



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE
MÉXICO

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

PROGRAMA DE MAESTRÍA Y DOCTORADO EN
INGENIERÍA

CONSTRUCCIÓN Y
CARACTERIZACIÓN DE UN
LÁSER DE XENÓN

TESIS

QUE PARA OBTENER EL GRADO DE
MAESTRÍA EN INGENIERÍA

EN EL ÁREA DE INSTRUMENTACIÓN, CAMPO
DE CONOCIMIENTO EN INGENIERÍA ELÉCTRICA

PRESENTA:

VIDAL VELÁZQUEZ HELIODORO

DIRECTOR DE TESIS: DR. HUGO MARTÍN SOBRAL

MÉXICO D.F. 2009



JURADO ASIGNADO

Presidente: Dr. García Valenzuela Augusto

Secretario: Dr. Ortega Martínez Roberto

Vocal: Dr. Sobral Hugo Martín

1er. Suplente: Dr. Sandoval Romero Gabriel Eduardo

2do. Suplente: Dra. Sánchez Pérez Celia Angelina

Lugar donde se realizó la tesis:

Centro de Ciencias Aplicadas y Desarrollo Tecnológico, Ciudad Universitaria, México, D.F.

TUTOR DE TESIS

Dr. Hugo Martín Sobral

Firma

ÍNDICE

RESUMEN.....	1
INTRODUCCIÓN.....	2
1. Objetivos y Metodología.....	3
CAPÍTULO 1. Principios Fundamentales del Láser	
1.1 Procesos de la Emisión Laser.....	5
1.1.1 Emisión y Absorción de Radiación.....	5
1.1.2 Coeficientes de Einstein.....	7
1.1.3 Inversión de Población.....	9
1.1.4 Condición de Umbral.....	12
1.1.5 Sistema de Bombeo.....	13
1.2 Láseres de Tres y Cuatro Niveles de Energía.....	15
1.2.1 Láseres Cuatro Niveles.....	15
1.2.2 Láseres de Tres Niveles.....	18
1.3 Elementos del Láser.....	18
1.3.1 Resonador Óptico.....	18
1.3.2 Amplificación de Luz y Retroalimentación Óptica Positiva.....	19
1.4 Propiedades de la Emisión Láser.....	22
CAPÍTULO 2. Teoría de Descargas Eléctricas.	
2.1 Circuitos Para el Cargado de Capacitores.....	23
2.2 Rectificador de Onda Completa.....	27
2.2.1 Rectificador con dos diodos.....	27
2.2.2 Puente Rectificador.....	28
2.2.3 Tensión Rectificada.....	29
2.3 Circuitos de Excitación para Láseres Gaseosos.....	30

2.3.1	Circuito Blumlein.....	30
2.3.2	Circuito Transferente C-a-C.....	31
2.3.3	Circuito Polloni.....	32
2.4	Spark Gap.....	33
2.5	Bobina deRogowski.....	34
CAPÍTULO 3. Construcción de la Fuente de Alta Tensión.		
3.1	Tubo de Descarga.....	36
3.2	Fuente de Alta Tensión Continua.....	37
3.3	Fuente de Alta Tensión Pulsada.....	40
3.3.1	Diferencias entre válvulas Tiratrón de H ₂ y Spark Gap.....	40
3.3.2	Principales Características de los Spark Gaps.....	40
3.3.3	Circuito de Descarga Pulsada.....	41
3.4	Construcción de los Capacitores.....	46
3.5	Medición de Corriente y Voltaje.....	49
CAPÍTULO 4. Construcción del Láser de Xenón.		
4.1	Resonador Óptico.....	51
4.2	Tubo de Descarga y Medio Activo.....	53
4.3	Sistema de Vacío.....	55
4.4	Sistema de Enfriamiento.....	57
4.5	Alineación Óptica del Láser.....	57
4.6	Instrumentos de Medición.....	59
4.7	Procesos de Operación Láser.....	64
CAPÍTULO 5. Resultados y discusión.		
5.1	Dispositivo Experimental.....	67
5.2	Pulsos de Corriente y Voltaje.....	70
5.3	Emisión Láser.....	73
CONCLUSIONES.....		86
REFERENCIAS.....		88

RESUMEN

En este trabajo se presentan los detalles de la construcción y caracterización de un láser de Xe multi-iónico pulsado, el cual se compone de una fuente de alta tensión, un tubo al que se le hace vacío y los espejos que forman la cavidad.

Una de las principales características de este láser es la emisión en diferentes longitudes de onda, abarcado así, diferentes regiones del espectro de luz (ultravioleta-visible-infrarrojo).

A partir de esto se pueden realizar demostraciones, prácticas de laboratorio o iniciar trabajos de investigación en temas de física moderna, espectroscopia atómica y láseres gaseosos, así como para ser utilizado en la enseñanza de licenciatura y posgrado.

Además, el empleo de todo el instrumental que compone el equipo, permite tener contacto con fuentes de alta tensión, equipos de vacío, de óptica y con el uso de detectores y analizadores de radiación luminosa.

La caracterización del láser se obtuvo variando la tensión y la presión del sistema, además de utilizar diferentes espejos. Esto dio como resultado la obtención de diferentes transiciones láser, cuyo análisis se complementó con la obtención de la emisión espontánea, el pulso de corriente, etc.

Finalmente, cabe señalar que se diseñaron, y en algunos casos se construyeron, los diferentes componentes de la fuente de alta tensión tales como son: condensadores, rectificador de onda, spark-gap, generador de pulsos, etc.

INTRODUCCIÓN

Los láseres han tenido un gran impacto en las más importantes ramas de la ciencia y sus aplicaciones tecnológicas, por lo que es importante saber cómo están constituidos, su funcionamiento y las características de su tan particular emisión.

La palabra láser proviene de las siglas “Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation” (luz amplificada por emisión estimulada de radiación). Las bases teóricas y los mayores aportes para la obtención del láser lo proporcionaron la teoría de Bohr-Sommerfeld en 1913 y principalmente Albert Einstein en 1916, que a partir de deducciones de índole termodinámica, estableciendo dos conceptos fundamentales: la probabilidad de transición y la emisión estimulada de radiación.

Sin embargo no fue sino hasta 1954 como consecuencia del avance de la electrónica y la tecnología del radar durante la segunda guerra mundial que se obtiene el primer láser de la historia. Esto fue realizado por C.H. Townes y sus dos discípulos, H.J. Zeiger y J.P. Gordon en la universidad de Columbia, Estados Unidos. Quienes obtuvieron amplificación en la región de microondas (también conocido como efecto Maser) empleando amoníaco como medio activo en la frecuencia de 24 GHz.

El primero en observar el efecto láser en la región óptica del espectro electromagnético fue T.H. Maiman, en 1960, empleando un cristal de rubí excitado por destellos cortos e intensos de luz.

En ese mismo año, A. Javan y colaboradores construyeron el primer láser gaseoso de operación continua. Emplearon una mezcla de gases nobles, He-Ne, excitada por radiofrecuencia y confinada en un interferómetro Fabry-Perot.

En 1961 L.F. Jonson y K. Nassau obtuvieron el láser de Neodimio, es decir, el primer láser de estado sólido.

A los pocos años del primer láser ya se habían descubierto muchos de los láseres que se conocen hoy en día, y el avance en el aspecto teórico no se quedó atrás.

Así pues, en los años 70 aparecieron los láseres de excímeros y los de electrones libres. En los 80 se trabajó intensamente en la obtención del láser de rayos X. En los 90 los mayores avances se enfocaron en los láseres de estado sólido y de semiconductores sintonizables.

Los láseres gaseosos son los más comunes ya que es relativamente más fácil excitar un gas que algún otro material.

Objetivo de la tesis.

- Construir y caracterizar un láser de Xe multi-iónico pulsado el cual se compone de una fuente de alta tensión, un sistema de vacío y diferentes partes ópticas. La principal característica de este láser es la emisión en diferentes regiones del espectro de luz (ultravioleta-visible-infrarrojo), por lo que puede utilizarse en diversas tareas.

Objetivo particular.

- Se diseñará, y en algunos casos, se fabricará cada componente de la fuente de alta tensión con material fácil de conseguir en nuestro país. Así, para aumentar la investigación con este láser, podrá reproducirse fácilmente y a bajo costo.

En el capítulo 1 de este trabajo se da un panorama de los procesos que se involucran en la emisión láser como son, la absorción y emisión de radiación, inversión de población, entre otros. También se describen los procesos que ocurren en láseres de 3 y 4 niveles de energía. Finalmente se da una explicación de cada componente del láser.

En el capítulo 2, con el objetivo de entender mejor los aspectos de la construcción de la fuente de alta tensión, se aborda información concerniente a la teoría de altas descargas en gases y se analizan los principales circuitos usados para este propósito. Además se explica el funcionamiento de un spark-gap, un rectificador de onda, un generador de pulsos y otros componentes de la fuente de alta tensión.

En el capítulo 3 se describe la construcción de la fuente de alta tensión. Se muestran las simulaciones de diferentes circuitos cuyo análisis sirvió para obtener el más adecuado a nuestro propósito. También se proporcionan detalles de la construcción de los condensadores, spark-gap, rectificador de onda, etc.

En el capítulo 4 se explican los detalles inmiscuidos en el diseño del tubo láser y el sistema de vacío. También se dan las características de los espejos que forman la cavidad resonante y los procesos que se deben seguir para la obtención de emisión láser.

En el capítulo 5 podemos observar los resultados obtenidos de la caracterización del láser, es decir, el comportamiento de la emisión espontánea y de la emisión láser bajo diferentes condiciones (a diferente presión, tensión, etc.). Además se muestran los pulsos de corriente y de voltaje por medio de los cuales se obtuvo dicha emisión.

Posteriormente se presentan las conclusiones y se dan algunas opciones para mejorar el funcionamiento del láser.

CAPÍTULO 1

PRINCIPIOS FUNDAMENTALES DEL LÁSER

1.1. PROCESOS DE LA EMISIÓN LÁSER

Un láser utiliza tres fenómenos fundamentales que ocurren cuando una onda electromagnética interactúa con un material, estos son; el proceso de absorción, emisión espontánea y emisión estimulada.

Conforme a la teoría cuántica, los átomos y las moléculas tienen niveles definidos de energía y pueden pasar de un nivel a otro en saltos discontinuos. El cambio de energía necesario para un salto, es dado por la absorción o la emisión de una cantidad discreta de radiación electromagnética. Las frecuencias de la radiación y los intervalos entre los niveles de energía son característicos del átomo y por tanto difieren de elemento a elemento. A continuación explicaremos esto con más detalle.

1.1.1 Emisión y Absorción de Radiación [1]

Los sistemas que consisten de átomos, iones o moléculas (materia), pueden existir solamente para ciertos estados estacionarios, cada uno de los cuales corresponde a un cierto valor de energía. En condiciones normales, la mayoría de los átomos o moléculas permanecen en su nivel más bajo de energía o estado fundamental. Dichos estados se caracterizan por números cuánticos. Los valores de la energía se denominan niveles de energía del sistema atómico o molecular.

Las transiciones entre estados estacionarios ocurren junto con la emisión o absorción de energía. Si la transición es radiativa, la frecuencia de la radiación emitida o absorbida en un solo proceso satisface la ecuación de Bohr:

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (1.1)$$

donde $h =$ cte. de Plank, $E_n =$ energía del estado n , $\nu =$ frecuencia.

De acuerdo a la ecuación anterior, un átomo que se encuentra en un estado de energía E_1 , absorbe radiación de frecuencia ν , pasando así a otro estado de mayor energía E_2 .

El hecho de observar solamente ciertas frecuencias $\nu_1, \nu_2, \nu_3, \dots$ en la emisión y en la absorción, se puede explicar si suponemos que la energía del átomo sólo puede tener

ciertos valores E_1, E_2, E_3, \dots . Para cada valor permitido tenemos un nivel de energía. Sin embargo, no todas las transiciones que satisfacen la ecuación de Bohr son posibles. Además de la conservación de la energía, entran otras consideraciones en el proceso, como el que se conserve el momento angular y el debido a la simetría espacial del sistema, esto es, a la paridad de función de onda. Estas limitaciones en las transiciones posibles dan lugar a reglas de selección. Estas reglas establecen cuáles son las probabilidades de transición o permitidas. El nivel del sistema con la menor energía es llamado el estado base o fundamental, cualquier otro nivel es un estado excitado.

Cuando un sistema está en un estado excitado permanecerá en este estado sólo un cierto intervalo de tiempo debido a que la probabilidad de que salte a un nivel de energía inferior (tiempo de vida del nivel) es infinita. El promedio de vida en un estado excitado es inversamente proporcional a la probabilidad total de transición de ese estado, esto es, a la suma de las probabilidades de transición de todos los niveles inferiores de energía hasta los cuales puede saltar. La vida del estado fundamental de un sistema aislado es evidentemente infinita, ya que el sistema no puede pasar a un nivel inferior.

Al proceso por el cual un sistema atómico excitado decae emitiendo radiación sin ninguna causa externa, se le denomina *emisión espontánea*.

Aunque puede haber transiciones en las cuales un sistema en un estado excitado emite espontáneamente energía pasando a un estado de menor energía, para que un sistema absorba energía es necesario que intervenga una acción externa. Si el sistema está inicialmente en un estado excitado, esta acción externa puede también inducir emisión de energía además de la emisión espontánea, como resultado de la perturbación producida en el sistema, esto se denomina *emisión estimulada*. En la figura 1.3 se ilustra los procesos: absorción, emisión espontánea y emisión estimulada.

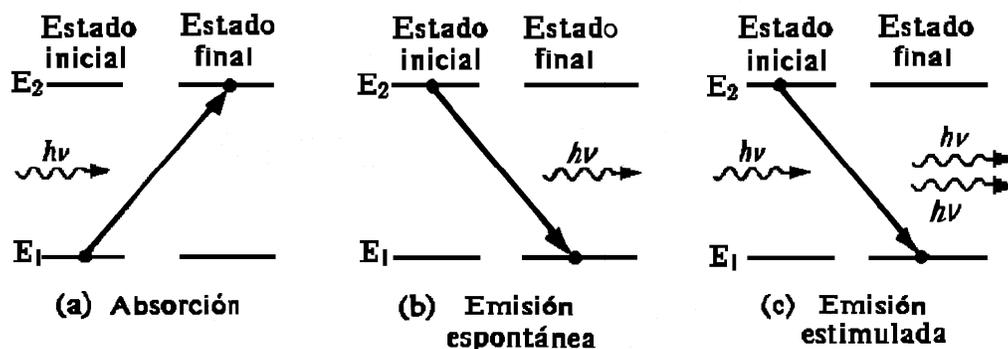


Figura 1.1 Procesos radiativos: (a) absorción; se absorbe un fotón incidente; (b) emisión espontánea; se produce un fotón; (c) emisión estimulada bajo la acción de un fotón incidente.

En los átomos las transiciones entre estados se dan por cambios en la energía de los electrones; en moléculas las transiciones incluyen cambios en la energía vibracional y rotacional de los enlaces. El concepto de tiempo de vida de un estado está ligado con la probabilidad de transición de dicho estado.

La probabilidad de que un electrón en un nivel n cambie espontáneamente a uno más bajo m en la unidad de tiempo, es llamada probabilidad de transición espontánea, que es una cantidad característica del par de niveles de energía en cuestión. Un sistema atómico puede pasar de un nivel de baja energía a uno de alta energía, llamando a este evento absorción.

Así pues, la radiación emitida por un sistema atómico en presencia de radiación externa consta de dos partes: una es la radiación espontánea y la otra es la radiación estimulada (inducida).

Para explicar estas transiciones Einstein introdujo sus coeficientes A y B.

1.1.2 Coeficientes de Einstein

Consideremos N átomos que interactúan con radiación electromagnética en el interior de una cavidad a una temperatura T (eV) [2]. En equilibrio térmico, la población de un cierto nivel i viene dada por la distribución de Boltzmann. En el caso en que la cavidad se comporta como un cuerpo negro, la radiación dentro de la misma puede describirse mediante la densidad de energía $\rho(\omega)$ ($\text{Jm}^{-3}\text{Hz}^{-1}$) [2].

$$\rho(\omega) = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} \frac{1}{e^{\hbar\omega/kT} - 1} \quad (1.2)$$

siendo ω (Hz) la frecuencia de la radiación, $\hbar = h/2\pi$ (h es la constante de Plank) (eV.s), k es la constante de Boltzmann y c (m.s^{-1}) la velocidad de la luz en el vacío. Para la intensidad de radiación ($\text{Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$).

$$I(\omega) = \frac{c}{4\pi} \rho(\omega) \quad (1.3)$$

Consideremos un sistema con dos niveles de energía E_i y E_j , poblados por N_i y N_j átomos respectivamente, y donde tienen lugar tres principales procesos de interacción: absorción, emisión estimulada y emisión espontánea de radiación. El primero, contribuye a disminuir la población del nivel inferior, aumentando en consecuencia la población del nivel superior; mientras que los dos procesos restantes, incrementan la población del nivel inferior, disminuyendo al mismo tiempo la del nivel superior. Estos procesos se describen mediante los denominados *coeficientes de Einstein* (s^{-1}), B_{ij} , B_{ji} , y A_{ji} , los cuales se definen de forma que la variación de la población de cada nivel con el tiempo o “tasa” de transición, es [2]:

$$\frac{dN_i}{dt} = -\frac{dN_j}{dt} = -B_{ij}^{\rho} \rho(\omega_{ji}) N_i + B_{ji}^{\rho} \rho(\omega_{ji}) N_j + A_{ji} N_j \quad (1.4)$$

N_i es la población de estados en el nivel i , ω_{ji} (Hz) satisface además la condición de Bohr.

$$\omega_{ji} = \frac{(E_j - E_i)}{\hbar} \quad (1.5)$$

donde, en el segundo miembro de la ecuación (1.4), el primer término corresponde al proceso de absorción, el segundo a emisión estimulada y el último a emisión espontánea. De esta manera, la probabilidad de transición $i \rightarrow j$ (absorción) por unidad de tiempo (s^{-1}) es:

$$P_{ij} = -\frac{1}{N_i} \frac{dN_i}{dt} = B_{ij}^{\rho} \rho(\omega_{ji}) \quad (1.6)$$

y la “tasa” de absorción correspondiente:

$$\text{tasa } \uparrow = N_i P_{ij} = N_i B_{ij}^{\rho} \rho(\omega_{ji}) \quad (1.7)$$

Análogamente, la probabilidad de transición $j \rightarrow i$ (emisión) por unidad de tiempo es:

$$P_{ji} = A_{ji} + B_{ji}^{\rho} \rho(\omega_{ji}) \quad (1.8)$$

y la “tasa” de emisión:

$$\text{tasa } \downarrow = N_j P_{ji} = N_j [A_{ji} + B_{ji}^{\rho} \rho(\omega_{ji})] \quad (1.9)$$

En equilibrio térmico: tasa \uparrow = tasa \downarrow , empleando la ecuación de Boltzmann

$$\frac{N_j}{N_i} = \frac{g_j}{g_i} \exp\left(-\frac{h\omega}{kT}\right) \quad (\text{Donde } g \text{ son las degeneraciones de los niveles } j \text{ y } i) \quad (1.10)$$

y la ecuación 1.2, se obtienen las siguientes relaciones entre las probabilidades de emisión espontánea, emisión estimulada y absorción de radiación [2].

$$g_i B_{ij}^{\rho} = g_j B_{ji}^{\rho} \quad (1.11)$$

$$B_{ij}^{\rho} = \frac{\pi^2 c^3 g_j}{\hbar \omega_{ji}^3 g_i} A_{ji} \quad (1.12)$$

Estas ecuaciones muestran que la probabilidad de absorción y de emisión son las mismas (sin considerar los factores de degeneración), y que la relación de la probabilidad de la emisión espontánea a la emisión estimulada se incrementa en una porción de ω^3 . En un láser lo que se busca es precisamente alentar la emisión estimulada y suprimir la emisión espontánea.

1.1.3 Inversión de Población [4,5].

En un gas de átomos en equilibrio térmico, la población en el nivel de energía inferior siempre será mayor que la población en el nivel superior (véase la ecuación 1.10). Por lo tanto, si un haz de luz incide sobre el medio (o algún otro tipo de energía externa), siempre habrá más transiciones ascendentes debido a la absorción que transiciones descendentes debido a la emisión estimulada. Así pues, abra una absorción neta y la intensidad del haz disminuirá progresivamente a través del medio.

Para amplificar el haz se requiere que la rapidez de las transiciones de la emisión estimulada exceda la rapidez de la absorción, esto implica que N_j debe exceder N_i . Esta es una situación que esta fuera de equilibrio y es llamada inversión de población [3].

Ya que los coeficientes de Einstein no solamente dependen de la transición particular, sino también de la intensidad de la onda electromagnética incidente, es posible expresarlos en término del flujo de fotones:

$$B_{ij}\rho(\omega) = \sigma_{ij}F \quad (1.13)$$

$$B_{ji}\rho(\omega) = \sigma_{ji}F \quad (1.14)$$

donde F es el flujo de fotones (i.e. número de fotones por unidad de tiempo por unidad de área) de la onda incidente, y σ es una cantidad que tiene las dimensiones de área; llamada sección transversal de la emisión estimulada.

Si sustituimos (1.11) en (1.13) y en (1.14) obtenemos:

$$\sigma_{ij}F = (g_j / g_i)\sigma_{ji}F \quad (1.15)$$

Si hacemos $g_i = g_j$, tenemos que $\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$, así como $B_{ij} = B_{ji}$. Por lo tanto las ecuaciones (1.13) y (1.14) quedan como:

$$B\rho(\omega) = \sigma F \quad (1.16)$$

Si consideramos ahora un material con dos niveles arbitrarios de energía E_1 y E_2 , siendo N_1 y N_2 sus respectivas poblaciones, una onda plana con intensidad correspondiente para un flujo de fotones F que viaja en la dirección z en el material, sufrirá un cambio elemental dF en el flujo debido a la emisión estimulada y a la absorción cuando se haya desplazado una distancia dz .

Usando los términos correspondientes a la emisión espontánea y a la absorción de la ecuación (1.4) y combinándolos con la ecuación (1.16) tenemos que:

$$dF = \sigma F (N_2 - N_1) dz \quad (1.17)$$

La ecuación anterior demuestra que el material se comporta como un amplificador (es decir, $df/dz > 0$) si $N_2 > N_1$. Mientras que se comporta como material absorbente si $N_2 < N_1$.

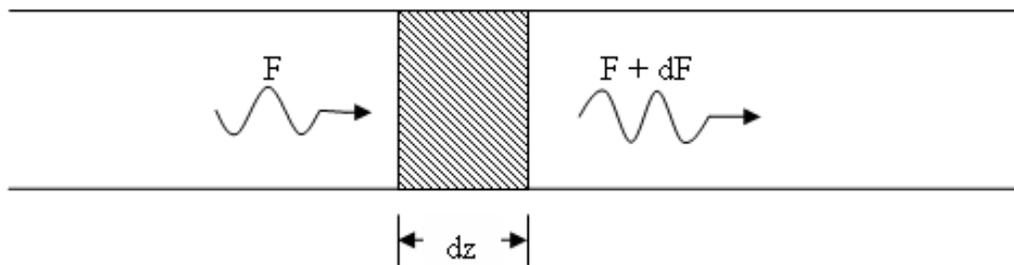


Figura 1.2 Flujo de fotones F que recorren una distancia dz en algún material.

Para el caso de equilibrio térmico, tenemos en general que $N_2 < N_1$. Así de acuerdo a la ecuación (1.17) el material actúa como un absorbente a la frecuencia ω , y esto es lo que sucede en condiciones ordinarias. Si se alcanza una condición fuera de equilibrio para la cual $N_2 > N_1$, entonces el material actuará como un amplificador. En este caso diremos que existe una ***inversión de población*** en el material.

Un material en el que se logra una inversión de población, será llamado material activo [4, 5].

Para hacer un oscilador de un amplificador, es necesario introducir una retroalimentación adecuada. En el caso de un láser, la retroalimentación se obtiene a menudo colocando el material activo entre dos espejos altamente reflejantes. En este caso, una onda plana electromagnética viajando en una dirección ortogonal a los espejos se reflejará hacia atrás y adelante entre los dos espejos y se amplificará cada vez que pase por el material activo. Si uno de los espejos es parcialmente transparente, se puede producir un haz externo. (En la figura 1.3 se puede ver este proceso hasta obtener emisión láser). Pero para esto se debe cumplir con la condición de umbral [6].

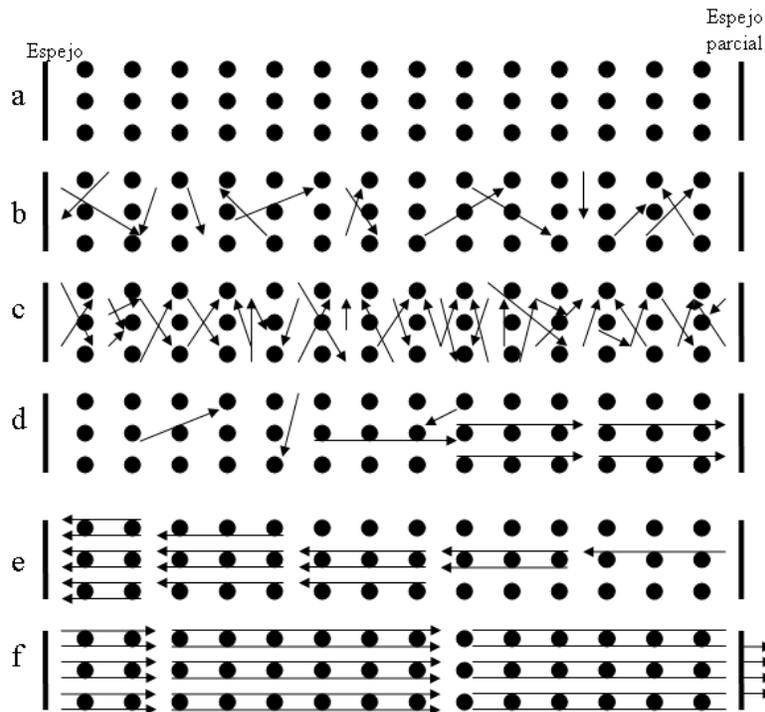


Figura 1.3 (a) Las moléculas del material se encuentran en el estado fundamental. (b,c) Se aplica una excitación al medio y las moléculas pasan a un nivel superior emitiendo fotones espontáneamente. (d) Un fotón emitido choca con una molécula excitada y se produce emisión estimulada generando una reacción en cadena y por lo tanto una amplificación. (e) Los fotones que se desplazan paralelos al eje del tubo chocan en uno espejo de los extremos y se reflejan hacia a tras. (f) Finalmente algunos de los fotones pasas a través del espejo parcialmente transparente obteniendo así la emisión láser.

1.1.4 Condición de umbral

Generalmente la absorción de la luz que pasa a través de un medio, esta caracterizada por el coeficiente de absorción, que describe la atenuación de la intensidad de esta. Si la intensidad de la onda plana es $I(z)$, su atenuación a lo largo de la distancia z será:

$$dI = -\alpha I dz \quad (1.18)$$

El coeficiente de absorción representa la fracción dI/I absorbida por unidad de longitud. Para $\alpha = \text{cte.}$ (independiente de I) la integración de (1.18) da la ley de Beer para la absorción lineal [7]:

$$I(z) = I_0 e^{-\alpha z} \quad (1.19)$$

donde I_0 es la intensidad en $z = 0$

De la ecuación (1.17) tenemos que:

$$F = F_0 e^{\sigma(N_2 - N_1)z} \quad (1.20)$$

pero como I es proporcional a F entonces tenemos que:

$$I = I_0 e^{\sigma(N_2 - N_1)z} \quad (1.21)$$

lo cual implica

$$\alpha = \sigma(N_1 - N_2) \quad (1.22)$$

que es el coeficiente de absorción, y está determinado por la sección transversal σ para la transición ($E_1 \rightarrow E_2$) y por las densidades de población N_1 y N_2 . Cabe mencionar que aquí I , α y σ son funciones de ω .

Para $N_2 > N_1$ en la ecuación (1.22), el coeficiente de absorción será negativo y la onda incidente se amplificará en lugar de ser atenuada. En el caso del láser, la oscilación se iniciará cuando las ganancias del material activo compensen las pérdidas del láser.

De acuerdo con la ecuación (1.21), para un material activo de longitud L , la ganancia total para un viaje de ida y vuelta sin pérdida es:

$$G(\omega) = \frac{I(\omega, 2L)}{I(\omega, 0)} = e^{-2\alpha(\omega)L} \quad (1.23)$$

Ahora, si tomamos en cuenta las pérdidas por reflexión, por difracción, etc., y las resumimos todas en un factor de perdidas β , entonces tenemos la fracción de energía que se pierde por segundo ($dW/dt = -\beta W$), así la intensidad disminuye por viaje de ida y vuelta como:

$$I = I_0 e^{-\gamma} \quad (1.24)$$

con $\gamma = 2\beta d/c$

Si incluimos tanto las ganancias como las pérdidas, entonces la intensidad después de un viaje de ida y vuelta a través del resonador con longitud d , será:

$$I(\omega, 2d) = I(\omega, 0) e^{-(2\alpha L + \gamma)} \quad (1.25)$$

El umbral se alcanza cuando:

$$-2L\alpha = \gamma \quad (1.26)$$

Y la onda se amplifica si las ganancias superan las pérdidas por viaje de ida y vuelta, o sea:

$$-2L\alpha > \gamma \quad (1.27)$$

Usando la diferencia de poblaciones, podemos reescribir la desigualdad como:

$$\Delta N = N_2 - N_1 > \Delta N_{umb} = \frac{\gamma}{2L\alpha} \quad (1.28)$$

Y esto se conoce como la condición de umbral.

Si la diferencia de la población invertida ΔN del medio activo es mayor que ΔN_{umb} , una onda reflejada hacia atrás y adelante entre los dos espejos, será amplificada a pesar de las pérdidas.

La onda se inicia por la emisión espontánea de los átomos excitados en el medio activo.

1.1.5 Sistema de bombeo.

En general, la emisión estimulada no tiene lugar sin intervención humana, puesto que la naturaleza posee una fuerte tendencia a conservar el denominado *equilibrio termodinámico*. Esto quiere decir que tanto los átomos como las moléculas procuran mantenerse en el estado de energía más bajo posible.

A temperatura normal hay muchos más átomos en el estado fundamental que en cualquier estado excitado; cuanto mayor es el nivel de energía, menor es el número de

átomos que lo ocupan. Por lo anterior, el nivel base 1 está más poblado que el nivel 2, y la absorción predominará sobre la emisión estimulada.

Para el funcionamiento de un láser es necesario enviar los átomos del nivel 1 al nivel excitado y lograr una inversión de población. El proceso para lograr esto se llama *"bombeo"*.

Los procesos de bombeo más usados en láseres son: el bombeo óptico y el bombeo eléctrico.

En el bombeo óptico, la luz de una lámpara de destello (ya que el destello tiene un espectro muy ancho) o de algún otro láser es absorbida por el material activo y los átomos son bombeados a un nivel superior. Este método es apropiado para los láseres de estado sólido y líquido. Los mecanismos de ensanchamiento de línea en sólidos y líquidos producen un ensanchamiento muy considerable en la curva de absorción. Así que comúnmente se trata con bandas de energía más que con niveles de energía. Estas bandas pueden, por lo tanto, absorber una fracción razonable de la luz emitida por la lámpara de destello.

El bombeo eléctrico es realizado por medio de una descarga eléctrica a través del gas, donde se producen iones y electrones libres. Estos son acelerados por el campo eléctrico, adquiriendo una energía cinética adicional y siendo capaces de excitar a átomos neutros por colisiones. Este proceso es apropiado para láseres de gas y semiconductores.

Los láseres de gas, en particular, no se prestan para el bombeo óptico porque su línea de absorción es demasiado angosta.

La descarga en los láseres de gas puede ser continua (usualmente en gases a baja presión) o pulsada (en gases a presiones un poco más alta).

Con un bombeo directo entre los niveles 1 y 2, es imposible obtener una inversión de población. En efecto al aumentar la densidad de flujo de la radiación de bombeo ésta elevará, tanto el número de fotones absorbidos como el número de fotones inducidos. Así aún a potencias muy altas las poblaciones de los niveles energéticos se harán tan solo iguales. Y no se podrá lograr la inversión de población.

La solución a este problema es usar esquemas de 3 y 4 niveles.

1.2. LÁSERES DE TRES Y CUATRO NIVELES DE ENERGÍA.

En la sección anterior pudimos ver que la ganancia de un medio láser está relacionada directamente con la inversión de población. La emisión láser ocurrirá cuando haya una ganancia que sobrepase las pérdidas en la cavidad. Esto implica que debe obtenerse una inversión de poblaciones mínima antes de que el láser empiece a oscilar.

La inversión de poblaciones se alcanza mediante el “bombeo” de átomos hacia niveles superiores de energía. Dicho “bombeo” puede realizarse por una variedad de técnicas dependiendo del láser que se quiera diseñar.

Los láseres son clasificados en sistemas de tres o cuatro niveles de energía, y sus características las veremos a continuación.

1.2.1 Láseres de cuatro niveles.

Los láseres de cuatro niveles son los más comunes; ejemplos de estos son los láseres de He-Ne o los de Nd:YAG. En esta clasificación también entra el láser de xenón que se describe en este trabajo.

Los cuatro niveles son: el estado basal (0), dos niveles entre los que hay emisión láser (1 y 2) y un cuarto nivel (3), el cual es usado como parte del mecanismo de bombeo. (Ver figura 1.4)

La característica principal que hace que el sistema de 4 niveles sea distinto al de 3, es que el nivel de energía inferior de la transición láser está a una energía $k_B T$ por encima del estado basal.

Esto significa que la población activada térmicamente del nivel 1 es despreciable, de tal forma que el nivel 1 está vacío antes de que se encienda el mecanismo de bombeo.

Se asume que los átomos están dentro de una cavidad y son bombeados a un nivel superior (nivel 2) a una rapidez constante de R_2 . Esto se realiza normalmente excitando átomos hacia el nivel 3 con una lámpara de destello o con una descarga eléctrica, y entonces hay un decaimiento rápido al nivel 2 [4, 5].

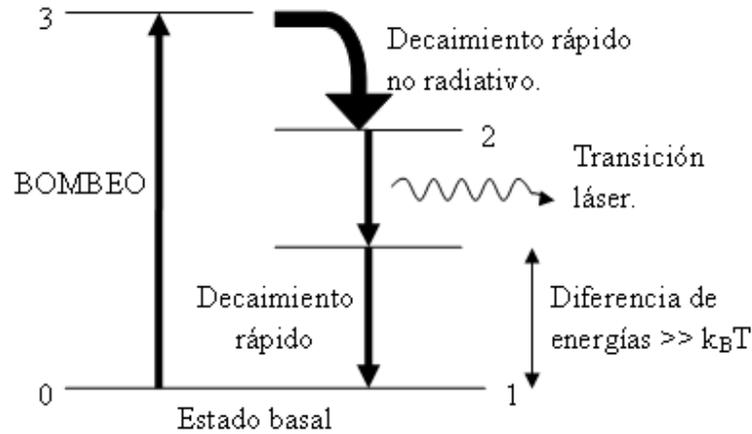


Figura 1.4 Sistema láser de 4 niveles.

Las ecuaciones para la rapidez de decaimiento de las poblaciones de los niveles 1 y 2 son:

$$\begin{aligned}\frac{dN_2}{dt} &= -\frac{N_2}{\tau_2} - W_{21}^{net} + R_2 \\ \frac{dN_1}{dt} &= +\frac{N_2}{\tau_2} + W_{21}^{net} - \frac{N_1}{\tau_1}\end{aligned}\tag{1.29}$$

En donde τ es el tiempo de vida natural de las transiciones, $\pm N_2/\tau_2$ es la emisión espontánea del nivel 2 al 1, $\pm W_{21}^{net}$ representa las transiciones estimuladas del nivel 2 al nivel 1, R_2 es el bombeo hacia el nivel 2 y N_1/τ_1 es el decaimiento del nivel 1 al estado base por transiciones radiativas y/o colisiones.

Debe señalarse que W_{12}^{net} es la rapidez de transición neta estimulada del nivel 2 al 1. Esto es igual a la rapidez de transiciones ascendentes de la absorción estimulada.

Hay dos consideraciones importantes contenidas implícitamente en las últimas ecuaciones:

- 1) No hay bombeo hacia el nivel 1.
- 2) La única ruta de decaimiento del nivel 2 es por transiciones radiativas al nivel 1 (no hay transiciones no-radiativas entre los niveles 2 al nivel 1, y las transiciones a otros niveles no son posibles).

No siempre es posible fijar estas condiciones, pero ayuda si se alcanzan. Es por ello que lo descrito arriba se considera un sistema ideal de 4 niveles.

La rapidez neta de emisión estimulada del nivel 2 al 1 esta dada por:

$$W_{21}^{net} = (N_2 - N_1)B_{21}g(\omega)\frac{n}{c}I \quad (1.30)$$

en donde I es la intensidad en la cavidad láser, n es el índice de refracción del medio y $g(\omega)$ (Hz^{-1}) es una función de forma de línea normalizada.

La ecuación (1.30) se puede reescribir como:

$$W_{21}^{net} = B_{21}g(\omega)\frac{n}{c}I(N_2 - N_1) = W(N_2 - N_1) \quad (1.31)$$

En condiciones de estado estacionario las derivadas en el tiempo en la ecuación (1.29) deben ser cero. Entonces, dicha ecuación queda resuelta para N_1 y N_2 utilizando la ecuación (1.31) como:

$$\begin{aligned} N_1 &= R_2\tau_1 \\ N_2 - N_1 &= \frac{R_2}{W + 1/\tau_2} \end{aligned} \quad (1.32)$$

Por consiguiente la inversión de poblaciones está dada por:

$$\Delta N = N_2 - N_1 = \frac{R_2}{W + 1/\tau_2} \left[1 - \frac{\tau_1}{\tau_2} \right] \quad (1.33)$$

Esto muestra que no es posible alcanzar la inversión de poblaciones a menos que se cumpla $\tau_2 > \tau_1$. Esto tiene sentido, ya que si el nivel láser más bajo no se vaciará rápidamente, los átomos se apilarían en este nivel y se destruiría la inversión de poblaciones.

Rescribiendo la ecuación (1.33) tenemos:

$$\Delta N = \frac{R}{W + 1/\tau_2} \quad (1.34)$$

donde, $R = R_2(1 - \tau_1/\tau_2)$. Esto es la rapidez neta de bombeo ya que la acumulación de átomos en el nivel inferior debido a τ_1 no es cero. Si el láser esta cerca del umbral de emisión, habrá muy pocos fotones en la cavidad. Entonces, W será muy pequeña porque I es muy pequeña. La inversión de poblaciones es simplemente $R\tau_2$, y se incrementa linealmente con la rapidez de bombeo. La ganancia también se incrementa linealmente con la rapidez de bombeo abajo del umbral [4,5].

Eventualmente se tendrá la suficiente ganancia para balancear las perdidas por viaje (ida y vuelta).

1.2.2 Láseres de tres niveles.

Algunos Láseres son clasificados como sistemas de tres niveles, un ejemplo de ellos es el láser de rubí. La diferencia entre un láser de 3 niveles y uno de 4 es que el nivel de emisión inferior es el estado basal.

Es mucho más difícil obtener inversión de poblaciones para un láser de este tipo, por que el nivel inicial tiene una población alta. Bombeando esta población (N_0), se excitan dN átomos al nivel 1, los cuales decaen después al nivel 2, donde la población en este nivel será (N_0-dN). La inversión de poblaciones requiere que: $dN > (N_0-dN)$, esto significa que $dN > N_0/2$, para lograrlo se tiene que bombear más de la mitad de los átomos del estado basal hacia el nivel láser superior. Esto obviamente requiere una gran cantidad de energía, lo cual contrasta con los sistemas láser de 4 niveles en los que el nivel inferior láser está vacío antes de que empiece el proceso de bombeo y por lo tanto, se requiera menos energía para alcanzar el umbral.

A pesar de que el umbral para inversión de poblaciones es muy alto en sistemas láser de tres niveles, estos pueden alcanzar mayor eficiencia una vez que superan el umbral [4,5].

1.3. ELEMENTOS DEL LÁSER

1.3.1 Resonador óptico.

Un resonador óptico es una cavidad que consiste de superficies reflejantes, o lo que es más común (sobre todo en láseres de gas), se compone de dos espejos.

Los espejos pueden ser planos o esféricos de forma rectangular o circular, separados por una distancia L .

Los resonadores con espejos curvos exhiben pérdidas por difracción mucho más bajas que los resonadores de espejo plano ya que pueden reenfocar la onda divergente difractada, y dentro de estos el más usado es el resonador confocal [5].

Desde el punto de vista teórico, el resonador confocal es muy importante, ya que se puede resolver analíticamente y sus resultados se pueden aplicar a cualquier otro resonador abierto (esta configuración fue la que se uso en nuestro láser). Consiste de dos espejos esféricos del mismo radio de curvatura R y separados por una distancia L tal que los focos f_1 y f_2 coincidan (ver figura 1.5). Este tipo de cavidad es la que se uso en la construcción del láser de Xe.

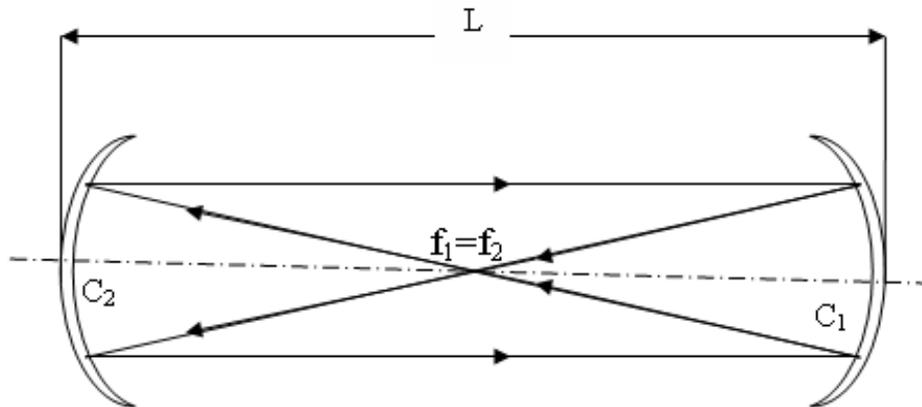


Figura 1.5 Resonador confocal.

En una cavidad láser, una onda que rebota hacia atrás y adelante entre los dos espejos, sufrirá una distorsión de su amplitud transversal y de su perfil de fase en cada viaje redondo, debido a efectos de difracción. Una onda plana uniforme que viene de una abertura finita, por ejemplo, adquirirá una ondulación significativa por difracción de fresnel en un viaje sencillo en la cavidad láser. Cuando este haz ondulado rebota en una abertura finita del espejo, el frente de onda truncado al viajar hacia atrás al otro extremo de la cavidad láser, adquirirá aun mas distorsión debido a la difracción adicional y a los efectos de propagación.

La reducción de la amplitud en cada pasada, que en general es diferente para cada modo, representa las pérdidas por difracción para ese modo particular. Si el láser entonces empieza a oscilar en uno de éstos modos, y si las ganancias superan las pérdidas, entonces será posible mantener un patrón estable del haz o un perfil del haz para la oscilación láser.

Así pues, la cavidad nos proporciona la retroalimentación positiva que convierte un amplificador en un oscilador y el diseño de ésta, determina las propiedades del haz de luz que es emitido por el láser. Este haz se caracteriza por sus modos: el transversal y el longitudinal.

1.3.2 Amplificación de luz y retroalimentación óptica positiva.

La amplificación de luz, como se menciona en secciones anteriores, se logra por emisión estimulada. Generalmente los materiales no amplifican luz, estos tienden a absorberla

dispersarla. Para conseguir la amplificación se lleva al material a un estado de no equilibrio, bombeando energía en él. La amplificación del medio está definida por el coeficiente de ganancia y a partir de [9]:

$$I(x + dx) = I(x) + \gamma I(x)dx = I(x) + dI \quad (1.35)$$

en donde $I(x)$ representa la intensidad en un punto x dentro del medio de ganancia. La ecuación diferencial se resuelve como sigue:

$$dI = \gamma I dx \Rightarrow \frac{dI}{I} = \gamma dx \Rightarrow I(x) = I(0)e^{\gamma x} \quad (1.36)$$

Así, la intensidad crece exponencialmente dentro del medio de ganancia. La retroalimentación óptica positiva se logra insertando el medio dentro una cavidad resonante. En la siguiente figura se puede observar los componentes básicos de un láser.

La luz pasa a través de un medio "A", entonces las reflexiones entre los espejos hacen que pase una y otra vez por el medio, ganando mayor amplificación. Este proceso se repite hasta que alcanza la condición de equilibrio estable, el cual se logra cuando la ganancia acumulada durante las reflexiones equilibra las pérdidas en la cavidad, bajo estas condiciones el láser oscilará.

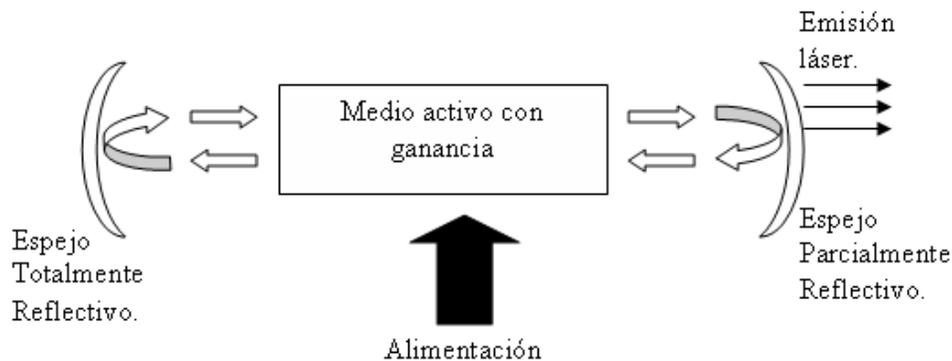


Figura 1.6 Elementos básicos de un láser.

Las pérdidas dentro de la cavidad son de dos categorías: las que sirven y las que no sirven. La pérdida que nos sirve viene del acoplador de salida. El espejo de salida, que es el parcialmente reflectivo, permite que parte de la luz oscilante en la cavidad sea transmitida como salida láser.

Las pérdidas inútiles surgen de la absorción en los componentes ópticos (incluyendo el medio activo), dispersión, y reflectividad imperfecta de los espejos. Tomando en cuenta el hecho que la luz pasa dos veces a través del medio activo durante un viaje de ida y vuelta, la condición para la oscilación puede escribirse como:

$$2L\gamma = (1 - R_{OC}) + (1 - R_{HR}) + a + b \quad (1.37)$$

donde L es la longitud del medio activo, R_{OC} es la reflectividad del espejo de salida, R_{HR} es la reflectividad del espejo totalmente reflectivo, a son las pérdidas por dispersión y b las pérdidas por absorción. Otra forma de escribir esto es:

$$e^{2L\gamma} R_{OC} R_{HR} e^{-2L\alpha} = 1 \quad (1.38)$$

en donde las pérdidas debido a la dispersión absorción son incluidas en el coeficiente de pérdidas distribuidas α .

En general, se espera que la ganancia se incremente al bombear más energía dentro del medio. A baja potencia de bombeo, la ganancia será pequeña y habrá ganancia insuficiente para alcanzar la condición de oscilación. El láser no empezara a oscilar hasta que alcance la ganancia suficiente para superar todas las pérdidas. Esto implica que el láser tiene un umbral en términos de la potencia de bombeo.

1.4. PROPIEDADES DE LA EMISIÓN LÁSER [8].

Monocromaticidad.

La monocromaticidad del láser se debe a que la emisión estimulada es un proceso resonante y toma lugar más fuertemente en el centro de la banda de frecuencias que pueden ser emitidas en la radiación espontánea. Estas frecuencias favorecidas causaran emisión en la misma frecuencia, así, el láser incluirá solamente un rango extremadamente estrecho de frecuencias o longitudes de onda.

Coherencia.

Cuando un fotón estimula la emisión de otro, el nuevo fotón comienza su vida con la misma fase, dirección, frecuencia, y polarización que la del fotón que lo ha estimulado, la igualdad de fases indica que sus ondas están completamente acopladas, al alcanzar ambos sus puntos máximos y mínimos al mismo tiempo. En otras palabras, son coherentes y mantienen su coherencia a lo largo muchas longitudes de onda, puesto que tienen la misma frecuencia.

Direccionalidad.

Esto quizás es el aspecto más obvio de un haz láser, la luz sale como un haz altamente direccional. Esta propiedad es una consecuencia directa del hecho que el material activo es colocado en una cavidad resonante. En realidad, solamente una onda propagándose a lo largo de la dirección de la cavidad (o muy cercana a ella) puede ser sostenida en la cavidad.

Intensidad.

La intensidad del láser surge de dos factores. El primero es el hecho de que la luz emitida en un haz bien definido significa que la potencia por unidad de área es muy alta, aunque la cantidad total de potencia sea bastante baja. Entonces, toda la energía se concentra dentro de un espectro estrecho de la transición atómica activa. Esto significa que la intensidad del haz dividida entre el ancho de línea de emisión es bastante alta en comparación con una fuente de luz blanca como lo es el bulbo.

Con algunos láseres se han podido alcanzar potencias de hasta 10^5 w, en forma continua, y de 10^{15} w en forma pulsada.

CAPÍTULO 2

TEORÍA DE DESCARGAS ELÉCTRICAS

En este capítulo se tratarán aspectos de la construcción de la fuente de alta tensión, de la generación de pulsos. Además se explica el funcionamiento de un spark-gap, un rectificador de onda, y otros componentes de la fuente de alta tensión.

2.1. CIRCUITOS PARA EL CARGADO DE CAPACITORES.

Para obtener emisión láser necesitamos excitar el gas de Xenón contenido en el tubo por medio de la descarga de un capacitor. En esta sección se abordan algunas topologías tradicionales que permiten cargar adecuadamente el capacitor de almacenamiento hasta el valor energético predeterminado [11].

En la figura 2.1 se presenta el circuito para cargar un condensador a partir de una fuente de voltaje.

Haciendo el análisis del circuito utilizando la ley de voltaje de Kirchhoff, su ecuación de voltaje es:

$$V_R + V_C = V_{CC} \quad (2.1)$$

Donde: V_{CC} = Voltaje de la fuente, V_R = Voltaje en la resistencia y V_C = Voltaje en el condensador.

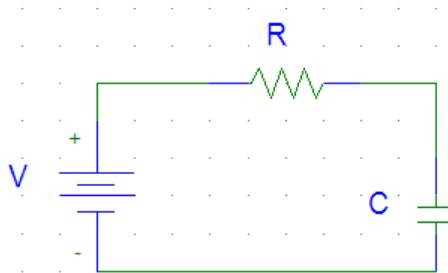


Figura 2.1. Carga de condensador con fuente de voltaje.

Al pasar al dominio de la frecuencia, se tiene que la ecuación (2.1) se convierte en:

$$RI(s) + \frac{I(s)}{sC} + \frac{V_C}{s} + \frac{V_C(0)}{s} = \frac{V_{CC}}{s} \quad (2.2)$$

Donde: R = resistencia, C = capacitancia, $V_C(0)$ = condición inicial de voltaje en el condensador, $I(s)$ = corriente en el dominio de la frecuencia.

Despejando $I(s)$, la ecuación (2.2) queda:

$$I(s) = \frac{V_{CC} - V_C(0)}{R} * \frac{1}{s + \frac{1}{RC}} \quad (2.3)$$

Regresando la ecuación anterior al dominio del tiempo:

$$i(t) = \frac{V_{CC} - V_C(0)}{R} * e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.4)$$

Donde: τ = es la constante de tiempo y es igual a RC.

En voltaje en la resistencia en función del tiempo está dado por:

$$V_R(t) = R * i(t) \quad (2.5)$$

Sustituyendo la ecuación (2.4) en (2.5), queda:

$$V_R(t) = (V_{CC} - V_C(0)) * e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.6)$$

Despejando el voltaje en la capacitor de la ecuación (2.1), y sustituyendo V_R obtenido de la ecuación (2.6), se tienen que el voltaje en el capacitor en función del tiempo está dado por:

$$V_C(t) = V_{CC} - (V_{CC} - V_C(0))e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.7)$$

Considerando que al iniciar su proceso de carga $V_C(0)=0$, las ecuaciones (2.4) y (2.6) se simplifican obteniendo:

$$i(t) = \frac{V_{CC}}{R} e^{-\frac{t}{\tau}} \quad (2.8)$$

$$V_C(t) = V_{CC}(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad (2.9)$$

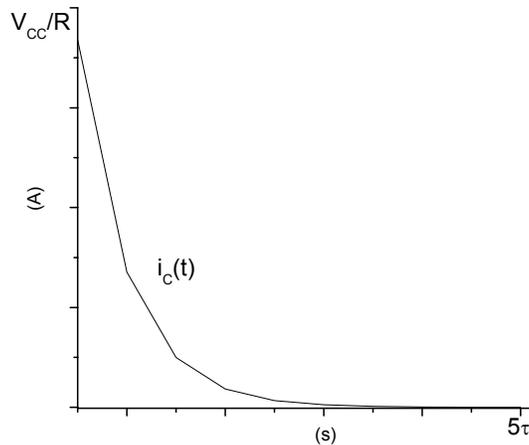


Figura 2.2. Corriente en el capacitor cargado por fuente de voltaje

En la figura 2.2 se grafica la ecuación (2.8), que muestra una forma exponencial decreciente. Cabe señalar que el valor máximo de corriente es establecido por la resistencia [11].

El tiempo de carga del condensador depende de τ , consecuentemente si se quiere reducir o incrementar el tiempo de cargado entonces se tienen que variar los valores de la resistencia y/o del capacitor del circuito. Esta relación establece el principio de operación de las topologías tradicionales en el cargado de capacitores a alto voltaje.

La carga del capacitor de almacenamiento tradicionalmente se realiza por medio de la rectificación del voltaje de un transformador. Para disminuir el pico de corriente que se genera cuando el capacitor está totalmente descargado se introduce un limitador de corriente. Según la forma en que se limita la corriente es el tipo de topología utilizada.

La forma más sencilla de limitar el pico de corriente inicial es colocando una resistencia (ver figura 2.3 (a)). Para bajas potencias y frecuencias de operación en el orden de los hertz, las perdidas por calentamiento pueden ser tolerables.

Para aplicaciones en donde se emplean frecuencias de operación en el orden de los KHz, se utiliza el cargado resonante (ver figura 2.3 (b)). Una corriente circula de la fuente de corriente directa durante el primer medio ciclo de la frecuencia de resonancia, cargando al capacitor al doble de voltaje de la fuente.

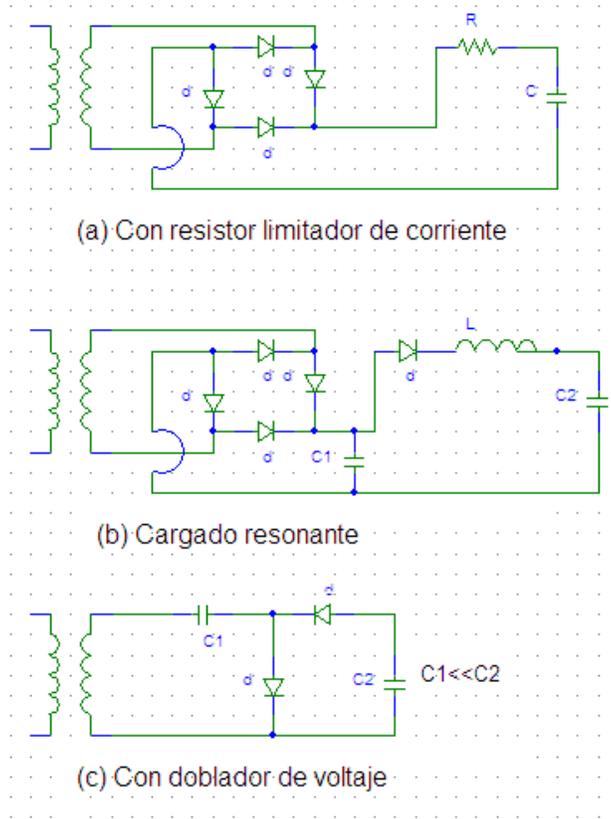


Figura 2.3. Circuitos tradicionales en fuentes de alto voltaje para generar pulsos.

El pico de corriente de la fuente depende del inductor, de la frecuencia de resonancia del circuito LC, y del voltaje al que se carga el capacitor. El capacitor C_1 se emplea como filtro que ayuda a mantener la regulación de voltaje y es usualmente diez veces menor que C_2 .

Por último, el circuito doblador de voltaje mostrado en la figura 2.3 (c), el capacitor C_1 transfiere su carga al capacitor principal C_2 durante cada ciclo de la línea de corriente alterna.

Los capacitores de almacenamiento pueden ser bancos de varios capacitores conectados en serie o paralelo.

En un arreglo en serie se tienen n capacitores de alta capacitancia pero a un bajo voltaje cada uno.

En un arreglo en paralelo se tienen n condensadores de baja capacitancia pero de un alto voltaje cada uno [11].

Para la fuente de alimentación del láser de xenón se optó por colocar solo un capacitor que nos generara un alto voltaje.

Como se explicó anteriormente la carga del capacitor de almacenamiento tradicionalmente se realiza por medio de la rectificación del voltaje de un transformador. Para eso veamos cómo se realiza la rectificación de la señal en la siguiente sección.

2.2. RECTIFICADOR DE ONDA COMPLETA [12].

Un **Rectificador de onda completa** es un circuito empleado para convertir una señal de corriente alterna de entrada (V_i) en corriente directa de salida (V_o) pulsante. A diferencia del rectificador de media onda, en este caso, la parte negativa de la señal se convierte en positiva o bien la parte positiva de la señal se convertirá en negativa, según se necesite una señal positiva o negativa de corriente continua.

Existen dos alternativas, bien empleando dos diodos o empleando cuatro.

2.2.1 Rectificador con dos Diodos.

En el circuito de la figura 2.4, ambos diodos pueden encontrarse simultáneamente en directa o en inversa, ya que las diferencias de potencial a las que están sometidos son de signo contrario; por tanto uno se encontrará polarizado inversamente y el otro directamente. La tensión de entrada (V_i) es, en este caso, la mitad de la tensión del secundario del transformador.

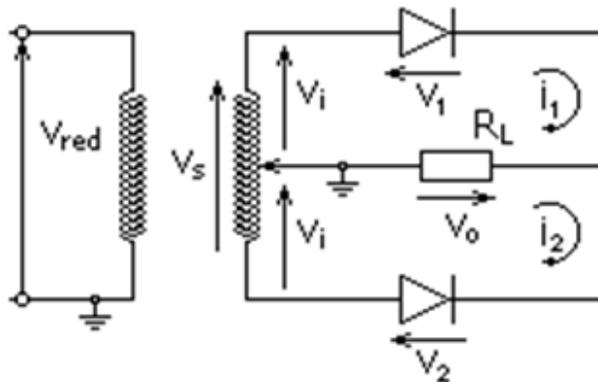


Figura 2.4. Circuito rectificador con dos diodos.

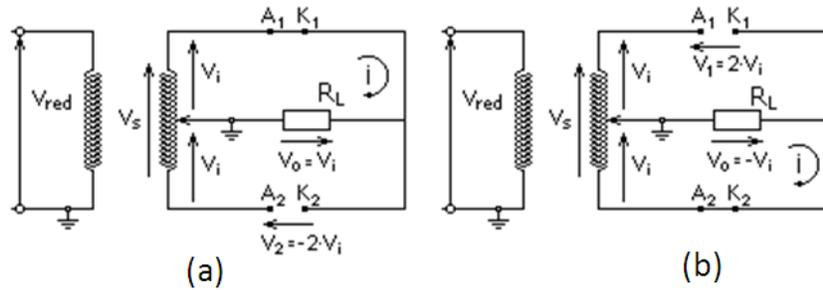


Figura 2.5. Análisis del circuito rectificador con dos diodos. En (a) tenemos tensión de entrada positiva. En (b) tenemos tensión de entrada negativa.

Cuando tenemos tensión de entrada positiva el diodo 1 se encuentra en directa (conduce), mientras que el 2 se encuentra en inversa (no conduce). La tensión de salida es igual a la de entrada. El diodo 2 ha de soportar en inversa la tensión máxima del secundario (ver figura 2.5 (a)).

Cuando tenemos tensión de entrada negativa el diodo 2 se encuentra en directa (conduce), mientras que el diodo 1 se encuentra en inversa (no conduce). La tensión de salida es igual a la de entrada pero de signo contrario. El diodo 1 ha de soportar en inversa la tensión máxima del secundario (ver figura 2.5 (b)).

2.2.2 Puente Rectificador.

En este caso se emplean cuatro diodos con la disposición de la figura 2.6. Al igual que antes, sólo son posibles dos estados de conducción, o bien los diodos 1 y 3 están en directa y conducen (tensión positiva) o por el contrario son los diodos 2 y 4 los que se encuentran en directa y conducen (tensión negativa).

A diferencia del caso anterior, ahora la tensión máxima de salida es la del secundario del transformador (el doble de la del caso anterior), la misma que han de soportar los diodos en inversa, al igual que en el rectificador con dos diodos. Esta es la configuración usualmente empleada para la obtención de onda continua.

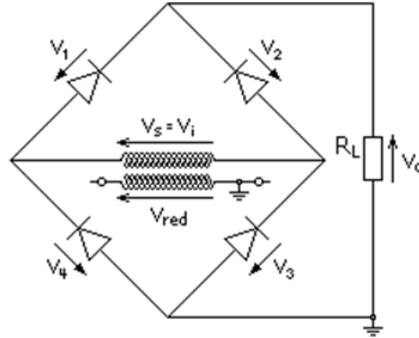


Figura 2.6. Puente rectificadas formado por cuatro diodos.

2.2.3 Tensión Rectificada.

Como acabamos de ver, la curva de transferencia, que relaciona las tensiones de entrada y salida, tiene dos tramos: para tensiones de entrada positivas las tensiones de entrada y salida son iguales, mientras que para tensiones de entrada negativas, ambas son iguales pero de signo contrario.

El resultado es que en la carga se ha eliminado la parte negativa de la señal de entrada transformándola en positiva. La tensión máxima en el circuito de salida es, para igual tensión del secundario del transformador:

$V_o = V_i = V_s/2$ en el rectificador con dos diodos.

$V_o = V_i = V_s$ en el rectificador con puente de cuatro diodos.

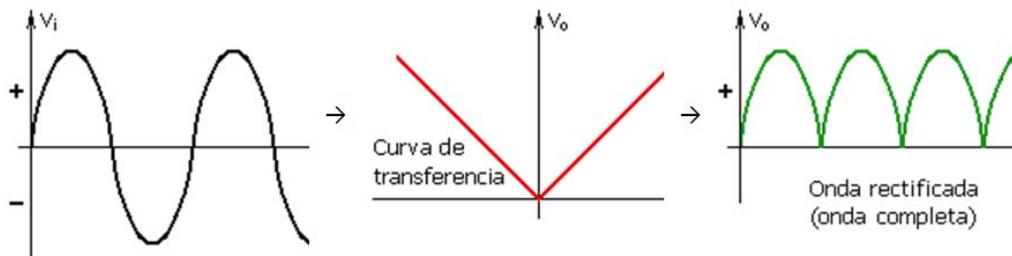


Figura 2.7. En la primer gráfica tenemos la señal de corriente alterna de entrada. En la segunda se puede apreciar la curva de transferencia. Y finalmente se muestra la onda rectificad.

2.3. CIRCUITOS DE EXCITACIÓN PARA LÁSERES GASEOSOS.

Los circuitos de excitación deben ser capaces de formar pulsos eléctricos tan cortos como sea posible y generar una descarga uniforme de muy alta densidad de corriente en el gas (del orden de KA).

Cuando un láser de Xe es excitado con una descarga eléctrica pulsada genera pulsos de radiación del orden de nanosegundos, la cual es independiente de la duración de la descarga eléctrica aplicada. Es por esto que es de gran importancia conocer la evolución temporal de voltaje y corriente que se tienen en el tubo de descarga, con el objeto de optimizar la eficiencia del sistema, o sea, limitar la duración de la descarga eléctrica al intervalo de tiempo en que es posible lograr la emisión láser.

La eficiencia del láser (eficiencia es la razón de la energía del pulso laser entre la energía aplicada en la excitación) depende en gran medida del circuito de excitación. Se han diseñado un gran número de circuitos pero entre los más utilizados se mencionan el Blumlein, el transferente de C-a-C y el de Polloni los cuales se describen a continuación.

2.3.1 Circuito Blumlein.

Una de las configuraciones más conocidas y más utilizadas hasta 1986 es la de Blumlein [13, 14, 15] con eficiencias de hasta 6.6×10^{-4} en el caso de los láseres de baja presión (menos de 760 Torr). En este tipo de circuitos C_1 se carga a través de R y C_2 a través de R y L, aplicándose siempre una diferencia de potencial nula entre los electrodos de láser. Cuando el voltaje en el interruptor de chispa (Spark Gap) alcanza su valor de disparo C_2 se descarga a través de este, así, entre los electrodos aparece una rápida variación de potencial que produce una descarga uniforme a través de todo el medio. La energía aplicada a la descarga láser es la almacenada en C_1 , ya que la impedancia manifestada por L a la rapidez de la descarga es mucho mayor que la del láser. La rapidez de descarga en el láser esta entonces determinada por la maya formada por C_1 , el laser y el Spark Gap.

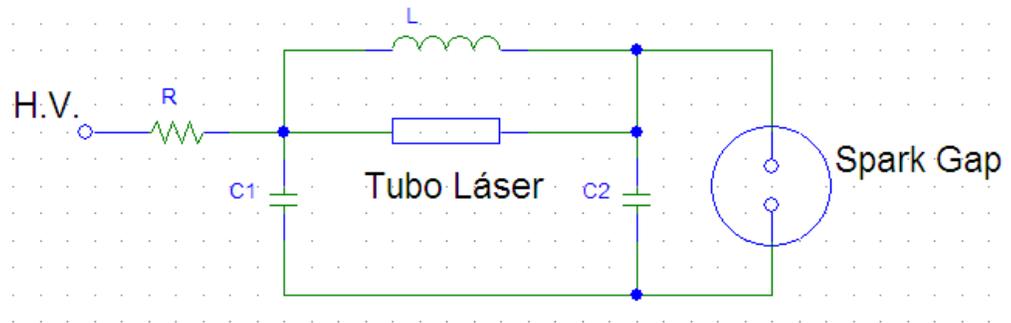


Figura 2.8. Circuito Blumlein.

2.3.2 Circuito Transferente C-a-C

En este tipo de circuitos, existe un capacitor de almacenamiento C_a y un capacitor de descarga C_d conectado en paralelo a la cámara de descarga. Antes de la ruptura en el Spark Gap, únicamente se carga el capacitor C_a a través de bobina L .; una vez que ocurre la ruptura, C_a y C_d se conectan en paralelo (la bobina deja de conducir) y C_a transfiere su carga a C_d ; si el voltaje es lo suficiente, entonces C_d tiende a descargarse a través de la cavidad excitando al gas [16].

El funcionamiento de los capacitores C_d es muy importante porque estos actúan como línea de transmisión.

Generalmente son arreglos de capacitores de perilla, situados a ambos lados de la cámara de descarga y conectados con alambres tan cortos como sea posible, para reducir la inductancia.

Comparando el circuito Blumlein con el C – a – C tenemos que el primero se trabaja altas frecuencias durante largo tiempo, la capa dieléctrica puede sufrir erosiones provocando rompimientos peligrosos.

En la configuración C – a – C este problema no se presenta ya que los capacitores de descarga se exponen a alto voltaje durante un tiempo muy breve dando oportunidad a que se enfríe

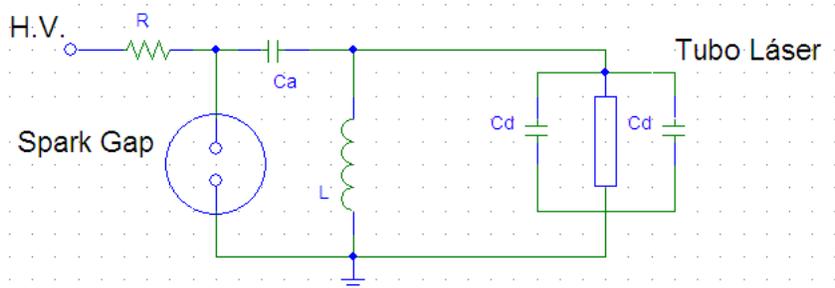


Figura 2.9. Circuito C-a-C.

2.3.3 Circuito Polloni.

Es muy similar al circuito C – a – C con la diferencia que los electrodos de la cavidad se encuentran integrados a las paredes de un capacitor que constituye la línea de transmisión.

Es decir en esta configuración la transferencia de carga ocurre desde un capacitor de excitación a un capacitor conectado eléctricamente a la cámara de descarga y físicamente envolviéndola o localizado junto a ella.

El capacitor C_a se carga a través de una resistencia y la bobina L en el momento que se llega al voltaje de ruptura en el Spark Gap el condensador C_a se descarga a través de C_d y este a su vez sobre el tubo que está conectado a tierra, generando así la descarga sobre el gas. Este circuito produce pulsos de descarga más cortos en comparación con los circuitos anteriores debido a que tenemos baja inductancia.

Esta configuración fue propuesta por Polloni en 1976 [17, 18].

El circuito utilizado para generar la descarga en nuestro laser fue similar al descrito anteriormente solo que con algunas modificaciones.

Es importante que el Spark Gap presente la menor impedancia posible, pues debe transmitir máxima corriente en el menor tiempo posible. Los capacitores deben cargarse entre 8 y 20 KV, dependiendo de las características particulares del diseño.

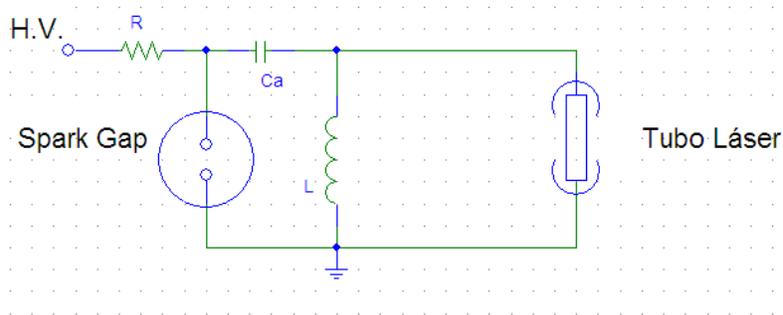


Figura 2.10. Circuito Polloni.

2.4. SPARK GAP [19].

Un Spark Gap consiste en un arreglo de dos electrodos conductores (uno de alta tensión y uno conectado a tierra) separados por un “gap” usualmente llenado con aire (aunque también pueden ser llenados con otros gases). Cuando un voltaje idóneo es aplicado, se generan “chispas” que ionizan el gas y se reduce drásticamente su resistencia eléctrica. Como consecuencia fluye una corriente eléctrica hasta que el camino del gas ionizado es interrumpido o hasta que la corriente se reduce por debajo de un valor mínimo llamado “holding current”. Esto pasa normalmente cuando el voltaje decae, pero en algunos casos ocurre cuando el gas se calienta extendiéndose y rompiendo el filamento del gas ionizado.

Comúnmente la acción de ionización del gas es violento y disruptivo produciendo sonido, luz y calor.

Algunos modelos tienen un electrodo intermedio que hacen la función de disparador, el cual tiene un borde afilado que al aplicarle un pulso distorsiona el campo eléctrico entre los dos electrodos principales ocasionando la ruptura dieléctrica.

Las aplicaciones del Spark Gap son variadas, puede usarse como aparato de ignición, como protector de dispositivos, como interruptor de poder, etc.

En nuestro caso lo vamos a usar como interruptor de poder para generar pulsos.

En la figura 2.11 se muestra la conexión clásica de un Spark gap usado como interruptor de poder. En ella se pueden apreciar las dos esferas principales; la que se encuentra conectada a la alta tensión y la que está conectada a tierra. También se puede ver el electrodo de disparo usado para ionizar el medio.

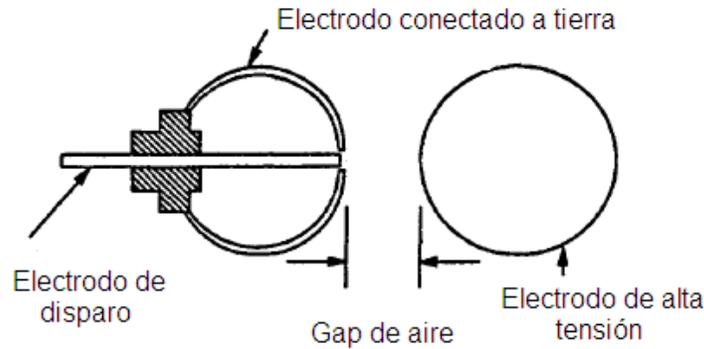


Figura 2.11. Configuración del Spark Gap para ser usado como interruptor de potencia..

2.5. BOBINA DE ROGOWSKI.

La **bobina de Rogowski**, llamada así en honor a su inventor Walter Rogowski, es un dispositivo electrónico, usado como transductor para medir corriente alterna (AC) o pulsos rápidos de corriente.

Consiste en una bobina de cable en forma de hélice, alrededor de una circunferencia, como un toroide, pero con núcleo de aire, y las dos terminales están cercanas entre sí. Una vez que se tiene esta, la bobina se cierra alrededor del cable conductor que transporta la corriente que se quiere medir. Dado que el voltaje inducido en la bobina es proporcional a la velocidad con la que varía la corriente que se mide en el cable, o a su derivada temporal, la salida obtenida en la bobina de Rogowski es usualmente conectada a un dispositivo integrador para obtener la señal proporcional a la corriente [20,21]. Esto es:

$$V(t) = M \frac{dI(t)}{dt} \quad (2.10)$$

Donde M, es la inductancia mutua entre el conductor y la bobina y depende de las características de la bobina (numero de vueltas, área transversal, etc.). Por lo tanto para conocer el valor de la corriente solo tenemos que despejarla de la ecuación (2.10). Entonces tenemos:

$$I(t) = \frac{1}{M} \int V dt \quad (2.11)$$

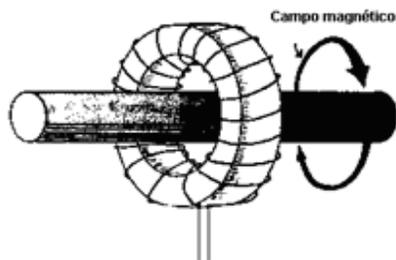


Figura 2.12. Bobina de Rogowski.

Una ventaja de la bobina de Rogowski frente a otros tipos de transformadores de corriente es que por su diseño puede ser abierta y flexible, lo cual permite medir un cable conductor sin perturbarlo. Dado que la bobina de Rogowski no tiene núcleo de hierro, sino de aire, esta permite tener una baja inductancia y respuesta a corrientes de rápida variación. Además, la ausencia de núcleo de hierro que sature, brinda alta linealidad, aún midiendo grandes corrientes, tales como las que se observan en transmisión de energía eléctrica de alta potencia, soldadura, o aplicaciones con pulsos de alta potencia.

Una bobina de Rogowski construida apropiadamente, con el bobinado uniformemente espaciado, también presenta alta inmunidad a interferencia electromagnética.

CAPÍTULO 3

CONSTRUCCIÓN DE LA FUENTE DE ALTA TENSIÓN.

En este capítulo se explicará la construcción de una fuente de descargas eléctricas pulsadas de alto voltaje y altas corrientes por pulso.

Las descargas se realizan entre dos electrodos dentro de un tubo de vidrio que contiene xenón a baja presión (los detalles se encuentran en el capítulo 4).

La construcción se dio en dos etapas: primero se construyó una fuente de alto voltaje continua y posteriormente, añadiendo algunos componentes, se obtuvo la fuente de descarga pulsada.

Así pues, la fuente continua de alta tensión provee a una fuente de descarga pulsada de alta repetición, el voltaje suficiente para ionizar gases nobles (argón, xenón, Kriptón, etc.) a baja presión, empleados en espectroscopía.

Las condiciones necesarias para excitar estos gases son:

$$V_{\text{máxima}} = 40 \text{ KVolts}$$

$$I_{\text{máxima}} = 3000 \text{ amperes.}$$

Por lo que la fuente a construir para realizar las descargas sobre el tubo, de acuerdo a las características de los gases a ionizar, es una fuente de alta tensión del orden 20 KV_{máx} [22, 23].

3.1. TUBO DE DESCARGA.

La ionización de gases nobles se produce en un recipiente cilíndrico de vidrio de doble contención. Este recipiente contiene en su parte interna el gas en estudio (xenón) y en su parte externa un fluido refrigerante (agua). El recipiente externo es para contener el refrigerante que limita la temperatura de la descarga gaseosa que se encuentra alojada en el recipiente interno.

La salida de alta tensión se conecta vía coaxial a los bornes de conexión del tubo en uno de sus extremos. Uno de estos bornes está conectado directamente al electrodo que está en contacto con el gas en ese extremo, el otro se dirige hacia el electrodo del

otro extremo del tubo a través de un conductor en forma de cobertura coaxial (camisa de cobre). De esta manera se reduce la inductancia total del tubo.

Es condición del circuito de descarga la mínima inductancia posible para lograr tiempos de crecimiento cortos en la corriente de excitación. Por eso, se diseñó una configuración coaxial para el tubo y el circuito de descarga. Los tiempos de vida medio de los estados excitados son cortos.

3.2. FUENTE DE ALTA TENSION CONTINUA.

Como se menciona al inicio de este capítulo, existen dos tipos básicos de fuentes utilizadas para excitar columnas de gas: unas que entregan energía de forma constante y otras que transfieren energía a base de descargas pulsadas.

En este trabajo, de acuerdo a las características del xenón, se mantiene el estado de excitación solo durante un corto tiempo, volviendo a su estado estacionario, por lo que necesitamos una fuente de energía pulsada. Los pulsos se generan cargando capacitores y para esto es necesario rectificar la señal con el fin de que la carga sea óptima.

En la figura 3.1 se puede observar una fuente de alta tensión continua la cual puede entregar una tensión máxima de 20 kv con una máxima corriente de carga de 100 mA. Consta de un transformador de corriente alterna, y un circuito rectificador de onda completa.

El transformador es de 220V/15 KV. Los diodos que forman el rectificador de onda completa están compuestos, cada rama, por 15 diodos 1N4007/1 KV-1 conectados en serie. Cada uno de ellos está conectado en paralelo con una resistencia de 1 MΩ. Las resistencias están para igualar la tensión inversa en todos los diodos (véase figura 3.2).

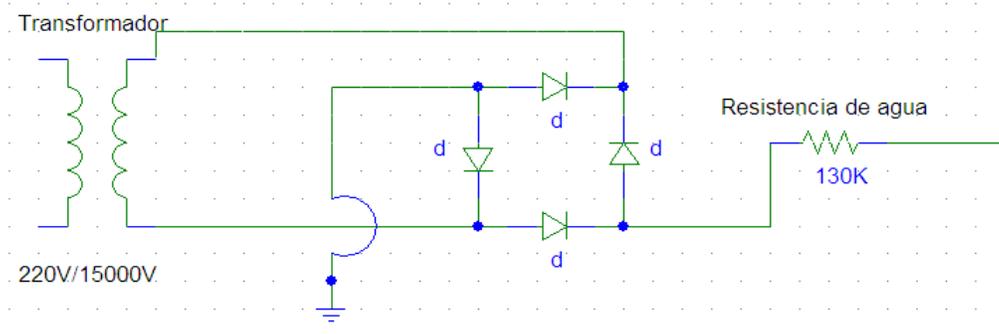


Figura 3.1 Fuente de alta tensión continua.

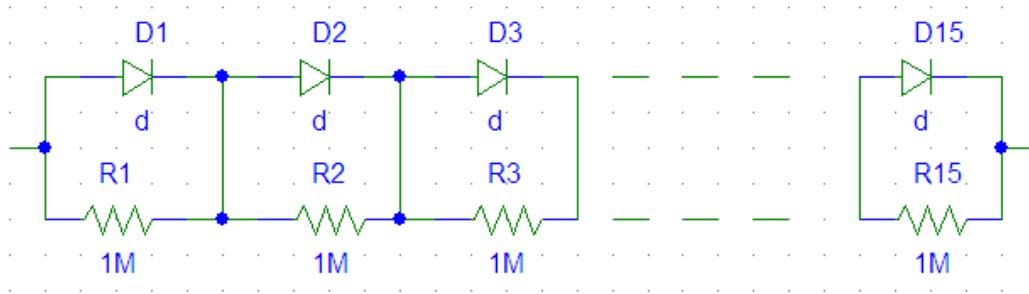


Figura 3.2 Conexión en serie de 15 diodos 1N4007 con resistencias en paralelo de $1M\Omega$. Constituye una de las ramas del rectificador de onda completa.

La resistencia controla la tensión durante la operación en continua (tensión inversa continua). Esta se hizo de agua para disipar el calor que se genera debido al paso de la corriente y además protege al transformador.

Para la construcción de la resistencia de agua, se utilizó agua desmineralizada a la cual se le agrego sulfato de cobre hasta tener la conductividad adecuada y en consecuencia se obtuvo el valor de resistencia requerido ($130\text{ K}\Omega$).

Los cuatro diodos rectificadores están inmersos en aceite dentro de un tubo de PVC para un mejor aislamiento y refrigeración. En la figura 3.3 se muestran dichos rectificadores.

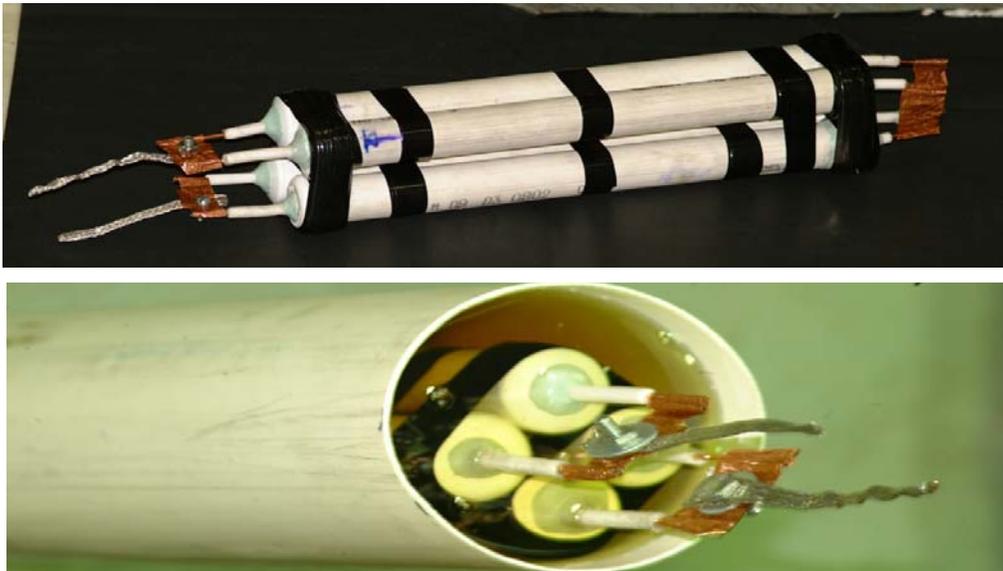


Figura 3.3 En la parte de arriba se muestran las cuatro cadenas de diodos que constituyen el rectificador de onda completa. A abajo se puede observar al rectificador de onda completa inmerso en aceite para un mejor aislamiento y refrigeración.

Es importante mencionar que en la fabricación de todos nuestros dispositivos solo se utilizaron componentes que se consiguen fácilmente en México y que además son de bajo costo.

Para controlar el valor de la tensión continua de salida, se recurre a la graduación de tensión a la entrada el circuito primario del transformador por medio de un variac. Así, la tensión del secundario del transformador antes del puente rectificador puede variar entre cero y su valor máximo 20 KV.

En la grafica 3.4 podemos ver la señal del voltaje directamente tomada en el secundario del transformador y a demás la señal después de ser rectificadas.

Para la obtención de esta gráfica se uso una punta de alta tensión. Una de sus terminales se conecto directamente a un osciloscopio con un ancho de banda de 500 MHz (Las características de los equipos utilizados para la medición se muestran en el capítulo 4), la otra terminal con el objetivo de proteger el equipo, se conectó a tierra.

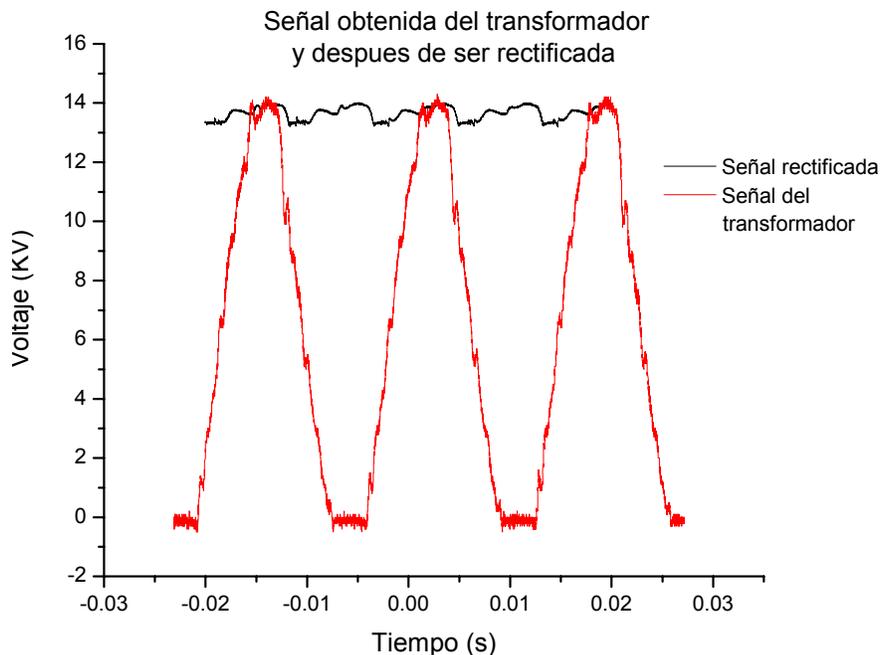


Figura 3.4 Gráfica donde se muestra la señal completa y la señal rectificadas de la fuente de alta tensión continua.

3.3. FUENTE DE ALTA TENSION PULSADA.

Como ya explicamos, para poder excitar el gas dentro del tubo necesitamos generar pulsos por medio de una fuente. Dichos pulsos se producen debido a la descarga de capacitores y el medio de conmutación pueden ser Válvulas de Tiratrón de H₂ o Spark Gap (ya que son los más usadas en este tipo de descargas).

3.3.1 Diferencias Entre Válvula Tiratrón de H₂ y Spark-Gap

A continuación presentaremos algunas diferencias entre la Válvula de Tiratrón y Spark Gap.

Válvula Tiratrón

- Altas repeticiones.
- Menor tiempo del crecimiento del pulso.
- Para que se dispare necesita baja tensión.
- Tiene Hidrógeno como medio de descarga.

Spark Gap

- Menor rango útil de tensiones.
- Para que se dispare necesita mayor tensión.
- Menor precisión en el disparo.
- Menor frecuencia de repetición.
- Mayor energía por pulso.

Muchas aplicaciones involucran el uso de estos elementos; parcialmente se puede estar satisfecho por uno u otro dispositivo. Los Spark Gaps tienen varias ventajas mecánicas frente a las Tiratrón. Los Spark Gaps son más pequeños, más baratos y más robustos [24] .

En nuestro caso decidimos usar un Spark Gap principalmente por el costo. Además, cabe mencionar, que dicho Spark Gap fue diseñado por nosotros y construido en el taller del CCADET.

3.3.2 Principales características de los Spark Gaps.

Los Spark Gaps son interruptores de alto voltaje. Consisten de tres electrodos; dos principales y uno de disparo, de metal duro en un encapsulado de material aislante.

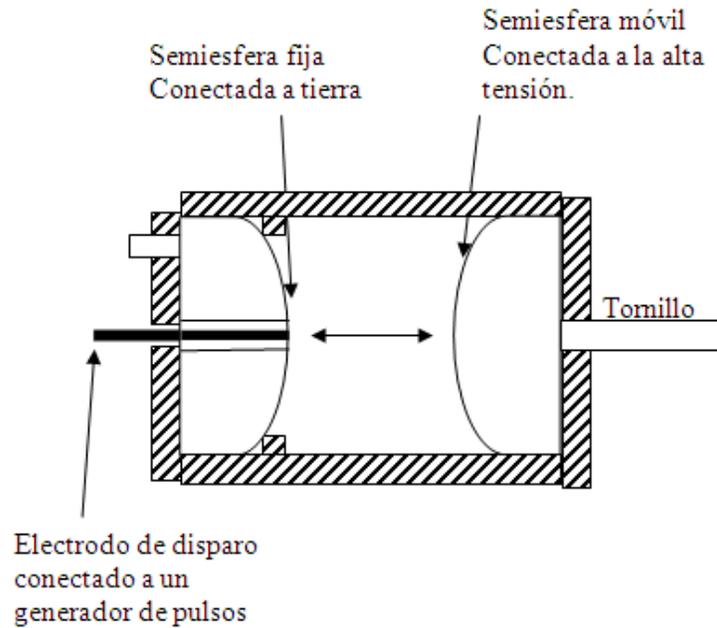


Figura 3.5 Spark Gap usado en la fuente de alta tensión pulsada. Esta formado por un electrodo fijo conectado a tierra, un electrodo móvil conectado a la alta tensión (por medio del cual se varia el Gap de aire entre estos electrodos) y un electrodo de disparo conectado a un generador de pulsos.

Algunos están presurizados y sellados para mantener su presión, y otros (como el que se diseño) no están sellados por lo que se encuentran a presión ambiente. Uno de los electrodos es conectado a una fuente de disparo externa.

Se caracterizan por su alta capacidad de corriente (miles de amperes), tiempo de retraso del orden de los nanosegundos, resistencia de arco de $m\Omega$ e inductancia de 30 a 50 mH.

En la figura 3.5 se puede ver el diseño del Spark Gap que se utilizó en la fuente de alta tensión pulsada.

3.3.3 Circuito de Descarga Pulsada.

Este circuito consta básicamente de una fuente de alta tensión continua, elementos de carga (R y L), elementos de descarga (C, tubo láser, Spark Gap activado por un circuito generador de pulsos).

El circuito que usamos es similar al circuito Polloni (descrito en el capítulo 2) solo que con algunas correcciones. Dichas correcciones se dieron después de simular el circuito con diferentes componentes hasta encontrar los más óptimos.

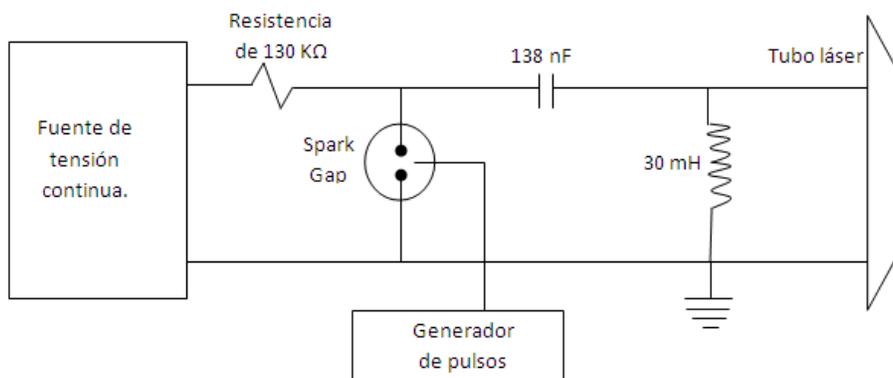


Figura 3.6 Fuente de alta tensión pulsada utilizada para la excitación del láser de Xe.

En la figura 3.6 se muestra el circuito de descarga pulsada usado para la excitación de nuestro láser.

En general, los elementos de carga pueden ser resistencias o inductancias.

La resistencia en serie con el capacitor y la fuente de alta tensión es un simple método, pero la caída de tensión en la resistencia reduce la tensión de carga en el capacitor y la repetición es baja.

El uso de la inductancia como elemento de carga, logra que el circuito funcione con una mayor repetición y buen aislamiento con la fuente de alta tensión en el momento de la descarga. La inductancia obliga al lento crecimiento de la tensión en el capacitor, permitiendo que se desionice el Spark Gap y se apague entre pulsos.

En el caso de haber una resistencia como elemento de carga, se comprueba en el momento de las pruebas que se produce un cortocircuito con la fuente, que eleva la corriente de fuente, es decir, no se logra que el Spark Gap se apague. Esto se manifiesta con un arco de tensión entre las dos semiesferas del Spark Gap.

Es por eso que se coloca una inductancia de alto valor para lograr la curva deseada, es decir, se le da tiempo para que el Spark Gap se corte. La bobina que se utilizó inicialmente fue una bobina de auto de 15 H sin embargo no funciono adecuadamente. Fue hasta después de realizar las simulaciones cuando nos dimos cuenta que la bobina adecuada tenía que ser de 30 mH. Para conseguir esta inductancia se fabricó una bobina de mylar. Sabemos que la inductancia es la constante de proporcionalidad entre el voltaje y la variación de la corriente en el tiempo, por lo tanto, si hacemos pasar corriente por la bobina y medimos la diferencia de potencial, podremos entonces obtener el valor de la inductancia.

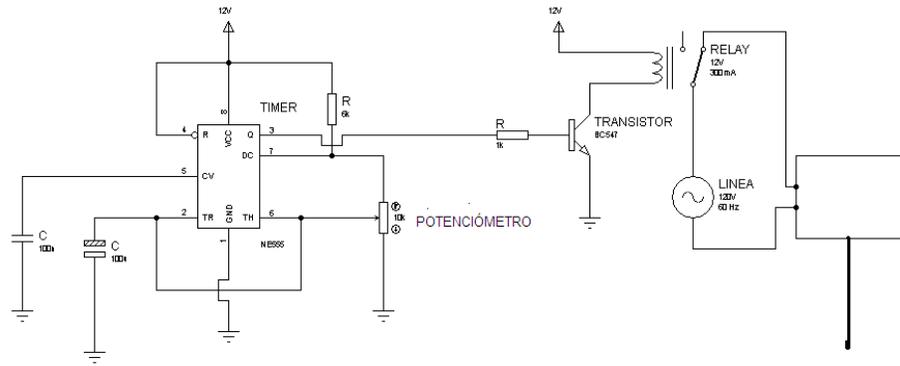


Figura 3.6 Circuito de disparo para generar cargas pulsadas.

Es importante mencionar que el generador de pulsos también se construyó, este circuito es de los más usuales lo cual lo hace accesible en la bibliografía. El circuito se muestra en la figura 3.7.

Veamos ahora el funcionamiento del circuito usando simulaciones por computadora. Para esto la resistencia del tubo es de 6Ω .

En la figura 3.7 se muestra el diagrama del circuito que se usó para la simulación. La representación del Spark Gap en este circuito es para poder simular y comprobar el funcionamiento real del circuito.

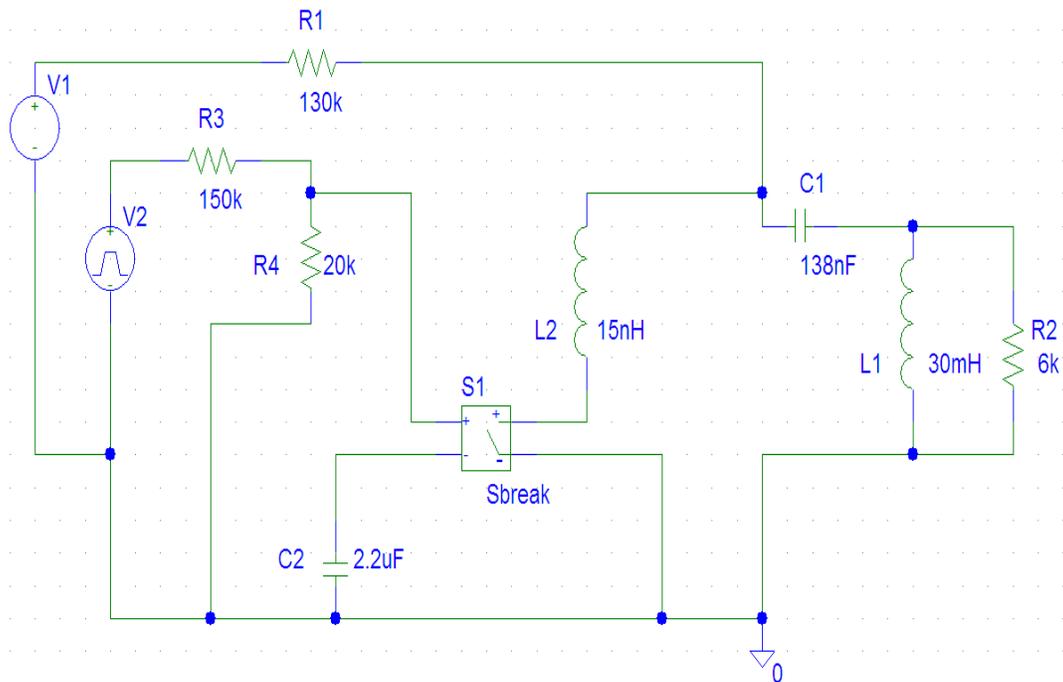


Figura 3.7 Circuito usado para la simulación.

Se hicieron varias simulaciones para obtener los componentes más adecuados, es decir, que nos dieran un valor tanto del pulso de corriente como de voltaje convenientes para la excitación de Xe en el tubo láser (al inicio de este capítulo se dieron algunas condiciones para excitar este tipo de gases).

Así pues, después de realizar varias simulaciones se obtuvo que los componentes óptimos para generar pulsos de tensión del orden de 20 KV y pulsos de corriente del orden de KA los componentes que se obtuvieron son los siguientes:

- $R = 130 \text{ K}\Omega$
- $C = 138 \text{ nF}$
- $L = 30 \text{ mH}$

A continuación se presentan solo las simulaciones con los componentes óptimos.

En la figura 3.8, por medio de la simulación, se puede observar el pulso de voltaje generado en el tubo láser. El pulso es de 15 KV y su duración es de aproximadamente de 600 ns.

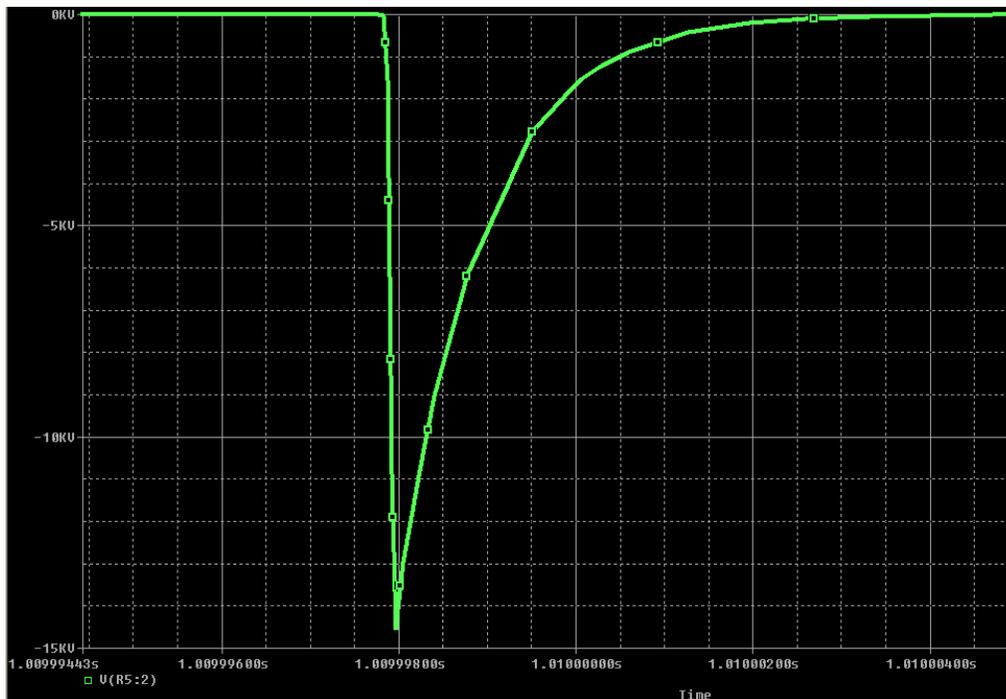


Figura 3.8 Pulso de voltaje en el tubo láser obtenido por medio de la simulación. Tiene un máximo de 15 KV y una duración a aproximada de 500 ns.

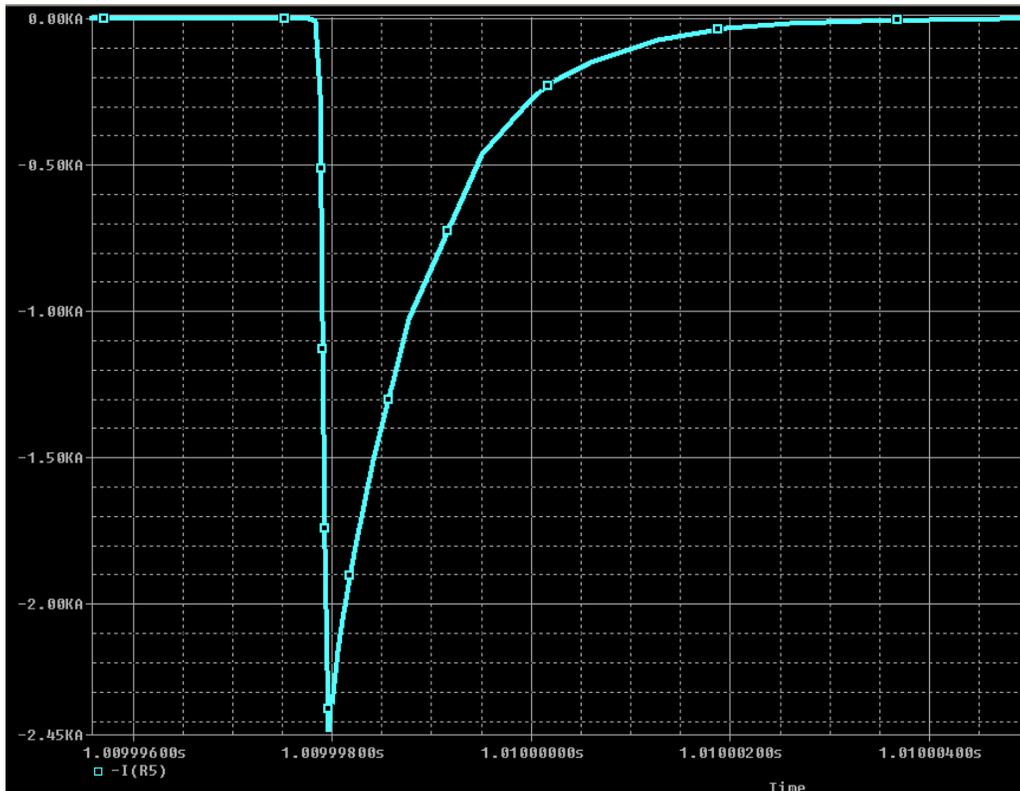


Figura 3.9 Pulso de corriente en el tubo láser obtenido por medio de la simulación. Tiene un máximo de 2.5 KA y una duración a aproximada de 500 ns.

En la figura 3.9, por medio de la simulación, se puede observar el pulso de corriente generado en el tubo láser. El pulso es de 2.45 KV y su duración es de aproximadamente de 600 ns

Recapitulando, podemos decir que teniendo en nuestro circuito los siguientes componentes: $R = 130 \text{ K}\Omega$, $C = 138 \text{ nF}$, $L = 30\text{mH}$, los resultados de la simulación arrojaron que el pulso de voltaje en nuestro tubo láser es de 15 KV y el pulso de corriente de 2.5 KA, ambos con una duración aproximada de 600 ns. Y es justo este rango de valores los que necesitamos para excitar al Xe y obtener emisión láser.

La duración de los pulsos, tanto de corriente como de voltaje, se debe a la inductancia de nuestro sistema. En el caso de la simulación se muestra el comportamiento ideal y por eso los pulsos son muy cortos. En realidad la inductancia del sistema es mucho mayor y esto se manifiesta en la duración de los pulsos ya que la duración es del orden de los 5 μs (en el capítulo 5 se pueden apreciar estos resultados).

3.4. CONSTRUCCIÓN DE LOS CAPACITORES.

Como se puede ver en las secciones anteriores, para generar el pulso dentro del tubo láser se requiere descargar un capacitor de alta potencia. Debido a un bajo presupuesto para la realización de este proyecto y con el objetivo de usar materiales fáciles de conseguir, los capacitores se realizaron en México con materiales. A pesar de esto, los capacitores resultaron muy apropiados para nuestro circuito. La construcción se describe a continuación:

Las placas donde se almacena la energía de un capacitor fueron de aluminio (del que se usa para la cocina) y debido a que se requerían capacitancias mayores a los 100 nF dichas placas tuvieron un largo de más de 2 metros.

Para tener un capacitor más práctico, estas placas se enrollaron y para evitar el contacto entre ellas se colocó un material aislante, que en nuestro caso fue mylar.

Otro detalle que hay que tomar en cuenta en esta primera etapa, es que las placas de aluminio debes estar lo más lisas posibles, ya que un pico puede generar una ruptura al ser sometido a alta tensión. Además las placas de mylar deben ser más anchas y más largas que las placas de aluminio, esto con el fin de que estas últimas queden perfectamente cubiertas para evitar cualquier contacto entre ellas. En la figura 3.10 se muestra lo descrito anteriormente.

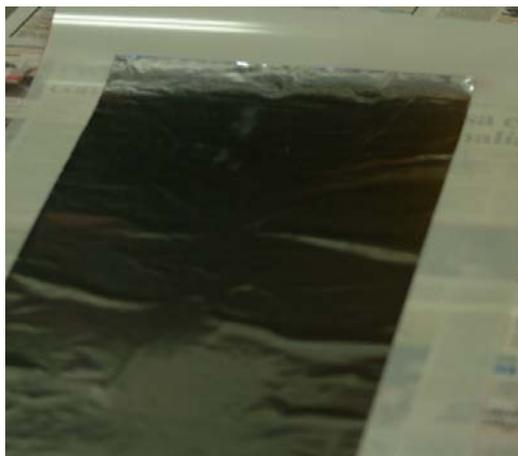


Figura 3.10 Primera etapa de la construcción de los capacitores. Se puede observar una placa de aluminio sobre una placa de mylar. Esta última sirve como aislante entre las dos placas del capacitor.



Figura 3.11 Foto donde se aprecia el extremo de una placa de aluminio enrollado para formar uno de los contactos del capacitor.

Como sabemos un capacitor almacena carga debido a unas placas paralelas. Por esto el acomodo de las placas de nuestro capacitor fue el siguiente: primero una de mylar, sobre esta se colocó una placa de aluminio, después nuevamente una de mylar y finalmente la segunda placa de aluminio.

Existen hojas de mylar de varios grosores, y debido a que se requerían capacitores de alta potencia, necesitábamos uno que resistiera tensiones suficientes para excitar el láser. Para esto, se midió la ruptura de cada una de las hojas, es decir, se evaluó la resistencia que tenían las hojas de mylar al ser sometidas a tensiones de entre 25 y 30 KV.

Las hojas con un grosor de 1/32 pulgadas resultaron tener un punto de ruptura de entre 10 y 15 KV. Sin embargo, las hojas de 1/16 pulgadas resultaron con un punto de ruptura superior a los 30 KV. Fueron estas últimas las que se utilizaron en la construcción de nuestros capacitores.

Para hacer los contactos del capacitor se usaron las mismas placas de aluminio. En uno de los extremos de cada una de las placas se cortó y se dobló una porción de tal manera que sobresaliera de la placa como se muestra en la figura 3.11

El siguiente paso fue enrollar cuidadosamente estas placas. En la figura 3.12 se muestra el resultado de este proceso



Figura 3.12 Placas del capacitor cuidadosamente enrolladas. Se pueden apreciar los contactos que también son de aluminio.

Como los capacitores tenían que ser de alta potencia y además tenían que ser cargados y descargados continuamente, después de ser enrollados como se muestra en la figura 3.12, se sometieron a pruebas de carga y descarga desde 1 KV hasta 30 KV de tensión. Para esto se usó una fuente de alta tensión marca Bertan Associates Inc. con número de serie 205B de 30 KV. Esto se realizó como se muestra en el esquema de la figura 3.13. En esta figura se puede observar que un contacto del capacitor se conecta a una fuente de tensión continua con una resistencia de carga de por medio como protección para el equipo. El otro contacto queda desconectado mientras se realiza la carga del capacitor.

Después de haberlo cargado al capacitor, el extremo libre se conecta a tierra generando una diferencia de potencial y provocando así la descarga del capacitor. Hubo algunos capacitores que no resistieron a las pruebas, sin embargo los que se utilizaron para la fuente pulsada del laser resistieron cargas de hasta 30 KV.

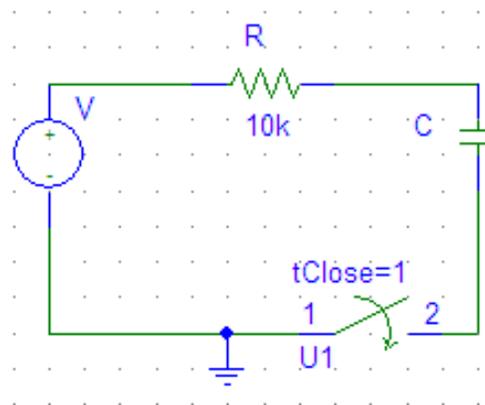


Figura 3.13 Circuito utilizado para la prueba de carga y descarga de los capacitores.

Para finalizar con la construcción, las placas enrolladas se colocaron dentro de un tubo de PVC el cual fue llenado con aceite para transformador, con el fin de aislar mejor las placas y proteger nuestro capacitor. Finalmente fueron cuatro los capacitores que pasaron las pruebas, estos fueron de 100: nF, 138 nF, 140 nF y 170nF.

3.5. MEDICIÓN DE CORRIENTE Y VOLTAJE.

El pulso de tensión se midió directamente en el electrodo de alta tensión del tubo láser. Para esto se utilizó una punta de alta tensión con las siguientes características:

- MARCA PINTEK HVP-40
- 1000 MΩ impedancia de entrada
- Modelo MAX 40 KV
- 50 Hz
- Relación: 1000:1
- Máximo voltaje de medición CC:0 - 40 KV

Finalmente la punta se conecto a un osciloscopio para poder observar la evolución de dicho pulso. En la figura 3.10 se muestra el arreglo experimental correspondiente. Es importante señalar que una de las terminales de la punta de alta tensión debe ir conectada a tierra con el fin de proteger el osciloscopio.

Los resultados obtenidos de esta medición se muestran en el capítulo 5.

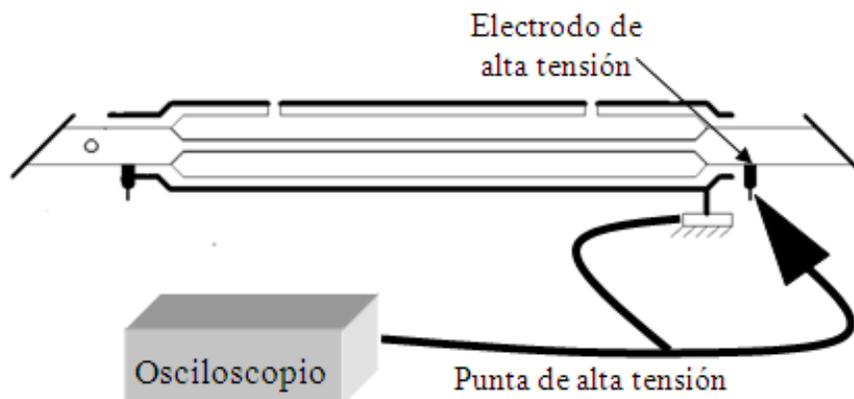


Figura 3.10 Arreglo experimental para medir el pulso de tensión directamente en el tubo láser.

La medición del pulso de corriente en el tubo láser se realizó usando una bobina de Rogowski. Para esto se construyó una bobina con las siguientes características:

- Núcleo de aire
- Área transversal de 0.283 cm^2
- Numero de vueltas por unidad de longitud: $n = 6.07 \text{ vueltas/cm}$
- Recubierta de aluminio para evitar interferencia electromagnética.

Como se vio en el capítulo 2, la relación para obtener la corriente mediante la bobina de Rogowski está dada por:

$$I(\omega) = c \int V dt \quad (3.1)$$

C es una constante que depende de las características de la bobina, en nuestro caso $c = 2.55 \times 10^8$.

En la figura 3.11 se puede apreciar la bobina construida para medir el pulso de corriente.

Una vez construida la bobina, se colocó en el electrodo de tierra del tubo láser y se conectó a un osciloscopio.

La señal que se obtuvo en el osciloscopio se integró y se multiplicó por la constante c , para obtener finalmente el pulso de corriente. Los resultados obtenidos se muestran en el capítulo 5.



Figura 3.11 Bobina de Rogowski construida para medir el pulso de corriente.

CAPÍTULO 4

CONSTRUCCIÓN DEL LÁSER DE XENÓN.

El láser que se construyó se compone de una fuente pulsada que excita el medio activo gaseoso de xenón, confinado en un tubo a baja presión. La cavidad resonante, formada por dos semi-espejos cóncavos, concentra axialmente dentro de ella, la radiación luminosa emitida y es la responsable finalmente de seleccionar las transiciones que amplificará y generará como láser el sistema.

En el capítulo 3 se hablo del sistema de bombeo, que en nuestro caso consistió de una fuente de alta tensión pulsada. A continuación detallaremos la construcción de los elementos restantes del láser.

4.1. RESONADOR ÓPTICO.

Comúnmente en los láseres, los espejos que forman la cavidad resonante están unidos al medio activo. Una característica interesante de nuestro trabajo consiste precisamente en separar el medio activo de los espejos, de esta forma es posible manipular la señal de salida, colocando elementos dispersos entre uno de los objetos y el medio activo.

Sin embargo, este diseño requiere de un mayor control en su sistema de alineación (es difícil la alineación de los espejos) y el uso de ventanas de Brewster, las cuales nos permiten obtener la radiación láser polarizada.

Cabe mencionar que, para este ángulo de incidencia, un láser de haz polarizado en el plano de la cavidad no sufre pérdidas por reflexión en la superficie de las ventanas.

En el sistema de alineación se usaron monturas con dos tornillos micrométricos en la parte superior y un balín (estos tres elementos se distribuyen de forma triangular) en la parte inferior la pieza que sostiene el espejo. Así mediante el movimiento de dichos tornillos se logra el movimiento angular de los espejos, y con esto, su respectiva alineación. Estas monturas se hicieron en el taller del CCADET en la UNAM.



Figura 4.1 Espejos de la cavidad láser donde se pueden apreciar las monturas con los tornillos para facilitar su alineación.

Este sistema es muy sencillo, pero también muy eficaz, ya que se mantiene alineado por un tiempo indefinido (a menos de que el sistema sea perturbado). Lo cual no sucede con otros sistemas que tienden a desalinearse muy rápidamente.

La cavidad resonante está compuesta por dos semi-espejos cóncavos enfrentados de, 1.5 m de distancia focal, colocados tal que formen una “cavidad con focal” (separados a una distancia igual a la focal y con sus ejes coincidentes). Los recubrimientos de los espejos, pueden ser de oro o material dieléctrico con reflectividades variables de acuerdo a la región del espectro en la que se trabaje (generalmente se usa un espejo con 100% de reflectividad y otro solo con el 80% para poder tener la emisión láser. Ver figura 1.3). Los espejos deben estar montados en bases especiales (descritas al inicio de este capítulo) controlables para su alineación.

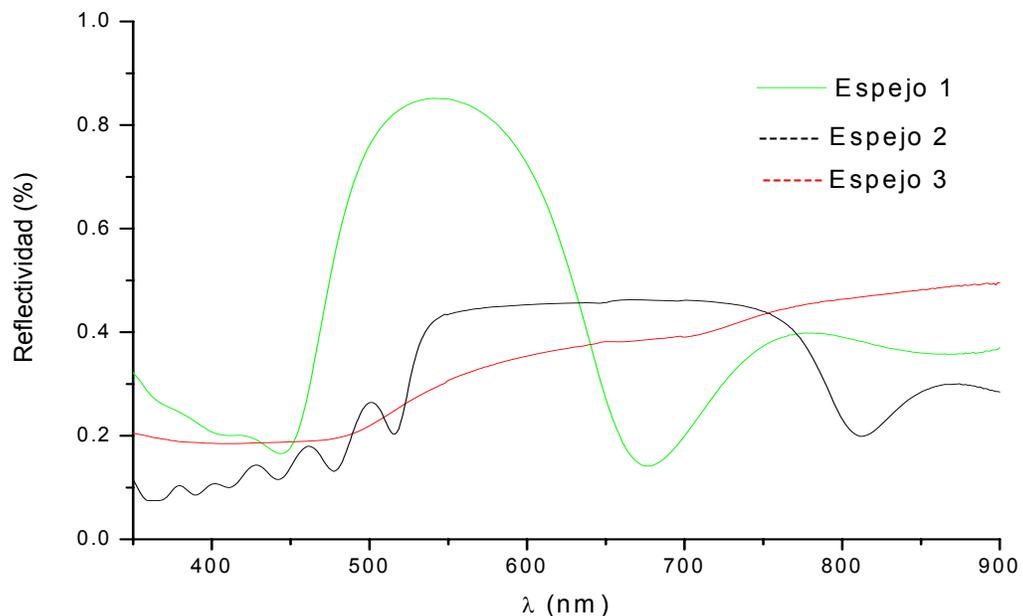


Figura 4.2 Reflectividad de los espejos usados que conformaron la cavidad láser.

En la figura 4.2 se puede apreciar la reflectividad de los espejos usados en la cavidad del láser. El espejo 1 fue comprado a Ocean Optics, y como se puede apreciar en la gráfica, su reflectividad está centrada en los 550 nm. Tanto el espejo 2 como el 3 están recubiertos de oro y fueron traídos de Argentina y son los que regularmente se usaron como cavidad del láser. Como se podrá ver más adelante, con estos espejos se lograron ver las siguientes transiciones láser en la región visible del espectro: Naranja, verde, azul y violeta.

4.2. TUBO DE DESCARGA Y MEDIO ACTIVO.

El tubo de descarga, en el cual se encuentra confinado el xenón (medio activo) y que está dentro de la cavidad, se muestra en la figura 4.4.

La parte principal de la fuente luminosa, consiste en un tubo de Pirex de aproximadamente 1.3 metros de longitud y entre 4 mm de diámetro interno, con electrodos fríos de tungsteno, dispuestos lateralmente.

Estos electrodos fueron recubiertos con Indio, ya que este tiene la propiedad de absorber impurezas generando así un incremento sustancial en la salida del láser. En la figura 4.3 puede apreciarse como fue este proceso.

El tubo termina en ventanas de cuarzo, orientadas en el ángulo de Brewster con la finalidad de tener radiación polarizada.

El ángulo de Brewster se define como $\theta_B = \arctan(n_i/n_r)$, donde n_i es el índice de refracción del medio en el que se encuentra el haz incidente (que en este caso es aire, y $n = 1$), y n_r es el índice de refracción del medio transparente (que en este caso es cuarzo y $n = 1.544$). Así el ángulo de Brewster utilizado es de 32.9° .

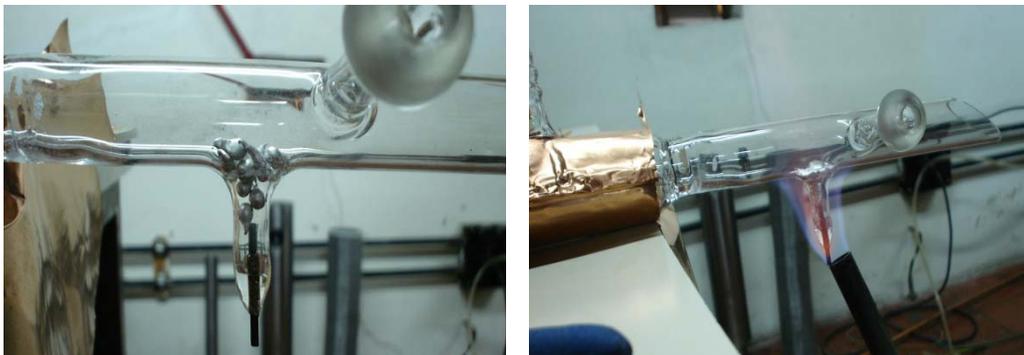


Figura 4.3 Proceso del recubrimiento de los electrodos de Tungsteno con Indio. En la izquierda se puede ver el Indio en su estado sólido. Sin embargo cuando aplicamos calor sobre el, se derrite hasta cubrir totalmente el electrodo del tubo de descarga (derecha).

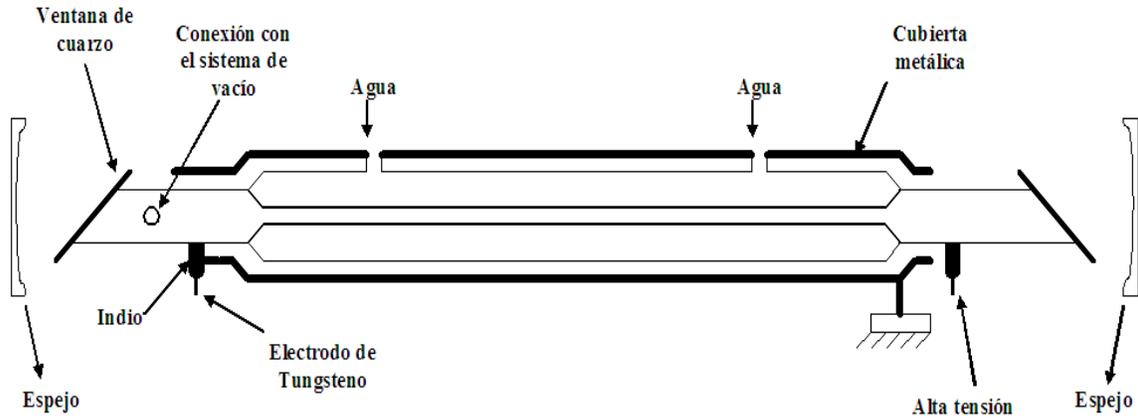


Figura 4.4 Tubo de descarga y cavidad resonante.

Como se puede ver en la figura 4.4, el tubo interior está recubierto de una camisa de vidrio que lo refuerza estructuralmente y que permite la circulación de agua para su refrigeración. Dicho tubo está conectado a una línea de vacío que permite la limpieza del mismo y posteriormente contribuye al llenado con gas xenón, a una presión controlable que varía entre 1 y 100 mTorr.

También se puede observar una camisa metálica conectada al electrodo de tierra con el objetivo de proveer un retorno coaxial de la corriente generada por el sistema de descarga, reduciendo así, la inductancia del circuito.

4.3. SISTEMA DE VACÍO

El sistema de vacío que se diseñó se puede apreciar en la figura 4.5. Está conformado de una tubería de vidrio pyrex, una bomba de vacío, que en nuestro caso fue una turbomolecular, y de un medidor de presión.

En la figura 4.6 se muestra una foto de sistema de vacío que se utilizó para nuestro láser. También se puede observar la bomba turbo molecular.

La bomba de vacío debe garantizar presiones del orden 10^{-6} Torr para permitir, fundamentalmente, la operación de limpieza del tubo de descarga y la estructura adicional. Para poder lograr un buen vacío y con esto llenar el tubo de descarga con xenón los pasos a seguir son los siguientes:

- Primero se hace vacío en todo el sistema por lo que solo debe permanecer cerrada la llave 1. Este proceso puede durar semanas ya que es necesario sacar todas las impurezas del sistema para tener condiciones adecuadas para el funcionamiento del láser.
- Después de conseguir el vacío adecuado, se colocará el xenón dentro del reservorio. Para esto, se cierra la llave 2. La llave 1 solo se abre cuando el balón de xenón esté conectado a la entrada del sistema de vacío. Por lo que una vez que se abrió lentamente la válvula del balón que contiene el xenón, de inmediato se cierra la llave 1. Así pues, ya tenemos el xenón dentro del reservorio.
- A continuación, para que el xenón llegue al tubo de descarga, la llave 3 que es la que permite el paso de las impurezas debido a la bomba de vacío, debe cerrarse. Después se abren las llaves 2 y 4 muy lentamente, permitiendo así, la llegada del xenón al tubo de descarga. Un instante después, las llaves 2 y 4 deben cerrarse. (Al abrir y cerrar las llaves no debe pasar más de 1 segundo ya que de lo contrario se perderá mucho xenón).
- Finalmente para ir disminuyendo la presión en el tubo de descarga, la llave 3 permanecerá abierta y la llave 4 se abrirá instantáneamente para que la bomba succione solo un poco del gas de xenón. Esta operación se repite hasta obtener la emisión láser.
- Es importante mencionar que todo este proceso también tiene que realizarse para poder cuidar mejor el xenón ya que es muy costoso.

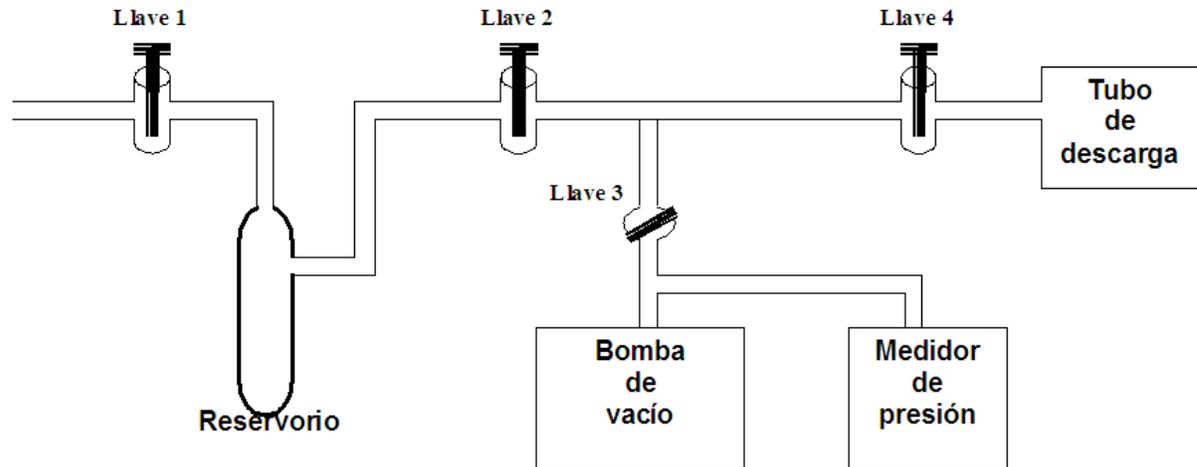


Figura 4.5 Sistema de vacío.

Para poder tener el vacío adecuado, se tienen que reducir las pérdidas del sistema al máximo, para este propósito, se uso grasa de vacío y otros aditamentos en las llaves y en las uniones de todo el sistema.



Figura 4.6 Sistema de vacío del láser. También se puede apreciar la bomba turbo molecular.

Sin embargo, este problema no se logró resolver del todo, y con el paso del tiempo, el gas de Xe que se encontraba dentro del reservorio resultaba contaminado. Para solucionar este problema se uso una trampa con nitrógeno líquido (dedo frío).

El xenón solidifica a temperaturas de aire líquido, pero no las impurezas más comunes (O, N, C, etc.). Por lo que si sumergimos al reservorio (donde se encuentra el xenón contaminado) en aire líquido, el xenón se enfría y se solidifica en la parte inferior del reservorio separándolo totalmente de las impurezas. Así, mientras el xenón permanece en ese estado puede limpiarse el reservorio usando la bomba de vacío. Finalmente, una vez quitado el aire líquido del reservorio tendremos xenón limpio para nuestro trabajo.

4.4. SISTEMA DE ENFRIAMIENTO

Para poder enfriar el tubo donde se lleva a cabo la descarga eléctrica, se colocó un recubrimiento de vidrio en donde se depositará el agua que servirá de refrigerante. El agua es indispensable, ya que la descarga calienta al tubo que contiene al gas, alterando la potencia de salida, así como los perfiles de las líneas de emisión y los modos de oscilación del láser.

Para hacer circular el agua se uso una bomba comercial.

4.5. ALINEACION ÓPTICA DEL LÁSER

Para que el láser funcione es indispensable que los espejos que forman la cavidad óptica estén alineados perfectamente, es decir, que sus normales coincidan simultáneamente. También es necesario que el tubo láser este alineado respecto a los espejos.

Debido a que al colocar los espejos con sus monturas en los extremos del tubo láser, estos no quedan alineados, se requiere el empleo de técnicas especiales de alineación.

Así pues, si tenemos dos semi-espejos cóncavos A y B, y le hacemos pasar un haz de un láser de He-Ne que entra a través del espejo A y sigue la trayectoria 1, se reflejará

entonces en el espejo B siguiendo la dirección 2, y este a su vez se reflejara en el espejo A siguiendo la dirección 3 (ver figura 4.7).

Ahora, cuando se logra que los caminos 1 y 2 coincidan al mover angularmente al espejo B, se tiene la alineación del espejo B respecto del A. Pero el espejo A puede estar en una posición angular diferente de la del espejo B, por lo que habrá que alinearlos también. Cuando se logran que los caminos 1, 2 y 3 coincidan, decimos que se han alineado los dos espejos uno respecto del otro.

Esta técnica es la que se emplea para la alineación de nuestra cavidad. Cabe mencionar que para facilitar la alineación se colocó un diafragma a la salida del láser para poder diferenciar el haz de salida del haz reflejado.

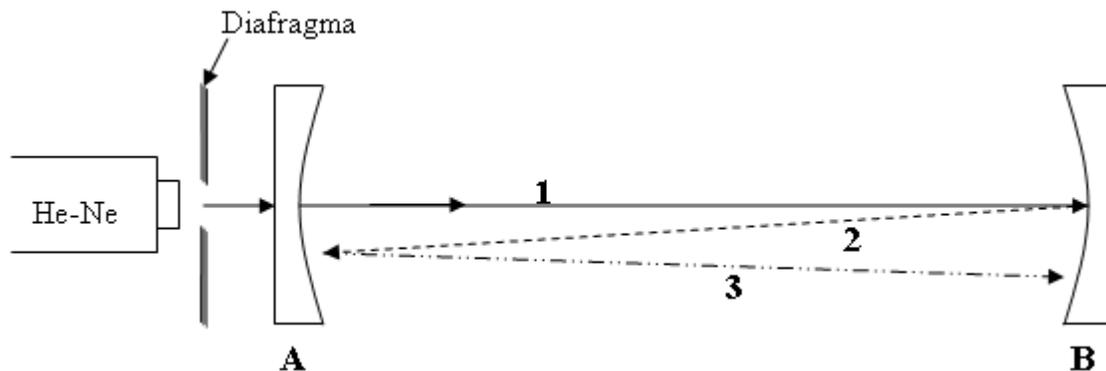


Figura 4.7 Sistema de dos espejos donde se ejemplifica la alineación.

4.6. INSTRUMENTOS DE MEDICIÓN

Teniendo ahora el láser operando, se debe contar con un equipamiento adicional que permita, más allá de la observación de la emisión visible, no solo captar la radiación, sino también: determinar las longitudes de onda, realizar variaciones de presión y corriente registrando los cambios en la emisión y por último, parametrizar la descarga y realizar espectroscopia resuelta en tiempo.

Los instrumentos que se usaron para hacer estas mediciones fueron diversos. Se utilizaron sistemas dispersivos (red de difracción, prisma) para observar las distintas transiciones láser y así poder analizarlas una por una. También se usaron detectores como fotodiodos y fotomultiplicadores para poder detectar el haz y amplificarlo. Con un monocromador se logró determinar las longitudes de onda de las transiciones. Además con un osciloscopio se pudo observar la señal pulsada proveniente del detector. La fibra óptica también nos fue útil, ya que por medio de esta transportamos el haz de luz láser hacia el monocromador.

Cuando se quiso trabajar en observaciones resueltas en tiempo, fue necesario contar con detectores y osciloscopios de respuesta rápida, ya que el ancho del pulso láser es del orden de los sub-microsegundos.

Igualmente se monitoreo la corriente de descarga para lo cual se construyó una espira de Rogowski que ya se describió en el capítulo anterior.

Mas detalles de los instrumentos de medición se muestran a continuación.

Espectrografo/monocromador.

Después de ver que tanto con la lente como con la fibra óptica los resultados son los mismos, la emisión del plasma es guiada a un espectrógrafo por medio de una lente. Debido a su gran flexibilidad, los monocromadores son muy utilizados en aplicaciones de plasmas transitorios, especialmente en tiempos de repetición altos y con disparos reproducibles. Para mediciones de plasmas estacionarios, los monocromadores de barrido con recorrido automático son indispensables. Ellos nos proveen de una información detallada del espectro, incluyendo el perfil de las líneas. Con esta técnica, los coeficientes de emisión local son obtenidos con gran precisión y de manera fácil. Ellos pueden analizar en términos de densidades y temperatura o por fuerza de oscilación, parámetros de perfiles de línea o coeficientes de absorción continua. Con el

monocromador, los perfiles de línea pueden ser medidos haciendo un barrido sobre la línea desde el disparo, o las intensidades totales de varias líneas de bandas continuas como función del tiempo al que fueron obtenidas [25].

En este trabajo se utilizó un monocromador de rejilla marca Spex, modelo 270M [4]. Este cuenta con una distancia focal de 27 cm, dos rejillas de difracción, y espejos esféricos en configuración Czerny-Turner. Este instrumento permite seleccionar entre dos rejillas distintas: 600 líneas/mm y 2400 líneas/mm, las cuales ofrecen diversos poderes resolutivos.

La diferencia de espectros entre las tres rejillas radica en el intervalo espectral y la posibilidad resolutiva de líneas; es decir, si se utiliza la mayor resolución, el intervalo espectral observable por la ICCD es muy angosto.

Cuando a un monocromador se le adiciona un elemento que grabe el espectro completo, se transforma en un espectrógrafo. El Spex 270M (Figura 4.8), se conecta a la cámara ICCD reemplazando la ranura de salida pudiéndose controlar ambas bajo el mismo software llamado Winspec en donde podemos seleccionar la rejilla y su posición de acuerdo a la zona del espectro que se desea analizar. La rejilla de 600 permite analizar un intervalo de ~ 32 nm

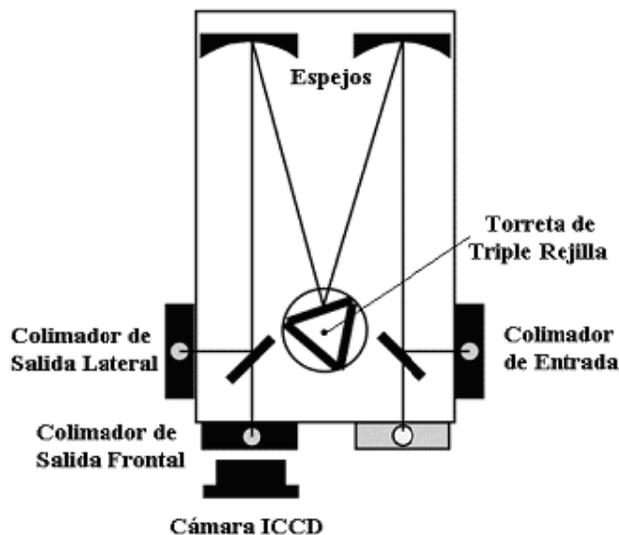


Figura 4.8. Esquema del Monocromador *Spex 270M*

Para calibrar el monocromador, este se enciende y automáticamente realiza una auto calibración; sin embargo, es recomendable realizar una calibración externa adicional, dado que existe un ligero desplazamiento de las líneas espectrales con respecto a su valor estándar. Esta calibración se puede realizar con un láser de He-Ne, cuya emisión es altamente monocromática y tiene una $\lambda = 932.8$ nm. Debe tomarse en cuenta una alineación correcta de la fibra óptica a la entrada del monocromador con una abertura de ranura correcta, pues la recolección de luz debe ser la óptima para la obtención de una serie de picos bien definidos.

Cámara ICCD PI-MAX

Para este experimento se utilizó la cámara CCD intensificada PI-MAX con intensificador tipo Gen II de Princeton Instruments [26], la cual fue situada a la salida del espectrómetro. Ésta es ideal para situaciones en las que existe baja luminosidad y se necesita resolución temporal. Las imágenes obtenidas consisten en una imagen (cuadro) o espectroscopía (rectangular) de 1024×1024 píxeles como formato para este tipo de intensificadores, con una resolución de $13 \mu\text{m}$ por píxel. Estos intensificadores nos proveen de una excelente sensibilidad en la región del UV al IR. La adquisición espectral es transformada a lo largo del detector de la cámara CCD, mientras que las dimensiones cortas son usadas para la adquisición de varios espectros. En el modo de espectro simultáneo, se puede grabar la emisión de cada uno de los distintos plasmas y su resolución espacial puede ser encontrada. La resolución temporal se puede conseguir de manera estándar por medio de un controlador de intensificación pues la cámara posee amplificador de canales de tipo microcanal con resolución de 1 fotoelectrón y un generador de retraso que cuenta con una resolución temporal de 2 ns.

Enfoque

Para enfocar el láser se utilizó una lente de BK7 plano convexa de 7.5 cm de distancia focal, con recubrimiento antirreflejante, marca Newport modelo KPX082AR.33.

Fibra óptica

La emisión de éste se analizó espectrográficamente, para esto se uso como medio de transporte una fibra óptica.

Una fibra óptica está compuesta por un filamento de material transparente cubierto por una capa de otro material con índice de refracción más bajo. La luz entra en la fibra con rayos paraxiales que inciden en las paredes interiores formando ángulos muy rasantes, mayores que el ángulo crítico obtenido por la diferencia de índices entre el núcleo y la cubierta. De este modo sufre reflexión total y va rebotando por el interior de la fibra sin perder casi nada de su intensidad. Cualquier haz de luz que entre en la fibra seguirá las curvaturas o giros de la misma cuidando que la fibra no se doble excesivamente, pues ésta puede trozarse. La fibra actúa como tubería o cable de luz que permite transportar información óptica de un lugar a otro. Una fibra óptica es llamada multimodo cuando tiene un núcleo mayor a lo normal y los rayos de luz viajan siguiendo muchos caminos diferentes entre la entrada y la salida, dependiendo de sus frecuencias y longitudes de ondas y del ángulo de inserción [27].

Osciloscopio Tektronix TDS 540

El TDS 540 cuenta con un ancho de banda DC a 500 MHz, cuenta con 4 canales con tiempo real promedio de 2GS/s para 1 canal, 1GS/s para el segundo canal y 500 MS/s para los canales restantes. Almacena información en *floppy drive* 3.5 compatible con DOS, importante para nuestra recolección y análisis de datos. Cuenta con salida GPIB, señal de salida, generador de disparos de salida (*main trigger output*) y de retrasos de salida (*delay trigger output*). Cuenta con entrada de trigger auxiliar, así como con una impedancia de entrada de 50 Ω la cual nos permite observar señales rápidas del orden de ns, básico para el análisis de nuestro experimento.

Fotomultiplicador

El fotomultiplicador es un tubo de vacío que consiste en una ventana de entrada, un fotocátodo y una cadena de multiplicación de electrones, sellados en un tubo de vidrio [49]. La luz que entra a un tubo fotomultiplicador es detectada y produce una señal de salida mediante el siguiente proceso [50]: 1) la luz entra a través del sistema electro-óptico, 2) excita los electrones del fotocátodo provocando que fotoelectrones sean emitidos al vacío, 3) los fotoelectrones son acelerados y enfocados por el electrodo focalizante hacia el primer dínodo, donde éstos son multiplicados por medio de una emisión electrónica secundaria.

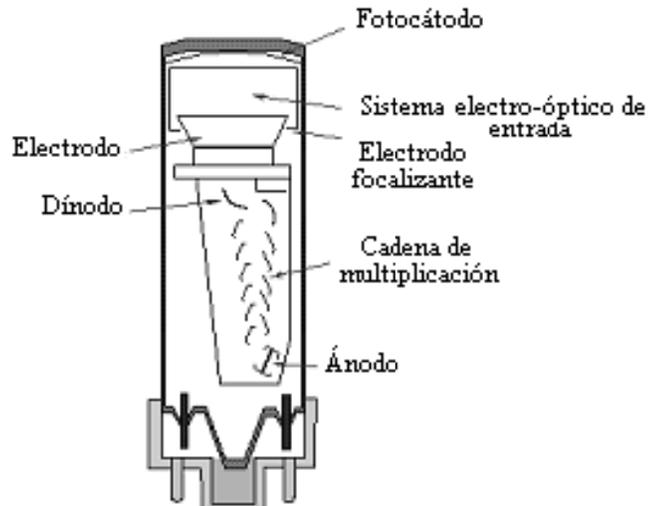


Figura 4.9. Esquema de un fotomultiplicador. El dibujo está basado en el primer fotomultiplicador rápido fabricado por Philips en 1956.

Esta emisión secundaria se repite en cada uno de los dínodos sucesivos y por último, 4) los electrones secundarios emitidos por el último dínodo son recolectados por el ánodo (figura 4.9).

Debido a su alta sensibilidad estos hacen posible las mediciones de pequeños ascensos de radiación baja impuesto por el límite básico de la naturaleza de la luz. Una de las propiedades más valoradas de los fotomultiplicadores es su respuesta lineal sobre varios órdenes de magnitud de iluminación y su excelente tiempo de respuesta, el cual usualmente es del orden de 10^{-8} segundos. Nuestro fotomultiplicador cuenta con 20 ns de tiempo de respuesta. Otra característica es la dependencia de la longitud de onda y su sensibilidad. Ésta puede ser influenciada por la elección del fotocátodo y los materiales de la ventana. Los fotomultiplicadores funcionan bien en un rango de energías de fotones de 1 a 100 eV [51].

Debido al mecanismo de multiplicación electrónica interna, y dependiendo del potencial aplicado así como el número de dínodos, los factores de amplificación que se pueden conseguir van desde 10^5 hasta 10^8 . Contrario a las fotoceldas, los fotomultiplicadores pueden ser usados para medir pulsos de luz de corta duración. Un solo electrón es liberado en el cátodo, lo que causa que el ánodo corra un pulso. El ancho medio de este

pulso es de algunos nanosegundos. Este es determinado por la diferencia del tiempo de transición de los electrones durante el tiempo del proceso de fotomultiplicación [52].

4.7. PROCESOS DE OPERACIÓN DEL LÁSER

Recapitulando, los pasos a seguir para poder tener emisión láser son los siguientes.

Primero debemos obtener las condiciones ideales de vacío en nuestro sistema para cargarlo con gas de xenón y disparar la fuente de alta tensión. Aquí también se necesario encender el sistema de refrigeración para evitar calentamiento en el gas.

Después debemos alinear la cavidad resonante mediante el empleo de un pequeño láser comercial auxiliar y el uso de los movimientos controlados de los espejos. El haz láser debe a travesar longitudinalmente el tubo de descarga y esa línea de referencia debe servir para posicionar correctamente enfrentados los espejos.

Seguidamente y ya iniciada la descarga a una presión alta, se comienza a evacuar el gas confinado en el tubo hasta alcanzar la presión exacta para el comienzo de la emisión láser.

Después de colocar una simple red de difracción o un prisma frente a la salida del láser, lo primero que observamos fueron cinco transiciones en la región naranja-verde del espectro. Posteriormente al seguir bajando la presión, aparecen nuevas transiciones (azul, violeta) pero otras desaparecen.

Como ya se explicó en el capítulo uno, el láser es una amplificación de luz por medio de un proceso de emisión estimulada. La cavidad resonante, contribuye a lograr que el grado de amplificación que se obtenga supere las pérdidas del sistema, por medio del proceso de reflexiones múltiples en ella.

Al alcanzar ese cometido la radiación laser emerge a través de al menos unos de sus espejos con gran intensidad, en la dirección del eje del tubo de descarga, linealmente polarizada por la acción de las ventanas colocadas según el ángulo de Brewster y cada una de las transiciones de un color definido (monocromática).

En la figura 4.10 y 4.11 pueden apreciarse el láser ya construido en su totalidad. En la figura 4.12 se puede apreciar el plasma producido debido a la descarga en uno de los electrodos y finalmente en la figura 4.13 se ve claramente como el láser está emitiendo un haz de luz láser verde. En el capítulo 5 se muestran todas las transiciones obtenidas y el análisis de cada una de ellas.



Figura 4.10 Láser de xenón construido en México. Se puede apreciar el tubo de descarga, la bomba turbo-molecular, el sistema de vacío, los espejos que forman la cavidad resonante, y el láser He-Ne usado para la alineación de la cavidad.

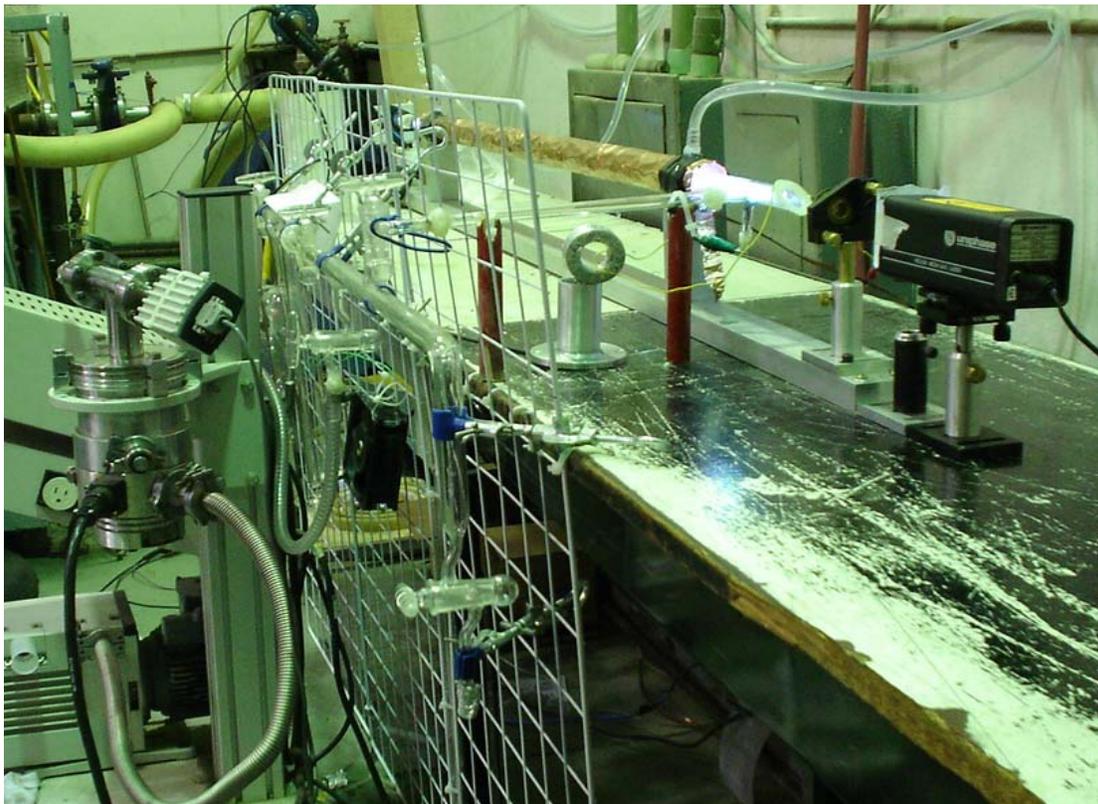


Figura 4.11 Otro ángulo del láser de Xe construido en México.

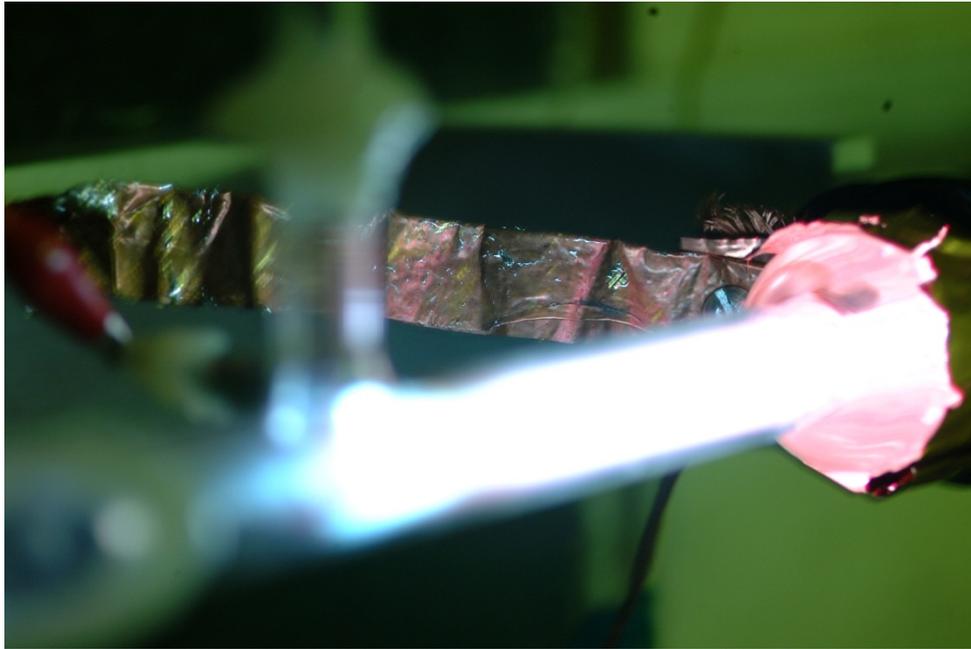


Figura 4.11 Plasma producido debido a la descarga en uno de los electrodos del láser de xenón.

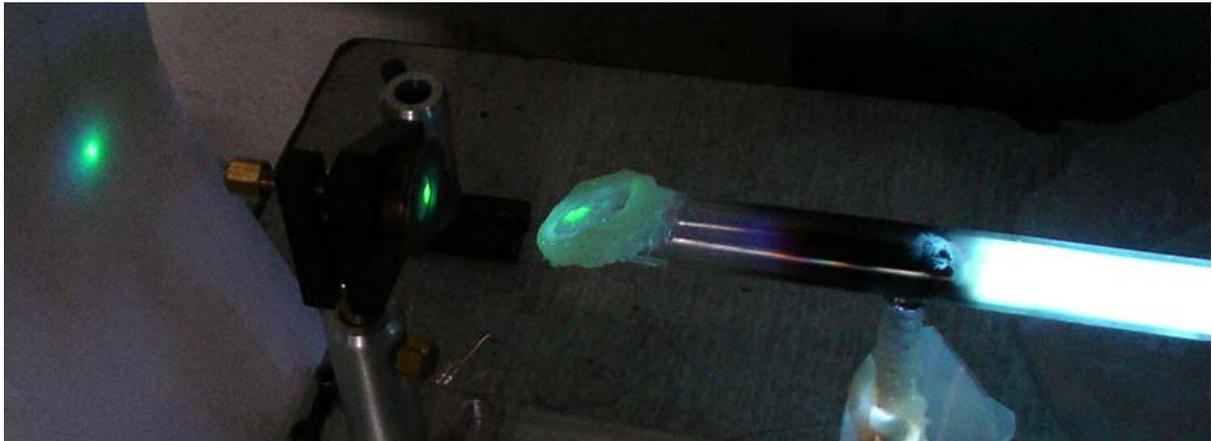


Figura 4.13 Láser de xenón emitiendo en el verde.

CAPÍTULO 5

RESULTADOS Y DISCUSIÓN

En este capítulo se presentan los resultados obtenidos concernientes a la caracterización del láser de xenón.

Después de llevar el tubo de descarga a una presión controlada procedemos a disparar la fuente de alta tensión (entre 9 a 15 KV) se inicia con la caracterización del láser.

La caracterización de la emisión laser se dio en dos etapas. La primera fue llevada a cabo en una estancia de investigación en el Centro de Investigaciones Ópticas (CIOP) ubicado en la ciudad de la Plata en Argentina. La segunda se realizó en la ciudad de México.

5.1 DISPOSITIVO EXPERIMENTAL

El arreglo experimental para poder realizar la caracterización del láser fue diferente en Argentina y en México. En la figura 5.1 se muestran el arreglo experimental usado en México.

Como se puede ver en la figura 5.1, la emisión láser es enfocada por medio de una lente hacia una fibra óptica bifurcada.

Uno de los extremos de la fibra es conectada a un monocromador SpeX modelo 270M de 27 cm de distancia focal tipo Czerny-Turner (para mayores detalles véase el capítulo 3), mediante el cual se busca la región donde se encuentra la emisión láser (esto se logra cuando se observa la mayor intensidad de luz a la salida del monocromador) identificando así, a dicha emisión.

Se utilizo una red de 2400 l/mm y el ancho de la rendija de entrada y de salida del monocromador fue de 100 μm .

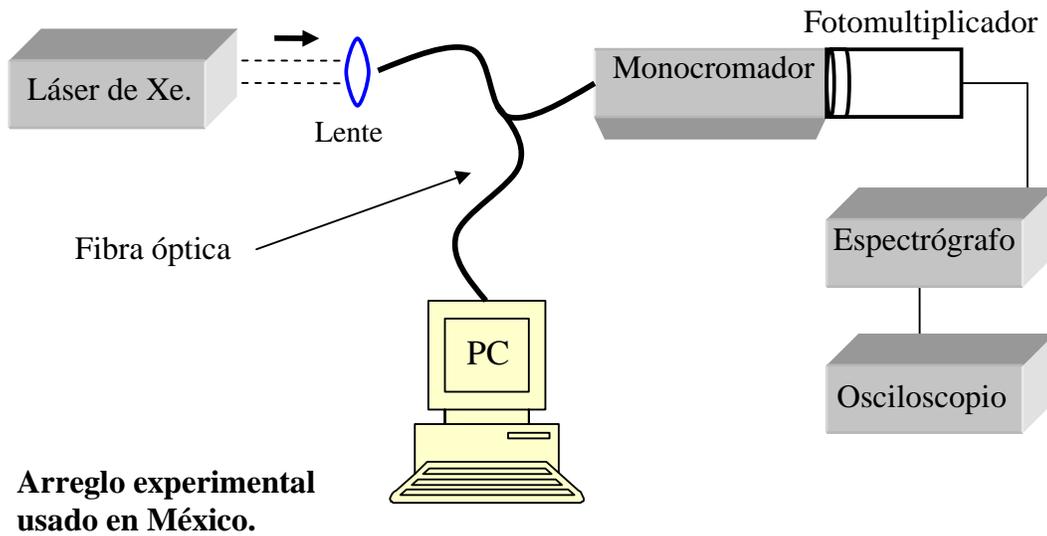


Figura 5.1 Arreglo Experimental utilizado para la caracterización del láser usado en México.

Después, la señal se amplifica por medio de un fotomultiplicador para finalmente ser analizada usando un osciloscopio. Por este método se logró un análisis temporal de las diferentes transiciones láser. Cabe mencionar que para obtener unas mediciones adecuadas, se usó como disparo en el osciloscopio el pulso de corriente el cual fue medido usando una bobina de Rogowski directamente en un electrodo del tubo láser (ver capítulo 3).

El otro extremo de la fibra bifurcada es llevado a un espectrógrafo de Ocean Optics modelo HR 4000 mediante el cual se determinó la contaminación en el sistema ya que por medio del espectro se pudo determinar si teníamos líneas de nitrógeno. También, usando este espectrógrafo, se logró saber si la excitación era la adecuada buscando transiciones espontáneas correspondientes a líneas láser.

El espectrógrafo se conecta a una PC con un programa adecuado para poder observar el espectro de la emisión láser.

El arreglo experimental usado en Argentina es muy parecido al mostrado en la figura 5.1 solo que para el análisis de la emisión se usó un espectrógrafo conectado a una cámara CCD intensificada a fin de estudiar la evolución temporal de las líneas.

Una variante en el arreglo experimental (llevado a cabo en Argentina) se muestra en la figura 5.2

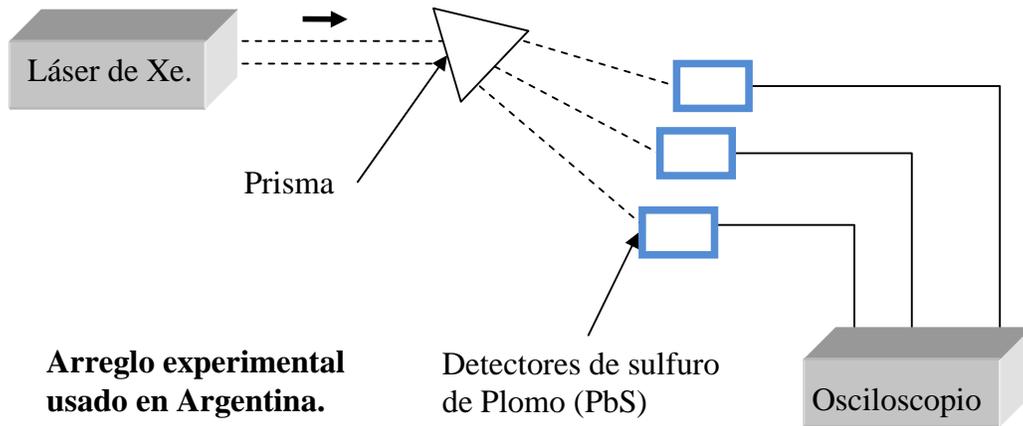


Figura 5.2 Arreglo Experimental utilizado para la caracterización del láser realizado en Argentina.

Aquí se puede observar que la emisión laser después de pasar por un prisma, es separada en distintas transiciones. Cada una de ellas, llega a un detector de sulfuro de plomo (este detector cubre el rango de observación desde el UV cercano al IR. 300-2700 nm) y finalmente, mediante un osciloscopio se observa la señal pulsada proveniente del detector.

Por medio de este método se pueden observar en el osciloscopio transiciones correspondientes a diferentes estados de ionización.

5.2 PULSOS DE CORRIENTE Y VOLTAJE.

Lo primero que se midió fue el pulso de corriente, y fue medido usando una bobina de Rogowski directamente en un electrodo del tubo láser (ver capítulo 3).

Esto fue con la finalidad de conocer cuanta corriente se generaba en el pulso y con base a esto saber si era lo apropiado para la excitación del gas.

En la figura 5.3 se presenta el pulso de corriente tomados en diferentes días los cuales varían aproximadamente entre los 2250 A y 2500 A. En el capítulo 3 se mencionó que para excitar gases nobles (como el xenón) debíamos tener una corriente máxima del orden de los KA por lo que podemos decir que nuestras condiciones de corriente son óptimas. Todos los pulsos que se muestran en la figura 5.3 fueron tomados descargando un capacitor de 138 nF.

También se realizó la prueba para observar que ocurría si la inductancia del capacitor que se estaba descargando aumentaba. Los resultados se muestran en la figura 5.4 Aquí podemos ver que si aumentamos al doble la capacitancia del capacitor, la corriente se duplica aunque también aumenta la duración del pulso debido a la inductancia del sistema.

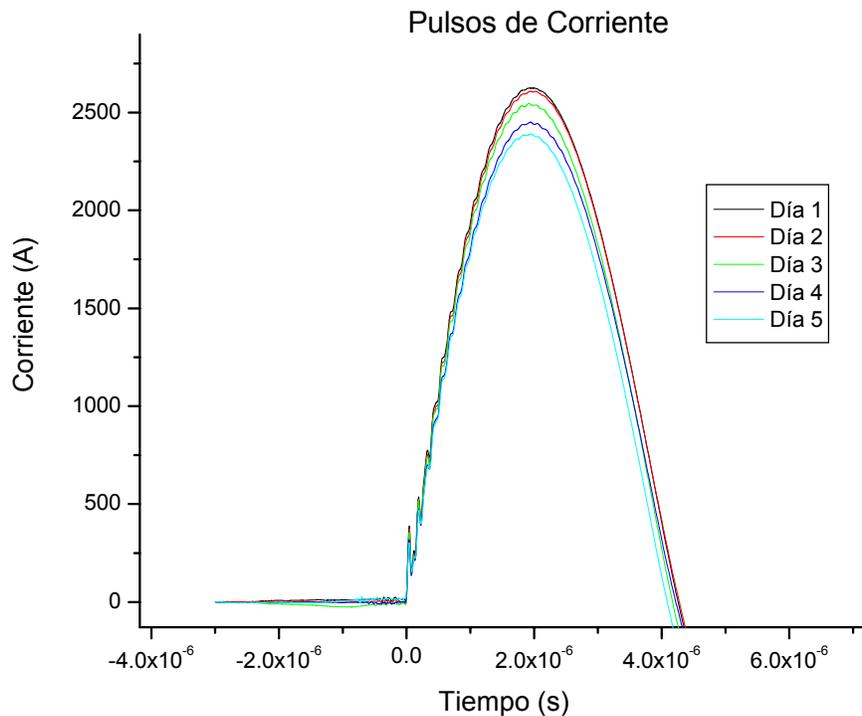


Figura 5.3. Pulsos de corriente tomados en diferentes días. Se puede observar que el pulso es prácticamente el mismo por lo que las condiciones de nuestro sistema no varían.

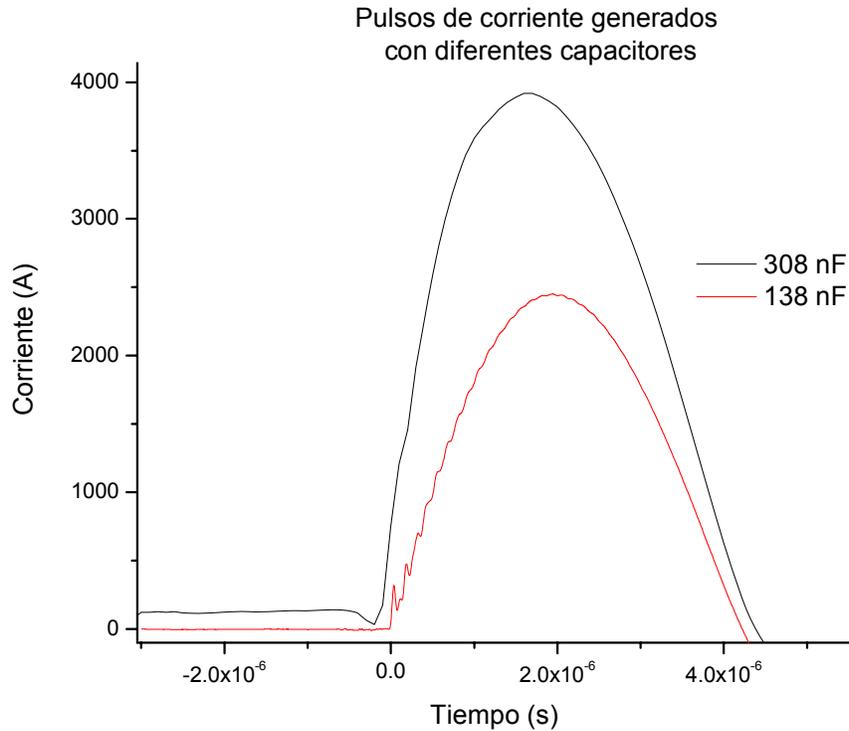


Figura 5.4. Pulsos de corriente generados debido a la descarga de diferentes capacitores. Nótese que cuando el capacitor tiene aproximadamente el doble de capacitancia el pulso de corriente duplica su valor.

Es por eso que descartamos el uso de una capacitancia mayor, para poder tener pulsos láser más cortos.

Finalmente, antes de iniciar con la caracterización de la emisión láser, en la figura 5.5 se puede observar un pulso de voltaje obtenido directamente en el tubo láser (el método para medir el pulso de voltaje directamente en uno de los electrodos del tubo laser se muestra en el capítulo 3).

El voltaje máximo es de 16 KV por lo que tenemos un rango muy apropiado para poder trabajar. Cabe mencionar que en todas las mediciones nunca se excedió de los 15 KV. La emisión laser aparece entre los 9 KV y los 15 KV.

También se puede observar que justo después de llegar el punto máximo de voltaje, la tensión muestra una importante caída al comienzo de la corriente, alcanzando un equilibrio transitorio durante un corto tiempo para finalmente decaer como una función oscilatoria amortiguada.

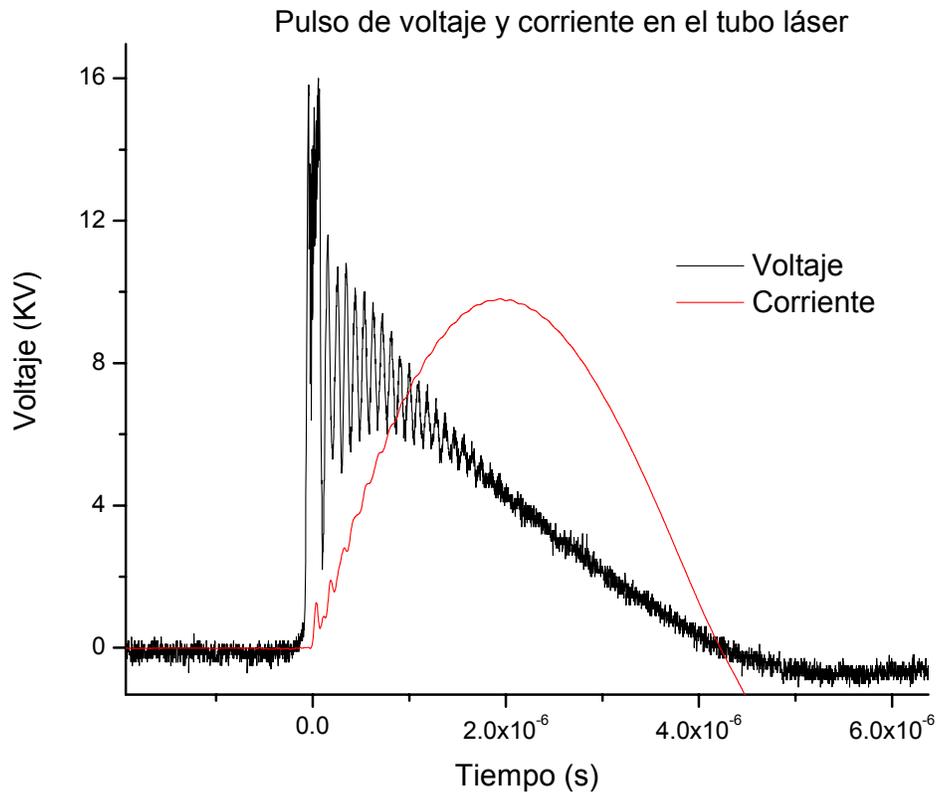


Figura 5.5. Pulsos de voltaje medido directamente en el tubo láser. Se puede observar un máximo de voltaje de 16 KV.

5.3 EMISIÓN LÁSER

Conociendo las características del pulso, tanto de corriente como de voltaje, nuestro siguiente paso fue el análisis de la emisión espontánea inicial por medio de un espectrógrafo.

Para obtener la emisión espontánea, se quitaron los espejos de la cavidad láser y la radiación fue estudiada mediante el espectrógrafo Ocean Optics HR 4000.

En la figura 5.6 se muestra el espectro de la emisión espontánea del láser de Xe. Nótese que conforme varía la presión aparecen algunas transiciones nuevas y otras desaparecen. En esta gráfica se pueden apreciar centenares de transiciones espontáneas sin embargo las transiciones láser son muy pocas.

Por lo que en este punto es necesario aclarar que para que se trate de una emisión láser se deben satisfacer otras condiciones.

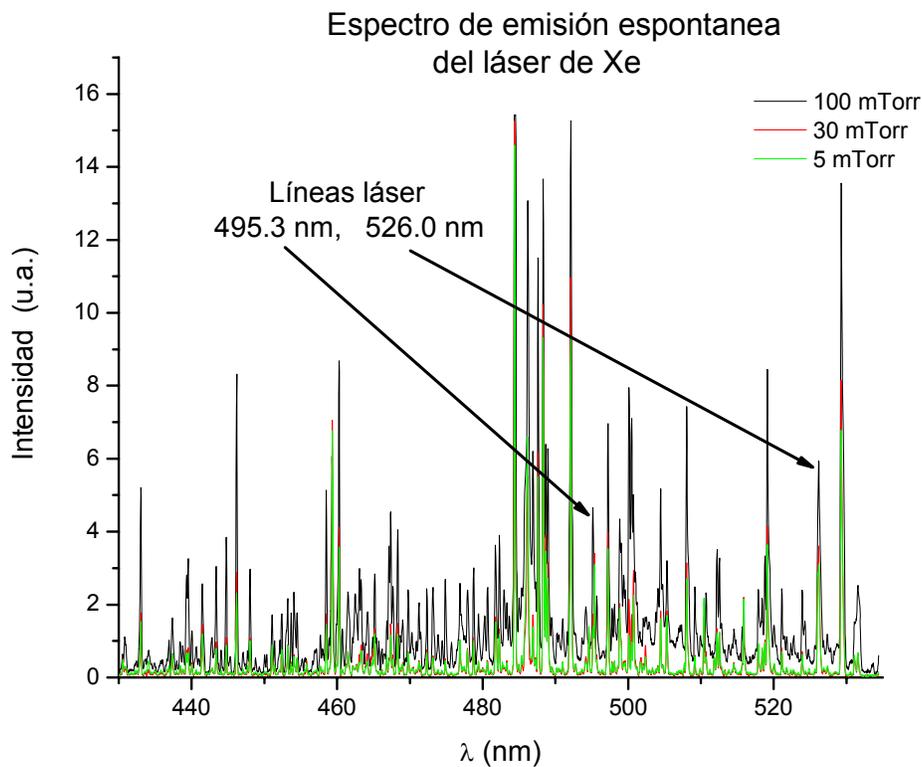


Figura 5.6. Espectro de emisión espontánea del láser de Xe tomado a diferentes presiones, con una tensión de 14 KV. Se pueden observar solo dos transiciones láser.

Como se vio en el capítulo 1, la emisión de fotones en un átomo o ion puede ser espontanea o estimulada. La emisión láser se da debido a un proceso de amplificación provocado por la emisión estimulada. La condición primaria dice que para tener una emisión láser debemos tener una inversión de población, es decir, que existan más iones o átomos en el nivel superior que en el nivel inferior. Esta inversión de población se obtiene en muy pocos pares de niveles por lo que la emisión laser es mucho menor en comparación con las transiciones que se aprecian en la figura 5.6.

Estudios espectroscópicos resueltos en tiempo, permiten estimar los tiempos de vida de los niveles de energía y para que la inversión de población sea posible, la vida media del nivel superior debería ser más grande que la del inferior, así este último se despoplaría más rápidamente que el superior.

Se efectuó un extensivo estudio en la región visible, ultravioleta y en el cercano infrarrojo de la emisión del láser iónico de Xenón para líneas correspondientes a distintos iones. Esta incluyó una búsqueda de nuevas transiciones no reportadas previamente con xenón espectroscópicamente puro.

En la figura 5.7 se muestran físicamente algunas transiciones obtenidas con el láser construido en México, con una tensión de 14 KV y una presión de 50 mTorr.

Posteriormente se bajo la presión a 30 mTorr, dejando la tensión igual, algunas transiciones aparecen y otras desaparecen. Estas transiciones se pueden apreciar en la figura 5.9.

Después la presión se bajo a 20 mTorr. Los resultados se muestran en la figura 5.10.



Figura 5.7. Transiciones obtenidas con el láser construido en México con una tensión de 14 KV y una presión de 50 mTorr. El color naranja corresponde a $\lambda = 595.5$ nm y el color verde corresponde a dos transiciones: $\lambda = 535.2$ nm y $\lambda = 539.4$ nm

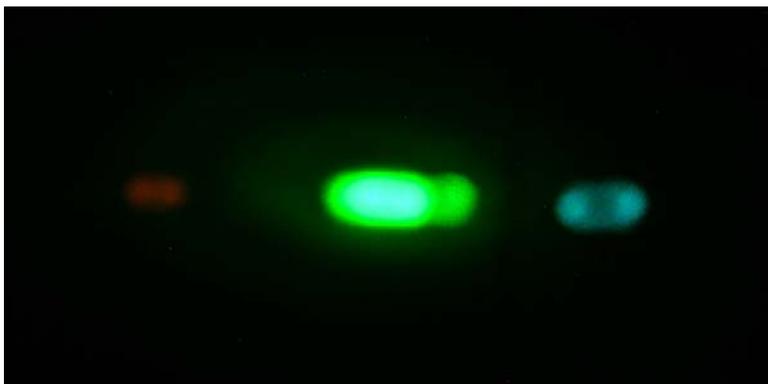


Figura 5.8. Transiciones obtenidas con el láser construido en México con una tensión de 14 KV y una presión de 30 mTorr. A diferencia de la figura anterior, aquí aparece una nueva transición (azul) la cual corresponde a $\lambda = 495.4$ nm

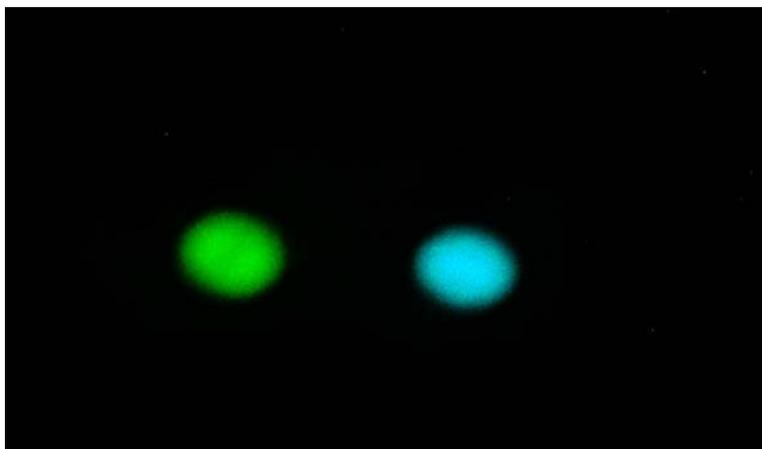


Figura 5.9. Transiciones obtenidas con el láser construido en México con una tensión de 14 KV y una presión de 20 mTorr. A diferencia de la figura anterior, aquí desapareció la transición naranja y la línea azul se aprecia más intensa.

Cabe mencionar que las fotos que se acaban de mostrar fueron obtenidas colocando un prisma a la salida del láser. El prisma dispersa la emisión láser y se pueden observar claramente sus componentes

En la Tabla 5.1 se presenta un listado de las transiciones láser observadas tanto en Argentina como en México con su correspondiente asignación iónica.

	Línea Láser (nm)	Ion
+	324.7	VIII
	364.5	VII
*	495.4	V
	526.0	V
*	535.2	V
*	539.4	V
*	595.5	V
	904.5	I
	906.2	
	926.5	II

Tabla 5.1. Transiciones láser observadas correspondientes a distintos grados iónicos. Todas fueron observadas en el CIOP (* también fueron observadas en México). La línea 906.2nm aun no ha sido clasificada. (+ Transición que aparece cuando a la cavidad del láser se aumenta un tercer espejo. Dicho espejo refleja en la región UV).

El análisis resuelto en tiempo es un método para la asignación iónica, el cual muestra que las emisiones pertenecientes al mismo grado iónico bajo las mismas condiciones experimentales presentan una distribución temporal semejante [23].

Por lo tanto si tenemos una línea sin clasificación iónica basta con conocer su distribución temporal y compararla con las de otras transiciones previamente clasificadas y que son fácilmente localizables por sus características: que no tengan otra línea cercana perteneciente a otro ion, que sean intensas, etc.

En nuestro caso, todas las líneas observadas ya tenían una clasificación previa, a excepción de la transición correspondiente a 906.2nm la cual aun no ha sido clasificada.

En la figura 5.10 se observa la distribución temporal de 4 transiciones correspondientes al Xe I, Xe II, Xe V y Xe VII (Esto se obtuvo en el CIOP Argentina). El tiempo de retraso aumenta con el grado iónico. Esto se debe al tiempo necesario para excitar por procesos colisionales a cada ion

Una alternativa para poder observar más transiciones es usar espejos de diferente reflectividad o recubrimientos especiales para distintas regiones de operación del láser. En nuestro caso contamos con espejos diseñados para la región UV.

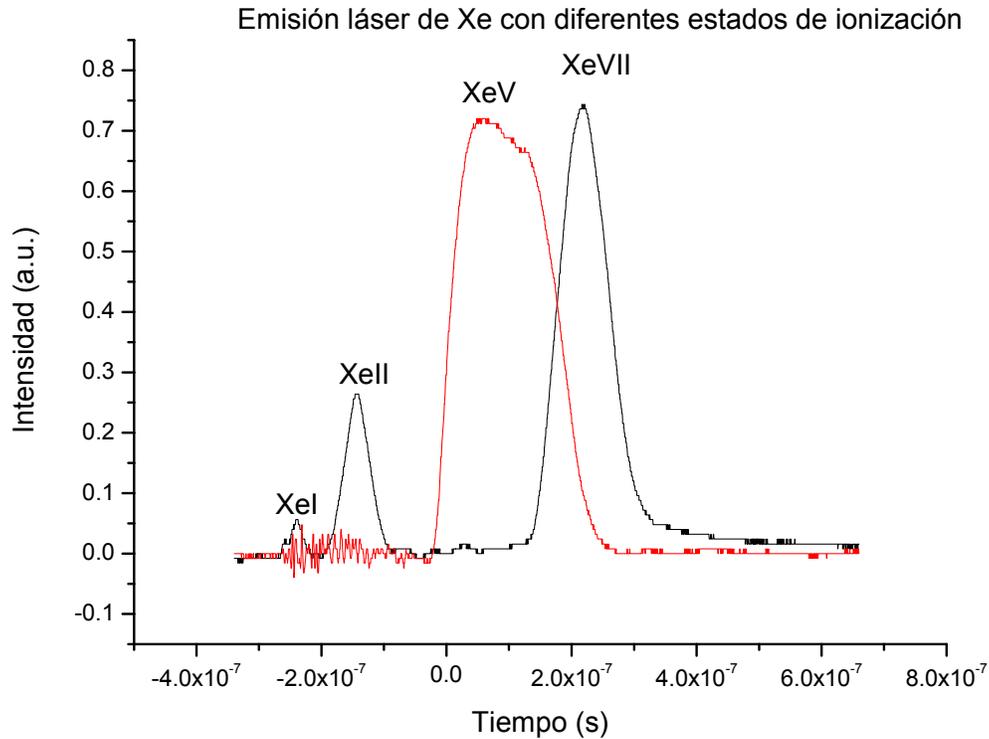


Figura 5.10. Estados de ionización de diferentes transiciones láser (Xe I, Xe II, Xe V, Xe II). Tensión: 14 KV. Presión 30 mTorr.

Estos son casi totalmente transparentes para las regiones; visible e infrarrojo por lo que, colocando uno de ellos dentro de nuestra cavidad, la cual está diseñada para el visible, la operación no es perturbada por su presencia.

Esto permite superponer dos cavidades en el medio activo del láser, es decir una super-cavidad con tres espejos, lo que conduce simultáneamente a obtener radiación UV-VIS-IF.

Los resultados de esta modificación, se pueden observar en la figura 5.11 donde vemos transiciones correspondientes al Xe V y Xe VII las cuales también aparecen con una cavidad normal sin embargo, también se aprecia una nueva transición correspondiente al Xe VIII.

Este mismo proceso nos hubiera permitido ver más transiciones usando diferentes espejos, sin embargo no contamos con el material adecuado.

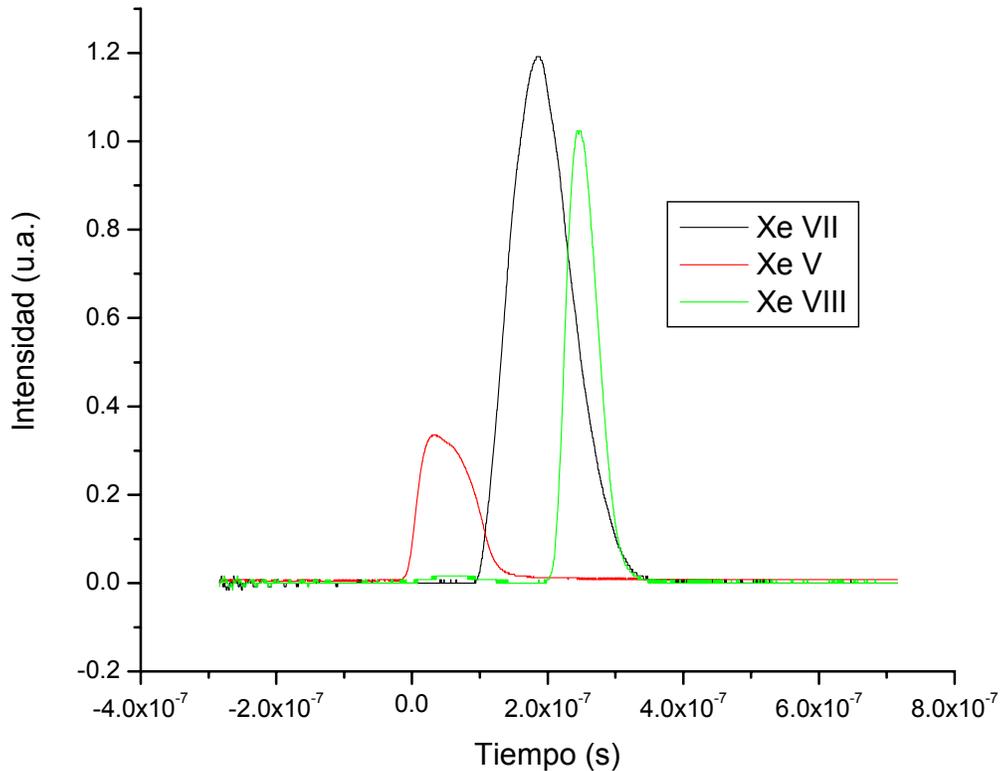


Figura 5.11. Estados de ionización de diferentes transiciones láser obtenidos con una cavidad compuesta por tres espejos. Tensión: 13 KV. Presión 30 mTorr.

Regresando a la configuración normal (una cavidad con dos espejos), se hizo un análisis de la evolución temporal del láser. Para cada línea se estudió su comportamiento en función de los distintos parámetros experimentales y la emisión temporal de su espontaneo al retirar los espejos con los que se genera la cavidad.

Dependiendo de la alineación de los espejos y de las condiciones experimentales, varios iones pueden mostrar transiciones láser simultáneamente. En México la cavidad del láser se componía de espejos que solo reflejan en la región visible (véase capítulo 4), por lo que solo se lograron estudiar transiciones láser correspondiente al Xe V.

En la figura 5.12 se muestra el comportamiento temporal de la transición $\lambda = 495.4$ nm junto con su correspondiente espontanea y el pulso de corriente como referencia. Es importante mencionar que para obtener la emisión espontanea se retira el espejo de salida de la cavidad, así la emisión espontanea llega directamente a nuestro detector. En la gráfica se puede observar que después del pulso de corriente aparece la emisión espontanea y después la emisión láser. Este comportamiento es esperado ya que para tener emisión láser es necesario primero poblar al ion correspondiente. Este mismo comportamiento se puede observar en las gráficas 5.13 y 5.14.

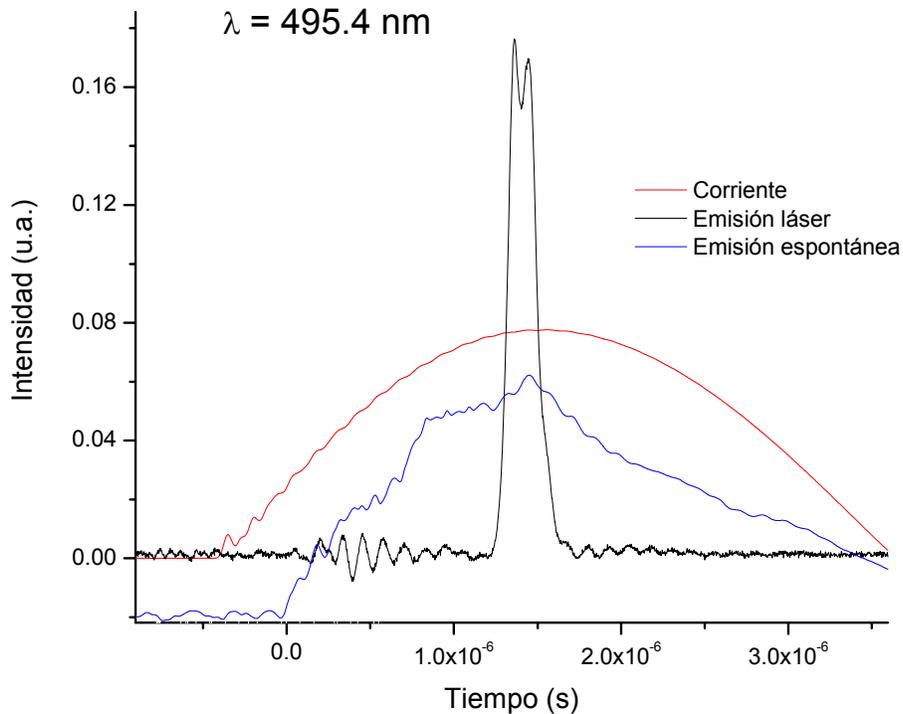


Figura 5.12. Comportamiento temporal de la transición $\lambda = 495.3$ nm con su respectivo espontáneo y el pulso de corriente. Tensión: 14 KV.

Otra característica que puede obtenerse de estas gráficas es que la emisión presenta un máximo durante el crecimiento de la corriente y luego disminuye a valores más pequeños.

Cerca del umbral algunas de las líneas presentaron oscilaciones en el tiempo este comportamiento se puede apreciar en las figuras 5.12, 5.13 y 5.14. Este fenómeno ocurre durante la región temporal alrededor del pico del espontáneo. Después de esto la población del nivel superior decae junto con la emisión láser.

El análisis de la emisión estimulada junto con la espontánea muestran que bajo determinadas condiciones, la primera se correlaciona con el comportamiento general de la segunda. Este fenómeno se puede apreciar en las figuras 5.12 y 5.13 las cuales corresponden a las transiciones 495.4 nm y 535.2 nm respectivamente, donde se observa un comportamiento similar del espontáneo y del láser.

En general todas las transiciones mostraron una distribución temporal de doble pulso (o más) cerca del umbral del láser, cuando la emisión espontánea correspondiente presentaba un pico de intensidad. Este fenómeno se puede apreciar mejor en la figura 5.12. Sin embargo fue posible obtener más de un pulso para el láser aun cuando la distribución temporal del espontáneo era de baja intensidad, como se muestra en la figura 5.14.

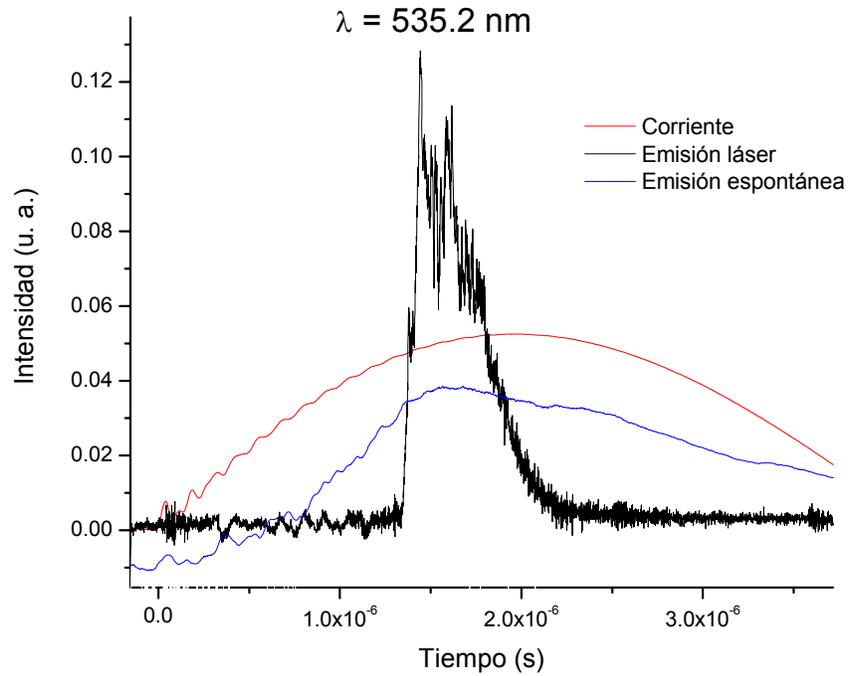


Figura 5.13. Comportamiento temporal de la transición $\lambda = 535.3 \text{ nm}$ con su respectivo espontáneo y el pulso de corriente. Tensión: 14 KV.

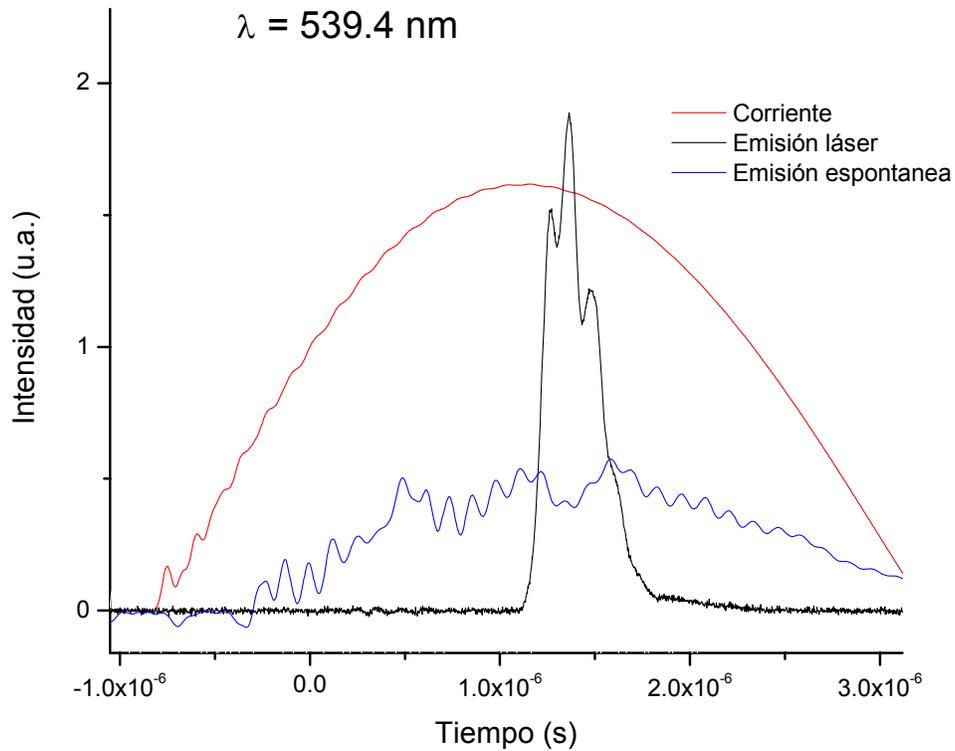


Figura 5.14. Comportamiento temporal de la transición $\lambda = 539.4 \text{ nm}$ con su respectivo espontáneo y el pulso de corriente. Tensión: 14 KV.

Hasta ahora en todas las mediciones anteriores se ha dejado fijo el valor de la presión y el de la tensión. Así que ahora se analizará el comportamiento de las transiciones cuando estos dos parámetros varían.

En la figura 5.15 se puede apreciar la evolución de la transición 539.4 nm cuando se varia la tensión y la presión.

Podemos notar que la intensidad de dicha transición, la cual corresponde al Xe V, es ligeramente mayor cuando tenemos mediana presión.

Esto es debido a que las intensidades correspondientes a los iones altos alcanzan su máximo a presiones menores que los más bajos dado que la energía necesaria para excitarlos es mucho mayor que en los iones altos como fue reportado en trabajos previos.

Aumentar la tensión de descarga es equivalente a disminuir la presión, puesto que en ambos casos se aumenta la energía de excitación. Manteniendo entonces la presión constante se observan comportamientos similares.

En el caso, por ejemplo, donde tenemos baja presión se puede observar que la transición alcanza su máximo cuando tenemos una tensión de 12.5 KV y disminuye cuando la tensión aumenta a 13 KV.

Sin embargo, si observamos la evolución de la transición debido al cambio de la presión dejando fija la tensión en 13 kv podemos observar que conforme bajamos la presión la intensidad de la transición disminuye.

Esto se debe a que a pesar de aumentar la energía de excitación debido al incremento en el camino libre medio de los electrones, es menor el número de iones disponibles para emitir.

En cambio un aumento en la tensión se traduce directamente en un aumento en la energía media de los electrones y en consecuencia de la emisión.

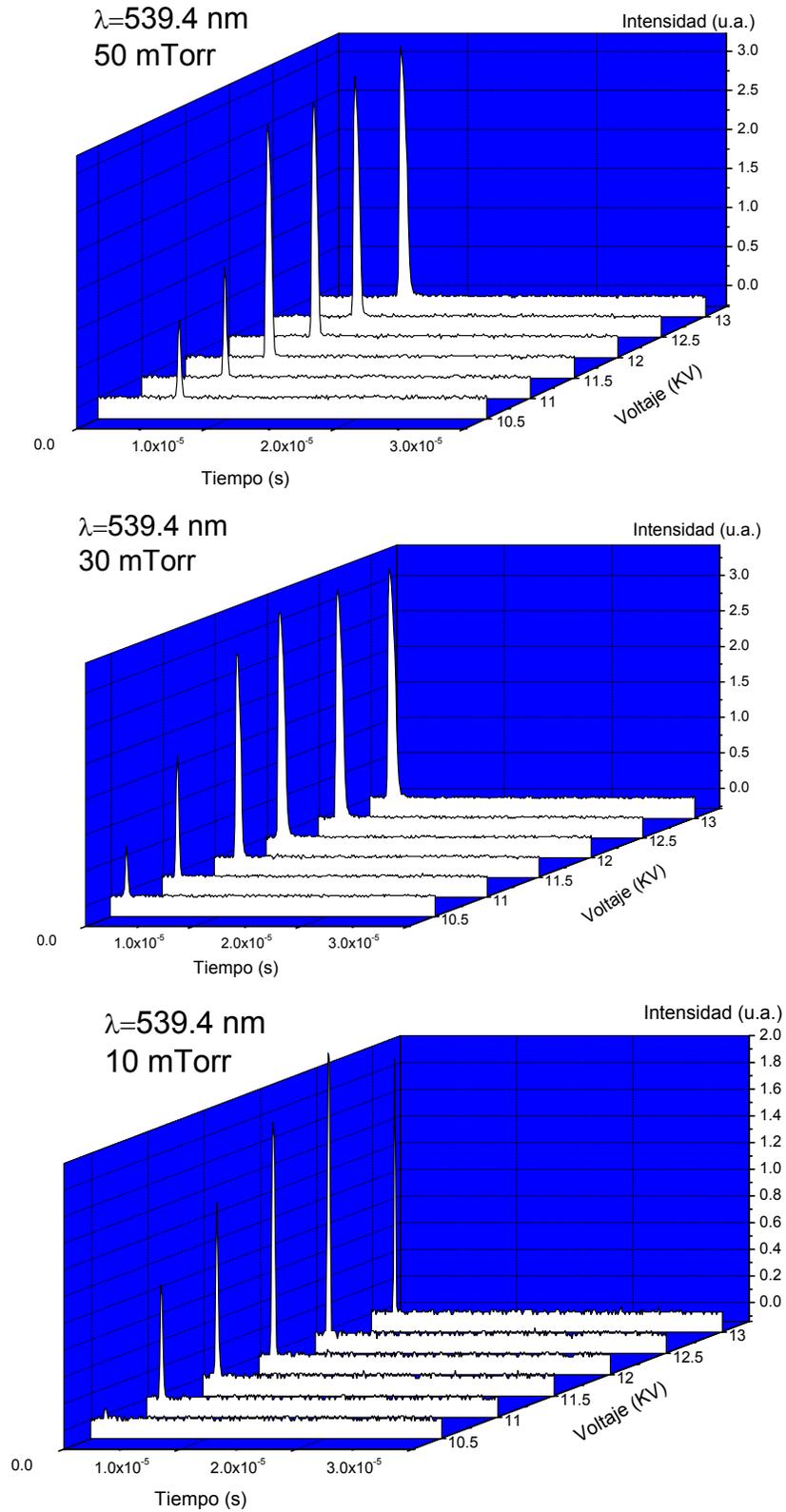


Figura 5.15. Comportamiento de la transición $\lambda = 539.4 \text{ nm}$ para diferentes valores de tensión y presión.

Comportamientos análogos fueron observados para otras transiciones, sin embargo debido a que todas pertenecen al mismo estado de ionización (Xe V) solo se mostró la que aparece en la figura 5.15.

El incremento de la intensidad de la emisión debido al aumento en la tensión que se explicó con anterioridad puede observarse en la figura 5.16 Aquí tenemos la transición correspondiente a $\lambda = 595.5 \text{ nm}$ y podemos ver que conforme aumenta el voltaje, la intensidad de la línea también aumenta.

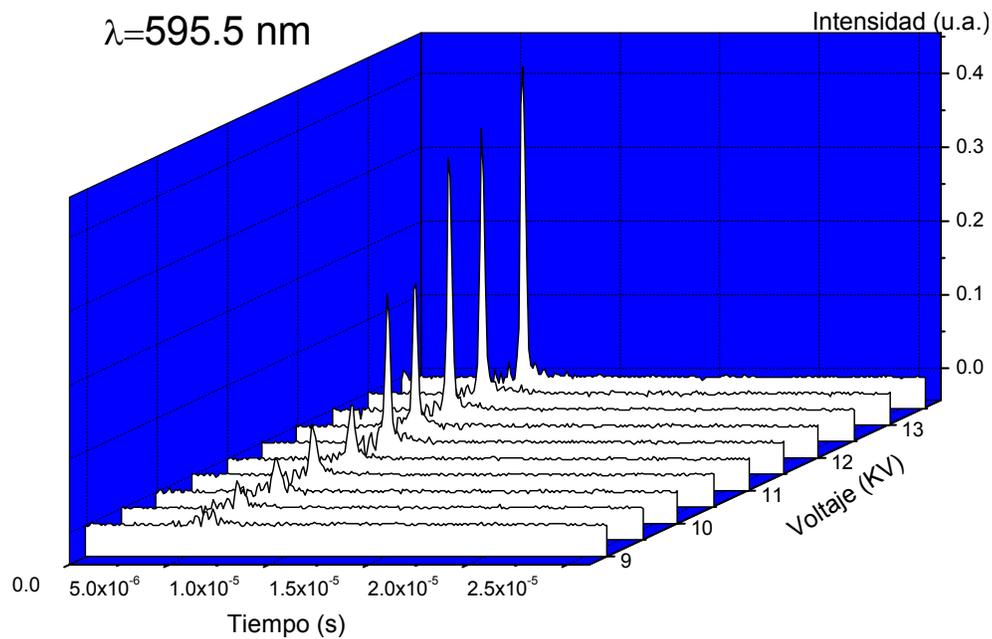


Figura 5.16. Comportamiento de la transición $\lambda = 595.5 \text{ nm}$ para diferentes valores de tensión

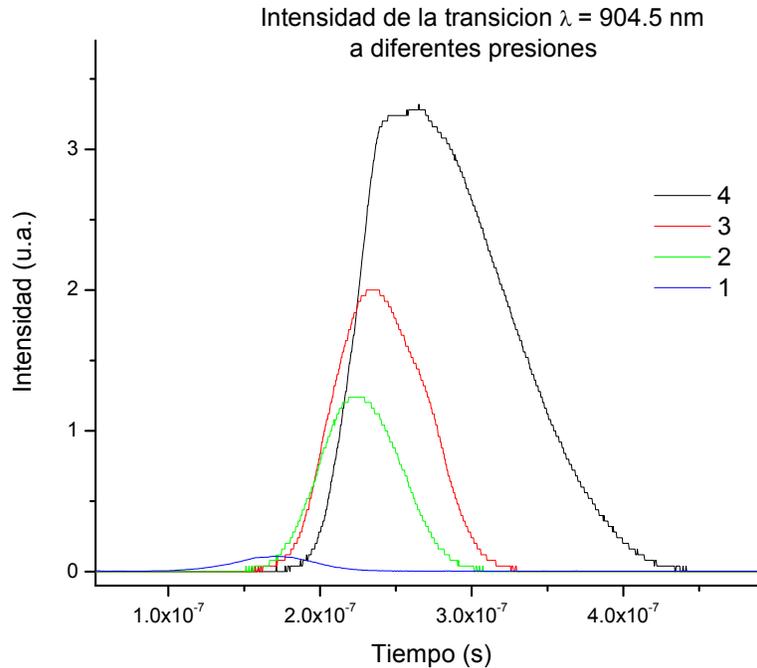


Figura 5.17. Comportamiento de la transición $\lambda = 904.5 \text{ nm}$ para diferentes valores de presión. La curva 4 corresponde a la de mayor presión la cual va disminuyendo hasta llegar a la curva 1

En la gráfica 5.17 se muestra la variación de la intensidad de la transición $\lambda = 904.5 \text{ nm}$ pero ahora dejando fija la tensión en 13 KV y disminuyendo la presión. Podemos ver como a medida que disminuye la presión la intensidad de la transición también disminuye.

En este caso tenemos una transición correspondiente al Xe I, es decir, tenemos un ion bajo por lo tanto la intensidad es máxima para presiones altas como se aprecia en la figura 5.17.

Finalmente las figuras 5.18 y 5.19 fueron obtenidas mediante la cámara ICCD. En ellas se puede ver la evolución temporal de las transiciones $\lambda = 595.5 \text{ nm}$ y $\lambda = 364.5 \text{ nm}$.

La transición correspondiente a 364.5 nm tiene una duración de 200 ns la cual corresponde a la duración que se obtiene de la figura 5.10, recordemos que esta transición corresponde al Xe VII

En la gráfica 5.19 (Xe VII) puede apreciarse un máximo de intensidad alrededor de los 950 ns y otra en los 1250 ns (comportamiento multi-pulso). Esto puede ser debido a un comportamiento similar de la emisión espontánea o al pulso de corriente. Estas oscilaciones también pueden ser debido a que se trabajó cerca del umbral para producir emisión estimulada. La envolvente de estas gráficas son, por poner un ejemplo, como las que se muestran en la figura 5.10.

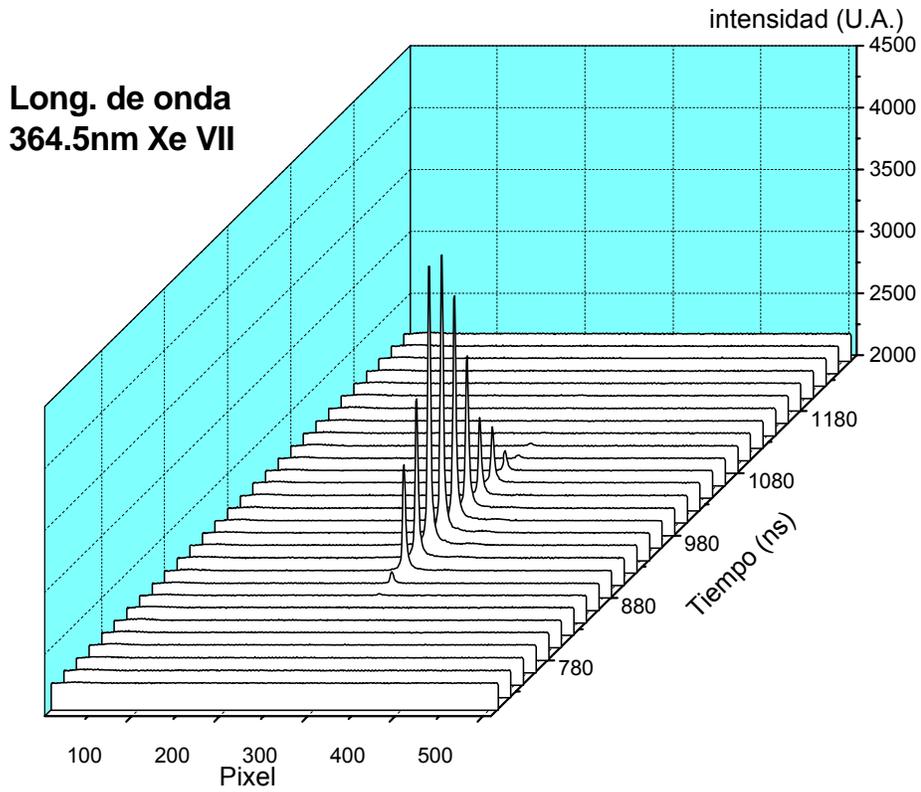


Figura 5.18. Evolución temporal de la transición correspondiente a $\lambda = 364.5$ nm

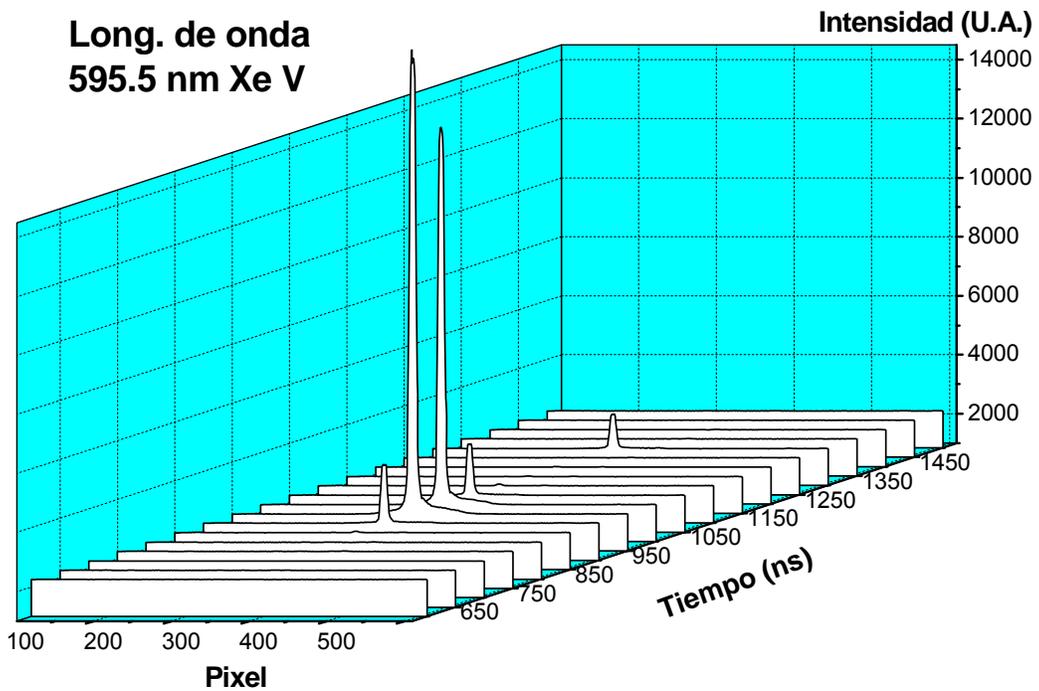


Figura 5.19. Evolución temporal de la transición correspondiente a $\lambda = 595.5$ nm

CONCLUSIONES

En este trabajo se describió el proceso de la construcción y caracterización de un láser de xenón pulsado. Se construyó desde el sistema de descarga, cuyo compartimiento se analizó antes de ser implementado por medio de simulaciones, hasta la cavidad y el tubo láser.

Se construyó en particular este láser debido a que es multi-iónico, es decir, que existen transiciones láser correspondientes a diferentes longitudes de onda. Esto nos da una posibilidad de entender mejor algunos aspectos de la física moderna, de la espectroscopía atómica, entre otros.

La caracterización del láser nos permitió observar transiciones desde el U.V. hasta el I.R. pasando por el visible. Todas estas transiciones ya fueron vistas y clasificadas iónicamente con anterioridad a excepción de la línea $\lambda = 906.2$ nm la cual ya fue observada pero aun no ha sido clasificada.

Mediante el análisis simultáneo de la emisión espontánea, la emisión láser y el pulso de corriente, se lograron entender aspectos que ocurren a nivel cuántico (como el salto de un átomo de un nivel a otro de energía debido a una excitación, la inversión de población, etc.)

En lo concerniente a la fuente de descarga, una de las contribuciones importantes fue que se construyó con material económico y que se puede encontrar fácilmente en México.

Debido a que se trata de una fuente de alto voltaje, es necesario tomar serias precauciones entre ellas, por ejemplo, el de sumergir prácticamente todos los componentes en aceite con el propósito de proteger al equipo.

La inductancia del sistema es muy importante ya que de esta depende la duración de nuestros pulsos láser. Por ello es conveniente tener el pulso lo más corto posible, es decir, la menor inductancia posible.

Una mejora para nuestra fuente sería hacer unos capacitores de menor inductancia (con varias placas planas) ya que los que se construyeron tenían sus placas enrolladas y por lo tanto su inductancia era considerable.

El periodo de los pulsos de nuestro sistema era un poco inestable por lo que otra variante podría ser cambiar el Spark Gap. Recordemos que el que se uso en este trabajo fue construido para este propósito. Sin embargo los hay comerciales y se podría usar uno presurizado.

El sistema de vacío también puede ser modificado, ya que se podría omitir una llave (o más) si se hace un diseño adecuado. Así se podrían reducir las pérdidas del sistema y obtener mucho más rápido la presión adecuada.

Otra aplicación importante de este láser, es que a través del bombeo óptico se pueda gestar la operación de otro láser (Dye Láser).

La construcción del Láser y la caracterización que se muestran en este trabajo es apenas el inicio de un amplio campo de investigación.

Tener la posibilidad de contar con espejos de diferente reflectividad o recubrimientos especiales para distintas regiones de operación láser y además energías suficientes para alcanzar altas corrientes, permitiría un análisis mucho más amplio de las transiciones del láser. Esto incluye quizá el observar nuevas transiciones.

En este trabajo solo se utilizo Xe puro. Otra variante seria, por ejemplo, Usar una mezcla de He- Xe (90% He – 10% Xe), esto permitiría observar un espectro similar sin requerir presiones tan bajas, que muchas veces son difíciles de alcanzar.

La investigación con este láser también podría dirigirse al estudio del spot y a sus diferentes modos tanto longitudinales como transversales y ver como varían con la variación de la tensión y de la presión.

REFERENCIAS

- [1] Alonso M., Finn E. J., Fundamentos Cuánticos y Estadísticos,. ed. Fondo Educativo Interamericano, S.A. Vol. 3, pp. 98-99, 1976.
- [2] Corney A., Atomic and Laser Spectroscopy, Oxford University Press, 1979.
- [3] H. O. Di Rocco. Física Atómica Aplicada. 1⁰ ed., Argentina, 1995.
- [4] Orazio Svelto, Principles of Laser, plenum Press, 1982.
- [5] A. E. Siegman, Lasers, Universite Science Books, 1986.
- [6] E. E. Coherent, Láser: Operación, Equipo uso y diseño, Limusa, 1985
- [7] W. Demtröder, Laser Spectroscopy, Springer-Verlag, 1982.
- [8] Hecht E., Zajac A., Optics, Addison-Wesley, 2⁰ edición, 1987
- [9] Thorne A., Litzén U., Johansson, Spectrophysics, Springer, 1999.
- [10] Corney A., Atomic and Laser Spectroscopy, Oxford University Press, 1979.
- [11] J. Kuffel, High – Voltage Engineering, Newnes, 2a Edición Canada, 2000
- [12] Paul Scherz, Practical electronics for inventors, McGraw-Hill, New York 2000
- koioik[13] Nagata et. al., H. Phys E., 6, 1093
- [14] E. E. Bergman: Rev. Sci. Instrum. 48, 545, 1977
- [15] H. Strohwald, et. al., Appl. Phys. Lett. 28, 272, 1976
- [16] Tesis de maestría de Argeo Vázquez Martínez, “Estudios de Eficiencia en Láseres de Nitrógeno”, CIO, Leon Gto., 1992
- [17] R. Polloni, Opt. Quant. Electr. Lett. 8-566, 1976
- [18]H. da Silva Reis, A. Dias Tavares Jr., C.A. Massone y M. S. Z. Chaghttai. J. Phys. E. : Sci. Instrum. 19 471-473, 1986

- [19] N. S. Naidu, High – Voltage Engineering, Mc Graw Hill, 1995
- [20] Jose de la Rosa, et. al., Análisis de las bobinas de Rogowski, reporte técnico LL-2-90, 1990
- [21] J. de la Rosa, Acta Mexicana de la ciencia y tecnología VII, 141- 144, 1990
- [22] J. C. Alvarez et. al., Diseño y construcción de una fuente de descargas pulsadas de alto voltaje para estudio espectral de gases nobles ionizados, Revista colombiana de Física, Vol 38 2, 2006
- [23] H. Sobral, M Gallardo, et al. Excitation Mechanisms and Characterization of a Multi-Ionic Xenon Laser, IEEE Journal of Quantum Electronics, VOL. 35, #. 9, September, 1999
- [24] O. Andrade, M. Gallardo and K. Bockasten, Appl. Phys. Lett 11, 99, 1967
- [25] Acton Research, Data Sheet of SpectraPro System
- [26] Princeton Instruments, Specifications of PI•MAX (Gen II)
- [27] John H. Mauldin, Luz, láser y óptica; McGraw-Hill; España; 120-122, 1991
- [28] H. Sobral, M. Raineri, D. Schinca, M. Gallardo and R. Duchowicz, IEEE J. Quantum Electronics 35, 1308, 1999
- [29] M. Garavaglia, M Gallardo y C. A. Massone, Anales CIC Bs. As. Inf. 12, 1 1974
- [30] R. Duchowicz, D. Schinca, and M. Gallardo, “New analysis for the assignment of UV-visible ionic Xe laser lines,” IEEE J. Quantum Electron., vol. 30, pp. 155–159, 1994.
- [31] A. Siegman, Lasers. Mill Valley, CA: University Sci., 1986.
- [32] W. Sasaki and S. Saito, “Double-pulsed output with a Xe IV laser excited by long current pulse discharges,” Appl. Opt., vol. 19, pp. 5–6, 1980.