

Determinación de la constante de Planck y frecuencia de corte a partir del efecto fotoeléctrico.

Franco Nicolás Nieto, Miguel Ángel Ávila Carrero, Christopher Gabaldón

Laboratorio 5, Segundo Cuatrimestre 2023, Cátedra G. Grinblat

Departamento de Física, Facultad de Ciencias Exactas y Naturales - UBA

Resumen

En este trabajo se estudió el efecto fotoeléctrico, y como el espectro de intensidades de la fuente puede afectar las corrientes de interés. Se llegó a proponer un ϕ_c del cátodo a partir de la frecuencia de corte ν_0 , a partir de la cual empieza a darse la fotocorriente. Este valor se estimó utilizando dos técnicas de análisis, llegando a que difieren en un 20 %. Al no conocerse una cantidad tabulada de este valor para el fototubo, no se puede inferir cual método de análisis es mejor [5]. Por otra parte, a partir de un barrido de voltaje retardador se obtuvieron los valores de voltaje de frenado V_0 para varias frecuencias de luz incidente. Ajustando linealmente $V_0(\nu)$ se obtuvieron dos valores para la constante de Planck y el más cercano al valor tabulado fue $h = (4,58 \pm 0,35) \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ discrepando de este en 6σ 's a su vez de este ajuste se despejó $\phi_a = (22,1 \pm 1,7) \times 10^{-20} \text{ J}$.

1. Introducción

1.1. Motivación

El efecto fotoeléctrico es de suma importancia en la física moderna. Este sentó las bases para comprender la naturaleza cuántica de la interacción luz con la materia, dando soporte a la teoría de la dualidad onda-partícula. Este fenómeno si bien fue explicado en 1905 [1] hoy en día sigue siendo estudiado por su gran cantidad de aplicaciones, que van desde la generación de energía solar hasta la detección de radiación γ con dispositivos fotomultiplicadores. En este trabajo se estudiaron los principales postulados del mencionado efecto.

1.1.1. Marco Teórico

Si sobre un material conductor o semiconductor incide un fotón, si su frecuencia es lo suficientemente elevada podrán desprenderse portadores de carga del primero. En caso de que la energía del fotón sea transferida completamente al electrón del material, se estará en presencia del denominado *efecto fotoeléctrico*. De ahora en adelante, a los electrones desprendidos del material se los llamará *fotoelectrones*.

Para entender este fenómeno hay que abordar a la teoría cuántica de la luz, según la cual los fotones transportan su energía de manera discretizada. Entonces, cuando un fotón le transfiere su paquete de energía al fotoelectrón este entra inme-

diatamente en un estado excitado, y si la energía es lo suficientemente alta podrá desprenderse de la superficie del material.

El valor energético de los mencionados paquetes están determinados por la frecuencia ν del fotón y la constante de Planck $h \simeq 6,6260 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$ según [2]:

$$E = h\nu \quad (1)$$

Si se dispone de dos placas conductoras conectadas mediante una batería como se observa en la Figura 1, para que el cátodo libere un fotoelectrón la energía de la radiación incidente deberá superar cierta *frecuencia de corte* ν_0 , de manera que

$$\phi_c = h\nu_0 \quad (2)$$

Donde ϕ_c es la energía necesaria para abandonar el cátodo comúnmente llamada *función trabajo*, una característica propia del material.

Como consecuencia, la máxima energía cinética T_{max} que puede presentar el fotoelectrón resulta

$$T_{max} = h\nu - \phi_c \quad (3)$$

Si se somete al material a un campo eléctrico externo que genere un potencial que atraiga a los portadores hacia el cátodo, aumentará la energía necesaria para desprender un electrón. A su vez existirá un potencial retardador V_0 lo suficientemente elevado para suprimir la corriente de electrones, este ultimo se denomina potencial de frenado. Dicho potencial satisface la siguiente ecuación:

$$eV_0 = h\nu - \phi_a \quad (4)$$

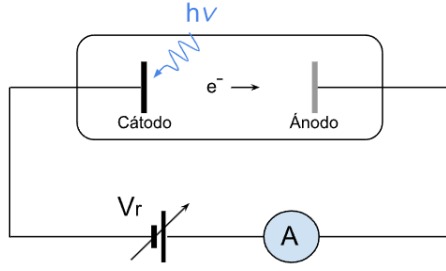


Figura 1: Esquema experimental del efecto fotoeléctrico. Las placas conductoras están sometidas a un potencial retardador V_r , externamente un fotón con energía $h\nu$ incide sobre el cátodo. Los electrones desprendidos por este circulan hacia el ánodo generando una corriente detectada por un amperímetro A.

Donde $e \simeq 1,6021 \cdot 10^{-19}$ C es la carga del electrón [3], y ϕ_a la energía necesaria para que el electrón sea absorbido por el ánodo.

Notemos que de la última expresión se desprende que midiendo la fotocorriente en función del potencial retardador V_r (para distintas frecuencias incidentes), se puede obtener V_0 ; y de la relación entre V_0 y ν determinar $\frac{\phi_a}{e}$ como la ordenada al origen y $\frac{h}{e}$ como la pendiente.

1.2. Método de R. H. Fowler

Para hallar el valor de ν_0 , se puede ir variando la frecuencia ν e ir registrando la fotocorriente (manteniendo fijo V_r y a misma intensidad para todo ν). Cuando la misma se anule se estará en presencia de ν_0 . Un factor importante para la determinación de este valor es la precisión instrumental, que puede impedir distinguir este valor crítico.

Un camino alternativo para encontrar el valor de esta frecuencia fue propuesto por R. H. Fowler en 1931 [4]. El mismo se basaba en la idea de que los fotoelectrones seguían la mecánica estadística de Fermi-Dirac. Según ésta la fotocorriente se relaciona con la frecuencia según la relación.

$$\log\left(\frac{I}{T^2}\right) = \psi\left(\frac{h\nu - \phi_c}{kT}\right) + B \quad (5)$$

Donde I es la fotocorriente, B es una constante que no será de interés en este trabajo, k la constante de Boltzmann y T la temperatura del cátodo. Por otro lado si se define $\mu = \frac{h\nu - \phi_c}{kT}$ se tiene que:

$$\psi(\mu) = \log\left(\frac{\pi^2}{6} + \frac{\mu^2}{2} - e^{-\mu} + \frac{e^{-2\mu}}{4} - \frac{e^{-3\mu}}{9} + \dots\right) \quad (6)$$

A partir de ambas relaciones Fowler desarrolló un método gráfico donde superponiendo las mediciones respectivas a μ con la curva teórica $\psi(\mu)$,

se podrá obtener la frecuencia crítica ν_0 independientemente de la temperatura. En la Sección 3.3 se profundizará la aplicación del método.

2. Desarrollo experimental

Para poder estudiar el efecto fotoeléctrico se trabajó con la configuración experimental esquematizada en la Figura 2.

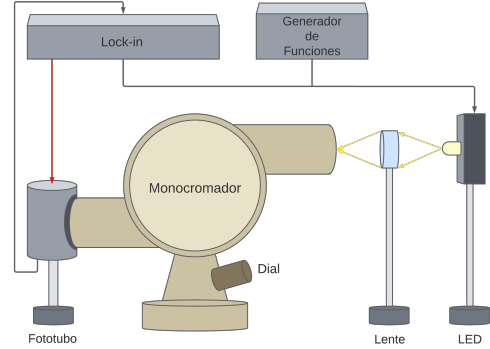


Figura 2: Montaje experimental empleado. Mediante un generador de funciones se alimenta una luz LED. El haz de luz incide sobre una lente que converge los rayos hacia la entrada del monocromador. A la salida de éste se conectó una celda fotoeléctrica, ó fototubo, la cual era alimentada con un amplificador Lock In. Adicionalmente, con este instrumento se detectaba la fotocorriente empleando como referencia la señal del generador de funciones.

El arreglo consistió en un generador de funciones *Tectronix AFG 3021B* con el que se alimentó un circuito formado por resistencias y un LED de color blanco (cuyo espectro fue previamente caracterizado, con una señal cuadrada de 4.00V y una frecuencia de 1.00 kHz).

La luz emitida por el LED se focalizó mediante una lente convergente hacia la entrada de un monocromador *Winkel-Zeiss Gottingen Nr 516*. Este último permitió variar la frecuencia de la luz con una escala graduada, que luego sería calibrada (Ver 3.1). Se puede notar que por el principio de funcionamiento del monocromador, existe un rendija que permite regular la cantidad de luz que entra en el sistema y una a la salida de este, que permite definir el ancho del espectro que se transmite, esta última se mantuvo a una apertura de 1mm durante toda la experiencia.

A la salida del monocromador, la luz incidía sobre una celda fotoeléctrica *Leybold 55877e*, que denominaremos *fototubo*. Dicha celda se alimentó con una salida auxiliar de voltaje DC que varió entre $-1.50V$ y $2.00V$ de un Amplificador Lock In

(ALI) *S.R.M SR830 DSP*. A la salida del fototubo se conecto al ALI para medir la corriente generada por la baja amplitud de ésta (del orden de los μA). Luego, se sincronizó al generador de ondas que alimenta al LED con el ALI para que sirva de señal de referencia.

Como el LED fue alimentado con una frecuencia de 1.00 kHz, para poseer varios periodos de la señal a integrar, se trabajó con el parámetro *time – constant* siempre mayor a 100 ms pero se lo modificó en cada experiencia. Agregándole la etapa de filtrado de 12 dB se consiguió trabajar con tiempos del orden de los 5 segundos para la estabilización de la señal, lo cual fue importante de tener en cuenta a la hora de realizar los barridos de voltaje en el fototubo.

Tanto la adquisición de los datos como las configuraciones del ALI, por ejemplo el ajuste de la sensibilidad, se realizaron de manera remota a través de un programa hecho en Python.

En los diferentes experimentos de este trabajo, se realizaron barridos tanto de frecuencia ν como de voltaje de alimentación del fototubo V , opuesto en signo a $V_r = -V$ que es el de alimentación sobre el fototubo debido al cableado interno.

En particular, el barrido de frecuencia se realizó para un voltaje fijo en el fototubo de 2V donde se varió la longitud de onda λ entre aproximadamente [420nm; 710nm] según la escala del espectrómetro *Thorlabs CCS200*. Para cada uno de estos valores se tomaron 15 mediciones de fotocorriente con un tiempo de espera de 1,5s entre ellos, correspondiente a 1/2 de la constante de tiempo del Lock-in, calculando el promedio y la desviación estándar de estos se obtuvo el valor para la fotocorriente y su error.

Luego, para el barrido de voltaje en el fototubo V se lo varió entre $[-1,5V; 2V]$ con pasos de 0,1V. Para cada uno de estos valores se tomaron solo 5 mediciones cada 0,5s con el objetivo de agilizar la toma de datos, con las que posteriormente se calculó el promedio y la desviación estándar, próximamente se discutirá si esta elección fue apropiada. Este mismo procedimiento se repitió para 6 longitudes de onda incidentes.

3. Resultados

3.1. Calibración de las frecuencias

Para el estudio de la fotocorriente frente a distintas frecuencias de incidencia en primera instan-

cia se calibró el monocromador. Este dispositivo cuenta con una escala que en principio indica la longitud de onda que está filtrando. Con el objetivo de caracterizar estos valores, se utilizó un espectrómetro. La escala dada por las mediciones de dicho espectrómetro se calibró con una lampara de sodio y una lampara de hidrógeno cuyos espectros de medición se encuentran tabulados, valores los cuales coincidían para las mediciones dadas en a través del espectrómetro. [6]

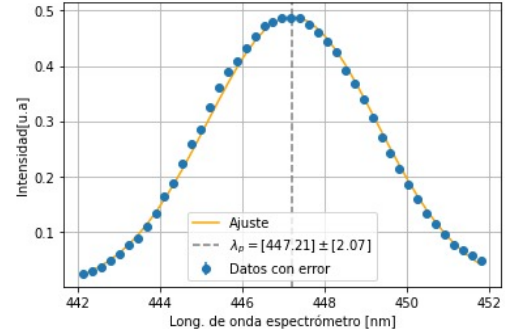


Figura 3: Intensidad vs longitud de onda. Espectro de luz obtenido a la salida del monocromador

Luego, al comparar los valores de longitudes de onda dados por el monocromador con los valores medidos al espectro de salida con el espectrómetro, se vio que existe un corrimiento hacia los valores de longitud de onda indicaba el monocromador con los que indicaba el espectrómetro. Por ello, se calibró el espectro de salida del monocromador utilizando 9 puntos de longitudes de onda. Un ejemplo de estos espectros a la salida del monocromador se puede ver en la Figura 3.

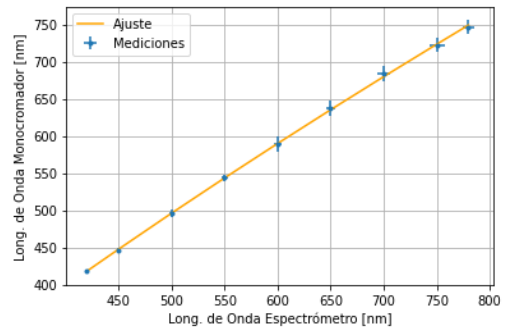


Figura 4: Relación entre las escalas del monocromador y el espectrómetro. Dicha relación se ajustó con cuadrados mínimos por una función parabólica.

Cada medición fue ajustada por una campana gaussiana, lo que permitió conseguir tanto la media como la desviación estándar, que a su vez permitió asignarle un error a las longitudes de onda. Haciendo esto para distintos puntos de calibración, se construyó la Figura 4. Ésta permitió

ver la relación entre los valores detectados con el espectrómetro y los valores marcados por el monocromador y se decidió modelarla usando una parábola ya que la recta no ajustaba correctamente los últimos puntos. Los parámetros se ajustaron mediante cuadrados mínimos según la relación $y = a\sqrt{x - x_0} + b$ y resultaron en $a = 63 \pm 19$, $x_0 = 1580 \pm 280$ y $b = -587 \pm 85$.

3.1.1. Respuesta espectral del monocromador.

En este apartado se estudió la respuesta del monocromador frente a intensidades de diferentes longitudes de onda. Empleando los mismos datos tomados a la salida del monocromador utilizados para calibrar el eje de longitudes de onda se obtiene la Figura 5.

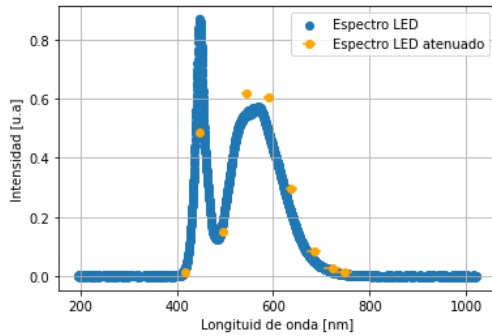


Figura 5: Espectro de intensidades registrado a la salida del monocromador superpuesto con el espectro del LED.

Se observó que existe una atenuación en intensidades de los valores de longitudes de onda cercanos a los 450 nm, pero no siendo este el caso para longitudes de onda mayores. Las mediciones a la salida del monocromador se hicieron con la misma escala y tiempo de exposición. Comparando posteriormente esto con las intensidades relativas para cada valor de longitud de onda presentes en el espectro original, no se debería de tomar la respuesta del monocromador como lineal frente a las intensidades para todos los valores de longitudes de onda, haciendo que resulte un factor de convolución entre el espectro del LED y aquella función transmisión que tenga el monocromador dependiente de la longitud de onda filtrada. Esta observación entonces sugiere que existe una atenuación del espectro del LED original, de manera que la intensidad que le llega al fototubo no sería proporcional a este.

Otra posible interpretación se da al apreciar un leve desplazamiento para todas las intensidades re-

lativas entre el LED y la salida del monocromador en cada longitud de onda; particularmente en el pico alrededor de los 450 nm el cual es sensible a una pequeña variación de la longitud de onda, porque esta afecta considerablemente a la intensidad de la curva. De esta forma, el efecto de la atenuación se puede explicar ya que las intensidades a la salida se desplazaron para cada longitud de onda, respecto al espectro de intensidades del LED. Siendo un indicio de esto, que el único tramo con una atenuación apreciable en las intensidades, sea el que coincide con el pico más pronunciado. Este otro enfoque muestra que el efecto de la atenuación observado anteriormente puede ser una mera consecuencia del desplazamiento, haciendo que el espectro que llega al fototubo sea proporcional al del LED original pero desplazado.

En definitiva, con la cantidad de mediciones manejadas no se pudo discernir por ninguna de estas hipótesis. De esta forma, se propuso trabajar con dos espectros de intensidades.

El primero proporcional al espectro original del LED, asumiendo la linealidad de la función transmisión de intensidades del monocromador para el rango de longitudes de onda trabajadas. Y por otro lado el segundo siendo un espectro que se ve atenuado para las longitudes de ondas mencionadas anteriormente, donde no se toma como lineal la función transmisión. Una forma clara de poder discernir el efecto real de la función transmisión del monocromador sería con un barrido fino en todo el espectro de salidas, para posteriormente reconstruir punto a punto los valores de intensidad asociados a cada longitud de onda.

3.2. Análisis de las fotocorrientes para la determinación de ν_0

Para la medición de la fotocorriente, se asumió que la intensidad de luz que incide sobre el fototubo es proporcional a la corriente, por lo tanto las variaciones en el espectro de intensidades afectarían las mediciones de fotocorriente. Debido a que el interés del informe es estudiar la corriente generada por el efecto fotoeléctrico y no por variaciones de intensidades, se buscó suprimir este efecto. Para esto, se normalizaron las corrientes de salida del fototubo dividiendo las intensidades del espectro del LED para cada valor de longitud de onda.

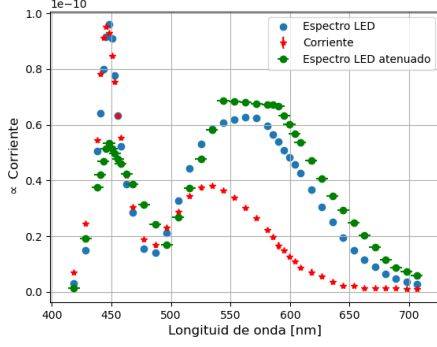


Figura 6: Unidad proporcional a la corriente vs longitud de onda. Se reescalaron las intensidades de los dos espectros tales que fueran comparables con la cantidad de corriente presente en la fototubo

Luego se interpoló a partir de los espectros del LED los valores de intensidades que corresponden a cada longitud de onda. Para la construcción de la Figura 6 se multiplicó los espectros por una constante, meramente por cuestiones de presentación para que intensidades y corrientes presente una escala similar.

Finalmente, se dividió a cada valor de corriente por la intensidad correspondiente a dicha longitud de onda. Superponiendo las fotocorrientes siguiendo ambas hipótesis (espectro con o sin atenuación) se construyó la Figura 7, donde además se pasó de trabajar con las frecuencias ν dadas por la relación $\nu = \frac{c}{\lambda}$.

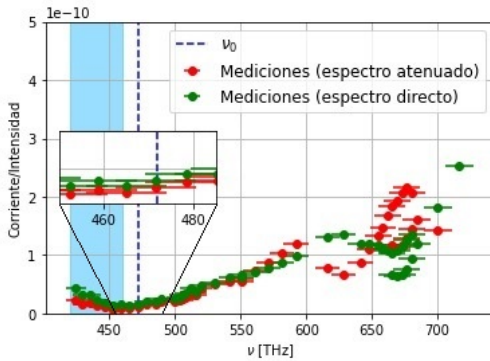


Figura 7: Corriente/intensidad vs frecuencia. Se muestran las fotocorrientes trabajando con ambas hipótesis: espectro atenuado y espectro sin atenuar (*directo*). A la izquierda se amplía el sector donde se determinó la frecuencia crítica ν_0

De la Figura 7 se observa un crecimiento de la corriente a medida que aumenta la frecuencia, lo cual era lo esperado según el marco teórico. El objetivo de esta Sección fue conseguir el valor en el que la fotocorriente empieza a generarse a partir de la frecuencia ν_0 .

Existen dos rangos de frecuencias en los que se

presenta un aumento de la corriente. El primero (en la zona sombreada) para el rango de frecuencias de $[420 ; 460]$ THz (que corresponderían a los valores de longitud de onda cercanos a los 700 nm). Esta corriente puede atribuirse a corrientes espurias generadas en el fototubo por trabajar con frecuencias cercanas al límite de su rango de funcionamiento [5], y no al efecto fotoeléctrico. Luego, el segundo rango de frecuencias que abarcó desde $[460 ; 750]$ THz.

Tomando como válida la hipótesis anterior, el valor de frecuencia para el cual comienza a ocurrir la fotocorriente para este voltaje es $\nu_0 = (472 \pm 40)$ THz. Este valor de interés coincide para ambos de los dos espectros propuestos. Por tanto, se puede concluir que este es el valor real independientemente de como haya sido la función transmisión del monocromador. Luego usando la ecuación 2, se puede obtener la función trabajo del cátodo $\phi_c = (3.1 \pm 0.31) \times 10^{-19}$ J.

Se puede notar que el cátodo [5] empleado contenía componentes de potasio, óxido de Potasio y óxido de Plata. Por esta razón no se tiene un valor nominal con el que se pueda comparar el obtenido de 7. Aunque si se toman los valores nominales del Potasio y la Plata por separado, $3,70 \times 10^{-19}$ J y $7,58 \times 10^{-19}$ J respectivamente, que tienen el mismo orden de magnitud que el obtenido experimentalmente.

Continuando el análisis para valores más altos de frecuencia, se observó un crecimiento irregular inesperado según el modelo teórico. Esto se atribuyó al hecho de que no se midió el espectro de luz de salida del monocromador para muchas de las frecuencias de ese rango, por tanto, al dividir la fotocorriente por un valor de intensidad que no le correspondía, afectó los valores de fotocorriente que corresponden a esas frecuencias.

3.3. Determinación de ν_0 empleando el método de Fowler

Según el método desarrollado en la Sección 1.2, se procedió a graficar la relación 5 en función de los valores de ν y I obtenidos en la Sección 3.2, donde adicionalmente se tuvo en cuenta que la temperatura en el laboratorio resultó $T = (302 \pm 1)$ K. En el mismo gráfico se solapó la Expresión 6 de $\psi(\mu)$. Dichas curvas son las correspondientes de la Figura 8.

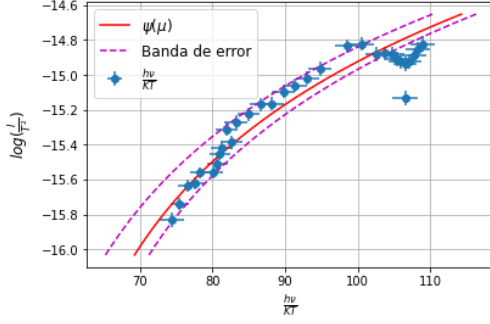


Figura 8: Curva $\psi(\mu)$ superpuesta con las mediciones $\log(\frac{I}{I_0})$ vs $\frac{h\nu - \phi_c}{kT}$. En la misma se grafica la banda de error que se consideró para superponer ambas curvas.

Primero analizando la corriente correspondiente al espectro directo del LED, se vio que ambas curvas se encontraban desplazadas entre sí, por lo que hubo que realizar corrimientos tanto en el eje vertical (moviendo el parámetro B) y en el eje horizontal (moviendo $\frac{h\nu}{kT}$) hasta que se superpongan. En este sentido, las bandas de error corresponden a los corrimientos extremos que se consideró que se podían realizar para superponer ambas curvas. Es importante notar que el corrimiento horizontal cuando ambas curvas superponen se corresponde a $\frac{h\nu_0}{kT}$, de donde es sencillo obtener el valor de la frecuencia crítica ν_0 .

El intervalo de corrimiento observado para la corriente, resultó $\frac{h\nu_0}{kT} \in [50, 30; 56, 32]$. De esta manera se obtuvo que $\nu_0 \in [314, 4; 351, 9]$ THz como intervalos para el valor posible de frecuencia crítica.

Repitiendo un análisis análogo para la corriente correspondiente al espectro atenuado del LED, se obtuvo las cotas de frecuencia crítica $\nu_0 \in [319, 2; 361, 9]$ THz. De esta forma se observa que estos valores coinciden en un rango dado por $\nu_0 \in [319, 2; 351, 9]$ THz.

3.4. Determinación de h y ϕ_a

Como ya fue discutido en la introducción del presente trabajo, a partir de la Ec. 4 se observó que midiendo la fotocorriente generada por luz incidente en función del voltaje en el fototubo, se podría hallar V_0 que va en sentido opuesto a la corriente frenando los electrones más energéticos expulsados del cátodo. Si se realizara esto para varias frecuencias se podrían ajustar los valores de $V_0(\nu)$ para hallar h y ϕ_a . Justamente fue esto lo que se realizó en este apartado variando el voltaje en el fototubo para seis ν distintas. Los resultados se observan en la Figura 9.

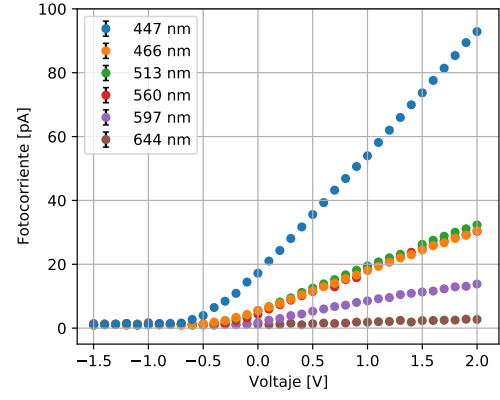


Figura 9: Fotocorriente en función de voltaje V en el fototubo para seis valores de longitudes de onda λ incidentes.

En cuanto a la Figura 9 se vio la existencia de los valores $-V_0$ debajo del cual la corriente es constante y despreciable frente a los valores de $I(2V)$, ya que el voltaje retardador $V_r = -V$ que se opone a la corriente es elevado. Por encima de este valor se observó una relación lineal de $I(V)$, esto debido a que en esta región el voltaje en el fototubo favorece al movimiento de electrones de cátodo a ánodo y por lo tanto a favor de la corriente.

Para encontrar el voltaje de frenado V_0 para cada λ se ajustó los primeros valores de cada curva por una constante y los últimos por una lineal con pendiente $m \neq 0$. El criterio de selección empleado para delimitar qué puntos se tuvieron en cuenta en cada ajuste para cada curva se discute en el Apéndice 5.0.1. Con la intersección de estos dos ajustes y de sus bandas de incerteza de 95%CL se obtuvo $-V_0(\lambda)$ y $\Delta V_0(\lambda)$ como se ilustra en la Figura 10.

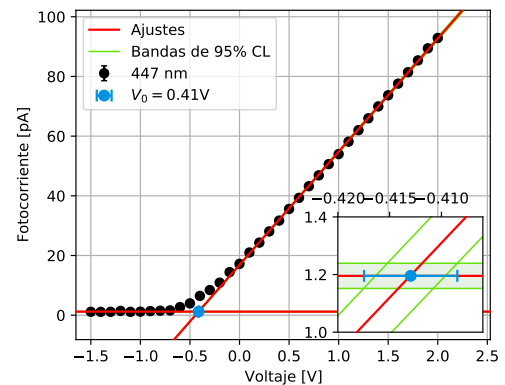


Figura 10: Ajustes constante y lineal de la fotocorriente para $\lambda = (447 \pm 11)nm$. En la esquina inferior derecha se ilustra el entorno al punto azul V_0 donde se demarca el criterio con el que se definió su valor y su error.

Juntando los resultados de $V_0(\nu)$ en la Figura 11 se observó que tanto el error en el voltaje de

frenado, ΔV_0 , como el error en la frecuencia, $\Delta \nu$ que se consiguió en la Sección 3.1 resultan significativos y no se puede despreciar uno en pos del otro. Por esta razón el ajuste lineal discutido previamente dado por la Ec. 4, se realizó dos veces donde en cada una se pondera un error a la vez.

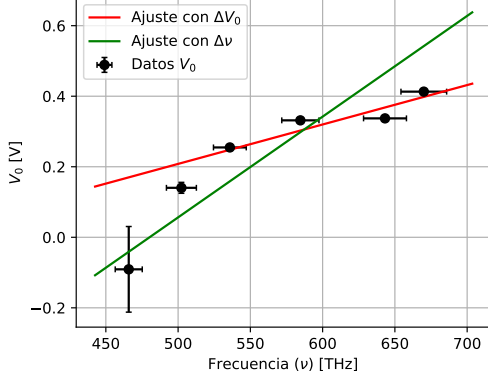


Figura 11: Voltaje de frenado V_0 en función de frecuencia de la luz incidente en el fototubo. Se ajustó esta dependencia por dos lineales que ponderan dos incertezas distintas, en V_0 (verde) y en ν (roja).

Como se puede ver en dicha ecuación, de los parámetros de este ajuste se obtienen h y ϕ_a tomando como conocido el valor de e . Los resultados obtenidos fueron los siguientes:

Usando ΔV_0 :

$$h = (1,79 \pm 0,07) \times 10^{-34} J \cdot s$$

$$\phi_a = (5,62 \pm 0,46) \times 10^{-20} J$$

Usando $\Delta \nu$:

$$h = (4,58 \pm 0,35) \times 10^{-34} J \cdot s$$

$$\phi_a = (22,1 \pm 1,7) \times 10^{-20} J$$

Se observó que los valores obtenidos para h presentan diferencias significativas con el valor tabulado de $h = (6,63 \times 10^{-34}) J \cdot s$, el segundo caso fue el más cercano y aún así se encuentra a 6σ 's de distancia. Sin embargo en ambos casos coinciden en el orden de magnitud con el valor tabulado.

Por otra parte también se informan los valores de ϕ_a que nuevamente, representan diferencias significativas entre sí pero no coinciden en el orden de magnitud. Sin embargo este valor no representa la función trabajo del cátodo sino que es la energía necesaria para que el electrón sea absorbido por el colector que depende de otros factores y no solo del material al que se está incidiendo.

4. Conclusiones

Para poder estudiar los diversos fenómenos subyacentes al efecto fotoeléctrico, en primera instan-

cia se calibró correctamente la relación entre escalas de longitudes de onda para del espectrómetro y el monocromador empleados. Se estudió la función transmisión del monocromador, aunque no se logró identificar de manera completa cómo cambia el espectro de intensidades. Se propone como solución una medición continua para las intensidades en toda la escala de longitudes de onda del monocromador.

Se logró obtener una frecuencia ν_0 en la cual empieza a existir fotocorriente, esta no se ve afectada por la incerteza del espectro de salida del monocromador. Por el contrario, no se logró conseguir a frecuencias mas altas ver las variaciones de la fotocorriente debido a los límites de detección del monocromador, en la cual se esperaría empezar a ver un decrecimiento de la fotocorriente.

A partir de $\nu_0 = (472 \pm 40)$ THz se consiguió la función trabajo del cátodo $\phi_c = (3.1 \pm 0.31) \times 10^{-19}$ J, la cual coincide con los ordenes de magnitud de las asociadas a los materiales que componen al cátodo, es decir Potasio y Plata. Por otra parte, se utilizó el método de gráfico de Fowler para acotar los valores de $\nu_0 \in [314, 4; 351, 9]$ THz como cotas comunes para ambos de los espectros propuestos, llegando $\phi_c \in [2.1 \times 10^{-19}; 2.3 \times 10^{-19}]$ J.

Se notó que los valores obtenidos del primer método de análisis y el método de Fowler no coinciden, difiriendo absolutamente en un 22 %. Al no disponer de un valor para la función respuesta del cátodo, asociado a ν_0 , no se puede elegir un método de análisis sobre el otro.

Para mejorar el experimento se propone trabajar con una una fuente de luz cuyas intensidades sean continuas para un espectro amplio de frecuencias. Esto ahorraría el trabajo de la normalización de las corrientes e intensidades, y se estaría dentro del marco teórico.

Por otra parte, se realizaron una serie de barridos de voltaje de alimentación del fototubo para seis valores de longitud de onda y se ajustó la fotocorriente generada $I(V)$ en dos regiones separadas. Una donde $I(V)$ resulta constante otra donde es lineal de pendiente no nula. De esto se obtiene $V_0(\nu)$ para cada una de las 6 frecuencias. Luego se ajustaron linealmente estos teniendo en cuenta tanto los errores de V_0 como los de ν . De estos se obtuvieron dos valores de h del mismo orden a pesar de presentar diferencias significativas y el que más se acerca al valor tabulado fue $h = (4,58 \pm 0,35) \times 10^{-34} J \cdot s$ que aún discrepa con este en 6σ 's.

Por ultimo, los valores conseguidos para la energía necesaria para la absorción del electrón por el ánodo ϕ_a tampoco coinciden. Tomando el asociado al h mas cercano, se reporta $\phi_a = (22, 1 \pm 1, 7) \times 10^{-20} J$. En este informe no se fue capaz de conseguir una relación entre ϕ_c y ϕ_a , debido a la falta de un modelo teórico que las relacione.

Referencias

- [1] EINSTEIN, ALBERT, *On a Heuristic Point of View concerning the Production and Transformation of Light*, 1905.
- [2] ESIBERG, FERNANDO D., *Fundamentos de Física Moderna*, 1997.
- [3] NIST, *Fundamental Physics Constants*, [http : http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbasees/Tables/](http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbasees/Tables/)
- [4] FOWLER R.H, *The analysis of photoelectric sensitive curves for clean metals at various temperatures*, 1931
- [5] HOJA DE DATOS FOTOCELDA, *Photocell Leybold Heraeus Planks Constant 55877 Pressler Zur H Bestimmung* [http:http://ancientpoint.com/inf/162855_photocell_leybold_heraeus_planks_constant_55877](http://ancientpoint.com/inf/162855_photocell_leybold_heraeus_planks_constant_55877)
- [6] T. AUBIN, E. COHEN ARAZI, M. REMOLCOY, *Análisis espectral de lámparas de gases y fluorescencia de compuestos orgánicos* , Laboratorio 5B , 2023

5. Apéndice

5.0.1. Criterio para ajuste constante y lineal de $I(V)$

En un primer momento las regiones con las que se hicieron cada uno de los ajustes fueron elegidas arbitrariamente descartando la zona de transición de $I(V)$ constante a lineal (con $m \neq 0$) para todas las λ ($[-0, 9; 0, 5]$). Esta primera elección se puede ver en la Figura 12 donde se observa que para todas las λ se utilizaron las mismas regiones. Sin embargo esto no resulta apropiado ya que cada λ tiene su V_0 en diferentes puntos y la zona de transición debería estar centrada en dicho V_0 .

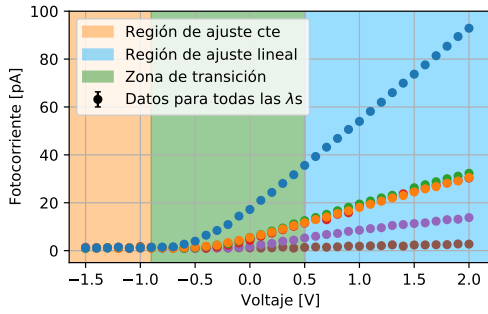


Figura 12: Regiones utilizadas para cada uno de los ajustes en la primera iteración.

Usando este primer criterio se calcularon valores preliminares de V_0 y luego se volvieron a definir las regiones de ajuste posicionando la zona de transición alrededor de esos valores. Iterando varias veces este procedimiento se llega a un estado en el que los V_0 se mantienen fijos y donde las regiones de ajuste resultan como en la Figura 13. Como se puede observar a partir, finalmente cada λ tiene definidas sus propias sus regiones de ajuste, maximizando la cantidad de puntos utilizados para este fin.

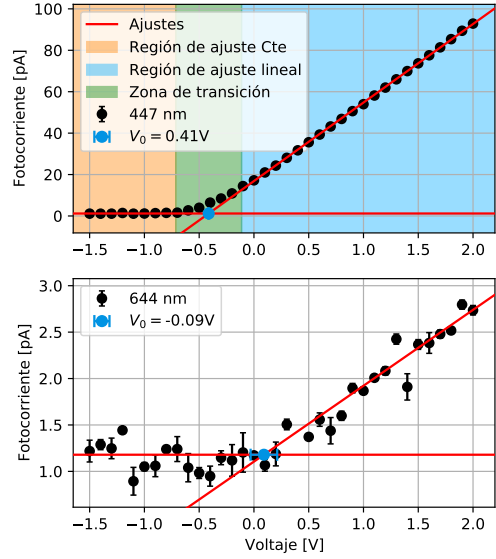


Figura 13: Regiones utilizadas para cada uno de los ajustes una vez estabilizados los valores de V_0 . Se ilustran los casos de $\lambda = 447nm$ y $\lambda = 644nm$