

**ESCUELA TÉCNICA SUPERIOR DE INGENIEROS
INDUSTRIALES Y DE TELECOMUNICACIÓN**

UNIVERSIDAD DE CANTABRIA



Proyecto Fin de Carrera

**Caracterización de detectores
semiconductores de radiación
ionizante**

**(Characterization of semiconductor ionizing
radiation detectors)**

Para acceder al Título de

INGENIERO DE TELECOMUNICACIÓN

Autor: Fernando Vitorero Udías

Junio - 2013



E.T.S. DE INGENIEROS INDUSTRIALES Y DE TELECOMUNICACION

INGENIERÍA DE TELECOMUNICACIÓN

CALIFICACIÓN DEL PROYECTO FIN DE CARRERA

Realizado por: Fernando Vitorero Udías

Director del PFC: Iván Vila Álvarez

Título: “Caracterización de detectores semiconductores de radiación ionizante”

Title: “Characterization of semiconductor ionizing radiation detectors”

Presentado a examen el día:

para acceder al Título de

INGENIERO DE TELECOMUNICACIÓN

Composición del Tribunal:

Presidente (Apellidos, Nombre): Jesús Pérez Arriaga

Secretario (Apellidos, Nombre): Luis Antonio Vielva Martínez

Vocal (Apellidos, Nombre): José Antonio Pereda

Este Tribunal ha resuelto otorgar la calificación de:

Fdo.: El Presidente

Fdo.: El Secretario

Fdo.: El Vocal

Fdo.: El Director del PFC
(sólo si es distinto del Secretario)

Vº Bº del Subdirector

Proyecto Fin de Carrera N°
(a asignar por Secretaría)

Caracterización de detectores semiconductores de radiación ionizante

Montaje de un dispositivo experimental para la realización de caracterizaciones TCT (Transient Current Technique) en detectores semiconductores de radiación ionizante: aplicación al estudio de un diodo de avalancha

Fernando Vitorero Udías
Instituto de Física de Cantabria
Universidad de Cantabria

Agradecimientos

Dedico este largo proyecto no sólo a toda la gente que me ha apoyado a llevarlo a cabo, sino también a todas las personas que han estado conmigo durante la carrera, y han estado ahí para ayudarme a acabarla.

En especial, quiero dedicarle todo esto a mi familia, tanto a mis padres como a mi hermana Marian.

También aprovecho este espacio para dedicarle este proyecto a muchos de mis amigos que de muchas formas han colaborado a que haya sido capaz de presentar este proyecto tales como Juncal, Diego, Fur, Laura, Perla, Regi, Ángel, Fox, Pedro, Morsa, Warriflu, Pepe, Lara, y tantos otros que se quedan fuera del tintero, pero a los que también guardo cariño por haberme ayudado tanto.

Además, quiero agradecer a los profesores y personas que me han acompañado durante este último tramo dentro de la Universidad de Cantabria y que me han demostrado que además de ser unos excelentes profesores, investigadores y profesionales en general, tienen la capacidad humana de estar ahí en cualquier momento que un alumno lo necesita, y que están siempre dispuestos a ayudar, explicar, y aportar todo lo necesario para poder desarrollarse dentro, y fuera de la Universidad. Me gustaría mencionar en particular a Vielva, Alicia, Ignacio, Amparo, Ángel, Richard, Paqui e Iván.

Por último, quiero dedicar unas últimas líneas a mi amigo Leo, que a pesar de no estar con nosotros, le sigo guardando en mi corazón D.E.P.

Índice

1. Palabras Clave	4
2. Motivación y Objeto del Proyecto	5
3. Introducción a los Detectores de Semiconductores de Radiación Ionizante	6
3.1. El Silicio como Semiconductor	7
3.2. La Unión PN como Estructura Detectora	8
3.2.1. Modelo Analítico de la Unión PN Ideal	9
3.2.2. Capacidad de la Unión	12
3.3. Generación de la Señal: Carga Inducida por una Carga en Movimiento en un Electrodo Capacitivo	12
3.3.1. Recombinación de Portadores Libres	14
3.3.2. Evolución en el Tiempo de de la Señal Inducida: Motivación para la Caracterización TCT (<i>Transient Current Technique</i>)	14
4. Montaje y Caracterización de un Dispositivo Experimental para la Realización de Caracterizaciones TCT	17
4.1. Descripción del Dispositivo Experimental	17
4.2. Caracterización del Sistema	18
4.3. Simulación del Circuito Equivalente al Dispositivo TCT	26
4.4. Aplicación de Lectura y Análisis Automatizado	31
5. Resultados de la Caracterización TCT de diodos PN y de Avalancha	34
5.1. Caracterización de Diodos PN Estándar	36
5.1.1. Eficiencia en la Recolección de la Carga	37
5.2. Caracterización de Diodos en Modo Avalancha (APD)	43
5.2.1. El Diodo de Avalancha APD	43
5.3. Caracterización de los Diodos APD del IMB-CNM	43
5.3.1. Perfiles de corriente TCT con amplificación de electrones	44
5.3.2. Estudio de Ganancia para Diodos APDs	54
6. Resumen y conclusiones	56

1. Palabras Clave

Detectores de Radiacion Semiconductores, Resistencia a Radiación, Diodos de Avalanche, Técnica de Corriente Transitoria (TCT)

2. Motivación y Objeto del Proyecto

En las últimas décadas, el uso de sensores basados en uniones semiconductoras para la detección de radiaciones ionizantes ha experimentado un gran crecimiento. La introducción de las técnicas planares de fabricación de dispositivos semiconductores en la producción de detectores de radiación supuso una revolución en la física experimental de partículas elementales. Este avance tecnológico permitió la fabricación a gran escala de sensores sensibles a la posición de paso de la partícula ionizante (sensores PSD). La muestra más representativa de esta revolución fue la construcción y operación en el experimento *Compact Muon Solenoid (CMS)* del mayor medidor (con un área de 200 m^2) de trayectorias de partículas cargadas (detector traceador) de la historia. El experimento CMS es uno de los dos experimentos del Laboratorio Europeo para la Física de Partículas (CERN) que llevaron a cabo en 2012 el descubrimiento del último de los componentes del modelo estándar de las partículas elementales: el bosón de Higgs. En este éxito el detector traceador semiconductor de CMS jugó un papel esencial. La realización completa del programa científico del experimento CMS requiere que este detector traceador sea sustituido por otro capaz de resistir aún dosis mayores de radiación ionizante hasta valores de fluencia de $10^{16}\text{ neutrones/cm}^2$

El objeto de este proyecto fin de carrera es investigar algunas de las tecnologías candidatas a ser usadas en el el nuevo detector traceador de CMS y más concretamente en la puesta a punto de un dispositivo experimental para llevar a cabo caracterizaciones basadas en la técnica *Transient Current Technique (TCT)*, que permite analizar las propiedades de las uniones semiconductoras antes y después de la irradiación del dispositivo; permitiendo seleccionar aquellas implementaciones tecnológicas más resistentes al daño por radiación. Estos trabajos se llevan a cabo en el contexto de la colaboración del CERN RD50, *Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders*

A continuación, en esta memoria, se resumirán los elementos básicos de la detección de radiación ionizante mediante detectores semiconductores, una descripción del montaje del dispositivo experimental TCT así como los resultados de las caracterizaciones de diodos de avalancha (APDs) llevadas a cabo haciendo uso de este dispositivo experimental. Por último, es necesario recordar que si bien todas las actividades aquí resumidas se situaron en el entorno de la física de partículas experimental, la naturaleza de las técnicas empleadas (caracterización de señales rápidas, simulaciones eléctricas, etc) y el objeto de los estudios (caracterización y comprensión del funcionamiento básico del diodo como elemento detector) hacen que que el alcance del proyecto aquí resumido sea acorde con la formación de un ingeniero en telecomunicaciones.

3. Introducción a los Detectores de Semiconductores de Radiación Ionizante

Durante la primera década del siglo XXI las técnicas de detección de radiación ionizante basadas en silicio se han convertido en la tecnología de detección dominante. A continuación describiremos brevemente los principios básicos de la detección de radiación ionizante en los sensores semiconductores.

De manera sencilla, un detector de radiación ha de ser capaz de generar una señal eléctrica cuando es alcanzado por la radiación, ya esté esta constituida por partículas ionizantes (fotones, electrones, muones, hadrones cargados, etc) o no ionizantes (neutrones, hadrones neutros, etc). Nos ceñiremos aquí al caso de la detección de las radiaciones ionizantes, es decir, aquellas radiaciones capaces de interactuar electromagnéticamente con la corteza electrónica de los átomos produciéndose su consiguiente ionización. Las señales eléctricas serán posteriormente procesadas de modo que se obtenga de manera óptima la información que deseamos extraer de la partícula ionizante, a saber: su tiempo de paso, su punto de impacto o su energía.

Como se explicará más adelante en mayor detalle, dos son los ingredientes fundamentales que deben darse para la óptima detección de una partícula ionizante: un medio ionizante, sin portadores de carga libres, donde los portadores libres se generan al paso de la partícula ionizante; y un campo eléctrico necesario para mover a los portadores libres y así inducir señal en los electrodos capacitivos. Desde la invención a principios del siglo XX de la cámara de ionización hasta la última década del siglo pasado, el medio ionizante más usado ha sido gaseoso; las moléculas de una mezcla de gas encerrada en un contenedor estanco, equipado con electrodos generadores de campo eléctricos y recolectores de carga, eran ionizadas por el paso de la radiación ionizante. Si bien la unión semiconductor PN en materiales semiconductores como es el Germanio de alta pureza se viene usando como detector de radiación desde los años cincuenta la verdadera explosión en el uso de los detectores de radiación semiconductores se produjo con la utilización de las técnicas planares de fabricación de dispositivos semiconductores para el desarrollo de los detectores.

En un detector de radiación basado en la unión semiconductor PN inversamente polarizada, el medio ionizante lo proporciona el volumen vaciado de carga libre entorno a la unión PN; y el campo eléctrico creado por la polarización inversa de la unión juega el papel del campo de deriva que pone en movimiento los pares electrón-hueco formados al paso de la radiación ionizante. Por todo ello, la unión PN semiconductor permite el desarrollo integrado y compacto de detectores de radiación de alta resolución en energía pues la energía requerida para la creación de un par electrón-hueco es típicamente diez veces menor que la energía necesaria para ionizar un átomo de las mezclas de gases usados en los detectores gaseosos habituales.

Sin embargo, entre sus desventajas, los detectores de silicio son más susceptibles de verse afectados por la radiación al ser cristalina su estructura. Por otra parte, para prevenir la formación térmica de portadores de carga libre se necesita de un sistema de refrigeración para mantener una razón señal/ruido razonable. A continuación pasamos a describir en mayor detalle el funcionamiento de este tipo de tecnología.

3.1. El Silicio como Semiconductor

Un material semiconductor es un material cristalino que a nivel atómico muestra una estructura de bandas de energía. A diferencia de otros materiales, los semiconductores presentan una banda prohibida entorno a 1 eV, lo que bajo ciertas circunstancias, permite que se pueda arrancar un electrón de la banda de valencia a la banda de conducción, creándose un par electrón-hueco. El hecho de estar a una temperatura, hace que algunos de los electrones que deben estar en la banda de valencia, adquieran energía y pasen a la banda libre. De esta manera si se aplica una diferencia de potencial, se generaría una corriente con los portadores libres. Sin embargo, si se refrigera el material, prácticamente todos los electrones caen a la banda de valencia, haciendo que no haya portadores de carga y no se produzca corriente (la conductividad caerá).

Por otro lado, si la banda prohibida es muy grande, es muy difícil que se liberen electrones de la banda de valencia, por lo que al no haber pares electrón-hueco, no habrá corriente. A este tipo de material se lo conoce como aislante. Por último, si la banda prohibida es muy pequeña o inexistente, siempre habrá electrones libres o fácilmente liberables, por lo que, a cualquier temperatura, la más mínima diferencia de potencial ya genera corriente. Estos materiales son conocidos como metales.

El ancho de la bandas está determinado por el espacio existente en la red entre átomos. Este parámetro depende de la temperatura y la presión.

En un semiconductor puro cristalino, el número de huecos es igual al número de electrones en la banda de valencia. Pero si en este semiconductor, introducimos pequeñas cantidades átomos impurezas, este equilibrio cambia. Si inyectamos en esta red cristalina Boro por ejemplo, que es trivalente, al integrarse en la red cristalina, dejará libre un hueco, como se muestra en la figura 2. Por otro lado, si lo que inyectamos son átomos de Fosforo, lo que se producirá serán electrones, como se ve en la figura 3.

En el caso de inyectar fósforo, u otros átomos pentavalentes, por cada átomo impureza aparece un electrón junto a este. Este átomo está unido al átomo impureza, pero no reside en la banda de valencia. Se encuentra en la banda prohibida. Tras unirse el átomo de fósforo a la red cristalina, se ha creado un nuevo nivel en la banda prohibida, muy cerca de la banda libre, a 0,05 eV. Es decir, apenas es necesario calor para que se liberen estos electrones. Ni que decir tiene la superioridad en número de portadores electrones frente a huecos. Es más, si se liberar algún electrón de valencia de la red, produciendo un par electrón-hueco, al haber tanto exceso de electrones, enseguida será aniquilado por un

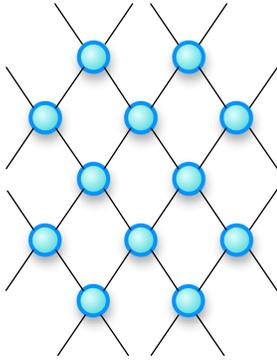


Figura 1: Semiconductor sin dopar: Semiconductor intrínseco

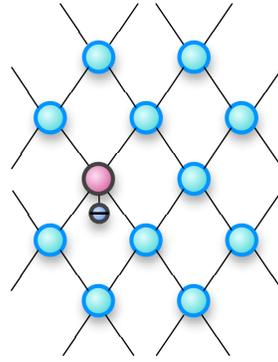


Figura 2: Semiconductor dopado con Fósforo: n-type

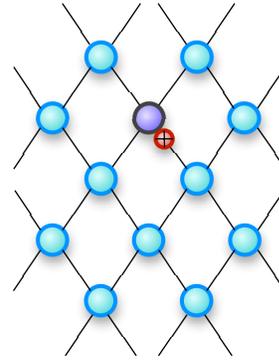


Figura 3: Semiconductor dopado con Boro: p-type

electrón. De esta manera, la conducción en este semiconductor dopado es casi exclusiva de portadores electrones, y por eso se llama semiconductor de tipo-n.

Por otro lado, cuando lo que inyectamos son átomos de Boro, por cada átomo de estos falta un electrón para cubrir todos los enlaces de valencia. O lo que es lo mismo, sobra un hueco. Al igual que antes, esta impureza crea un nuevo nivel en la banda prohibida, pero esta vez, muy cerca de la banda de valencia. Electrones que están en la banda de valencia, pueden saltar fácilmente a este nuevo estado tan cerca de la banda de valencia, en la banda prohibida, dejando tras de sí, otro hueco. Al haber este exceso de portadores hueco, aniquilan a los pocos portadores electrones que se han liberado de la banda de valencia, haciendo de los huecos los principales portadores de carga, y haciendo de los electrones portadores minoritarios. Este tipo de material se le conoce como semiconductor de tipo-p.

3.2. La Unión PN como Estructura Detectora

La unión PN es la estructura base en los detectores de partículas ionizantes. La forma básica de la unión PN es un bloque de un material semiconductor dopado con material P frente a otro bloque de material conductor dopado con material N. Sin embargo, para que esta unión funcione como un diodo, no basta con que estos dos bloques estén en contacto uno con el otro. Se debe emplear alguna técnica de difusión para conseguir un contacto a nivel atómico.

Por la diferencia de concentraciones entre las dos zonas de dopado, se produce una difusión inicial de huecos hacia el zona dopada con N, y una difusión de electrones hacia la zona dopada con P. Una vez alcanzado el equilibrio entre los procesos de difusión de portadores y el campo eléctrico autogenerado, se forma entorno a la unión una zona cargada pero vaciada de portadores de carga libre y por consiguiente aislante.

Dado que a un lado de esta zona cargada, se encuentra un exceso de carga positiva, y al otro lado hay un exceso de carga negativa, esto genera un campo eléctrico. Dado que hay un campo eléctrico, hay una diferencia de potencial a lo largo de esta región denominada potencial de contacto. Este potencial de contacto suele estar en torno a 1 V.

Si se liberara algún portador en esta zona vaciada de portadores libres, este sería extraído de la zona de vaciado por el campo eléctrico de la unión. Esta es la característica clave que interesa para los detectores de radiaciones ionizantes. Cuando una partícula atraviesa un diodo, la partícula genera pares electrón hueco por ionización de la banda de valencia del semiconductor. Entonces, el campo eléctrico empuja estas cargas, generando una corriente. Si se mide esta corriente, entonces se puede detectar si ha pasado una partícula ionizante

3.2.1. Modelo Analítico de la Unión PN Ideal

Como acabamos de explicar, cuando una partícula ionizante atraviesa la zona de carga espacial de una unión PN, se generan pares electrón-hueco que al moverse impulsados por el campo eléctrico de la unión generan señal eléctrica. Cuanto mayor sea el volumen vaciado de portadores de carga libres, mayor será la señal detectada. Se puede calcular analíticamente el tamaño de esta zona sensible resolviendo la ecuación de Poisson (1) correspondiente a una unión PN unidimensional con una distribución de carga abrupta tal y como se muestra en la figura 4 . Esta aproximación analítica nos permite también comprender mejor el funcionamiento de la unión PN bajo polarización inversa, el modo habitual de funcionamiento de un detector de radiación basado en este tipo de uniones.

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\xi} \quad (1)$$

siendo $\rho(x)$ la distribución de densidad de carga en función de su posición x , V la tensión en el medio semiconductor y ξ su constante dieléctrica. La distribución de carga puede ser expresada de manera simplificada según la ecuación (2).

$$\rho(x) = \begin{cases} eN_D & 0 < x < x_n \\ -eN_A & -x_p < x < 0 \end{cases} \quad (2)$$

En la ecuación (2), N_A y N_D corresponden con las concentraciones de impurezas aceptoras y donantes, y e a la carga del electrón. Para conocer el ancho de deplexión del diodo, necesitamos primero integrar la ecuación de Poisson (1).

$$\frac{dV}{dx} = \begin{cases} -\frac{eN_D}{\xi}x + C_n & 0 < x < x_n \\ \frac{eN_A}{\xi}x + C_p & -x_p < x < 0 \end{cases} \quad (3)$$

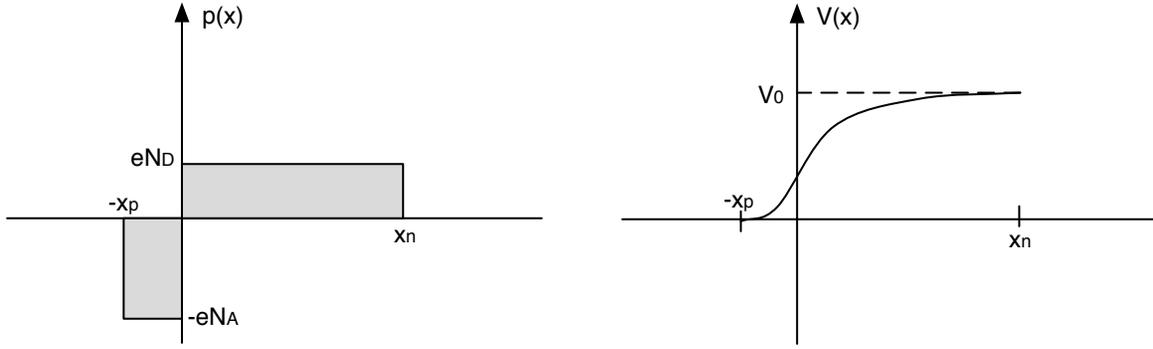


Figura 4: Esquema de distribución de la concentración de impurezas aceptoras y donantes, y la forma de distribución del voltaje.

En la ecuación (3) tenemos dos constante de integración C_n y C_p . Mirando la figura 4 damos valor a esas constantes sabiendo que para $x = x_n$ y $x = -x_p$ el valor de $\frac{dV}{dx}$ es 0. Así que nos queda (4).

$$\frac{dV}{dx} = \begin{cases} -\frac{eN_D}{\xi}(x - x_n) & 0 < x < x_n \\ \frac{eN_A}{\xi}(x + x_p) & -x_p < x < 0 \end{cases} \quad (4)$$

Ahora integrando una segunda vez, obtenemos la ecuación del potencial eléctrico (5).

$$V(x) = \begin{cases} -\frac{eN_D}{\xi}\left(\frac{x^2}{2} - x_n x\right) + C & 0 < x < x_n \\ \frac{eN_A}{\xi}\left(\frac{x^2}{2} + x_p x\right) + C' & -x_p < x < 0 \end{cases} \quad (5)$$

Dado que el potencial eléctrico es continuo, en el punto $x = 0$ tiene el mismo valor, lo que nos permite conocer que las constantes de integración son iguales $C = C'$. Además, conociendo el valor de V para $x = x_n$ y para $x = -x_p$ podemos calcular V_0 resultando como (6).

$$V_0 = \frac{eN_D}{\xi}(N_D x_n^2 + N_A x_p^2) \quad (6)$$

Teniendo en cuenta que la conservación de la carga, tenemos la relación (7), que nos permite calcular los valores x_p y x_n gracias a la ecuación (6).

$$N_D x_p = N_A x_n \quad (7)$$

$$\begin{aligned}
x_n &= \left(\frac{2\xi V_0}{eN_D(1+\frac{N_D}{N_A})} \right)^{1/2} \mu m \\
x_p &= \left(\frac{2\xi V_0}{eN_A(1+\frac{N_A}{N_D})} \right)^{1/2} \mu m
\end{aligned} \tag{8}$$

En el caso de que $N_A \gg N_D$, por la ecuación (7), tenemos que $x_n \gg x_p$. Y el ancho de deplexión nos queda como (9)

$$d = x_p + x_n \simeq x_n \simeq \left(\frac{2\xi V_0 (N_A + N_D)}{e N_A N_D} \right)^{\frac{1}{2}} \tag{9}$$

Además, por la misma relación de antes de $N_A \gg N_D$, (9) se puede aproximar como la ecuación (10).

$$d \simeq x_n \simeq \left(\frac{2\xi V_0}{eN_D} \right)^{1/2} \tag{10}$$

Aprovechando que la resistividad puede expresarse como (11), finalmente el ancho de deplexión es igual a (12).

$$\rho = \frac{1}{eN_D\mu_e} \tag{11}$$

$$d \simeq (2\xi\rho_n\mu_e V_0)^{1/2} \tag{12}$$

Así que aprovechando esta expresión con los valores de ξ y μ_e en Silicio tenemos estos valores de ancho de deplexión.

$$d = \begin{cases} 0,53(\rho_n V_0)^{\frac{1}{2}} \mu m & n - type \\ 0,32(\rho_n V_0)^{\frac{1}{2}} \mu m & p - type \end{cases} \tag{13}$$

En una unión sin polarización, los valores de ρ_n está en torno a $2,000\Omega cm$ para Silicio de tipo n y alta-resistividad, y V_0 se encuentra en torno a 1 V. Como resultado, $d \simeq 24\mu m$, lo que supone una longitud bastante pequeña para la detección de partículas.

Dada la longitud de la zona de deplexión, y la diferencia de potencial, en condiciones normales, el diodo no es un buen detector de partículas. Sin embargo, una forma de mejorar estas características es aplicando una diferencia de potencial al diodo en inversa, es decir, un voltaje negativo en la zona p, ó al revés, aplicando un voltaje positivo a la zona n. De esta forma, los huecos libres que se encuentran en la zona p tenderán a

apartarse de la zona de depleción hacía al exterior, mientras que los electrones libres harán lo mismo en la zona p, aumentando por tanto la zona libre de carga. Por tanto, se ha aumentado la zona que permite recoger carga cuando pasa una partícula ionizante, y además, al aplicar un campo eléctrico más fuerte, la señal es más grande, y más fácil de detectar.

Para calcular el tamaño de la zona de depleción una vez aplicado un campo eléctrico, sólo hay que volver a utilizar la ecuación (13) sustituyendo V_0 por $V_0 + V_B$, siendo V_B el voltaje de bias. Si se incrementa la zona de depleción hasta cubrir completamente todo el diodo, entonces se dice que el diodo está depletado. A partir de ese punto, no se podrá incrementar la cantidad de carga que puede liberar una partícula al atravesarlo, sin embargo, si se puede generar más corriente, puesto que se puede seguir incrementando el voltaje de bias.

Obviamente hay un límite hasta el que se puede seguir aplicando una diferencia de potencial. Dependiendo de las propiedades del diodo, a partir de cierto voltaje se puede producir una rotura, y empezará a conducir.

3.2.2. Capacidad de la Unión

Toda unión PN polarizada en inversa presenta una capacitancia por el hecho de tener una región vacía de carga entre dos regiones capaces de conducir. Para calcular el valor de esta capacitancia utilizamos la formula genérica para condensador planar (14).

$$C = \xi \frac{Area}{d} \quad (14)$$

En esta expresión genérica tenemos un valor de área, que dependerá del diodo que estamos empleando. El valor d se corresponde con el valor de ancho de depleción que será dependiente del tipo de diodo estudiando así como del voltaje aplicado. El valor de capacitancia lo podemos expresar entonces a partir de la ecuación (13) como (15). Por tanto un medida de la capacidad de sensor indicará el tamaño de la zona de la carga espacial vaciada de portadores libres.

$$\frac{C}{A} = \begin{cases} 2, 2(\rho_n V_0)^{-\frac{1}{2}} pF/mm^2 & n - type \\ 3, 7(\rho_n V_0)^{-\frac{1}{2}} pF/mm^2 & p - type \end{cases} \quad (15)$$

3.3. Generación de la Señal: Carga Inducida por una Carga en Movimiento en un Electrodo Capacitivo

Como se ha explicado con anterioridad, el campo eléctrico creado por la redistribución de portadores libres en torno a la unión pn y la polarización inversa de la misma produce el vaciado de portadores libres en un volumen entorno a la unión. Una partícula ionizante

o un pulso láser crea a su paso por esta zona vaciada de portadores una traza de pares electrón-hueco, como se muestra en la figura 5. Los huecos y los electrones experimentarán un movimiento de deriva siguiendo las líneas de este campo eléctrico hacia los electrodos recolectores de carga. Una vez los portadores de carga libres se ponen en movimiento se comenzará a inducir corriente en los electrodos de acuerdo con el teorema de Ramo que pasaremos a enunciar brevemente a continuación.

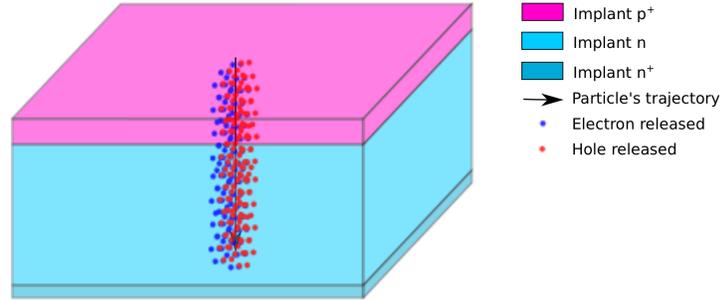


Figura 5: Estructura PN básica cuando una partícula ionizante cruza el diodo

Para entender la inducción de señal de los pares electrón-hueco una vez han sido creados, necesitamos emplear el teorema de Shockley-Ramo para carga inducida [8]. Este teorema explica como se induce una señal en electrodos capacitivos por el movimiento de una partícula cargada en el vacío, su aplicación también es válida para el caso de una partícula en movimiento en un medio material cargada y polarizado (el caso de un detector de radiación basado en uniones pn). Una demostración de este teorema referida al caso de diodos semiconductores se puede encontrar en [4, 2]. La única limitación del teorema de Ramo es que el movimiento de las cargas debe de ser lo suficientemente lento para poder ser descrito como una sucesión de estados electrostáticos. De acuerdo con este teorema la corriente inducida en los electrodos cuando una partícula cargada está en movimiento, viene dada por la expresión (16).

$$I_s = -q\nabla U_w v_{dr} \quad (16)$$

Donde I_s es la corriente inducida, q es la carga de la partícula en movimiento, v_{dr} es la velocidad de la carga y U_w es el denominado *weighting field*, una medida del acoplamiento electrostático entre la carga en movimiento y los electrodos recolectores. El U_w se calcula poniendo una tensión de un voltio en el electrodo cuya corriente inducida queremos determinar y cero en el resto de electrodos, no se tienen en cuenta para su cálculo ni los portadores libres de carga ni la carga espacial del diodo. Las propiedades del dieléctrico del material entre los electrodos no se toman en consideración para el cálculo. El campo U_w solo depende de la geometría de los electrodos, por ello puede diferir bastante de campo eléctrico real que determina el movimiento real de las cargas ($\vec{r}(t)$). Por conveniencia

podemos reescribir de manera explícita la dependencia temporal de la corriente inducida en la siguiente expresión donde E_w se define como el campo eléctrico ficticio asociado al potencial U_w , μ la movilidad del portador en el medio y E el campo eléctrico real.

$$I_s(t) = q\vec{E}_w(\vec{r}(t))\mu\vec{E}(\vec{r}(t)) \quad (17)$$

donde hemos hecho uso de la expresión que relaciona la velocidad de deriva de la carga con el campo eléctrico real.

$$\vec{v}_{dr} = \frac{d\vec{r}}{dt} = \mu\vec{E}(\vec{r}) \quad (18)$$

3.3.1. Recombinación de Portadores Libres

La inyección de carga se produce por el impacto de un pulso láser sobre diodo. Después de este, la carga liberada es transportada por el campo eléctrico resultando en una corriente expresada en la ecuación (17). Sin embargo, hay que tener en cuenta otro fenómeno. Cuando una partícula ionizante atraviesa el diodo, un número de electrones de la banda de valencia saltan a la banda libre gracias a la energía recibida de la partícula ionizante, generando dos portadores por cada salto, un hueco y un electrón. Al estar liberados, estos dos portadores se mueven y producen una corriente gracias al campo eléctrico en la zona de vaciado. Pero también es un fenómeno frecuente, que tras haberse generado un par electrón-hueco, en algún determinado momento, se encuentre un electrón con un hueco, recombinándose, y cayendo el electrón a la banda de valencia. A partir del momento de recombinación, se deja de contribuir a la corriente inducida. Este proceso se puede entender como una pérdida de portadores de carga.

De esta manera, según el desarrollo explicado en la referencia [4], el número de portadores es dependiente del tiempo, según la expresión:

$$N(t) = N(0)e^{\frac{-t}{\tau_{eff_{e,h}}}} \quad (19)$$

3.3.2. Evolución en el Tiempo de de la Señal Inducida: Motivación para la Caracterización TCT (*Transient Current Technique*)

Considerando la recombinación en la ecuación de corriente inducida (17), nos queda así:

$$I_{e,h}(t) = e_0N(t)\vec{E}_w(\vec{r}(t))\vec{v}_{dr}(\vec{r}(t)) \quad (20)$$

En una estructura PN estándar, el campo eléctrico \vec{E}_w es constante, y como se expresa en la referencia [4], su valor es $E_w = 1/D$ por lo que podemos expresar la ecuación (20) como (21).

$$I_{e,h}(t) = -\frac{e_0 N(t)}{D} v_{dr}(t) \quad (21)$$

También en [4] se desarrolla el valor de $v_{dr}(t)$, obteniendo como ecuación final para la corriente a lo largo del tiempo (22).

$$I_{e,h}(t) = -\frac{e_0 N(t=0)}{D} \mu_{0,e,h} E(x_0) \exp\left(\frac{\pm kt}{\tau_{e,h}} - \frac{t}{\tau_{effe,h}}\right) \quad (22)$$

Tomando k el valor 1 o -1 en función del tipo de portador, y $\mu_{0,e,h}$ siendo dependiente del campo eléctrico. Una parametrización de este valor se encuentra en la referencia [4]. El $\tau_{e,h}$ es el tiempo de recolección característico del portador, es decir, el tiempo que transcurre desde que el portador se ha creado hasta que alcanza el electrodo de lectura al voltaje de polarización tal que el diodo queda completamente vaciado de portadores libres, este tiempo viene dado por la siguiente expresión:

$$\tau_{e,h} = \frac{\epsilon}{\mu_{e,h} N_{eff}} \quad (23)$$

Donde N_{eff} es la densidad efectiva de dopado. La expresión 22 muestra de manera explícita como la corriente generada al paso de la partícula ionizante depende del dopado efectivo del sustrato y de la vida media de los portadores libre en el mismo. Por consiguiente, la medida de la señal resulta temporalmente nos permite caracterizar estos dos importantes parámetros que se ven significativamente modificados cuando el sensor es sometidos a niveles altos de radiación como consecuencia del daño por desplazamiento que daña la estructura cristalina del silicio. Esta técnica de caracterización basada en la medida de la corriente generada por la señal recibe el nombre de *Transient Current Technique* (TCT) donde se emula el paso de la partícula ionizante mediante pulsos láser con una duración de algunas decenas de picosegundos. Estos pulsos rápidos nos aseguran que la excitación laser no se transforma en fonones y se emplea principalmente en la generación de pares electrón-hueco.

En nuestro dispositivo TCT instalado, son dos casos los que se han estudiado, impactando con haces de luz roja (670 nm) y luz infrarroja (1060 nm). En el caso de la luz roja es posiblemente la que más información puede aportar. Su penetración en Silicio es de 3.3 μm , es decir, solo crearán pares electrón-hueco hasta una profundidad de 3.3 μm con respecto a la superficie del diodo iluminado. Dado que los electrones y los huecos se mueven en dirección opuesta, unos portadores serán arrastrados en grupo a lo largo de

todo el volumen sensible del diodo, mientras los otros serán inmediatamente recolectados por el electrodo más próximo, y por lo tanto será filtrados por el nuestro canal de lectura que posee un ancho de banda limitado por la capacidad del diodo y la resistencia de entrada del amplificador. La señal resultante será la contribución de un solo portador que viajará en grupo por todo el sensor hasta llegar al electrodo más alejado.

En caso de inyectar luz infrarroja, esta longitud de onda presenta poca absorción en el Silicio, por ello se crean pares electrones-hueco a lo largo de todo el haz láser que atraviesa la zona sensible. En este caso, la señal generada será la contribución de electrones y huecos a lo largo de todo el volumen sensible del diodo y, a diferencia de la inyección de luz roja, es esencialmente independiente de por qué cara se inyecte el láser.

A continuación pasaremos a describir en detalle el dispositivo experimental instalado en la sala blanca para la caracterización TCT de diodos.

4. Montaje y Caracterización de un Dispositivo Experimental para la Realización de Caracterizaciones TCT

Como se fundamentó en capítulo anterior, la caracterización de la respuesta de corriente transitoria (TCT en sus siglas en inglés) de un diodo permite la determinación de su densidad de dopado efectiva y otros parámetros susceptibles de ser afectados por la radiación como es el caso del camino medio recorrido por los portadores libres de carga. Para ello, se inyecta un pulso láser con una duración de decenas de picossegundos sobre un punto determinado del diodo, de forma que se pueda medir la señal inducida en el electrodo de lectura.

A continuación pasaremos a describir el dispositivo experimental usado para la llevar a cabo las caracterizaciones TCT en la sala limpia del Instituto de Física de Cantabria. Parte de mis tareas durante la realización de este proyecto consintieron no sólo el llevar a cabo las caracterizaciones de los diferentes tipos de diodos sino que además participé del montaje y optimización (reducción de ruidos EM) del dispositivo experimental.

4.1. Descripción del Dispositivo Experimental

Para realizar las medidas TCT se montó en la sala limpia del Instituto de Físicas de Cantabria el montaje que se muestra esquemáticamente en la figura 6. Básicamente se pueden diferenciar dos partes dentro del dispositivo.

Por una parte, están los dispositivos encargados de generar el pulso a analizar. Dentro de estos encontramos el sensor a estudiar, el láser de picossegundo, el controlador PILAS del láser, el generador de pulsos Keithley 3390, la óptica focalizadora y el sistema automatizado para el posicionamiento del colimador láser. De esta forma, un software de control, haciendo uso del bus de campo GPIB, activa el generador de pulsos Keithley 3390 para que dispare a su vez el controlador PILAS del láser. Este activa y dispara el láser provocando un pulso con una duración de picosegundos. El pulso láser es focalizado para impactar aproximadamente en el centro del diodo (o en otra zona de estudio) con el ancho de spot más pequeño posible, alrededor de $7\mu m$ de radio de spot. Para focalizar y apuntar el láser se emplea un sistema de posicionamiento automatizado, que debe ser calibrado previamente a las medidas de cada diodo. Una vez establecida la posición correcta del láser, la posición queda fija para en resto de las medidas.

Por otra parte, tenemos los dispositivos que tienen como función llevar a cabo la lectura del pulso generado. Estos dispositivos son la PCB sobre la que se posa el diodo, la electrónica que desacopla (T-Bias), el amplificador y el osciloscopio. La función de la PCB es la de dar soporte mecánico al diodo caracterizado y guiar con las impedancia adecuada el pulso generado hasta el cable coaxial que conecta a la T-Bias. Esta último dispositivo

permite separar la salida AC hasta el osciloscopio de la entrada DC que polariza el diodo. Al llegar el pulso al osciloscopio este es registrado y enviado al ordenador para ser almacenado y, posteriormente, analizado.

Fuera de la parte automatizada del dispositivo, se encuentra la Caja Negra que cumple funciones de caja de Faraday. Este dispositivo pasivo tiene dos un funciones, una es la de aislar de luz externa el sensor, de tal forma que solo responda el sistema a la luz del láser; y su otra función es aislar de ruido electromagnético la PCB sobre la que se posa el diodo. Por otro lado, la tarjeta PCB se apoya en un portamuestras refrigerado con nitrógeno y controlado por un Peltier lo que nos permite realizar las medias en un amplio rango de temperaturas, pudiendo alcanzar valores inferiores a los -20 grados celsius, tal y como requiere la caracterización de los diodos irradiados. A parte de la sala limpia donde se encuentra el laboratorio que controla la temperatura y las partículas en suspensión, hay un sistema de refrigeración para las muestras irradiadas.

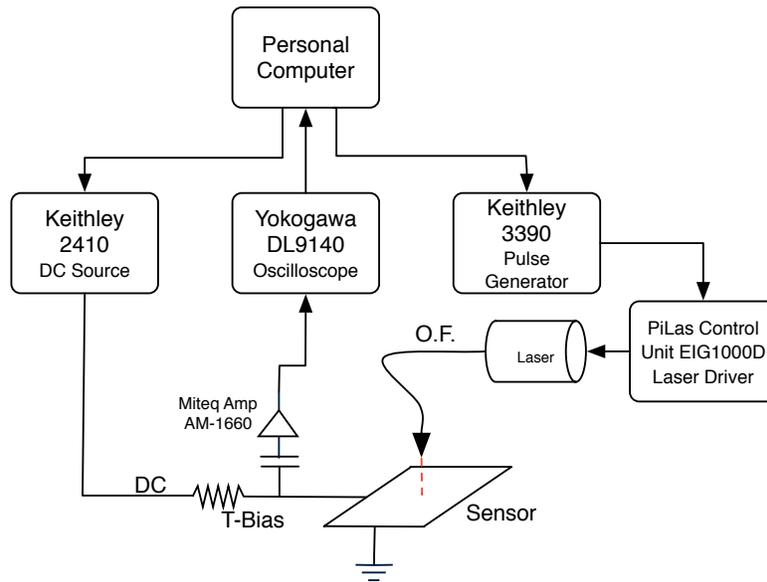


Figura 6: Esquema del Set-up TCT

4.2. Caracterización del Sistema

Un requisito del proyecto es ofrecer una caracterización de la respuesta del sistema. Para hacerla, el laboratorio no dispone de un analizador de redes, ni de generadores de funciones de alta frecuencia, por lo que caractericé el sistema en el espacio temporal, como más adelante explico.

Este dispositivo experimental consta de múltiples componentes, pero esta caracterización atañe solo a los dispositivos de RF que componen el sistema, centrándome en

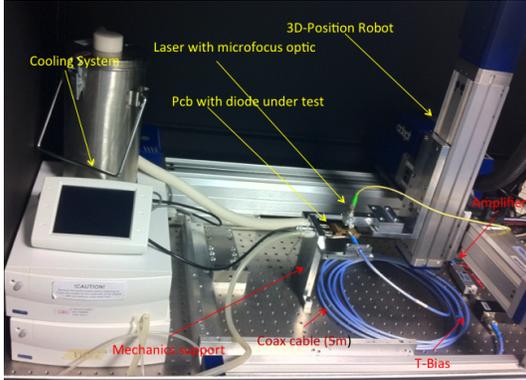


Figura 7: Interior de la caja de Faraday que contiene el módulo robot con el sensor, la T-Bias y el amplificador

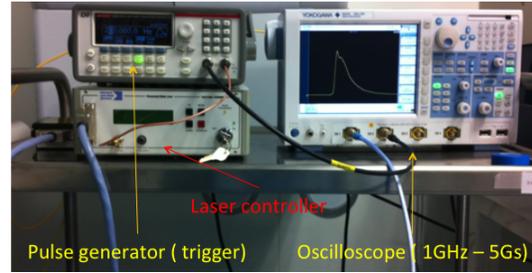


Figura 8: Equipos usados en el montaje TCT: Generador de pulsos, Controladora Láser y Osciloscopio

particular en aquellos que producen cambios significativos en la señal de lectura.

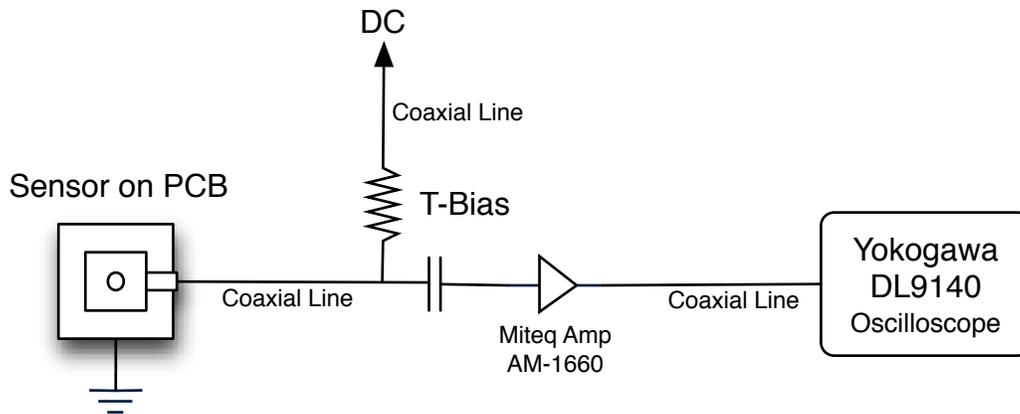


Figura 9: Componentes de RF a caracterizar en el Set-up de TCT

En la figura 9 se muestran los componentes sujetos al análisis. Empezando por el cable coaxial que conecta la PCB sobre la que está instalado el sensor, hasta la T-bias, la propia T-bias, el amplificador, y la línea que conecta este y el osciloscopio.

Introducción: Propiedades del Amplificador como sistema LTI

Un amplificador es un dispositivo que amplifica una señal por un valor constante. Desde el punto de vista de tratamiento de señales, las propiedades de un amplificador ideal es LTI (Lineal e Invariante Temporal). Esta característica es muy importante en un sistema porque permite conocer la salida del sistema para cualquier entrada a partir de la convolución, método que se utilizará más adelante para caracterizar este dispositivo. Para

comprobar que efectivamente se trata de un sistema LTI, demuestro las dos propiedades para un amplificador con una entrada definida como $x(t)$, salida como $y(t)$ y un factor de amplificación igual a A .

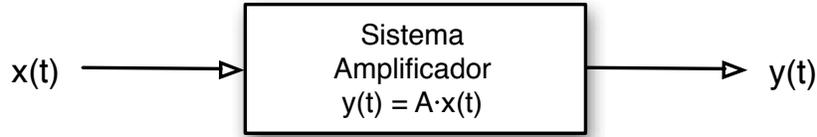


Figura 10: Sistema Amplificador

Demostración de las Propiedades LTI

Antes de comenzar a realizar la caracterización del dispositivo, voy a demostrar las dos propiedades que cumple un amplificador para que pueda ser modelado como sistema LTI y de esta manera poder caracterizarlo con la respuesta al impulso del sistema.

La propiedad lineal significa que si tengo dos señales tales que $x_1(t)$ y $x_2(t)$, y sus respectivas señales de salida, $y_1(t)$ y $y_2(t)$, el valor de la salida del sistema para la entrada $x_1(t) + x_2(t)$ será $y_1(t) + y_2(t)$ para cualquier $x_1(t)$ y $x_2(t)$. Aplicando la definición de amplificador como la salida igual a la entrada por una constante demuestro esta propiedad en la ecuación (24).

$$y_3(t) = A \times (x_1(t) + x_2(t)) = A \times x_1(t) + A \times x_2(t) = y_1(t) + y_2(t) \quad (24)$$

Siendo en esta expresión $y_1(t) = A \times x_1(t)$ y $y_2(t) = A \times x_2(t)$.

La otra propiedad a demostrar es la invarianza temporal. Como en el caso anterior, aplico la definición de amplificador para demostrar su validez en las ecuaciones (25) y (26), y observo como la respuesta del sistema no depende del momento temporal.

$$y_4(t) = A \times x_4(t) \quad (25)$$

$$y_5(t) = A \times x_4(t - t_0) = y_4(t - t_0) \quad (26)$$

Definición de Respuesta al Impulso

El comportamiento de un sistema Lineal e Invariante Temporal con una entrada $x(t)$ está definido por la convolución de la entrada por la respuesta al impulso, siendo la

respuesta al impulso la salida de un sistema LTI cuando a la entrada introducimos una Delta de Dirac, y se denota por $h(t)$.

$$h(t) = y(t)|_{x(t)=\delta(t)} = h(t) * \delta(t) \quad (27)$$

$$y(t) = h(t) * x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(\tau)x(t - \tau)d\tau \quad (28)$$

Esta característica de los sistemas LTI nos permite modelar cualquier sistema sólo conociendo su respuesta al impulso, ó su equivalente en frecuencia, la respuesta en frecuencia.

$$H(e^{j\omega}) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} h(t)e^{-j\omega t} dt \quad (29)$$

Aproximación al Modelo de Sistema LTI

El dispositivo a caracterizar es el amplificador AM-1660 de Miteq, el cual como todo dispositivo real electrónico no es un sistema LTI, puesto que no se le puede inyectar una señal de tensión infinita, sino que es una aproximación a esta clase de modelo matemático. Es decir, podemos considerar que un amplificador tiene un comportamiento LTI si trabajamos dentro de unos límites de señal de entrada. En el caso del amplificador que disponemos, estos límites para una impedancia a la salida de 50 ohmios es de más/menos 1 voltio. Para aclararlo, si encuentro una manera de determinar esta respuesta al impulso $h(t)$, puedo caracterizar perfectamente el comportamiento del dispositivo controlando los valores de tensión de entrada.

Introducción: Parámetros a Caracterizar

Como explico anteriormente, pretendo caracterizar el sistema como LTI buscando la respuesta del sistema a partir de una entrada. Pero en un dispositivo de RF como éste, eso son los parámetros de Scattering, que dan muestra de la señal reflejada y transmitida para los distintos puertos del dispositivo. En el caso que nos concierne, con dos puertos, uno de entrada y otro de salida, me fijo en el parámetro S_{21} que es el que me da información de como se transmite la señal entre el puerto 1 y 2. En la ecuación (30) se aclara la relación entre los parámetros S de scattering y las ondas de entrada y reflejadas.

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix} \quad (30)$$



Figura 11: Esquema de un sistema de Radiofrecuencia

La opción óptima para caracterizar estos parámetros es un "Network Analyzer" pero el laboratorio del IFCA no dispone de ningún equipo de esta clase. Por ello, la caracterización pasa a realizarse de forma más manual. Hay dos estrategias principales para caracterizar un dispositivo electrónico de carácter analógico: en el dominio temporal y en el dominio frecuencial. El dominio frecuencial tiene ciertas ventajas frente a trabajar en el dominio temporal, como que permite analizar más fácilmente el ruido que se produce debido a los productos de intermodulación en la etapa de amplificación, ó permite obtener de forma más directa la respuesta en frecuencia del sistema. Por contrapartida, muchos equipos capaces de hacer este análisis frecuencial no son capaces de obtener el desfase que produce el sistema.

Estrategia de Medida

La caracterización temporal de un dispositivo electrónico tiene su base en el estudio del comportamiento de señales a través de sistemas. Para obtener el espectro en frecuencia de un amplificador, por ejemplo, debemos insertar un pulso delta de Dirac a la entrada del sistema, de forma que su transformada de Fourier sea un espectro plano en magnitud y desfase.

La respuesta de un sistema LTI (Linear e invariante temporal) es la convolución de la señal de entrada por la respuesta temporal del sistema. La transformada de Fourier de esta operación nos permite calcular la respuesta en frecuencia de nuestro sistema, siempre y cuando utilicemos una señal apropiada a la entrada del sistema. La forma de onda ideal a la entrada del amplificador es una Delta de Dirac en $t = 0$. La transformada de Fourier de esta señal tiene un valor en magnitud de 1 en todas las frecuencias y fase cero, lo que implicaría en la ecuación cuatro, que si introducimos una Delta de Dirac, la respuesta del sistema es directamente la salida obtenida del amplificador.

$$y(t) = x(t) * h(t) \quad (31)$$

$$\mathcal{F}\{y(t)\} = \mathcal{F}\{x(t) * h(t)\} = \mathcal{F}\{x(t)\} \times \mathcal{F}\{h(t)\} \quad (32)$$

$$\mathcal{F}\{h(t)\} = \frac{\mathcal{F}\{y(t)\}}{\mathcal{F}\{x(t)\}} \quad (33)$$

$$H(e^{j\omega}) = \frac{Y(e^{j\omega})}{X(e^{j\omega})} \quad (34)$$

Sin embargo, a pesar de la validez de todas expresiones matemáticas, en la realidad no hay forma de generar una Delta de Dirac, ya que esto solo es un instrumento matemático. Además, aunque se pudiera generar, el amplificador no tolera un valor infinito de tensión a la entrada ni mucho menos, pues tiene un límite de saturación.

A pesar de ello, la validez de la expresión (4) sigue vigente para cualquier sistema LTI, por lo que sólo es necesario introducir una señal a la entrada que se pueda asemejar a un pulso, procurando que el ancho de banda del pulso sea mayor que el del amplificador o sistema que estemos estudiando.

Una vez he obtenido la función $y(t)$ como salida del sistema, realizo la transformada de Fourier tanto de $x(t)$ como $y(t)$, dividiendolas y calculado $H(e^{j\omega})$, y a partir de la transformada de Fourier Inversa obtengo $h(t)$.

Por eso es importante que la transformada de Fourier de la señal de entrada $x(t)$, no tenga nulos en su respuesta en frecuencia, y de esta forma, cuando se divide para obtener la respuesta del sistema, se produzcan polos que no tienen ningún sentido lógico.

Aspectos No Tenidos en Cuenta en la Base Teórica

En la exposición teórica anterior, se ha tomado el amplificador como un ente ideal, cuya ganancia es siempre constante e ideal. Sin embargo, este valor no va a ser constante, motivo por el cual debemos caracterizarlo.

Ese valor constante y definido que amplifica una onda no es constante en realidad, sino que depende en función de la frecuencia. De hecho, el fabricante ya aporta una hoja de características informando del valor de la ganancia para en función de que frecuencia empleemos, tomar un valor u otro. Con la tecnología actual, los amplificadores basados en semiconductores tienen una limitación en su frecuencia de trabajo, que al ser superada, se vuelve incapaz de amplificar a los niveles de su especificación. Además, hay que tener en cuenta que un amplificador también se satura en su valor de salida. En caso de que superemos un determinado umbral, el fabricante no garantiza que el sistema se comporte de manera lineal, introduciendo en la salida efectos no lineales y armónicos. De hecho, es importante analizar el contenido espectral de la salida del amplificador por si de por si introduce gran cantidad de armónicos, pero esta medida no es posible realizarla en el IFCA por motivos explicados más adelante.

Otro punto a evaluar son los productos de intermodulación que se producen, siendo en particular los productos de intermodulación de tercer orden aquellos que más nos pueden distorsionar la salida del amplificador en la banda de interés.

Resultados de la Caracterización

El equipo disponible en el IFCA actualmente sólo permite realizar medidas en el espacio temporal, puesto que no hay ningún network analyzer disponible. Tampoco se dispone de ningún generador de funciones que sobrepase los 50 MHz lo que permitiría realizar un análisis en frecuencia.

De esta forma, se ha empleado para caracterizar el amplificador un osciloscopio Agilent de 6 GHz de ancho de banda y 20 Gs y un fotodetector de InGaAs conectado por fibra óptica a la salida de un láser infrarrojo. De esta manera soy capaz de generar pulsos de ancho 50-50 % 0,4256 ns y una amplitud de 0,8609 mV. Es decir, este pulso tiene un ancho de banda de 2,350 GHz.

Por un lado, es importante que el pulso que introducimos a la entrada del amplificador sea muy estrecho, porque eso implicara que su espectro en frecuencia es muy ancho y que estoy haciendo un análisis más completo del ancho de banda del amplificador. Por otro lado, que la entrada tenga un valor tan pequeño es importante por la ganancia tan grande del amplificador y que no se llegue a saturar. Las especificaciones del fabricante indican una ganancia nominal de 58 dB, es decir, un valor en parámetros de Scattering equivalente a $S_{21} = 794,328$ en la banda de frecuencia del amplificador, y un valor de saturación de 1 voltio.

El resultado final es un ancho de banda para el amplificador de 2 GHz y un valor de amplificación de 965,70, ó lo que es lo mismo 59,69 dB. Por otro lado, la T-bias no ofrece problema para el ancho de banda, puesto que de cara al osciloscopio sólo hay un condensador, y así lo probaba las medidas con el osciloscopio. Sin embargo, un efecto que si se ha visto, es que no está adaptado a 50Ω , lo que se puede apreciar viendo los componentes que forman parte de esta T-bias. El efecto que produce esta pequeña desadaptación es que se pierde un 10 % de la señal que inyectamos por ella, y si no tenemos cuidado, la señal reflejada, puede solaparse con la señal que queremos medir, ensuciándola e impidiéndonos leerla correctamente.

De esta forma, tenemos un amplificador que limita la frecuencia de salida a 2 GHz, una T-bias que sólo limita la baja frecuencia, por último, un osciloscopio con un ancho de banda de 1 GHz (obviamente el sistema se ve restringido por este último elemento). Sin embargo, otro punto que se no se ha tratado hasta el momento es la limitación del ancho de banda debido al propio diodo en si. Las uniones PN ofrece por sus estructura una capacitancia cuando están polarizados en inversa, por lo influye también en la limitación de ancho de banda del sistema.

Los diodos se conectan a través de hilos conductores de aluminio al cable coaxial de 50Ω , por lo que al presentar una capacitancia en paralelo a la generación equivalente de la señal, su ancho de banda se puede reducir a:

$$\tau = R \times C = 50\Omega \times C \quad (35)$$

$$Bandwidth = \frac{1}{2\pi \times 50\Omega \times C} \quad (36)$$

La capacitancia de una unión PN depende de varios factores, pero sobretodo de dos, del dopado de la unión, y del área de la unión PN. En general, los diodos estudiados presentaban unas capacidades entre unos pocos picofaradios cuando apenas han llegado a depletarse los diodos, hasta decenas de picofaradios.

Esto significa que aplicando la ecuación (36), para una capacidad de diodo típica en un rango de 4 a 13 pF, en ancho de banda de la señal generada es de aproximadamente en un rango de 250MHz a 1GHz, y cuando más alto sea el valor de capacitancia, menor será el ancho de banda. A partir de ese momento, el ancho de banda de la señal capturada no estará marcada por el sistema, sino por el propio diodo en si.

Para mejorar esta situación, no es posible cambiar el dopado del diodo, puesto que entonces estaríamos estudiando otra estructura PN. Sin embargo, un parámetro que si se puede cambiar es el área del sensor.

Como comentario final, si bien los resultados de este estudio concreto son sensatos, mi recomendación es emplear un equipo específico para la medición del ancho de banda de equipos de RF tales como el Network Analyser, puesto que el empleo un pulso es más difícil de determinar errores.

Ruido en el Sistema

Antes de realizar esta caracterización se realizaron distintas medidas de prueba. Estas mostraron unos niveles bastantes preocupantes de ruido sobre las medidas, que enmascaraban bastante las medidas cuando aún se suponía que eran bastante buenas ya que los diodos aún no habían sido irradiados.

Para encontrar la fuente de ruido, había que ver las posibilidades: alguno de los elementos del sistema generan el ruido, el ruido se cuela por la fuente de DC, ó el ruido se acopla a las líneas de transmisión RF. Esta última opción parece la más improbable puesto que el sistema permanece encerrado en una caja de faraday que protege contra radiaciones y acoplos, probaré que es la correcta.

Dado que sólo hay una elemento de RF activo, estudie la figura de ruido a la salida del amplificador cuando conecto una carga de 50Ω a la entrada. Sin embargo la figura de ruido era extremadamente baja y limpia. El siguiente punto fue observar la figura de ruido a la salida de la fuente DC a través de un cable coaxial que es conectado a la T-bias.

Esto en principio indicaba que el ruido procedía de la fuente DC, pero se hizo un pequeño experimento. Con la salida de la fuente conectada al osciloscopio, y mostrando la transformada de fourier en vivo por la pantalla, se movieron distintos equipos del laboratorio para ver si efecto sobre el ruido era provocado por estos. Y así era, el osciloscopio, como el generador de pulsos estaban acoplando el ruido debido a su posición cercana a la

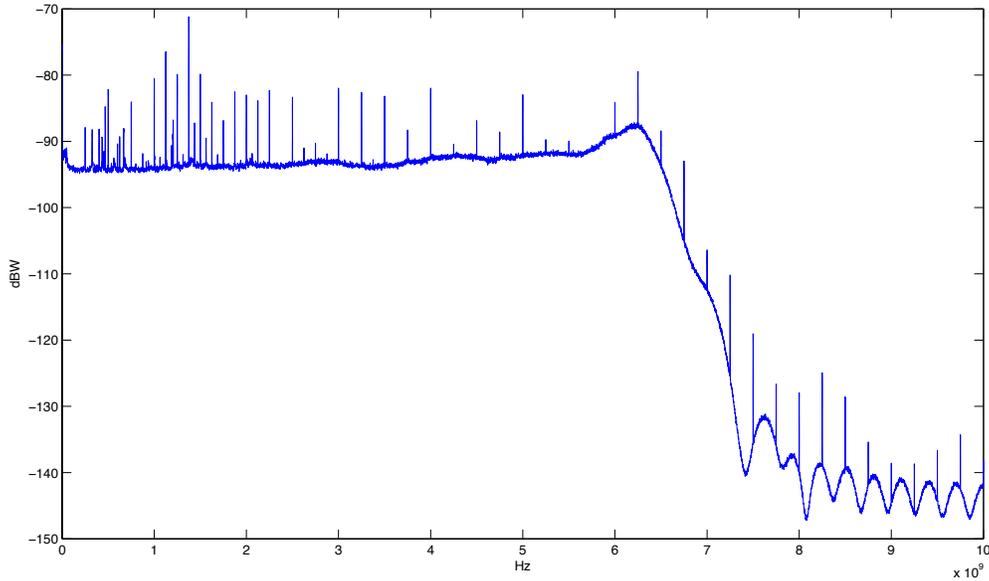


Figura 12: Figura de ruido a la salida de la fuente DC

caja de faraday. Además, se tomo otra medida para evitar el acoplo, se compraron nuevas lineas de transmisión de mejor calidad. Estas dos medidas mejoraron notablemente las medidas tomadas a posteriorí.

4.3. Simulación del Circuito Equivalente al Dispositivo TCT

Una simulación del dispositivo del laboratorio es requerida para estudiar el comportamiento del sistema, así como para obtener la salida final en el osciloscopio, a partir de la inyección de carga teorica expresada por la ecuación de referencia (20). En la simulación solo se tienen en cuenta los componentes de RF del sistema: diodo, líneas coaxiales, T-bias, y osciloscopio. No se tiene en cuenta la contribución del amplificador, por una parte por los buenos resultados de su comportamiento, que solo aportarían un valor de ganancia en la salida de la simulación dada su respuesta plana y su alta frecuencia de corte; y, por otro lado, porque actualmente LTSpice IV¹ no integra en sus librerías ningún componente amplificador con impedancia de entrada y salida 50Ohm. De esta forma, el esquemático estudiado queda como se muestra en la figura 13.

Dentro de la figura 13, se observan los dos componentes que representan el comportamiento eléctrico del diodo: la fuente de corriente y la capacidad C1. La fuente de intensidad genera la señal producida después de un impacto por una partícula ionizante

¹LTSpice IV es un software libre basado en el simulador de circuitos SPICE. Este software es propiedad del fabricante de semiconductores Linear Technology (LTC)

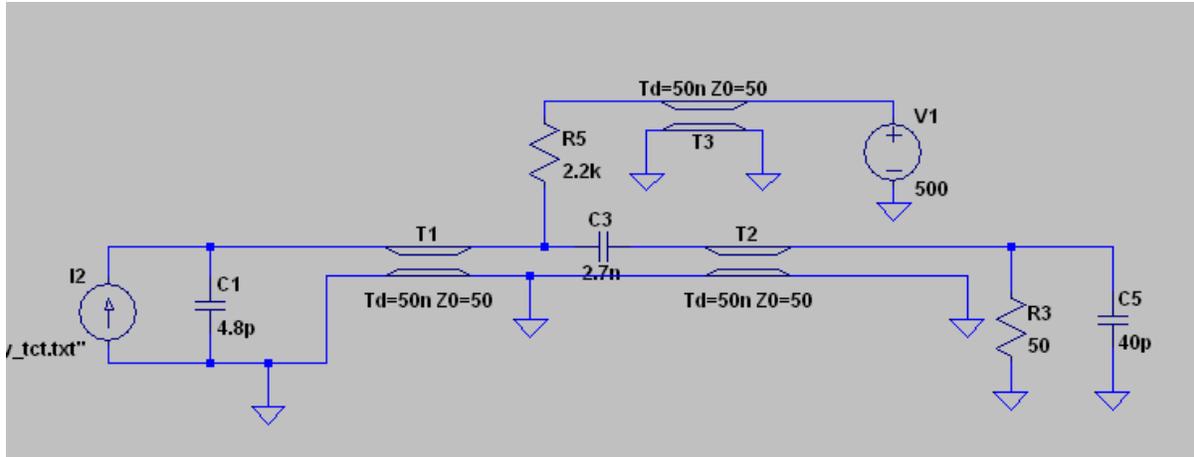


Figura 13: Esquema del Set-up de TCT en laboratorio del IFCA sin Amplificador conectado en el entorno LTSpice, siguiendo el esquema de la figura 9. (El valor real del condensador C5 es de 3.183 pF para un osciloscopio de 1 GHz)

ó bien por un pulso láser. Más adelante se explica los dos tipos de pulsos de corriente que he empleado. El otro componente utilizado en la simulación del sensor, corresponde a la capacitancia que toda unión PN presenta. He definido un valor típico empleando en [5]. Un modelo eléctrico de una unión PN más completo integraría una resistencia en serie de pequeño valor, pero no habría cambios significativos.

El siguiente paso en la simulación sería incorporar el modelo de la placa PCB sobre la que está instalado el diodo. Esta medida es compleja de realizar y es muy dependiente del diseño de la placa PCB. En un primer momento, distintas medidas fueron realizadas con una placa PCB no optimizada y fue necesario rediseñarla por el equipo del IFCA, mejorando gratamente las medidas, en concreto gracias a la supresión de las reflexiones de pulsos. Sin embargo, no pude contar con un modelo eléctrico preciso, por lo que no pude integrarlo en la simulación. Si bien es cierto, que la PCB no tiene porque necesariamente cambiar mucho la señal, sí se observó que la conexión del diodo al cable coaxial generaba reflexiones. El diodo se encuentra posado encima de una pista en la PCB y unido por pintura conductiva de plata, pero la parte superior del diodo se encuentra conectada al conector interior del cable coaxial mediante una microsoldadura de hilo de oro de 25 micras de diámetro. Este pequeño hilo tiene una alta impedancia, lo que provocaba reflexiones que afectaban a la medida. La solución fue emplear más hilos, hasta cuatro, para reducir esta impedancia, consiguiendo unos resultados de alta calidad en la medidas. De la misma manera que con la PCB, esta conexión es de difícil caracterización eléctricamente y no ha sido integrada en la simulación.

A continuación en la cadena de lectura, tenemos un cable coaxial. Este cable coaxial ofrece buenas cualidades, además de permitir alimentar el diodo a alto voltaje. Apenas

tiene atenuación y con su gran ancho de banda, he empleado una línea ideal para todos los coaxiales. Entre las líneas de transmisión T1, T2 y T3 están las resistencias R5 y C3 que representan el dispositivo T-bias. Siguiendo la línea T3 se llega a la alimentación de continua que representa el dispositivo Keithley 2410. Algunos montajes como los expuestos en [4, 7], integran en este apartado un filtro de DC, para evitar que determinados ruidos se puedan colar por la alimentación. El montaje del IFCA muestra que en nuestro caso no es necesaria esta protección adicional y que las medidas son suficientemente limpias de ruido.

Por último, la línea T2 conecta la T-bias hasta el osciloscopio. El osciloscopio se trata del modelo Yokogawa DL9140L, que tiene un ancho de banda de 1 GHz cuando utilizamos una resolución de captura de 8 bits. Por ello, en vez de utilizar una impedancia final de 50Ω como corresponde al conector, empleo un esquema RC. Para calcular la capacidad utilizo la formula de primer orden para un filtro RC (37) para obtener un ancho de banda de 1 GHz.

$$f = \frac{1}{2\pi RC} \tag{37}$$

$$C = \frac{1}{2\pi Rf} = 3,183pF \tag{38}$$

Para este estudio, he empleado dos tipos de entradas. Una de ellas, la primera, viene estudiada en la referencia [1]. Parte de un modelo de estudio de detectores basados en Silicio modelados en Spice. La señal tiene caracteriza el pulso como una exponencial de subida $\tau_r = 3ns$ y una exponencial de descarga de al menos 25 ns. La intensidad de la señal viene dada para un MIP², capaz de generar $4fC$ de carga para $300 \mu m$.

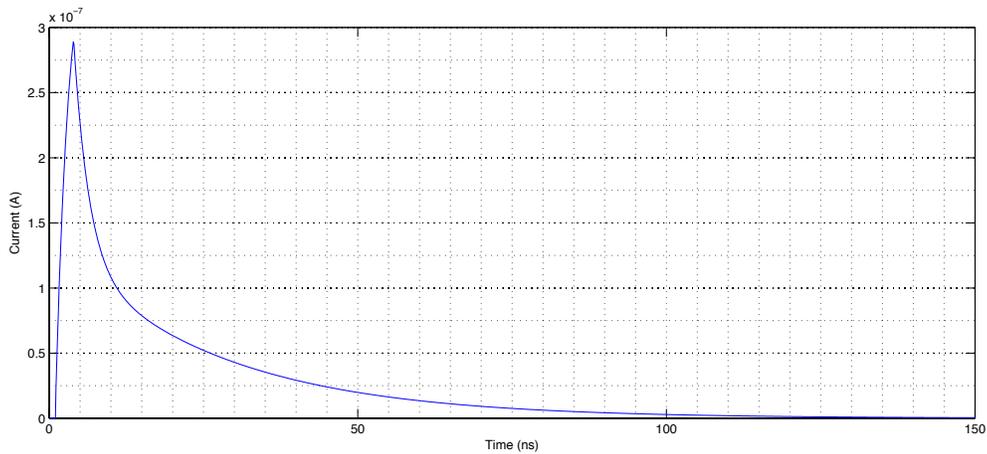


Figura 14: Pulso inyectado en la simulación, obtenido del artículo [1].

²MIP: Minimum Ionizing Particle

Mediante este análisis preparado con la señal de corriente de la referencia [1] se generó la siguiente salida.

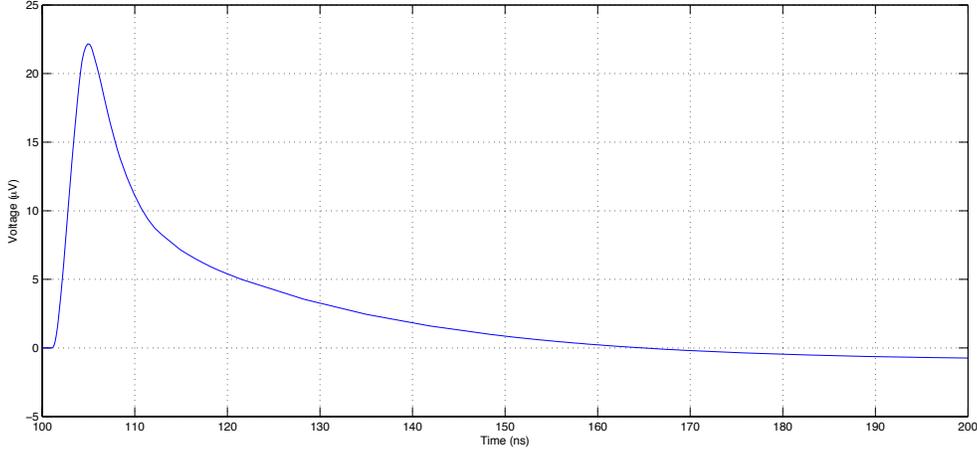


Figura 15: Pulso de salida de la simulación con pulso exponencial del artículo [1].

La segunda simulación que he llevado a cabo, sólo se diferencia en el pulso de entrada. A diferencia de la anterior, he empleado un pulso tipo que se espera en TCT. Esta señal, corresponde a la señal de la fórmula (20). Para aplicar esta ecuación, he tenido en cuenta por una parte, que el $\frac{1}{\tau_{effe,h}}$ en el caso de diodos no irradiados tiende a cero, por lo que se anula la exponencial y no contribuye a la ecuación. Otro parámetro a determinar es el tiempo transitorio de los electrones y huecos $\tau_{e,h}$. Aunque en la tesis de la referencia [4] se da información para calcular este parámetro, se puede hallar fácilmente a partir de las curvas resultado uno orientativo para una simulación, puesto que este valor es dependiente del voltaje de polarización del diodo. Para la simulación, recogo el valor de la pendiente central del diodo FZ2328B, que da un valor de $\frac{1}{\tau_{e,h}} = -9,1 \cdot 10^6 s^{-1}$.

Estas simulaciones ahora además permiten ajustar determinados parámetros, como por ejemplo la capacidad del diodo, la cual cambia para las distintas tensiones de alimentación. Además, en una profundización del modelo, se pueden integrar aspectos como el comportamiento eléctrico de la PCB ó el conexionado mediante hilo de oro.

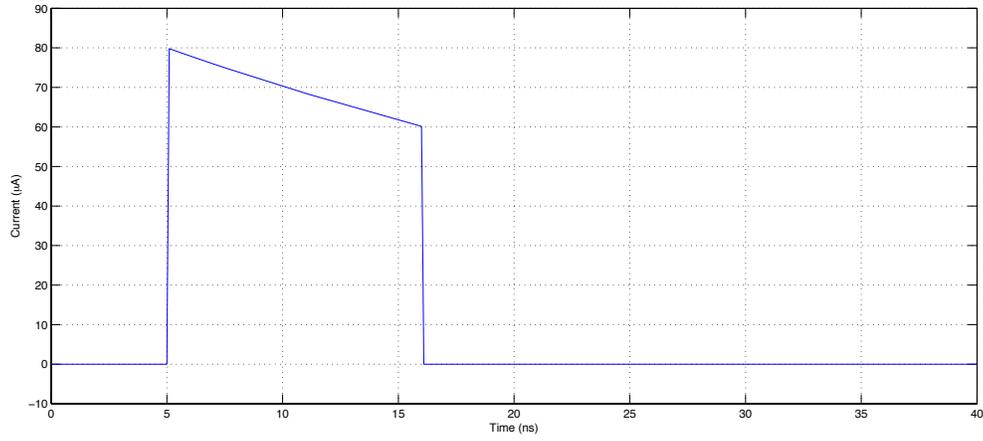


Figura 16: Pulso tipo TCT inyectado en la simulación, obtenido a partir de la formula (20) y de $\frac{1}{\tau_{e,h}} = -9,1 \cdot 10^6 s^{-1}$ para el diodo FZ2328B.

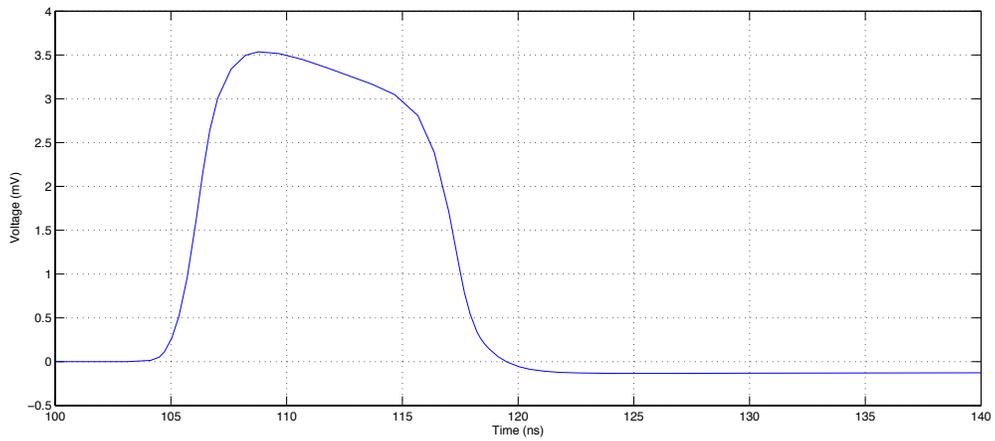


Figura 17: Pulso de salida de la simulación TCT sin Amplificador de por medio

4.4. Aplicación de Lectura y Análisis Automatizado

Una de las tareas del proyecto es la realización de una aplicación informática que automatice la lectura y análisis de las señales obtenidas. Este se encargará de tomar diferentes valores de interés para el posterior análisis de como afecta la radiación a los distintos diodos. La aplicación está realizado sobre Matlab y da detalle sobre: Ancho del pulso, pendiente de las rectas de subida y de bajada, nivel de ruido en el sistema, y su caracterización.

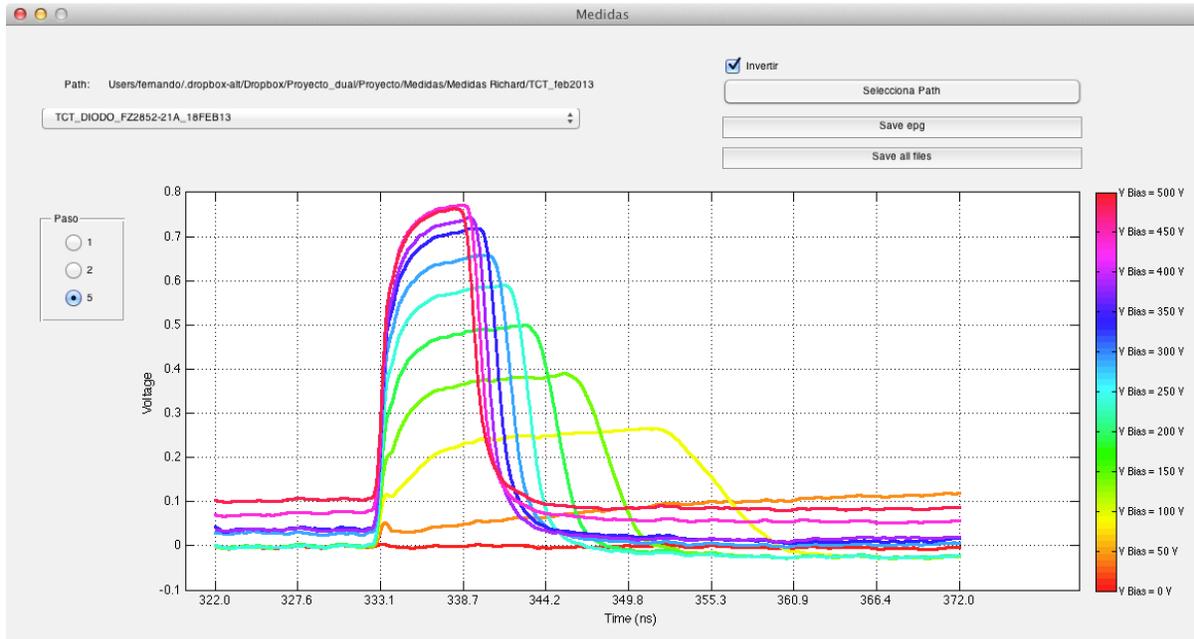


Figura 18: Aspecto de la aplicación de lectura de datos obtenidos por el set-up

En este trabajo, hay dos partes bien diferenciadas. Por un lado esta la aplicación de lectura de señales. Esta está construida sobre una interfaz de Matlab, que permite de forma gráfica interactuar con la aplicación, buscar por carpetas y guardar gráficas enteras en formato eps para su posterior publicación.

La otra parte, la encargada del análisis, está en formato de script. Para su ejecución es necesario realizar una lectura de alguna de las gráficas que queramos analizar, y ejecutar entonces el script. Éste entonces lanza una serie de ventanas que permiten verificar gráficamente que se ha realizado bien el análisis.

Un ejemplo de análisis de una curva TCT es el siguiente 19.

La salida del programa de análisis es así.

La pendiente de la recta $1/\tau$ es: $-1.6187e+07$

El tiempo de subida es: $2.45e-09$ s

El tiempo de bajada es: $2.3e-09$ s

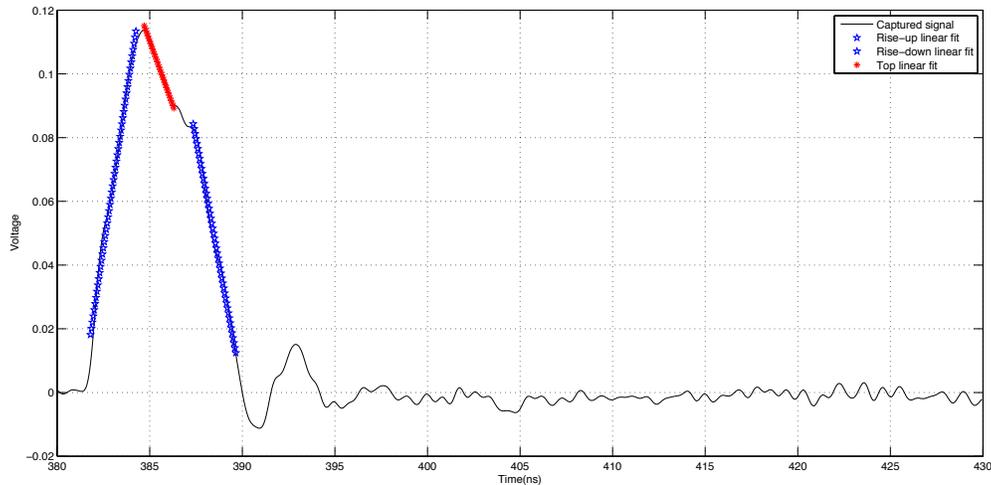


Figura 19: Análisis realizado por el script de análisis automatizado

El ancho del pulso es: $5.475e-09$ s

La carga integrada es: $5.802e-09$

Los resultados de este análisis pueden ser aprovechados en un bucle para mostrar datos como los de las figuras 24 y 25.

Después de hacer un análisis detallado del pulso y sus características, el script también es capaz de generar información a partir del ruido. Para el diseño de este análisis, tuve una reunión especial con uno de los miembros del equipo en el experimento de CMS en el CERN. Este miembro se había encargado previamente de un análisis análogo al que yo debía desempeñar pero empleando python. Él me explicó las directrices que había seguido para realizar automáticamente sus análisis, y a partir de ahí comencé a realizar mi trabajo.

La versión que debía establecer pretendía devolver datos sobre el valor de RMS, media y longitud de la señal estudiada, empleando para ello la sección previa de señal al pulso en cada captura. En principio, el ruido no debería ser una preocupación desde el punto de vista que estamos en un ambiente muy controlado y equipo bastante preciso. Sin embargo, para evitar problemas a largo plazo, aumente las capacidades de este script de tal forma que incorporara también el espectro en frecuencia del ruido. Además, utilizando la statistics toolbox de Matlab empleé las funciones *kstest()* y *runstest()*. La primera es un test de gaussianidad empleando el algoritmo de Kolmogorov-Smirnov para determinar el tipo de distribución mediante la Función de Distribución Acumulada. Para este script he empleado en todo el caso los valores por defecto de probabilidad de falsa alarma del 5%. La segunda función sirve para determinar si estamos ante ruido blanco. De la misma

manera, la probabilidad de falsa alarma que he escogido es del 5%.

Además de la mejora técnica obvia donde se aprovecha más información, también cabe destacar la nueva implementación en Matlab, dejando a parte la versión alternativa en Python, bastante compleja y engorrosa de usar.

La longitud de ruido estudiado es: 813

El valor medio de ruido es: -0.0040504

El valor RMS de ruido es: 1.9732e-05

El test de gaussianeidad es:

El ruido NO es gaussiano

El test de aleatoriedad es:

El ruido NO es blanco

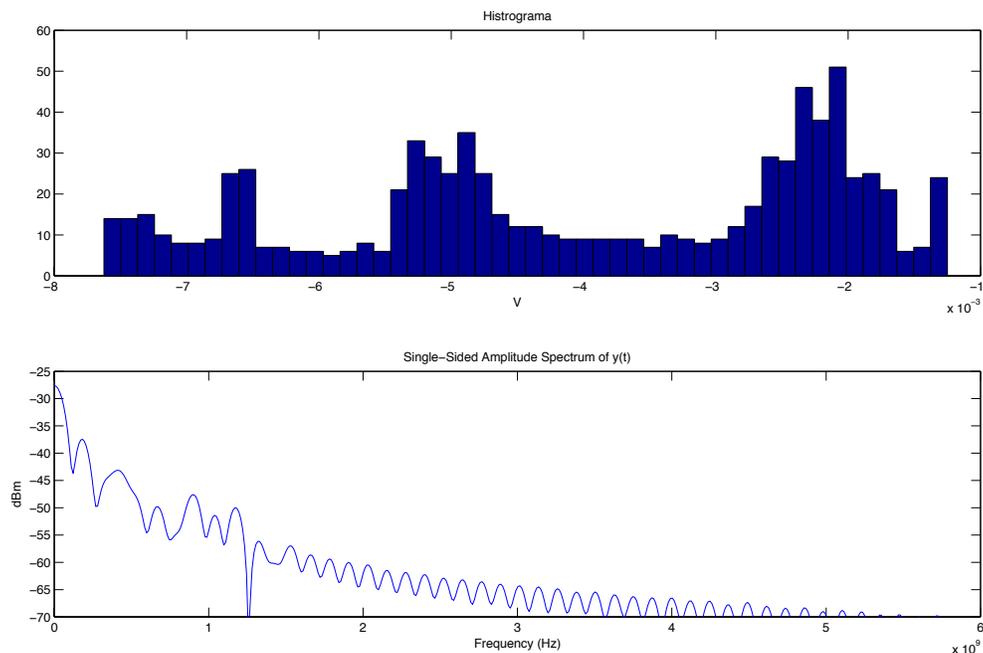


Figura 20: Salida gráfica del estudio de ruido

Aunque los scripts de análisis funcionan razonablemente bien, hay un problema que va a surgir a la larga, y necesitará de más desarrollo. Ahora mismo, todas las curvas analizadas, especialmente en el estudio del pulso, ofrecía buenos resultados. Sin embargo, a partir de que se vayan analizando diodos irradiados, donde los pulsos van a tener cada vez una forma más distorsionada, el script difícilmente va a poder identificar las partes que corresponde con la curva de subida, la de bajada y el ancho del pulso.

5. Resultados de la Caracterización TCT de diodos PN y de Avalancha

Inicialmente, se realizaron varias tandas de medidas para calibrar el sistema y buscar defectos y errores en el montaje. Durante este periodo se buscaba la máxima concordancia entre la descripción teórica de pulsos TCT, tal y como se describieron en el segundo capítulo de esta memoria, con la medidas obtenida con el dispositivo experimentales para diferentes configuraciones de toma de datos, longitudes de onda y duración de los pulsos láser.

Un ejemplo de esta búsqueda de errores es la tanda de medidas con la primera versión de la PCB que se usaba para soportar y polarizar el diodo bajo estudio. Se realizaron para un mismo diodo sin irradiar dos bloques de medidas: un bloque realizado con láser rojo impactando por detrás (zona alejada de la unión pn) para tres temperaturas diferentes (-20°C , 0°C y 20°C) y diferentes voltajes de polarización; el otro bloque de medidas fue realizado con láser infrarrojo, y siguiendo el mismo esquema que el bloque anterior en cuanto temperaturas y polarizaciones.

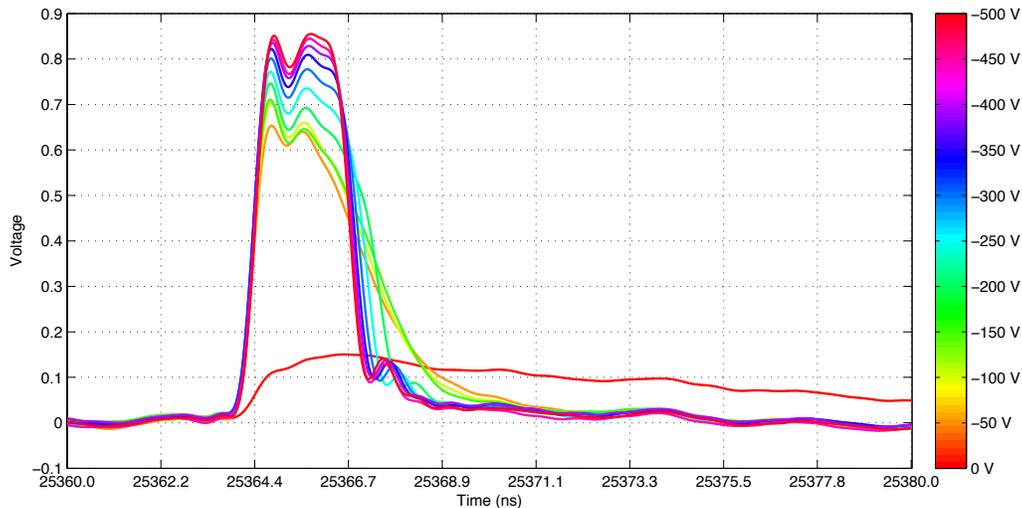


Figura 21: Captura TCT del diodo P on N MCZ200N-09-L-15 iluminando por arriba con láser Rojo. Se observa como el pulso tiene aspecto de trapecio, propio de la salida TCT en rojo, pero con el añadido de las reflexiones deformando la señal.

Los resultados obtenidos en esta primera serie de medidas muestran una similitud razonable con los perfiles de corriente esperados; básicamente, se puede observar la forma trapezoidal esperada para un medida TCT con láser rojo en la figura 16, el perfil de corriente se muestra suavizado después de haber sido filtrado por el amplificador y el osciloscopio. Sin embargo, fijándonos en la parte central de este trapecio, la curva no

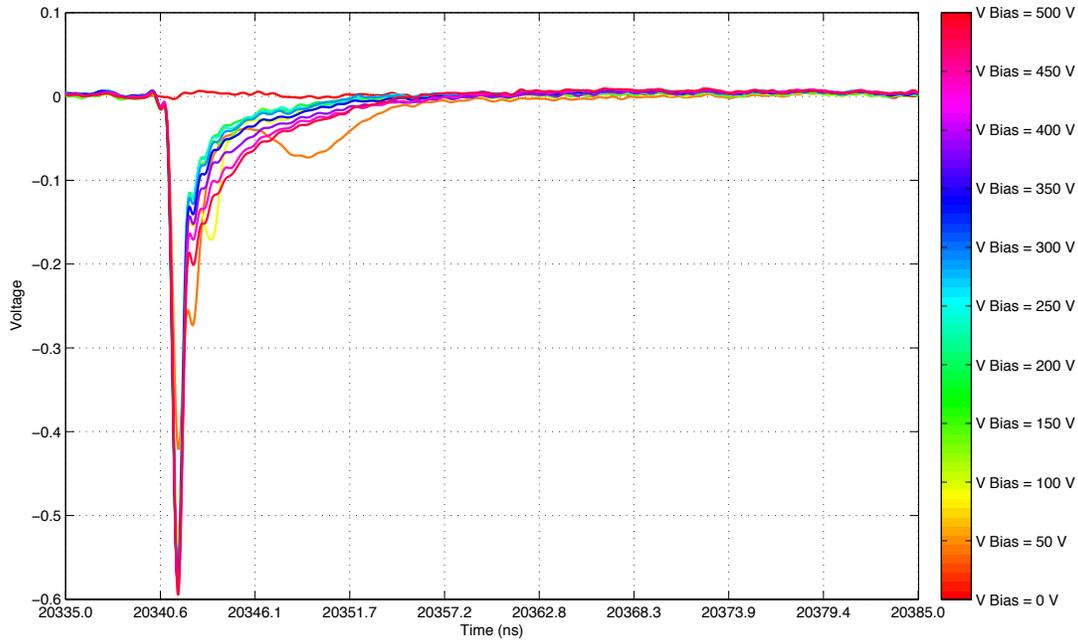


Figura 22: Captura TCT del diodo N on P FZ2328A iluminado por arriba con láser Infrarrojo. Esta figura muestra como las primeras medidas realizadas en la PCB muestran un exceso de reflexiones sobre la señal producida.

se muestra plana, sino que parece haber un rebote dentro de las líneas de transmisión. Al tratarse de una escala de pocos nanosegundos, lo que estamos buscando es síntoma de una posible una desadaptación de impedancias dentro de la misma PCB, pues los cables coaxiales del sistema son de 5 metros cada uno. Estos mismo efectos sistemáticos aparecían en las caracterizaciones con láser infrarrojo que se muestran en la figura 22

Este problema, que limitaba enormemente el análisis del campo eléctrico en el interior de la unión PN, fue resuelto con una nueva placa PCB mejor diseñada, con una mejor adaptación de impedancias y añadiendo hasta un total de cuatro hilos microsoldados entre el anodo del diodo y el cable coaxial, reduciéndose así la impedancia de esta conexión notablemente.

Por otra parte, se pudo también observar la poca dependencia de las respuesta de los diodos frente a la temperatura, es decir, apenas surgen cambios, ni en la forma de onda ni en la amplitud, algo esperado para diodos no irradiados donde la contribución térmica de los portadores libres de carga es poco relevante. Esto puede simplificar futuras medidas, dado que mientras los diodos irradiados es necesario medirlos en frío para suprimir el elevado ruido térmico, los diodos sin irradiar pueden ser medidos a temperatura ambiente.

5.1. Caracterización de Diodos PN Estándar

Después de las correcciones en la PCB soporte de los diodos y la adaptación de impedancias en todas las líneas de transmisión y conexiones, se realizaron una nueva serie de segunda serie de medidas en el contexto del proyecto RD50³ del CERN. Todas las medidas se han tomado a 20°C. Se caracterizaron un total de seis diodos cuyas características principales se resumen en la tabla 1.

Cuadro 1: Analyzed Diodes

Name	Type	Thickness
FZ2852-23A	P in N	300 μm
FZ2852-23B	P in N	300 μm
FZ2852-21A	N in N	300 μm
FZ2852-21B	N in N	300 μm
FZ2328A	N in P	300 μm
FZ2328B	N in P	300 μm

Una curva TCT que presenta el comportamiento típico de esta serie de medidas se muestra en la figura 23. Por simple inspección visual del perfil del corriente es relativamente sencillo obtener una información cualitativa del diodo bajo estudio. Específicamente, para esta media, la polaridad negativa de la señal nos indica que estamos ante una unión n-p, es decir, una unión formada por la implatación de impurezas n en un sustrato tipo p; el hecho de que la corriente aumente o disminuya con el tiempo es una indicación del movimiento seguido por los portadores libres de carga con respecto a la posición de la unión np, en el caso aquí mostrado, la amplitud de la corriente disminuye luego es una indicación de que los portadores han sido creados en la zona de unión y se mueven alejándose de ella, como se trata de una unión np, esto significa que la señal que vemos en esta figura 23 es necesariamente la generada por los huecos.

Otro de los parámetros relevantes que se pueden extraer de estas medias son el tiempo de subida de esta forma de onda, el tiempo de bajada, la pendiente de la recta principal y la carga integrada. El tiempo medio de subida del 10 al 90 por ciento de la señal, desde 100V a 500V, cuando el diodo ya está depletado es de 1,3282 ns. El tiempo medio de bajada 90-10 por ciento en el mismo caso es de 1,8299 ns. La pendiente de la recta tiene un valor medio para todas las curvas desde 100V hasta 500V es de $3,5778 \cdot 10^6 V/s$, como se explicó más arriba el signo de esta pendiente y la polaridad de unión determinan la naturaleza de los portadores de carga en el experimento TCT con láser rojo. La duración de los pulsos es otra magnitud importante pues proporciona información sobre la vida media de los portadores libres. Como se puede observar en la gráfica 24 el ancho de

³Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders

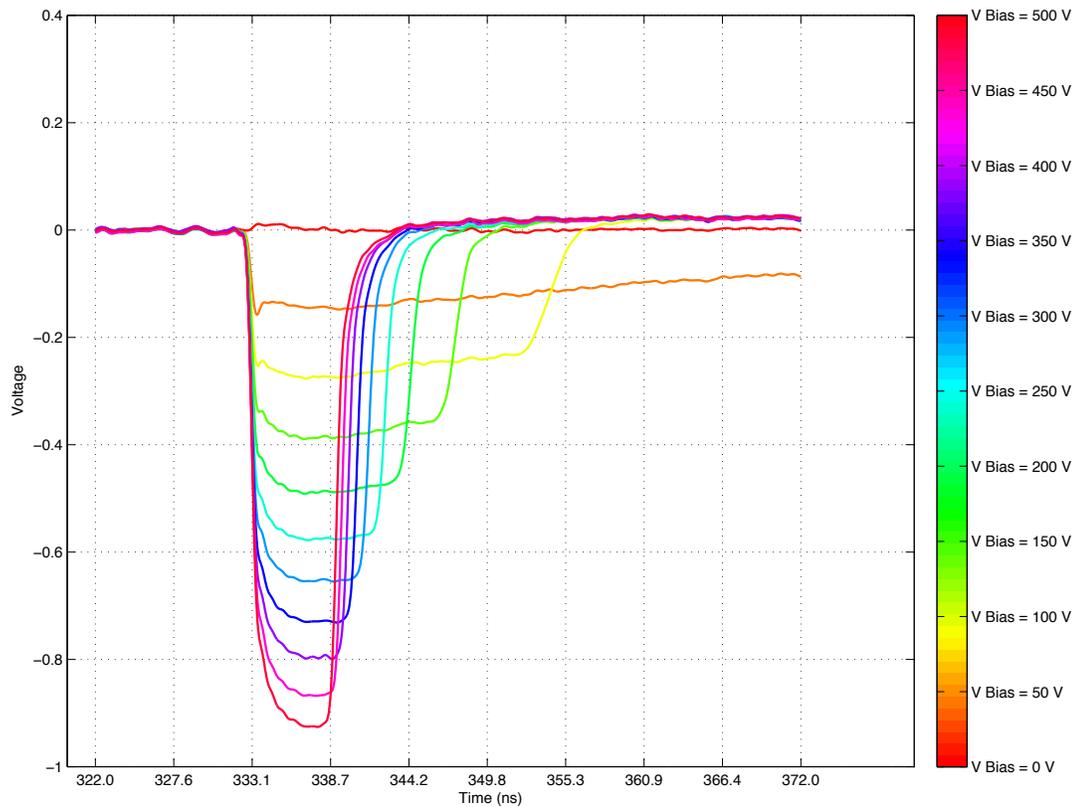


Figura 23: Captura TCT del diodo N on P FZ2328A iluminado con Rojo por arriba. Esta captura muestra el buen comportamiento de la PCB mostrando un captura mucho más limpia y mejorando la medida.

los pulsos depende del potencial de polarización, a mayor voltaje mayor rapidez en la recolección de la carga, como era de esperar.

5.1.1. Eficiencia en la Recolección de la Carga

Uno de los parámetros más importantes que se pueden obtener de una caracterización TCT es la eficiencia de recolección de carga (CCE por sus siglas en inglés). La CCE se define como la razón de la carga recogida en el electrodo de lectura y la carga total generada por la radiación ionizante. En un diodo ideal con una vida media de portadores superior al grosor del diodo (i.e, no irradiado) y completamente vaciado de portadores libre la CEE es por definición igual a la unidad. La CEE se verá reducida si el volumen vaciado de portadores es inferior al volumen ionización del diodo (bajos voltajes de polarización) o si ve reducida la vida media de los portadores (consecuencia del daño

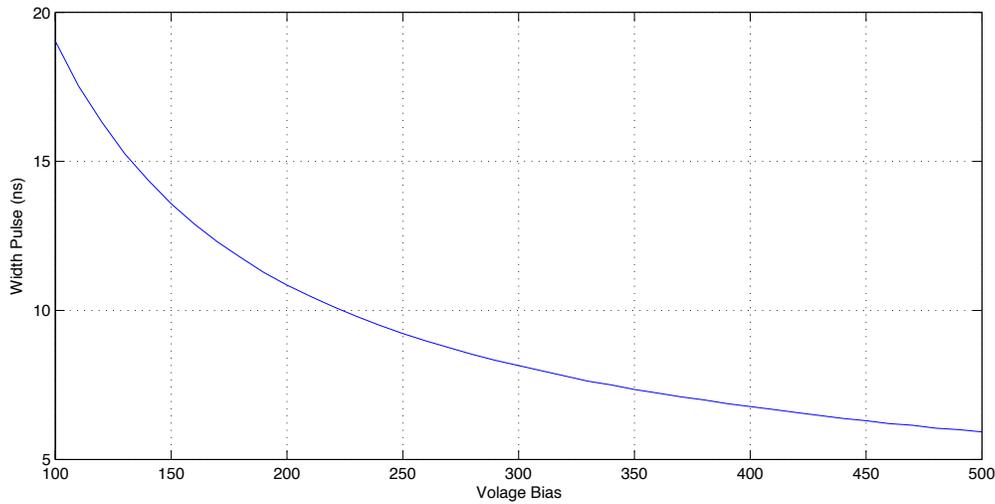


Figura 24: Gráfica mostrando el valor de ancho de pulso en función del voltaje de polarización aplicado

por desplazamiento en la red cristalina del diodo irradiado). En la figura 25 se observa el comportamiento típico de la CCE en un diodo sin irradiar, hemos normalizado la carga recogida en cada paso de voltaje (integral de la curva TCT) al valor de la máxima corriente integrada durante el barrido en voltajes de polarización. Como se trata de un diodo sin irradiar podríamos determinar a parte de esta gráfica el valor del voltaje de polarización necesario para vaciar de portadores libres el diodo, es decir el valor del voltaje para el cual la CCE alcanza la unidad. Una vez se llega a esta situación, la carga integrada total no debería cambiar en teoría sino mantenerse constante. El hecho de aumentar ahora la tensión aplicada no permite integrar más carga, pues aunque los portadores viajen más rápido, y tenga más amplitud el pulso, este es más corto porque recorren antes las $300\mu m$ que tiene ahora de zona vaciada (el ancho del diodo).

A continuación mostramos en las figuras siguientes figuras algunos de los perfiles de corriente TCT obtenidos de las caracterización de este conjunto de diodos estándar. Todas ellas muestran un comportamiento excelente próximo al ideal como se esperaría de diodo no irradiados.

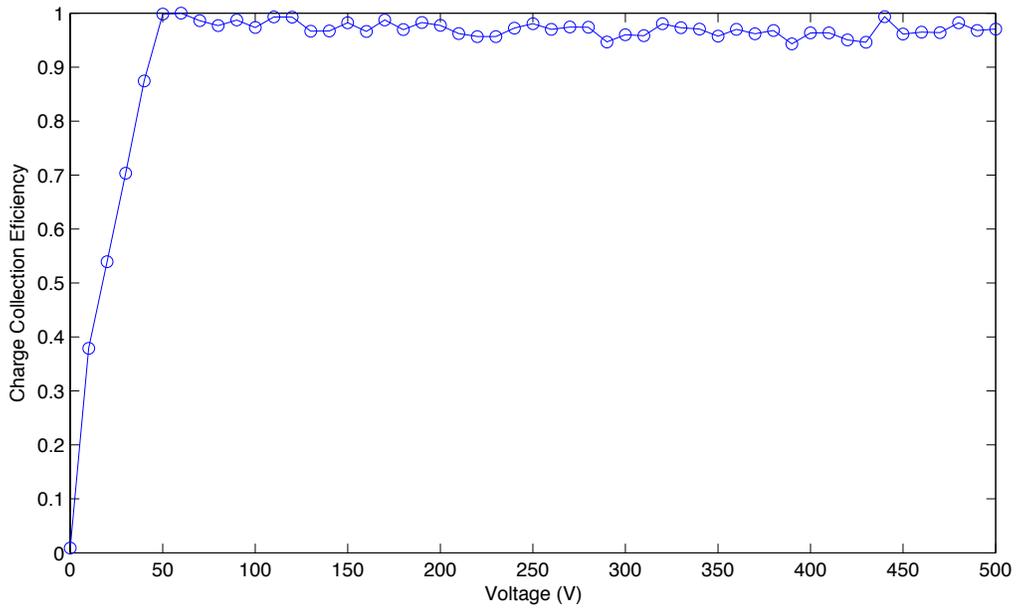


Figura 25: Curva de Eficiencia de Recolección de Carga o CCE por sus siglas en inglés para el diodo N on P FZ2328A cuando ha sido iluminado por arriba con láser rojo. Se observa muy claramente como el diodo se va depletando y recogiendo más carga entre 0 y 50 voltios, y a partir de ahí, la carga recogida siempre es constante.

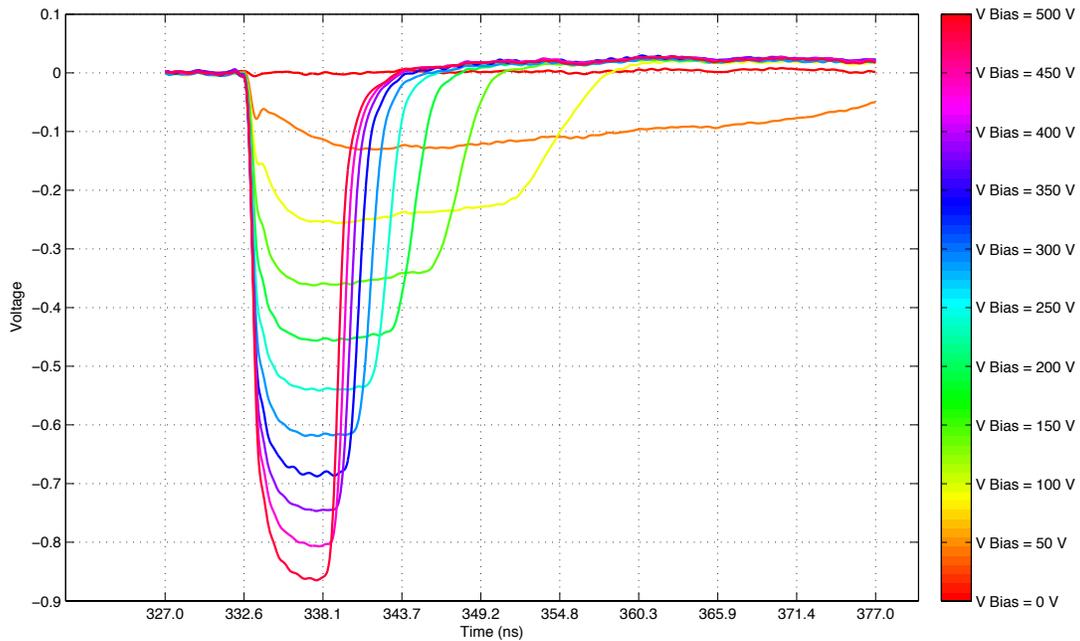


Figura 26: Captura TCT del diodo N on P FZ2328B iluminado con Rojo por arriba

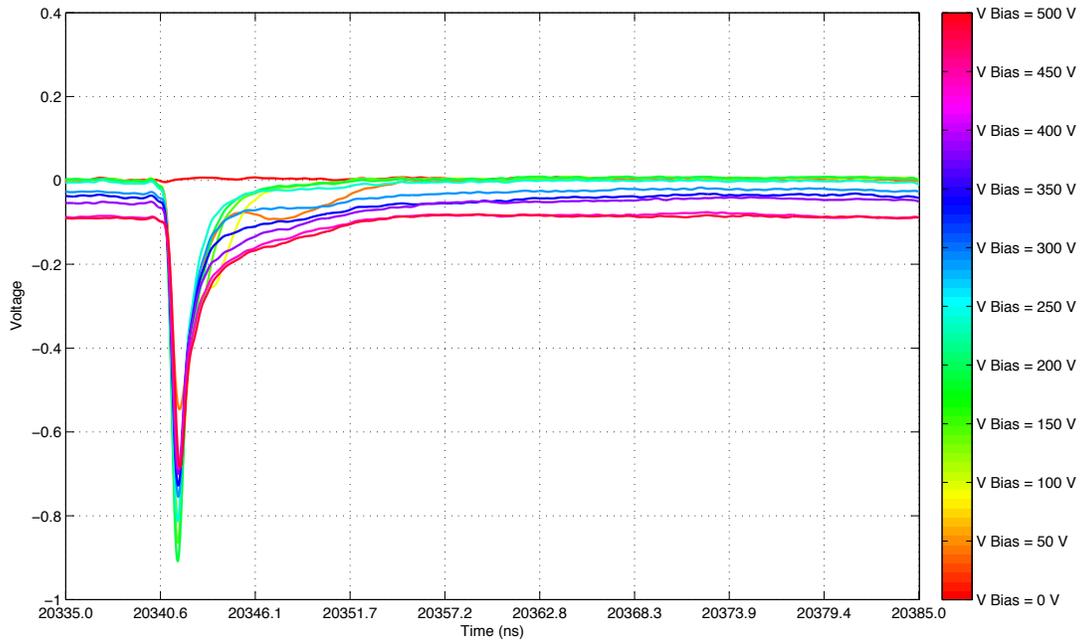


Figura 27: Captura TCT del diodo N on N FZ2852-21A iluminado con infrarrojo por arriba

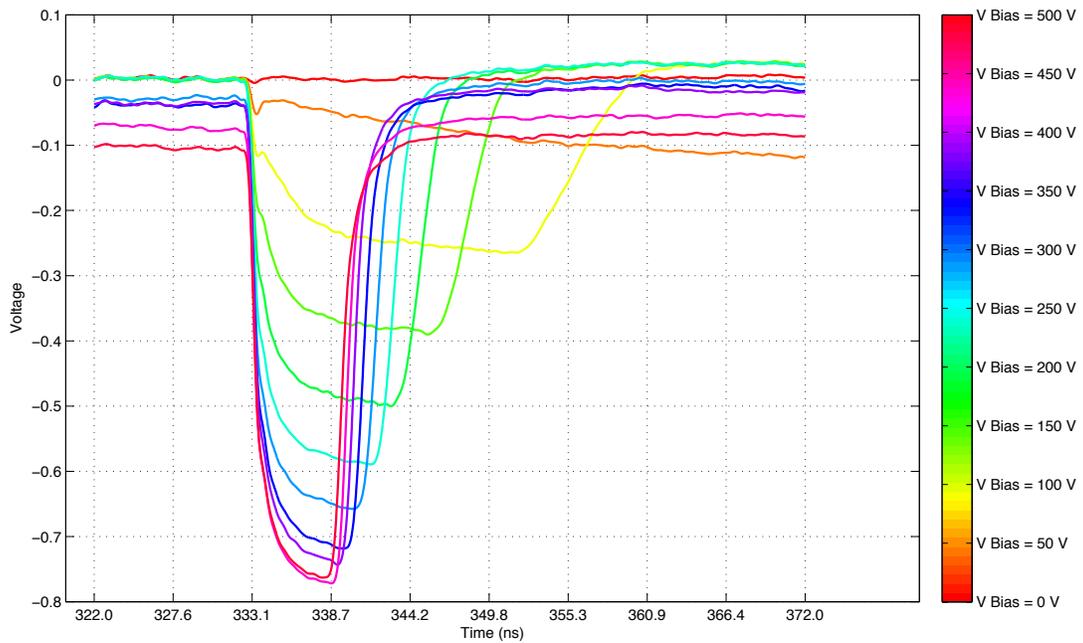


Figura 28: Captura TCT del diodo N on P FZ2852-21A iluminado con Rojo por arriba

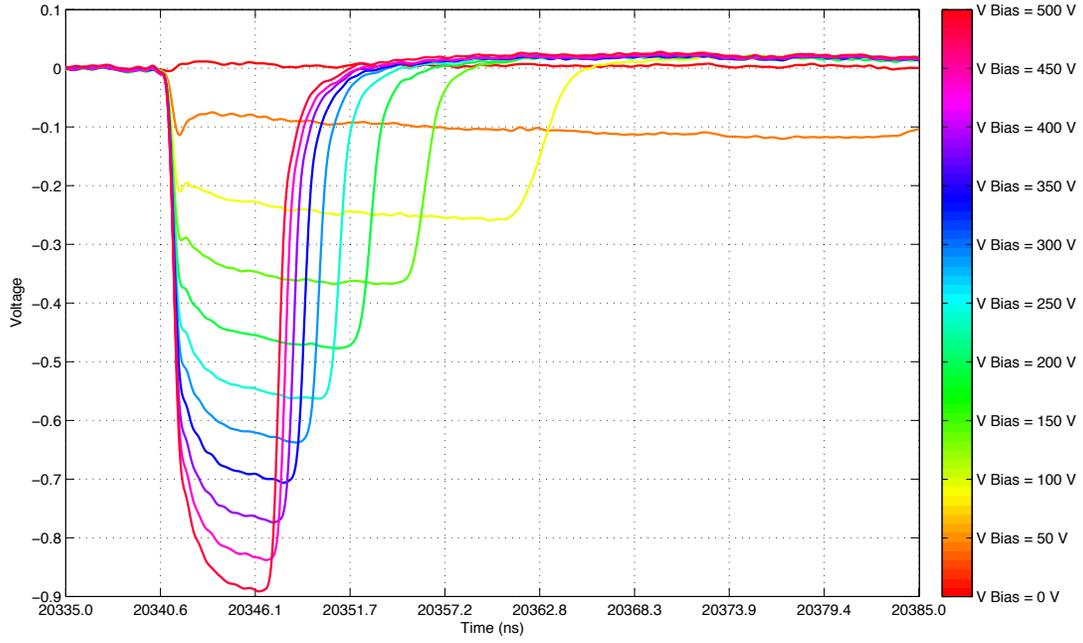


Figura 29: Captura TCT del diodo N on P FZ2852-21B iluminado con Rojo por arriba

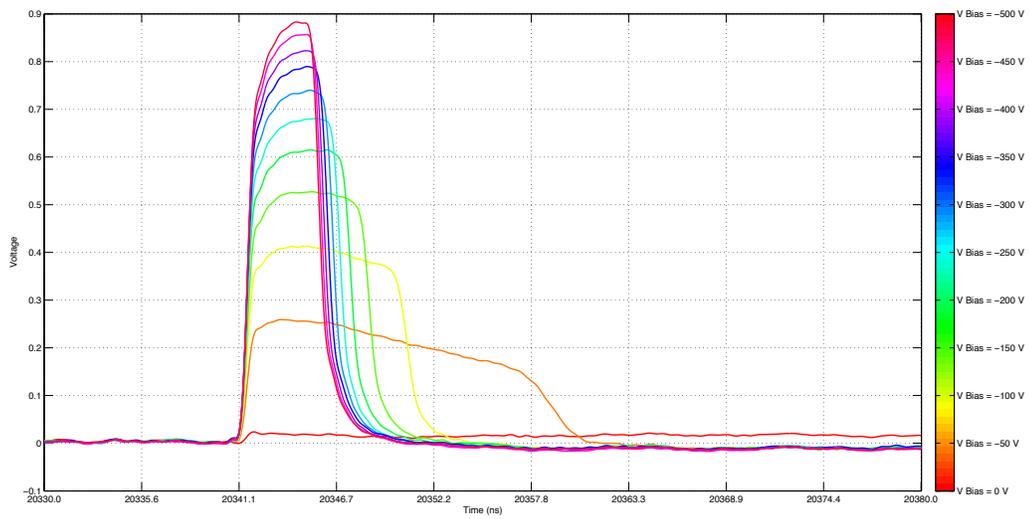


Figura 30: Captura TCT del diodo P on N FZ2852-23A iluminado con Rojo por arriba

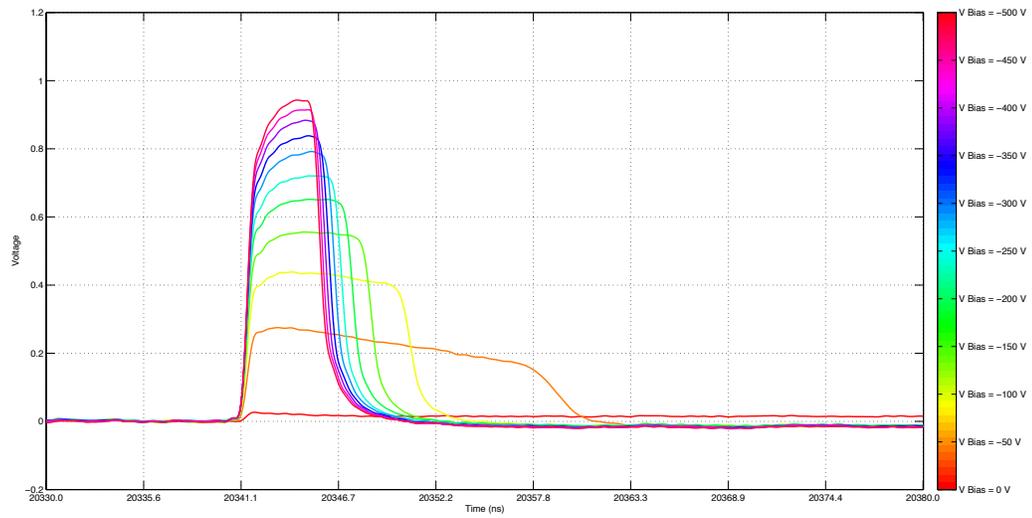


Figura 31: Captura TCT del diodo P on N FZ2852-23B iluminado con Rojo por arriba

5.2. Caracterización de Diodos en Modo Avalancha (APD)

En el contexto de la colaboración RD50 del CERN, llevamos a cabo la caracterización de una serie de diodos de avalancha (APD) con una ganancia de amplificación superior a la unidad. Estos diodos fueron fabricados por el Centro Nacional de Microelectrónica de Barcelona (IMB-CNM) mostraré aquí los datos más relevantes resultado de la caracterización, pero antes llevaré a cabo una descripción del principio de funcionamiento de los diodos APD.

5.2.1. El Diodo de Avalancha APD

En la figura 32, se aprecia un ejemplo de estructura APD como la que aparece en la referencia [3], en ella se puede observar que un diodo de avalancha presenta una unión adicional consecuencia de un segundo proceso de dopado. En un diodo n-en-p convencional, un substrato tipo p es dopado con impurezas tipo n para crear la unión; para el caso de un diodo de avalancha tipo n-en-p, se lleva a cabo un segundo dopado tipo p, más profundo sobre el anterior dopado tipo n. Se forma entonces por este procedimiento una unión n-en-p con un cambio en la concentración de dopantes mucho más abrupta que en el caso del diodo convencional n-en-p. En esta unión abrupta el campo eléctrico del diodo es lo suficientemente intenso como para acelerar los electrones de la banda de conducción hasta el punto que son capaces de producir ionización por impacto de los electrones de la banda de valencia del semiconductor. Para campos aún más intensos podría darse el caso de que fueran los electrones de la banda de valencia quienes desencadenaran la ionización por impacto (multiplicación de huecos); en nuestro caso es de esperar que la multiplicación de electrones domine claramente a la contribución de la multiplicación de huecos.

Necesariamente el perfil de corriente de la señal TCT se verá muy modificado para el caso de los diodos APD. Por una parte, esta señal es distinta porque el campo eléctrico a diferencia de un caso PN estándar, no es lineal, presentando un máximo muy acusado en la zona de la unión n-p. Por otra parte, además tenemos que a partir de una tensión de polarización inversa se empieza a producir la amplificación de la señal TCT debido a la generación de nuevos pares electrón-hueco por el impacto de los electrones libres, en consecuencia un diodo APD tendrá (como se mostrará más adelante) una eficiencia de recolección e carga superior a uno, más precisamente vendrá determinada por su ganancia.

5.3. Caracterización de los Diodos APD del IMB-CNM

En estos estudios se caracterizaron un total de ocho diodos, seis de ellos eran diodos APDs con diferentes concentraciones de dopado profundo tipo p, los dos restantes carecían de dopado profundo y eran por lo tanto diodos n-en-p convencionales procesados con las

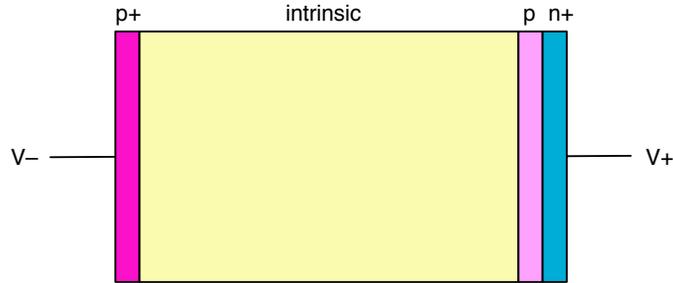


Figura 32: Esquema de ejemplo de una estructura de diodo APD

mismas máscaras fotolitográficas de los anteriores y mismos niveles de dopado tipo-n, por ellos estos dos diodos los usamos como referencia a la hora de calcular la ganancia de los diodos APD (de ahora en adelante los denominaremos diodos PIN). Cuatro obleas fueron procesadas teniendo una pareja de diodo por oblea tal como se muestra en la tabla 2.

Cuadro 2: Diodos analizados APD y PIN

Wafer	Wafer Properties	Dopado profundo	Name	Thickness
6	HR300(FZ)	$1,5 \cdot 10^{13} cm^{-2}$	G11	$300 \mu m$
6	HR300(FZ)	$1,5 \cdot 10^{13} cm^{-2}$	H11	$300 \mu m$
7	HR300(FZ)	$1,6 \cdot 10^{13} cm^{-2}$	F11	$300 \mu m$
7	HR300(FZ)	$1,6 \cdot 10^{13} cm^{-2}$	K9	$300 \mu m$
8	HR300(FZ)	$2,0 \cdot 10^{13} cm^{-2}$	K4	$300 \mu m$
8	HR300(FZ)	$2,0 \cdot 10^{13} cm^{-2}$	K8	$300 \mu m$
9	HR300(FZ)	— (PIN Wafer)	F9	$300 \mu m$
9	HR300(FZ)	— (PIN Wafer)	G9	$300 \mu m$

5.3.1. Perfiles de corriente TCT con amplificación de electrones

Una medida clarificadora del proceso de multiplicación de electrones que ocurre en un diodo APD, se puede apreciar en las figuras 33 y 35, que son las curvas TCT cuando inyectamos por arriba y por abajo respectivamente un láser rojo en el diodo H11 del wafer 6. En la figura 33, cuando inyectamos por arriba sobre este diodo n-en-p, se observa como se produce una señal de TCT con la forma habitual pero a diferencia de lo ocurre con el diodo pin estándar la integral de la de la curva TCT aumenta monotonamente con el voltaje, como se esperaría si hubiera amplificación de carga.

Sin embargo, cuando inyectamos por abajo, se produce una señal más extraña. En primer lugar, sabemos que se produce una señal TCT con forma de trapecoide debido a

los electrones. Esta contribución de electrones corresponde a la primera parte de la curva. Pero la parte más lejana temporalmente muestra en principio un comportamiento diferente que se debe al efecto avalancha. A partir de 200 Voltios de voltaje de polarización, según se aprecia en el gráfico 35, empieza a aparecer una segunda señal TCT solapada a la primera. Cuando se liberan los electrones tras la inyección de láser rojo en parte inferior del diodo, estos generan una señal TCT hasta alcanzar la unión n-p, donde se encuentra el alto campo eléctrico que desencadena la avalancha; entonces, se producen nuevos pares electrón-hueco por impacto de electrones, es decir, se libera carga en la zona del borde superior, tal como ocurriría si inyectáramos láser rojo en la zona de arriba. De hecho, la segunda parte de la gráfica cuando inyectamos por abajo, tiene un perfil muy parecido a la gráfica 35, que se obtenía al inyectar un láser rojo en la zona de unión (por arriba).

Por último, comentar que cuando se inyecta el láser rojo por la cara superior (la de la unión) la penetración del láser rojo en el diodo APD es suficiente profunda (unos pocos milímetros) para poder generar pares electron-hueco debajo de la unión n-p, los electrones allí creados rápidamente derivan hacia el ánodo, pasando por la unión n-p y dando lugar a nuevos pares electrón-hueco por inoización de impacto. En conclusión tanto en el caso de la inyección del láser rojo por la cara de unión n-p (arriba) o la cara del contacto óhmico (abajo) la multiplicación de la carga es debida a los electrones de la capa de conducción (multiplicación por electrones) y no a los huecos (multiplicación por huecos) ya que estos como se muestra en [6] tienen una probabilidad de ionización varios ordenes de magnitud inferior a la de los huecos.

La forma más evidente de mostrar la dependencia de la multiplicación con el voltaje de polarización viene dada por la curva de CCE cuando inyectamos por arriba 34. Como en general en todos los diodos, primero se observa un comportamiento de subida muy rápida, en el periodo donde aún se aumenta la zona de depletado, hasta que llega a una zona meseta en torno a los 100 voltios. Sin embargo, mientras que en diodos PN convencional esta meseta es plana, en los diodos APD es una rampa de subida, lo que significa que a medida que aplicamos más campo eléctrico, se produce más carga debido al efecto avalancha, lo que concuerda bastante bien con las medidas del laboratorio.

Por último comentar brevemente que previo a la caracterización TCT, medí las curvas de respuesta I-V (Consumo de corriente en función de tensión de polarización) de estos diodos, comprobando que no se producían rupturas electricas, algo especialmente importante si se quiere operar estos dispositivos APD a valores altos de ganancia.

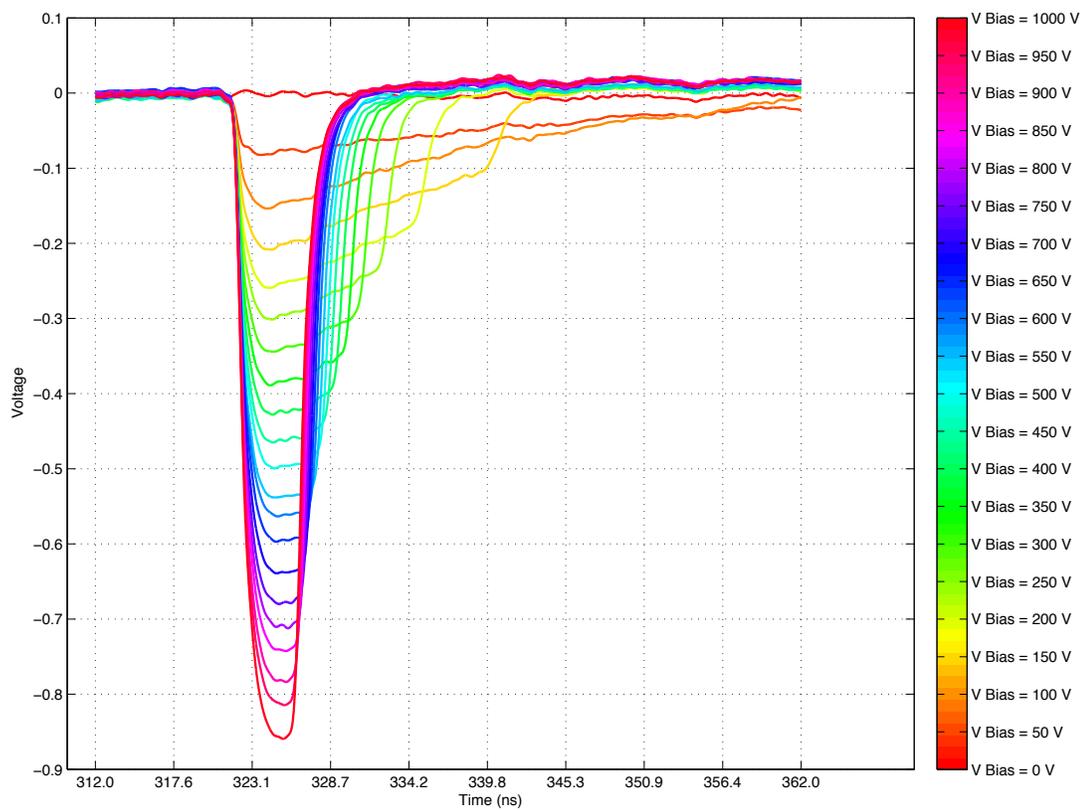


Figura 33: Captura de TCT para el diodo H11 del wafer 6 inyectando láser Rojo al 31 % de tune por arriba

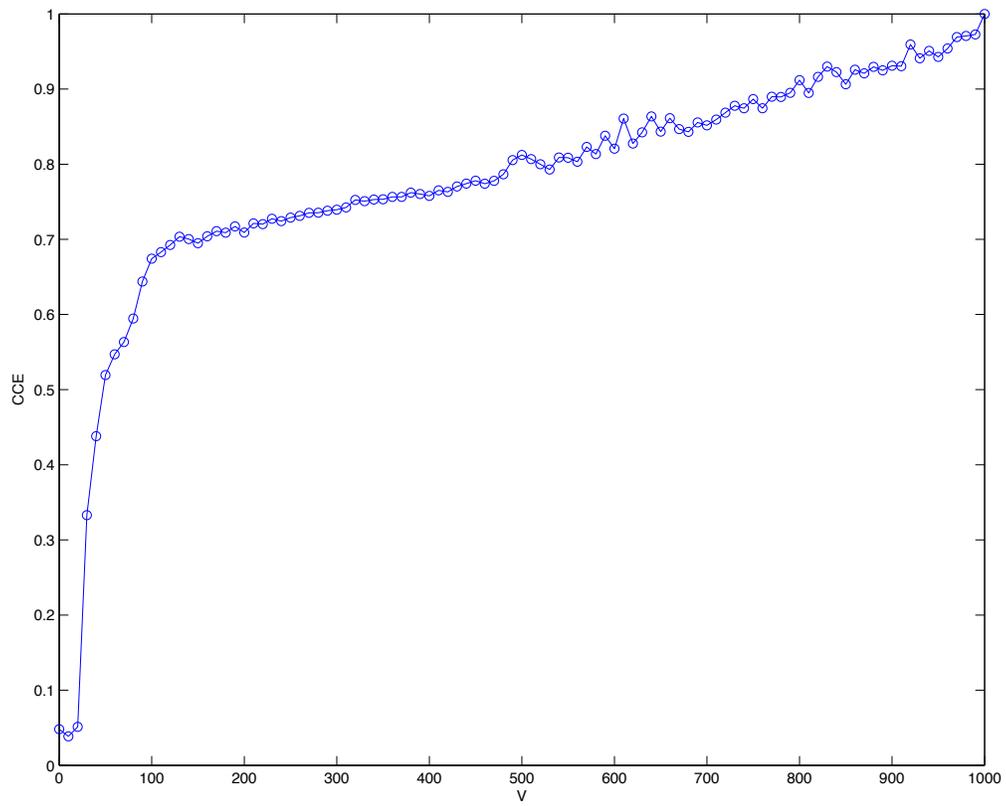


Figura 34: Curva de Eficiencia de Recolección de Carga (CCE) del diodo H11 del wafer 6 inyectando láser rojo por arriba

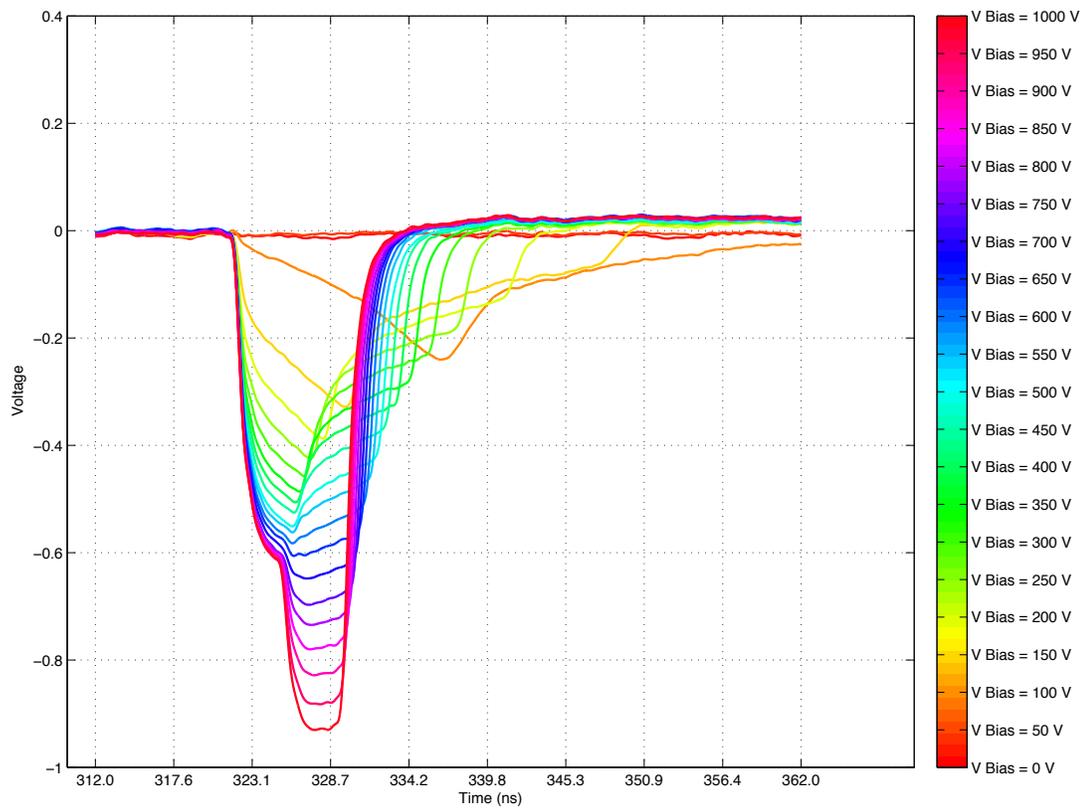


Figura 35: Captura de TCT para el diodo H11 del wafer 6 inyectando láser Rojo al 32% de tune por abajo

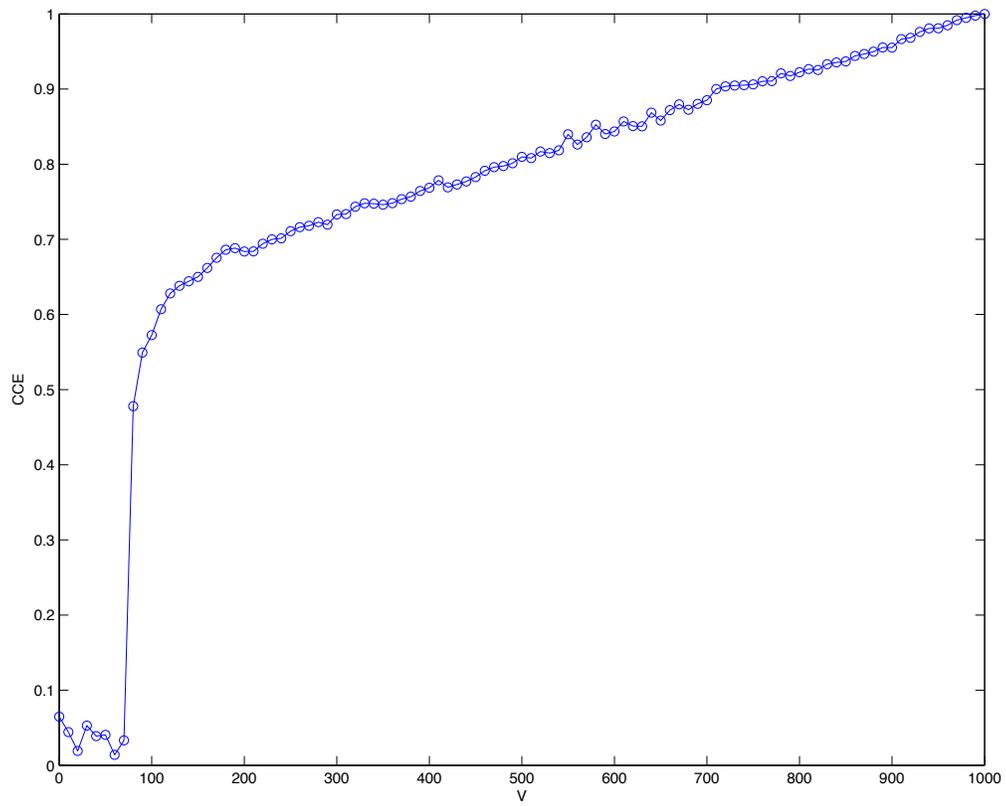


Figura 36: Curva de Eficiencia de Recolección de Carga (CCE) del diodo H11 del wafer 6 inyectando láser rojo por abajo

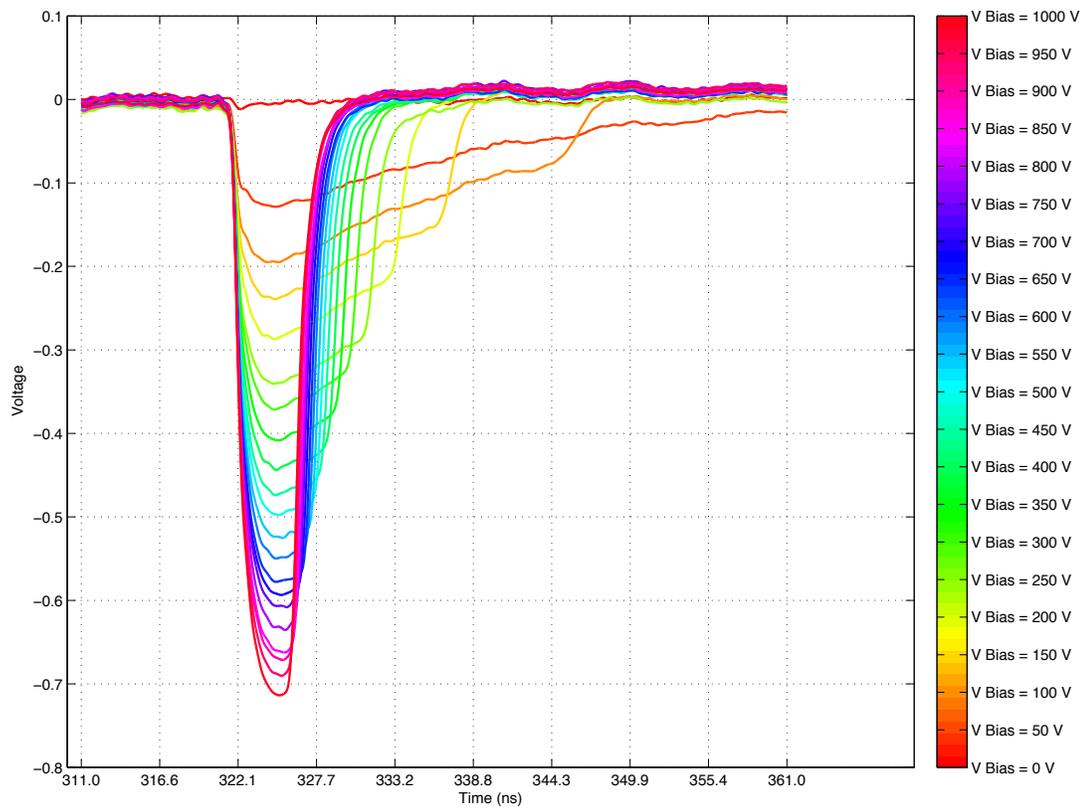


Figura 37: Captura de TCT para el diodo F9 del wafer 9 inyectando láser Rojo al 100% de tune por arriba

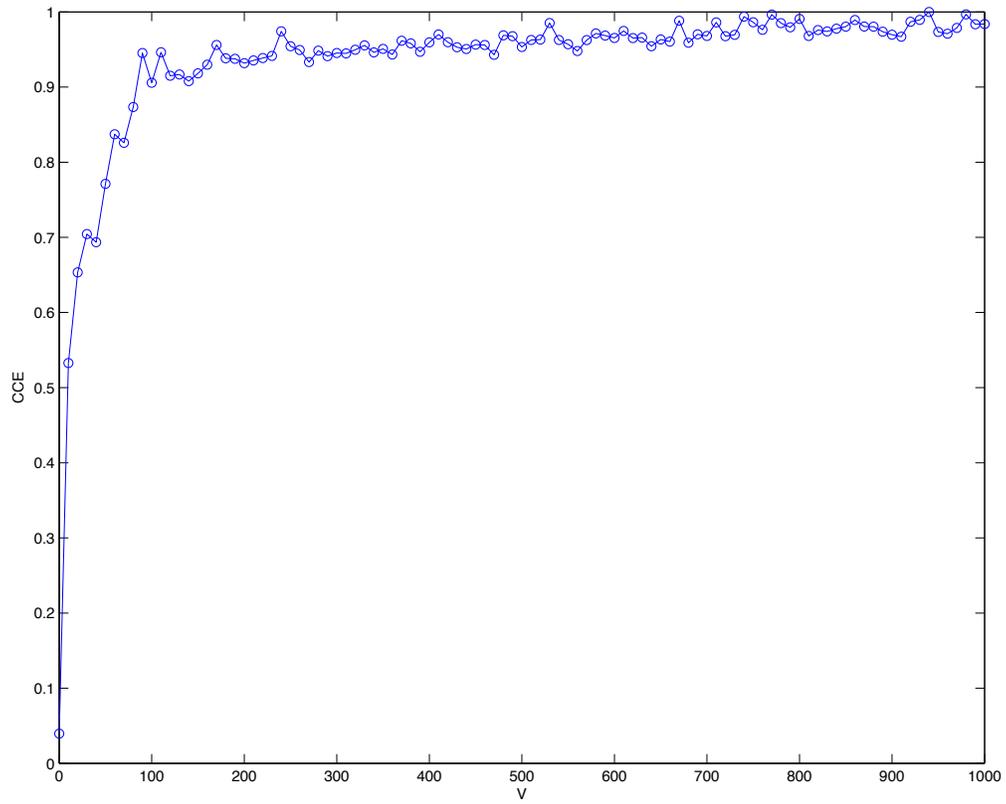


Figura 38: Curva de Eficiencia de Recolección de Carga (CCE) del diodo F9 del wafer 9 inyectando láser rojo por arriba

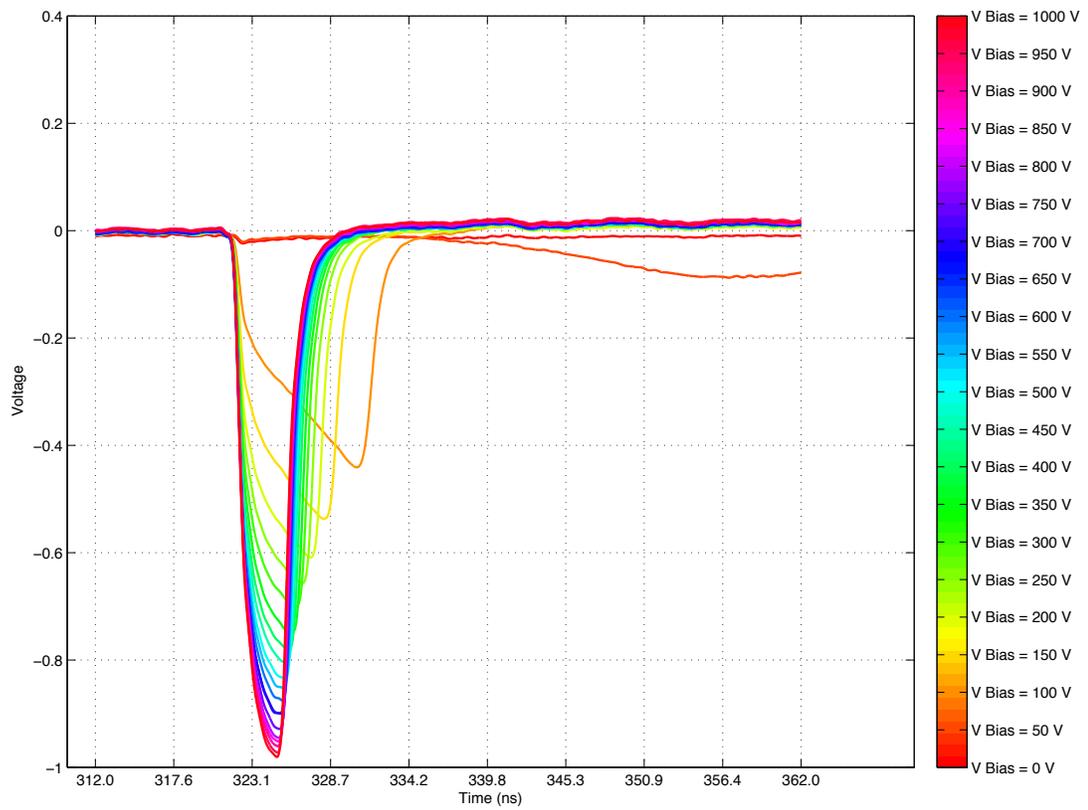


Figura 39: Captura de TCT para el diodo F9 del wafer 9 inyectando láser Rojo al 100% de tune por abajo

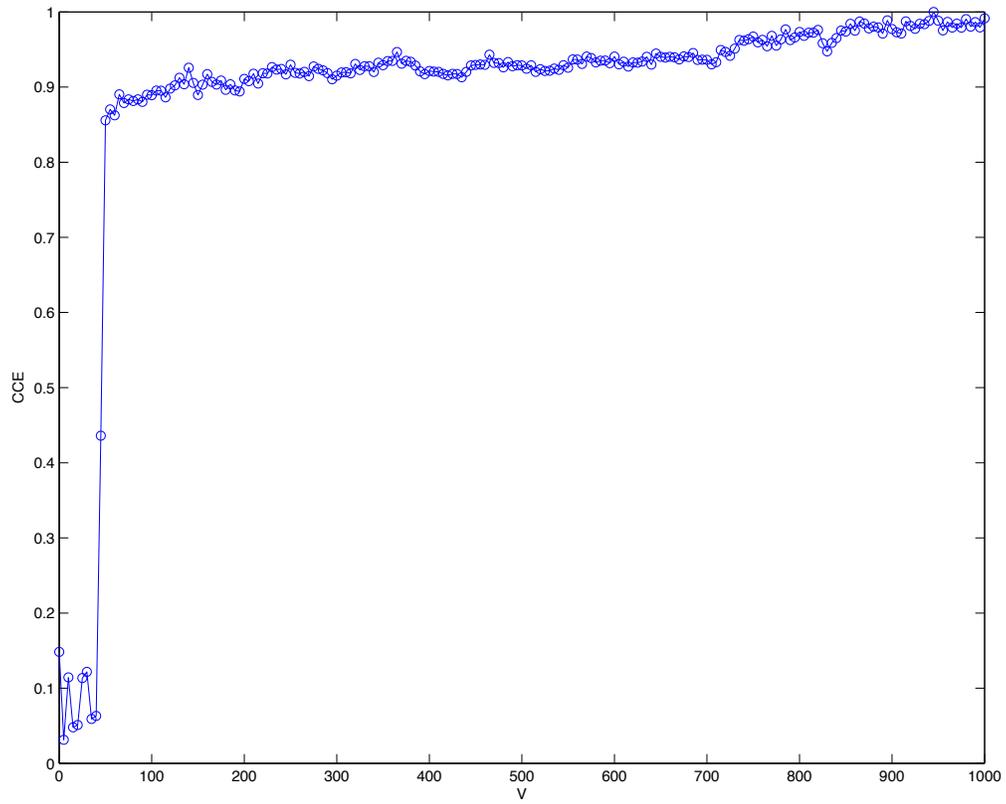


Figura 40: Curva de Eficiencia de Recolección de Carga (CCE) del diodo F9 del wafer 9 inyectando láser rojo por abajo

5.3.2. Estudio de Ganancia para Diodos APDs

En la anterior sección he mostrado los resultados de las caracterizaciones de diodos PIN y APDs que fueron fabricados en un mismo procesado, empleando las mismas oblea, pero cambiando unicamente el nivel de dopado p profundo. Esto nos permite tomando los diodos PIN como referencia, es decir, como diodos de ganancia uno, determinar la ganancia del resto diodos APD. Para esto, comparamos las curvas de Charge Collection Efficiency (CCE), de tal forma que dividimos la curva del diodo APD del que queremos conocer su valor de amplificación frente al diodo de referencia.

Para entender como es posible comparar dos diodos distintos para conocer la ganancia de uno de ellos, hay que saber que los dos diodos a pesar de ser de obleas diferentes, los dos han sido fabricados con el mismo tipo de Silicio de fabricación Float Zone, con $300\mu\text{m}$ de espesor, misma orientación de la red cristalina $\langle 100 \rangle$ y misma resistividad del silicio. La única diferencia es el dopado al que se somete la zona de avalancha. Esto significa, que al tener el mismo aspecto, cuando pasa una partícula ionizante o impactamos con láser, se libera la misma cantidad de pares electrón-hueco. Es muy interesante darse cuenta, que cuando en el diodo de referencia (diodo PIN) llegamos a la zona de depleción total, la curva CCE se mantiene constante porque se ha alcanzado el tope de portadores libres que se pueden colectar, es decir, el diodo PIN sirve para conocer cuantos portadores electrón-huecos son creados debido al impacto láser. Después, sólo tenemos que dividir la curva CCE del diodo APD que queremos averiguar su ganancia entre la CCE del diodo de referencia PIN, y nos permitirá obtener una curva como la de la figura 41.

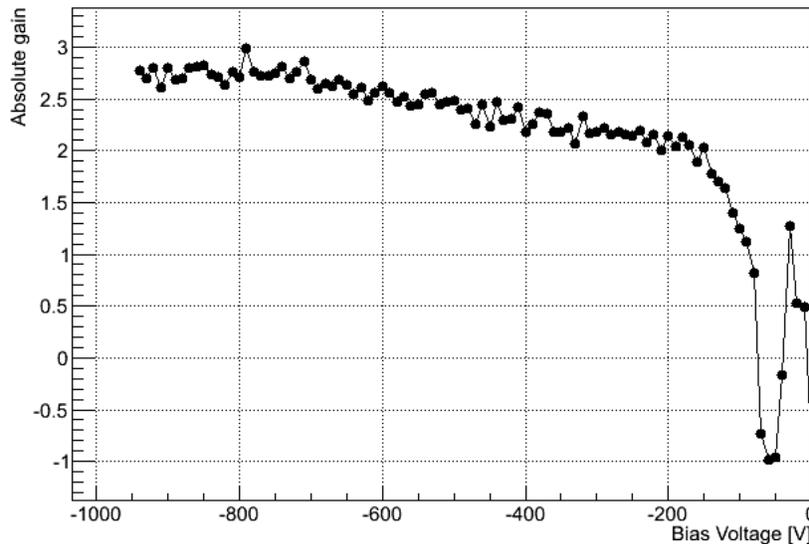


Figura 41: Gráfica mostrando la curva de ganancia de carga frente a voltaje comparando el diodo H11 del Wafer 6 frente F9 del wafer 9

Como se puede apreciar en la figura de ejemplo 41, a medida que vamos polarizando el diodo con más tensión, se van generando más portadores electrón-hueco por cada electrón liberado por la partícula ionizante ó por el pulso láser. En la gráfica se aprecia hasta donde se ha medido que se llegan a producir 3,75 pares electrón-hueco por cada electrón-hueco original tras el impacto láser en este caso.

6. Resumen y conclusiones

Durante todo el proyecto, he sido capaz de llevar las tareas de estudiar el comportamiento teórico de generación de señales TCT en diodos semiconductores, así como embuirme más en el estudio del espacio de carga en una unión PN, el campo eléctrico así como el deterioro que sufren estas uniones semiconductoras a la radiación.

Además he llevado a cabo un estudio de la respuesta del sistema del laboratorio dentro del Instituto de Física de Cantabria del ancho de banda disponible para la toma de medidas, así como del ruido que se encontraba a la hora de tomar las capturas.

Después de esto he realizado medidas de diferentes bancadas de diodos para su estudio y para el estudio de la correlación entre las señales recogidas por el sistema y las señales teóricas que se esperan. Para esto, también desarrollé una simulación del sistema con el software LTSpice IV⁴ que ha permitido observar computacionalmente la respuesta del sistema ante impulsos del tipo que se generan en una unión PN tras el impacto de un pulso láser.

Por otra parte, para el manejo de los datos desarrollé una aplicación en Matlab con cuya interfaz es capaz de realizar lecturas automáticas de los datos recogidos del sistema que permite procesar y mostrar todas las curvas tomadas por un diodo. Junto con esto, también llevé a cabo un script de análisis automatizado para señales capturadas. Este script que es capaz de analizar parámetros de los pulsos como su anchura, los tiempos de subida y bajada, la integral de carga, y la pendiente del pulso, también ofrece la posibilidad de hacer un estudio del ruido en una captura, ofreciendo información tal como su media, su varianza, su espectro en frecuencia y dos test estadísticos para determinar su gaussaneidad y su aleatoriedad.

Además, compuse un análisis detallado de algunos de los diodos más relevantes donde se podía observar con gran facilidad los efectos que ocurren en uniones PN tanto en diodos estándar como en diodos APD tras liberarse carga de la inyección láser.

Desde luego, los resultados obtenidos en el laboratorio han sido exitosos desde el punto de vista que han ofrecido una buena relación entre la teoría estudiada frente a los resultados prácticos. Sin embargo, quedan muchas líneas abiertas de futuro a partir de aquí, y mejoras al proyecto para abrir nuevas vías de estudio.

De manera inmediata, el proyecto tiene que pasar a segundo estadio. Una vez que dispositivo experimental ha demostrado que opera correctamente, hay que pasar al estudio de nuevas bancadas de diodos, tanto irradiados como sin irradiar. Esto llevará finalmente al análisis global de la resistencia de las diferentes tecnologías de diodos semiconductores en Silicio a radiaciones ionizantes. Este paso, también lleva aparejado el uso de tecnologías de refrigeración de diodos durante el análisis, que supondrán un aumento del ruido en las capturas de la señales. También supondrá manejar técnicas de envejecimiento de diodos

⁴LTSpice IV is freeware computer software implementing a SPICE simulator of electronic circuits, produced by semiconductor manufacturer Linear Technology (LTC)

irradiados, que permiten a partir de un diodo irradiado utilizarlo para varias muestras.

Además, este trabajo propone una mejora en el equipo de lectura de señales, particularmente el osciloscopio, de tal forma que se pueda capturar con más detalle las señales TCT, y también una reducción del área de los diodos estudiados, que permita reducir su capacitancia intrínseca mejorando la resolución temporal de las capturas.

Dentro de los posibles análisis, uno que puede aportar mucha información una vez que los diodos se han irradiado son medidas de uniformidad. Estas medidas consisten en realizar análisis TCT haciendo un barrido longitudinalmente del diodo, determinando que zonas se han podido dañar más.

Como posible avance en el análisis de los datos, sería realizar ajustes de la simulación de spice con los datos capturados, para afinar más la simulación y tener mayor precisión. Así como también cabe realizar una simulación del comportamiento de carga libre bajo un campo eléctrico con el Teorema de Ramo, para poder determinar después el campo eléctrico aplicado.

Otra mejora de propuesta, principalmente enfocada a diodos APD, es utilizar pulsos láser de verde, que teniendo una penetración ínfima sobre silicio, puede aportar un nuevo análisis sobre el comportamiento de los pares electrón-hueco dentro de estos diodos, sin generar necesariamente un efecto avalancha.

Por último, decir que de este trabajo investigador ha producido un artículo relacionado con esta labor, además de otro que será publicado en el margen de unas semanas, tras las aportaciones que he hecho al proyecto.

Índice de figuras

1.	Semiconductor sin dopar: Semiconductor intrínseco	8
2.	Semiconductor dopado con Fósforo: n-type	8
3.	Semiconductor dopado con Boro: p-type	8
4.	Esquema de distribución de la concentración de impurezas aceptoras y donantes, y la forma de distribución del voltaje.	10
5.	Estructura PN básica cuando una partícula ionizante cruza el diodo . . .	13
6.	Esquema del Set-up TCT	18
7.	Interior de la caja de Faraday que contiene el módulo robot con el sensor, la T-Bias y el amplificador	19
8.	Equipos usados en el montaje TCT: Generador de pulsos, Controladora Láser y Osciloscopio	19
9.	Componentes de RF a caracterizar en el Set-up de TCT	19
10.	Sistema Amplificador	20
11.	Esquema de un sistema de Radiofrecuencia	22
12.	Figura de ruido a la salida de la fuente DC	26
13.	Esquema del Set-up de TCT en laboratorio del IFCA sin Amplificador conectado en el entorno LTSpice, siguiendo el esquema de la figura 9. (El valor real del condensador C5 es de 3.183 pF para un osciloscopio de 1 GHz)	27
14.	Pulso inyectado en la simulación, obtenido del artículo [1].	28
15.	Pulso de salida de la simulación con pulso exponencial del artículo [1]. . .	29
16.	Pulso tipo TCT inyectado en la simulación, obtenido a partir de la fórmula (20) y de $\frac{1}{\tau_{e,h}} = -9,1 \cdot 10^6 s^{-1}$ para el diodo FZ2328B.	30
17.	Pulso de salida de la simulación TCT sin Amplificador de por medio . . .	30
18.	Aspecto de la aplicación de lectura de datos obtenidos por el set-up . . .	31
19.	Análisis realizado por el script de análisis automatizado	32
20.	Salida gráfica del estudio de ruido	33
21.	Captura TCT del diodo P on N MCZ200N-09-L-15 iluminando por arriba con láser Rojo. Se observa como el pulso tiene aspecto de trapecio, propio de la salida TCT en rojo, pero con el añadido de las reflexiones deformando la señal.	34
22.	Captura TCT del diodo N on P FZ2328A iluminado por arriba con láser Infrarrojo. Esta figura muestra como las primeras medidas realizadas en la PCB muestran un exceso de reflexiones sobre la señal producida. . . .	35
23.	Captura TCT del diodo N on P FZ2328A iluminado con Rojo por arriba. Esta captura muestra el buen comportamiento de la PCB mostrando un pulso mucho más limpio y mejorando la medida.	37
24.	Gráfica mostrando el valor de ancho de pulso en función del voltaje de polarización aplicado	38

25.	Curva de Eficiencia de Recolección de Carga o CCE por sus siglas en inglés para el diodo N on P FZ2328A cuando ha sido iluminado por arriba con láser rojo. Se observa muy claramente como el diodo se va depletando y recogiendo más carga entre 0 y 50 voltios, y a partir de ahí, la carga recogida siempre es constante.	39
26.	Captura TCT del diodo N on P FZ2328B iluminado con Rojo por arriba	39
27.	Captura TCT del diodo N on N FZ2852-21A iluminado con infrarrojo por arriba	40
28.	Captura TCT del diodo N on P FZ2852-21A iluminado con Rojo por arriba	40
29.	Captura TCT del diodo N on P FZ2852-21B iluminado con Rojo por arriba	41
30.	Captura TCT del diodo P on N FZ2852-23A iluminado con Rojo por arriba	41
31.	Captura TCT del diodo P on N FZ2852-23B iluminado con Rojo por arriba	42
32.	Esquema de ejemplo de una estructura de diodo APD	44
33.	Captura de TCT para el diodo H11 del wafer 6 inyectando láser Rojo al 31 % de tune por arriba	46
34.	Curva de Eficiencia de Recolección de Carga (CCE) del diodo H11 del wafer 6 inyectando láser rojo por arriba	47
35.	Captura de TCT para el diodo H11 del wafer 6 inyectando láser Rojo al 32 % de tune por abajo	48
36.	Curva de Eficiencia de Recolección de Carga (CCE) del diodo H11 del wafer 6 inyectando láser rojo por abajo	49
37.	Captura de TCT para el diodo F9 del wafer 9 inyectando láser Rojo al 100 % de tune por arriba	50
38.	Curva de Eficiencia de Recolección de Carga (CCE) del diodo F9 del wafer 9 inyectando láser rojo por arriba	51
39.	Captura de TCT para el diodo F9 del wafer 9 inyectando láser Rojo al 100 % de tune por abajo	52
40.	Curva de Eficiencia de Recolección de Carga (CCE) del diodo F9 del wafer 9 inyectando láser rojo por abajo	53
41.	Gráfica mostrando la curva de ganancia de carga frente a voltaje comparando el diodo H11 del Wafer 6 frente F9 del wafer 9	54

Referencias

- [1] N. Bacchetta, D. Bisello, C. Calgarotto, A. Candelori, and A. Paccagnella. A spice model for si microstrip detectors and read-out electronics. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 43(3 PART 2):1213–1219, 1996.
- [2] Z. He. Review of the shockley-ramo theorem and its application in semiconductor gamma-ray detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 463(1-2):250–267, 2001. cited By (since 1996)125.
- [3] Glenn F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. Wiley, 2000.
- [4] Gregor Kramberger. *Signal development in irradiated silicon detectors*. PhD thesis, University of Ljubljana, 2001.
- [5] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer, 1987.
- [6] Gerhard Lutz. *Semiconductor Radiation Detectors: Device Physics*. Springer, 1999.
- [7] Thomas Pöhlsen. Diploma thesis: Charge collection and space charge distribution in neutron-irradiated epitaxial silicon detectors, 2010.
- [8] S. Ramo. Currents induced by electron motion. *Proceedings of the I.R.E.* , p. 584., September 1939.