

C.N.E.A. Biblioteca	
ARCHIVO PUBLICACIONES	
Nº 3	AÑO 1968

01.68.06

CNEA - 225

NO SE PAGA

REPUBLICA ARGENTINA

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA

=

MECANISMOS DE DESCARGA EN GASES
EN LA REGION DE LOS SUBNANOSEGUNDOS

por

J. T. D'Alessio y H. Lanza

=

BUENOS AIRES

1968

№ 0882

REPUBLICA ARGENTINA

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA



MECANISMOS DE DESCARGA EN GASES
EN LA REGION DE LOS SUBNANOSEGUNDOS

por

J. T. D'Alessio y H. Lanza



BUENOS AIRES

1968

COMISION NACIONAL DE ENERGIA ATOMICA
DEPENDIENTE DE LA PRESIDENCIA DE LA NACION

MECANISMOS DE DESCARGA EN GASES EN LA REGION DE SUBNANOSEGUNDOS

J. T. D' Alessio y H. Lanza

RESUMEN

Se analizan los mecanismos de generación de chispas en gas a presión, que conducen a pulsos luminosos y eléctricos del orden de los subnanosegundos (10^{-10} seg.).

Los mecanismos clásicos de formación del plasma mediante procesos regenerativos originados por fotones y otras causas, producidos durante las avalanchas de electrones, no dan cuenta de la producción de 10^{11} electrones en 0,3 nanosegundos, que son los obtenidos experimentalmente por generadores con hidrógeno a 30 atmósferas y electrodos de mercurio amalgamados o recubiertos por este metal.

Se interpretan los resultados experimentales mediante un modelo en que se hace intervenir la forma de equilibrio de la superficie del líquido, bajo la acción del campo eléctrico y la tensión superficial, la cual determina, en la región vecina a los electrodos, un campo eléctrico de 10^9 volt/cm. Con un campo de esta magnitud, en el cátodo se producen electrones en número suficiente para explicar los resultados experimentales.

El factor de multiplicación de avalancha también crece enormemente. Según este modelo, sólo con electrodos líquidos en gases a alta presión y pequeña distancia entre electrodos, se pueden alcanzar pulsos en la región de 10^{-10} seg.

Se analiza también la influencia favorable del vapor de mercurio en la contaminación del hidrógeno.

INTRODUCCION

El estudio de tiempos de decaimiento de centelleadores muy rápidos y procesos asociados tales como mecanismos de transferencia de energía en medios líquidos o sólidos, efectos "quenching", formación de exímeros, etc, requiere disponer de fuentes de radiación que generen pulsos de corta duración en la región de subnanosegundos.

De particular interés son los generadores de luz visible, porque la excitación mediante estas radiaciones admite una interpretación más simple de los resultados, por la ausencia casi total de procesos secundarios; además el uso de filtros ópticos de banda estrecha permite, en este caso, una alta especificidad de excitación, difícil de alcanzar en otras regiones del espectro de energías. De ahí el gran interés en producir pulsos de luz extremadamente corta duración, que reúnan condiciones de alta intensidad luminosa, posibilidad de alta repetición y reproducibilidad en forma y amplitud.

Generadores de Pulsos

En trabajos anteriores (1) (2), hemos descripto generadores de chispas con hidrógeno a alta presión y con electrodos mojados con mercurio, para la producción de pulsos luminosos y eléctricos*.

Estos generadores son los mejores obtenidos después de ensayar varios tipos diferentes, con distintas presiones, naturaleza y forma de los electrodos, métodos de montaje y otras variaciones.

Los pulsos tienen un tiempo de ascenso y de descenso de aproximadamente 0,3 ns, y un medio ancho del mismo orden de duración.

El análisis de los generadores estudiados por los autores permite sacar algunas conclusiones:

Sólo se obtienen pulsos de buena calidad, y duración menor que un nanosegundo, cuando se reúnen las siguientes condiciones:

(*) Sincrónico con el pulso luminoso se produce un pulso eléctrico. Varios autores (3) (4) han estimado teóricamente que la diferencia de tiempo entre ambos pulsos debe ser menor que 10^{-13} seg.

La resolución actual de los métodos experimentales no permite confirmación de tal hipótesis. Nuestras experiencias nos hacen suponer que esa diferencia no supera los 10^{-11} seg. pero como este valor es el límite de resolución de los instrumentos usados, esta cifra no ofrece garantía.

- a) Alta presión (del orden de treinta atmósferas).
- b) Electrodo mojado por mercurio, o de mercurio puro.
- c) Disposición coaxil.

Respecto del punto a), para cada geometría existe una presión crítica, debajo de la cual el pulso empeora notablemente en amplitud, duración y fluctuación.

Con respecto a b), con electrodos sólidos, la fluctuación es veinte veces mayor, y la duración supera a un nano segundo.

En cuanto a c), si no se toman precauciones en el montaje del generador, la calidad del pulso se ve perjudicada porque aparecen reflexiones y oscilaciones eléctricas.

Modelo Eléctrico

Para establecer con mayor precisión el tiempo que tarda el gas del generador en alcanzar la máxima conductividad eléctrica, hemos comenzado por considerar al generador de pulsos como una resistencia variable $r = r(t)$ y analizar el circuito equivalente con los valores característicos de cada elemento, en base a la curva de $i=i(t)$ que se obtiene en el punto A (Fig. 1).

Esta figura muestra el circuito del generador; la fig. 2 el circuito equivalente y la fig. 3 la curva $i=i(t)$ calculada a partir de $v=v(t)$ que se obtuvo con osciloscopio (sampling) rápido (Hewlett-Packard 185A-rise time 0,1 ns), en el punto A de la resistencia de 50 Ω .

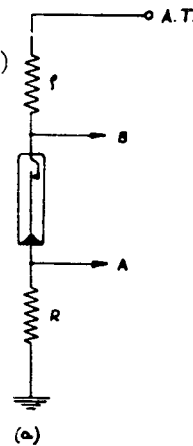


Fig. 1

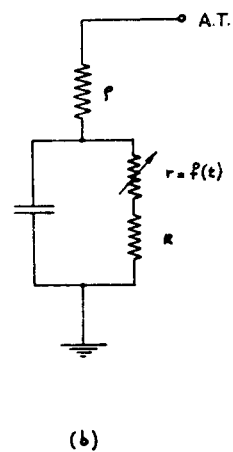


Fig. 2

Si se pudiera medir $v=v(t)$ también en el punto B (además de $v=v(t)$ en el punto A), se podría haber determinado $r=r(t)$; pero no puede hacerse tal medida sin alterar las características del circuito de descarga, porque la capacidad c del generador es muy baja (~ 5 pF).

El análisis del circuito conduce a la siguiente ecuación diferencial en i :

$$A \ddot{i} + B \dot{i} + C i + D = 0$$

donde

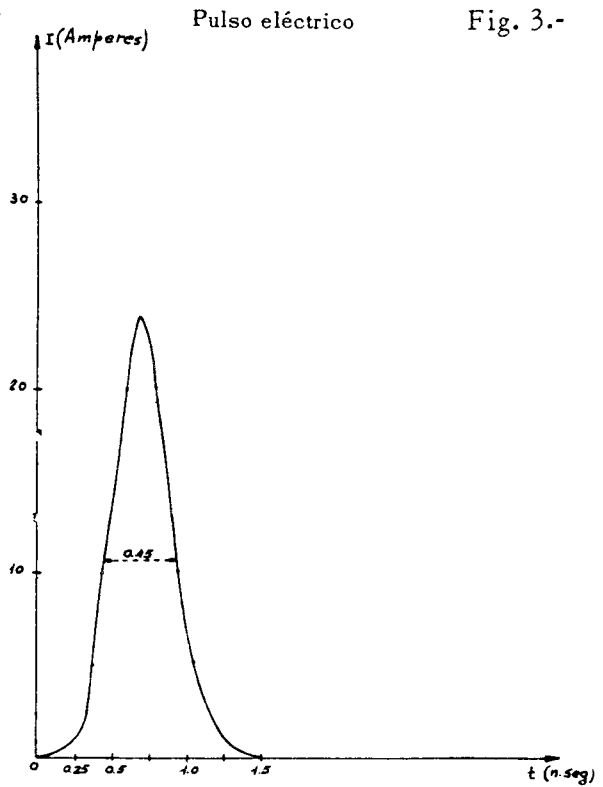
$$A = i$$

$$B = 2 \frac{di}{dt} + i/cR$$

$$C = \frac{d^2 i}{dt^2} + \frac{1}{cR} \frac{di}{dt}$$

$$D = R \frac{d^2 i}{dt^2} + \frac{\rho}{c} \frac{di}{dt}$$

En D se ha eliminado el término $\frac{R}{C} \cdot \frac{di}{dt}$ por ser $\rho \gg R$.



Como los coeficientes A, B y C de la ecuación diferencial contienen factores que son funciones del tiempo (i , $\frac{di}{dt}$, $\frac{d^2 i}{dt^2}$), hemos operado dividiendo el pulso $v=v(t)$, o $i=i(t)$ obtenido en A, en diez intervalos de tiempo, determinando gráficamente i , $\frac{di}{dt}$, $\frac{d^2 i}{dt^2}$ en cada intervalo y calculando numéricamente en cada intervalo.

En el cálculo hemos supuesto que toda la energía almacenada en la capacidad c se disipa como corriente eléctrica y significa que se considera despreciable la energía que se transforma en luz. Esta hipótesis se justifica a partir de medidas fotométricas de Kerns y colaboradores (4) y sobre la base del espectro de emisión de nuestro generador, con correcciones por la absorción del vidrio, la respuesta del espectrofotómetro, etc; con los cuales hemos estimado el número de fotones emitidos, en 10^7 a 10^8 por pulso, con energía media de 4 eV (en 3200 Å) Fig. 4, lo cual da una energía luminosa total de 10^{-12} a 10^{-11} joule.

En cambio la energía eléctrica que se disipa en las resistencias R y r en cada pulso, es del orden de 10^{-5} joule, lo cual significa que el rendimiento luminoso es muy bajo (aproximadamente 10^{-6}).



Fig. 4

La figura 5 muestra $r=r(t)$ obtenida por el método de cálculo indicado.

Se deduce: a) que en 0,3 nanosegundos la resistencia disminuye de 10^8 ohm a 10^2 ohm, o sea del orden de 1 millón de veces. Este es el tiempo en que el gas pasa de una conductividad baja a prácticamente la máxima ionización. Este valor es de singular importancia en el análisis del posible mecanismo de chispa.

b) A partir de este instante, la resistencia disminuye mucho más lentamente, manteniéndose en el orden de 10^2 ohm. Este valor de la resistencia relativamente alto, podría indicar que la sección de la chispa es muy pequeña. Hemos estimado el diámetro del haz en unos pocos micrones, a partir de probables valores de difusión y también por comparación con la resistencia de chispas más grandes. La observación microscópica directa también conduce al mismo orden de magnitud.

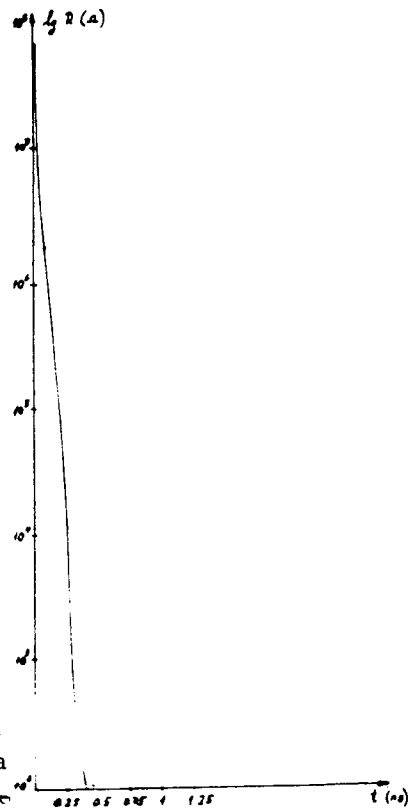


Fig. 5

De la curva experimental $v = f(t)$ hemos estimado que en cada pulso se emiten 10^{11} a 10^{12} electrones.

Mecanismo de Chispa

Cuando se trata de explicar los mecanismos por los cuales un gas no conductor pasa gradualmente a poseer un canal de muy alta conductividad, hay que apelar a una serie de procesos de regeneración, a partir de los efectos que produce una primera avalancha.

Los principales procesos regenerativos son:

- a) Producción de fotoelectrones en el cátodo, por fotones generados durante las avalanchas.
- b) Producción de fotoelectrones en el seno del gas, por fotones del mismo origen.
- c) Liberación de electrones secundarios en el cátodo, por impacto de iones positivos.
- d) Ionización de átomos o moléculas en estado de excitación metaestable, por colisión con otros átomos o moléculas, o choques de segunda clase con el cátodo.
- e) Ionización de átomos o moléculas metaestables, por fotones generados en avalanchas anteriores.

Como procesos competitivos de la emisión de electrones secundarios, actúan la absorción de fotones, la desexcitación de átomos o moléculas metaestables sin ionización, la recombinación de iones con electrones del medio o en el cátodo, etc.

Todos estos procesos se asocian con intervalos de tiempo, muy característicos. En particular interesa la duración de los procesos regenerativos, porque de esta duración depende la del pulso luminoso y eléctrico.

Estos intervalos de tiempo dependen de la presión y naturaleza del gas, de la intensidad y distribución del campo eléctrico entre electrodos y de la distancia entre los electrodos.

Un análisis de los tiempos correspondientes a cada proceso regenerativo conduce a las siguientes conclusiones, en relación a la producción de pulsos de algunas décimas de nanosegundo.

1º) Con las velocidades de desplazamiento de la avalancha, entre los electrodos y una distancia entre ellos de 0,4-0,5 mm, el tiempo para que el frente de la avalancha alcance el ánodo es del orden de 0,1 nanoseg. Como la mayor parte de los electrones secundarios y fotones, se produce en las proximidades del ánodo *, los fotoelectrones producidos en el cátodo, tendrían un retardo de ese orden (0,1 ns); por lo tanto es improbable que la contribución de avalanchas sucesivas a la descarga principal, sea sustancial en 0,3 nseg.

2º) La contribución de electrones producidos en el cátodo por colisión de iones es despreciable, por la baja movilidad de los iones pesados. Un simple cálculo muestra que los tiempos son muy superiores a los considerados aquí.

3º) La producción de electrones secundarios por fotones en el seno del gas, sólo puede ser sustancial en las proximidades del ánodo, porque los fotones eficaces de alta energía (ultravioleta lejano), son fuertemente absorbidos por el gas a alta presión, y en este caso la multiplicación de estos electrones es baja, por el corto recorrido hasta el ánodo. No hay duda que este proceso juega un papel muy importante en la formación de coronas en gases a baja presión; pero al crecer la presión del gas, se puede observar fácilmente cómo la corona se va comprimiendo hacia los electrodos y finalmente desaparece. La contribución de este proceso a la chispa misma en las condiciones en que se realizan nuestras experiencias, debe ser escasa.

4º) A la contribución de procesos regenerativos, por átomos o moléculas metaestables, se puede hacer los mismos reparos que la emisión por iones o por fotones **.

La dificultad de interpretar la producción de 10^{11} electrones en 0,3 ns, se podría obviar si se admitiera la producción simultánea de gran número de avalanchas, con poca interferencia entre ellas; una estimación del número de tales avalanchas indica que el cátodo debería emitir en cada pulso, un número de electrones del orden de 10^4 . Para considerar esta posibilidad se debe considerar cuál será la probable emisión catódica.

* Si el campo fuese homogéneo, 63% a distancia $1/\alpha$ del ánodo, en realidad es mayor porque $\alpha = f(E)$ y el campo es más alto en la proximidad de los electrodos; consiguientemente α es mayor.

** No excluimos la posibilidad de mecanismos regenerativos en etapas anteriores a la chispa, cuando la conducción eléctrica del gas es muy débil.

Emisión Catódica por Campo

Para el cálculo del campo entre los electrodos con geometría punta-plano, hemos aplicado las ecuaciones electrostáticas en el entorno próximo al eje, con las condiciones de contorno en que coincide una superficie equipotencial con la superficie de los electrodos.

Un cálculo aproximado, nos ha indicado que el campo decrece rápidamente fuera del eje; basta considerar el campo en el eje; basta considerar el campo en el eje. La fig. 6

representa la función: $E=f(x)$ obtenida para una distancia entre electrodos de 0,4 mm, $V=10.000$ volt y radio de curvatura del electrodo en punta, de 0,5 mm.

Los valores de E varían en nuestro cálculo, desde un mínimo de $2 \cdot 10^5$ V/cm, en las proximidades del electrodo plano, hasta un valor máximo de 10^6 V/cm, cerca del electrodo agudo. Los correspondientes valores de E/p para $p = 30$ atm, son 9 y 44 volt/cm.Torr, respectivamente.

Se obtienen resultados similares con las fórmulas desarrolladas por Fitzsimmons (5) para hiperboloide de revolución en disposición punta-plano.

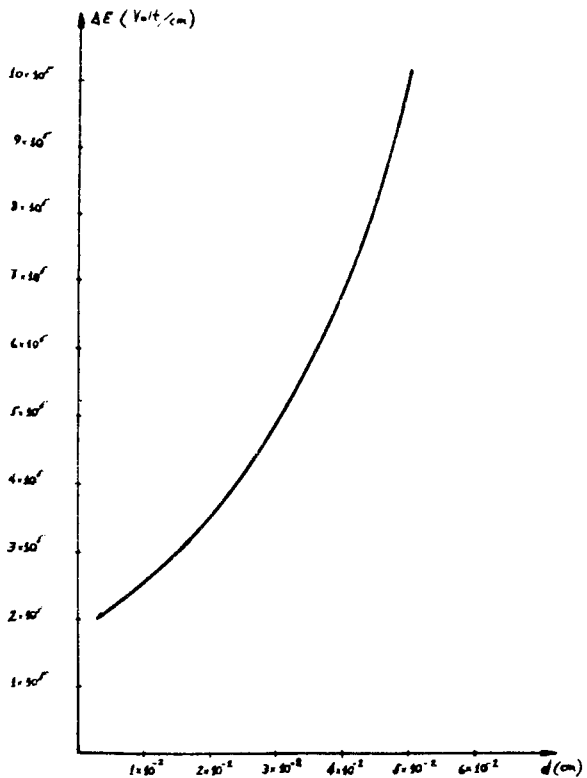


Fig. 6

Con el valor de E podemos calcular la emisión electrónica. Supongamos que en nuestro generador el electrodo agudo es el cátodo. La fórmula de Fowler y Nordheim para la densidad de corriente electrones J es:

$$J = \frac{2,54 \times 10^{-6} E^2 \exp \left[\frac{-6.83 \cdot 10^7 \varphi^{3/2}}{E} \cdot v \left(3.79 \frac{10^{-4} \sqrt{E}}{\varphi} \right) \right]}{\varphi^{1/2} (3.79 \times 10^{-4} \frac{\sqrt{E}}{\varphi})}$$

en la cual φ es la función trabajo en electrón-volt y t y v son funciones que están tabuladas para valores del argumento entre 0 y 1; t es prácticamente constante e igual a 1; y v tiene valores que se indican en la tabla 1, en la cual se ha consignado v en función de $y = (3,79 \cdot 10^{-4} \sqrt{\frac{E}{\varphi}})$

TABLA I

y	v	y	v	y	v
0	1	0,3	0,872	0,6	0,577
0,1	0,982	0,4	0,789	0,7	0,450
0,2	0,937	0,5	0,690	0,8	0,312
				0,9	0,161
				1	0

Esta fórmula nos permite obtener el número de electrones emitidos por el cátodo a temperatura ambiente, por efecto del campo.

La tabla II da la densidad de electrones en A/cm²s y el número total de electrones emitido por pulso (en 0,3 nanosegundos).

TABLA II

E (V/cm)	J (A/cm ² s)	N (electrones)
10 ⁴	40.10 ⁻⁵ (5,5.10 ⁴)	Despreciable
10 ⁵	4.10 ⁻³	Despreciable
10 ⁶	4.10 ⁻⁹⁵	4.10 ⁻⁹⁹
10 ⁷	4.10 ⁻³⁷	2.10 ⁻⁴¹
10 ⁸	3.10 ¹⁵	3.10 ¹¹
10 ⁹	10 ¹⁰⁴	10 ¹⁰⁰

Como puede verse en la tabla, la emisión de electrones por el cátodo, a temperatura ambiente, para campos de 10^6 V/cm y radio de curvatura de electrodo de 0,5 mm, es $4 \cdot 10^{-99}$ electrones o sea prácticamente cero.

Los electrones provenientes de radiación cósmica luz ultravioleta sobre el cátodo, radiactividad de los materiales, explicarían los primeros electrones que inician la avalancha, pero no 10^4 electrones simultáneos, que son los que se requieren en nuestro caso.

Otra explicación sería suponer que los campos son mucho más intensos que los considerados, pues siendo $\alpha = f(E) / (p)$, podrían obtenerse avalanchas cuya multiplicación alcance el valor de 10^{11} electrones en el ánodo a partir de un electrón generado en las proximidades del cátodo.

Diversas observaciones, obtenidas utilizando generadores mojados con mercurio, o con mercurio en un capilar, muestran claramente que el electrodo líquido desempeña un papel importante en la producción de pulsos de duración de décimo de nanosegundos y de las características que hemos señalado.

Tales observaciones son:

- a) La duración del pulso es menor con electrodos de mercurio que con metales sólidos (níquel, tungsteno, kovar, etc.)
- b) La forma del pulso es prácticamente independiente de la geometría de los electrodos; aunque generalmente hemos usado la geometría punta plano, con ambos electrodos planos se obtienen pulsos de iguales características (siempre con electrodos mojados con mercurio).
- c) Aún en el caso de electrodos punta plano, el cambio de polaridad no afecta la calidad del pulso ni su amplitud. Por otra parte, se sabe que con electrodos sólidos, la polaridad (excepto que sean simétricos) y la geometría de los electrodos, tienen gran influencia en la forma y características de pulsos.

Una observación menos importante, es la formación de una delgada capa de mercurio en las paredes del generador, después de muchas horas de funcionamiento, a repeticiones altas (por ej. 24 horas a 3.000 p.p.s = $2,6 \cdot 10^8$ pulsos).

Formas de Equilibrio del Mercurio

Las dificultades para establecer un mecanismo satisfactorio para explicar un rapidísimo crecimiento en la conductividad del gas en 0,3 ns, y las observaciones indicadas en el párrafo anterior, sugieren la posibilidad de que la ver-

dadera forma de los electrodos, en el instante en que se produce la chispa, no sea la de los electrodos sólidos, sino la que resulta del mercurio que recubre los electrodos sometido a la acción del intenso campo eléctrico.

Un análisis de dicha forma indica que el campo eléctrico real en el instante en que se produce la chispa, es varios órdenes de magnitud más alto que el supuesto en el párrafo anterior, con las consiguientes implicaciones en cuanto a la emisión de los electrones por el cátodo y la multiplicación por avalancha.

Para establecer la forma final de equilibrio de la superficie de mercurio, deben considerarse los tres factores.

- 1) Tensión superficial
- 2) Repulsión entre las cargas de un mismo electrodo.
- 3) Atracción entre las cargas sobre distintos electrodos.

Pueden escribirse las siguientes ecuaciones:

$$1) \quad \delta \omega_I = \alpha \delta S \quad \alpha = \text{coef. de tensión superficial.}$$

donde: $\delta S = - \int \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} \right) \cdot d\xi dS$ $\delta S = \text{variación de la superficie}$
 $\xi = \text{coord. perpendicular a la superficie deformada}$

$$2) \text{ Presión electrostática } \frac{\sigma^2 dS}{2 \epsilon} \quad \sigma = \text{densidad de carga superficial.}$$

$\epsilon = \text{constante dieléctrica}$

$$\delta \omega_{II} = \frac{\sigma^2}{2 \epsilon} dS d\xi$$

- 3) Como la energía de interacción entre electrodos es qV , su diferencial:

$$\delta \omega_{III} = \sigma dS dV + V d\sigma dS = \sigma dS \frac{\partial V}{\partial \xi} d\xi + V \frac{\partial \sigma}{\partial \xi} d\xi dS.$$

En equilibrio $\Sigma \delta \omega = 0$

(Sobre la superficie del conductor es: $\sigma = \xi E_N = - \xi \frac{\partial \nu}{\partial \xi}$)

(E_N es la componente normal del campo)

Luego:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\partial \nu}{\partial \xi^2} \right)^2 + V \left(\frac{\partial^2 \nu}{\partial \xi^2} \right) + \frac{\alpha}{\xi} \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi}{\partial y^2} \right) = 0$$

Resolviendo numéricamente esta ecuación, se obtiene el importante resultado: en las condiciones experimentales de nuestro generador ($d=0,4$ mm, $V= 10.000$ volts), el radio de curvatura de la punta de mercurio, es de 20 a 30 Angstrom.

La figura 7 indica la forma probable que va adquiriendo la superficie de mercurio de ambos electrodos, a medida que crece el campo (a a d), hasta que salta la chispa (e). La consecuencia de esta deformación de la superficie es el cambio cualitativo y cuantitativo del campo eléctrico.

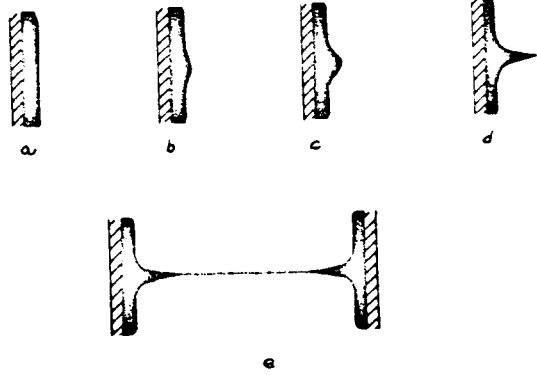


Fig. 7

La figura 8 muestra la forma aproximada del campo para un radio de curvatura de ambos electrodos de 25 Å.

Se puede apreciar:

a) La simetría del campo eléctrico: esta simetría se conserva independientemente de la forma del soporte sólido del mercurio con lo que se explican las observaciones b y c del párrafo anterior.

b) En las proximidades de los electrodos, el campo es muy superior al que hubiese resultado con electrodos sólidos (fig. 6), en varios órdenes de magnitud (10^9 a 10^{10} V/cm) y E/p del orden de 10^4 a 10^5 Volt/cm-Torr.

Como resultado de esta enorme intensificación del campo, en las proximidades del cátodo, la emisión catódica por campo debe crecer enormemente. De la tabla II se obtiene, para estos valores de E/p , una emisión por campo prácticamente infinita.

Con esta emisión se cumple la condición requerida, o sea un mínimo de 10^4 avalanchas simultáneas para explicar el crecimiento de la conductividad del gas en más de cinco órdenes de magnitud en 0,3 ns.

Otra consecuencia del incremento del campo eléctrico por cambio de la configuración de los electrodos, es el aumento del valor de α y con ello la multiplicación de cada avalancha.

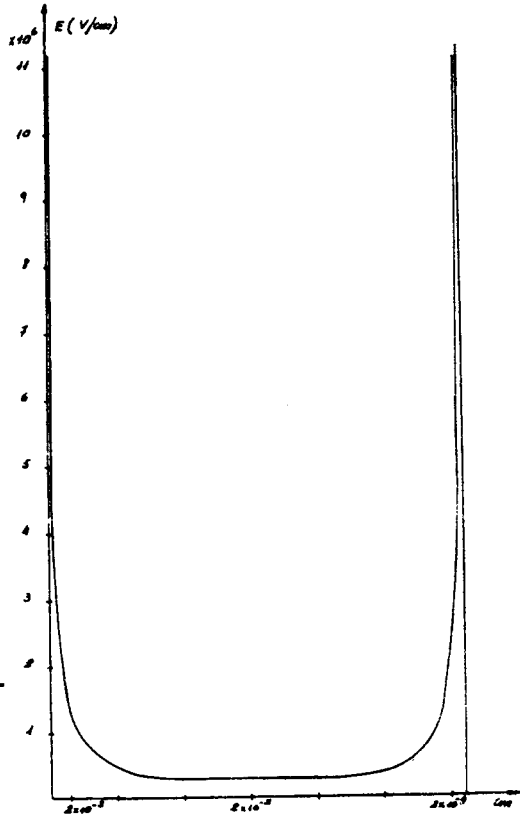


Fig. 8

No se dispone de valores de α (o de α/p) correspondientes a E/p mayores que 1000 volt/cm Torr. La curva de la fig. 9, de α/p vs E/p , ha sido trazada con los valores de Halle para

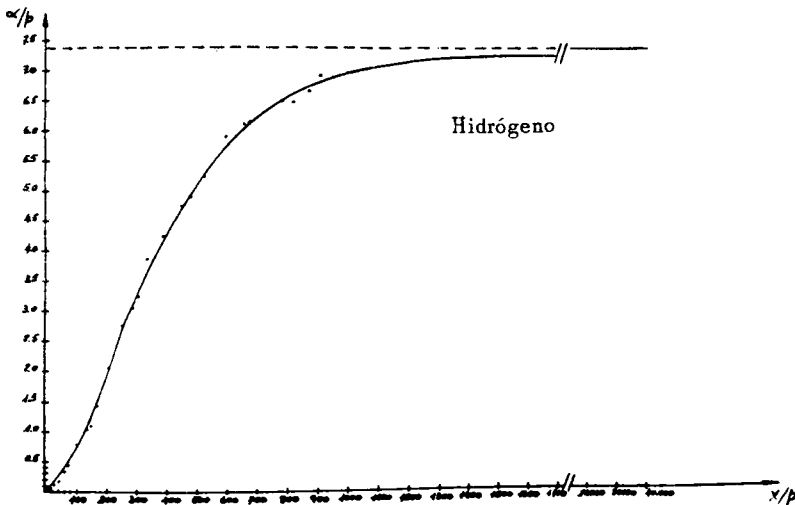


Fig. 9

el Hidrógeno (6), hasta E/p próximo a 10^3 .

De la forma de la curva puede deducirse que el valor de α/p no debe crecer mucho más allá del valor límite (6), aunque la extrapolación para valores de E/p , de 10^4 a 10^5 requiere ser verificada experimentalmente.

Los valores de Halle se refieren a H_2 . En H_2 contaminado con mercurio, el valor de α crece, por el efecto favorable de estados metaestables del mercurio en la ionización del hidrógeno. Para establecer la importancia de este efecto en las condiciones experimentales de nuestro generador, es necesario analizar más detalladamente los procesos.

Tampoco puede afirmarse que a altas presiones, los parámetros que intervienen en los fenómenos de la descarga sean E/p y α/p , dado que todas las verificaciones experimentales que se hallan en la literatura, sólo han sido hechas hasta una atmósfera.

En este trabajo se ha adoptado un valor de α/p de 75, o sea para p igual a 30 atms., $1,7 \cdot 10^5$, para las zonas de alta intensidad del campo; con este valor se ha estimado el factor de multiplicación de cada avalancha.

Debe entenderse que sólo el orden de magnitud tiene significado, Como el campo entre electrodos es inhomogéneo, para hacer el cálculo se dividió el espacio en zonas, en cada una de las cuales, se lo puede considerar homogéneo.

La tabla III resumen los resultados.

TABLA III

Dist. desde la sup. catódica x 10^5 cm	Multiplicación total en x
6	$8,5 \cdot 10^3$
26	$7 \cdot 10^7$
326	$4 \cdot 10^9$
3676	$3,5 \cdot 10^{10}$

Dist. desde la sup. catódica	Multiplicación total en x
3976	$2 \cdot 10^{13}$
3996	$2 \cdot 10^{17}$
4002	$2 \cdot 10^{21}$

Como puede observarse en la tabla, esta estimación conduce al resultado de que un solo electrón emitido por el cátodo, da lugar a 10^{21} electrones, valor superior en muchos órdenes de magnitud al que se obtiene experimentalmente en cada pulso ($\sim 10^{11}$), en el circuito exterior del generador aquí estudiado.

Ahora nos encontramos con la curiosa situación de que el incremento del campo, por deformación de la superficie líquida, trae aparejados dos procesos, cada uno de los cuales da cuenta con creces, de la alta producción de electrones, en décimos de nanosegundos: emisión catódica por campo y producción de avalanchas de alta multiplicación.

La estimación teórica de un número prácticamente infinito de electrones, en cada pulso, no contradice el resultado experimental de obtener 10^{11} a 10^{12} electrones por pulso, porque la limitación de la corriente exterior (o número electrones que salen del ánodo y retornan al cátodo), está dada por la energía almacenada en el condensador (la capacidad de los electrodos del generador y las capacidades distribuídas, a la tensión de la chispa V).

En efecto, a medida que los electrones neutralizan las cargas positivas del ánodo, el campo en su proximidad va tendiendo a cero; o sea que el área de la curva debajo de $i = i(t)$ del pulso eléctrico depende de la capacidad c y de la tensión V . Hemos efectuado experiencias con valores crecientes de c (mediante un cable coaxil en el punto B, fig. 1, para conservar la calidad del pulso), y las formas de los pulsos que se obtienen confirman esta afirmación (fig. 10).

Velocidad de Producción de Chispa

De acuerdo a lo que hemos señalado, una sola avalancha de electrones, y/o una gran cantidad de avalanchas simultáneas, limitadas en amplitud por la energía eléctrica acumulada en el sistema, sin procesos regenerativos, explica satisfactoriamente el rápido cambio de conductividad del gas. Analicemos ahora si el tiempo de producción de chispa concuerda con el obtenido en nuestras experiencias.

No se dispone de valores de la velocidad de desplazamiento de la avalancha, para valores de E/p muy altos y para valores de p de decenas de atmósferas. Haremos la extrapolación a partir de valores conocidos, para fijar órdenes de magnitud.

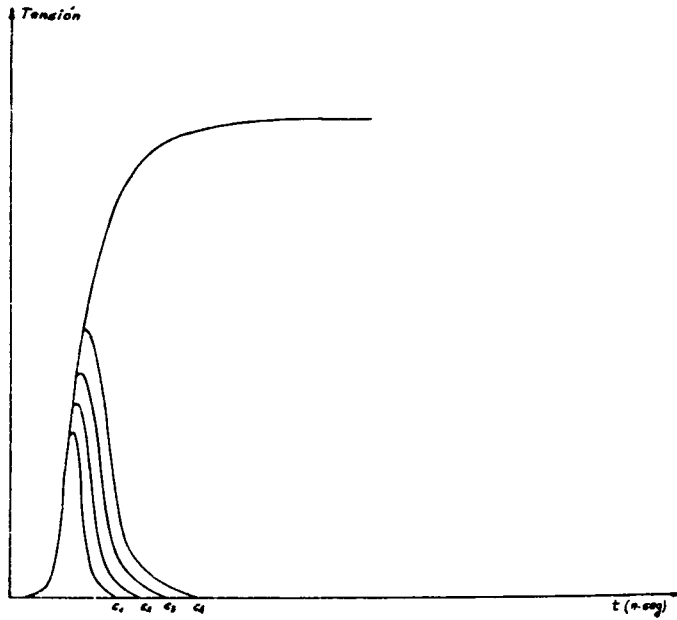


Fig. 10

Diversos autores (6) (7) han demostrado experimentalmente que la velocidad v_e es del orden de 10^8 cm/seg a $3 \cdot 10^8$ cm/seg, y es una función de la relación E/p y no de la presión (por lo menos de manera apreciable).

En (5) se da la expresión:

$$v_e = 2,9 \times 10^6 E/p$$

Hemos calculado la velocidad media (v) con un método similar al usado para calcular la multiplicación en una avalancha. Obtenemos así $v = 2,5 \cdot 10^8$ cm/s, lo cual da, para $d = 0,4$ mm, $t = 0,16$ ns, o sea la mitad del tiempo de formación del plasma de conducción y $1/6$ de la duración total del pulso.

De acuerdo con este resultado, las características del pulso dependerán del circuito eléctrico asociado con el generador, incluyendo al generador $r = r(t)$, R y c . Al ser este tiempo menor que el que se requiere para que la resistencia propia del generador descienda de 10^8 a 10^2 ($0,3$ ns), el Rc del circuito actuaría retardando el instante en que se alcanza la máxima conductividad*.

* Reduciendo c del generador a un mínimo se ha obtenido una duración de $0,2$ ns que concuerda con el valor $0,16$ de este cálculo.

A partir de los resultados experimentales, cálculos y estimaciones efectuados, podemos dar el siguiente esquema de formación de pulso:

En una primera etapa, hasta el diez por ciento del tiempo de ascenso del pulso, la baja conductividad del gas (R alto) determina una lenta descarga del capacitor c . El pulso $i = i(t)$ sube lentamente.

En una segunda etapa, del 10% al 70% del tiempo de ascenso, la forma de la superficie de mercurio de los electrodos ha producido una gran elevación del campo; la resistencia eléctrica desciende de 10^8 a 10^2 en 0,3 ns, alcanzándose una formación del plasma de conductividad casi completa. Sin las limitaciones impuestas por la propia resistencia r , que aun en su valor mínimo no es despreciable ($10^2 \Omega$), la resistencia exterior R y la capacidad c , el tiempo de ascenso sería probablemente la mitad del anterior.

En una tercera etapa, del 70% al 100% del tiempo de ascenso, todavía la resistencia r disminuye algo, aunque ahora mucho más lentamente; en este intervalo, la constante de tiempo es de aproximadamente 0,6 ns ($r = 100 \Omega$, $R = 50 \Omega$, $c = 4$ pF). En 0,1 ns la tensión sólo desciende 17%, en cambio r disminuye 20%, el divisor de tensión $r - R$, determina un ascenso de i y de V en el punto A del circuito (aunque naturalmente en el punto B, V desciende continuamente).

Una cuarta etapa corresponde al tiempo de decaimiento. Se puede interpretar esta etapa como la simple descarga del capacitor c a través de las resistencias de valor fijo ($r = 80 \Omega$, $R = 50 \Omega$, $c = 4$ pF), la constante de tiempo es aproximadamente 0,52 ns, que se corresponde bien con el obtenido experimentalmente (0,5 ns) y con el decrecimiento exponencial. El punto $i = 0$ no corresponde a la descarga total del condensador, sino a la interrupción de la chispa por haber decrecido V (y por consiguiente E), por debajo de un cierto valor crítico.

Influencia del Vapor de Mercurio en el Proceso de Ionización del Hidrógeno

Se sabe que el vapor de mercurio aumenta la eficiencia de producción de electrones secundarios, o se eleva el valor de α .

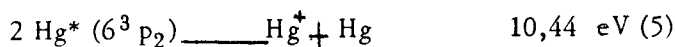
En el caso del H_2 , la situación es favorable al actuar el mercurio como intermediario en el proceso de transferencia de energía de los electrones e ionización del hidrógeno.

En el estudio de descargas de gases, se considera que procesos con energía mayor que 5 - 6 eV, tienen baja probabilidad (por ser baja la energía que adquieren los electrones entre dos choques).

Este es el caso de ionización del H e H_2 , por sus altos potenciales de ionización:



En cambio, los siguientes procesos tienen alta sección eficaz:



En particular la reacción (6) tienen alta probabilidad por ser un proceso casi resonante. De acuerdo con este esquema, la ionización de H a través del 6^3P_2 del mercurio, (y con menos probabilidad el 6^3P_0), es mucho más probable que directamente según la reacción (2)*.

El hecho de que las vidas medias de los estados metaestables del mercurio son grandes comparadas con la escala de tiempos de los pulsos que aquí se estudian, no está en contradicción con lo anterior, porque a alta presión la frecuencia de choque crece, decreciendo rápidamente la vida media de dichos estados.

La probabilidad de los procesos (4), (5) y (6), depende de la concentración de Hg en relación al de H_2 , además de las respectivas secciones eficaces. El número de moléculas de hidrógeno es muy alto.

En el mercurio depende de la tensión de vapor; a temperatura ambiente es del orden de 10^{-3} Torr. Se obtiene:

$$\frac{n^{\circ} \text{ de átomos de Hg}}{n^{\circ} \text{ de molec. de } H_2} = \frac{n_{Hg}}{n_{H_2}} = \frac{10^{-3} \text{ Torr}}{2,5 \cdot 10^4 \text{ Torr}} = 4 \cdot 10^{-8}$$

* C. Kentz (Phys. Rev. 80,95, 1950; J. Appl. Phys. 21, 1309, 1950) ha señalado que en los tubos de descarga A-Hg, la densidad de estados metaestables del mercurio, 6^3P_2 y 6^3P_0 , es similar o aun mayor que la densidad electrónica con predominio del 6^3P_2 .

Pero la circunstancia que la curvatura de los electrodos de mercurio, en el instante de iniciarse la chispa es muy grande, hace que aumente apreciablemente la tensión de vapor del mercurio.

En efecto:

$$P = P_0 \exp (A/r)$$

Siendo

$$A = \frac{2 \sigma M}{\rho R T}$$

σ = Tensión superficial

M = Peso molecular

ρ = Densidad

T = Temperatura absoluta

P_0 = Presión de vapor normal

para el mercurio a 25° C, $A = 5,7 \cdot 10^{-7}$ cm

Si $r = 20$ A resulta $p = 20 p_0$; o sea: $p = 2 \cdot 10^{-2}$ Torr y $n_{Hg} / n_{H_2} = 10^{-6}$

La curvatura de los electrodos eleva dos órdenes de magnitud la probabilidad de las reacciones (4), (5) y (6). Aunque indudablemente el mercurio favorece la ionización del hidrógeno, no puede decidirse con este simple cálculo si el incremento de α es sustancial. Sólo un análisis teórico y experimental más profundo podría decidirlo.

BIBLIOGRAFIA

- 1.- D'ALESSIO, J. T., LUDWING, P., BURTON, M., Rev. Sci. Instr. 35, 1105, 1064.
- 2.- D'ALESSIO, J. T., LUDWING, P., IEEE Trans. on Nucl. Sci. 351, 1965.
- 3.- SUKHODREV, N., Trans on the P. N. Lebedev Physics Inst. Vol. XV 1961. USSR Academy of Sc Press Moscú.
- 4.- KERNS, A. KIRSTEN, F., COX, G., UCRL 8277, 1958.
- 5.- FITZSIMMONS, Phys. Rev. 61, 175, 1942.
- 6.- LOEB "Basic Processes of Gaseous Electronics", Chapter XIII, Univ. of Calif. Press, 1955.
- 7.- NESTERIKHIN, KOLMEL'KOF, MEILIKHOV, ZwrndTekhn. Fiz, 34, 40, 1964.

