TESIS

presentada en

LA FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS

DE LA UNIVERSIDAD DE LA PLATA

para obtener el

TITULO DE DOCTOR EN FISICA

por

Jorge Omar TOCHO

LASER DE NITROGENO DE ALTA POTENCIA

- 1977 -

TESIS

presentada en

LA FACULTAD DE CIENCIAS EXACTAS

DE LA UNIVERSIDAD DE LA PLATA

para obtener el

TITULO DE DOCTOR EN FISICA

por

Jorge Omar TOCHO

LASER DE NITROGENO DE ALTA POTENCIA

- 1977 -

INDICE

CAPITULO I	Introducción	1
	I.1 Antecedentes	1
	I.2 Circuitos	3
	I.3 Características de la excitación .	5
	I.4 Vidas medias	9
	I.5 Saturación	10
CAPITULO II	Diseño de un láser de campo cruzado .	14
	II.1 Generador Blumlein	14
	II.2 Llave rápida	17
	II.3 Canal de descarga	18
	II.4 Línea de carga	20
	II.5 Circuito equivalente	21
	II.6 Fuentes de tensión	24
CAPITULO III	Equipo experimental	30
	III.1 Líneas de transmisión . . .	30
	III.2 Llave	31
	III.3 Tubos de descarga	31
	III.4 Fuentes de tensión	32
	III.5 Medición del pulso luminoso . .	32
	III.6 Medidas de ondas de tensión . .	34

CAPITULO IV	Resultados experimentales	40
	IV.1 Líneas de transmisión	40
	IV.2 Llave	41
	IV.3 Tubos de descarga	42
	IV.4 Pulsos de tensión y corriente . .	44
	IV.5 Pulsos luminosos	45
CAPITULO V	Conclusiones	53
	V.1 Medidas eléctricas y ópticas. . .	53
	V.2 Sobretensión	55
	V.3 Aplicaciones	57
APENDICE I	Atenuadores resistivos y capacitivos .	61
REFERENCIAS	. . . . .	65

CAPITULO I

INTRODUCCION

En este capítulo se brindan los aspectos esenciales que hacen al funcionamiento de un láser de nitrógeno molecular de alta potencia. Comienza con una descripción de los distintos avances logrados en el tema hasta el momento, sigue con los diversos circuitos eléctricos utilizados en la excitación del láser y los mecanismos propuestos para explicar la inversión de población; termina con la discusión de dos aspectos importantes en el diseño de un equipo de alto rendimiento: vida media de los estados involucrados y niveles de saturación.

I.1 ANTECEDENTES

La transición $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ en la molécula de nitrógeno con emisión en la región UV (337,1 nm) ha resultado muy útil en la generación de pulsos láser (Fig.I.1).

Heard (1), en 1963 reporta el funcionamiento del primer láser que utiliza esa transición. Desde ese momento, los métodos de excitación utilizados incluyen distintos tipos de descargas eléctricas en el gas, hasta haces electrónicos de al-

ta energía, obtenidos en complejos aceleradores ("electron beam") (Ref.2). (Fig.I.2).

En el caso de descargas eléctricas el campo puede ser aplicado longitudinal o perpendicularmente a la dirección de la emisión estimulada, de ahí los nombres "láser axial" y "laser de campo cruzado" respectivamente. (Fig.I.3).

El presente trabajo está dedicado exclusivamente al tipo "campo cruzado", de manera que resumiremos cronológicamente los diversos aportes a este tipo de láser.

En el año 1965, Leonard (3) y Gerry (4) fueron los primeros en utilizar excitación transversal obteniendo pulsos de 300 KW en láseres de 2 m de longitud. Poco después, Shipman (5) utilizó una línea de transmisión plano paralela de 1,83 m de ancho con impedancia característica de solo 0,3 Ω, adaptando mucho mejor, de esa manera la carga (plasma en el tubo de descarga) a la resistencia de la fuente. Utilizaba la línea 6 llaves dieléctricas conectadas mediante cables de distinta longitud a una llave inicial de manera de ajustar la velocidad de la onda de excitación a lo largo del tubo con la velocidad de la luz producida en el mismo; obtuvieron así potencias pico de 2,5 MW y una relación 10:1 entre las potencias emitidas desde los dos extremos del tubo.

En 1972 aparecieron los primeros láseres excitados mediante líneas de transmisión plano paralelas que utilizaban

una sola llave. Basting et al. (6) obtuvo 1,2 MW de potencia pico en láseres de 0,3 m de longitud. La relación entre las potencias de los dos extremos fue 1,5:1; resultado éste, que concuerda con el 10:1 para tubos de 1,83 m.

Hacia 1972 la atención sobre el láser de nitrógeno se acrecentó al ser utilizado como fuente de luz para excitar láseres de colorantes orgánicos ("dye lasers") (Ref.7).

Nagata y Kimura (8), en 1973, redujeron significativamente el tamaño de estos láseres utilizando capacitores concentrados en una disposición tipo Blumlein aunque observaron potencias inferiores a las anteriores.

En 1976, Schwab y Hollinger (9) brindaron una versión compacta y manuable de un láser con líneas plano paralelas arrolladas sobre un cilindro que envolvía al tubo.

I.2 CIRCUITOS

Dos tipos de circuitos son utilizados para excitar láseres de campo cruzado; uno es más común en versiones que emplean capacitores concentrados, mientras que el otro lo es en aquellos que emplean elementos distribuidos. Sin embargo, en la actualidad, hay versiones que han revertido esta condición (Ref.8 y 10).

La fig.I.4 muestra el circuito estandard utilizado

en las versiones comerciales de Avco-Everett y de Molectron. Cuando la llave S se cierra, el capacitor C_{II} (que está distribuído a lo largo del canal) se carga rápidamente con la energía almacenada en C_I y la tensión sobre el canal de descarga sube hasta que ocurre la ruptura, luego C_{II} se descarga a través de la baja inductancia del canal, de ahí el nombre de "capacitores de transferencia" que se le dá a este tipo de circuito.

El modelo UV-1000 de Molectron de 1 MW emplea cables coaxiles de baja impedancia como C_{II}. En cambio, modelos de menor potencia (100-200 KW) emplean capacitores concentrados (tipo "doorknob" o "trompitos": 500 pF-30 KV).

La fig.I.5 muestra el circuito Blumlein, donde C_I y C_{II} están cargados inicialmente a través de L. Al cerrar S, se descarga C_I y, cuando se establece la tensión de ruptura entre los extremos del tubo, se descarga C_{II}. La bobina L presenta alta empedancia para las frecuencias que intervienen en la descarga.

La principal diferencia entre estos dos circuitos es, en la práctica, la duración del pulso láser: 8 a 12 ns para el de transferencia y 2 a 6 ns para el Blumlein. Si bien la potencia media es similar en ambos, la potencia pico es mayor, como así también la eficiencia, en los láseres operados mediante circuitos Blumlein (Ref.10).

I.3 CARACTERISTICAS DE LA EXCITACION

Uno de los temas de mayor interés, en el estudio del láser de nitrógeno molecular, es determinar el proceso por el cual la molécula resulta excitada preferencialmente en el nivel $C^3\Pi_u$, y a su vez explicar la inversión de población entre los niveles C y B.

Bennett (11), en 1965 extendió la sugerencia de Mathias y Parker (12), sobre un proceso de excitación indirecta para el láser que funciona en el 1er. Sistema Positivo del nitrógeno (bandas en IR cercano), para explicar la excitación del 2do. Sistema Positivo. En el mismo año, Gerry (4) desarrolló una teoría simple, en la cual el impacto directo de electrones con la molécula en el nivel fundamental $X\,^1\Sigma_g^+$ es el mecanismo que explicara la inversión de población entre los niveles C y B.

Todavía subsisten algunas dudas si la excitación de las moléculas desde el nivel fundamental al nivel $C^3\Pi_u$ es un proceso directo o indirecto, principalmente en la zona de alta energía donde la sección transversal de excitación $\sigma_{XC}(E)$ parece demasiado grande para un proceso de excitación directa (Ref.13).

Tres hechos siguen aún dificultando el estudio del proceso de excitación que nos ocupa:

i) desconocimiento de la energía media de los electrones responsables de la excitación.

ii) valores de las secciones transversales de excitación, teóricas o experimentales, totalmente contradictorias.

iii) discrepancia en la asignación de la distribución de la energía de los electrones en la descarga.

Los párrafos siguientes discuten estos aspectos y brindan el estado actual de conocimiento.

i) En el primer trabajo sobre la espectroscopía de la emisión láser en el 2do. Sistema Positivo (Ref.14) se sugiere que la energía de los electrones debe estar muy por encima del umbral de excitación del nivel C (11,2 eV). La aparición de una sola componente Λ en todas las líneas de las ramas P es la prueba utilizada por Parks et al (14) para justificar el empleo de la aproximación de Born-Oppenhaimer.

Estudios posteriores desarrollados en La Plata, primero con láseres axiales (Ref.15) y luego en láseres de campo cruzado (Ref.16), mostraron la amplificación de las dos componentes Λ en la mayoría de las líneas de la rama P_1. Esto, unido a un estudio de la emisión espontánea de la descarga axial, que mostró la presencia de átomos de nitrógeno (disociación) e iones N_2^+ (ionización) mucho después de la amplificación láser, resulta ser un decisivo indicativo que la energía de los electrones, sin ninguna duda, no es superior al umbral

de excitación del nivel C.

En la actualidad, cuando ya se conocen mejor las dependencias entre la energía de los electrones y los parámetros de la descarga, como el campo eléctrico (E) y la presión (p) para valores de $E/p > 100$ V/cmTorr, se estima entre 4 y 8 eV la energía media de los electrones. En esa región es difícil un proceso de excitación indirecta.

ii) Es sin ninguna duda este punto el que mayor dificultad ha presentado a la interpretación del mecanismo de excitación.

La sección eficaz de excitación electrónica del nivel C en función de la energía de los electrones, $\sigma_{xc}(E)$, fue determinada por varios autores a pesar de mostrar variaciones en la posición del máximo (14 a 17 eV) y en la altura del pico (17 a 25 x 10^{-18} cm^2) (Ref.17). En cambio, la sección eficaz correspondiente al nivel B no ha sido medida con precisión. Normalmente se utiliza una curva similar a la del nivel C desplazada hacia las bajas energías en la misma cantidad que la diferencia de los umbrales de los dos niveles, con un máximo tomado de McConkey et al.(18). Sin embargo existen trabajos donde se muestra que la sección eficaz para el estado B es mucho mayor que la del estado C (Ref.19).

iii) El tercer aspecto que hace difícil el estudio y que es discutible, es la distribución de la energía de los e-

lectrones en la descarga. Si bien la mayoría de los autores supone que es Maxwelliana, se ha encontrado un mejor ajuste con la distribución de Druyvestein (Ref.20). Esta última tiene en cuenta la pequeña pérdida de energía que sufren los electrones en las colisiones elásticas con las moléculas y tiene el máximo desplazado hacia la zona de mayor energía.

Son estas discrepancias las que llevaron a Massone et al.(15) a proponer recientemente un proceso de excitación selectiva para el estado C, en el que intervienen otros canales. Uno de ellos podría ser la formación de un ión negativo (Ref.21) por atrapamiento del electrón incidente. Este ión temporal podría decaer, mediante un proceso resonante sumamente rápido, a un nivel vibracional del estado C.

Sin embargo, en ausencia de una información detallada que justifique otros mecanismos, se acepta en la actualidad al de impacto electrónico directo como el que brinda el mayor ajuste con los resultados experimentales.

Debemos volver a hacer notar que la sección eficaz del estado B sigue sin ser medida o calculada con precisión; su magnitud es uno de los parámetros que se ajustan para alcanzar buen acuerdo entre las medidas y los cálculos referidos a los mecánismos de funcionamiento del láser de nitrógeno (Ref.10).

Terminaremos este párrafo con un hecho que no ha si-

do tenido en cuenta en la mayoría de los últimos trabajos y que puede ser una de las causas de las discrepancias entre las potencias obtenidas y las calculadas. En ellos se consideran solo tres niveles (X,C y B) y se incluyen solo sus excitaciones electrónicas en las ecuaciones de balance. Sin embargo, la excitación de los estados vibracionales del nivel fundamental, del estado triplete $A^3\Sigma_u^+$ y del singulete $a^1\Pi_g$ debe consumir buena parte de los electrones en la descarga. La sección transversal calculada por Cartwright (22) para el estado A es casi tres veces mayor que para el estado C en su energía umbral y la presencia del estado $a\,^1\Pi_g$ puede observarse en espectros de electrones sin dificultad (Ref.23).

I.4 VIDAS MEDIAS

Uno de los aspectos más importantes en los láseres que operan con la transición $C\,^3\Pi_u \rightarrow B\,^3\Pi_g$ es que la amplificación sólo puede lograrse en un brevísimo intervalo de tiempo (no mayor de 10 ns). Son láseres pulsados debido exclusivamente a la vida media de los niveles puestos en juego. Los valores aceptados en la actualidad son: 36 ns para el nivel superior y 6 μs para el inferior (Ref.24), por lo que la inversión de población solo puede lograrse en un tiempo bastante menor que 40 ns.

En láseres de campo cruzado la vida media del nivel C puede ser menor, ya que éstos operan a presiones relativamente altas, donde parece haber una fuerte dependencia entre la presión y la vida media. Wagner (25) estableció, justamente, dicha dependencia así:

$$\tau_c = \frac{36}{1 + p/58}$$

donde la presión está en Torr y el tiempo en ns, resultado que coincide a bajas presiones con el dado por Imhof et al. (24), entre 1 y 7 x 10^{-2} Torr, pero que a las presiones de trabajo de un láser de campo cruzado, entre 30 y 70 Torr, se reducirían a valores entre 24 y 16 ns respectivamente.

Los resultados sobre la dependencia entre vida media y presión fueron confirmados por Anton (26) en el rango de presiones de 10 a 200 Torr.

I.5 SATURACION

El primer trabajo publicado sobre el láser de campo cruzado (Ref.3) mostró una dependencia de la potencia con la longitud activa propia de los amplificadores lineales saturables; esto es:una región donde la potencia crece exponencialmentemente con la longitud,caracterizada por una ganancia de pequeña señal α_o dada por:

$$\frac{dE}{dx} = \alpha_0 E$$

y luego una segunda zona donde la ganancia se satura ($E \gg E_s$) y el crecimiento es sólo lineal:

$$\frac{dE}{dx} = \alpha_0 E_s$$

Resumiendo, los dos comportamientos podían escribirse como:

$$\frac{dE}{dx} = \alpha_0 E_s (1 - e^{-E/E_s})$$

En un trabajo reciente, Richter et al. (27), ha calculado la potencia máxima de emisión de un láser de campo cruzado en función de la longitud activa y de la densidad inicial de inversión de población. Este trabajo ha brindado un comportamiento similar al anterior sólo cuando se opera muy cerca del umbral de amplificación; más allá, se aparta del crecimiento lineal para mostrar una segunda saturación, no ya de la ganancia, sino de la potencia. La fórmula dada para la potencia máxima fue:

$$P(l) \propto n(t_i) - \frac{6}{5\alpha_0 l} \left(1 + \lg \frac{5}{6} \alpha_0 n(t_i) l\right)$$

donde $n(t_i)$ es la densidad inicial de inversión de población, α_0 es el coeficiente de absorción para la transición láser y l la longitud activa. Si introducimos una longitud umbral (l_T)

definida como la mínima longitud, para un n (t_i) dada, necesaria para que haya amplificación (P>0), podemos escribir:

$$P \propto 1 - \frac{l_T}{l}\left(1 + \ln \frac{l}{l_T}\right) = f\left(\frac{l}{l_T}\right)$$

El comportamiento, según esta expresión, puede dividirse en tres zonas:

i) muy cerca del umbral ($\frac{l}{l_T} < 1{,}2$) el crecimiento es mayor que el lineal.

ii) para $\frac{l}{l_T} < 5$ el crecimiento es lineal y,

iii) cuando $\frac{l}{l_T} \to \infty$, $f(\frac{l}{l_T}) \to 1$.

Este resultado muestra claramente, que el incremento de la longitud sólo es eficaz para láseres que operen cerca del umbral de amplificación.

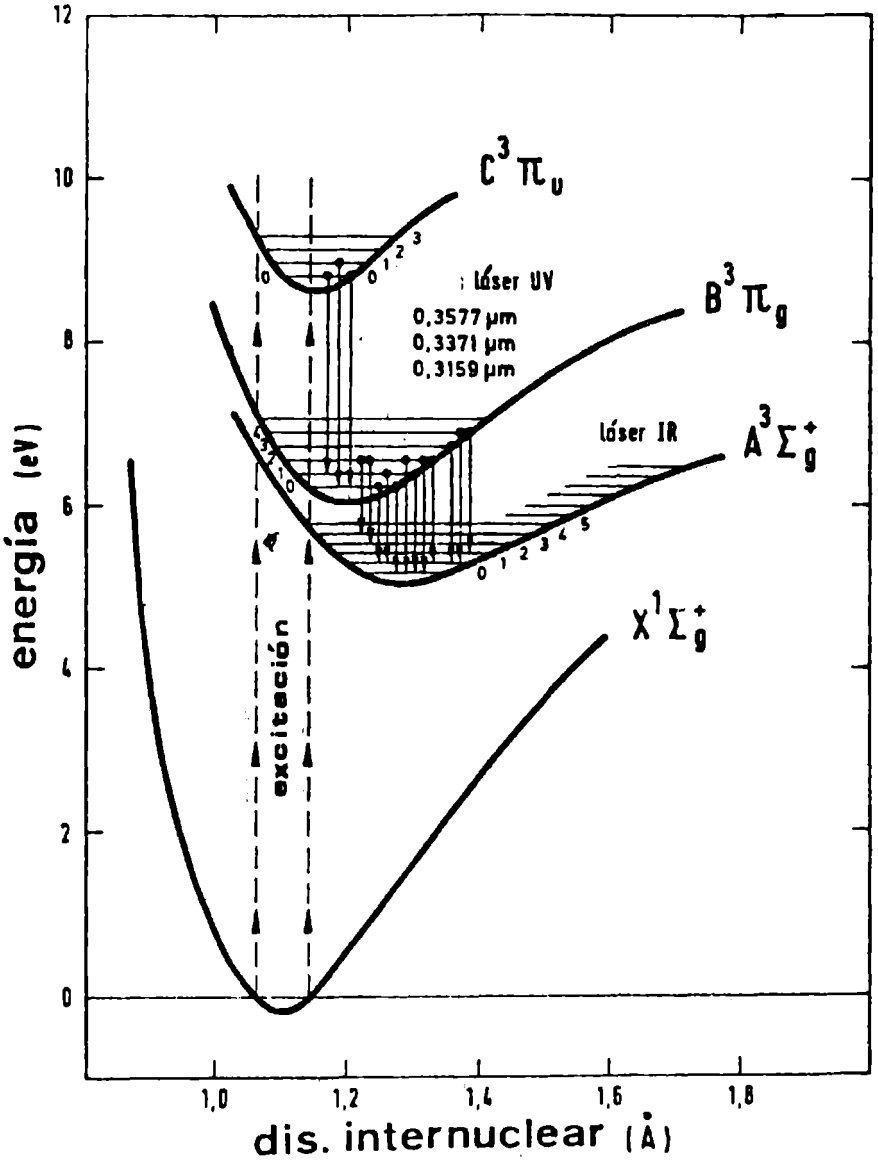


Fig.I.1- Esquema de niveles de la molécula de nitrógeno.

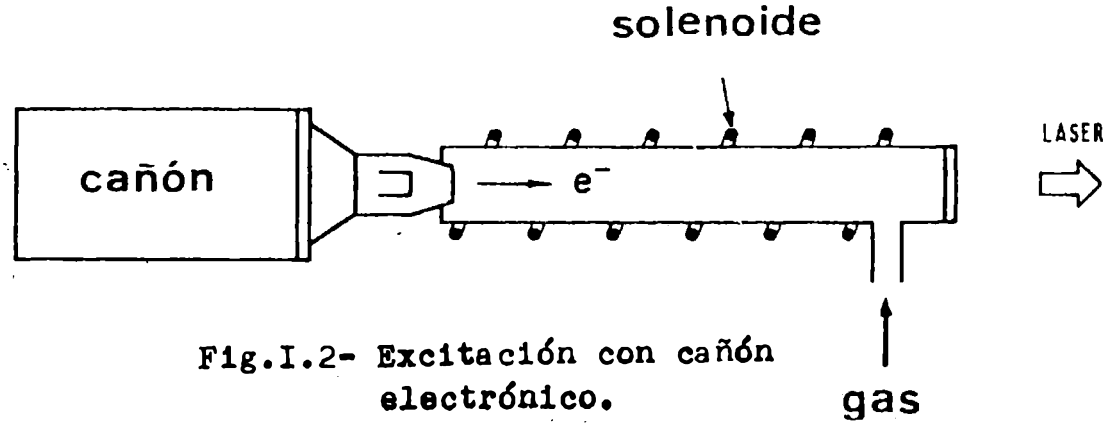


Fig.I.2- Excitación con cañón electrónico.

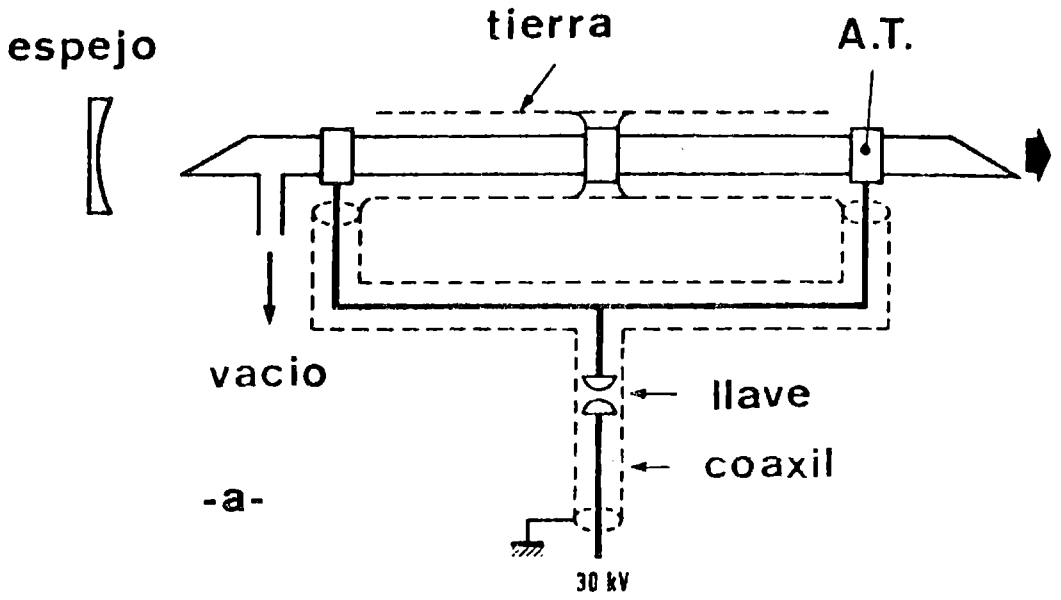
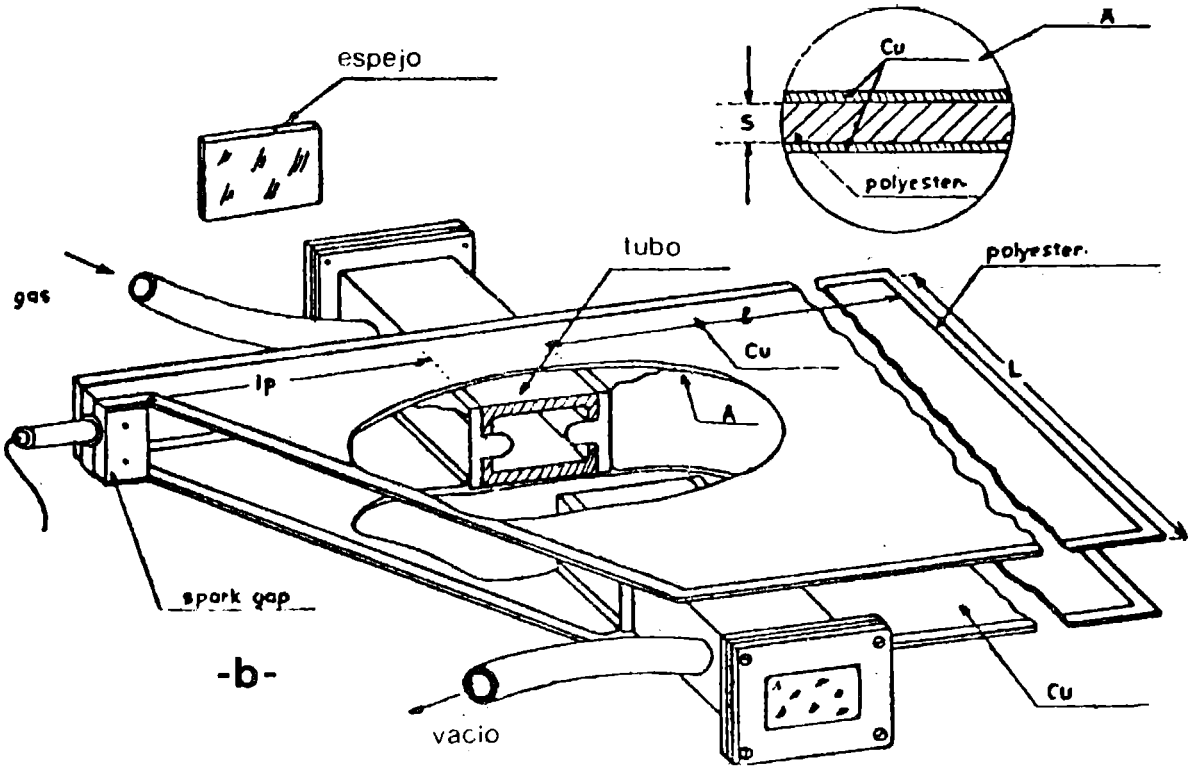


Fig.I.3- a)Descarga axial.

b)Descarga transversal.



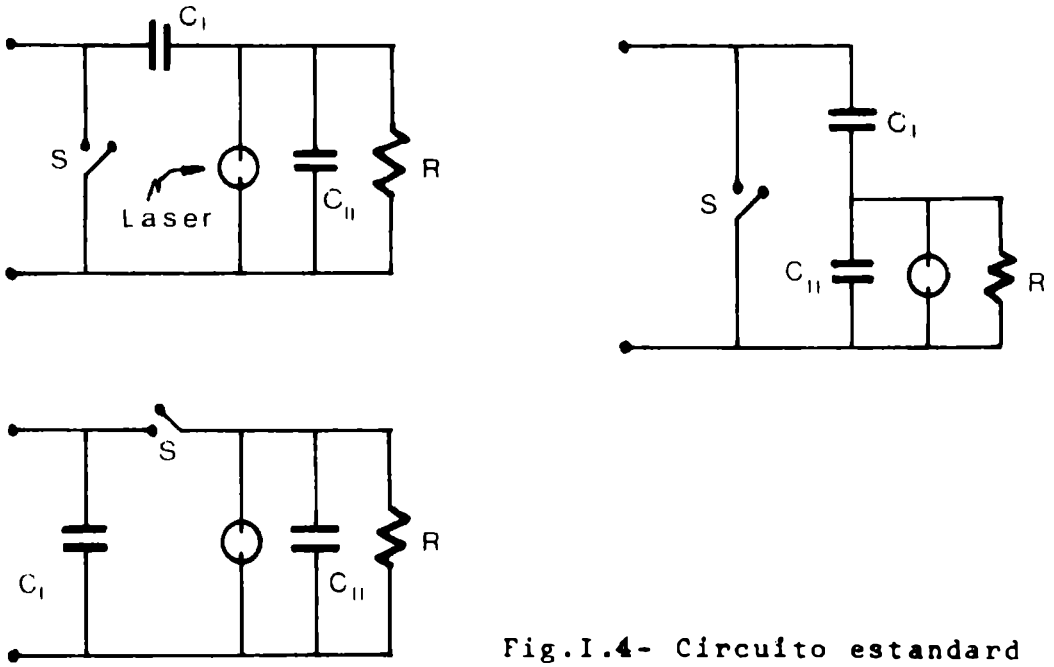


Fig.I.4- Circuito estandard o de transferencia.

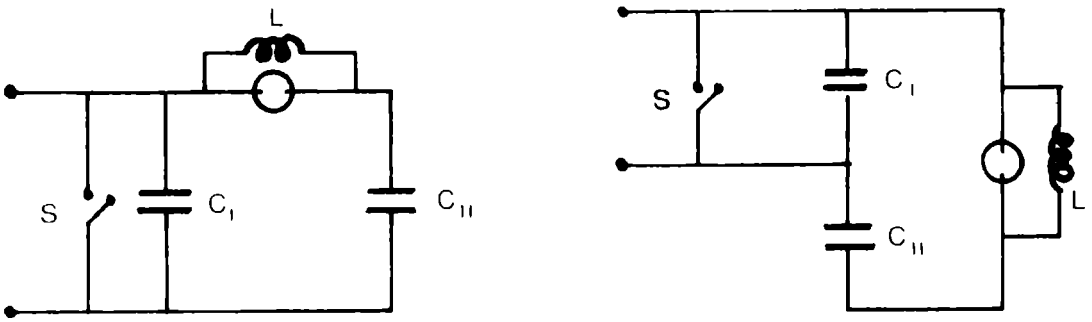


Fig.I.5- Circuito Blumlein.

CAPITULO II

DISEÑO DE UN LASER DE CAMPO CRUZADO

Nuestro equipo consta de un generador Blumlein asimétrico con líneas de transmisión plano paralelas, una única llave rápida tipo "spark-gap" y un tubo o canal de descarga de muy baja inductancia. En principio se analiza en este capítulo cada elemento por separado y un último ajuste se realiza estudiando la estricta relación de todos los componentes mediante un circuito equivalente apropiado. Termina el capítulo con una descripción de las fuentes de poder utilizadas comunmente.

II.1 GENERADOR BLUMLEIN

Estos circuitos fueron diseñados durante la Segunda Guerra Mundial para excitar magnetrones de radar; estas válvulas operaban con pulsos de tensión de 25 KV y como en esos momentos no se disponía de thyratrons que trabajaran a más de 20 KV ni tampoco llaves tipo "spark-gap" confiables, fue necesario transformar un pulso hasta la tensión deseada. En los párrafos siguientes se brinda una descripción de los circuitos Blumblein como figura en el trabajo de Wilkinson (28),uno

de los primeros publicados sobre el tema después de la guerra.

Los circuitos Blumblein se basan en la utilización de las reflexiones de ondas de tensión y corriente en discontinuidades de líneas de transmisión, fenómeno completamente análogo al que ocurre en la propagación de ondas mecánicas en una cuerda finita. El generador Blumblein original constaba de dos cables de la misma impedancia y tiempo de tránsito (Fig.II.1); en las aplicaciones de campo cruzado tal disposición se reemplaza, en general, por líneas plano paralelas.Los dos cables o líneas, de impedancia característica Z y tiempo de tránsito T, se cargan a la misma tensión E. Cuando se cierra la llave S, una onda de tensión -E viaja de izquierda a derecha hacia la carga R. Una fracción β es reflejada, γ queda aplicada a la carga y δ pasa a la línea Nº2.

$$\beta = \frac{R}{R+2Z} \qquad \gamma = \frac{\mp 2R}{R+2Z} \qquad \delta = \frac{2Z}{R+2Z}$$

Los sucesivos pasajes de la onda (el signo menos de se refiere a ondas llegadas desde la derecha) a lo largo de las líneas brindan, sobre la carga, la siguiente tensión:

$$V = -\gamma E \left[(1) - (1) + (\beta^2 - \delta^2) - (\beta^2 - \delta^2) + (\beta^2 - \delta^2)^2 - \ldots \right]$$

donde cada paréntesis está separado uno de otro por un tiempo 2T y el primer término comienza a actuar un tiempo T después de cerrada la llave S. Puede visualizarse la obtención de es-

ta expresión siguiendo el diagrama de la fig.II.2.

Para un generador con cables de 175 Ω ,y una carga que opere con 25 KV, 40 A y 625 Ω , sólo se necesita una tensión de carga de 19,5 KV ya que:

$$\beta = 0,64 \qquad \gamma = \pm 1,28 \qquad \delta = 0,36$$

y la amplitud de los pulsos es:

$$25, \quad 7, \quad 1,95, \quad 0,55, \ldots \text{ KV}$$

con duración 2T y separados por un tiempo 2T en el cual la amplitud es nula.

En el caso de que la carga no condujera por presentar elevada impedancia ($R \gg Z$) resulta:

$$\beta = 1 \qquad \gamma = \pm 2 \qquad \delta = 0$$

de modo que, de acuerdo al diagrama de la fig.II.3 la tensión sobre la carga se duplica (Fig.II.4). Sin embargo si la carga comienza a conducir se verá que la tensión cae inmediatamente como muestra la fig.II.5.

Hasta ahora se han supuesto pulsos ideales con tiempo de crecimiento nulo o por lo menos muy inferior al tiempo de tránsito de las líneas ($tr \ll T$). Cuando $tr \gg T$ (el otro caso extremo), es fácil demostrar que la tensión sobre la carga, superposición de pulsos positivos y negativos, sólo llega al valor E (Fig.II.6).

Entre los ejemplos señalados se encuentran todos los casos reales donde el valor de V resultará entre E y 2E y por

lo tanto, el tiempo empleado para llegar a una tensión determinada será siempre menor que en un circuito convencional.

Para generadores que operen con pulsos de alrededor de 20 ns de tiempo de crecimiento las líneas deben poseer tiempos de tránsito mayores que 10 ns para alcanzar la duplicación. Líneas de poliester ($\varepsilon = 2,3$, $v = 20$ cm/ns) deben tener por lo menos 2 m de longitud. La fig.II.7 muestra el resultado para $tr = 20$ ns y $2T = 28$ ns. El recorte que provoca la onda negativa puede hacer necesario el uso de líneas más largas para aumentar la tensión aplicada sobre la carga cuando ésta ya conduce.

II.2 LLAVE RAPIDA

Nuestro propósito de obtener pulsos de gran corriente en la carga, con un tiempo de crecimiento mínimo, hace necesario la utilización de una llave con inductancia mínima y baja resistencia. La baja inductancia tiende a disminuir el tiempo de crecimiento del pulso de tensión y la baja resistencia a aumentar la proporción de tensión que viaja por la línea Nº1 (línea de conformación del pulso de tensión). Suponiendo la llave en contacto con una línea de impedancia característica Z_1 se puede describir según el circuito equivalente de la fig.II.8. La tensión aplicada sobre la línea resulta:

$$v(t) = V \frac{Z_1}{R_{SG} + Z_1} \left[1 - e^{- \frac{t}{L_{SG}/(Z_1 + R_{SG})}} \right]$$

Como se ve, R_{SG} debe ser mucho menor que Z_1 para que la división potenciométrica entre la línea y la llave tienda a 1 y L_{SG} debe ser pequeño para minimizar el tiempo de crecimiento.

Por ahora no surge la necesidad que Z_1 sea demasiado pequeña. Sin embargo se ha trabajado con valores tan bajos como 0,14 Ω (Ref.6).

Parece difícil construir llaves con inductancias menores de 10 nH por lo que, si se quieren lograr pulsos con tr < 20 ns, Z_1 debe ser mayor que 1,1 Ω.

II.3 CANAL DE DESCARGA

Los diseños del canal de descarga pueden dividirse en dos tipos principales: los que operan con la descarga eléctrica confinada entre paredes muy cercanas unas de otras y los de gran sección transversal. Los primeros ofrecen potencias bajas y medias, aunque con altos regímenes de repetición y flujos muy bajos de nitrógeno. El modelo SP-10 de Molectrón, con 1,3 mm entre paredes, brinda pulsos de 50 KW a 100 Hz. Como acotación diremos que los láseres axiales de nitrógeno, normalmente capilares de 1 ó 2 mm de diámetro, operan sin circu-

lación. Los segundos, en cambio, debido a que el tiempo de difusión hacia las paredes es mucho mayor, decaen su potencia cuando la repetición sube más allá de los 20 ó 30 Hz. Esto se debe a que las moléculas "calientes" o las excitadas en estados de larga vida media no son quitadas de la zona activa con la velocidad necesaria, aún con flujos moderados de nitrógeno. Una cavidad de 2,5 cm x 2 cm requiere un flujo de nitrógeno de 5×10^{-3} m^3/s para operar a 60 Hz (Ref.10). Sin embargo las potencias son mucho mayores del orden de 1 MW a 10 Hz.

Sin duda el punto más importante en el diseño del canal de descarga es la reducción de la inductancia. En canales de 50 ó 60 cm de longitud son comunes valores tan bajos como 3 ó 4 nH. Mediante un diseño similar al de Geller et al.(29) es posible minimizar la inductancia del canal proveyendo dos caminos de retorno a la corriente.

Se debe cuidar la uniformidad de la descarga. Arcos concentrados bajan sustancialmente el rendimiento y la uniformidad de los pulsos. En el rango de presión que va de 10 a 100 Torr han sido utilizados electrodos muy bien pulidos de bronce, aluminio, acero inoxidable o cobre. A presiones mayores (mezclas de helio y nitrógeno) normalmente se favorece la uniformidad con electrodos con forma de diente de sierra o con filas de agujas de manera similar a los diseños de láseres TEA de dióxido de carbono.

II.4 LINEA DE CARGA

La línea de carga (línea nº2) no juega ningún papel importante antes de la descarga. Sus características deben ser las adecuadas para obtener un pulso de corriente de la amplitud y duración requerida. Su impedancia característica debe ser lo más baja posible, la inductancia debe ser mínima y la capacidad relativamente grande. Su diseño puede basarse en el circuito de la fig.II.9, donde $v_o(t)$ es la tensión medida cuando no circula corriente (el tubo está a presión atmosférica o a alto vacio), en cambio v(t) es la caida en el tubo en condiciones normales de presión. Es evidente que la corriente que circula por el tubo es:

$$I_T = \frac{v_o(t) - v(t)}{Z_1 + Z_2}$$

La necesidad de la baja impedancia de la segunda línea surge de esta ecuación, pero limitada a la condición: $Z_2 \ll Z_1$.

Por último resumiremos las características de las líneas de transmisión plano paralelas y los criterios a seguir en su diseño para ser utilizadas en un láser de campo cruzado. Consideremos una línea de ancho a, separación s ($a \gg s$) y longitud ℓ, con aislante de coeficiente dieléctrico ε a la frecuencia de interés, mostrada esquemáticamente en la fig.II.10. La capacidad, inductancia, impedancia característica y

tiempo de tránsito están dados por:

$$C = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{a l}{s}$$
$$L = \mu_0 \frac{s l}{a}$$
$$Z = \sqrt{L/C}$$
$$T = \sqrt{L C} = Z C$$

Como se ve, todas las características están relacionadas y es imposible, variando algún parámetro, cambiar una sóla sin alterar las demás.

El diseño de la línea de conformación es el que mayor cuidado exige: debe tener una impedancia relativamente alta y un tiempo de tránsito compatible con el tiempo de crecimiento dado por la llave y con el recorte provocado por la reflexión negativa en la llave. La segunda línea, en cambio, debe tener baja impedancia y una capacidad consecuente con pulsos de corriente del orden de la vida media del nivel electrónico $C^3\pi_\mu$ (párrafo I.4).

II.5 CIRCUITO EQUIVALENTE

No extenderemos más el análisis desde el punto de vista de líneas de transmisión ya que, la escala de tiempo en que se trabaja y lo bajo de las impedancias y resistencias puestas en juego, hace sumamente complejo el estudio de

las reflexiones. Los coeficientes de reflexión definidos en el párrafo II.1 son válidos cuando las discontinuidades son puramente resistivas, pero a las frecuencias de interés, tanto el tubo como la llave presentan reactancias fuertemente inductivas.

Pasaremos ahora a estudiar un circuito equivalente donde las líneas de transmisión son simuladas con elementos concentrados. Se utilizan circuitos *LC* dispuestos como filtros pasabajos. El número de estos elementos está determinado por la frecuencia máxima a la cual debe operar la línea; por ejemplo una línea con capacidad de 9 nF y una impedancia característica de 1,7 Ω para operar a 35 MHz (tr = 10 ns) debe ser dividida en dos secciones, según resulta del siguiente cálculo:

El retardo en cada celda está dado por:

$$t_c = \frac{1}{\pi f_c}$$

y como el tiempo de tránsito en la línea es:

$$T = Z C$$

resulta para el número de tramos:

$$n = T/t_c = Z C \pi f_c \simeq 2$$

La frecuencia de operación puede estar dada, en nuestro caso, por la adaptación entre la llave y la línea de con-

formación o bien por la frecuencia de corte propia de la línea; esta última limitación surge de las pérdidas en la línea: efecto pelicular y factor de pérdida del dieléctrico. Líneas como las utilizadas por nosotros tienen frecuencias de corte por encima de 1 GHz de manera que no tendremos en cuenta esta limitación.

El circuito equivalente está representado en la fig. II.11. Los condensadores $C_1^1 \ldots C_2^m$ están cargados inicialmente a través de la resistencia R y de la bobina L que presentan alta impedancia durante la descarga. Suponemos que todos los elementos son lineales, a pesar que la resistencia de la llave como así también la del tubo, deben presentar una fuerte variación con la tensión. La capacidad C_T en paralelo con el tubo es despreciada en la mayoría de los trabajos; su empleo apropiado puede ayudar a modular el pico y la duración del pulso de corriente. La resistencia del tubo varía desde la de circuito abierto (1 MΩ) al valor final R_T , un cierto tiempo Td después que la llave comienza a conducir (t = 0). Este tiempo es consecuencia de tres procesos:

i) tiempo de tránsito de la línea de conformación del pulso.

ii) tiempo de elevación del pulso de tensión en el tubo.

iii) tiempo de formación de la descarga en el tubo.

La resolución numérica de estos circuitos se realiza mediante el programa ECAP (Electronic Circuit Analysis Program) de IBM. El tiempo de procesamiento varía fuertemente con la subdivisión temporal utilizada en la interpolación ("time step"). Son necesarios tiempos tan pequeños como 10 ps para no alterar las soluciones. En esas condiciones los tiempos de procesamiento totales no superan los 360 s, utilizando 120 K de memoria en una máquina IBM 360/50. La mayor dificultad del programa ECAP es, estudiando estados transitorios, no admitir iteraciones ni tampoco simples alteraciones en los datos.

El control de R_T se realiza mediante un circuito auxiliar que provee una rampa horaria, como el de la fig.II.12. El capacitor es cargado por el generador de corriente, cuando alcanza la tensión V se invierte el sentido de la corriente en la batería; este hecho es utilizado por el programa para cambiar el valor de la resistencia del tubo desde 1 MΩ a R_T.

II.6 FUENTES DE TENSION

Son empleadas dos tipos de fuentes de poder para cargar los capacitores. Las de tensión continua, a través de una resistencia de carga que limita la corriente en cortocircui-

to, y las de tensión alterna con o sin diodo rectificador (Fig.II.13). Las primeras generalmente se utilizan para tensiones altas mientras que las otras operan a las frecuencias de línea. La bobina L se elige de manera que, cuando se alcanza la tensión máxima en la llave, la tensión de línea pase por cero, de esa manera el transformador suministra muy poca corriente durante el cortocircuito.

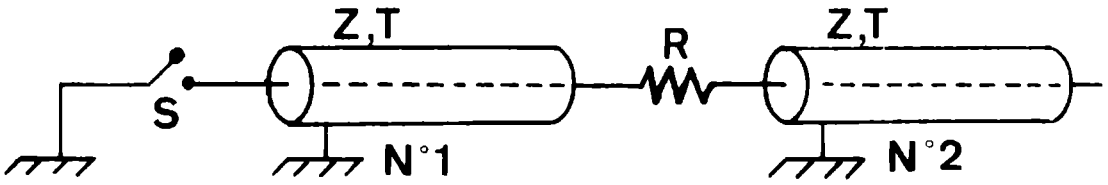


Fig.II.1- Generador Blumlein.

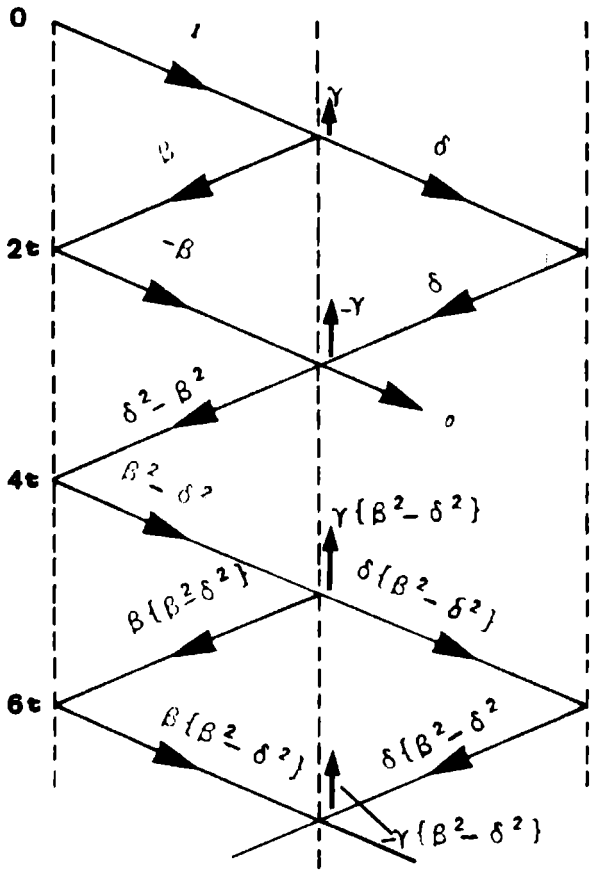


Fig.II.2- Red de descarga para un generador Blumlein.

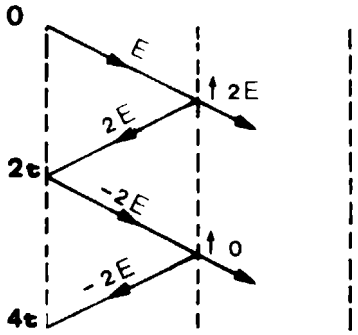


Fig.II.3- Red cuando la carga no conduce.

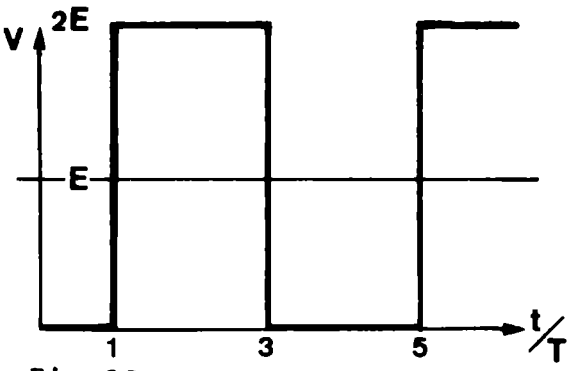


Fig.II.4- Tensión sobre la carga cuando esta no conduce.

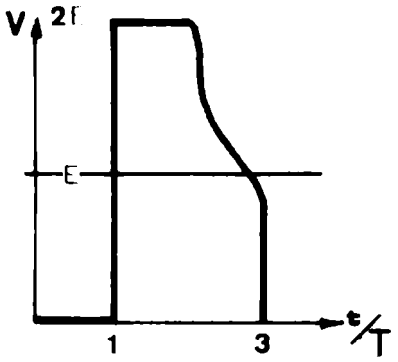


Fig.II.5- Tensión cuando la carga comienza a conducir.

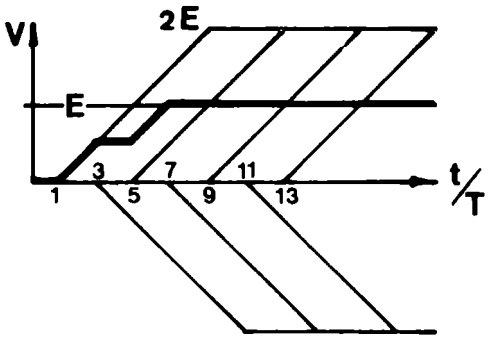


Fig.II.6- Tensión sobre carga para $t_r = 8T$.

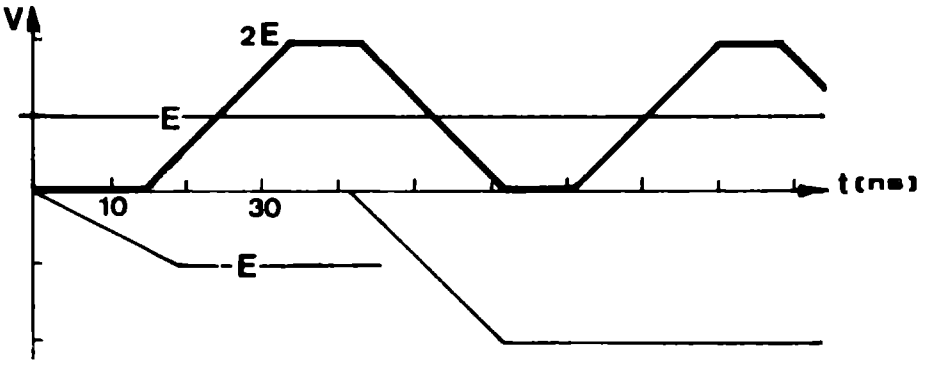


Fig.II.7- Tensión sobre la carga cuando $t_r = 20$ ns y $t = 14$ ns. La onda negativa del extremo izquierdo es la tensión en la llave.

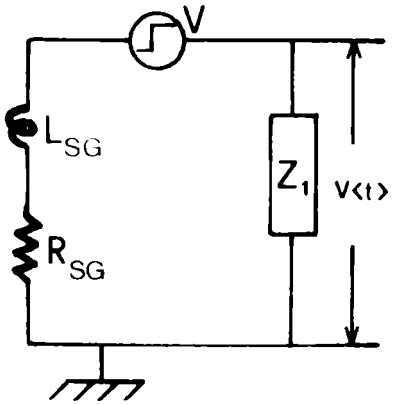


Fig.II.8- Circuito equivalente de la llave.

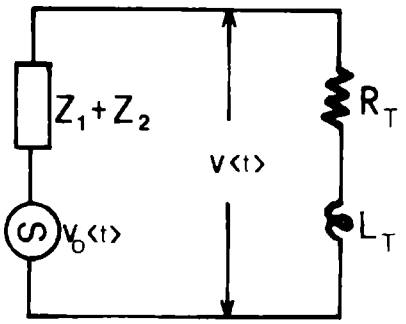


Fig.II.9- Circuito equivalente del tubo.

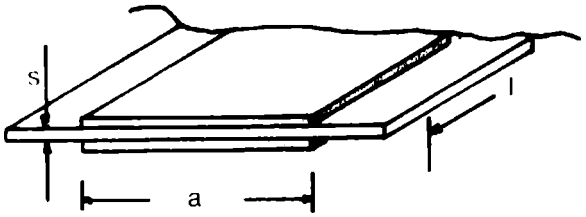


Fig.II.10- Línea de transmisión plano-paralela.

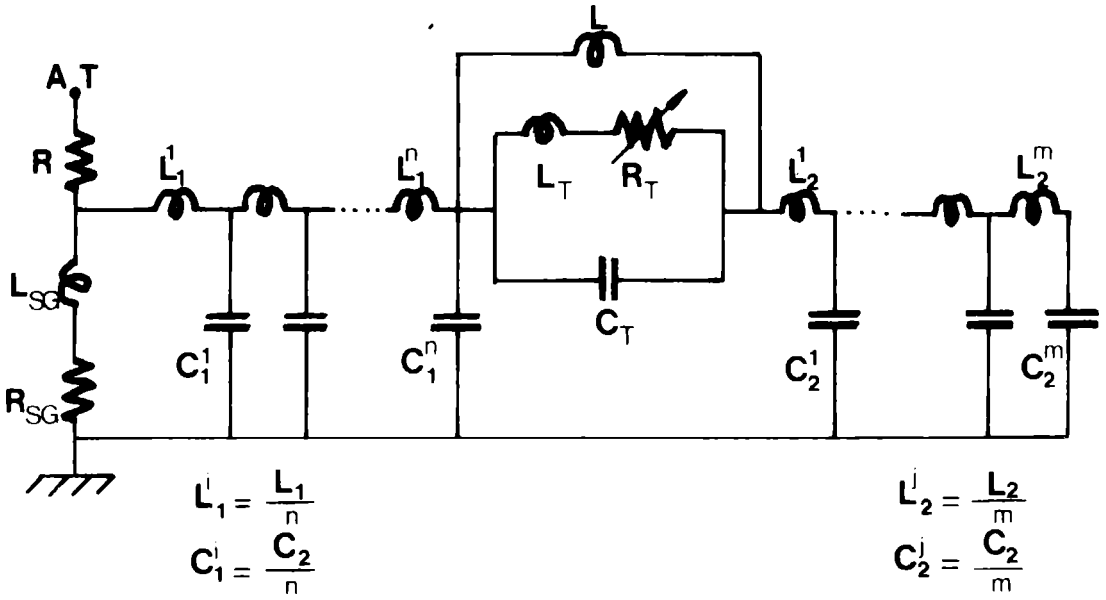


Fig.II.11- Circuito equivalente de todo el equipo.

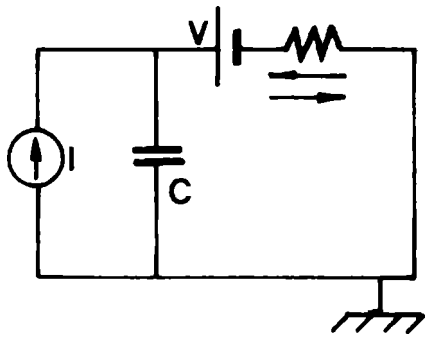


Fig.II .12- Circuito auxiliar para control de R_T.

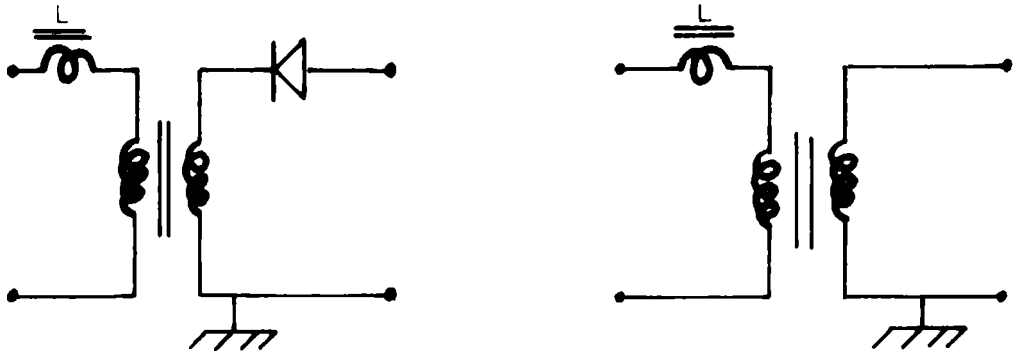


Fig.II.13- Fuentes de tensión alterna.

CAPITULO III

EQUIPO EXPERIMENTAL

Los temas de este capítulo comprenden los aspectos constructivos de todo el equipo como así también la disposición de los distintos elementos de medida utilizados en la obtención de los resultados experimentales.

III.1 LINEAS DE TRANSMISION

Las líneas se han construído con película de aluminio de 20 μm de espesor y láminas de poliester de 120 μm de espesor y 66 cm de ancho. La longitud total del equipo es alrededor de 3 m. Las dos líneas del generador Blumlein están plegadas con un conductor común (Ref.16 y 30) como puede verse en la Fig.III.1. La línea de conformación del pulso es de 15 cm de ancho y tiene ocho hojas de poliester, en cambio la línea de carga es de 38 cm de ancho y sólo tiene seis láminas dieléctricas. Todo el sistema está prensado entre gruesas planchas de madera a fin de mantener constante los espaciamientos, soportando así las intensas fuerzas repulsivas durante cada descarga (Ref.31). Se debe tener especial cuidado en el armado de las líneas a fin de evitar cualquier partícula de

polvo que favorezca la rotura del poliester por concentración de campo eléctrico.

Las características más importantes del poliester utilizado (mylar^{R}) pueden verse en la Fig.III.2 (Ref.32).

III.2 LLAVE

El diseño de la llave (tipo "spark-gap") está tomado de Schwab et al.(9). Su funcionamiento coaxil minimiza la inductancia. El disparo, en nuestro equipo, se produce simplemente por sobretensión, los dos electrodos de la bujía (tierra y "trigger") han sido reemplazados por uno solo de cobre de 12 mm de diámetro (Fig.III.3). La distancia entre los electrodos es de sólo 0,5 mm a fin de disminuir la inductancia, ya que, la proporción correspondiente a la chispa (que es muy angosta) es de significativa importancia. Su valor, tanto como el de la resistencia, puede determinarse estudiando la forma de la onda de tensión en la llave y en el tubo.

La cámara de la llave está diseñada para operar con flujo de nitrógeno a presión. Los electrodos de la llave fueron construídos con diversos materiales, tales como bronce,aluminio, cobre, etc..

III.3 TUBOS DE DESCARGA

Se han construído tres tubos de descarga, numerados con I, II y III en la Fig.III.4. El tubo I posee sección transversal grande y fue utilizado en las experiencias reportadas en la ref.16, los otros dos fueron construídos para operar a mayor repetición. El tubo III posee un electrodo de fina malla de bronce para favorecer la uniformidad de la descarga; el otro electrodo es intercambiable para modificar la longitud del arco. Su inductancia ha sido reducida por el diseño envolvente del electrodo de tierra. Las ventanas pueden retirarse para cambiar el electrodo y están inclinadas, con respecto al eje del tubo, para realizar estudios de reflexión en espejos externos.

III.4 FUENTES DE TENSION

Se utilizaron dos fuentes de corriente continua, una de 60 KV, 14 mA (rectificador de media onda) para trabajar a tensiones elevadas y otra de 14 KV, 200 mA (doblador de tensión), para operar a altas repeticiones. La Fig.III.5 muestra los circuítos de ambas fuentes; el doblador de tensión debe ser limitado por una resistencia adicional (0,5 MΩ) para mantener una repetición adecuada.

III.5 MEDICION DEL PULSO LUMINOSO

Observar la forma del pulso luminoso exige un equipamiento especial con elevado ancho de banda. Los pulsos no tienen más de 10 ns de duración y un tiempo de elevación de 1 ó 2 ns.

Hemos utilizado, en la observación del pulso láser, un detector JADRON TRG-105 C con tiempo de elevación menor de 0,35 ns, con superficie Si polarizado con 2,0 KV. En estas condiciones la respuesta del detector es 4.370 V/MW. La forma de onda se visualiza en un osciloscopio de muestreo ("sampling") con 350 ps de tiempo de elevación, es decir, 1 GHz de ancho de banda. Entre el detector y el osciloscopio se coloca un adaptador de impedancias que pasa de 125 Ω (impedancia del detector) a 50 Ω (impedancia del osciloscopio) y que atenúa en un factor 2,5. La señal luminosa antes de llegar al detector es atenuada por filtros neutros; se utilizaron láminas de cuarzo recubiertas con finas películas metálicas con transmisión de 10, 1 y 0,1 %. También se atenuó la señal con una batería de láminas de poliester con transmisión del 32 % en 337 nm.

Cuando se quiere tener sólo una medida relativa de la potencia luminosa se puede utilizar un detector de sulfuro de plomo o un fotodiodo, colocado a pocos centímetros de una pantalla de sulfato de bario, que difunde el haz incidente provocando así la atenuación necesaria para no destruír al de

tector.

III.6 MEDIDAS DE ONDAS DE TENSION

Las ondas de tensión, tanto en la llave como en el tubo, fueron atenuadas mediante divisores capacitivos. La señal observada en un osciloscopio de baja impedancia debe corregirse numéricamente ya que es una combinación lineal de la tensión a medir y su derivada. El análisis puede hacerse a partir del circuito de la Fig.III.6. La tensión original es entonces, punto a punto:

$$u_1(t) = \frac{C_1}{C_1 + C_2} \left[u_2(t) + \frac{1}{(C_1+C_2) Z_0} \int_0^t u_2(t')\, dt' \right]$$

donde $u_1(t)$ es la tensión original y $u_2(t)$ es la tensión medida en el osciloscopio.

Los atenuadores son de geometría similar a las líneas y se introducen entre ellas con el electrodo de tierra común. Fueron construídos con dos hojas de cobre de 0,1 mm de espesor y una delgada lámina de poliester de 75 μm como separador. La constante de tiempo que aparece como denominador de la integral en la ecuación anterior fue determinada midiendo C_2 con un reflectómetro ya que $C_2 \gg C_1$.

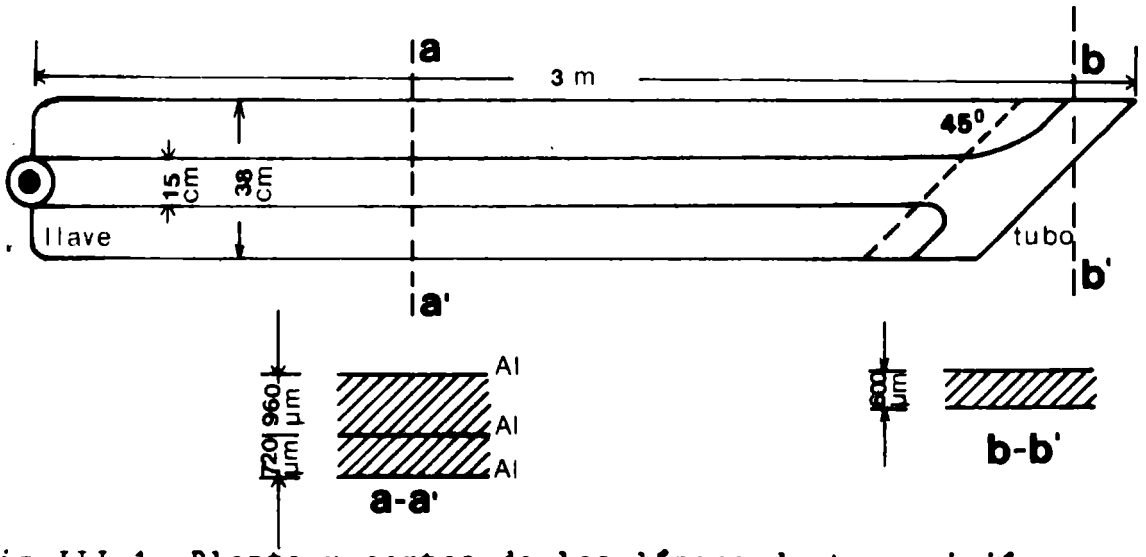


Fig.III.1- Planta y cortes de las líneas de transmisión.

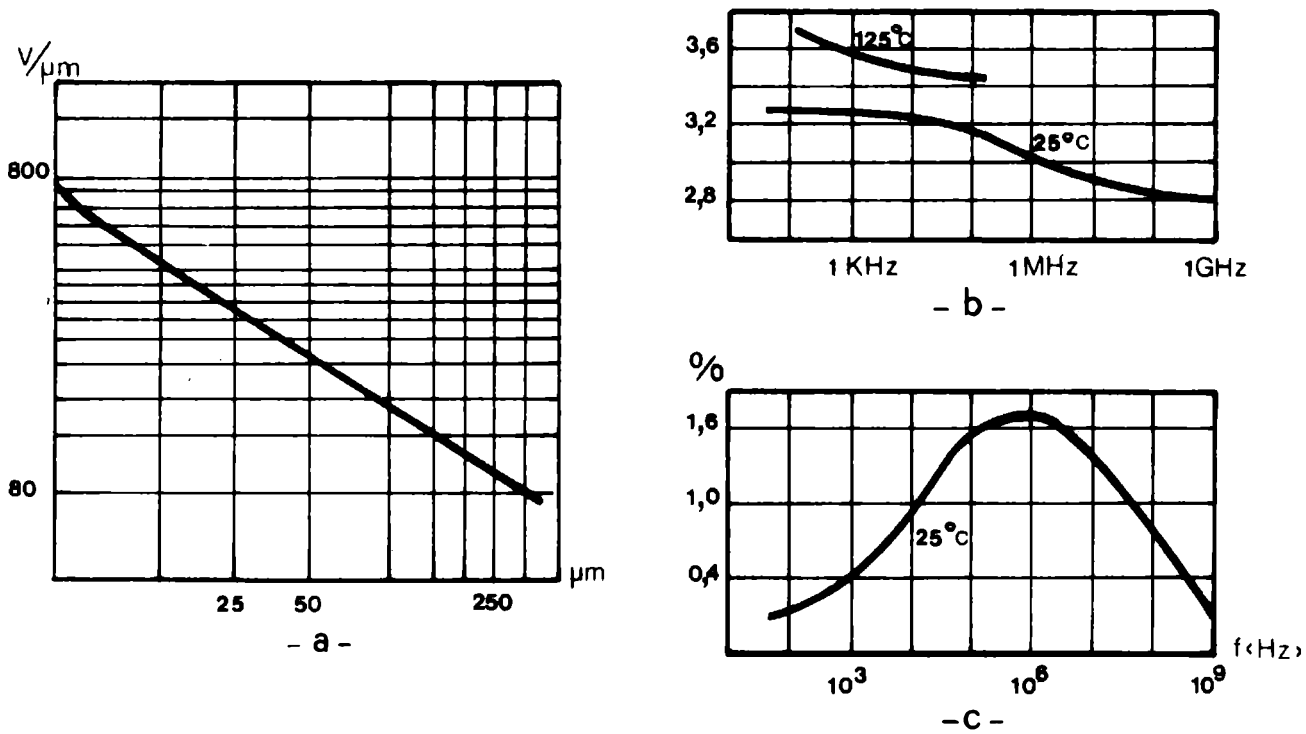
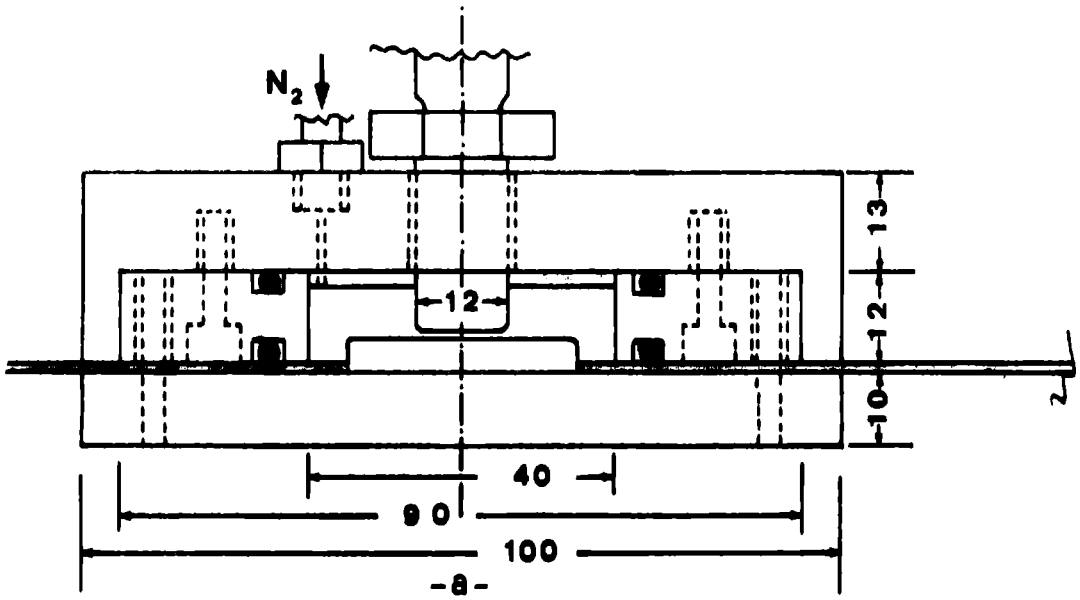
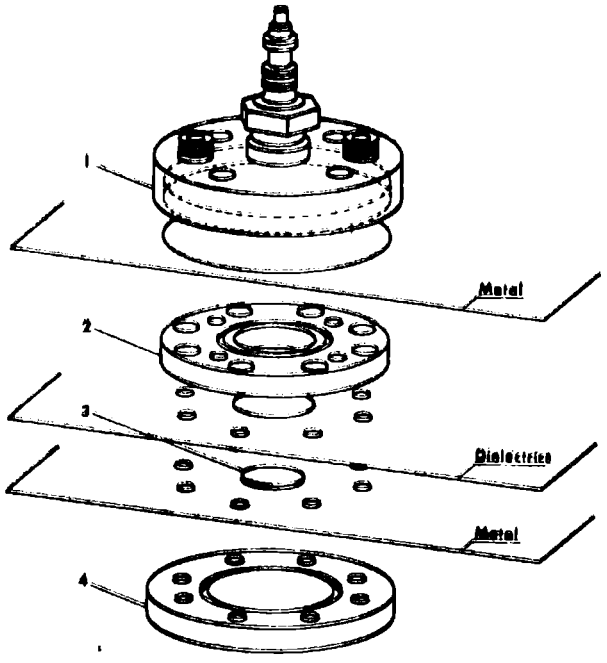


Fig.III.2- a)Tensión de ruptura en función del espesor.
b)Coeficiente dieléctrico en función de la frecuencia.
c)Factor de potencia en función de la frecuencia.

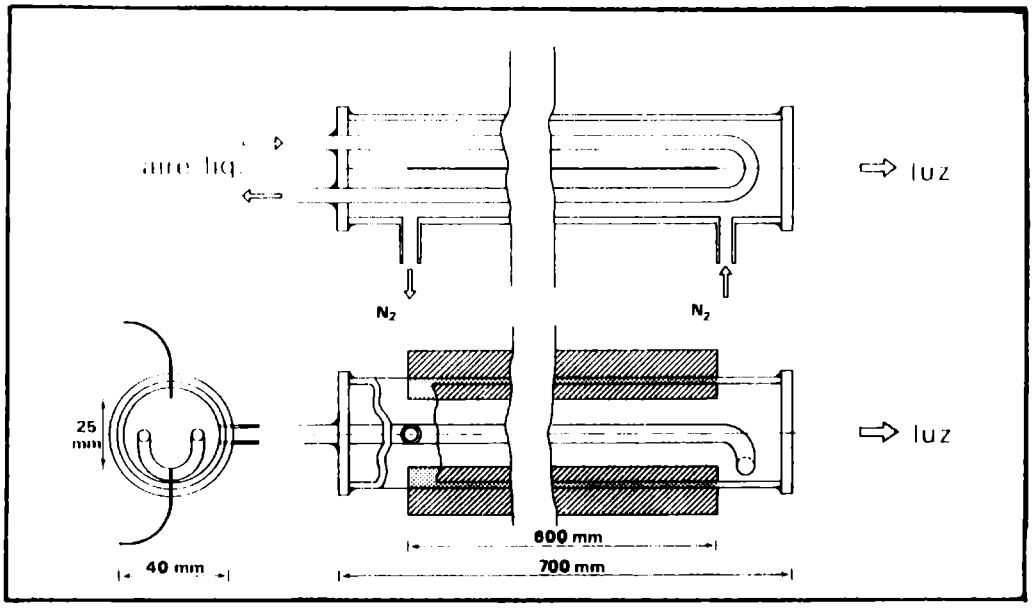




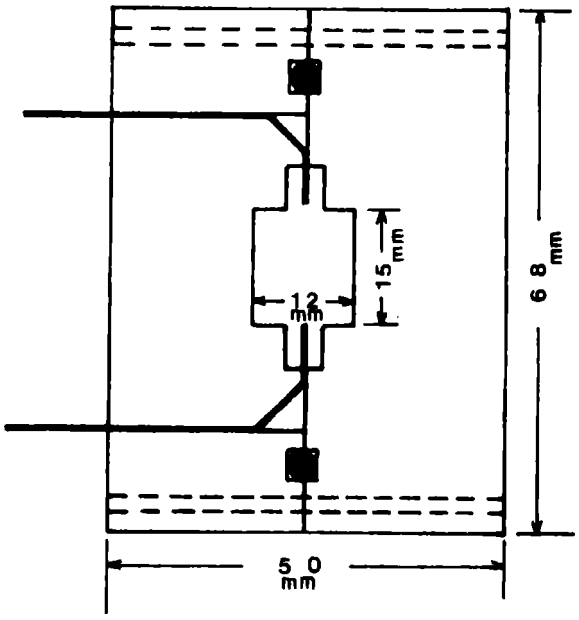
1= Aluminio 2y4 = Acrilílico
3 = Bronce

-b-

Fig.III.3- a)Corte de nuestra llave; las medidas están en mm.
b)Perspectiva de la llave utilizada en la ref.9.



tubo I



tubo II

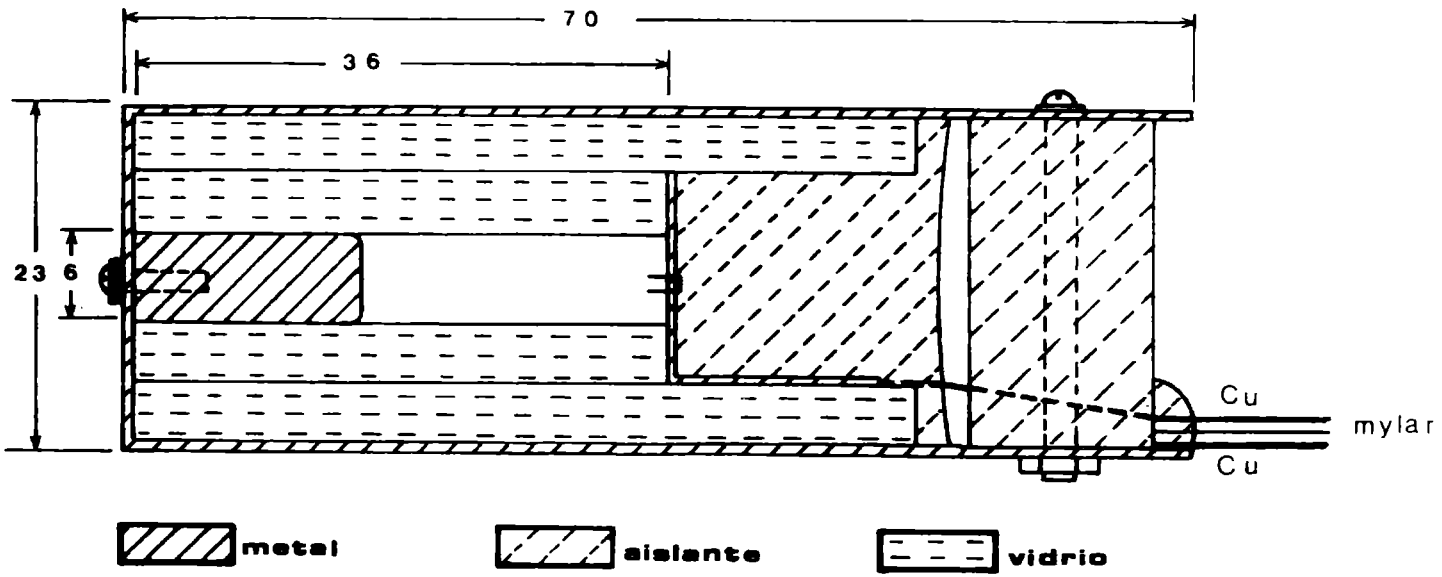


Fig.III.4- Tubos de descarga.

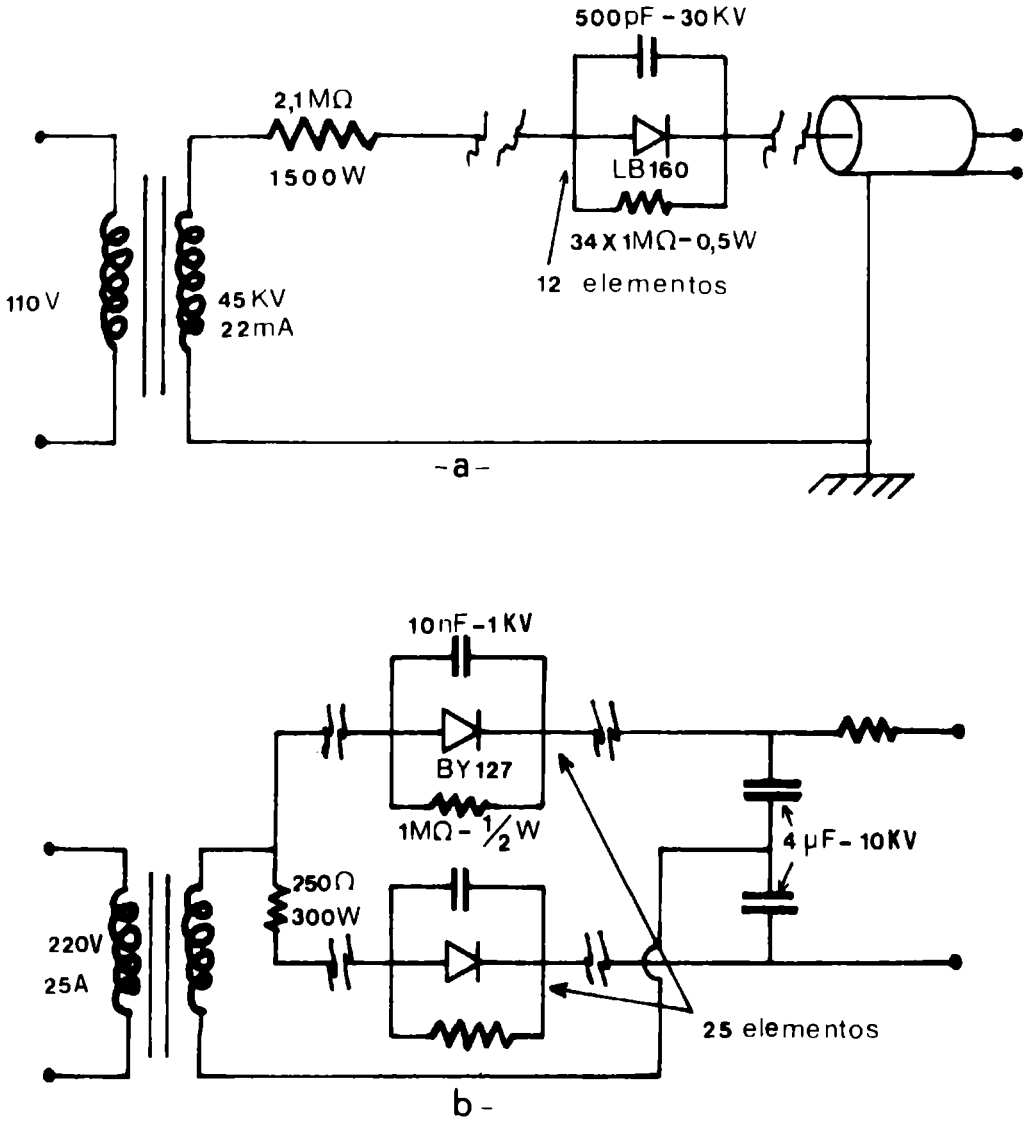


Fig.III.5- Fuentes de tensión. a)Rectificador de media onda. b)Doblador de tensión.

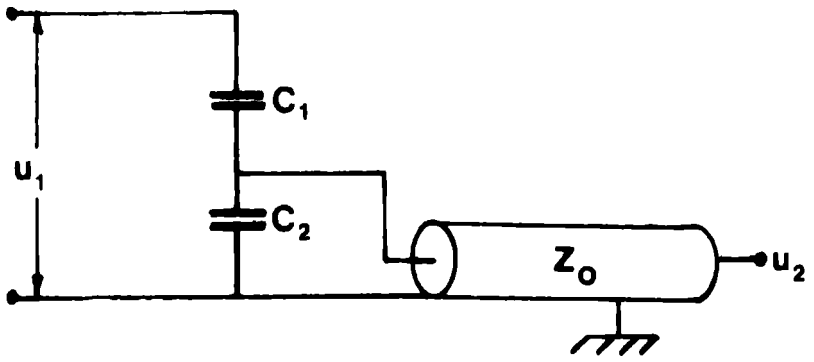


Fig.III.6- Divisor capacitivo.

CAPITULO IV

RESULTADOS EXPERIMENTALES

La primera parte de este capítulo está dedicada a las medidas efectuadas con el equipo descripto en el capítulo anterior. En la segunda parte se discuten los resultados obtenidos en potencia, duración, frecuencia de repetición y repetibilidad del pulso luminoso.

IV.1 LINEAS DE TRANSMISION

Se midieron la capacidad y el tiempo de tránsito de las líneas; la impedancia característica y la inductancia presentan serias dificultades para ser determinadas directamente, se prefirió por lo tanto evaluarlas a partir de sus relaciones con C y T dada la sección transversal significativamente constante que presentan las líneas.

Las medidas de capacidad fueron realizadas con un generador de escalón (TDR PULSER - TYPE 281 MODEL A, TEKTRONIX INC.) adaptado a un osciloscopio de muestreo (unidad vertical 381, unidad horizontal 3T77A en un osciloscopio 561B de TEKTRONIX) y también con un puente de alta impedancia (Impedance Bridge 1608 A, General Radio). Los resultados están resumidos

en la table IV.1, donde $\xi = 3,0$ es el valor dado por el fabricante del poliester a 1MHz, mientras que 2,25 es el determinado a partir de la medida del tiempo de tránsito, realizada con el reflectómetro. Este último valor, significativamente bajo, indica la presencia de aire entre las láminas de poliester.

El reflectómetro opera con frecuencias de hasta 300 MHz mientras que el puente lo hace a 1KHz, de manera que las discrepancias pueden atribuirse a la variación de la constante dieléctrica con la frecuencia.

La capacidad en paralelo con el tubo puede ser determinada a partir de la medición en serie de la capacidad de las dos líneas, como indica la Fig.IV.1. Las medidas de C_T están dadas en la tabla IV.2. Trabajando hasta 13 KV no se produjo ninguna rotura en las líneas de transmisión; a más de 20 KV son frecuentes las roturas en las cercanías del tubo, donde está la zona más capacitiva.

IV.2 LLAVE

Las características de la llave (inductancia y resistencia) pueden estimarse observando las ondas de tensión tanto en su cercanía como en las del tubo. La Fig.IV.2 muestra las ondas de tensión en la llave. La respuesta del programa

de simulación, para diversos valores de L_{SG} y R_{SG}, pueden verse en la Fig.IV.3. Estos resultados, junto con el análisis de la atenuación de la onda de tensión en el tubo cuando éste no conduce, permiten asignar los siguientes valores a la resistencia e inductancia de la llave:

$$R_{SG} = (0,3 \pm 0,1)\ \Omega$$

$$L_{SG} = (10 \pm 2)\ nH$$

La tensión de disparo de la llave a presión atmosférica es 2,3 KV, la distancia entre los electrodos puede estimarse por lo tanto en 0,5 mm (Ref.33). El funcionamiento es regular hasta 12 KV con presiones de nitrógeno de hasta 60×10^4 Pa. El cobre es el metal que menor erosión presenta de todos los utilizados en la construcción de electrodos.

IV.3 TUBOS DE DESCARGA

Los resultados obtenidos con los tres tubos descriptos en el capítulo anterior están resumidos en los siguientes párrafos:

TUBO I. Es el que permite obtener mayor potencia pero operando a muy baja repetición, no más de 1 ó 2 Hz. Funciona con tensiones elevadas y por lo tanto provocó frecuentes daños en las líneas de transmisión, principalmente en la zona capacitiva don-

de el espesor de dieléctrico es menor. No presenta respuesta a un espejo externo. La amplificación es aún considerable con flujo de aire.

TUBO II. Funciona entre 40 y 70 Torr con tensiones tan bajas como 3 KV con circulación moderada de nitrógeno. La fig.IV.4 muestra la mancha provocada por el haz luminoso sobre papel fotográfico. La distancia entre los electrodos era 9 mm y la tensión de carga de los capacitores 10 KV.

TUBO III. Es el que opera a mayor repetición (hasta 50 Hz). Con una separación entre electrodos de 36 mm, funciona en un estrecho rango de presión, alrededor de 30 Torr. La descarga parece pegarse a las paredes ya que la mancha luminosa, registrada de la misma manera que en el tubo anterior, presenta una zona oscura central (Fig.IV.5). Este tubo presenta una fuerte variación en la amplificación al operar con un espejo trasero, esta dependencia es mucho más marcada cuando se trabaja a baja tensión.

Ninguno de los tres tubos muestra una dirección preferencial de amplificación, eso se debe a que el tiempo de crecimiento de los pulsos de tensión es superior a los tiempos necesarios para ajustar la velocidad de propagación de la excitación eléctrica con la velocidad de la luz en el canal. Sin embargo, el hecho de haber colocado el tubo inclinado, aumenta la longitud activa de 40 a 60 cm.

IV.4 PULSOS DE TENSION Y CORRIENTE

Las ondas de tensión que se observan en la cercanía del tubo III están representadas en la fig.IV.6. La diferencia entre la tensión sin descarga y con descarga puede asimilarse a la caída $I_T(Z_1 + Z_2)$ y por lo tanto es representativa de la corriente I_T.

La determinación del instante en que empieza a conducir el tubo (Td) se determina a partir del rebote en la onda de tensión tomada en la llave. La demora puede estimarse en 30 ns. También puede visualizarse en las ondas de tensión sobre el tubo cuando se comienza a diferenciar la tensión medida cuando el tubo conduce de la onda observada cuando no hay descarga. Este análisis brinda un tiempo de demora similar al anterior, siempre que se sume el tiempo de tránsito en la línea de conformación.

La corriente en los tubos no fue medida directamente pero se puede calcular, mediante el programa de simulación, si se conoce la inductancia y resistencia de éstos. Para el tubo III, las ondas de tensión de las fig.IV.6 se ajustan con los siguientes valores:

$$L_T = (3 \pm 2)\,nH \qquad R_T = (2 \pm 0{,}5)\,\Omega$$

Debe tenerse encuenta que los oscilogramas fueron tomados a baja tensión (2,3 KV), de manera que el valor relativamente

alto de R_T puede reducirse significativamente con las tensiones normales de operación (el valor dado en la Ref.9 para R_T es 0,3 Ω trabajando a 12 KV). Lo mismo sucede con la resistencia de la llave, que podría reducir su valor de 0,3Ω a 0,1 Ω .

La fig.IV.7 muestra la corriente en el tubo calculada directamente por el programa; si bien el aspecto es el mismo que brinda la aproximación de la fig.IV.6, puede observarse un tiempo de crecimiento mucho menor.

IV.5 PULSOS LUMINOSOS

La fig.IV.8 muestra el pulso luminoso obtenido con el tubo II a dos presiones distintas de nitrógeno, la tensión de carga es 6 KV y la escala vertical, que indica la potencia, es arbitraria. La variación de la potencia en función de la tensión de carga está dada en la fig.IV.9. La eficiencia no depende de la tensión; en todo este rango se mantiene alrededor de 0,2 %. La dependencia de la potencia con la presión en el tubo, para diversas tensiones, está dada en la fig.IV.10. La saturación que se observa es debida al pequeño tamaño del detector de sulfuro de plomo utilizado, en comparación con la sección transversal del haz luminoso.

La repetibilidad, o sea la medida de la uniformidad

de los pulsos luminosos, es sumamente elevada: la variación pulso a pulso es sólo el 3 % trabajando a tensiones moderadas (6-8 KV).

TABLA IV.1

Línea de conformación del pulso

		C(nF)	T(ns)	$L=T^2/C$(nH)	$Z_o=T/C(\Omega)$
midiendo C y T	TDR	9,3	14	21,1	1,51
	puente	11,8		16,6	1,19
calculado geometri.	$\varepsilon=3,0$	11,6	16	22,1	1,39
	$\varepsilon=2,25$	8,7	14	22,5	1,61

Línea de carga

		C(nF)	T(ns)	$L=T^2/C$(nH)	$Z_o=T/C(\Omega)$
midiendo C y T	TDR	27,8	14	7,1	0,50
	puente	28,8		6,8	0,49
calculado geometri.	$\varepsilon=3,0$	38,8	16	6,6	0,41
	$\varepsilon=2,25$	29,1	14	6,7	0,48

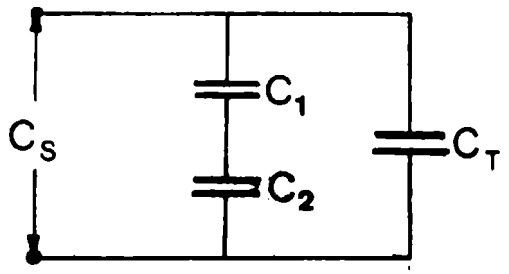


Fig.IV.1-Circuito equivalente para medir C_T.

TABLA IV.2

	C_s(nF)	C_p(nF)
puente	9,6	1,23 (tubo II)
TDR	8,7	1,42 (tubo III)

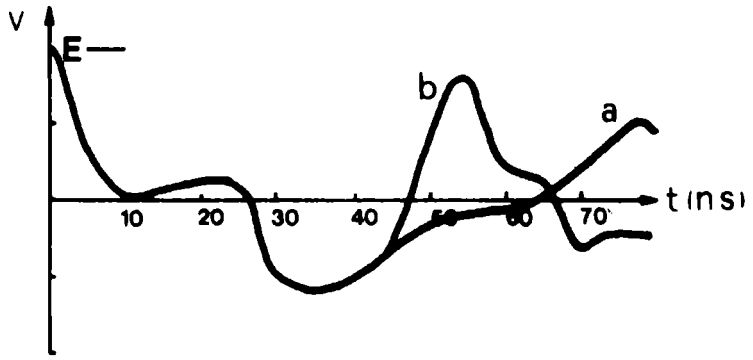


Fig.IV.2 - Ondas de tensión medidas en la llave.E es la tensión de carga. a) sin descarga del tubo. b) con descarga.

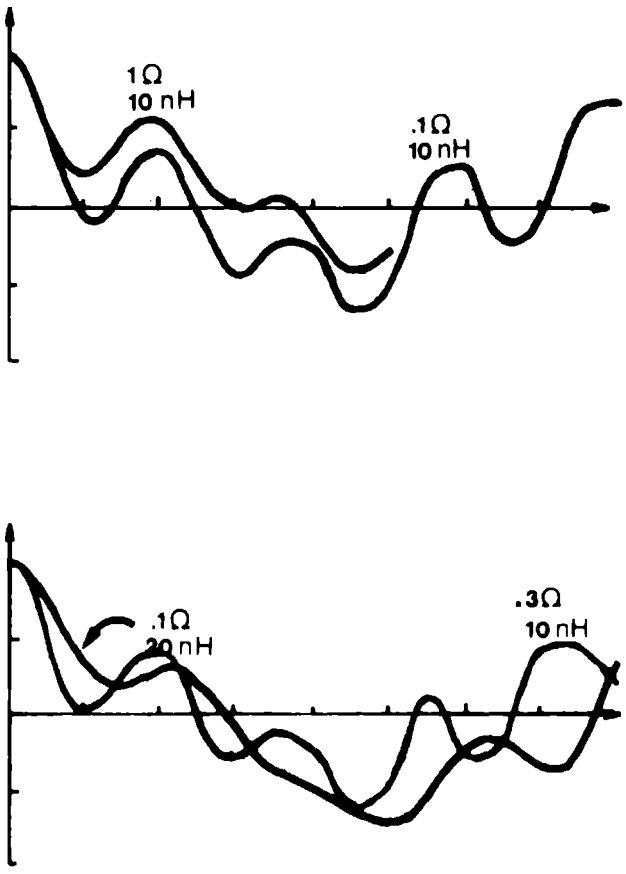


Fig.IV.3 - Simulación de la tensión en la llave. Las características de L_1 son: $Z_1 = 1,7\Omega$, $C_1 = 8$ nF. El tubo no conduce.

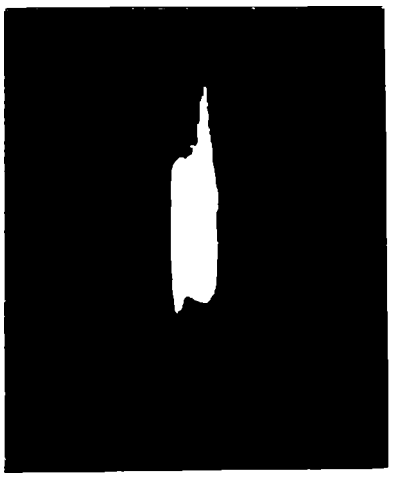
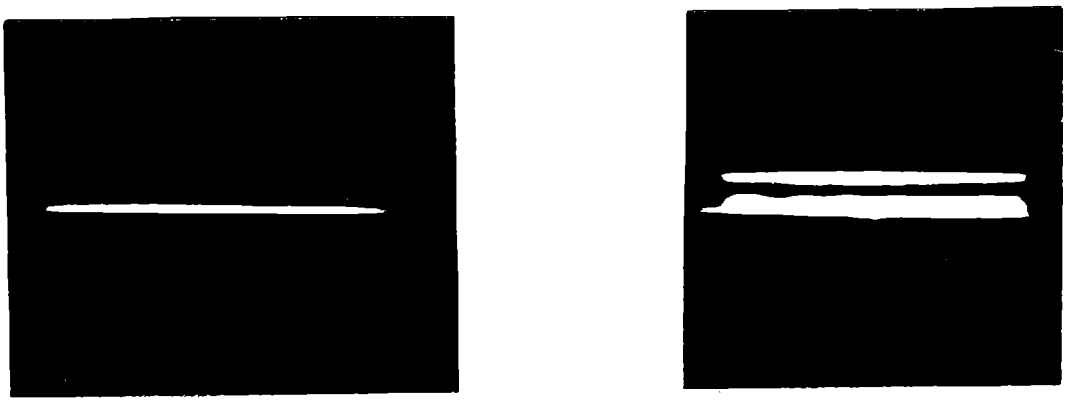


Fig.IV.4- Mancha luminosa producida por el tubo II.



-a-

-b-

Fig.IV.5- Mancha luminosa producida por el tubo III.
a- Sin espejo trasero.
b- Con espejo trasero.

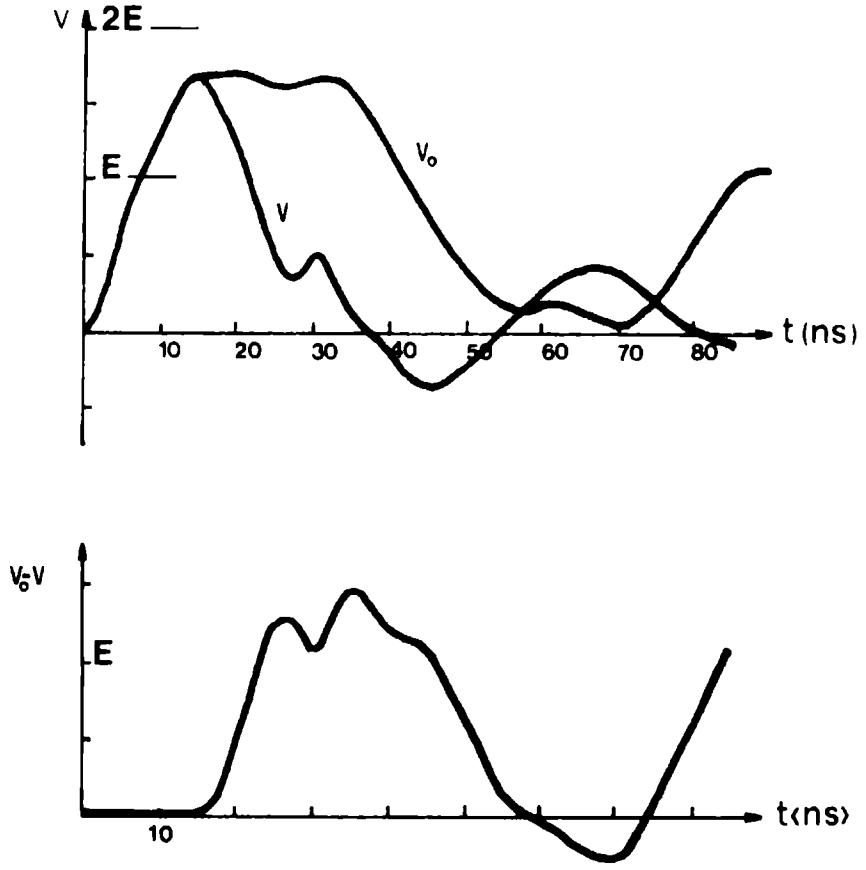


Fig.IV.6- Ondas de tensión medidas en el tubo III. V_0 está tomado cuando el tubo no conduce, mientras que V indica la medida a la presión normal de operación. La diferencia V_0-V representa la forma de la corriente en el tubo.

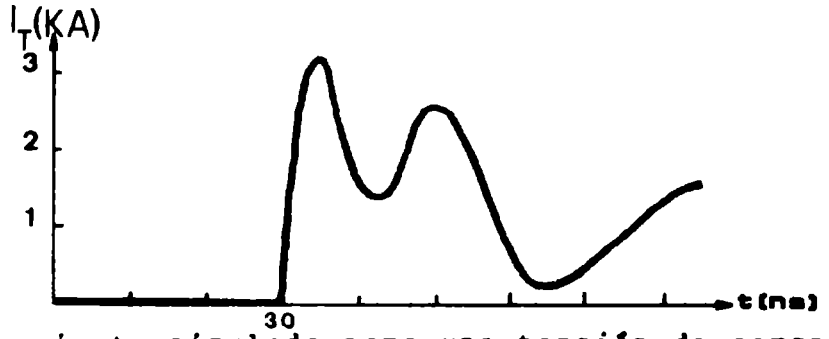


Fig.IV.7- Corriente simulada para una tensión de carga de 4KV L_T= 5 nH, R_T= 1Ω, C_T= 1 nF, R_{SG}= 0,3Ω, L_{SG}= 10 nH C_1= 8 nF, L_1= 24 nH, C_2= 24 nF, L_2= 6 nH, T_D= 30 ns.

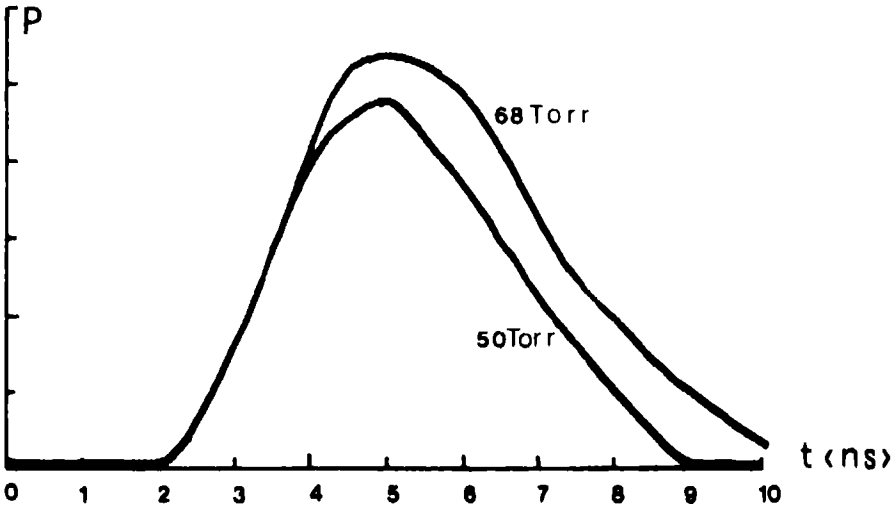


Fig.IV.8- Forma del pulso luminoso.

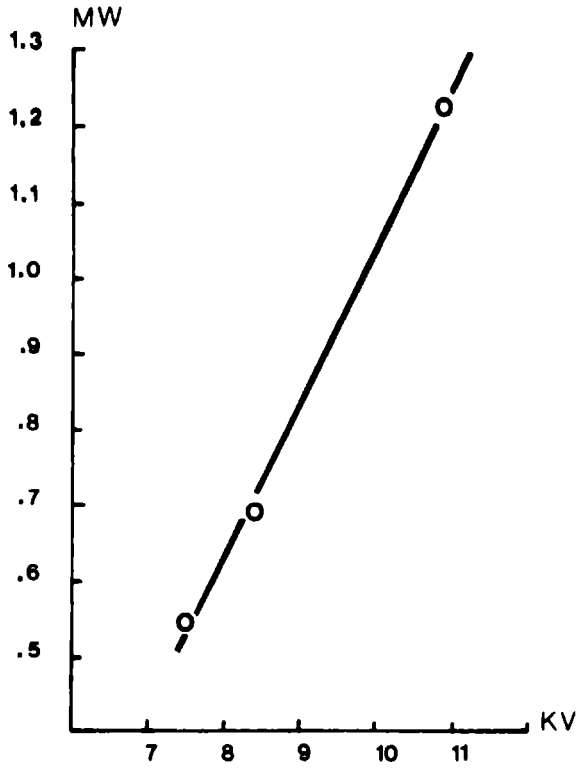


Fig.IV.9- Potencia luminosa.

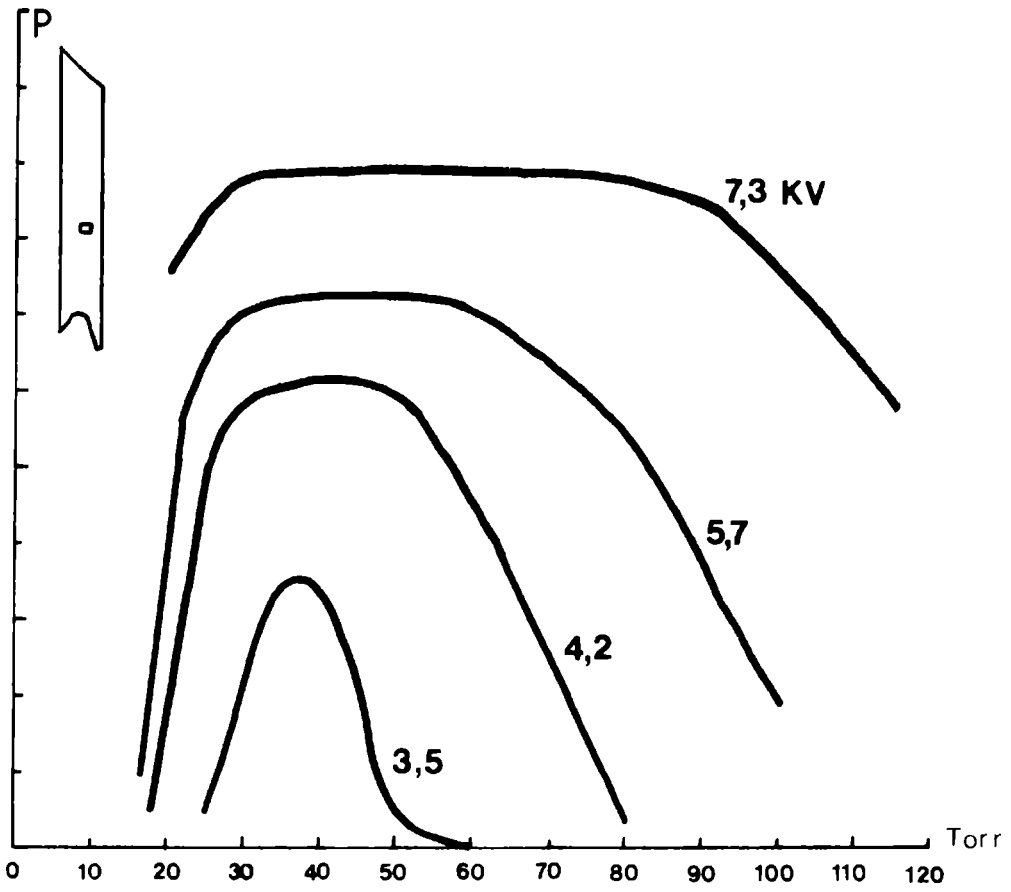


Fig.IV.10- Potencia en función de la presión. En el extremo superior izquierdo puede verse el tamaño del detector (1mm x 1mm) comparado con el haz luminoso.

CAPITULO V

CONCLUSIONES

Este capítulo contiene un resumen de los resultados más importantes obtenidos como así también una serie de sugerencias para posibles trabajos posteriores. Se incluye, además, una breve descripción de las principales aplicaciones científicas o técnicas del láser de nitrógeno de alta potencia.

V.1 MEDIDAS ELECTRICAS Y OPTICAS

La medición de ondas de tensión o corriente con tiempos de crecimiento de pocos nanosegundos en un equipo que opera con potencias instantáneas de hasta 500 MW ofrece serias dificultades. El problema fue resuelto utilizando un osciloscopio de baja impedancia de entrada (50 Ω). El empleo de osciloscopio con impedancia elevada (1 MΩ) se hizo difícil por la captación del ruido.

Las ondas de tensión, como ya fue indicado, fueron atenuadas mediante divisores capacitivos. Las constantes de tiempo, para una línea de 50 Ω, hacen necesaria la corrección numérica mencionada en el párrafo III.6. Es posible au-

mentar esa constante utilizando una línea de mayor impedancia, por ejemplo 170 Ω , hasta hacer casi despreciable la influencia de la integral.

La impedancia de la línea de carga (0,5 Ω) es quizás demasiado alta; su valor puede disminuirse facilmente a menos de la mitad siempre que la tensión de trabajo no supere los 13 KV. La longitud de esta línea también puede reducirse ya que su tiempo de tránsito no juega ningún papel en la descarga. La fig.V.1 muestra las corrientes obtenidas en el tubo para distintas configuraciones de la línea de carga.

Mientras que una disminución de la inductancia de la llave es de significativa importancia, por ejemplo para reducir la longitud o la impedancia de la línea de conformación, no ocurre lo mismo con la inductancia del tubo. La fig.V.2 muestra que una inductancia muy baja en el tubo produce una excesiva oscilación en la corriente.

La influencia del condensador en paralelo con el tubo, puede verse en la fig.V.3. Para los valores empleados en los tubos II y III la amplitud de la corriente sube en un 17 % y la duración pasa de 8 a 12 ns.

No fue posible realizar un estudio de la influencia de la frecuencia de repetición sobre la potencia. El empleo del osciloscopio de muestreo está recomendado por el fabricante para frecuencias mayores de 30 Hz y como la repetición no

superó los 50 Hz, fue muy pequeño el rango para notar la variación.

El aire entre las láminas de poliester puede ser eliminado si se impregna las líneas con aceite para transformador, como está indicado en la ref.10. Esto disminuye el riesgo de rotura por campo eléctrico y disminuye la velocidad de propagación por lo que la línea de conformación puede ser un poco más corta.

El gran rango de tensiones en que se observa amplificación permitiría realizar un estudio sobre el ancho de línea para verificar los resultados previstos en la ref.27. En este trabajo se muestra la variación del ancho de línea con la excitación; muy cerca del umbral de amplificación el ancho es mucho menor que el de emisión espontánea, a medida que crece la excitación va aumentando el ancho de línea hasta sobrepasar, cuando se está ya muy por encima del umbral, el ancho espontáneo. La excitación puede asimilarse facilmente a la tensión de operación.

V.2 SOBRETENSION

Uno de los objetivos principales de nuestro trabajo era mostrar la posibilidad de lograr una sobretensión en el tubo. Esa sobretensión puede llegar al 100 %, para ello debe-

rían cumplirse los siguientes requisitos:

i) La resistencia de la llave debe ser mucho menor que la impedancia de la línea de conformación.

ii) El tiempo de crecimiento de la onda de tensión generada por la llave debe ser inferior al doble del tiempo de tránsito de la línea de conformación.

iii) El tubo no debe conducir durante todo el tiempo en que crece la tensión.

Los resultados experimentales muestran que los puntos i e ii están plenamente satisfechos. La resistencia de la llave (0,3 Ω) es bastante menor que la impedancia de la línea de conformación (1,7 Ω), como puede verse en el párrafo IV.2. El tiempo de crecimiento de la tensión en la llave es alrededor de 15 ns, menor que los 28 ns del tiempo de ida y vuelta en la línea de conformación (Fig.IV.2 y tabla IV.1). En cambio el punto iii es el que puede ofrecer mayor dificultad, principalmente a tensiones muy elevadas.

Las medidas realizadas muestran que la sobretensión llega hasta casi un 75 %, resultando que debe considerarse altamente satisfactorio.

La eficiencia y la potencia obtenidas son superiores que las reportadas en la mayoría de los trabajos. La tabla V.1 muestra dicha comparación. La obtención de un elevado E/p resulta entonces, de mayor importancia que la disminución de

la corriente por lo elevado de las impedancias características de las líneas. Un resultado similar es reportado por Judd (23) con referencia al agregado de hexafluoruro de azufre al nitrógeno.

V.3 APLICACIONES

Si bien el equipo diseñado y construído en nuestro laboratorio no fue pensado para su aplicación en algún tópico especial, resumiremos en lo que sigue las utilidades más importantes de este tipo de láser:

Láseres de colorantes orgánicos: el bombeo de este tipo de láseres con nitrógeno ha brindado amplificación, con alta repetición, en un extenso rango de longitudes de onda desde 350 nm hasta 772 nm. Mediante el empleo de láseres comerciales de 100-200 KW se ha obtenido una eficiencia de 1 ó 2 %, mientras que un láser de alta potencia (alrededor de 1 MW) eleva la eficiencia hasta un 20 %.

Fotoquímica: la energía del fotón UV de 337 nm es comparable con la energía de ligadura de muchas uniones químicas. Pueden esperarse efectos químicos interesantes si la molécula absorbe dichos fotones. La pequeña duración del pulso permite estudios detallados de radicales libres de corta vida media.

Geología: ha sido utilizado el láser de nitrógeno para identi

ficar muestras de rocas o especies minerales. Se estimula la fosforescencia en las muestras y se comparan los tiempos de decaimiento. Esta misma técnica puede utilizarse para detectar la pequeña capa de aceite en la superficie del océano secretada por una gran variedad de peces.

Contaminación atmosférica: otra utilidad del láser que nos ocupa es el empleo como fuente en las técnicas Raman a distancia, para identificar y medir contaminantes vertidos por las chimeneas a la atmósfera.

El láser de nitrógeno ha sido empleado en una gran variedad más de aplicaciones científicas e industriales. La aplicación de fosforos en tubos para TV-color, la fotografía ultra rápida y el registro fotocromático de datos, pueden ser algunos ejemplos.

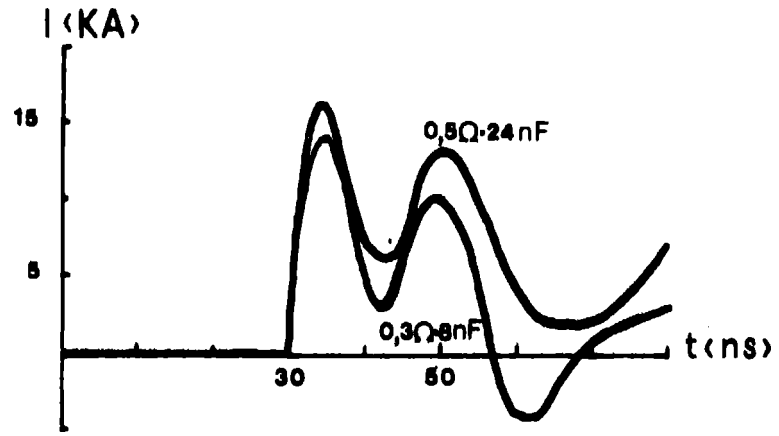


Fig.V.1- Corriente para una tensión de 20 KV. C_1= 8 nF, L_1= 24 nH, L_T= 3nH, R_T= 0,3Ω, C_T= 1,5 nF, L_{SG}=10 nH, R_{SG}= 0,1Ω

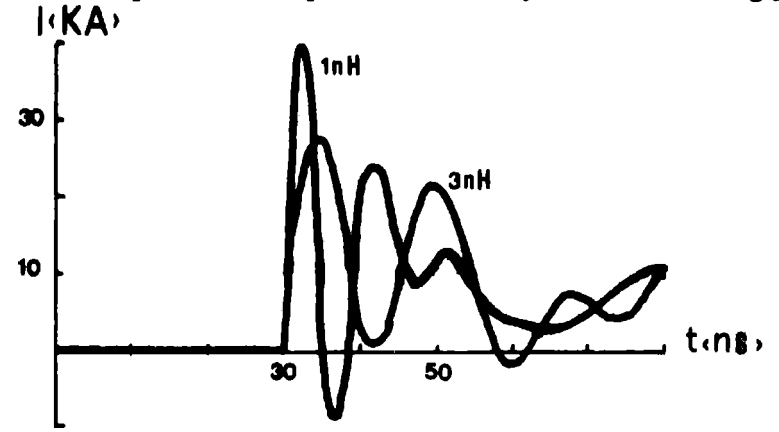


Fig.V.2- Influencia de la inductancia del tubo sobre la corriente. C_2= 24 nF, Z_2= 0,5Ω. Todos los demás parámetros igual a la fig.V.1.

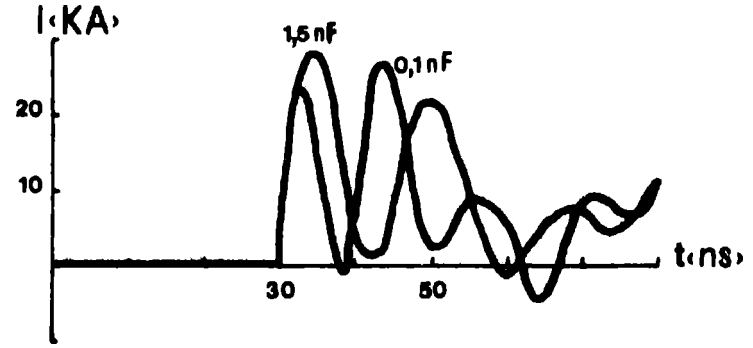


Fig.V.3- Influencia del capacitor en paralelo con el tubo. Todos los pafametros iguales a la fig.V.2.

TABLA V.1

	Tensión KV	Potencia MW	Ancho medio ns	Eficiencia %
este trabajo	11	1,25	3,5	0,2
ref. 9	12	1,2	¿	0,3-0,4
ref. 10	19	0,8	4-5	0,085
ref. 6	20	1,2	3	0,1

APENDICE I

ATENUADORES RESISTIVOS Y CAPACITIVOS

Se estudian en este apéndice los sencillos atenuadores utilizados comunmente para reducir la amplitud de las señales de tensión en generadores de pulsos de alta potencia. Encontraremos las condiciones en que es posible eliminar la distorsión y también examinaremos las respuestas cuando los circuitos no estén adecuadamente ajustados.

La simple combinación de resistencias de la fig.A.1(a) multiplicaría la señal de entrada por el factor $a = R_2/(R_1 + R_2)$, independientemente de la frecuencia, si no fuese por la presencia de la inevitable capacidad parásita C_2 en paralelo con R_2. La capacidad C_2 proviene generalmente de un paso de amplificación. La respuesta de este circuito puede calcularse fácilmente transformándolo, mediante la utilización del teorema de Thévenin, en el circuito de la fig.A.1(b), donde R es la combinación en paralelo de R_1 y R_2. El tiempo de elevación es 2,2RC Ordinariamente R_1 y R_2 son grandes para evitar la sobrecarga de la señal de entrada y por lo tanto resulta un tiempo de elevación tan grande que por lo general es completamente inaceptable.

El atenuador puede compensarse, es decir lograr que su atenuación sea independiente de la frecuencia, introduciendo la capacidad C_1 en paralelo con la resistencia R_1, como indica

la fig.A.1(c). En la fig.A.1(d) se lo ha dibujado como puente. Si $R_1C_1 = R_2C_2$, el puente está equilibrado y no circulará corriente por la rama X-Y y la salida será nuevamente av_i, independientemente de la frecuencia.

La compensación depende criticamente de que se satisfaga de un modo preciso la igualdad citada anteriormente. Estudiemos ahora la respuesta general para el circuito de la fig.A.1(e). La relación entre la entrada y la salida está dada por:

$$\frac{v_2}{V} = \frac{R_2}{R_1 + R_2} + \left[\frac{C_1}{C_1 + C_2} - \frac{R_2}{R_1 + R_2} \right] e^{-t/R_{11} C_{11}}$$

donde $R_{11} = R_1R_2/(R_1 + R_2)$ y $C_{11} = C_1 + C_2$.

Si $R_1C_1 < R_2C_2$, v_2 crece exponencialmente con la constante de tiempo $R_{11}C_{11}$ como se ve en la fig.A.1(f). Si en cambio $R_1C_1 > R_2C_2$, v_2 decrece, con la misma constante de tiempo, hasta el valor $R_2/(R_1 + R_2)$ como está indicado en la fig.A.1(g).

Para construir un atenuador X 100 con este esquema, para operar con un osciloscopio de 1 MΩ - 45 pF de impedancia de entrada, es necesario para que el atenuador esté compensado una punta de 99 MΩ y 0,45 pF, valor este último de muy dificil realización.

Para realizar mediciones con osciloscopios de baja impedancia, sin sobrecargar los circuitos, puede utilizarse una variación conocida como divisor capacitivo. La fig.A.1(h) representa un atenuador de este tipo; R_2 indica la impedancia

de entrada del osciloscopio.

Si se utiliza un osciloscopio de alta impedancia, v_2 resulta proporcional a v_1 para todas las frecuencias:

$$v_2(t) = \frac{C_1}{C_1 + C_2}\ v_1(t)$$

en cambio para osciloscopios de baja impedancia es necesaria la corrección numérica dada por la siguiente expresión:

$$v_1(t) = \frac{C_1 + C_2}{C_1}\left[v_2(t) + \frac{1}{R(C_1 + C_2)} \int_0^t v_2(t')\, dt' \right]$$

A menudo se conecta una resistencia entre el divisor y el osciloscopio para aumentar la constante de tiempo y eliminar la influencia de la integral. Este procedimiento no es recomendable si se necesita una respuesta exacta en alta frecuencia. Más conveniente es utilizar un cable de mayor impedancia y un adaptador-atenuador en la entrada del osciloscopio.

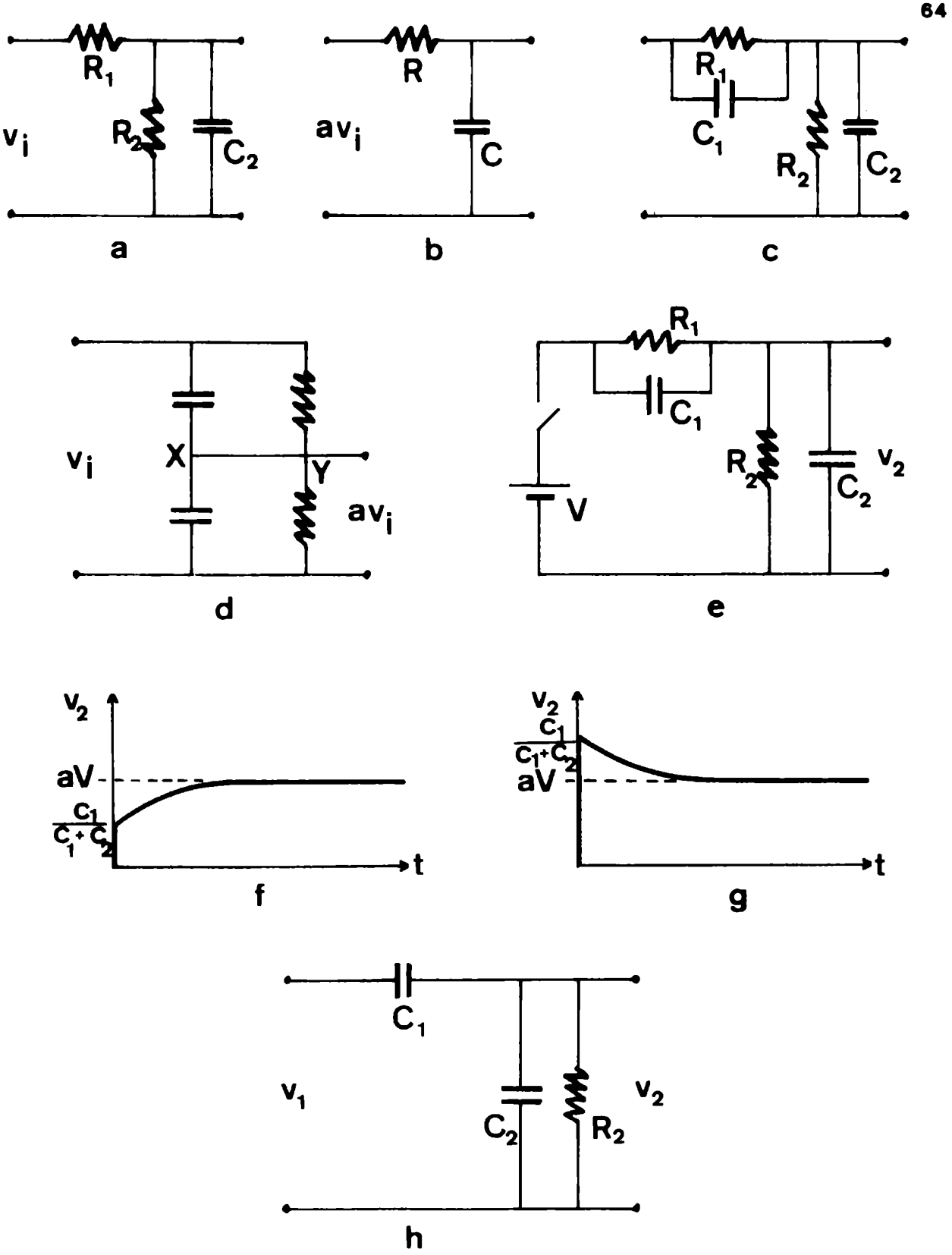


Fig.A.1- Atenuadores resistivos y capacitivos.

REFERENCIAS

1.- H.G.Heard, Nature 200,667(1963).

2.- R.W.Dreyfus and R.T.Hodgson, Appl.Phys.Lett.20,195(1972).

3.- D.A.Leonard, Appl.Phys.Lett.7,4(1965).

4.- E.T.Gerry, Appl.Phys.Lett.7,6(1965).

5.- J.D.Shipman,Jr.,Appl.Phys.Lett.10,3(1967).

6.- D.Basting, F.P.Schäfer and B.Steyer, Opto-Electronics 4, 43(1972).

7.- M.Maeda and Y.Miyazoe, Japan.J.appl.Phys.13,827(1974).

8.- I.Nagata and Y.Kimura, J.Phys.E6,1193(1973).

9.- A.J.Schwab and F.W.Hollinger, IEEE J.Quantum Electron. QE-12,183(1976).

10.-W.A.Fitzsimmons,L.W.Anderson,C.E.Riedhauser and J.M. Vrtilek, IEEE J.Quantum Electron.QE-12,624(1976).

11.-W.R.Bennett,Jr.,Appl.Opt.Suppl.2,3(1965).

12.-L.E.S.Mathias and J.T.Parker, Appl.Phys.Lett.3,16(1963).

13.-H.S.W.Massey,"Electronic and Ionic Impact Phenomena"2, 956(1969),Oxford.

14.-J.H.Parks,D.Ramachandra Rao and A.Javan, Appl.Phys.Lett. 13,142(1968).

15.-C.A.Massone,M.Garavaglia,M.Gallardo,J.A.E.Calatroni and A.A.Tagliaferri, Appl.Opt.11,1317(1972).

16.-J.O.Tocho,H.F.Ranea Sandoval,A.A.Tagliaferri,M.Garavaglia, M.Gallardo and C.A.Massone, Nouv.Rev.Optique 5,319(1974).

17.-H.E.B.Andersson and R.C.Tobin, Physica Scripta 9,7(1974).

18.- J.W.McConkey and F.R.Simpson,J.Phys.B 2,923(1969).

19.- R.I.Hall,J.Mazeau,J.Reinhardt and C.Schermann, J.Phys.B 3, 991(1970).

20.- H.E.B.Andersson and S.A.Borgström, Opto-Electronics 6,225 (1974).

21.- E.Kisker, Z.Physik 257,51(1972).

22.- D.C.Cartwright, Air Force Report,SAMSO-TR-70-263(1970).

23.- J.K.Rice, Thesis,Calif.Inst.of Tech.(1969).

24.- R.E.Imhof and F.H.Read, J.Phys.B 4,1063(1971).

25.- K.H.Wagner, Z.Naturforschung, 19a,716(1964).

26.- H.Anton, Ann.Physik 18,178(1966).

27.- P.Richter,J.D.Kimel and G.C.Moulton, Appl.Opt.15.1117(1976)

28.- K.J.R.Wilkinson, J.Inst.Elec.Engrs.(London)93 part IIIA, 1090(1946).

29.- M.Geller,D.E.Altman and T.A.De Temple, Appl.Opt.7,2232 (1968).

30.- E.E..Andersson, Physica Scripta 4,215(1971).

31.- F.Fröngel, "High Speed Pulse Technology" 1,178,Academic Press(1965).

32.- Bulletin M-4D, Du Pont,Film Departament.

33.- J.M.Meek and J.D.Craggs, "Electrical Breakdown of Gases", 94,Clarendon Press(1953).

34.- O.Judd, IEEE J.Quantum Electron.QE-12,78(1976).