

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE INGENIERIA

163
209



**DISEÑO Y CONSTRUCCION DE UN LASER DE NITROGENO CON
CIRCUITO DE TRANSFERENCIA DE CARGA CAPACITIVA**

TESIS PROFESIONAL
QUE PARA OBTENER EL TITULO DE
INGENIERO MECANICO ELECTRICISTA
PRESENTA
JOSE LUIS SOSA TRUJILLO

Director de tesis: Dr. Mayo Villagrán Muniz

MEXICO, D.F.

1996

**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**
**TESIS CON
FALLA DE ORIGEN**



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

AL TODOPODEROSO:

Por todos los parabienes
que he recibido.

A MIS PADRES:

Jaime Luis Sosa Guillaumín
Y
Celina Trujillo de Sosa

Por que con su cariño,
apoyo y ejemplo me han
enseñado de la vida lo
más hermoso y útil.

A MIS HERMANOS:

Jaime y Oscar.

Por haberme alentado
en mis estudios.

A YVONNE:

Quien con su amor, comprensión
y cariño me alentó a la
terminación de este trabajo.

A LEONARDO:

Por su entrañable e
invaluable amistad.

A MIS COMPAÑEROS:

Crescencio, Gabriel,
María, Rafael y Ricardo:

Que desinteresadamente
colaboraron de una u otra
forma en la realización
de este trabajo.

AGRADECIMIENTOS

Al Consejo Nacional de Ciencia y Tecnología (CONACYT) por la beca otorgada en el proyecto No. 1648-A9209 "Láseres para Estudios Fotofísicos" y a la DGAPA (proyecto No. IN 103692).

A mi director de tesis, el Dr. Mayo Villagrán Muniz.

Al Centro de Instrumentos (CI-UNAM) por las facilidades otorgadas tanto en instalaciones como en equipo utilizado para el desarrollo de este trabajo.

A todos mis compañeros y colaboradores que con sus comentarios y sugerencias colaboraron de alguna manera en la realización de esta tesis.

INDICE

INTRODUCCION	1
CAPITULO 1.- TEORIA DEL LASER DE NITROGENO	3
1.1 Teoría y Principios	3
1.2 Estados Energéticos de la molécula de N ₂	6
1.3 Inversión de población del láser de N ₂	10
1.4 Tipos de láseres de nitrógeno	11
1.5 Aplicaciones	11
CAPITULO 2.- CIRCUITOS DE EXCITACION	13
2.1 Circuitos de excitación de láseres de N ₂	13
2.2 Circuito Blumlein	14
2.3 Circuito Polloni	15
2.4 Circuito de transferencia de carga capacitiva (C-a-C)	17
CAPITULO 3.- ARREGLO EXPERIMENTAL	20
3.1 Fuente de poder	23
3.2 Spark Gap	24
3.3 Generador de pulsos	26
3.4 Electrodo	31
3.5 Sistema de vacío	34
3.6 Circuito de transferencia	36

3.7 Comportamiento eléctrico	38
CAPITULO 4.- RESULTADOS	54
4.1 Instrumentos de medición	54
4.2 Resultados	57
4.3 Análisis de resultados	74
CAPITULO 5.- CONCLUSIONES	79
REFERENCIAS	82

INTRODUCCION

Los láseres de N_2 molecular son fuentes de luz láser tanto en el ultravioleta como en el infrarrojo y debido a la estructura cuántica de la molécula el sistema es intrínsecamente pulsado. Son de gran importancia para realizar estudios de fluorescencia y excitación de láseres de colorantes⁽¹⁾ y para estudios de espectroscopía resuelta en tiempo, ya que producen pulsos muy cortos del orden de nanosegundos a 337.1 nm de longitud de onda en el ultravioleta.

Para excitar láseres de N_2 se requieren descargas rápidas y pulsadas de alto voltaje; debido a esto, el principal problema en la construcción de dichos láseres es suministrar gran cantidad de energía dentro del medio a excitar en un tiempo relativamente corto.

Se han propuesto varios circuitos de excitación para tal propósito, tales como el circuito Blumlein, el cual fue propuesto por Shipman en 1967⁽²⁾ y se utiliza para excitar láseres de N_2 así como los de excímeros; otra de las propuestas es el circuito Polloni, con el cual se han reportado las más altas eficiencias⁽³⁾.

En el presente trabajo se hace el estudio, diseño y construcción de un láser de N_2 utilizando el circuito conocido como transferencia de carga capacitiva (C-a-C) y como conclusión más importante, se demuestra que el sistema es autopreionizado con alta eficiencia y estabilidad.

El trabajo se desarrolla a través de cinco capítulos, cuyo contenido es el siguiente:

En el capítulo 1 se describen las características de la molécula de nitrógeno, sus estados energéticos, así como el principio de inversión de población, los tipos de láseres existentes y sus aplicaciones.

En el capítulo 2 se estudian los circuitos de excitación usuales para los láseres de N_2 , es decir, el circuito Blumlein, el circuito Polloni y el C-a-C, así como sus ventajas y desventajas.

En el capítulo 3 se trata todo el arreglo experimental del diseño del láser de N_2 construido; el sistema de excitación, el cual consta de la fuente de poder, un interruptor de chispa (*spark-gap*), un generador de pulsos (*trigger*), los tipos de electrodos que se utilizaron en la cámara de descarga, los elementos que la constituyen así como del sistema de vacío; así también se hace un análisis matemático del circuito.

En el capítulo 4 se presentan los resultados obtenidos del estudio, los instrumentos que se utilizaron para realizar dichas mediciones y una discusión de lo obtenido.

Por último, en el capítulo 5 se dan las conclusiones a fin de evaluar los resultados obtenidos y las ventajas y desventajas de este circuito; adicionalmente se proponen trabajos a futuro con objeto de optimizar el presente diseño y nuevas aplicaciones.

CAPITULO 1 TEORIA DEL LASER DE NITROGENO

A continuación se desarrolla el aspecto teórico del láser de N₂, las características intrínsecas de la molécula, el proceso de producción de fotones ultravioleta, la constitución de los niveles electrónicos de la molécula, el proceso de inversión de población así como de los tipos de láseres de N₂ que existen en la actualidad y sus aplicaciones.

1.1 TEORIA Y PRINCIPIOS

El láser es un emisor de radiación coherente y consiste básicamente en un medio activo, que puede ser gaseoso, líquido, sólido o semiconductor, excitado convenientemente y confinado en una cavidad resonante. La radiación coherente se obtiene mediante la amplificación de luz debida al proceso de emisión estimulada de radiación. Esta forma de emisión fue propuesta por A. Einstein^[1].

El láser de nitrógeno es de tipo gaseoso y emite principalmente en la región ultravioleta del espectro electromagnético ($\lambda = 337.1 \text{ nm}$); el gas es excitado por descargas eléctricas y sólo puede operar en forma pulsada como veremos más adelante. Los pulsos obtenidos pueden alcanzar potencias de varios megawatts y tienen duraciones del orden de nanosegundos.

Al excitar un átomo, el electrón exterior, del que depende la actividad físico-química del elemento, absorbe la energía de excitación y pasa de su órbita estacionaria inicial de energía E_1 a otra superior E_2 ; pero un electrón excitado tiende a volver a su estado fundamental, cosa que puede ocurrir radiando el exceso de energía que había adquirido y entonces se cumple estrictamente la relación de Bohr, esto es, la diferencia de energía entre ambos estados estacionarios es igual a la frecuencia de radiación emitida multiplicada por la constante h de Planck

$$E_2 - E_1 = h\nu_21$$

El proceso de emisión espontánea se muestra esquemáticamente en la fig. 1.1

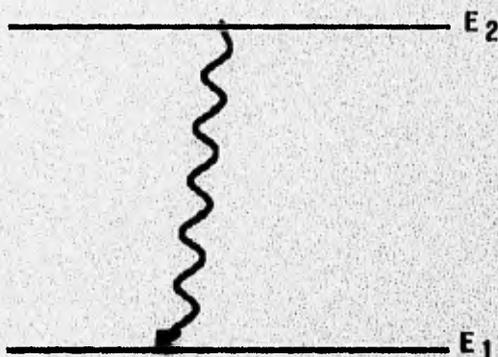


Fig. 1.1 Proceso de emisión espontánea de una molécula de N_2

La relación entre la frecuencia y la longitud de onda de la radiación se expresa por $\nu\lambda = c$, donde "c" es la velocidad de la luz. Esta forma de emisión de radiación fue denominada por A. Einstein "emisión espontánea"^[1].

Sin embargo, puede ocurrir que la radiación emitida espontáneamente por un átomo alcance a otro átomo excitado de la misma especie, cuyo electrón periférico se encuentra en el estado de energía E_2 . En tales condiciones, A. Einstein postuló que se produce la emisión de radiación del segundo átomo por efecto de la interacción de éste con la radiación emitida por el primero, tal como lo muestra la figura 1.2

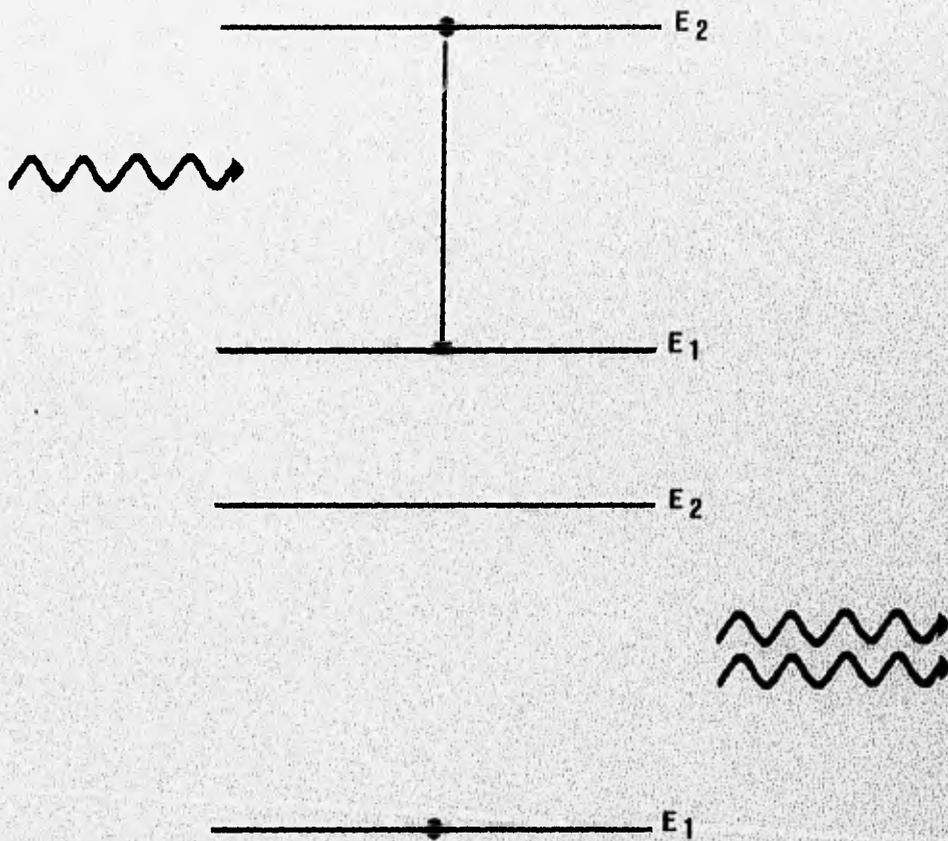


Fig. 1.2 Proceso de emisión estimulada de la molécula de N:

Este tipo de emisión de radiación la denominó Einstein “estimulada” o “inducida”^[1]. También se cumple en este caso la relación de Bohr, de modo que la frecuencia de la radiación emitida es exactamente igual a la frecuencia de la radiación estimulante. En esta interacción, radica el efecto llamado de amplificación de la radiación. El efecto de interacción de la radiación emitida por el primer átomo con el átomo excitado provoca una “amplificación”, en el caso expuesto, una duplicación de la intensidad de la radiación. De ahí el nombre de LASER (acrónimo del inglés), cuyas siglas en español significan “amplificación de luz mediante la emisión estimulada de radiación”.

1.2. ESTADOS ENERGETICOS DE LA MOLECULA DE N₂

La notación espectroscópica de una molécula es muy similar a la de un átomo replazándose las letras S, P, D, F, que denotan los orbitales y L que denota el momento angular total, por las letras griegas mayúsculas Σ , Π , Δ , Φ , etc. y Λ respectivamente. El estado base está representado por X precedida de un superíndice que denota la multiplicidad definida como $2S + 1$ (con S el spin total del estado). Los estados excitados con la misma multiplicidad se designan con las letras A, B, C a medida que se incrementa la energía. Los estados excitados con diferente

multiplicidad se denotan con las letras a, b, c, teniéndose como excepción el caso del nitrógeno, en el que los papeles de éstas últimas se encuentran invertidas.

Los láseres de gas frecuentemente se subdividen en tres tipos según el medio activo en atómicos, iónicos y moleculares. Los sistemas moleculares, a diferencia de los atómicos, además de tener niveles energéticos electrónicos, poseen subniveles vibracionales y rotacionales. La transición óptica se puede llevar a cabo entre distintos niveles electrónicos, vibracionales o en diversas combinaciones entre ellos.

El nitrógeno atómico tiene siete electrones, dando lugar a una estructura espectroscópica de dobletes; sin embargo, en el nitrógeno molecular (el cual usamos) el número de electrones se duplica y siendo entonces un número par, el sistema da lugar a una estructura de singuletes y tripletes. El primer sistema positivo de bandas de emisión son aquellas en la que los momentos orbitales totales de cada átomo de la molécula son cero (i.e. 4S). La banda de singuletes tiene emisiones al estado base en el ultravioleta (UV). La banda de tripletes tiene emisiones en el infrarrojo (IR), en el visible y en el UV que dan lugar a la emisión fluorescente que se observa en el tubo del láser. El triplete de menor energía $A^3\Sigma_u^+$ es obviamente metastable, pues sólo puede decaer al singulete base $x\Sigma_g^+$, siendo ésta una transición fuertemente prohibida en la región de 2500 a 4000 Å ($A^3\Sigma_u^+ - x\Sigma_g^+$).

Todavía dentro del primer sistema positivo de tripletes, está el nivel $B^3\Pi_g$ que decae al $A^3\Sigma_u^+$ generando una banda de 7450 a 12350 Å, en la cual se ha observado

radiación láser en el cercano IR₁). En el segundo sistema positivo, el momento orbital total de uno de los átomos pasa de 4S a 3D , en esta rama se encuentra el nivel $C^3\Pi_u$ y éste decae al nivel $B^3\Pi_g$ en una transición de dipolo permitida ($J=1$ a $J=0$) en el nivel UV entre 2950 y 3371 Å, como lo muestra la fig. 1.3. En esta transición superradiante se puede obtener radiación láser. Los tiempos de vida medio τ de los distintos niveles en la banda de tripletes son:

$$\tau(C^3\Pi_u) = 4.7 \times 10^{-8} \text{ seg.}, \quad \tau(B^3\Pi_g) = 8.0 \times 10^{-9} \text{ seg.} \quad \text{y} \quad \tau(A^3\Sigma_u^+) = 2.0 \text{ seg}$$

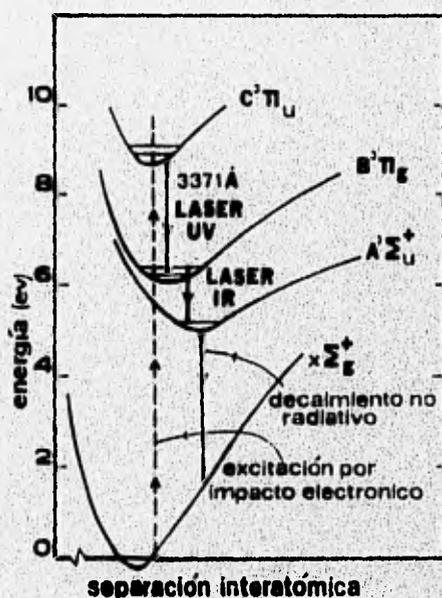


Fig. 1.3 Diagrama de los niveles energéticos de la molécula de N₂

A su vez, el segundo sistema positivo consta de un gran número de líneas cercanamente espaciadas y se distinguen 3 bandas de emisión láser:

banda 1-0, centrada en 315.9 nm

banda 0-0, centrada en 337.1 nm

banda 0-1, centrada en 357.1 nm

De estas tres bandas, la más intensa es la banda 0-0, y por esta razón la mayor parte de los láseres de nitrógeno operan en esta banda, produciendo radiación ultravioleta en 337.1 nm_[4].

Se dice que los láseres de nitrógeno producen superradiancia en esta línea_[5], pero en realidad se trata simplemente de amplificación de emisión espontánea. Aunque la intensidad obtenida del láser de nitrógeno es proporcional al cuadrado del número de moléculas excitadas, no puede hablarse de superradiancia porque este fenómeno involucra un proceso colectivo, el cual no se presenta en este láser; además, los pulsos obtenidos superradiantemente tienen un perfil bien determinado que no tienen los pulsos emitidos por el láser de nitrógeno.

Debido a que el nivel $B^3\Pi_u$ tiene un tiempo de vida mayor que el nivel $C_3\Pi_u$, la transición láser entre estos niveles se autotermina, ya que después de un tiempo del orden de 4.7×10^{-8} seg. no puede haber inversión de población entre los dos primeros niveles, lo que da como resultado un láser inherentemente pulsado.

1.3 INVERSION DE POBLACION DEL LASER DE N₂

Los láseres de nitrógeno molecular pueden ser excitados por impacto electrónico longitudinal o transversal a la dirección en que se emite la radiación. La potencia que se puede obtener del sistema, en este último caso, es mucho mayor^[6] y por eso sólo describiremos arreglos de excitación transversal en el resto de este trabajo.

Las transiciones láser mencionadas en la sección anterior constituyen el caso más representativo de las llamadas inversiones transitorias de población; en este caso, el segundo sistema positivo lo constituyen dos niveles, en el cual el nivel más bajo es metastable y el nivel superior puede excitarse por algún proceso. La inversión es transitoria y puede ser mantenida en un intervalo de $t < \frac{1}{2} A_2 \approx 40 \text{ ns}$, donde A_2 es el coeficiente A de Einstein para los niveles involucrados. Para tiempos mayores a t , la población del estado base excede a la del estado excitado y la transición pasa a ser absorbente^[4].

La avalancha electrónica de excitación debe ser lo suficientemente rápida para poblar el nivel superior de la transición $C^3\Pi_u$ antes de que éste decaiga al nivel inferior de la transición $B^3\Pi_g$ por emisión espontánea y no permita ya inversión de población.

1.4 TIPOS DE LASERES DE NITROGENO

Históricamente los láseres de excitación longitudinal fueron los primeros que se construyeron; en éstos, la emisión láser ocurre en la dirección del campo eléctrico, esto es, en dirección en que fluye la corriente eléctrica que circula por el gas. Después aparecieron los láseres de excitación transversal en los cuales la emisión es perpendicular a la dirección del campo eléctrico. Ambos tipos han sido operados por descargas pulsadas y pueden funcionar a presiones en el rango de 20 Torr a varias atmósferas y voltajes del rango de 2 a 350 KV^[7], ambos tipos de láseres se dividen en los de alta presión, que trabajan por arriba de los 760 Torr y los de baja presión que operan por debajo de la presión atmosférica.

Un factor importante que afecta la energía de salida es la escala de tiempo para excitar a la molécula de nitrógeno, es decir, el tiempo requerido para transferir la energía eléctrica almacenada en un capacitor al gas en la cámara de descarga. El diseño del mecanismo de excitación es el más importante, mientras que el diseño de la cavidad láser tiene un papel secundario en el proceso láser.

1.5 APLICACIONES

La ganancia del láser de nitrógeno es tan alta que se obtienen altas potencias sin necesidad de cavidad resonante^[6]; por una parte, este láser emite en la región de

ultravioleta y sus pulsos son cortos, por lo que se utiliza en fotografía ultrarrápida, para bombeo de láseres sintonizables de pigmento orgánico (dyes), y en instrumentos de medición; en aplicaciones médicas los pulsos UV pueden blanquear proteínas para estudiar las funciones de las células. Otra aplicación es la detección y medición de contaminantes del medio ambiente; por otra parte, las aplicaciones ópticas prácticas del láser de nitrógeno están limitadas por su casi nula coherencia y la alta divergencia del haz emitido. Su pobre coherencia y su alta divergencia se deben a que pueden prescindir del resonador y a que la corta duración de los pulsos (1-20 ns) no permite alcanzar modos de oscilación^[4].

Uno de los aspectos más atractivos para construir láseres de nitrógeno es que es la forma más económica de producir fotones ultravioleta, por lo que se utiliza comúnmente como herramienta para enseñanza^[8] e investigación en laboratorios con presupuestos reducidos.

En este capítulo tratamos los distintos tipos de circuitos que existen para excitar láseres de nitrógeno y una explicación de cada uno de ellos así como sus ventajas y desventajas.

2.1 CIRCUITOS DE EXCITACION DE LASERES DE N₂

El factor más importante para inducir acción láser en la molécula de nitrógeno es el mecanismo de excitación, por lo que se requiere de un circuito capaz de operar con varios amperes en tiempos de nanosegundos y que dé una forma determinada al pulso de descarga. El dispositivo que escogimos para este efecto es el circuito de transferencia de carga capacitiva (C-a-C). Existen, además, otros dos tipos de circuitos de excitación: el circuito Blumlein y el circuito Polloni que describiremos a continuación.

Como se mencionó en el capítulo anterior, existen dos tipos de excitaciones: longitudinales y transversales. Tanto los láseres longitudinales como los transversales requieren de altos voltajes para producir la descarga eléctrica, pero con la diferencia de que los láseres longitudinales requieren de un sistema de refrigeración por el calentamiento que sufre la cámara de descarga; además, son de baja eficiencia (del orden de 0.06 %)_[6]. Los láseres transversales no requieren de

sistema de refrigeración y su eficiencia es del orden de 0.11 % y puede llegar a ser del orden del 3 %_[3].

2.2 CIRCUITO BLUMLEIN

El circuito Blumlein se compone de dos capacitores conectados a la cámara de descarga, una bobina entre ellos, un *spark gap* (S.G.) y una fuente de voltaje directo que alimenta al circuito como se muestra en la fig. 2.1.

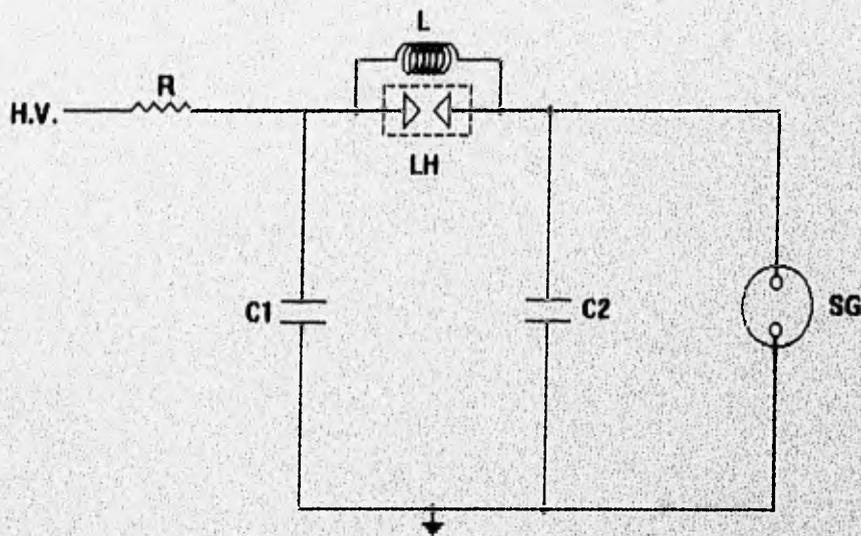


Fig. 2.1 Circuito Blumlein

Los capacitores se conectan entre sí mediante la bobina, la cual permite que se carguen simultáneamente aplicando una diferencia de potencial por medio de una

resistencia conectada a la fuente de voltaje para limitar la corriente de alimentación. Como la frecuencia de carga es baja, la bobina actúa como un corto circuito; ambos capacitores se cargan al mismo tiempo y a la misma polaridad, de modo que no existe diferencia de potencial entre los electrodos.

Para lograr la avalancha de electrones en la cámara, se descarga abruptamente el capacitor C_2 dejando cargado el capacitor C_1 , de modo que se establezca una diferencia de potencial entre los electrodos y así el capacitor C_1 se descargue a través del gas. Para esto, el capacitor C_2 lleva un *spark gap* conectado entre sus dos placas; cuando la carga acumulada en los capacitores alcanza el voltaje de rompimiento del S.G., éste se dispara iniciando el proceso de descarga de C_2 hacia tierra, por lo cual aparece una diferencia de potencial que se extiende a todo lo largo de los electrodos.

Es importante mencionar que el capacitor C_1 no puede descargarse a través de la bobina porque los procesos involucrados ocurren muy rápidamente y el cambio de corriente es tan rápido que la bobina tiende a presentar una alta impedancia y deja de conducir; si la impedancia del gas es menor que la de la bobina, entonces la carga del capacitor C_1 se conduce a través del gas.

2.3 CIRCUITO POLLONI

El circuito consta de un arreglo de capacitores de transferencia (C_t)

conectados en paralelo con la cámara de descarga, una bobina conectada en paralelo con los capacitores, un capacitor de carga (C_c) conectado en serie a lo anterior; un *spark gap* conectado de un extremo al capacitor de carga y del otro aterrizado y una resistencia de carga que alimenta al circuito (fig. 2.2); los capacitores de transferencia (C_t) son de tipo coaxial y van colocados en forma cilíndrica y concéntrica a los electrodos que actúan como línea de transmisión. Esta configuración tiene la ventaja de ser más eficiente que los circuitos Blumlein y transferencia de carga debido a que la inductancia asociada al capacitor coaxial es muy baja, el tiempo de elevación del pulso de corriente es muy breve y esto lleva a altas potencias de salida (eficiencias del 3 %)^[3].

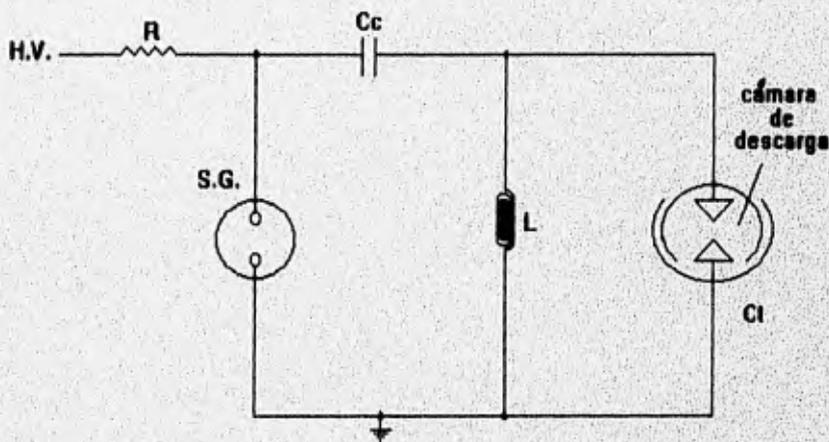


Fig. 2.2 Circuito Polloni

Sin embargo, como el capacitor de transferencia es de tipo coaxial a la cámara de descarga, es difícil variar este parámetro. En el circuito C-a-C es muy

sencillo de lograrlo, ya que los capacitores de transferencia C_t son de tipo "perilla" y son fácilmente intercambiables; en el Laboratorio de Optica Aplicada del Centro de Instrumentos (CI-UNAM) se realizó un estudio acerca del circuito Polloni⁽⁹⁾, por lo que se optó por estudiar el circuito C-a-C y tratar de optimizarlo con un nuevo diseño.

2.4 CIRCUITO DE TRANSFERENCIA DE CARGA CAPACITIVA (C-a-C)

Este circuito utiliza el mismo principio que el circuito Polloni pero con la diferencia que los capacitores de transferencia, en lugar de ser coaxiales y concéntricos a los electrodos, se sitúan por lo general a los lados de ellos (fig.2.3).

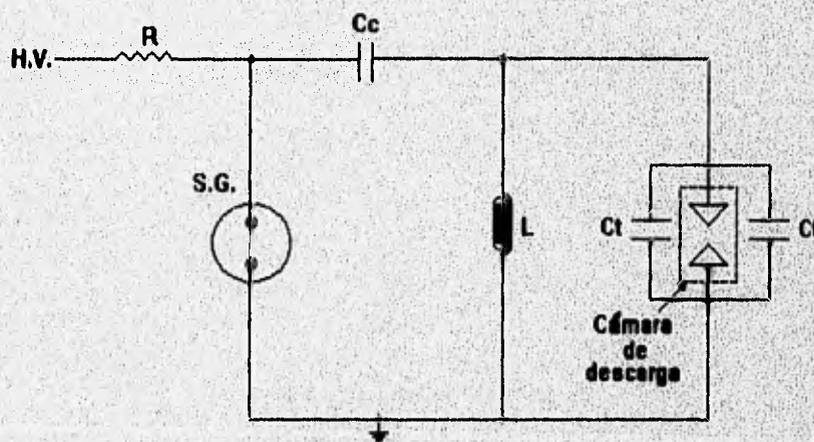


Fig. 2.3 Circuito C-a-C

El capacitor C_c se carga hasta una tensión inferior al de la ruptura del *spark gap* a través de la bobina L , quedando el capacitor C_c en paralelo con el capacitor de transferencia C_t y con la cámara de descarga (la bobina se comporta como un circuito abierto cuando se trabaja a altas frecuencias), iniciándose el proceso de descarga a través de ellos. Esto es, el capacitor C_c transfiere su carga al capacitor C_t en el momento del disparo del S.G.; si el voltaje es suficiente, C_t tiende a descargarse a través de la cámara láser excitando el volumen del gas; esto ocurre porque hay diferencia de potencial entre los electrodos.

El funcionamiento de los capacitores C_t es muy importante ya que ellos actúan como líneas de transmisión. En nuestro arreglo experimental utilizamos capacitores "de perilla" situados a ambos lados de la cámara de descarga y conectados de manera que se disminuyan las inductancias.

Si se compara la configuración Blumlein con la configuración C-a-C, se encuentra que la primera presenta la ventaja de permitir un *switched* rápido de la descarga y, por tanto, una excitación más eficiente del láser_[10]. Sin embargo, no se ha reportado ningún circuito Blumlein que tenga una eficiencia del 3 %_[10]. Además, cuando se trabaja a altas frecuencias, la capa dieléctrica de los capacitores puede sufrir erosiones, provocando fugas de corriente. En el circuito C-a-C no ocurre esto, ya que los capacitores de transferencia C_t se exponen a un alto voltaje en un tiempo muy corto, por lo que aumenta su vida útil, es decir, solamente quedan cargados en el momento en el que el S.G. inicia la descarga del capacitor de carga, mientras que

en el circuito Blumlein permanece cargado desde el momento que empieza la carga .
en los capacitores C_1 y C_2 , lo que produce un calentamiento y por consecuencia un
desgaste mayor de estos elementos_[10].

CAPITULO 3 ARREGLO EXPERIMENTAL

A continuación se hace un desarrollo completo y detallado del arreglo experimental del láser de N_2 construido, que consta básicamente de un circuito C-a-C y del sistema de vacío, esquematizados en la fig. 3.1.

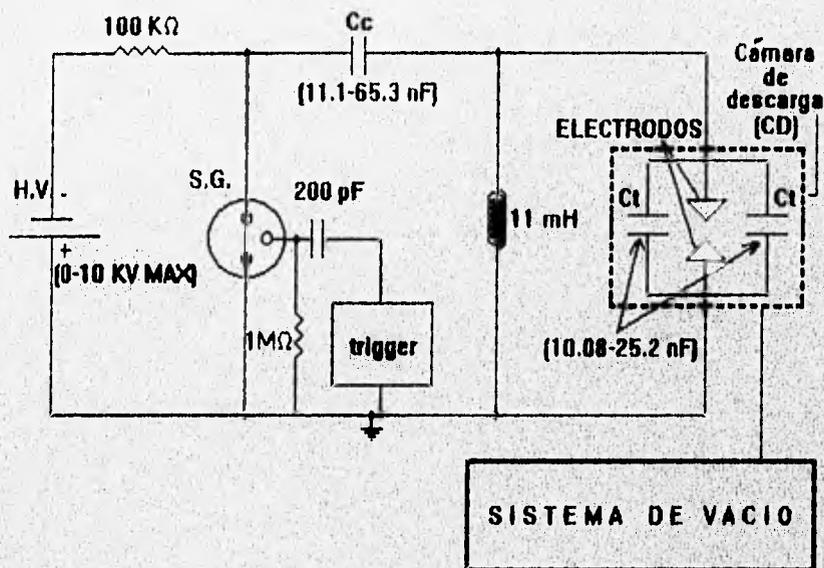


Fig. 3.1 Arreglo experimental

El sistema eléctrico lo conforman los siguientes elementos: una fuente de alto voltaje rectificado en serie con una resistencia limitadora de corriente; de los extremos de la fuente y la resistencia se conecta un *spark-gap* (interruptor de chispa) que hace la función de *switch*. Para controlar la frecuencia de disparo del *spark-gap*

se utiliza un generador de pulsos de alta tensión (*trigger*)_[11] y un filtro paso-altas conectado a la salida del *trigger* con el fin de eliminar el ruido eléctrico_[12]. Uno de los electrodos del *spark-gap* va conectado al capacitor de carga C_c , que se puede variar entre 11.1 y 65.3 nF, el otro extremo del capacitor se conecta a una bobina L que permite su carga. En el nodo que forman C_c y L , se conecta el electrodo de tensión de la cámara de descarga CD (fig. 3.2). Esta está construida con un tubo PVC, una placa porta-electrodo manufacturada en cobre y el capacitor de transferencia C_t , que puede ser variado entre 10.08 y 25.2 nF, distribuidos en dos hileras paralelas a los electrodos. Entre éstos es donde se produce la descarga eléctrica para el N_2 . Finalmente, la cámara de descarga contiene un marco de tierra de aluminio que hace las veces de neutro y de soporte mecánico para los capacitores y electrodos (fig. 3.3).

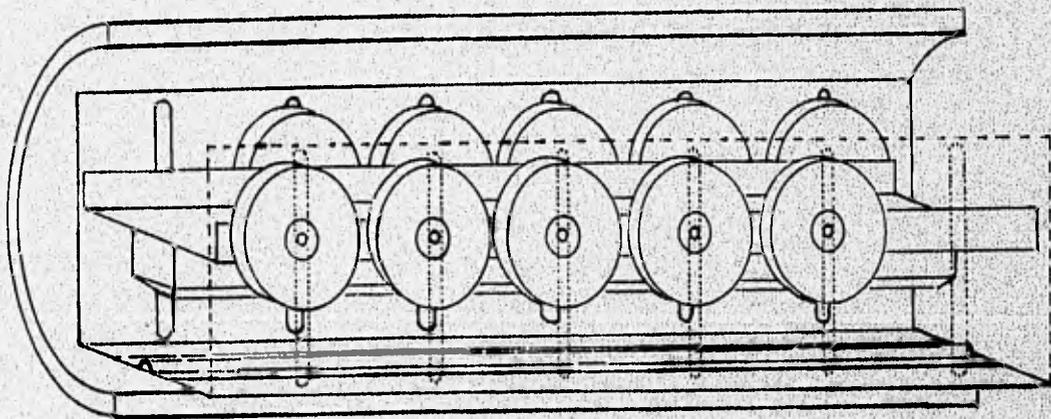


Fig. 3.2 Corte longitudinal de la cámara de descarga

El sistema de vacío lo conforman una bomba mecánica, dos válvulas de paso y un tanque de nitrógeno, todo el sistema va conectado a la cámara de descarga con mangueras de hule no colapsables.

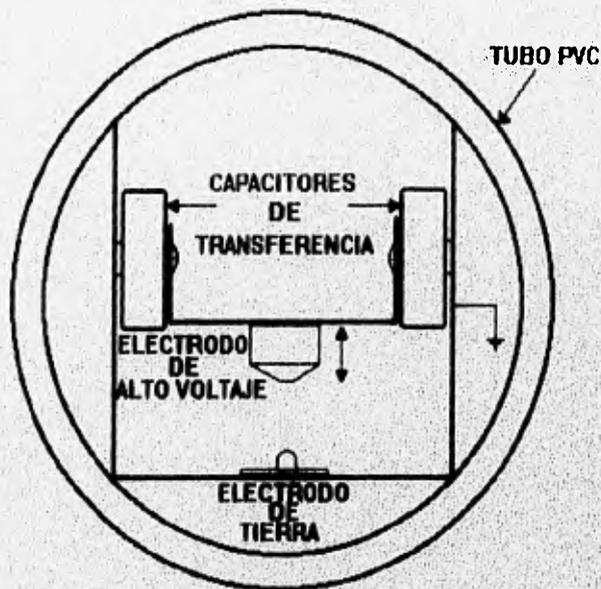


Fig. 3.3 Corte transversal de la cámara de descarga

Comúnmente, para permitir la retroalimentación de luz se utiliza un resonador óptico; en nuestro trabajo no lo utilizamos, ya que el láser posee una alta ganancia en el ultravioleta. En un trabajo previo se reportó que, si se colocan espejos como resonador óptico, se logra un incremento de energía del orden del 80 %_[9].

A continuación se describirán con detalle las partes que constituyen el láser de N₂.

3.1 FUENTE DE PODER

La fuente de poder fue construida en el Laboratorio de Óptica^[9] y cuyo circuito es el siguiente:

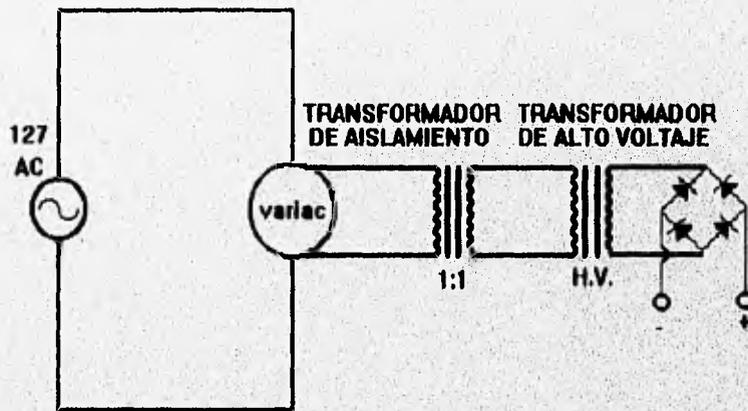


Fig. 3.4 Diagrama eléctrico de la fuente de voltaje

VARIAC: es un autotransformador variable de la marca *Powerstat^{MR}* y tiene una capacidad de 5 kVA de potencia; con éste se reguló el voltaje entre 0 y 10 kV.

TRANSFORMADOR DE AISLAMIENTO: tiene una relación 1:1 y sirve para aislar eléctricamente la línea de voltaje de la carga. Soporta una potencia de 10W.

TRANSFORMADOR DE ALTO VOLTAJE: éste tiene una salida máxima de 12 kV; es de la marca TC^{MR} y tiene una potencia de 200 VA; a la salida se conecta un puente rectificador de potencia.

3.2 SPARK GAP (INTERRUPTOR DE CHISPA)

Fue construido en el Laboratorio de Óptica_[11] y está esquematizado en la fig. 3.5.

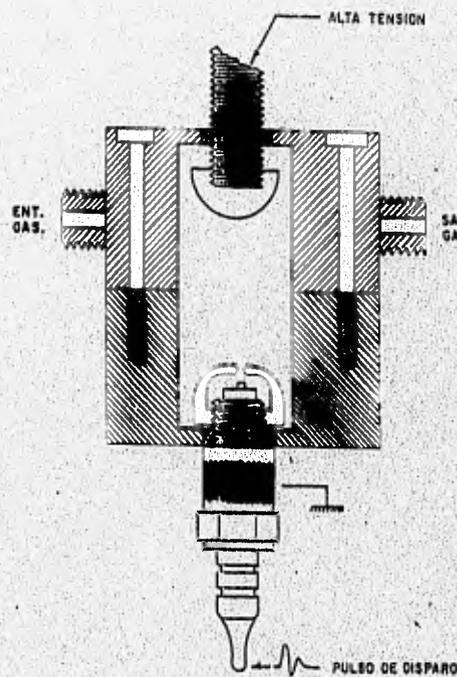


Fig. 3.5 Esquema del *spark-gap* construido

El funcionamiento es el siguiente: el pulso de disparo de alta tensión proveniente del *trigger* se conecta a una bujía de automóvil que termina en el electrodo de tierra hecho en acero inoxidable en forma semiesférica. El electrodo de alta tensión es del mismo material y también de la misma forma para no provocar un aumento del campo eléctrico en ninguna zona preferencial, lo que hace uniforme el desgaste de la superficie y mejora la repetitividad de los arcos. La cámara fue construida en acrílico transparente, es fácil de desarmar para su limpieza ya que, al ser los electrodos metálicos, después de varios pulsos ($10^4 - 10^5$), se metalizan las paredes del aislante.

El voltaje de ruptura se regula por la separación de los electrodos (en forma mecánica o mediante presión), éste fue variado entre 1-12 kV, que es la máxima tensión que proporciona nuestra fuente de voltaje; no obstante, el diseño permite manejar tensiones hasta de 30 kV.

Dado que al reducir las dimensiones del *spark-gap* se reduce su inductancia, si bien el S.G. construido tiene las mismas (o aún mejores) características que los comerciales_[11], éstos son de menores dimensiones, por lo que se decidió realizar todas las mediciones con un S.G. comercial marca *EG&G^{MR}* modelo GP-46B, con un rango de operación entre 8 y 20 kV; consta de un cilindro con cuerpo de cerámica sujeto a los electrodos de metal refractario y de forma convexa. Sus electrodos son

idénticos excepto que uno de ellos tiene una abertura para acomodar la entrada del *trigger*, un esquema del mismo se presenta en la fig. 3.6.

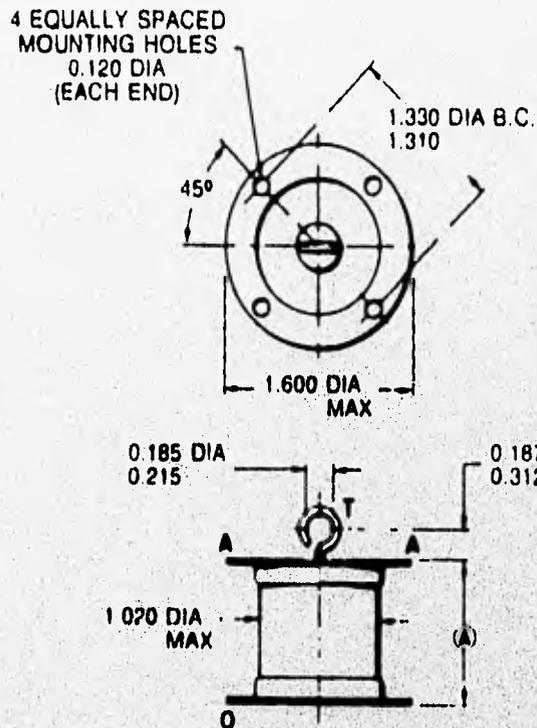


Fig. 3.6 Esquema del *spark-gap* comercial

La entrada del *trigger* se localiza en el centro del electrodo adyacente y frente al electrodo opuesto.

3.3 GENERADOR DE PULSOS

Este fue construido en base a un diseño previo y mostró las mismas características que el reportado₍₁₁₎.

Para controlar el disparo de los *spark-gaps* en circuitos de descarga (como láseres), son requeridos pulsos de alta tensión. En general, éstos se producen por aparatos que manejan corrientes altas como los *thyrastrones*, o por aparatos electrónicos de baja corriente como SCR's (Silicon Controlled Rectifiers). De acuerdo a estos requerimientos, se escoge el tipo de interruptor más apropiado. En todos, las características deseables de los pulsos_[11] son un tiempo mínimo de elevación, retraso y *jitter*.

En varias áreas de investigación en láseres se necesita sincronizar, también, dos o más pulsos dentro de un periodo de unos cientos de nanosegundos. Por ejemplo, los láseres comerciales de nitrógeno y de excímeros usados para bombear etapas amplificadoras, tienen tiempos de retraso característicos de 1 μ s entre la señal eléctrica aplicada al circuito generador de pulsos y la producción del pulso láser deseado. Se han usado también, para estos fines, circuitos con transistores de avalancha para reducir los tiempos de retraso a 680 ns y de *jitter* a 0.8 ns_[13].

En las aplicaciones de fluorescencia inducida por láser y espectroscopía optoacústica que se desarrollan en el Laboratorio de Optica Aplicada del Centro de Instrumentos de la U.N.A.M., donde se utilizan como fuentes de excitación láseres gaseosos como el de N₂, se debe tener un control preciso del disparo de la descarga, ya que éste está relacionado con la frecuencia y con el tiempo de emisión del láser.

Los pulsos del generador se utilizan, además, para disparar osciloscopios y sincronizar un generador de pulsos con retraso variable que gobierna un analizador óptico multicanal para experiencias de espectroscopía láser resuelta en tiempo.

Por las corrientes manejadas en los circuitos de descarga pulsada en láseres de N_2 , se han instrumentado generadores de pulsos que controlan eficientemente los *spark-gaps*, a un costo menor que los *thyratrones*_[14].

Existen en el mercado extranjero_[11] módulos que producen estos tipos de pulsos pero a un costo elevado. En este apartado se describe un módulo de bajo costo (aproximadamente una cuarta parte del valor comercial) y con ventajas respecto de los comerciales.

El circuito electrónico construido (fig.3.7), se alimenta con corriente de línea para cuadruplicar el voltaje ($T_1 - T_2$); después, se rectifica y filtra la señal mediante $CR_1 - CR_2$ y $C_1 - C_2$ para posteriormente cargar, entre 285-571 V, a un capacitor C_3 .

Debido a que el primario del transformador es altamente inductivo, para producir pulsos de salida de gran amplitud y corto tiempo de subida, es necesario descargar rápidamente C_3 hacia el transformador de pulsos mediante un SCR (Q_1). Para esto, Q_1 es excitado por un pulso de corriente proveniente de un transformador 1:1 (T_3), generado por un flujo de corriente regulada por un diodo zener (CR_3) y disparada ya sea por un transistor (Q_2) o bien por un interruptor (S_2). Con esto es posible producir la descarga de dos maneras distintas:

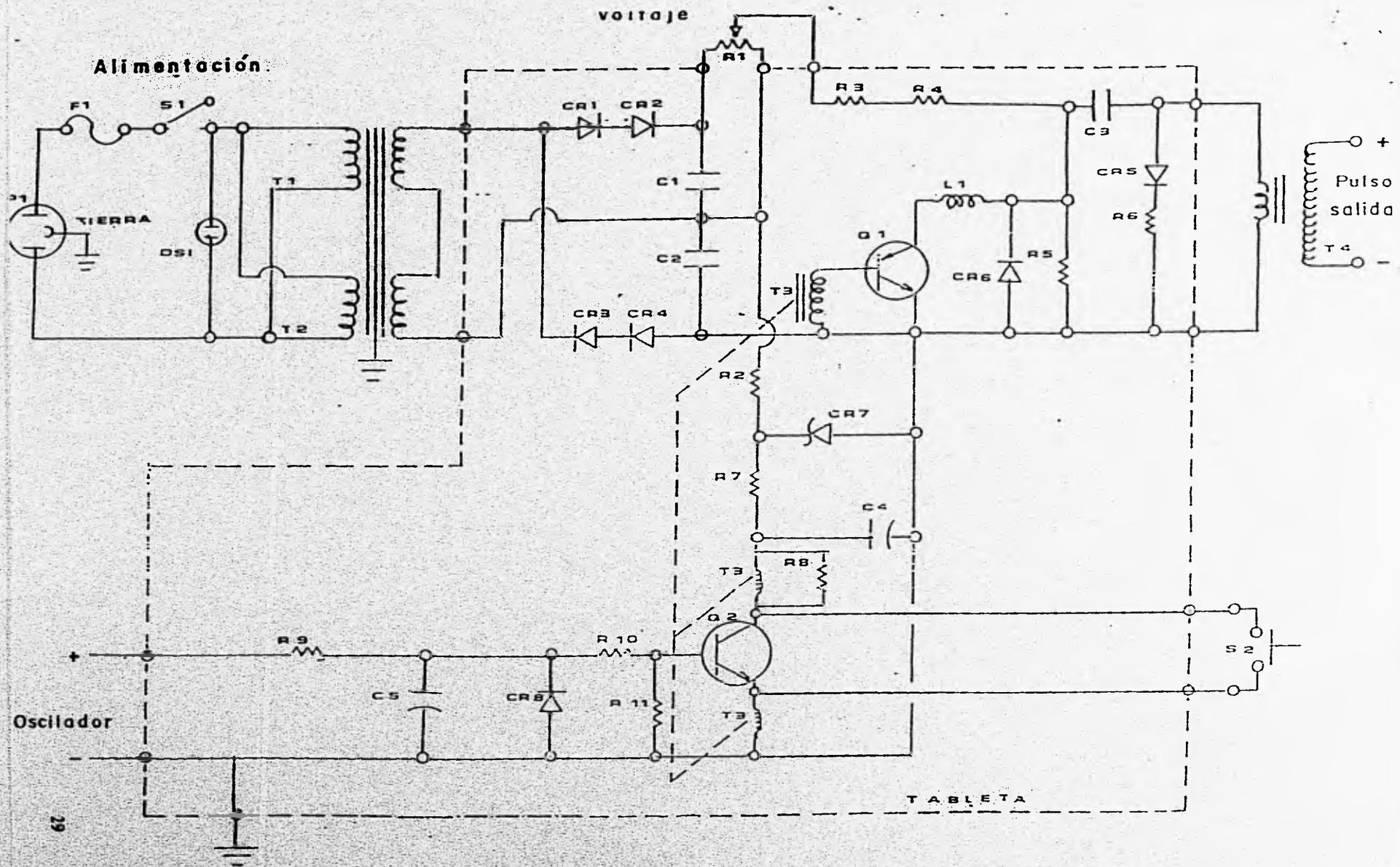


Fig. 3.7 Diagrama eléctrico del generador de pulsos

- Manualmente, se cuenta con un botón de disparo mecánico
- Externamente, cuenta con una conexión BNC para la activación del transistor (Q_2), la señal externa debe tener una amplitud de 4.5 a 7 Volts.

La disposición de los diodos (CR_5, CR_6 y CR_8) y los capacitores (C_4 y C_5), es para mantener la polarización correcta y la tensión en el tiempo que dura la descarga.

El pulso de salida puede ser variado en amplitud en un rango entre 13 y 23 kV con carga.

Un pulso típico del generador se muestra en la fig. 3.8. Este fue medido con un osciloscopio digital *Tektronix*^{MR} modelo TDS-540 de 500 Mhz. de respuesta junto con la punta de alto voltaje *Tektronix*^{MR} modelo P6015A con tiempo de respuesta de 4 ns. Con el generador se lograron pulsos con anchos medios de 750 ns y tiempos de subida de 820 ns a frecuencias entre 0.3 y 10 Hz.

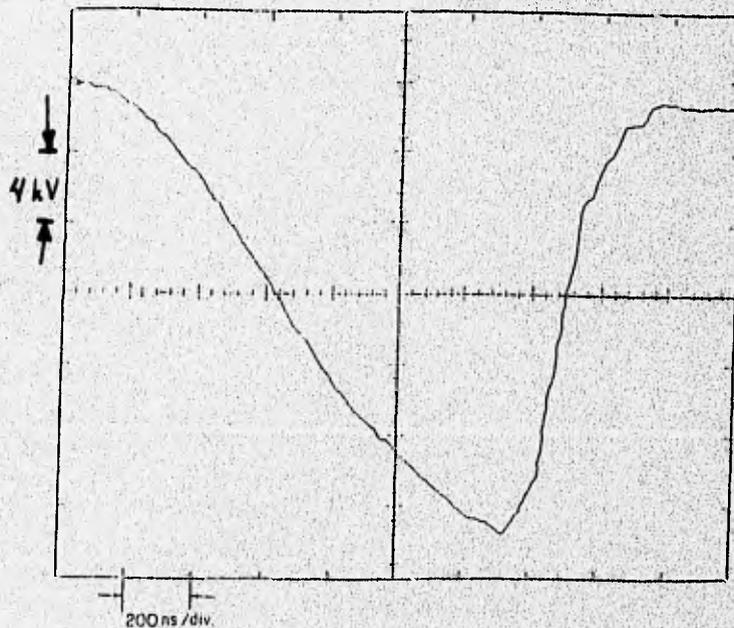


Fig. 3.8 Pulso típico del generador de pulsos

3.4 ELECTRODOS

En este apartado se estudia el efecto de los electrodos sobre la energía de los pulsos emitidos. La forma de éstos es uno de los parámetros más críticos, de ello depende la existencia y en cierta medida la estabilidad de la descarga^[15].

Los parámetros variables de los electrodos son su perfil, su longitud, el material del que están hechos y la separación entre los electrodos ^[15].

Se eligieron los perfiles de acuerdo al siguiente criterio: fácil maquinado, distribución homogénea de la avalancha de electrones, densidad de corriente grande y que las uniones con los demás materiales que conforman la cámara de descarga sea buena. Los perfiles más fáciles de construir fueron los cilíndricos, los cuales son simples de maquinar o bien pueden obtenerse de tubos comerciales. Debido a que es difícil hacer una unión de las conexiones entre los capacitores que conforman el capacitor de transferencia C_t y los electrodos, se probaron perfiles semicilíndricos de 24 mm de diámetro.

Uno de los problemas que presentó dicho perfil, fue que no se pudo controlar con certeza la separación entre los electrodos, ya que era muy fácil de que no estuvieran bien alineados.

Otro de los perfiles probados fue el de forma de V, con un ángulo de 15° ; éste fue probado pero con una baja emisión de luz, además de que el maquinado es bastante complejo ya que el material tiende a "ondularse".

Otro de los perfiles usados fue el plano, como lo muestra la fig. 3.9.

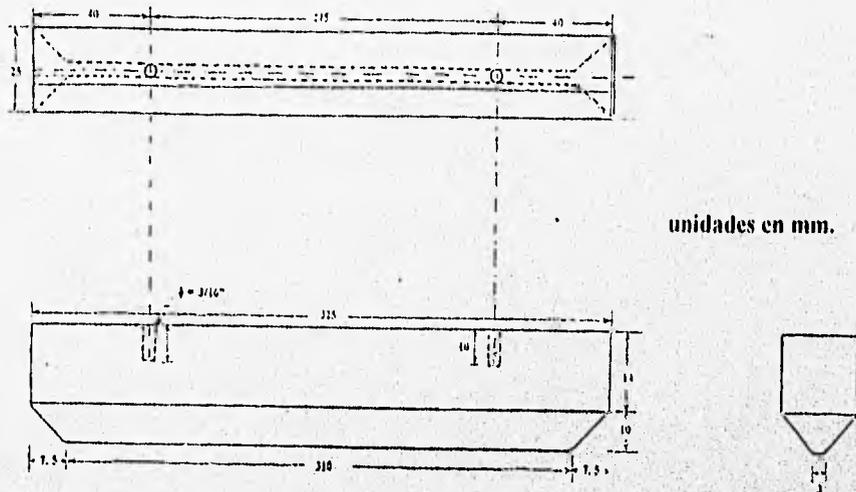


Fig. 3.9 Esquema del electrodo construido.

La energía que se logra obtener con estos electrodos fue buena pero presentó problemas de arcos en la parte central.

Se hicieron pruebas con diferentes parejas de perfiles para optimizar la energía de salida y se concluyó que la mejor combinación fue el electrodo plano de alta tensión y un electrodo semicilíndrico de 2 mm de radio, (ambos de aluminio) conectado a tierra. El primero está conformado por una solera maquinada en forma de trapecio con un ancho en la parte superior de 25 mm y en la parte inferior de 3 mm. Tiene una longitud de 325 mm (13") y una altura de 24 mm. El electrodo de tierra tiene un perfil en forma semicilíndrica, tomado de un perfil comercial de ventana, con un radio de curvatura de 2.5 mm; tiene una longitud de 300 mm.

En la Tabla 3.1 se resume el comportamiento de las diversas parejas de perfiles; la última combinación (plano para alta tensión, semiesférico para tierra) se utilizó para todas las mediciones.

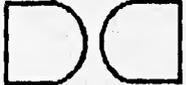
PERFIL ELECTRODOS	OBSERVACIONES
	<p>NO HUBO EMISION, DESCARGA DE RESPLANDOR MUY DEBIL</p>
	<p>EXISTE EMISION, PERO PRESENTA MUCHOS ARCOS</p>
	<p>NO HAY EMISION, SOLO ARCOS; NO HAY DESCARGA CONTINUA</p>
	<p>EXISTE EMISION, PERO HAY ARCOS CON FRECUENCIA</p>
	<p>SE DA LA EMISION Y LA DESCARGA ES UNIFORME A LO LARGO DE TODA LA CAVIDAD</p>

Tabla 3.1 Perfiles de los electrodos probados

3.5 SISTEMA DE VACIO

El sistema de vacío se esquematiza en la fig. 3.10.

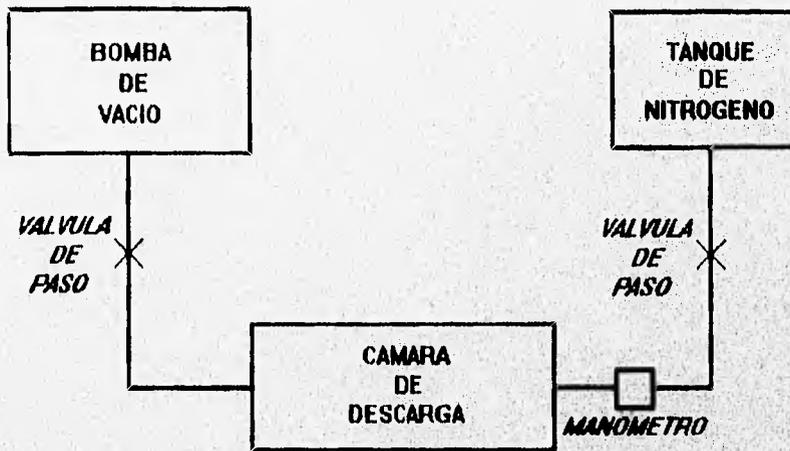


Fig. 3.10 Diagrama esquemático del sistema de vacío

BOMBA DE VACIO: esta bomba es de tipo comercial marca WELCH^{MR} y tiene una capacidad de extracción de 0.1 atmósferas y se encuentra conectada a la cámara de descarga por medio una manguera de marca CLIPPARD^{MR} no colapsable de $\frac{3}{16}$ " de diámetro para que soporte la extracción de aire que se realiza en la cámara de descarga.

VALVULAS DE PASO: se utilizaron dos, conocidas como válvulas de aguja, y sirven, una para permitir el acceso de aire a la cámara de descarga cuando se termina

el proceso de circulación de N_2 y la otra para regular el flujo de N_2 a la cámara de vacío.

CAMARA DE DESCARGA: ésta se encuentra manufacturada de un tubo PVC con diámetro interior de 152 mm (6"), diámetro exterior de 168 mm ($6 \frac{1}{8}$ ") y longitud de 377 mm (15"). Por uno de los extremos se hace la extracción del aire y por el otro la inyección de gas.

Para hacer el sellado de la cámara de descarga se fabricaron dos tapas de acrílico de 177 mm (7") de diámetro por 10 mm de espesor y en una de ellas se maquinó una ranura rectangular para colocar una placa de cuarzo de 50 x 18 x 4 mm (pegada con sellador epóxico marca DEVCON^{MR}) para permitir la salida de luz ultravioleta, ya que el acrílico absorbe esta frecuencia. A las placas se les hizo una ranura para colocarles arosellos (O'Rings) de 155 mm de diámetro para sellar perfectamente la cámara.

PLACA PORTA-ELECTRODO: Entre los diversos diseños que se realizaron para optimizar la cámara de descarga, se conectaron los capacitores de transferencia por medio de una placa de cobre en forma de canal rectangular para reducir su inductancia. Está manufacturada de una placa de cobre del No. 20 con un espesor de 1 mm, 320 mm de longitud y 60 mm de ancho. A esta placa se atornillan los capacitores de perilla Ct en forma lateral repartidos equitativamente (el mismo número de capacitores en cada lado) para distribuir uniformemente la carga en los electrodos.

MARCO DE TIERRA: se manufacturó con lámina de aluminio en forma de canal cuadrado, de 2 mm de espesor, 320 mm de longitud y 117 mm de ancho; funciona como conexión de tierra tanto del electrodo inferior como de los capacitores de transferencia y como soporte del conjunto de electrodos y capacitores (se maquinaron ranuras a 60 mm entre sí para sujetar los capacitores de transferencia y a su vez poder variar la distancia entre los electrodos). Todas las sujeciones entre los capacitores y la placa de aluminio se hicieron con virlos de bronce de $\frac{1}{16}$ " de diámetro y atornillados con tuercas tipo "mariposa" para facilitar las variaciones tanto interelectrónicas como de los capacitores de perilla.

La separación de los electrodos puede variarse entre 0 y 20 mm y se ajusta por medio de separadores de acrílico cuyos espesores varían de 2 en 2 mm.

Las conexiones, tanto de la entrada de gas como de la extracción de aire, se realizaron mediante conexiones roscadas de bronce para manguera de $\frac{3}{16}$ " de diámetro.

Para medir la presión de N_2 en la cámara de descarga se utiliza un manómetro de vacío de la marca METRON^{MR} graduado en cm. de Hg.

3.6 CIRCUITO DE TRANSFERENCIA

El circuito de transferencia consta de los siguientes elementos: resistencias de carga R, interruptores de chispa S.G., capacitor de carga Cc, capacitores de

transferencia C_t , los electrodos de descarga, el *trigger* y una bobina de carga L (fig.3.11).

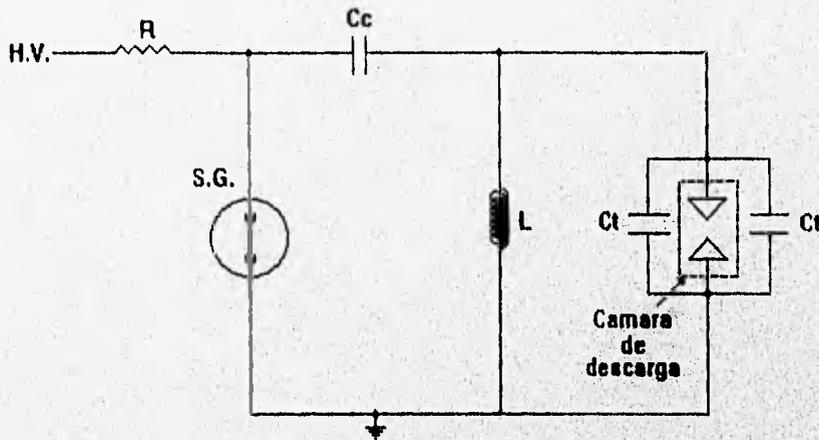


Fig. 3.11 Circuito C-a-C

RESISTENCIA DE CARGA : es del tipo comercial y tiene un valor de $100 \text{ k}\Omega$ a 100 W . Esta va conectada a la terminal positiva.

BOBINA DE CARGA (L) : esta fue construida con alambre para embobinado del No. 14 con un valor de $6 \mu\text{H}$.

CAPACITOR DE CARGA (Cc): se construyeron 3 capacitores por técnicas convencionales de capacitores comerciales de Mylar^{MR}; éstos tienen forma cilíndrica rectangular de $320 \times 320 \times 140 \text{ mm}$. El dieléctrico es de 0.2 mm de espesor y las placas conductoras fueron hechas de papel aluminio. Se utilizó pegamento epóxico para darle consistencia a los capacitores, cuyos valores son de 11.1 , 14.8 y 14.2 nF .

Además, se utilizó un capacitor de tipo comercial de baja inductancia marca *Maxwell*^{MR}, modelo 37646, de forma rectangular y sus dimensiones son 150 x 115 x 60 mm; tiene una capacitancia de 25 nF y soporta un voltaje máximo de 30 kV.

CAPACITORES DE TRANSFERENCIA (Ct): está formado por capacitores comerciales de tipo perilla marca *TDK*^{MR} modelo H476, tiene un diámetro de 44 mm, con valor de 2.52 nF. El diseño permite colocar entre 2 y 10 de estos capacitores en la cámara de descarga, pudiendo por lo tanto variar la Ct entre 5.04 y 25.2 nF.

3.7 COMPORTAMIENTO ELECTRICO

El circuito C-a-C consta de dos mallas, una funciona como *switch* de alto voltaje y la otra es la cabeza láser. El principio de operación es el siguiente: la energía que se deposita en los capacitores se transfiere a la cavidad de gas una vez que el S.G. se cierra. Idealmente, esta transferencia aparece como un pulso de corriente que fluye por medio de la descarga eléctrica homogénea que se forma entre los electrodos de la cavidad láser. Sin embargo, debido a la inductancia y a la pequeña resistencia de las mallas del circuito, se forman oscilaciones tanto en la onda de voltaje como en la de corriente; esto modifica las características en tiempo del haz láser de salida; así, el conocimiento de estas características es importante para modificarlas, mejorarlas y por lo tanto, optimizar la eficiencia del circuito.

Como nuestro láser tiene la posibilidad de alterar y combinar dichos parámetros fácilmente, se realizará el estudio matemático del comportamiento eléctrico de nuestro sistema tomando los datos del circuito real.

Para analizar el comportamiento del sistema, cada descarga que se realiza en el circuito se simula por una inductancia y una resistencia en serie (ver fig. 3.12), L_1 y R_1 corresponden a la inductancia y resistencia asociadas a la malla del *spark-gap* (malla 1) y L_2 y R_2 corresponde a los parámetros análogos a la malla del láser (malla 2) respectivamente.

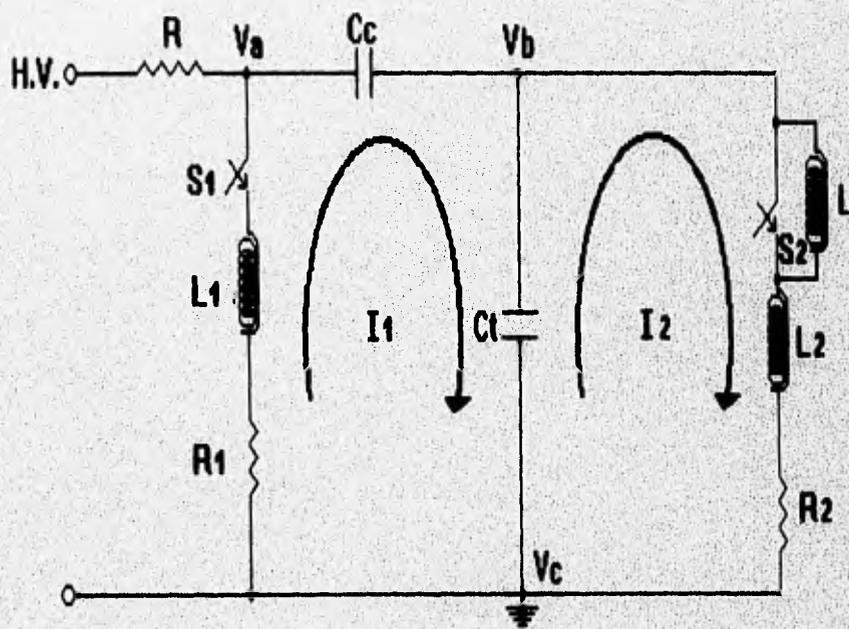


Fig. 3.12 Circuito equivalente C-a-C

Antes de la descarga en S_1 , C_c se carga a V_0 mientras que C_t permanece descargado debido a L . Suponiendo que la cavidad láser está permanentemente abierta y se cierra S_1 , aparecen oscilaciones amortiguadas de voltaje tanto en C_c como en C_t (L ahora se comporta como circuito abierto) y da como resultado una diferencia de voltaje que depende de la relación de capacitancias_[16].

Ahora conectamos la cavidad láser y se cierra el S.G.; al principio de las oscilaciones en la malla 1, la malla 2 permanece abierta hasta que C_t alcanza el voltaje de ruptura para la cavidad, fluyendo corriente en la malla 2.

Las dos corrientes obedecen a ecuaciones diferenciales de 2do. orden. Para resolverlas, asumiremos que las resistencias y las inductancias tanto del S.G. como del láser son constantes (aunque éstas son dependientes del tiempo se considera una primera aproximación) para resolver el problema.

Cuando la malla 2 está abierta, la malla 1 es equivalente a un circuito RLC cuya ecuación está dada por

$$L \frac{d^2 I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} + \frac{I}{C_s} = 0 \quad (3.1)$$

donde
$$C_s = \frac{C_c C_t}{(C_c + C_t)} \quad (3.2)$$

Si
$$R^2 < 4 \frac{L}{C_s}$$

entonces

$$I = I_0 e^{-\lambda t} \text{ sen } \omega t \quad (3.3)$$

donde
$$\lambda = \frac{1}{\tau} = \frac{R}{2L} \quad (3.4)$$

es la constante de atenuación y

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \sqrt{\frac{1}{LCs} - \lambda^2} \quad (3.5)$$

es la frecuencia de oscilación.

Ya que la resistencia del gas del S.G. es muy pequeña_[16]

$$\lambda \ll \omega \text{ y } \omega \cong \frac{1}{\sqrt{LCs}}$$

De condiciones iniciales, $V_L(0) = V_0$ y por tanto:

$$I_0 = \frac{V_0}{\omega L} = \frac{2V_0}{R} \tan z = \frac{V_0 \omega C s}{\cos^2 z} \cong V_0 \sqrt{\frac{Cs}{L}} \quad (3.6)$$

donde
$$\tan z = \frac{\lambda}{\omega} \quad (3.7)$$

y de condiciones iniciales $V_{cc}(0) = V_0$ y $V_{ct}(0) = 0$

$$V_{cc} = V_0 \frac{\alpha}{\alpha + 1} \left(\frac{1}{\alpha} + \frac{e^{-\lambda t}}{\cos z} \cos(\omega t - z) \right) \quad (3.8)$$

$$V_{ct} = V_0 \frac{1}{\alpha + 1} \left(1 - \frac{e^{-\lambda t}}{\cos z} \cos(\omega t - z) \right) \quad (3.9)$$

donde
$$\alpha = \frac{Ct}{Cc} \quad (3.10)$$

y muestra que C_c y C_t determinan V_{cc} y V_{ct} .

Ahora conectamos la malla 2 y fluyen dos corrientes en el circuito (después de que ocurre la descarga en la cámara). La ecuación que gobierna el circuito es:

$$L_1 \frac{dI_1}{dt} + R_1 I_1 + \frac{1}{C_1} \int I_1 dt + \frac{1}{C_2} \int I_3 dt = 0 \quad (3.11a)$$

$$L_2 \frac{dI_2}{dt} + R_2 I_2 - \frac{1}{C_2} \int I_3 dt = 0 \quad (3.11b)$$

donde $I_3 = I_1 - I_2$

Diferenciando con respecto a t y usando el operador $D = \frac{d}{dt}$ se tiene

$$(L_1 D^2 + R_1 D + \frac{1}{C_1}) I_1 - \frac{1}{C_2} I_2 = 0 \quad (3.12a)$$

$$\frac{1}{C_2} I_1 - (L_2 D^2 + R_2 D + \frac{1}{C_2}) I_2 = 0 \quad (3.12b)$$

resolviendo se tiene que I_1 e I_2 obedecen a la misma ecuación diferencial de la forma:

$$D^4 I + K D^3 I + L D^2 I + M D I + N = 0 \quad (3.13)$$

donde

$$K = \frac{R_1}{L_1} + \frac{R_2}{L_2},$$

$$L = \frac{1}{L_1 C_1} + \frac{1}{L_2 C_1} + \frac{R_1 R_2}{L_1 L_2},$$

$$M = \frac{R_1}{L_1} \frac{1}{C_1 L_2} + \frac{R_2}{L_2} \frac{1}{L_1 C_1},$$

$$N = \frac{1}{C_1 C_2 L_1 L_2}.$$

que es una ec. de 4to. orden y no se puede resolver analíticamente por lo que se harán ciertas aproximaciones. Para nuestro caso nos interesa que las 4 raíces sean complejas conjugadas ya que sólo así las formas de voltaje y de corriente aparecerán de forma oscilatoria, como las que se obtienen experimentalmente; en tal caso, el sistema tendrá dos modos de oscilación (dos frecuencias de oscilación y dos constantes de atenuación). Para cada modo habrá dos soluciones independientes que tendrán la forma

$$J_1 = J_{01} e^{-\lambda t} \text{sen}(\omega t + \phi_1) \quad (3.14a)$$

y

$$J_2 = J_{02} e^{-\lambda t} \text{sen}(\omega t + \phi_2) \quad (3.14b)$$

Sea $I_1 = J_1$ e $I_2 = J_2$. Las relaciones entre J_{01} , J_{02} , ϕ_1 y ϕ_2 se encuentran al sustituir (3.14a) y (3.14b) en (3.12a) y (3.12b) respectivamente. (3.12a) llega a ser:

$$J_{01} \left(L_1 (\lambda^2 - \omega^2) - R_1 \lambda + \frac{1}{C_1} \right) \text{sen}(\omega t + \phi_1) + J_{01} (R_1 \omega - 2\lambda \omega L_1) \cos(\omega t + \phi_1) = \frac{J_{02}}{C_2} \text{sen}(\omega t + \phi_2) \quad (3.15)$$

Como es una onda subamortiguada, tiene cruce por cero. Haciendo $\omega t = -\phi_2$

$$J_{01} \left(L_1 (\lambda^2 - \omega^2) - R_1 \lambda + \frac{1}{C_1} \right) \text{sen}(-\phi_2 + \phi_1) + J_{01} (R_1 \omega - 2\lambda \omega L_1) \cos(-\phi_2 + \phi_1) = \frac{J_{02}}{C_2} \text{sen}(-\phi_2 + \phi_2)$$

$$J_{01} \left(L_1 (\lambda^2 - \omega^2) - R_1 \lambda + \frac{1}{C_1} \right) \text{sen}(-\phi_2 + \phi_1) + J_{01} (R_1 \omega - 2\lambda \omega L_1) \cos(-\phi_2 + \phi_1) = 0$$

dividiendo entre J_{01} :

$$\left(L_1 (\lambda^2 - \omega^2) - R_1 \lambda + \frac{1}{C_1} \right) \text{sen}(-\phi_2 + \phi_1) + (R_1 \omega - 2\lambda \omega L_1) \cos(-\phi_2 + \phi_1) = 0$$

$$\left(L_1 (\lambda^2 - \omega^2) - R_1 \lambda + \frac{1}{C_1} \right) \text{sen}(-\phi_2 + \phi_1) = -(R_1 \omega - 2\lambda \omega L_1) \cos(-\phi_2 + \phi_1)$$

$$\frac{\text{sen}(-\phi_2 + \phi_1)}{\cos(-\phi_2 + \phi_1)} = -\frac{(R_1 \omega - 2\lambda \omega L_1)}{\left(L_1 (\lambda^2 - \omega^2) - R_1 \lambda + \frac{1}{C_1} \right)}$$

$$\tan(-\phi_2 + \phi_1) = -\frac{(R_1 \omega - 2\lambda \omega L_1)}{\left(L_1 (\lambda^2 - \omega^2) - R_1 \lambda + \frac{1}{C_1} \right)}$$

como $-\tan(\alpha) = \tan(-\alpha)$

$$\tan(-\phi_2 + \phi_1) = -\tan(\phi_2 - \phi_1) = \tan y = \frac{(R_1 \omega - 2\lambda \omega L_1)}{\left(L_1 (\lambda^2 - \omega^2) - R_1 \lambda + \frac{1}{C_1} \right)} \quad (3.16)$$

Haciendo $\omega t = -\phi_1$ a (3.15):

$$J_{01} \left(L_1 (\lambda^2 - \omega^2) - R_1 \lambda + \frac{1}{C_1} \right) \text{sen}(-\phi_1 + \phi_1) + J_{01} (R_1 \omega - 2\lambda \omega L_1) \cos(-\phi_1 + \phi_1) = \frac{J_{02}}{C_2} \text{sen}(-\phi_1 + \phi_2)$$

$$J_{01} (R_1 \omega - 2\lambda \omega L_1) = \frac{J_{02}}{C_2} \text{sen}(\phi_2 - \phi_1)$$

como $(\phi_2 - \phi_1) = \gamma$

$$C_2(R_1\omega - 2\lambda\omega L_1) = \frac{J_{02}}{J_{01}} \text{sen } \gamma$$

$$\frac{J_{02}}{J_{01}} = k = \frac{C_2}{\text{sen } \gamma} (R_1\omega - 2\lambda\omega L_1) \quad (3.17)$$

Haciendo $\omega t = -\phi_1 + 90^\circ$ a (3.15):

$$\begin{aligned} J_{01} \left(L_1(\lambda^2 - \omega^2) - R_1\lambda + \frac{1}{C_2} \right) \text{sen}(-\phi_1 + \phi_1 + 90^\circ) + J_{01}(R_1\omega - 2\lambda\omega L_1) \text{cos}(-\phi_1 + \phi_1 + 90^\circ) = \\ = \frac{J_{02}}{C_2} \text{sen}(-\phi_1 + \phi_2 + 90^\circ) \end{aligned}$$

$$J_{01} \left(L_1(\lambda^2 - \omega^2) - R_1\lambda + \frac{1}{C_2} \right) = \frac{J_{02}}{C_2} \text{cos}(\phi_2 - \phi_1)$$

como $(\phi_2 - \phi_1) = \gamma$

$$\frac{J_{02}}{J_{01}} = \frac{C_2}{\text{cos } \gamma} \left(L_1(\lambda^2 - \omega^2) - R_1\lambda + \frac{1}{C_2} \right) \quad (3.18)$$

De la misma manera, (3.12b) llega a ser:

$$J_{02} \left(L_2(\lambda^2 - \omega^2) - R_2\lambda + \frac{1}{C_2} \right) \text{sen}(\omega t + \phi_2) + J_{02}(R_2\omega - 2\lambda\omega L_2) \cos(\omega t + \phi_2) = \frac{J_{01}}{C_2} \text{sen}(\omega t + \phi_1) \quad (3.19)$$

Haciendo $\omega t = -\phi_1$

$$J_{02} \left(L_2(\lambda^2 - \omega^2) - R_2\lambda + \frac{1}{C_2} \right) \text{sen}(\phi_2 - \phi_1) + J_{02}(R_2\omega - 2\lambda\omega L_2) \cos(\phi_2 - \phi_1) = 0$$

dividiendo entre J_{02} :

$$\left(L_2(\lambda^2 - \omega^2) - R_2\lambda + \frac{1}{C_2} \right) \text{sen}(\phi_2 - \phi_1) + (R_2\omega - 2\lambda\omega L_2) \cos(\phi_2 - \phi_1) = 0$$

$$\left(L_2(\lambda^2 - \omega^2) - R_2\lambda + \frac{1}{C_2} \right) \text{sen}(\phi_2 - \phi_1) = -(R_2\omega - 2\lambda\omega L_2) \cos(\phi_2 - \phi_1)$$

$$\frac{\text{sen}(\phi_2 - \phi_1)}{\cos(\phi_2 - \phi_1)} = -\frac{(R_2\omega - 2\lambda\omega L_2)}{\left(L_2(\lambda^2 - \omega^2) - R_2\lambda + \frac{1}{C_2} \right)}$$

$$\tan(\phi_2 - \phi_1) = -\frac{(R_2\omega - 2\lambda\omega L_2)}{\left(L_2(\lambda^2 - \omega^2) - R_2\lambda + \frac{1}{C_2} \right)}$$

haciendo $\tan(\phi_2 - \phi_1) = \tan y$

$$\tan y = -\frac{(R_2\omega - 2\lambda\omega L_2)}{\left(L_2(\lambda^2 - \omega^2) - R_2\lambda + \frac{1}{C_2} \right)} \quad (3.20)$$

Haciendo $\omega t = -\phi_2$ a (3.19):

$$J_{02} \left(L_2 (\lambda^2 - \omega^2) - R_2 \lambda + \frac{1}{C_2} \right) \text{sen}(-\phi_2 + \phi_1) + J_{02} (R_2 \omega - 2\lambda \omega L_2) \cos(-\phi_2 + \phi_1) = \frac{J_{01}}{C_2} \text{sen}(-\phi_2 + \phi_1)$$

$$J_{02} (R_2 \omega - 2\lambda \omega L_2) = \frac{J_{01}}{C_2} \text{sen}(-\phi_2 + \phi_1)$$

como $\text{sen}(-y) = -\text{sen}(y)$ e $(\phi_2 - \phi_1) = y$

$$J_{02} (R_2 \omega - 2\lambda \omega L_2) = \frac{J_{01}}{C_2} \text{sen } y$$

$$\frac{J_{02}}{J_{01}} = k = -\frac{\text{sen } y}{C_2 (R_2 \omega - 2\lambda \omega L_2)} \quad (3.21)$$

Haciendo $\omega t = -\phi_2 + 90^\circ$ a (3.19):

$$\begin{aligned} J_{02} \left(L_2 (\lambda^2 - \omega^2) - R_2 \lambda + \frac{1}{C_2} \right) \text{sen}(-\phi_2 + \phi_1 + 90^\circ) + J_{02} (R_2 \omega - 2\lambda \omega L_2) \cos(-\phi_2 + \phi_1 + 90^\circ) = \\ = \frac{J_{01}}{C_2} \text{sen}(-\phi_2 + \phi_1 + 90^\circ) \end{aligned}$$

$$J_{02} \left(L_2 (\lambda^2 - \omega^2) - R_2 \lambda + \frac{1}{C_2} \right) = \frac{J_{01}}{C_2} \cos(-\phi_2 + \phi_1)$$

como $\cos(-\alpha) = \cos \alpha$ y $(\phi_2 - \phi_1) = y$

$$\frac{J_{02}}{J_{01}} = \frac{\cos y}{C_2 \left(L_2 (\lambda^2 - \omega^2) - R_2 \lambda + \frac{1}{C_2} \right)} \quad (3.22)$$

Regresando a las frecuencias de oscilación y las constantes de atenuación, éstas dependen de los parámetros del circuito, combinando (3.16), (3.20) y (3.17), (3.18), (3.21), (3.22) quedan como:

$$\left(L_1 (\lambda^2 - \omega^2) - R_1 \lambda + \frac{1}{C_1} \right) + \left(L_2 (\lambda^2 - \omega^2) - R_2 \lambda + \frac{1}{C_2} \right) - (R_1 \omega - 2\lambda \omega L_1)(R_2 \omega - 2\lambda \omega L_2) = \frac{1}{C_2^2} \quad (3.23a)$$

$$\left(L_1 (\lambda^2 - \omega^2) - R_1 \lambda + \frac{1}{C_1} \right) (R_2 \omega - R \lambda \omega L_2) + \left(L_2 (\lambda^2 - \omega^2) - R_2 \lambda + \frac{1}{C_2} \right) - (R_1 \omega - R \lambda \omega L_1) = 0 \quad (3.23b)$$

Para determinar ω y λ , tomaremos en cuenta que los periodos de oscilación de las señales son comparables con sus tiempos de vida; en este caso, ω^2 es mucho más grande que λ^2 , por tanto, (3.23a) se convierte en una ecuación de 2do. orden en ω^2 .

Así:

$$\omega^2 = \frac{1}{2} (\omega_1^2 + \omega_2^2 + 4\lambda_1 \lambda_2) \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\omega_1^2 + \omega_2^2 + 4\lambda_1 \lambda_2)^2 + 4\omega_1^2 \omega_2^2 \frac{C_2}{C_1}} \quad (3.24a)$$

Entonces λ se encuentra de (3.23b) :

$$\lambda_{\pm} = \frac{1}{2}(\lambda_1 + \lambda_2) \pm \frac{1}{2} [(\lambda_1 + \lambda_2)(\omega_1^2 + \omega_2^2 + 4\lambda_1\lambda_2) - 2(\omega_1^2\lambda_2 + \omega_2^2\lambda_1)] \cdot \frac{1}{\sqrt{(\omega_1^2 + \omega_2^2 + 4\lambda_1\lambda_2)^2 + 4\omega_1^2\omega_2^2 \frac{C_2}{C_1}}} \quad (3.24b)$$

Cuando $4\lambda_1\lambda_2$ es menor que $\omega_1^2 + \omega_2^2$ (condición que usualmente sucede ya que las resistencias del circuito son muy pequeñas), (3.24a) y (3.24b) se reducen a:

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2}(\omega_1^2 + \omega_2^2) \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\omega_1^2 + \omega_2^2)^2 + 4\omega_1^2\omega_2^2 \frac{C_2}{C_1}} \quad (3.25a)$$

$$\lambda_{\pm} = \frac{1}{2}(\lambda_1 + \lambda_2) \pm \frac{1}{2} [(\lambda_1 - \lambda_2)(\omega_1^2 - \omega_2^2)] \frac{1}{\sqrt{(\omega_1^2 + \omega_2^2)^2 + 4\omega_1^2\omega_2^2 \frac{C_2}{C_1}}} \quad (3.25b)$$

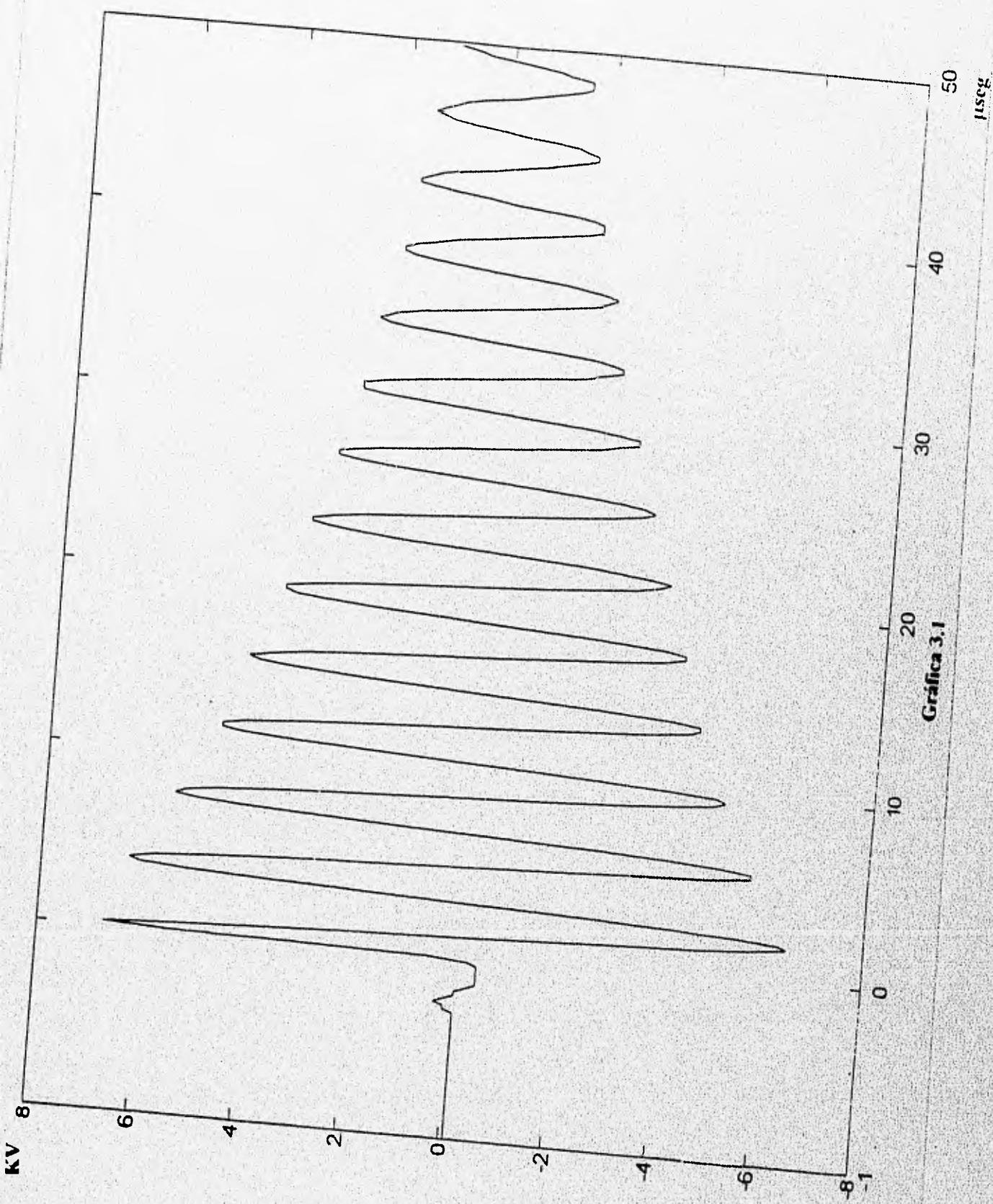
La gráfica 3.1 se obtuvo subiendo la presión en la cámara de descarga, lo que provoca que la malla 2 se comporte como circuito abierto, dejando funcionar solamente la malla 1. Se observa que:

$$T = 3.80 \mu\text{s}, \quad \tau = 36.48 \mu\text{s}$$

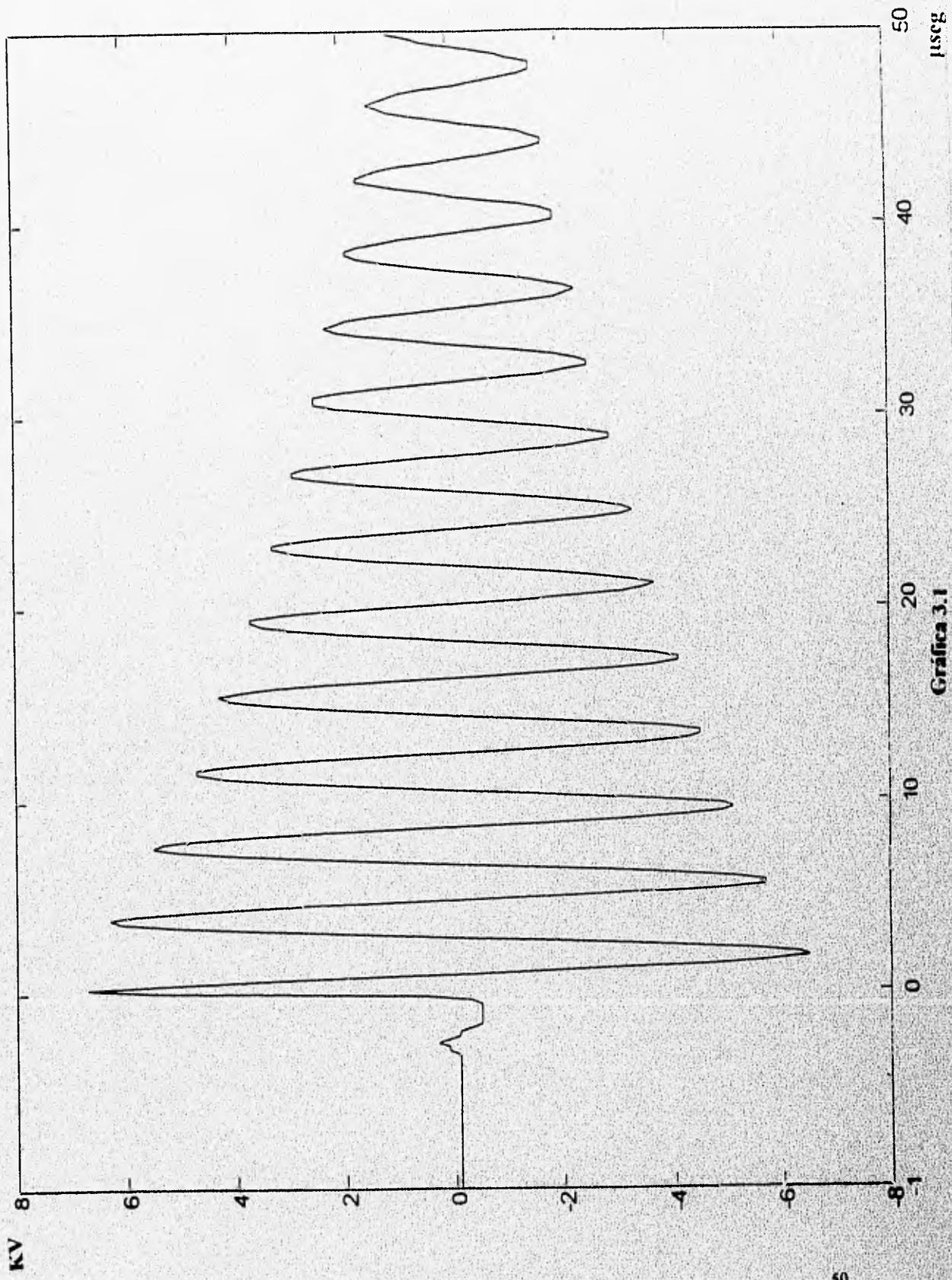
de (3.4) y (3.5)

$$\lambda = 27.41 \times 10^{-3} \mu\text{s}^{-1}, \quad \omega^2 = 2.73 \mu\text{s}^{-2}$$

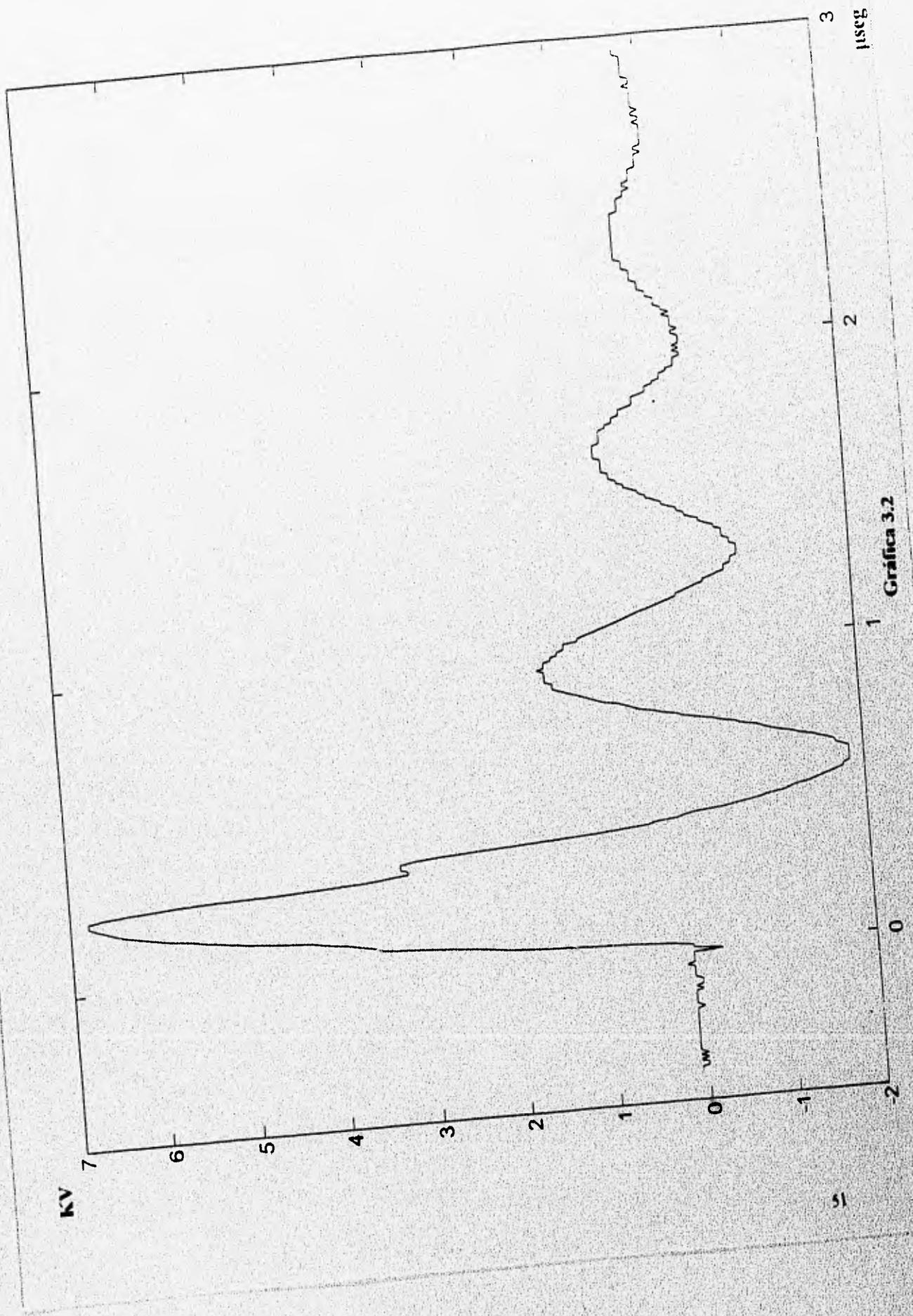
$$\boxed{L_1 = 31.57 \mu\text{H} \text{ y } R_1 = 1.73 \Omega.}$$



Gráfica 3.1



Gráfica 3.1



Gráfica 3.2

Conectando la malla 2 (bajando la presión para que se establezca la descarga) se obtiene la gráfica 3.2 y de las ecuaciones (3.25a) y (3.25b) se encuentran los siguientes valores:

$$\lambda_2 = 0.3335 \mu\text{s}^{-1}, \quad \omega_2^2 = 75.60 \mu\text{s}^{-2}$$

Sustituyendo $L_1, R_1, \lambda, \omega$ en (3.4) y (3.5) se obtiene

$$L_2 = 656 \text{ nH} \text{ y } R_2 = 0.4376 \Omega.$$

Estos resultados se pueden comparar con los publicados para un circuito C-a-C_[16] en el cual se obtuvieron valores de $L_1 = 53.1 \text{ nH}$, $R_1 = 0.62 \Omega$, $L_2 = 25.1 \text{ nH}$, $R_2 = 0.5 \Omega$; la diferencia se debe a que los diseños son distintos y por lo tanto el comportamiento no es igual. En nuestro sistema, los valores de resistencia son muy similares; sin embargo, en la forma de onda de voltaje, el ancho medio es de 200 ns que es un factor cuatro veces mayor al obtenido con el diseño referido_[16]. Esta diferencia en los anchos de pulso de voltaje es debida a las inductancias asociadas en la cámara de descarga, la malla del S.G., el propio S.G. y las conexiones, que hace que las inductancias varíen entre uno y otro diseño.

Recientemente, se ha reportado un método de optimización paramétrica para determinar los valores promedio de las inductancias y las resistencias no lineales de la descarga del láser y del S.G. para un circuito Blumlein_[17]. Como en nuestro caso, al comparar los valores obtenidos para este circuito con valores reportados para otro

diseño con el mismo circuito, se encuentran diferencias entre ambos. Aquí, coinciden los valores de inductancias, pero difieren los valores de las resistencias. Estas diferencias las asocian con el tipo de S.G. y a un circuito de preionización^[18]; en aquel caso, difiere el S.G. (no utiliza *trigger*) y además, no tiene preionización, como veremos más adelante (4.3); nuestro sistema sí la tiene, de hecho, una “auto preionización”, que es una de las características sobresalientes de nuestro diseño.

Este capítulo es uno de los más importantes, en el cual se exponen los resultados experimentales y también se detallan los instrumentos de medición que se usaron.

Para obtener el punto de operación óptimo del láser fue necesario hacer mediciones ópticas y eléctricas como son: energía de salida generada en función de la presión de gas, la forma temporal de los pulsos, la emisión espontánea y las formas de los pulsos de voltaje. Puesto que las descargas (tanto del S.G. como de la cámara) ocurren en tiempos cortos y a altas tensiones, se genera ruido electromagnético que es necesario aislar de los instrumentos de medición; para ello, se construyó una jaula de Faraday hecha de hierro, y sus dimensiones son: 600 x 500 x 230 mm.

4.1 INSTRUMENTOS DE MEDICION

Se presenta un esquema de todo el arreglo experimental en la fig. 4.1. La medición de energía UV se realizó mediante un joulímetro marca *Laser Precision Corp^{MR}*, modelo RJ-7620, con el que se monitoreó la energía; utiliza una cabeza piroeléctrica modelo RJP-735 previamente calibrada en 337.1 nm,

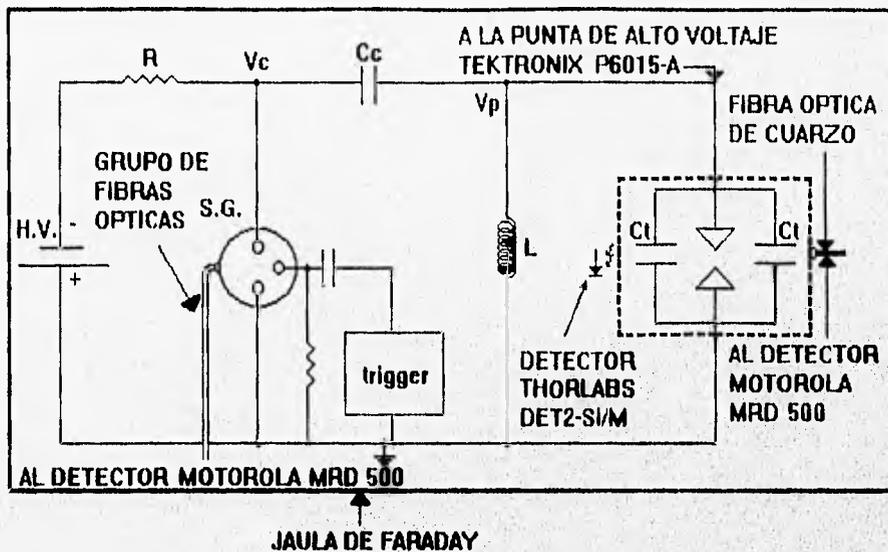


Fig. 4.1 Esquema del sistema de medición de voltaje y energía

la cual colecta toda la luz emitida por el láser mediante una lente de cuarzo ($\phi = 1.5'$ y $f = 5$ cm).

Para medir las señales de voltaje se utilizó una punta de alto voltaje marca *Tektronix^{MR}*, modelo P6015A con un tiempo de respuesta (*rise time*) menor a 4 ns. La fig. 4.2 muestra una gráfica típica de voltaje entre los electrodos.

Para poder visualizar la forma del pulso de salida así como su tiempo de duración se utilizó un fotodiodo marca *Thorlabs^{MR}* modelo DET2-SI/M con un tiempo de respuesta menor a 1 ns. Mediante filtros apropiados se atenúa la energía del láser para evitar la saturación del detector. Dicho filtro se ajusta mediante la observación en el osciloscopio de los pulsos de luz láser hasta que no se recorte el

Test Stopped:

114 Acquisitions

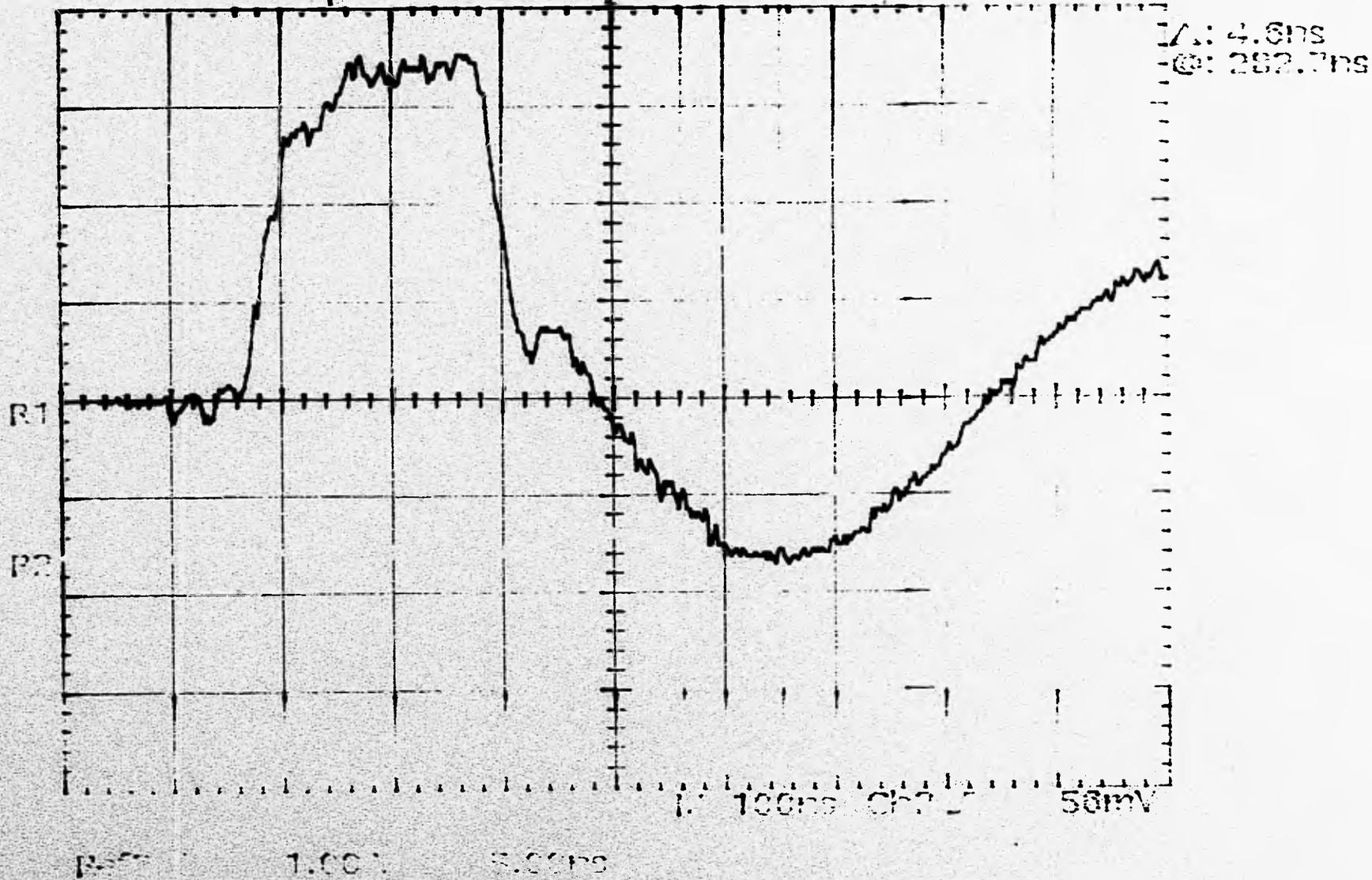


Fig. 4.2 Gráfica de un pulso de voltaje en la cavidad láser

pico de la señal. Una figura típica de un pulso de luz láser junto con la luz emitida lateralmente por la descarga se muestra en la fig. 4.3.

En todas las mediciones se utilizó un osciloscopio digital marca *Tektronix*^{MR} modelo TDS 540 de 500 Mhz de 4 canales; las medidas debieron ser perfectamente sincronas, por lo que fue necesario disparar el osciloscopio externamente. Esto se realizó detectando la luz emitida por el S.G. colocando un grupo de fibras ópticas de 2 μm cada una y un fotodiodo, el cual envía el pulso de *trigger* al osciloscopio.

Para analizar la emisión espontánea lateral del láser, se utilizó una fibra óptica de cuarzo de 600 μm de diámetro, ubicada transversalmente a la cortina de descarga y perpendicular a los electrodos, haciendo un pequeño barreno en el tubo PVC. Esta emisión es detectada por un fotodiodo marca *Motorola*^{MR} modelo MRD500, con un tiempo de respuesta menor a 1 ns.

4.2 RESULTADOS

El diseño construido permite intercambiar fácilmente los capacitores de carga, de transferencia y la bobina, por lo que se realizaron diversas combinaciones de estas variables del circuito, para obtener los valores óptimos de cada uno de ellos y de su combinación.

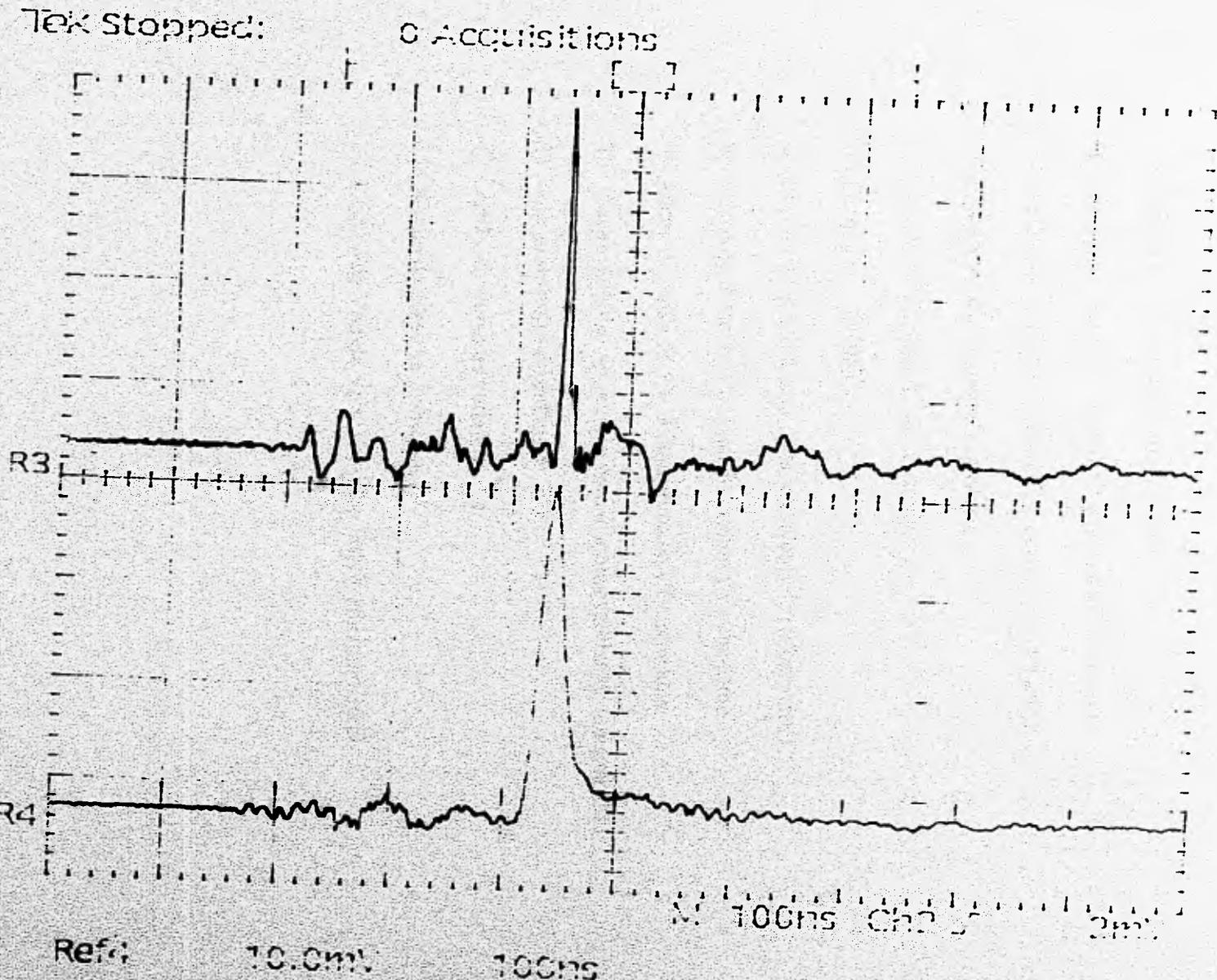
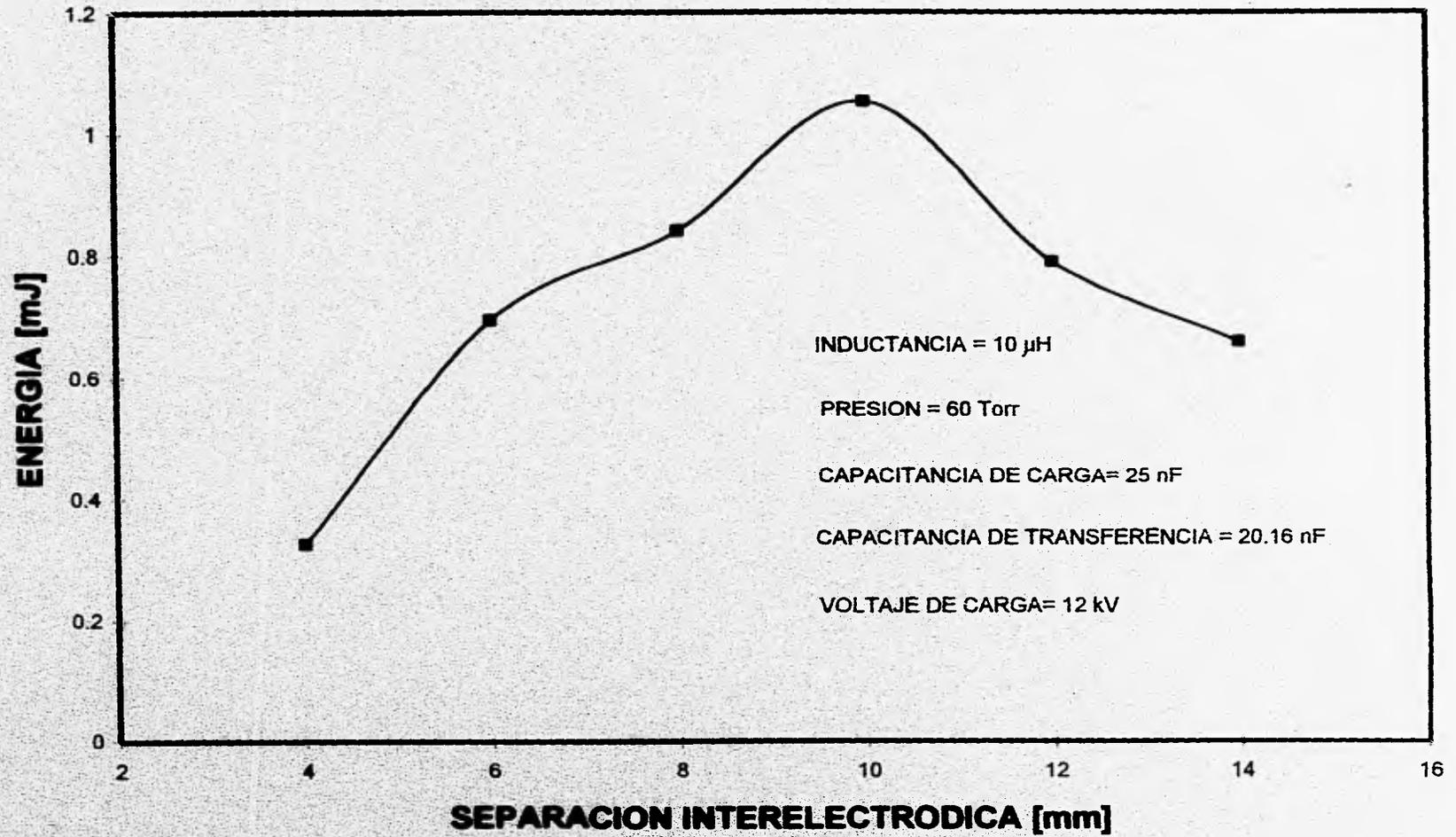


Fig. 4.3 Pulsos típicos de láser y emisión lateral

A continuación se muestran las gráficas de los resultados obtenidos:

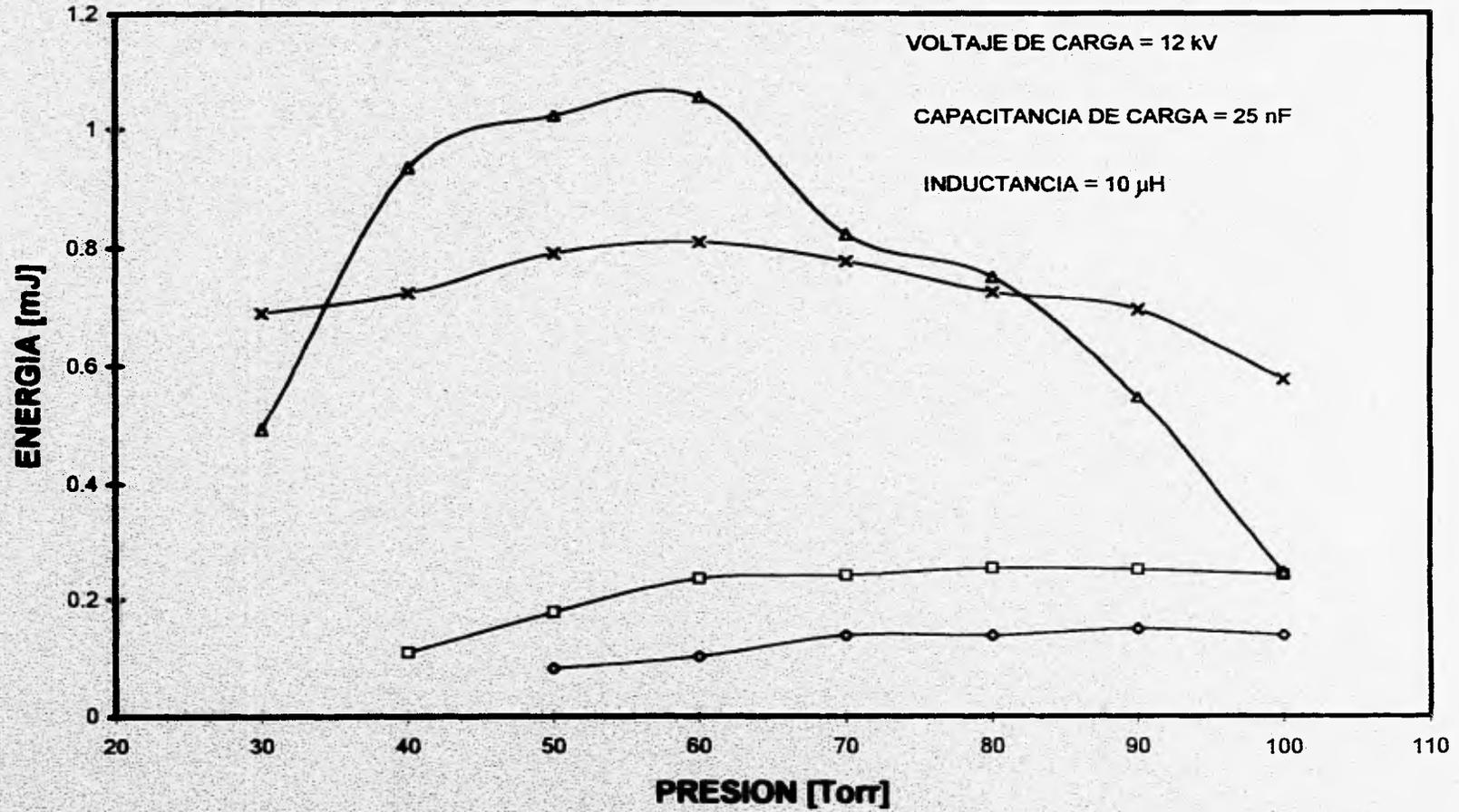
- 1.- Energía vs separación interelectródica.
- 2.- Energía vs. presión, variando C_t y dejando C_c constante
- 3.- Energía vs. presión, variando C_c y dejando C_t constante
- 4.- Energía vs. C_c dejando C_t constante
- 5.- Energía vs. C_t dejando C_c constante
- 6.- Energía vs. inductancia
- 7.- Energía vs. presión para distintos valores de inductancia L
- 8.- Ancho de pulso vs. C_c , dejando presión y C_t constante
- 9.- Ancho de pulso vs. C_t , dejando presión y C_c constante
- 10.- Ancho de pulso vs. presión para distintos valores de inductancia L
- 11.- Ancho de pulso de voltaje vs. C_c
- 12.- Ancho de pulso de voltaje vs. C_t
- 13.- Ancho de pulso vs. inductancia
- 14.- Gráfica de Voltaje V_p y V_c , pulso láser y emisión lateral.

ENERGIA vs. SEPARACION INTERELECTRODICA



GRAFICA No. 1

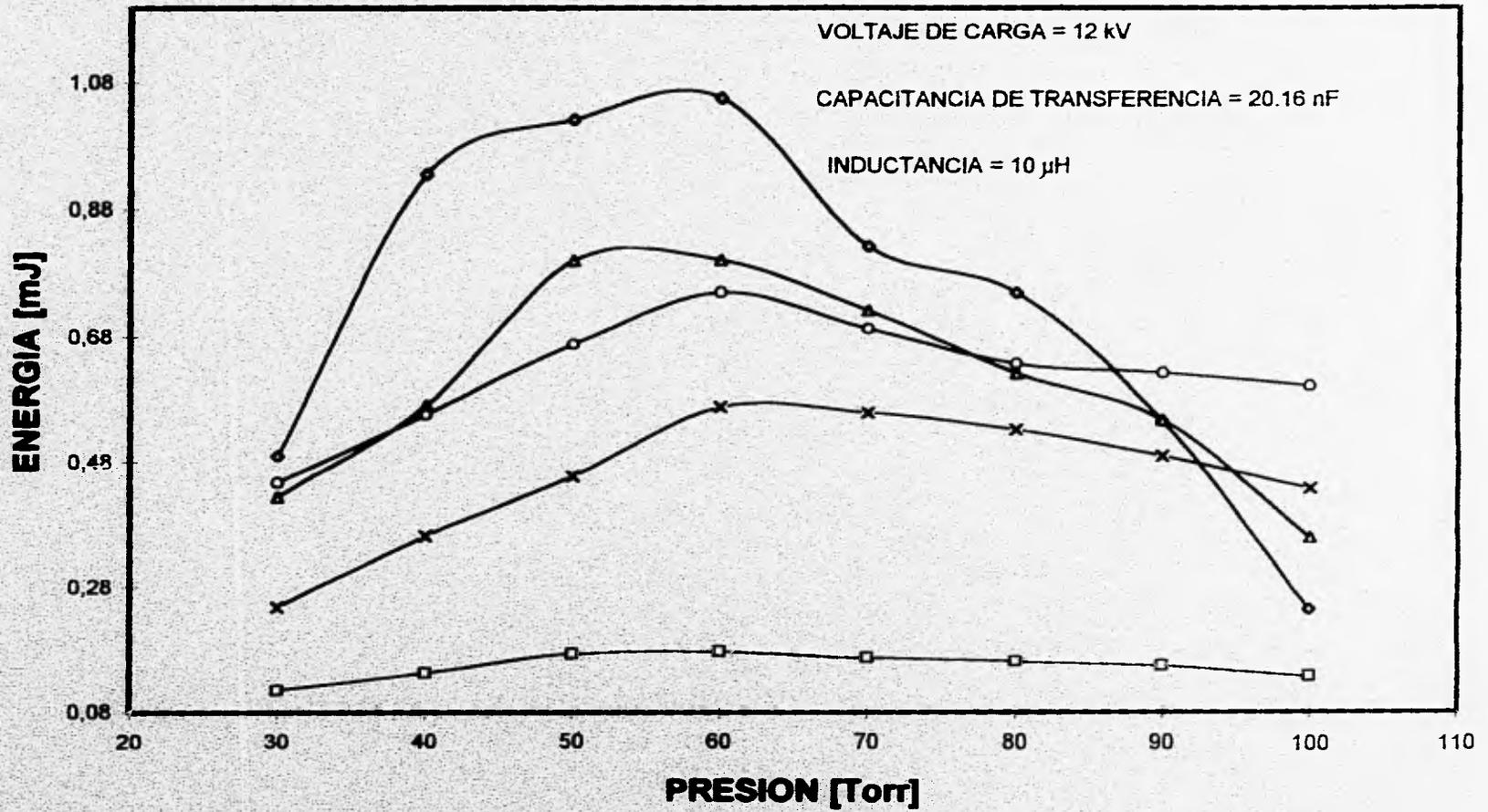
ENERGIA vs. PRESION



—◆— Ct = 9.88 nF —□— Ct = 15.12 nF —▲— Ct = 20.16 nF —×— Ct = 25.2 nF

GRAFICA No. 2

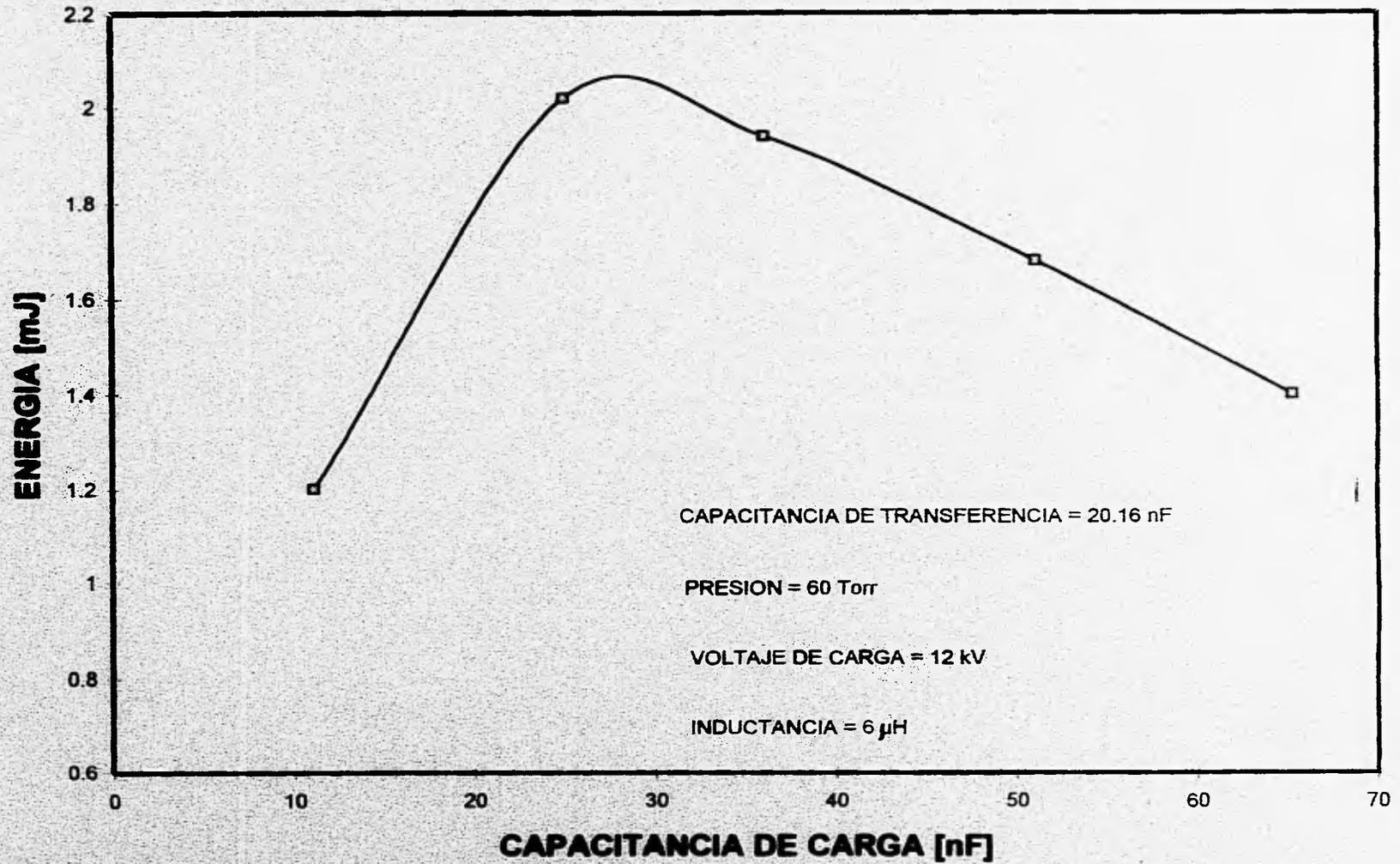
ENERGIA vs. PRESION



—□— Cc = 11.1 nF —◇— Cc = 25 nF —x— Cc = 36.1 nF —△— Cc = 51.1 nF —○— Cc = 65.3 nF

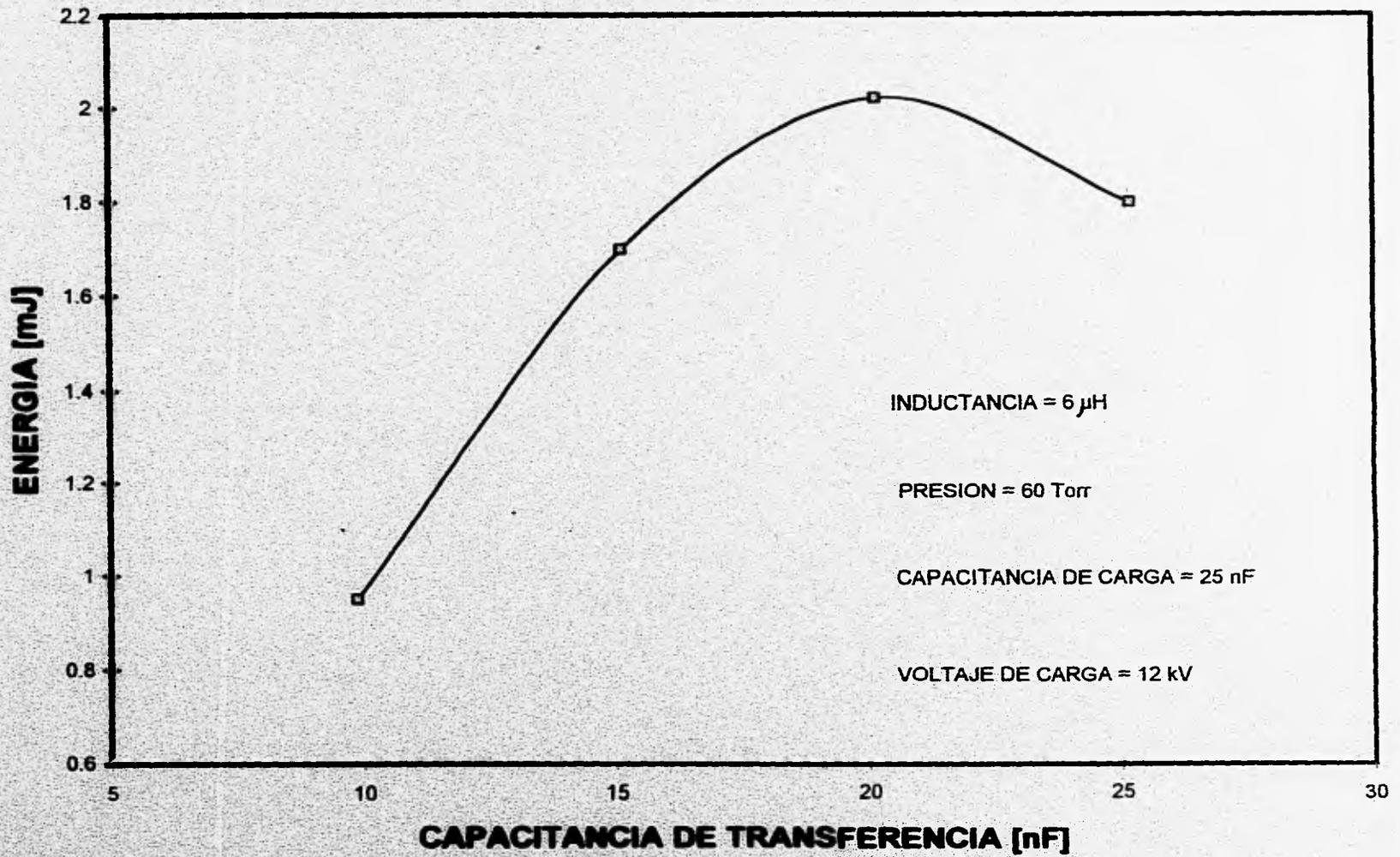
GRAFICA No. 3

ENERGIA vs. CAPACITANCIA DE CARGA



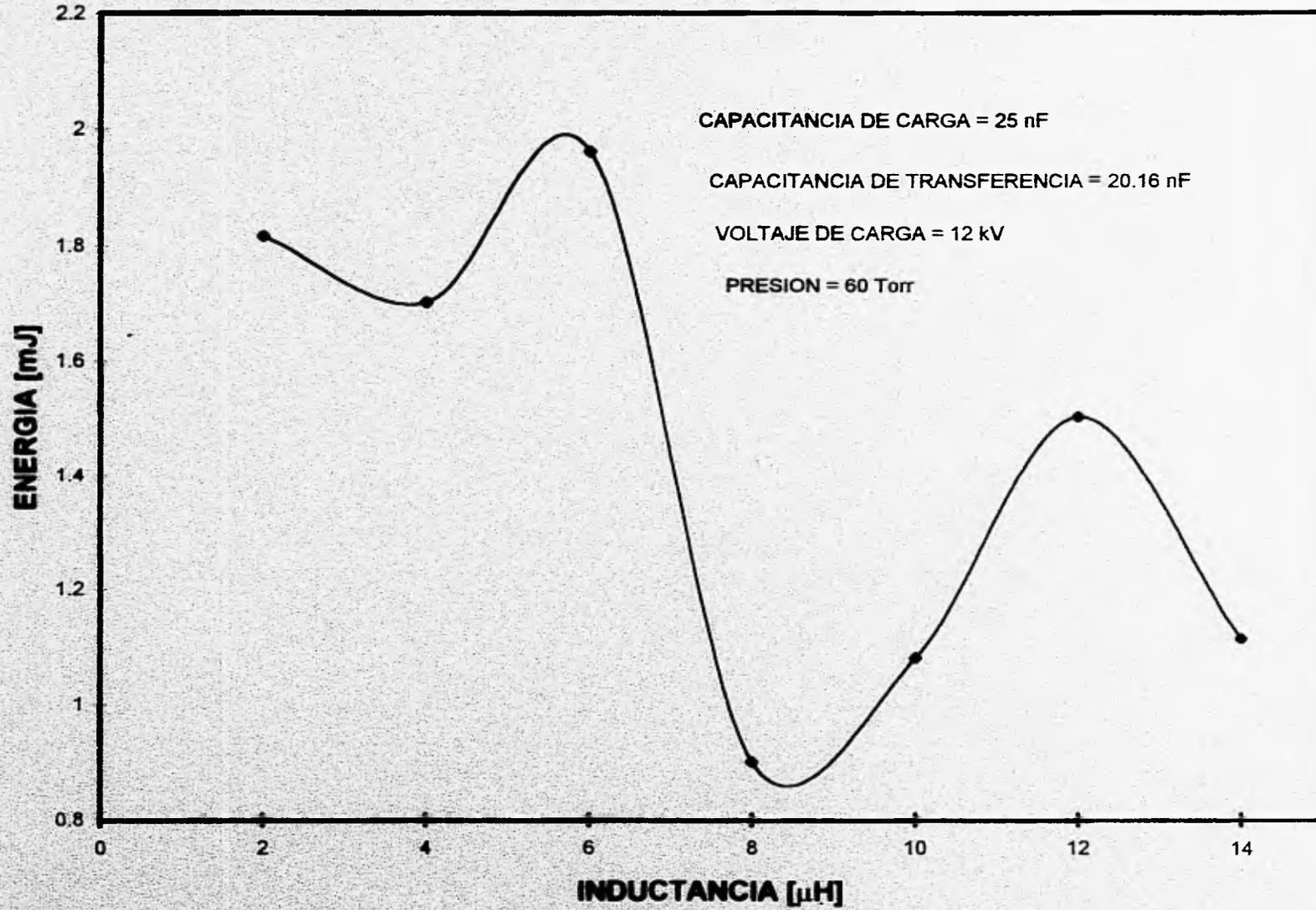
GRAFICA No. 4

ENERGIA vs. CAPACITANCIA DE TRANSFERENCIA



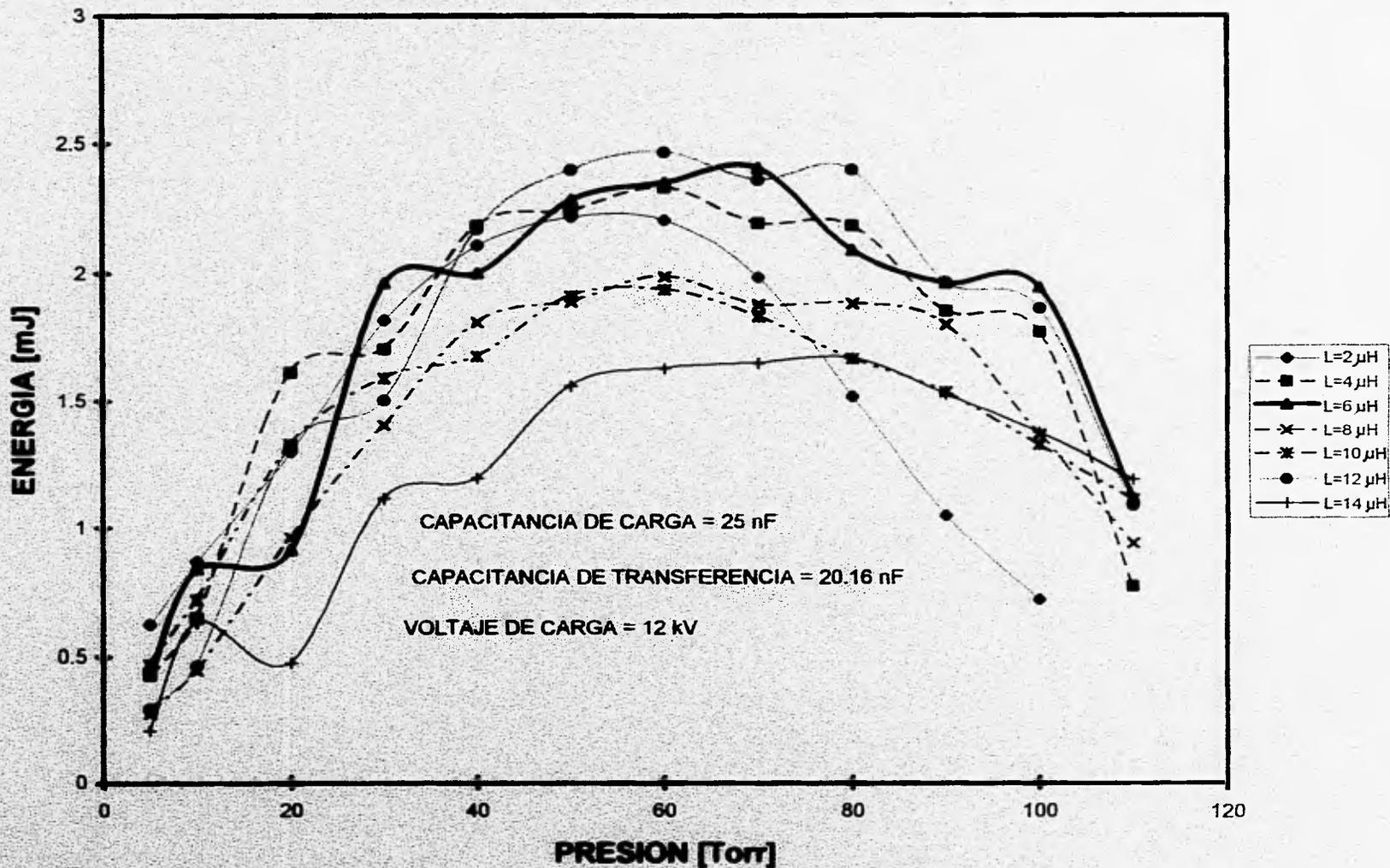
GRAFICA No. 5

ENERGIA vs. INDUCTANCIA



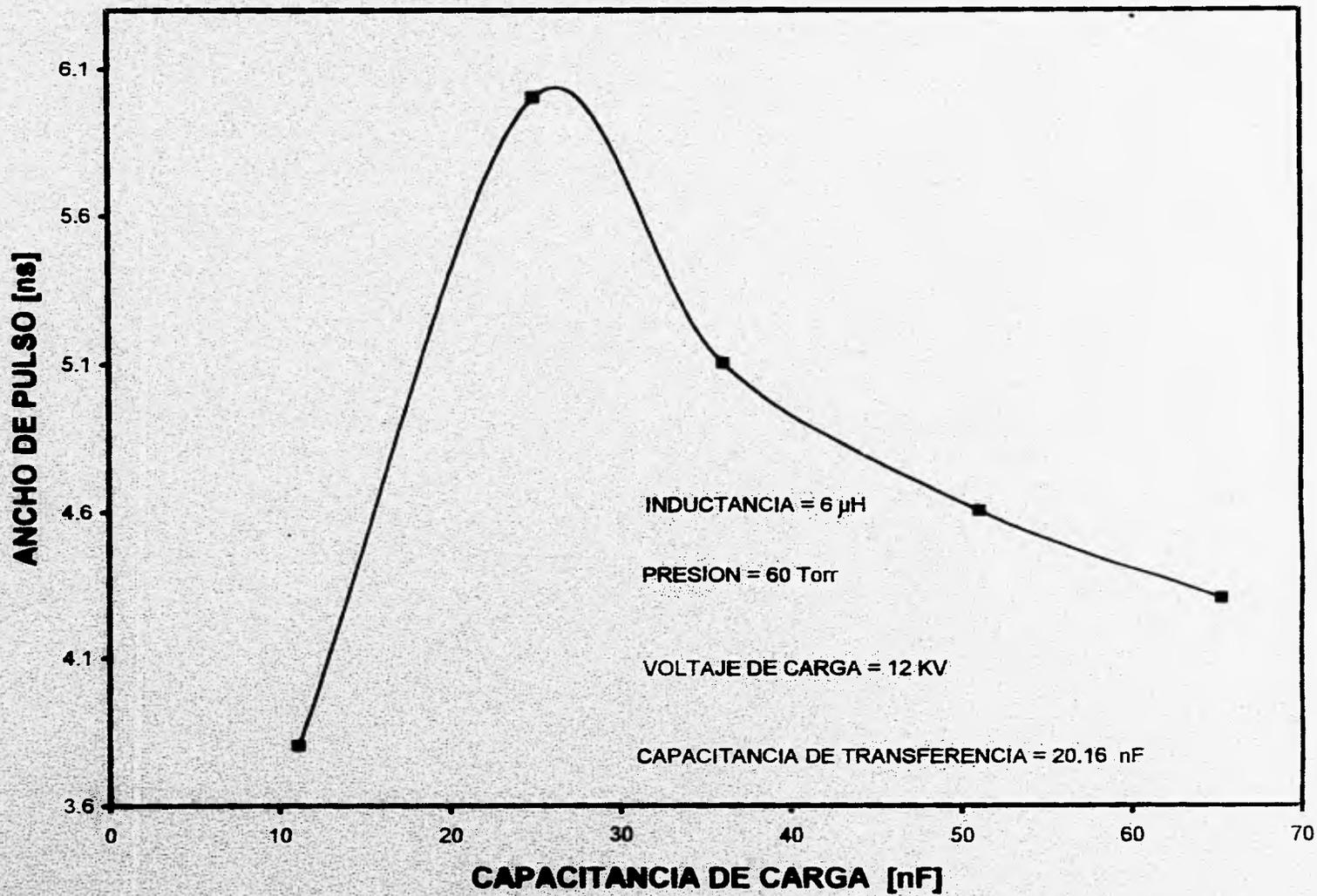
GRAFICA No. 6

ENERGIA vs. PRESION

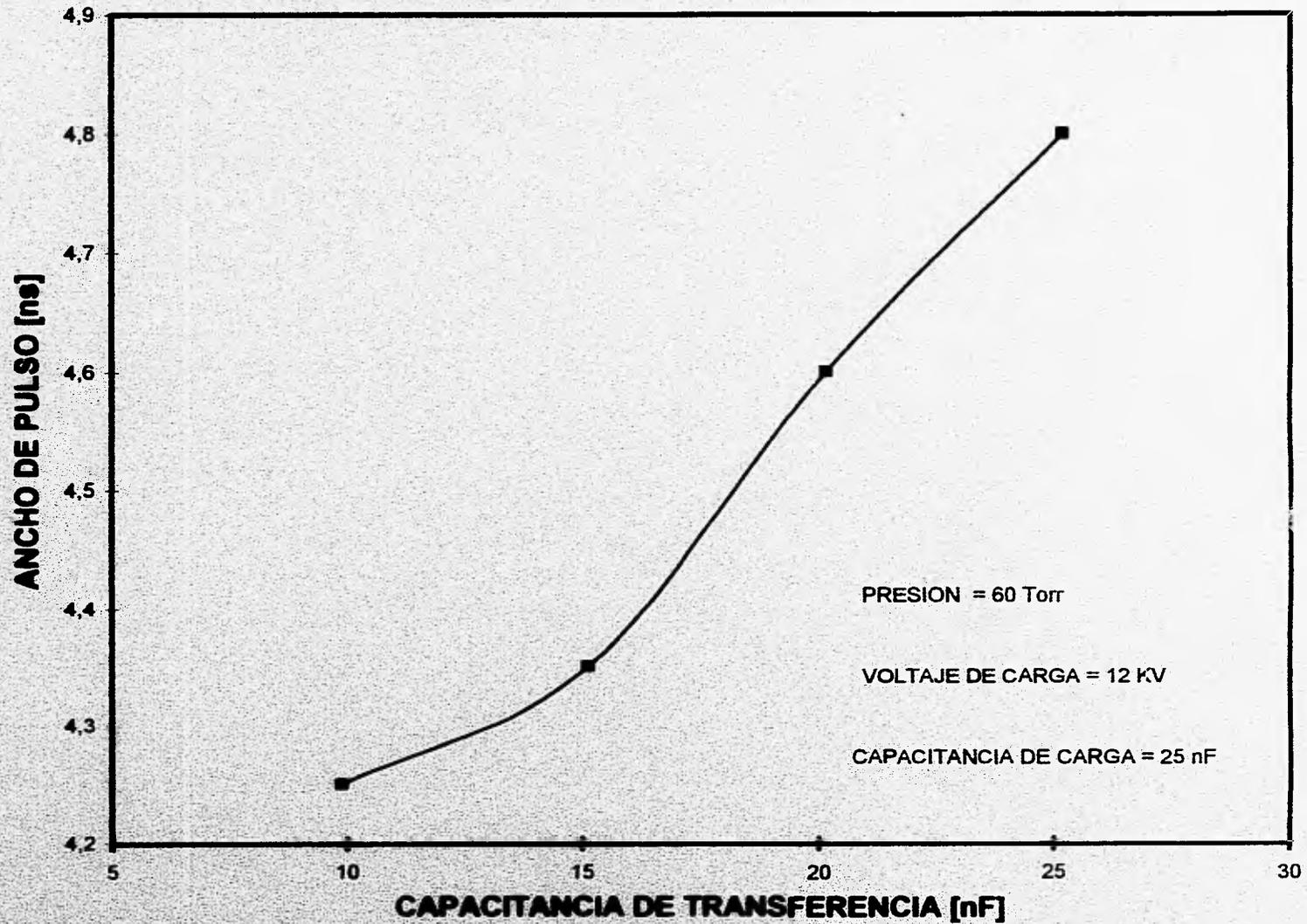


GRAFICA No. 7

ANCHO DE PULSO vs. CAPACITANCIA DE CARGA

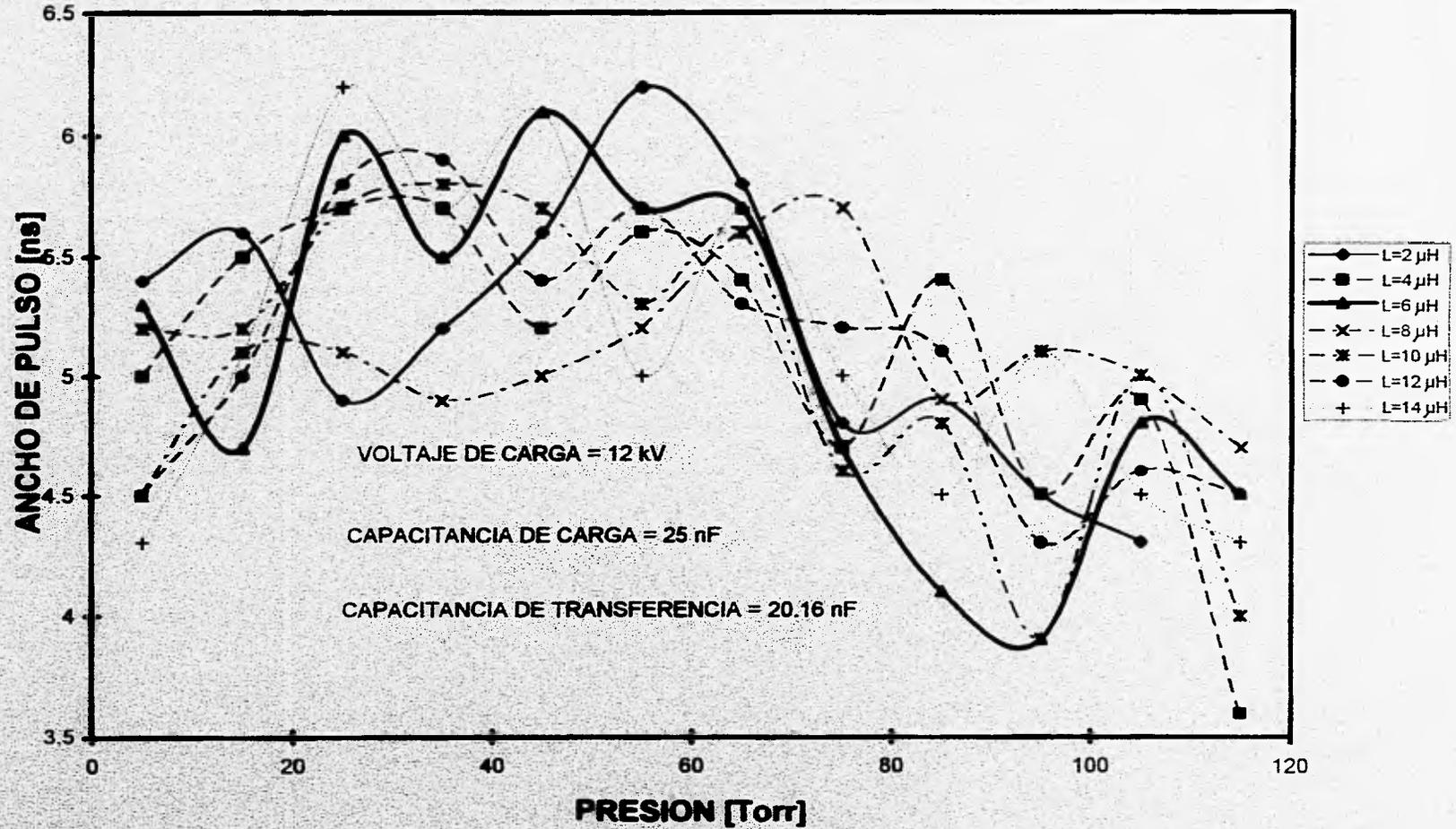


ANCHO DE PULSO vs. CAPACITANCIA DE TRANSFERENCIA



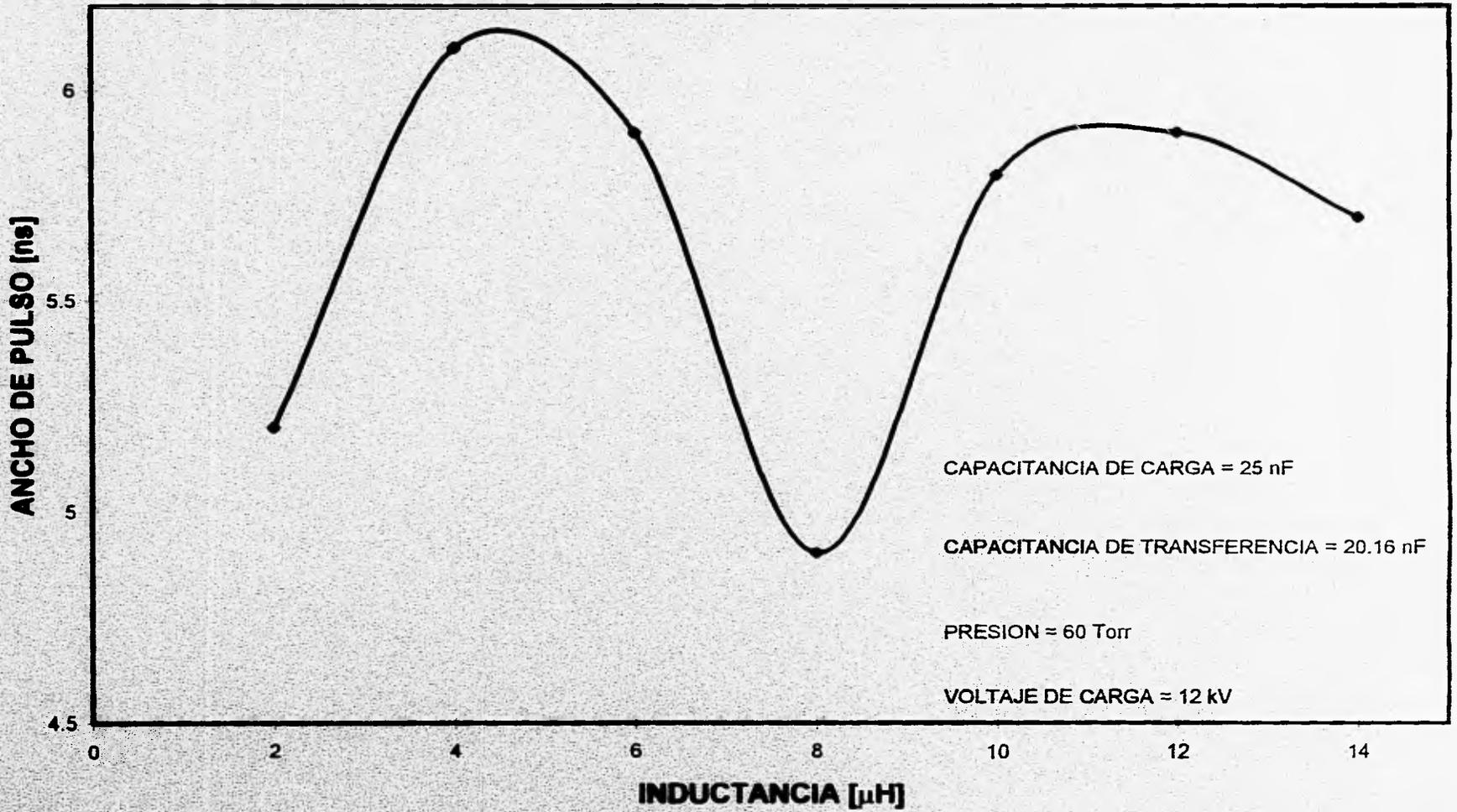
GRAFICA No. 9

ANCHO DE PULSO vs. PRESION



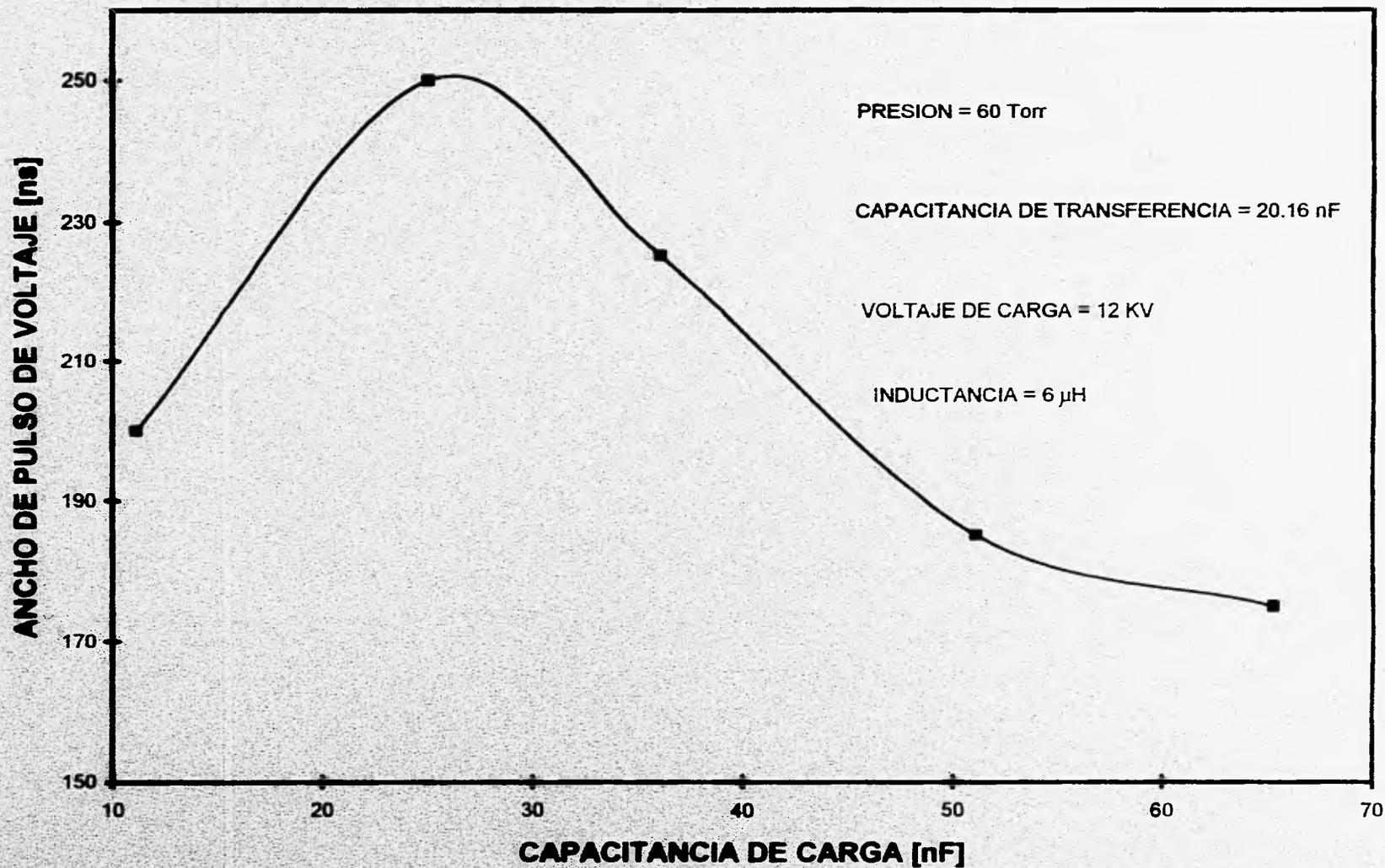
GRAFICA No. 10

ANCHO DE PULSO vs. INDUCTANCIA



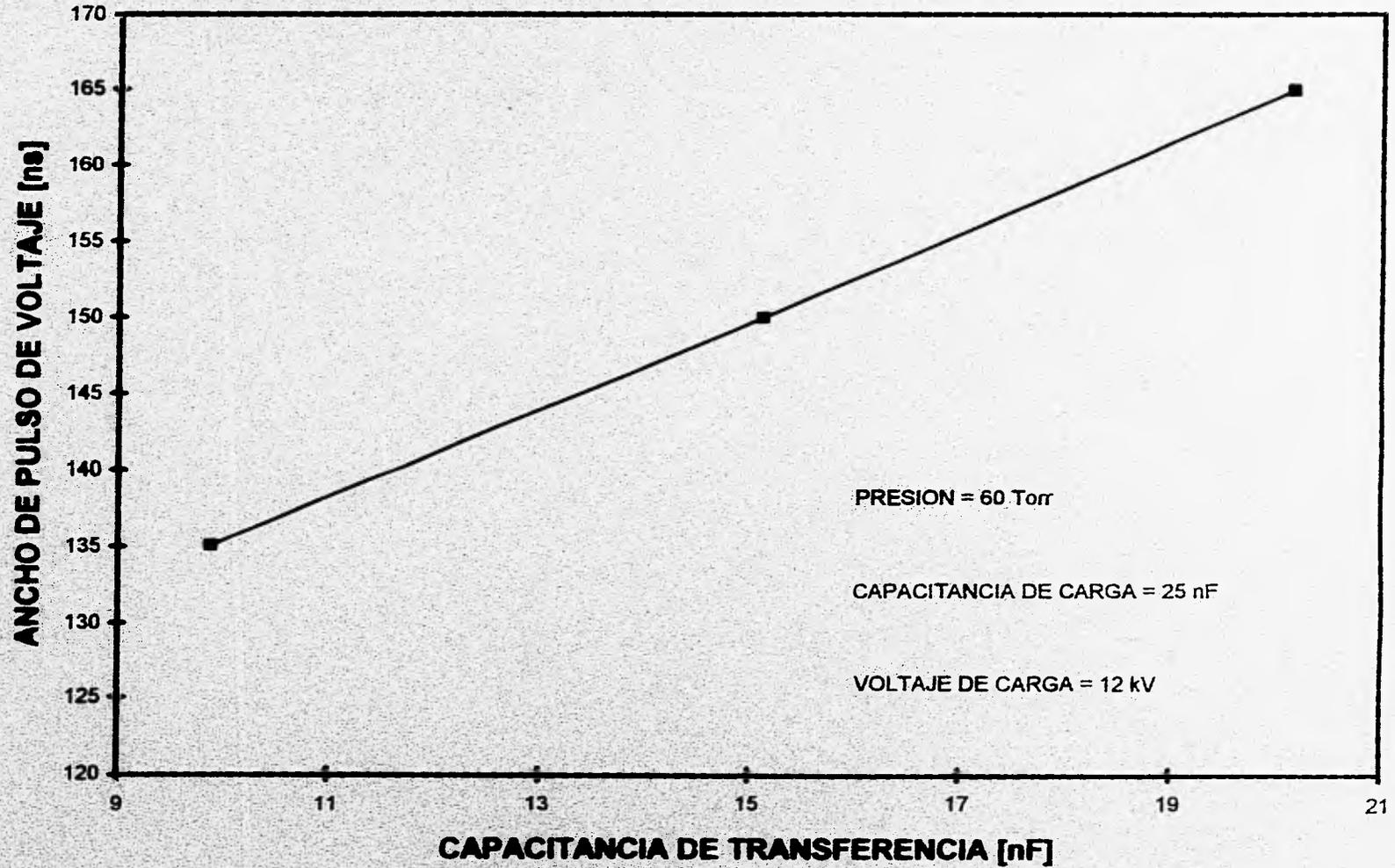
GRAFICA No. 11

ANCHO DE PULSO DE VOLTAJE vs. CAPACITANCIA DE CARGA

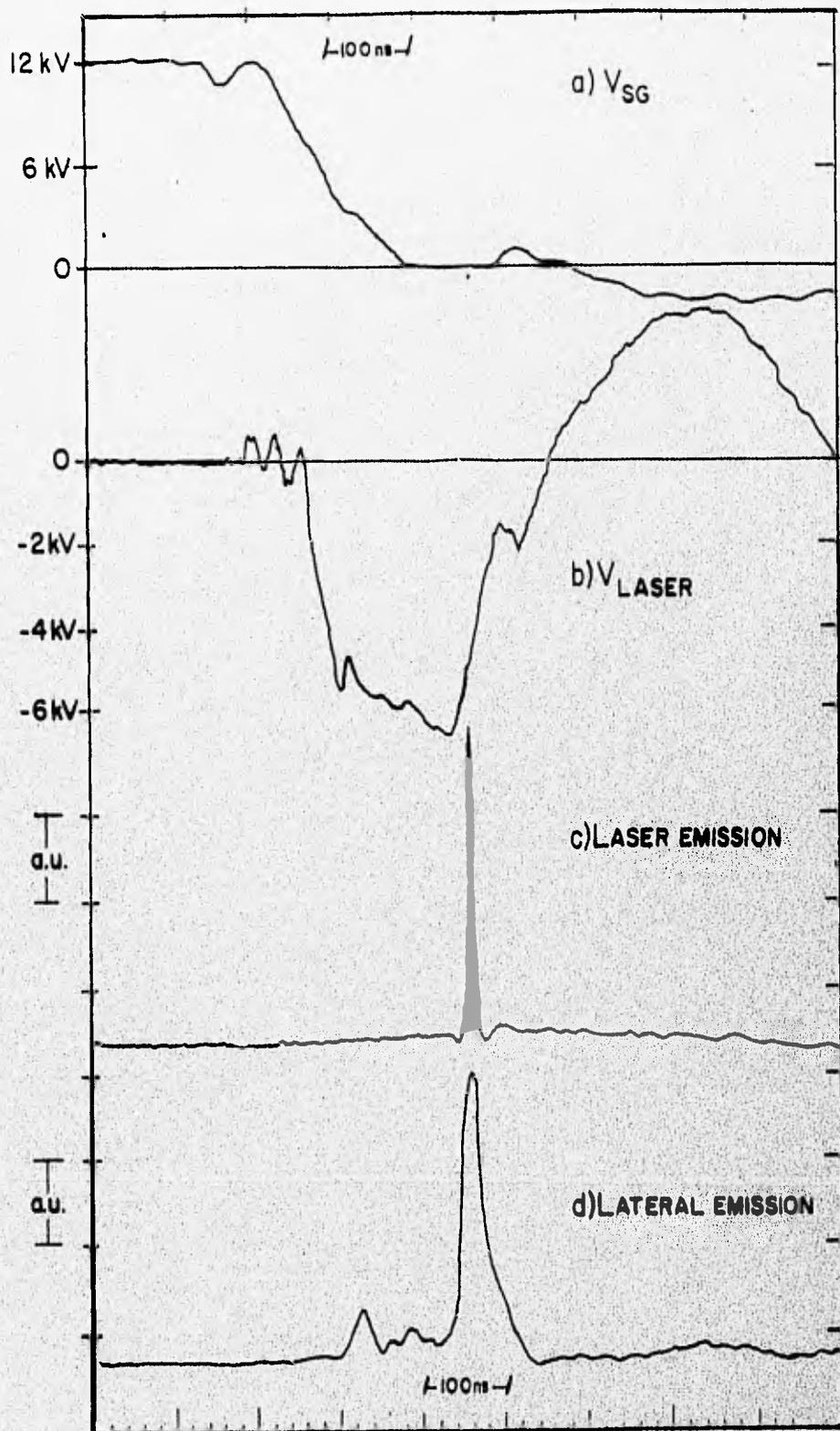


GRAFICA No. 12

ANCHO DE PULSO DE VOLTAJE vs. CAPACITANCIA DE TRANSFERENCIA



GRAFICA No. 13



GRAFICA No. 14

4.3 ANALISIS DE RESULTADOS

En la gráfica 1 se observa que la máxima energía se obtiene para una separación de 10 mm que se mantuvo en todas las mediciones posteriores.

La gráfica 2 muestra el valor de presión óptimo que es de 60 Torr; además, el mejor valor de C_c es de 25 nF (dejando fijo C_t); por otro lado, el valor de C_t se determinó de la gráfica 3 que es de 20.16 nF y que se utilizó en todas las mediciones posteriores.

Para corroborar que las capacitancias elegidas fueron las adecuadas, se hicieron combinaciones entre ellas, dejando fija la presión y la distancia entre electrodo. Los resultados se muestran en las gráficas 4 y 5, e indican que los valores con máxima energía se dan para $C_c = 25$ nF y $C_t = 20.16$ nF.

Las mediciones anteriores se realizaron con un valor de inductancia de 10 μ H ya que en un trabajo previo^[9] se utilizó esta bobina; en nuestro trabajo, utilizando esta bobina, la energía máxima que se obtuvo fue de 1.08 mJ. Con objeto de encontrar el diseño óptimo y obtener la mejor combinación de elementos, se realizaron medidas con distintas inductancias y se determinó que el valor óptimo fue de 6 μ H (gráfica 6). La diferencia de los valores máximos de energía obtenidos (1.08 y 1.6 mJ) para una misma inductancia de 10 μ H, se deben a que en los primeros resultados (gráficas 1-5), la cámara tenía fugas, que luego de ser reparadas, se lograron energías mayores. Una vez obtenido dicho valor (6 μ H), se varió la presión

y se obtuvo una energía de 2.2 mJ, donde la presión óptima siguió siendo de 60 Torr. (gráfica 7) como en los resultados anteriores.

Al observar que nuestro sistema presentaba variación en los anchos de pulso, se realizaron pruebas variando los parámetros eléctricos y se obtuvo que, para diferentes valores de C_c , el ancho de pulso oscila entre 3.8 y 6 ns (gráfica 8); y si se cambia C_t , el ancho varía entre 4.23 y 4.8 ns (gráfica 9). Al cambiar la inductancia y la presión, el ancho de pulso oscila entre 3.6 y 6.2 ns (gráfica 10). En la gráfica 11 se muestran los resultados de la parametrización de los anchos de pulso para diferentes inductancias a una presión de 60 Torr, éstos oscilan entre 4.8 y 6.2 ns. Esto indica que existe una resonancia del circuito^[19] como se discutirá más adelante.

Las gráficas 12 y 13 muestran la variación del ancho de pulso de voltaje entre los electrodos con distintos valores de C_c y C_t ; un análisis para un circuito C-a- $C_{[19]}$, explica que dicha variación del ancho de los pulsos se debe a la resonancia del circuito.

En la gráfica 14 se presentan las señales de voltaje en: a) el S.G., b) en la cavidad láser, c) un pulso de emisión láser y d) un pulso de emisión lateral.

Cuando se dispara el S.G., se transfiere la carga a la cavidad láser; en el momento que el voltaje es suficiente, se descargan los electrodos y se genera la amplificación de luz.

Nótese que en la emisión lateral, aparece un pequeño pulso antes de la emisión principal; ésta se presenta simultáneamente con una variación en el voltaje

del láser (fig. 14-b); esto sugiere que existe una autopreionización en la cavidad, lo cual aumenta la eficiencia del láser. Además, nuestra descarga, presenta una cortina homogénea de corriente sin arcos, lo cual corrobora que debe de haber una preionización_[20] en la descarga.

El acoplamiento de las mallas en el circuito C-a-C se realizó por medio de la inductancia; si se elige el valor adecuado, la velocidad de descarga será mayor_[21] y se logra un láser con mayor eficiencia.

El ancho de pulso se puede cambiar variando la presión del gas_[21]; por ejemplo, al subir la presión en la cámara de descarga (arriba de 140 Torr) en un circuito C-a-C se ha reportado una variación de ancho temporal del pulso_[22] entre 1.2 y 3 ns. En nuestro diseño, esto también se observa (gráfica 10), donde además variamos las inductancias y se logran cambios en el ancho de pulso. Resultados similares, aunque en otro rango de presión también han sido reportados_[18].

Las impedancias L_s y C_s del gas, son funciones de la densidad del plasma, las cuales, controlan indirectamente las frecuencias de oscilación del circuito por la relación_[18]

$$\omega \equiv (LC)^{-1/2} \quad (4.1)$$

Existe una relación entre las capacitancias del circuito de excitación y de la cámara de descarga, la cual debe ser (para una máxima transferencia de energía):

$$C_{C.E.} = C_{C.D.} \quad (4.2)$$

donde $C_{C.E.}$ es la capacitancia del circuito de excitación y $C_{C.D.}$ es la capacitancia de la cámara de descarga; por otro lado:

$$C_{C.D.} = C_t + C_p \quad (4.3)$$

donde C_t es la capacitancia de transferencia y C_p es la capacitancia de plasma. Lo anterior muestra que la capacitancia de transferencia debe ser menor a la de carga, como se comprobó para nuestro diseño (gráficas 4 y 5).

Los plasmas formados en el S.G. y en la cavidad láser llevan una impedancia la cual, junto con los elementos de las mallas, determinan una forma de onda de voltaje oscilante^[19]. Por otra parte, la inductancia del gas decrece a medida que la longitud de los electrodos aumenta y también decrece con una menor distancia interelectrónica^[20]. Nuestro láser tiene la posibilidad de variar de manera sencilla todos estos parámetros (inductancias, separación y largo de electrodos) y por lo tanto las características del láser, donde las más importantes son la eficiencia (que aumenta con la preionización y relación de capacitancias), y el ancho temporal del pulso (que se puede variar con la inductancia). La presión es un parámetro fácil de

variar para cualquier diseño y como vimos, es también crítico en el funcionamiento de nuestro láser.

A continuación se muestra una tabla comparativa de nuestro trabajo con otros realizados anteriormente.

TABLA COMPARATIVA DE LAS CARACTERISTICAS DE NUESTRO LASER CON LA DE OTROS LASERES PREVIAMENTE REPORTADOS

REFERENCIA	TIPO DE LASER	E(máx)[mJ]	EFICIENCIA (%)
Schenk [32]	C - a - C	1.6	0.08
Godard [23]	Onda viajera		1.0
Levatter [33]	Blumlein	20.0	0.12
Bergmann [25]	Blumlein - TEA	0.4	0.04
Iwasaki [24]	Blumlein - TEA	0.35	0.18
Armadillo [31]	C - a - C	25.0	0.10
Oliveira [3]	Polloni	3.0	3.0
Stankov [34]	C - a - C	1.0	0.03
Serafetinides [26]	C - a - C	12.0	0.11
Pinto [28]	Polloni	0.5	0.11
Papadopoulus [30]	Blumlein - TEA	2.9	0.15
Encinas [27]	C - a - C	20.5	0.02
Villagrán [29]	Polloni	1.2	0.38
Nuestro trabajo	C - a - C	2.0	0.10

CAPITULO 5 CONCLUSIONES

ESTA TESIS NO DEBE
SALIR DE LA BIBLIOTECA

El diseño y construcción de este láser excitado con un circuito de transferencia de carga tuvo como fin hacer un dispositivo eficiente y económico, en el cual se pueden variar fácilmente todos los parámetros, tanto del circuito de excitación como en la cámara de descarga, con el fin de optimizar la energía de salida, la eficiencia, la uniformidad de la descarga y el ancho de pulso.

Los resultados obtenidos fueron los siguientes: se construyó un láser con excitación transversal, de baja presión, operando a 12 kV, con posibilidad de elevar este voltaje ya que el diseño lo permite. El valor máximo de energía obtenido, sin resonador, fue de 2 mJ para las condiciones de $P = 60$ Torr, separación entre electrodos de 10 mm, $C_c = 25$ nF y $C_t = 20.16$ nF.

Existe una discrepancia en la literatura en la relación óptima que debe de haber entre el capacitor de transferencia y el de carga (C_t/C_c), que en nuestro caso es de 0.8 y lo reportado para un análisis teórico de circuitos C-a-C es de 0.5^[21]. Esto puede deberse a las diferencias de las cámaras de descarga, los *spark gaps* utilizados, las inductancias y las capacitancias parásitas del circuito. Se analizaron teórica y experimentalmente las inductancias y resistencias del sistema que muestran que nuestro láser es más inductivo que los reportados y, por lo tanto, el pulso de voltaje tiene anchos medios cuatro veces mayor. Sin embargo, aún en sistemas inductivos, como el nuestro, se comprueba experimentalmente que el capacitor de

ser menor que el de carga para una máxima transferencia de energía en concordancia con los resultados de Fitzsimmons et al.^[10].

Uno de los resultados más interesantes observados fue que, al variar la presión, capacitancias e inductancias, se obtienen anchos de pulsos variables entre 3.8 y 6 ns.

El circuito presenta una gran uniformidad en la descarga con variaciones de amplitud de los pulsos de salida menores al 10%. Pensamos que esta gran uniformidad y estabilidad de la descarga se deba a una autopreionización, manifestada con un pulso de luz previo a la descarga principal en la emisión lateral. La descarga en esta fase no llega a la formación de una descarga de arco, pero se encuentra en proceso de gestación. Después del pulso de preionización, el voltaje llega a un mínimo a los 100 ns aproximadamente; posteriormente se inicia la emisión espontánea que coincide con la emisión láser y la subida del pulso de tensión. Para explicar completamente esta autopreionización, son necesarias medidas del pulso de corriente en los electrodos las cuales serán realizadas en el futuro.

Por otra parte, debido a la sencillez en el armado y mantenimiento de este tipo de láseres, se construyeron dos idénticos al descrito que funcionaron al primer intento.

Se construyó también un láser del doble de longitud y del doble de capacidad tanto de carga como de transferencia obteniendo mayor energía. Nuevamente, este

láser funcionó al primer intento, lo que significa que el diseño es escalable y fácil de reproducir.

Los trabajos a futuro que se desarrollarán en el laboratorio de óptica son:

- medida del pulso de corriente para poder parametrizar completamente la operación del láser
- modelado teórico y optimización de la autopreionización a fin de lograr un láser con mayor eficiencia
- realizar el modelado matemático completo de todo el circuito a fin de comparar los resultados teóricos con los experimentales
- realizar las medidas ópticas y eléctricas del laser de 60 cm de longitud de electrodos
- implementar cavidades ópticas para obtener mayor energía y calidad de haz
- utilizar estos láseres en el modo oscilador-amplificador. (sistema MOPA) con el fin de obtener mayor energía [35].

Parte de los resultados de esta Tesis fueron publicados por J. L. Sosa Trujillo and M. Villagrán Muniz, "*Experimental evidence of a self-preionization in a nitrogen laser,*" in *Second Iberoamerican Meeting on Optics, SPIE - The International Society for Optical Engineering, Proc. SPIE vol. 2730, pp. 76-79, (1996).*

REFERENCIAS

- 1.- M. Garavaglia, "El láser", *Dep. de Asuntos Científicos, Sria. gral. de la O.E.A.*, Washington D.C., (1976)
- 2.- J.D. Shipman, "Traveling wave excitation of high power Gas lasers", *Apply Phys.*, **10**, 1, pp. 3 (1967).
- 3.- B. Oliveira dos Santos, C.E. Fellows, J. B. Oliveira e Souza y C.A. Massone, "A 3 % Efficiency N₂ Laser", *Apply Phys.* **41**, pp. 241-244, (1986).
- 4.- A. Vázquez M., "Estudios de eficiencia en láseres de nitrógeno" (tesis maestría), INAOE (1992).
- 5.- J. T. Verdeyen, "Laser Electronics", *Prentice Hall*, New Jersey, (1989).
- 6.- Colin S. Willet, B. Sc., Ph. D., M. Inst. P, "Introduction to Gas lasers Population Inversion Mechanism", *Pergamon Press, Department of the Army*, Washington, D.C.,(1974).
- 7.- Chavez V. A., Cortés S. D. "Láser de nitrógeno excitado con circuito de transferencia de carga", *tesis licenciatura*, U.A.M., 1993
- 8.- J. Hecht, "Nitrogen Lasers produce ultraviolet light simply", *Laser Focus World*, vol. **29**, No. 5 (1993).
- 9.- J. Garduño M., "Caracterización eléctrica y óptica de un láser de N₂ excitado con un circuito de transferencia de carga capacitiva", *tesis licenciatura*, U.N.A.M., (1993).
- 10.- W. A. Fitzsimmons, L.W. Anderson, C.E. Riedhauser and Jan M. Vrtilik, "Experimental and Theoretical Investigation of the Nitrogen Laser", *IEEE Journal Quantum Electronics*, Vol. QE-12. No. 10, pp. 624-633, (1976).
- 11.- A.A Huerta, E. Bautista, L.J. Villegas, M. Villagrán, "High voltage pulse generators and spark gap for gaseous discharge control", *Revista Mexicana de Física*, **41**, No. 3, pp.408,418 (1995).
- 12.- EG&G Application Note Typical Triggered Spark Gap Usage

- 13.- J.W.Ketto, T.D. Raymond and S.T. Walsh, *Rev. Sci. Instrum.*, **51**, pp. 42-43 (1980).
- 14.- J.Jethwa, E.E. Marinero and A. Müller, *Rev. Sci. Instrum.*, **52**, pp. 989-991 (1981).
- 15.- M. Fernández Guasti, A. Silva Pérez, D. Iturbide Castillo, E. Haro Poniatowsky, L. Escobar Alarcón, P. Habichayn Polloni, A. García García, R. Cudney Bueno, C. García Guerrero y E. González Avalos "Diseño y Construcción de láseres de nitrógeno molecular", *Revista Mexicana de Física*, **38**, 4 pp. 580- 602, (1992).
- 16.- A.D. Papadopoulus and A.A. Serafetinides, "Investigation of the electrical characteristics of charge transfer circuits used in gas laser excitation", *J. Phys. D: Appl. Phys.* vol. **24**, pp. 1917-1924, (1991).
- 17.- T. Niewierowicz, L. Kawecki and J. de la Rosa, "Identification of the electrical parameters of a Blumlein circuit used in the excitation of N₂ lasers", , *Rev. Mex. de Física*, **38**, No. 6, pp. 822,831 (1995).
- 18.- A.D. Papadopoulus, A. A. Serafetinides, *I.E.E.E. J. Quantum Electron*, **26**, pp. 177, (1990).
- 19.- A.V.F. Silva, K.H. Tsui, N.P. Pimentel and C.A. Massone, "Plasma Electronics in pulsed Nitrogen Laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. **28**, No. 9, pp. 1937, 1940, (1992).
- 20.- P. Persephonis, V. Giannetas, C. Georgiades, J. Parthenios and A. Ioannou, "The inductance and resistance of the laser discharge in a pulsed gas laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. **31**. No. 3, pp. 573-581, (1995).
- 21.- P. Persephonis, V. Giannetas, C. Georgiades, J. Parthenios and A. Ioannou, "The influence of the external circuit on arc-discharge of a spark-gap; its application to a pulsed gas laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. **31**. No. 3, pp. 567-571, (1995).
- 22.- A.V.F.Silva, K.H. Tsui, I.B. Couceiro, A.D. Tavares Jr. and C.A Massone, "Resonant Narrowing of the Nitrogen Laser pulse by Plasma Impedance Match", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. **27**, No. 3, pp. 448-453, (1991).
- 23.- B. Godard, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-10**, pp. 147, (1974).

- 24.- Ch. Iwasaki and Takahisa Jitsuno, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-18**, pp. 423, (1982).
- 25.- E.E. Bergmann, *Apply Phys. Lett.*, **28**, pp. 84, (1976).
- 26.- A.A. Serafetinides, *Opt. Comm.* **72**, pp. 219, (1989).
- 27.- F. Encinas Sanz and J.M. Guerra Perez, *Apply Phys. B* **52**, pp. 42, (1991).
- 28.- B.V.J. Pinto and Vicente Aboites, *Inst. y Des.* **2**, pp. 341, (1985).
- 29.- M. Villagrán, J. Garduño, J. de la Rosa, R. Linares, "Estudio de un láser de N_2 con un circuito de transferencia de carga capacitiva", *Acta Mexicana de Ciencia y Tecnología*, Vol .**XI**, No. 41, pp. 17-22 (1993).
- 30.- A. D. Papadopoulos and A. A. Serafetinides, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-26**, pp. 177, (1990).
- 31.- E. Armandillo, *Apply Phys. Lett.*, **41**, pp. 611, (1982).
- 32.- P. Schenk and H. Metcalf, *Apply Opt.* **12**, pp. 183, (1973).
- 33.- J.I. Levatter and Shao-Shi Lin, *Apply Phys. Lett.*, **41**, pp. 703, (1974).
- 34.- K.A. Stankov, S. Kurtev and I.Y. Milev, *Opt. Comm.*, **62**, pp. 32, (1987).
- 35.- V.J. Pinto R., "Sistema Mopa para láser de de nitrógeno", (tesis maestría), CIO, León, Gto. (1989).