

# Efecto Fotoeléctrico

HERNÁN D. REISIN\* y SEBASTIÁN J. FERRARA\*\*  
Laboratorio 5 - Facultad de Ciencias Exactas y Naturales  
Universidad de Buenos Aires  
(Septiembre 2004)

*Se estudió el efecto fotoeléctrico mediante la medición directa de la fotocorriente entre los electrodos de una fotocelda. Para tal fin se utilizó un amplificador Lock-in y una fuente de luz incandescente. De esta experiencia se obtuvo un valor para la constante de Planck:  $h = (17 \pm 6) \times 10^{-34} \text{ J s}$ , y también se pudo determinar una cota máxima para la función trabajo del material del cátodo de la fotocelda (Potasio) con un valor de  $\phi \leq 4,059 \text{ eV}$ .*

## I. INTRODUCCIÓN

El efecto fotoeléctrico (EF) consiste esencialmente en la eyección de electrones por un material fotosensible sólido (metálico, semiconductor o aislante) causada por la incidencia de una radiación electromagnética. Éste fenómeno fue descubierto por Hertz y Hallowachs a fines del siglo XIX al observar que una chispa entre dos electrodos saltaba más fácilmente cuando uno de ellos era iluminado [1].

En esta experiencia se utilizó un fototubo o fotocelda, consistente de un fotocátodo sensible y de un ánodo o colector. Si existe una diferencia de potencial entre el cátodo y el ánodo y se ilumina al cátodo, entonces se observa que fluye una corriente a través del tubo: los electrones son arrancados del cátodo (esto por el efecto fotoeléctrico) y son acelerados hacia el ánodo o son frenados dependiendo del signo del campo aplicado.

En general, las energías cinéticas de los fotoelectrones individuales que son eyectados para una frecuencia e intensidad de radiación fijas están distribuidas a lo largo de un rango desde cero hasta valores indefinidamente grandes. Sin embargo, el número relativo de electrones rápidos es muy pequeño y a partir de las investigaciones originales se concluyó que existía un máximo de energía cinética de emisión  $E_M$ . En particular, se encontró que el máximo *aparente* de energía cinética era independiente de la intensidad de la radiación pero que era función de su frecuencia y del material del cátodo sensible (fotocátodo). Además, las curvas de distribución espectral de la emisión fotoeléctrica presentaban un umbral mínimo (también aparente) de frecuencia  $\nu_0$  de radiación a partir del cual la emisión fotoeléctrica era detectable.

## A. Modelo de Einstein.

Estos resultados originales llevaron a Einstein (1905) a la hipótesis de que la emisión fotoeléctrica se debía a una interacción corpuscular en la cual la energía  $h\nu$  de un cuanto de energía radiante era “absorvido” por el electrón del metal que incrementaba su energía cinética en esa cantidad. En este contexto sugirió que el máximo de energía cinética de emisión estaba dado por:

$$E_M = h\nu - \phi \quad (1)$$

Donde  $\phi$  es la función trabajo que corresponde a la pérdida de energía por los electrones al escapar del metal. Como la energía cinética debe ser siempre positiva la ecuación (1) implica que existe una frecuencia umbral dada por:

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

Si la frecuencia de la luz incidente es mayor que  $\nu_0$  observaremos fotoemisión mientras que si es menor no habrá corriente. En este contexto  $h\nu_0$  es la energía justa necesaria para arrancar al electrón del material con energía cinética cero y su medición permite el cálculo trivial de la función trabajo.

Por otro lado, si se pone una diferencia de potencial  $V$  entre el cátodo y el ánodo, entonces sólo aquellos electrones con energía cinética:  $E_n \geq eV$  alcanzarán el ánodo ( $E_n$  es la energía asociada a la velocidad normal al cátodo y  $eV$  es el trabajo del campo sobre la carga). En particular, existirá un potencial crítico  $V_0$  (dado por  $E_M = eV_0$ ) para el cual si  $V < V_0$  todos los fotoelectrones serán acelerados de vuelta hacia el cátodo y no habrá corriente. Este potencial  $V_0$  satisface:

$$eV_0 = h\nu - \phi \quad (3)$$

Esta ecuación permite un cálculo independiente de la constante de Planck ( $h$ ) a partir de un gráfico de  $eV_0$  vs.  $\nu$ .

---

\*Correo electrónico: hreisin@hotmail

\*\*Correo electrónico: shaf@fullzero.com.ar

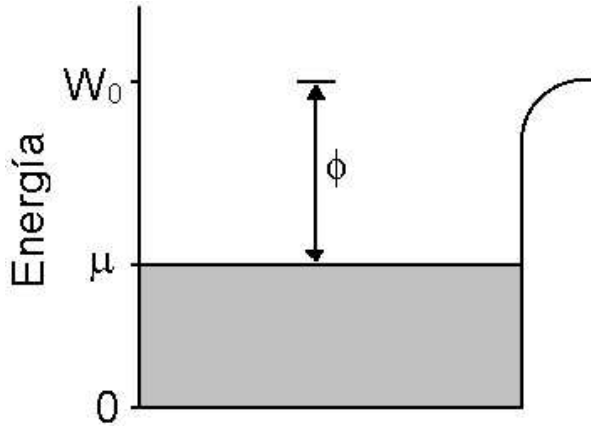


Figura 1: Modelo de Sommerfeld de los niveles de energía de un metal.  $\mu$  es la energía de Fermi,  $W_0$  es el potencial en la superficie del material y  $\phi$  es la función trabajo del metal.

### B. Modelo moderno del efecto fotoeléctrico

El punto de partida para el entendimiento del EF dado por la famosa ecuación de Einstein (1) no provee una explicación completa ni satisfactoria del conjunto completo de observaciones experimentales. Por ejemplo, no describe la dependencia funcional de la emisión con la temperatura de la superficie fotosensible. Además, experimentalmente la emisión decrece rápida y monótonamente con el voltaje de retardo pero no se anula para ningún punto definido del eje de voltajes como lo sugiere la ecuación (3). Históricamente, este valor crítico  $V_0$  que sólo ocurre para un fotoemisor a cero grados Kelvin [4] fue erróneamente concebido como consecuencia de la sensibilidad finita de los aparatos experimentales originales.

Según la literatura consultada, el trabajo de Fowler [2] marca el comienzo de lo que podría ser llamada la era moderna de la fotoelectricidad. Una teoría general de la emisión fotoeléctrica debe considerar:

- El modelo del sólido que especifica los estados permitidos de energía electrónica.
- El ángulo de incidencia de la onda electromagnética y su estado de polarización.
- El cálculo de las probabilidades de transición entre los estados inicial y excitado del electrón.
- La probabilidad de un electrón excitado para escapar de la barrera de potencial que existe en la superficie del sólido (un electrón con energía insuficiente para escapar de la barrera de potencial sería reflejado nuevamente hacia el interior del cuerpo).

La teoría desarrollada por Du Bridge [3] y Fowler [2] para la emisión aplica el modelo de Sommerfeld de un

metal según el cual  $\mu$  (energía de Fermi) representa la mayor energía de la banda de conducción y  $W_0$  es el incremento discontinuo de la barrera de energía potencial en la superficie del metal (ver figura 1). En ella también se omite el coeficiente de transmisión de la barrera superficial (se considera un metal no-reflectante), se ignoran las colisiones electrón-electrón y electrón-fonón (al asumir emisión superficial y no en volumen), se propone que la probabilidad de absorción de un cuanto de energía es independiente del estado inicial del electrón, y que la absorción del fotón no altera la dirección de movimiento del electrón [4]. La expresión final de la emisión (electrones emitidos por fotón incidente) en esta teoría es:

$$\xi(\delta) = \begin{cases} AT^2 \left( e^\delta + \frac{e^{2\delta}}{2^2} + \frac{e^{3\delta}}{3^2} + \dots \right) & \text{si } \delta < 0 \\ AT^2 \left( \frac{\pi^2}{6} + \frac{\delta^2}{2} - e^{-\delta} + \frac{e^{-2\delta}}{2^2} - \dots \right) & \text{si } \delta > 0 \end{cases} \quad (4)$$

Cualquiera de las series puede ser evaluada utilizando los primeros términos con una rápida convergencia (sin embargo, en este informe se utilizaron los valores tabulados en [4]). En esa expresión el parámetro es:  $\delta = \frac{h\nu - (W_0 - \mu)}{kT}$ , donde  $\nu$  es la frecuencia del fotón incidente. Entonces la frecuencia umbral del efecto fotoeléctrico  $\nu_0$  definida por:  $h\nu_0 = W_0 - \mu$  es por construcción la función trabajo del emisor a cero grados Kelvin.

Se ha encontrado experimentalmente que la función trabajo termiónica ( $W_0 - \mu$ ) y la función trabajo fotoeléctrica ( $\phi$ ) para los metales coinciden muy bien por lo cual podemos escribir:  $\phi = W_0 - \mu = h\nu_0$ , que coincide con la ecuación (2).

La función de Fowler  $\xi$  indica el número de electrones emitidos (en la superficie del metal) por fotón incidente. En particular, para un fototubo de electrodos plano-paralelos, la ecuación (4) *también* corresponde a la curva de fotocorriente vs. voltaje (retardador). En esta práctica se intentó ajustar los datos experimentales a la curva dada por la ecuación (4) para la determinación de la constante de Planck y de la frecuencia umbral.

## II. ARREGLO EXPERIMENTAL

Para el estudio del efecto fotoeléctrico (EF) se utilizó como fotocelda una ampolla de vidrio al vacío recubierta en una de sus caras por Potasio (el fotocátodo) y un colector o ánodo de forma circular, ambos enfrentados como se indica en la figura 3. La misma fue iluminada por una fuente de luz incandescente de espectro continuo. En el camino óptico entre la fuente de luz y la fotocelda se ubicó un monocromador de prismas (Zeiss) para seleccionar una longitud de onda definida de la fuente continua. Este filtro se colocó precisamente frente a la fotocelda de modo de minimizar la incidencia de

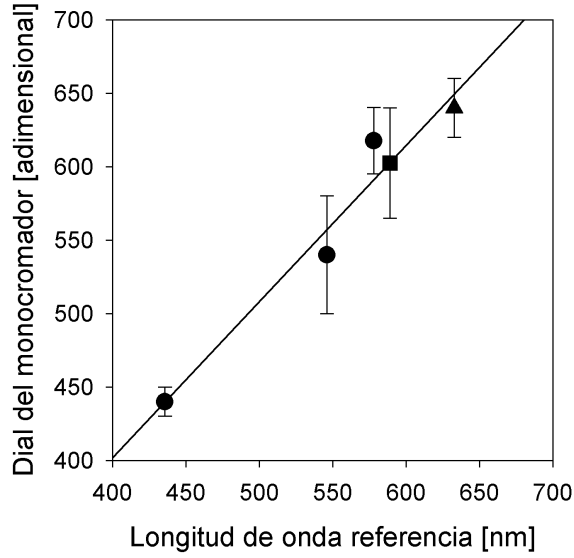


Figura 2: Curva de calibración del monocromador. Mercurio (círculo), Sodio (cuadrado) y luz de láser Helio-Neon (triángulo). El ajuste lineal por regresión de cuadrados mínimos es:  $y = (1,07 \pm 0,07)x + (-23 \pm 37)$ ,  $r^2 = 0,993$

fotones de longitud de onda no deseada provenientes del ambiente (ver figura 3). La longitud de onda indicada por el dial del monocromador fue calibrada contra líneas espectrales de fuentes conocidas como se muestra en la figura 2. Todos los valores de longitud de onda de este informe fueron convertidos en forma acorde a la calibración obtenida.

Los electrones eyectados por el EF producen una corriente catódica muy pequeña ( $(10^{-6} \sim 10^{-3})A$ ) prácticamente despreciable dentro del ruido presente. Para medirlas debió utilizarse un amplificador Lock-in. Básicamente el amplificador Lock-in consiste en un filtro pasabanda de gran factor de mérito, que de toda la señal entrante (fotocorriente embebida en ruido) amplifica sólo la componente que está modulada a una frecuencia de referencia definida ( $V_{ref}$ ) [7, 8].

Para hacerlo operativo, la luz de la fuente fue obturada por un disco rotante con aberturas a intervalos regulares denominado chopper. La función del chopper es la de introducir una componente alternada de varias centenas de Hz en la corriente de emisión de la fotocelda para que pueda ser fácilmente amplificada por el Lock-in. La luz incidente quedó así conformada por un tren de onda cuadrada que al incidir en el fotocátodo produjo consistentemente fotocorrientes de igual modulación. Los pulsos de luz obturados por el chopper se registraron con un fotodiodo y se utilizaron como señal de referencia ( $V_{ref}$ ) para el Lock-in. En particular, se eligió una frecuencia de modulación lejana de los 50Hz (y sus armónicos) para reducir la incidencia del ruido

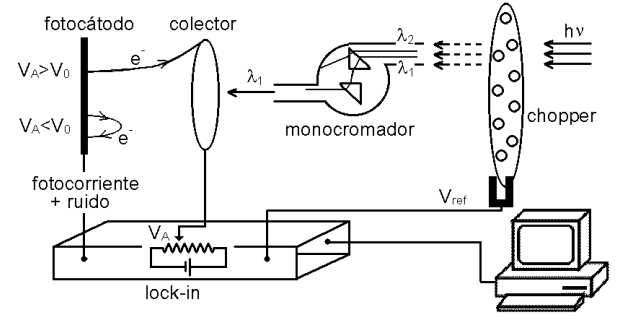


Figura 3: Dispositivo experimental utilizado. La luz proveniente de la fuente incandescente es modulada en trenes de onda cuadrada por el chopper. De dicho tren se selecciona la frecuencia de irradiación deseada mediante el monocromador. Simultáneamente se aplica un potencial al ánodo colector. Para potenciales retardadores ( $V < V_0$ ) la mayoría de los electrones eyectados por efecto fotoeléctrico son retroacelerados hacia el cátodo emisor. En otro caso ( $V > V_0$ ) los electrones alcanzan el ánodo y se registra una corriente por la emisión catódica mediante el Lock-in controlado por la PC.

de línea.

El Lock-in fue configurado como se indica en la guía de la práctica [5]. Mediante el software de control del Lock-in se programó una rampa de voltaje entre  $-10V$  y  $+10V$  y se la aplicó al colector (que actúa como ánodo). Con este arreglo, sólo alcanzan al colector aquellos fotoelectrones con energía cinética  $E_n > eV$ , donde  $e$  es la carga del electrón y  $V$  es la diferencia de potencial entre el emisor y el colector.

Se registró la fotocorriente en función del potencial retardador para una frecuencia de luz fija. Se repitió este registro adquiriendo las curvas de corriente para un barrido de diferentes longitudes de onda: (475  $\sim$  750)nm (correspondiente al rango aproximado de operación del monocromador).

### III. ANÁLISIS Y RESULTADOS

La figura 4 muestra la dependencia general de la fotocorriente en función del potencial retardador y de la longitud de onda incidente.

En la figura 5 se puede observar una curva típica de la corriente producida por efecto fotoeléctrico en función del potencial de retardo para  $\lambda = 600nm$ . Se reconoce que hay una región donde la fotocorriente es básicamente constante aunque no nula sino negativa (región 1). Esto último puede deberse a que se ha depositado material del cátodo en el ánodo, pues al incidir luz sobre este último se desprenden electrones, los cuales para un potencial retardador muy negativo son acelerados hacia el cátodo produciendo una corriente negativa. También se observa que a partir de determinado valor del po-

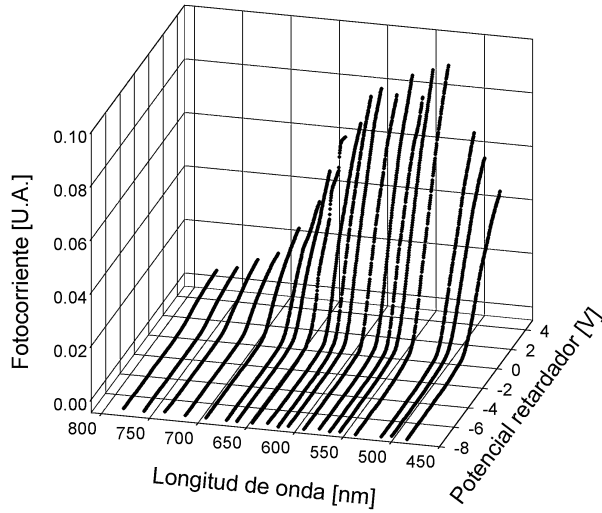


Figura 4: Dependencia de las fotocorrientes con la longitud de onda y el potencial retardador (U.A.: unidades arbitrarias).

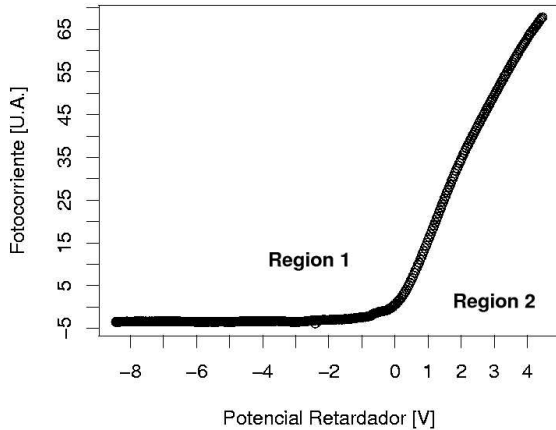


Figura 5: Medición típica realizada de la corriente en función del potencial retardador para  $\lambda = 600\text{nm}$  (U.A.: unidades arbitrarias). Nótese que esta figura corresponde a un corte para longitud de onda fija de la figura general 4.

tencial retardador (que llamaremos  $V_0$ ) la fotocorriente empieza a aumentar apreciablemente (región 2).

#### A. Modelo de Einstein

Aquí se asume que la fotocorriente es estrictamente constante para potenciales más negativos que el valor umbral  $V_0$ , y que para potenciales más positivos la energía cinética máxima de los fotoelectrones crece li-

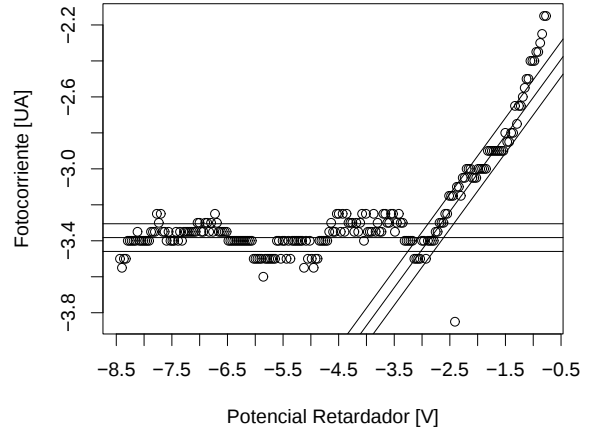


Figura 6: Criterio utilizado en la determinación de  $V_0$

nealmente con la frecuencia del fotón como lo indica la ecuación (1). En este contexto, se consideró que el potencial umbral  $V_0$  corresponde al valor de potencial donde los valores experimentales de corriente se separan de la media de la región de corriente constante (ver figura 6). Para aplicar este criterio se calculó la media de la fotocorriente ( $i_0$ ) y su desviación ( $\sigma_0$ ) en la región 1 donde ésta es básicamente constante ( $V$  claramente menor que el punto de inflexión de la curva de corriente) y se graficaron tres rectas de pendiente nula ( $i_0$ ,  $i_0 + \sigma_0$  e  $i_0 - \sigma_0$ ). Luego se realizó una regresión lineal por el método de cuadrados mínimos en la región 2 donde la fotocorriente supera claramente la media más la desviación estándar de la región 1 (figura 6). Se tomó como valor para  $V_0$  la abscisa donde la recta ajustada para la región 2 intersecta el valor  $i_0 + \sigma_0$  de corriente. Para la determinación de la incerteza de  $V_0$  se utilizó la intersección de las bandas de predicción de la regresión lineal con el valor  $i_0 + \sigma_0$ .

Aquel criterio fue más adecuado que un ajuste polinomial debido a que este último resultó ser altamente sensible a las pequeñas variaciones de la señal (ver las oscilaciones de la corriente en el detalle de la figura 6).

La figura 7 muestra el gráfico experimental de  $eV_0$  [10] en función de la frecuencia media ( $\nu$ ) de los fotones incidentes. La pendiente del ajuste lineal por cuadrados mínimos corresponde a la constante de Planck ( $h$ ) como lo indica la ecuación (3), cuyo resultado fue:

$$h = (17 \pm 6) \times 10^{-34} \text{ J s} \quad (5)$$

Para la determinación de la función trabajo del metal, podría usarse la ordenada al origen del ajuste anterior (ver ecuación (3)). Sin embargo, este método no es el

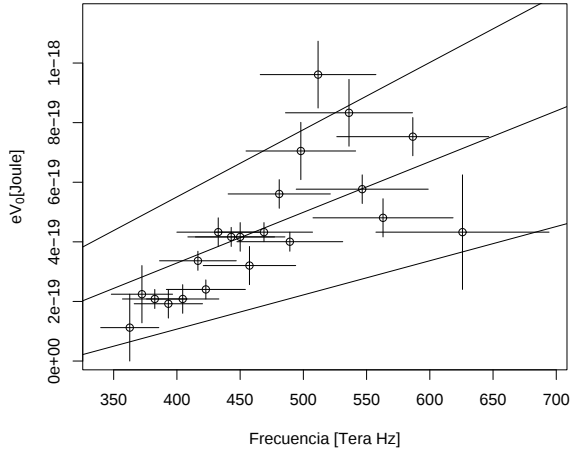


Figura 7:  $eV_0$  vs.  $\nu$  y su ajuste lineal por cuadrados mínimos correspondiente, junto con las bandas de predicción (coeficiente de correlación:  $r^2 = 0,3$ ).

más adecuado porque en la práctica el potencial  $V_0$  es suma del potencial que se mide entre el cátodo y el ánodo y un potencial de contacto  $V_c$  [4, 5]. Un método alternativo consiste en realizar un gráfico de la fotocorriente en función de la frecuencia para un potencial retardador fijo (curva isocromática de emisión espectral) y de allí medir la frecuencia umbral de corte ( $\nu_0$ ). Con este valor, finalmente determinar la función trabajo a partir de la ecuación (2).

En la figura 8 se muestran las curvas experimentales de emisión espectral. Las mismas están incompletas en el entorno de la aparente frecuencia umbral de corte  $\nu_0$ , debido a que el rango acotado de funcionamiento del monocromador no permitió irradiar al cátodo con frecuencias menores. Aún así, con el rango disponible y notando que la corriente no llega a anularse para frecuencias de 386 Tera Hz puede establecerse una cota máxima para la función trabajo del metal dada por  $\phi \leq 4,059\text{eV}$ , donde se usó el valor obtenido de  $h$  (ecuación (5)).

### B. Modelo moderno del efecto fotoeléctrico

En general, para temperaturas por encima del cero absoluto, no existe una verdadera frecuencia umbral, los fotoelectrones no tienen un máximo de energía cinética (ecuación (1)) y como consecuencia, existen corrientes no nulas para cualquier voltaje retardador [4]. Esto es consistente con las curvas experimentales obtenidas en este trabajo donde se observa una caída pronunciada de la intensidad de fotocorriente con la frecuencia y un cambio de concavidad (aproximadamente en los 425 Tera Hz) a partir del cual la fotocorriente cae asin-

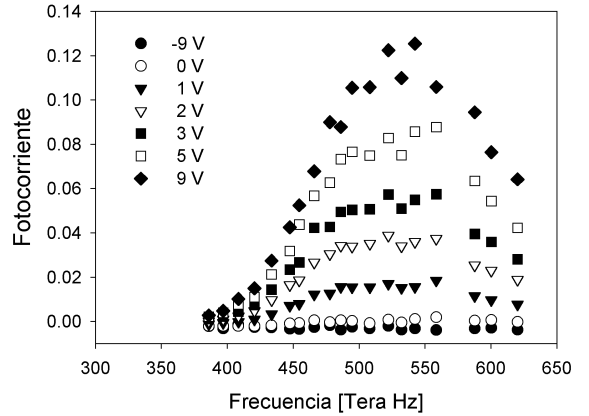


Figura 8: Curvas de emisión espectral utilizadas para determinar la función trabajo. Nótese que esta figura corresponde a cortes para voltajes de retardo fijos de la figura 4. Cada símbolo corresponde a un voltaje fijo.

tóticamente (ver figura 8). Según los modelos de emisión fotoeléctrica [4, 9], la fotocorriente entre dos electrodos planos puede ser ajustada por la ecuación (4).

El procedimiento aplicado aquí esencialmente repite el método propuesto por Knudsen [9]. Usando los datos publicados [4] de la función de emisión (ecuación (4)) y unidades de escala convenientes, se graficó la curva de Fowler ( $\xi$ ) como función de la energía de los fotones incidentes (figura 9). Luego se superimprime el logaritmo en base 10 de la fotocorriente medida experimentalmente contra la lectura del voltaje de retardo. Este último es interpretado como valores de energía en electron-volts expresado en unidades de energía de  $kT$  (donde  $k$  es la constante de Boltzman)[11]. El desplazamiento horizontal de la curva de Fowler necesario para hacer coincidir los datos experimentales con la curva teórica determina el valor de  $\frac{h\nu_0}{kT}$  y por lo tanto la frecuencia umbral  $\nu_0$ .

Lamentablemente, para cualquier desplazamiento realizado los datos experimentales presentan una buena superposición sólo en un tramo corto de la curva. Esto último para cualquier frecuencia de emisión y no sólo para las tres mostradas en la figura 9. En consecuencia, no se pudo aplicar un ajuste adecuado para el modelo general del fenómeno fotoeléctrico. Las razones de estas discrepancias se presentan en la sección Conclusiones.

## IV. CONCLUSIONES

Se observó el efecto fotoeléctrico reproduciendo las condiciones en las cuales teóricamente se produce y se confirmó la necesidad de utilizar un Lock-in para la detección de fotocorrientes del orden de los ( $10^{-6} \sim 10^{-3}$ ) Amperes. En general, cualitativamente las observaciones obtenidas del fenómeno están en coin-

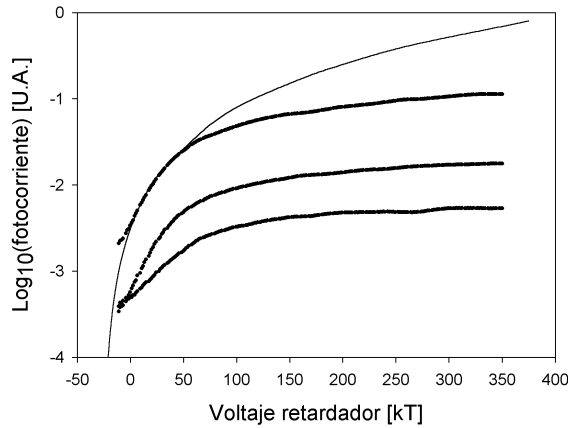


Figura 9: Curvas de fotocorriente y la función universal de Fowler. Se muestra la función de Fowler (ecuación (4)) y tres curvas de fotocorriente para distintas frecuencias de iluminación (590, 690, y 750 nm). La curva teórica fue desplazada horizontal y verticalmente (sin rotaciones) para superponerla con una de las curvas experimentales.

cidencia con otros estudios [4]. El máximo de emisión (picos de la figura 8) ocurrió para una frecuencia aproximadamente al doble de la frecuencia de umbral aparente  $\nu_0$ . Además, los electrones eyectados por fotones cercanos a UV resultaron ser más difíciles de frenar (pues fue necesario aplicar un potencial desacelerante mayor para cortar la corriente) que aquellos iluminados por fotones de menor energía en la franja del rojo. También, se obtuvo una cota máxima para la función trabajo del fotocátodo dada por  $\phi \leq 4,095\text{eV}$ , en concordancia con los valores aceptados de  $\phi \sim 4\text{eV}$  para la mayoría de los metales.

Por otro lado, la constante de Planck obtenida ( $h = (17 \pm 6) \times 10^{-34}\text{J s}$ ), si bien no contiene al valor medido por métodos mucho más precisos y exactos ( $h = (6,626069 \pm 0,000001) \times 10^{-34}\text{J s}$  [6]), es del mismo orden de magnitud.

Las posibles causas de esta diferencia se evalúan a continuación. El número de fotoelectrones producidos por unidad de tiempo (y por herencia la fotocorriente) es proporcional a la intensidad de la radiación electromagnética incidente. Por lo tanto, a primera vista la curva de iluminancia (cantidad de fotones emitidos a una dada frecuencia) de la lámpara incandescente utilizada debería ser considerada como un factor importante en la conformación final de las curvas de fotocorriente medidas. Sin embargo el procedimiento de análisis utilizado en esta práctica asegura que este aspecto carece de impacto en los calculados posteriores. Para el cálculo del potencial retardador crítico  $V_0$  se estudiaron curvas isocromáticas (tomadas a una sola frecuencia), eliminando la necesidad de medir la intensidad relativa de la radiación incidente para distintas frecuencias (propia-

no uniforme para una lámpara incandescente).

Aun así, otros aspectos que pueden enmascarar los valores de  $V_0$  obtenidos son:

- El estado de polarización.
- El ángulo de incidencia.
- La condición de monocromía a la salida del monocromador.
- La existencia de impurezas en el cátodo o en el ánodo.
- La existencia de corrientes reversas del ánodo.

Por un lado, es probable que la lámpara incandescente emita fotones parcialmente polarizados y que la incidencia sea aproximadamente normal debido a la colimación en los brazos del monocromador. Por el otro, durante la calibración del monocromador (figura 2) se observó que las líneas espectrales de frecuencia definida (Mercurio, Sodio o Helio-Neón) eran expandidas en bandas extensas a la salida del mismo. Bajo estas condiciones es probable que la luz incidente sobre el fotocátodo fuese efectivamente cuasimonocromática y no estrictamente monocromática como requiere el cálculo de la constante de Planck a través de la ecuación (3). En forma aproximada, la luz a la salida del monocromador presentaba una banda aproximada de 60 nm el ancho. Por lo tanto se intentó una corrección del valor de  $h$ . Para una frecuencia de 500 Tera Hz del espectro resulta un ancho de banda  $\Delta\nu \sim 50\text{ TeraHz}$ . Por lo tanto, si en lugar de considerar el valor medio indicado por el dial del monocromador (como se presentó en la sección de resultados) se asume que al metal están llegando fotones de mayor energía dentro de la banda filtrada, el valor de  $h$  debería corregirse al  $\sim 90\%$  dando  $h = (15,4 \pm 5,4) \times 10^{-34}\text{J s}$  que aun no alcanza a corregir la diferencia respecto del valor aceptado.

Finalmente deseamos mencionar que el ajuste mediante la curva de Fowler hubiera eliminado la dificultad en encontrar el potencial de retardo  $V_0$ . Lamentablemente, la curvatura de la ecuación teórica (ecuación (4)) no coincidió con los datos experimentales, lo que indica que la curva de Fowler no puede ser aplicada para este arreglo experimental. Dado que en la figura se graficaron los logaritmos de las corrientes, cualquier factor de escala que no se hubiese considerado en la medición de la corriente se transformó en una constante aditiva que sólo puede desplazar las curvas pero no generarles torsión. En consecuencia la diferencia encontrada no se debe a un factor de escala. Además la curva universal de Fowler (que indica el número de fotoelectrones liberados para una dada frecuencia) coincide con la curva de corriente contra voltaje *sólo* para una fotocelda del tipo de caras paralelas [9]. Es aceptable entonces que la geometría de los electrodos influya en el modo en

---

el que los electrones liberados son acelerados hacia el ánodo y sea entonces crítica para la correspondencia de los valores teóricos y experimentales. Por lo tanto, se

concluye que para este dispositivo experimental hubiera correspondido realizar el cálculo de la corriente entre un cátodo casi plano y un ánodo circular.

- 
- [1] RA Serway, *Física*, Nueva editorial Interamericana, Mexico D.F., 1985, pp.906-909.
  - [2] RH Fowler, *Analysis of the photoelectric sensitivity curves*, 1931, Phys. Rev. 38:45.
  - [3] LA Du Bridge, *New theories of the photoelectric effect*, Herman & Cie, Paris, 1935.
  - [4] RJ Maurer, *Handbook of physics*, Cap. 5: Photoelectric Effect, Ed. EU Condon y H Odishaw, p.8-67
  - [5] S Gil, *Efecto fotoeléctrico*, Catedra de Laboratorio 5, Departamento de Física, UBA.
  - [6] <http://physics.nist.gov>
  - [7] JH Scofield, *Frequency-domain description of a lock-in amplifier*, 1994, Am. J. Phys. 62(2):129-133.
  - [8] KG Libbrecht, ED Black y CM Hirata, *A basic lock-in amplifier experiment for the undergraduate laboratory*, 2003, Am J. Phys. 71(11):1208-1213.
  - [9] AW Knudsen, *The photoelectric determination of  $h/e$ : a new approach to an old problem*, 1982 Am J. Phys. 51(8):725-729.
  - [10]  $e = 1,6021^{-19}C$ , fuente [6]
  - [11] A  $T = 300\text{ }^{\circ}K$  esta unidad vale  $1kT = 4,14162^{-21}J = 0,02585119eV$ , fuente [6]