

CAÑÓN ELECTRÓNICO PROTOTIPO DE PEQUEÑAS DIMENSIONES OPERANDO EN RÉGIMEN DE EMISIÓN EXPLOSIVA

J.Niedbalski

Centro de Investigaciones en Láseres y Aplicaciones CEILAP (CITEFA-CONICET)
Zufriategui 4380 - (1603) Villa Martelli, Buenos Aires, Argentina
e-mail: root@citefa.gov.ar

Se estudia experimentalmente un prototipo de cañón electrónico (diodo y generador de pulsos de alta tensión) de pequeñas dimensiones diseñado para aplicaciones de preionización intensa de medios gaseosos en volúmenes reducidos. El diodo opera en régimen de emisión explosiva empleando un cátodo metálico puntiforme y ánodos constituidos por una grilla y láminas delgadas con relativamente alta transparencia a haces de electrones de mediana energía, excitado por un pequeño generador tipo Marx capaz de proveer pulsos de hasta 60 kV. Se determinaron las características de los pulsos de tensión y corriente asociados a descargas en el diodo, como así también la evolución temporal de la impedancia y la velocidad del plasma en expansión. El haz de electrones es detectado (detrás del ánodo) por medio de un electrodo colector y una bobina de Rogowski con alta resolución temporal.

A small dimensions electron gun prototype (diode and high-voltage pulses generator) designed for intense preionization of gaseous media within reduced volumes is experimentally studied. The diode operates in the explosive emission regime employing a metallic pointed cathode and anodes constituted by a grid and thin foils with relatively high-transparency to electron beams of medium energy, excited by a small Marx type generator capable to provide pulses up to 60 kV. The characteristics of the voltage and current pulses associated to diode discharges, such as the temporal evolution of the impedance and the plasma expansion velocity were determined. The electron beam is detected (behind the anode) by means of a collecting electrode and a Rogowski coil with high time-resolution.

I. INTRODUCCIÓN

El empleo de haces de electrones en experimentos de interacción colisional con átomos y moléculas en sus diferentes estados de agregación, resulta de gran interés en varios campos de investigación básica y desarrollo tecnológico. Algunas de sus numerosas aplicaciones incluyen: producción de microondas, preionización de medios gaseosos a altas presiones, aceleración colectiva de iones, etc. De los métodos posibles para generar estos haces¹⁻⁶, el conocido como "emisión explosiva" es el que puede proporcionar los más altos flujos de electrones por unidad de área y comprende básicamente la aplicación de fuertes campos eléctricos a la superficie de un apropiado material. En la práctica, este procedimiento es usualmente realizado con dispositivos denominados cañones (formados por diodos y generadores de alta tensión) a través de descargas pulsadas en vacío, utilizando cátodos emisores de metales o dieléctricos. Dependiendo de las necesidades específicas para cada aplicación que conciernen al área de salida del haz, tanto las configuraciones geométricas de esos cátodos como sus dimensiones físicas pueden variar significativamente.

Nosotros estamos interesados en el desarrollo de cañones capaces de proveer haces de reducida sección transversal ($< 1 \text{ cm}^2$), medianas energías (30 - 60 keV) y altas densidades de corriente (algunas decenas de A/cm^2). Además, deben poder ser fácilmente adaptables

para la implementación de experimentos de irradiación de gases en pequeña escala.

En el presente trabajo se estudia el comportamiento de un prototipo de pequeñas dimensiones concebido para satisfacer los requerimientos mencionados. Este prototipo está formado por un diodo con cátodo puntiforme y ánodo plano y opera en régimen de emisión explosiva excitado por un generador de pulsos de alta tensión tipo Marx.

II. ASPECTOS BÁSICOS DEL MECANISMO DE EMISIÓN EXPLOSIVA.

Los fenómenos asociados a la emisión de electrones desde las superficies de metales cuando son sometidas en vacío a fuertes campos eléctricos, fueron interpretados a partir de observaciones microscópicas de las mismas que revelaron la existencia de numerosas microprotuberancias (MPs) extremadamente delgadas (whiskers) con dimensiones típicas de algunos μm de altura y diámetros de fracciones del micrón⁷. Su destrucción explosiva, inducida mediante la aplicación de campos eléctricos microscópicos del orden del MV/cm , constituye el fundamento de esa emisión.

Una descripción de la evolución temporal de los procesos que tienen lugar en la superficie de un cátodo metálico y en la región interelectrónica de un diodo cuando éste es excitado con un apropiado pulso de alta tensión, puede sintetizarse como sigue:

1) Emisión inicial de electrones por efecto de campo a través de las puntas de las MPs. Para un campo aplicado de magnitud E (V/cm), la densidad de corriente extraída J (A/cm²) es consistentemente establecida por⁸

$J = 1.55 \times 10^{-6} E^2 \sigma^{-1} t^{-1}(\lambda) \exp[-6.68 \times 10^7 E^{-1} \sigma^{3/2} \Theta(\lambda)]$
donde σ (eV) es la función trabajo del metal y ambas, $t(\lambda)$ y $\Theta(\lambda)$ son funciones dependientes básicamente de E y σ .

2) Desarrollo de inestabilidades térmicas en las MPs provocadas por efecto Joule mediante corrientes cuyas densidades locales pueden alcanzar magnitudes extremadamente altas ($10^6 - 10^7$ A/cm²).

3) Destrucción rápida (explosión) de las MPs que da origen a la formación de un cátodo virtual de plasma constituido por el material catódico.

4) Propagación del cátodo virtual hacia el ánodo con una velocidad inercial v_p del orden de 10^6 cm/s y extracción de electrones del mismo limitada por la carga espacial. Para una configuración de electrodos de descarga con geometría plano-paralela donde el flujo de electrones (limitado por carga espacial) es gobernado por la ley de Child-Langmuir⁹, la evolución temporal de la impedancia Z_d puede ser expresada como
 $Z_d(t) = 428 \times 10^3 A^{-1} V^{-1/2} (d - v_p t)^2$, donde A es el área efectiva de emisión en cm², d la separación interelectrónica en cm y V la tensión aplicada en Volts.

5) Colapso del cátodo virtual con el ánodo, lo que delimita el tiempo efectivo de emisión.

III. CARACTERISTICAS CONSTRUCTIVAS DEL CAÑÓN

a) DIODO

La Fig.1 muestra una sección transversal del diodo a lo largo de su eje mayor. La celda de descarga es de vidrio Pyrex de 2 mm de espesor, 45 mm de diámetro interno y 150 mm de longitud. De esta longitud, sólo la mitad corresponde a la del propio diodo. El sello de presión en ambos extremos se obtiene por medio de O-rings dispuestos en sendas tapas de teflón de construcción similar. Estas sustentan al cátodo (lado derecho) y al colector de electrones en el otro extremo a través de adecuados pasantes que posibilitan la conexión externa a los circuitos de excitación diagnóstica, respectivamente. El ánodo es formado por una placa circular de aluminio de 44.3 mm de diámetro y 6 mm de espesor. La placa fue maquinada para permitir el alojamiento de grillas y/o láminas de reducido espesor (orden de los μ m) y contiene una apertura circular de 11 mm de diámetro para la salida del haz. Su conexión a tierra se realiza con un pasante a través de un orificio practicado en la pared de la celda aproximadamente en la mitad de su longitud. La celda es evacuada a través de una llave (marca Rotaflo) soldada a su pared, empleando un sistema convencional de bombas mecánica y difusora que permiten obtener una presión residual

menor que 10^{-3} Torr.

b) CIRCUITO DE EXCITACIÓN

Como fuente de alimentación del diodo se construyó un pequeño generador tipo Marx de cuatro etapas, cada una formada por un capacitor de 1000 pF y 20 kV de tensión de carga máxima. En la Fig.2 se muestra el correspondiente circuito. Básicamente, su funcionamiento estriba en cargar los capacitores en una disposición inicial paralela a una tensión de trabajo predeterminada y en una posterior descarga de los mismos mediante su interconexión en serie a través de llaves tipo spark-gap (SG). La conformación del conexionado de las llaves entre capacitores permite obtener pulsos de tensión de salida (V_s) con polaridad negativa respecto de tierra en orden a alimentar adecuadamente al cátodo del diodo. Operativamente el generador es disparado mediante el cierre del primer SG por preionización UV, cerrándose los restantes por sobretensión. Esta es originada sobre cada uno de los SGs por las corrientes transitorias a través de las resistencias inductivas de carga R . Pruebas de descarga realizadas, mostraron que la incorporación de los inductores $L \sim 50$ mH mejora su funcionamiento al proporcionar una sobretensión adicional $L di/dt$ en cada etapa. La resistencia electrolítica R_e fue adicionada al circuito para amortiguarlo críticamente a partir del colapso de la descarga en el diodo. El generador fue disparado en forma repetitiva hasta una frecuencia de 5 Hz limitado por la disipación de las resistencias R y puede proveer pulsos de hasta 60 kV de amplitud.

IV. DESCARGAS EN EL DIODO

Se empleó un cátodo de latón con una sección circular plana de 13 mm de diámetro conteniendo en su centro una punta cónica con semiángulo de $\sim 15^\circ$ y 3 mm de altura respecto de la base, tal como se muestra en la Fig.1. Esta provee una primera intensificación macrogeométrica del campo eléctrico interelectrónico a fin de alcanzar magnitudes cercanas a las requeridas en las MPs (a partir de relativamente bajas tensiones de excitación) para el comienzo del mecanismo de explosión. La formación de MPs fue inicialmente inducida mediante un suave limado y por subsecuentes descargas de alta tensión en aire atmosférico; típicamente por sus características morfológicas pueden contribuir con factores mayores que 100 al campo microscópico total. La separación cátodo-ánodo fue fijada en 1 mm y la presión residual de operación en valores $\leq 10^{-3}$ Torr de acuerdo con ensayos preliminares en los que se obtuvieron descargas de excelente calidad vía punta. El plasma del material catódico, parte de la punta en forma divergente y define un área erosionada de aspecto circular de ~ 4 mm de diámetro sobre la superficie del ánodo (grilla o lámina delgada) que es resultante del bombardeo electrónico e iónico.

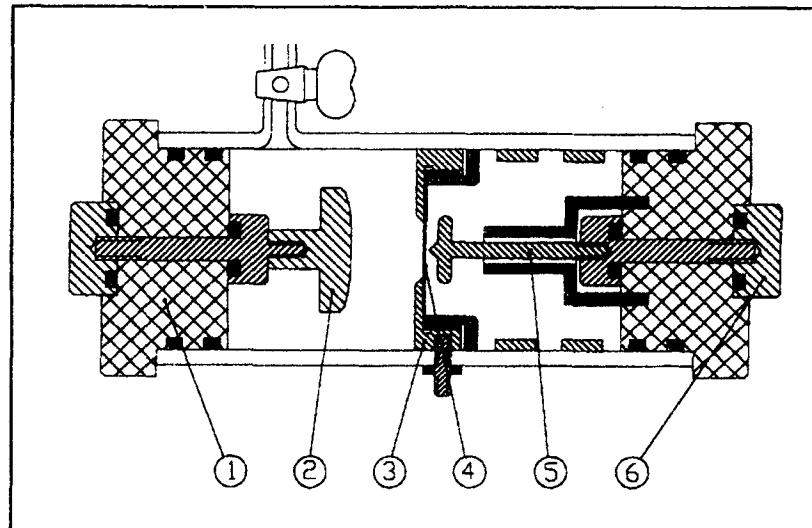


Fig. 1 Sección del diodo a lo largo del eje mayor. (1) tapa sello de presión, (2) colector de electrones, (3) ánodo, (4) grilla y/o lámina delgada, (5) cátodo, (6) terminal de alta tensión.

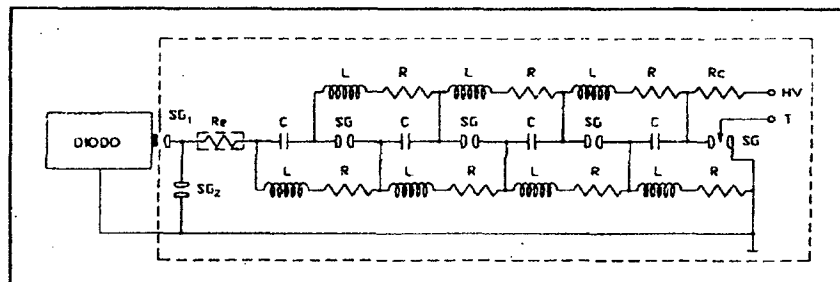


Fig. 2 Circuito de alta tensión tipo Marx. $C = 1000 \text{ pF}$, SG: spark gap, $R_c = 100 \text{ M}\Omega$, $R = 5.6 \text{ M}\Omega$, $L \sim 50 \text{ mH}$, R_e : resistor electrolítico.

Cuando el diodo opera en condición de vacío estanco, la incorporación de material catódico vaporizado, el desgate de los materiales estructurales y/o pequeñas pérdidas a través de O'rings, afectan críticamente su funcionamiento en régimen de emisión explosiva. En efecto, debido al reducido volumen de la celda, después de un limitado número de descargas consecutivas (~ 10) se observa un incremento significativo de la presión residual que conduce rápidamente a un cambio de naturaleza en las descargas. Por ejemplo, a presiones más altas que $\sim 5 \times 10^{-3}$ torr y típicamente dentro del rango 10^{-2} - 10^{-1} torr, predominan descargas volumétricas espurias (tipo glow) originadas principalmente desde el contorno del cátodo, que inhiben parcialmente o totalmente las descargas vía punta.

La Fig.3 muestra la evolución de la tensión entre el cátodo y un ánodo grilla de aproximadamente 60% de transparencia óptica, correspondiente a un valor nominal de descarga del generador de Marx $V_s = 52 \text{ kV}$ para $P \leq 10^{-3}$ Torr, tal como es registrado por medio de una

sonda capacitiva y un osciloscopio digital. El pulso aparece con un pico de sobretensión inicial respecto de la aplicada como consecuencia de la alta relación de capacidad entre la equivalente del generador (0.25 nF) y la formada por los electrodos del diodo ($C_d \sim 0.3 \text{ pF}$). La amplitud alcanzada está físicamente vinculada con el correspondiente tiempo insumido en completar el proceso de explosión, el cual a su vez deviene básicamente determinado por la magnitud del campo eléctrico interelectródico y por las propiedades físicas del material (principalmente su punto de fusión). Para separaciones mayores que 1 mm , la reducción del valor de la capacidad C_d trae aparejado un consecuente incremento de esa sobretensión dando origen a la formación de descargas por la pared interna del diodo, desde el pasante de sustentación del cátodo hasta el ánodo. Por reducción del gradiente de campo superficial mediante el encastre en la tapa de sello de presión de una pieza cilíndrica dieléctrica y la incorporación de anillos de cobre (ver Fig. 1), fue posible extender la separación hasta $\sim 1.5 \text{ mm}$

compatible con descargas vía punta.

La tasa media de caída de tensión a partir del instante en el que ésta alcanza su máximo, viene determinada por la velocidad del plasma que se propaga hasta colapsar con el ánodo. En el presente caso el valor estimado es $v_p \approx 2.28 \text{ cm}/\mu\text{s}$. Disparo a disparo, los pulsos son muy reproducibles durante la fase de inicio de la descarga de $\sim 6 \text{ ns}$ de duración y presenta durante su posterior evolución pequeñas diferencias atribuibles a fluctuaciones de potencial del plasma.

La evolución de la corriente de descarga para la misma configuración de electrodos y parámetros es mostrado en la Fig.4. Esta fue determinada empleando una bobina de Rogowski (BR) instalada en el conector a tierra del ánodo. Su amplitud $I_d \approx 326 \text{ A}$, se corresponde con una densidad $J_d \approx 2.7 \text{ kA}/\text{cm}^2$, si se considera como área transversal de su confinamiento la erosionada en el plano del ánodo.

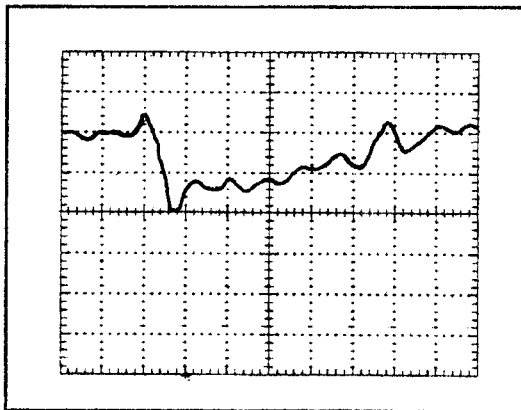


Fig.3 Evolución temporal de la tensión cátodo-grilla para $V_s = 52 \text{ kV}$, $P \approx 10^{-3} \text{ torr}$ y $d \approx 1 \text{ mm}$. Horiz: $10 \text{ ns}/\text{div}$; Vertical: $42.6 \text{ kV}/\text{div}$.

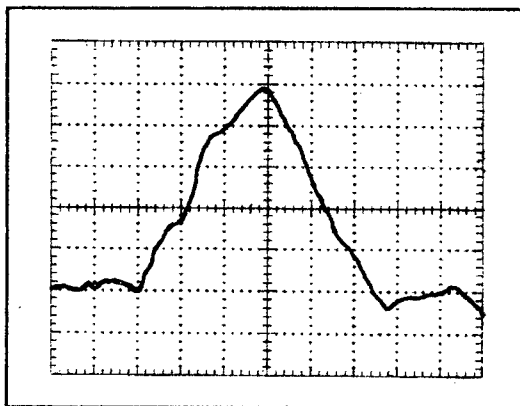


Fig.4 Evolución temporal de la corriente de descarga cátodo-grilla. Horiz: $10 \text{ ns}/\text{div}$; Vertical: $65.2 \text{ A}/\text{div}$.

La Fig.5 muestra el comportamiento temporal de la impedancia del diodo obtenida a partir de los pulsos de tensión y corriente. Su relativamente alto valor medio es

resultado de la reducida área efectiva de emisión del cátodo, de acuerdo con lo que surge de la relación derivada de la ley de Child-Langmuir.

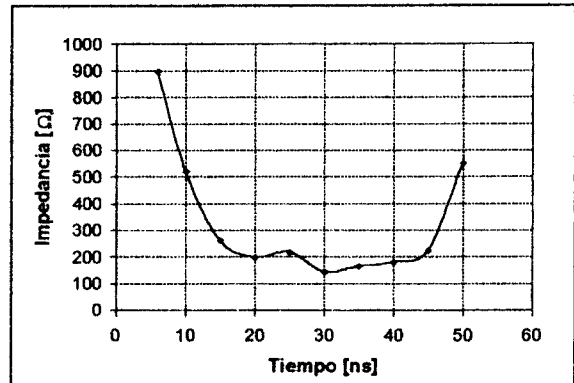


Fig.5 Evolución temporal de la impedancia del diodo para $d \approx 1 \text{ mm}$.

La intensa emisión de rayos x generados por recombinación electrón-ion de átomos altamente ionizados del plasma formado en la región catódica y/o por bremsstrahlung resultante de la interacción de la corriente de descarga con la grilla, fue registrada exponiendo detrás de ésta, placas radiográficas dentales. La Fig.6 muestra la fotografía ampliada de una placa que fue irradiada sobreponiéndole pequeños objetos metálicos como contraste.



Fig.6 Fotografía ampliada de una placa radiográfica expuesta detrás de la grilla. Visibles son pequeños objetos metálicos (tuercas y chavetas) que resultaron opacos a los rayos x.

V. DETECCIÓN DE ELECTRONES

Los electrones transmitidos a través del ánodo (grilla y láminas delgadas) fueron colectados por un electrodo de aluminio de 32 mm de diámetro, posicionado a 9 mm de distancia de aquel. El electrodo colector fue ligeramente polarizado (positivamente) conectándolo a un capacitor electrolítico de $100 \mu\text{F}$, que es cargado a través de una resistencia de $5.8 \text{ k}\Omega$ mediante una batería comercial de

12 V. La corriente del haz inducida en el circuito resultante fue registrada empleando la BR antes mencionada, instalada en el conductor que une al colector con el capacitor. La Fig.7 muestra la evolución de la señal inducida por un haz de electrones que atraviesa la grilla para las mismas condiciones paramétricas de descarga del cañón dadas arriba. Su amplitud es una pequeña fracción (~ 5 %) de la corriente total en el diodo y se corresponde con una densidad $J_b = 147 \text{ A/cm}^2$. La Fig. 8 reproduce la evolución de la señal para el haz después de atravesar sucesivamente la grilla y una lámina de aluminio de $12.5 \mu\text{m}$ de espesor. Comparada con la señal anterior, se observa que su tiempo de trepada, su ancho temporal y su amplitud se reducen considerablemente debido a la absorción de los electrones de baja energía por parte del material. Disparo a disparo, las evoluciones de ambas señales fueron bien reproducibles; sus amplitudes fluctuaron entre $\pm 10\%$.

Aunque no pudo ser determinado el alcance (R) preciso de los electrones de mayor energía del haz, como un umbral de referencia fue encontrado que una lámina de $20 \mu\text{m}$ de aluminio resultó suficiente para producir su total absorción, quedando este umbral definido por: $3.37 < R < 5.4 \text{ mg/cm}^2$, que se corresponde energéticamente con valores de $45 < E < 58 \text{ keV}$. Estos últimos fueron estimados con la conocida expresión empírica de Katz y Penfold que relaciona ambos parámetros, dada por $R = 412 E^n$ con $n = 1.265 - 0.094 \ln E$ para $E < 200 \text{ keV}$

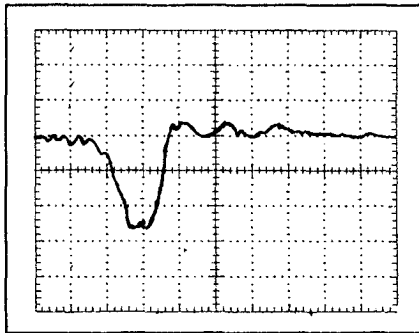


Fig.7 Evolución del haz de electrones después de atravesar la grilla ánodo de ~ 60% de transparencia óptica. Horizontal: 25 ns/div; Vertical: 6.8 A/div.

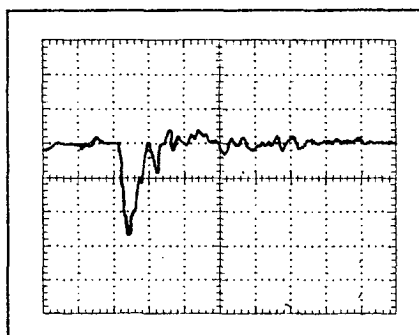


Fig.8 Evolución del haz de electrones después de atravesar la grilla y una lámina de Aluminio de ~ $12.5 \mu\text{m}$ de espesor. H: 25 ns/div; V: 2.7 A/div.

y E expresada en MeV, obtenida a partir de medidas de absorción de electrones por aluminio en procesos de desintegración nuclear β .

VI. RESUMEN

Aunque el cañón desarrollado satisface los requerimientos para una eficiente preionización de gases en volúmenes reducidos en lo que hace a densidad de corriente, sección transversal y energía del haz que genera, presenta como limitación de funcionamiento la imposibilidad de incrementar razonablemente el ancho temporal de ese haz por las reducidas dimensiones del diodo. En resumen, para una separación interelectrónica $d \approx 1 \text{ mm}$ y una presión residual $\leq 10^{-3}$ Torr en el diodo de Fig.1, excitado con pulsos de 52 kV de amplitud provistos por el generador de Fig.2, se obtuvieron los siguientes resultados:

1.- Las descargas en el diodo se desarrollan a través de un estrecho canal de $\sim 0.12 \text{ cm}^2$ de sección transversal (debido a la particular configuración del campo eléctrico producido por la estructura puntiforme del cátodo) con una densidad de corriente asociada muy alta: $J_d \approx 2.7 \text{ kA/cm}^2$.

2.- La velocidad inercial del plasma del material catódico en la región interelectrónica fue estimada en $\sim 2.28 \text{ cm}/\mu\text{s}$.

3.- Las densidades de corriente de los correspondientes haces resultantes después de atravesar una grilla de ~ 60% de transparencia óptica y de ésta junto con una lámina de aluminio de $12.5 \mu\text{m}$ de espesor, fueron de 147 y 58.9 A/cm^2 , respectivamente, con un alcance en aluminio limitado a valores menores que 5.4 mg/cm^2 para los electrones más energéticos.

4.- Operativamente, el reducido volumen del diodo restringe su adecuado funcionamiento en condición de vacío estanco sólo a algunos disparos, requiriendo por lo tanto el empleo permanente de un sistema de bombeo para su evacuación dinámica.

5.- Siendo la separación d el principal parámetro que establece la duración de la descarga para una dada velocidad del plasma catódico y consecuentemente la del haz de electrones resultante, la excursión posible de esa duración viene limitada con el actual diseño, por descargas espurias superficiales vía pared interna de la celda hasta un máximo de $\sim 50 \text{ ns}$.

Finalmente, debido a la emisión de rayos x que estos dispositivos generan, se hace imprescindible durante su funcionamiento el uso de un apropiado blindaje de protección alrededor del diodo para eliminar riesgos biológicos.

Se tiene previsto el desarrollo de una versión final de cañón empleando una nuevo generador de Marx con mayor tensión de salida (100-120 kV) y un diodo con el mismo diseño básico del de Fig.1, excepto la duplicación de su diámetro y la incorporación de 2 ó 3 aros de cobre dispuestos concéntricamente e incrustados en la tapa de

sello de presión, para eliminar la formación del campo eléctrico superficial. Esta modificación permitirá extender la duración de las descargas hasta ~100 ns.

REFERENCIAS

[1] J. Bayless, Rev. Sci. Instrum., Vol. 46 (8), 1975.
[2] G. Isaacs, D. Jordan and P. Dooley, J. Phys. E: Sci. Instrum., Vol. 12, 1979.

[3] R. Adler, G. Kiuttu, B. Simpkins, J. Sullivan, and D. Voss, Rev. Sci. Instrum. 56 (5), 1985.
[4] D. Shur and G. Rosenman, J. Appl. Phys. Vol. 79, no. 6, 1996.
[5] C. Fledderman and J. Nation, IEEE Trans. Plasma. Sci. Vol. 25, 1997.
[6] E. Golkowski, D. Flechtner, J. Ivers, J. Nation and L. Schachter, IEEE Trans. Plasma. Sci., Vol. 26 no. 3, 1998.
[7] H. Tomasche and D. Alpert, J. Vac. Sci. Tech., 4, 192, 1967.
[8] R. Little and W. Whitney, J. Appl. Phys. 34, 1963.
[9] I. Langmuir, Phys. Rev. 2, 1913.