

# Técnica de corriente transitoria (TCT) para la caracterización de un diodo PIN semiconductor usando un láser de 670 nm

PABLO LAVÍN PELLÓN

6 de Enero de 2018

## Ejercicio 1

Al iluminar un diodo PIN con un láser rojo, la capacidad de penetración del láser en el material es de unos pocos micrómetros. Por lo tanto, al iluminar, por ejemplo la parte dopada n, se crearán pares electrón-hueco, pero debido a la poca penetración los electrones serán rápidamente colectados por el electrodo negativo y se estarán inyectando huecos. Por el contrario, si se ilumina la parte dopada p, los huecos serán rápidamente colectados por el electrodo positivo y se estarán inyectando electrones.

## Ejercicio 2

a)

Partimos de la ecuación de Poisson:

$$\nabla E = \rho/\epsilon, \quad (1)$$

donde  $E$  es el campo eléctrico,  $\rho$  es la densidad de carga y  $\epsilon$  es la permitividad del material. Si suponemos un caso unidimensional, tenemos que:

$$dE/dx = \rho/\epsilon \quad \rightarrow \quad E = x\rho/\epsilon,$$

donde  $x$  es la región de transición en la unión PN. Si tomamos  $\rho = e(N_D - N_A)$  con las concentraciones de donores y aceptores respectivamente, tenemos que:

$$E = \frac{x \cdot e(N_D - N_A)}{\epsilon}. \quad (2)$$

**b)**

Teniendo en cuenta la Ec. 1 y la relación  $E = -\nabla\phi$  donde  $\phi$  es el potencial eléctrico, tenemos la siguiente relación:

$$-\frac{d^2\phi}{dx^2} = \frac{eN}{\epsilon}, \quad (3)$$

donde  $N$  es la concentración de impurezas efectiva. Teniendo en cuenta que el potencial se anula en la zona de la unión,  $x_n$  (se produce el cambio de zona y de signo de carga) se tiene que:

$$-\frac{d\phi}{dx} = \frac{eN}{\epsilon} \cdot (x - x_n),$$

y por lo tanto:

$$|\phi| = \frac{e|N|}{2\epsilon} \cdot (x - x_n)^2.$$

Por lo tanto despejando obtenemos la distancia de unión:

$$x - x_n = \sqrt{\frac{2\epsilon|\phi|}{e|N|}}, \quad (4)$$

expresión válida para dopados tanto p como n debido a que se toma el valor absoluto del potencial y la concentración.

**c)**

Tomamos los datos:

- $x - x_n = 300 \mu\text{m} = 0,0003 \text{ m}$
- $\mu_H = 450 \text{ cm}^2/(\text{Vs}) = 0.045 \text{ m}^2/(\text{Vs})$
- $\rho = 30 \text{ k}\Omega\text{cm} = 300 \Omega\text{m}$

Teniendo en cuenta que es un semiconductor dopado p, se tiene que  $\rho = 1/e\mu_H N_P$ , entonces el valor del voltaje de agotamiento es:

$$|\phi| = \frac{1}{2\epsilon\mu_H\rho} \cdot (x - x_n)^2 = 31,37 \text{ V}.$$

## Ejercicio 3

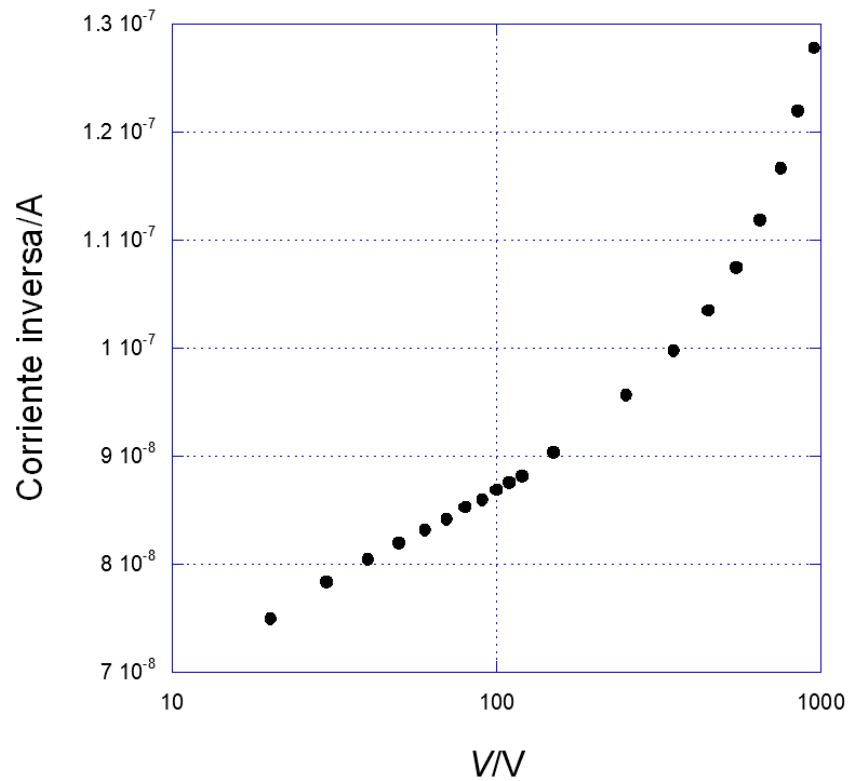


Figura 1: Corriente inversa frente al voltaje. La escala del voltaje está en escala logarítmica.

Puesto que estamos en polarización invrsersa, los pares electrón hueco que hay son generados por energía térmica. En este caso no hay corriente libre, sino que existe una corriente inversa de saturación cuando los huecos y electrones generados pierden la poca energía térmica que tienen. Esto se puede apreciar en la Fig. 1 en la zona entre 10 y 100 V, donde realizando un promedio de la intensidad se obtiene  $I = 8 \cdot 10^{-8}$  A. Teniendo en cuenta que el volumen del diodo es:  $V' = 7,5 \cdot 10^{-3} \mu\text{m}^3$ , se obtiene la corriente inversa por unidad de volumen:

$$I/V' = 1,07 \cdot 10^{-5} \text{ A}/\mu\text{m}^3 = 10,67 \text{ A}/\text{m}^3.$$

## Ejercicio 4

A continuación se muestran las gráficas de corriente inducida en función del tiempo para electrones y huecos. Fuente: Gregor Kramberger. Signal development in irradiated silicon detectors CERN-THESIS-2001-038, 2001; <http://cds.cern.ch/record/1390490?ln=es>

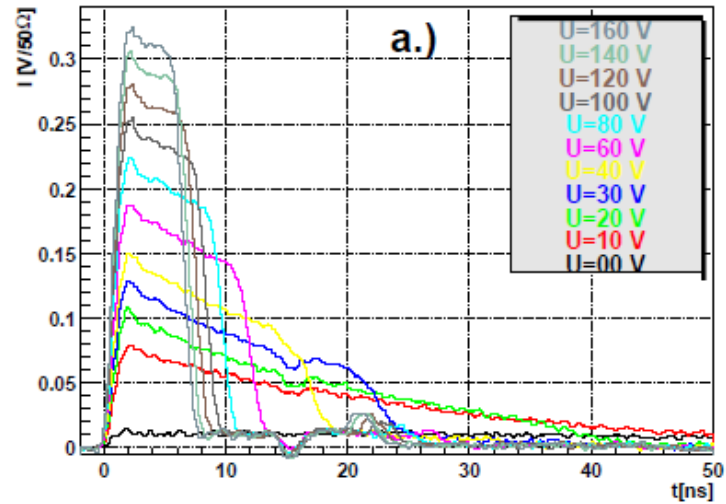


Figura 2: Corriente inducida en función del tiempo para distintos voltajes de agotamiento para el caso de inyección de electrones.

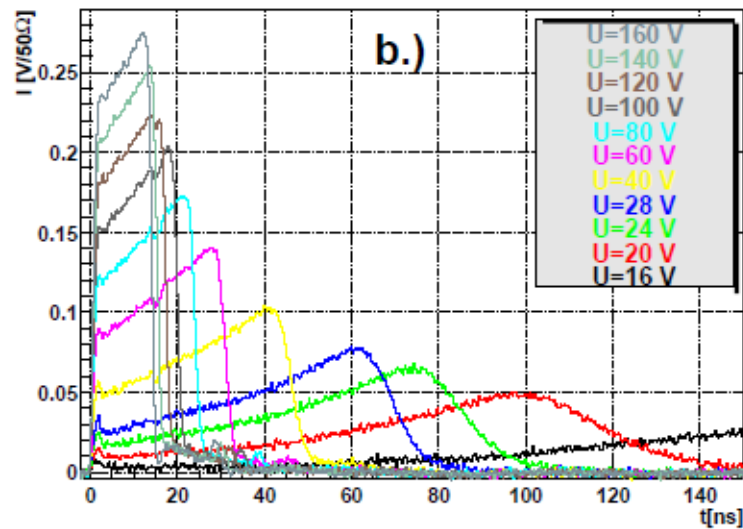


Figura 3: Corriente inducida en función del tiempo para distintos voltajes de agotamiento para el caso de inyección de huecos.

La velocidad de arrastre de los electrones es mayor al principio y crece hasta un determinado momento y vuelve a decrecer. Esto indica un alto campo eléctrico al comienzo y bajo campo al final. Por el contrario los huecos se generan en la zona de bajo campo eléctrico por lo que su velocidad de arrastre aumenta.

Los electrones son generados en la zona de alto campo y sufren una alta velocidad de arrastre que hace que la intensidad crezca rápidamente. Posteriormente, en el máximo valor del campo la velocidad no crece mas y la intensidad alcanza su máximo para comenzar a decrecer puesto que los electrones han llegado a la zona de bajo campo eléctrico y la velocidad es menor. Finalmente, cuando los electrones son colectados y deja de haber cargas en movimiento la intensidad se hace prácticamente nula debido a que deja de haber inducción por cargas en movimientos. Debido a que la movilidad de los electrones mayor que la de los huecos este proceso es más rápido para los electrones que para los huecos.

Los huecos son generados en la zona de bajo campo y sufren una velocidad menor que va creciendo a medida que llegan a la zona de alto campo donde posteriormente se colectan rápidamente, en un tiempo mayor que el de los electrones debido a que los huecos tienen una movilidad menor como se había comentado.

## Ejercicio 5

Impedancia:  $Z = 50 \Omega$

Ganancia de 60 dB

a)

A partir del fichero de datos de electrones de scan fino obtenemos la curva de voltaje inducido en función del tiempo para cada voltaje de agotamiento (o bias).

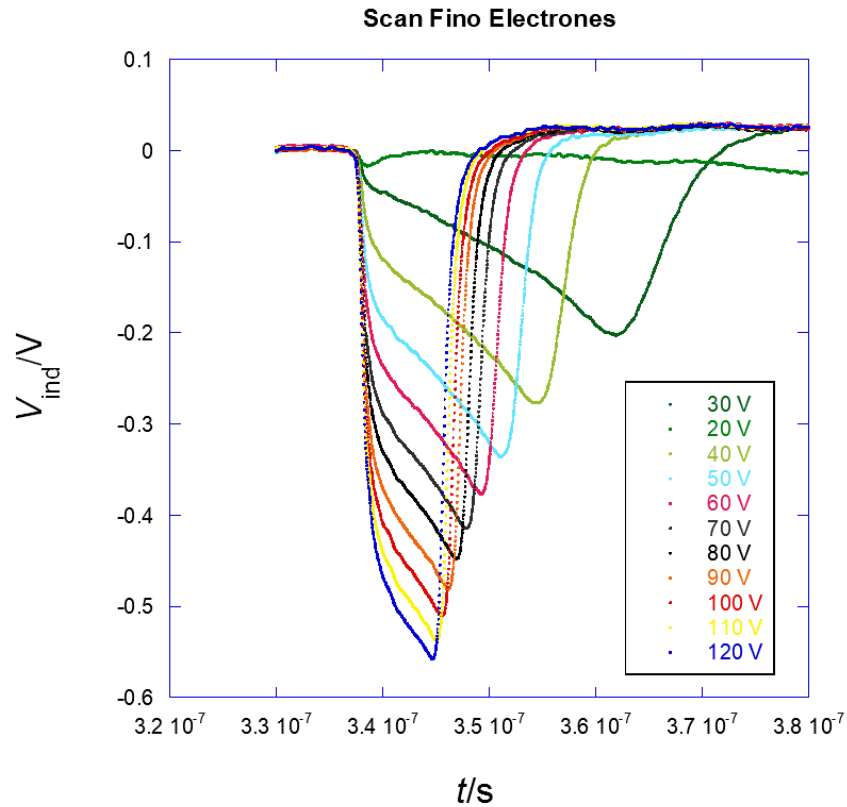


Figura 4: Voltaje inducido en función del tiempo para cada voltaje de agotamiento.

A partir de los datos de la Fig. 4 mediante la relación  $I = V/Z$  obtenemos la intensidad. A partir de  $dQ = Idt$  obtenemos la carga como la integral de la intensidad. Representando la carga en función del voltaje de agotamiento obtenemos el voltaje bias de agotamiento. Como se aprecia en la Fig. 4 obtenemos  $V_{bias} = 30 V$ .

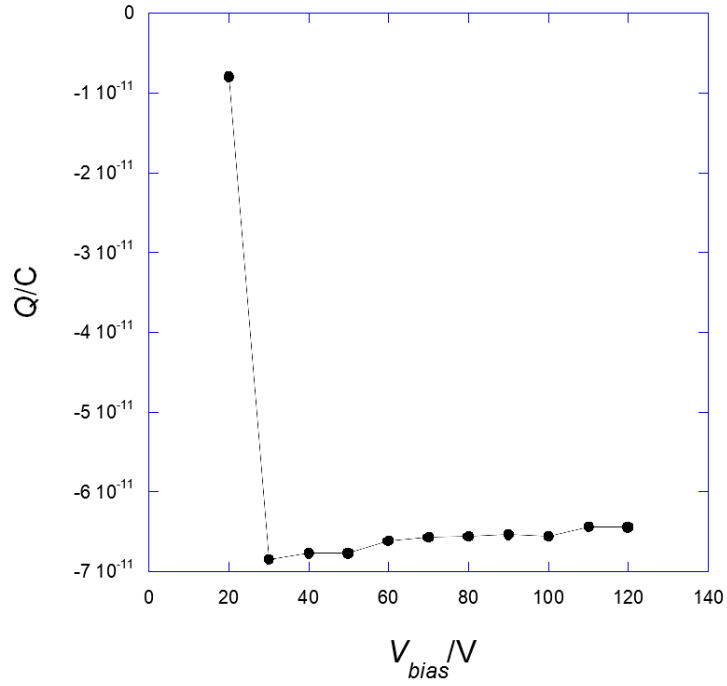


Figura 5: Carga en función del voltaje de bias.

**b)**

Del apartado 5.(a) tenemos que el voltaje de agotamiento es  $\phi = 30$  V. Teniendo en cuenta la Ec. 4 y el dato del 2.(c)  $x - x_n = 300 \mu\text{m} = 0,0003$  m podemos obtener una estimación de la concentración de impurezas:

$$|N| = \frac{2\epsilon\phi}{e(x - x_n)^2} = 4,42 \cdot 10^{17} \text{ impurezas/m}^3,$$

Este resultado es válido para ambas impurezas ya que habíamos hecho el desarrollo en valor absoluto y teniendo en cuenta que electrones y huecos eran iguales y de carga opuesta, en realidad sus propiedades varían, pero podemos tomar el resultado como una aproximación.

**c)**

De la Fig. 5 obtenemos la carga de saturación promediando,  $|Q| = 6,5 \cdot 10^{-14}$ , (hay que tener en cuenta el factor 1000 de amplificación). De esta manera podemos obtener el número de electrones como el valor de esta carga entre la carga de un electrón. Suponiendo que no hay recombinaciones, este valor se correspondería también con el número de huecos. Entonces, el número de electrones es:  $n = |Q|/e = 405698$ . El número de pares e-h es:  $n_{pares} = n/2 = 202849$ .

Por otra parte la energía de  $\lambda = 670$  nm corresponde a una energía  $E = hc/\lambda = 1,85$  eV, siendo  $2E = 3,7$  eV la energía necesaria para tener un par electrón-hueco. Por lo tanto la energía del láser es:  $E_{laser} = n_{pares} \cdot 2E = 1,5$  MeV.