

SIMULACIÓN DE AVALANCHAS DE ELECTRONES EN ARGÓN

C. M. Sánchez, E. V. Bonzi, R. T. Mainardi*

Fa.M.A.F. – U.N.Córdoba
*Investigador de CONICET

email: claudia@mail.famaf.unc.edu.ar

En este trabajo se presentan los estudios realizados con simulaciones de descargas de electrones en Argón bajo la influencia de un campo eléctrico uniforme aplicado, como un paso hacia la explicación del funcionamiento de los detectores proporcionales llenados con este gas. Anteriormente se había convalidado un programa de simulación Monte Carlo que reproducía adecuadamente resultados de descargas en Nitrógeno, tales como coeficientes de ionización y difusión de la nube electrónica. La distribución de caminos libres entre ionizaciones muestra resultados distintos entre ambos gases y se explican esas diferencias.

In this work we present results from the study of simulated electron discharges in Argon under the influence of an applied uniform electric field, as a step towards the understanding of the operation of proportional detectors filled with the gas. Previously, a Monte Carlo simulation program that reproduced discharge results in Nitrogen, such as ionization diffusion coefficients of the electronic cloud, was validated. The distribution of free path between ionizations show different results between both gases, and an explanation for this is provided.

INTRODUCCIÓN

La evolución cinética bajo la influencia de un campo eléctrico de un número inicial de partículas eléctricamente cargadas que interactúan con un gas de fondo, está dado por la distribución dependiente del tiempo en el espacio de las fases. Esta distribución puede ser obtenida mediante la aplicación del método Monte Carlo [1] donde deben estar contenidos todos los procesos físicos que gobiernan la evolución del conjunto de partículas.

En el caso bajo estudio se tienen electrones primarios los que a su vez generan electrones secundarios en la interacción con el gas de fondo.

Las trayectorias en el espacio de las fases están compuestas por un gran número de vuelos libres y colisiones. Se asume que las partículas obedecen las leyes clásicas en sus movimientos entre cada choque. Las condiciones iniciales de movimiento son la posición y velocidad con que queda cada partícula después de cada choque con el gas de fondo.

Para encontrar el tiempo de vuelo transcurrido entre cada colisión se aplica la técnica de colisiones nulas, pues con ella la ecuación integral que determina el tiempo transcurrido entre diferentes choques se resuelve fácilmente.

Los resultados que se obtienen del programa son los caminos recorridos en la dirección del campo eléctrico entre ionizaciones sucesivas, los que se almacenan en un archivo que los presenta como una distribución de frecuencias. Dicha distribución es utilizada para la determinación del camino libre medio de los electrones en el gas bajo la influencia de diferentes campos eléctricos, información con la que se puede desarrollar una simulación en presencia de

gradientes de campo [2] como los que se encuentran en los detectores proporcionales.

DESARROLLO

El programa de simulación usado fue previamente convalidado usando como gas de fondo Nitrógeno. Actualmente este programa simula la evolución de la nube electrónica a través de Argón con una densidad atómica numérica N y bajo la influencia de un campo eléctrico uniforme E . El modelo usado para el Argón consiste en secciones eficaces elástica, de excitación y de ionización, de los niveles perturbables con electrones incidentes de bajas energías, obtenidas de referencias [3][4][5][6].

La ecuación integral que determina el tiempo transcurrido entre diferentes choques se resuelve fácilmente usando la técnica de colisiones nulas [7], la cual consiste en adicionar un nuevo proceso físico llamado colisiones nula. Para ello a la sección eficaz total real se le agrega una sección eficaz para colisiones nulas, la cual está determinada de forma que el producto entre la velocidad y la suma de todas las secciones eficaces sea constante. Cada vez que se produce una colisión se actualizan posición, velocidad y energía de la partícula que colisionó, pero cuando el proceso nulo es seleccionado su efecto es el de permitir que la partícula continúe inalterada con la misma dirección y con la energía actualizada por el trayecto realizado en el vuelo.

El tiempo de vuelo transcurrido [7], t_c , entre cada evento de dispersión se determina de la ecuación:

$$R = 1 - \exp \left[- \int_0^{t_c} N \sigma_T(v(t)) \cdot v(t) dt \right]$$

donde R es un número aleatorio, σ_T es la sección eficaz total del gas y $v(t)$ es la velocidad del electrón. Dado

que σ_T incluye la sección eficaz de colisión nula, su producto por la velocidad es constante [7] con lo cual la ecuación anterior se resuelve fácilmente

$$t_c = \frac{1}{Q_c N} \ln \left[\frac{1}{1-R} \right]$$

Q_c es el máximo del producto entre la velocidad y la sección eficaz total real (sin colisiones nulas) del gas.

Como resultado del código de computación, se obtienen diferentes valores de parámetros físicos, entre ellos la distribución de caminos entre colisiones ionizantes, la energía del electrón antes de que ionice un átomo y la energía residual justo después de la ionización.

RESULTADOS

La figura 1 muestra la distribución de caminos entre colisiones ionizantes obtenida para Argón. A partir de ella se puede observar que la distribución tiene un comportamiento oscilatorio con un período fijo, modulado por una función decreciente la que, además, es diferente para distintos valores de E/N . La figura 1 en escala logarítmica permite apreciar que esta función es, en muy buena aproximación, una exponencial decreciente. Además se pueden destacar las siguientes características:

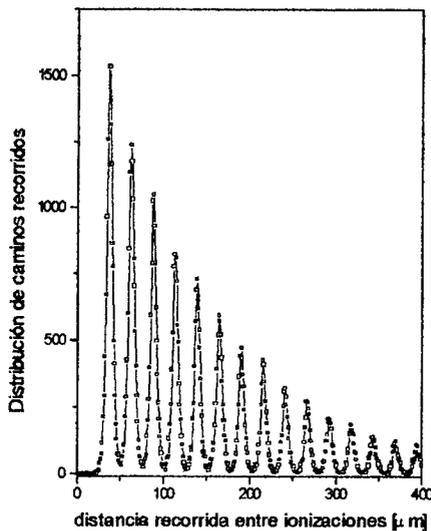


Figura 1. Distribución de caminos libres entre ionizaciones, obtenida de una simulación con $E/N = 90 \text{ Td}$ y $E = 4.5 \text{ E5 [V/m]}$. Las energías umbrales de excitación e ionización son respectivamente 11.50 eV y 15.76 eV. La separación entre picos es $\lambda = 25.5 \mu\text{m}$ y la energía correspondiente $\epsilon_\lambda = 11.475 \text{ eV}$. El primer pico se encuentra en $l = 35 \mu\text{m}$, correspondiéndole una energía $\epsilon_{\text{max}} = 15.75 \text{ eV}$.

2. El período de la oscilación o separación entre picos es una constante $\lambda_e = \epsilon_e / E$, donde ϵ_e es la energía umbral de excitación en eV.
3. La amplitud de la oscilación disminuye gradualmente a medida que se consideran valores crecientes de E/N y prácticamente desaparece alrededor de $E/N = 500 \text{ Td}$ [$1 \text{ Td} = 10^{-21} \text{ Vm}^2$]. Estas características fueron observadas para diferentes valores de E .

DISCUSIÓN

La figura 1 puede ser analizada para el caso de un electrón que se desplaza a través del gas. El electrón inicialmente comienza con una pequeña energía ϵ_{in} , y posteriormente aumenta su energía a partir del trabajo realizado por el campo eléctrico E sobre la partícula.

Para bajas energías los electrones sólo pueden producir colisiones elásticas, las cuales sólo lo dispersan. Cuando la energía cinética del electrón supera los umbrales de excitación o ionización, está en condiciones de producir una colisión inelástica, perdiendo una cierta cantidad de energía dependiendo del proceso involucrado, para luego dispersarse hacia una nueva dirección en el espacio con respecto al campo eléctrico.

La ganancia de energía es una función lineal en términos de la longitud de camino recorrido y está dada por la relación:

$$\Delta\epsilon = e E \Delta z,$$

en la que e es la carga del electrón y Δz es el trayecto recorrido en el tiempo t_c . En la figura 2 se ejemplifica el caso de un electrón que realiza dos excitaciones y posteriormente una ionización.

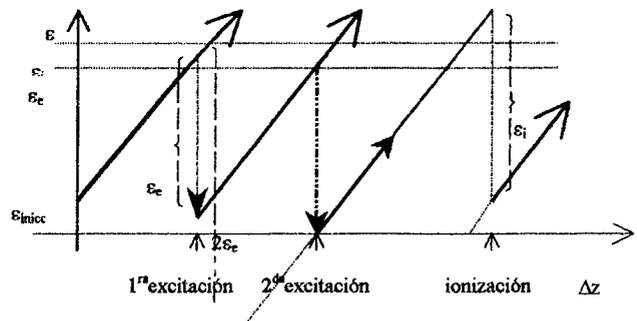


Figura 2: Energías del electrón en términos del camino recorrido desde su última ionización. En el ejemplo se muestra la situación en la que el electrón realiza dos excitaciones antes de ionizar.

Las colisiones elásticas no producen saltos en energías sino redistribución de las componentes de velocidad. Por esta razón luego de un choque elástico la energía en función de la distancia recorrida seguirá cumpliendo con el comportamiento lineal de la figura 2. En cada una de esas rectas se puede considerar que hay representadas muchas colisiones elásticas que no producen salto alguno.

1. El primer máximo se encuentra a una longitud de trayectoria $\lambda_i = \epsilon_i / E$ donde ϵ_i es la energía umbral de ionización en eV y E es el campo eléctrico aplicado en V/m.

Independientemente del tipo de colisión que realiza el electrón, le queda a éste una energía residual que le servirá de energía inicial para la siguiente trayectoria y posterior colisión.

Los valores mínimos de Δz que corresponden a esta posible cadena de eventos pueden ser expresado como:

$$\Delta z_{\min}^n = (n \cdot \epsilon_e + \epsilon_i - \epsilon_{in}) / e E$$

donde $n = 0, 1, 2, \dots$; es el número de excitaciones entre dos ionizaciones sucesivas.

Debe notarse que los valores Δz_{\min}^n dependen de la energía inicial del electrón ϵ_{in} con la que comienza su historia hacia la próxima ionización. Esta energía inicial es la residual después de su última ionización.

Los electrones que no producen ninguna excitación entre dos ionizaciones contribuyen principalmente a formar el primer pico en la Figura 1. El segundo pico es formado por los electrones que entre ionizaciones produjeron una excitación, y así sucesivamente con los demás picos.

Si se asume que la probabilidad de tener x excitaciones esta dado por $p(x) = W_e^x$, donde W_e es un parámetro que depende del valor del cociente E/N , se puede obtener el valor de W_e haciendo un ajuste lineal del logaritmo de $p(x)$ y calculando su pendiente, la que está graficada en la figura 3.

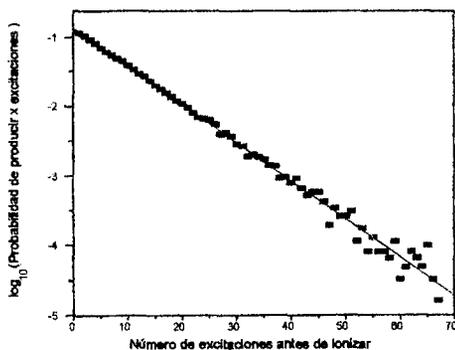


Figura 3: Distribución del número de excitaciones que ocurren entre ionizaciones sucesivas.

CONCLUSIONES

Se desarrolló un programa de simulación de descarga de electrones en Argón a partir de un programa para Nitrógeno ya convalidado. El interés en este gas está dado porque la mayoría de los detectores de partículas y fotones de rayos X y gama lo usan en su interior. Obtener curvas de distribución de caminos libres medios para distintos valores de E/N , es un requerimiento del programa de simulación Monte Carlo el que permite realizar estudios estadísticos del desarrollo de la avalancha de electrones y así comparar con resultados experimentales.

Los resultados obtenidos en Argón son diferentes a los obtenidos previamente con Nitrógeno [2], las

oscilaciones equiespaciadas en la distribución de caminos no se habían encontrado en el caso del nitrógeno.

Se pudo determinar que estas oscilaciones dependen exclusivamente de la relación entre la energía ganada por electrón durante su trayectoria y las energías de excitación e ionización. Destacando que la energía ganada por cada electrón está vinculado al trabajo del campo eléctrico sobre el electrón, por lo que está fuertemente vinculado a la distancia que el electrón viaja en la dirección del campo eléctrico aplicado.

Es dable a pensar que esas oscilaciones deberían observarse en el caso del N_2 , pero como los valores de campo eléctrico que se utilizan son muy grandes, si calculamos el cociente entre las energías de excitación e ionización dan como resultado valores de λ_e y λ_i muy pequeños y por ello los picos están muy cercanos unos a otros que no alcanzan a resolverse. Por ello es que la distribución se presenta suave.

Como paso siguiente se debería incorporar la función distribución de caminos libres entre ionización a los efectos de utilizar el gas Argón como detector con un gradiente de campo, similar a lo propuesto para Nitrógeno por Bonzi y Mainardi [7], además de investigar la existencia de las oscilaciones en Nitrógeno.

BIBLIOGRAFÍA

1. E. E. Kundhart and Y. Tzeng. "Development of an electron avalanche and its transition into streamers". Phys. Rev. A (1988) 38 pg 1410.
2. Bonzi, E.V. and Mainardi, R.T. "A Accelerating Monte Carlo Simulation of Electron Avalanche Technique for with Applications to Ionization Gaseous Detectors". J.Phys.D: Appl. Phys. (1999) 32 pg 440.
3. A. Chutjian, D. C. Cartwright, "Electron-impact excitation of electronic states in argon at incident energies between 16 and 100 eV." Phys. Rev. A (1981) 23 N°5, pg 2178.
4. F.J. de Heer, R.H.J. Jansen and W. van der Kaay. "Total cross sections for electron scattering by Ne, Ar, Kr and Xe". J.Phys.B (1979) 12 N° 6, pg 979.
5. J.G. Gibson, R.J. Gulley, J.P. Sullivan, S.J. Buckman, V.Chan, P.D. Burrow. "Elastic electron scattering from argon at low incident energies ". J.Phys.B (1996) 29 pg 3177.
6. Jila Information Center Report 26 "Anisotropic scattering of electrons by N_2 and its effects on electron transport ". 1985 by A.V. Phelps and L.C. Pitchford.
7. Lin S L y Bardsley J N "The null-event method in computer simulation". Comp. Phys. Commun. (1978) 15, pg. 161.