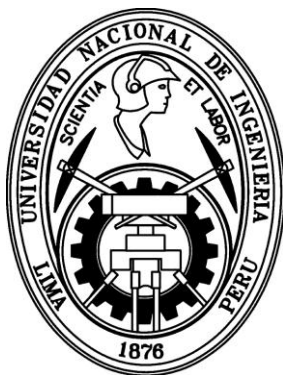


UNIVERSIDAD NACIONAL DE INGENIERÍA

FACULTAD DE CIENCIAS

ESCUELA PROFESIONAL DE FÍSICA



Laboratorio de Física Avanzada

Experimento de Franck-Hertz

Presentada por:

Marvyn William INGA CAQUI

Profesor:

Lic. Julio SALAZAR R.

Lima, Perú
2011

Experimento de Franck-Hertz

1. Objetivos:

- Demostrar que la transferencia de energía en colisiones inelásticas de electrones libres con átomos está cuantizada, tal como exige la estructura discreta de niveles de energía del átomo.
- Medir la diferencia de energías entre el estado fundamental y el primer estado excitado de los átomos de mercurio y de neón.
- Interpretar los resultados de la medición como la representación de la absorción de energía discretos por los dichos átomos.
- Determinar la longitud de onda de la primera línea de excitación de los átomos de mercurio y de neón.

2. Resumen:

En 1913 James Franck y Gustav Hertz demostraron la existencia de niveles discretos de energía en los átomos por medio de procesos de colisión atómica. Utilizando una configuración similar a la de Franck y Hertz, aceleraremos electrones con el fin de excitar los átomos de un gas mediante colisiones inelásticas, lo que obtendremos será los valores de la energía de interacción como una función de la energía cinética de los electrones libres. Los resultados indicarán que los átomos sólo puede absorber una cantidad discreta de energía, independientemente de la forma en que se transfiere dicha energía al átomo.

En este experimento trabajaremos gases sin electronegatividad tal como el mercurio (*Hg*) y el neón (*Ne*), esto con el fin de reducir la interacción coulombiana entre los electrones y los átomos de *Hg* y *Ne*.

3. Fundamento teórico:

La confirmación directa de que los estados de energía de un átomo están cuantizados, es decir, son un conjunto discreto, tuvo lugar en 1914 con el experimento realizado por James Franck y Gustav Hertz, quienes observaron la cuantización de los niveles de energía para el mercurio, confirmando las predicciones hechas por el modelo del átomo de Bohr.

N. Bohr propone la comprobación experimental del modelo del átomo desarrollado por él mismo, en el experimento realizado por Franck y Hertz es claro que los choques inelásticos producen la excitación de los átomos de mercurio en los niveles energéticos más bajos, por lo tanto los niveles electrónicos así excitados decaen emitiendo un fotón de $253,7nm$.

La explicación de este efecto fue dada substancialmente por Bohr. Cuando se alcanza el máximo de la curva de corriente de electrones que fluye hacia el colector versus la tensión de aceleración (ver FIG.Nº1), la tensión de aceleración posibilita que la energía de los electrones pase a los átomos del gas a través de choques inelásticos. Debido a la emisión térmica de los electrones, estos no son mono-energéticos y sus velocidades siguen la distribución de velocidades de Maxwell, lo cual explica el ancho de cada pico. Debido a los choques inelásticos los electrones pierden una gran cantidad de energía y no pueden contrarrestar la tensión de frenado, por lo tanto la corriente anódica disminuye.

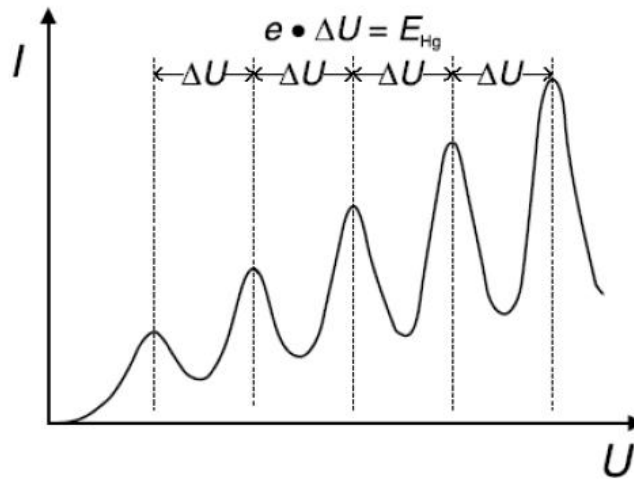


FIG.Nº1 .Corriente de electrones que fluye hacia el colector como función de la tensión de aceleración en el experimento de Franck-Hertz en mercurio (representación esquemática)

En el mínimo de la curva algunos electrones empiezan a adquirir suficiente energía, aun después de los choques y pueden alcanzar al ánodo, observándose que en estos mínimos la corriente no disminuye totalmente a cero.

Midiendo la diferencia de voltaje entre los mínimos vecinos se puede calcular la energía de excitación de los átomos del gas ya sea de mercurio o de neón.

La amplitud de la señal de este experimento está determinada esencialmente por la presión del gas dentro del tubo de Franck-Hertz. Esta presión es la presión de vapor de saturación y es una función de la temperatura. En el caso de que la presión sea alta la corriente absoluta disminuye, aunque la señal total será más notoria. Al aumentar aún más la presión el recorrido libre medio de los electrones se hace muy pequeño, por lo cual la aceleración de los electrones entre choques será pequeña y los electrones no podrán adquirir la energía suficiente para excitar los átomos de mercurio, en consecuencia los primeros máximos de la curva desaparecen.

Consideremos el caso de un haz de electrones lentos viajando a través del vapor de mercurio a baja presión, si la energía cinética de los electrones es

menor a $4,9eV$ los choques serán elásticos, por lo cual la energía cinética de los electrones se conserva; se pueden demostrar que la pérdida de energía en este tipo de choque es:

$$\Delta E_k = 4 \left(\frac{m_e M}{m_e + M} \right) E_k \approx 4 \left(\frac{m_e}{M} \right) E_k \approx 5 \times 10^{-6} E_k$$

Donde M es la masa del átomo de mercurio, m_e la masa del electrón y E_k su energía cinética, por lo cual deben existir muchas colisiones para que el electrón llegue al reposo por medio de choque elásticos, pero si la energía del electrón es mayor o igual a $4,9eV$ puede ocurrir un choque inelástico, en el cual toda la energía es transferida al átomo de mercurio, excitando un electrón del estado base al primer estado excitado, por lo cual la energía cinética del electrón después de la colisión será:

$$E_k^f = E_k^0 - E_{transición} = E_k^0 - 4,9eV$$

En el experimento original (FIG. Nº2) se utilizó un tubo de vidrio con vapor de mercurio a muy baja presión (aprox. $1mm$ de Hg). Dentro del tubo, se encuentra un cátodo de platino emitiendo electrones por efecto termoiónico, estos electrones son acelerados hacia un electrodo de rejilla de platino, conectado a tierra a través de un galvanómetro. Aplicando una diferencia de potencial entre el cátodo y el ánodo (la rejilla) se observará la presencia de luz con la misma longitud de onda que la línea principal del Hg ($253,6nm$) (hasta entonces observada sólo en tubos de descarga), siempre que la diferencia de tensión superaba los $4,9V$. Esta línea no estaba presente cuando se aplicaba una diferencia de voltaje menor ($\approx 4V$), pero sí lo estaba al aplicar un voltaje mayor ($\approx 6V$).

Considerando la longitud de onda medida y la tensión umbral a la que aparece el efecto, se pudo medir la constante de Planck.

Este fenómeno es consistente con la existencia de estados de energía discretos en el átomo de mercurio. Si su primer estado excitado está $4,9eV$ por encima del fundamental, un átomo de mercurio no puede absorber energía en una colisión inelástica con un electrón a menos que la energía cinética de este último sea superior a $4,9eV$. El estado excitado del mercurio decae al fundamental emitiendo un fotón con una vida media de $10,8s$. El efecto neto del fenómeno en el interior del tubo es la conversión de la energía cinética de los electrones en energía emitida en forma de fotones.

El experimento de Frank y Hertz está basado en la excitación de los niveles atómicos de un elemento en estado gaseoso. Para evitar la interferencia con transiciones vibracionales y rotacionales moleculares (normalmente de menor

energía), es necesario disponer de un gas monoatómico. Esta fue una de las razones que impulsó el uso de *Hg* en el experimento original de Frank-Hertz.

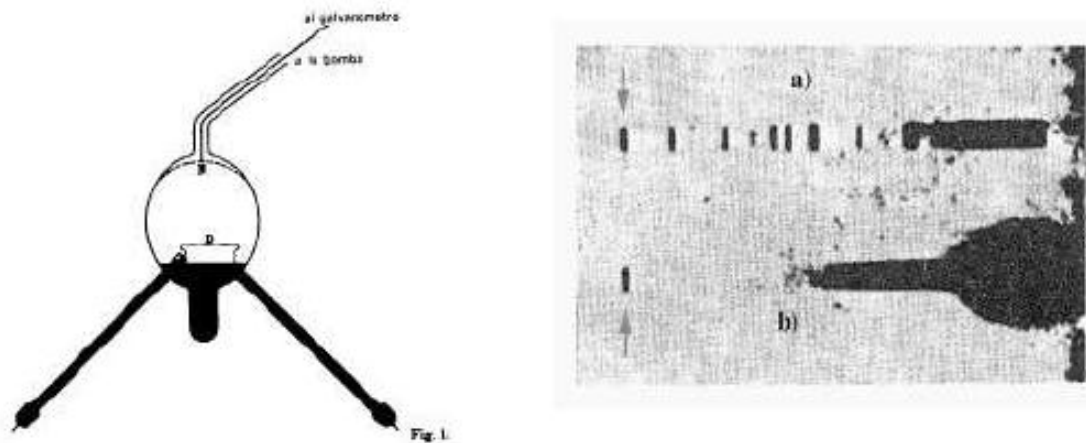


FIG.Nº2. Tubo usado por Frank y Hertz en su experimento original (D: cátodo de platino, N: rejilla anódica). Se muestra la placa fotográfica publicada en el artículo de 1914 que prueba la transferencia discreta de energía. (a): espectro de una lámpara de descarga de Mercurio, (b): el espectro del tubo de Frank-Hertz cuando la tensión es mayor de 4.9 V. Está indicada la línea principal del Hg).

Sin embargo, para obtener *Hg* gaseoso es necesario calentar hasta 180°C la ampolla (que contiene mercurio líquido), ya que la presión de vapor de mercurio a temperatura ambiente es muy baja. Por ello se han buscado especies gaseosas monoatómicas a temperatura ambiente. Este es el caso del Neón, que por tanto no necesita ningún tipo de calentamiento. El Neón, tal como se aprecia en la FIG.Nº3 presenta la desventaja de que su primer estado excitado se encuentra unos 17eV por encima del estado fundamental. Esto genera la necesidad de aplicar tensiones de aceleración mucho más elevadas que en el caso del átomo de *Hg*, y además serán visibles un menor número de máximos y mínimos en la curva de la FIG.Nº1.

La forma típica de la corriente del tubo en función de la tensión de aceleración muestra picos y valles alternadamente (FIG.Nº1). Al proporcionar una tensión más positiva a la rejilla anódica respecto a la rejilla de extracción, se obtiene una curva de potencial similar a la mostrada en la FIG.Nº1 (considerando el campo eléctrico uniforme). Esta misma figura refleja la energía de los electrones al moverse dentro del tubo de Frank-Hertz.

Al aumentar el potencial de aceleración la energía máxima alcanzada por los electrones es mayor. Esta se consigue justamente al llegar a la rejilla anódica (FIG.Nº1). En el momento en que tal energía es igual a la de transición entre el estado fundamental y el primer estado excitado, los electrones que colisionan inelásticamente con los átomos la ceden a los electrones atómicos y se quedan

con una energía insuficiente para superar la barrera de potencial impuesta entre esta rejilla y el colector. Al aparecer este efecto produce una disminución de la corriente observada en el colector (dada por el producto de la densidad de átomos y de la sección eficaz). La ventana del tubo de Frank-Hertz nos permite visualizar esta región en la que se están excitando átomos de Neón, de manera que al alcanzarse el primer mínimo de intensidad podremos apreciar una banda luminosa muy cerca de la rejilla anódica.

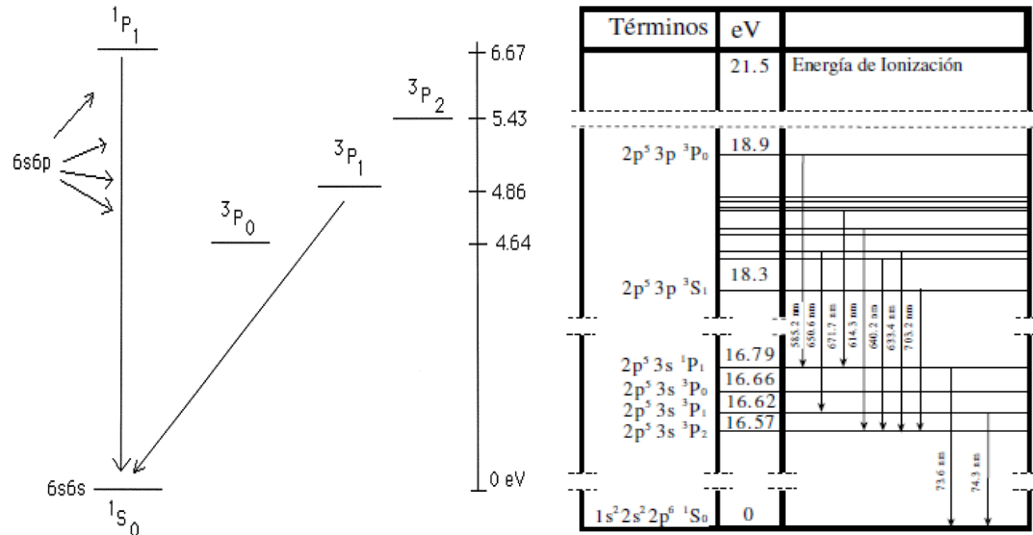


FIG. N3º. Esquema de las transiciones del átomo de Mercurio y de Neón respectivamente.

La energía que adquieren los electrones desde que salen del cátodo hasta la rejilla anódica o de aceleración es la proporcionada por la diferencia de voltaje entre el cátodo y esta última rejilla.

Esta energía es la correspondiente a la suma de las tensiones de extracción V_{ext} y de aceleración V_{ac} tal y como aparecen en la FIG. N°3. Del fundamento del experimento deducimos que cuando se encuentra el primer déficit de corriente en el colector, la energía de los electrones al alcanzar la rejilla anódica es igual a la energía de excitación del átomo de Neón ΔE . Por tanto, si V_{ext}^{max1} y V_{ac}^{max1} son las tensiones de extracción y aceleración, respectivamente, del primer máximo de la curva de corriente (ver FIG. N°4), podremos escribir:

$$\Delta E = e(V_{ext}^{max1} + V_{ac}^{max1}) \quad (1)$$

Siendo e la carga del electrón. Como ya se ha explicado, cuando se produce el segundo máximo de la curva de corriente la energía de los electrones ha de ser dos veces la energía de excitación del Neón, si V_{ext}^{max2} y V_{ac}^{max2} son las tensiones

de extracción y aceleración, respectivamente, del segundo máximo de la curva de corriente, esperaríamos:

$$2\Delta E = e(V_{ext}^{\max 2} + V_{ac}^{\max 2}) \quad (2)$$

Y análogamente:

$$\Delta E = e(V_{ext}^{\max 2} + V_{ac}^{\max 2}) - e(V_{ext}^{\max 1} + V_{ac}^{\max 1}) \quad (3)$$

Esta última fórmula se puede generalizar para dos máximos consecutivos i e $i + 1$, de modo que:

$$\Delta E = e(V_{ext}^{\max i+1} + V_{ac}^{\max i+1}) - e(V_{ext}^{\max i} + V_{ac}^{\max i}) \quad (4)$$

Experimentalmente las ecuaciones (3) y (4) son correctas y nos proporcionan la energía buscada. Sin embargo, la posición del primer (y de los demás) máximo(s) aparece(n) desplazada(s) respecto al valor que esperaríamos de la ecuación (1), (2), etc. Por qué, esto ocurre así debido a que hemos despreciado un término conocido como potencial de contacto. Los electrones presentes en el cátodo metálico tienen una cierta energía de ligadura por estar dentro de la red metálica. Para extraer de esta red un electrón libre hemos de proporcionar cierta energía que se conoce como función de trabajo, tal energía es igual al salto energético entre el último nivel poblado del metal (o nivel de Fermi) y el estado electrónico libre. Llamemos ϕ_c y ϕ_a a las funciones de trabajo del cátodo y del ánodo (colector) respectivamente.

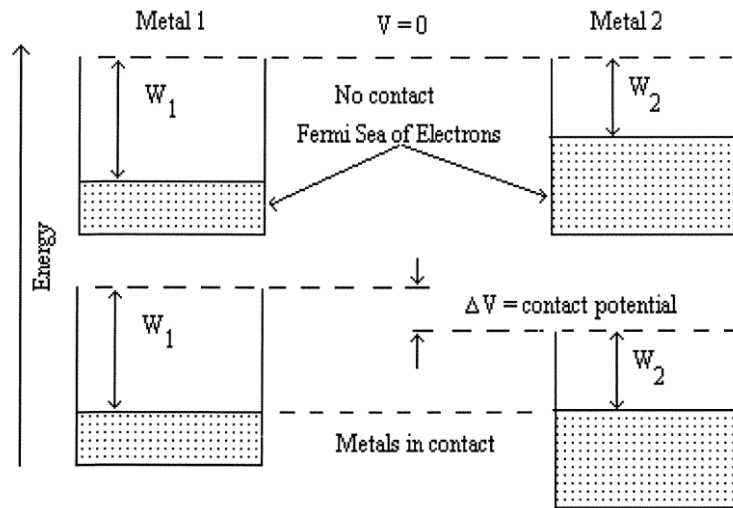


FIG.Nº4 Esquema del efecto de potencial de contacto. Debido a la diferente función de trabajo del ánodo $\phi_a(W_1)$ y cátodo $\phi_c(W_2)$ el potencial que sienten los electrones libres ΔV es diferente al aplicado por la fuente de voltaje ΔV_f .

Cuando aplicamos una fuente de voltaje externa ΔV_f entre ambos, lo que conseguimos es que los electrones dentro del ánodo estén a un potencial ΔV_f menor que los electrones dentro del cátodo (ver FIG.Nº4). Como el balance de energía tiene que corresponder al potencial que proporciona la fuente externa, la diferencia de potencial vista por los electrones libres entre ambos electrodos será ΔV y se verificará:

$$e(-\phi_c + \Delta V + \phi_a) = e\Delta V_f \quad (5)$$

Esto significa que el campo eléctrico que sienten los electrones libres viene dado por el potencial:

$$\Delta V = \Delta V_f - (\phi_a - \phi_c) \quad (6)$$

El término $(\phi_a - \phi_c)$ se conoce como diferencia de potencial de contacto o abreviadamente *dpc*.

Como normalmente $\phi_a > \phi_c$, es necesario proporcionar un voltaje de aceleración algo mayor al expresado por la ecuación (1) para obtener la excitación del Neón. En concreto las ecuaciones correctas serán:

$$\Delta E = e(V_{ext}^{\max 1} + V_{ac}^{\max 1}) - e(\phi_a - \phi_c) \quad (7)$$

$$2\Delta E = e(V_{ext}^{\max 2} + V_{ac}^{\max 2}) - e(\phi_a - \phi_c) \quad (8)$$

Del mismo modo que hemos considerado los máximos de la curva de corriente podríamos estudiar el comportamiento de los mínimos. Inmediatamente después de un mínimo la corriente comienza a aumentar, esto es debido a que los electrones que han sufrido una colisión inelástica con el Neón se aceleran lo suficiente para vencer el potencial de retardo. Si $V_{ext}^{\min 1}$ y $V_{ac}^{\min 1}$ son las tensiones de extracción y de aceleración del primer mínimo (y V_r la tensión de retardo entre la segunda rejilla y el colector), entonces obtendremos para dos mínimos consecutivos:

$$\Delta E = e(V_{ext}^{\min i+1} + V_{ac}^{\min i+1}) - e(V_{ext}^{\min i} + V_{ac}^{\min i}) \quad (9)$$

4. Descripción del Equipo Experimental:

- **Tubo de Franck-Hertz**

El tubo de Franck-Hertz sirve para la demostración del choque inelástico entre electrones lentos y átomos de algún gas (para nuestro experimento usaremos gas de Hg y Ne). La estructura del tubo consta en primer lugar de un filamento que calienta el cátodo adyacente mediante una corriente alterna de 6.3 V. Colocada encima del filamento (observable a través de la ventana del tubo) se encuentra la rejilla de extracción (*Cathode*), la rejilla de aceleración o anódica (*Grid*) y el ánodo colector de electrones (*Collector*). Las rejillas están dispuestas de modo perpendicular al eje de simetría del tubo, encontrándose el cátodo en la parte inferior.

Para evitar corrientes parásitas el tubo (excepto por la ventana) está rodeado por un cilindro metálico y el cable del colector tiene un blindaje coaxial, todo ello conectado a tierra.

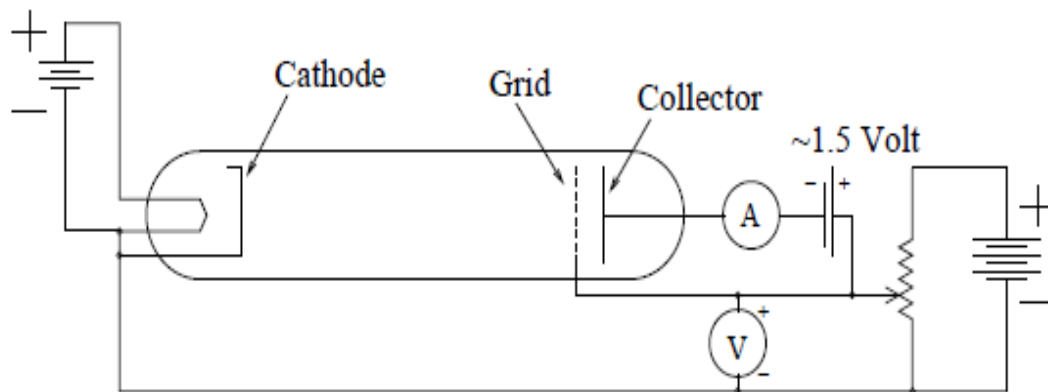


FIG.Nº5 Diagrama del Tubo de Franck-Hertz

- **Fuente de alimentación para el tubo de Franck-Hertz**

La fuente de alimentación para el tubo de Franck-Hertz proporciona:

- 6.3 V para el filamento incandescente.
- Una salida regulable de tensión continua para la rejilla de extracción de los electrones.
- Una salida regulable de tensión continua para la rejilla de aceleración de los electrones. Esta salida puede dar unos 300V, pero para mantener una tensión entre 0 y 70V hay que conectar un potenciómetro exterior a la fuente.
- Un potencial retardador de aproximadamente 2V entre la rejilla anódica y el colector de electrones.



FIG.Nº6 Unidad de control Franck-Hertz

- **Amplificador de corriente**

La corriente recogida en el ánodo del tubo de Franck-Hertz es de una intensidad demasiado baja para que pueda ser detectada con un voltímetro de los que se dispone en el laboratorio. Para medirla se utiliza un amplificador de alta ganancia y bajo ruido, cuya tensión de salida puede ser medida con un voltímetro. En la entrada del amplificador que corresponde a las mediciones de corriente se conecta el ánodo del tubo de Franck-Hertz. El amplificador tiene una toma de tierra, que debe conectarse junto con todos los elementos del circuito que van a tierra.

A continuación mostramos la lista con el equipamiento de la marca Phywe para el experimento de Franck-Hertz usando mercurio y neón:

Experiment with neon tube	
Franck-Hertz operating unit	09105.99
Franck-Hertz neon tube with housing	09105.40
5-pin connecting cable, diode plug for Ne tube	09105.50
Shielded BNC-cable, 75 cm	07542.11
When using a PC:	
RS-232 data cable	14602.00
Franck-Hertz software	14522.61
Experiment with mercury tube	
Franck-Hertz operating unit	09105.99
Franck-Hertz Hg-tube on plate	09105.10
Franck-Hertz oven	09105.93
NiCr-Ni thermocouple	13615.01
5-pin connecting cable, diode plug for Hg-tube	09105.30
Shielded BNC-cable, 75 cm	07542.11
When using a PC:	
RS-232 data cable	14602.00
Franck-Hertz software	14522.61



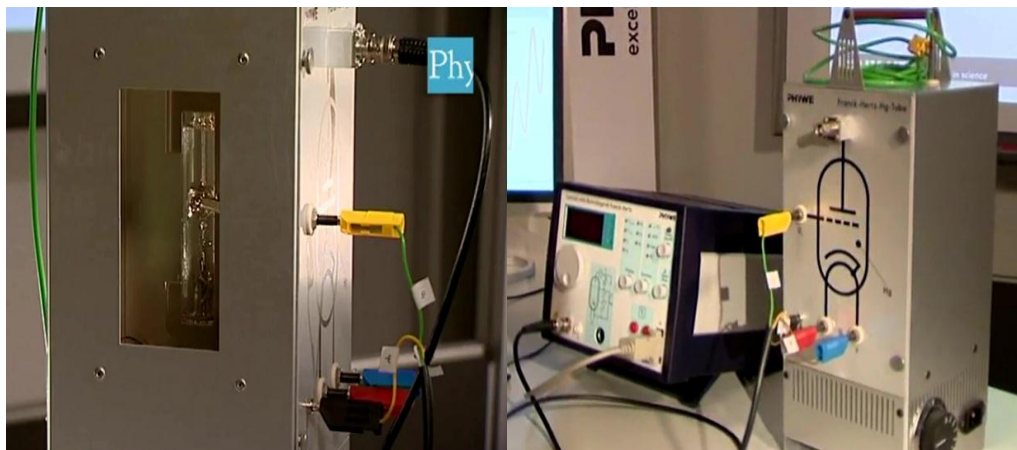
FIG.N°7. Equipo experimental para el experimento de Franck-Hertz, usando gas de Neón



FIG.N°8. Equipo experimental para el experimento de Franck-Hertz, usando gas de Mercurio.

5. Procedimiento experimental:

- Montamos el equipo para la configuración experimental usando gas de mercurio (FIG.N°9), listo el montaje empezamos calentando el horno a la temperatura de trabajo, alrededor de 170°C a 185°C , cuando llegábamos a la temperatura deseada recién empezábamos a medir; la temperatura debe de ser estable durante todo el proceso de medida. El valor de la temperatura se mide con una termocupla en interfaz con la unidad de control Franck-Hertz.



- Con la opción *Function* de la unidad de control Franck-Hertz, escogemos la opción *PC* mostrada en la FIG.Nº9, para la interfaz con la computadora.



- Para empezar a medir, ponemos la unidad de control en la opción *Start/Stop*.



- Antes de realizar una medición observamos y anotamos cualitativamente qué ocurría si:
 - Variábamos el potencial de aceleración.
 - Variábamos el potencial de barrera.
 - Variábamos el potencial de calentamiento del cátodo.
 - Variábamos la temperatura del horno.
- De acuerdo con lo que haya observado en el paso anterior, seleccionamos los parámetros óptimos para la observación del fenómeno y realización de las medidas de los potenciales V_n para los que ocurren las caídas de corriente.

FIG.Nº12 .Parámetros de medición

- Medimos la corriente de electrones (I) que fluyen hacia el colector en función de la tensión de aceleración (U).
- Graficamos los datos obtenidos en el paso anterior usando la interfaz de la unidad de control Franck-Hertz con la computadora (opción *PC*), se obtuvo gráficas similares a la FIG.Nº11.
- Cambiamos los valores de la temperatura a la cuál medimos y el del potencial retardador, y nuevamente volvemos a proceder.

- Dependiendo de las condiciones de observación, los voltajes de las primeras caídas pueden no ser observables. El primero de ellos puede venir afectado del potencial de contacto y por no conocerse con precisión el origen de voltajes.
- Posteriormente trabajamos con la configuración experimental para el gas de Neón (FIG.Nº7), el procedimiento para este caso sigue los mismos pasos anteriormente mencionados, excepto por la temperatura del horno (el cual actuaba como un parámetro para el gas de Hg), para este segundo caso no será necesario esta temperatura, pues el Neón se encuentra en estado gaseoso a temperatura ambiente.
- Tanto para el gas de Mercurio como para gas de Neón se obtuvieron datos experimentales de corriente electrónica del orden los nA , y de voltaje en el orden de los $Volts$, posteriormente se graficaron estos datos.

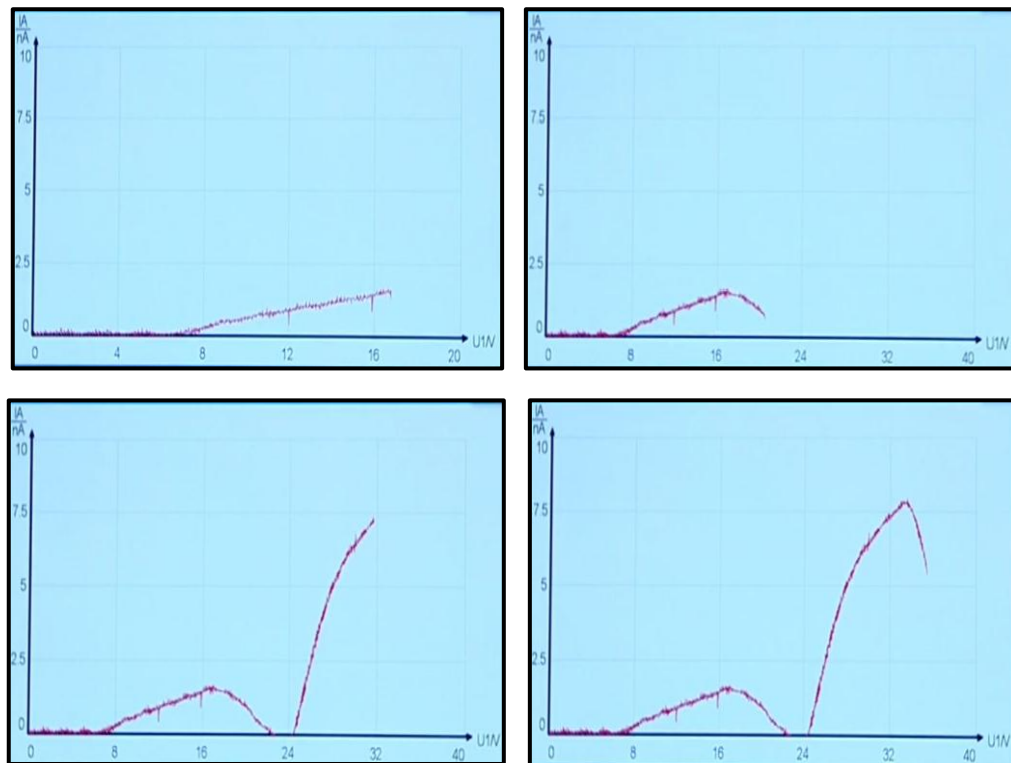


FIG.Nº13. Gráficas de la corriente electrónica versus el potencial de aceleración, durante el proceso de toma de datos usando gas de Neón.

6. Datos Experimentales:

❖ Para el gas de Mercurio:

- Primer grupo de datos, con los siguientes parámetros:
 - Temperatura: $170^{\circ}C$
 - Potencial acelerador: $0V - 60V$

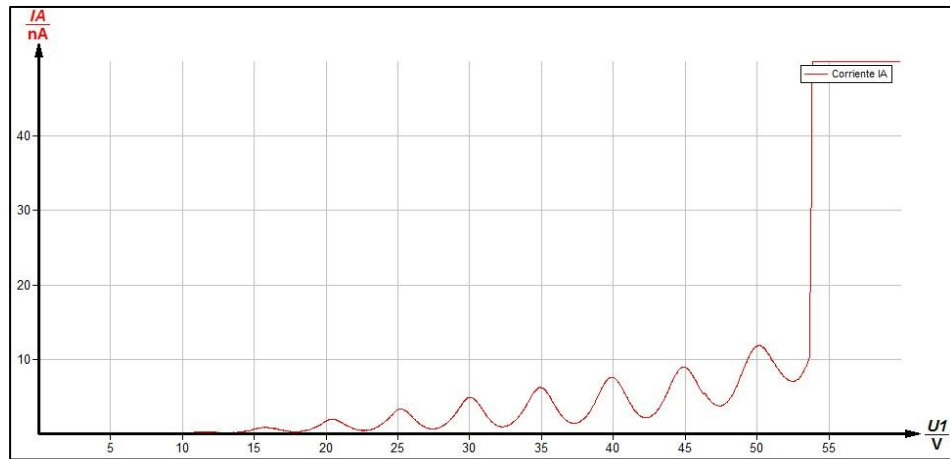


FIG.Nº14. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el primer conjunto de parámetros con un potencial retardador igual a 1V.

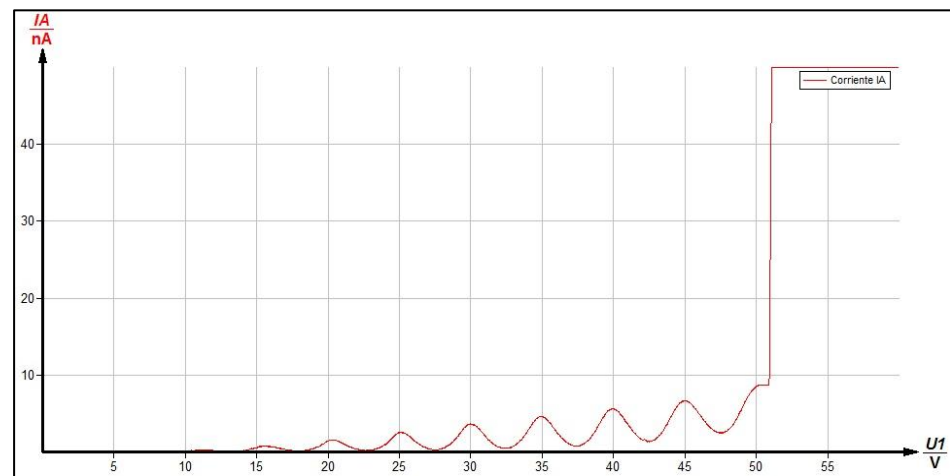


FIG.Nº15. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el primer conjunto de parámetros con un potencial retardador igual a 1.5V.

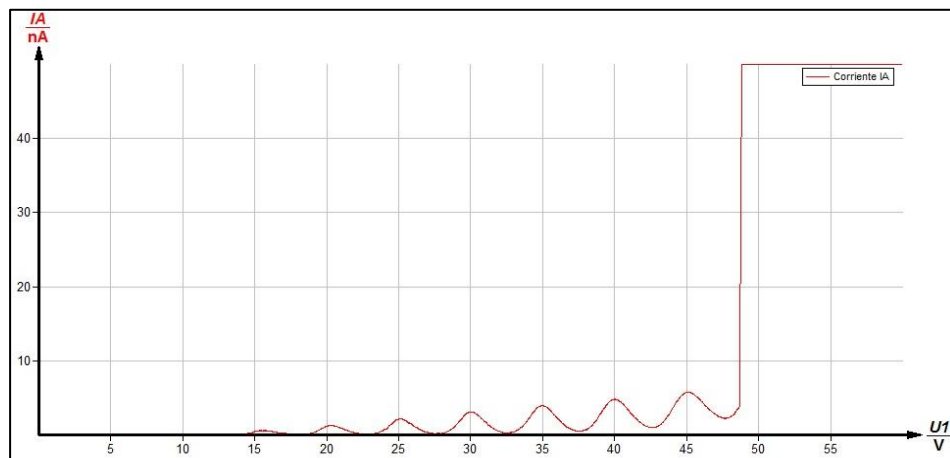


FIG.Nº16. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el primer conjunto de parámetros con un potencial retardador igual a 2V.

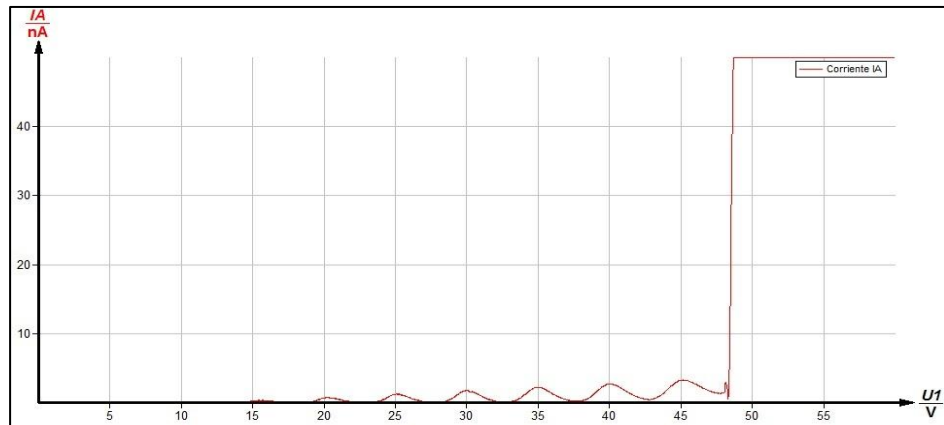


FIG.Nº17. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el primer conjunto de parámetros con un potencial retardador igual a 2.5V.

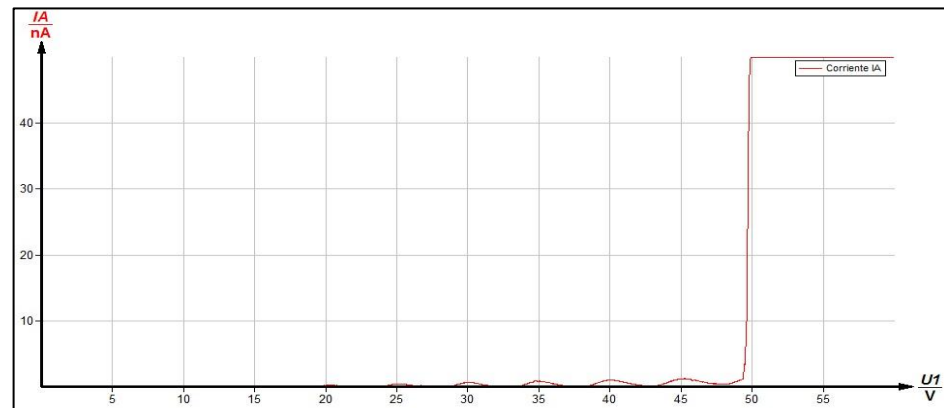


FIG.Nº18. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el primer conjunto de parámetros con un potencial retardador igual a 3V.

- Segundo grupo de datos, con los siguientes parámetros:
 - Temperatura: 175°C
 - Potencial acelerador: 0V – 60V

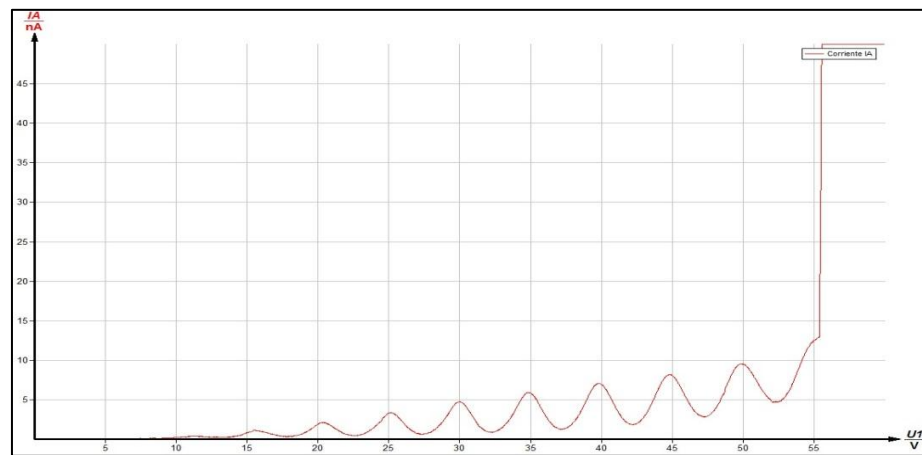


FIG.Nº19. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el segundo conjunto de parámetros con un potencial retardador igual a 1V.

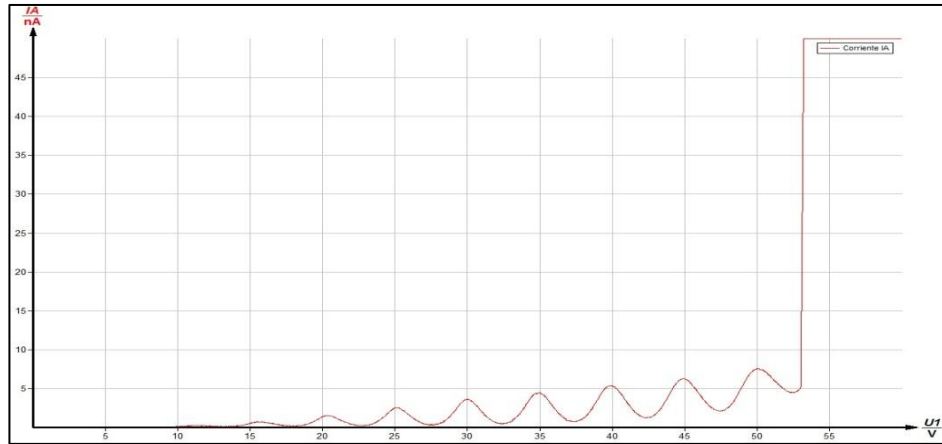


FIG.Nº20. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el segundo conjunto de parámetros con un potencial retardador igual a 1.5V.

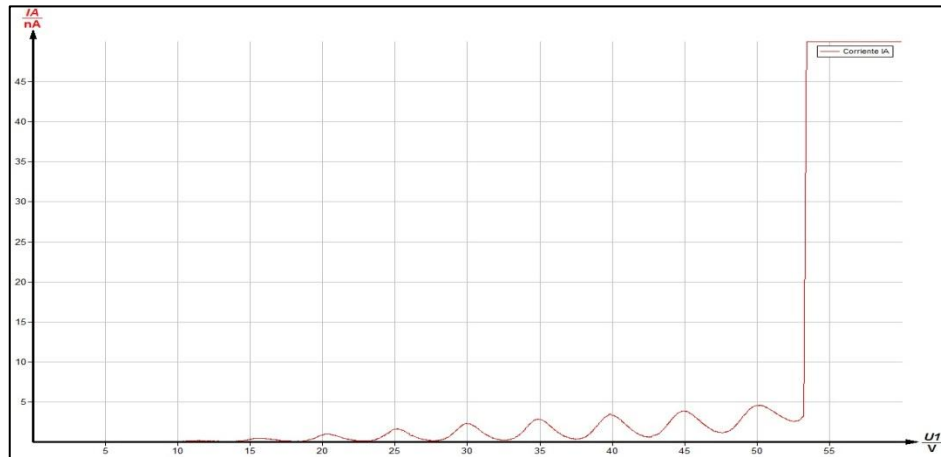


FIG.Nº21. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el segundo conjunto de parámetros con un potencial retardador igual a 2V.

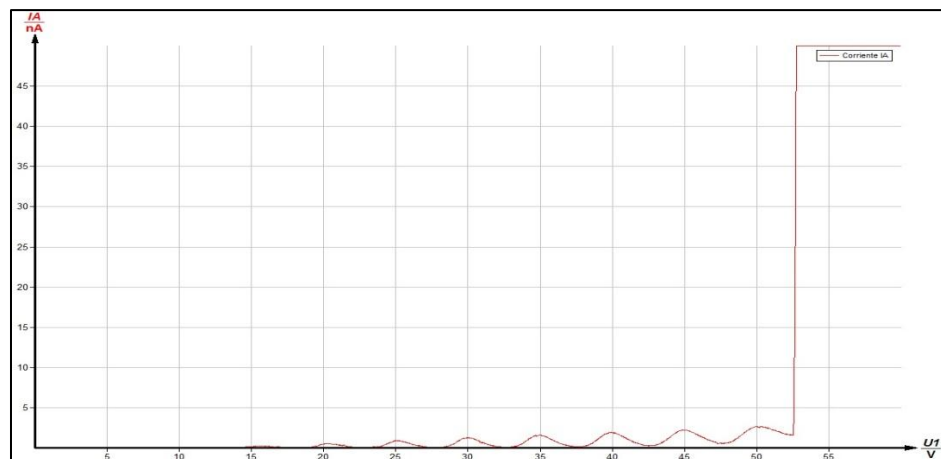


FIG.Nº22. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el segundo conjunto de parámetros con un potencial retardador igual a 2.5V.

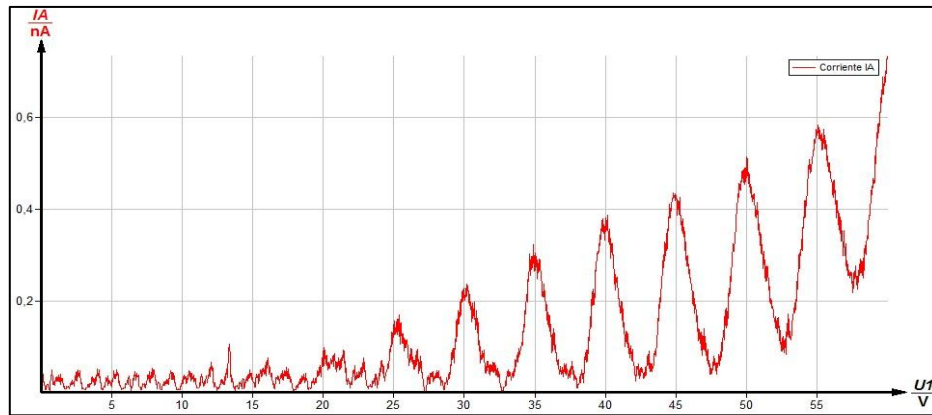


FIG.Nº23. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el segundo conjunto de parámetros con un potencial retardador igual a 3V.

- Tercer grupo de datos, con los siguientes parámetros:
 - Temperatura: 180°C
 - Potencial acelerador: 0V – 60V

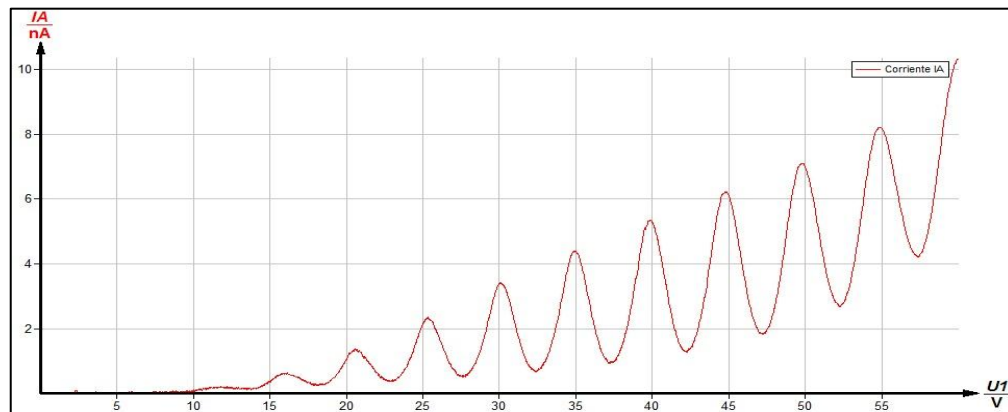


FIG.Nº24. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el tercer conjunto de parámetros con un potencial retardador igual a 1V.

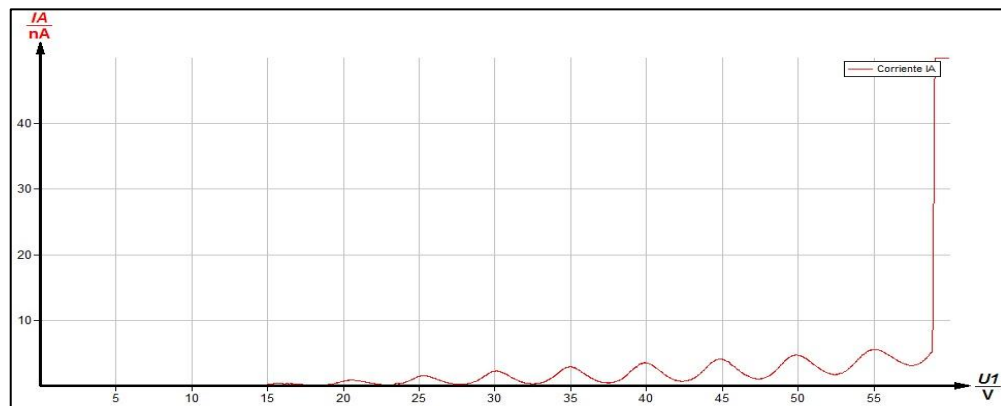


FIG.Nº25. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el tercer conjunto de parámetros con un potencial retardador igual a 1.5V.

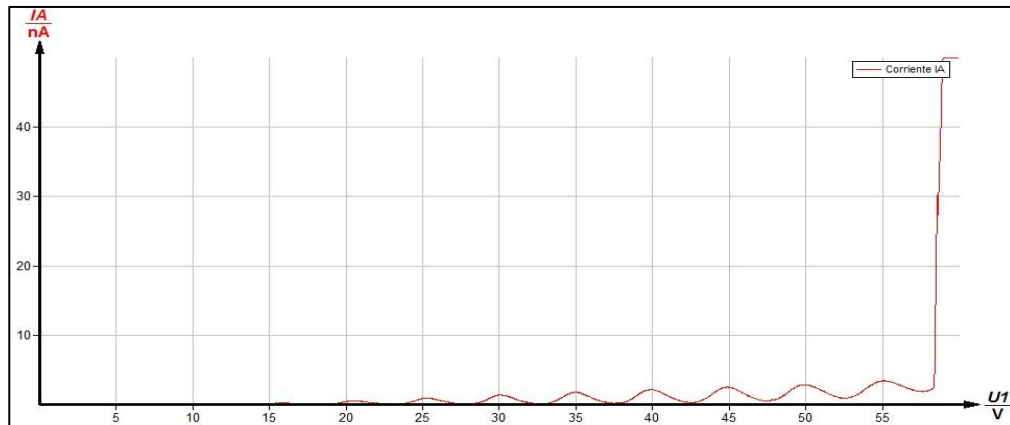


FIG.Nº26. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el tercer conjunto de parámetros con un potencial retardador igual a 2V.

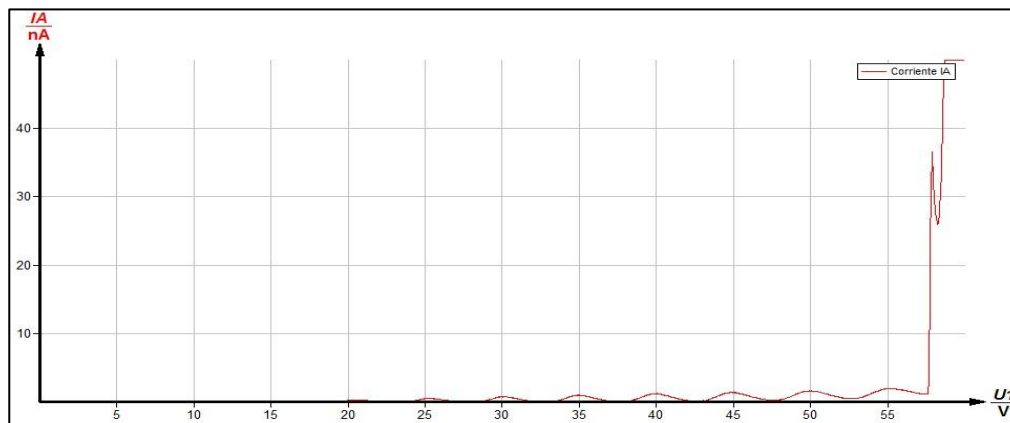


FIG.Nº27. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el tercer conjunto de parámetros con un potencial retardador igual a 2.5V.

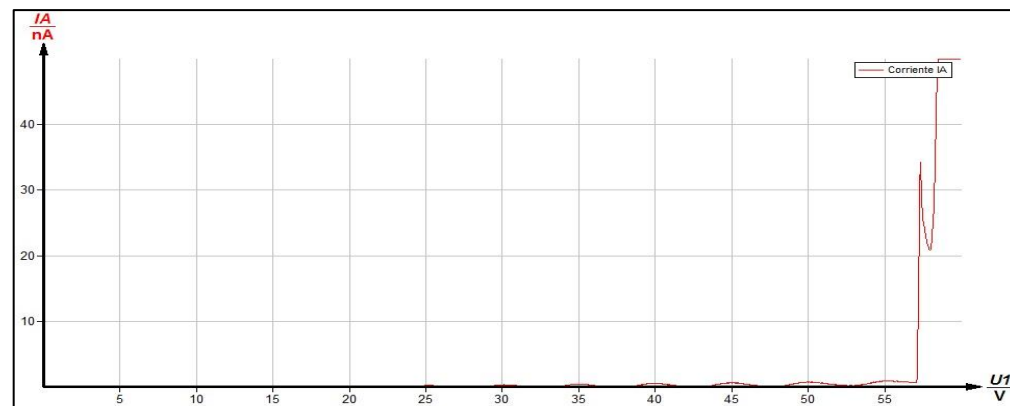


FIG.Nº28. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el tercer conjunto de parámetros con un potencial retardador igual a 3V.

- Cuarto grupo de datos, con los siguientes parámetros:
 - Temperatura: 185°C
 - Potencial acelerador: 0V – 60V

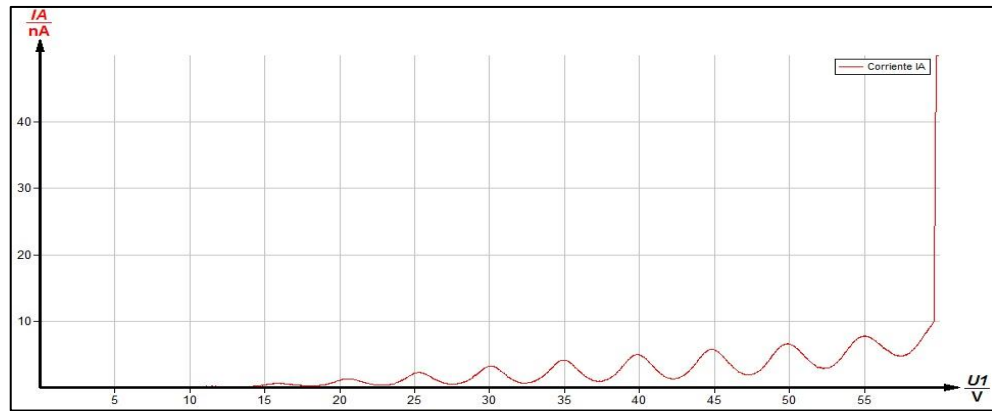


FIG.Nº29. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el cuarto conjunto de parámetros con un potencial retardador igual a 1V.

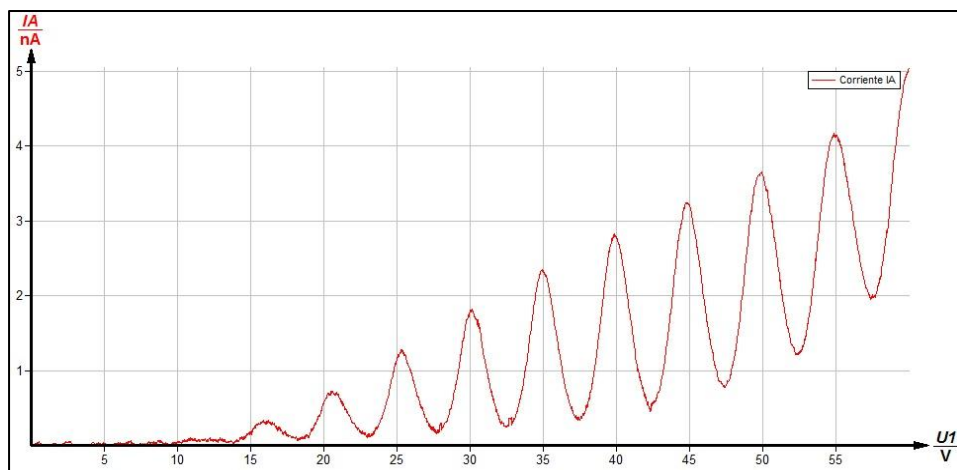


FIG.Nº30. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el cuarto conjunto de parámetros con un potencial retardador igual a 1.5V.

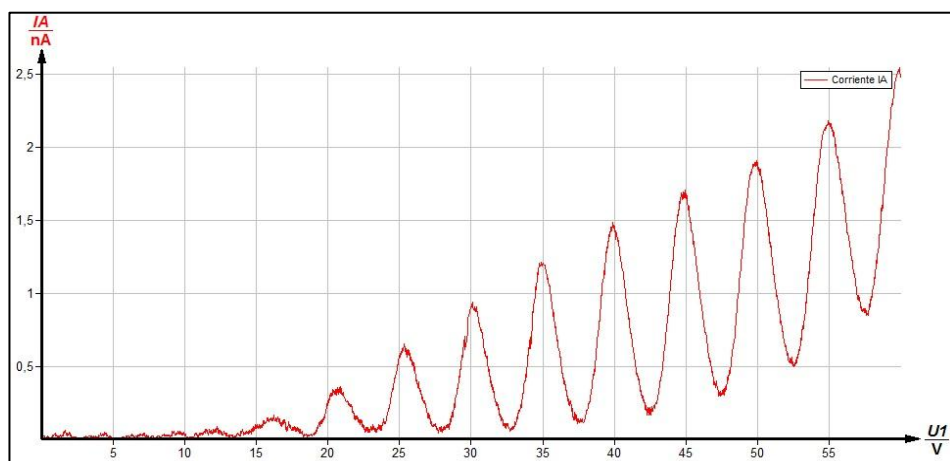


FIG.Nº31. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el cuarto conjunto de parámetros con un potencial retardador igual a 2V.

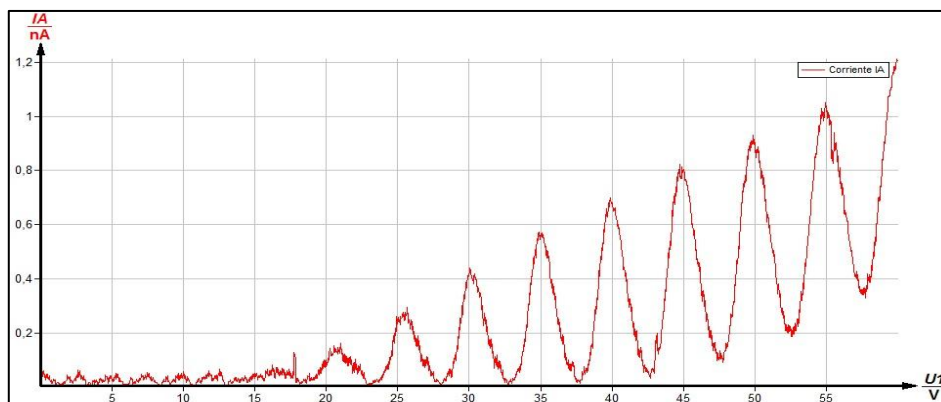


FIG.Nº32. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el cuarto conjunto de parámetros con un potencial retardador igual a 2.5V.

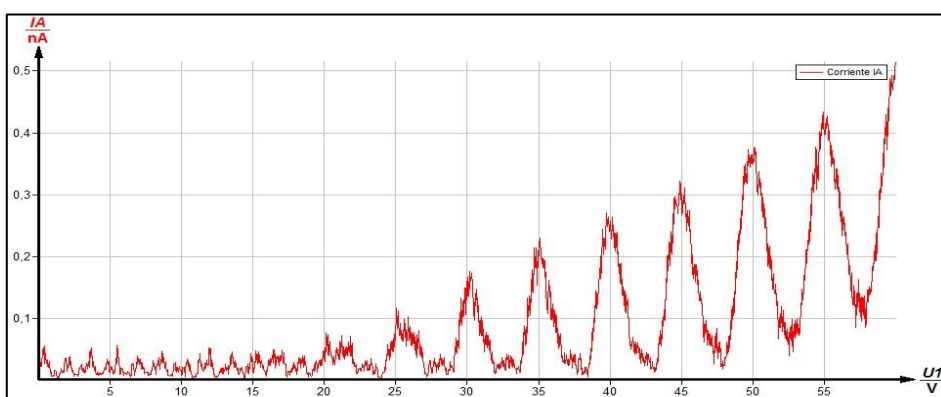


FIG.Nº33. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el cuarto conjunto de parámetros con un potencial retardador igual a 3V.

❖ Para el gas de Neón:

- Primer grupo de datos, con los siguientes parámetros:
 - Potencial acelerador: 0V – 99.9V
 - Potencial retardador: 7V

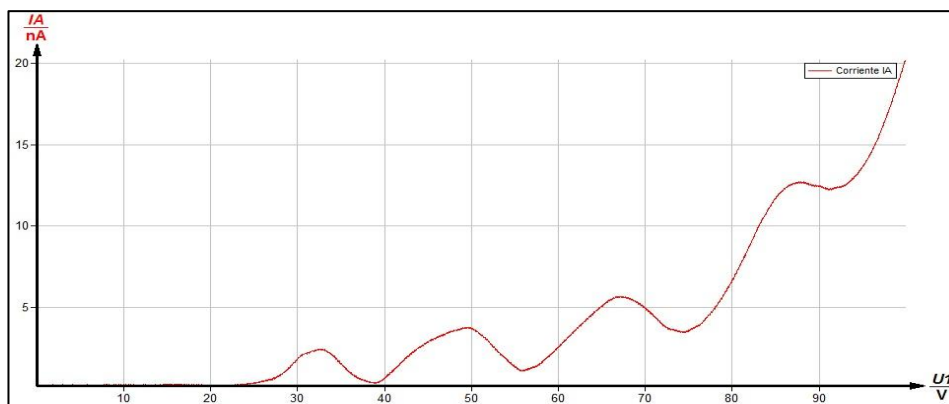


FIG.Nº34. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el primer conjunto de parámetros con un potencial en el cátodo igual a 3V.

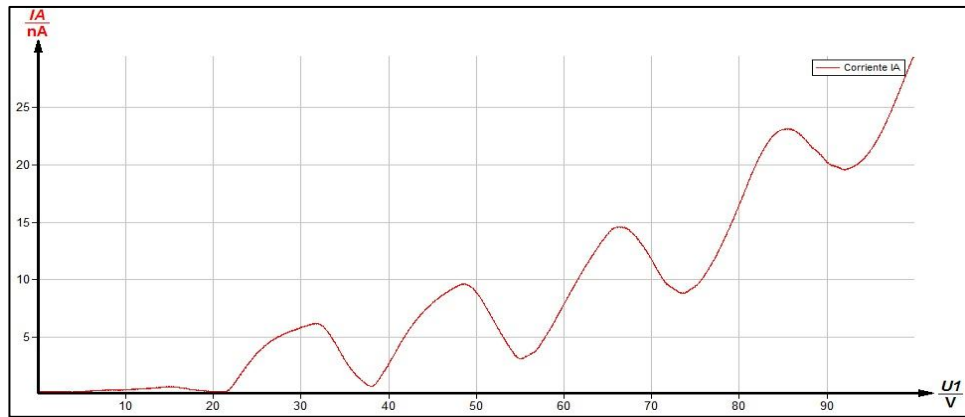


FIG.Nº35. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el primer conjunto de parámetros con un potencial en el cátodo igual a 4V.

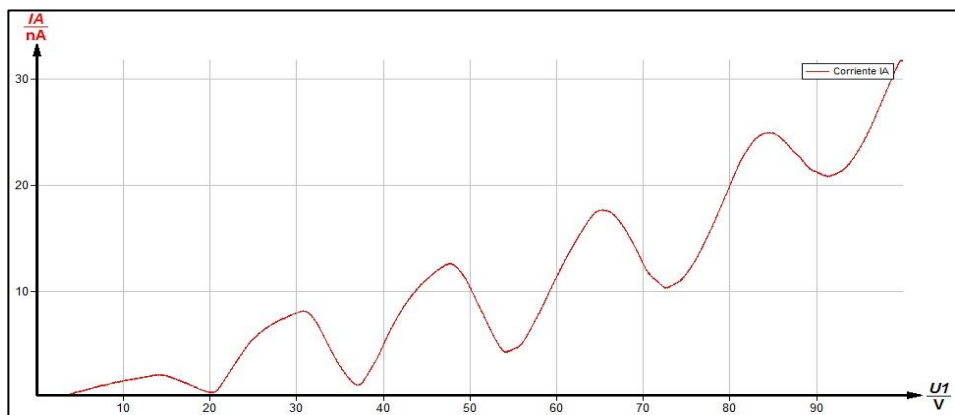


FIG.Nº36. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el primer conjunto de parámetros con un potencial en el cátodo igual a 5V.

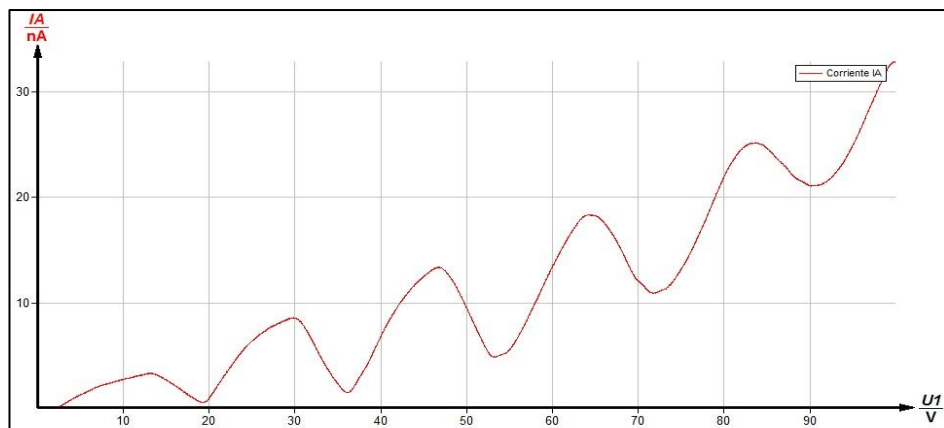


FIG.Nº37. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el primer conjunto de parámetros con un potencial en el cátodo igual a 6V.

- Segundo grupo de datos, con los siguientes parámetros:
 - Potencial acelerador: 0V – 99.9V
 - Potencial retardador: 8V

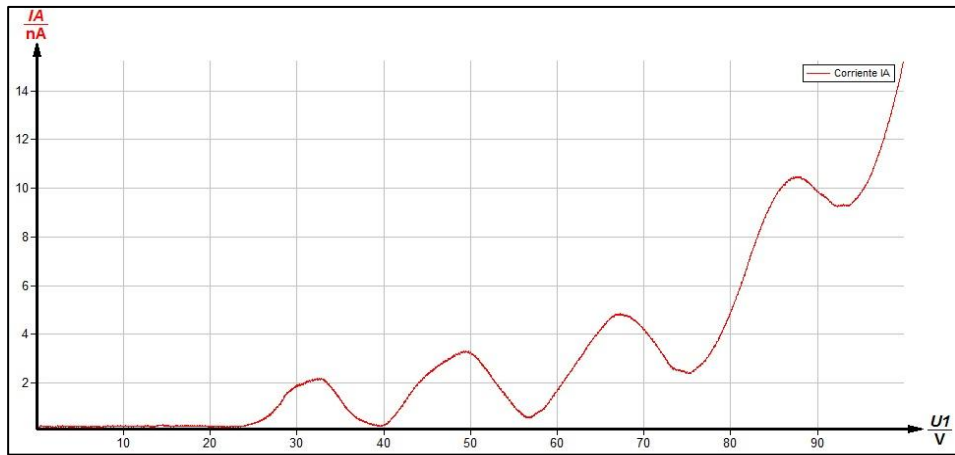


FIG.Nº38. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el segundo conjunto de parámetros con un potencial en el cátodo igual a 3V.

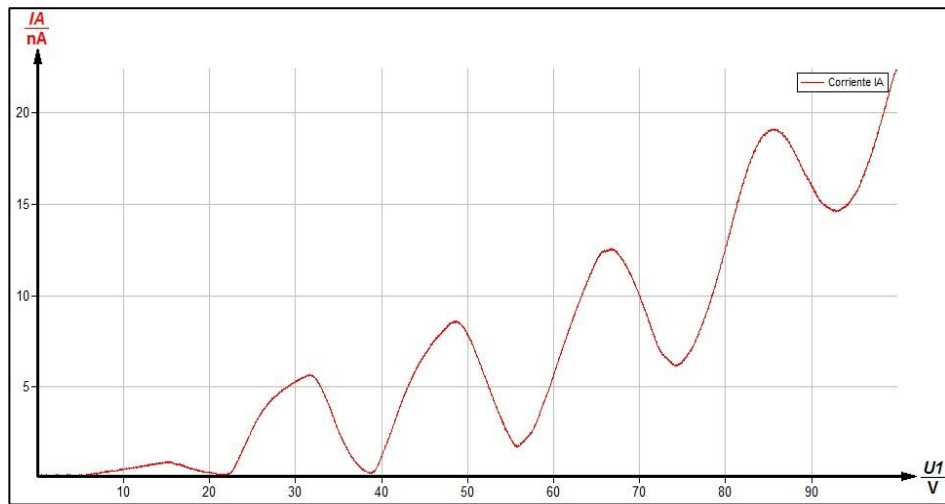


FIG.Nº39. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el segundo conjunto de parámetros con un potencial en el cátodo igual a 4V.

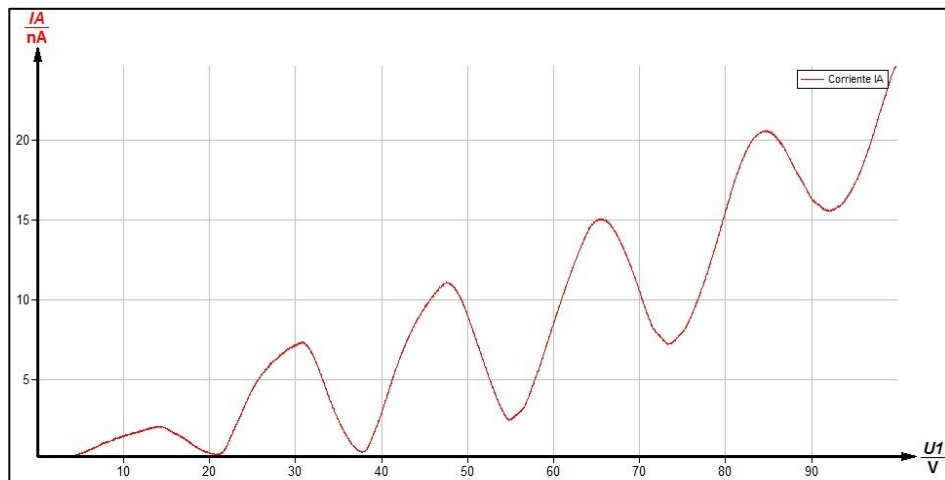


FIG.Nº40. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el segundo conjunto de parámetros con un potencial en el cátodo igual a 5V.

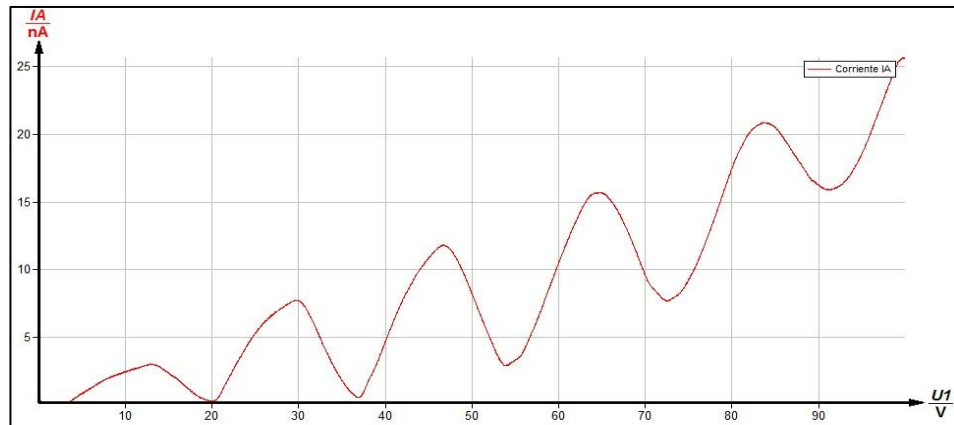


FIG.Nº41. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el segundo conjunto de parámetros con un potencial en el cátodo igual a 6V.

- Tercer grupo de datos, con los siguientes parámetros:
 - Potencial acelerador: 0V – 99.9V
 - Potencial retardador: 9V

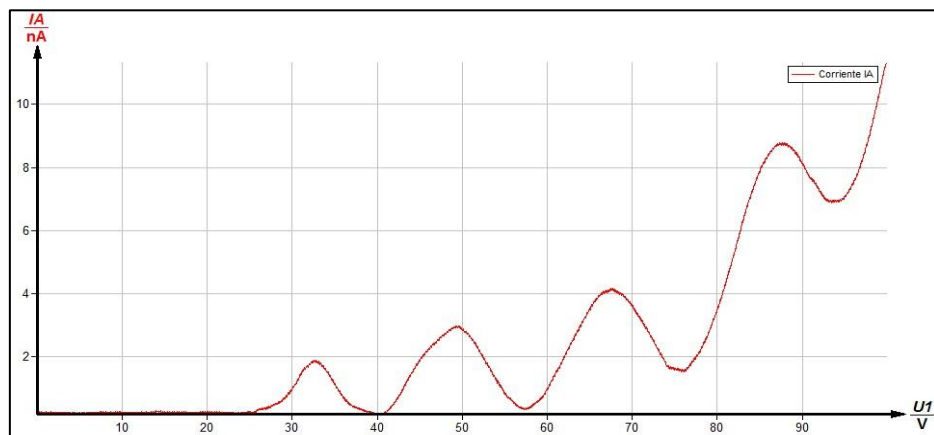


FIG.Nº42. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el tercer conjunto de parámetros con un potencial en el cátodo igual a 3V.

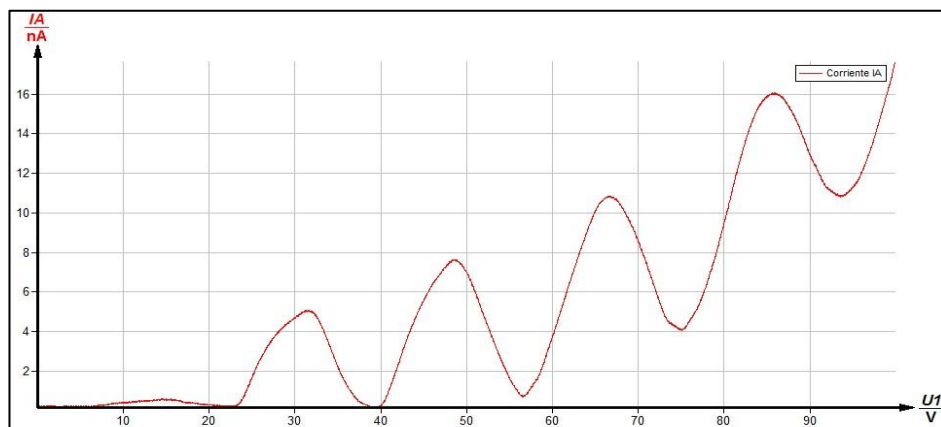


FIG.Nº43. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el tercer conjunto de parámetros con un potencial en el cátodo igual a 4V.

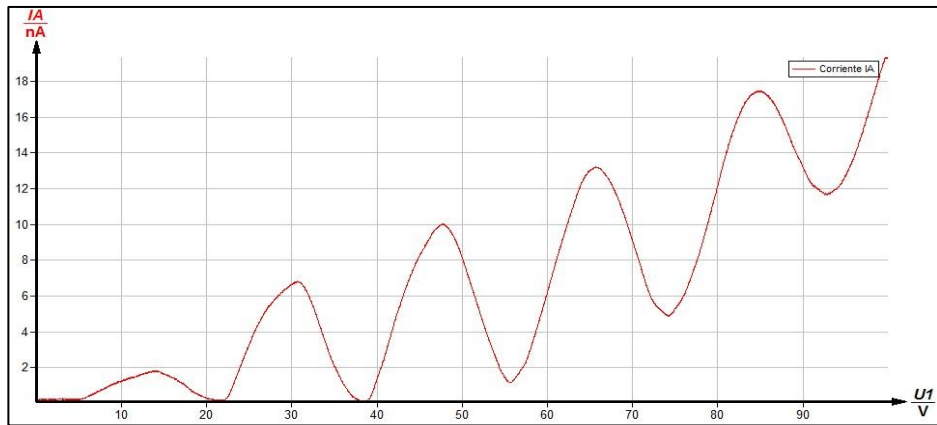


FIG.Nº44. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el tercer conjunto de parámetros con un potencial en el cátodo igual a 5V.

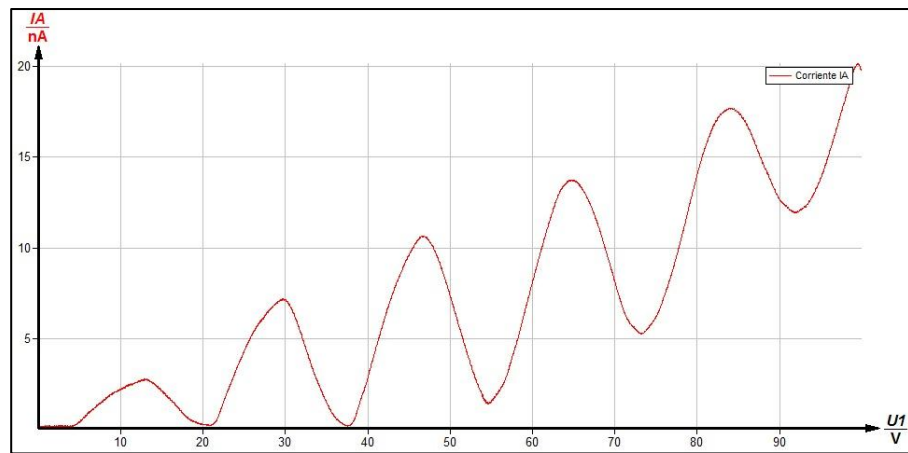


FIG.Nº45. Gráfica de la Corriente electrónica versus el potencial acelerador, para el tercer conjunto de parámetros con un potencial en el cátodo igual a 6V.

7. Cálculos y Resultados:

Para tener una medida lo más precisa posible estimamos el valor de E_1 midiendo la diferencia de voltajes entre la primera y última caídas que observamos con claridad.

$$\Delta V = (V_n - V_1)/n$$

Donde n es el número de máximos que hay entre V_1 y V_n .

También medimos una serie $\Delta V_n = V_{n+1} - V_n$ de separaciones entre voltajes de caída consecutivos.

La TABLA N°1 muestra los resultados del experimento de Franck-Hertz usando gas de Mercurio.

La TABLA N°2 muestra los resultados del experimento de Franck-Hertz usando gas de Neón.

8. Observaciones y discusión:

- El tubo de Franck-Hertz es de vidrio por lo cual se debe manipular cuidadosamente, tratamos de no calentarlo a más de 150°C, ni por más de 3 horas seguidas.
- Si percibimos que el tubo está recalentándose apagamos el sistema y realizamos el experimento después.
- Cuando el tubo estaba medianamente caliente los máximos y mínimos de órdenes superiores son muy pequeños, entonces lo que hacíamos era subir la temperatura del horno.
- En un análisis más detallado se tendrá que tener en cuenta la tensión de contacto, pues la tensión de contacto propiamente dicha es provocada por los trabajos (para arrancar los electrones de la superficie) distintos para el material del cátodo y para el de la rejilla, entonces en el experimento juegan un papel importante tanto en las propiedades de emisión del cátodo de óxido mixto y la carga de gas o bien el recubrimiento de Hg en la rejilla.
- Tenemos que tener en cuenta también que los electrones que salen del cátodo caliente poseen una velocidad inicial dependiente de la temperatura del cátodo.
- Al momento de hacer los cálculos no se tomó en cuenta todas las gráficas de la corriente electrónica versus el potencial acelerador, pues sólo queríamos los más óptimos.
- Al momento del análisis de los datos, vimos que era difícil tomar un punto del conjunto de datos y decir que ese era el valor de un máximo para el mercurio o de un mínimo para el neón, entonces lo que hicimos fue tomar un rango de valores alrededor de estos puntos y promediarlos, reportando este promedio como nuestro valor de un máximo o un mínimo dependiendo del gas que estamos usando.

9. Conclusiones:

- De las gráficas obtenidas experimentalmente (de la FIG.Nº14 hasta la FIG.Nº33 para el mercurio y de la FIG.Nº34 hasta la FIG.Nº45 para el neón), demostramos que la transferencia de energía en colisiones inelásticas de electrones libres con átomos está cuantizada.
- Medimos la diferencia de energías entre el estado fundamental y el primer estado excitado E , obteniendo los siguientes resultados:
 - Para el mercurio: $E_{Hg} = (4,93 \pm 0,06)eV$
 - Para el neón: $E_{Ne} = (17,84 \pm 0,09)eV$

Comparando con los valores referenciales dados en la literatura, tenemos:

- ✓ De la literatura, para el Hg tenemos el valor referencial $E'_{Hg} = 4,9eV$, por lo tanto tendremos un error respectivo igual a:

$$\epsilon = \frac{|E_{Hg} - E'_{Hg}|}{E_{Hg}} = 0,6\%$$

- ✓ De la literatura, para el Ne no tenemos un valor fijo, y más por el contrario tenemos un rango de valores, estando este entre $16eV$ y $18eV$, por lo tanto, dado que nuestro valor experimental está dentro de este rango lo podemos considerar bastante bueno.
- Con los valores de la energía de excitación E para los átomos de mercurio y neón anteriormente medidos, podemos hallar la longitud de onda λ de la primera línea de excitación de ambos átomos, para esto tenemos:

$$\lambda = \frac{ch}{E}$$

Siendo:

$$c = 2,9979 \times 10^8 \text{ m/s}$$

$$h = 4,136 \times 10^{-15} \text{ eV}$$

Reemplazando estos valores, obtenemos:

- Longitud de onda del fotón emitido para el mercurio: $\lambda_{Hg} = 251nm$
- Longitud de onda del fotón emitido para el neón: $\lambda_{Ne} = 69.5nm$

10. Referencias Bibliográficas:

- *The art of the experimental Physics*. Eric R. Dietz, Daryl W. Preston. Editorial Jhon Wiley and Sons. USA. 1991.
- *Experiment in Physics Modern*. Adrian Melissinos, Jim Napolitano. 2ed. Elsevier Science. USA. 2003.
- *Table of Numerical Constants*. H.D. Young and R.A. Freedman, University Physics, 12th Edition, 2009, Pearson/Addison Wesley.