

INFORME DE PRÁCTICAS DE LABORATORIO

RUIZ MENDOZA, JULIO DAVID 23958366W

GRADO EN FÍSICA | FÍSICA CUÁNTICA

Enero 2022

ÍNDICE

1. Efecto fotoeléctrico	2
1.1. Introducción	2
1.2. Teoría	2
1.3. Experimento	3
1.4. Resultados	4
2. Espectro de emisión	6
2.1. Introducción	6
2.2. Teoría	6
2.3. Experimento	7
2.4. Resultados	7
3. Franck Hertz	12
3.1. Introducción	12
3.2. Teoría	12
3.3. Experimento	12
3.4. Resultados	13

1. EFECTO FOTOELÉCTRICO

1.1. INTRODUCCIÓN

El efecto fotoeléctrico es la emisión de electrones cuando la radiación electromagnética, como la luz, incide sobre un material. Los electrones emitidos de esta manera se denominan fotoelectrones. El fenómeno se estudia en la física de la materia condensada y en la química cuántica y del estado sólido para extraer inferencias sobre las propiedades de los átomos, las moléculas y los sólidos. El efecto ha encontrado uso en dispositivos electrónicos especializados para la detección de luz y la emisión de electrones sincronizada con precisión.

1.2. TEORÍA

En 1905, Einstein propuso una teoría del efecto fotoeléctrico utilizando un concepto presentado por primera vez por Max Planck de que la luz consiste en pequeños paquetes de energía conocidos como fotones o cuantos de luz. Cada paquete lleva energía $h\nu$ que es proporcional a la frecuencia ν de la onda electromagnética correspondiente. La constante de proporcionalidad h se conoce como la constante de Planck . La energía cinética máxima K_{max} de los electrones que recibieron esta cantidad de energía antes de ser eliminados de su enlace atómico es

$$K_{max} = h\nu - \varphi$$

donde φ es la energía mínima requerida para remover un electrón de la superficie del material y se llama la función de trabajo de la superficie. La función de trabajo satisface $\varphi = h\nu_0$, donde ν_0 es la frecuencia umbral del metal. La fórmula para la energía cinética máxima de los electrones expulsados se convierte en

$$K_{max} = h(\nu - \nu_0)$$

La energía cinética es positiva y es necesario que $\nu > \nu_0$ para que se produzca el efecto fotoeléctrico. Por encima de esa frecuencia, la energía cinética máxima de los fotoelectrones así como potencial de frenado

$$V_0 = \frac{h}{e}(\nu - \nu_0)$$

aumentan linealmente con la frecuencia y no dependen del número de fotones ni de la intensidad de la luz monocromática incidente. La fórmula de Einstein, por simple que fuera, explicaba toda la fenomenología del efecto fotoeléctrico, y tuvo consecuencias trascendentales en el desarrollo de la mecánica cuántica.

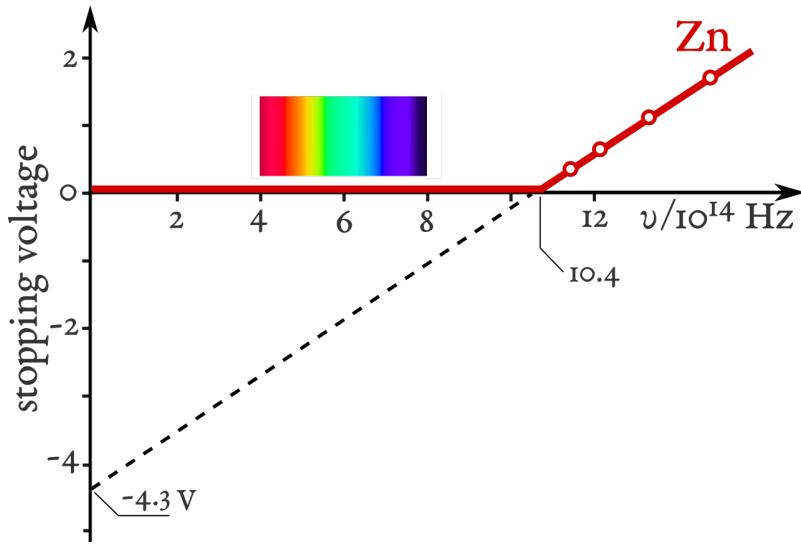


Figura 1: Diagrama de K_{max} en función de la frecuencia de la luz para el zinc.

1.3. EXPERIMENTO



Figura 2: Montaje experimental.

Materiales:

- 5 filtros cromáticos
- 4 diafragmas
- Lámpara halógena
- Fuente de 12V

Los electrones se generan en el fototubo, debido a la dispersión de fotones en el cátodo. superficie. Aplicando un pequeño voltaje inverso podemos detener la corriente generada por la emisión de electrones. Este voltaje se mide con una pantalla digital y es proporcional a la energía

transportada por los fotones.

Podemos hacer un gráfico relacionando la energía del fotón frente a las diferentes longitudes de onda. De esta forma, suponiendo que se conoce la carga del electrón, podemos calcular la constante de Planck.

Además de eso, también podemos considerar diferentes intensidades haciendo uso de los diafragmas. Podemos comprobar que la tensión de respaldo no depende de la cantidad de luz. Es decir, la energía de los electrones dispersados sólo depende de la longitud de onda del fotones incidentes.

1.4. RESULTADOS

En el laboratorio se tomaron los siguientes datos:

Longitud de onda λ (nm)	Frecuencia ν (10^{14} Hz)	Potencial de frenado V_0 (mV)
rojo 660	5.155	325
naranja 613	5.747	497
amarillo 583	5.988	591
verde 522	6.369	732
azul 480	6.944	955

Los cuales vamos a representar y ver su pendiente con un ajuste lineal.

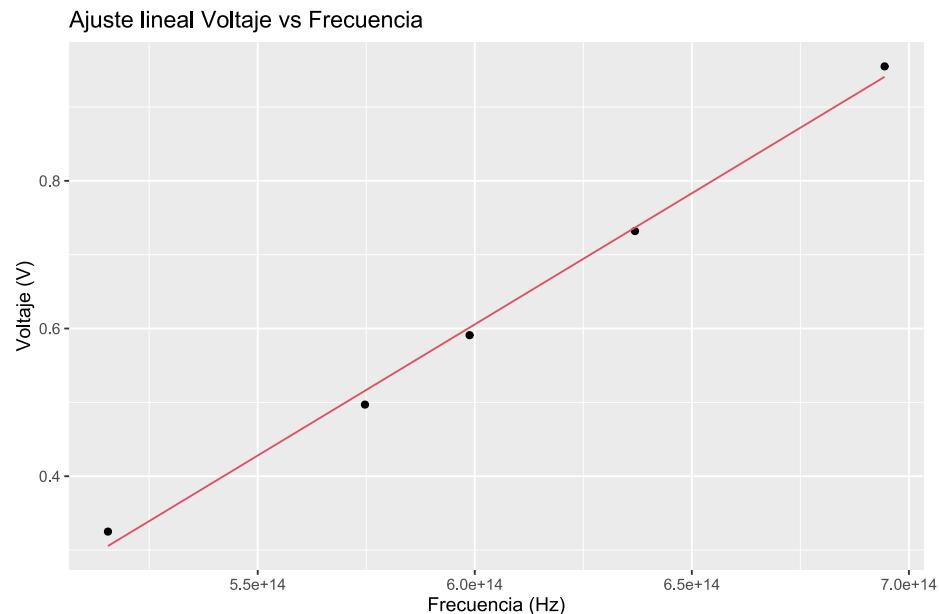


Figura 3: Representación y ajuste del potencial de frenado frente a la frecuencia de la luz utilizada.

De aquí obtenemos que la constante de Planck es $h = (5.69 \pm 0.22)10^{-34}J \cdot s$ por lo que hemos cometido un error del 14 % con respecto a la oficial, teniendo en cuenta que es una constante diminuta estamos satisfechos con coincidir en el orden de magnitud. De la función de trabajo podemos decir que es de $\varphi = (1.525 \pm 0.085)eV$. La función de trabajo más próxima es la del Cesio, 2.2eV.

Ahora comprobemos que el voltaje no cambia con la intensidad de la luz incidente, tenemos cuatro diafragmas ordenados de menor a mayor y una última medida sin diafragma con el filtro de color amarillo (583 nm):

Intensidad	1 (el menor)	2	3	4	5 (sin nada)
V_0 (mV)	590	591	591	591	592

Aunque crece según la intensidad vemos que la máxima diferencia son 2 mV ($< 0.5\%$), aún así profundicemos un poco más en ver si el potencial de frenado es constante respecto a la intensidad.

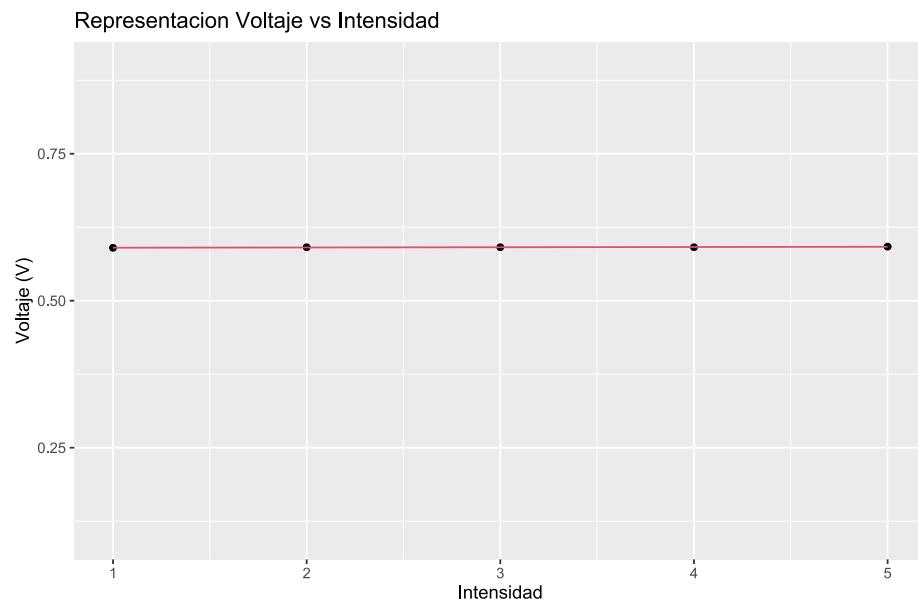


Figura 4: Representación y ajuste del potencial de frenado frente a la intensidad.

En la gráfica es inapreciable si hay alguna dependencia. El ajuste lineal nos arroja una pendiente de 0.00040 ± 0.00011 . Por lo tanto podemos decir que las diferencias en los datos tomados se deben a errores de los instrumentos de medida y confirmamos que el potencial de frenado es constante frente a la intensidad.

2. ESPECTRO DE EMISIÓN

2.1. INTRODUCCIÓN

El espectro de emisión de un elemento químico o compuesto químico es el espectro de frecuencias de radiación electromagnética emitida debido a un átomo o molécula que realiza una transición de un estado de alta energía a un estado de menor energía.

2.2. TEORÍA

La energía fotónica emitida es igual a la diferencia de energía entre los dos estados. Hay muchas transiciones de electrones posibles para cada átomo, y cada transición tiene una diferencia de energía específica. Esta colección de diferentes transiciones, que conducen a diferentes longitudes de onda radiadas, conforman un espectro de emisión. El espectro de emisión de cada elemento es único.

$$\frac{1}{\lambda} = RZ^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$$

λ es la longitud de onda de la luz emitida en el vacío.

R es la constante de Rydberg ($1.09737 \cdot 10^7 m^{-1}$).

Z es el número atómico, es decir el número de protones en el núcleo atómico de este elemento.

n_1 y n_2 son enteros tal que $n_1 < n_2$.

Es importante notar que esta fórmula solo puede ser usada para átomos similares al hidrógeno, también llamados átomos hidrogénicos o hidrogenoides de elementos químicos, es decir con solo un electrón siendo afectado por carga nuclear efectiva.

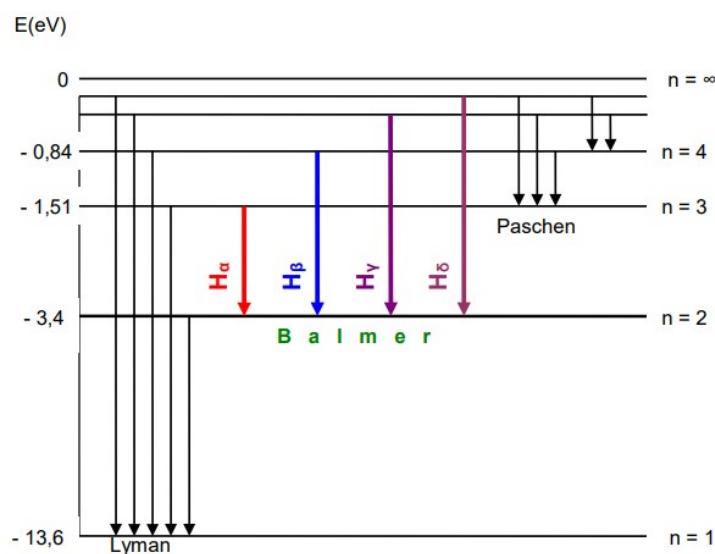


Figura 5: Líneas espectrales del hidrógeno.

2.3. EXPERIMENTO

Para el experimento necesitamos una fuente de alimentación, la lámpara con el elemento a estudiar y un espectroscopio.

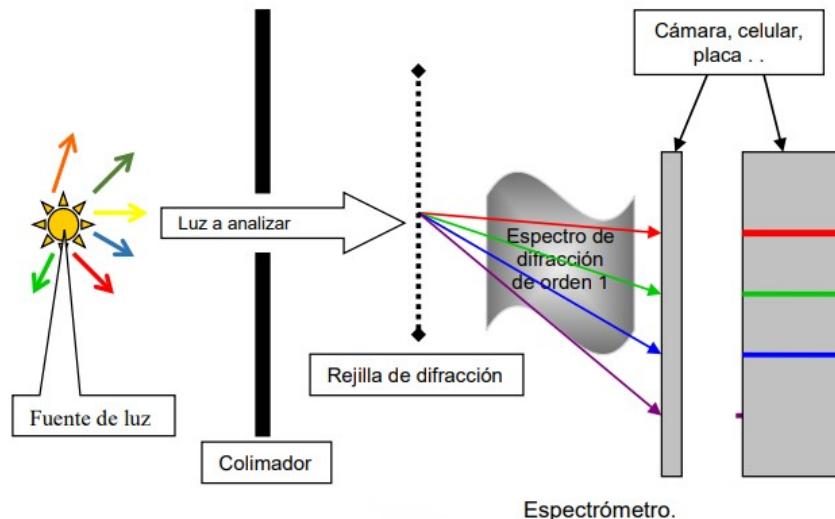


Figura 6: Montaje experimental.

En la figura anterior vemos como la luz que emite cada elemento se descompone en el espectroscopio y en nuestro caso nos indica la longitud de onda, aunque en algunos solo nos da el ángulo.

Vamos a proceder a analizar las longitudes de onda arrojadas por cada elemento.

2.4. RESULTADOS

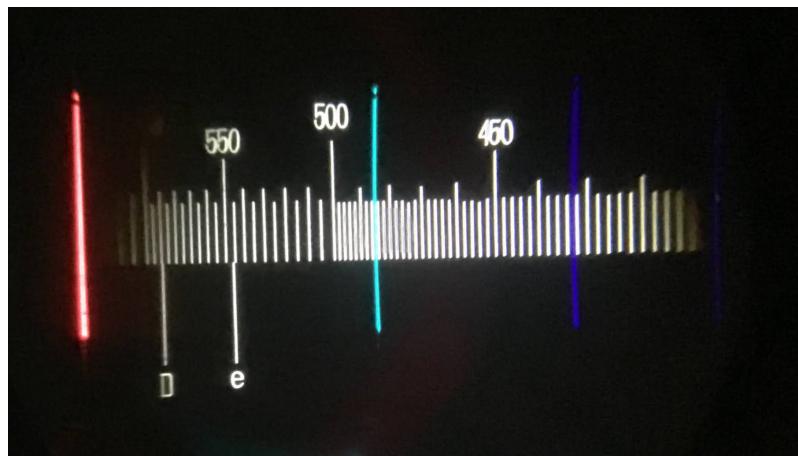


Figura 7: Líneas espectrales del elemento 1.

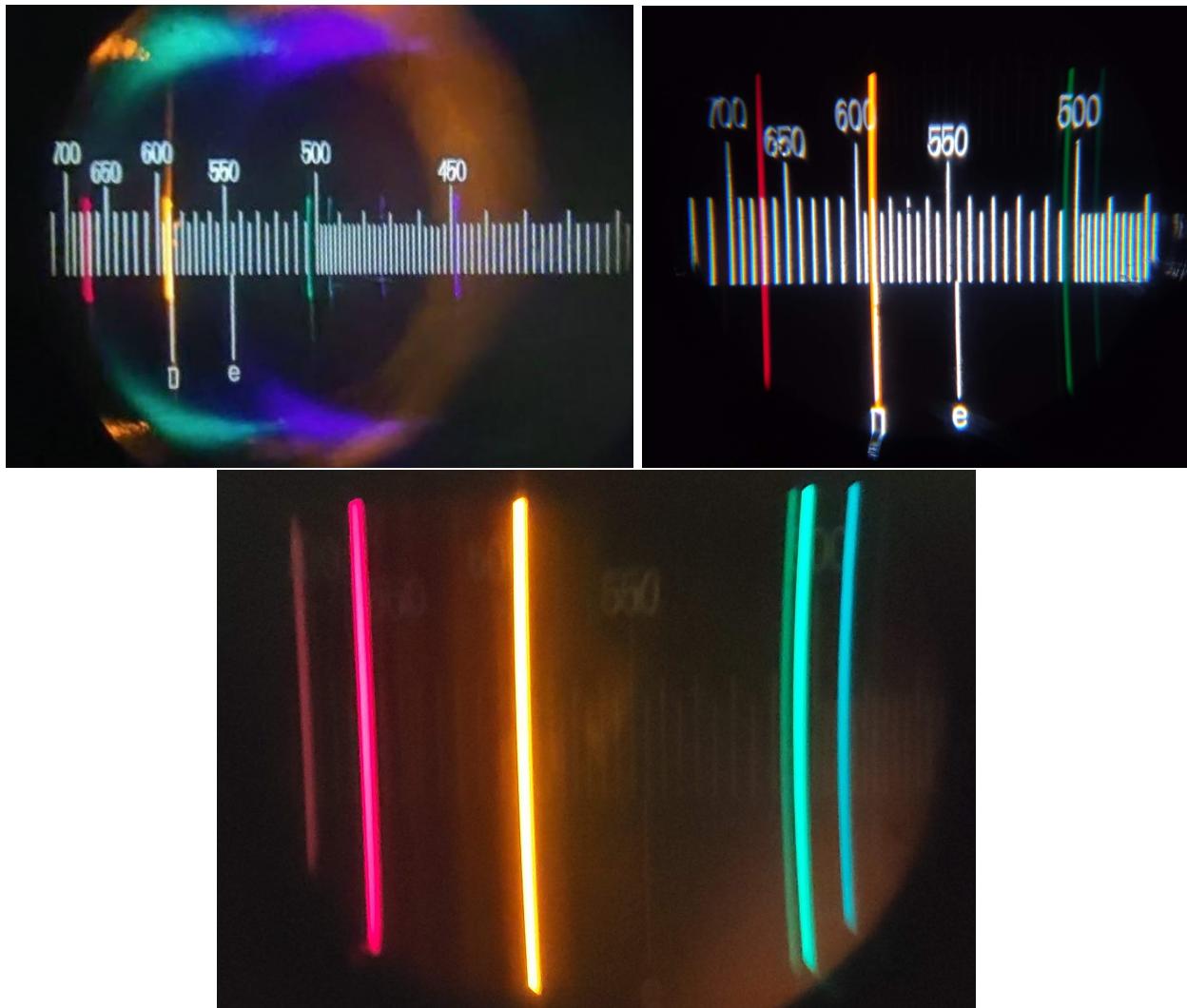


Figura 8: Lineas espectrales del elemento 2.

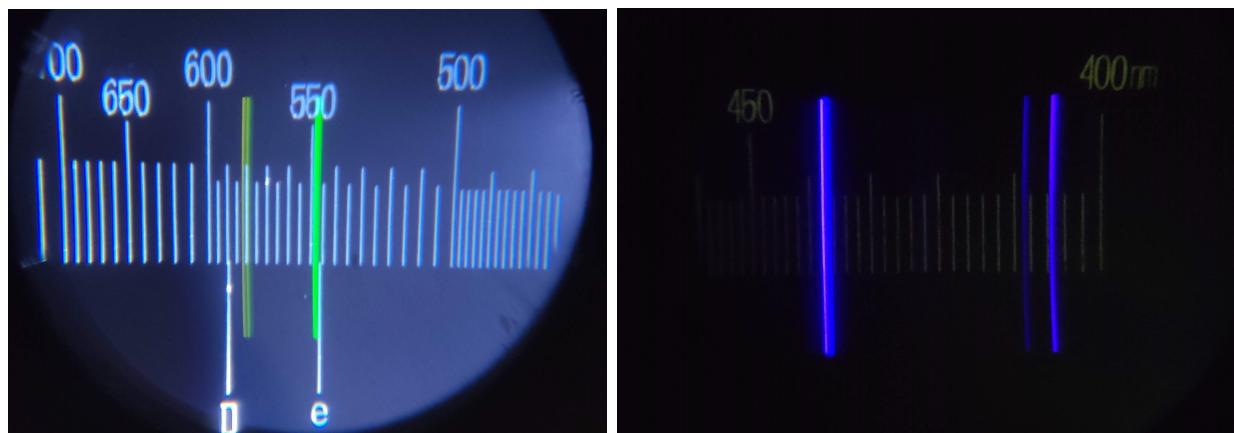


Figura 9: Lineas espectrales del elemento 3.

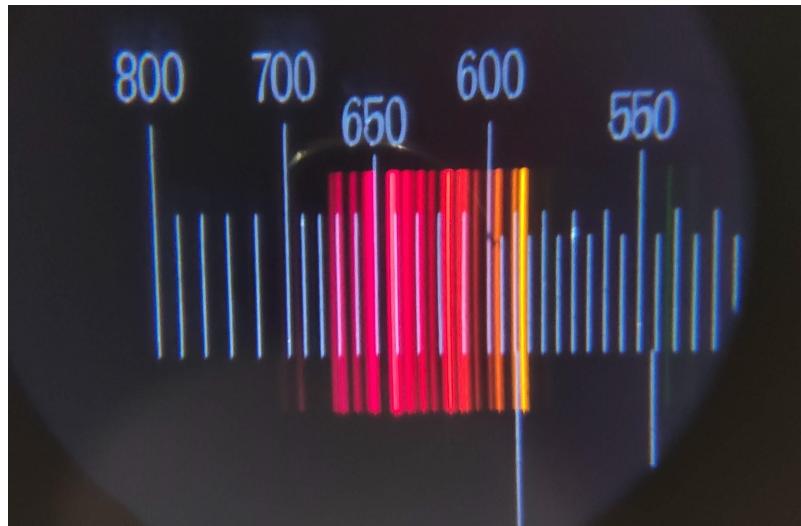


Figura 10: Lineas espectrales del elemento 4.

Investigando un poco llegamos a la conclusión de que los elementos que buscamos son Hidrógeno, Helio, Mercurio y Neón, respectivamente.

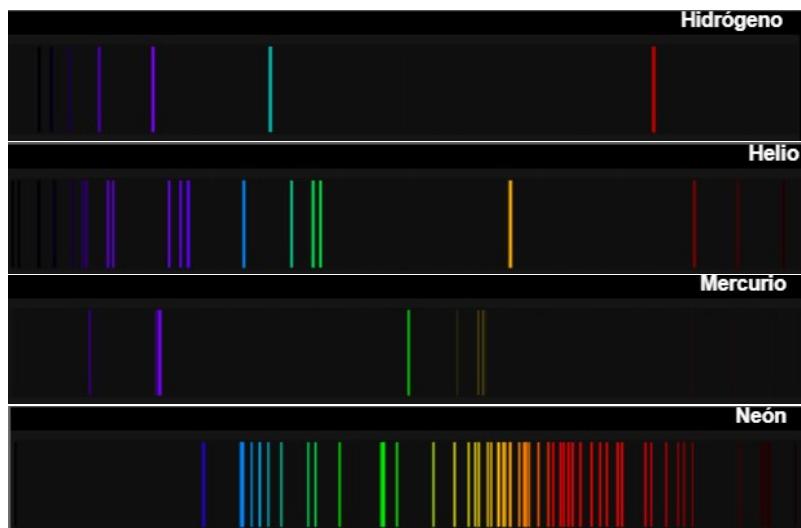


Figura 11: Lineas espectrales teóricas de los elementos.

Veamos para el H y He que son los menos complejos si podemos obtener su número atómico Z realizando un ajuste lineal de los estados excitados y las longitudes de onda obtenidas.

El estado fundamental del hidrógeno es $n=2$ y los excitados 3, 4 y 5.

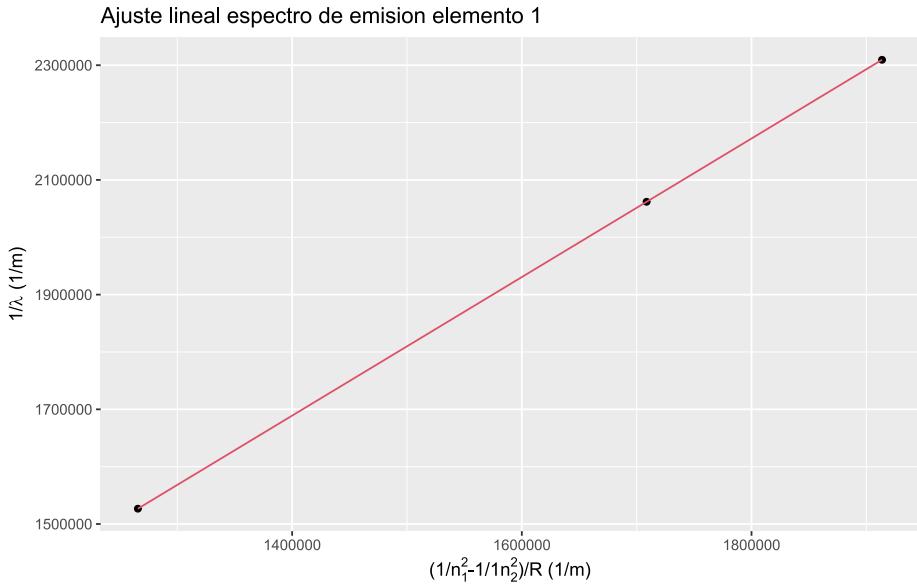


Figura 12: Ajuste lineal espectro de emision de H.

Realizando la raíz cuadrada de la pendiente obtenemos un Z aproximado de $1.1 \approx 1$, por lo que podemos decir que hemos medido bien las longitudes de onda: 655, 485, 433 nm.

Para el helio tomamos los estados $n=4$ y los excitados 5, 6 y 7.

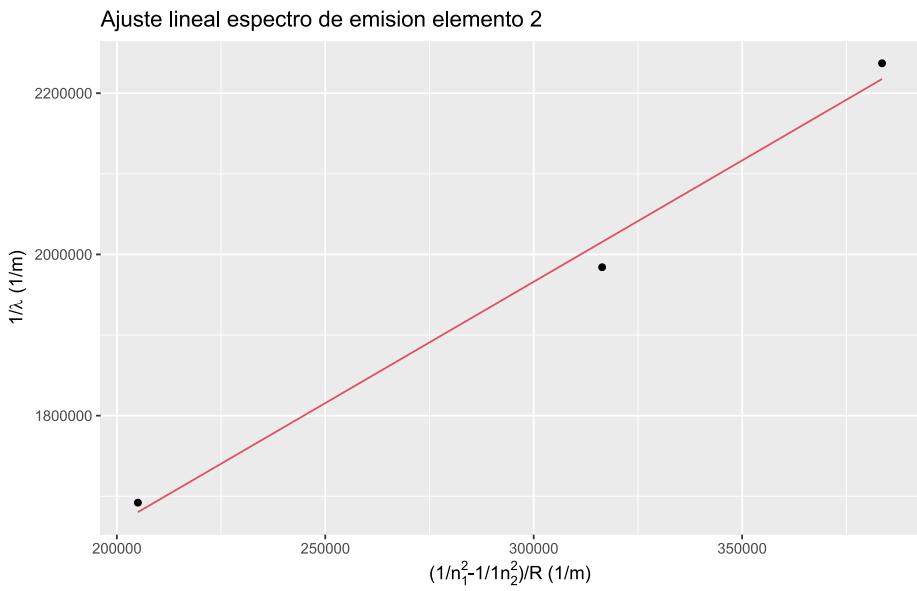


Figura 13: Ajuste lineal espectro de emision de He.

Realizando la raíz cuadrada de la pendiente obtenemos un Z aproximado de $1.7 \approx 2$, por lo que podemos decir que hemos medido bien las longitudes de onda: 591, 504, 447 nm.

Para átomos con más electrones se vuelve mucho más complejo y hay mas líneas de emisión por lo que se vuelve una tarea imposible repetirlo para el neón o el mercurio.

3. FRANCK HERTZ

3.1. INTRODUCCIÓN

El experimento de Franck y Hertz se realizó por primera vez en 1914 por James Franck y Gustav Ludwig Hertz. Tiene por objeto probar la cuantización de los niveles de energía de los electrones en los átomos. El experimento confirmó el modelo cuántico del átomo de Bohr demostrando que los átomos solamente podían absorber cantidades específicas de energía (cuantos). Por ello, este experimento es uno de los experimentos fundamentales de la física cuántica.

En 1913, Niels Bohr propuso un modelo atómico que se basaba en el modelo de Rutherford. Los primeros experimentos consistían en demostrar la cuantización de las órbitas. En esa época en los experimentos se utilizaba la luz, entendiéndose que esta estaba formada por cuantos, de manera que a Bohr se le reprochaba que la cuantización del átomo se debía a la de la luz. En 1914, Franck y Hertz, que trabajaban en las energías de ionización de los átomos, pusieron a punto una experiencia que usaba los niveles de energía de átomo de mercurio. Esto se comprueba con los choques entre electrones y los átomos de mercurio, que se deben producir cuando los electrones tengan la energía cinética suficiente como para excitar la última capa del átomo de mercurio, que según la teoría es 4.9eV.

3.2. TEORÍA

En el experimento de Franck-Hertz los electrones son acelerados por una diferencia de potencial electrostático. Considerando el campo eléctrico constante y teniendo el tubo una distancia D , el campo generado es: $V = E \cdot D$ La energía cinética del electrón que recorre una distancia x viene dada por:

$$K = \frac{exV}{D}$$

El experimento se centra en los choques inelásticos de los electrones. Un choque inelástico de un electrón provocará la perdida de energía cinética y que este no alcance el final del túnel. Cuando un electrón que viaja alcanza una energía de 4.9 eV, que es la diferencia de energía entre los dos niveles de energía más bajos del mercurio, las colisiones comienzan y la corriente se desploma.

3.3. EXPERIMENTO

Usaremos un horno, un tubo con mercurio gas, una fuente de voltaje y un osciloscopio. Primero queremos arrancar electrones para generar así los choques con los átomos de mercurio del tubo, para ello empleamos un horno para calentar una placa y que se desprendan los electrones, después generamos un potencial entre los dos extremos con la fuente de voltaje para hacer viajar a las partículas con carga de un extremo a otro. Debemos ir haciendo un barrido con el potencial(así variaremos la energía cinética de los electrones) y observar cuándo se produce una bajada de intensidad de corriente recibida. Esta bajada es provocada por los choques, pues al ser choques

inelásticos el átomo absorbe toda la energía cinética.

En el osciloscopio veremos la curva de voltaje frente a tiempo cuando hagamos un barrido con el modo rampa de la fuente de alimentación.

3.4. RESULTADOS

Una vez establecidos los parámetros de la fuente procedemos a observar el osciloscopio.

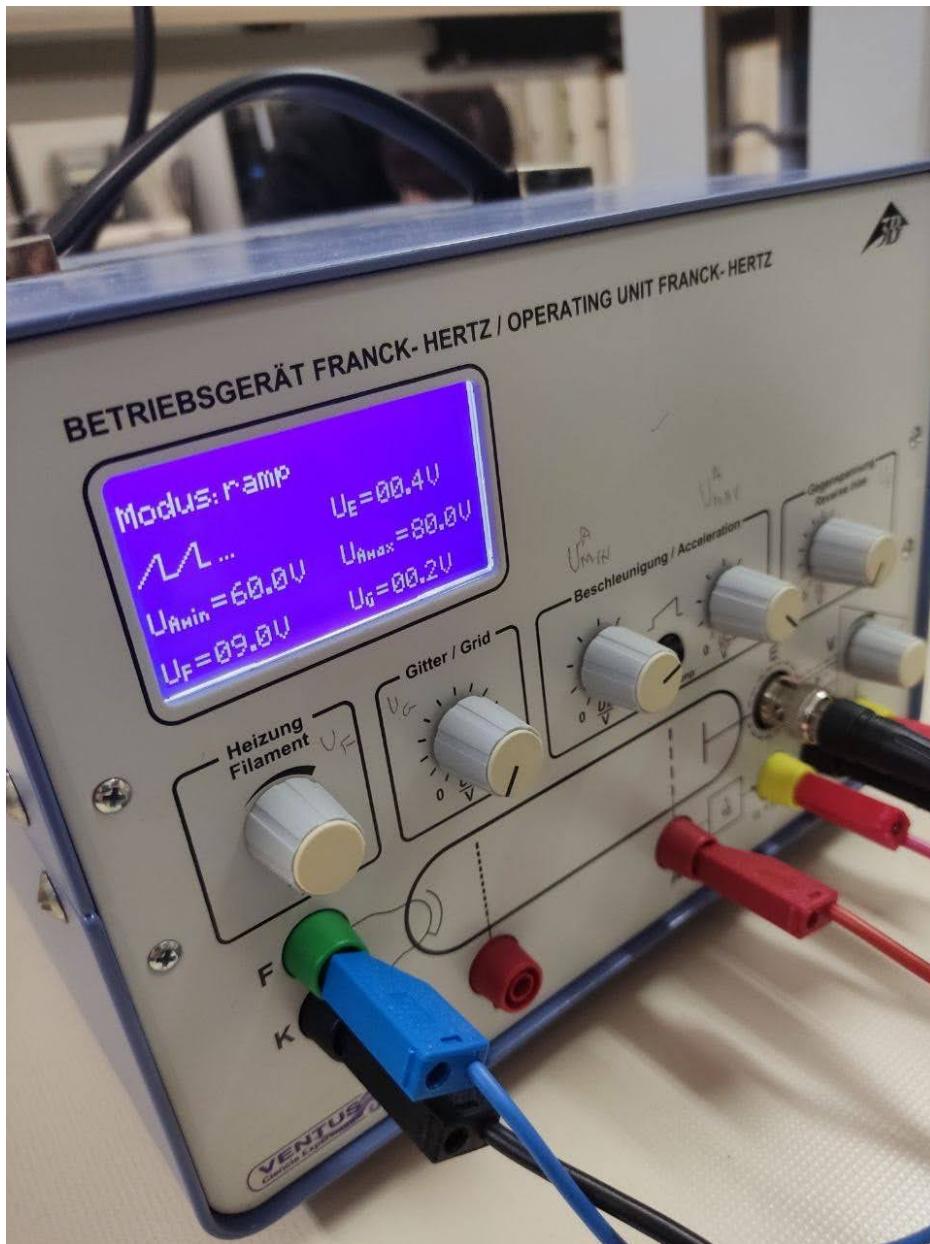


Figura 14: Fuente de alimentación en modo rampa.

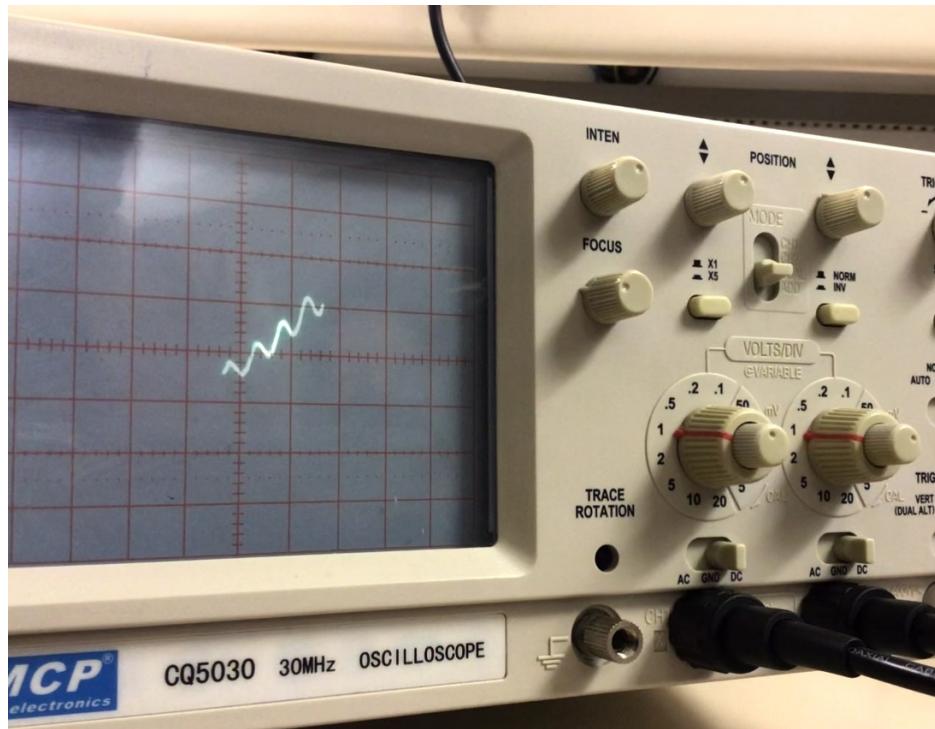


Figura 15: Lectura del osciloscopio.

Tomando la diferencia de potencial ΔV dividida del numero de mínimos que midamos nos dará el potencial de caída.

$$\frac{\Delta V}{n} \frac{29.5}{6} = 4.92eV$$

El potencial disminuirá cada $4.92eV$ que comparado con el valor teórico de $4.9eV$ es un resultado acertado