

# Determinación de la Constante de Planck usando un Fotodiodo de Silicio

E.A. Albanesi<sup>#</sup>, P.F. Roa<sup>#</sup> y M.V. Walz<sup>#</sup>

<sup>#</sup>Departamento de Físico-Química, Facultad de Ingeniería, Universidad Nacional de Entre Ríos, Campus: Ruta Pcial. 11, km 10, 3100 Oro Verde (Entre Ríos), Argentina.

<sup>\*</sup>INTEC (CONICET-UNL), Guemes 3450, 3000 Santa Fe, Argentina.  
e-mail: caa@intec.unl.edu.ar

Presentamos un método de laboratorio para la determinación de la constante de Planck relacionado con el funcionamiento de dispositivos optoelectrónicos. El método se basa en conceptos formativos de la teoría de dispositivos de estado sólido y el instrumental necesario es estándar, permitiendo a la vez, obtener muy buenos valores cuantitativos de  $h$ . El experimento se lleva a cabo sin cambiar nunca la frecuencia incidente, y formalmente no se necesita medir más que un único par de valores intensidad luminosa-fotocorriente. Estas características de simplicidad lo hacen además ventajoso para ser aplicado aún en cursos numerosos.

We present a method to measure the Planck constant, based on the working principles of optoelectronic devices. The method involves only standard equipment and maintains simple and formative, giving very good quantitative values of  $h$ . The experiment is performed using one single incident frequency, and formally, there is no need to measure more than one single pair of light intensity-photocurrent values. These characteristics make it suitable to be employed in courses with many students.

## I. INTRODUCCIÓN

Usualmente, los trabajos de laboratorio con que los estudiantes realizan las determinaciones prácticas de la constante de Planck  $h$  se han llevado a cabo utilizando teorías de la primera época de la física cuántica. Probablemente la manera más tradicional y "directa" es a través del efecto fotoeléctrico con una válvula de vacío, tal como dicha teoría es presentada<sup>1</sup>. La ventaja de este enfoque es que la teoría necesaria es directa y se apoya en la fórmula de Einstein del efecto fotoeléctrico, aunque los valores medidos suelen requerir cierto cuidado en la electrónica necesaria para medir tan pequeñas señales. Diversas variantes de este proceso básico han sido presentadas últimamente<sup>2-5</sup>. En la misma línea podemos citar otro enfoque, usando la teoría de la radiación del cuerpo negro de Planck<sup>6-8</sup>. En esta variante las mediciones resultan más sencillas de obtener, aunque se requiere el manejo de fórmulas y aproximaciones algo más sofisticadas. Estas aproximaciones traen aparejado medir propiedades específicas de los materiales como constantes de dilatación térmica y variaciones de resistencias con la temperatura, teniendo que resolver algunas veces ecuaciones trascendentes.

En este trabajo presentamos un enfoque diferente para la determinación de  $h$ , a través de un método relacionado con dispositivos cuánticos. El mismo puede presentar un especial interés educativo en la medida que involucra aplicaciones de efectos cuánticos en la tecnología de actualidad.

El método se basa en conceptos formativos de la teoría de dispositivos de estado sólido y el instrumental necesario es estándar, permitiendo a la vez, obtener muy buenos valores cuantitativos de  $h$ .

## II. TEORÍA

Al iluminar una juntura pn con radiación de longitud de onda apropiada, se obtiene un aumento en la corriente que se colecta en los contactos óhmicos de la juntura.

Si la frecuencia de la luz es del orden del gap o levemente mayor, su energía puede ser transferida a un electrón de la banda de valencia y hacerlo saltar a un estado vacío en la banda de conducción, donde es libre, para así producir corriente. A su vez, el hueco dejado en la banda de valencia también pasa a comportarse como portador libre. Este proceso se conoce como creación de un par electrón-hueco; portadores que pueden ser colectados como corriente en los contactos óhmicos.

La respuesta del cristal semiconductor a la luz incidente varía con la energía de la radiación, resultando por tanto una función de la longitud de onda (o equivalentemente de la frecuencia). Es usual caracterizar los dispositivos dando esta variación para todo el espectro de frecuencias, lo que constituye la llamada curva de respuesta espectral, o eficiencia cuántica  $Q_E$ , del material que lo compone. La curva de respuesta espectral semeja una curva gaussiana algo simétrica, aunque otros mecanismos de absorción y la existencia de trampas de defectos e impurezas, son los responsables de la deformación de la curva.

En suma, para cada dado material, su respuesta espectral nos indica con qué longitud de onda se obtendrá la mayor sensibilidad del dispositivo (además del umbral establecido por el band-gap), y por lo tanto el mayor rendimiento fotoinducido.

En este trabajo hemos usado una celda solar de silicio policristalino, por lo que la radiación óptima corresponderá al rojo-infrarrojo muy cercano (o energías algo mayores). Cualquier dispositivo optoelectrónico puede ser usado para llevar a cabo esta experiencia.

mientras funcione en base a fotoefectos; así, un fotodiodo propiamente dicho, una celda solar o un fototransistor resultan adecuados.

El incremento en la corriente que se obtiene al iluminar una juntura, resulta pequeño para el régimen de polarización directa, pero no para el caso de polarización inversa mostrado en la Fig 1.

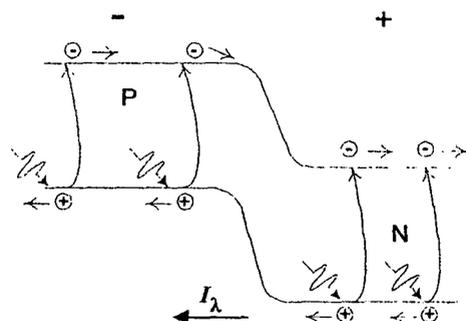


Fig. 1 Visualización de la absorción de luz, creación de pares electrón-hueco, y fotocorriente  $I_\lambda$  en una juntura pn con polarización inversa.

Sin iluminación, existe una corriente óhmica llamada corriente de saturación inversa  $I_0$ , básicamente formada a partir de la generación térmica de pares electrón-hueco. Estos portadores ven dificultada su movilidad debido a que el potencial inverso aplicado aumenta las discontinuidades de bandas (band offsets), incrementando la barrera de energía que deberían superar los portadores de carga. La corriente  $I_0$  resultante es pequeña, uniforme y bastante independiente del potencial aplicado  $V_c$ .

Al iluminar el dispositivo, los fotones incidentes transfieren su energía a la generación extra de pares electrón-hueco, los cuales son acelerados por el potencial de polarización externo, resultando que más electrones cruzan la juntura hacia el contacto positivo y más huecos hacia el negativo, incrementando así la corriente externa.

En estas condiciones de iluminación, la corriente total resulta  $I = I_0 + I_\lambda$ , y, dado que usualmente la fotocorriente generada  $I_\lambda$  es suficientemente grande,  $I_0$  puede ser despreciada, resultando así

$$I \cong I_\lambda \quad (1)$$

Esta simple relación encierra no obstante, gran potencialidad, ya que  $I$  puede medirse con un multímetro, permitiendo acceso a través de  $I_\lambda$  a propiedades microscópicas como la eficiencia cuántica (cantidad de portadores generados en relación a la de fotones incidentes).

La dependencia de la fotocorriente generada respecto a la eficiencia cuántica es tenida en cuenta a través de la eficiencia de generación cuántica  $\eta$ , definida como el número de pares electrón-hueco generado por cada fotón absorbido.

Todos estos efectos microscópicos están automáticamente incluidos en la respuesta espectral externa o eficiencia cuántica externa  $Q_E$ . En general,

debido a la presencia de trampas y otros efectos del sólido, no existiría en principio una relación uno a uno entre los fotones absorbidos y los portadores de cargas generados.

Con todo esto, y llamando  $e$  a la carga del electrón,  $\Phi$  a la densidad de flujo de fotones incidente (en unidades de  $s^{-1} m^2$ ) y  $A$  al área activa del cristal, la fotocorriente queda definida como

$$I_\lambda = \eta \Phi e A \quad (2)$$

Por otro lado podemos expresar  $I$  en términos de cantidades macroscópicas, como la respuesta espectral externa del dispositivo y la densidad de flujo de radiación incidente  $S$  (o irradiancia, medida en  $W/m^2$ ), de la manera

$$I \approx Q_E S \quad (3)$$

Aquí  $Q_E$  representa un punto en la curva de respuesta espectral externa del cristal.

Podemos encontrar ahora la relación con la constante de Planck, a partir del número de fotones incidentes por unidad de tiempo y área, que corresponden a un haz monocromático de fotones de energía  $h\nu$

$$\Phi = S/h\nu \quad (4)$$

Introduciendo esta expresión de  $\Phi$  en (2), podemos obtener

$$h = \eta e A S / \nu I_\lambda \quad (5)$$

Esta es la expresión que usaremos en nuestro trabajo, conjuntamente con la aproximación (1). Para materiales policristalinos y si iluminamos con radiación algo mayor al valor del band-gap y en incidencia normal, de modo que todos los fotones que penetren el cristal sean absorbidos, podemos tomar  $\eta$  con el valor uno, sin mayor pérdida de generalidad. Esto será supuesto válido para todo el rango de radiación visible utilizada.

En el párrafo siguiente explicamos como medimos independientemente  $A$ ,  $S$ ,  $\nu$ ,  $I_\lambda$  para determinar el valor de  $h$ . Es interesante y ventajoso notar que, en realidad, conocer o aún determinar la curva de respuesta espectral del dispositivo no es relevante, dado que el experimento se lleva a cabo sin cambiar nunca la frecuencia incidente; y formalmente, un único par de valores  $S-I_\lambda$  es suficiente.

### III. DESARROLLO DEL EXPERIMENTO Y DISCUSIÓN DE RESULTADOS

El dispositivo experimental que montamos constó de una fuente de luz provista por una lámpara común de gas de mercurio, similar a las utilizadas para el alumbrado público.

La expresión (5) requiere utilizar una frecuencia única. Un filtro óptico de cualquier color es adecuado para seleccionar la frecuencia fija  $\nu$  con la cual incidir.

Esto podría lograrse utilizando filtros de interferencia precisos de banda delgada. Pero por sencillez y accesibilidad al experimento, hemos utilizado los muy comunes filtros de celofán, los cuales cumplen adecuadamente su propósito al ser usados con lámparas de descarga gaseosa, dado que éstas entregan de por sí un espectro de líneas muy bien definidas. Hemos calibrado filtros de celofán de varios colores, usando un espectrómetro de prisma estándar, obteniendo que son muy buenos filtros pasabajos<sup>10</sup>. En estas condiciones, la combinación óptima para obtener luz lo más monocromática posible para la lámpara de mercurio, se logra utilizando un filtro de celofán rojo. Hemos adoptado la frecuencia de  $4.5057 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$ , promedio de las dos líneas rojas más fuertes tabuladas del mercurio. Ninguna otra línea espectral está presente o tiene significación sobre el dispositivo de silicio. El arreglo experimental utilizado se muestra en la Fig. 2.

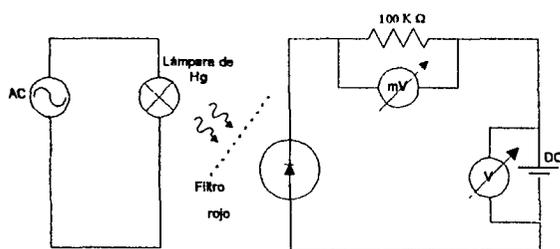


Fig. 2 Diagrama esquemático del arreglo experimental utilizado.

La distancia entre la lámpara gaseosa y el dispositivo fue ajustada para obtener altos valores de irradiancia y por lo tanto de fotocorrientes, alejándonos de valores cercanos al cero de las curvas I-V, que podrían introducir un comportamiento no lineal del dispositivo. A su vez, hemos cuidado que la intensidad de iluminación esté en el rango de trabajo de la celda, evitando alcanzar valores de saturación.

Con diafragmas de diversas aberturas se modificó la intensidad de incidencia para testear la validez del método en condiciones de iluminación variada. La celda utilizada es una pequeña celdilla cuadrada descubierta, de medio centímetro de lado, cuya área  $A$  es de  $(2.05 \pm 0.05) \times 10^{-5} \text{ m}^2$ , y fue calculada midiendo sus lados con un calibre con visor digital, con error en la centésima de  $\text{mm}$ .

El circuito utilizado constó de una fuente de alimentación continua, a la cual conectamos un divisor de tensión de forma tal de obtener una caída de tensión en la resistencia de  $100 \text{ k}\Omega$ , de hasta  $20 \text{ V}$ . Mediciones preliminares de sondeo nos indicaron una caída apropiada entre  $3$  y  $20 \text{ V}$ . El chasis metálico del sistema fuente-lámpara debe ser conectado a tierra para evitar cualquier ruido eléctrico inducido por el arco de la lámpara de Hg.

Es importante optimizar la tensión de polarización inversa a utilizar, de modo de estar en el régimen de  $I$  lineal. Así, al iluminar el dispositivo resultará  $I_\lambda \gg I_0$  y se

puede determinar fehacientemente el régimen lineal entre la fotocorriente  $I_\lambda$  y la irradiancia  $S$ , condición en la cual es válida la teoría desarrollada. La tensión de polarización inversa debe ser elegida adecuadamente según el dispositivo utilizado, y será mayor a mayores intensidades de iluminación.

La intensidad de luz que incidió sobre el fotodiodo fue medida con un radiómetro<sup>11</sup> de  $3 \frac{1}{2}$  dígitos. En las series efectuadas las fluctuaciones en los valores medidos de intensidad introdujeron un error del  $10\%$ .

La fotocorriente generada es medida como una caída de tensión a través de una resistencia derivadora de  $100 \text{ k}\Omega$ , utilizando un multímetro digital de alta impedancia ( $10 \text{ M}\Omega$ ), de  $3 \frac{3}{4}$  dígitos.  $30$  muestreos por dato de medición, permitieron determinar un error del  $1\%$  en el valor de la fotocorriente. La resistencia derivadora debe ser suficientemente alta como para asegurar un valor confiable de la lectura, pero a su vez permitir que fotocorrientes pequeñas generadas por la celda sean aún apreciables.

Finalmente debemos considerar la incerteza en la frecuencia de la radiación incidente. Tomando  $\Delta\nu$  como la diferencia entre las dos líneas rojas del mercurio, y  $\nu$  como su valor promedio mencionado anteriormente, resulta un error del  $13\%$  en la frecuencia. Por comparación con las restantes magnitudes ya discutidas, vemos que ésta es la mayor fuente de error, que con los filtros de celofán no puede ser mejorada.

Para mostrar la estabilidad del método, hemos utilizado la ecuación (5) para varios pares de mediciones  $S-I_\lambda$ . Los valores de  $h$  obtenidos para cada caso se muestran, en forma de gráfico en función de la intensidad luminosa, en la Fig. 3.

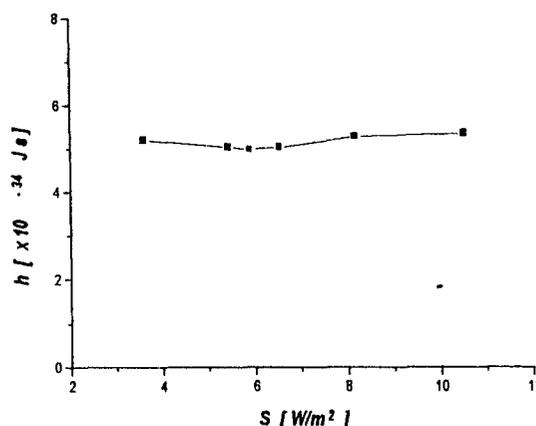


Fig. 3 Valores de  $h$  para diferentes intensidades de iluminación.

La poca dispersión de nuestros resultados muestran que el método basado en fotoefectos, resulta muy estable y notablemente preciso, mientras que sencillo de llevar a cabo. El valor promedio que obtenemos a partir de los resultados mostrados en la Fig. 3 es  $h = (5.2 \pm 1.4) \times 10^{-34}$

$J_s$ . El error sistemático obtenido en los valores de  $h$ , que resultan un 20% más pequeño que el tabulado de  $6.626 \times 10^{-34} J_s$ , lo atribuimos a la incerteza en la frecuencia utilizada<sup>12</sup>.

Al respecto, los dispositivos optoelectrónicos, fabricados usualmente en base a silicio, ya sea que trabajen como sensores de luz o como celdas solares, son también sensibles a la radiación correspondiente al infrarrojo muy cercano. Nuestras fuentes de luz no son incandescentes y es posible alejarlas lo suficiente del fotodiodo, razón por la cual nuestras mediciones no están afectadas por ella.

#### IV. CONCLUSIONES

Hemos presentado un trabajo de laboratorio para la determinación de  $h$  por métodos relacionados con el funcionamiento de dispositivos cuánticos. El método se basa en conceptos formativos de la teoría de dispositivos de estado sólido y el instrumental necesario es estándar, permitiendo a la vez, obtener muy buenos valores cuantitativos de  $h$ .

Nuestra método es más simple que el de los tratamientos tradicionales basados en la teoría de cuerpo negro o el efecto fotoeléctrico propiamente dicho, ya que en éstos son usualmente necesarias determinaciones indirectas como propiedades específicas de los materiales, resolver algunas veces ecuaciones trascendentes, o el uso de una electrónica bastante sofisticada.

Es interesante notar que el método no requiere conocer o determinar las curvas características del dispositivo, dado que el experimento se lleva a cabo sin cambiar nunca la frecuencia incidente. Tampoco es necesario medir más de un único par de valores intensidad luminosa-fotocorriente. Cualquier dispositivo optoelectrónico puede ser usado mientras funcione en base a fotoefectos; así un fotodiodo propiamente dicho, una celda solar o un fototransistor resultan adecuados.

Estas características lo hacen además ventajoso para ser aplicado en cursos numerosos, donde restricciones en el tiempo disponible podrían constituir un inconveniente para otros métodos.

#### Agradecimientos

Los autores agradecen interesantes discusiones sobre este trabajo con los Drs. R. Koropecski y F. Rubinelli. Agradecemos al CONICET (PEI-0228/97) y a la UNER, apoyo económico para la realización de este trabajo.

#### REFERENCIAS

- <sup>1</sup> Ver por ej. R. Serway, *Física*, Vol. 2, (Mc Graw Hill, 2<sup>o</sup> ed., 1993).
- <sup>2</sup> D. Barnett and H.T. Stokes, *Am J. Phys.* **56**, 86-7 (1988).
- <sup>3</sup> A.W. Knudsen, *Am. J. Phys.* **51**, 725 (1983).

<sup>4</sup> R.A. Powell, *Am. J. Phys.* **46**, 1046 (1978).

<sup>5</sup> R.L. Bobst and E.A. Karlow, *Am. J. Phys.* **53**, 911-912 (1985).

<sup>6</sup> G. Brizuela and A. Juan, *Am J. Phys.* **64**, 819-21 (1996).

<sup>7</sup> R.E. Crandall and F. Delord, *Am. J. Phys.* **51**, 90-91 (1983).

<sup>8</sup> J. Dryzek and K. Ruebenbauer, *Am. J. Phys.* **60**, 251-253 (1991).

<sup>9</sup> R. F. Pierret, *Semiconductor Device Fundamentals*, (Addison-Wesley, NY, 1996).

<sup>10</sup> Más aún, medimos las curvas de transmitancia para celofán rojo y amarillo con un espectrómetro Novaspec II, cuya precisión es de  $\pm 2nm$ , adosado a una placa de adquisición de datos. Las mismas demuestran que es un filtro pasabajos notablemente bueno, con una transmitancia máxima de aproximadamente 82%, que se mantiene prácticamente constante hasta la caída a cero. Dicha caída desde el máximo a cero ocurre de una forma abrupta en un intervalo de aproximadamente 85 nm; centrado para el rojo en los 600 nm; y para el amarillo en los 518 nm.

<sup>11</sup> Si la irradiancia se mide con un fotómetro (lux) se deben corregir los valores con la curva de sensibilidad del ojo humano, debido a que la definición del lux está dada para una  $\lambda$  determinada de 555 nm. Esta última corrección no se aplica si se usa un radiómetro con lectura directa en  $W/m^2$ .

<sup>12</sup> La propagación de errores determina que, en las condiciones del experimento, se espera un 26.4% de error, obteniéndose un 26.9%, lo que constituye una buena estimación de esta afirmación.