C**: Controlador de temperatura, **SFPI**: Scannign Fabry Perot Interferómeter, **SA201**: Controlador del Scannign Fabry Perot Interferómeter, **CCS100**: Espectrómetro compacto, **EMD**: Espejo en montura dinámica, **HD**: Divisores de Haz HD1 y HD2, **SPM204**: Sensor del PM204, **SCCS100**: Sensor del CCS100, por último **TCLDM9**: Montura donde se encuentra el diodo láser.

3.2.3. Montaje con Cavidad externa



(a) Montaje implementando la cavidad externa tipo Littrow



(b) Esquema cavidad externa tipo Littrow

Figura 3-5.: Se presenta en la figura a) la incorporación de la cavidad dentro del montaje, mientras en la figura b) se presenta la orientación θ necesaria en la rejilla para realizar la retroalimentación del orden 1 y desviar el orden 0.

Se realizó la implementación de una cavidad externa para el diodo láser en la configuración Littrow como se observa en la figura **3-5**, ésta consistió en el uso de una rejilla de difracción, que rotada un cierto ángulo, devuelve el primer orden del haz difractado, el cual se utilizó para retroalimentar el diodo.

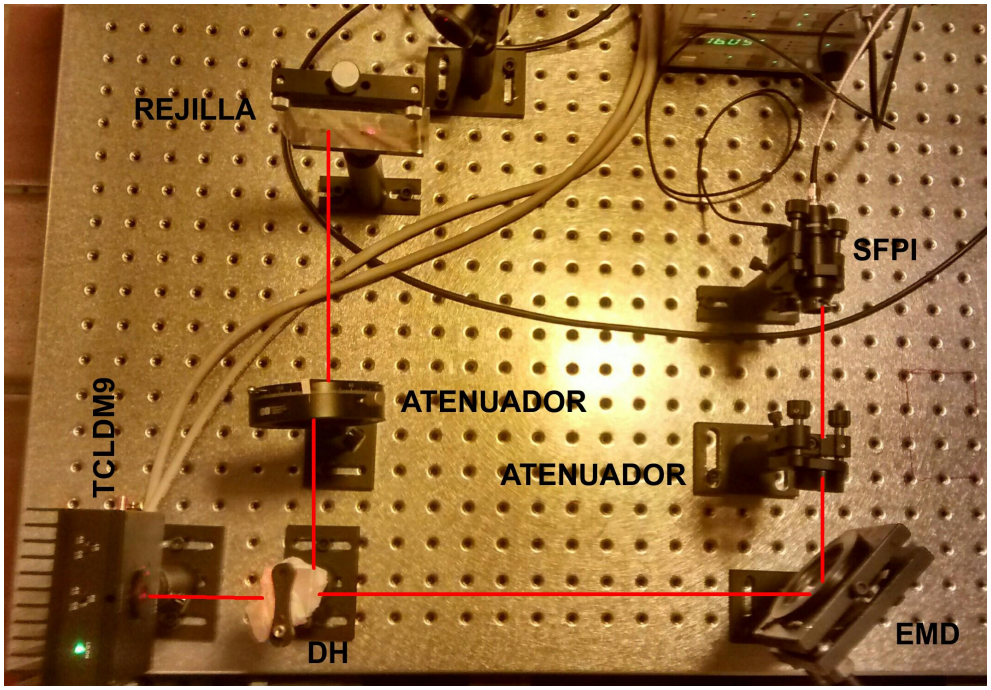


Figura 3-6.: Se presenta la orientación θ necesaria en la rejilla para realizar la retroalimentación del orden 1 y desviar el orden 0.

Dicha retroalimentación con la propia emisión se realiza para procurar un adelgazamiento en el ancho del pico de frecuencias de emisión del diodo, según la teoría encontrada sobre cavidades externas expuesta en la sección **2.3.5**. Además, según otras investigaciones sobre cavidades externas [20], no se recomiendan grandes porcentajes de retroalimentación, por lo que se implementó la cavidad externa luego de hacer pasar el haz por un cubo divisor de intensidad por el cual el haz pasaba tanto en su camino a la rejilla, como en su camino de vuelta y se adicionó un atenuador, generando así una disminución de la intensidad en un 80 %. La adquisición de datos se hizo de manera manual en esta etapa, utilizando el osciloscopio UNI-T UTD2102CEX y su respectivo software **DSO Mintor** y **Wave Analizer** que permiten una medición precisa del ancho de línea espectral.

3.3. Programación para la automatización del registro y adquisición

En los siguientes diagramas de flujo se presenta un resumen de los ciclos que debieron ser realizados para la automatización, adquisición, procesamiento y análisis de los datos.

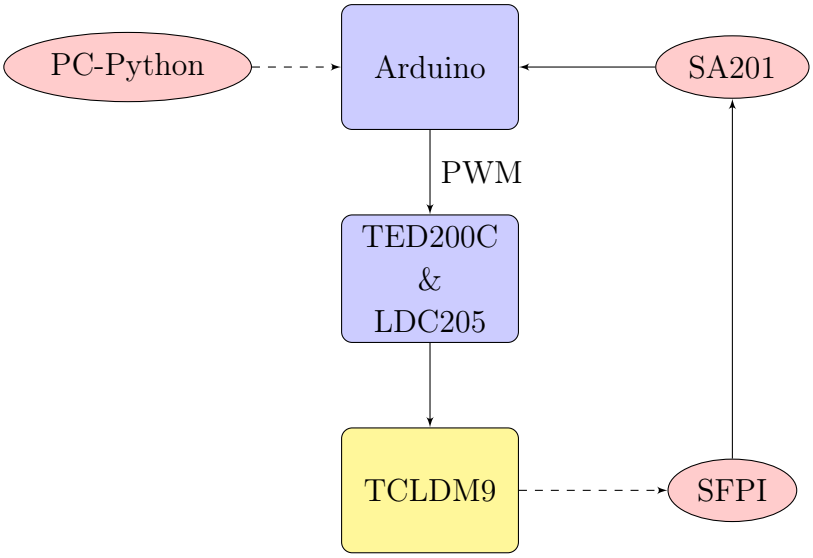


Figura 3-7.: Diagrama de flujo para registro automático de las lecturas del espectro de emision del diodo

En el diagrama de la figura **3-7** se muestra el resumen de la adquisición de las lecturas del espectro de emisión del diodo láser del montaje experimental principal ver figura **3-1**. En este esquema se envía la orden desde el ordenador a la tarjeta de adquisición **ARDUINO UNO** el cual a su vez envía una señal pwm, que es traducida como una variación de corriente y temperatura para los instrumentos LDC205 y TED 200C respectivamente. Estos últimos controlan temperatura y corriente en la montura del diodo láser **TCLDM9** generando una emisión estimulada (al sobrepasar la corriente umbral) que es escaneada por el **SFPI** y enviada al analizador **SA201**, el cual reenvía una señal analógica a la tarjeta **ARDUINO UNO** donde este devuelve un vector de datos al **PC-Python**. El ciclo vuelve a empezarse con una nueva variación y se repiten los ciclos hasta que el barrido de temperaturas y corrientes sea completo en el rango de estudio.

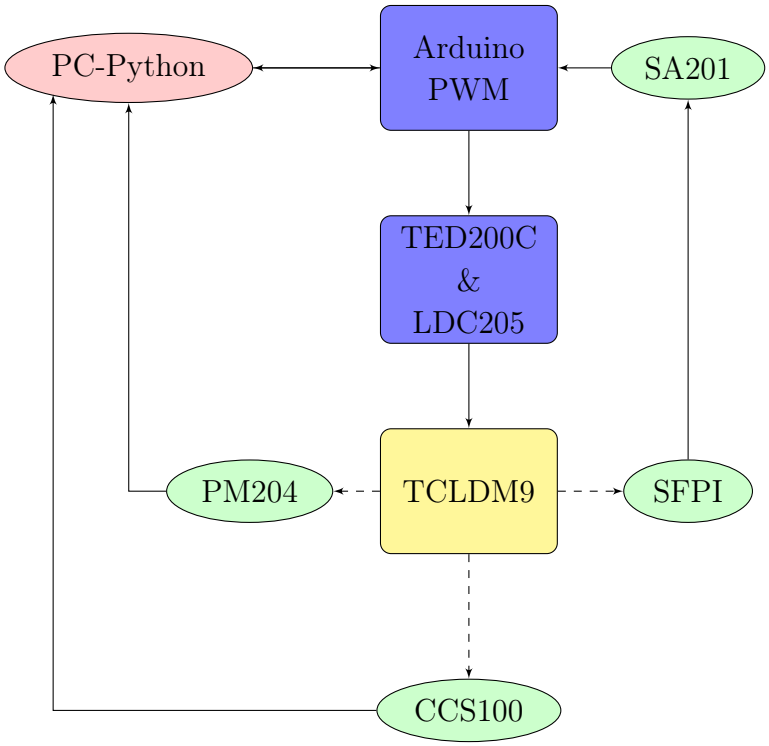


Figura 3-8.: Diagrama de flujo para procesamiento automático de los datos de potencia, longitud de onda y espectro de emisión láser de manera simultanea.

En el diagrama de la figura **3-8** se muestra el resumen de la adquisición de las lecturas del espectro de emisión del diodo láser del montaje experimental principal ver figura **3-1**. En este esquema se envía la orden desde el ordenador a la tarjeta de adquisición **ARDUINO UNO** el cual a su vez envía una señal pwm, que es traducida como una variación de corriente y temperatura para los instrumentos LDC205 y TED 200C respectivamente. Estos últimos controlan temperatura y corriente en la montura del diodo láser **TCLDM9** generando una emisión estimulada (al sobrepasar la corriente umbral) que es escaneada por el **SFPI** y enviada al analizador **SA201**, el cual reenvía una señal analógica a la tarjeta **ARDUINO UNO** y este devuelve un vector de datos al **PC-Python**, de modo similar el espectrómetro compacto **CCS100** hace el envío de la información al **PC-Python** y así mismo lo hace el medidor de potencia **PM204** a través del puerto serial del PC. Para estos registros se realizó la instalación de los drivers de **VISA-National Instruments** y **OSA** y se utilizó la librería **INSTRUMENTAL**, del **Mabuchilab Group** de **Stanford University**. El ciclo vuelve a empezar con una nueva variación y se repiten los ciclos hasta que el barrido de temperaturas y corrientes sea completo, de esta manera se lleva a cabo una caracterización de tres variables dinámicamente.

Cabe aclarar que para realizar la caracterización del diodo (**HL6312G**) se llevó a cabo un procedimiento experimental en dos etapas; la primera de ellas se realizó con la configuración

del montaje principal donde se realizaron las lecturas del espectro de emisión del diodo láser con ayuda del SFPI siguiendo el esquema de la figura **3-7**, posteriormente en la etapa dos se realizó una variación al montaje principal tal como se muestra en la figura **3-3** para hacer la lectura de las medidas de potencia y longitud de onda siguiendo el modelo o esquema mostrado en la figura **3-8** pero omitiendo el SFPI el cual fue utilizado en la etapa uno. Esta medición se realizó en dos etapas separadas dado que la potencia del diodo láser HL6312G no era suficiente para poder realizar una medición conjunta.

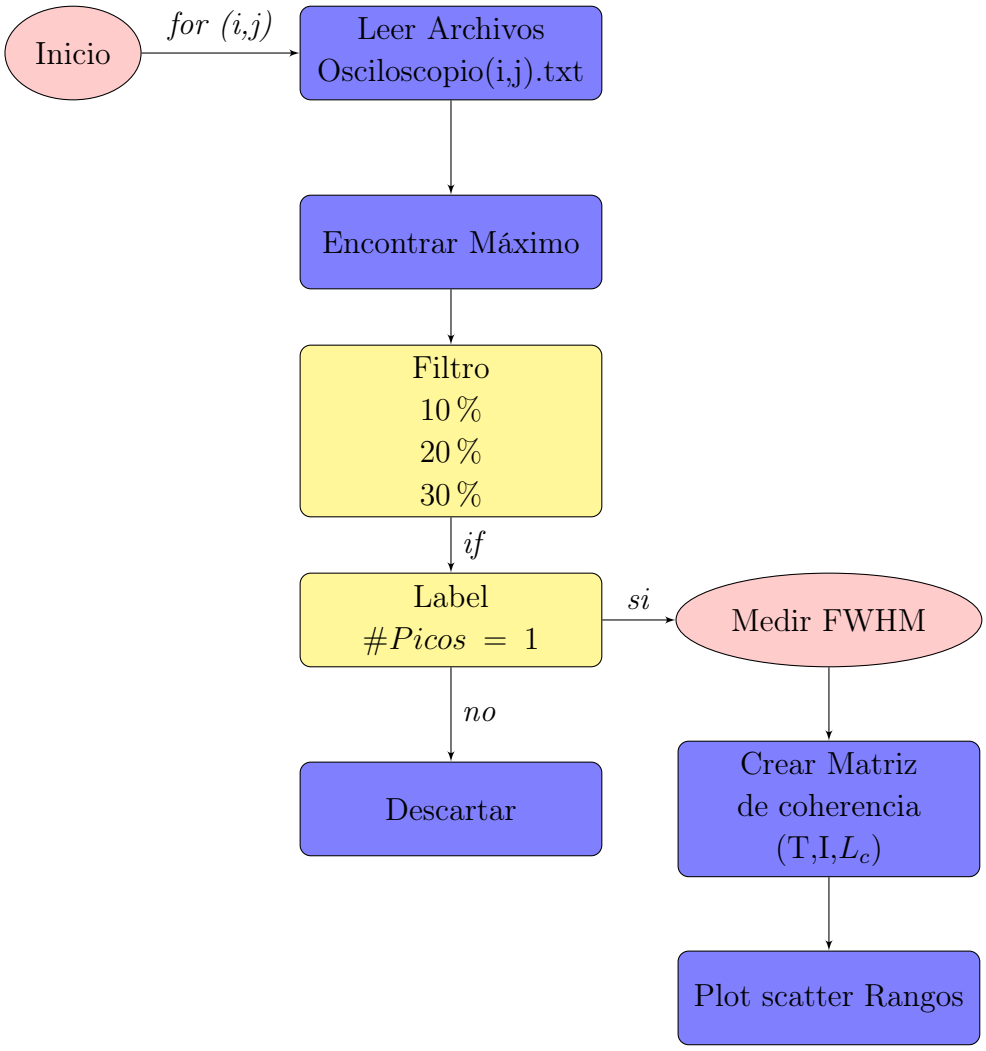


Figura 3-9.: Diagrama de flujo para procesamiento automático de los datos.

La figura **3-9** contiene un diagrama de flujo que describe el procesamiento de los datos desde la lectura de los archivos, pasando por un filtrado del ruido electrónico que se realizó a 10 %, 20 % o 30 % dependiendo de la intensidad de las zonas en estudio. Y posteriormente se halló

el máximo y se observó el espectro. A media altura se identificó el número de picos y el ancho FWHM, medición que permitió conocer la longitud de coherencia del espectro estudiado.

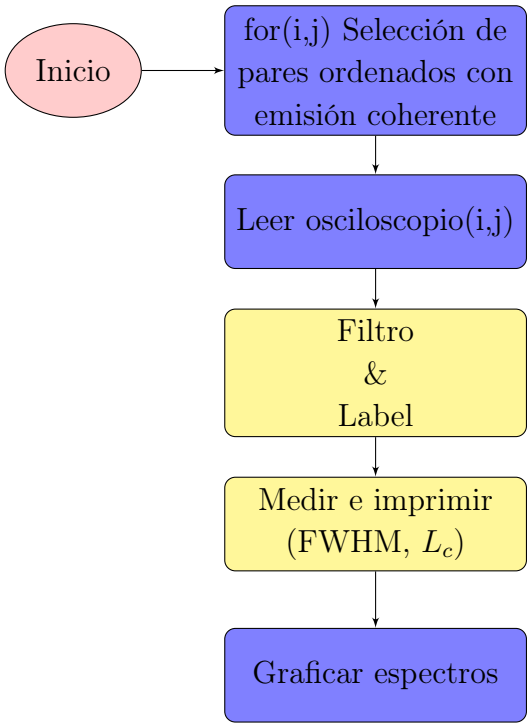


Figura 3-10.: Diagrama de flujo para procesamiento automático de los datos.

La figura **3-10** muestra el diagrama de flujo que describe el software utilizado para comprobación y testeo de los resultados, el cual aplica los mismos criterios que el diagrama anterior, pero en zonas que han sido marcadas como coherentes, graficando algunos de los espectros seleccionados que son representativos de cada zona de emisión coherente encontrada.

4. Análisis de Resultados Experimentales

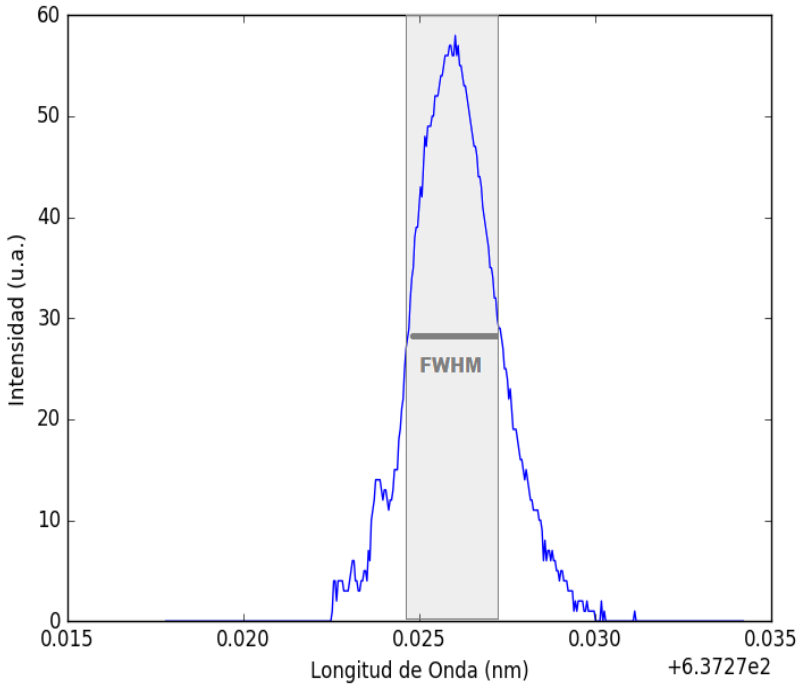


Figura 4-1.: Ejemplo de medición de ancho FWHM en uno de los picos de emisión encontrados en el estudio.

Se desarrolló un software en Python que permitió el procesamiento de los datos correspondientes a los más de 20.000 espectros contenidos en igual número de archivos para cada rango de operación, como el que se muestra en la figura **4-1**. La calibración para el eje x en frecuencia se realizó utilizando la equivalencia del FSR "Free spectral range"que es de 10GHz para el interferómetro SFPI 210-5B [12], con la distancia en datos D_{data} entre un pico y su repetición en el registro automatizado; mediante la igualdad $FSR = 10GHz = D_{data}[d]$, con D_{data} = *número de datos entre 2 picos que se generan en los modos propios del SFPI*. Esta es la misma calibración indicada por los fabricantes del SFPI para la calibración del eje x

de un oscilocopio y la conversión a valores de frecuencia. La medición del ancho de línea espectral $\Delta\nu$, utilizando la calibración anterior, se calculó como sigue

$$\Delta\nu = \frac{10(GHz)}{D_{data}(d)} * FWHM(d), \tag{4-1}$$

donde $FWHM$ es el ancho del pico medido a la mitad de la altura máxima como se observa en la figura **4-1**, calculado en número de datos discretos (d) mediante el software desarrollado específicamente para este estudio, con la calibración mostrada en la ecuación (4-1) se convierten las unidades de datos d a GHz, obteniendo el ancho de línea espectral $\Delta\nu$ en unidades de frecuencia, para así utilizar la ecuación 2-31 para calcular la longitud de coherencia en cada punto como sigue

$$L_c \approx \frac{c}{\Delta\nu}, \tag{4-2}$$

donde c es la velocidad de la luz equivalente a 3×10^8m/s, obteniendo la longitud de coherencia L_c en metros m.

A pesar de que no existen muchos antecedentes de estudios sobre el ancho de línea de los diodos láser, pues sus amplias aplicaciones hasta ahora no han requerido grandes longitudes de coherencia para su utilización, los estudios realizados desde la primera medición de ancho de línea de un diodo láser en 1981 por Fleming y Mooradian [18] hasta la medición de los anchos de línea ultra angostos encontrados por Eblana Photonics [26] en 2007 intentan ajustar el comportamiento del ancho de línea de los diodos láser estudiados a la ecuación 2-26 desarrollada por Schawlow-Townes, que se presentó en la teoría del capítulo 2, luego de ser ajustada por Henry [19] en 1982 para explicar los resultados de Fleming y Moordian. Sin embargo la *Encyclopedia of Laser Physics and Technology* [27] advierte sobre las limitaciones para la aplicación de ésta formula al comportamiento del ancho de línea en diodos láser, pues la mayoría de los láseres y aún más los diodos láser operan por encima de los límites de dicha ecuación 2-26, en tanto que existen en su operación fluctuaciones del campo óptico asociadas a pérdidas y vibraciones en los espejos, eventos de emisión espontánea amplificada dentro del modo láser (común en diodos láser) que generan cambios en el índice de refracción que a su vez modifican la ganancia neta del medio, cómo se observó en la sección **2.3.3**. Debido a estas limitaciones estudios anteriores se han limitado a variaciones de potencia de no más de 5mW alrededor de un punto de laseo, intentando mantenerse en los límites de aplicación de la ecuación 2-26.

Este estudio propone una visión generalizada del comportamiento de los diodos HL63163DG y HL6312G; variando la potencia entre 12.5mW para la corriente umbral de laseo y 100mW para la máxima corriente de operación del primer diodo, y los 5mW de potencia del segundo diodo. En los resultados obtenidos donde pueden encontrarse algunos puntos que cumplen las condiciones necesarias en las cuales se mantiene la relación de los parámetros de la ecuación

2-26, y muchos otros que develan otras condiciones en las cuales el diodo opera en mono modo longitudinal pero no se ajusta a las predicciones de la teoría. Para tener un mayor acercamiento al funcionamiento interno del diodo láser se realizó un estudio de su comportamiento y sus variaciones en potencia y longitud de onda respecto a la corriente, manteniendo la temperatura constante con el TED 200C, encontrando aumentos escalonados de la longitud de onda frente al aumento de la corriente de operación del diodo, lo que evidencia dos limitaciones en este estudio: i) la imposibilidad de conocer el temperatura interna del diodo que según los resultados puede estar aumentado debido al flujo de corriente causando variaciones en la longitud de onda por dilatación del etalón interno y ii) la evidencia de que existen posibles fluctuaciones en el campo óptico al interior del diodo láser que modifican la *ganancia neta*.

4.1. Estudio de Coherencia Diodo HL63163DG

El diodo marca OCLARO de referencia HL63163DG [8], presenta dentro de sus características una longitud de onda entre (630-636)nm, una potencia máxima de 100mW, un rango de temperaturas de operación entre -10ºC y 40ºC y por último, un rango de corrientes de operación de hasta 210mA con corriente umbral para emisión láser que puede estar entre (70-100)mA. Se realizó un registro automático de la señal de salida del controlador del SFPI denominado SA201, el cual capturó la información del espectro de emisión. La adquisición de dicha señal se realizó a través de una tarjeta Arduino Uno, tarjeta que a su vez manejó las variaciones de corriente y temperatura de los controladores de los diodos láser en los rangos establecidos a través de dos señales PWM, permitiendo un tiempo de estabilización cercano a 1min. Debido a que la cantidad de puntos ordenados de temperatura y corriente (T,I) se acercan a los 20.000 para casi cada rango de registro, se optó por realizar un registro automatizado en lugar de uno manual. Sin embargo, la automatización conllevó ciertos problemas de ruido electrónico que tuvieron que tenerse en cuenta y redujeron la cantidad de datos adecuados para el estudio.

4.1.1. Resultados Experimentales de Longitud de Coherencia vs. Corriente y Temperatura Rango 1

Los resultados del estudio de coherencia se pueden apreciar en la figura **4-2** para el primer rango de operación del diodo HL63163DG, que corresponde al rango de temperatura: (16,02-23,44)ºC con pasos de 0,19ºC, y al rango de corriente: (85,22-163,66)mA, con pasos de 0,319 mA. Las variaciones de corriente y temperatura fueron controladas de forma automática a través de un software desarrollado en python en asocio con un software desarrollado en el entorno Arduino con el objetivo de controlar la adquisición de datos y la generación de señales.

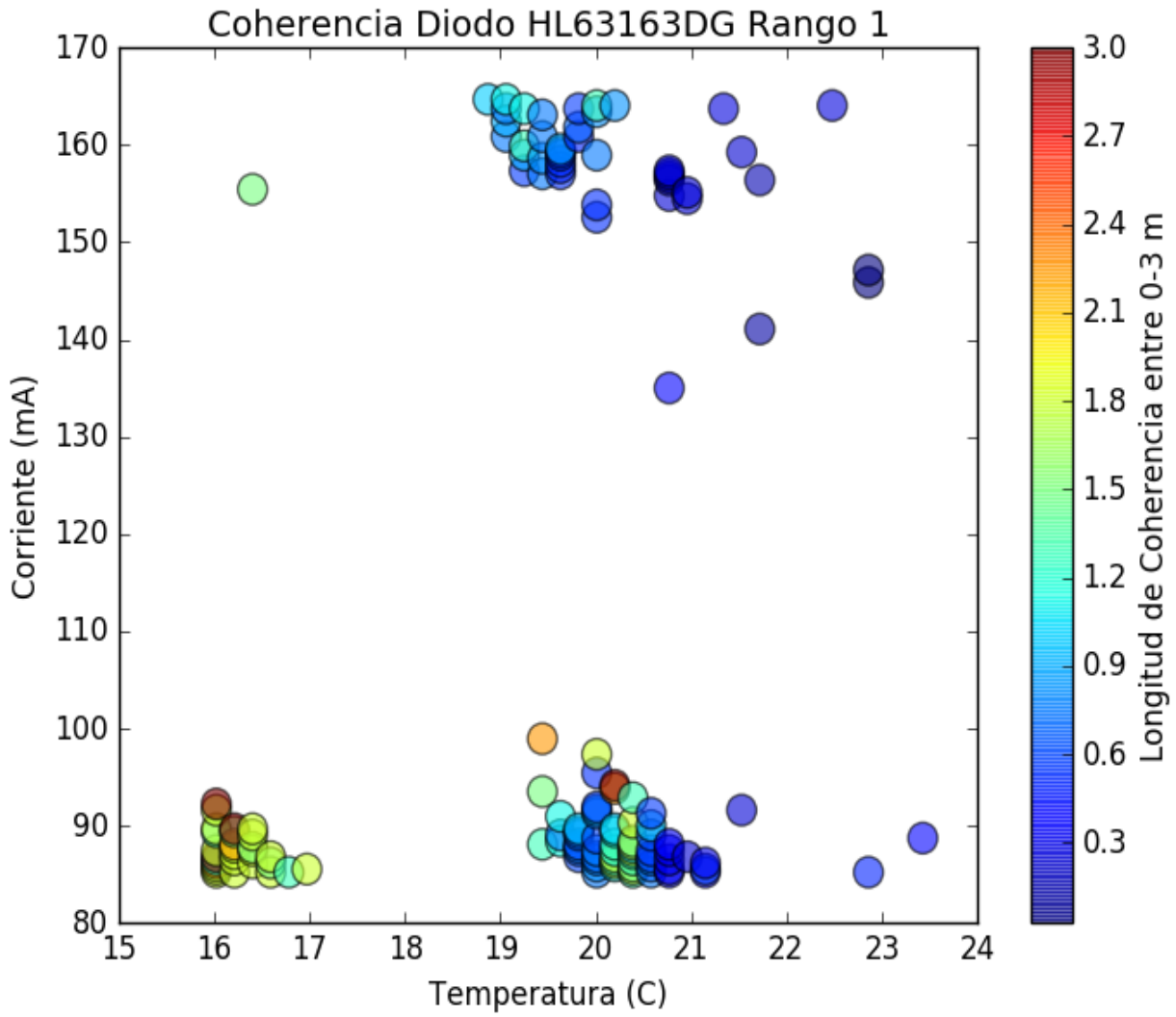
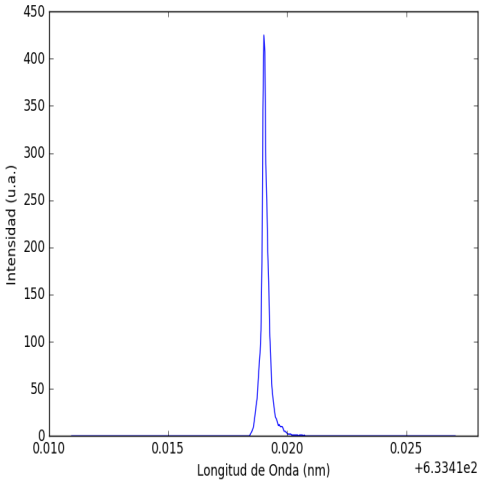


Figura 4-2.: Resultados del estudio de coherencia para el rango 1 del diodo HL63163DG, que comprende los intervalos (16,02-23,44)ºC en temperatura y (85,22-163,66)mA en corriente. Se aprecian dos zonas con densidad de puntos azules donde se puede garantizar la emisión láser estable con longitudes de coherencia aproximada entre 0,2m y 1m, una zona con densidad de puntos amarillos con longitudes de coherencia entre (1,5-2,0)m, así como puntos aislados con longitud de coherencia cercanas a los 3m que presentan emisiones con una coherencia temporal peculiarmente alta y más susceptible a variaciones de corriente y temperatura.

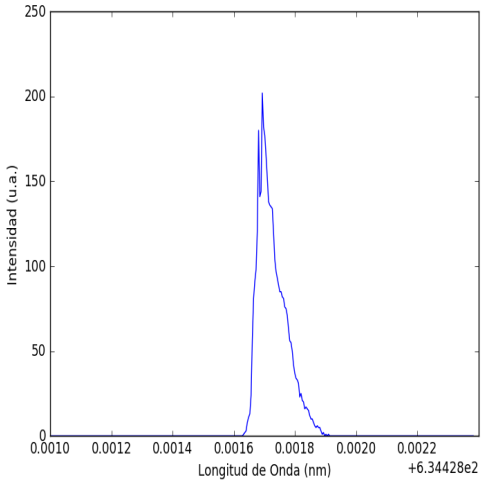
En la figura **4-2** se observan los resultados del estudio de coherencia para el diodo HL63163DG en el Rango 1 de operación, en la gráfica son apreciables puntos azules con longitud de coherencia entre 0,2m-0,9m, puntos de color aguamarina, verdes y amarillos con longitud de

coherencia entre 1m-2m y finalmente los puntos rojizos con longitudes de coherencia cercanas a los 3m, estos últimos a pesar de ser puntos de alta coherencia, se observó que se presentan en su mayoría como puntos aislados frecuentemente rodeados de puntos con comportamiento multimodal. Las zonas en blanco se deben a tres factores: 1.) Zonas donde no había emisión láser ni presencia de picos. 2.) Zonas de emisión inestable que presentaban comportamiento multimodal. 3.) Zonas donde el ruido electrónico y las contribuciones de emisión estimulada en otras frecuencias superaron el 10 % de la intensidad de la señal del espectro.

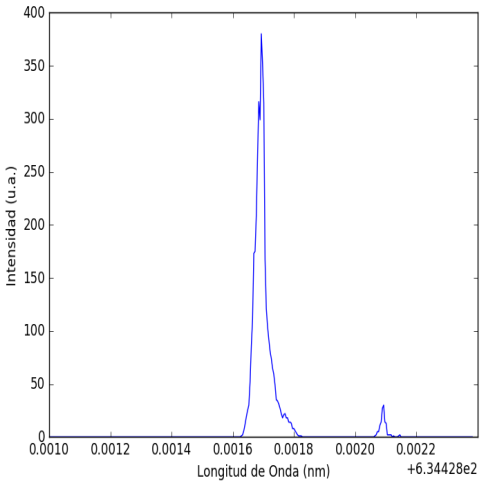
En la figura **4-3** se presentan algunos ejemplos de emisión coherente encontrados a partir de los resultados de medición del ancho FWHM y la longitud de coherencia presentados en la figura **4-2**. Se muestran a continuación algunos espectros con longitudes de coherencia entre 0,77m-1,44m. Estos resultados se escogieron debido a que presentan comportamientos fundamentales para la caracterización espectral del diodo en zonas de buena coherencia; cabe notar por ejemplo, que la diferencia en los parámetros de corriente y temperatura entre los resultados del espectro de la figura 4.3(b) y de la figura 4.3(c), es muy pequeña, y que la longitud de coherencia se aumenta en casi un orden de magnitud en el espectro presentado en la figura 4.3(c), lo que coincide con una incipiente aparición de otra frecuencia, que indica que en zonas cercanas hay comportamiento multimodal. En la figura 4.3(a) se observa un pico de emisión muy delgado, lo que garantiza una alta monocromaticidad que se refleja en una longitud de coherencia de 2,02m. En la figura 4.3(d) se presenta un espectro en el límite de la zona de coherencia, donde se aprecia la incipiente contribución de otras frecuencias en el espectro, una modificación de la forma del pico y ensanchamiento. Los valores de longitud de coherencia para este rango se calcularon como fue reportado al inicio del capítulo, utilizando las ecuaciones 4-1 y 4-2.



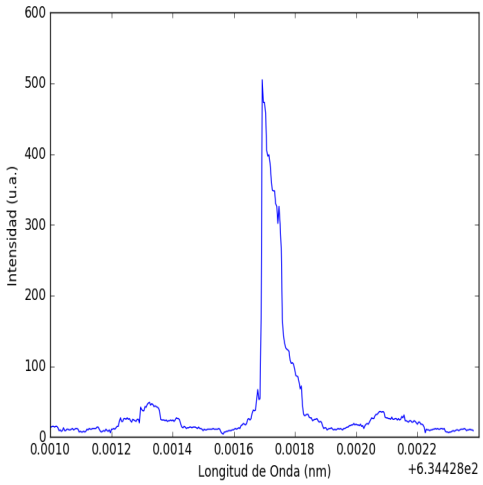
(a) L_c= 2,02m, T= 16,02ºC y I= 85,53mA.



(b) L_c= 0,67m, T= 19,82ºC y I= 86,82mA.



(c) L_c= 1,44m, T= 19,44ºC y I= 88,09mA.



(d) L_c= 1,01m, T= 19,63ºC y I= 159,59mA.

Figura 4-3.: En las figuras a), b) y c) se presentan espectros de emisión de algunos puntos ordenados (T,I) contenidos en la gráfica de coherencia del diodo HL63163DG rango 1, correspondientes a la zona central inferior de la figura **4-2**, que presenta alta densidad de puntos coherentes.

4.1.2. Resultados del Estudio de Coherencia Diodo HL63163DG Rango 2

Se presenta a continuación la gráfica **4-4** de resultados obtenidos del estudio de coherencia del diodo HL63163DG en el rango 2, se muestran los resultados para longitud de coherencia

vs. corriente y temperatura en los correspondientes intervalos de corriente (85,22-163,6)mA y temperatura (23,44-28,38)ºC para el rango 2.

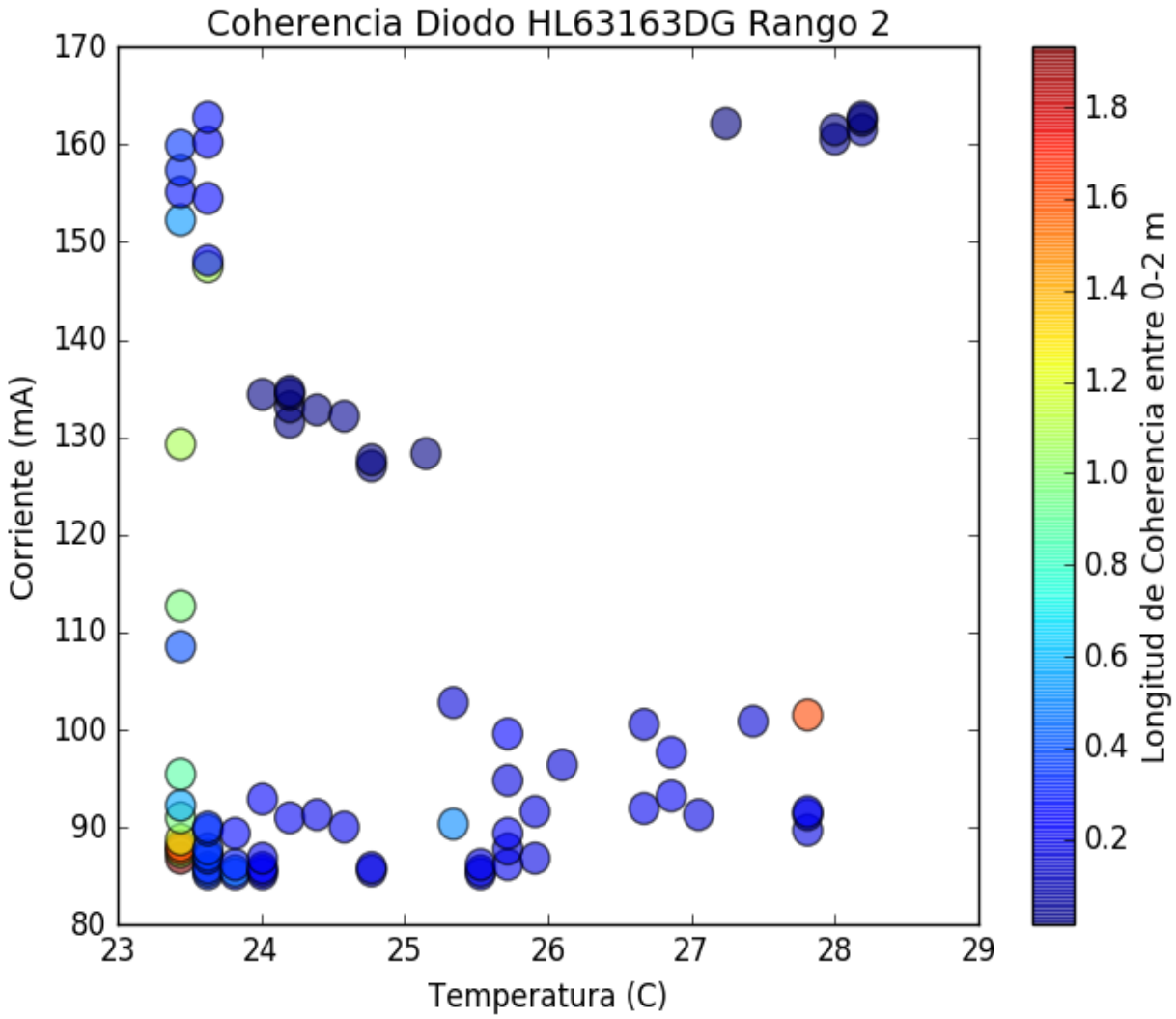
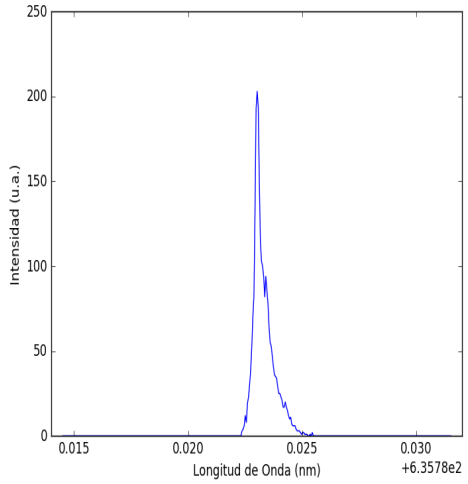


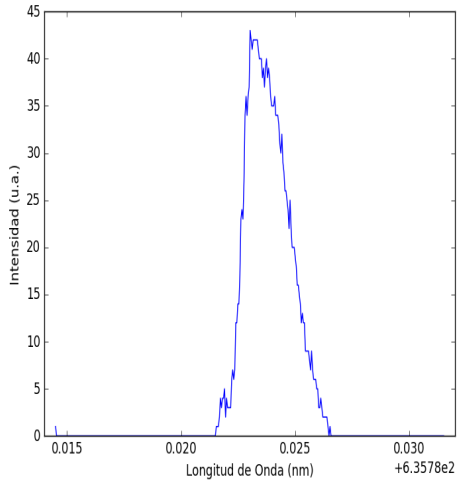
Figura 4-4.: Resultados del estudio de coherencia para el rango de corriente entre (85,22-163,6)mA y de temperatura entre (23,44-28,38)ºC denominado rango 2. Donde se aprecian algunas zonas cierta densidad de puntos coherentes, en dichas regiones es posible encontrar puntos con longitud de coherencia entre 0,12m y 0,6m representados en color azul, puntos de color aguamarina y verde que representan zonas de emisión con longitudes de coherencia cercanas al 1m, y puntos rojizos aislados con longitud de coherencia entre 1,4m y 2,0m.

En la figura **4-4** se observa una disminución en el rango de longitud de coherencia que presenta valores entre (0,12-2)m. Entre otros fenómenos, se presentó un aumento en el comportamiento multimodal y en las emisiones espontáneas con contribuciones no despreciables que se observan en el espectro y que generan fluctuaciones en el campo óptico interno del diodo. Aún así, es un rango con valores interesantes de coherencia que pueden tener variedad de aplicaciones, especialmente, teniendo en cuenta que el rango de temperaturas son similares a las del ambiente. Los resultados de longitud de coherencia para este rango se calcularon exactamente de la misma forma que fue reportado al inicio del capítulo, utilizando las ecuaciones 4-1 y 4-2.

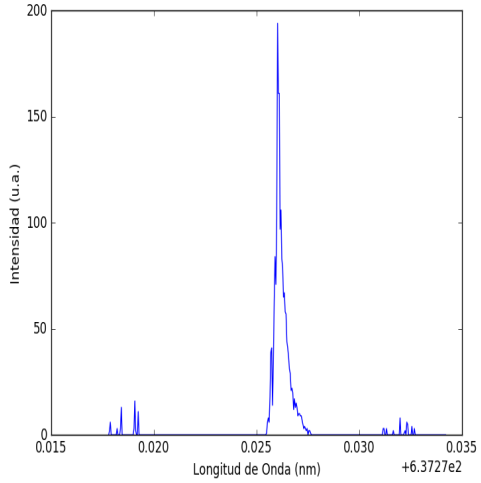
Adicionalmente, en la figura **4-5**, se presentan algunos ejemplos de puntos coherentes encontrados en el estudio del diodo HL63163DG en el rango 2, una vez más se escogieron estos espectros debido a que muestran comportamientos espectrales típicos del diodo en las zonas de coherencia presentadas en la figura **4-4**. En los espectros presentados en la figura **4-5** se observan variaciones en la longitud de coherencia de hasta un orden de magnitud entre los espectros de las figuras 4.5(b) y 4.5(c) ante una variación en los parámetros de sólo 2,3°C en temperatura y 0,65mA en corriente. En la figura 4.5(c) se presenta un espectro peculiar donde ocurre un adelgazamiento del ancho del pico en comparación con la figura 4.5(b), y una incipiente aparición de comportamiento multimodal. En la figura 4.5(d) se muestra un espectro parcialmente coherente acompañado de una contribución espectral pequeña, que no supera el 20 % de la intensidad el pico, y que indica la presencia de emisión espontánea amplificada **ASE** según el handbook de N. Rykalin [13] y algunos reportes de simulaciones de espectros de Emisión Espontánea Amplificada **ASE** [28]. Las zonas en blanco se deben a tres factores: 1.) Zonas donde no había emisión láser ni presencia de picos. 2.) Zonas de emisión inestable que presentaban comportamiento multimodal. 3.) Zonas donde el ruido electrónico y las contribuciones de emisión estimulada en otras frecuencias superaron el 20 % de la intensidad de la señal del espectro.



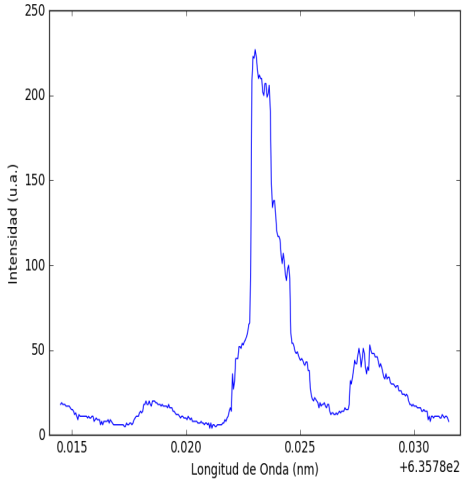
(a) L_c= 1,2m, T= 23,44ºC y I= 87,77mA.



(b) L_c= 0,21m, T= 25,72ºC y I= 86,17mA



(c) L_c= 2m, T= 23,44ºC y I= 86,82mA.



(d) L_c=0,37m, T= 23,44ºC y I= 159,91mA.

Figura 4-5.: En las figuras a), b), c) y d) se presentan algunos ejemplos de espectros de emisión de puntos ordenados (T,I) contenidos en la gráfica de coherencia del diodo HL63163DG rango 2, correspondientes a la zona central inferior y a la zona izquierda superior de la figura **4-4**, zonas con cierta densidad de puntos coherentes y longitudes de coherencia entre los 0,2m y 2m. En la figura d) se muestra un espectro parcialmente coherente ensanchado por una contribución espectral pequeña, que no supera el 20 % de la intensidad el pico, y que indica la presencia de emisión espontánea amplificada **ASE** [28].

4.1.3. Resultados del Estudio de Coherencia Diodo HL63163DG en Rango 3

Se presenta a continuación la gráfica de resultados obtenidos longitud de coherencia vs. corriente y temperatura para el rango 3, correspondiente a los intervalos de corriente entre (85,22m-163,6)mA y de temperatura entre (28,57-38,45)°C. En la barra de color de la figura **4-6** se presenta un rango de valores para la longitud de coherencia entre 0,12m-0,6m.

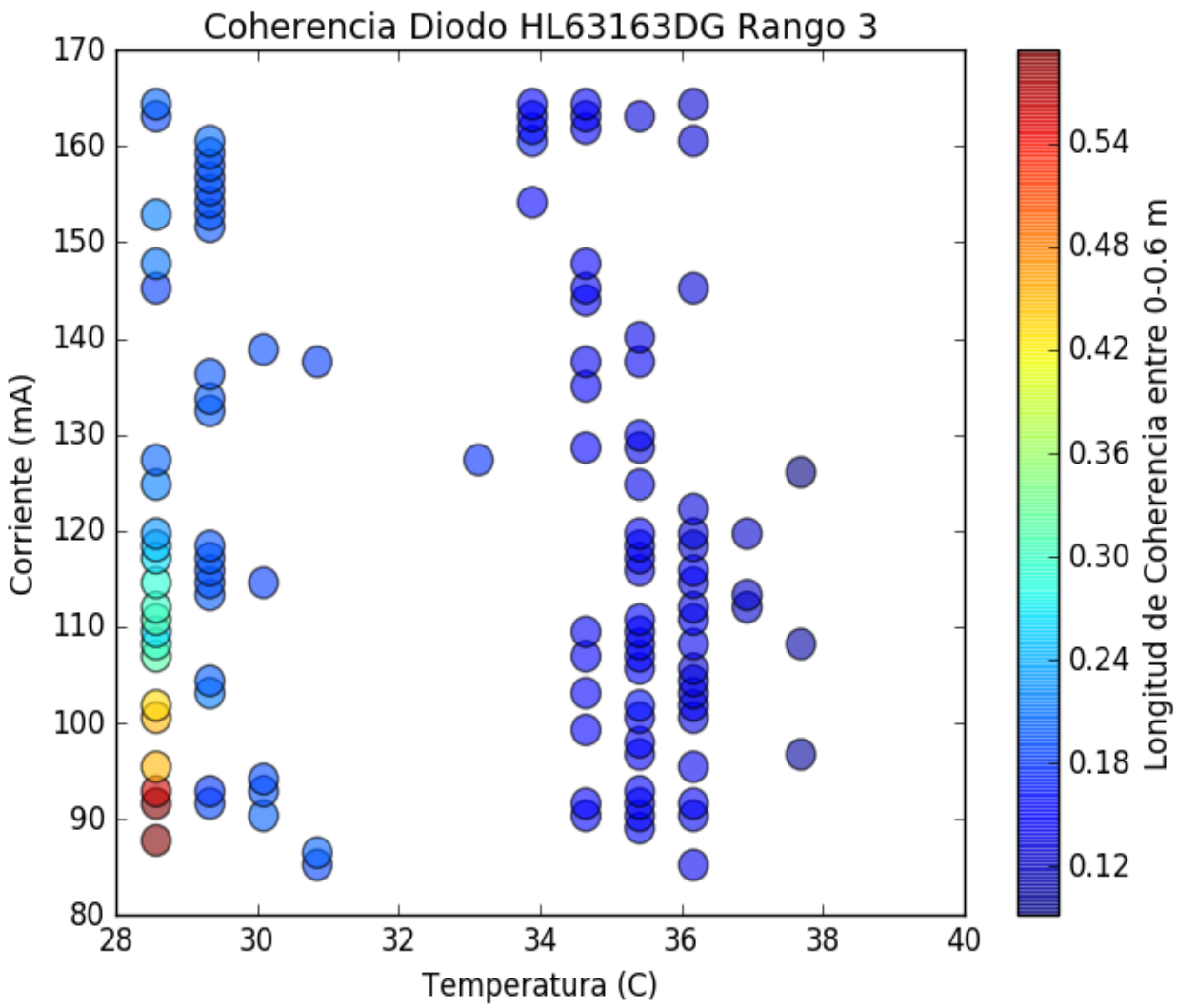
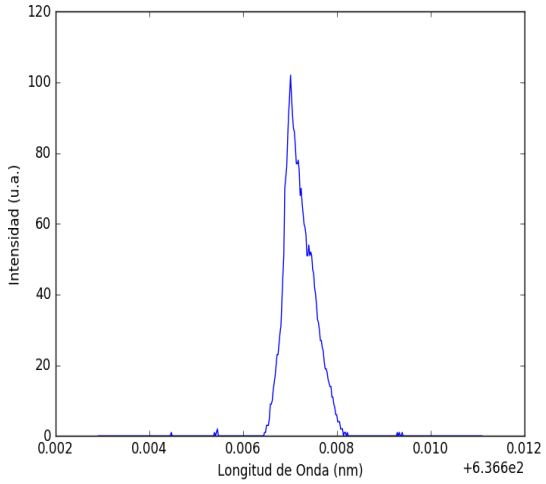
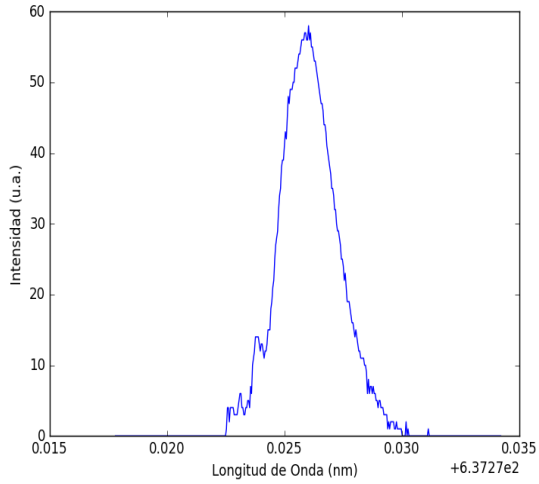


Figura 4-6.: Resultados del estudio de coherencia para el rango de corriente entre 85,22mA-163,6mA y de temperatura entre 28,57°C-38,45°C, se presenta una disminución de valores de longitudes de coherencia, que se encuentran en un rango entre los 0,12m para los puntos azules y los 0,6m para los escasos puntos rojizos.

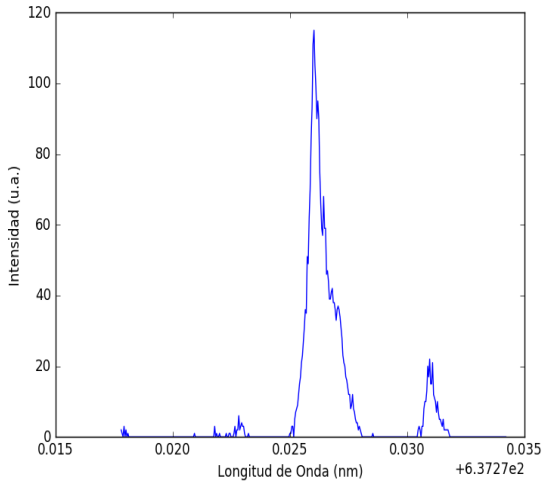
En la figura **4-6** se observa una reducción en la coherencia temporal representada en la disminución de los valores de longitud de coherencia que ahora presenta un intervalo entre 0,1m y 0,6m. Se muestran dos zonas verticales predominantes con una considerable densidad de puntos coherentes dentro de las cuales se resalta de la primera zona la esquina inferior izquierda de la gráfica, la cual presenta los mayores valores de coherencia temporal. En la figura **4-7** se presentan algunos ejemplos de espectros encontrados en dichas zonas, específicamente la figura 4.7(a) corresponde a un espectro de emisión de la primera zona y la figura 4.7(b) corresponde a uno de la segunda zona. En la figura 4.7(c) se presenta un espectro peculiar donde empieza a ocurrir un adelgazamiento del ancho del pico y una incipiente aparición de un comportamiento multimodal al igual que sucede en otros rangos de operación del diodo. Las zonas en blanco se deben a tres factores: 1.) Zonas donde no había emisión láser ni presencia de picos. 2.) Zonas de emisión inestable que presentaban comportamiento multimodal. 3.) Zonas donde el ruido electrónico y las contribuciones de emisión espontánea en otras frecuencias superaron el 20 % de la intensidad de la señal del espectro. Cabe notar que la magnitud de los valores de longitud de coherencia se redujeron drásticamente con el aumento de la temperatura. Los valores de longitud de coherencia para este rango se calcularon de la forma que fue reportado al inicio del capítulo, utilizando las ecuaciones 4-1 y 4-2.



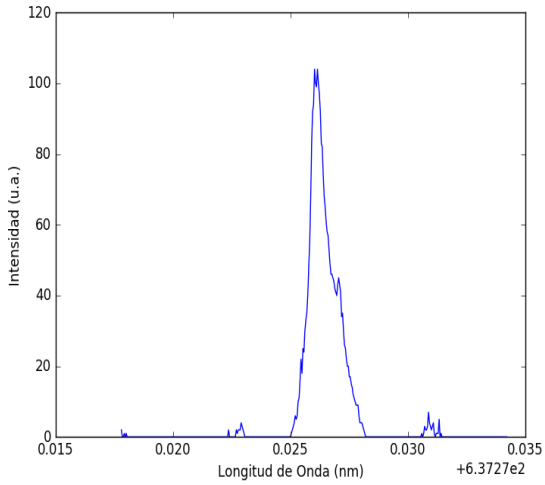
(a) L_c= 0,34m, T= 28,57ºC y I= 106,92mA.



(b) L_c= 0,15m, T= 34,65ºC y I= 128,63mA.



(c) L_c= 0,60m, T= 34,65ºC y I= 91,60mA.



(d) L_c= 0,47m, T= 28,57ºC y I= 95,43mA.

Figura 4-7.: En las figuras a), b), c) y d) se presentan espectros de emisión de algunos puntos ordenados (T,I) contenidos en la gráfica de coherencia del diodo HL63163DG rango 3, correspondientes a las zonas con mediana densidad de puntos en la figura **4-6**. En la figura c) se presenta un espectro coherente con una pequeña contribución de una frecuencia cercana, que no supera el 20 % de la intensidad el pico y que presenta la longitud de coherencia más alta para este rango.

4.1.4. Resultados del Estudio de Coherencia en Rango 4

Se presenta a continuación la gráfica de resultados obtenidos para longitud de coherencia vs. corriente y temperatura en el rango 4 de operación con valores de corriente entre (160,05-202,75)mA y de temperatura entre (16,02-37,9)°C, figura 4-8.

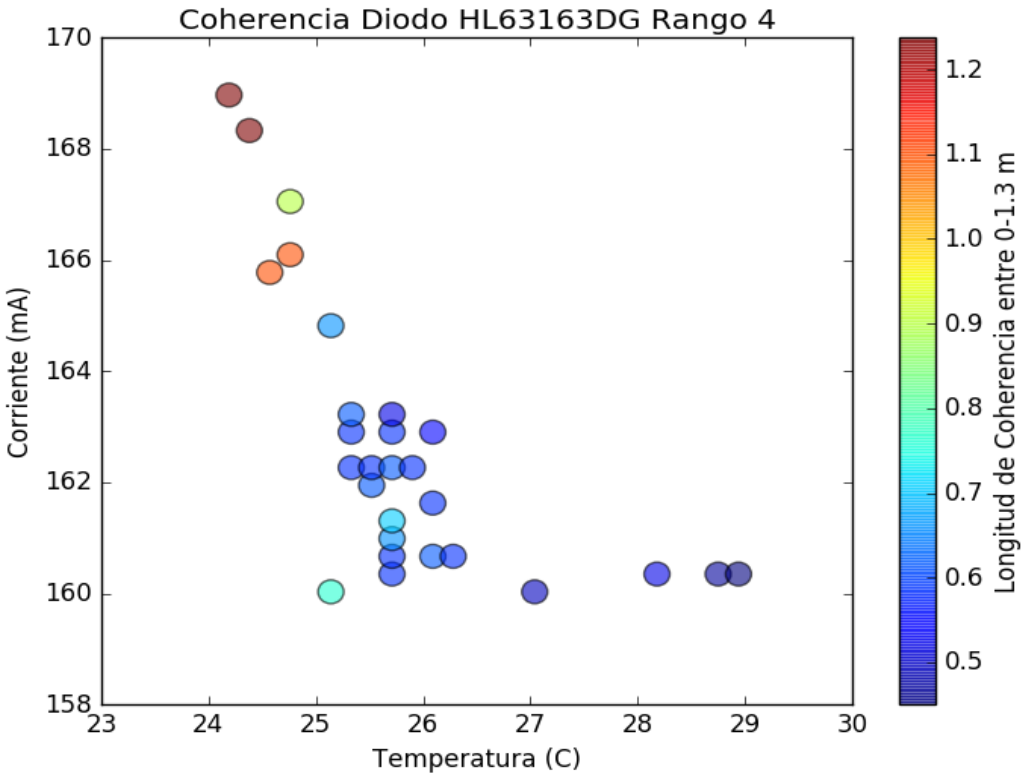
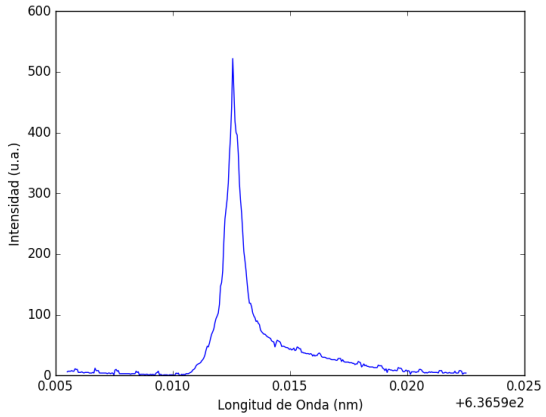


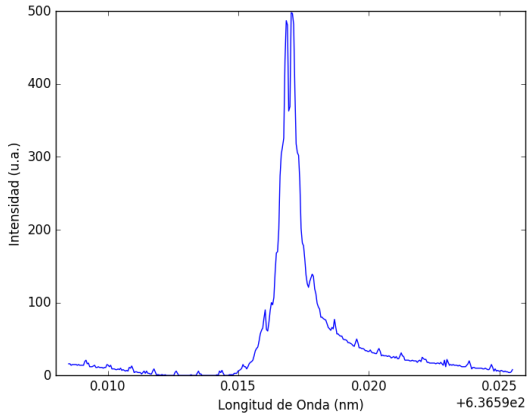
Figura 4-8.: Resultados del estudio de coherencia para el rango de corriente entre (160,05-202,75)mA y de temperatura entre (16,02-37,9)°C. Se observan longitudes de coherencia con un rango de valores de (0,5-1,3)m. En este rango la longitud de coherencia disminuye frente al aumento de la temperatura y mejora con el aumento de la corriente.

En este rango se observó comportamiento multimodal en un alto porcentaje, lo que disminuyó drásticamente la cantidad de zonas de coherencia o mono-modo longitudinal. En la figura 4-8 se observa lo que puede considerarse una sola zona de coherencia con baja densidad de puntos con longitudes de coherencia que van desde los 0,5m hasta los 1,3m. Siendo este el rango que estudia el comportamiento del diodo en los valores más altos de corriente, se observa que los puntos con mayor longitud de coherencia se encuentran en las zonas de más baja temperatura y mayor corriente del rango. En este rango la longitud de coherencia disminuye frente al aumento de la temperatura y mejora con el aumento de la corriente. Las

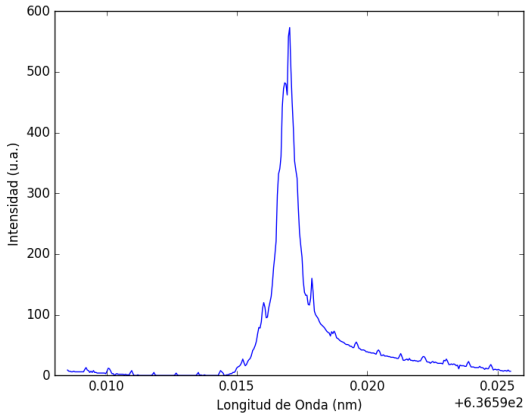
zonas en blanco se deben a tres factores: 1.) Zonas donde no había emisión láser ni presencia de picos. 2.) Zonas de emisión inestable que presentaban comportamiento multimodal que se presentaron de forma abundante en este rango. 3.) Zonas donde el ruido electrónico y las contribuciones de emisión espontánea en otras frecuencias superaron el 10 % de la intensidad de la señal del espectro.



(a) L_c= 0,644m, T=24,95°C y I= 160,05mA.



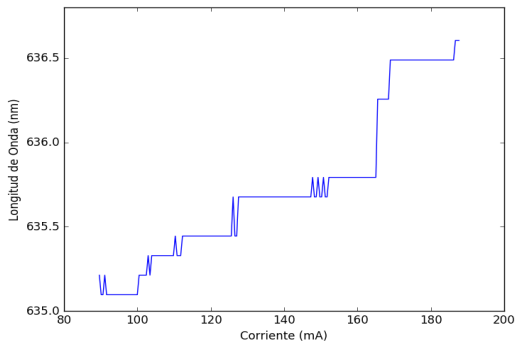
(b) L_c= 0,83m, T=25,33°C y I= 164,19mA.



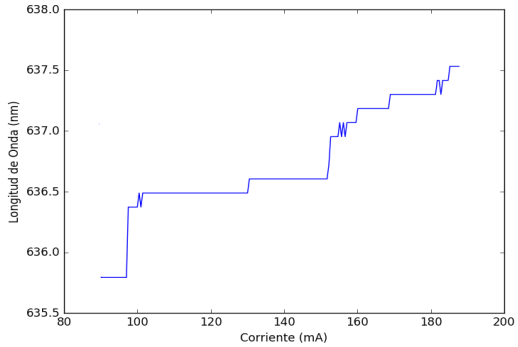
(c) L_c= 0,83m, T=25,33°C y I= 165,15mA.

Figura 4-9.: En las figuras a), b) y c) se presentan espectros de emisión de algunos puntos ordenados (T,I) contenidos en la gráfica de coherencia del diodo HL63163DG rango 4, figura **4-8**, correspondientes a la zona de densidad de puntos considerable en la figura. Se presentan ejemplos de espectros ubicados en las zonas de coherencia en mono-modo longitudinal (puntos azules) con longitudes de coherencia entre 0,64m y 0,83m.

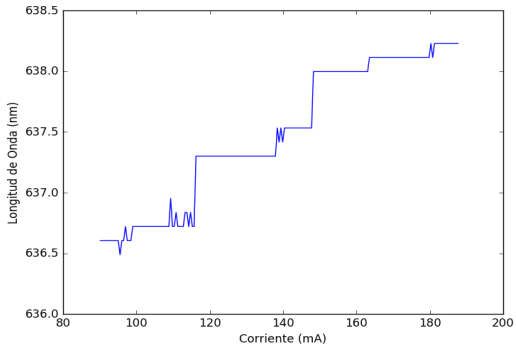
4.1.5. Caracterización en Longitud de Onda vs. corriente temperatura constante para el Diodo HL63163DG



(a) λ vs. I a una T(cte)= 23,05ºC, en un rango de corrientes (89,64-187,58) mA.



(b) λ vs. I a una T(cte)= 26,85ºC, en un rango de corrientes (89,64-187,58)mA.

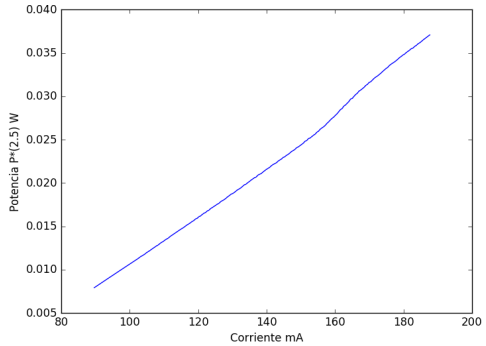


(c) λ vs. I a una T(cte)= 30,46ºC, en un rango de corrientes (89,64-187,58) mA.

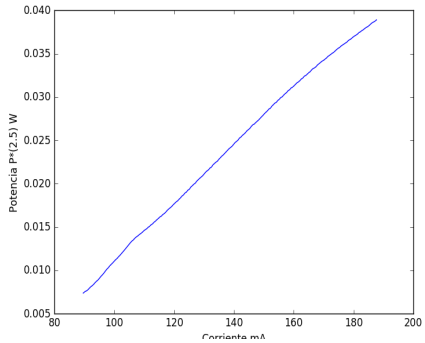
Figura 4-10.: En las figuras a), b) y c) se observa la curva de longitud de onda vs. corriente a una temperatura constante indicada en cada figura.

Utilizando el espectrómetro compacto CCS100 [24] se realizó una caracterización en longitud de onda para tres temperaturas características 23,05ºC, 26,85ºC y 30,46ºC. La variación escalonada en la longitud de onda en diodos láser es propia de aumentos de temperatura que modifican su longitud de onda a razón de $0,3nm/^{o}C$ según las referencias encontradas [6], los resultados que se muestran en la figura **4-10** demuestran que aún cuando la temperatura externa del diodo se mantenía constante mediante el controlador TED200C, la temperatura del medio activo podía estar aumentando debido al flujo de corriente.

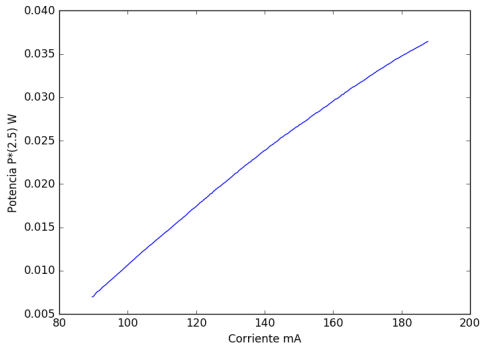
4.1.6. Caracterización en Potencia vs. Corriente a Temperatura constante para el Diodo HL63163DG



(a) Potencia de emisión a una temperatura de 23,05°C, en un rango de corrientes (89,64-187,58) mA.



(b) Potencia de emisión a una temperatura de 26,85C, en un rango de corrientes (89,64-187,58)mA.



(c) Potencia de emisión a una temperatura de 30,46°C, en un rango de corrientes (89,64-187,58) mA.

Figura 4-11.: En la figura a) se observa la curva de potencia vs. corriente a una temperatura constante de 23,05°C con comportamiento lineal que, teniendo en cuenta el factor de escala [P*2,5], presenta un valor inicial en 19,8mW y un valor final en 92,7mW. En la figura b) se observa la curva de potencia vs. corriente a una temperatura constante de 26,85°C con comportamiento lineal con un valor inicial en 23,25mW y un valor final en 97,25mW. En la figura c) se observa la curva de potencia vs. corriente a una temperatura constante de 30,46°C con comportamiento lineal que presenta un valor inicial en 17,5mW y un valor final en 91mW.

Utilizando el medidor de potencia PM204 [25], se realizó una caracterización en potencia para las tres temperaturas características 23,05ºC, 26,85ºC y 30,46ºC. De los anteriores resultados se concluye que la Potencia del diodo HL63163DG guarda una relación lineal con la corriente que tiene una pendiente mayor en zonas de temperatura media alrededor de los 26ºC y pendientes menos pronunciadas en zonas por debajo de los 23ºC y arriba de los 30ºC.

4.1.7. Resumen de Resultados Estudio de Coherencia Diodo HL63163DG

Se presenta una tabla a modo de resumen de los resultados presentados con rangos de temperaturas y corrientes, dentro del los límites de operación del diodo HL63163DG, y los intervalos de longitudes de coherencia que se pueden encontrar en dichos rangos, cabe resaltar que los datos aislados no se tomaron en cuenta como datos típicos de longitud de coherencia dentro de los rangos y también que éstas no son zonas de emisión coherente continuas, y por lo tanto, para escoger un punto de emisión coherente deben consultarse las gráficas presentadas en las secciones [4.1.1 - 4.1.4].

Temperatura	**Corriente**	**RANGO** L_c
(16,02-17)ºC	(85,22-93)mA	$(1,50 \pm 0,12 - 2,40 \pm 0,2)$m
(19,4-21)ºC	(85,22-100)mA	$(0,60 \pm 0,05 - 2,40 \pm 0,2)$m
(19,4-21)ºC	(155-163,60)mA	$(0,60 \pm 0,05 - 1,20 \pm 0,1)$m
(23,44-24)ºC	(85,22-95)mA	$(0,20 \pm 0,01 - 0,60 \pm 0,05)$m
(25,4-26,2)ºC	(85,22-100)mA	$(0,12 \pm 0,01 - 2,02 \pm 0,2)$m
(23,44-23,8)ºC	(150-163,10)mA	$(0,20 \pm 0,01 - 0,80 \pm 0,05)$m
(28,57-29,33)ºC	(85,22-163,10)mA	$(0,18 \pm 0,01 - 0,60 \pm 0,05)$m
(34,6-36,17)ºC	(85,22-163,10)mA	$(0,12 \pm 0,01 - 0,18 \pm 0,01)$m
(24,38-26,4)ºC	(160,05-163)mA	$(0,50 \pm 0,03 - 0,80 \pm 0,05)$m

Tabla 4-1.: Rangos de valores de temperatura, corriente y longitud de coherencia típicos encontrados para zonas de emisión coherente mono-modal del diodo HL63163DG.

La incertidumbre en la medición de los valores de longitud de coherencia se calculó mediante la expresión

$$\Delta L_c = L_c \left[\left(\frac{\Delta_{FSR}}{FSR} \right)^2 + \left(\frac{\Delta_{FWHM}}{FWHM} \right)^2 \right]^{(1/2)},$$

con FSR (distancia entre dos picos) y FWHM (ancho de un pico de emisión) medidos en datos, donde $\Delta_{FSR} = \Delta_{FWHM} = 1$ dato.

4.2. Resultados de la Implementación de la Cavidad Externa tipo Littrow

Como se estableció en el capítulo 3 sobre el procedimiento experimental, posteriormente al estudio de coherencia del diodo HL63163DG, se realizó la implementación de la *cavidad externa* tipo *Littrow*, cuyos registros se tomaron de forma manual (no automatizada), utilizando los software *DSO(Diseño de Sistemas Operativos) Mintor Controller* y *Wave Analizer* pertenecientes al Oscilocopio UNI-T UTD2102CEX. Cada imagen del espectro, en ciertos puntos de coherencia encontrados manualmente, fue registrada por el DSO y posteriormente sus parámetros fueron analizados en el *Wave Analizer*, el cual encontró el periodo entre los picos que equivale al FSR del *Scanning Fabry Perot Interferometer* SFPI, visto en la sección **2.4.1** y nuevamente se utilizó la ecuación de calibración (4-1) para encontrar la longitud de coherencia L_c, en este caso la calibración no se realizó entre datos y Hz, sino que se utilizó el período $\delta\tau$ entre la repetición de los picos, dado en milisegundos por el software *Wave Analizer*, el cual se hizo equivalente al FSR:10GHz del SFPI, como $\delta\tau(ms) = 10GHz$. Obteniendo la relación

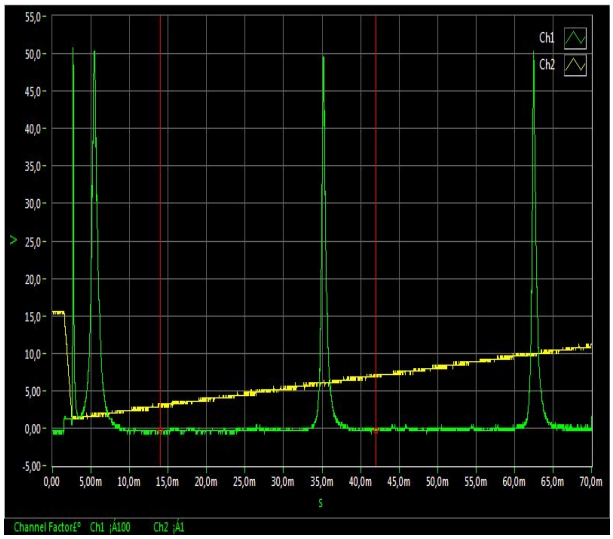
$$\Delta\nu = \frac{10(GHz)}{\delta\tau(ms)} * FWHM, \tag{4-3}$$

donde $\delta\tau$ es la distancia entre picos repetidos que se observan en el osciloscopio en ms y FWHM es el ancho del pico, también en ms. Una vez obtenido en ancho de línea espectral $\Delta\nu$ en unidades de frecuencia (Hz), se pudo calcular la longitud de coherencia mendiante la ecuación 4-2.

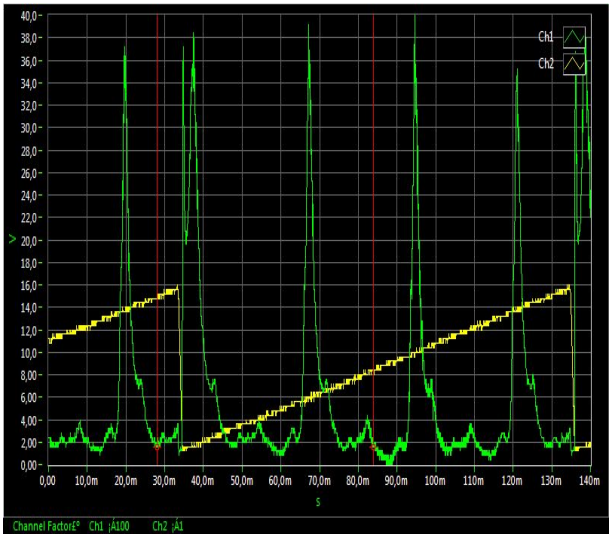
Los resultados de la implementación de la cavidad externa tipo Littrow para algunos puntos (T,I) encontrados en el estudio de coherencia del diodo láser HL63163DG son presentados en la tabla **4-2** y en la figura **4-12** son mostrados en la figura. Los valores correspondientes a la longitud de coherencia L_c para estos puntos se presentan antes y después de la implementación de la cavidad externa.

Temperatura	**Corriente**	L_c sin CEL	L_c con CEL
16,07°C	106,94mA	0,26m	0,40m
20,04°C	142,57mA	1,02m	1,46m
22,15°C	90,02mA	0,63m	1,45m

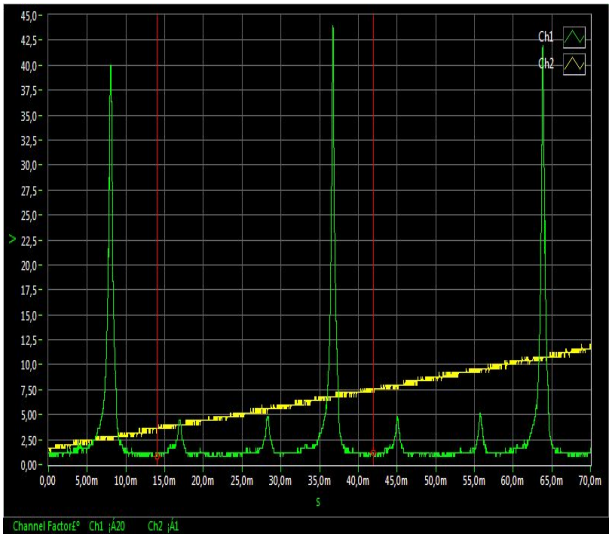
Tabla 4-2.: Resultados de la implementación de la Cavidad Externa Littrow CEL en la disminución del ancho de línea y el aumento de la longitud de coherencia L_c.



(a) Espectro de emisión para el diodo HL63163DG a una temperatura de 22,15°C y una corriente 90,02mA.



(b) Espectro de emisión para el diodo HL63163DG a una temperatura de 16,07°C y una corriente 106,94mA.



(c) Espectro de emisión para el diodo HL63163DG a una temperatura de 20,04°C y una corriente 142,57mA.

Figura 4-12.: Se observan en las tres figuras espectros de emisión luego de haber sido implementada la cavidad externa tipo Littrow, presentando una disminución en el ancho de línea **FWHM** y aumento en su longitud de coherencia, los resultados obtenidos se presentan en la table **4-2**.

4.3. Estudio de Coherencia Diodo HL6312G

El diodo marca HITACHI de referencia HL6312D [9], presenta dentro de sus especificaciones una longitud de onda entre (635-640)nm, una potencia máxima de 5mW, un rango de temperaturas de operación entre -10ºC y 50ºC y por último, un rango de corrientes de operación entre 55mA y 85mA, mucho más pequeño que la del diodo HL63163DG. Se realizó un registro automático de la señal de salida del controlador del SFPI denominado SA201, el cual capturó la información del espectro de emisión. La adquisición de dicha señal se realizó a través de una tarjeta Arduino Uno, tarjeta que a su vez manejó las variaciones de corriente y temperatura de los controladores de los diodos láser en los rangos establecidos a través de dos señales PWM. Debido a que la cantidad de puntos ordenados de temperatura y corriente (T,I) se acercan a los 5.000, se optó por realizar un registro automatizado en lugar de uno manual. Sin embargo, la automatización conllevó ciertos problemas de ruido electrónico que tuvieron un mayor impacto en el espectro de este diodo dado a que la intensidad de la señal era mucho menor, los parámetros para evadir espectros con ruido tuvieron que flexibilizarse para evitar descartar zonas de emisión coherente estable afectadas parcialmente por ruido electrónico.

4.3.1. Resultados del Estudio de Coherencia Diodo HL6312G

Los resultados del estudio de coherencia se pueden apreciar en la figura **4-13** para el único rango de operación del diodo HL6312G estudiado, que corresponde al intervalo de temperatura: (15,07-26,25)ºC con pasos de 0,186ºC, y al rango de corriente: (55,06-83,76)mA, con pasos de 0,308mA. Las variaciones de corriente y temperatura fueron controladas de forma automática a través de un software desarrollado en python en asocio con el software desarrollado para la tarjeta Arduino.

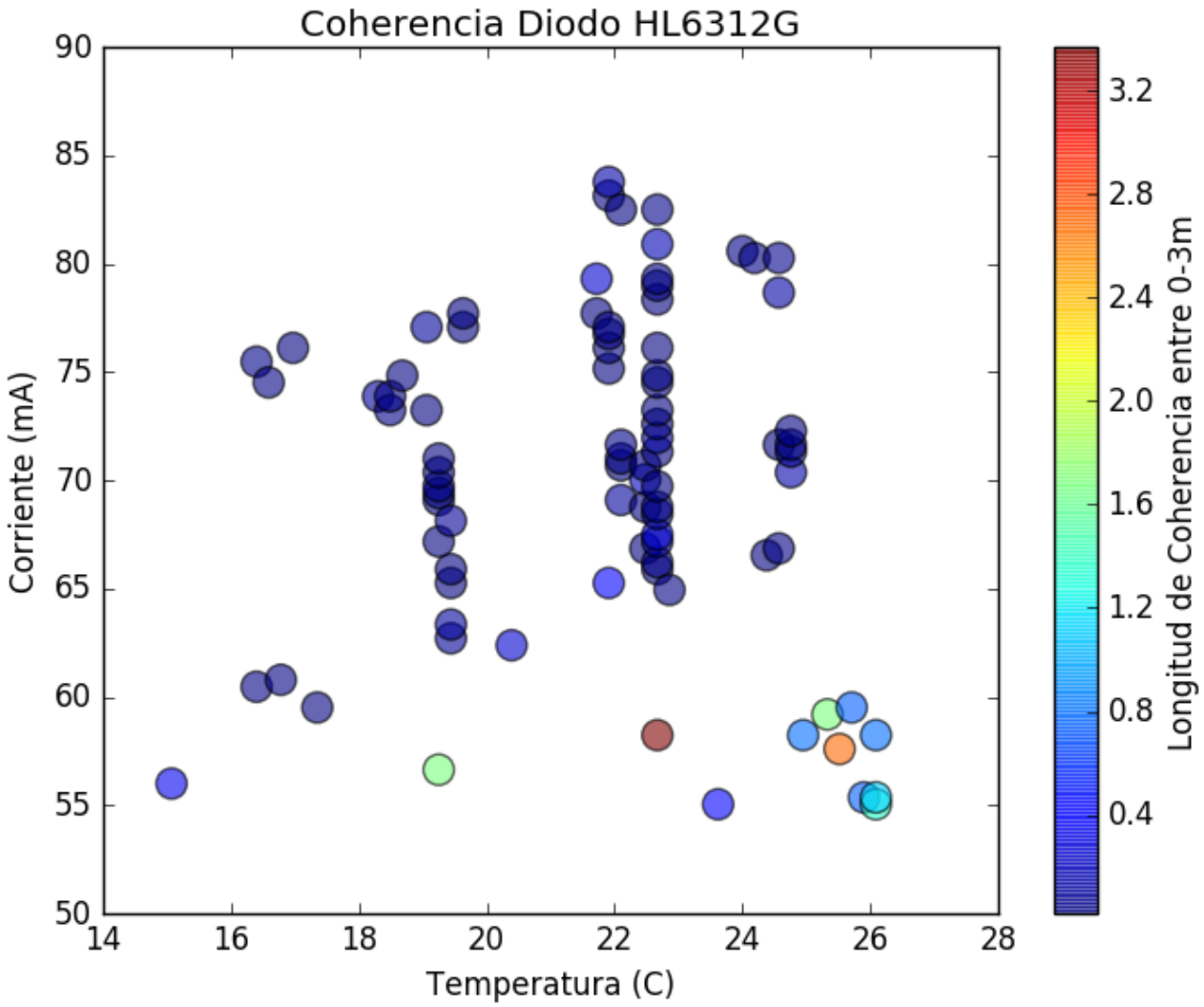
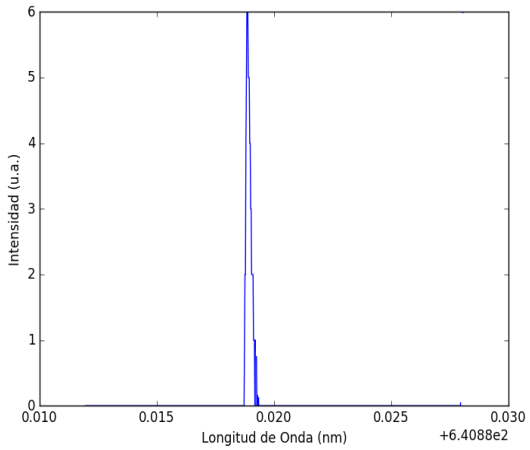
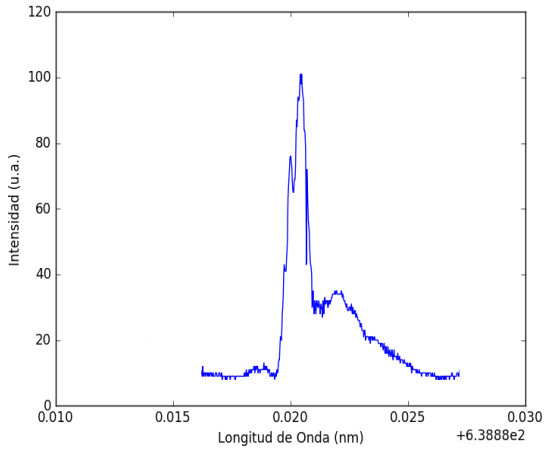


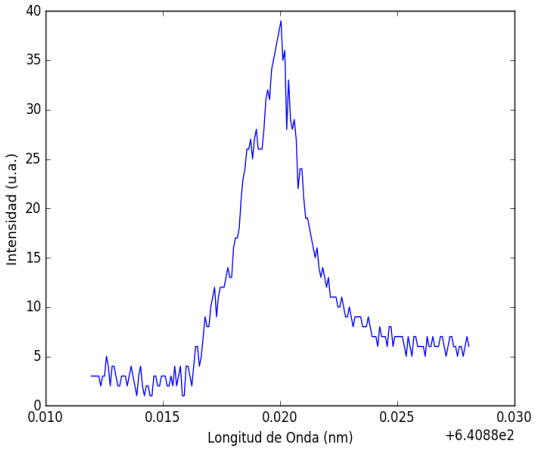
Figura 4-13.: Resultados del estudio de coherencia para el diodo HL6312G en su rango de operación con Corriente entre (55,06-83,76)mA y de Temperatura entre (15,07-26,25)°C. Se observa una densidad de puntos media en zonas centrales con temperaturas entre (20-22)°C con corrientes en la zona media entre (62-82)mA, puntos de color azul más claro y verde que representan longitudes de coherencia entre (1-2)m y algunos puntos aislados que alcanzan los 3m de longitud de coherencia, mientras en la zonas con corrientes superiores se presentan puntos con más baja longitud de coherencia, rodeados de algunas zonas con comportamiento multimodal.



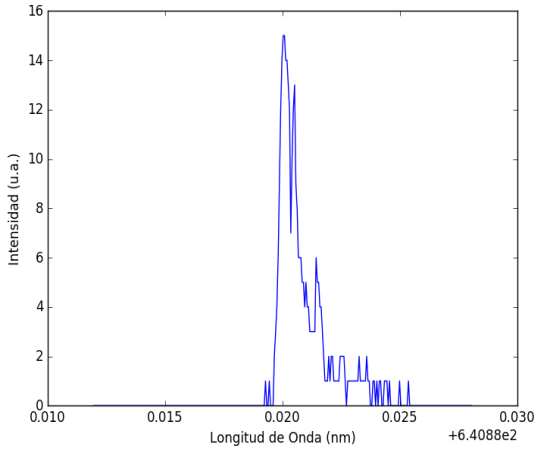
(a) L_c= 3,36m, T= 25,86°C y I= 55,37mA.



(b) L_c= 0,34m, T= 15,07°C y I= 55,98mA.



(c) L_c= 0,37m, T= 21,02°C y I= 55,37mA.



(d) L_c= 0,71m, T= 25,11°C y I= 59,06mA.

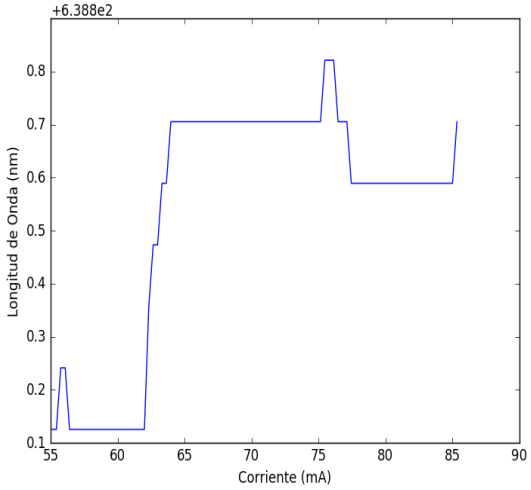
Figura 4-14.: En las figuras a), b), y c) se presentan espectros de emisión de algunos puntos ordenados (T,I) contenidos en la gráfica de coherencia del diodo HL6312G, correspondientes a la zona central inferior de la figura **4-13** ,que presenta alta densidad de puntos coherentes, ejemplos de espectros en esta zona a diferentes temperaturas, son presentados en esta figura. En la figura b) existen ensanchamientos de línea producidos por emisiones espontáneas, que se observan en la base del pico de emisión. En la figura d) se muestra un espectro en el limite de la zona de coherencia, donde se aprecia la contribución de otras frecuencias en el el espectro, iniciando un comportamiento multimodal.

En la figura **4-13** se observa que el diodo HL6312G presenta un intervalo de longitudes de coherencia entre (0,3-3,2)m, en general se aprecia que la coherencia aumenta en tem-

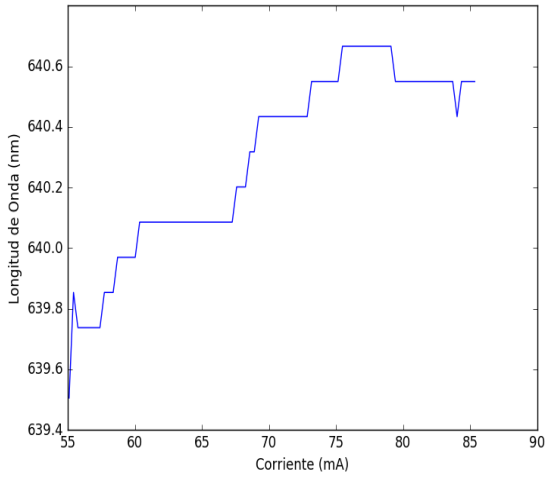
peraturas entre 22,5ºC y 26ºC en corrientes en el centro del rango de operación entre los (62-82)mA. Para el rango de corrientes inferiores se presentaron algunos puntos (T,I) con emisiones coherentes estables con longitudes de coherencia entre 0,35m y 2m, con algunos puntos aislados de alta coherencia, observables en la esquina inferior derecha de la gráfica, que presentan longitudes de coherencia hasta de 3,2m. En las zonas de color oscuro de la mitad de la gráfica hacía arriba se encuentran longitudes de coherencia por el orden de los 0,35m, rodeadas por zonas con comportamiento multimodal. Las zonas en blanco se deben a tres factores: 1.) Zonas donde no había emisión láser ni presencia de picos. 2.) Zonas de emisión inestable que presentaban comportamiento multimodal. 3.) Zonas donde el ruido electrónico y las contribuciones de emisión estimulada en otras frecuencias superaron el 30 % de la intensidad de la señal del espectro, este umbral tuvo que ampliarse debido a que el diodo HL6312G posee intensidades menores, lo que influyó en que los espectros se vieran más afectados por ruido electrónico.

En la figura **4-14** se presentan cuatro ejemplos de espectros diferentes encontrados en el estudio del diodo HL6312G. En la figura 4.14(a) se observa el espectro correspondiente al punto de más alta coherencia que se observa como el único punto rojizo de la gráfica de la figura **4-13** con una longitud de coherencia de 3,36m, a su alrededor se presentan puntos con longitudes de coherencia entre 1m y 2m. En la figura 4.14(b) se presenta una zona con ensanchamiento del pico debido a contribuciones al espectro hechas por emisiones espontáneas amplificadas (ASE) [28] en frecuencias cercanas, el ensanchamiento se reduce con el aumento de la temperatura en aproximadamente 6ºC, sin embargo se presenta un aumento en la longitud de coherencia de sólo 0,03m, es decir aumenta en sólo un 8,8 %. La figura 4.14(c) presenta un espectro con un amplio ancho, que se encuentra en una zona de baja potencia. En la figura 4.14(d) se presenta un espectro en un zona límite donde el diodo empieza a emitir en un incipiente multimodo que presenta una reducción en el ancho de línea. Cabe resaltar que las intensidades de estos espectros son mucho menores que las observadas para el diodo HL63163DG, lo que genera una mayor afectación del espectro por parte del ruido electrónico de la señal, observable en la nitidez de las líneas.

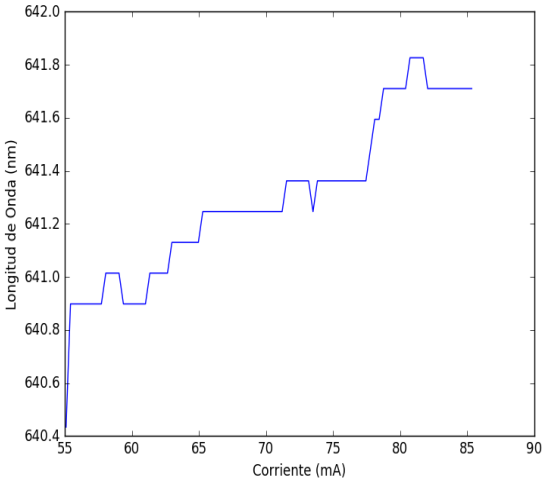
4.3.2. Caracterización en Longitud de Onda vs. Corriente a Temperatura Constante para el Diodo HL6312G



(a) λ vs. I a una T(cte)= 15,10ºC y en un rango de corrientes entre 55,10mA- 85mA



(b) λ vs. I a una T(cte)= 17,01ºC y en un rango de corrientes entre 55,10mA- 85mA



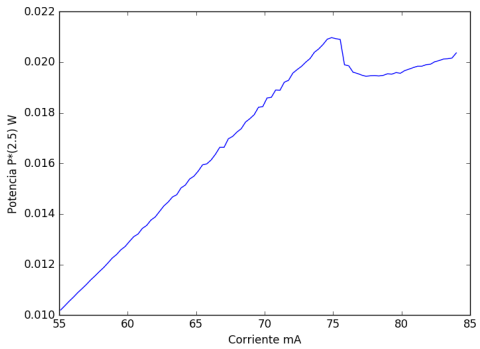
(c) λ vs. I a una T(cte)= 38,08ºC y en un rango de corrientes entre 55,10mA- 85mA

Figura 4-15.: En las figuras a), b) y c) se observa la curva de longitud de onda vs. corriente a la temperatura constante que se indica en cada una.

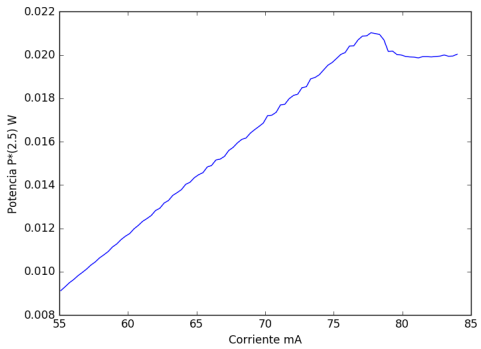
La variación escalonada en la longitud de onda en diodos láser es propia de aumentos de temperatura que modifican su longitud de onda a razón de $0,3nm/^{o}C$ según las referencias

encontradas [6], los resultados que se muestran en la figura **4-15** demuestran que aún cuando la temperatura externa del diodo se mantenía constante mediante el controlador TED200C, la temperatura del medio activo podía estar aumentando debido al flujo de corriente.

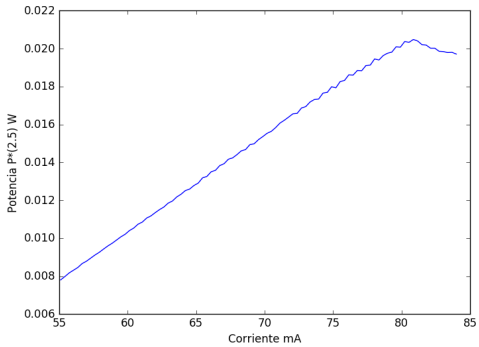
4.3.3. Caracterización en Potencia vs. Corriente a Temperatura Constante para el Diodo HL6312G



(a) Potencia de emisión vs Corriente a una temperatura de 15,10°C y un rango de corrientes entre 55,10mA- 85mA



(b) Potencia de emisión vs Corriente a una temperatura de 17,01°C y un rango de corrientes entre 55,10mA- 85mA



(c) Potencia de emisión vs Corriente a una temperatura de 17,01°C y un rango de corrientes entre 55,10mA- 85mA

Figura 4-16.: En todas las gráficas se observa una relación lineal entre la potencia y la corriente hasta una corriente cercana a los 80mA donde pierde linealidad, este comportamiento se conserva al variar la temperatura.

5. Conclusiones y recomendaciones

5.1. Conclusiones

- En este trabajo se desarrolló una técnica de caracterización de diodos láser en longitud de coherencia, longitud de onda y potencia en un amplio rango de operación superando hasta 10 veces el rango de estudios anteriores sobre diodos láser, lo que reveló nueva información sobre sus condiciones de estabilidad para operación en mono-modo, presentando resultados experimentales que quedan a la espera de una interpretación teórica que pueda explicarlos basándose en la conformación estructural de los diodos láser y los efectos cuánticos de la misma.

- El estudio encontró varias zonas de operación, que se resumen en la tabla **4-1**, para las cuales los diodos presentan emisión coherente mono-modal siempre y cuando se encuentren estabilizados en los valores de corriente y temperatura encontrados, presentando longitudes de coherencia desde los 15cm hasta los 2,4m, lo que permite concluir que bajo dichas condiciones los diodos HL63163DG y HL6312G pueden reemplazar laseres de gas HeNe con características de emisión similares; posibilitando el uso de estos diodos láser como fuentes de luz para holografía e interferometría.

- El estudio demostró que la ecuación de *Schawlow-Townes-Henry* no es aplicable en todas las zonas de operación de los diodos láser, y la relación de linealidad entre la longitud de coherencia y la potencia de emisión se mantiene sólo en el límite de temperaturas y corrientes más bajas por encima del umbral donde inicia el modo láser de los diodos.

- La caracterización de la longitud de onda vs corriente a temperatura constante permitió descubrir que existen cambios internos en la temperatura del medio activo debido al flujo de corriente que no pueden ser medidos desde el exterior y que pueden ocasionar dilataciones de la cavidad que sumadas a fluctuaciones del campo óptico y cambios en la ganancia generan pequeñas variaciones en la longitud de onda.

- A pesar de que los resultados obtenidos no muestran que exista una relación específica, mucho menos proporcional, entre la longitud de coherencia y la corriente en general, si se presenta una tendencia respecto a la temperatura, tal que a menores temperaturas encontramos valores más altos de longitud de coherencia.

- La caracterización en potencia de los diodos demostró que se encontraban en las condiciones óptimas para generar una emisión láser y cumplían con sus especificaciones de fábrica en el rango de realización de este estudio, lo que genera confianza sobre los resultados del mismo.

- Al implementar la cavidad externa en configuración Littrow, se obtuvo una reducción en el ancho de línea espectral que en algunos casos llegó casi a duplicar la longitud de coherencia, algunos resultados se presentan en la tabla **4-2**. Las dificultades para garantizar el equilibrio mecánico en la cavidad aumentada restringieron un mayor mejoramiento en el ancho de línea.

5.2. Recomendaciones

- Se encontraron una gran cantidad de zonas con inicios de comportamiento multi-modal que presentaban un aumento en su longitud de coherencia en hasta un orden de magnitud con respecto a zonas muy cercanas (aproximadamente 2mA) que se encontraban emitiendo en mono-modo longitudinal, algunos resultados se presentan en las secciones 4.1.1 y 4.1.2. En dichas zonas podrían utilizarse arreglos tipo DBR (Distributed Bragg Reflector) u otros artefactos para obtener una emisión en mono-modo filtrada que puede tener varias aplicaciones interesantes como lo muestran algunos estudios [16].

- Se encontró cierta dificultad para minimizar la aparición de ruido electrónico en las señales debido a la automatización de las variaciones de corriente y temperatura con el equipo utilizado, en general el control externo generaba ruido electrónico y posibles señales parásitas que afectaban la visualización del espectro cuando éste presentaba intensidades bajas especialmente. Para la elaboración de un experimento similar se recomienda prestar atención a estos factores y estudiar las opciones de automatización que menor afectación causen sobre las señales de control y de visualización.

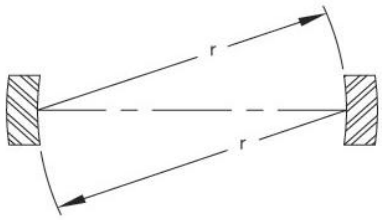
- Para quienes deseen realizar la fabricación de láseres a partir de los diodos láser estudiados en esta tesis, se recomienda realizar una caracterización previa sobre las zonas de interés observadas en los resultados obtenidos, para corroborar las condiciones de estabilidad, pues existen pequeñas variaciones y corrimientos en la longitud de onda entre diodos de la misma referencia.

A. Anexo: Configuración de la Cavidad Confocal del Scanning Fabry Perot Interferometer

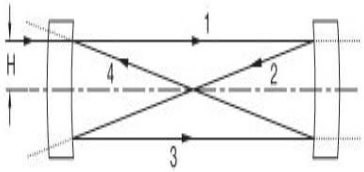
El dispositivo $SA210$ es un analizador de espectros de alta fineza usado para examinar las características espectrales de un diodo láser. El analizador de espectros consiste en una cavidad confocal que contiene un par de espejos altamente reflectivos; para hacer las variaciones de la separación de los espejos se utiliza un transductor piezoeléctrico, la cavidad actúa como un filtro pasa banda muy delgado. Conociendo el rango de espectro libre del $SA210$ la base de tiempo de un osciloscopio pueda ser calibrada para facilitar mediciones cuantitativas de una forma de línea láser.

Voltaje Máximo de entrada	**150V**
Rango espectral libre (FSR)	**10GHz**
Fineza Mínima	**150**
Resolución	**67MHz**
Material exterior de la carcasa	**Aluminio anodizado negro**
Material de la cavidad del Fabry-Perot	**Baja expansión térmica Invar**
Dimensiones	**7,44cm**

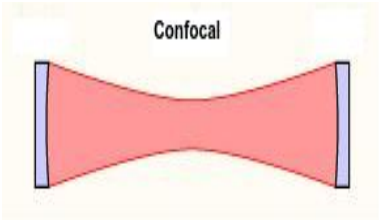
Tabla A-1.: En la tabla se muestran algunas especificaciones del dispositivo, el *rango espectral libre* se calcula como $FSR = \frac{c}{4d}$ donde c es la velocidad de la luz y d es el radio de curvatura de los espejos, en este caso de 7,5mm ver figura , el diseño térmico da un balance a la expansión térmica sufrida por el material del cuerpo y la reducción del piezoeléctrico.



(a) Esquema de radios



(b) Esquema de Rayos



(c) Patron de Radiación

Figura A-1.: a) Cavidad óptica formada por dos espejos confocales con radio de curvatura $r = 7{,}5$mm. b) Esquema de rayos para un haz que incide alejado del eje axial de la cavidad una distancia H. c) Se muestran el patrón de radiación dentro de la cavidad.

Para el escaneo del haz láser entrando al interferometro de escaneo Fabry-Perot pequeños desplazamientos son aplicados a un lado de la cavidad montada sobre un transductor piezo-eléctrico. Esta operación es hecha para sintonizar la rampa de voltaje aplicada a el piezoelectrico usando el controlador SA201. Cuando el espaciado entre los espejos es igual a un numero entero de media longitud de onda del láser, ocurre una interferencia constructiva. Esta respuesta espectral de la señal puede ser visualizada con un osciloscopio. Una serie de picos periódicos aparecen en la pantalla del osciloscopio. La distancia entre picos consecutivos se conoce como el rango espectral libre (**FSR**) del instrumento. Desde la perspectiva de una cavidad confocal tiene un **FSR** dado por $\frac{c}{4d}$ en vez de $\frac{c}{2d}$ como podría ser el caso para una cavidad de espejos planos; el factor de 2 en el denominador puede ser entendido con el trazo de rayos hecho en la figura A.1(b). Es de notar que el rayo entra a la cavidad a una altura h paralelo al eje óptico de la cavidad. De este patrón está claro que el rayo hace cuatro reflexiones en los espejos de la cavidad en vez de los dos que haría en una cavidad de espejos planos, entonces el rayo viaja a través de la cavidad una distancia $4d$ en lugar de $2d$. El diseño confocal ofrece varios beneficios sobre el interferómetro de espejos planos, tal como un fácil alineamiento claramente por que es insensible al alineamiento angular. Además, el diseño confocal ofrece una propiedad única que obtiene una constante finura como la potencia de resolución aumenta.

Bibliografía

[1] "Thorlabs, Inc., HNL210L - HeNe Laser, 632.8 nm, 21 mW." https://www.thorlabs.com/drawings/2ab229b661f3c6e7-C087246F-0F71-0326-B93F5E409A691879/HNL210L-Manual.pdf. Accedido:Mayo 2017. 2

[2] R. Diehl, *High Power Diode Lasers*, vol. 1. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2000. XIII, 2, 16, 26

[3] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson, "Coherent light emission from gaas juntions," *Physical Review Letters*, 1962. 2

[4] M. Nathan, W. Dumke, G. Burns, F. Dill, and G. Lasher, "Stimulated emission of radiation from gaas p-n juntions," *Applied Physics Letters*, 1962. 2

[5] N. J. Holonyak and S. F. Becvaqua, "Coherent (visible) light emission from ga(asp) juntions," *Applied Physical Letters*, 1962. 2

[6] V. Jain, *Laser Systems and Applications*. 'Alpha Science', 2013. XIII, 2, 4, 6, 13, 15, 19, 26, 59, 69

[7] F. M. Mims, *The Forrest Mims Circuit Scrapbook*, vol. 2. LLH Technology publishing, 2000. 2

[8] "Oclaro, The Oclaro, Inc. AlGaInP Laser Diode HL63163DG." http://www.thorlabs.com/thorcat/QTN/HL63163DG-MFGSpec.pdf. 1 Aug. 26. 2013. 3, 34, 47

[9] "Hitachi, Opnext Japan, Inc., AlGaInP Laser Diode HL6312G." http://www.thorlabs.com/thorcat/2300/HL6312G-MFGSpec.pdf. 9 Mar. 2005. 3, 34, 64

[10] "Thorlabs, Inc., LDC205C Laser Diode Controller." http://www.thorlabs.com/thorcat/15900/LTC100-A-LDC205CManual.pdf. Accedido:. 3, 34

[11] "Thorlabs, Inc., TED200C Thermoelectric Temperature Controller.." http://www.thorlabs.com/thorcat/15900/LTC100-A-TED200CManual.pdf. Accedido:Mayo 2017. 3, 34

[12] "Thorlabs, Inc., SA210-5B Scanning Fabry Perot Interferometer.." http://www.thorlabs.com/thorcat/19500/SA210-5B-Manual.pdf. Accedido:Mayo 2017. 3, 34, 45

[13] I. Z. A. N. Rykalin, A. Uglov, *Laser and Electron Beam Material Processing, Handbook*, vol. 1. MIR Publisher Moscow, 1988. 4, 25, 52

[14] G. R. Roel Baets, *Photonics*. Ghent University, Department of Information Technology, 2011. XIII, XIII, XIII, XIII, XIII, XIII, 4, 5, 10, 14, 15, 18, 19, 20

[15] "Wikipedia contributors, Estado Excitado, Wikipedia, The Free Encyclopedia." https://es.wikipedia.org/wiki/Estado_excitado. Mayo 2017. 6

[16] H. S. (auth.), *A Practical Guide to Handling Laser Diode Beams*. SpringerBriefs in Physics, Springer Netherlands, 2 ed., 2015. XIII, XIII, XIII, XIII, 22, 23, 24, 27, 28, 29, 30, 31, 71

[17] A. L. Schawlow and H. Townes, ""infrared and optical masers", , 1940," *Phys. Rev. 112 (6)*, 1958. 22

[18] M. Fleming and A. Mooradian, "Fundamental line broadening of singlemode (gaal)as diode lasers," *Applied Physics Letters*, 1981. 23, 46

[19] C. H. Henry, "Theory of the linewidth of semiconductor lasers," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1982. 23, 46

[20] O. J. Wenxian Hong, "Desing and caracterization of a littrow configuration external cavity diode laser," *California Institute of Technology*, 2010. 24, 40

[21] K. Sharma, *Optics: Principles and Applications*. Elsevier Science, 2006. XIII, 27, 31

[22] "Thorlabs, Inc., TCLDM9 Temperature Controlled, Laser Diode Mount for 5.6 and 9 mm LD .." http://www.thorlabs.com/thorcat/1900/LTC100-A-TCLDM9Manual.pdf. Accedido:Mayo 2017. 34

[23] "Thorlabs, Inc., SA201 Spectrum Analyzer Controller.." http://www.thorlabs.com/thorcat/6600/SA201-Manual.pdf. Accedido:Mayo 2017. 34

[24] "Thorlabs, Inc., CCS100 Compact Spectrometer, 350 - 700 nm.." http://www.thorlabs.com/thorcat/18100/CCS100-Manual.pdf. Accedido:Mayo 2017. 34, 59

[25] "Thorlabs, Inc., PM204 Touch Screen Power and Energy Meter.." http://www.thorlabs.com/thorcat/18300/PM204-SpecSheet.pdf. Accedido:Mayo 2017. 34, 61

[26] B. Kelly, R. Phelan, D. Jones, C. Herbert, J. O'carroll, M. Rensing, J. Wendelboe, C. B. Watts, A. Kaszubowska-Anandarajah, P. Perry, C. Guignard, L. P. Barry, and J. O'gorman, "Discrete mode laser diodes with very narrow linewidth emission," *Electronics Letters*, 2007. 46

[27] R. Paschotta, "Derivation of the schawlow-townes linewidth of lasers," *Encyclopedia of Laser Physics and Technology, RP Photonics Consulting GmbH*, 2013. 46

[28] R. Paschotta, "Amplified spontaneous emission," *Encyclopedia of Laser Physics and Technology, RP Photonics Consulting GmbH*. xv, 52, 53, 67