

UAB

Universitat Autònoma de Barcelona

Diseño, Fabricación y Optimización de Detectores con Multiplicación (LGAD) para Experimentos de Física de Altas Energías

Memoria presentada por
Pablo Fernández Martínez
para optar al Grado de
Doctor en Ingeniería Electrónica

Directores
Dr. David Flores Gual
Dr. Salvador Hidalgo Villena

Bellaterra, Julio 2014



El Dr. David Flores Gual, Investigador Científico del Consejo Superior de Investigaciones Científicas en el Centro Nacional de Microelectrónica de Barcelona y Profesor Asociado del Departamento de Ingeniería Electrónica de la Universidad Autónoma de Barcelona y el Dr. Salvador Hidalgo Villena, Científico Titular del Consejo Superior de Investigaciones Científicas en el Centro Nacional de Microelectrónica de Barcelona

CERTIFICAN:

Que la memoria *Diseño, Fabricación y Optimización de Detectores con Multiplicación (LGAD) para Experimentos de Física de Altas Energías* presentada por D. Pablo Fernández Martínez para optar al grado de Doctor en Ingeniería Electrónica, ha sido realizada bajo su dirección y que es apta para ser presentada en trámite de lectura y defensa pública.

Bellaterra, Julio de 2014.

Dr. David Flores Gual

Dr. Salvador Hidalgo Villena

A mi padre, porque un día,
siendo yo todavía un niño,
me sentó a su lado
para descubrir el Cosmos
de la mano de Carl Sagan.

A mi madre, porque un día,
siendo yo todavía un niño,
me subió a un taburete
para observar la vida
a través de un microscópio.

Índice general

Motivación y Objetivos

vii

| | |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| 1. Detectores con Multiplicación para Experimentos de Física de Altas Energías | 1 |
| 1.1. Introducción | 2 |
| 1.2. Detectores de Silicio en Experimentos FAE | 4 |
| 1.2.1. Estructura de un detector de radiación de silicio | 4 |
| 1.2.2. Silicio como sustrato para detección | 6 |
| 1.2.3. Funcionamiento de un detector de Silicio | 8 |
| 1.2.4. Degradación por efecto de la radiación | 14 |
| 1.2.5. Medida de Energía y Posición: Detectores <i>pad</i> y detectores segmentados | 18 |
| 1.2.6. Tecnologías de fabricación | 21 |
| 1.3. Multiplicación en detectores de silicio | 24 |
| 1.3.1. Aumento de la señal: amplificación y multiplicación | 24 |
| 1.3.2. Fotodetectores de Avalancha (APD) | 25 |
| 1.3.3. Detectores APD para la detección de partículas | 32 |
| 1.4. Low Gain Avalanche Detector (LGAD) | 32 |
| 2. Simulación de los Efectos de la Radiación | 35 |
| 2.1. Introducción: Efectos de la Radiación | 35 |
| 2.1.1. Transferencia de Energía y Momento | 35 |
| 2.1.2. Daño por Ionización | 38 |
| 2.1.3. Daño por Desplazamiento | 42 |
| 2.2. Simulación del Daño por Ionización | 45 |
| 2.2.1. Daño por ionización en dispositivos MOS | 45 |
| 2.2.2. Procedimiento de simulación del daño por Ionización | 51 |
| 2.3. Daño por ionización en transistores LDMOS | 53 |
| 2.3.1. Transistor LDMOS | 54 |
| 2.3.2. Estudio de los efectos del daño por ionización sobre transistores LDMOS de IHP | 56 |
| 2.3.3. Estudio de los efectos del daño por ionización sobre transistores LDMOS de RF | 64 |
| 2.4. Simulación del daño por desplazamiento | 75 |

| | | |
|-----------|-------------------------------------------------------------------------|------------|
| 2.4.1. | Daño por desplazamiento en dispositivos MOS | 75 |
| 2.4.2. | Modelización y simulación de las trampas de sustrato | 76 |
| 2.5. | Daño por desplazamiento sobre condensadores MOS | 80 |
| 3. | Diseño de Detectores LGAD | 87 |
| 3.1. | Diseño de la región de multiplicación de un detector con ganancia . . . | 87 |
| 3.1.1. | Mecanismo de multiplicación | 87 |
| 3.1.2. | Simulación del proceso de multiplicación | 95 |
| 3.1.3. | Optimización de la región de multiplicación | 99 |
| 3.2. | Diseño de la región periférica en un detector con multiplicación . . . | 105 |
| 3.2.1. | Terminación de la unión | 105 |
| 3.2.2. | Diseño del borde del dispositivo | 124 |
| 4. | Fabricación de Detectores LGAD | 141 |
| 4.1. | Diseño de máscaras | 141 |
| 4.2. | Proceso de fabricación optimizado | 148 |
| 4.3. | Caracterización de los dispositivos fabricados | 160 |
| 4.3.1. | Caracterización tecnológica | 160 |
| 4.3.2. | Caracterización eléctrica | 166 |
| 5. | Caracterización de los prototipos LGAD | 177 |
| 5.1. | Medidas en el IMB-CNM | 177 |
| 5.2. | Medidas en laboratorios adscritos a la colaboración RD50 del CERN | 187 |
| 5.2.1. | Experimentos y sistemas de medida | 188 |
| 5.2.2. | Caracterización de muestras no irradiadas | 192 |
| 5.2.3. | Caracterización de muestras irradiadas | 202 |
| | Conclusiones y Trabajos Futuros | 205 |
| | Bibliografía | 211 |

Motivación y Objetivos

Los experimentos modernos de Física de Altas Energías demandan un uso creciente de detectores de radiación con unas prestaciones cada vez más exigentes en cuanto a compacidad, velocidad de respuesta y resistencia al daño por radiación. La tecnología del Silicio, favorecida por su gran versatilidad y su reducido coste de producción, ha permitido el desarrollo de una gran variedad de diseños, capaces de ofrecer una buena resolución energética y espacial y unos tiempos de respuesta acordes con las necesidades de la mayoría de aplicaciones. En este contexto, el Instituto de Microelectrónica de Barcelona (IMB-CNM) ha venido desarrollando en los últimos años distintas tecnologías en Silicio destinadas a la fabricación de detectores de radiación con altas prestaciones.

Sin embargo, el uso de los detectores en entornos de muy alta radiación es uno de los aspectos que más preocupa en la actualidad. El daño introducido por la radiación tiende a degradar la calidad de las señales detectadas, incrementando al mismo tiempo las componentes de ruido asociadas a la lectura del detector. En consecuencia, las medidas experimentan una pérdida de resolución espacial, energética y temporal, que puede comprometer seriamente la precisión de los experimentos.

Una de las posibles soluciones para contrarrestar la degradación de los detectores consiste en dotarlos de un mecanismo interno de ganancia que amplifique la señal detectada, sin incrementar, simultáneamente, el nivel de ruido registrado en el sistema de lectura. De esta forma, la disminución de amplitud de la señal debida al daño por radiación puede compensarse, al menos parcialmente, por la ganancia, facilitando la lectura en condiciones de daño en las que un detector convencional sería incapaz de proporcionar una respuesta aceptable. Además, la mejora en la relación señal-ruido tiene un impacto directo sobre la sensibilidad y resolución de las medidas, puesto que permite procesar señales intrínsecamente más pequeñas y permite la fabricación de detectores más delgados, que mejoran la resolución espacial y posibilitan la implementación de sistemas más rápidos.

Un mecanismo de ganancia semejante es característico de los Fotodetectores de Avalancha (APD), en los que el número de portadores de carga generados por la radiación incidente experimenta una multiplicación antes de su recolección en los electrodos del detector, como consecuencia de los procesos de ionización por impacto impulsados por el alto valor de campo eléctrico alcanzado en su unión polarizada en inversa. No obstante, los altos valores de ganancia habitualmente obtenidos en los detectores APD clásicos, resultan poco convenientes para su aplicación en muchos

de los actuales experimentos de Física de Altas Energías, ya que tienden a saturar la electrónica de lectura convencional y presentan unas altas componentes de ruido asociado al propio proceso de multiplicación.

En este sentido, el presente trabajo se centra en el desarrollo del llamado *Detector de Avalancha con Ganancia Moderada* o *Low Gain Avalanche Detector* (LGAD), basado en el concepto de los detectores APD convencionales, pero con un diseño específico para la producción de un factor de multiplicación más moderado (10-20), mucho más adecuado para las actuales aplicaciones en el campo de la Física de Altas Energías.

El objetivo fundamental de esta tesis consiste en la puesta en marcha de una tecnología de fabricación de detectores con multiplicación en el IMB-CNM. Para ello se ha considerado oportuno analizar en primer lugar los mecanismos físicos que derivan en la degradación de los dispositivos

- Poner en marcha una tecnología de fabricación de detectores con multiplicación en el IMB-CNM, pionera en España.
- Optimizar el diseño y las características de los detectores para su aplicación en los experimentos de FAE, dotándolos de una ganancia moderada, y satisfaciendo los requerimientos de capacidad en tensión, corriente, etc...
- Desarrollar una metodología de simulación de los procesos de daño por radiación, para poder predecir los efectos de la radiación sobre estos detectores (este punto hay que desarrollarlo bien porque es la justificación del capítulo 2

La necesidad de comprender los mecanismos de daño por radiación y desarrollar procedimientos de simulación adecuados para evaluar su influencia sobre los detectores se...

Así, el documento de tesis se divide en los siguientes Capítulos:

- El Capítulo 1 describe la situación actual de los detectores de radiación de Silicio en las aplicaciones de Físicas de Altas Energías, centrándose en la problemática relativa al daño por radiación y en la conveniencia de implementar un mecanismo de ganancia en la señal con el fin de mejorar sus prestaciones. En este sentido se presenta el concepto del detector LGAD, que será el objeto fundamental de estudio del presente trabajo.
- El Capítulo 2 se centra en el estudio de los mecanismos de daño por radiación y el desarrollo de una metodología de simulación adecuada para emular el comportamiento de los detectores en las distintas condiciones de irradiación. Los fenómenos asociados al daño por radiación se evalúan sobre varios dispositivos electrónicos especialmente sensibles a un tipo de daño, permitiendo además la validación del procedimiento de simulación, mediante su contejo con resultados experimentales.

- Las características del diseño y la optimización de los detectores LGAD se recogen en el Capítulo 3. Así, la primera parte del capítulo se centra en el estudio del mecanismo de multiplicación, desarrollando un procedimiento de simulación para relacionar el valor final de la ganancia con los parámetros tecnológicos de la unión. La segunda parte del capítulo incluye un análisis pormenorizado de distintas técnicas de terminación de la unión y de varias estructuras de protección de la región periférica, que buscan estabilizar y uniformizar la respuesta de los detectores LGAD, independientemente de las condiciones de operación.
- El Capítulo 4 recoge la descripción del proceso tecnológico implementado en la Sala Blanca del IMB-CNM, especificando las características del diseño de máscaras, así como las diversas etapas del proceso. En la segunda parte del capítulo se resumen los principales resultados extraídos de la caracterización tecnológica y eléctrica de los primeros prototipos fabricados.
- El comportamiento de los prototipos LGAD fabricados como detectores de radiación se evalúa en el Capítulo 5. Los detectores LGAD se someten a diversos test realizados en las instalaciones del propio IMB-CNM y en varios centros de investigación asociados a la colaboración RD-50.
- Por último, el documento de tesis concluye resumiendo las principales Conclusiones extraídas del trabajo realizado y extrayendo las principales vías de trabajo futuro.

Capítulo 1

Detectores con Multiplicación para Experimentos de Física de Altas Energías

Resumen

Los experimentos de Física de Altas Energías (FAE) hacen uso de una gran variedad de detectores de radiación, con la finalidad de identificar la naturaleza y la trayectoria de las partículas y fotones generados en el experimento. Los detectores fabricados en silicio, descritos en la Sección 1.2, presentan una serie de ventajas respecto a otro tipo de detectores, puesto que unen a su compacidad y relativo bajo coste de producción, una elevada precisión a la hora medir la energía depositada por las partículas. Los detectores de radiación de silicio permiten además realizar medidas de posición principalmente mediante el diseño de estructuras segmentadas en tiras paralelas (strips) o en forma de píxeles, cubriendo una retícula. Con estas prestaciones, el mayor inconveniente de los detectores de silicio es que, en ocasiones, resulta complicado discernir con claridad la señal producida por la radiación incidente sobre el ruido generado por la medida. Esta situación es particularmente conflictiva cuando los detectores se someten a altos niveles de radiación, puesto que las prestaciones del detector tienden a degradarse.

De esta forma, resulta interesante introducir un mecanismo interno de multiplicación capaz de incrementar la amplitud de la señal medida, manteniendo los niveles de ruido invariables. El mecanismo de multiplicación, descrito en la Sección 1.3, es característico de los detectores APD (Avalanche Photo-Diodes), ampliamente utilizados para la detección de fotones de muy diversa energía. Sin embargo, su uso como detectores de partículas se ha visto limitado a la lectura de centelladores y muy raramente se ha practicado la detección directa de las partículas en el volumen del detector, limitados principalmente por los inconvenientes asociados a la implementación de grandes valores de ganancia. En este sentido, la Sección 1.4 introduce el concepto de Detector de Avalancha con Ganancia Moderada o Low Gain Avalanche Detector (LGAD), con grandes posibilidades de aplicación en experimentos de FAE, en substitución de los detectores convencionales.

1.1. Introducción

Los experimentos de física de altas energías (FAE), consisten esencialmente en la colisión de partículas ligeras como electrones, positrones o protones acelerados hasta energías en el rango de los GeV o TeV. Como resultado de estas colisiones, que pueden realizarse contra un blanco fijo o de forma frontal entre dos haces moviéndose en sentido opuesto, las partículas o sus constituyentes interactúan, generando una gran cantidad de partículas secundarias y liberando altas dosis de radiación. El proceso de interacción puede estudiarse determinando detalladamente las propiedades de los productos finales de la colisión. En muchas ocasiones, el interés reside en determinar las propiedades de las nuevas partículas creadas durante la interacción, como quarks pesados, bosones W o Z, mesones B, etc . . . La mayoría de estas partículas son inestables y decaen inmediatamente en otras partículas secundarias o terciarias que son estables y pueden ser detectadas.

Para poder reconstruir completamente el proceso de interacción o el canal de desintegración se necesita determinar un gran número de magnitudes distintas, a saber: el tipo de partícula, su carga eléctrica, su momento (módulo, sentido y dirección), su energía y, para las partículas con tiempos de vida muy breves, los vértices de producción y decaimiento. Desafortunadamente, ningún detector es capaz de medir todas estas propiedades en conjunto. Así pues, los sistemas de detección se dividen en numerosos sub-detectores específicos, especializados en la medida de una o varias de estas magnitudes. En los detectores de colisión de haces, los sistemas de medida deben cubrir por completo la región de interacción (detectores 4π), por lo que se suelen disponer en forma de capas cilíndricas rodeando el eje de los haces. En los experimentos de blanco fijo, por el contrario, la mayor parte de los productos de interacción quedan confinados en un cono estrecho siguiendo la dirección del haz incidente, siendo suficiente situar los detectores de forma que cubran este cono.

En un experimento de colisión de haces, es habitual encontrar:

- *Detectores de Vértice*, capaces de determinar la dirección de una partícula con suficiente precisión como para localizar su origen. Este tipo de detectores deben ser capaces de medir simultáneamente la energía y posición, para identificar el tipo de partícula y determinar su posición en el momento en que es detectada.
- *Detectores de Traza o Trayectoria*, capaces de determinar con precisión el momento de las partículas generadas en la colisión. Estas partículas generalmente se someten a campos magnéticos para curvar su trayectoria y facilitar, así, la reconstrucción de su vector momento. Con el fin de asegurar la precisión de la medida, este tipo de detectores de posición deben cubrir áreas relativamente extensas (típicamente, 1-2 m de radio) y soportar la presencia de los campos magnéticos.
- *Calorímetros*, son detectores especializados en determinar la energía de las partículas que han intervenido en la interacción a partir de la absorción de todas las partículas secundarias generadas tras la colisión. Dada la distinta naturaleza de las interacciones desarrolladas por unos y otros tipos de radiación, existen calorímetros electromagnéticos, destinados a la absorción de electrones y fotones, y calorímetros hadrónicos, destinados a la detección de protones, neutrones, piones y otros mesones.

Además, dentro de los experimentos de FAE, existen numerosos detectores complementarios que facilitan la identificación de las partículas. De esta forma, es frecuente encontrar

detectores que aplican técnicas de espectrografía, que miden los tiempos de vuelo (ToF, *Time of Flight*) o contadores Cerenkov.

Las técnicas más relevantes para la detección se basan en la ionización o en la creación y detección de radiación de centelleo o de luz de Cerenkov [1]. Hasta los años 90, era frecuente el uso de detectores gaseosos (cámaras de ionización), que permitían cubrir grandes volúmenes de detección. Sin embargo, en las últimas décadas, los requerimientos de precisión, compactación y rapidez han hecho más frecuente el uso de detectores semiconductores, fundamentalmente basados en la tecnología del Silicio.

Desde que en 1980 J. Kemmer introdujo el proceso planar para la fabricación de detectores de radiación [2], los detectores de Silicio se han convertido en uno de los principales dispositivos empleados para la detección de partículas en los experimentos de FAE. Poco después, el experimento NA11/NA32 del CERN [3] ya incorporaba los detectores de Silicio para la detección de partículas con quark *encanto*. Aunque en aquel momento su uso estaba limitado a experimentos con blanco fijo, porque la electrónica de lectura era aún muy voluminosa (ver Figura 1.1), la introducción de la tecnología VLSI (*Very Large Scale Integration*) hizo posible compactar los sistemas de lectura [4,5], de forma que en un intervalo de unos pocos años, ya pudo hacerse uso de los detectores de Silicio en experimentos de colisión de haces, fundamentalmente como detectores de vértice [6–10]. Desde entonces su uso se ha generalizado, siendo posible encontrar detectores de Silicio en prácticamente todos los experimentos que actualmente se desarrollan en el ámbito de la física de altas energías.

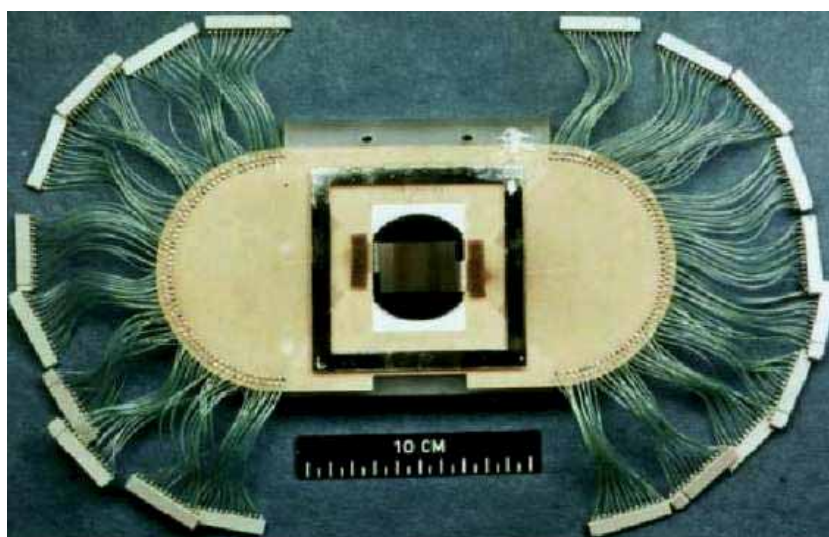


Figura 1.1: Fotografía del detector de Silicio empleado en el experimento NA11/NA32 del CERN, [3].

A pesar de su versatilidad, los detectores de Silicio presentan una serie de inconvenientes que limitan su aplicación, fundamentalmente en situaciones en las que se ven sometidos a muy altos niveles de radiación. Los mismos mecanismos que permiten la detección en volumen del semiconductor, introducen distintos elementos de daño en la estructura del Silicio y de otros materiales presentes en el dispositivo, que pueden acabar afectando el funcionamiento del detector, degradando la calidad y eficiencia de las medidas realizadas.

Ante la perspectiva de una creciente necesidad de hacer trabajar los detectores en ambientes de radiación cada vez más hostiles, desde la comunidad de FAE se ha venido realizando un gran esfuerzo para comprender los mecanismos de producción de daño por radiación y se ha tratado de introducir diseños, tratamientos en los materiales y técnicas de fabricación que permitan mejorar las prestaciones de los detectores de Silicio en estas condiciones de alta radiación.

1.2. Detectores de Silicio en Experimentos FAE

1.2.1. Estructura de un detector de radiación de silicio

En esencia, los detectores de radiación de silicio son diodos de unión operados en polarización inversa, con una zona de vaciamiento más o menos extensa que actúa como región sensible para la detección, emulando sobre un substrato semiconductor el funcionamiento de las cámaras de ionización clásicas [1]. Cuando la radiación ionizante incide sobre un material semiconductor, genera una cantidad de pares electrón-hueco (*pares e-h*) proporcional a la energía depositada. En el seno de la región de carga espacial de un diodo polarizado en inversa, como el representado en la Figura 1.2, los portadores de carga se separan rápidamente bajo el efecto del intenso campo eléctrico presente, evitando su recombinación inmediata, e inician un movimiento de deriva hacia los electrodos, donde son finalmente recolectados. Como consecuencia del movimiento de los portadores, se induce en los electrodos un pulso transitorio de corriente, que se mantiene hasta que se completa la recolección total de las cargas. Con la electrónica de lectura adecuada, este pulso de corriente puede ser procesado para proporcionar información sobre la radiación detectada.

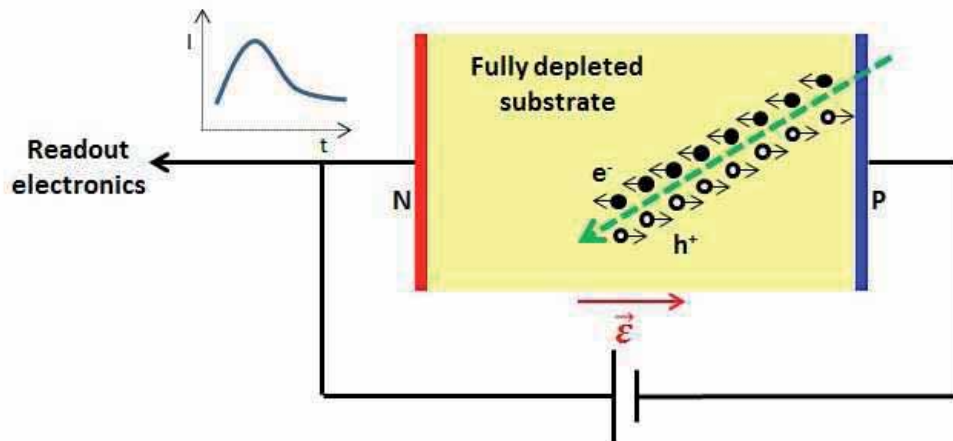


Figura 1.2: Esquema de funcionamiento de un detector de radiación de silicio.

La relación existente entre la energía depositada y la carga generada permite establecer una medida de la energía cedida por la radiación en el volumen sensible del detector. Esta información resulta esencial para las aplicaciones de espectroscopia y calorimetría, en las que se persigue identificar la naturaleza de la radiación incidente a través de la cantidad de energía que son capaces de ceder. Además, la medida de la energía juega un papel muy relevante a la hora de reconstruir los vértices de interacción en los experimentos de

colisión de haces. Por otra parte, siempre que la geometría del dispositivo permita extraer información espacial sobre la localización de los pares e-h generados, es posible reconstruir las trayectorias seguidas por las partículas a través del material mediante detectores de silicio, con aplicación inmediata en detección de vértice, traza y posición.

La radiación incidente no solo genera pares e-h en las zonas del dispositivo diseñadas específicamente para la detección, por lo que una parte de la energía cedida puede perderse sin producir una señal significativa para la electrónica de lectura. Las zonas de un detector en las que la radiación no es capaz de producir una señal medible se conocen como *zona muerta* del detector y se localizan habitualmente en la periferia del dispositivo y en las zonas en las que el sustrato no ha sido vaciado de portadores de carga, tal y como se muestra en la Figura 1.3. Los pares e-h generados fuera de la zona de vaciamiento no están sometidos al efecto del campo eléctrico por lo que, en su mayoría, tienden a recombinarse rápidamente, sin llegar a inducir una señal medible en el detector. No obstante, una pequeña porción de los portadores generados puede sobrevivir a la recombinación e iniciar un movimiento de difusión hasta alcanzar la región de carga espacial, en la que, sometidos ya al efecto del campo eléctrico, los portadores son arrastrados hasta los electrodos. Sin embargo, este movimiento de difusión inicial es muy lento, por lo que su tiempo de tránsito suele exceder el tiempo que la electrónica de lectura invierte en la formación de la señal. Por este motivo, la señal originada en las zonas muertas del detector suele representar una fracción mínima, generalmente despreciable, de la carga total recolectada.

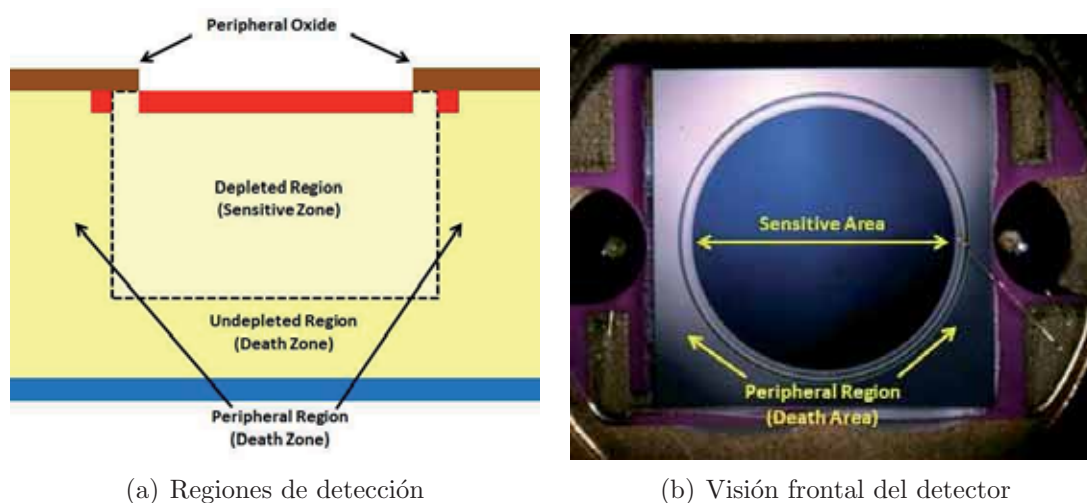


Figura 1.3: Regiones de detección en un diodo PiN: a) Representación esquemática de la zona ocupada por el volumen sensible y la zona muerta en un detector de Silicio; b) Imagen frontal de un detector de Silicio.

Con el fin de minimizar la zona muerta, es preferible operar el detector bajo unas condiciones de polarización en inversa que maximicen la extensión de su zona de vaciamiento, haciendo posible la recolección completa de toda la carga generada en el volumen del semiconductor. En consecuencia, el punto óptimo de trabajo se localiza preferentemente por encima de la *tensión de vaciamiento completo* del dispositivo, V_{FD} , que se corresponde con la tensión de polarización para la cual la región de carga espacial cubre por completo el espesor del sustrato. En cada detector, el valor de V_{FD} depende tanto del diseño del com-

ponente como de las características del propio sustrato de silicio, por lo que generalmente se usan sustratos de muy alta resistividad (en el orden de varios $\text{k}\Omega\text{-cm}$) que permiten obtener valores de V_{FD} de unas pocas decenas de Voltios por cada $100\ \mu\text{m}$ de espesor. No obstante, el valor de V_{FD} está sometido a severas modificaciones durante el uso del detector, especialmente como consecuencia del daño introducido por la radiación incidente. Por este motivo, uno de los principales desafíos en el diseño de detectores de radiación consiste en evitar su degradación por efecto de la radiación para mantener invariable el volumen de la zona sensible a la detección.

1.2.2. Silicio como sustrato para detección

El Silicio es, con diferencia, el material semiconductor más empleado para la fabricación de detectores de radiación. Intrínsecamente, posee unas propiedades muy adecuadas para la detección, puesto que la anchura de su banda de energía prohibida ($1.12\ \text{eV}$) permite la producción de señales suficientemente intensas para la mayoría de aplicaciones, sin que la generación térmica de portadores constituya un nivel de ruido inasumible para el funcionamiento del detector. Sin embargo, presenta algunas limitaciones en su uso, que se manifiestan particularmente cuando se precisa un tiempo de respuesta muy breve o una buena eficiencia en la detección de fotones de alta energía. Además, el Silicio no es un material particularmente resistente al daño por radiación, por lo que una exposición muy intensa o prolongada en el tiempo tiende a degradar las prestaciones de los dispositivos.

En este sentido, los programas de investigación relacionados con la física de altas energías siempre han tenido en consideración la posibilidad de utilizar sustratos semiconductores alternativos para la fabricación de detectores de radiación. La Tabla 1.1 recoge algunas de las propiedades más relevantes de varios de los materiales semiconductores utilizados en aplicaciones de detección [1, 11]. El Germanio fue uno de los primeros semiconductores empleados para la fabricación de detectores de radiación, en un desarrollo paralelo al que experimentó la tecnología basada en este material para aplicaciones electrónicas convencionales. Sin embargo, su uso pronto se vio relegado a un segundo plano, puesto que el reducido valor de su *gap* energético ($0.66\ \text{eV}$) obliga a operar los detectores a temperaturas criogénicas ($77\ \text{K}$) para evitar los elevados niveles de ruido térmico que imposibilitan su funcionamiento a temperatura ambiente. Aun así, entrado el presente siglo, el Germanio todavía gozaba de una cierta popularidad en aplicaciones de espectroscopia de rayos γ , puesto que, al tener un Z mayor que el Silicio, presenta una notable mejora de cara a la detección eficiente de fotones de alta energía (ver p. ej. [1]).

Precisamente en aplicaciones de imagen por rayos X y rayos γ [12], son cada vez más habituales los sustratos basados en telururos de elementos del Grupo II (CdTe o $\text{Cd}(\text{Zn})\text{Te}$) y otros compuestos con Z elevado (p.ej. TlBr , HgI_2), con los que se puede conseguir una gran eficiencia de detección. Sin embargo, su aplicación como detectores de partículas está descartada, porque los sustratos tienden a activarse cuando sufren bombardeos a alta fluencia, desencadenando reacciones nucleares que camuflan la lectura del detector y dificultan su manejo [11].

Los compuestos de los grupos III-V, como el GaAs , presentan un *gap* algo mayor que el Silicio ($1.42\ \text{eV}$, en el GaAs), que posibilita su operación a temperatura ambiente. Una de las grandes ventajas de estos materiales reside en su elevada movilidad (fundamentalmente de electrones) que facilita la fabricación de detectores con tiempos de respuesta muy breves,

| | Diamond (C) | Si | SiC (4H) | Ge | GaAs | Cd(Zn)Te |
|-------------------------------|-------------|------|----------|------|-------|----------|
| Z | 6 | 14 | 14/6 | 32 | 31/33 | 48/52 |
| Density [g/cm ³] | 3.5 | 2.3 | 3.2 | 5.32 | 5.3 | 5.9-6.0 |
| E_g [eV] | 5.5 | 1.12 | 3.3 | 0.67 | 1.4 | 1.4/1.6 |
| μ_e [cm ² /Vs] | 1800-2200 | 1450 | 800-1000 | 3900 | ≤8500 | 1000 |
| μ_h [cm ² /Vs] | 1200-1600 | 450 | 50-115 | 1900 | ≤400 | – |
| e-h pair creation [eV] | 13 | 3.6 | 7.8 | 2.96 | 4.3 | 4.4-4.7 |

Tabla 1.1: Principales propiedades (a $T = 300$ K) de algunos de los semiconductores más utilizados para la fabricación de detectores de radiación.

siendo habitual su uso como fotodetectores. Sin embargo, su aplicación en experimentos FAE es menos frecuente puesto que han demostrado una resistencia a la radiación menor que el Silicio, siendo especialmente significativa la enorme degradación de la eficiencia de recolección de carga (CCE) en los detectores de GaAs, tras la irradiación con hadrones [13, 14]. En cualquier caso, la mejora de las técnicas de crecimiento del material epitaxial, ha permitido fabricar detectores de rayos X de GaAs con un buen rendimiento [15, 16], al tiempo que se están desarrollando tecnologías basadas en otros compuestos de este grupo (GaN fundamentalmente) cuyas propiedades sugieren una mayor resistencia a la radiación [17–19].

Entre los nuevos materiales, el Diamante ha despertado un gran interés para aplicaciones FAE, gracias a su potencial resistencia a acumular daño por radiación [20]. No en vano, la colaboración RD 42 del CERN [21, 22], está destinada específicamente al desarrollo de detectores de Diamante para aplicaciones de *tracking*. El *gap* del Diamante es mucho mayor que el del Silicio (5.5 eV), por lo que es aislante a temperatura ambiente, con una concentración de portadores muy baja ($< 10^3$ cm⁻³) y una resistividad enorme (10⁸ kΩ·cm). Con estas propiedades no es necesario vaciarlo para trabajar como detector, por lo que la estructura de diodo de unión resulta innecesaria. De hecho, los detectores de Diamante se fabrican habitualmente mediante técnicas de CVD (*Chemical Vapor Deposition*) que dan como resultado una columna de material policristalino, sobre cuyos extremos se depositan sendas capas de metal, para implementar los contactos. La estructura policristalina supone un cierto inconveniente, ya que hace que la distancia de recolección sea siempre menor que el espesor del detector [23]. Además, la gran cantidad de energía necesaria para generar un par e-h (13 eV) produce unas señales mucho menores que las obtenidas en Silicio, aunque este problema se ve compensado en parte por el bajísimo nivel de ruido generado. No obstante, el principal inconveniente de los detectores de radiación de Diamante sigue estando relacionado con el elevado coste de producción y la dificultad de generar sustratos de alta calidad.

Precisamente, la producción de sustratos de alta calidad fue durante mucho tiempo el mayor de los inconvenientes a los que se enfrentó la tecnología del Carburo de Silicio para poder resultar competitiva en el ámbito de la detección de radiación. Las propiedades del SiC lo situaban como una de las alternativas al Silicio más prometedoras [11, 24]. Al poseer un *gap* ancho (3.3 eV), el nivel de ruido térmico es considerablemente inferior al del Silicio,

lo que permite mantener una buena relación señal-ruido (ver Sección 1.2.3), a pesar de que la energía de producción de los pares e-h es relativamente elevada (7.8 eV, a $T=300\text{K}$). Por otra parte, los dispositivos de SiC son capaces de operar en condiciones de alta temperatura (por encima de 500 K [24]) sin perder operatividad y las investigaciones más recientes han demostrado la gran resistencia del SiC frente al daño por radiación [25–28]. Sin embargo, no fue hasta la optimización de una tecnología de producción de substratos epitaxiales (fundamentalmente sobre el politipo 4H-SiC) que pudo desarrollarse una verdadera tecnología de detectores de radiación sobre SiC [29]. Basándose en una estructura tipo diodo Schottky, se han desarrollado sobre SiC epitaxial: detectores de partículas alfa [30]; detectores de rayos X de alta resolución, insensibles a la temperatura, [31, 32]; detectores para partículas cargadas [33, 34] y detectores de neutrones [29]. Un completo resumen del estado del arte de la tecnología SiC para detectores de radiación puede encontrarse en [35].

En cualquier caso, el gran desarrollo alcanzado en su procesado tecnológico sigue haciendo más ventajosa, para la mayoría de aplicaciones, la fabricación de detectores de radiación en Silicio que en cualquiera de los otros semiconductores alternativos. La madurez de la tecnología de Silicio aporta una enorme versatilidad a la hora de fabricar detectores con diseños muy específicos, con un coste de producción relativamente reducido. Así, muchas de las técnicas de fabricación más avanzadas, suficientemente probadas en aplicaciones electrónicas convencionales, pueden utilizarse para conseguir detectores más compactos, con diseños perfectamente adaptados a las condiciones de trabajo y a la disposición de la electrónica de lectura del experimento al que están destinados. Además, el extenso conocimiento alcanzado sobre las propiedades del Silicio y sobre las técnicas de procesado hace posible la aplicación de modelos físicos muy precisos con los que poder predecir el comportamiento de los dispositivos cualesquiera que sean sus condiciones de trabajo. En este sentido, los modelos de simulación presentan un grado de desarrollo mayor para el Silicio que para cualquier otro semiconductor, haciendo posible evaluar con una mayor fiabilidad las prestaciones del material, incluso en situaciones en las que la comprobación experimental resulta muy compleja o costosa.

El mayor avance de la tecnología de Silicio ha fomentado la investigación de nuevas técnicas de fabricación y tratamiento de los propios substratos de partida para conseguir una mayor resistencia al daño por radiación. Así, la colaboración RD48 (*ROSE Collaboration*) del CERN ha comprobado que el Silicio *Float Zone* enriquecido con Oxígeno presenta menos defectos tras la irradiación que el substrato sin tratar [36], lo que ha permitido su uso en los detectores de píxel de ATLAS y CMS y en algunos de los sensores incluidos en el detector de traza de ATLAS [37]. La investigación en substratos epitaxiales o con Silicio *Czochralski*, ha mostrado que un cambio en las técnicas de fabricación del propio Silicio puede derivar en propiedades interesantes para mejorar la resistencia frente a radiación de los dispositivos y, aunque todavía no ha sido puesta en práctica en dispositivos integrados en experimentos reales, es objeto de estudio dentro de la colaboración RD50 del CERN [38].

1.2.3. Funcionamiento de un detector de Silicio

Generación de pares e-h en el Silicio: El proceso de generación de pares e-h en el Silicio se trata con mayor detalle en el Capítulo 2, donde se describen los mecanismos físicos que rigen la interacción de la radiación sobre los materiales semiconductores. Asimismo, las particularidades del proceso se encuentran desarrolladas en detalle en numerosos textos de

referencia, como p. ej. [1, 39–41].

Una de las principales propiedades que hacen de los semiconductores en general, y del Silicio en particular, buenos materiales para la detección de radiación es que poseen un mecanismo de interacción con la radiación cuyas consecuencias son medibles y del que, por tanto, puede extraerse información. Entendiendo la ionización como el proceso de generación de carga libre en el seno de un material, los semiconductores, a diferencia de otros materiales ionizables como los gases utilizados en las cámaras de ionización, experimentan este proceso mediante la excitación de electrones de la banda de valencia, a través de la banda de energía prohibida, hasta situarse en la banda de conducción. Los portadores de carga generados de esta forma permanecen ligados a la estructura de bandas del material, pero pueden desplazarse libremente, generando corrientes medibles macroscópicamente. El proceso de excitación del electrón genera una vacante, o *hueco*, en la banda de valencia que estadísticamente se comporta como un portador de carga complementario al electrón. La generación de un par electrón-hueco requiere de una cantidad de energía mucho menor que la necesaria para producir el par ion-electrón característico de la ionización en gases, lo que supone una ventaja a la hora de producir una cantidad suficiente de carga para conformar una señal medible.

En el Silicio, la anchura del *gap* de energía prohibida es de 1.12 eV, aunque la energía necesaria para generar un par e-h es de 3.6 eV, puesto que parte de la energía cedida por la radiación debe emplearse en interacciones fonónicas con la red cristalina, tal y como describe la teoría de Shockley [42], sobre la que se trata con más detalle en la Sección 2.1.2. Cualquier componente de la radiación ionizante (fotones y partículas con carga eléctrica) cuya energía supere este valor es susceptible de producir pares e-h en su interacción con el Silicio, aunque la probabilidad de que esta interacción se produzca disminuye con el espesor de la capa de Silicio. Un detector de Silicio típico, con un espesor de unos pocos centenares de micras, puede detectar fotones con longitudes de onda comprendidas entre los 400 nm y los 1100 nm [43]. Para longitudes de onda superiores a 1100 nm, el Silicio se vuelve esencialmente transparente; por debajo de los 400 nm, la mayoría de los fotones se absorben en los primeros nanómetros del Silicio, haciendo mucho más complicada la recolección de una forma eficiente de los pares e-h generados con un diseño convencional del detector. Para fotones más energéticos, la activación de los mecanismos de interacción fotoeléctrica y Compton, cuando las energías se encuentran en el orden de los keV, permite la detección en el rango de los rayos X o rayos γ con eficiencia decreciente, aunque en este caso, es la partícula secundaria (fotoelectrón o electrón Compton, en cada caso) la que desencadena el proceso de ionización del semiconductor, generando varios miles de pares e-h por cada fotón absorbido.

En lo que respecta a las partículas cargadas incidentes, el proceso de ionización está directamente relacionado con la cesión de energía a lo largo de la trayectoria de la partícula a través del volumen del semiconductor, tal y como se detalla en la Sección 2.1.2. Según la teoría de Bethe-Bloch [39], la cesión lineal de energía, $-dE/dx$, depende de las propiedades del material irradiado, pero también de la energía cinética de la propia partícula incidente. La función de probabilidad que describe $-dE/dx$ se corresponde con una distribución de Landau, con una larga cola hacia los valores más altos de energía y cuyo valor más probable no coincide con el valor promedio, $\langle dE/dx \rangle$. En la práctica, el valor más probable es mucho más significativo para las aplicaciones de detección, puesto que una parte importante de la energía correspondiente a la cola de la distribución se pierde en procesos de

interacción radiante (electrones δ o *bremsstrahlung*), que no suelen contribuir a la señal detectada, al interactuar con el semiconductor lejos de la trayectoria primaria de la partícula incidente [43].

Una consecuencia interesante de la formulación de Bethe-Bloch es que la energía depositada por las partículas cargadas al atravesar un material es que depende, entre otras magnitudes, de su velocidad. Así, la cesión de energía aumenta cuando las partículas inciden con una velocidad muy alta o muy baja, apareciendo un extenso mínimo de cesión energética para las velocidades intermedias [1]. Las partículas cuya cesión energética se corresponde con este mínimo se conocen como *partículas de mínima ionización* o *minimum ionizing particles* (mip) y resultan muy interesantes para la caracterización de los sistemas de detección, puesto que la cantidad de energía cedida se corresponde con un valor conocido (p.ej. la cesión energética de un mip en Silicio es de 3.8 MeV·cm [44])

Transporte de carga y formación de la señal: Los portadores de carga generados en la región de carga espacial son arrastrados por efecto del campo eléctrico hacia los electrodos del detector, donde son recolectados. Cuanto más intenso es el campo eléctrico, mayor es la aceleración a la que se ven sometidos los portadores en su movimiento, favoreciendo un incremento monótono de su velocidad. No en vano, para valores de campo eléctrico por debajo de 10^4 V·cm⁻¹, la velocidad de deriva promedio de los portadores, v_d , mantiene una dependencia lineal con el campo eléctrico [45]:

$$v_d = \mu_0 E \quad (1.1)$$

La constante de proporcionalidad, μ_0 , se define como la movilidad de los portadores en condiciones de bajo campo eléctrico, siendo mayor para los electrones que para los huecos. Además, μ_0 presenta una fuerte dependencia con la temperatura de la red cristalina y con la concentración de impurezas dopantes. Así, por ejemplo, un incremento de la temperatura de la red desde 300 K hasta 400 K puede suponer una reducción de un factor 2 en el valor de μ_0 , mientras que la movilidad de los electrones en un sustrato con una alta concentración de impurezas dopantes ($\sim 10^{19}$ cm⁻³) puede llegar a ser hasta un 90 % menor que en un sustrato moderadamente dopado (con una concentración por debajo de 10^{16} cm⁻³) [45]. En ambos casos la reducción de movilidad está relacionada con un incremento en la probabilidad de interacción de los portadores con la red cristalina. En este sentido, un aumento en el valor del campo eléctrico favorece también la producción de procesos de dispersión y colisión, de forma que la dependencia mostrada en la ecuación 1.1 se ve moderada paulatinamente, hasta que v_d alcanza un valor de saturación, v_{sat} .

La dependencia completa de v_d frente a E se ha modelado empíricamente [46], por medio de la expresión:

$$v_d = v_m \left(\frac{E}{E_c} \right) \frac{1}{\left(1 + (E/E_c)^\beta \right)^{1/\beta}} \quad (1.2)$$

En la que v_m , E_c y β son coeficientes de ajuste cuyo valor está relacionado con v_{sat} y μ_0 . La Tabla 1.2 recoge sus valores para un sustrato de Silicio típico en aplicaciones de detección (tipo N, con $\rho = 20$ k Ω ·cm), a 300 K de temperatura. Junto con ellos se han incluido los valores de μ_0 , v_{sat} y E_{sat} , que se define como el valor de campo eléctrico a partir del cual la velocidad promedio de los portadores alcanza su valor de saturación.

| Portador | μ_0 [cm ² /V·s] | E_{sat} [kV/cm] | v_{sat} [cm/s] | v_m [cm/s] | E_c [V/cm] | β [1] |
|----------|-----------------------------------|----------------------|---------------------|--------------------|--------------------|----------------|
| Electrón | 1450 | $\simeq 10$ | 1×10^7 | $1,07 \times 10^7$ | $6,98 \times 10^3$ | 1.11 |
| Hueco | 450 | $\simeq 100$ | 8×10^6 | $5,52 \times 10^6$ | $1,25 \times 10^4$ | 1.21 |

Tabla 1.2: Magnitudes y parámetros del modelo de transporte de electrones y huecos en Silicio tipo N, con $\rho = 20 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$ y $T = 300 \text{ K}$.

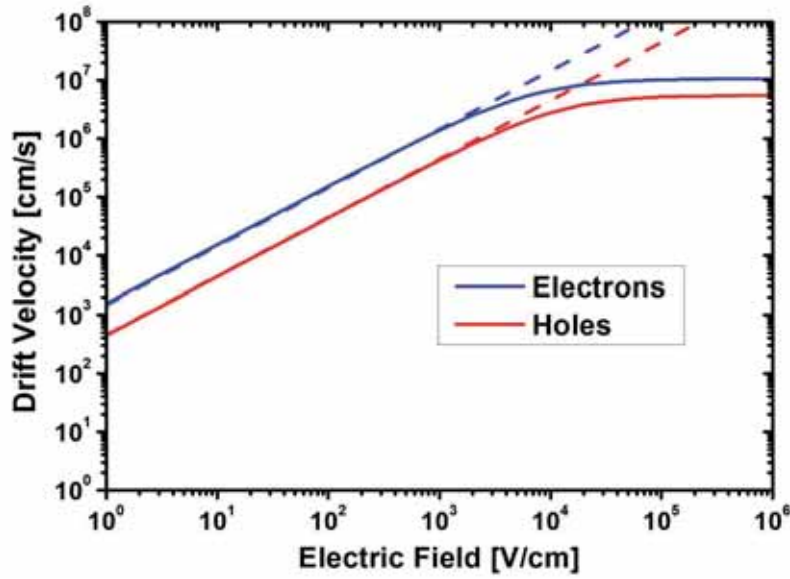


Figura 1.4: Velocidad de Deriva para electrones y huecos en función del campo eléctrico, según los modelos de las ecuaciones (1.1), representado con líneas discontinuas, y (1.2), representado con líneas continuas.

En la región de bajo campo eléctrico, el modelo paramétrico de la ecuación (1.2) se reduce al modelo lineal mostrado en la ecuación (1.1), tal y como se puede apreciar en la Figura 1.4, en la que se han representado ambos modelos para electrones y huecos. Es significativo que, a pesar de que la movilidad de los electrones suele ser considerablemente mayor que la de los huecos (3 veces superior, en las condiciones representadas en la Figura 1.4), una vez alcanzadas las condiciones de saturación, la diferencia tiende a moderarse.

En estas circunstancias, la recolección de las cargas generadas puede completarse en un intervalo de tiempo relativamente breve, en el orden de los nanosegundos para detectores de unos pocos centenares de micras de espesor. Así, por ejemplo, en un detector polarizado con una pequeña sobretensión, ΔV , por encima de V_{FD} , el tiempo empleado por un portador de carga para atravesar el espesor total del substrato vaciado, w , puede calcularse de una forma genérica como [43]:

$$t_{trans} = \frac{w^2}{2\mu V_{FD}} \ln \left(\frac{2V_{FD} + \Delta V}{\Delta V} \right) \quad (1.3)$$

Si se considera un detector típico con substrato tipo N, de $\rho = 20 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$ y $w = 300 \mu\text{m}$

($V_{FD} \simeq 15$ V), el tiempo de tránsito de un electrón al aplicar una pequeña sobretensión ($\Delta V = 5$ V) será de tan solo unos 40 ns (120 ns, si se trata de un hueco). Más aún, si el diseño del detector o su tensión de polarización permiten operar el sistema en condiciones de saturación de la velocidad de deriva, t_{trans} puede verse considerablemente reducido, hasta el rango de 3-4 ns, para cualquiera de los dos portadores. Con estos tiempos de tránsito, la electrónica de lectura apenas precisa de unas decenas de nanosegundos para completar la recolección de toda la carga depositada en la zona de vaciamiento, haciendo de los detectores de Silicio una de las tecnologías más rápidas en las aplicaciones de detección.

El hecho de que los portadores de carga empleen un determinado intervalo de tiempo en atravesar el espesor de Silicio hasta que son recolectados no supone que la señal inducida sobre los electrodos del detector experimente algún tipo de retardo con respecto al instante en que los portadores son generados. De acuerdo con el teorema de Shockley-Ramo [47, 48], las cargas en movimiento inducen una corriente sobre los electrodos del detector desde el mismo instante en que comienzan su movimiento de deriva¹. En consecuencia, los pares e-h generados inducen un pulso de corriente sobre los electrodos, medible desde antes de que los primeros portadores los alcancen y que permanece hasta que el último de ellos es recolectado.

La integral temporal de este pulso de corriente, extendida desde el instante de la generación de los pares e-h, hasta el momento en que finaliza la recolección, da cuenta de la carga equivalente recolectada, que en ausencia de recombinación, representa toda la carga equivalente generada por la partícula en el seno del detector. Si el tiempo de integración no es lo suficientemente largo, la integral de carga no considera una parte de la carga generada, de forma que la lectura presenta un cierto *déficit balístico*. Esta situación se puede dar con cierta frecuencia cuando la zona de vaciamiento no cubre completamente la región sensible para la detección o cuando existe una gran probabilidad de atrapamiento de las cargas durante su tránsito por el semiconductor. Dado que el tiempo de recolección suele estar fijado por las necesidades del experimento, la reducción del déficit balístico requiere habitualmente una reducción del tiempo de tránsito de los portadores, que puede lograrse bien incrementando el campo eléctrico al que son sometidos o bien adelgazando el detector. En el primer caso, la solución está limitada por la saturación de la velocidad de deriva o por la llegada al campo crítico de ruptura de la unión. En el segundo caso, el límite principal viene impuesto por la necesidad de obtener una señal con amplitud suficiente para poder distinguirse en todo momento del fondo de ruido de la lectura.

Relación señal-ruido: La lectura de un detector siempre incluye una cierta cantidad de ruido originado por mecanismos diferentes a los que conducen a la generación de la señal y que, por tanto, no proporciona información sobre la radiación detectada. Si el nivel de ruido es excesivamente grande en comparación con la amplitud de la señal, la lectura del detector deja de ser fiable. En consecuencia, una de las figuras de mérito más relevantes a la hora de diseñar un detector es la llamada *relación señal-ruido*, que expresa el cociente entre las amplitudes de la señal y del ruido en una medida. En general, cuanto mayor sea la relación señal-ruido, mayor será la eficiencia de detección y mejor la resolución energética y espacial del detector. Como en la mayoría de sistemas de detección, la amplitud de la

¹Las consecuencias últimas del teorema de Shockley-Ramo quedan fuera de los objetivos de este capítulo. Sin embargo, una discusión sobre el mismo y su relevancia para el funcionamiento de los detectores de Silicio puede encontrarse en el apéndice D de [1]

señal depende en gran medida de las propiedades de la radiación detectada y siempre es preferible operar con sistemas cuyo nivel de ruido sea muy bajo.

Las causas que generan el ruido en la lectura de un detector son muy diversas y pueden tener su origen tanto en el propio dispositivo como en la electrónica asociada. Desde el punto de vista del dispositivo, las principales fuentes de ruido están relacionadas con la corriente de fugas del diodo en polarización inversa y con el valor de su capacitancia. Una corriente de fugas muy elevada hace necesarias señales de gran amplitud para poder mantener un valor aceptable de la relación señal-ruido. Además, complica el funcionamiento convencional del dispositivo, ya que supone un incremento del consumo de potencia y una mayor disipación de calor. A su vez, cuanto mayor es la capacitancia del detector más se incrementan las componentes de ruido relacionadas con la electrónica de lectura.

En un diseño típico de un detector de Silicio, la corriente de fugas presenta dos componentes: una proveniente del volumen del sustrato, originada como consecuencia de la generación térmica de portadores en la región de carga espacial, y otra, superficial, que es inyectada en los electrodos desde la periferia del dispositivo. La componente volumínica tiene una fuerte dependencia con la temperatura [49], por lo que puede reducirse considerablemente operando el detector a baja temperatura. Sin embargo, los defectos generados por la radiación en el sustrato de Silicio contribuyen como centros de generación de portadores, de forma que es habitual observar un incremento importante de la corriente de fugas en los detectores fuertemente irradiados. La componente superficial se origina principalmente como consecuencia de la acumulación de trampas en la interfaz del Silicio con el óxido que recubre la región periférica del detector [50]. Al no tener un origen térmico, tiene una dependencia mucho más moderada con la temperatura y su atenuación requiere soluciones tecnológicas que reduzcan la producción de trampas de interfaz o diseños que eliminen los posibles caminos de conducción hasta los electrodos. El daño por radiación sobre el óxido periférico tiende a degradar la calidad de su interfaz con el sustrato de Silicio, por lo que, al igual que con la componente volumínica, la corriente de fugas superficial aumenta significativamente en los detectores irradiados.

Para caracterizar el ruido, resulta mucho más útil expresarlo en términos de la magnitud que se está midiendo que hacerlo en términos absolutos. De esta forma, es mucho más frecuente expresar el nivel de ruido como el nivel de la señal para el cual la relación señal-ruido es igual a la unidad. En los sistemas de lectura de los detectores, el ruido en la señal de carga medida se puede caracterizar en términos de la *carga equivalente al ruido* (ENC, *Equivalent Noise Charge*), que es la carga de una señal que proporciona una relación señal-ruido unitaria. Así, si la energía cedida por la radiación proporciona una carga Q_s y S/N es la relación señal-ruido [51]:

$$ENC \equiv Q_n = \frac{Q_s}{S/N} \quad (1.4)$$

El valor del ENC se expresa generalmente en fC o unidades de carga eléctrica, $e = 1,602 \times 10^{-19}$ C, y resulta la forma más conveniente de medir el ruido de en un sistema de detección.

En cualquier caso, el mayor problema para mantener una buena relación señal-ruido en un detector operando en un ambiente de alta radiación no proviene del aumento del ruido, sino de la disminución de la amplitud de la señal. El atrapamiento de carga y el incremento de la tensión de vaciamiento, hacen que la carga recolectada en un detector sea mucho menor después de la irradiación.

1.2.4. Degradación por efecto de la radiación

Los detectores de Silicio utilizados en experimentos de FAE se encuentran frecuentemente sometidos a largas exposiciones con elevados niveles de radiación, que tienden a degradar sus prestaciones. En el Capítulo 2 se incluye un estudio más profundo sobre los mecanismos que conducen a la producción de daño por radiación y sus consecuencias sobre el funcionamiento de los detectores de Silicio. No obstante, es importante destacar en este punto algunos de los fenómenos más relevantes que dificultan el uso de los detectores de Silicio en ambientes de alta radiación.

Como se ha visto anteriormente, los detectores de radiación de Silicio consisten fundamentalmente en amplios volúmenes de sustrato vaciado, por lo que se muestran especialmente sensibles al daño por desplazamiento. Este tipo de daño se produce por la deslocalización de los átomos de Silicio fuera de sus posiciones de reposo en la red cristalina, principalmente como consecuencia de la incidencia sobre el sustrato de hadrones energéticos. Los defectos resultantes del daño por desplazamiento (vacantes y átomos intersticiales) tienen un comportamiento complejo, puesto que pueden migrar por la red cristalina, aniquilándose o combinándose con otros defectos e impurezas para dar lugar a una extensa variedad de alteraciones de la estructura cristalina del material semiconductor. Las consecuencias sobre las propiedades del semiconductor son muy variadas, pero, desde un punto de vista macroscópico, pueden resumirse en tres efectos principales:

- i) se produce una modificación sobre el valor efectivo de dopado del Silicio, que revierte en la alteración de parámetros tan relevantes para el funcionamiento de un detector como su tensión de vaciamiento completo;
- ii) se favorece el atrapamiento de los portadores generados, con la consiguiente disminución de la eficiencia de recolección de carga;
- iii) se induce un incremento de la corriente de fugas, que se traduce en la degradación de la relación señal-ruido del detector.

Por otra parte, los detectores de radiación no son ajenos al daño por ionización. La radiación ionizante tiende a producir una acumulación de carga en las capas aislantes (generalmente de Óxido de Silicio) de los detectores, al tiempo que favorece la creación de nuevas trampas de portadores en la interfaz de estas capas con el sustrato de Silicio. La consecuencia más relevante sobre el funcionamiento del detector consiste en la introducción de campos parásitos, que modifican la distribución habitual del campo eléctrico en el dispositivo, degradando su comportamiento hasta llegar a inutilizarlo, si el diseño no incorpora elementos para contrarrestar su efecto.

Modificación del dopado efectivo del sustrato: El primer efecto del daño por desplazamiento, la variación del dopado efectivo del sustrato de Silicio, se produce como consecuencia de la formación de estados energéticos localizados no profundos en el seno de la banda prohibida del semiconductor. Al situarse en niveles de energía próximos a los límites superior e inferior de las bandas de valencia y conducción, respectivamente, estos estados tienen un comportamiento similar a los que se generan por la presencia de impurezas dopantes en la red cristalina del Silicio.

Las consecuencias sobre el funcionamiento del detector dependen en gran medida de las características del sustrato. La Figura 1.5 [52] muestra la variación del dopado efectivo,

$|N_{eff}|$, en un substrato de Silicio tipo N, en función de la fluencia normalizada a una irradiación de neutrones de 1 MeV, Φ_{eq} . El valor de $|N_{eff}|$ puede determinarse a partir de los valores medidos de V_{FD} (identificada en la Figura 1.5 como U_{dep}), puesto que en los detectores de unión se cumple que [1]:

$$|N_{eff}| = \frac{2\varepsilon V_{FD}}{ew^2} \quad (1.5)$$

Con ε la permitividad del Silicio, e la carga elemental y w el espesor del detector.

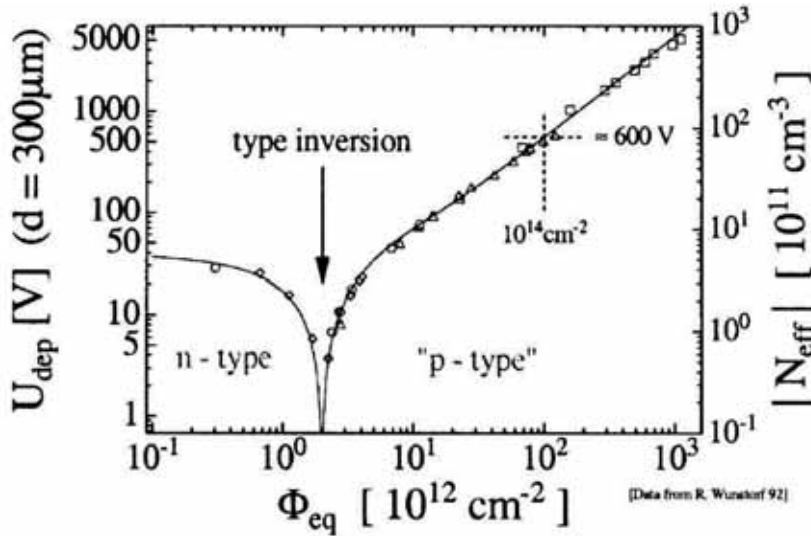


Figura 1.5: Cambio del dopado efectivo ($|N_{eff}|$) y de la tensión de vaciamiento completo (U_{dep}) del Silicio tipo N con respecto a la fluencia equivalente de neutrones de 1 MeV (Φ_{eq}) [52].

Mientras la fluencia se mantiene en niveles bajos, V_{FD} disminuye al incrementar Φ_{eq} . Según la ecuación (1.5), este descenso implica una disminución de $|N_{eff}|$, que puede interpretarse como una reducción de la concentración de impurezas donadoras presentes originalmente en el substrato o una compensación de las mismas por la introducción de nuevos estados aceptores, como resultado del daño por desplazamiento. La compensación del carácter donador de las impurezas lleva a que, a partir de un determinado valor de Φ_{eq} , el substrato tipo N invierta su carácter y pase a comportarse como un substrato tipo P. Como consecuencia de esta inversión, la unión rectificadora, originalmente situada junto al electrodo P^+ , se desplaza hacia el otro extremo del detector. Para fluencias por encima de la inversión, el carácter aceptor del substrato sigue acrecentándose, de forma que V_{FD} aumenta con Φ_{eq} .

En el Silicio tipo P, la introducción de defectos con carácter aceptor no deriva en la inversión del substrato, lo que favorece su utilización cuando las aplicaciones requieren una mayor resistencia al daño por radiación. No obstante, el cambio de dopado efectivo también tiene consecuencias en este caso sobre el funcionamiento de los detectores, ya que el valor de V_{FD} tiende a aumentar con Φ_{eq} [53]. Tanto en este caso, como en el caso de los substratos tipo N, la modificación de V_{FD} supone un factor limitante para el funcionamiento de los detectores en entornos de alta radiación, puesto que hace necesarias tensiones de polarización

cada vez mayores para poder mantener el dispositivo operando en condiciones de vaciamiento completo. Cuando las condiciones de polarización se vuelven demasiado exigentes, el detector solo puede vaciarse parcialmente, disminuyendo la eficiencia de recolección de carga y empeorando la relación señal-ruido.

Atrapamiento de los portadores de carga: La eficiencia de recolección de carga se ve especialmente afectada como consecuencia del atrapamiento de los portadores derivado de la introducción de daño por desplazamiento en el sustrato del detector. Parte de los defectos generados en la estructura cristalina del Silicio se identifican como centros de recombinación y centros de atrapamiento en la banda de energía prohibida. Los primeros tienen un efecto directo sobre la eficiencia de recolección de carga, ya que favorecen la eliminación de parte de los pares e-h generados por la radiación, de forma que nunca llegan a recolectarse. Los centros de atrapamiento, a su vez, retienen temporalmente muchos de los portadores generados. Si la electrónica asociada al detector posee un tiempo de lectura inferior al tiempo de reemisión de las trampas, la carga atrapada se pierde sin reflejarse en la señal de salida del detector.

Incremento de la corriente de fugas: Además de los estados energéticos previamente mencionados, el daño por desplazamiento induce la formación de estados profundos en la banda de energía prohibida del Silicio, que actúan como centros de generación de portadores. El aumento de la concentración de centros de generación en el sustrato induce un incremento de la corriente de fugas del diodo polarizado en inversa. Experimentalmente, se ha comprobado que el aumento de la corriente de fugas, ΔI , es directamente proporcional a la fluencia de irradiación, tal y como se muestra en la Figura 1.6 [23]:

$$\frac{\Delta I}{V} = \alpha_{eq} \Phi_{eq} \quad (1.6)$$

Donde, V es el volumen de la región sensible del detector y α_{eq} es la constante de proporcionalidad normalizada para una irradiación de neutrones de 1 MeV.

Hasta la fecha, todos los estudios publicados coinciden en que α_{eq} se mantiene constante en un rango de muchos órdenes de magnitud de Φ_{eq} , independientemente de las características del Silicio irradiado y de la tecnología de los detectores [23,54–59]. Su valor se encuentra en el rango de $4 - 9 \times 10^{-17} \text{ Acm}^{-1}$, para cualquier tipo de irradiación con hadrones de alta energía, lo que ha permitido asociar este efecto a la creación de grandes agrupaciones de defectos en el Silicio, denominadas *clusters*.

En un detector de radiación, el aumento de la corriente de fugas supone un incremento del ruido electrónico y, por tanto, una degradación de la relación señal-ruido. Además, conlleva una mayor caída de potencial en las resistencias de polarización del dispositivo y un incremento en la disipación de potencia, que aumenta el riesgo de inestabilidad térmica.

Daño por ionización: El daño por ionización afecta principalmente a las capas de material aislante de los dispositivos. A diferencia de lo que ocurre en los dispositivos MOS, en los que el óxido de puerta juega un papel fundamental para el control de los mecanismos de conducción, las capas de Óxido de Silicio tienen una función menos determinante en el funcionamiento de los detectores de radiación, por lo que el daño por ionización suele tener una incidencia menor en su degradación. Como se discute extensamente en el Capítulo

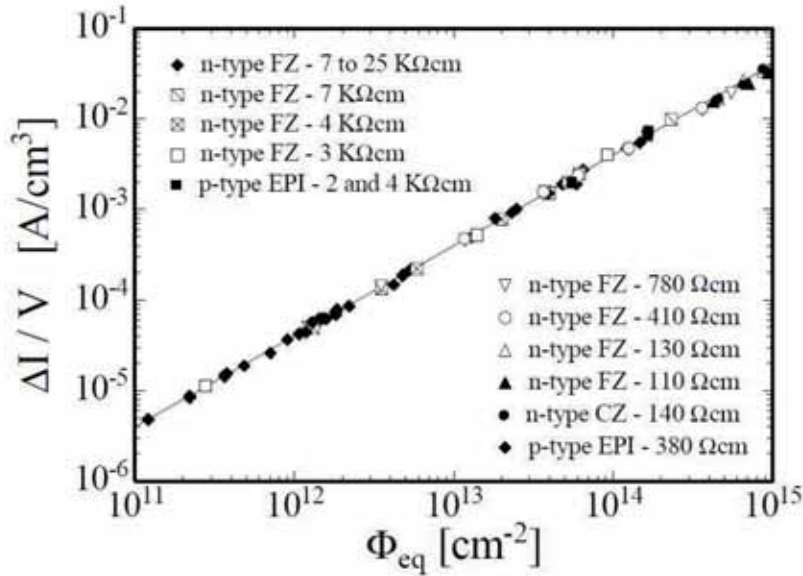


Figura 1.6: Variación de la densidad volumétrica de corriente de fugas, $\Delta I/V$, en función de la fluencia equivalente de neutrones de 1 MeV, Φ_{eq} , en detectores de radiación de Silicio fabricados con distintas tecnologías sobre varios tipos de sustrato [23].

2, los dos efectos fundamentales del daño por ionización en el Óxido de Silicio son la acumulación de cargas positivas en su volumen y la formación de trampas en su interfaz con el sustrato de Silicio. En términos generales, la presencia de trampas de interfaz tiene una repercusión inmediata en el incremento de la componente superficial de la corriente de fugas, degradando la relación señal/ruido del detector.

En detectores fabricados sobre Silicio tipo N, este efecto puede ser notable, especialmente cuando el detector se somete a altas dosis de radiación ionizante. Sin embargo, el daño por ionización se hace especialmente relevante cuando el sustrato del detector es de tipo P. En ellos, la presencia de cargas positivas en el óxido induce la acumulación de una densidad equivalente de cargas negativas en la región más superficial del Silicio. Considerando que el nivel de dopado de los sustratos para detección es extremadamente bajo ($< 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$), la concentración de cargas negativas en superficie puede llegar a alcanzar un valor comparable, resultando en una inversión efectiva del carácter del semiconductor. De esta forma, se crea un camino conductor por debajo de los óxidos, que favorece la recolección de la componente superficial de la corriente de fugas y puede llegar a cortocircuitar las estructuras diseñadas en los electrodos de los detectores segmentados.

El Óxido de Silicio presenta siempre una cierta concentración de cargas positivas, por lo que la inversión superficial del sustrato puede producirse incluso en los detectores no irradiados. Por este motivo, los detectores fabricados sobre sustratos tipo P deben incorporar técnicas de fabricación, o diseños específicos, que eviten la formación del canal de inversión o limiten su efecto sobre el funcionamiento del componente.

Es interesante remarcar que, aunque en un detector de radiación la degradación del sustrato de Silicio y de las capas de óxido como consecuencia de la irradiación se produce simultáneamente, el efecto sobre el detector sigue una cinética distinta al tratarse

de procesos completamente diferentes. El daño por ionización sobre el óxido comienza a tener relevancia con dosis relativamente pequeñas y se satura con unos pocos de kGy (ver Capítulo 2). Los efectos sobre el Silicio, fundamentalmente asociados a los procesos de daño por desplazamiento, precisan de una mayor cantidad de daño para hacerse notorios y no muestran saturación. Según esto, se pueden distinguir tres fases en la degradación de un detector expuesto en un entorno de fuerte radiación [60]:

- Inicialmente, ninguno de los mecanismos de daño es capaz de alterar significativamente el funcionamiento del dispositivo y la degradación es despreciable.
- A continuación, se produce un rápido aumento de la acumulación de cargas en el óxido hasta su saturación, sin que el daño por desplazamiento sea capaz de alterar sustancialmente las propiedades del sustrato.
- Por último, el daño por desplazamiento cobra una mayor relevancia, modificando las prestaciones del dispositivo hasta imposibilitar completamente el funcionamiento del detector.

1.2.5. Medida de Energía y Posición: Detectores *pad* y detectores segmentados

El objetivo de la mayoría de los experimentos de FAE consiste en determinar la energía de la radiación incidente o la posición de sus partículas constituyentes en un determinado instante, requiriéndose en muchas ocasiones la medida simultánea de ambas magnitudes. Como la ionización en los semiconductores es proporcional a la cesión de energía de la radiación incidente, la mayoría de los detectores de Silicio están intrínsecamente capacitados para medir la energía, siempre que la electrónica de lectura permita determinar la carga de la señal obtenida. La medida de la posición es algo más compleja, puesto que requiere identificar dentro del volumen sensible del detector la región en la que se ha generado la carga que posteriormente ha sido recolectada. Conceptualmente, hay dos procedimientos básicos para llevar a cabo esta tarea de localización. El primero consiste en repartir la carga generada entre distintas estructuras de recolección, de forma que la fracción de carga recolectada en cada estructura guarde una cierta relación con la posición en la que se ha generado. El segundo procedimiento consiste en dividir directamente el volumen sensible del detector en múltiples sub-detectores adyacentes, cuya lectura individualizada proporciona una medida de la posición en función de la localización de cada sub-detector.

El diseño tradicional de un detector de radiación de Silicio, consistente en un único diodo de unión polarizado en inversa, habitualmente identificado como *detector pad*, resulta muy conveniente para realizar las medidas de energía. Sin embargo, no es capaz por sí mismo de proporcionar una medida de la posición. Por lo tanto, su uso más frecuente se produce en aplicaciones de espectroscopia o calorimetría, siendo poco conveniente su uso como detector de traza o de vértice.

Para obtener medidas de posición, se han propuesto varios tipos de detectores de Silicio, aunque su aplicación específica está condicionada por las características del procedimiento que permite localizar los eventos de ionización. Así, por ejemplo, los **Detectores de Deriva de Silicio** (SDD, *Silicon Drift Detectors*) [1, 44, 61] aprovechan la medida del tiempo de deriva de los portadores en el seno de un campo eléctrico convenientemente diseñado, para

determinar la posición en la que éstos se han generado. En otro tipo de detectores de posición, como los **Dispositivos de Acoplo de Carga** (CCD, *Charge Coupled Devices*) [1, 44], el electrodo de lectura se divide en numerosos segmentos (píxeles) que recolectan la carga de forma individual, aportando una medida de la posición en función de la localización de cada píxel. Sin embargo, ninguno de estos tipos de detectores ha tenido una amplia aplicación en experimentos de FAE. Al depender de medidas temporales, los detectores SDD requieren una gran precisión en la sincronización con la señal de disparo o *trigger*, por lo que sólo hay unos pocos ejemplos en los que se hayan usado detectores SDD en grandes experimentos de física de partículas: El detector de vértice STAR en Brookhaven [62] y el detector de traza intermedio del experimento ALICE en el LHC del CERN [63]. A su vez, la lectura de los detectores CCD es lenta y su volumen sensible es excesivamente pequeño, por lo que, a pesar de su éxito como cámaras ópticas para aplicaciones de formación de imagen o detección de rayos X [64], no han sido demasiado utilizados en los experimentos de detección de traza (ver p.ej. [65, 66]).

En cambio, la mayoría de los dispositivos utilizados como detectores de traza en experimentos de FAE presentan un diseño basado en la estructura de los detectores *pad*, en el que el electrodo recolector se segmenta en múltiples sub-electrodos siguiendo un patrón determinado. Fundamentalmente, existen dos tipos de detectores segmentados: los **detectores de tiras** (o detectores *strip*) y los **detectores celulares** o detectores de *píxeles*.

En los detectores *strip* la segmentación se realiza en forma de tiras o barras paralelas (*strips*), que permiten localizar la zona de generación de los portadores de carga según la posición del *strip* en el que éstos son recolectados. Este tipo de detectores puede diseñarse de forma que toda su electrónica de lectura se sitúen en uno de los extremos del detector (*diseño proyectivo*), fuera de la zona sensible, haciendo posible la fabricación de detectores de gran área con un bajo coste de material y un número relativamente bajo de canales de lectura.

Dada la disposición unidimensional de los *strips*, los detectores de tiras sólo pueden medir una proyección del impacto de una partícula. Sin embargo, es posible obtener una lectura bidimensional segmentando los dos electrodos del diodo con *strips* rotadas con un cierto ángulo relativo. Con esta disposición, los electrones y los huecos recolectados en electrodos opuestos pueden proporcionar una visión estereoscópica de la trayectoria de las partículas. Los detectores de tiras procesados a doble cara son más complejos de producir y, por lo tanto, más caros. Además, la disposición de su electrónica de lectura y su operación son mucho más complejas, puesto que requieren un esquema de conexión a tierra más elaborado o el uso de condensadores de desacoplo que tienden a incrementar el riesgo de fallos [43]. Por otra parte, la lectura bidimensional puede mostrarse ambigua cuando el dispositivo se ve sometido a la incidencia de múltiples partículas de forma simultánea.

Por este motivo, la segmentación en forma de píxeles resulta mucho más conveniente a la hora de realizar medidas bidimensionales de la posición. En los detectores de píxeles, el área del electrodo recolector se divide en numerosas secciones iguales, o píxeles, dispuestas en forma de matriz bidimensional. Nuevamente, la posición de la carga generada puede localizarse mediante la posición en la matriz del píxel en el que los portadores han sido recolectados. De esta forma, puede medirse inequívocamente una proyección bidimensional de la trayectoria de las partículas en el seno del detector. En este caso, sin embargo, no puede realizarse un diseño proyectivo de la electrónica de lectura, por lo que es frecuente que el chip de lectura se sitúe directamente sobre el detector utilizando técnicas de conexión

flip chip [43]. Este tipo de conexiones complican mucho el diseño y aumentan el coste considerablemente.

La resolución espacial de los detectores segmentados viene determinada por la anchura del *pitch* (distancia entre el centro de un segmento y el centro del segmento adyacente), d_p , de los *strips* o de los píxeles. Considerando el esquema más simple, con lectura binaria, en el que únicamente se tiene en cuenta la posición del segmento afectado por la partícula, la resolución espacial, $\sigma(x)$ puede expresarse como [44]:

$$\sigma(x) = \frac{d_p}{\sqrt{12}} \quad (1.7)$$

No obstante, este valor puede mejorarse haciendo uso de la información obtenida por la medida analógica de varios segmentos de forma simultánea. Es frecuente que la señal se distribuya entre varios segmentos del electrodo como consecuencia, por ejemplo, del movimiento por difusión de los portadores, del acoplo capacitivo entre segmentos adyacentes o, simplemente, por la incidencia oblicua de las partículas. La información resultante puede utilizarse para interpolar la posición de la partícula, mejorando la resolución del detector. Si el reparto de carga es lineal y la única fuente de fluctuaciones es debida al ruido, la interpolación puede realizarse mediante un algoritmo de *centro de gravedad* (ver [44]). La resolución de un detector con estas características será:

$$\sigma(x) = \frac{d_p}{S/N} \quad (1.8)$$

En donde S/N es el valor de la relación señal/ruido obtenida a partir de considerar la señal total esperada en el detector, pero únicamente el ruido de un solo segmento. Este caso se aproxima al comportamiento de los detectores de tiras dotados de *strips* flotantes situados entre los *strips* de lectura, que permiten un reparto capacitivo de la carga. Sin embargo, en la práctica, la distribución de carga no suele ser lineal y se requieren algoritmos más complejos, como el *algoritmo- η* [67].

Los detectores de *strip* se conectan habitualmente con la electrónica de lectura mediante un acoplo capacitivo, con el fin de eliminar los altos niveles de corriente continua que puede causar la corriente de fugas. Los condensadores de acoplo pueden implementarse fácilmente en un proceso de fabricación planar, separando las difusiones que definen los electrodos de las tiras de metal que establecen el contacto, mediante una extensión del óxido de campo que separa los distintos *strips*. Sin embargo, la presencia de estos condensadores hace necesario implementar un mecanismo adicional para polarizar el dispositivo. Una de las formas más simples consiste en conectar los *strips* a la alimentación mediante resistencias de polarización (fabricadas con pistas de polisilicio dopado o implantes altamente resistivos). Otra forma de solucionar la polarización de los segmentos es aprovechar el efecto de *punch-through*, evitando el uso de resistencias de polarización. No obstante, en los experimentos realizados en ambientes de alta radiación no resulta un método muy conveniente, porque la polarización por *punch-through* conduce a la generación adicional de ruido tras la irradiación de los dispositivos [68].

En el caso de los detectores de píxeles, la conexión individual de los segmentos y la implementación de resistencias de polarización no resulta viable, especialmente si la matriz de píxeles es muy densa. Por este motivo, los detectores de píxeles suelen conectarse con la electrónica de lectura mediante un acoplo DC, dejando a la electrónica el procesado de

la señal para compensar el nivel de corriente de fugas generado por el detector. Afortunadamente, las corrientes en el caso de los detectores de píxeles suelen ser pequeñas por que los segmentos de electrodo presentan un área mucho menor que los *strips*.

1.2.6. Tecnologías de fabricación

Tecnología P-sobre-N: Tradicionalmente la tecnología más utilizada para fabricar detectores segmentados es la llamada *P-sobre-N*, en la que los electrodos recolectores se definen mediante difusiones tipo P altamente dopadas (P^+) sobre un substrato de tipo N de alta resistividad, tal y como se muestra en la Figura 1.7. Se trata de una tecnología relativamente barata, puesto que no requiere la implementación de estructuras de aislamiento entre los segmentos del electrodo. Por este motivo, algunos experimentos de FAE en los que se precisa cubrir una gran superficie con detectores de posición, como CMS [69] o ATLAS [70, 71] en el CERN, han elegido esta opción tecnológica en su detector de traza.



Figura 1.7: Esquema de un detector fabricado en tecnología *P-sobre-N*.

Sin embargo, uno de los inconvenientes más destacados de los detectores *P-sobre-N* es que la señal está formada por los huecos recolectados, lo que reduce considerablemente su velocidad de lectura. Además, se trata de una tecnología poco resistente a la radiación, siendo especialmente sensible al daño por desplazamiento. Como se puso de manifiesto en la Sección 1.2.4, los substratos tipo N experimentan una inversión de tipo cuando se ven sometidos a fluencias de irradiación relativamente moderadas ($2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, para substratos con $\rho = 5 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$ [72]), lo que produce la migración de la unión al dorso del dispositivo, haciendo que la mayor parte de la carga generada se recolecte en el electrodo tipo N, no segmentado. El incremento constante de V_{FD} con la fluencia hace muy complicado que el detector pueda trabajar en condiciones de vaciamiento completo tras una exposición a valores muy altos de fluencia, degradando la eficiencia de recolección de carga y la resolución espacial, ya que la región no vaciada actúa como una capa aislante y la señal se induce simultáneamente en varios segmentos distintos. Este efecto se puede mitigar en parte con el uso de silicio con un alto contenido de oxígeno intersticial [73, 74], pero aún con todo los detectores fabricados en tecnología *P-sobre-N* son los menos adecuados para trabajar en experimentos donde se expongan a elevados niveles de radiación hadrónica.

Tecnología N-sobre-P: La búsqueda de una mayor resistencia a la radiación favoreció el uso de la tecnología *N-sobre-P*, en la que el electrodo segmentado tipo N se difunde sobre un sustrato tipo P (ver Figura 1.8). Durante mucho tiempo esta tecnología fue mucho menos popular que la P-sobre-N, en parte por su mayor complejidad tecnológica, que incrementaba los costes de producción, y en parte porque la fabricación de sustratos de silicio tipo P de alta resistividad y buena calidad resultaba más complicada. Sin embargo, los detectores fabricados mediante esta tecnología presentan una serie de ventajas respecto a sus equivalentes P-sobre-N. En primer lugar, la señal está formada por los electrones recolectados en lugar de por los huecos, lo que, gracias a su mayor velocidad de deriva en saturación, permite una mayor rapidez en la formación de la señal, al tiempo que disminuye la probabilidad de atrapamiento. Por otro lado, el sustrato tipo P no sufre inversión, evitando la migración de la unión hacia el electrodo no segmentado. De esta forma, el detector puede operar con una mayor eficiencia incluso en condiciones de vaciamiento parcial. De hecho, se ha demostrado que la eficiencia de recolección de carga en detectores N-sobre-P tras irradiaciones de muy alta fluencia es muy superior a la que muestran detectores P-sobre-N equivalentes, fabricados con la misma geometría, incluso considerando el uso de sustratos oxigenados [75–78].

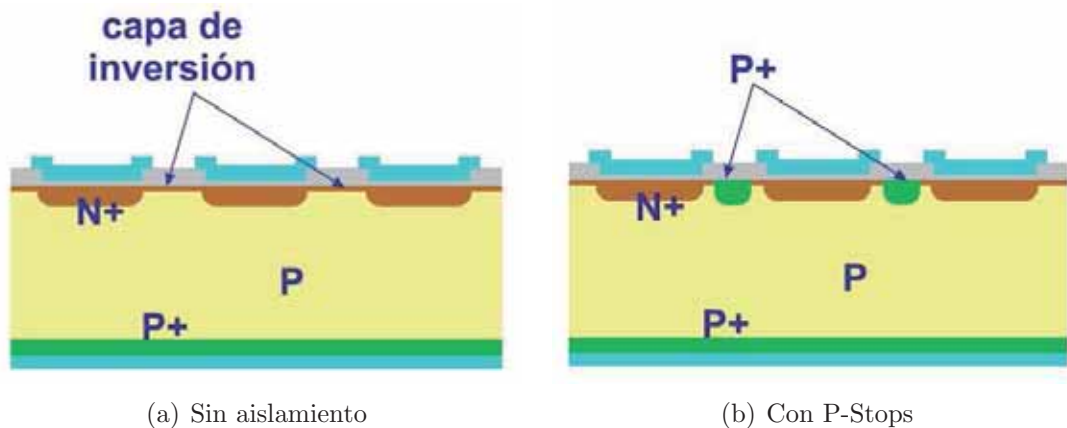


Figura 1.8: Esquema de un detector fabricado en tecnología N-sobre-P: (a) sin aislamiento entre los segmentos; (b) con aislamiento mediante P-Stops

Desde el punto de vista tecnológico, los detectores N-sobre-P son más complejos, puesto que necesitan un aislamiento específico de la superficie del silicio para evitar que la acumulación de cargas positivas en el óxido induzca la inversión superficial del sustrato. Puesto que el óxido de silicio posee intrínsecamente una cierta densidad de cargas positivas, la formación de una capa de acumulación de electrones entre los distintos segmentos del electrodo recolector es prácticamente inevitable y se acrecienta con la irradiación. En un detector P-sobre-N, esta capa de acumulación refuerza el carácter tipo N del sustrato (ver Figura 1.7), de forma que no altera su funcionamiento. Sin embargo, en un detector N-sobre-P la capa de inversión de electrones disminuye el tamaño de la región aislante entre los segmentos del electrodo N^+ , aumentando la capacitancia entre ellos y pudiendo, incluso, llegar a cortocircuitar segmentos contiguos (Figura 1.8(a)). Como se muestra en la Figura 1.8(b), una de las soluciones más extendidas para evitar que las estructuras de

lectura resulten cortocircuitadas consiste en la introducción de una serie de difusiones tipo P (*P-Stops*) entre los segmentos, evitando la continuidad del canal de inversión formado en la superficie del silicio. Esta y otras técnicas, como la compensación de la capa de inversión mediante la difusión de impurezas tipo P de forma que incrementen el dopado efectivo de la superficie (*P-Spray*), se discuten con más detalle en los Capítulos 3 y 4.

Tecnología N-sobre-N: La tecnología *N-sobre-N* constituye una solución intermedia para el problema de la inversión del sustrato por efecto de la radiación. Según se muestra en la Figura 1.9, los detectores N-sobre-N constan de electrodos segmentados tipo N, difundidos sobre un sustrato tipo N y una difusión P^+ para realizar el contacto del dorso. Antes de la inversión, la zona vaciada se extiende desde la unión P^+/N del dorso, como si se tratase de un detector P-sobre-N. Tras la inversión, el detector pasa a vaciarse desde el electrodo N^+ segmentado, como si se tratase de un detector N-sobre-P, lo que permite una recolección de carga más eficiente incluso sin alcanzarse la condición de vaciamiento completo. Al igual que en los detectores N-sobre P, la señal está formada por los electrones recolectados, por lo que la velocidad de respuesta es alta y el atrapamiento es menos probable. Su resistencia a la radiación se ha demostrado muy superior a la de dispositivos equivalentes fabricados con tecnología P-sobre-N, al mostrar una mejor eficiencia de recolección [74, 79, 80].

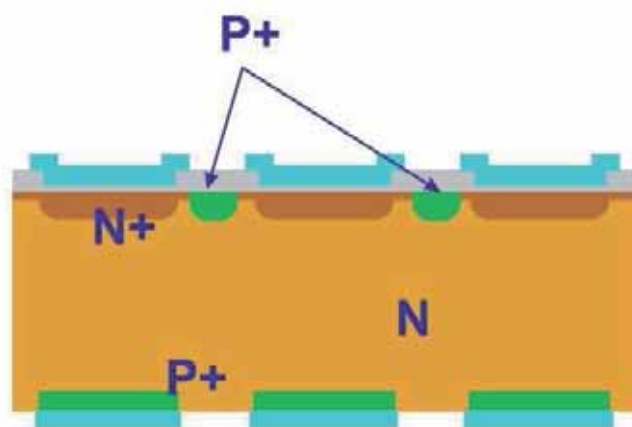


Figura 1.9: Esquema de un detector fabricado en tecnología *N-sobre-N*, con aislamiento entre los segmentos mediante *P-Stops*.

No obstante, la tecnología N-sobre-N es la más compleja de las tres presentadas y sus costes de producción resultan más elevados. Al igual que en los detectores N-sobre-P, es necesario aislar los distintos segmentos del electrodo N, para evitar que la capa de inversión superficial bajo el óxido los cortocircuite. Además, el proceso de fabricación exige el procesado de las dos caras del dispositivo para segmentar el electrodo P^+ del dorso, que define la unión antes de la inversión del sustrato.

A pesar de estas dificultades, la tecnología N-sobre-N resultó elegida para fabricar los detectores de *strips* del detector LHCb-VELO, en el experimento LHCb [81], así como los detectores de píxeles del detector interno de ATLAS [82] y CMS [83], todos ellos caracterizados por presentar niveles de radiación muy elevados.

1.3. Multiplicación en detectores de silicio

1.3.1. Aumento de la señal: amplificación y multiplicación

Como se ha comentado anteriormente, uno de los principales problemas a la hora de mantener una buena relación señal-ruido en un detector de Silicio es la degradación que experimenta la señal medida como consecuencia del daño por radiación. Tanto el incremento de la cantidad de carga atrapada como la dificultad cada vez mayor para mantener una zona de vaciamiento suficientemente extensa hacen que la señal proporcionada por los detectores irradiados sea cada vez más tenue, llegando a imposibilitar una lectura eficiente de los mismos cuando las condiciones de irradiación son muy intensas. Para que el sistema de detección siga siendo operativo bajo estas circunstancias, se hace necesario dotar a la señal de una cierta amplificación, sin incrementar al mismo tiempo el nivel de ruido en la medida.

Todos los detectores de radiación incorporan una electrónica de lectura asociada que permite acondicionar la señal para su procesado. Entre los componentes de esta electrónica se encuentran siempre una o varias etapas amplificadoras que incrementan la amplitud de la señal recolectada hasta niveles óptimos para su lectura. Una electrónica de amplificación adecuada puede limitar algunas de las componentes de ruido asociadas a la lectura del detector, especialmente aquellas que están producidas por la propia electrónica asociada, aumentando, así, el valor de su relación señal-ruido y mejorando la resolución de la medida. Sin embargo, estas técnicas de amplificación externa no pueden solucionar por completo el problema de degradación de los detectores irradiados, puesto que la ganancia en la medida se aplica por igual sobre la señal y sobre el ruido interno proporcionados por el dispositivo. De este modo, en el mejor de los casos, el sistema de detección mantiene la misma relación señal-ruido antes y después de las etapas de amplificación.

Para solventar el problema de degradación de la señal es necesario incorporar algún mecanismo que permita multiplicar la cantidad de carga recolectada, manteniendo la relación de proporcionalidad con la energía cedida por la radiación incidente y sin que la medida del ruido experimente ningún incremento. La multiplicación de carga no es un fenómeno ajeno al comportamiento de los detectores de radiación utilizados en los experimentos de FAE, puesto que ya se ha documentado como los detectores fuertemente irradiados experimentan un incremento en su eficiencia de recolección de carga, como consecuencia del propio daño introducido en el sustrato [84–86]. Al depender de los mismos mecanismos que generan el daño, este tipo de multiplicación de carga no resulta demasiado útil para el propósito de fabricar detectores más resistentes a la radiación. No obstante, la idea de implementar un mecanismo interno de multiplicación de carga controlado tecnológicamente resulta muy prometedora. Entre sus muchas ventajas, un detector dotado de multiplicación puede ofrecer:

- Una mejora de la relación señal-ruido, que permitiría detectar señales más pequeñas, ampliando el rango de sensibilidad para energías menores, al tiempo que mejoraría la resolución espacial en los detectores segmentados.
- Una mayor resistencia al daño por radiación, pudiendo llegar a obtenerse señales similares antes y después de someter el detector a una irradiación, siempre y cuando el mecanismo de multiplicación resultase insensible al daño por radiación.

- Una mejora en la resolución temporal de las medidas, puesto que la multiplicación permitiría fabricar detectores más delgados (y por tanto, más rápidos), manteniendo la amplitud de la señal en niveles óptimos para ser procesados por la electrónica de lectura.

En la actualidad, ya existen detectores de radiación dotados de un mecanismo de multiplicación de carga semejante al necesario para contrarrestar la degradación de las prestaciones en los detectores fuertemente irradiados: Los Fotodiodos de Avalancha (*Avalanche Photo-Diodes*, APD), de uso muy extendido en aplicaciones de fotodetección, imagen óptica y otras aplicaciones de optoelectrónica, pero que sin embargo, no han gozado de una difusión tan amplia en los experimentos de FAE, ya que su aplicación en este ámbito presenta algunas limitaciones.

1.3.2. Fotodetectores de Avalancha (APD)

Los APD son diodos detectores diseñados específicamente para trabajar de forma estable con tensiones de polarización inversa próximas al valor de ruptura de su unión. Cuando se trabaja en estas condiciones de polarización, el campo eléctrico alcanza sobre la unión un valor muy elevado ($> 10^5 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$), capaz de acelerar los portadores de carga que la atraviesan hasta proporcionarles la energía cinética suficiente para generar nuevos pares e-h en sus colisiones con la red cristalina del semiconductor. El mecanismo físico que describe la generación de pares e-h en un semiconductor como consecuencia de la aceleración de portadores de carga en el seno de una región de alto campo eléctrico se denomina *ionización por impacto* y es objeto de un estudio más pormenorizado en el Capítulo 3 de esta tesis y en textos de referencia, como p.ej. [49]. Mientras permanezcan en la región de alto campo, tanto los portadores originales como los pares secundarios generados en el proceso pueden volver a acelerarse, contribuyendo a la formación de nuevos pares e-h, en un proceso de avalancha que tiene como resultado la multiplicación de la cantidad de portadores recolectados en los electrodos del detector.

Durante el proceso de avalancha, se desarrolla en el semiconductor una competición entre la tasa de generación de los nuevos pares e-h y la tasa de recolección de los portadores. Si los portadores se recolectan a un ritmo mayor que el ritmo de producción, el proceso de ionización pierde gradualmente su intensidad hasta que la avalancha acaba extinguiéndose por completo. Si, por el contrario, la tasa de generación de pares es tal que los nuevos portadores no pueden ser evacuados con suficiente rapidez, el proceso de avalancha crece incontroladamente, llevando la unión inversa hacia el estado efectivo de conducción conocido como ruptura o *Breakdown*. Estas dos situaciones se corresponden con sendos modos de operación de los detectores APD:

- **Modo lineal:** En el que el dispositivo se polariza a una tensión inversa elevada, pero inferior a la tensión de ruptura de su unión. El campo eléctrico máximo se mantiene en un valor no demasiado alto, haciendo posible que muchos de los portadores generados abandonen la región de alto campo eléctrico sin experimentar la suficiente aceleración para crear nuevos pares e-h y sean finalmente recolectados sin contribuir a la proliferación de la avalancha. En concreto, para el Silicio, los huecos requieren un valor de campo eléctrico mayor que los electrones ($\sim 2,5 \times 10^5 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$, frente a $\sim 1,75 \times 10^5 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$ [87]) para producir ionización por impacto, por lo que no suelen

contribuir a la avalancha si el detector APD se polariza por debajo de su tensión de ruptura. El número final de nuevos pares e-h generados a partir de un único portador permanece finito y, en promedio, puede expresarse como un *factor de multiplicación* o *ganancia*, M , tal que:

$$Q_{APD} = M \cdot Q_s \quad (1.9)$$

donde Q_{APD} expresa la carga recolectada en el detector APD y Q_s es la cantidad de carga generada por la radiación dentro de su volumen sensible. Como Q_s mantiene una relación de proporcionalidad con la energía cedida por la radiación, se dice que, en estas circunstancias, el detector APD trabaja en *modo lineal*. Los valores típicos de M suelen estar entre 50 y 200 [87], aunque es posible alcanzar valores superiores a 10^4 , llevando el detector hasta prácticamente su tensión de ruptura, con un control muy preciso de las condiciones ambientales (variaciones de temperatura, especialmente) y evitando las sobretensiones.

- Modo Geiger:** En el que el dispositivo se polariza por encima de la tensión de ruptura de su unión y el campo eléctrico alcanza un valor suficientemente alto para que la mayoría de los portadores (en el Silicio, tanto los electrones como los huecos) contribuyan al proceso de avalancha. Sin embargo, para que el detector resulte funcional se le debe asociar una electrónica capaz de extinguir la avalancha cada vez que ésta se desencadene. En este caso, el detector presenta una ganancia muy elevada (hasta 10^7 pares e-h por evento de detección), pero su valor viene fijado por las características del circuito de extinción, de forma que todas las señales generadas presentan la misma amplitud, independientemente de la cantidad de pares generados originalmente por la radiación detectada [88]. Así, los detectores APD que trabajan en este rango de operación se conocen como detectores en *modo Geiger*, por su funcionamiento semejante al de los contadores Geiger, que cuantifican el número de eventos detectados sin reflejar la intensidad de los mismos.

Detectores APD en modo lineal: Los detectores APD se desarrollaron en las décadas de 1960-1970 [89–91] fundamentalmente como fotodetectores de estado sólido capaces de reemplazar el uso de los tubos fotomultiplicadores (TFM) en aquellos experimentos de FAE en los que su utilización resultase problemática. Así, por ejemplo, su insensibilidad a los campos magnéticos ofrecía la posibilidad de utilizar detectores APD en experimentos en los que el uso de TFM estaba vetado. Además, el menor tamaño de los detectores APD facilitaba el diseño de sensores más compactos, con un consumo de potencia sensiblemente inferior al de los sistemas tradicionales con TFM. Al operar en modo lineal, su capacidad de multiplicación (con $M \lesssim 100$) distaba mucho de los valores típicos ofrecidos por los TFM ($> 10^7$ [1]). Sin embargo, permitía mejorar significativamente la eficiencia de detección y la resolución de las medidas.

Los primeros detectores APD para fotones se basaban en el diseño *Reach-Through* [91, 92], representada esquemáticamente en la Figura 1.10 junto con su distribución de campo eléctrico en profundidad. El diseño *Reach-Through* parte de la estructura convencional de un detector PiN fabricado en tecnología N-sobre-P, en el que se implementa una capa tipo P junto al electrodo N^+ para incrementar la concentración de dopado en las proximidades de la unión. Operando en polarización inversa, se pueden distinguir dos regiones en el volumen del detector: Una extensa región vaciada en la que los portadores

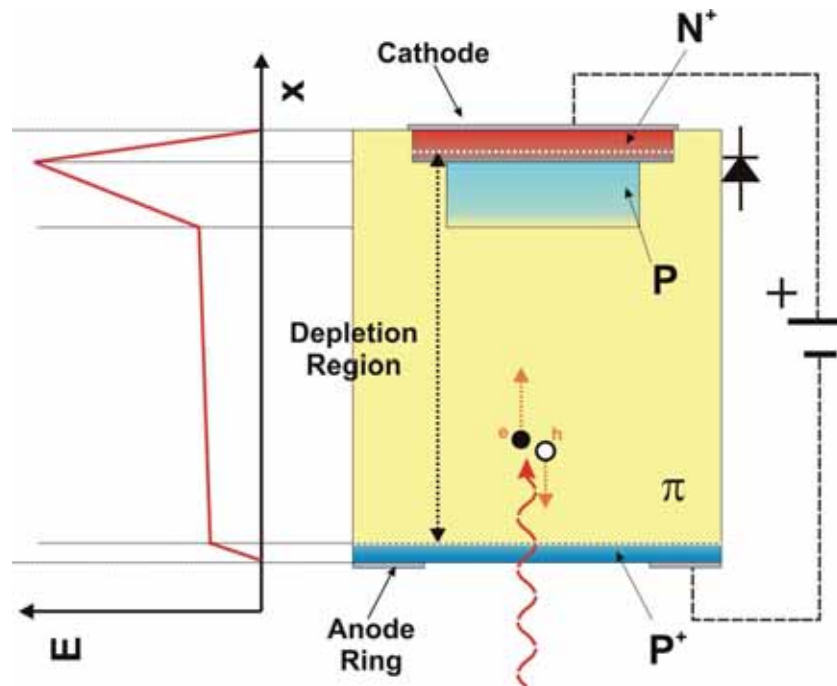


Figura 1.10: Diseño esquemático y distribución de campo eléctrico en un detector APD tipo Reach-Through.

de carga generados por la radiación son arrastrados por efecto del campo eléctrico hacia los respectivos electrodos y una región estrecha con un campo eléctrico muy intenso, en la que los portadores incidentes se someten a los mecanismos de ionización por impacto. Normalmente, la radiación incide en el detector a través del electrodo P^+ , enfrentando directamente la región vaciada, cuyo espesor habitual, del orden de centenas de micras, resulta óptimo para la detección eficiente de fotones de longitud de onda larga, en el rango del rojo o el infrarrojo [91]. El campo eléctrico en esta región suele ser suficientemente intenso ($> 1 \times 10^4 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$) para que los portadores de carga generados por la radiación se desplacen a velocidad saturada ($V = 10^7 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$) lo que permite que el detector presente un tiempo de respuesta del orden de unos pocos nanosegundos.

En la configuración N-sobre-P tradicional, son los electrones los que atraviesan la región de alto campo eléctrico sobre la unión, experimentando multiplicación. Los huecos primarios, en cambio, se recolectan en el electrodo P^+ sin multiplicarse. En el proceso de ionización por impacto de los electrones se genera una señal de huecos secundarios. Sin embargo, éstos apenas contribuyen a la avalancha, al mantenerse el campo eléctrico por debajo del campo crítico de ionización para huecos. En este sentido, también es posible implementar la estructura *Reach-Through* con una configuración P-sobre-N, de tal forma que sean los huecos primarios los que inicien el proceso de multiplicación. No obstante, este tipo de detectores generalmente necesitan tensiones de polarización más elevadas para favorecer la multiplicación de los huecos, lo que dificulta el control de la avalancha, especialmente si se tiene en cuenta que los electrones resultantes de la ionización por impacto contribuyen también al proceso de multiplicación. En términos generales, los detectores APD diseñados para multiplicar huecos presentan un nivel de ruido más elevado y un tiempo de respuesta más lento, lo que en la práctica los hace menos convenientes para la mayoría de aplicaciones.

El diseño *Reach-Through* es muy versátil, siendo compatible su fabricación con las técnicas de adelgazamiento o con el empleo de sustratos epitaxiados [93], de forma que es posible ajustar el espesor de la región de deriva para mejorar la eficiencia de detección de cada tipo de radiación. Así, es frecuente usar detectores con este diseño para la detección directa de rayos X o radiación γ , con una eficiencia relativamente elevada hasta una energía de 15-20 keV [94, 95].

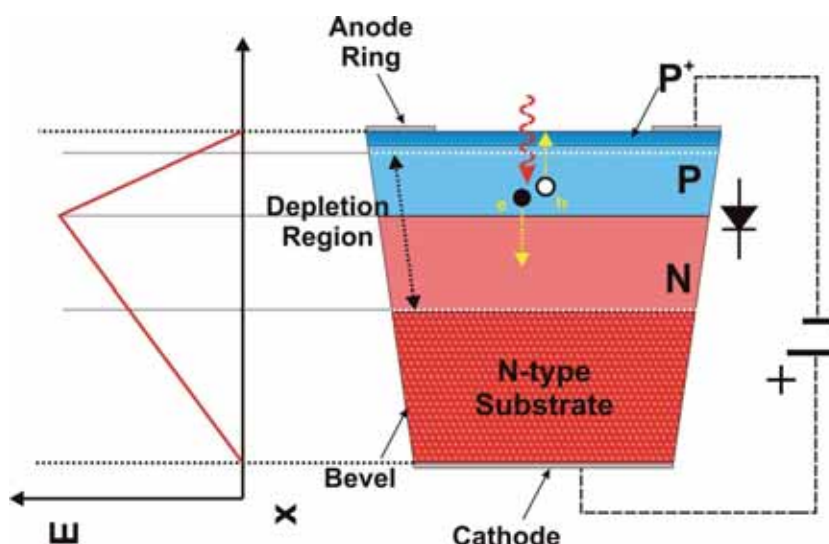


Figura 1.11: Diseño y distribución de campo eléctrico en un detector APD con borde biselado o Bevelled-Edge.

Paralelamente a la evolución de los detectores APD *Reach-Through*, se desarrolló un diseño alternativo, conocido como APD con Borde Biselado o *Bevelled Edge* [89, 96, 97], representado esquemáticamente en la Figura 1.11. El diseño *Bevelled-Edge* se caracteriza por el corte en bisel de los bordes del dispositivo, que permite extender la región de multiplicación hasta cubrir el área total del detector, sin sufrir una ruptura prematura de su unión. Esta técnica de terminación, que se discute con más detalle en la Sección 3.2.1.1, es una solución frecuente en dispositivos electrónicos de alta potencia y permite operar los detectores con tensiones de polarización cercanas a 2000 V (p.ej. [97]). De esta forma, es posible obtener ganancias más elevadas, generalmente del orden de 100 a 1000, aunque se han documentado ganancias > 10000 [98].

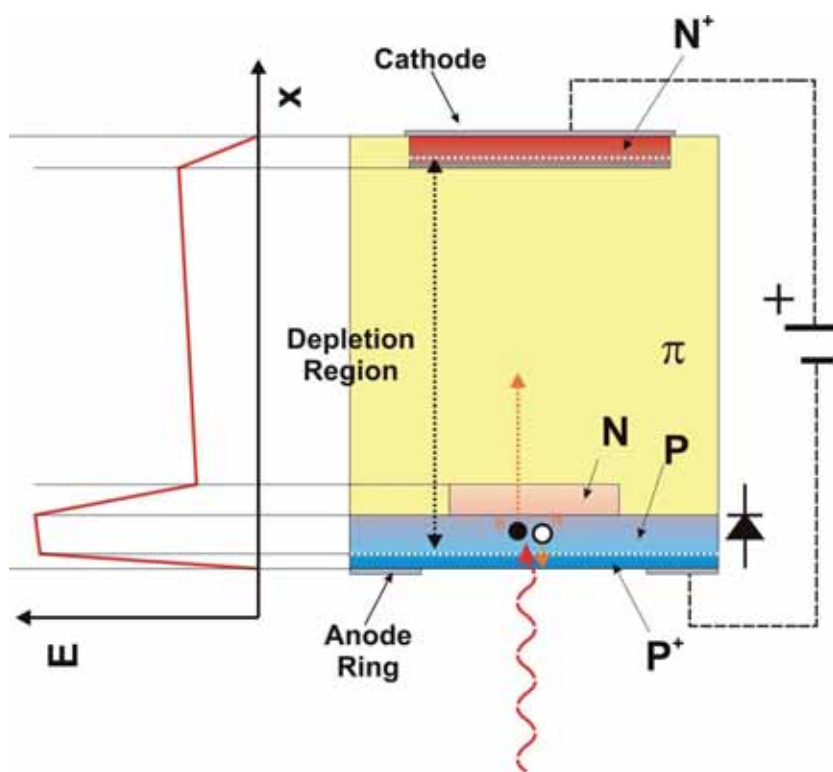
Además de su elevado factor de multiplicación, la gran ventaja del diseño *Bevelled Edge* es que permite fabricar detectores de gran área (hasta 200 mm^2 [97]) con relativa facilidad. La unión suele fabricarse mediante el crecimiento de una capa epitaxial tipo P sobre un sustrato de Silicio tipo N preparado por distintos métodos para reducir las desuniformidades y el número de defectos [97]. La detección se realiza principalmente en el lado P de la región de carga espacial, facilitando la multiplicación de los electrones generados y reduciendo el nivel de ruido térmico proveniente del sustrato. En experimentos FAE, los detectores APD *Bevelled-Edge* se han utilizado principalmente para la detección de partículas y rayos X, asociados a detectores de centelleo [99–101]. Así, los detectores APD substituyen el uso de TFM para la lectura de los fotones provenientes del centellador, de forma que su menor ganancia se ve compensada por una mayor eficiencia de detección.

Opcionalmente, también se han utilizado para la detección directa de rayos X de baja energía (< 5 keV) [102], aunque su resolución temporal resulta algo pobre [95, 103], por lo que los diseños *Reach-Through* son más habituales en estas aplicaciones.

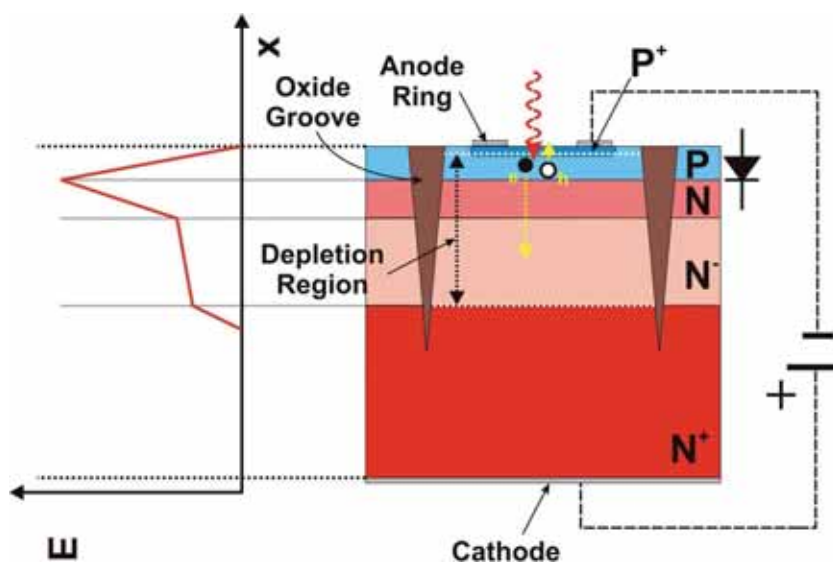
Tanto en su modalidad *Reach-Through* [104] como en *Bevelled-Edge* [105], los detectores APD en modo lineal pueden segmentarse, lo que facilita una medida de la posición además de la energía y permitió utilizarlos en sistemas de formación de imagen compactos como tomógrafos PET para animales [106]. Sin embargo, el diseño de detectores APD en modo lineal más utilizado en los experimentos FAE es el conocido como *Reverse Reach-Through*, representado en la Figura 1.12, en sus dos modalidades más frecuentes: (a) Bulk [107, 108] y (b) Epitaxial [109, 110].

Uno de los grandes inconvenientes de la estructura *Reach-Through* convencional es que gran parte de la corriente en oscuridad, generada espontáneamente en el volumen del detector, se ve multiplicada, constituyéndose como una importante fuente de ruido, especialmente cuando se usan substratos muy extensos para aumentar el área sensible de detección o disminuir la capacitancia del detector. El diseño *Reverse Reach-Through* soluciona este problema desplazando la región de multiplicación hacia la región de incidencia de la radiación, de tal forma que, en polarización inversa, el pico de campo eléctrico se sitúa a unas pocas micras de profundidad de la superficie irradiada ($\sim 4 \mu\text{m}$, en el diseño *Bulk* [108]), al tiempo que la zona de vaciamiento se extiende por ambos lados de la unión, cubriendo la capa P superficial y el substrato π poco dopado. Para los pares e-h generados en las primeras micras de la zona vaciada, el electrón es arrastrado hacia la unión, donde experimenta multiplicación completa. Para los pares e-h generados en el substrato vaciado más allá de la unión, sólo el hueco penetra en la región de multiplicación, experimentando una ganancia mucho menor. Esta configuración favorece, por tanto, la multiplicación de las señales producidas por la radiación poco penetrante (como la de los centelleadores), que deposita casi toda su energía en la capa P frontal, mientras que reduce considerablemente el ruido generado térmicamente en el substrato. De este modo, es posible la fabricación en obleas más gruesas, reduciendo los costes de producción. Por otra parte, al mantener una zona de vaciamiento muy extensa, el detector presenta una capacitancia reducida, comparable a la de los diseños *Reach-Through* convencionales, resolviendo uno de los problemas más importantes a la hora de diseñar detectores con regiones de detección excesivamente delgadas. Las notables propiedades de los detectores APD *Reverse Reach-Through* para la detección de las señales emitidas por los centelleadores ha hecho que el diseño optimizado representado en la Figura 1.12(b) se haya considerado para su aplicación en el calorímetro de CMS [109, 110].

Detectores APD en modo Geiger: En cuanto a los detectores APD en modo Geiger, su desarrollo fue algo más tardío por la necesidad de implementar un circuito de extinción o *quenching* para frenar la avalancha y recuperar la situación de *espera* en la que el detector es capaz de detectar un nuevo evento. En esencia, existen dos estrategias para implementar el circuito de extinción [111], a saber: la extinción pasiva y la extinción activa. En el primer caso, el detector se conecta a la fuente de alimentación a través de un interruptor de forma que, tras polarizar el dispositivo por encima de la tensión de ruptura, se desconecta, dejando el circuito abierto. Cuando se desencadena una avalancha, el dispositivo descarga su propia capacidad a través de su resistencia interna, hasta que la tensión de polarización se reduce por debajo de la tensión de ruptura, cortando la avalancha



(a) Bulk



(b) Epitaxial

Figura 1.12: Diseño de un APD tipo Reverse Reach-Through optimizado para la detección directa de fotones en el rango del azul o el ultra violeta

en un intervalo de tiempo caracterizado por la propia constante RC del detector. Una vez que la avalancha se ha extinguido por completo, el interruptor conecta de nuevo el detector a la fuente de alimentación recuperando la sobretensión en la polarización. Para evitar la supervisión del proceso, el interruptor suele substituirse por una resistencia en serie de valor muy elevado [88]. Esta resistencia se comporta virtualmente como un circuito abierto en la escala de tiempo que dura la descarga y es capaz de recargar posteriormente el dispositivo con una constante de tiempo $R_s C$ mucho más lenta ($R_s \gg R$). Por el contrario, la extinción activa es mucho más rápida, puesto que acelera la descarga de la capacidad del detector, desviándola hacia un circuito externo más veloz [112, 113]. Sin embargo, requiere una supervisión continua del estado del detector y el uso, por tanto, de una electrónica más elaborada, que incluye sistemas comparadores para discriminar si el detector ha iniciado una avalancha.

Para su fabricación, una de las tendencias más frecuentes es la utilización de una tecnología desarrollada específicamente para detectores APD con extinción pasiva, conocida como *Metal-Resistor-Semiconductor* (MRS), en la que la resistencia de extinción se implementa mediante el depósito de una capa resistiva (generalmente de SiC) entre el sustrato semiconductor y el metal de contacto [114–116]. Otros grupos de investigación prefieren aprovechar tecnologías CMOS comerciales, adaptando la estructura del detector a las etapas disponibles en estas tecnologías [117–119]. La tecnología CMOS es suficientemente versátil para implementar todos los elementos específicos del diseño del detector APD y, además, parte con la ventaja de que facilita en gran medida la implementación monolítica de un circuito de extinción activa junto con el detector, favoreciendo la fabricación de detectores más rápidos y compactos.

Los detectores APD en modo Geiger proporcionan una ganancia tan elevada que es posible detectar señales de muy baja intensidad lumínica, llegando incluso a detectar fotones de forma individual. No obstante, su mayor inconveniente es que no permiten realizar una medida de la energía recibida, puesto que la amplitud de la respuesta es independiente del número de fotones absorbidos en el volumen del detector. Sin embargo, el desarrollo de las tecnologías de fabricación modernas ha permitido disponer de sensores cuya superficie se puede dividir en un gran número de celdas adyacentes, cada una de las cuales se corresponde con un detector APD en modo Geiger individual. Habitualmente, este tipo de detectores se ha denominado *Silicon Photo-Multiplier* (SiPM) [120] cuando se fabrica con tecnología MRS, mientras que los desarrollados en tecnologías CMOS han recibido con más frecuencia el nombre de *Single Photon Avalanche Diode Arrays* (SPAD-arrays) [119], aunque el concepto de funcionamiento es esencialmente el mismo. Junto con la medida de la intensidad lumínica recibida, la lectura individualizada de cada una de las celdas hace posible situar espacialmente la posición de los eventos detectados, haciéndolos muy atractivos en una gran cantidad de aplicaciones, fundamentalmente relacionadas con la formación de imágenes para el diagnóstico médico. Así, los SPAD-arrays se han integrado principalmente en aplicaciones de imagen óptica, permitiendo la fabricación de cámaras 3D [121–123], mientras que el SiPM se ha propuesto fundamentalmente para aplicaciones de PET, en las que su inmunidad a los campos magnéticos puede facilitar la integración de los sistemas de tomografía junto con los de resonancia magnética [124, 125].

1.3.3. Detectores APD para la detección de partículas

A pesar de su extendido uso como detectores de fotones, los detectores APD se han utilizado mucho menos como detectores de partículas. De hecho, como se ha mencionado con anterioridad, su uso más frecuente en este ámbito de aplicación ha estado asociado al uso de detectores de centelleo, en el que el detector APD se utiliza como sensor indirecto para captar las señales luminosas que el paso de las partículas produce en los cristales centelleadores (ver p.ej. [110]). No obstante, diseños como el *Reach-Through* o el *Bevelled-Edge* disponen de una amplia zona de vaciamiento, que podría permitir la detección directa de las partículas en el volumen del detector e, incluso, la fina capa activa del diseño *Reverse Reach-Through* podría resultar interesante para la detección de radiación menos penetrante, como p.ej. las partículas α . Los diseños para operar en modo Geiger son menos interesantes, puesto que generalmente la detección de las partículas busca realizar una medida de la energía depositada por la partícula en su interacción con el sustrato del semiconductor.

El mayor inconveniente en el uso de los detectores APD para la detección directa de partículas reside en que el propio proceso de multiplicación presenta una componente de ruido asociado que puede revertir la mejora que tiene la inclusión de una ganancia sobre la relación señal/ruido del detector. De acuerdo con la ecuación (1.9), M se define en un detector APD operando en modo lineal, como el número promedio de pares e-h generados por cada par original. Sin embargo, el número real de pares generados en cada evento individual puede variar estadísticamente. Esta fluctuación en el valor de la ganancia produce un *ruido de multiplicación*, que crece con el valor de M [126]. Cuando el ruido de multiplicación domina sobre las demás componentes de ruido del detector, el incremento de M comienza a repercutir negativamente en la medida, degradando el valor de la relación señal-ruido.

Además, actualmente existe un inconveniente de índole práctica que previene el uso de detectores con ganancia elevada en los experimentos de FAE tradicionales, fundamentalmente desarrollados en el ámbito del CERN. Los sistemas electrónicos de lectura en estos experimentos están preparados para el uso de detectores sin multiplicación como los descritos en la Sección 1.2. Así, la substitución de los detectores PiN convencionales por detectores APD con una ganancia elevada requeriría el cambio de gran parte de la electrónica de lectura de estos sistemas, de forma que ésta pudiese asumir el incremento de amplitud de las señales detectadas.

1.4. Low Gain Avalanche Detector (LGAD)

Los detectores con multiplicación por avalancha resultan muy atractivos para solucionar los problemas habituales de los detectores de Silicio utilizados en experimentos de FAE. Una forma de solventar los inconvenientes para su uso como detector de partículas es limitar el valor de su ganancia a un $M \sim 10-20$, de forma que el ruido asociado a la multiplicación se mantenga bajo, mientras que la señal incrementa su amplitud considerablemente, aunque no tanto como para saturar los sistemas de medida tradicionalmente utilizados en estos experimentos.

El concepto de Detector de Avalancha con Ganancia Moderada, *Low Gain Avalanche Detector* (LGAD), que se presenta en este trabajo, se corresponde en gran medida con el diseño de un detector APD lineal tipo *Reach-Through*, en el que las características de las difusiones que constituyen la región de multiplicación se han ajustado convenientemente

para producir un nivel de multiplicación moderado, más acorde con las perspectivas de aplicación en experimentos FAE. En un diseño de este tipo (ver Figura 1.10) la amplia zona de substrato vaciado ofrece una extensa región sensible a la detección de partículas con diverso poder de penetración. No en vano, el espesor de esta zona puede ajustarse para favorecer la detección eficiente de algún tipo determinado de partículas e incluso puede adaptarse a diseños más próximos al *Reverse Reach-Through* de la Figura 1.12, aunque esta posibilidad no se ha contemplado en el presente trabajo.

Entre las mayores ventajas del detector LGAD frente a los detectores sin multiplicación convencionales, destaca el hecho de que su ganancia moderada permite incrementar su sensibilidad, siendo capaz de discernir las señales provenientes de partículas que depositan una cantidad pequeña de energía en el volumen sensible del detector. De hecho, gracias a la multiplicación, es posible fabricar detectores LGAD más delgados manteniendo una amplitud de señal aceptable, lo que facilita la implementación de sistemas de detección más rápidos. Al mantener los niveles de ruido muy similares a los que muestra un detector sin multiplicación convencional, los detectores LGAD presentan una mayor relación señal/ruido, lo que permite mejorar, no solo su resolución energética, sino también su resolución espacial. A este último respecto, cabe destacar que el diseño tipo *Reach-Through* para los detectores LGAD es absolutamente compatible con la fabricación de detectores segmentados de tipo *strip* o *pixel*, por lo que muchos de los detectores utilizados en aplicaciones de *tracking* podrían llegar a substituirse por detectores LGAD, mejorando sus prestaciones. De hecho, la posibilidad de reemplazar los detectores de Silicio tradicionales sin tener que hacer una reestructuración significativa de los sistemas de adquisición y tratamiento de las señales, es uno de los aspectos más convenientes de la introducción de detectores LGAD en los experimentos FAE.

Otro aspecto significativo del funcionamiento de los detectores LGAD es que pueden mejorar la resistencia frente a la radiación de los detectores convencionales. Si los dispositivos fuertemente irradiados mantienen un nivel de multiplicación similar al que presentan en condiciones de baja irradiación, la señal puede mantener una amplitud aceptable, a pesar de los fenómenos de atrapamiento de carga que tienen lugar en los substratos irradiados. Desafortunadamente, existen pocos estudios sobre el impacto del daño por radiación sobre los mecanismos que producen la multiplicación en detectores APD y, en este sentido, resulta difícil predecir el comportamiento de los detectores LGAD en estas condiciones.

Capítulo 2

Simulación de los Efectos de la Radiación

Resumen

El diseño de detectores resistentes al daño por radiación requiere una profunda comprensión de los mecanismos que producen el daño en el semiconductor y una evaluación precisa de sus consecuencias sobre el funcionamiento de los detectores. Las herramientas de simulación numérica permiten modelizar el daño en función de las condiciones de irradiación, haciendo posible un estudio predictivo del comportamiento de los dispositivos electrónicos en entornos de alta radiación.

En este capítulo, se presentan los principales modelos numéricos utilizados en el ámbito de la FAE para emular los efectos de la radiación sobre los componentes electrónicos. Así, la Sección 2.1 resume los aspectos más relevantes de la física de la interacción entre la radiación y la materia, identificando los dos principales mecanismos de daño: ionización y desplazamiento. A continuación, en la Sección 2.2 se describe una metodología de simulación de los fenómenos de daño por ionización. Dado que este mecanismo de daño afecta de una forma particular a las capas aislantes de los dispositivos, el estudio se focaliza en el comportamiento de las estructuras MOS, en las que el óxido de puerta controla su funcionamiento. En concreto, la Sección 2.3 recoge el estudio del daño por ionización sobre varios diseños de transistores LDMOS, cuyos óxidos en la región de deriva presentan un espesor semejante al que puede encontrarse en la región periférica de los detectores LGAD. El daño por desplazamiento y los procedimientos para su simulación también son objeto de estudio en la Sección 2.4, aplicándose a continuación en la Sección 2.5 sobre un condensador MOS, como ejemplo de dispositivo en el que el efecto del daño por desplazamiento introducido en su substrato puede monitorizarse en función de la cantidad de radiación recibida.

2.1. Introducción: Efectos de la Radiación

2.1.1. Transferencia de Energía y Momento

La interacción de la radiación con los materiales que conforman un dispositivo electrónico supone una transferencia de energía y momento. Como consecuencia de esta transfe-

cia, se producen alteraciones en el material irradiado (daño por radiación). En lo que respecta a los dispositivos electrónicos, interesa analizar y evaluar la modificación inducida por la radiación sobre las propiedades eléctricas del material. En este sentido, se identifican dos tipos de daño, originados mediante sendos mecanismos de interacción, con diferentes consecuencias sobre el comportamiento eléctrico del material irradiado: daño por ionización y daño por desplazamiento.

Interacciones radiación - materia: El daño introducido depende del tipo de radiación incidente. En primera instancia, cada tipo de partícula interactúa con los átomos del material irradiado siguiendo un determinado mecanismo, de acuerdo con la energía que transporta y las características del propio material. Así, las partículas con carga eléctrica desarrollan interacciones Coulombianas, fundamentalmente con los electrones corticales. No obstante, también es posible su interacción con los núcleos atómicos, especialmente en el caso de partículas capaces de transportar gran cantidad de momento (protones energéticos y, sobre todo, partículas alfa o iones más pesados). Las partículas carentes de carga eléctrica no experimentan interacción Coulombiana. De esta forma, los neutrones desarrollan exclusivamente interacciones fuertes con los núcleos atómicos, mientras que los fotones establecen interacciones de naturaleza cuántica, que afectan principalmente a la estructura cortical del átomo.

Las consecuencias que estas interacciones primarias tienen sobre el material irradiado consisten, bien en la introducción de daño por ionización, en el caso de aquellas interacciones que se desarrollan a nivel cortical, bien en la producción de daño por desplazamiento, para aquellas que afectan al material a nivel nuclear.

Al incidir con gran energía, es frecuente que las interacciones primarias produzcan partículas secundarias de muy diversa naturaleza, provistas de energía y momento suficientes como para desarrollar nuevas interacciones e introducir, a su vez, daño en el material irradiado. El daño secundario puede tener un carácter distinto al del daño primario. Por ejemplo, en una irradiación con neutrones, los secundarios (generalmente, iones o partículas con carga) suelen tener un alto poder ionizante, mientras que el daño primario únicamente es capaz de producir desplazamiento. A modo de muestra, la Tabla 2.1 recoge las principales características de las interacciones experimentadas por los distintos tipos de partículas al incidir sobre un blanco de Silicio. Dependiendo de su rango energético, una misma partícula puede desarrollar distintas interacciones, produciendo una gran diversidad de partículas e interacciones secundarias. Por lo tanto, una descripción completa de cada tipo de irradiación requiere la consideración de todos los procesos de interacción desarrollados (primarios y secundarios) y la ponderación del daño introducido por cada uno de ellos en el material irradiado.

Abundancia de cada tipo de radiación y cantidad de energía transferida:

Los dispositivos electrónicos pueden encontrarse inmersos en entornos de radiación muy diversos en función de la aplicación a la que se destinen. En cualquiera de ellos, el campo de radiación estará compuesto por una gran variedad de partículas de distinto origen, capaces de incidir sobre el dispositivo con un rango de energías muy amplio. Para determinar la cantidad de partículas incidentes se define el *flujo*, ϕ , como el número de partículas que inciden sobre una unidad de superficie en una determinada unidad de tiempo. Habitualmente, se mide en unidades de $[\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}]$. De cara a evaluar el daño acumulado en el material,

| Tipo | Energía | Interacción | Secundarios | Daño Primario | Daño Secundario |
|--------------------------------|--------------------------|--------------------|------------------------------------------|-----------------------|------------------|
| e^- | < 150 keV | cortical | e^- | ionización | ionización |
| | > 150 keV | nuclear | iones | desplazamiento | |
| $p^+, \alpha,$ Iones | $> \text{MeV}$ | cortical | $e^-,$ iones | ionización | ionización |
| | | nuclear | iones | desplazamiento | |
| n | < 100 keV | nuclear | iones | desplazamiento | ionización |
| | térmicos | captura inelástica | $\alpha,$ productos de fision y γ | | y desplazamiento |
| γ | < 50 keV | fotoeléctrico | e^- | | ionización |
| | > 50 keV < 20 MeV | Compton | e^-, γ | ionización | ionización y |
| | > 20 MeV | | prod. pares | e^-, e^+ y γ | desplazamiento |

Tabla 2.1: Resumen de las principales interacciones desarrolladas por cada tipo de radiación al incidir sobre un blanco de silicio.

es más interesante el uso de la *fluencia* o flujo integrado, Φ , definida como el número de partículas incidentes durante un determinado intervalo de tiempo por unidad de superficie, expresado típicamente en $[\text{cm}^{-2}]$.

Con independencia de las particularidades del mecanismo de interacción, la radiación acaba cediendo energía al material y esta cesión es la que determina la cantidad de daño introducido (de uno u otro tipo). Por tanto, para evaluar el daño, es preciso determinar la cantidad de energía cedida en el proceso de irradiación. Se define el concepto de *dosis*, D , como la cantidad de energía absorbida por unidad de masa del material irradiado. Su unidad de medida en SI es el *gray*, Gy ($1 \text{ Gy} = 100 \text{ J}\cdot\text{kg}^{-1}$). Sin embargo, en aplicaciones de FAE, continua siendo habitual el uso del *rad* (de *radiation absorbed dose*), expresado en sistema CGS ($1 \text{ rad} = 100 \text{ erg}\cdot\text{g}^{-1}$), que corresponde a 0.01 Gy .

La cantidad de energía absorbida depende de las propiedades del material. Por lo tanto, las unidades de dosis deben especificar siempre el material absorbente (p.ej. $\text{rad}(\text{Si})$ o $\text{Gy}(\text{SiO}_2)$). Dado que la absorción por ionización es muy similar en Si y SiO_2 [127], en tecnologías MOS suele hacerse referencia únicamente a la dosis en Silicio, omitiendo cualquier tipo de especificación.

Relación entre dosis absorbida y energía transferida: Existe una relación de proporcionalidad entre la dosis absorbida y la fluencia [128]. La energía de la radiación es transportada en unidades discretas (partículas) y su interacción con el material se produce a través de una superficie. Por lo tanto, un aumento en el número de partículas por unidad de superficie (fluencia) hace aumentar de forma proporcional la dosis absorbida:

$$D = S\Phi \quad (2.1)$$

El factor de proporcionalidad, S , que tiene unidades de $\left[\frac{\text{energía} \times \text{superficie}}{\text{masa}}\right]$ es la energía cedida por una partícula en su trayectoria, normalizada por la densidad del material irradiado.

$$S = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dR} \quad (2.2)$$

Esta magnitud se conoce como *poder de frenado* (*stopping power*) y suele expresarse en $[\text{MeV} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{kg}^{-1}]$. La normalización por la densidad del blanco, permite establecer una comparación entre distintos tipos de partículas incidentes sobre un mismo material (p. ej. sobre Si).

De cara a la evaluación del comportamiento de un dispositivo electrónico irradiado, el daño relevante inducido en el material será de dos tipos: por ionización o por desplazamiento. Cada tipo de daño se corresponde con un mecanismo distinto de cesión de energía [129]: cesión ionizante, o IEL (por *Ionizing Energy Loss*) y cesión por desplazamiento o no ionizante, NIEL (por *Non Ionizing Energy Loss*). De esta forma, la energía total cedida al material siempre puede repartirse entre dos términos correspondientes a cada tipo de daño:

$$S = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dR} \Big|_{\text{Ionización}} + \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dR} \Big|_{\text{Desplazamiento}} = \text{NIEL} + \text{IEL} \quad (2.3)$$

El término de cesión de energía por ionización se conoce frecuentemente como *Transferencia Lineal de Energía* (LET, por *Linear Energy Transfer*), ya que en los procesos ionizantes más relevantes (protones de alta energía, partículas alfa o iones pesados) la trayectoria de la partícula en el material es rectilínea.

Siguiendo lo expresado en las ecuaciones (2.1) y (2.3), es lícito definir una dosis de ionización, TID (por *Total Ionising Dose*), y una dosis de desplazamiento, DDD (por *Displacement Damage Dose*):

$$\text{TID} = \text{LET} \times \Phi \quad (2.4a)$$

$$\text{DDD} = \text{NIEL} \times \Phi \quad (2.4b)$$

que permiten la evaluación por separado de ambos procesos.

2.1.2. Daño por Ionización

El proceso de ionización consiste en la ruptura de las ligaduras atómicas de un electrón cortical como consecuencia de la transferencia de energía proveniente de la radiación. En el contexto que nos ocupa, la ionización más relevante para el daño en los dispositivos electrónicos implica fundamentalmente a los electrones de valencia, ya que el proceso de ionización más frecuente en los materiales semiconductores conlleva la liberación de estos electrones, generando vacantes en los enlaces. La física del estado sólido describe el fenómeno de ionización de un semiconductor en forma de generación de pares electrón-hueco, a causa de la excitación del electrón de valencia a través de la banda de energías prohibidas hasta alcanzar la banda de conducción. Tanto los electrones en la banda de conducción como los huecos en la banda de valencia contribuyen a la conductividad eléctrica del material. De esta forma, la ionización modifica la distribución de portadores de carga en el semiconductor y, por tanto, altera sus propiedades eléctricas.

El proceso de ionización puede implicar también a electrones más profundos de la corteza atómica, ligados con mayor intensidad al núcleo atómico. Este es, por ejemplo, el proceso habitual derivado de la interacción fotoeléctrica de los rayos X sobre el Silicio (con $E_\gamma \sim \text{keV}$). Los electrones liberados en el proceso no contribuyen propiamente a la conducción eléctrica, como tampoco lo hace la correspondiente vacante en la estructura cortical del átomo, puesto que son excesivamente energéticos (en el diagrama de bandas, se sitúan en bandas muy alejadas de las bandas de valencia y conducción). Así, en primer término, el daño introducido no altera las propiedades eléctricas del material. Sin embargo, el electrón liberado (*fotoelectrón* o *electrón δ*) posee suficiente energía para ionizar eficientemente el medio y la corteza electrónica se reorganiza para cubrir la vacante, generando fotones UV o rayos X de menor energía, capaces de desencadenar sucesivos procesos de ionización. En este caso, en vez de generarse un único par e-h por evento de ionización, los secundarios son capaces de generar una gran cantidad de ellos.

En cualquier caso, sea de forma directa o a través de secundarios, todos los procesos de ionización conducen a la excitación de electrones de valencia del sólido y a la formación de pares electrón-hueco que alteran la densidad de portadores de carga en el semiconductor.

Cómputo del daño por ionización La energía necesaria para producir un evento de ionización en un semiconductor está perfectamente descrita en la teoría de Shockley [42]. Según ésta, la *Energía de ionización*, E_{ion} , se puede expresar como la suma de tres componentes:

$$E_{ion} = E_G + rE_R + 2E_f \quad (2.5)$$

La primera componente, E_G , corresponde a la energía que la radiación debe proporcionar al electrón para superar el gap de energías prohibidas. Sin embargo, en la producción de un par e-h deben considerarse también las interacciones con fonones de la red, ya que la interacción Coulombiana tiene un efecto de largo alcance que implica al conjunto de la red cristalina. El consumo energético necesario puede resumirse considerando únicamente las interacciones con fonones Raman ópticos (los más energéticos). De esta forma, la segunda componente en la ecuación (2.5), E_R , es la energía del fonón Raman y r el número promedio de fonones que interactúan. Por último, la tercera componente considera la energía cinética en exceso, E_f , que adquieren los portadores excitados y que, sin embargo, no es suficiente para continuar el proceso de ionización. El factor 2 se incluye para tener en cuenta la contribución del electrón y del hueco. Las correcciones posteriores a este modelo (p.ej. [130]) no modifican significativamente la descripción de E_{ion} .

La característica más relevante es que E_{ion} se define y calcula a partir de propiedades del material, con independencia de las características de la radiación incidente. Así, se puede cuantificar la cantidad de pares electrón-hueco generados en un determinado volumen, V , de material por un proceso completo de ionización (que comprende múltiples eventos ionizantes), a partir de la cantidad de energía, ΔE , cedida por la radiación en ese proceso. Definiendo G como el número de pares e-h generados por unidad de volumen [pares e-h $\cdot \text{cm}^{-3}$], entonces:

$$G = \frac{1}{V} \frac{\Delta E}{E_{ion}} \quad (2.6)$$

De acuerdo con las ecuaciones (2.1) y (2.4a), ΔE puede calcularse a partir de la dosis ionizante absorbida en el material ($\Delta E = \text{TID} \times \text{masa}$). En este sentido, resulta útil definir

| Material | E_{ion} [eV] | g_0 [ehp/cm ³ ·rad] |
|------------------|----------------|----------------------------------|
| Si | 3.6 | $4,0 \times 10^{13}$ |
| SiO ₂ | 17.0 | $8,1 \times 10^{12}$ |
| GaAs | ~ 4.8 | ~ $7,0 \times 10^{13}$ |
| Ge | 2.8 | $1,2 \times 10^{14}$ |

Tabla 2.2: Valores de la energía de ionización, E_{ion} , y la tasa de generación, g_0 , para distintos materiales presentes en dispositivos electrónicos, susceptibles de sufrir ionización.

una métrica o *tasa de generación*, g_0 , que permita cuantificar el número de pares electrón-hueco generados por una dosis unitaria ($TID_0 = 1$ rad), por unidad de volumen (1 cm^3) de material:

$$g_0 = \rho \frac{TID_0}{E_{ion}} \quad (2.7)$$

Así, g_0 cuantifica la potencialidad de un determinado material para ser ionizado. Hay que destacar que todos los parámetros de la ecuación (2.7) dependen exclusivamente de propiedades del blanco. Es decir, g_0 , al igual que E_{ion} , es un parámetro característico del material. La tabla 2.2 recopila los valores de g_0 y E_{ion} para algunos de los materiales más empleados en microelectrónica, susceptibles de sufrir daño por ionización.

De las ecuaciones (2.6) y (2.7), la generación volumínica de pares e-h puede expresarse como:

$$G = g_0 TID \quad (2.8)$$

de tal manera que el daño introducido por la radiación ionizante queda completamente caracterizado a partir de propiedades características del material (g_0) y de magnitudes medibles (TID). El efecto que pueda producir este daño sobre el comportamiento de un determinado dispositivo electrónico dependerá de su evolución posterior en el material. Según las condiciones ambientales o de operación del dispositivo, el daño puede desaparecer sin grandes consecuencias por la recombinación de los portadores generados o perpetuarse a largo plazo por medio del atrapamiento.

El ritmo de generación de pares e-h tiene una gran relevancia en la evolución posterior del daño. La densidad volumínica de pares e-h generados por unidad de tiempo, \dot{G} , puede extraerse de la ecuación (2.8), ya que:

$$\dot{G} = \frac{dG}{dt} = g_0 \frac{dTID}{dt} \quad (2.9)$$

con $\frac{dTID}{dt}$, la *tasa de dosis* ($\frac{\text{energía absorbida}}{\text{masa} \times \text{tiempo}}$), que también es una magnitud medible. En una irradiación, se habla de régimen de inyección débil cuando $\frac{dTID}{dt}$, y por tanto \dot{G} , es tan lenta que que la concentración de portadores generados es siempre menor que la concentración de portadores mayoritarios en equilibrio. Al incrementar la tasa de dosis, se alcanzan las

condiciones de inyección fuerte, donde el daño introducido pasa a dominar la física del semiconductor. La evolución del daño y sus consecuencias sobre el dispositivo electrónico varían significativamente entre los dos regímenes.

Evolución del daño por ionización en semiconductores: Tanto los huecos como los electrones son cargas móviles. Su movilidad depende del material y es varios órdenes de magnitud mayor en semiconductores que en aislantes. Por lo tanto, se ven naturalmente sometidos a un movimiento de difusión por el sólido en función del gradiente de la concentración de portadores y de la temperatura. Sin embargo, en ausencia de un campo eléctrico externo, los pares e-h se recombinan en un intervalo de tiempo más o menos largo, caracterizado por el *tiempo de vida* de los portadores [49].

La acción de un campo eléctrico arrastra los portadores, dando lugar a unas corrientes que permanecen en el material, al menos, durante el tiempo que dura la irradiación. Estas corrientes, que suelen denominarse *fotocorrientes* por asimilación del nombre aplicado a las corrientes derivadas de la ionización fotónica, tienen una gran relevancia en los dispositivos electrónicos, especialmente en las uniones pn polarizadas en inversa. La zona de carga espacial de una unión pn está sometida a campos eléctricos intensos y posee una concentración de portadores prácticamente despreciable, en comparación con las regiones casineutras que rodean la unión.

En condiciones de inyección débil, la intensidad de las fotocorrientes, I_{fc} , puede calcularse según [131]:

$$I_{fc} = e g_0 \frac{dTID}{dt} A [W + L_n + L_p] \quad (2.10)$$

con e , la carga eléctrica elemental; A , el área de la unión; W , la anchura de la zona de carga espacial y L_n y L_p , las longitudes de difusión de electrones y huecos, respectivamente, por las regiones casineutras que rodean la unión.

En el caso de irradiaciones más intensas, típicas del impacto de iones pesados de muy alta energía, se genera una gran densidad de portadores de carga, por encima de la población térmica de Fermi-Dirac (condiciones de inyección fuerte). Se habla entonces de la generación de plasmas EHP (*Electron-Hole Plasma*). En estos casos, la dinámica de los portadores ya no puede expresarse por medio de la ecuación (2.10), sino que habrá que resolver las ecuaciones de transporte de los portadores en régimen no lineal (ver [132, 133]). Además, bajo estas circunstancias, es factible alcanzar la condición de fuerte inyección. Las consecuencias típicas sobre el funcionamiento de un dispositivo electrónico se agrupan en el conjunto de fenómenos conocidos como *efectos de evento singular*, SEE (*Single Event Effects* [134, 135]).

Evolución del daño por ionización en aislantes: En aislantes, las corrientes inducidas por la radiación representan un problema menor. Por un lado, el número de portadores generados es mucho menor que el producido en semiconductores debido a su mayor E_{ion} característico (ver la comparación entre Si y SiO₂ en la Tabla 2.2). Además, tanto la movilidad de electrones como la de huecos presenta valores varios ordenes de magnitud inferiores a los valores típicamente observados en semiconductores. De esta forma, la recombinación temprana, que tiene lugar inmediatamente después de ser generadas las densidades de carga, resulta mucho más efectiva y la probabilidad de atrapamiento aumenta

considerablemente. De hecho, los materiales aislantes poseen normalmente una gran cantidad de centros de atrapamiento, que hacen de los fenómenos asociados a la carga atrapada, el efecto más significativo derivado de la ionización sobre aislantes.

La carga atrapada altera la distribución habitual del campo eléctrico en el aislante. El dispositivo electrónico subyacente puede sufrir, en consecuencia, desplazamientos y modificaciones en sus características eléctricas (p.ej. la tensión umbral en un transistor MOS), siendo posible degradar completamente el comportamiento del dispositivo si el campo eléctrico inducido por la radiación es suficientemente intenso. Además, es habitual que la influencia de la carga atrapada active caminos de corriente parásitos a lo largo de las capas semiconductoras adyacentes.

2.1.3. Daño por Desplazamiento

El daño por desplazamiento es la dislocación de un átomo fuera de su posición de equilibrio en la red cristalina, como consecuencia de la transferencia de energía y momento de la radiación a su núcleo. La mayor parte de los procesos que provocan el daño por desplazamiento son colisiones en las que el núcleo afectado adquiere gran parte de la energía incidente; suficiente para, a su vez, ejercer como fuente secundaria de daño por desplazamiento. Por eso, generalmente se trata de un proceso en cascada. El defecto fundamental es el llamado *par Frenkel* compuesto por el átomo intersticial (desplazado fuera su posición de equilibrio en la red cristalina) y la vacante dejada atrás. Tanto la vacante como el intersticial tienen una gran movilidad y tienden a combinarse de muchas formas entre ellos o con otras impurezas presentes en el sólido, estableciendo defectos más complejos. En irradiaciones muy energéticas se producen frecuentemente *clusters* de defectos.

El desplazamiento es especialmente relevante en sólidos cristalinos (cristales semiconductores), en los que la perturbación en la red puede alterar las propiedades eléctricas del material. En sólidos amorfos (SiO_2 , por ejemplo), los posibles defectos no tienen tanta relevancia sobre las propiedades eléctricas, aunque pueden tener influencia muy significativa en las propiedades ópticas. De hecho, entre los defectos creados, sólo las vacantes y sus complejos (multi-vacantes o complejos vacante-impureza), son eléctricamente activos [136].

Desde el punto de vista de la física del estado sólido, estos defectos alteran la periodicidad de la red. El efecto neto se expresa como un nivel discreto localizado en la banda de energías prohibidas. La posición y características de estos niveles tiene diversas consecuencias en las propiedades eléctricas del material (ver Figura 2.1, inspirada en [137]):

- Los niveles localizados cerca del centro del gap suelen actuar como centros de generación cuando la concentración de cargas libres está por debajo de los niveles de equilibrio (p. ej., en zonas vaciadas). La generación alcanza su máximo cuando el nivel se sitúa exactamente en el centro del gap (Figura 2.1-a).
- Si hay un exceso de portadores de carga minoritarios, los niveles localizados cerca del centro del gap también pueden actuar como centros de recombinación (Figura 2.1-b), con la consiguiente reducción del tiempo de vida de los portadores minoritarios.
- Los niveles superficiales, cercanos a los límites de la banda de energías prohibidas, son capaces de atrapar temporalmente portadores de carga (Figura 2.1-c), contribuyendo a reducir la movilidad de los portadores. Además, la presencia de trampas vacías

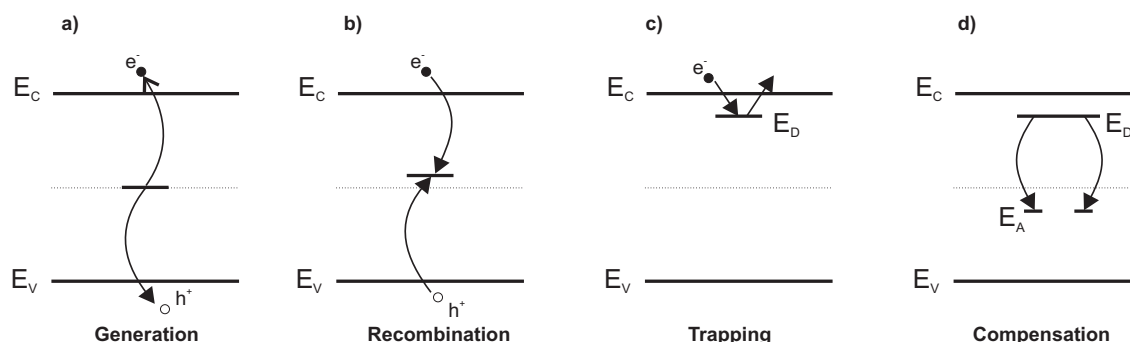


Figura 2.1: Efectos derivados de la presencia de niveles energéticos en la banda de energías prohibidas como consecuencia del daño por desplazamiento inducido por la radiación.

reduce la concentración de portadores libres y contribuye a la eliminación de carga. Tanto la reducción de la movilidad, como la eliminación de carga libre, contribuyen a reducir la conductividad del semiconductor.

- Niveles más profundos pueden atrapar permanentemente portadores de carga mayoritarios, contribuyendo a la eliminación de carga y modificando la resistividad. En materiales ligeramente dopados, el atrapamiento en niveles profundos puede llevar a la compensación del nivel de dopado, alterando el carácter del semiconductor (Figura 2.1-d).

En resumen: los efectos más significativos sobre las propiedades eléctricas de un semiconductor son la reducción del tiempo de vida de los portadores minoritarios, la eliminación de carga (portadores mayoritarios) y la degradación de la movilidad.

En aislantes, tales como el SiO_2 , los defectos eléctricamente activos más relevantes son aquellos capaces de atrapar las cargas en tránsito por el material (por ejemplo, las generadas como consecuencia de la radiación ionizante), contribuyendo a la generación de cargas fijas en el aislante.

Cómputo del daño por desplazamiento: Para que se produzca un evento de dislocación, debe satisfacerse un requisito energético. En este sentido, puede definirse un concepto análogo a la energía de ionización, es decir una energía de desplazamiento, E_{despl} , que sería la energía necesaria para dislocar un átomo y que dependería únicamente de las propiedades del material. Sin embargo, la dislocación debe venir necesariamente acompañada de una transferencia de momento. Dado que es la radiación la que transporta el momento y no el material, a diferencia de lo que ocurre en el caso del daño por ionización, los requisitos para producir daño por desplazamiento deben considerar necesariamente una dependencia con las propiedades de la radiación incidente.

En un intento de preservar una cierta independencia con respecto a las propiedades de la radiación, se ha definido una energía umbral, $E_{despl-th}$, a partir de datos experimentales [131], por debajo de la cual la probabilidad de que se produzca el daño por desplazamiento resulta poco significativa. $E_{despl-th}$ es tanto mayor cuanto menor sea el momento transportado por la partícula incidente. Así, en el caso de las partículas más ligeras, como protones o electrones (ver tabla 2.3), $E_{despl-th}$ llega a ser varios órdenes de magnitud mayor

| | Si | Ge | GaAs | | SiC | |
|----------------------------|----------|-----------|-----------|-----------|----------|------|
| | | | Ga | As | Si | C |
| $E_{despl} [eV]$ | 13-21 | 15-27.5 | 7-11 | | 21.8 (C) | |
| $E_{despl-th} (e^-) [keV]$ | 166-268 | 492-903 | 188-275 | 200-292 | 220 | 108 |
| $E_{despl-th} (p^+) [keV]$ | 0.1-1.16 | 0.28-0.51 | 0.12-0.19 | 0.13-0.21 | 0.15 | 0.65 |

Tabla 2.3: Energía de desplazamiento, E_{despl} , (en [eV]) y energía umbral de desplazamiento, $E_{despl-th}$, (en [keV]) para electrones y protones incidentes sobre algunos de los semiconductores más frecuentes en aplicaciones electrónicas.

que E_{despl} . En cualquier caso, por su carácter empírico, no resulta conveniente establecer este valor como un umbral estricto por debajo del cual resulte imposible el desplazamiento atómico.

La ausencia de una métrica semejante a la tasa de generación, definida en la ecuación (2.7) para el caso del daño por ionización, dificulta el cómputo del daño por desplazamiento en función de parámetros exclusivos de la radiación incidente. Sin embargo, los conceptos de cesión de energía por desplazamiento, NIEL y DDD, definidos en las ecuaciones (2.3) y (2.4b), conservan toda su validez como elementos para computar la energía cedida en la producción de daño por desplazamiento.

Es habitual que el daño por desplazamiento se cuantifique a partir del cambio que induce sobre las distintas propiedades eléctricas. Así, se definen una serie de *coeficientes de daño*, que relacionan estas variaciones con la fluencia recibida. Los principales coeficientes de daño son [136, 137]:

- K_τ , que describe la alteración en el tiempo de vida de los portadores minoritarios, τ :

$$\Delta \left(\frac{1}{\tau} \right) = \frac{1}{\tau_{rad}} - \frac{1}{\tau_0} = K_\tau \Phi \quad (2.11)$$

- K_n y K_p , que describen la eliminación de portadores de carga para semiconductores de tipo n y p, respectivamente:

$$n = n_0 - K_n \Phi \quad (2.12a)$$

$$p = p_0 - K_p \Phi \quad (2.12b)$$

- K_μ , asociado a la variación en la movilidad de los portadores, μ :

$$\Delta \left(\frac{1}{\mu} \right) = \frac{1}{\mu_{rad}} - \frac{1}{\mu_0} = K_\mu \Phi \quad (2.13)$$

Estos coeficientes, habitualmente evaluados experimentalmente [138, 139], dependen de un gran número de variables, aunque en último término están relacionados de una forma directa con la energía depositada en el material, DDD. Puesto que DDD también tiene una relación de proporcionalidad con Φ , a través del NIEL (ecuación (2.4b)), la mayoría

de los coeficientes de daño muestran una dependencia lineal con el NIEL en un amplio rango de energías, independientemente de la naturaleza de los mecanismos causantes de dicho daño. Así, los coeficientes de daño medidos tras una irradiación con un determinado tipo de partículas a una energía dada pueden extrapolarse para otras partículas y energías a través de la relación entre sus respectivos NIEL. Este es el motivo por el que en la mayoría de las irradiaciones en las que se espera daño por desplazamiento, la fluencia de partículas se normaliza a la fluencia equivalente de un tipo de partículas y una energía de referencia (habitualmente, neutrones de 1 MeV). De esta forma, cuando se habla de *fluencia equivalente a neutrones de 1 MeV*, Φ_{eq} , se refiere a la fluencia de neutrones de 1 MeV de energía que produce el mismo daño que la fluencia real irradiada (constituida por otro tipo de partículas con distinta energía). Desafortunadamente, la correlación lineal de los coeficientes con el NIEL no se mantiene siempre (ver p.ej. [129]).

Evolución del daño por desplazamiento: Los defectos generados por el daño por desplazamiento desaparecen naturalmente por efecto de la temperatura, ya que tienden a difundirse y recombinarse entre ellos. Sin embargo, la efectividad de estos procesos de *templado* o *annealing* decrece rápidamente con el tiempo. Así, el *annealing* más importante tiene lugar durante los primeros minutos tras producirse el daño. Los defectos supervivientes pueden considerarse permanentes, si bien siguen sometidos a una termalización a largo plazo que complica la dependencia de los parámetros eléctricos con respecto al daño permanente generado.

2.2. Simulación del Daño por Ionización

2.2.1. Daño por ionización en dispositivos MOS

Los dispositivos MOS son especialmente sensibles al daño por ionización dado el papel activo que tienen las capas de óxido en su funcionamiento. Se basan en la estructura Metal-Óxido-Semiconductor, en la cual el campo eléctrico soportado a través de la capa de óxido controla las características eléctricas del dispositivo. Por tanto, cualquier circunstancia que modifique la distribución del campo eléctrico en el óxido de puerta altera notablemente el funcionamiento del dispositivo. En la Sección 2.1.2, se destacó que los pares e-h generados por ionización en capas aislantes suelen sufrir atrapamiento, de tal forma que el efecto más frecuente de la radiación ionizante sobre los materiales aislantes es la acumulación de una cierta densidad de carga atrapada en su volumen.

2.2.1.1. Generación de cargas fijas en una estructura MOS:

La figura 2.2 muestra la estructura de bandas de una capacidad MOS sobre un sustrato tipo p, alimentada con una tensión de puerta positiva. En este diagrama, se ha representado la dinámica del daño por ionización desde su generación, para ilustrar el proceso de generación de cargas fijas en el volumen del óxido:

- Tras su generación, los pares e-h sufren una fuerte recombinación inicial, cuya relevancia está determinada por el tipo de radiación incidente y, sobre todo, por la intensidad del campo eléctrico soportado por el óxido en el momento de la irradiación.

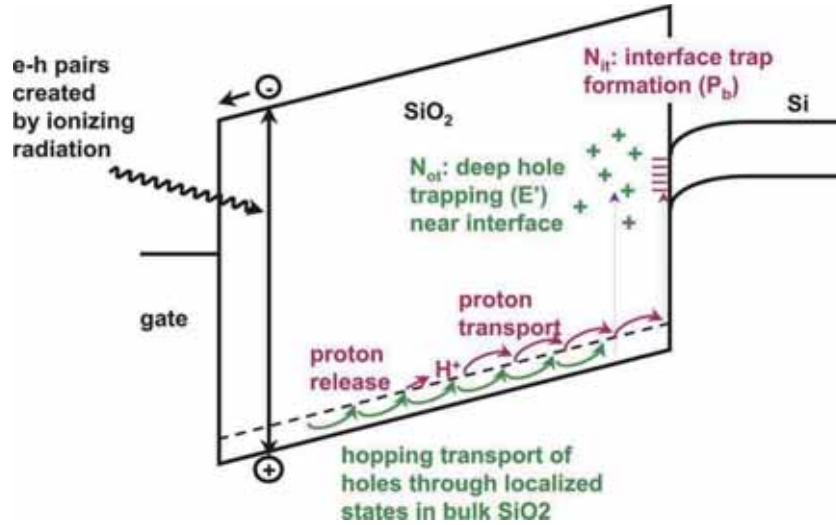


Figura 2.2: Representación de los procesos de generación de cargas inducidos por la radiación ionizante sobre el diagrama de bandas de una capacidad MOS sometida a una tensión de alimentación (puerta) positiva [140].

- Si el campo eléctrico es intenso, los electrones son arrastrados por éste y rápidamente (en picosegundos) evacuados del óxido a través del electrodo de puerta polarizado positivamente.
- Los huecos experimentan el arrastre del campo eléctrico, pero, penalizados por su menor movilidad en el óxido, tardan un tiempo considerablemente mayor en alcanzar la interfaz con el sustrato de Silicio. El movimiento de los huecos suele describirse a modo de una suerte de “saltos” (*hopping transport*) a través de niveles energéticos localizados en la estructura de bandas del óxido.
- En este proceso de transporte, parte de los huecos son atrapados en niveles más profundos (E'), abundantes en las cercanías de la interfaz Si/SiO₂, de los cuales el arrastre inducido por el campo eléctrico resulta insuficiente para liberarlos. La carga (positiva) queda por tanto atrapada en el volumen del óxido, alterando la distribución de campo eléctrico de la capacidad MOS y modificando, por tanto, su comportamiento tras la irradiación.

Rendimiento de los procesos de recombinación: La densidad de pares e-h generados por la radiación ionizante puede calcularse a partir de la dosis recibida por medio de la ecuación (2.8). De éstos, una parte más o menos significativa no sobrevive a la recombinación inicial. La fracción de pares e-h supervivientes puede expresarse por medio de un *factor de rendimiento* del proceso de recombinación, f_Y , tal que:

$$f_Y = \frac{\text{huecos supervivientes a la recombinación}}{\text{huecos generados}} \quad (2.14)$$

Este factor depende, en primer lugar, de las características de la irradiación ionizante recibida, fundamentalmente de la distribución volumínica de los pares generados (*traza*

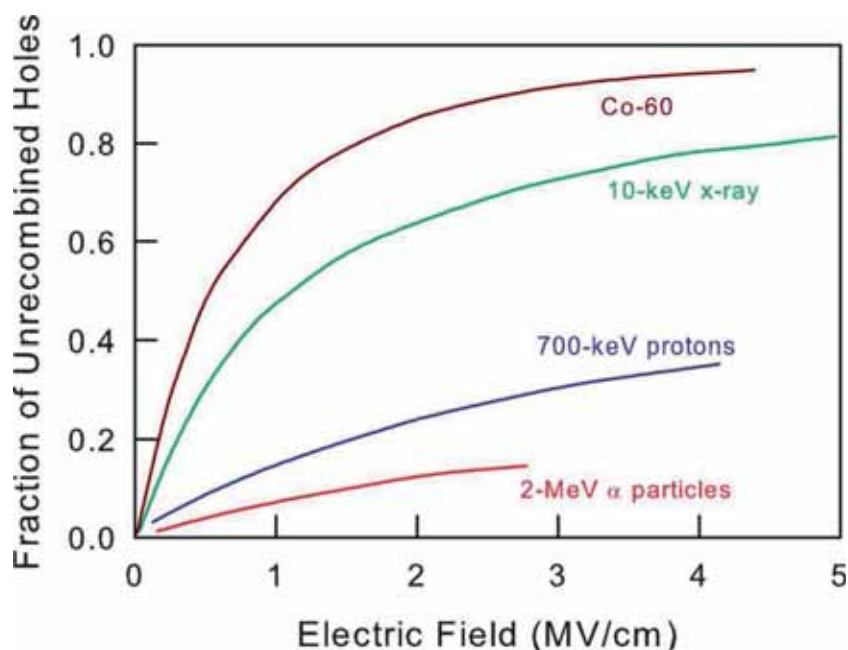


Figura 2.3: Fracción de huecos supervivientes a la recombinación inicial (factor de rendimiento, f_Y , para distintos tipos de irradiaciones ionizantes, en función del campo eléctrico soportado en el SiO_2 .

de ionización). Según sea ésta, los procesos de recombinación pueden verse favorecidos o entorpecidos, llegando a activarse mecanismos físicos distintos para llevar a cabo el proceso (recombinación geminal o columnar, ver [41] pag. 92 y ss.). La Figura 2.3 muestra como la recombinación es mucho más intensa en el caso de una partícula α de alta energía (capaz de crear una alta densidad de pares, muy concentrada en torno a su trayectoria a través del material), que en el caso de una irradiación con rayos-X o gammas (Co-60), cuya traza de ionización se extiende prácticamente por todo el volumen del material, dificultando la recombinación.

La Figura 2.3 explicita con claridad la fuerte dependencia existente entre f_Y y el campo eléctrico en el óxido en el momento de la irradiación, E_{ox} . Cuanto más intenso sea este campo eléctrico más rápido evacuarán del óxido los portadores generados y menos probabilidades existirán de que el proceso de recombinación se lleve a término. La dependencia de f_Y con E_{ox} ha sido motivo de estudio y se han desarrollado algunos modelos analíticos, fundamentalmente destinados a reproducir las irradiaciones con fotones de alta energía [141–143]. Según estos modelos, el factor de rendimiento puede expresarse en función de E_{ox} como:

$$f_Y(E_{ox}) = \left(\frac{|E_{ox}|}{|E_{ox}| + E_1} \right)^m \quad (2.15)$$

donde, m y E_1 son parámetros experimentales del modelo, evaluados según el tipo de irradiación. Por ejemplo, para una irradiación de gammas provenientes de una fuente de Co-60, $m = 0,7$ y $E_1 = 0,55 \text{ MV}\cdot\text{cm}^{-1}$ [143].

Rendimiento de los procesos de atrapamiento: La fracción de portadores supervivientes a la recombinación inicial, comienza a continuación su proceso de transporte por el óxido. Los electrones son evacuados rápidamente del óxido sin causar daño alguno. Los huecos por el contrario inician su proceso de transporte por “saltos” hacia la interfaz Si/SiO₂. En el camino, la posibilidad de caer en alguna trampa presente en el óxido aumenta conforme se acercan a la interfaz. De una forma análoga a f_Y , puede definirse un factor de atrapamiento de huecos en el óxido, f_{ot} , que cuantifique la eficiencia de estos procesos de atrapamiento [142, 144, 145]:

$$f_{ot} = \frac{\text{huecos atrapados}}{\text{huecos supervivientes a la recombinación}} \quad (2.16)$$

Este factor tendrá una dependencia con E_{ox} , pero será mucho más relevante su dependencia con aquellas propiedades del material que favorezcan la generación de centros de atrapamiento en el óxido. Así, por ejemplo, el proceso de crecimiento del óxido tiene una influencia indiscutible en este caso, puesto que muchas de las trampas de huecos tienen un origen tecnológico. Otros parámetros, como su espesor, t_{ox} , son también muy importantes, ya que en óxidos muy delgados es muy probable que los huecos evacúen el óxido por efecto túnel antes de ser atrapados en algún centro profundo.

Por tanto, f_{ot} se convierte en un factor experimental cuya modelización por medio de una expresión analítica reviste una notoria complejidad. Los procesos de efecto túnel dejan de ser eficientes para $t_{ox} > 15$ nm. Considerar que $f_{ot} = 0$ por debajo de esta cota resulta una muy buena aproximación, como demuestra el hecho de que los dispositivos fabricados en tecnologías MOS modernas no presentan los efectos típicos derivados de la acumulación de cargas fijas en sus óxidos de puerta [140, 145]. Para óxidos más gruesos, los mecanismos de evacuación son más lentos. Sin embargo, no es realista suponer que todos los huecos generados quedan atrapados en el óxido ($f_{ot} = 1$). Al contrario, los datos experimentales indican que f_{ot} suele tomar un valor relativamente próximo a 0, incluso en los óxidos más gruesos de los dispositivos (óxidos de campo y aislamiento).

Cómputo de la densidad de cargas fijas en el óxido: Haciendo uso de los factores de rendimiento de los mecanismos de recombinación y atrapamiento, la cantidad de huecos finalmente atrapados en el óxido puede contabilizarse a partir de la cantidad de pares e-h generados por la radiación. Considerando G definido en la sección 2.1.2 como la densidad volumétrica de pares e-h generados y las expresiones (2.14) y (2.16), se define la densidad de cargas fijas en el óxido, N_{ot} [cm⁻³], como:

$$N_{ot} = G f_Y f_{ot} \quad (2.17)$$

De la ecuación (2.8), y evaluando f_Y y f_{ot} mediante modelos analíticos como el de la ecuación (2.15), o por procedimientos experimentales, puede calcularse N_{ot} a partir de la dosis ionizante recibida durante una irradiación:

$$N_{ot} = g_0 \text{TID} f_Y f_{ot} \quad (2.18)$$

2.2.1.2. Generación de trampas de interfaz en una estructura MOS

Además de la acumulación de cargas fijas en el óxido, la radiación ionizante puede causar la formación de trampas en la interfaz SiO₂/Si (ver Figura 2.2). El proceso de formación

de estas trampas se ha relacionado con la presencia de iones de hidrógeno (protones) libres en las cercanías de la interfaz Si/SiO₂. No es extraño encontrar trazas de hidrógeno tanto en las capas de óxido como en el sustrato de Silicio. De hecho, el proceso en ambiente húmedo (H₂ + O₂), frecuentemente utilizado para el crecimiento de óxidos gruesos, favorece la acumulación de una cierta cantidad de hidrógeno en el óxido en forma de defectos [145]. Por su parte, el sustrato de Silicio también suele contener impurezas de hidrógeno en forma de complejos de dopante-H [146]

La radiación ionizante es capaz de liberar algunos de estos protones (hidrógeno radiolítico), que se ven arrastrados por efecto del campo eléctrico hacia la interfaz Si/SiO₂. Allí, los protones alteran la estructura de la red, generando radicales libres inmovilizados (*dangling bonds*), que son el origen último de las trampas de interfaz. La ecuación cinética del proceso es simplemente A→B, donde A es la concentración de protones radiolíticos y B es la concentración de *dangling bonds* resultante. Por la ley de acción de masas [147], se espera una relación de proporcionalidad entre la concentración de radicales libres (o lo que es lo mismo, de trampas de interfaz), N_{it} , y la concentración de protones, esto es:

$$N_{it} = a_{it}[p] \quad (2.19)$$

donde a_{it} es la constante cinética.

Cómputo de N_{it} en función de TID: El proceso concreto de radiólisis está relacionado con el transporte “por saltos” de los huecos [41, 140, 145], de tal forma que se puede esperar una dependencia entre N_{it} y TID. De hecho, partiendo de datos experimentales, se ha llegado a proponer modelos de dependencia con la dosis del tipo [148]:

$$N_{it} = a_{it} \text{TID}^{b_{it}} \quad (2.20)$$

con b_{it} ajustado experimentalmente a valores muy próximos a la unidad¹. Entendido el proceso de generación de las trampas de interfaz a partir de los protones radiolíticos y asumiendo $b_{it} = 1$, se llega a la conclusión de que la expresión formulada en la ecuación (2.20), no deja sino de reflejar la dependencia lineal de N_{it} con la dosis:

$$N_{it} = a_{it} \text{TID} \quad (2.21)$$

Aunque en [148] se concretan los valores experimentales de a_{it} para transistores MOS tipo N y tipo P, su fuerte dependencia tecnológica hace más conveniente su ajuste para cada tecnología en estudio.

Distribución energética de las trampas de interfaz, $D_{it}(\mathbf{E})$: A la hora de identificar el efecto de las trampas de interfaz sobre las propiedades eléctricas, es importante definir su comportamiento como defectos que perturban la estructura cristalina del material introduciendo niveles energéticos localizados en el gap de energías prohibidas. La distribución energética de estos niveles, frecuentemente referida en la literatura como $D_{it}(\mathbf{E})$, es objeto de discusión en numerosas publicaciones (vease p.ej. [149–151]). Las trampas de interfaz más importantes generadas por la radiación se han identificado con defectos P_b . Por lo tanto, la distribución energética en el gap puede reducirse a dos niveles discretos

¹0.98 y 0.97 para estructuras MOS tipo n y p, respectivamente

situados a 0.3 eV y 0.8 eV del valor energético máximo de la banda de valencia (E_v) [152]. El carácter anfótero (pueden capturar tanto electrones como huecos) de las trampas de interfaz hace que puedan actuar como niveles aceptores o donadores, dependiendo únicamente de su posición con respecto al nivel de Fermi. De esta forma, el nivel $E_v + 0,3$ eV puede considerarse como un nivel aceptor, mientras que el situado en $E_v + 0,8$ eV puede considerarse como un donador.

2.2.1.3. Alta dosis y campo eléctrico inducido por las cargas:

La modelización completa del daño por ionización sobre una estructura MOS requiere tratar una última cuestión con cierto detalle: en irradiaciones de muy alta dosis, el campo eléctrico inducido por la carga atrapada, E_{fchr} , puede alcanzar valores de intensidad comparables con los del campo eléctrico soportado en el material como consecuencia de la polarización, E_{bias} [153, 154]. En estas circunstancias, el valor del campo eléctrico en el óxido, E_{ox} , empleado en la ecuación (2.15) para computar f_Y y de ahí evaluar N_{ot} , ya no es equivalente a E_{bias} , sino que debe incluir también la componente E_{fchr} . Por este motivo, resulta conveniente definir una dosis crítica a partir de la cual el propio campo creado por las cargas debe ser considerado en los cálculos.

Los óxidos de distinto grosor presentes en un dispositivo pueden modelarse como una sucesión de condensadores MOS, cada uno de ellos polarizado a una tensión V_g diferente, según las condiciones de alimentación de los electrodos del dispositivo. En cada condensador así definido, las cargas acumuladas en el óxido y las trampas de interfaz generadas por la radiación modifican el valor de tensión soportada por la capa de óxido, V_C . En el caso de las trampas de interfaz, la variación en la tensión, ΔV_{it} , puede calcularse a partir de la densidad superficial de carga acumulada en la interfaz, N_{it} , aplicando la ley de Gauss:

$$\Delta V_{it} = \frac{qN_{it}t_{ox}}{\varepsilon_{ox}} \quad (2.22)$$

con t_{ox} , el espesor del óxido y ε_{ox} , la permitividad del SiO₂. De la misma manera, la densidad volumétrica de huecos atrapados en el óxido induce una densidad superficial de carga, bien establecida de acuerdo con [155], que a su vez, provoca una nueva variación en la tensión:

$$\Delta V_{ot} = \frac{1}{\varepsilon_{ox}} \int_0^{t_{ox}} xqN_{ot}(x)dx \simeq \frac{qN_{ot}t_{ox}^2}{2\varepsilon_{ox}} \quad (2.23)$$

Dado que las trampas de interfaz atrapan electrones, ΔV_{it} tenderá a incrementar la tensión soportada por el óxido. De manera opuesta, ΔV_{ot} tenderá a reducirla, puesto que se trata de cargas positivas. Así:

$$V_C = V_g + \Delta V_{it} - \Delta V_{ot} = V_g \quad (2.24)$$

A partir de estas expresiones, puede definirse una condición crítica a partir de la cual considerar el efecto de las cargas en la polarización, cuando la variación en la tensión inducida por las cargas iguale el valor de la tensión de polarización:

$$\Delta V_{ot} - \Delta V_{it} = V_g \quad (2.25)$$

De las ecuaciones (2.22), (2.23) y (2.25), junto con la dependencia de N_{ot} y N_{it} con TID, concretada en las ecuaciones (2.18) y (2.21), puede considerarse un valor de dosis crítico

TID_{crit} a partir del cual el efecto de las cargas generadas debe comenzar a considerarse en los cálculos descritos en las secciones previas:

$$TID_{crit} = V_g \frac{\varepsilon_{ox}}{qt_{ox}} \frac{2}{t_{ox} g_0 f_Y f_{ot} - 2a_{it}} \quad (2.26)$$

Considerando que f_{ot} suele tener un valor muy pequeño y que las técnicas de fabricación actuales han permitido reducir considerablemente los valores de a_{it} , el valor de TID_{crit} suele situarse por encima del rango de las decenas de Mrad, lejos de las dosis que se emplearán en este estudio.

2.2.2. Procedimiento de simulación del daño por Ionización

Existen dos aproximaciones a la hora de abordar la simulación de los efectos inducidos por TID sobre un dispositivo: La primera consiste en intentar reproducir la evolución de los efectos TID desde el mismo momento de su formación, considerando los procesos físicos de transporte, termalización y evacuación a los que este daño se vea sometido. La segunda aproximación consiste en abordar los efectos de la radiación desde un punto de vista posterior a la irradiación y que, por tanto, sólo tiene en cuenta el daño que permanece en el material a largo plazo.

Procedimiento “transitorio”: El primer procedimiento de simulación, seguido p.ej. en [156], se basa en la resolución de las ecuaciones de transporte de los portadores de carga en las distintas regiones y materiales del dispositivo, centrándose en las capas de óxido, al ser estas las más sensibles a este tipo de daño.

A partir de las condiciones previas a la irradiación y considerando los modelos de generación descritos en las secciones previas, puede estudiarse la evolución temporal de la carga generada como consecuencia de la dosis ionizante absorbida, hasta alcanzar una situación de estabilidad tras la irradiación. El cálculo debe incluir modelos precisos que describan los procesos de recombinación, transporte y *annealing* de los portadores, con dependencias explícitas con la posición espacial de los mismos y con el tiempo.

La herramienta de cálculo debe poder evaluar las ecuaciones constitutivas en los materiales aislantes (generalmente, estos cálculos se limitan a los semiconductores), con el consiguiente consumo elevado de recursos y tiempo. En contrapartida, un estudio de este tipo permite analizar con precisión los mecanismos de *annealing* del daño TID y evaluar el impacto “transitorio” del daño por radiación sobre el comportamiento del dispositivo durante una irradiación.

Procedimiento “post-irradiación”: En muchas ocasiones, resulta más interesante realizar una valoración de la cantidad de daño que permanece en el óxido una vez que los procesos físicos de termalización y evacuación han llegado a su fin o se han estabilizado. Esta es la situación habitual en la que se realiza la caracterización de los dispositivos irradiados y donde los procedimientos de simulación similares al propuesto por Turowski, et al. en [157] cobran todo su sentido.

Este método de simulación contempla la realización de cálculos previos que permiten evaluar el daño permanente generado en el dispositivo por los mecanismos ionizantes, siguiendo los modelos numéricos descritos en la Sección 2.2.1. El cálculo de N_{ot} y N_{it} ,

mediante las ecuaciones (2.18) y (2.21), proporciona un cómputo del daño por ionización a largo plazo, que puede incluirse en el código de un simulador de elementos finitos (Synopsys Sentaurus TCAD, por ejemplo) como condición de contorno a la hora de resolver las ecuaciones constitutivas, reproduciendo el comportamiento del dispositivo irradiado.

Ya se puso de manifiesto que la formación de N_{ot} y N_{it} depende en gran medida de parámetros tecnológicos y de las condiciones de polarización durante la irradiación. Es imprescindible considerar estas cuestiones en los cálculos previos. En este sentido, la simulación de elementos finitos resulta muy útil para calcular la distribución de campo eléctrico en las capas de óxido del dispositivo no irradiado teniendo en cuenta las particularidades tecnológicas y de polarización. Por eso, el procedimiento completo de simulación seguido en este trabajo comprende varios pasos, con un uso combinado de simulaciones y cálculos, tal y como se refleja en el diagrama de flujo representado en la Figura 2.4

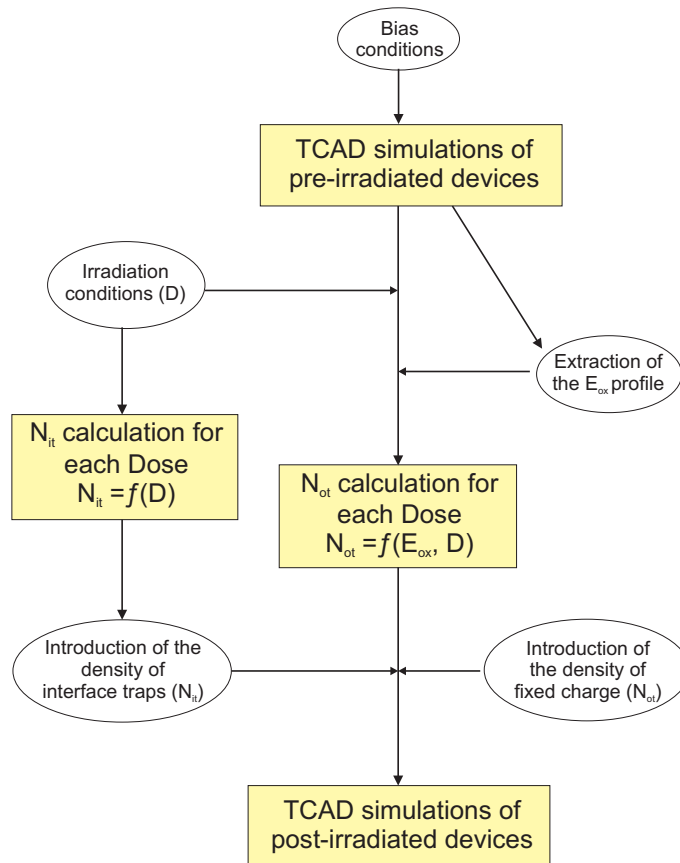


Figura 2.4: Diagrama de flujo del procedimiento de simulación.

- El procedimiento de simulación comienza con la determinación de las condiciones previas a la irradiación mediante el simulador TCAD de elementos finitos. Por medio de esta simulación se pueden extraer los parámetros requeridos en el cálculo de N_{ot} y N_{it} , fundamentalmente la distribución de campo eléctrico, E_{ox} , en las capas de óxido del dispositivo en el momento de la irradiación.
- La resolución de las ecuaciones (2.18) y (2.21), permite calcular el valor de N_{ot} y N_{it} en función de la dosis recibida.

- Finalmente, los valores de N_{ot} y N_{it} son incluidos apropiadamente en el código del simulador de elementos finitos, permitiendo que una segunda iteración reproduzca el comportamiento del dispositivo tras la irradiación.

Introducción de los valores de N_{ot} y N_{it} en el código de Sentaurus TCAD:

La introducción de los valores calculados de N_{ot} y N_{it} en el código de *Sentaurus TCAD* es relativamente sencilla. En el caso de las cargas fijas en el óxido, el código admite la adición del parámetro *charge* para incluir la presencia de una determinada densidad de carga fija en la sección *physics* del material SiO_2 o de una región específica del dieléctrico. Así, los cálculos de las ecuaciones de transporte en el semiconductor tomarán en cuenta la influencia electrostática de estas cargas fijas sobre la distribución del campo eléctrico, E_{ox} .

El código de Sentaurus también admite la posibilidad de considerar la presencia de una cierta cantidad de trampas en cualquier interfaz entre los materiales Si y SiO_2 , o entre dos regiones específicas de estos materiales. Una vez incluidas estas trampas, el cálculo de las ecuaciones de transporte se desarrolla considerando su efecto electrostático en el semiconductor y la posibilidad de que se retengan portadores en la interfaz.

Sin embargo, el modelo de trampas requiere una información más detallada que el modelo de carga fija. Las trampas son consideradas en el cálculo de las ecuaciones constitutivas del semiconductor a través de su distribución energética en el gap de energías prohibidas de la estructura de bandas del Silicio. Como ya se comentó en la Sección 2.2.1, las trampas de interfaz en dispositivos MOS se han identificado con los defectos P_b , correspondientes a dos niveles energéticos situados en el gap a 0.3 eV y 0.8 eV del límite superior de la banda de valencia. El modelo de simulación requiere la inclusión de estos dos niveles, dotando al primero de ellos de un carácter aceptor, mientras el segundo se comporta habitualmente como un nivel donador. Además, en el modelo debe especificarse la concentración superficial de trampas N_{it} , así como la sección eficaz de captura de electrones y huecos de estos niveles.

2.3. Daño por ionización en transistores LDMOS

El transistor LDMOS (o LD-MOSFET, *Laterally Diffused Metal-Oxide-Semiconductor Field Effect Transistor*) resulta un sujeto de estudio adecuado para evaluar el daño por ionización, dado que la región más sensible frente al daño por ionización (la capa de óxido grueso sobre la región de deriva) juega un papel fundamental en el control de la distribución de campo eléctrico. Los efectos del daño por ionización tienen una influencia notoria sobre una serie de parámetros medibles (R_{ON} , V_{th} o V_{BD}) y el estudio conjunto por medio de medidas y simulación permite analizar y modelar los efectos del daño por ionización en óxidos gruesos y su influencia sobre el Silicio subyacente. Por otra parte, el transistor LDMOS presenta una demanda creciente para su uso en aplicaciones sometidas a altas dosis de radiación (experimentos de FAE) como parte de los sistemas de gestión de alimentación y distribución de potencia. Además, cabe destacar que el grupo de dispositivos de potencia del IMB-CNM posee una amplia experiencia en el diseño y optimización de transistores LDMOS para distintas aplicaciones [158–163], lo que permite abordar este estudio sobre una sólida base de conocimiento.

2.3.1. Transistor LDMOS

Los transistores LDMOS son dispositivos de potencia de gran uso en aplicaciones de radio-frecuencia (RF), gracias a que son capaces de ofrecer una notable ganancia y una excelente eficiencia en un amplio rango de frecuencias (0.8-2.2 GHz) [158,164]. Además son fácilmente integrables en un proceso tecnológico CMOS estándar en Silicio y su fabricación es compatible con tecnologías más avanzadas tipo SOI (*Silicon on Insulator*) o SiGe. Esta facilidad de integración, unida a sus altas prestaciones, ha hecho que los transistores LDMOS hayan ido sustituyendo progresivamente a la tecnología bipolar en muchas aplicaciones, especialmente como interruptores de potencia con alta velocidad de conmutación.

El transistor LDMOS está basado en la estructura MOSFET convencional, a la que se incorpora un drenador extendido mediante la inclusión de una región poco dopada, LDD (*Light-Doped Drain*) o *región de deriva*, entre el contacto de drenador y el canal MOS del transistor. La Figura 2.5 muestra de forma esquemática la sección transversal de un transistor LDMOS de RF [158] con una capacidad en tensión en el rango de los 100 V: se observa una región de deriva poco dopada, *N-drift*, conectando la difusión de drenador altamente dopada, N^+ , con la difusión *P-body*, en la cual se formará un canal conductor cuando la tensión en el electrodo de puerta supere un cierto valor umbral, V_{th} . La presencia de esta región de deriva hace posible que el transistor pueda alcanzar tensiones de operación más altas, manteniendo una longitud de canal corta. De esta forma, la capacidad en tensión del transistor, definida por el valor de su tensión de ruptura, V_{BD} , dependerá de la carga y la longitud de la región LDD.

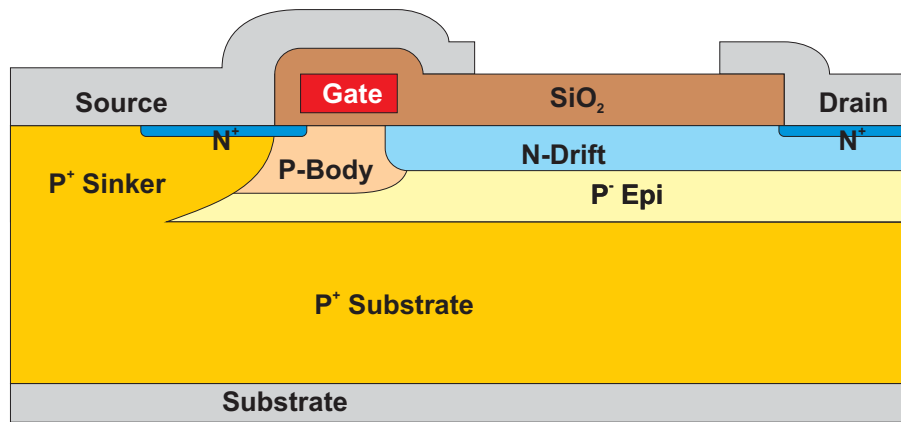


Figura 2.5: Sección transversal esquemática de un transistor LDMOS tipo N, típico para aplicaciones de RF, con una capacidad en tensión en el rango de los 100 V.

Al contrario de lo que ocurre en otros dispositivos de potencia, con arquitecturas verticales, el contacto de drenador del transistor LDMOS se sitúa en la superficie del dispositivo, dando lugar a una arquitectura lateral con conducción eminentemente superficial, puesto que la corriente fluye lateralmente desde el drenador hasta la fuente, a través de la región de deriva. Mientras la región de canal controla el flujo de corriente del transistor, la región de deriva actúa como una resistencia variable en función de la tensión aplicada en el drenador y en la puerta. La resistencia total en conducción, R_{ON} , viene expresada por la suma de la resistencia del canal, R_{ch} , y la de la región de deriva, R_{LDD} :

$$R_{ON} = R_{ch} + R_{LDD} \quad (2.27)$$

El modo de operación de un transistor LDMOS es idéntico a su análogo vertical (VDMOS), siendo la región de canal la que determina sus características más relevantes: tensión umbral, V_{th} , transconductancia, g_m o frecuencia de corte, f_T . Sin embargo, la región de deriva tiene una influencia fundamental sobre los valores de R_{ON} y V_{BD} . De hecho, existe un compromiso entre estos dos valores, ya que aquellos parámetros de la región LDD que incrementan la capacidad en tensión (mayor longitud y menor dopado) tienden a incrementar también el valor de R_{ON} . Equilibrar el compromiso entre R_{ON} y V_{BD} se convierte así en uno de los objetivos fundamentales durante la optimización de un transistor LDMOS de altas prestaciones.

Distribución del campo eléctrico en un transistor LDMOS: Para tensiones de puerta, V_{GS} , cercanas a la tensión umbral, la influencia de la región de deriva es pequeña y el comportamiento del transistor LDMOS puede modelarse como el de un MOSFET convencional [165]. La región de deriva puede modelarse, a su vez, como una estructura JFET (*Junction-Field-Effect-Transistor*), con el terminal de puerta controlado por la caída de tensión a lo largo de la región de deriva [158, 164].

La distribución de campo eléctrico en la región de deriva varía significativamente en función de las tensiones aplicadas (ver p.ej. [159]): Cuando V_{GS} es ligeramente superior a V_{th} , la tensión aplicada en el drenador, V_{DS} , se sostiene a lo largo de toda la región puerta-drenador, de tal forma que aparece un pico de campo eléctrico al inicio de la región de deriva. Conforme V_{GS} aumenta, el pico de campo eléctrico se desplaza por la región LDD hacia el borde limítrofe con la región de drenador y el transistor LDMOS entra en un régimen de casi-saturación, modelable mediante el mecanismo de *pinch-off* de un JFET. Bajo estas circunstancias, R_{LDD} resulta la contribución más relevante a R_{ON} en la ecuación (2.27). En consecuencia, la corriente de drenador, I_D , se ve afectada casi exclusivamente por la región de deriva y el electrodo de puerta pierde su control sobre la corriente. En otras palabras, la inclusión de la región de deriva degrada la transconductancia del transistor para valores altos de V_{GS} , aunque es fundamental para incrementar la capacidad en tensión del dispositivo.

La variación de la distribución del campo eléctrico con V_{GS} , tan significativa en la región de deriva, es irrelevante en la región de canal, ya que casi toda la tensión aplicada en el drenador cae en la región LDD. Esto permite diseñar transistores LDMOS con una longitud de canal efectiva, L_{eff} , muy corta, puesto que el valor de V_{BD} está determinado por los parámetros de la región LDD.

Por último, el alto campo eléctrico presente en las proximidades de la interfaz Si/SiO₂ hace de los transistores LDMOS dispositivos particularmente vulnerables a los efectos de degradación por *hot carriers* (HCD) y al atrapamiento de portadores bajo el *spacer* en el borde cercano al drenador de la región de puerta, que pueden empeorar las prestaciones del dispositivo. Se precisa, por tanto, de mecanismos que reduzcan la intensidad del pico de campo eléctrico presente en el límite puerta/LDD. El uso de óxidos gruesos de campo tipo LOCOS (*LOCAl Oxidation of Silicon*) sobre la región de deriva, la inclusión de canales no simétricos y la implementación de perfiles de dopaje especiales para la región LDD son algunos de los métodos de corrección documentados, por ejemplo en [166].

Uso de transistores LDMOS en instalaciones de física de altas energías: El estudio de los efectos del daño por ionización sobre transistores LDMOS ha ido creciendo

en interés en los últimos años, puesto que cada vez es más frecuente su uso en condiciones duras de radiación, en aplicaciones espaciales o en las instalaciones de física de altas energías. De hecho, los transistores LDMOS son uno de los mejores candidatos para actuar como interruptores de potencia en los módulos convertidores DC-DC implementados para gestionar la distribución de potencia en la electrónica de lectura del experimento ATLAS en la actualización de alta luminosidad del LHC (HL-LHC) en el CERN. En esta aplicación concreta, se espera que la electrónica asociada se vea sometida a niveles de radiación de hasta 250 Mrad(Si) de TID y fluencias de partículas de hasta $2,5 \times 10^{15} \text{ n}_{eq} \cdot \text{cm}^{-2}$, en daño equivalente a neutrones de 1 MeV [167].

A pesar de que la estructura LDMOS es particularmente sensible a los efectos TID, que afectan fundamentalmente a las capas de óxido y degradan la interfaz Si/SiO₂, existen muy pocos estudios dedicados específicamente a transistores LDMOS irradiados con dosis y fluencias equivalentes tan altas [168, 169]. En este sentido, el trabajo presentado por S. Díez et al., [169], incluye resultados de irradiaciones con gammas sobre transistores LDMOS incluidos en la tecnología de 0.25 μm SGB25V GOD SiGe BiCMOS de IHP Microelectronics [170], muy adecuada para el diseño de convertidores DC-DC [171], ya que permite la integración monolítica de interruptores de potencia (transistores LDMOS) junto con la electrónica de control [168]. Los resultados de las medidas demuestran la robustez de esta tecnología para los requisitos de tolerancia a radiación demandados en el CERN. Los efectos TID documentados consisten en una mínima variación de la tensión umbral, un cambio notable en la resistencia en conducción y una alteración apenas apreciable de la corriente de fugas, I_{leak} , operando por debajo de la tensión umbral del dispositivo. Todos estos fenómenos, pueden entenderse como una modificación de la distribución de campo eléctrico habitual en la región de deriva por efecto del TID sobre la capa de óxido grueso de campo.

2.3.2. Estudio de los efectos del daño por ionización sobre transistores LDMOS de IHP

Como primer paso en la simulación del daño por ionización sobre transistores LDMOS se toman como dispositivos de estudio los transistores presentados por S. Díez, et al. en [169, 172], donde se aportan datos experimentales que permiten cotejar los resultados de la simulación, así como suficientes detalles tecnológicos para asegurar que las estructuras simuladas replican con fidelidad los transistores fabricados, minimizando la dependencia de los resultados de simulación con respecto a parámetros tecnológicos de valor desconocido. La simulación aporta una comprensión de los procesos físicos implicados que no es inmediata a partir de un análisis puramente teórico de los datos experimentales. En concreto, la simulación permite realizar suposiciones de estudio, tales como considerar daño sólo en algunas capas de óxido y no en otras, o individualizar los distintos efectos para estudiar su impacto real sobre el comportamiento del dispositivo irradiado. La discusión y los resultados presentados en este apartado, fueron publicados en [173].

2.3.2.1. Irradiación gamma sobre transistores LDMOS de IHP

Los transistores LDMOS evaluados en este estudio son prototipos de la segunda generación de dispositivos incluidos en el módulo GOD (*Gate Overlapped Drift*) LDMOS de la

tecnología BiCMOS 0.25 μm SGB25V en SiGe de IHP Microelectronics [171]. El módulo GOD LDMOS permite la fabricación de dispositivos de potencia en tecnología BiCMOS estándar, lo que hace esta tecnología muy conveniente para el diseño de convertidores DC-DC (ver [172], para más detalles). La Figura 2.6 muestra la sección transversal esquemática de los transistores de canal N (NLDMOS) y de canal P (PLDMOS), típicos de esta tecnología. Ambos dispositivos presentan un óxido de puerta de 5 nm de espesor y las respectivas regiones de deriva están constituidas por las regiones *n-LDD* y *p-LDD*. Los transistores muestran una capacidad en tensión limitada, con valores de $V_{BD} = 22$ V y -16 V, para el NLDMOS y el PLDMOS, respectivamente, y un ancho de banda bastante amplio, con frecuencias de corte de $f_T = 20$ GHz, para el caso del NLDMOS, y $f_T = 10$ GHz, correspondiente al PLDMOS. Las estructuras de test irradiadas en el experimento descrito en [169] están compuestas de dos celdas $L \times W = 0,6 \times 5 \mu\text{m}^2$, que proporcionan un área total de $6 \mu\text{m}^2$.

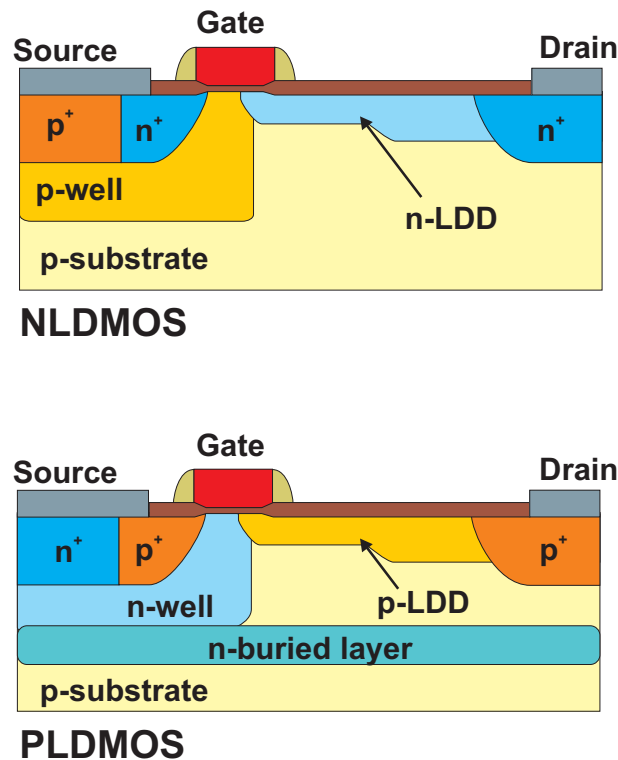


Figura 2.6: Sección transversal esquemática de los transistores LDMOS de IHP Microelectronics estudiados en este trabajo, a partir de datos experimentales recogidos en [169, 172]. Arriba, canal N (NLDMOS); abajo, canal P (PLDMOS).

El experimento de irradiación con rayos γ se llevó a cabo como un complemento a una irradiación con neutrones, tal y como se documenta en [172]. Esta irradiación con neutrones presentaba una cierta cantidad de dosis TID asociada, causada por la radiación γ parásita del reactor. Con el fin de discriminar los efectos causados por el daño por TID, los módulos fueron sometidos a dosis de radiación gamma en niveles similares a los que se esperaban encontrar asociados a la irradiación con neutrones (0.65, 5 y 10 Mrad). Del mismo modo, las condiciones de polarización de los dispositivos reproducían aquellas impuestas en la irradiación de neutrones, con todos los electrodos desconectados el tiempo

| Dispositivo | V_{th} [V] | R_{ON} [$\Omega\mu\text{m}$] |
|-------------|--------------|----------------------------------|
| NLDMOS | 0.58 | 4880 |
| PLDMOS | 0.53 | 12500 |

Tabla 2.4: Valores previos a la irradiación de las principales figuras de mérito de los transistores LDMOS estudiados [173]

que duró la irradiación. Dada la enorme dependencia del daño generado con las condiciones de polarización del dispositivo durante la irradiación, cabe decir que un estudio con los electrodos del transistor conectados a distintas tensiones hubiera aportado más información a la hora de evaluar específicamente el impacto del daño por TID sobre los óxidos del dispositivo. Sin embargo, no se debe olvidar que el objetivo del experimento documentado en [172] no consistía en evaluar concretamente la robustez de los dispositivos frente al daño por TID.

El daño por TID se evaluó a partir de la variación inducida sobre diversos parámetros característicos del transistor. A saber, V_{th} , R_{ON} y el nivel de corriente de fugas, I_{leak} , que fluye entre drenador y fuente, bajo los óxidos de campo, cuando el transistor está polarizado por debajo de la tensión umbral. Las variaciones se cuantificaron en términos absolutos en el caso de V_{th} ($\Delta|V_{th}| = |V_{th-post} - V_{th-pre}|$) o en términos relativos para R_{ON} ($\Delta R_{ON} = (R_{ON-post} - R_{ON-pre})/R_{ON-post}$). Los valores de I_{leak} se presentaron normalizados por la anchura del dispositivo, W . La Tabla 2.4 recoge los valores previos a la irradiación (marcados con el subíndice *-pre*) para los transistores NLDMOS y PLDMOS irradiados.

Los resultados experimentales demostraron una escasa influencia del daño por TID sobre I_{leak} . Incluso sometiendo el dispositivo a los niveles de dosis más elevados, apenas se apreció variación en la corriente de fugas, tal y como muestra la Figura 2.7(c). Por el contrario, las variaciones de V_{th} y R_{ON} , mostradas en las Figuras 2.7(a) y 2.7(b), respectivamente, demuestran un efecto notable del TID recibido en los óxidos del dispositivo. Especialmente significativas son las variaciones inducidas en el dispositivo de canal P, para el cual se documentó una variación de hasta un 30 % en R_{ON} y una modificación de hasta 60 mV en V_{th} tras la irradiación.

Un análisis inicial de los resultados recopilados en la Figura 2.7 permite extraer algunas conclusiones respecto a la distinta sensibilidad al daño por TID de las diferentes capas de óxido presentes en los transistores LDMOS:

- El óxido de puerta de 5 nm de espesor no debería ser el principal responsable de las variaciones encontradas. La absorción de TID en este óxido podría llegar a generar una cierta cantidad de carga. Sin embargo, se espera una rápida evacuación de la misma por efecto túnel. No parece, por tanto, factible la permanencia en el óxido de una cantidad de carga atrapada suficiente para modificar la distribución de campo eléctrico en el dispositivo hasta los niveles necesarios para inducir las variaciones en V_{th} y R_{ON} observadas.
- Por otra parte, el efecto del daño por TID sobre los óxidos gruesos de campo, en la región de deriva, tampoco parece tener una gran influencia en el comportamiento del transistor, como demuestra la escasa variación de I_{leak} observada en los resultados

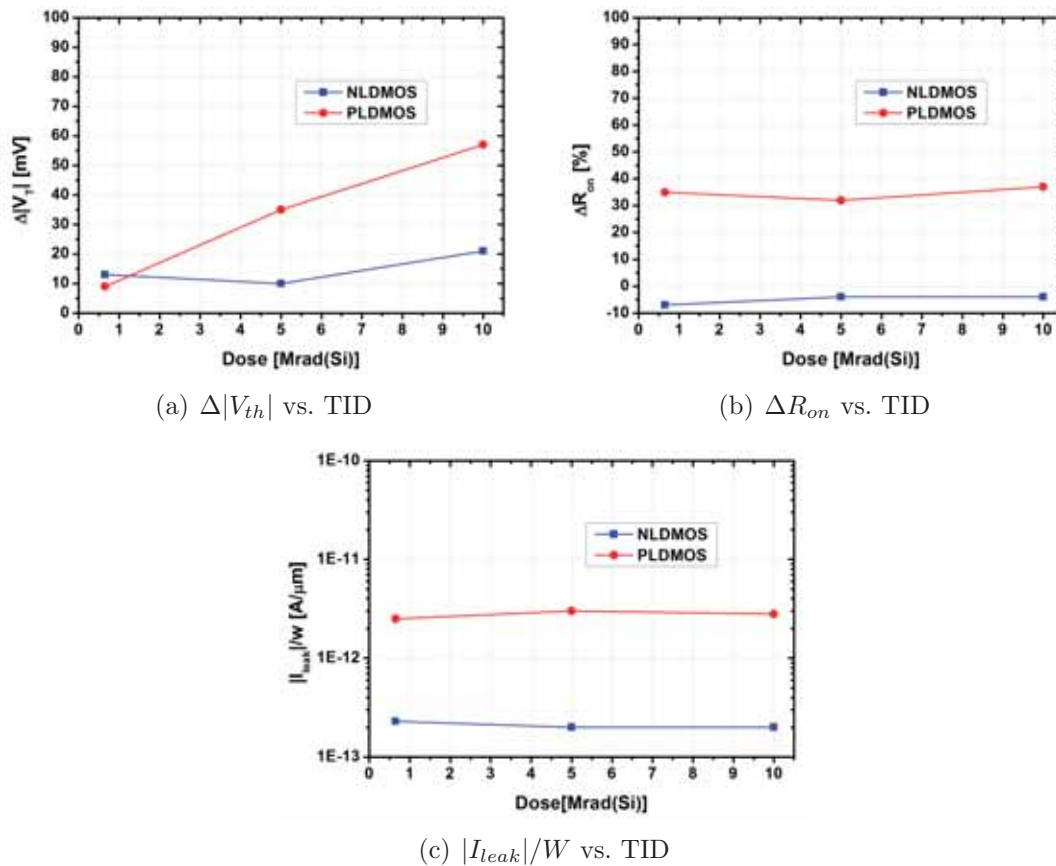


Figura 2.7: Variaciones medidas en los principales parámetros característicos de los transistores LDMOS de IHP tras la irradiación con fotones γ a distintas dosis.

experimentales.

- Se llega, por tanto, a la conclusión de que el óxido grueso situado sobre la región de deriva del transistor, debe ser el principal responsable de las modificaciones inducidas por la radiación sobre los parámetros característicos de estos dispositivos.

El estudio por simulación permitirá discriminar la relevancia del daño introducido en el óxido de la región de deriva del dispositivo y analizar su influencia con un mayor detalle.

2.3.2.2. Simulación del daño por ionización en transistores LDMOS de IHP sometidos a una irradiación gamma

De acuerdo con el diagrama de flujo representado en la Figura 2.4, el primer paso en el procedimiento de simulación del daño por TID sobre un dispositivo MOS, consiste en extraer la distribución de campo eléctrico en los óxidos del dispositivo en condiciones previas a la irradiación. Para ello se hace uso del simulador de elementos finitos sobre una estructura bidimensional, diseñada teniendo en cuenta la mayor cantidad de detalles tecnológicos posibles. En este caso, además, esta primera iteración sirve para evaluar la

validez del método de simulación, puesto que los valores simulados para los principales parámetros de operación del dispositivo pueden cotejarse con datos experimentales.

Las estructuras bidimensionales de los transistores NLDMOS y PLDMOS de IHP fueron generadas mediante la herramienta de diseño tecnológico del paquete de *Synopsys Sentaurus TCAD, Sentaurus Process*, a partir de ficheros proporcionados por el propio fabricante. Las estructuras resultantes se adaptaron posteriormente con el editor *Sentaurus Device Editor*, para facilitar la convergencia numérica de la simulación eléctrica del dispositivo.

La simulación eléctrica se llevó a cabo mediante la herramienta *Sentaurus Device*, sin considerar ningún efecto derivado del daño por TID en esta primera iteración. La Figura 2.8 muestra evolución de la corriente de drenador, I_{DS} , en función de las tensiones aplicadas sobre los distintos electrodos del transistor NLDMOS. En concreto, la curva $I_{DS} = f(V_{GS})$, representada en la Figura 2.8(a), fue extraída mediante un barrido en V_{GS} entre 0 y 2.5 V, manteniendo V_{DS} a un valor constante de 0.05 V. De esta forma, se replicaron las condiciones experimentales que permitieron extraer el valor de V_{th} registrado en la Tabla 2.4. De manera análoga, la curva $I_{DS} = f(V_{DS})$, representada en la Figura 2.8(b), fue simulada considerando una tensión constante en la puerta $V_{GS} = 2.5$ V, tal y como se hizo en la medida que permitió calcular el valor R_{ON} de la Tabla 2.4.

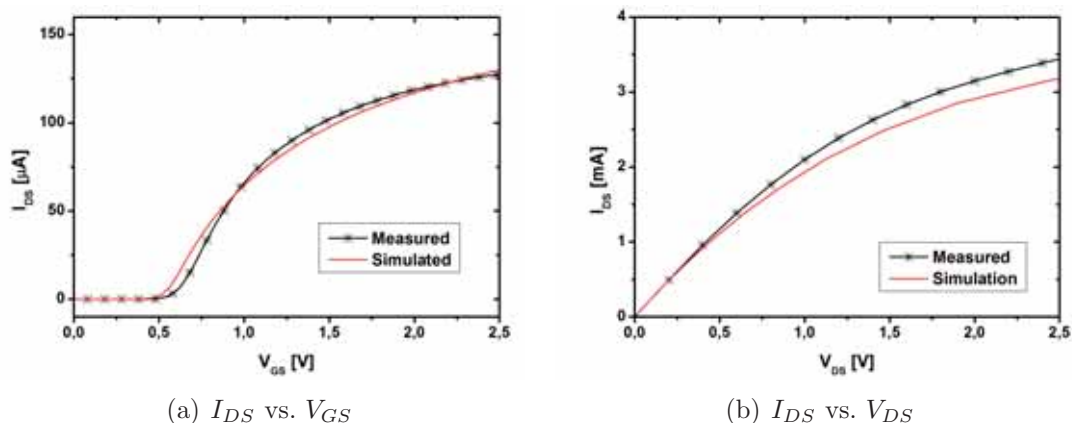


Figura 2.8: Corriente de drenador, I_{DS} en función de (a) la tensión de puerta, V_{GS} , y (b) la tensión de drenador, V_{DS} , calculada mediante el modelo de simulación (línea sólida), cotejada con los datos experimentales (línea con símbolos) medidos en el transistor NLDMOS de IHP antes de la irradiación.

Las curvas obtenidas por simulación se ajustan con bastante precisión a los resultados experimentales, permitiendo extraer los siguientes valores: $V_{th} = 0.51$ V y $R_{ON} = 4881 \Omega \cdot \mu\text{m}$. El ligero desplazamiento en el valor de V_{th} respecto al recogido en la Tabla 2.4 puede deberse a la acumulación de una cierta densidad de trampas en la interfaz Si/SiO₂ durante el proceso de fabricación, cuya cantidad difiere probablemente de un dispositivo a otro. Aunque las estructuras simuladas parten de modelos TCAD refinados, proporcionados y validados por el propio fabricante, no dejan de tener un carácter genérico, de tal forma que no pueden considerar las características particulares de cada dispositivo fabricado. En este sentido, las simulaciones podrían incluir una cierta densidad de trampas de interfaz de origen tecnológico que permitiesen ajustar de una forma más precisa las curvas experimentales. Sin embargo, la incertidumbre en cuanto a la naturaleza y dimensión de estos

defectos tecnológicos y, sobre todo, su variabilidad para cada dispositivo particular hace recomendable no incluirlas en el cálculo. Por otro lado, los efectos del daño por TID se expresan en términos de variaciones relativas de los parámetros, por lo que un desplazamiento en el valor previo a la irradiación no parece tan relevante.

Uno de los objetivos fundamentales del primer paso del procedimiento de simulación descrito en la Figura 2.4 es el cálculo de la distribución de campo eléctrico en las capas de óxido del dispositivo en la situación previa a la irradiación. Este cálculo es vital en un transistor LDMOS, en el cual esta distribución no es ni mucho menos uniforme. Así, por ejemplo, no puede considerarse un valor constante de f_Y para todas las regiones de óxido, sino que se debe ir modulando en función de la intensidad del campo eléctrico en cada punto.

Sentaurus TCAD proporciona una distribución continua de los valores de campo eléctrico. Sin embargo, una distribución continua no es manejable en los siguientes pasos del procedimiento de cálculo. Estrictamente, el simulador sólo calcula los valores del campo eléctrico en los nodos de la red de discretización y extrapola los intervalos. En cualquier caso, una distribución que generalmente considera decenas de miles de puntos en una buena red de discretización, no es manejable en los cálculos externos al simulador. Reducir la densidad de la red de discretización no es prudente, porque se reduciría la precisión y podrían surgir problemas de convergencia. Para hacer manejables los cálculos, lo más conveniente es considerar únicamente el valor del campo eléctrico en ciertos nodos, que de alguna manera sean representativos de la región circundante. De esta forma, se realiza una discretización del campo eléctrico, seleccionando un número limitado de nodos de simulación a lo largo de las capas de óxido del dispositivo. Las distintas capas de óxido de la estructura LDMOS simulada se han dividido en bloques como muestra la Figura 2.9: 4 bloques para el óxido de la región de puerta (*Gate Oxide*) y 5 para el de la región de deriva (*Drift Oxide*). Además, el óxido del *spacer* (*SPC*) se ha considerado individualmente como un único bloque. Por su parte, los óxidos de campo no se han incluido en los cálculos, ya que las medidas de I_{leak} (Figura 2.7(c)) pusieron de manifiesto la escasa influencia de estos óxidos en el funcionamiento del dispositivo irradiado. En cada bloque se ha situado un nodo de simulación cerca de la interfaz Si/SiO₂ con el fin de registrar el valor de campo eléctrico.

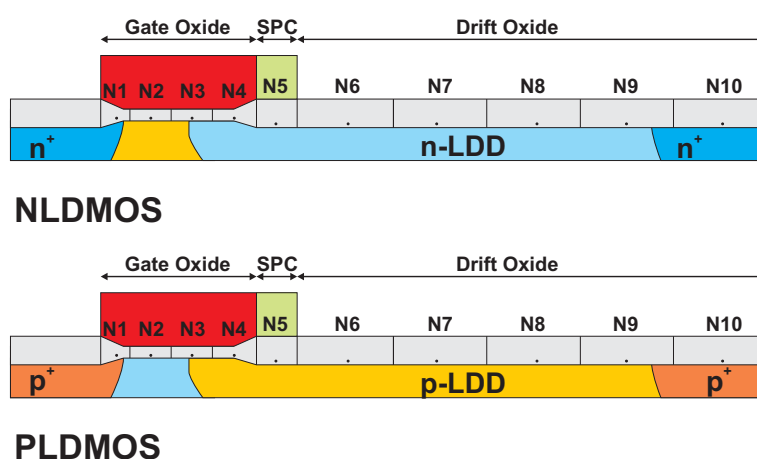


Figura 2.9: Representación de las capas de óxido del transistor LDMOS divididas en cajas idénticas con un nodo de simulación cercano a la interfaz Si/SiO₂.

El valor del campo eléctrico en cada nodo se utilizó para calcular $f_Y(E_{ox})$ en cada

| Parámetro | NLDMOS | PLDMOS |
|------------------------------------------------|-------------------|-------------------|
| f_{ot} [1] (gate oxide) | 0.01 | 0.01 |
| f_{ot} [1] (drift oxide) | 0.2 | 0.2 |
| a_{it} [cm ⁻² rad ⁻¹] | $1,7 \times 10^4$ | $2,5 \times 10^4$ |

Tabla 2.5: Valores de los parámetros f_{ot} y a_{it} ajustados experimentalmente.

bloque de óxido, de acuerdo con la ecuación (2.15). A continuación, se procedió al cálculo de N_{ot} según la ecuación (2.18). Allí, f_{ot} se consideró un parámetro de simulación cuyo valor debería ser ajustado por medio de un cotejo con los resultados experimentales, de tal forma que se pudiese reproducir fielmente el comportamiento del dispositivo.

Los valores calculados de N_{ot} se introdujeron en el código de *Sentaurus TCAD* en forma de concentraciones de carga fija en cada bloque de óxido. En aquellas circunstancias en las que la dosis de irradiación superase el valor D_{crit} , se adoptó el criterio de $N_{ot} = N_{ot}(D_{crit})$, reflejando la saturación de la carga fija acumulada bajo estas circunstancias.

Por último, la degradación de la interfaz del dispositivo mediante la acumulación de N_{it} , se incluyó también en el modelo del dispositivo irradiado, considerando la distribución de trampas descrita en la Sección 2.2.2 cuya dependencia con el TID venía expresada en la ecuación (2.21). El coeficiente a_{it} queda, nuevamente, como un parámetro de simulación, ajustable mediante cotejo con los datos experimentales.

El comportamiento de los transistores LDMOS tras la irradiación fue simulado considerando los valores de N_{ot} y N_{it} calculados por medio de las ecuaciones (2.18) y (2.21), respectivamente. Los parámetros de simulación f_{ot} y a_{it} se ajustaron en comparación con los resultados experimentales, de tal forma que sus valores quedaron establecidos tal y como se recogen en la Tabla 2.5, con dos valores distintos de f_{ot} para el óxido de puerta y para el óxido de la región de deriva.

Como se comentó previamente, no se espera una gran acumulación de carga fija en el óxido delgado de la región de puerta, de tan solo 5 nm de espesor, ya que los huecos generados son rápidamente evacuados por efecto túnel. En este sentido, la primera consideración fue despreciar completamente los efectos de la carga fija en el óxido de puerta, considerando $f_{ot} = 0$ en toda su extensión. Sin embargo, el cotejo con los datos experimentales, indicó la conveniencia de incluir un valor pequeño pero no nulo de $f_{ot} = 0.01$, que tuviese en cuenta la carga fija acumulada en el ensanchamiento en forma de pico de pájaro en los extremos del óxido de puerta. El valor de f_{ot} para el óxido de la región de deriva se fijó a 0.2, indicando que alrededor del 80 % de la carga generada es evacuada en los primeros instantes tras la irradiación de esta capa de óxido más gruesa.

Al contrario de lo que ocurre con el parámetro f_{ot} , a_{it} muestra valores distintos para el transistor NLDMOS y su correspondiente tipo P, como consecuencia de la influencia del tipo de dopado en la formación de las trampas. Los valores de a_{it} listados en la Tabla 2.5 son más bajos que los propuestos por K. Petrosjanc et al. en su modelo [148]. Se trata de un hecho esperado, puesto que la mayor calidad en los procesos de crecimiento de los óxidos implementados por IHP en estos dispositivos reducen la cantidad de trampas generadas por efecto de la radiación.

La variación en los parámetros característicos $\Delta|V_{th}|$ y ΔR_{on} en función de la dosis

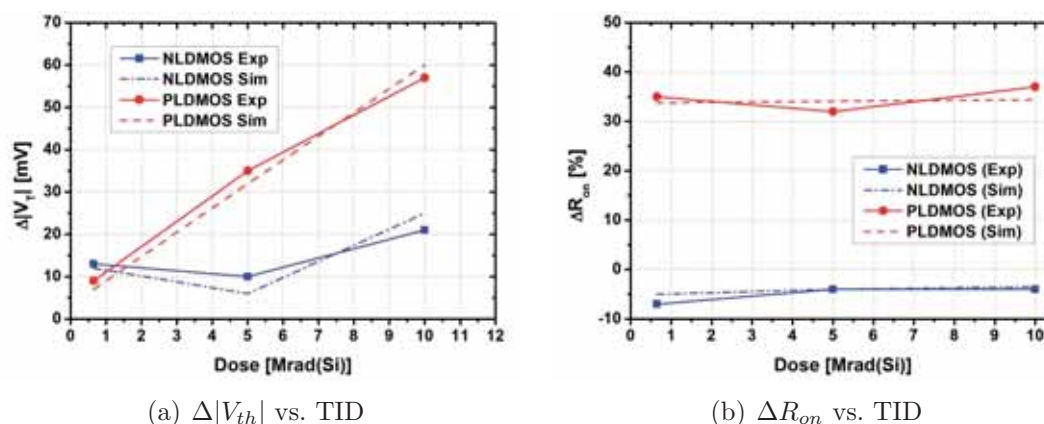


Figura 2.10: Variaciones en los principales parámetros característicos de transistores LDMOS de IHP tras la irradiación con fotones γ simuladas para distintos valores de TID y cotejados con los datos experimentales.

recibida, se muestra en la Figura 2.10 para las estructuras LDMOS simuladas. Es reseñable como en la Figura 2.10(a) se ha replicado el efecto observado experimentalmente sobre el transistor NLDMOS, consistente en un descenso inicial en la tensión umbral seguido por un aumento progresivo al aumentar la dosis de irradiación. Este efecto, habitualmente referido como *efecto rebote* (*rebound effect*) está ampliamente documentado en la literatura (ver, p.ej. [41]). El desplazamiento inicial de V_{th} hacia valores negativos viene inducido por la acumulación de N_{ot} . A medida que la dosis aumenta, el efecto antagónico de las trampas de interfaz se vuelve progresivamente más importante y la curva característica I_{DS} vs. V_{GS} sufre un desplazamiento paralelo hacia valores positivos (ver Figura 2.11(a)). El efecto rebote no ocurre en los dispositivos tipo P, ya que en ese caso la acumulación tanto de N_{ot} como de N_{it} provocan un desplazamiento hacia valores negativos de V_{th} (ver Figura 2.12(a)). También los valores simulados de ΔR_{ON} reproducen los datos obtenidos experimentalmente (Figura 2.10(b)), corroborando la validez del ajuste de los parámetros f_{ot} y a_{it} . La concordancia es especialmente relevante al constatar también por simulación la mayor sensibilidad de los transistores PLDMOS al daño por TID, ya que mientras en el caso del NLDMOS las variaciones de R_{on} nunca superan el 5%, en el caso del PLDMOS, tanto la simulación como los datos experimentales, reflejan una variación por encima del 35 % para las dosis más altas de irradiación gamma consideradas.

El procedimiento de simulación no sólo permite reproducir la variación relativa de los parámetros característicos observada experimentalmente, sino que también permite replicar los desplazamientos inducidos por el daño por ionización en las curvas características I-V. Así puede observarse en las Figuras 2.11 y 2.12, donde se han representado las curvas I_{DS} vs. V_{GS} obtenidas por simulación para los dispositivos NLDMOS y PLDMOS irradiados con distintas dosis, comparadas con las correspondientes medidas experimentales.

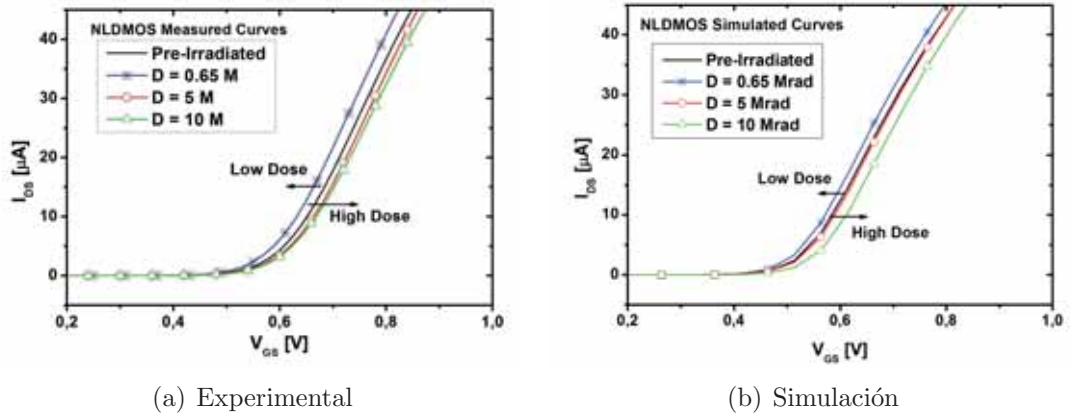


Figura 2.11: Característica I_{DS} vs. V_{GS} experimental (a) y simulada (b) para distintas dosis de irradiación sobre el dispositivo NLD MOS.

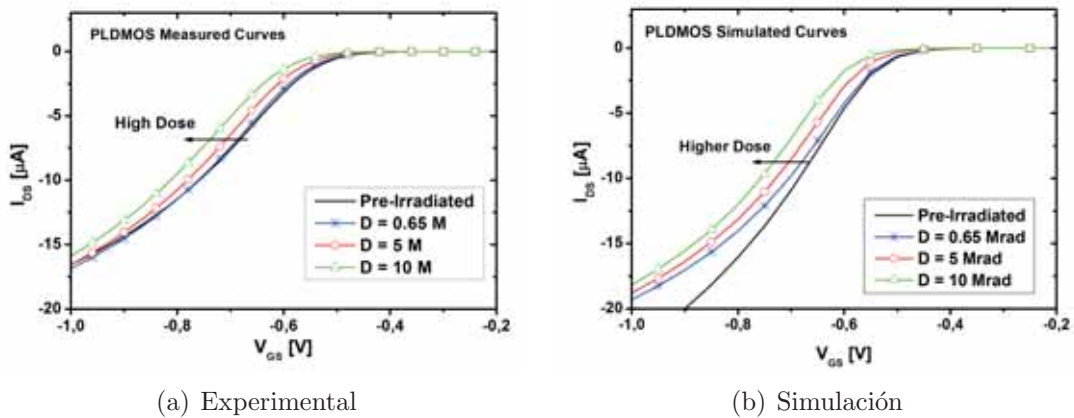


Figura 2.12: Característica I_{DS} vs. V_{GS} experimental (a) y simulada (b), para distintas dosis de irradiación sobre el dispositivo PLD MOS.

2.3.3. Estudio de los efectos del daño por ionización sobre transistores LDMOS de RF

El trabajo desarrollado en el apartado anterior sobre transistores LDMOS de IHP ha servido para validar el procedimiento de simulación propuesto en la Sección 2.2.2. La disponibilidad de una información tecnológica detallada ha permitido trabajar sobre estructuras fieles al dispositivo real, de tal forma que el cotejo con los resultados experimentales aportados en [169, 172] se ha podido realizar con una precisión elevada. Como ha quedado demostrado, al facilitar el estudio de las distintas regiones del dispositivo de una forma individualizada, la simulación permite aislar problemas, identificando las zonas más sensibles al daño por ionización. No obstante, los dispositivos estudiados no son los más idóneos a la hora de evaluar todos los efectos derivados de la introducción de daño por ionización en los óxidos de un dispositivo MOS. En concreto, el reducido espesor del óxido de puerta y la corta longitud de la región de deriva (comparable a $L_{channel}$) hacen que estos transistores

resulten notablemente resistentes al daño por ionización. De hecho, los datos experimentales corroboran que son necesarias dosis por encima de los Mrad, para encontrar variaciones apreciables en V_{th} y R_{ON} y que, más aún, ni siquiera estas dosis elevadas son suficientes para apreciar cambios en el valor de V_{BD} de los transistores de IHP.

Por lo tanto, resulta conveniente ampliar el estudio sobre los transistores LDMOS, considerando un dispositivo con una región de deriva más extensa. Los transistores LDMOS de radio frecuencia (RF-LDMOS) suelen presentar una mayor extensión en región de deriva, que les permite alcanzar una tensión de ruptura en el rango de los 80 V, muy útil para aplicaciones de estación base de telefonía móvil. El Grupo de Dispositivos de Potencia del IMB-CNM tiene una dilatada experiencia en el diseño, fabricación y evaluación de este tipo de transistores, habiendo estudiado en detalle un buen número de configuraciones [158–163, 174]. Desafortunadamente, ninguno de estos dispositivos ha sido sometido a una campaña de irradiación de la que poder extraer datos experimentales. Los resultados presentados a continuación comprenden, por tanto, datos extraídos exclusivamente mediante simulación. No obstante, la ausencia de datos experimentales para su cotejo, se compensa parcialmente con la libertad para diseñar experimentos más apropiados para analizar con mayor detalle el alcance del daño según las distintas configuraciones del dispositivo.

De este modo, se ha elegido trabajar sobre dos diseños, dotados de un óxido de deriva lo suficientemente extenso como para sufrir variaciones significativas en la distribución del campo eléctrico antes y después de la irradiación. El primero de ellos se corresponde con un transistor RF-LDMOS convencional, mientras que el segundo incluye una solución tecnológica diseñada con la finalidad de suavizar la degradación por *hot carriers*. De cara al estudio que nos compete, ambos diseños son útiles porque presentan espesores de óxido distintos en la región de deriva que permiten evaluar el impacto de este parámetro sobre la robustez del dispositivo frente al daño por ionización. Por otra parte, se ha decidido considerar dos espesores de óxido de puerta realistas: $t_{ox} = 5$ nm y $t_{ox} = 25$ nm, para cada diseño. En el primero de ellos, la acumulación de carga fija en el óxido puede considerarse nula gracias a la alta eficiencia de la evacuación por efecto túnel ($f_{ot} = 0$). En el segundo caso, la eficiencia de los procesos de evacuación disminuirá considerablemente y f_{ot} será necesariamente mayor. Para proceder con una simulación realista, el cambio en t_{ox} implica a su vez una modificación en el nivel de dopado en el canal del transistor, de tal forma que ambos diseños presentan una tensión de puerta comparable. A falta de datos experimentales contra los cuales cotejar los resultados de simulación, los parámetros libres de simulación f_{ot} y a_{it} no pueden ajustarse con la precisión deseada. Como punto de referencia se ha decidido hacer uso de los valores obtenidos en la Sección 2.3.2 para los transistores LDMOS de IHP, listados en la Tabla 2.5.

En resumen, el estudio presentado a continuación ha permitido evaluar dependencias que en la Sección 2.3.2 quedaban impuestas por las condiciones experimentales de irradiación. De esta forma se estudian aquí menores dosis de irradiación, distintas condiciones de polarización de los transistores durante la irradiación, al tiempo que se extiende el estudio hacia una nueva figura de mérito (la variación de V_{BD}), para completar el análisis de la degradación de los transistores LDMOS como consecuencia del daño por ionización.

2.3.3.1. Estructuras LDMOS de RF para la simulación del daño por ionización

La Figura 2.13 muestra la sección transversal de los dos diseños de transistores LDMOS analizados. El primer diseño (a) corresponde a un transistor RF-LDMOS convencional, cuya región de deriva, N_{drift} , presenta una longitud $L_{DDD} = 7 \mu\text{m}$, para alcanzar una $V_{BD} > 120$ V. El segundo diseño (b) corresponde a un transistor LUDMOS, con una trinchera de óxido (STI, *Shallow Trench Isolation*) embebida en la región de deriva.

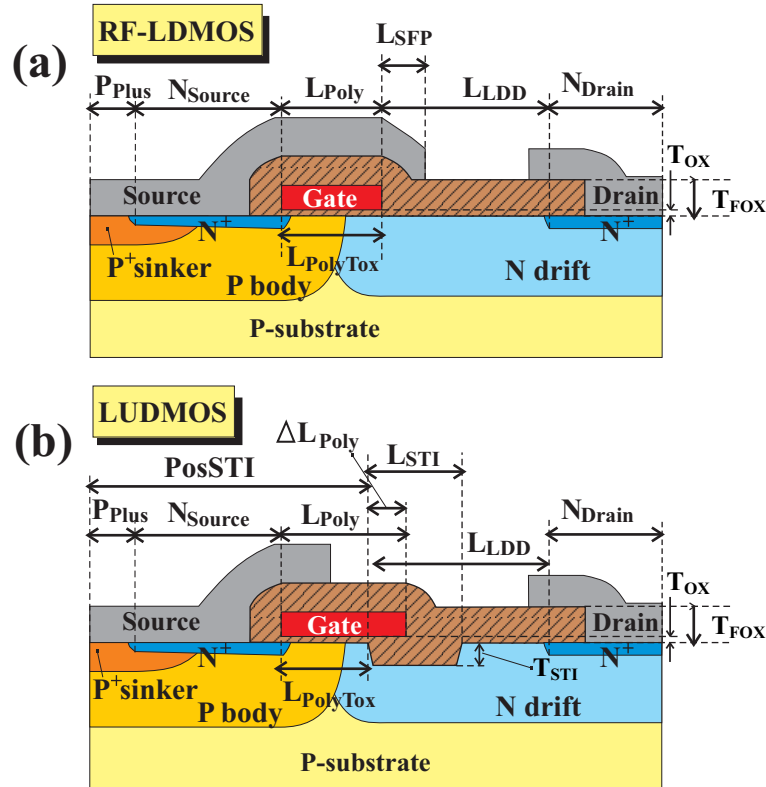


Figura 2.13: Sección transversal de los dos diseños LDMOS modelados: (a) RF-LDMOS y (b) LUDMOS

Los dos diseños, desarrollados en colaboración con *ATMEL Corporation* [175] (ver p.ej. [158]), responden a un esfuerzo de optimización de la estructura LDMOS convencional para su uso como interruptor de potencia de alta frecuencia. Además del balance siempre presente entre R_{ON} y V_{BD} , en el diseño de estos dispositivos debía tomarse en consideración mecanismos que redujeran la degradación por *hot carriers* (HCD). El efecto HCD está relacionado directamente con la generación de electrones de alta energía cerca de la interfaz Si/SiO₂ del canal, por procesos de ionización por impacto inducidos por los intensos campos eléctricos presentes en esta región del transistor. La reducción del efecto HCD puede conseguirse bien por medio de una placa de campo desde el electrodo de fuente (SFP) sobre el óxido de deriva (como en el caso del RF-LDMOS de la Figura 2.13), o bien introduciendo una trinchera superficial (STI) en la región de deriva (como en el caso de la estructura LUDMOS). En ambos casos, el campo eléctrico se distribuye de una forma más uniforme a lo largo de la región de deriva del transistor, reduciendo la intensidad del pico

de campo eléctrico cerca del canal [161, 174]. Por otra parte, la presencia de la trinchera STI reduce también el área de solapamiento de la puerta sobre la difusión N-drift, disminuyendo considerablemente la concentración de carga en la puerta necesaria para completar la puesta en conducción del transistor [174].

En ambos diseños se ha escogido una longitud de la región de deriva de $L_{LDD} = 7 \mu\text{m}$, con una longitud total de la celda de $11.5 \mu\text{m}$ y una longitud de canal $L_{Channel} = 2 \mu\text{m}$. En el caso de la estructura RF-LDMOS, la longitud de la puerta de poly-silicio, L_{Poly} es de $2.5 \mu\text{m}$. Para el diseño LUDMOS, la trinchera STI presenta una longitud $L_{STI} = 4 \mu\text{m}$, que sólo cubre de forma parcial la región LDD, siendo su profundidad, $T_{STI} = 0,4 \mu\text{m}$. En este caso, la longitud de la puerta de poly-silicio se ha optimizado de tal forma que se extiende sobre el óxido STI ($\Delta L_{Poly} = 1,5 \mu\text{m}$). La tabla 2.6 recoge los valores de los principales parámetros característicos obtenidos a partir de la simulación de los diseños de transistor LDMOS, considerando los dos espesores de óxido, $T_{ox} = 25 \text{ nm}$ y $T_{ox} = 5 \text{ nm}$, que serán objeto de análisis en este estudio.

| Parámetro | RF-LDMOS | | LUDMOS | |
|------------------------|--------------------------|-------------------------|--------------------------|-------------------------|
| | $T_{ox} = 25 \text{ nm}$ | $T_{ox} = 5 \text{ nm}$ | $T_{ox} = 25 \text{ nm}$ | $T_{ox} = 5 \text{ nm}$ |
| V_{th} [V] | 1.30 | 0.60 | 1.20 | 0.65 |
| R_{on} [k Ω] | 36.5 | 41.6 | 31.9 | 29.0 |
| V_{BD} [V] | 153 | 144 | 170 | 167 |

Tabla 2.6: Valores simulados de V_{th} , R_{on} y V_{BD} para las estructuras RF-LDMOS y LUDMOS sin efectos del daño por ionización.

2.3.3.2. Procedimiento de simulación del daño por ionización sobre transistores LDMOS de RF

La simulación del daño por ionización sobre las estructuras RF-LDMOS y LUDMOS sigue el procedimiento resumido en el diagrama de flujo de la Figura 2.4: Dado que el campo eléctrico no se distribuye de forma uniforme en los óxidos de un transistor LDMOS, el primer paso del procedimiento consiste en la determinación por simulación de la distribución de E_{ox} , con la cual calcular el valor de f_Y por medio de la ecuación (2.15). La Figura 2.14 muestra la distribución continua de E_{ox} proporcionada por el simulador *Sentaurus TCAD* en el diseño RF-LDMOS para los casos de $T_{ox} = 5 \text{ nm}$ (línea discontinua) y $T_{ox} = 25 \text{ nm}$ (línea continua), bajo una polarización de $V_{GS} = 4 \text{ V}$ y $V_{DS} = 38 \text{ V}$. Como se muestra, el campo eléctrico es mucho más intenso en el óxido de puerta, especialmente en el caso de $T_{ox} = 5 \text{ nm}$. Sin embargo, la región de deriva presenta una distribución no uniforme de campo eléctrico, con dos picos en los extremos de la misma.

Al no ser manejable una distribución continua en los cálculos que deben realizarse a continuación, se introduce una discretización de la distribución de campo eléctrico seleccionando un número limitado de nodos de simulación a lo largo de las regiones de óxido del transistor, tal y como se hizo en la Sección 2.3.2.2. Como muestra la Figura 2.15, se consideraron 6 bloques para cubrir la longitud del óxido de puerta, mientras que la región

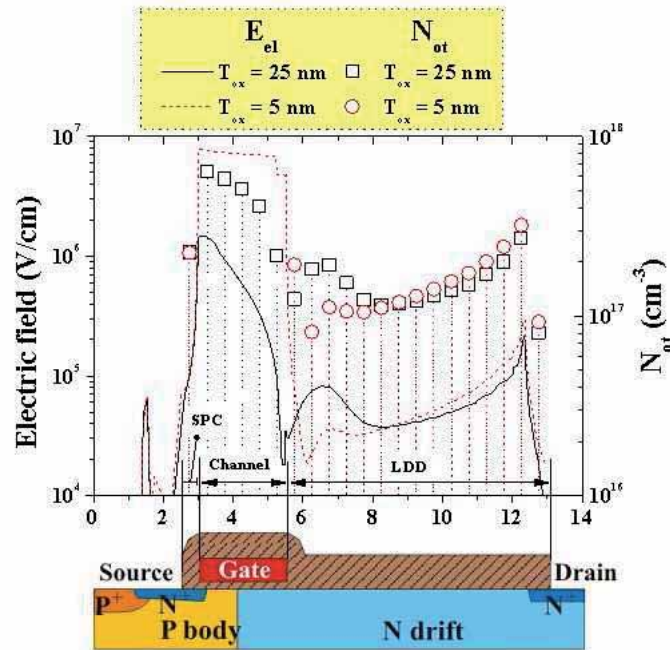


Figura 2.14: Distribución del campo eléctrico simulado y valor calculado de N_{ot} en las capas de óxido del dispositivo RF-LDMOS polarizado con $V_{GS} = 4$ V y $V_{DS} = 38$ V.

de deriva (incluida la zona de STI) fue dividida en 15 bloques. Además se añadió un último bloque para computar el valor del campo eléctrico en el *spacer* del lado de la fuente.

Puesto que en este caso el estudio no está constreñido a unas determinadas condiciones de polarización durante la irradiación, el cálculo del campo eléctrico se llevó a cabo aplicando distintas tensiones en los electrodos del transistor. Así, aunque V_{DS} se mantuvo a un valor fijo de 38 V, se exploraron un rango de valores de V_{GS} entre 0 y 6 V.

El rendimiento de los procesos de recombinación se calculó en cada segmento de óxido mediante la ecuación (2.15) a partir de los valores de E_{ox} extraídos en el primer paso de la simulación. El cálculo final de N_{ot} en cada bloque se completa en la ecuación (2.18) aportando valores para f_{ot} . En el caso del óxido de puerta más delgado se impone que $f_{ot} = 0$. Para el óxido de puerta de espesor $T_{ox} = 25$ nm y para los óxidos de la región de deriva, se ha trabajado con el valor ajustado en la Sección 2.3.2 para los óxidos más gruesos, a saber $f_{ot} = 0,2$. Junto con la distribución de E_{ox} , la Figura 2.14 muestra un ejemplo de los valores de N_{ot} calculados en cada bloque, considerando unas condiciones de alimentación de $V_{GS} = 4$ V y $V_{DS} = 38$ V.

2.3.3.3. Resultados de la simulación del daño por ionización sobre transistores LDMOS de RF

Efecto sobre la tensión umbral: Uno de los principales efectos de la radiación ionizante sobre los dispositivos basados en la estructura MOS es la variación de la tensión umbral con respecto a su valor previo a la irradiación. Es conocido que en los transistores

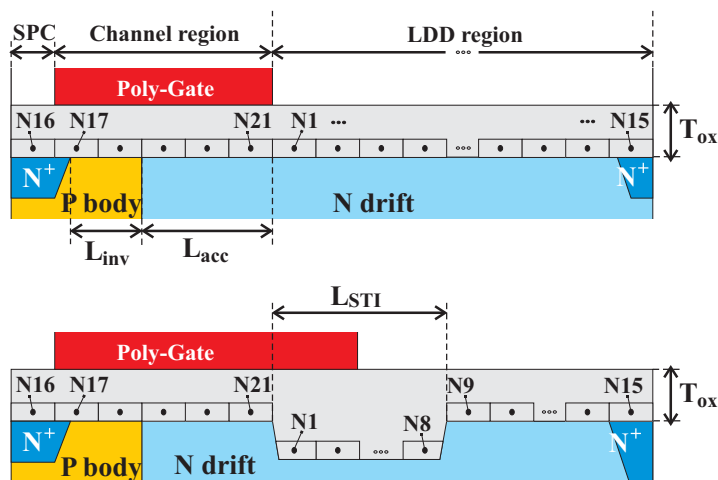


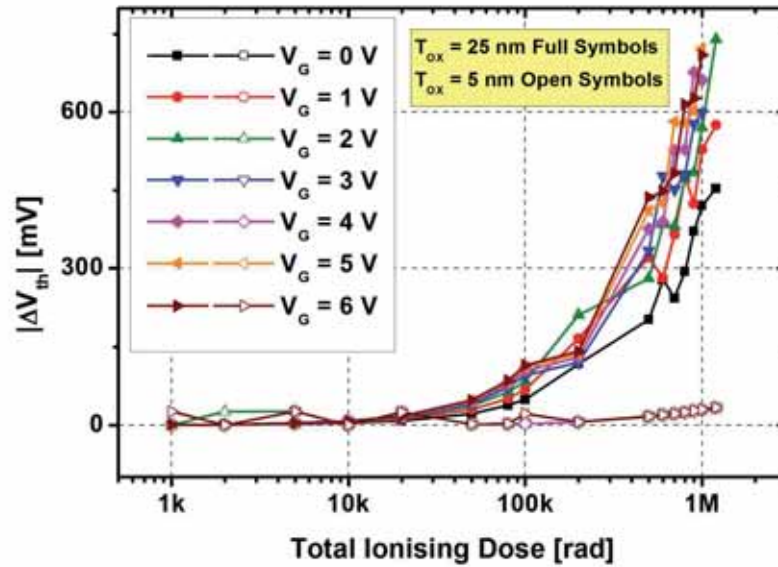
Figura 2.15: Capas de óxido de los dispositivos RF-LDMOS y LUDMOS divididas en 21 bloques idénticos con un nodo de simulación próximo a la interfaz Si/SiO₂.

MOS de canal N convencionales el daño por ionización introduce dos tendencias opuestas sobre la variación en V_{th} [145]: La acumulación de cargas fijas positivas en el óxido de puerta provoca una reducción de V_{th} , mientras que la formación de trampas de interfaz aceptoras tiende a incrementar su valor. En lo que respecta a los transistores LDMOS, se espera un comportamiento análogo [168], puesto que su región de puerta es similar a la de los transistores convencionales.

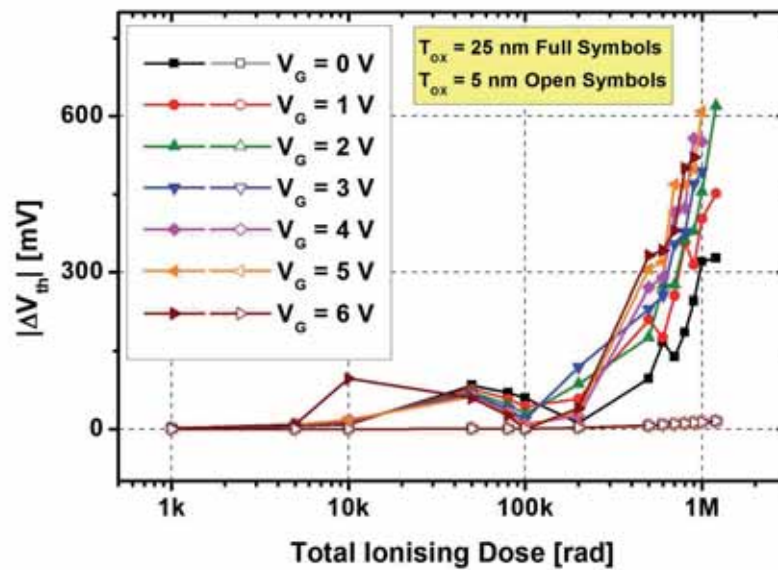
La Figura 2.16 muestra la variación en valor absoluto de la tensión umbral, $|\Delta V_{th}| = |V_{th-post} - V_{th-pre}|$, en función de la dosis ionizante recibida, para los dos diseños simulados: (a) RF-LDMOS y (b) LUDMOS. Al comparar las curvas correspondientes a los transistores con $T_{ox} = 25$ nm (símbolos rellenos) y $T_{ox} = 5$ nm (símbolos vacíos), se puede observar como el daño por ionización acumulado en el óxido de la región de deriva tiene una influencia poco significativa sobre el valor de V_{th} . Como ya se ha mencionado, en estas simulaciones la contribución de las cargas fijas positivas se anula en el óxido de puerta de $T_{ox} = 5$ nm, al fijar $f_{ot} = 0$. De esta forma, sólo el óxido de deriva presenta una cantidad significativa de cargas positivas provenientes del daño por ionización. Sin embargo, tanto en el caso del transistor RF-LDMOS como en el del transistor LUDMOS, $|\Delta V_{th}|$ es prácticamente nula en todo el rango de dosis simuladas. Tan solo el efecto de las trampas de interfaz, considerado igual en todas las capas de óxido independientemente de su espesor, hace posible un moderado incremento de $|\Delta V_{th}|$ para los valores de TID más elevados, próximos a 1 Mrad.

En cambio, cuando $T_{ox} = 25$ nm, el efecto de las cargas positivas acumuladas en el óxido de puerta induce una variación significativa en V_{th} , de hasta 600 mV en el caso del transistor LUDMOS (Figura 2.16(b)) y superior a los 700 mV en el caso del transistor RF-LDMOS (Figura 2.16(a)), para un $TID = 1$ Mrad, lo que, en ambos casos, representa una variación de en torno a un 50% respecto a los valores previos a la irradiación recogidos en la Tabla 2.6.

Las condiciones de polarización durante la irradiación influyen en la cantidad de cargas acumuladas en el óxido, a través de la dependencia del factor f_Y con el campo eléctrico (ecuación (2.15)). La Figura 2.17 muestra el valor de $|\Delta V_{th}|$ en función del valor V_{GS} en



(a) RFLDMOS



(b) LUDMOS

Figura 2.16: Variación en valor absoluto de la tensión umbral, $|\Delta V_{th}|$, en función del TID, para las estructuras (a) RF-LDMOS y (b) LUDMOS simuladas, con óxidos de puerta de $T_{ox} = 25$ nm (símbolos rellenos) y $T_{ox} = 5$ nm (símbolos vacíos).

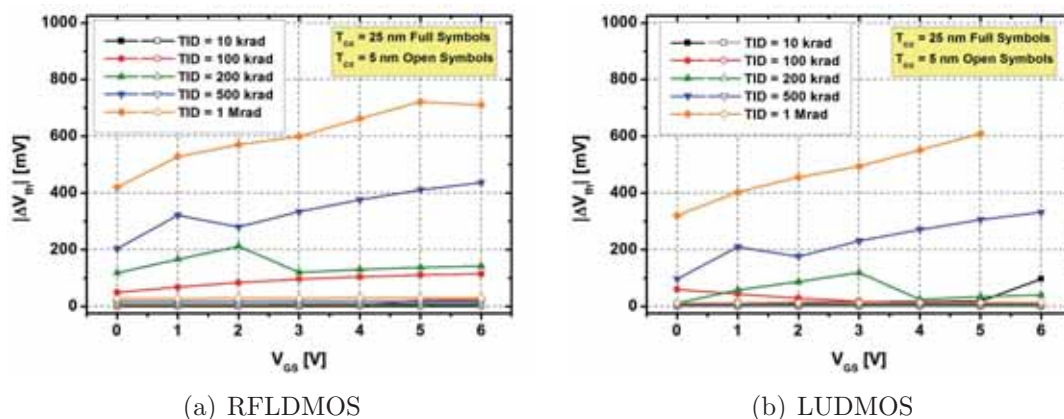
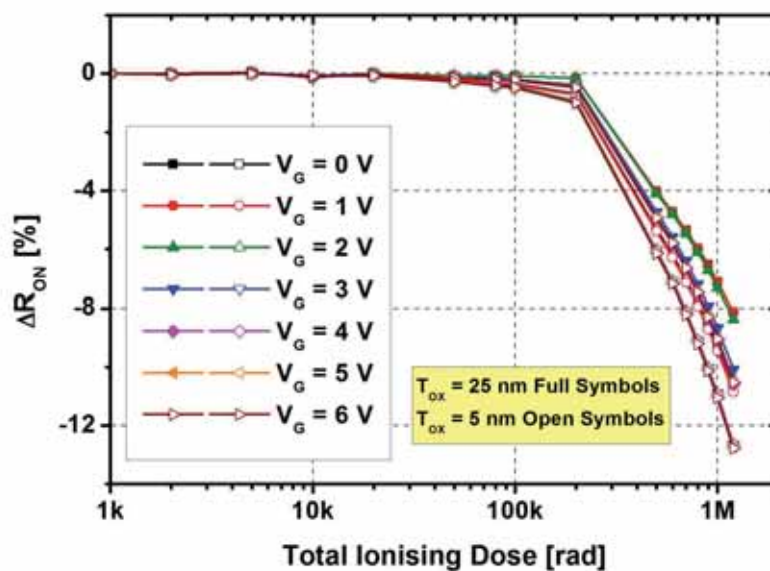


Figura 2.17: Variación de la tensión umbral $|\Delta V_{th}|$ en los transistores (a) RF-LDMOS y (b) LUDMOS, en función del valor de V_{GS} en el momento de la irradiación, para distintas dosis de radiación. Las curvas correspondientes a transistores con $T_{ox} = 25$ nm y $T_{ox} = 5$ nm se han representado con símbolos rellenos y símbolos vacíos, respectivamente.

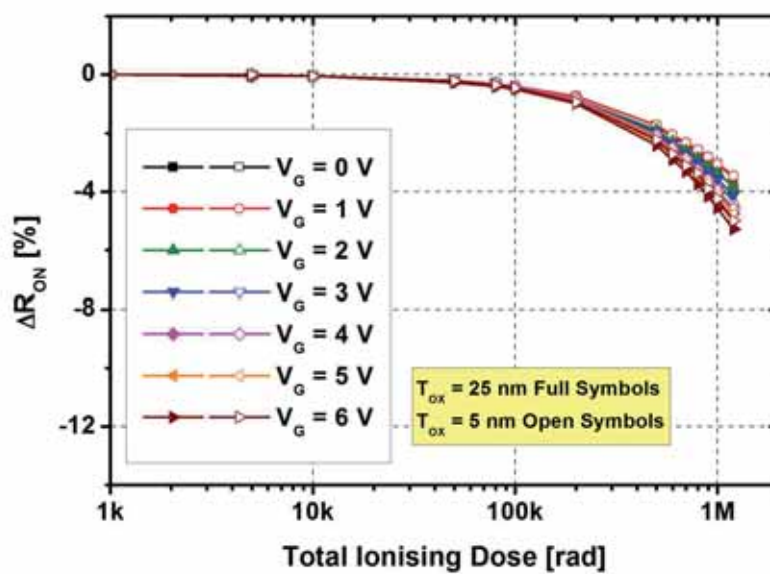
el momento de la irradiación, con $V_{DS} = 38$ V, para distintas dosis de radiación ionizante. Como ya se puso de manifiesto en la Figura 2.16, el valor de $|\Delta V_{th}|$ es prácticamente nulo cuando $T_{ox} = 5$ nm (símbolos vacíos), independientemente de V_{GS} , puesto que toda la carga positiva generada en el óxido de puerta como consecuencia del daño por ionización se asume evacuada por efecto túnel, al considerar $f_{ot} = 0$. En las simulaciones en las que $T_{ox} = 25$ nm (símbolos rellenos), $|\Delta V_{th}|$ tiende a incrementarse con V_{GS} , demostrando que los efectos del daño por ionización son más relevantes cuanto más intenso es el campo eléctrico soportado en el óxido. En este sentido, el transistor LUDMOS muestra una variación en V_{th} más moderada que su análogo RF-LDMOS, gracias a que la presencia de la trinchera STI modera la intensidad del campo eléctrico en la región de canal, disminuyendo la acumulación de cargas positivas en el óxido de puerta del dispositivo.

Efectos sobre la resistencia en conducción: Así como las variaciones inducidas sobre la tensión de ruptura tienen esencialmente su origen en el daño por ionización introducido en la región de puerta de los transistores LDMOS, el daño introducido en la óxido de deriva tiene una influencia mucho más determinante sobre las variaciones en R_{ON} . La Figura 2.18 muestra la variación relativa de la resistencia en conducción $\Delta R_{ON} = (R_{ON-post} - R_{ON-pre}) / R_{ON-pre}$, en función de la dosis ionizante, para las dos estructuras estudiadas: (a) RF-LDMOS y (b) LUDMOS. En ambos casos, el daño introducido por la radiación ionizante no es suficiente para inducir cambios significativos en R_{ON} mientras el TID se mantiene por debajo de 100 krad. Por encima de este valor, el diseño RF-LDMOS se muestra más sensible a la ionización, tal y como se muestra en la Figura 2.18(a), donde el valor de ΔR_{ON} disminuye hasta un 12 % para un $TID = 1$ Mrad. Por el contrario, en la Figura 2.18(b) se observa como ΔR_{ON} apenas alcanza una disminución del 5 % para las dosis más elevadas simuladas sobre la estructura LUDMOS.

Es significativo destacar que el daño introducido en el óxido de puerta tiene un efecto menor sobre ΔR_{ON} , como demuestra el hecho de que las curvas obtenidas para dispositivos



(a) RFLDMOS



(b) LUDMOS

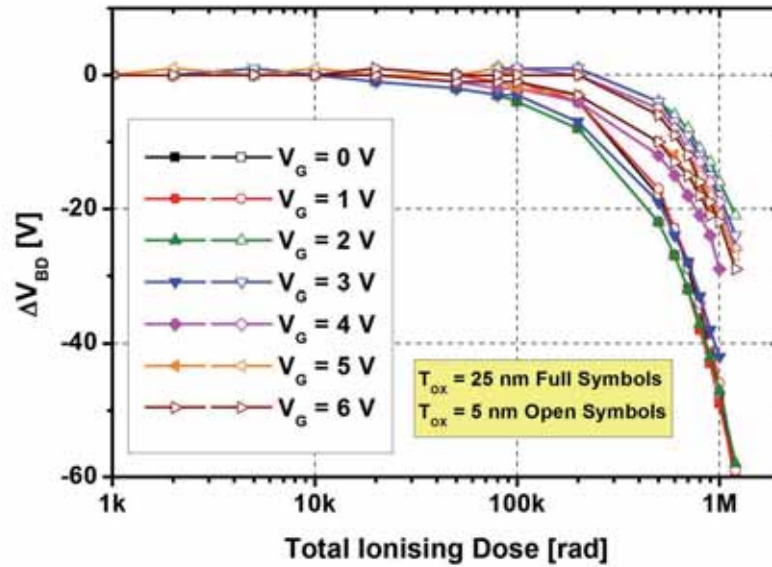
Figura 2.18: Variación de la resistencia en conducción ΔR_{ON} en función del TID, para las estructuras RF-LDMOS y LUDMOS con óxidos de puerta de $T_{ox} = 25$ nm (símbolos rellenos) y $T_{ox} = 5$ nm (símbolos vacíos).

con $T_{ox} = 25$ nm (símbolos rellenos) resultan bastante parecidas a las obtenidas para transistores con $T_{ox} = 5$ nm (símbolos vacíos). No obstante, en el transistor RF-LDMOS, pueden observarse diferencias de más de 2 puntos porcentuales entre los diseños con óxido de puerta grueso y delgado, para las dosis más elevadas. Así se puede observar, por ejemplo la curva correspondiente a $V_{GS} = 1$ V, en la que ΔR_{ON} varía desde un -8% para $T_{ox} = 25$ nm (curva roja con círculos rellenos) a un -11%, cuando $T_{ox} = 5$ nm (curva roja con círculos vacíos). Esta diferencia podría tener su origen en la distinta distribución que presenta el campo eléctrico en la región de deriva cuando el óxido de puerta tiene un grosor mayor o menor (ver Figura 2.14) y no tanto en la propia acumulación de daño por ionización en el óxido de puerta. En el transistor LUDMOS, en el que la distribución de campo eléctrico en la región de deriva se uniformiza mucho respecto al diseño RF-LDMOS, las simulaciones de estructuras con distintos grosores de T_{ox} apenas muestran diferencias en ΔR_{ON} . En este mismo sentido, las diferencias observadas al considerar distintas condiciones de polarización en el momento de la irradiación (V_{GS} variable) son mucho menos relevantes en el diseño LUDMOS y, en cualquier caso, se mantienen moderadas para el diseño RF-LDMOS, en torno a 4 puntos porcentuales (ver p.ej. las curvas correspondientes a $V_{GS} = 1$ V y $V_{GS} = 6$ V, en la Figura 2.18(a)).

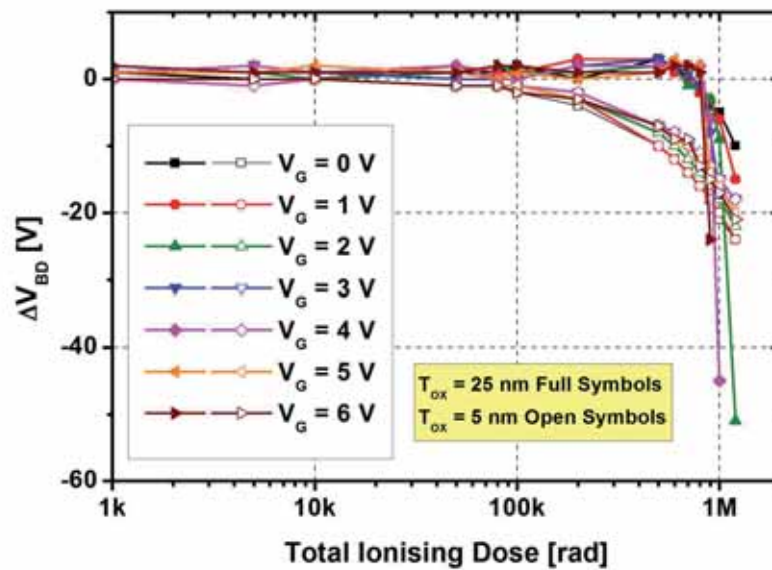
Efectos sobre la tensión de ruptura: El impacto del daño por ionización sobre la capacidad en tensión de los transistores LDMOS es un fenómeno poco estudiado hasta el momento, sobre el que no se ha encontrado ninguna mención previa en la literatura. Sin embargo, el desarrollo de una metodología de simulación contrastada para reproducir los efectos de la radiación permite realizar un análisis predictivo sobre las modificaciones que la radiación ionizante puede llegar a producir en la tensión de ruptura del transistor LDMOS, incluso careciendo de datos experimentales contra los que cotejar los resultados.

La Figura 2.19 muestra la variación total de V_{BD} ($\Delta V_{BD} = V_{BD-post} - V_{BD-pre}$) en función de la dosis ionizante recibida, simulada para los dos diseños LDMOS estudiados en esta sección considerando distintas condiciones de polarización ($V_{GS} = 0 - 6$) y los dos espesores T_{ox} discutidos en los casos previos. Como ocurría en el caso de V_{th} y R_{ON} , los efectos de la radiación ionizante comienzan a hacerse apreciables cuando $TID > 100$ krad. En este caso, V_{BD} experimenta una reducción respecto a su valor previo a la irradiación, que puede alcanzar los 60 V ($\sim 40\%$). De esta forma, se identifica la posibilidad de que los transistores LDMOS lleguen a experimentar una *Ruptura Inducida por TID* o *Dose Induced Breakdown (DIB)* [176], cuando se ven sometidos a una irradiación ionizante suficientemente intensa.

El hecho de que tanto los transistores con $T_{ox} = 25$ nm como aquellos con $T_{ox} = 5$ nm experimenten un ΔV_{BD} negativo indica que el DIB no puede atribuirse al daño por ionización generado exclusivamente en una de las dos regiones de óxido consideradas (esto es, puerta o deriva). De hecho, aunque en los transistores LDMOS el valor de V_{BD} suele estar fuertemente influenciado por las características de su región de deriva, las curvas correspondientes a $T_{ox} = 25$ nm (símbolos rellenos) ponen de manifiesto que el DIB es más significativo cuando el daño por ionización afecta también al óxido de puerta. Así, mientras en el caso de $T_{ox} = 5$ nm (curvas con símbolos vacíos) la variación de ΔV_{BD} se mantiene en un rango de pérdidas de entre -20 y -30 V para un $TID = 1$ Mrad, cuando $T_{ox} = 25$ nm, la pérdida de capacidad en tensión alcanza -60 V, para el caso del transistor RF-LDMOS, siendo algo menor (-50 V) para el transistor LUDMOS. De esta forma, el análisis de las



(a) RFLDMOS



(b) LUDMOS

Figura 2.19: Variación de la tensión de ruptura $|\Delta V_{BD}|$ en función del TID, para las estructuras RF-LDMOS y LUDMOS con óxidos de puerta de $T_{ox} = 25$ nm (símbolos rellenos) y $T_{ox} = 5$ nm (símbolos vacíos).

estructuras sugiere que el DIB tiene su origen en la modificación de la distribución de campo eléctrico inducida por la acumulación de cargas en todas las regiones de óxido del dispositivo. En este sentido, la presencia de la trinchera STI favorece una distribución más suave del campo eléctrico en el diseño LUDMOS, reduciendo la influencia del daño por ionización sobre su tensión de ruptura.

2.4. Simulación del daño por desplazamiento

2.4.1. Daño por desplazamiento en dispositivos MOS

Para realizar un estudio sobre los fenómenos asociados al daño por desplazamiento resulta más conveniente centrarse en dispositivos en los que el daño por ionización no sea tan notorio y, sin embargo, el daño por desplazamiento sea capaz de producir modificaciones sensibles en su funcionamiento. Así ocurre, por ejemplo, con los diodos PiN, para los cuales el daño por desplazamiento induce un incremento de la tensión de vaciamiento completo, V_{FD} , entre otros fenómenos. No en vano, los diodos PiN son utilizados ampliamente como monitores de daño por desplazamiento (monitores NIEL) en instalaciones de física de altas energías, como el experimento ATLAS en el CERN [177]. Sin embargo, también se han documentado fenómenos de daño por desplazamiento en dispositivos MOS (ver p.ej. [178–180]). Los dispositivos MOS tienen un gran interés puesto que, al ser sensibles a ambos tipos de daño, pueden aportar información comparada sobre los procesos que conducen a uno y otro fenómeno.

El daño por desplazamiento afecta principalmente al sustrato de Silicio, mientras que las capas aislantes apenas se ven alteradas. En este sentido, los dispositivos MOS, que poseen un mecanismo de conducción controlado capacitivamente a través de un óxido, son menos sensibles al daño por desplazamiento, hasta el punto de que éste suele considerarse un fenómeno de segundo orden comparado con el daño por ionización.

Como se discutió en la Sección 2.1.3, los efectos fundamentales del daño por desplazamiento son: la reducción del tiempo de vida de los portadores minoritarios, la reducción del número de portadores mayoritarios y la degradación de la movilidad. De entre ellos, el primero afecta de forma especial a los dispositivos basados en tecnología bipolar, ya que en un transistor bipolar la corriente de base se produce por difusión de portadores minoritarios. La consecuencia más notoria sobre el funcionamiento del transistor bipolar es la reducción de la ganancia [40]. Sin embargo, el comportamiento de los portadores minoritarios afecta muy poco al funcionamiento de los transistores MOS, en los que la corriente del canal se debe al arrastre de portadores mayoritarios. En este sentido, la reducción de portadores y la degradación de la movilidad resultan mucho más relevantes.

Ambos procesos se asocian a la generación de trampas en el volumen del sustrato y en la interfaz Si/SiO₂. La generación de trampas en la interfaz puede tener su origen también en el daño por ionización, de tal forma que los efectos asociados a ellas no pueden utilizarse para evaluar de forma inequívoca el daño por desplazamiento. De hecho, aunque en el caso de la ionización el proceso de generación de trampas es indirecto (ver Sección 2.2.1), el mayor poder ionizante de las partículas cargadas² hace que la mayoría de las trampas de

²Se estima que, en una irradiación con partículas cargadas, la energía cedida por daño por desplazamiento es tan solo un 0.1 % del total de energía cedida [181]

interfaz tengan su origen en los procesos de ionización y no en el desplazamiento.

Al contrario, las trampas de sustrato se originan exclusivamente como consecuencia del daño por desplazamiento. Así, en experiencias de bombardeo con iones pesados sobre transistores MOS [178, 179], se han encontrado fenómenos no atribuibles al daño por ionización, como una reducción de la corriente drenador-fuente, asociada al atrapamiento de carga en las trampas de sustrato, o una reducción de la transconductancia, como consecuencia de la degradación de la movilidad.

Por otra parte, cuando los dispositivos MOS son especialmente robustos frente al daño por ionización o cuando las condiciones concretas de irradiación no favorecen este mecanismo de daño, el daño por desplazamiento cobra mayor relevancia. Por ejemplo, en las tecnologías MOS con óxidos de puerta delgados (< 15 nm), la evacuación por efecto túnel de las cargas fijas generadas por ionización reduce al máximo su influencia en el comportamiento del dispositivo irradiado. Del mismo modo, las irradiaciones con partículas con mínimo poder ionizante (*minimum ionizing particles* o *mips*), prácticamente no generan cargas fijas en los óxidos de los dispositivos. Cualquiera de estas condiciones resultan deseables para realizar una correcta evaluación del daño por desplazamiento sobre dispositivos MOS.

2.4.2. Modelización y simulación de las trampas de sustrato

La simulación del daño por desplazamiento requiere de un modelo que relacione el comportamiento eléctrico de los defectos generados con los parámetros medibles que caracterizan la radiación. Uno de los efectos más relevantes del daño por desplazamiento es la modificación de las propiedades de conducción del semiconductor irradiado, expresada mediante una modificación virtual de su concentración de dopado. Al relacionar la variación de dopado con la presencia de trampas de sustrato generadas por la irradiación, se puede desarrollar un modelo completo del daño mediante el cálculo de las dinámicas de ocupación de las trampas. Los simuladores de elementos finitos actuales, y en concreto *Sentaurus TCAD*, incorporan modelos que permiten incluir concentraciones de trampas de sustrato y evaluar su comportamiento en función de las condiciones de polarización impuestas. Así, el método más habitual para la simulación del daño por desplazamiento consiste en la introducción de una determinada concentración de trampas de sustrato correspondientes a los niveles energéticos en la banda prohibida identificados con los defectos generados.

Efecto del daño por desplazamiento sobre la concentración de dopado:

Como ya se comentó en la Sección 2.1.3, los defectos generados por el daño por desplazamiento se pueden modelar como estados energéticos localizados en la banda prohibida del semiconductor. En su mayoría, estos estados actúan como trampas para los electrones o huecos, con mayor o menor grado de permanencia dependiendo de su profundidad energética y de las condiciones ambientales y de polarización del semiconductor. Por tanto, la concentración de cada tipo de defecto generado en una irradiación se puede expresar como una concentración de trampas, N_t , con energía E_t en la banda prohibida. Su influencia sobre las propiedades eléctricas del semiconductor dependerá del estado concreto de ocupación de cada trampa. Se puede definir la fracción de trampas ocupadas, n_t , como:

$$N_t = n_t + p_t \quad (2.28)$$

Donde se entiende p_t como la fracción de estados ocupada por huecos (no ocupada por electrones).

En un semiconductor no intrínseco las impurezas dopantes introducen niveles energéticos similares en la estructura de bandas del material y se habla de concentración de dopado al referirse a la carga neta almacenada en estos estados. De esta forma, se puede definir una concentración de dopado efectiva, N_{eff} , como la concentración de carga almacenada en todos los niveles presentes en la banda de energías prohibidas, incluidos aquellos introducidos por el daño por desplazamiento. Teniendo en cuenta que los estados aceptores sólo poseen carga negativa cuando están ocupados por un electrón y que los estados donadores únicamente poseen carga positiva al estar ocupados por un hueco y que ambos permanecen neutros en caso contrario:

$$N_{eff} = N_D - N_A + \sum_{donadores} p_t - \sum_{aceptores} n_t \quad (2.29)$$

donde se considera N_D como la concentración de impurezas donadoras y N_A como la concentración de impurezas aceptoras. En la ecuación (2.29), se ha tenido en cuenta que también las concentraciones de impurezas pueden sufrir variaciones respecto a su valor previo a la irradiación, N_{D0} y N_{A0} , como consecuencia del propio daño por desplazamiento. De hecho, es habitual que algunos de los defectos generados se combinen con las impurezas dopantes, formando complejos eléctricamente inactivos. El efecto neto es una reducción de la concentración de impurezas. En concreto, el proceso más frecuente es la eliminación de impurezas donadoras (*donor removal*), que consiste en la combinación de vacantes generadas por radiación con los átomos dopantes de fósforo [182]. La remoción de donadores es la principal responsable de la inversión de tipo observada frecuentemente en los substratos tipo N de alta resistividad de los detectores irradiados. En lo que atañe a la ecuación (2.29), el valor de N_D divergirá en general de N_{D0} . Sin embargo, la remoción de aceptores es mucho menos probable y N_A puede considerarse siempre igual a N_{A0} [183], sin afectar sustancialmente al modelo de daño.

Estado de ocupación de las trampas de sustrato: El estado de ocupación de las trampas puede modelarse mediante la estadística de recombinación de Shockley-Read-Hall (SRH) [184, 185], que considera cuatro reacciones en competición, a saber [23]:

- Emisión de electrones hacia la banda de conducción.
- Captura de electrones en estados no ocupados (ocupados por huecos).
- Captura de huecos en estados ocupados por electrones (equivalente a la emisión de electrones hacia la banda de valencia).
- Emisión de huecos hacia la banda de valencia (equivalente a la captura de electrones desde la banda de valencia).

Cada una de estas interacciones viene caracterizada por una tasa de reacción, r_i . Así, si r_a es la tasa de electrones emitidos hacia la banda de conducción y r_d , la tasa de huecos emitidos hacia la banda de valencia, ambas serán proporcionales a la fracción de estados ocupados por electrones y huecos, respectivamente:

$$r_a = e_n \cdot n_t \quad (2.30a)$$

$$r_d = e_p \cdot p_t \quad (2.30b)$$

e_n se define como el coeficiente de emisión de electrones y e_p , como el de huecos. Del mismo modo, la tasa de captura de electrones desde la banda de conducción, r_b , y la tasa de captura de huecos desde la banda de valencia, r_c , deben ser proporcionales a la fracción de estados ocupados por huecos, en el primer caso, o por electrones, en el segundo, y a la concentración de cargas libres (n , p), en la banda correspondiente:

$$r_b = c_n \cdot p \cdot p_t \quad (2.31a)$$

$$r_c = c_p \cdot n \cdot n_t \quad (2.31b)$$

c_n y c_p son definidos, respectivamente, como los coeficientes de captura de electrones y de huecos.

Los coeficientes de emisión y captura están relacionados entre sí y pueden determinarse mediante la técnica DLTS (*Deep Level Transient Spectroscopy*) para la medición de los niveles, que permite evaluar los coeficientes característicos para cada defecto a partir de la sección eficaz de captura correspondiente, $\sigma_{n,p}$ [23].

La competición de las cuatro interacciones tiene como resultado la variación de la fracción de estados ocupados. Así, teniendo en cuenta las expresiones anteriores se obtiene la siguiente ecuación diferencial para n_t :

$$\frac{dn_t}{dt} = -r_a + r_b - r_c + r_d = -e_n \cdot n_t + c_n \cdot n \cdot p_t - c_p \cdot p \cdot n_t + e_p \cdot p_t \quad (2.32)$$

Dependiendo de las condiciones de polarización, el sustrato se encontrará en un determinado régimen de operación y la fracción de trampas ocupadas se verá modificada. Por ejemplo, en la zona de carga espacial, donde $n \approx p \approx 0$, la ecuación (2.32) queda reducida a:

$$\frac{dn_t}{dt} = -e_n \cdot n_t + e_p \cdot p_t \quad (2.33)$$

que, en condiciones estacionarias ($\frac{dn_t}{dt} = 0$), permite determinar la ocupación como:

$$n_t = N_t \frac{e_p}{e_n + e_p} \quad (2.34a)$$

$$p_t = N_t \frac{e_n}{e_n + e_p} \quad (2.34b)$$

En otras regiones de operación, la evaluación de los estados de ocupación de forma analítica no es tan inmediata. Sin embargo, *Sentaurus TCAD* incorpora el modelo de recombinación SRH en su código, permitiendo acceder a una solución numérica del problema.

Relación del dopado efectivo con la fluencia: La concentración de trampas debe estar directamente relacionada con la fluencia recibida. El número de defectos generados necesariamente debe guardar algún tipo de relación con la cantidad de partículas introducidas por la radiación. De acuerdo con lo expresado en las ecuaciones (2.12b) y (2.12a), puede afirmarse que N_t presenta una dependencia lineal con Φ , al menos mientras se mantenga la linealidad de los coeficientes de daño con el NIEL. Así:

$$N_t = \eta \cdot \Phi \quad (2.35)$$

| Type | E(eV) | Trap | $\sigma_e(\text{cm}^{-2})$ | $\sigma_h(\text{cm}^{-2})$ | $\eta(\text{cm}^{-1})$ |
|---------|------------|------|----------------------------|----------------------------|------------------------|
| Aceptor | $E_C-0.42$ | VV | 9.5×10^{-15} | 9.5×10^{-14} | 1.613 |
| Aceptor | $E_C-0.46$ | VVV | 5.0×10^{-15} | 5.0×10^{-14} | 0.9 |
| Donador | $E_V+0.36$ | CiOi | 3.23×10^{-13} | 3.23×10^{-14} | 0.9 |

Tabla 2.7: Modelo de trampas de la Universidad de Perugia [183] para el daño por desplazamiento. Las secciones eficaces de electrones y huecos se han modificado para ajustar los tiempos de atrapamiento, de acuerdo con [187].

donde η se conoce como la *tasa de introducción*: un parámetro característico de cada tipo de defecto, cuyo valor puede determinarse empíricamente a partir de las medidas DLTS.

Esta expresión resulta muy útil al relacionar la cantidad de daño generado con un parámetro macroscópico medible. De las ecuaciones (2.29), (2.34a), (2.34b) y (2.35) se calcula la concentración efectiva de dopado como:

$$N_{eff} = N_D(\Phi) - N_{A0} + \left[\sum_{\text{donadores}} \eta_i \frac{e_{pi}}{e_{ni} + e_{pi}} - \sum_{\text{aceptores}} \eta_j \frac{e_{nj}}{e_{nj} + e_{pj}} \right] \cdot \Phi \quad (2.36)$$

Implementación del modelo en Sentaurus TCAD: El código de *Sentaurus TCAD* permite la introducción de concentraciones de estados discretos en la banda de energías prohibidas. Con el uso de la estadística SRH, puede evaluarse su estado de ocupación en cada paso del cálculo. De esta forma, queda perfectamente emulada la influencia de los defectos sobre el comportamiento eléctrico del dispositivo. Cada tipo de defecto es identificado por medio de cuatro parámetros característicos, a saber: La energía del nivel localizado en la banda prohibida, E_t [eV], las secciones eficaces de captura para electrones y huecos, σ_n y σ_p [cm^{-2}] y la tasa de introducción, η [cm^{-1}], que relaciona N_t con Φ , de acuerdo con la ecuación (2.35).

La descripción más completa hasta la fecha de los defectos inducidos por el daño por desplazamiento está compilada en [186], basándose en datos de DLTS. Sin embargo, según las particularidades del dispositivo irradiado, muchos de los defectos considerados por Huh-tinen et al. pueden no tener influencia sobre las propiedades eléctricas del material o sobre el funcionamiento del propio dispositivo. Resulta mucho más conveniente utilizar un modelo simplificado que considere únicamente los defectos dominantes.

El modelo de trampas propuesto por la Universidad de Perugia [183], ha sido perfectamente caracterizado para sustratos *Float Zone* tipo N y tipo P típicos de detectores PiN de Silicio. Este modelo considera únicamente tres niveles de trampas relevantes. Una corrección posterior del modelo realizada por Pennicard et al. [187] ajustó con mayor precisión los valores de las secciones eficaces, con el fin de refinar los tiempos de atrapamiento en los defectos VV y CiOi. La Tabla 2.7 incluye los datos del modelo de la Universidad de Perugia, corregidos por Pennicard et al.

Si bien este modelo puede resultar incompleto al extrapolarse su uso en otro tipo de dispositivos con sustratos con distinto dopado, puede ser un buen inicio para simular el comportamiento de los dispositivos electrónicos irradiados, evitando problemas de convergencia y cálculos excesivamente complejos para el sistema.

2.5. Daño por desplazamiento sobre condensadores MOS

Los fenómenos asociados al daño por desplazamiento se observan fundamentalmente en dispositivos en los que los cambios introducidos en las propiedades del sustrato conllevan modificaciones observables en su funcionamiento, como en los diodos PiN. Sin embargo, también se han documentado fenómenos de daño por desplazamiento en condensadores MOS, para los cuales una comparación entre las curvas Capacitancia-Tensión de alta frecuencia (HF C-V) antes y después de la irradiación muestra una reducción del valor de la capacitancia en régimen de acumulación en el dispositivo irradiado [180, 188, 189]. En este punto, se propone un estudio de los efectos de daño por desplazamiento sobre un condensador MOS conocido, que permita comprender con mayor profundidad los efectos de este mecanismo de daño, al tiempo que se corrobora el procedimiento de simulación propuesto en la Sección 2.4.2. Los resultados de este estudio se publicaron en [190].

Descripción de los experimentos Los dispositivos usados en este estudio son condensadores MOS fabricados en la sala blanca del IMB-CNM, sobre obleas $\langle 100 \rangle$ Czochralski tipo P de alta resistividad, con una concentración de dopado de boro de $8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. Los condensadores emulan la arquitectura de la puerta de un transistor MOS convencional, con un óxido de puerta de 10 nm de espesor y un electrodo fabricado mediante la deposición de Silicio policristalino altamente dopado con fósforo. Son dispositivos cuadrados con un área total de $2,3 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$.

Las muestras se irradiaron en el haz del sincrotrón de protones del CERN (CERN PS), con fluencias de protones de 24 GeV, Φ_p entre 1×10^{13} y $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Las muestras no se polarizaron durante la irradiación e inmediatamente después de la irradiación se almacenaron a una temperatura de $-18 \text{ }^\circ\text{C}$ para evitar los procesos de *annealing* antes de poder proceder a su caracterización.

Las condiciones en las que se realizó el experimento son particularmente adversas para la generación del daño por ionización. Por un lado, los protones de 24 GeV son *mips* con un LET próximo a $2 \text{ MeV}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{g}^{-1}$ [191], con una capacidad muy limitada para producir daño por ionización. Por otro lado, al trabajar con un espesor de óxido nanométrico, por debajo del límite de activación de los fenómenos de evacuación por efecto túnel, se espera un valor de f_{ot} cercano a cero. De esta forma, la práctica ausencia de fenómenos asociados al daño por ionización hace que las condiciones del experimento se presenten muy ventajosas para estudiar el daño por desplazamiento. No en vano, los protones de 24 GeV son capaces de producir una cantidad significativa de daño por desplazamiento, ya que se espera que algo menos de la mitad del NIEL se emplee en los desplazamientos [186].

Al registrar la evolución de la capacitancia en función de la tensión aplicada (ver Figura 2.20), se observó como la curva característica HF C-V experimenta una caída notable de su valor en el régimen de acumulación en los dispositivos irradiados, respecto a su valor previo al bombardeo con protones.

La reducción del valor de la capacitancia en el régimen de acumulación puede atribuirse de forma natural a un efecto de modificación de la resistencia del sustrato. En la medición de la curva HF C-V, la parte imaginaria de la corriente detectada por el capacitómetro puede

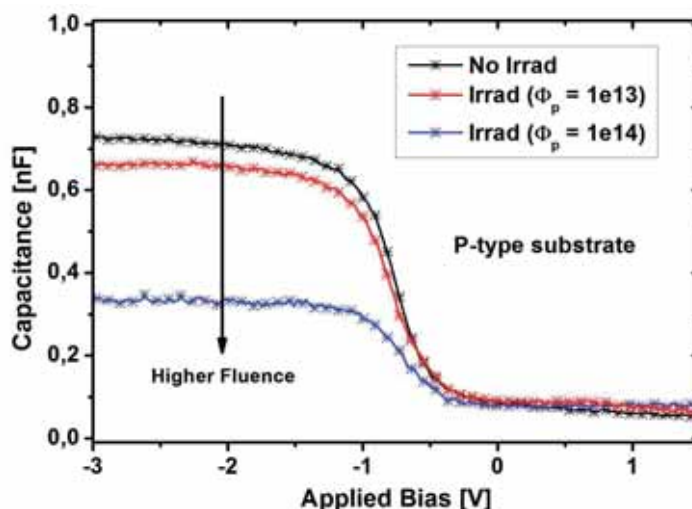


Figura 2.20: Curva características HF C-V medida para un condensador MOS en condiciones previas a la irradiación (No Irrad) y tras someterlo a dos fluencias distintas de irradiación de protones de 24 GeV ($\Phi = 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ y $\Phi = 1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$).

expresarse como [192]:

$$Im[I] = j\omega V_{ac} \frac{C}{1 + R_S^2 C^2 \omega^2} \quad (2.37)$$

con V_{ac} y ω , la tensión de la fuente de pequeña señal y su frecuencia, respectivamente; C la capacitancia de la muestra y R_S la resistencia del sustrato. Para sustratos altamente dopados, con $R_S \ll 1/\omega C$, $Im[I]$ será proporcional a C y su valor en el régimen de acumulación será igual a la capacitancia del óxido, C_{OX} . Sin embargo, al aumentar R_S , el capacitómetro mostrará el siguiente valor de capacitancia equivalente:

$$C_{eq} = \frac{C}{1 + R_S^2 C^2 \omega^2} \quad (2.38)$$

Es decir, si el sustrato es muy resistivo, la capacitancia medida en el régimen de acumulación se verá reducida con respecto a C_{OX} [193]

Efectos del daño por ionización sobre un condensador MOS El primer paso del estudio, consiste en descartar la influencia del daño por ionización en el comportamiento observado en la Figura 2.20. De forma general, todos los dispositivos MOS son sensibles al daño por ionización por la formación de cargas fijas y trampas de interfaz en su óxido de puerta. En un condensador MOS, las curvas HF C-V experimentan desplazamientos horizontales al incrementar el TID [194], tal y como se muestra en la Figura 2.21. En concreto, la concentración de cargas acumuladas en el óxido y en la interfaz de éste con el Silicio, produce una modificación del balance de cargas en la estructura MOS, expresada por la modificación de la tensión de bandas planas, ΔV_{fb} [41]. Las cargas fijas acumuladas en el óxido son siempre positivas y favorecen que la condición de bandas planas se alcance a menor tensión, desplazando las curvas C-V hacia tensiones más negativas, tal y como

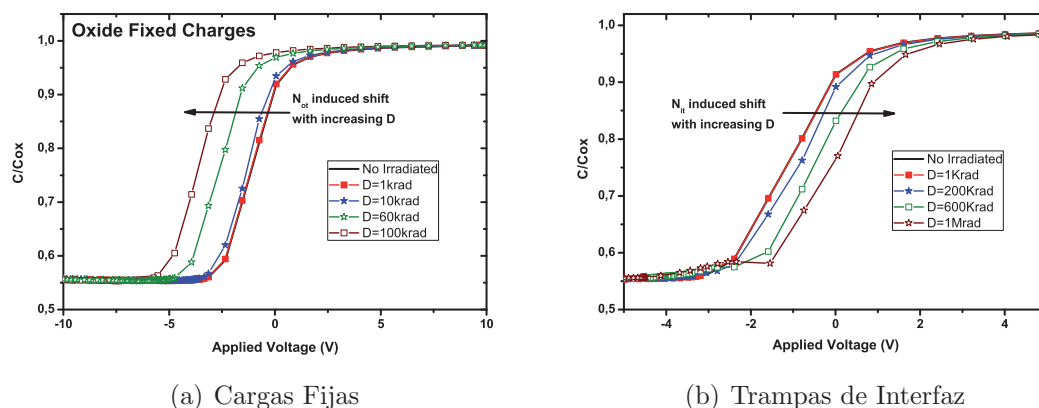


Figura 2.21: Simulación del efecto del daño por ionización sobre un condensador MOS con sustrato tipo N: a) efecto de las cargas fijas, b) efecto de las trampas de interfaz.

se representa en la figura 2.21(a). El signo de la carga almacenada en las trampas de interfaz, depende sin embargo del tipo de sustrato. Su carácter anfótero (ver Sección 2.2.1) permite que las trampas almacenen preferentemente carga positiva en sustratos tipo P y negativa en sustratos tipo N. Así, el efecto neto de las trampas de interfaz supondrá un desplazamiento de la tensión de bandas planas hacia valores más positivos en sustratos tipo N (Figura 2.21(b)), mientras que en los sustratos tipo P se sumará al efecto de las cargas fijas en un desplazamiento de V_{fb} hacia valores más negativos. La simulación de estos fenómenos sobre condensadores MOS, discutida con detalle en [194], deja a las claras que los efectos observados en la Figura 2.20 no tienen su origen en el daño por ionización, puesto que en cualquiera de los casos, los valores de la capacitancia, en las regiones de acumulación e inversión, permanecen invariables frente a las modificaciones inducidas por la dosis ionizante.

Daño por desplazamiento y concentración de dopado: Como se discutió en la Sección 2.4.1, los estados localizados generados en la banda de energía prohibida del semiconductor como consecuencia del daño por desplazamiento son similares a los que introducen las impurezas dopantes. Consecuentemente, los efectos inducidos por el daño por desplazamiento pueden asimilarse a los que produciría una modificación equivalente del dopado del sustrato.

La simulación de *Sentaurus TCAD* puede utilizarse para evaluar las consecuencias que tiene el cambio en la concentración de dopado del sustrato de un condensador con las mismas características que las descritas anteriormente. Como se representa en la Figura 2.22, una reducción de la concentración de dopado del sustrato desde los $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ hasta una concentración de $5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, induciría una reducción del valor de la capacitancia en el régimen de acumulación similar a la obtenida en las medidas representadas en la Figura 2.20. La reducción en la concentración de dopado del sustrato se corresponde

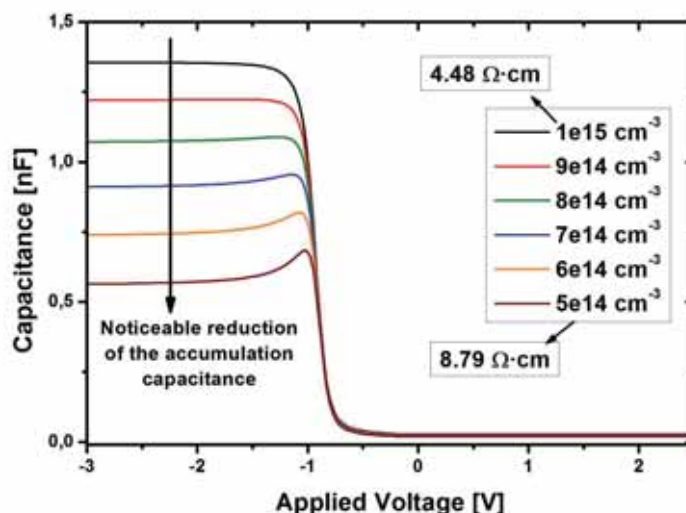


Figura 2.22: Simulación TCAD de un condensador MOS con $T_{OX} = 10$ nm y concentración de boro variable en el sustrato de Silicio, para emular el efecto del cambio de resistividad en el el sustrato inducido por la radiación.

con un incremento de su resistividad, ρ , que de acuerdo con la relación empírica [195]:

$$\rho = \frac{1,305 \times 10^{16}}{N} + \frac{1,133 \times 10^{17}}{N \left[1 + (2,58 \times 10^{-19} N)^{-0,737} \right]} \quad (2.39)$$

prácticamente duplica su valor desde los 4.5 Ωcm hasta los 8.8 Ωcm en el rango de concentraciones estudiado, identificando el efecto del daño por desplazamiento con el que produce el incremento de la resistividad del sustrato.

Del mismo modo, el procedimiento de simulación propuesto en la Sección 2.4.2 puede utilizarse directamente para reproducir el comportamiento del condensador MOS en las condiciones de irradiación propuestas. Así, el modelo de trampas de la Universidad de Perugia, resumido en la Tabla 2.7, se incorpora al código de la simulación, considerando que la concentración de cada tipo de trampa se calcula de acuerdo con la ecuación (2.35). Puesto que los valores de η en la Tabla 2.7 están calculados para una fluencia equivalente de neutrones de 1 MeV, el valor de la fluencia debe ser corregido en función de la fluencia de protones de 24 GeV, de acuerdo con la hipótesis de escalado con el NIEL [196]. Así:

$$\Phi_{eq} = 0,51 \times \Phi_p \quad (2.40)$$

Los resultados de simulación se muestran en la Figura 2.23. En este caso los efectos del daño por ionización no se han considerado ya que en los óxidos delgados no se espera este tipo de degradación. La reducción del valor de la capacitancia en régimen de acumulación reproduce de una forma cualitativa las medidas representadas en la Figura 2.20.

Un análisis detallado del modelo de simulación revela que únicamente el nivel de trampas de carácter donador es responsable del efecto constatado. Como se muestra en la Figura 2.24, las simulaciones que sólo consideran niveles aceptores, no muestran ninguna modificación en la curva HF C-V del condensador MOS. Por el contrario, la inclusión de un nivel

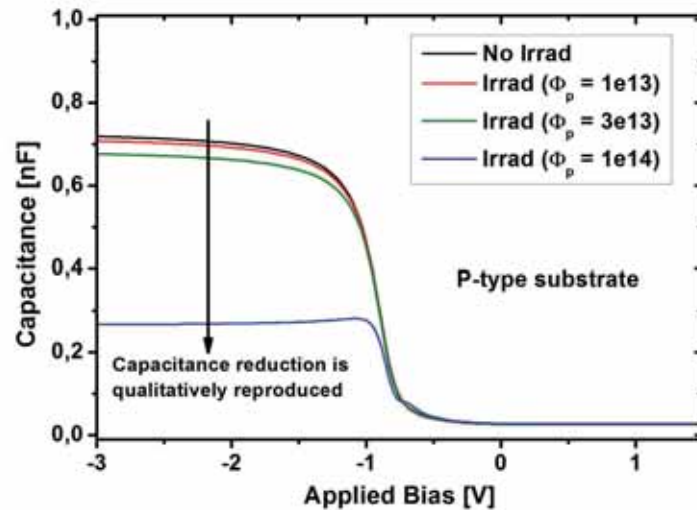


Figura 2.23: Curvas características HF C-V simuladas para un condensador MOS con $T_{ox} = 10 \text{ nm}$ y $N_A = 8 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, irradiado a distintas fluencias de protones, Φ_p . Para simular el daño por desplazamiento se ha utilizado el Modelo de la Universidad de Perugia modificado.

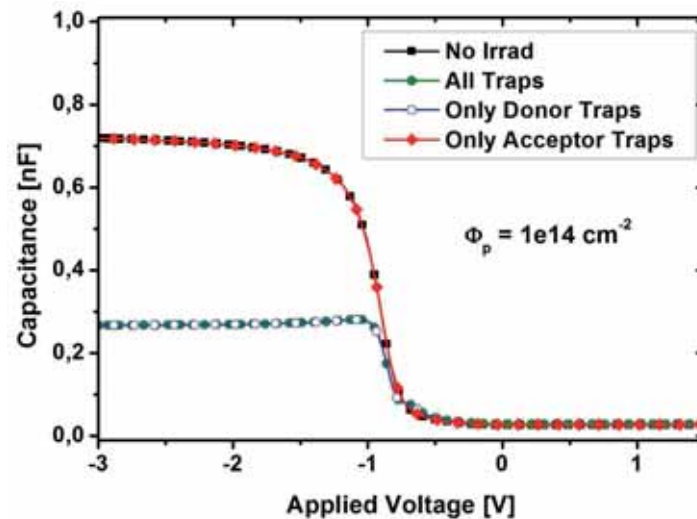


Figura 2.24: Curvas características HF C-V simuladas para un condensador MOS irradiado con $\Phi_p = 1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$, considerando de forma individual el efecto de las trampas aceptoras y las trampas donadoras del modelo de la Universidad de Perugia.

donador conduce a la reducción observada en el régimen de acumulación. Este hecho está en consonancia con la ecuación (2.36), según la cual los efectos del daño por desplazamiento inducen una reducción de la concentración efectiva del substrato. Según estas simulaciones, esta reducción se debe a una compensación de N_A como consecuencia de un incremento de la concentración de niveles de carácter donador.

Capítulo 3

Diseño de Detectores LGAD

Resumen

Por escribir...

3.1. Diseño de la región de multiplicación de un detector con ganancia

3.1.1. Mecanismo de multiplicación

Ionización por impacto: La carga móvil presente en la región de vaciamiento de una unión P/N polarizada en inversa, creada en la propia región como consecuencia del fenómeno de generación de carga espacial o proveniente de la difusión desde las regiones casi-neutras colindantes, se ve arrastrada fuera de ella por efecto del campo eléctrico inducido por la tensión aplicada. El campo eléctrico en la región de vaciamiento aumenta conforme se incrementa la tensión inversa aplicada. De esta forma, la velocidad de deriva de los portadores aumenta progresivamente con la tensión inversa hasta alcanzar un valor de saturación cuando el campo eléctrico es suficientemente elevado.

La saturación de la velocidad de deriva de los portadores está directamente relacionada con la dependencia no lineal de la movilidad con el campo eléctrico, cuando este es elevado. En condiciones de bajo campo eléctrico, la movilidad de electrones y huecos se define como la constante de proporcionalidad que relaciona la velocidad de deriva promedio con el campo eléctrico [45]. Como consecuencia de la interacción fonónica de los portadores con la red cristalina, la movilidad comienza a depender del propio campo eléctrico cuando éste supera un valor de $1 \times 10^3 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$. El valor promedio de la velocidad saturada y la intensidad de campo eléctrico a partir de la cual se alcanza la condición de saturación pueden variar en función de la temperatura, de la concentración de impurezas dopantes o de la orientación cristalina de la red. No obstante, suele considerarse que, en un amplio rango de concentraciones de dopado, la velocidad de deriva de los electrones a temperatura ambiente en Silicio $\langle 100 \rangle$ alcanza un valor de saturación de $1 \times 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$, cuando el campo eléctrico se aproxima a un valor de $1 \times 10^5 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ [197], siendo ligeramente inferior en el caso de los huecos.

Por encima de $1 \times 10^5 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$, los portadores adquieren suficiente energía cinética como para que su interacción con la red cristalina sea capaz de excitar electrones de valencia hacia la banda de conducción. El proceso de generación de pares e-h en el seno de un semiconductor, como consecuencia de la energía adquirida a partir del campo eléctrico, recibe el nombre de *ionización por impacto* [45]. Puesto que el par e-h creado también se ve sometido a la aceleración inducida por el campo eléctrico, los nuevos portadores móviles participan a su vez en la generación de nuevos pares e-h. En consecuencia, el fenómeno de ionización por impacto se convierte rápidamente en un proceso multiplicativo, que produce una cascada de portadores móviles. Al ser arrastrados a través de la región de vaciamiento, los portadores creados dan lugar a un flujo de corriente significativo en dicha región. El rápido incremento de la corriente puede llegar a superar la capacidad de conducción de la unión polarizada en inversa, llevándola a una situación de *ruptura por avalancha*, a partir de la cual no es posible aplicar tensiones de polarización mayores.

Coefficientes de ionización: El proceso de ionización por impacto puede cuantificarse mediante el uso de los *coeficientes de ionización*, que se definen como el número de pares e-h creados por un portador móvil al atravesar 1 cm de material, a través de la región de carga espacial de una unión polarizada en inversa, en la dirección del campo eléctrico. Puesto que la capacidad de ionización es distinta para ambos portadores, se define un coeficiente de ionización para electrones, α_e , y otro para huecos, α_h .

Los coeficientes de ionización dependen del campo eléctrico, de acuerdo con la ley de Chynoweth [198, 199]:

$$\alpha = a \cdot e^{-b/E} \quad (3.1)$$

en la que E representa la componente del campo eléctrico en la dirección del flujo de corriente. Los parámetros a y b son característicos del material semiconductor y dependen de la temperatura. Basándose en un extenso número de medidas [200, 201] se ha podido determinar el valor de los parámetros a y b para electrones y huecos en un amplio rango de temperaturas y valores de campo eléctrico. La Tabla 3.1 muestra sus valores a temperatura ambiente (300 K), válidos para un campo eléctrico comprendido entre $1,75 \times 10^5$ y $6 \times 10^5 \text{ V}\cdot\text{cm}^{-1}$.

| | a [cm^{-1}] | b [$\text{V}\cdot\text{cm}^{-1}$] |
|-------------------|------------------------|-------------------------------------|
| electrones | $7,0 \times 10^5$ | $1,23 \times 10^6$ |
| huecos | $1,6 \times 10^6$ | $2,00 \times 10^6$ |

Tabla 3.1: *Parámetros de la ley de Chynoweth a temperatura ambiente y alto campo eléctrico.*

De acuerdo con la ecuación (3.1), la ionización por impacto tiene una fuerte dependencia con el campo eléctrico. La Figura 3.1 muestra la variación de los coeficientes de ionización en el rango de valores de campo eléctrico considerados en la Tabla 3.1. En ella, se puede apreciar como la cantidad de pares e-h generados mediante el mecanismo de ionización por impacto experimenta un incremento de varios órdenes de magnitud en la región de

muy alto campo eléctrico, especialmente en la multiplicación debida a electrones. El menor poder de ionización de los huecos se pone de manifiesto al observar que $\alpha_h < \alpha_e$ en todo el rango de valores de campo eléctrico representado. De hecho, para los valores de campo más bajos, la cantidad de pares generados por huecos puede considerarse despreciable en comparación con la producción debida a electrones. En estas circunstancias, el proceso multiplicativo puede mantenerse en unos niveles moderados, al asociar el incremento de corriente exclusivamente a uno solo de los portadores generados en cada par. Para valores de campo eléctrico más altos, los coeficientes de ambos portadores tienden a igualarse y el proceso de multiplicación se acelera, desencadenando el fenómeno de ruptura por avalancha en la unión.

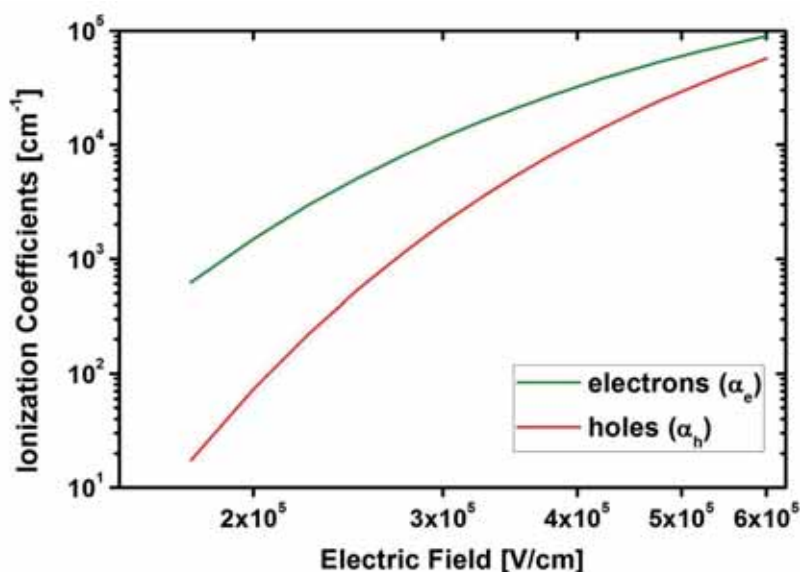


Figura 3.1: Coeficientes de ionización para electrones y huecos en función del campo eléctrico, en Silicio a temperatura ambiente.

Factor de multiplicación: En una unión P/N polarizada en inversa, con un perfil de campo eléctrico arbitrario, pero con un valor suficientemente alto sobre la propia unión metalúrgica como para desencadenar los procesos de ionización por impacto, la generación de un par e-h en un punto x de la región de carga espacial se traduce en la producción de una determinada cantidad de pares al final del proceso de multiplicación. La cantidad de pares e-h generados a partir de un único par original se conoce como el *coeficiente de multiplicación* o *factor de multiplicación*, $M(x)$, puesto que cuantifica el grado de multiplicación al que se ven sometidos los portadores primarios en función de su posición original.

Sometidos al campo eléctrico, los portadores son arrastrados hacia los extremos opuestos de zona de vaciamiento, arbitrariamente designados como $x = 0$, para los electrones, y $x = w$, para los huecos, donde w es la anchura de la zona de vaciamiento. Así, de acuerdo con la definición de los coeficientes de ionización, tras atravesar una distancia infinitesimal, dx , de la zona de vaciamiento, el electrón primigenio habrá generado en promedio $\alpha_e dx$ pares e-h, mientras que el hueco habrá dado lugar a la producción de $\alpha_h dx$ nuevos pares en su recorrido. En función de la posición en que se hayan generado, cada uno de los portadores

secundarios tendrá, a su vez, la posibilidad de generar una cantidad de nuevos pares $M(x')$, en un proceso iterativo que se repetirá hasta cubrir completamente la extensión de la zona de vaciamiento. De esta forma, la producción total promedio de pares e-h a partir de un único par primigenio puede calcularse mediante la expresión [45, 202]:

$$M(x) = 1 + \int_0^x \alpha_e M(x') dx' + \int_x^w \alpha_h M(x') dx' \quad (3.2)$$

que suma al par e-h original, la producción de los sucesivos secundarios que tienen como origen el electrón y el hueco primigenios.

Derivando (3.2), se obtiene la ecuación diferencial:

$$\frac{dM(x)}{dx} = (\alpha_e - \alpha_h) M(x) \quad (3.3)$$

que tiene las siguientes soluciones en los límites de la zona de vaciamiento:

$$M(x) = M(0) \exp \left[\int_0^x (\alpha_e - \alpha_h) dx' \right] \quad (3.4a)$$

$$M(x) = M(w) \exp \left[- \int_x^w (\alpha_e - \alpha_h) dx' \right] \quad (3.4b)$$

Así, al substituir, por ejemplo, la ecuación (3.4a) en (3.2), con $x = 0$, puede evaluarse $M(0)$ como:

$$M(0) = \left\{ 1 - \int_0^w \alpha_h \exp \left[\int_0^{x'} (\alpha_e - \alpha_h) dx'' \right] dx' \right\}^{-1} \quad (3.5)$$

Utilizando esta igualdad en la ecuación (3.4a), puede obtenerse una expresión general que permite calcular el factor de multiplicación en función de las condiciones del proceso:

$$M(x) = \frac{\exp \left[\int_0^x (\alpha_e - \alpha_h) dx' \right]}{1 - \int_0^w \alpha_h \exp \left[\int_0^{x'} (\alpha_e - \alpha_h) dx'' \right] dx'} \quad (3.6)$$

Condición crítica de ruptura: La multiplicación producida por los mecanismos de ionización por impacto puede conducir a una situación de ruptura por avalancha cuando el número de pares generados aumenta de forma incontrolada. Conceptualmente, la ruptura por avalancha se corresponde, por tanto, con la situación en la que el número de pares e-h generados en la zona de vaciamiento tiende a infinito. Así, de acuerdo con la definición del factor de multiplicación, puede definirse la condición crítica de ruptura como $M(x) \rightarrow \infty$, circunstancia que se alcanza cuando el denominador de la ecuación (3.6) se iguala a cero:

$$\int_0^w \alpha_h \exp \left[\int_0^{x'} (\alpha_e - \alpha_h) dx' \right] dx'' = 1 \quad (3.7)$$

La expresión en el lado izquierdo de la ecuación (3.7) se conoce como la *integral de ionización* y constituye uno de los métodos más comunes para determinar la condición de ruptura de una unión polarizada en inversa. Conocida la distribución de campo eléctrico en la zona

de vaciamiento para cada valor de tensión inversa aplicada, la resolución de la integral de ionización permite definir la *tensión de ruptura*, V_{BD} , como el valor de la tensión aplicada para el que se satisface la condición (3.7).

La distribución de campo eléctrico en las regiones de vaciamiento de las uniones contenidas en un dispositivo electrónico suele ser demasiado compleja para evaluarse mediante procedimientos analíticos. Por otra parte, la ecuación (3.7) incluye integrales no inmediatas, por lo que su resolución exacta implica la aplicación de métodos de cálculo numérico. Sin embargo, en determinadas circunstancias, es posible introducir una serie de aproximaciones en el cálculo para obtener una solución analítica, mucho más asequible a la hora formar una imagen conceptual en torno al proceso de multiplicación y el fenómeno de ruptura de la unión.

Cuando el campo eléctrico es muy alto, los coeficientes de electrones y huecos tienden hacia un mismo valor, α (ver Figura 3.1). Así, en las condiciones de altísimo campo eléctrico que conducen a la ruptura de la unión, la ecuación (3.7) puede simplificarse, como:

$$\int_0^w \alpha dx = 1 \quad (3.8)$$

Además, en condiciones de alto campo eléctrico, la dependencia expresada mediante la ley de Chynoweth (ecuación (3.1)), puede aproximarse a una expresión polinómica, definiendo un coeficiente, α_F , equivalente para electrones y huecos, tal que [203]:

$$\alpha_F(Si) = 1,8 \times 10^{-35} E^7 \quad (3.9)$$

La ecuación (3.9) tiene un origen empírico y no suele considerarse en el análisis riguroso de las condiciones de ruptura de estructuras complejas. Sin embargo, en conjunción con la condición (3.8) permite analizar la ruptura por avalancha en uniones unidimensionales, cuyas condiciones de contorno han sido idealmente simplificadas. Para un análisis preciso de la condición de ruptura debe recurrirse a resolver por métodos numéricos la ecuación (3.7), generalmente con la ayuda de herramientas de simulación numérica.

Ruptura en una unión abrupta unidimensional: Muchas de las uniones presentes en un dispositivo electrónico muestran un perfil abrupto, en el que uno de los lados de la unión contiene una concentración de dopado muy alta en comparación con el lado de tipo opuesto. En estas uniones, la región de carga espacial se extiende principalmente por la zona menos dopada de la unión, donde se soporta la práctica totalidad de la tensión aplicada. El campo eléctrico se distribuye siguiendo un perfil unidimensional que alcanza su máximo sobre la unión, disminuyendo hasta hacerse nulo en el límite de la zona de vaciamiento. Así, en una unión abrupta N/P⁺ polarizada en inversa¹, en la que la concentración de dopado de la región P⁺ es tan elevada que la caída de tensión en este lado puede considerarse despreciable, la ecuación de Poisson en la región N puede expresarse como:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{dE}{dx} = -\frac{Q(x)}{\varepsilon} = -\frac{qN_D}{\varepsilon} \quad (3.10)$$

¹El desarrollo para una unión abrupta P/N⁺ unidimensional es equivalente y conduce a las mismas expresiones para V_{BD} y E_m , reemplazando N_D por N_A , la concentración de aceptores en el lado menos dopado.

donde ε es la constante dieléctrica del Silicio, mientras que $Q(x)$ es la carga presente en la región de vaciamiento como consecuencia de las impurezas ionizantes. $Q(x)$ puede expresarse como el producto de la carga elemental, q , y la concentración de donadores en la región N, N_D , que se ha supuesto uniforme para simplificar los cálculos.

Integrando la ecuación (3.10) con la condición de contorno de que el campo eléctrico debe ser cero en el límite de la zona de vaciamiento ($x = w$), se extrae la siguiente distribución unidimensional para el campo eléctrico:

$$E(x) = -\frac{qN_D}{\varepsilon} (w - x) \quad (3.11)$$

Según la cual, el campo eléctrico decrece linealmente desde su máximo, E_m , situado sobre la unión ($x = 0$) hasta hacerse cero en $x = w$, siempre y cuando N_D sea constante en toda la región N (como ocurre típicamente en los diodos de alta tensión). Asimismo, la distribución de potencial puede calcularse mediante la integral de (3.11), teniendo en cuenta la condición de contorno de que el potencial se anula en el lado P⁺ de la unión ($x = 0$):

$$V(x) = \frac{qN_D}{\varepsilon} \left(wx - \frac{x^2}{2} \right) \quad (3.12)$$

En el límite de la zona de vaciamiento, el potencial se iguala a la tensión aplicada, V_a . Así pues, la anchura de la región de carga espacial puede expresarse en función de V_a como:

$$w(V_a) = \sqrt{\frac{2\varepsilon V_a}{qN_D}} \quad (3.13)$$

Y de esta forma, substituyendo (3.13) en la ecuación (3.11) para $x = 0$, el valor máximo de campo eléctrico alcanzado sobre la unión puede expresarse en función de la tensión aplicada como:

$$E_m(V_a) = \sqrt{\frac{2qN_D V_a}{\varepsilon}} \quad (3.14)$$

Al aumentar V_a , el valor de E_m se aproxima hacia el campo crítico de ruptura, E_c , para el cual se satisface la ecuación (3.7). Considerando las aproximaciones de campo alto (3.8) y forma polinómica (3.9), la distribución de campo expresada mediante la ecuación (3.11) satisface la siguiente condición crítica de ruptura:

$$\int_0^w 1,8 \times 10^{35} E(x)^7 dx = \int_0^w 1,8 \times 10^{35} \left[\frac{qN_D}{\varepsilon} (w - x) \right]^7 dx = 1 \quad (3.15)$$

Substituyendo w por su valor en función de la tensión aplicada, de acuerdo con la ecuación (3.13), la condición (3.15) se satisface para una tensión, V_{BD-1D} , tal que:

$$V_{BD-1D}(N_D) = 5,34 \times 10^{13} N_D^{-3/4} \quad (3.16)$$

donde se ha tenido en cuenta que $\varepsilon(Si) = 12\varepsilon_0$ y todas las magnitudes de longitud se han expresado en cm. Según la ecuación (3.14), el campo crítico de ruptura se alcanzará sobre la unión, cuando la tensión inversa aplicada sea igual a V_{BD-1D} , esto es:

$$E_c(N_D) = E_m[V_{BD-1D}(N_D)] = 4011 N_D^{1/8} \quad (3.17)$$

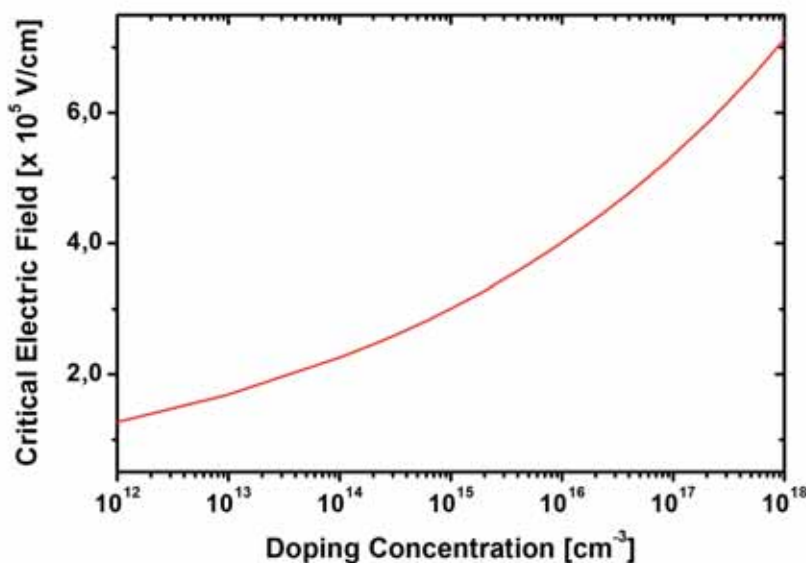


Figura 3.2: Campo crítico de ruptura en una unión abrupta N/P^+ unidimensional en función de la concentración uniforme de impurezas donadoras, N_D , presente en el lado menos dopado de la unión.

La Figura 3.2 muestra la dependencia del campo crítico de ruptura con la concentración de impurezas en el lado menos dopado de la unión, tal y como viene expresada en la ecuación (3.17). En electrónica de potencia es frecuente utilizar como referencia un valor de $E_c = 3 \times 10^5 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$, que se corresponde con una concentración de dopaje, $N_D \sim 1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. Sin embargo, en los substratos altamente resistivos, típicos de detectores de radiación, E_c puede resultar algo menor, incluso por debajo de $2 \times 10^5 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$.

Condición de ruptura en diodos PiN: La distribución de campo eléctrico expresada en la ecuación (3.11) para una unión abrupta unidimensional considera que la región de carga espacial puede extenderse ilimitadamente, de tal forma que el campo eléctrico decrece linealmente hasta hacerse nulo en el extremo de la misma. Sin embargo, una aproximación más realista debe considerar que la extensión de la zona de vaciamiento suele estar limitada por la presencia de regiones altamente dopadas, que permiten establecer un buen contacto del substrato con su electrodo correspondiente. En este tipo de uniones la extensión de la zona de vaciamiento alcanza un valor máximo, w_{FD} , para una determinada tensión, conocida como tensión de vaciamiento completo, V_{FD} , que permanece invariable cuando $V_a > V_{FD}$. A partir de este punto, la tensión debe ser soportada por una región de carga espacial de anchura fija, w_{FD} , por lo que el gradiente de potencial crece al aumentar V_a . De esta forma, aunque el valor máximo del campo eléctrico, E_m , permanece esencialmente inalterado al situarse sobre la propia unión, su valor en el extremo de la zona de vaciamiento, $E_{FD} = E(x = w_{FD})$, crece con la tensión aplicada. En consecuencia, la distribución de campo eléctrico experimenta una modificación significativa con respecto a la expresada mediante la ecuación (3.11), que invalida, en este caso, las conclusiones derivadas para la unión abrupta unidimensional.

El diseño típico de los detectores de radiación, basado en la estructura PiN, $P^+/\nu/N^+$

o $P^+/\pi/N^+$ (en donde ν y π representan concentraciones uniformes de dopado muy bajas, prácticamente intrínsecas, de carácter N y P, respectivamente), presenta una distribución de campo eléctrico de este tipo (ver inserto en la Figura 3.3), habitualmente referida como *distribución de punch-through* [45] o de *reach-through* [91, 95, 204]: Limitada por su extensión, la distribución de campo eléctrico adopta una forma trapezoidal con una variación lineal en la zona de vaciamiento, gracias a su baja concentración uniforme de dopado, descendiendo rápidamente hasta anularse en las regiones altamente dopadas colindantes.

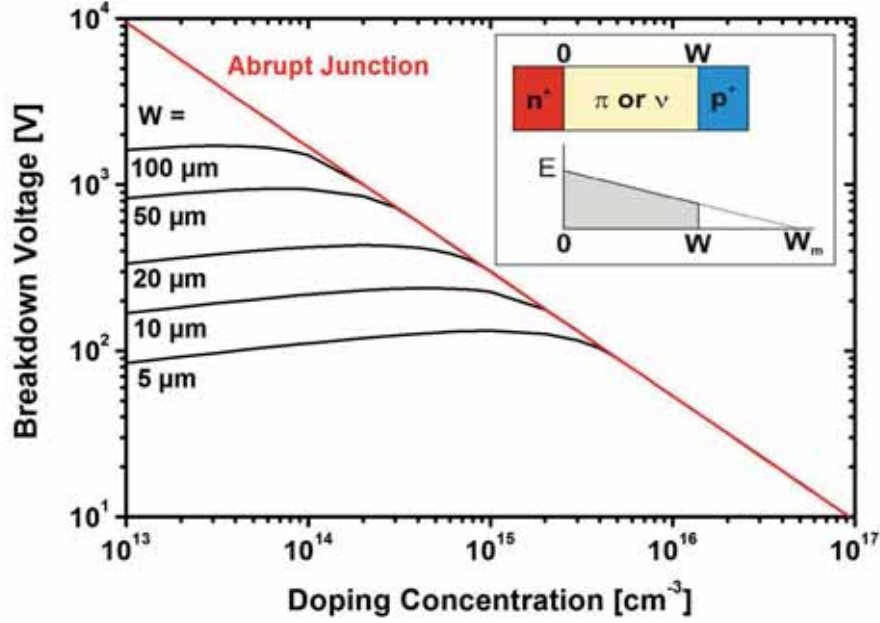


Figura 3.3: Tensión de ruptura en función de la concentración de impurezas en la región intrínseca de una unión unidimensional tipo PiN, para distintos valores de anchura de la región intrínseca, w_{FP} , comparada con la dependencia propia de una unión abrupta unidimensional sin límite de extensión en la región de vaciamiento. Inserto: Esquema de la estructura PiN y distribución de campo eléctrico en función de la anchura de la región intrínseca.

La distribución trapezoidal de campo eléctrico supone una reducción en la tensión de ruptura con respecto a la mostrada en una unión abrupta unidimensional, tal y como se muestra en la Figura 3.3. V_{BD-PiN} puede expresarse en función de la concentración de impurezas en la región intrínseca, N_i como:

$$V_{BD-PiN} = E_c w_{FD} - \frac{q N_i w_{FP}}{2\epsilon} \quad (3.18)$$

En donde, E_c es el campo crítico de ruptura, cuya dependencia con N_i viene expresada por la ecuación (3.11).

Cuando el valor de N_i es muy alto, la zona de vaciamiento avanza muy lentamente con V_a y es posible que E_c se alcance cuando aún $w < w_{FD}$. En estas circunstancias, la presencia de una región altamente dopada en el extremo contrario a la unión no supone ningún factor limitante y la tensión de ruptura presentará una dependencia como la de la ecuación (3.16). Para valores de N_i suficientemente pequeños, $w_{1D} \geq w_{FD}$ y la ecuación (3.18) pasará a

regir la dependencia de V_{BD} con N_i . En la mayoría de los diseños habitualmente usados para la fabricación de detectores de radiación, el valor de N_i es extremadamente bajo (del orden de $1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ o menor), por lo que la ecuación (3.18) describe con mayor precisión la condición de ruptura de la unión en estos dispositivos.

En la Figura 3.3 se ha representado también la dependencia $V_{BD-PiN}(N_i)$ para distintas anchuras de la región intrínseca: Cuanto menor es ésta, menor es la tensión que puede soportar la región de carga espacial y, por tanto, menor es la tensión de ruptura de la unión para una misma concentración de impurezas en la región intrínseca.

3.1.2. Simulación del proceso de multiplicación

En un dispositivo real, las uniones no se ajustan con precisión a las aproximaciones consideradas en el apartado anterior. El campo eléctrico presenta generalmente una distribución más compleja que obliga a resolver por métodos numéricos la ecuación (3.6) para determinar el factor de multiplicación. Las herramientas de simulación numérica pueden jugar un papel muy importante en este sentido, porque son capaces de calcular la distribución de campo eléctrico en cada situación de trabajo, partiendo de las características tecnológicas del dispositivo. Códigos de simulación, como el implementado en la herramienta *Sentaurus Device* de *Synopsis* [205], incorporan la física de la multiplicación al cálculo, al incluir modelos que permiten computar las consecuencias del proceso de ionización por impacto. Así, el uso de la simulación resulta muy útil a la hora de predecir la ganancia de un detector con multiplicación.

Cálculo de la ionización por impacto en *Sentaurus Device*: El procedimiento de cálculo más directo para determinar el factor de multiplicación en un detector consiste en la resolución de la ecuación (3.6) en cada punto, a partir de la distribución de campo eléctrico, previamente calculada teniendo en cuenta las condiciones de operación y los parámetros tecnológicos propuestos. Sin embargo, *Sentaurus Device* no procede exactamente de esta forma. Los elementos de trabajo del simulador son fundamentalmente densidades de carga y campos eléctricos (o potenciales), ya que, en último término, el simulador se limita a resolver la ecuación de Poisson y las ecuaciones de continuidad de los portadores de carga. Así pues, el mecanismo de ionización por impacto se resume en el código del simulador por medio de un término de generación adicional, G^{ii} , en las ecuaciones de continuidad de electrones y huecos, análogo al resto de términos de generación y recombinación, pero con una fuerte dependencia con la distribución de campo eléctrico y con la concentración de portadores en cada punto. En concreto, G^{ii} se evalúa siguiendo la expresión:

$$G^{ii} = \alpha_e n v_e + \alpha_h p v_h \quad (3.19)$$

con n y p , las concentraciones de electrones y huecos, respectivamente, v_e y v_h sus velocidades y α_e y α_h los coeficientes de ionización correspondientes, definidos en la sección previa. La fuerte dependencia de G^{ii} con el campo eléctrico, hace que la generación debida a la ionización por impacto únicamente cobre relevancia cuando el campo eléctrico alcanza valores muy altos, próximos al valor crítico de ruptura.

Según la ecuación (3.19), la dependencia con el campo eléctrico está fundamentalmente vehiculada a través de los coeficientes de ionización. La dependencia con el campo eléctrico de v_e y v_h pierde importancia conforme éste aumenta, ya que su valor tiende a la saturación

(ver Sección 3.1.1). Por eso, dentro del ámbito de cálculo de la generación mediante ionización por impacto, *Sentaurus Device* incluye varios modelos para computar α_e y α_h [205], todos ellos basados en la ley de Chynoweth, modificada para extender el cálculo hasta cubrir diversas condiciones de operación y modelar la dependencia con la temperatura.

El modelo más sencillo, que se aplica por defecto en el código de *Sentaurus Device*, es el llamado *Modelo de Overstraeten - de Man*. Consiste en una modificación simple de la ecuación (3.1), para incluir la dependencia de α_e y α_h con la temperatura, basándose en los cálculos referidos en [201]. Así:

$$\alpha(E) = \gamma a \exp\left(-\frac{\gamma b}{E}\right) \quad (3.20)$$

con a y b los coeficientes listados en la Tabla 3.1 y en donde el factor γ expresa la dependencia con la temperatura del gas de fonones contra el cual son acelerados los portadores de carga:

$$\gamma = \frac{\tanh\left(\frac{\hbar\omega_{op}}{2kT_0}\right)}{\tanh\left(\frac{\hbar\omega_{op}}{2kT}\right)} \quad (3.21)$$

siendo, k la constante de Boltzmann, $T_0 = 300$ K y $\hbar\omega_{op} = 0,063$ eV, la energía de los fonones ópticos.

El modelo de *Van Overstraeten - de Man* tiene un rango de aplicación limitado para valores de campo eléctrico entre $1,75 \times 10^5$ V·cm⁻¹ y 6×10^5 V·cm⁻¹. El resto de modelos, con un número creciente de parámetros para poder emular las dependencias con T y E , tienen rangos de aplicación más amplios. Así, el modelo de *Lackner* (ver [205] p. 370) amplía el número de parámetros implicados en la ecuación (3.20), de acuerdo con [206], para extender el rango de valores de campo eléctrico válidos entre 10^5 y 10^6 V·cm⁻¹. En el mismo rango de valores puede aplicarse también el modelo de *Okuto-Crowell* (ver [205] p. 369), que presenta unas dependencias con E y T más elaboradas, basándose en los datos empíricos aportados en [207]. No obstante los modelos más interesantes para investigar el fenómeno de la multiplicación en detectores son los desarrollados en la Universidad de Bolonia: *UniBo* y *UniBo2* (ver [205] pp. 370–374), que extienden el rango de aplicación hacia valores menores de campo eléctrico ($5 \times 10^4 - 6 \times 10^5$ V·cm⁻¹), permitiendo modelar de una forma más precisa el proceso de multiplicación cuando el valor de campo eléctrico es suficientemente intenso para producir ionización por impacto, pero está todavía alejado del valor crítico de ruptura. Tanto *UniBo* como *UniBo2* se fundamentan en los datos obtenidos mediante el cálculo de las ecuaciones de transporte de electrones y huecos por el método HARM (basado en la expansión de las ecuaciones de transporte de Boltzmann, BTE, mediante armónicos esféricos) [208]. El primero de los modelos puede aplicarse en un rango de valores de temperatura² entre 300 K y 700 K, gracias a la calibración contrastada con las medidas de ionización por impacto incluidas en [209, 210]. Este rango se pudo extender hasta 773 K, con la introducción del segundo modelo, algo más refinado, cuyos parámetros fueron calibrados con los datos presentados en [211–213].

²Los valores de temperatura del modelo hacen referencia a la temperatura interna que alcanza el volumen del Silicio como consecuencia de los procesos de autocalentamiento del semiconductor, no a la temperatura ambiente.

El modelo *UniBo2* (también referido como *New University of Bologna Impact Ionization Model* en [205]), cuyos parámetros han sido calibrados con mayor precisión, resulta óptimo para la simulación de los procesos de ionización por impacto en un detector con multiplicación, ya que ofrece la posibilidad de incorporar el término G^{ii} en el cálculo, incluso para campos eléctricos relativamente alejados del campo crítico de ruptura. Este hecho es especialmente relevante si se tiene en cuenta que, tal y como se comentó en la Sección 3.1.1, el campo crítico de ruptura es bastante menor cuando se utiliza un sustrato con una concentración de dopado muy baja.

Sin embargo, a la hora de explorar las características tecnológicas más convenientes para generar un determinado factor de multiplicación, se ha hecho necesario modificar *ad-hoc* el valor de algunos parámetros de simulación, como se discutirá en la Sección 3.1.3. En este sentido, el modelo *UniBo2* presentaba excesivos grados de libertad, por lo que se optó por utilizar el modelo de *Van Overstraeten - de Man* que presenta únicamente tres parámetros modificables y una dependencia con el campo eléctrico relativamente sencilla. Además, teniendo en cuenta que en la ecuación (3.21), si $T = T_0 = 300$ K, $\gamma = 1$, entonces la ecuación (3.20) se reduce a la formulación clásica de la Ley de Chynoweth. De esta forma, las modificaciones necesarias para la emulación del fenómeno de multiplicación resultan más sencillas que si se utiliza cualquiera de los modelos de la Universidad de Bolonia. En cualquier caso, previamente a la elección del modelo de ionización, se realizaron una serie de simulaciones comparando los distintos modelos, sin que se encontrasen grandes diferencias entre los resultados obtenidos.

Procedimiento de simulación de la multiplicación: En el cálculo de *Sentaurus Device*, el término G^{ii} se suma al resto de términos de generación y recombinación considerados en las ecuaciones de continuidad para evaluar, mediante su resolución acoplada con la ecuación de Poisson, las concentraciones de portadores y el valor del campo eléctrico en cada instante del cálculo. A continuación, partiendo de estos resultados, pueden calcularse las densidades de corriente y la distribución de potencial en cualquier punto del dispositivo. Además, si se especifica en el código, el simulador puede incorporar las integrales de ionización al cálculo, de tal forma que la solución de la ecuación (3.7) se impone como una condición de contorno que detiene el cómputo cuando se alcanza la condición de ruptura en la unión. Sin embargo, la ecuación (3.6) completa, no forma parte de los algoritmos de cálculo del simulador, lo que impide que el factor de multiplicación pueda evaluarse explícitamente mediante el uso de estas simulaciones.

No obstante, la posibilidad que ofrece el simulador de calcular las concentraciones de portadores y las densidades de corriente en función de las condiciones de operación, permite seguir métodos alternativos para evaluar la amplitud del proceso de multiplicación. En cualquier sistema, la ganancia en una determinada magnitud puede definirse como la relación entre el valor de esa magnitud obtenido al considerar el fenómeno que provoca la multiplicación, frente al valor obtenido si no se consideran estos fenómenos. Así, en un dispositivo electrónico, siempre puede definirse una *ganancia en corriente* como el cociente entre la corriente obtenida al considerar que los mecanismos de multiplicación están actuando en el dispositivo y la corriente obtenida sin considerarlos:

$$\text{Gain}|_{C_{urr}} \equiv \frac{\text{corriente multiplicada}}{\text{corriente no multiplicada}} \quad (3.22)$$

Por otra parte, en los sistemas de detección, es frecuente definir la *ganancia en carga* como

la relación entre la carga recolectada y la carga depositada:

$$\text{Gain}|_{Char} \equiv \frac{\text{carga recolectada}}{\text{carga depositada}} \quad (3.23)$$

Ambos procedimientos son formas conceptualmente validas de expresar el concepto de la multiplicación y, de hecho, constituyen los dos métodos más habituales para determinar experimentalmente el grado de multiplicación en los sistemas de detección reales. Más que una distribución de $M(x)$, típicamente obtenida al resolver la ecuación (3.6), tanto $\text{Gain}|_{Curr}$ como $\text{Gain}|_{Char}$ pueden identificarse con un factor de multiplicación promedio, $\langle M(x) \rangle$, tal y como se ha expresado en las ecuaciones (3.22) y (3.23).

No obstante, es importante destacar que las medidas de la ganancia en corriente no tienen necesariamente que coincidir con los resultados obtenidos al evaluar la ganancia en carga. En concreto, $\text{Gain}|_{Char}$ es una medida absoluta de la multiplicación a la que se ve sometida el sistema, aunque requiere el conocimiento preciso de la carga depositada en el mismo. Sin embargo, para determinar el valor de la ganancia en corriente es preciso comparar dos sistemas distintos, uno con multiplicación y otro sin ella. De forma teórica, en un simulador por ejemplo, esta comparación puede llegar a realizarse sobre un mismo sistema, eliminando del cálculo las ecuaciones que computan el mecanismo de multiplicación, pero esta posibilidad no existe al medir sistemas reales. En este sentido, el procedimiento para determinar $\text{Gain}|_{Curr}$ es más interesante cuando, por diversas circunstancias, no sea posible llegar a determinar la cantidad de carga que se ha depositado en el sistema.

El cómputo de concentraciones de carga y densidades de corriente forma parte inherente del cálculo del simulador, por lo que cualquiera de los dos procedimientos son factibles en *Sentaurus Device*. En el caso de ganancia en carga, el modelo *Heavy Ion*, implementado en el código del simulador para reproducir la formación de una traza de pares e-h en el seno de un semiconductor tras el paso de una partícula pesada cargada (ver [205] p. 558 y ss.), permite introducir una densidad localizada de pares e-h que constituyen la concentración de carga depositada requerida en el cociente de la ecuación (3.23). A través de un cálculo transitorio (con el tiempo como variable de simulación), puede evaluarse la evolución de la concentración de carga introducida, teniendo en cuenta la distribución del campo eléctrico en el seno del dispositivo y los modelos físicos que, por ejemplo, replican el fenómeno de la multiplicación. Así, puede obtenerse la forma y amplitud del pulso de corriente inducido en los electrodos de un dispositivo con las características tecnológicas deseadas. La carga recolectada no es más que la integral temporal del pulso de corriente, por lo que la ecuación (3.23) puede llegar a evaluarse completamente mediante este procedimiento.

El mayor inconveniente de estas simulaciones reside precisamente en el empleo de cálculos transitorios, que requieren un gran consumo de tiempo y recursos de computación. En la fase de diseño de la región de multiplicación de un detector con ganancia, interesa realizar un gran número de simulaciones modificando diversos parámetros tecnológicos, para llegar a establecer un procedimiento de fabricación óptimo. Desde un punto de vista práctico, las simulaciones transitorias resultan poco adecuadas en esta fase y parece más conveniente emplear un procedimiento de simulación menos exhaustivo.

En este sentido, el procedimiento de cálculo de la ganancia en corriente es de aplicación inmediata en el simulador, puesto que siempre es posible evaluar la corriente en un sistema sometido a los mecanismos de multiplicación y compararla con la corriente en un sistema que carece de ellos. Además, la comparación requerida en la ecuación (3.22) puede realizarse tanto sobre los pulsos de corriente obtenidos mediante una simulación transitoria,

como sobre los niveles estacionarios resultantes si se realiza una simulación casi-estacionaria (con la tensión aplicada como variable de paso). En este segundo supuesto, el consumo de recursos es mucho menor, lo que facilita la tarea de optimización. Sin embargo, presenta el inconveniente de que el modelo *Heavy Ion* no está definido para cálculos casi-estacionarios. Aun así, es posible diseñar un método alternativo para emular la generación de una cierta cantidad de carga, análogo a la aplicación del modelo *Heavy Ion*, pero con posibilidad de implementarse en los algoritmos de cómputo casi-estacionarios.

3.1.3. Optimización de la región de multiplicación

En un detector con ganancia, basado en la estructura clásica de tipo *Reach-Through* (ver Capítulo 1), $P^+/P^-(\pi)/P/N^+$, las características de la capa tipo P determinan las propiedades de multiplicación del dispositivo. La posibilidad de aplicar técnicas de simulación en el análisis de estos fenómenos, permite diseñar la capa de multiplicación de forma que los parámetros tecnológicos escogidos optimicen el factor de multiplicación. La optimización de esta capa requiere la obtención de una figura de mérito que resuma sus características tecnológicas y permita relacionarlas con el valor final del factor de multiplicación y la elección de un procedimiento de simulación eficaz que facilite los cálculos. En la Sección 3.1.2, se ha comentado que el método de determinación de la ganancia en carga es muy preciso, ya que proporciona un valor absoluto de la multiplicación. Sin embargo, la aplicación del modelo *Heavy Ion*, requiere el uso de cálculos transitorios que aumentan el consumo de recursos necesarios para el cómputo. En este sentido, el método de ganancia en corriente, realizado mediante simulaciones casi-estacionarias³, resulta más conveniente, aunque su utilización requiere el diseño de un procedimiento para emular la generación de concentraciones de carga en el volumen de silicio.

Generación de carga en simulaciones casi-estacionarias: En analogía con el cálculo que realiza el modelo *Heavy Ion*, la generación de una densidad de pares e-h en una región concreta de un dispositivo puede emularse en condiciones casi-estacionarias, modificando localmente los coeficientes de ionización del silicio contenido en esa región. El cambio en los coeficientes de ionización permite que los mecanismos de ionización por impacto se activen para un valor de campo eléctrico muy por debajo del habitual, haciendo factible la generación local de una cantidad de pares e-h mayor que la correspondiente a los mecanismos de generación estándar de carga espacial. Como los coeficientes se modifican únicamente en un volumen muy pequeño de silicio, el comportamiento global del dispositivo no se ve alterado.

El procedimiento de simulación se describe en [214], en la que se trabaja sobre una estructura clásica de tipo *Reach-Through* unidimensional con una capa P de mayor dopado que el nivel del sustrato para incrementar el campo eléctrico en la unión y desencadenar los mecanismos de multiplicación a tensiones de operación relativamente bajas.

En esta estructura, representada en la Figura 3.4 (a), se define una región localizada de $1 \mu\text{m}^2$, sobre la que se modifica el valor de los coeficientes de ionización, para emular la generación de una cierta concentración de portadores de carga móviles. Partiendo de la

³En las simulaciones casi-estacionarias, el dispositivo se lleva desde una solución inicial, previamente calculada, hacia otra nueva solución resultante de la modificación de las condiciones de contorno (por ejemplo, al variar la tensión aplicada sobre alguno de sus electrodos).

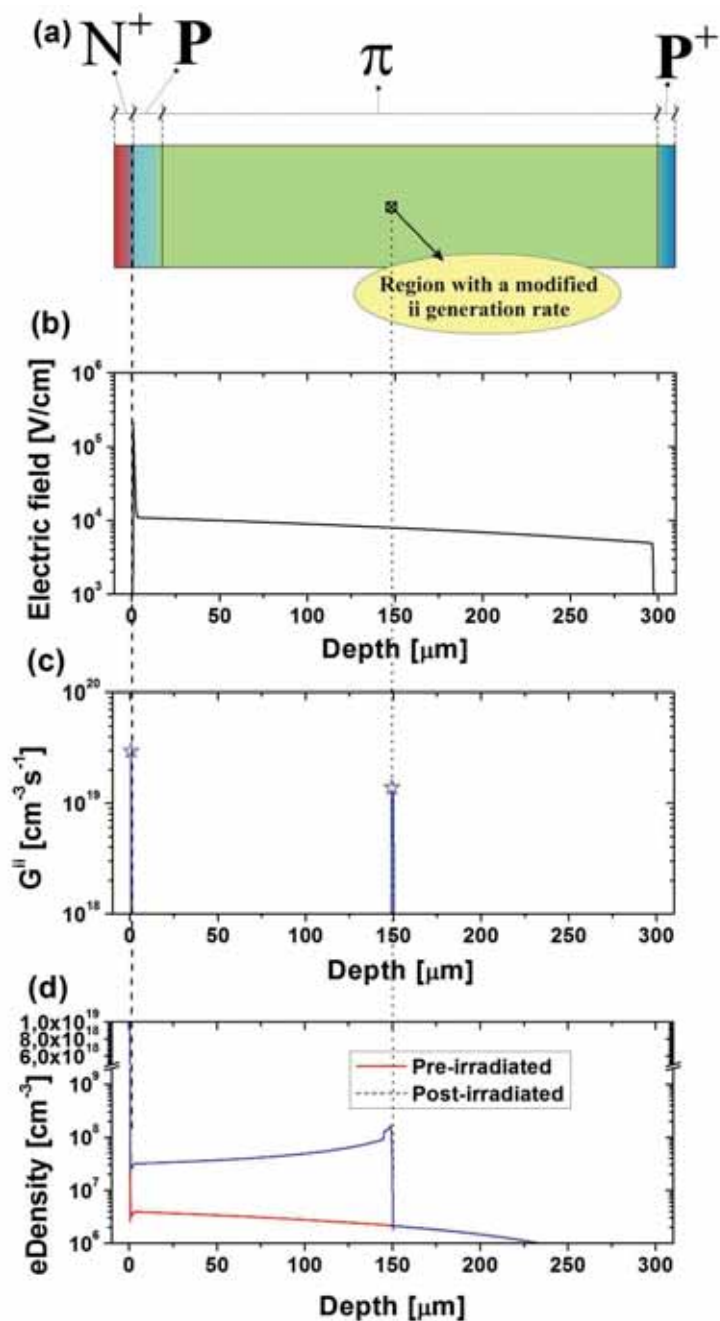


Figura 3.4: Resumen del procedimiento de simulación de la generación de pares: (a) Localización de la región con coeficientes modificados (b) distribución de campo eléctrico, (c) tasa de ionización por impacto (d) Concentración de electrones con o sin considerar la región modificada.

ecuación (3.20), con $T = 300$ K, para conseguir que $\gamma = 1$ en la ecuación (3.21), se modifican los parámetros a y b de la región, permitiendo la activación del término de generación, G^{ii} , para valores de campo muy inferiores a los $1,75 \times 10^5$ V·cm⁻¹, que constituyen el límite inferior de aplicación del modelo de *Van Overstraeten - de Mann*. El campo eléctrico en la estructura simulada, representado en la Figura 3.4 (b) para una tensión inversa de polarización de 500 V, apenas supera el valor de 1×10^4 V·cm⁻¹ en la región localizada, valor generalmente insuficiente para propiciar la generación de portadores mediante la ionización por impacto. Sin embargo, al modificar los parámetros a y b del modelo de ionización, G^{ii} puede llegar a adoptar un valor considerable en esta región, como se muestra en la Figura 3.4 (c). En el resto de la estructura, G^{ii} mantiene un valor muy pequeño, excepto en la región de alto campo eléctrico situada sobre la unión P/N⁺, tal y como corresponde a la aplicación del modelo de ionización por impacto sin modificar.

En el ejemplo presentado en [214], los parámetros a y b del modelo de *Van Overstraeten - de Mann* se modificaron de tal forma que el término G^{ii} emulase la generación de pares correspondiente a la absorción de un fotón de rayos X de 30 keV. La elección de un fotón no es casual, puesto que su absorción es un fenómeno puntual y, por tanto, hace más realista la suposición de que la generación de carga se realiza en una región muy localizada. Además al tratarse de un fotón tan energético, la producción de pares es suficientemente intensa como para generar una corriente de magnitud apreciable y distinguible de la corriente de fugas de la estructura polarizada en inversa. Así puede apreciarse en la Figura 3.4 (d), donde se ha representado la concentración de electrones en un corte unidimensional de la estructura simulada, considerando la modificación local de los coeficientes de ionización y se ha comparado con la concentración típica cuando los coeficientes se mantienen invariables en toda la estructura.

Simulación de la ganancia en corriente: Siguiendo el procedimiento descrito en la ecuación (3.22), la multiplicación puede determinarse como el cociente entre la corriente multiplicada y la corriente sin multiplicación. Para determinar el nivel de corriente no multiplicada, se utiliza una estructura *Reach-Through* análoga a la representada en la Figura 3.4 (a), sin la capa P de multiplicación, replicando la estructura típica de un detector tipo PiN.

La Figura 3.5 muestra con líneas discontinuas los niveles de corriente obtenidos en función de la tensión inversa aplicada, para dos estructuras con capa P de multiplicación (estructuras tipo APD) con distinto nivel de dopado, cuando se genera una concentración de carga correspondiente a la absorción de un fotón de rayos X de 30 keV, mediante el procedimiento de modificación local de los coeficientes de ionización. Junto con estas curvas, se han incluido en la figura (líneas continuas) los niveles típicos de corriente de estas dos estructuras cuando se omite la generación de carga. La estructura B, con un nivel de dopado en la capa P de multiplicación superior al de la estructura A, muestra una mayor divergencia entre la curva de corriente con carga, $I_{APD}|_{Charge}(V)$, y la curva de corriente sin ella, $I_{APD}|_{NoCharge}(V)$, poniendo de manifiesto la relación existente entre el nivel de dopado de la capa P de multiplicación y la cantidad de multiplicación proporcionada sobre los portadores de carga. Además la divergencia entre las curvas aumenta conforme se incrementa la tensión inversa de polarización, demostrando que el nivel de multiplicación aumenta con V .

Esta divergencia es casi inapreciable en el caso de las curvas correspondientes a una es-

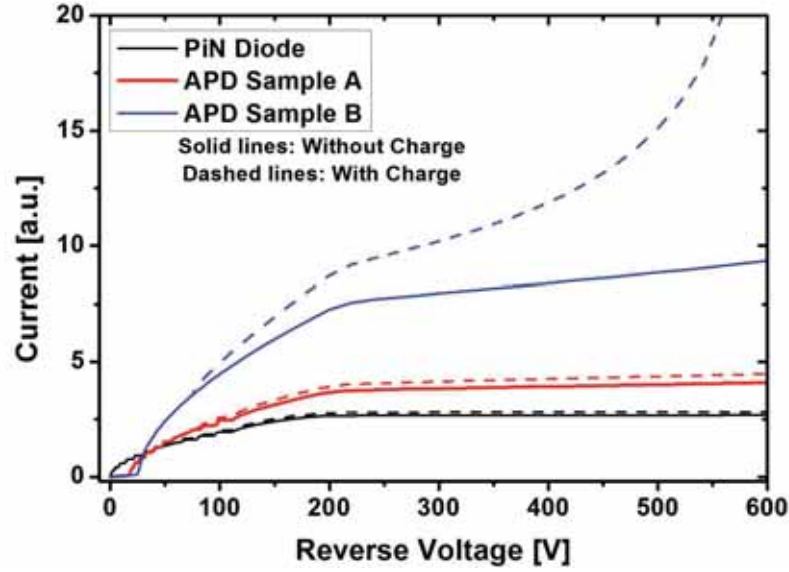


Figura 3.5: Corriente de fugas en función de la tensión inversa aplicada sobre dos diodos con multiplicación y un diodo sin multiplicación.

estructura tipo PiN, $I_{PiN|Charge}(V)$ y $I_{PiN|NoCharge}(V)$, también representadas en la Figura (3.5). Al no ser capaz de multiplicar el número de portadores generados, la diferencia entre los niveles de corriente se limita a la cantidad de carga generada en la región localizada. Como corresponde al hecho de no tener ganancia, la diferencia entre ambas curvas en la estructura PiN, permanece invariable con la tensión inversa.

De acuerdo con estos resultados, la ganancia en corriente en las estructuras simuladas puede calcularse como:

$$M(V) = \frac{I_{APD|Charge}(V) - I_{APD|NoCharge}(V)}{I_{PiN|Charge}(V) - I_{PiN|NoCharge}(V)} \quad (3.24)$$

que se muestra en la Figura 3.6, para las dos estructuras con multiplicación simuladas. Las curvas Ganancia vs. Tensión destacan, de una forma más clara, la dependencia del nivel de multiplicación con la concentración de dopado de la capa P, puesto que la curva correspondiente a la muestra B (más dopada) alcanza niveles de multiplicación de entre 10 y 50, mientras que la estructura A, mantiene su nivel de ganancia por debajo de 5 en todo el rango de tensiones considerado.

Optimización en función de parámetros tecnológicos. A tenor de los resultados previos, resulta evidente que el nivel de dopado de la capa de multiplicación influye decisivamente en la ganancia. Sin embargo, es preciso concretar con mayor precisión cuáles son los parámetros tecnológicos que influyen en esta dependencia y cuál ha de ser su valor para conseguir la implementación de una región de multiplicación con las propiedades de ganancia deseadas.

El valor de la concentración de dopado tipo P sobre la unión determina el valor de campo eléctrico máximo y, por tanto, la ganancia resultante: Suponiendo una unión abrupta, donde la concentración de la región con menor nivel de dopado se considera constante, la ecuación

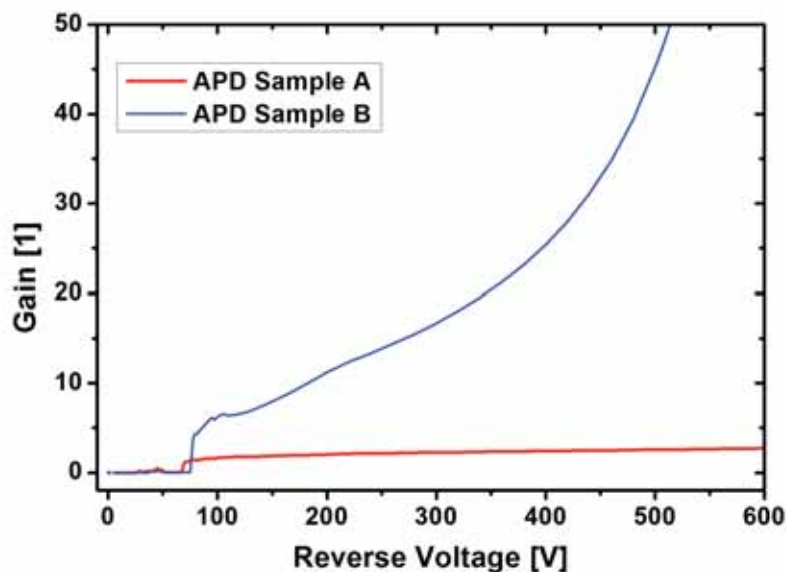


Figura 3.6: Ganancia en función de la tensión inversa aplicada sobre dos diodos con multiplicación.

(3.14) determina que a mayor concentración de dopado, mayor será el campo eléctrico resultante. Sin embargo, la forma de la capa de multiplicación tiene también una influencia sobre la ganancia, puesto que no se obtiene el mismo grado de multiplicación cuando la unión se construye, por ejemplo, sobre una epitaxia P de dopado uniforme, que cuando se implementa sobre una capa menos profunda y cuya distribución de impurezas sigue un perfil gaussiano. En este sentido resultaría de gran utilidad la posibilidad de definir un parámetro o figura de mérito tecnológica, cuyo valor condicionase de forma unívoca el grado de multiplicación alcanzado por la unión.

La forma más sencilla de fabricar la unión multiplicadora requerida en los detectores LGAD consiste en la implantación y difusión sucesiva de las impurezas de tipo P y tipo N, sobre un sustrato de dopado uniforme, prácticamente intrínseco. Este procedimiento da como resultado un perfil de dopado en el que las dos distribuciones de impurezas, ambas con forma gaussiana, se superponen para formar la unión en el punto en el que las concentraciones se igualan (ver Figura 3.7). El valor de la concentración de dopado tipo P sobre la unión viene condicionado por las características de las dos gaussianas superpuestas, al tiempo que su profundidad de difusión determina la carga integrada en la capa de multiplicación.

Para reducir el número de parámetros tecnológicos implicados se puede aproximar el perfil gaussiano de la región N^+ a un perfil abrupto, mediante una doble implantación de impurezas de fósforo con distinta dosis y energía (ver Capítulo 4). Así, la capa N^+ permanece invariable frente a los cambios tecnológicos y apenas influye en la determinación final de la ganancia.

Considerando en todo momento que la concentración de dopado del sustrato tipo P es de $1,33 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ (correspondiente a una resistividad de $10 \text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$), se han simulado distintos perfiles gaussianos de dopado para la capa P de multiplicación, con una concentración de dopado en superficie, P_{Peak} , y una profundidad de difusión, Y_j , variables, de tal

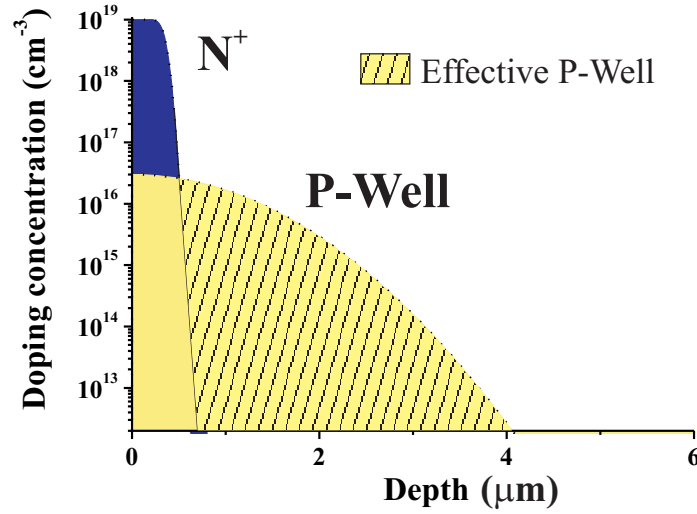


Figura 3.7: Perfil de impurezas dopantes en la región de la unión P/N^+ de un detector con multiplicación, en que se ha detallado la carga integrada efectiva de la capa de multiplicación.

forma que la concentración de dopado en la unión y su carga integrada resultan distintas en cada caso. La carga integrada efectiva, Q_{Eff} , de cada perfil se calcula teniendo en cuenta únicamente la región de la capa P no compensada por la capa de tipo N^+ , es decir la parte que estrictamente constituye el lado P de la unión, tal y como se muestra en la Figura 3.7. Así, se ha representado en la Figura 3.8 el factor de multiplicación, M , calculado por medio de la ecuación (3.24), en función de Q_{eff} , para una tensión de polarización $V_a = 500$ V. Cada una de las curvas, correspondientes a un mismo valor de P_{Peak} , presenta un crecimiento similar de M con Q_{Eff} . De hecho, mientras M se mantiene en valores bajos, apenas se observan diferencias entre perfiles con distinto P_{Peak} . Cuando la multiplicación comienza a ser más relevante, comienzan a observarse divergencias en el valor de M en función del valor de P_{Peak} . Así, por ejemplo, los perfiles de dopado con una $Q_{eff} = 2,5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ proporcionan una multiplicación que va desde $M = 10$ para un $P_{Peak} = 3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ a $M = 16$, para un $P_{Peak} = 8 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. De esta forma Q_{eff} puede considerarse un parámetro característico de la tecnología que permite ajustar los perfiles de difusión que conforman la unión multiplicadora para conseguir un determinado factor de multiplicación en el detector, aunque el ajuste fino de M requiere también la determinación del valor de P_{Peak} .

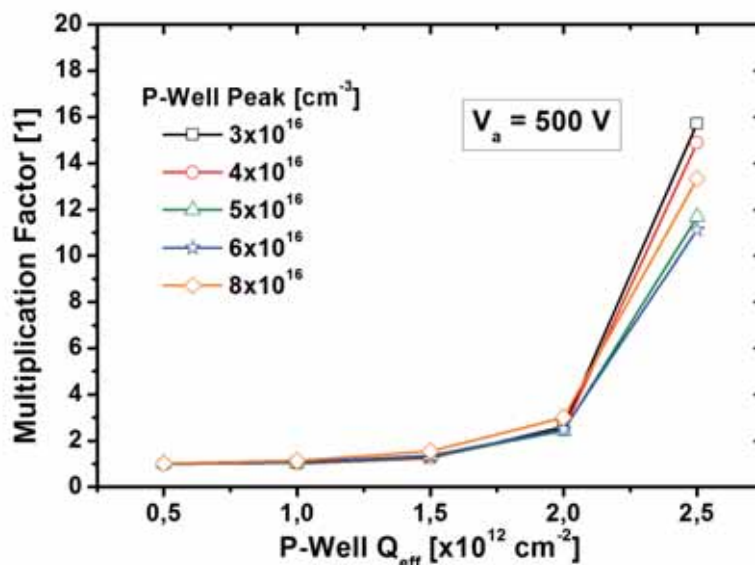


Figura 3.8: Factor de multiplicación en función de la carga integrada efectiva de la difusión P-Well, Q_{Eff} , para perfiles de dopado con distintos picos de dopado en superficie, P_{Peak} , en una unión polarizada a una tensión inversa de 500 V.

3.2. Diseño de la región periférica en un detector con multiplicación

3.2.1. Terminación de la unión

La uniformidad del factor de multiplicación es un aspecto fundamental en el diseño de un detector con ganancia. Para evitar que el proceso de multiplicación distorsione la relación de proporcionalidad entre la señal recolectada y la cantidad de energía depositada por la radiación, resulta esencial asegurar que toda el área activa de detección presente el mismo factor de multiplicación.

Como se ha establecido anteriormente, el valor de la ganancia se relaciona con los aspectos tecnológicos a través de la distribución de campo eléctrico que estos determinan. La intensidad de campo eléctrico en cada punto de la región de multiplicación condiciona la forma y valor de la distribución $M(x)$, tal y como se recogía en la ecuación (3.6). Por lo tanto, a la hora de diseñar la región de multiplicación de un detector con ganancia, es deseable que la distribución de campo eléctrico sea lo más uniforme posible a lo largo del área cubierta por la unión, evitando la formación de regiones con distinto nivel de multiplicación. En este sentido, es importante que la región de alto campo eléctrico quede confinada en las proximidades de la unión, sin que ningún otro punto del volumen del detector supere la intensidad de campo necesaria para activar los mecanismos de ionización por impacto.

Una unión idealmente plana e infinita, como la estudiada en la Sección 3.1.2, satisface las premisas de uniformidad requeridas para la fabricación de un detector con multiplicación, puesto que todos los puntos de su área son equivalentes entre sí y cualquier sección vertical del volumen del detector reproduce el mismo perfil unidimensional de campo eléctrico. Sin

embargo, cualquier unión real presenta necesariamente unos límites físicos, fijados, al menos, por las dimensiones máximas del chip. Los puntos situados en los extremos de una unión real finita no son indistinguibles del resto de puntos, ya que el borde de la unión rompe la simetría y modifica las condiciones de contorno necesarias para resolver las ecuaciones constitutivas del material en esos puntos.

Por lo tanto, el diseño de la región de multiplicación de un detector con ganancia debe considerar la implementación de estructuras de terminación de la unión, que permitan aproximar la distribución real del campo eléctrico a la forma típica de una unión ideal, plana e infinita, garantizando así la uniformidad del factor de multiplicación.

3.2.1.1. Terminación de uniones fabricadas con tecnología planar.

Conceptualmente, la forma más sencilla de aproximar una unión plana real a la unión ideal infinita consiste en extenderla hasta alcanzar el borde del chip. No obstante, desde un punto de vista práctico, extender la unión hasta los bordes del chip, presenta un conjunto de inconvenientes, que pueden degradar las prestaciones del dispositivo. Los inconvenientes de la exposición de las uniones P/N en el borde de un chip se conocen desde las primeras investigaciones relativas a la fabricación de dispositivos electrónicos con materiales semiconductores. Los bordes de un chip, que generalmente se someten a procesos mecánicos de corte, suelen presentar tal cantidad de defectos que una unión expuesta en el borde experimenta habitualmente un rápido incremento de la corriente de fugas en polarización inversa, hasta el punto de comprometer la viabilidad del dispositivo. Así, las tecnologías desarrolladas desde entonces, han tenido presente la necesidad de alejar los límites de las uniones del borde del chip, o en su defecto, de aplicar tratamientos especiales (*pasivaciones*), para evitar que las uniones queden expuestas sin protección.

Siguiendo esta línea, la tecnología de fabricación planar se fundamenta en la difusión selectiva de impurezas dopantes en el substrato a través de ventanas abiertas en una capa, generalmente de SiO₂ o resina fotosensible, que actúa como máscara. Una vez que penetran en el Silicio, la difusión de las especies dopantes se desarrolla simultáneamente en todas las direcciones, aunque no siguiendo necesariamente un perfil isotrópico. De esta forma, además de difundirse verticalmente, penetrando en profundidad bajo la ventana de difusión, las impurezas se difunden también lateralmente, excediendo los límites de la ventana definidos por la máscara. Esta dinámica de difusión provoca la curvatura de la unión en los extremos, generando tres regiones diferenciadas en su contorno, como se puede observar en la Figura 3.9:

1. Unión Plana: El área definida bajo la ventana de difusión presenta una unión completamente plana, en la que cada punto de su extensión se corresponde con un mismo perfil unidimensional de concentración de dopantes.
2. Unión Cilíndrica: Sobrepasando los límites de la ventana de difusión, el contorno de la unión adopta una curvatura cilíndrica de radio r , asimilando un perfil bidimensional de concentración de dopantes como el mostrado en izquierda de la Figura 3.9.
3. Unión Esférica: Centrada en las esquinas de la ventana de difusión, la unión puede llegar a adoptar una curvatura esférica, cuya distribución de impurezas se corresponde con el perfil tridimensional representado en la zona sombreada de la imagen derecha de la Figura 3.9.

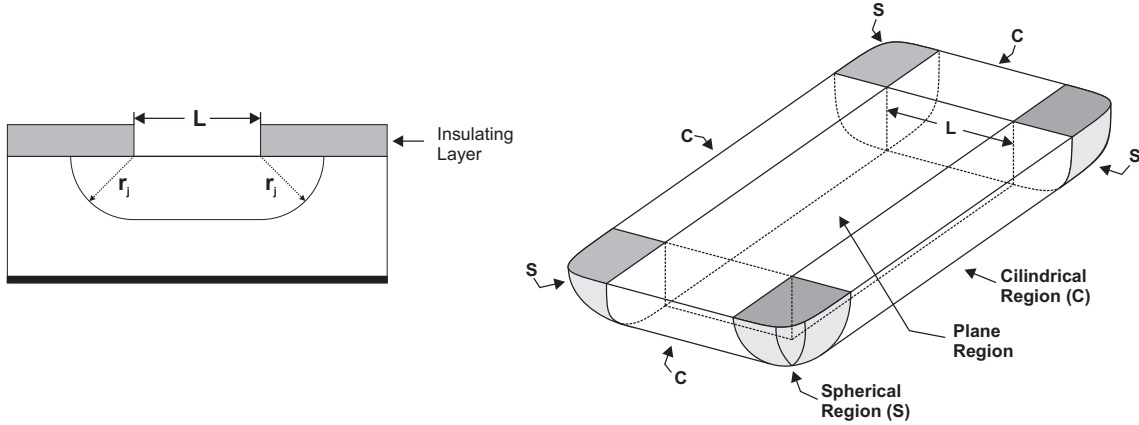


Figura 3.9: Sección bidimensional y representación tridimensional de una unión fabricada con técnicas de tecnología planar, mediante la difusión de impurezas dopantes a través de una ventana selectiva. Atendiendo a su curvatura, se identifican tres regiones: plana, cilíndrica (C) y esférica (S).

De entre ellas, la curvatura esférica puede evitarse por diseño, redondeando las esquinas de la ventana de difusión. Sin embargo, la curvatura cilíndrica es inherente al proceso de difusión, de tal forma que cualquier unión fabricada mediante técnicas de tecnología planar presentará, al menos, una región de difusión plana y otra con curvatura cilíndrica.

Campo eléctrico, potencial y tensión de ruptura en las regiones curvas de una unión difundida: En analogía con los cálculos presentados en las Sección 3.1.1 para una unión abrupta unidimensional⁴, las distribuciones de campo eléctrico y de potencial pueden calcularse analíticamente sobre una unión abrupta con curvatura cilíndrica, resolviendo la ecuación de Poisson en coordenadas cilíndricas [45]:

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dV}{dr} \right) = -\frac{1}{r} \frac{d}{dr} (rE) = -\frac{Q(r)}{\varepsilon} = -\frac{qN_D}{\varepsilon} \quad (3.25)$$

Donde tanto el potencial, $V(r)$, como el campo eléctrico, $E(r)$, se definen a lo largo del vector radial, r , que se extiende por la región de vaciamiento, siguiendo la curvatura de la unión. Integrando la ecuación (3.25) con la condición de que $E(r)$ debe ser cero en el límite de la zona de vaciamiento, r_D , se obtiene que la distribución de campo eléctrico en esta región curva es:

$$E_{Cyl}(r) = \frac{qN_D}{2\varepsilon} \left(\frac{r^2 - r_D^2}{r} \right) \quad (3.26)$$

Al igual que ocurría para la unión plana unidimensional, $E_{Cyl}(r)$ presenta su máximo sobre la propia unión. Siguiendo la sección bidimensional incluida en la Figura 3.9, en la que r_j es el radio de curvatura de la unión, entonces:

$$E_{m,Cyl}(r_j) = \frac{qN_D}{2\varepsilon} \left(\frac{r_j^2 - r_D^2}{r_j} \right) \quad (3.27)$$

⁴Al igual que entonces, los cálculos se ejemplifican para uniones N/P⁺ por la mayor sencillez a la hora de realizar los desarrollos matemáticos. No obstante las conclusiones son análogas en el caso de las uniones P/N⁺.

Este valor máximo de campo eléctrico es siempre significativamente superior al que presenta la región plana de la unión. Si se considera que $r_j \ll r_D$, entonces el campo máximo en la curvatura cilíndrica, comparado con el campo máximo en la unión plana unidimensional, expresado en la ecuación (3.14), será:

$$\frac{E_{m,Cyl}}{E_{m,1D}} = \frac{r_D}{2r_j} \quad (3.28)$$

en donde se ha considerado que los espesores de la zona de vaciamiento (w , en el caso de uniones unidimensionales, y r_D , para las uniones bidimensionales) son aproximadamente iguales para la misma tensión aplicada. De la ecuación (3.28), se concluye que, para las uniones poco profundas, el campo eléctrico en la curvatura es significativamente mayor que el que se alcanza en la región plana y que esta diferencia se va reduciendo conforme r_j aumenta (como ocurre, por ejemplo, en tiristores de alta tensión).

A su vez, la resolución de la ecuación de Poisson en coordenadas esféricas permite obtener una expresión analítica de la distribución de campo eléctrico en torno a una unión abrupta con curvatura esférica:

$$E_{Sph}(r) = \frac{qN_D}{3\varepsilon} \left(\frac{r^3 - r_D^3}{r^2} \right) \quad (3.29)$$

cuyo valor máximo (alcanzado sobre la unión), es, de nuevo, siempre superior al valor máximo en una unión plana e incluso mayor al obtenido en una unión con curvatura cilíndrica [45]:

$$E_{m,Sph} > E_{m,Cyl} > E_{m,1D} \quad (3.30)$$

La distribución de potencial correspondiente a estos valores de campo eléctrico puede obtenerse integrando las ecuaciones (3.26) y (3.29), con las condiciones de contorno de que el potencial debe igualar la tensión inversa aplicada, V_a , en el extremo de la zona de vaciamiento de la región tipo N de la unión y anularse en el lado de tipo P⁺. Así:

$$V_{Cyl}(r) = \frac{qN_D}{3\varepsilon} \left[\left(\frac{r^2 - r_j^2}{2} \right) + r_D^2 \ln \left(\frac{r}{r_j} \right) \right] \quad (3.31a)$$

$$V_{Sph}(r) = \frac{qN_D}{3\varepsilon} \left[\left(\frac{r^2 - r_j^2}{2} \right) + r_D^3 \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_j} \right) \right] \quad (3.31b)$$

Las expresiones analíticas (3.31a) y (3.31b), comparadas con la ecuación (3.12), ejemplifican como la caída de potencial es mucho más acusada en las regiones curvas que en la región plana de una unión abrupta, considerando las mismas condiciones de dopado. Este comportamiento puede observarse con una mayor claridad en la Figura 3.10, donde se ha representado la distribución de campo eléctrico y la caída de potencial en el extremo de una unión difundida, extraídas mediante una simulación de elementos finitos para una tensión de polarización inversa próxima a la tensión de ruptura de la unión. En la simulación, la concentración de dopado del electrodo N⁺ sigue el habitual perfil gaussiano de difusión sobre un sustrato tipo P, cuya concentración de dopado permanece constante con un nivel varios órdenes de magnitud inferior al dopado de la región tipo N. Las líneas equipotenciales

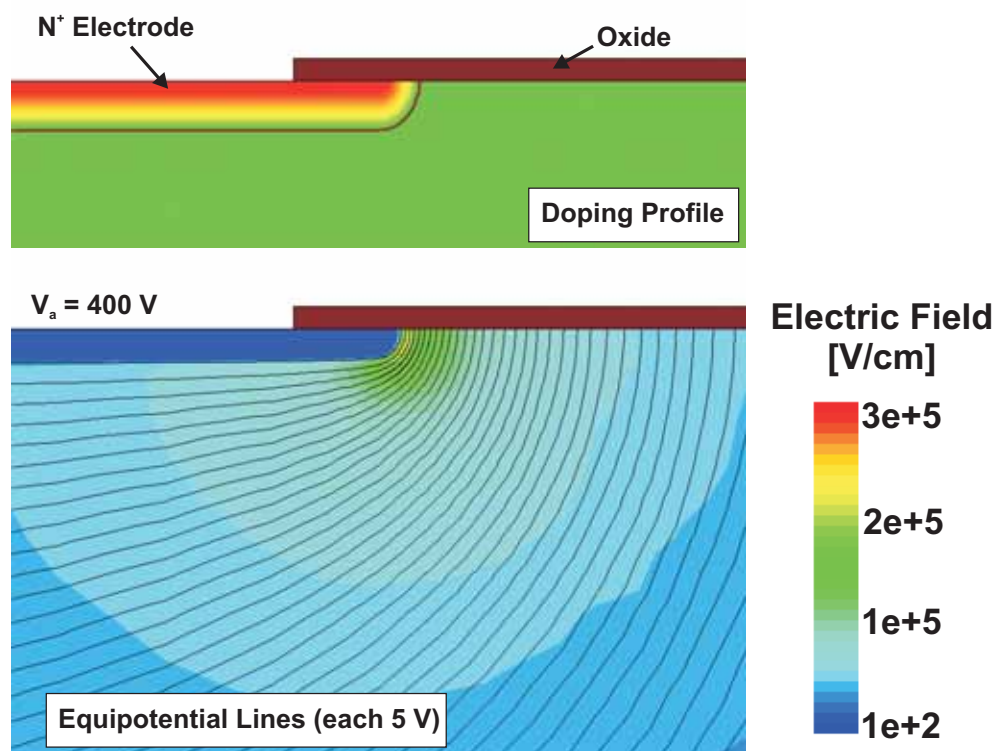


Figura 3.10: Distribución de campo eléctrico y líneas equipotenciales en el borde de una unión P/ N^+ difundida, fabricada mediante técnicas de tecnología planar sin estructuras de protección, bajo una polarización inversa próxima a la tensión de ruptura de la unión.

tienden a apilarse en torno al borde de la unión, intentando replicar su curvatura cilíndrica y alcanzar perpendicularmente la superficie del sustrato. Este apilamiento incrementa el gradiente de potencial y, por tanto, la intensidad del campo eléctrico en la región de curvatura de la unión.

La distribución no uniforme de campo eléctrico hace posible que se alcance sobre la curvatura de la unión el valor de campo crítico de ruptura para una tensión de polarización inversa mucho menor que la necesaria para llevar la región plana hasta la ruptura por avalanche. Este comportamiento degrada la capacidad en tensión del dispositivo con respecto a las prestaciones que ofrece un diseño con uniones planas, pero además desplaza las zonas de máximo campo desde la región plana y uniforme hacia la zona curva del borde.

Aplicando la distribución de campo eléctrico máximo de la ecuación (3.26) para la curvatura cilíndrica, o su equivalente para curvatura esférica, en la ecuación (3.7), que expresaba la condición de ruptura de una unión, puede calcularse el campo crítico de ruptura en una unión curva. Las mismas aproximaciones utilizadas entonces para simplificar la dependencia de los coeficientes de ionización con el campo eléctrico son válidas en estas circunstancias. Del mismo modo, es posible derivar una expresión analítica para la tensión de ruptura en uniones curvas (ver la extensa discusión al respecto desarrollada en el capítulo 3º de [45]). Es conveniente normalizar estas expresiones para la tensión de ruptura con respecto a la tensión de ruptura en la región plana, $V_{BD,1D}$, de tal forma que la tensión de ruptura en la región cilíndrica, $V_{BD,Cyl}$, y la tensión de ruptura en la región esférica,

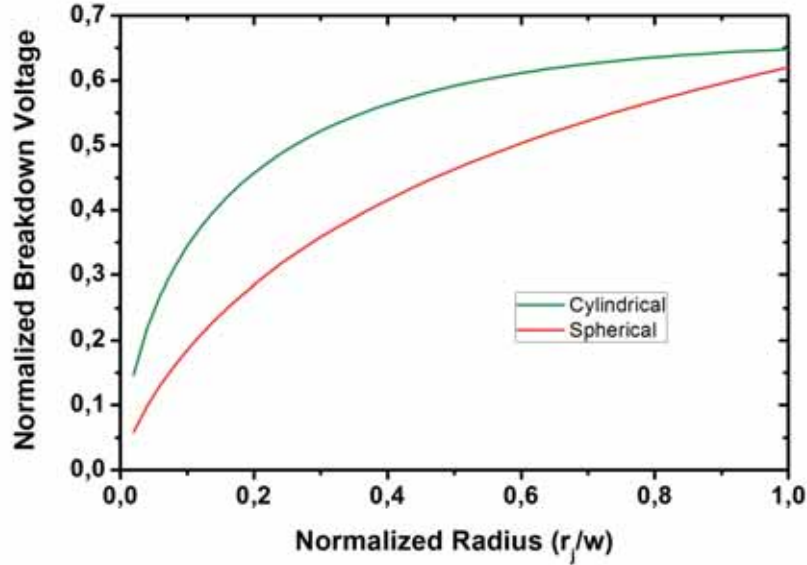


Figura 3.11: Tensión de ruptura en las regiones curvas de una unión, normalizada con respecto a la tensión de ruptura plana unidimensional, en función del radio de curvatura normalizado (r_j/w).

$V_{BD,Sph}$, pueden expresarse en función de la relación entre el radio de curvatura de la unión y la extensión máxima de la zona de vaciamiento, r_j/w como [45]:

$$\frac{V_{BD,Cyl}}{V_{BD,1D}} = \left\{ \frac{1}{2} \left[\left(\frac{r_j}{w} \right)^2 + 2 \left(\frac{r_j}{w} \right)^{6/7} \right] \ln \left[1 + 2 \left(\frac{r_j}{w} \right)^{8/7} \right] - \left(\frac{r_j}{w} \right)^{6/7} \right\} \quad (3.32a)$$

$$\frac{V_{BD,Sph}}{V_{BD,1D}} = \left(\frac{r_j}{w} \right)^2 + 2,14 \left(\frac{r_j}{w} \right)^{6/7} - \left[\left(\frac{r_j}{w} \right)^3 + 3 \left(\frac{r_j}{w} \right)^{13/7} \right]^{2/3} \quad (3.32b)$$

Representadas en la Figura 3.11 en función de r_j/w , las ecuaciones (3.32a) y (3.32b), muestran que cuanto mayor sea el radio de curvatura más se aproximan $V_{BD,Cyl}$ y $V_{BD,Sph}$ a $V_{BD,1D}$. Un radio de curvatura mayor, implica una mayor profundidad en la difusión, por tanto, la fabricación de difusiones profundas suele favorecer que las prestaciones de la unión difundida se asemejen a las de la unión plana unidimensional, con una mayor capacidad en tensión y una distribución más suave de campo eléctrico. Sin embargo, dado que en la mayor parte de las aplicaciones las uniones difundidas son poco profundas comparadas con la extensión de la zona de vaciamiento, la degradación del comportamiento de la unión en la curvatura suele ser un problema especialmente delicado que requiere la inclusión de estructuras de terminación que reduzcan la influencia de la curvatura.

Técnicas de terminación en dispositivos de alta tensión: Los problemas derivados de la curvatura en las uniones fabricadas mediante técnicas de fabricación planar son especialmente conflictivos en aplicaciones electrónicas de potencia, en las que generalmente se precisan altas tensiones de operación. En este ámbito de estudio, se han desarrollado numerosas técnicas de terminación que permiten recuperar, al menos en parte, las prestaciones de la unión plana unidimensional. La Tabla 3.2 incluye un listado con las principales soluciones aplicadas en la fabricación de dispositivos de alta tensión. Junto con algunos

detalles relativos a su aplicación, se ha precisado el porcentaje de la tensión de ruptura que cada solución permite recuperar con respecto a la unión plana ideal, $V_{BD}/V_{BD,1D}$. La descripción detallada de estas técnicas es objeto de estudio en la mayoría de los textos clásicos de la materia, como p.ej. [45].

| Técnica | $V_{BD}/V_{BD,1D}$ [%] | Comentarios |
|--------------------------------|------------------------|------------------------------------------------------------------------------|
| Unión Planar | 50 | Apenas utilizado |
| Anillo de Guarda | 80 | Adecuado para un gran número de dispositivos por oblea |
| Placa de Campo | 60 | Frecuentemente empleado junto con el anillo de guarda |
| Borde Biselado Positivo | 100 | Adecuado para un único dispositivo por oblea |
| Borde Biselado Negativo | 90 | Adecuado para un único dispositivo por oblea |
| Junction Termination Extension | 95 | Adecuado para ambos usos; corriente de fugas alta; sensible a la pasivación. |

Tabla 3.2: Técnicas de terminación para dispositivos de alta tensión (Basado en [215]). $V_{BD}/V_{BD,1D}$ expresa el tanto por ciento de capacidad en tensión recuperado con cada técnica respecto a una unión ideal, plana e infinita.

Desprovista de estructuras de terminación, la unión fabricada con tecnología planar puede llegar a perder un 50% de la capacidad en tensión. En un detector con multiplicación, diseñado de esta forma, el campo crítico de ruptura se alcanzaría en los extremos de la unión, a una tensión tan baja, que difícilmente podría alcanzarse un valor de campo suficientemente alto en la región plana para producir multiplicación sobre las cargas recolectadas. La incorporación de anillos de guarda flotantes, como el representado en la Figura 3.12(a), permite recuperar una gran parte de la capacidad en tensión, especialmente si su aplicación se combina con el uso de placas de campo convenientemente dimensionadas (Figura 3.12(b)). Situado a una distancia W_R de la difusión principal, el anillo de guarda se autopolariza cuando es alcanzado por el avance de la zona de vaciamiento, a una tensión intermedia entre la tensión aplicada en el electrodo y la tensión en el extremo de la zona de vaciamiento. Las líneas equipotenciales suavizan su apilamiento en torno a la curvatura y la relación r_j/w aumenta, permitiendo que la tensión de ruptura se aproxime al valor típico de la unión plana unidimensional (ver Figura 3.11). La placa de campo actúa de forma análoga, alejando la curvatura de las líneas equipotenciales de la propia curvatura de la unión. La optimización de la distancia W_R , de la anchura del anillo o de la longitud de la placa de campo, L_{FP} , permite alcanzar altas tensiones de operación, aunque frecuentemente es necesario el uso de varios anillos de guarda para alcanzar un porcentaje elevado de la capacidad en tensión de la unión plana y asegurar que la región plana alcance el valor de campo eléctrico necesario para activar los mecanismos de multiplicación en un detector con multiplicación.

No obstante, las terminaciones que permiten recuperar casi totalmente la tensión de ruptura plana son mucho más interesantes, también desde la perspectiva de garantizar la

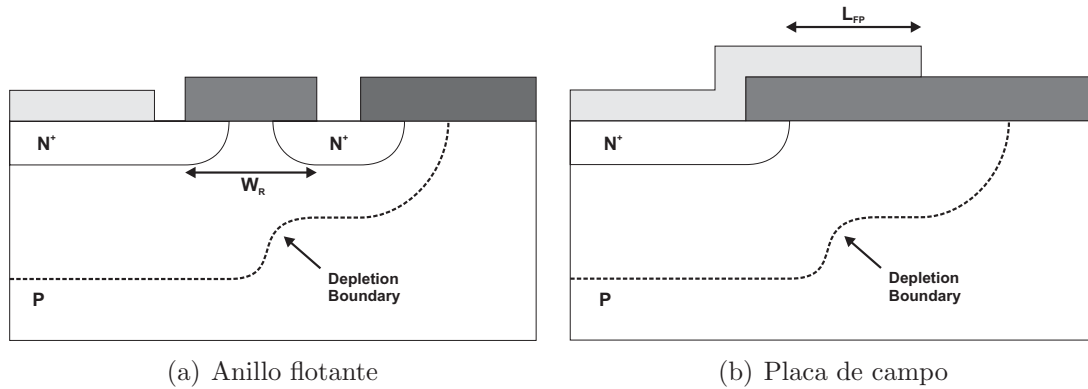


Figura 3.12: Terminación con anillo flotante (a) y con placa de campo (b).

uniformidad en el factor de multiplicación, puesto que en un detector con multiplicación debe primar la uniformidad de la ganancia frente a la capacidad en tensión. En este sentido, tanto las técnicas de borde biselado como las técnicas que incorporan una *Junction Extension Termination* (JTE) resultan más prácticas, puesto que pueden garantizar una mayor uniformidad en la ganancia, sin incrementar el consumo de área destinada a la terminación, como ocurre en el caso de utilizar varios anillos de guarda.

Las técnicas de borde biselado, consisten en proporcionar una cierta inclinación al corte del borde del dispositivo, tal y como se muestra en la Figura 3.13. De esta forma, la unión no alcanza el borde del chip de forma perpendicular, sino con un cierto ángulo que suaviza la intensidad del campo eléctrico en este punto. Ajustando de forma adecuada el ángulo del bisel, puede llegar a recuperarse prácticamente la totalidad de la capacidad en tensión ideal, puesto que la unión resulta efectivamente plana hasta el mismo borde del chip. Aunque se han fabricado detectores de tipo APD con esta técnica de terminación [97], el biselado del borde requiere que las dimensiones del dispositivo sean muy grandes, cubriendo áreas del orden de varios cm^2 , de tal forma que generalmente sólo se puede llegar a fabricar un dispositivo por oblea. Por otra parte, el bisel no soluciona por sí mismo los problemas derivados de la degradación del borde del chip, que influye sobre los niveles de corriente, haciendo necesarios tratamientos de pasivación especiales para permitir la operación del dispositivo.

En consecuencia la técnica de terminación empleada mayoritariamente, bajo diversas denominaciones, en los detectores con multiplicación se basa en la implementación de una JTE en los extremos de la unión [91, 119, 216, 217]. La técnica de terminación por JTE se fundamenta en la extensión de la difusión principal que constituye el lado más dopado de la unión, mediante una nueva difusión con menor concentración de dopado, solapada sobre la curvatura cilíndrica de la unión original. La Figura 3.14 representa esquemáticamente la estructura de una terminación JTE implementada sobre una unión P/ N^+ . En ella, se aprecia como la extensión del electrodo N^+ mediante la difusión JTE de menor dopado, permite suavizar la curvatura en torno al extremo de la unión principal y reducir el apilamiento de las líneas equipotenciales, con el consiguiente descenso del campo eléctrico.

La clave de una terminación JTE efectiva reside en el control de la cantidad de carga integrada en la difusión. Si la carga es pequeña, el impacto de la difusión JTE sobre la distribución de campo eléctrico es mínimo y el valor máximo de campo se concentrará en la

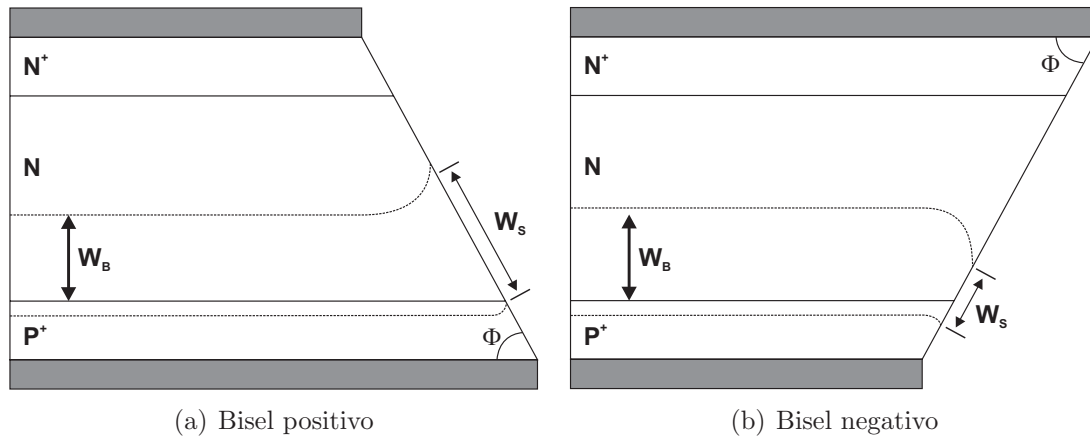


Figura 3.13: Terminación con Borde Biselado.

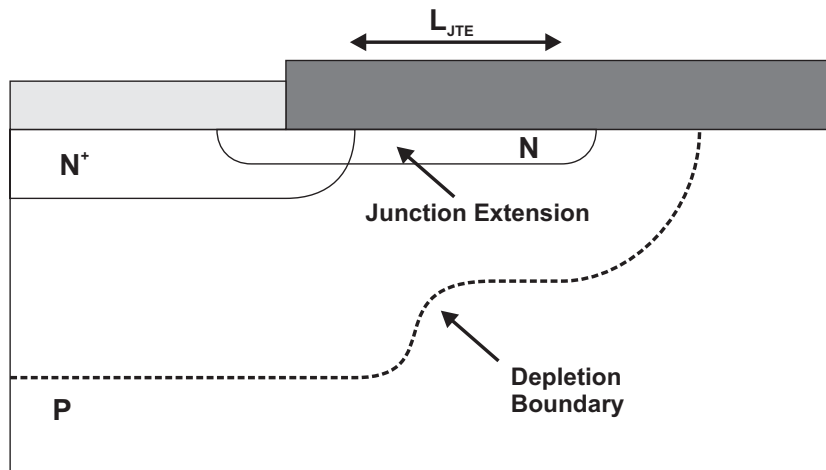


Figura 3.14: Terminación con JTE.

curvatura cilíndrica de la unión original. Si, por el contrario, la carga es demasiado alta, la terminación simplemente servirá como una extensión de la unión principal hacia la propia curvatura de la difusión JTE. En este supuesto, la capacidad en tensión quedará a expensas del radio de curvatura de la JTE, pudiendo reducir la tensión de ruptura, si, tal y como se ha representado en la Figura 3.14, es menor que el radio de la unión cilíndrica original. Así, para reducir el campo eléctrico en la curvatura de la unión principal, sin llegar a provocar la ruptura en la curvatura de la difusión JTE, la carga integrada en la terminación debe ser tal que la difusión de la JTE soporte un porcentaje relevante de la tensión inversa aplicada.

3.2.1.2. Técnicas de terminación en un detector con multiplicación

La unión principal de un detector con ganancia, cuyo diseño se ha discutido en la Sección 3.1.3, se forma a partir de la superposición de una difusión tipo N altamente dopada y de una difusión tipo P más profunda, cuya concentración de dopado, aun siendo sustancialmente inferior a la del lado N, eleva el pico de dopado en la unión varios ordenes de

magnitud con respecto al valor característico del sustrato. La difusión P es la responsable de que el campo eléctrico en la unión pueda alcanzar el valor necesario para activar los procesos de ionización por impacto para tensiones de polarización inversa relativamente bajas y dotar al dispositivo de un mecanismo interno de multiplicación. Sin embargo, dado que estos mecanismos de multiplicación son los responsables del proceso de avalancha, que conduce en último término a la ruptura de la unión, la presencia de la difusión P reduce considerablemente la capacidad en tensión del dispositivo, al tiempo que acrecienta los problemas de curvatura encontrados a la hora de diseñar la terminación.

La Figura 3.15 muestra la distribución de campo eléctrico y la caída de potencial simulados en la terminación de una unión multiplicadora, desprovista de estructuras de protección. Representado para la misma tensión inversa de polarización (400 V), es notable como el valor de campo eléctrico sobre la unión aumenta significativamente en comparación con la situación mostrada en la Figura 3.10 para una unión abrupta carente de difusión P de multiplicación.

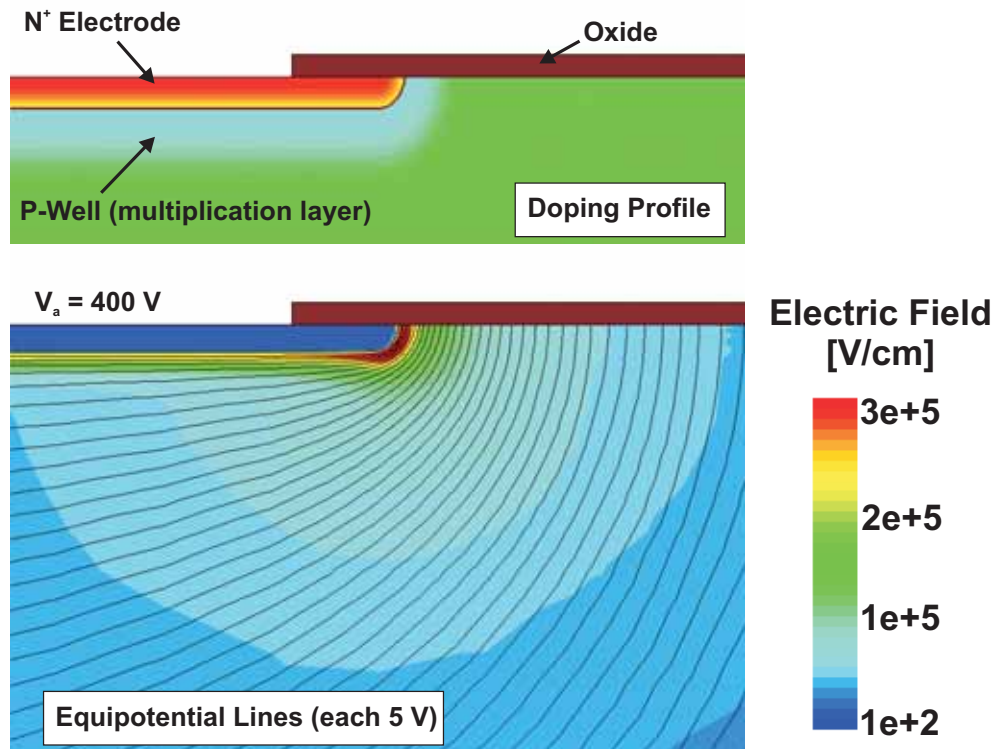


Figura 3.15: Distribución de campo eléctrico y líneas equipotenciales en la terminación de una unión multiplicadora a una tensión inversa de 400 V.

Asimismo, el incremento de campo eléctrico en la curvatura compromete la uniformidad de la ganancia en toda el área sensible para la detección. De hecho, la búsqueda de una distribución uniforme de campo eléctrico pasa a ocupar un lugar principal a la hora de optimizar la terminación de la unión, ya que los detectores con multiplicación no precisan generalmente de una capacidad en tensión muy elevada. En su uso habitual, es suficiente con que el valor de V_{BD} sea lo suficientemente elevado como para permitir la operación segura del detector con tensiones de polarización capaces de vaciar por completo el sustrato (esto

es, $V_a > V_{FD}$). Cuando el detector está destinado a trabajar en entornos sometidos a niveles de radiación elevados, esta premisa puede resultar muy restrictiva, puesto que el valor de V_{FD} aumenta como consecuencia del daño por radiación [23]. En general, una tensión de ruptura próxima a los 1000 V proporciona un margen de operación suficiente para trabajar con los diodos *pad* de 300 μm de espesor, que son objeto de este estudio. Sin embargo, con detectores más estrechos o incluso en el caso de los detectores segmentados V_{BD} puede ser significativamente menor, de forma que no siempre es posible garantizar el vaciamiento completo del sustrato en condiciones de alta irradiación.

En cualquier caso, una forma adecuada de optimizar el diseño de la región de multiplicación de un detector con ganancia consiste en asegurar la máxima uniformidad en la distribución de campo eléctrico, haciendo que la condición de ruptura por avalancha se alcance siempre para tensiones de polarización más bajas en la región plana que en la terminación de la unión. De esta forma, de entre las técnicas de terminación presentadas en la Sección 3.2.1.1, para el diseño de un detector con multiplicación resultan más interesantes aquellas que cumplan las siguientes tres condiciones:

- i) La tensión de ruptura del dispositivo debe ser la tensión máxima que pueda alcanzar la región plana de la unión, de forma que $V_{BD,1D} < V_{BD,Edge}$.
- ii) La distribución de campo eléctrico debe ser uniforme en toda el área sensible para la detección. Idealmente, el campo eléctrico únicamente debería superar el valor de activación de los mecanismos de multiplicación en la región plana de la unión.
- iii) Que puedan fabricarse de una forma estandarizada múltiples dispositivos de dimensiones medianas o pequeñas ($\text{área} < 1 \text{ cm}^2$) y que el proceso de fabricación sea compatible con la segmentación de los electrodos del dispositivo, para permitir, en último término, la fabricación de detectores segmentados con multiplicación.

De acuerdo con lo expuesto, las técnicas de terminación con borde biselado no se ajustan a las condiciones requeridas para la fabricación de un detector con multiplicación. Aunque muestran una dinámica de ruptura completamente plana y aseguran una gran uniformidad en la distribución del campo eléctrico, su fabricación presenta una serie de inconvenientes en cuanto a la miniaturización de los dispositivos y la estandarización de los procesos en la sala blanca del CNM. Además, estas técnicas de terminación son difícilmente aplicables al segmentar los electrodos del diodo. En consecuencia, no se ha considerado ninguna solución con bisel a la hora de optimizar el diseño de la terminación de los detectores presentados en este trabajo.

Por el contrario, tanto los anillos de guarda como la difusión JTE han sido objeto de estudio en la fase de diseño de los detectores con ganancia. La Figura 3.16 muestra las técnicas propuestas para implementar la terminación de la unión multiplicadora.

La primera de ellas consiste en la implementación de un **anillo de guarda flotante** a una distancia W_R del extremo de la unión principal. Optimizando el valor de W_R , la redistribución del potencial en la terminación puede ser suficiente para reducir el pico de campo eléctrico en la curvatura de la unión principal e incrementar la capacidad en tensión del conjunto por encima del valor necesario para producir multiplicación en la región plana de la unión. Aunque esta solución no puede garantizar de forma estricta la uniformidad del campo eléctrico, resulta totalmente compatible con los procesos de segmentación de los electrodos.

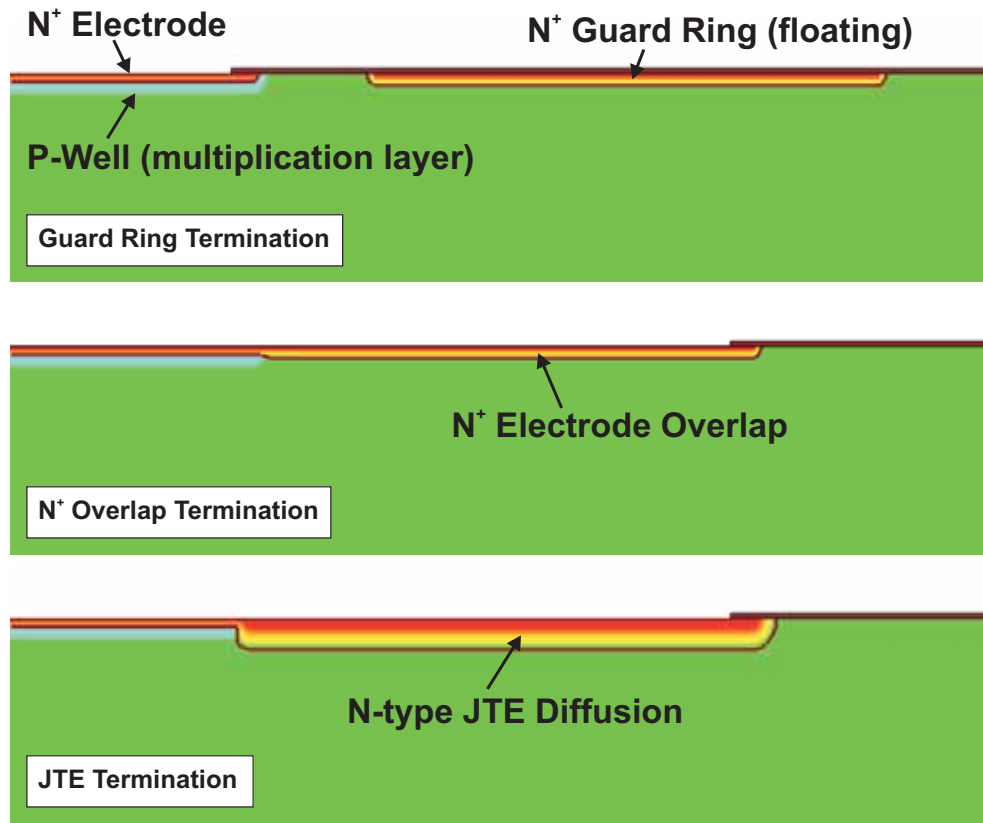


Figura 3.16: Estructuras de terminación propuestas en este estudio con el fin de proteger el borde de la región de multiplicación de un detector con ganancia.

La segunda propuesta se trata de una versión de la técnica de terminación por JTE. Frecuentemente utilizada desde los primeros diseños de detectores APD [91], esta solución se fundamenta en la **extensión de la difusión del electrodo N^+** más allá de los límites de máscara de la difusión P de multiplicación, de forma que se produzca un solapamiento u *overlap* sobre la curvatura original de la unión. La técnica es nuevamente compatible con la fabricación planar y con los procesos de segmentación y proporciona una notable uniformidad en la distribución de campo eléctrico de la región plana de la unión. No obstante, al contener una cantidad no optimizada de carga integrada, provoca el desplazamiento del máximo de campo eléctrico hacia la curvatura de la región de solapamiento, induciendo la ruptura de la unión en la terminación ($V_{BD,1D} > V_{BD,Edge}$).

La tercera y última propuesta contempla la implementación de una **región JTE profunda**, diferente de la difusión N^+ del electrodo. La menor concentración de dopado y el mayor radio de curvatura de esta difusión garantizan la posibilidad de recuperar la capacidad en tensión de la región plana de la unión, manteniendo además una excelente uniformidad en la distribución horizontal del campo eléctrico. Aunque se trata de un proceso completamente compatible con las técnicas de fabricación planar, su implementación, no obstante, puede presentar algún inconveniente a la hora fabricar detectores segmentados.

Terminación con anillo de guarda: De la misma naturaleza que la difusión N^+ del electrodo, ya que se implementa aprovechando su máscara de implantación, la difusión del

anillo adquiere una profundidad mayor que la unión principal, al difundirse directamente sobre el sustrato muy poco dopado, en lugar de hacerlo sobre la difusión P de la región de multiplicación. La Figura 3.17 muestra la distribución de campo eléctrico y la caída de potencial simuladas en esta terminación para una tensión inversa de 400 V. La presencia cercana del anillo de guarda, permite repartir la caída de tensión sobre la terminación de una forma menos abrupta, reduciendo la intensidad del campo eléctrico en la curvatura de la unión principal y aumentando, por tanto, la tensión de polarización necesaria para alcanzar el valor crítico de ruptura.

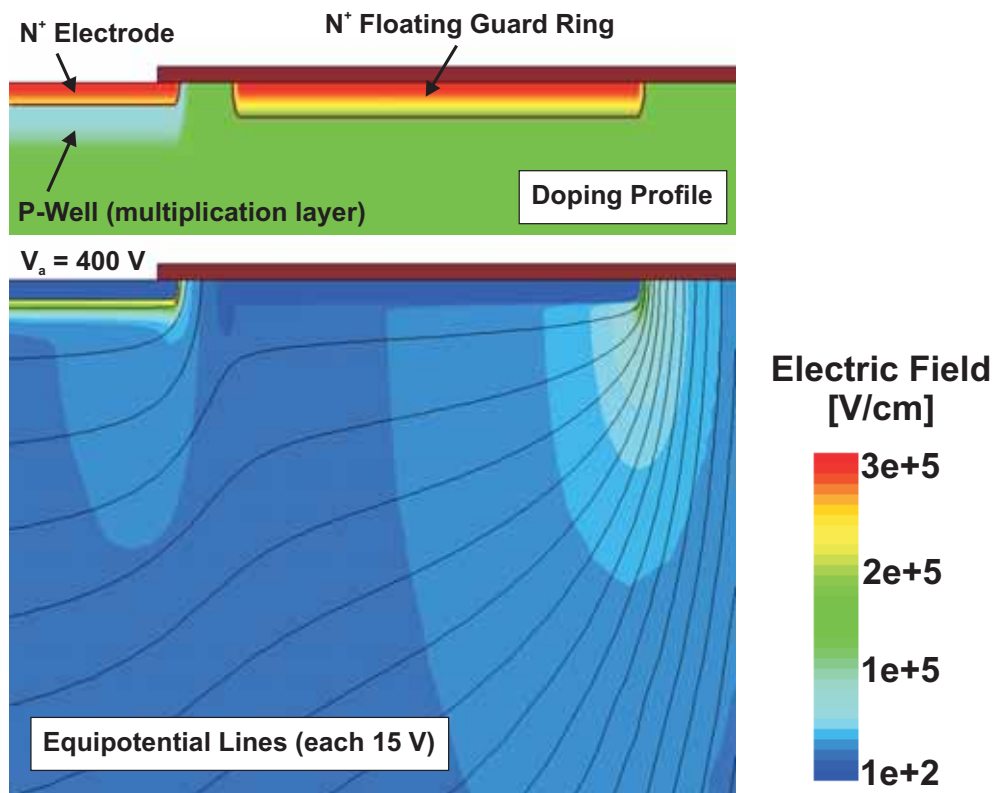


Figura 3.17: Distribución de campo eléctrico y líneas equipotenciales en la terminación de una unión multiplicadora protegida por un anillo de guarda flotante.

Un corte transversal a la altura de la unión permite visualizar con mayor claridad el efecto del anillo de guarda sobre la distribución de campo eléctrico en la terminación de la unión. En la Figura 3.18 se han comparado sendos cortes para una estructura con anillo de guarda y otra desprovista de elementos de protección. El altísimo pico de campo eléctrico desarrollado en el extremo de la unión no protegida, se reparte con la curvatura externa del anillo de guarda al incluir este tipo de terminación. El valor de este segundo pico aumenta o disminuye en función de la anchura del anillo y de su separación con respecto a la unión principal. Así, si el anillo se sitúa demasiado cerca de la unión o resulta demasiado estrecho, la mayor parte de la caída en tensión ocurrirá en torno a la curvatura del anillo y el pico de campo eléctrico en la terminación aumentará considerablemente. Por el contrario, si el anillo se sitúa demasiado lejos, la caída en tensión será soportada principalmente por la unión principal, de forma que el pico de campo eléctrico original, situado sobre la curvatura

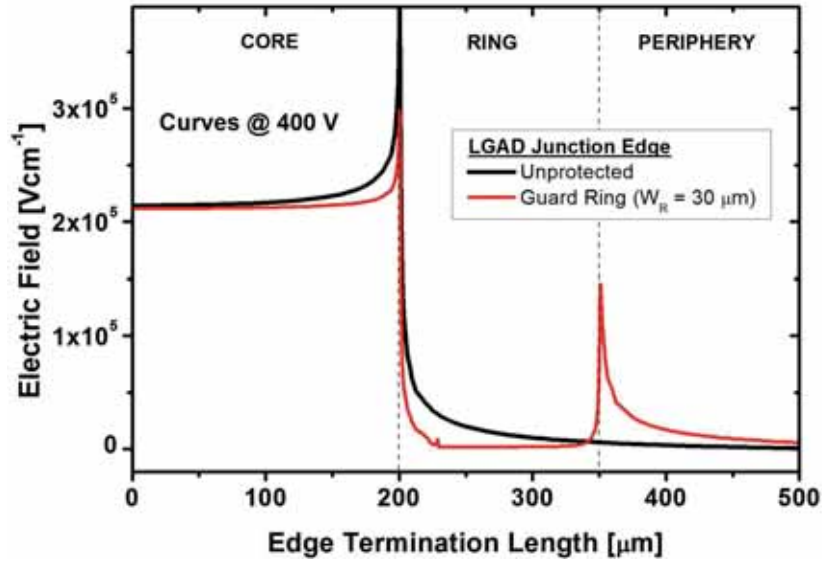


Figura 3.18: Sección transversal de campo eléctrico a través de una unión con multiplicación protegida por un anillo de guarda flotante, comparada con la misma unión desprovista de estructuras de protección.

de la unión multiplicadora, mantendrá un valor excesivo. Si se aumenta la anchura del anillo, manteniendo fija la distancia W_R , el pico de campo eléctrico sobre la terminación irá reduciendo su valor, hasta una anchura determinada, a partir de la cual el incremento de extensión del anillo ya no suponga ninguna ventaja.

Como consecuencia de este balance de campo eléctrico entre la terminación y la unión principal, la tensión de ruptura del dispositivo varía en función de la distancia W_R , de forma que pasa por un máximo para un valor de W_R optimizado, mientras que disminuye cuando el anillo se sitúa demasiado cerca de la unión principal, al alcanzar el pico de campo eléctrico sobre la terminación del anillo el valor crítico de ruptura, o cuando se aleja demasiado, en cuyo caso la unión principal continúa rompiendo en su curvatura cilíndrica [45]. En la situación óptima, el campo eléctrico se reparte entre los dos picos equitativamente, de forma que su valor crece solidariamente al aumentar la tensión de polarización inversa, hasta alcanzar el valor crítico de ruptura en ambos puntos simultáneamente. La inclusión de un número adicional de anillos de guarda favorece el reparto de campo, aumentando considerablemente el valor de V_{BD} .

En un detector con multiplicación, el reparto de campo no puede llegar a ser nunca equitativo, puesto que la curvatura en el extremo del anillo se desarrolla sobre el sustrato, mucho menos dopado que la difusión P que rodea la curvatura de la unión principal. De acuerdo con la ecuación (3.27), el valor de campo máximo alcanzado sobre la curvatura para una determinada tensión aplicada es siempre menor en la difusión del anillo. Por lo tanto, el pico de campo eléctrico en la unión principal, seguirá siendo siempre mayor en la unión principal que en la terminación, por lo que $V_{BD,Edge} = V_{BD,Cyl}$ y como $V_{BD,Cyl} < V_{BD,1D}$ (ver Figura 3.11), no se podrá cumplir la premisa de que el dispositivo alcance la ruptura en la región plana de la unión principal.

Terminación por solapamiento del electrodo N^+ sobre la difusión P de multiplicación: Al extender las dimensiones del electrodo N^+ , de forma que sobrepase los límites de la ventana de implantación de la difusión P de multiplicación, los problemas de la terminación cilíndrica se desplazan hacia el extremo del propio electrodo N^+ . Dado que en esta región de solapamiento las impurezas tipo N se difunden directamente sobre el sustrato, cuya concentración tipo P apenas supera el nivel intrínseco del silicio, se espera que la mayor curvatura de la nueva terminación sea capaz de soportar una tensión de ruptura más elevada.

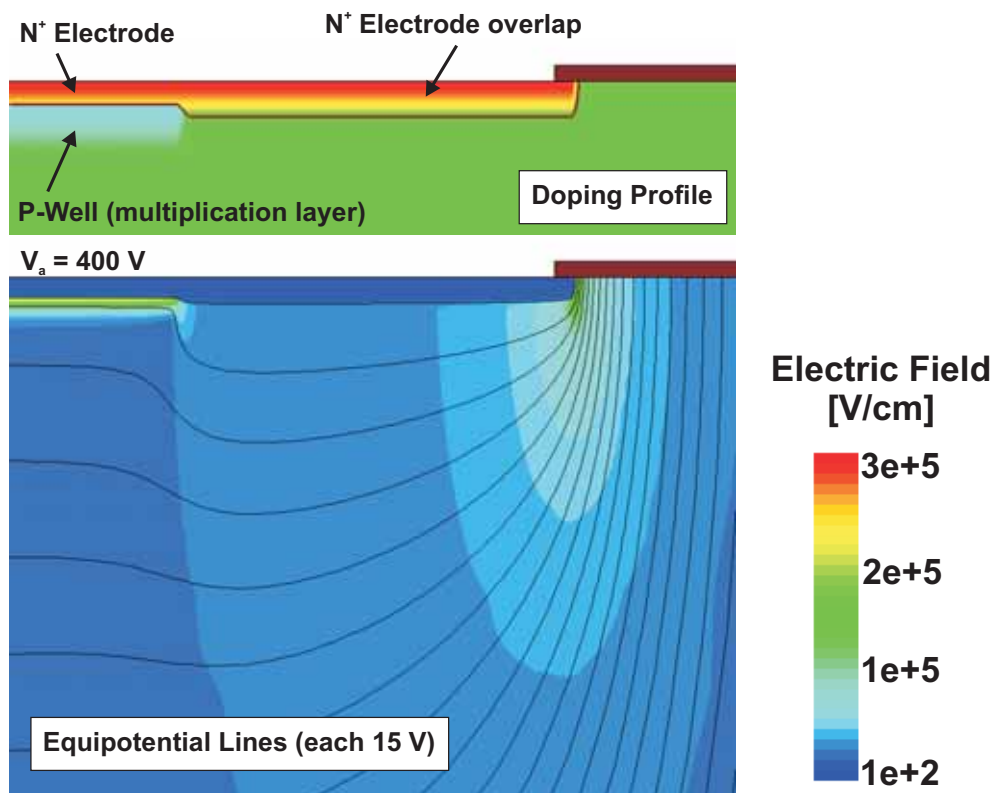


Figura 3.19: Distribución de campo eléctrico y líneas equipotenciales en la terminación de una unión multiplicadora protegida por la extensión del electrodo N^+ .

Una simulación como la mostrada en la Figura 3.19 para una tensión de polarización inversa de 400 V, permite visualizar la distribución de campo eléctrico y la caída de potencial en la región de terminación de una unión multiplicadora protegida mediante la técnica de solapamiento. El campo eléctrico a lo largo de toda la región plana de la unión mantiene un valor suficientemente elevado para activar los mecanismos de ionización por impacto, demostrando que, en esta zona, la inclusión de la terminación no modifica la distribución mostrada en la Figura 3.15 para una unión semejante desprovista de estructuras de protección. En cambio, el fuerte incremento de campo eléctrico en torno a la curvatura de la unión original, queda completamente anulado por el solapamiento de la difusión N^+ . Las líneas equipotenciales bordean la zona de solapamiento y pasan a concentrarse en el extremo de la nueva unión, alejando el pico de campo eléctrico de la región de multiplicación.

La primera consecuencia de este tipo de terminación consiste en la mejora sustancial de

la uniformidad de campo eléctrico en toda el área de multiplicación. La Figura 3.20 muestra un perfil transversal de la distribución de campo eléctrico a la altura de la unión multiplicadora, en la región de terminación de una unión protegida con la técnica de solapamiento. Para una tensión inversa de polarización cercana a la tensión de ruptura simulada, toda la región plana presenta un valor uniforme de campo eléctrico, hasta el comienzo de la región de solapamiento. A continuación, el valor de campo desciende hasta hacerse prácticamente nulo, de forma que la multiplicación queda confinada en la región plana de la unión. Sólo en el extremo de la región de solapamiento, donde la unión entre el sustrato y la difusión N^+ adquiere una curvatura cilíndrica, el campo eléctrico vuelve a crecer, concentrándose en un pico cuyo valor puede llegar a comprometer la capacidad en tensión de la estructura.

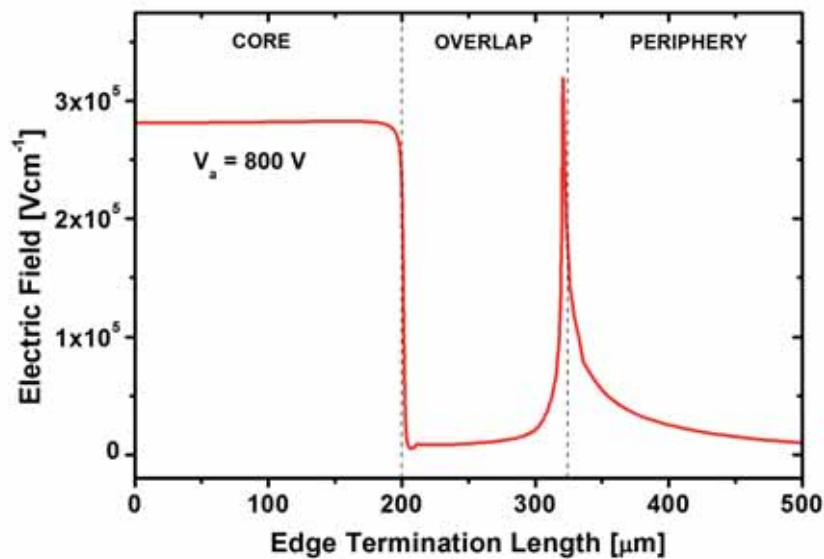


Figura 3.20: Sección transversal de campo eléctrico a través de una unión multiplicadora, protegida por una terminación por solapamiento del electrodo N^+ sobre la difusión P de multiplicación, para una tensión aplicada, $V_a = 800$ V.

El valor máximo de campo eléctrico en la curvatura de la terminación crece de manera muy lenta con la tensión inversa aplicada, permitiendo que la distribución de campo en la región plana alcance valores muy altos, próximos incluso al valor crítico de ruptura. De hecho, la condición $V_{BD,1D} < V_{BD,Edge}$ puede satisfacerse siempre que se garantice que el valor de pico en la terminación se mantenga en todo momento por debajo del valor máximo alcanzado en la región plana. En primera instancia, el incremento de la longitud de la región de solapamiento favorece el aumento de $V_{BD,Edge}$, pero sólo hasta cierto valor, a partir de la cual no aporta ninguna ventaja adicional. Con los valores de concentración considerados en las simulaciones discutidas en la Sección 3.1.3, se deduce que la región de solapamiento debe tener una longitud mínima en torno a $50 \mu\text{m}$ para aprovechar completamente los beneficios que aporta.

No obstante, el dimensionado óptimo del área de terminación no garantiza por sí mismo que la ruptura del dispositivo se alcance sobre la unión plana. Al contrario, la profundidad de la difusión N^+ , que determina el radio de curvatura en el extremo de la unión, supone un

factor crucial a la hora de limitar la capacidad en tensión de la terminación. Al difundirse sobre una región con una concentración de dopado muy baja, la unión entre el electrodo N^+ y el sustrato se localiza a una mayor profundidad en la región de solapamiento que en la región de multiplicación, donde la presencia de una difusión P de mayor dopado compensa antes la concentración de impurezas donadoras de la difusión N^+ . Este aumento de la profundidad favorece la eliminación del pico de campo eléctrico en el extremo de la unión P/ N^+ original, al tiempo que incrementa el radio de curvatura en borde de la difusión de solapamiento, que, de acuerdo con las ecuaciones (3.16) y (3.32a), se traduce en un valor mayor de $V_{BD,Edge}$.

La relevancia de la profundidad de difusión del electrodo se puso de manifiesto experimentalmente en la fase de optimización de la región de multiplicación de los detectores LGAD. El diseño de los primeros prototipos fabricados contemplaba dos secuencias de implantación y difusión de impurezas diferentes para conformar la unión multiplicadora. La primera de ellas sometía las especies implantadas a un recocido con dos etapas oxidantes de 40 minutos a 1200 °C, que dotaba a las difusiones P y N^+ de una mayor profundidad de difusión. La segunda, con un recocido más breve (con una única etapa óxidante a 1200 °C durante 20 minutos), proporcionaba un perfil de impurezas más superficial, que, sin embargo, permitía aumentar el factor de multiplicación en la región plana de la unión. Ambas secuencias se implementaron sobre un mismo diseño, en que la terminación de la unión multiplicadora quedaba protegida por una estructura de solapamiento.

En el caso del recocido largo, la región de solapamiento penetraba suficientemente en el sustrato para garantizar, por un lado, la eliminación de la curvatura en el extremo de la unión multiplicadora y, por otro lado, la formación de una curvatura en el extremo de la terminación suficiente para garantizar una tensión de ruptura elevada al conjunto. La Figura 3.21(a) muestra una sección obtenida mediante técnicas de ingeniería inversa de la terminación de un prototipo sometido al recocido largo, en la que puede observarse como la región de solapamiento abraza la curvatura de la difusión P, confinando la región de multiplicación en la zona plana de la unión. La caracterización de los prototipos mostraba una elevada capacidad en tensión en la práctica totalidad de los dispositivos, con tensiones de ruptura próximas o incluso superiores a los 1000 V, aunque la menor cantidad de carga integrada en el lado P de la unión penalizaba el factor de multiplicación, hasta el punto de que ningún dispositivo fabricado siguiendo esta secuencia mostró ganancias superiores a 2.

Por el contrario, la implementación de difusiones más superficiales redujo notablemente la eficacia de la técnica de terminación por solapamiento. Como se puede observar en la Figura 3.21(b), la difusión del electrodo N^+ en la región de solapamiento resulta insuficiente para contrarrestar por completo la curvatura de la difusión P de multiplicación. Este hecho, unido a la reducción drástica de la curvatura en el extremo de la difusión N^+ , produjeron un deterioro significativo de la capacidad en tensión, que en la mayoría de los prototipos fabricados mediante esta secuencia, se mantuvo por debajo de los 150 V.

Sin embargo, a pesar de su aparente complicación a la hora de implementarse en un proceso de fabricación compatible con la obtención de valores de ganancia moderadamente altos, cabe destacar que la estrategia de terminación por solapamiento parece, a priori, una de las más indicadas para la fabricación de detectores segmentados con multiplicación, puesto que no requiere el uso de máscaras adicionales y permite mantener el área de terminación relativamente pequeña en comparación con el área de multiplicación. De hecho, en un diseño de electrodos segmentados, la autoprotección entre las distintas *strips*

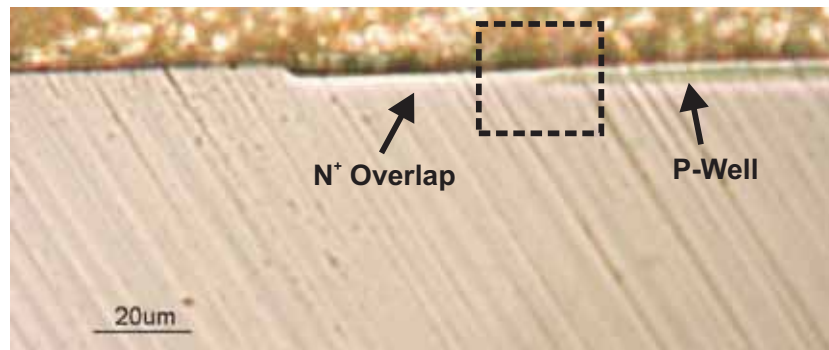
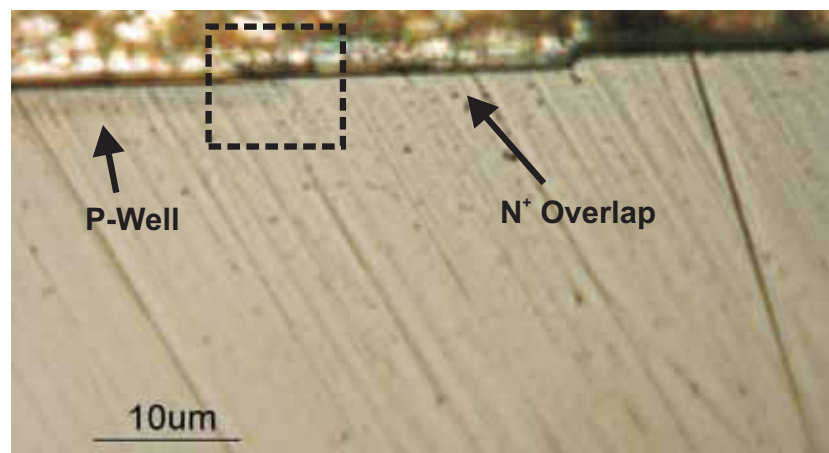
(a) Difusión N^+ profunda(b) Difusión N^+ superficial

Figura 3.21: Sección tecnológica, obtenida mediante técnicas de ingeniería inversa, de la región de terminación en dos prototipos fabricados con la técnica de terminación por solapamiento.

o píxeles, puede favorecer el incremento de la tensión de ruptura hasta valores de operación aceptables.

Terminación con difusión JTE profunda: A tenor de los problemas observados a la hora de implementar la técnica de solapamiento en un detector con cierta ganancia, la mejor forma de garantizar que la terminación elimine la curvatura de la unión principal, manteniendo un buen nivel de multiplicación, parece consistir en separar la difusión que conforma la unión multiplicadora, de la difusión que determina la región de solapamiento. En este sentido, se contempló la inclusión de una difusión JTE profunda en todo el perímetro del área de multiplicación. La difusión JTE, con menor concentración de dopado que el electrodo N^+ , adquiere una mayor profundidad que éste al fabricarse con anterioridad a la implementación de las difusiones que definen la unión multiplicadora. Así, la distribución de campo eléctrico y potencial en esta estructura de terminación, mostrada en la Figura 3.22, se asemeja en lo sustancial a la distribución obtenida con la terminación por solapamiento (ver Figura 3.19). No obstante, el mayor radio de curvatura de la difusión JTE permite la reducción del pico de campo eléctrico en el extremo de la terminación.

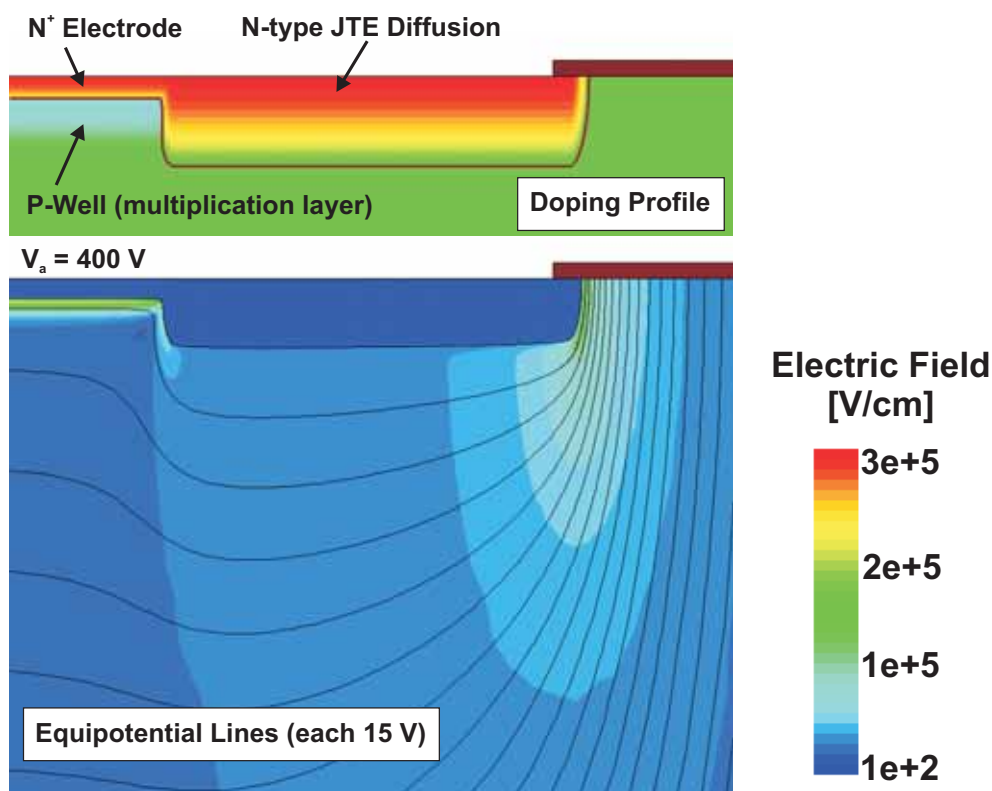


Figura 3.22: Distribución de campo eléctrico y líneas equipotenciales en la terminación de una unión multiplicadora protegida por una difusión JTE.

El efecto de la terminación con JTE profunda sobre la distribución de campo eléctrico se ha comparado con la terminación por solapamiento en la Figura 3.23, que muestra el perfil transversal del campo eléctrico a la altura de la unión principal, con una tensión inversa cercana a las condiciones de ruptura por avalancha. Como la región plana de la unión sigue definida por medio de la difusión del electrodo N^+ sobre la difusión P de multiplicación, el perfil de campo eléctrico en esta zona permanece invariable al modificar la estructura de la terminación. Sin embargo, el pico de campo eléctrico en el extremo de la terminación presenta un valor siempre inferior al valor de la región plana, permitiendo que $V_{BD,1D} < V_{BD,Edge}$ y que, por tanto, la región de multiplicación muestre su capacidad en tensión máxima.

Con la idea de asegurar que la distribución de campo eléctrico alcance el valor de activación de los mecanismos de multiplicación únicamente en la región plana de la unión, se ha contemplado en el diseño de la terminación la adición de una **placa de campo** en el extremo de la difusión JTE, que suavice aún más el pico de campo eléctrico. La distribución de campo eléctrico correspondiente a la terminación con placa de campo puede observarse también en la Figura 3.23.

Aunque la terminación JTE garantiza una excelente uniformidad en la distribución del factor de multiplicación y favorece el desarrollo completo de la capacidad en tensión de la unión multiplicadora, su implementación sobre detectores segmentados presenta el inconveniente de que aumentaría considerablemente la distancia entre *strips* o píxeles contiguos, con la consiguiente pérdida de resolución espacial en la medida. Por este motivo, su uso

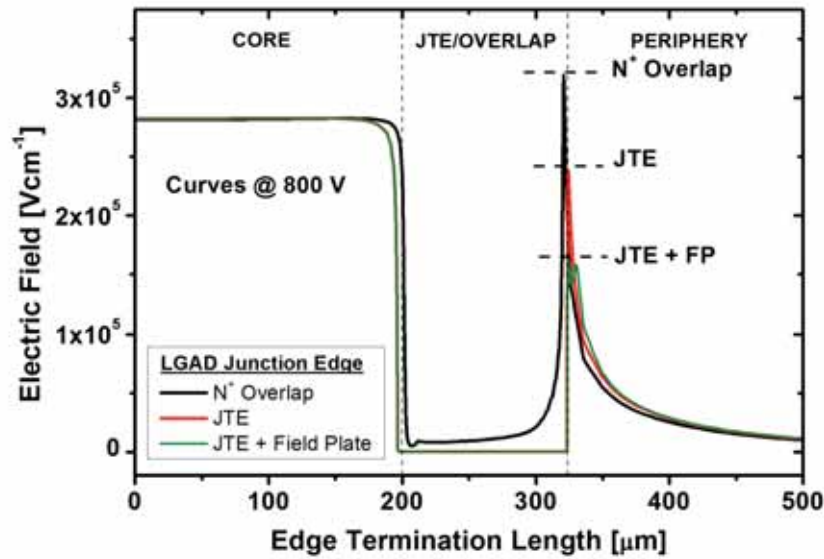


Figura 3.23: Distribución de campo eléctrico en la terminación de una unión con multiplicación con distintas estructuras de terminación.

está indicado para la fabricación de detectores tipo pad, en donde la relación entre el área destinada a la terminación y el área destinada a la detección no es tan importante.

3.2.2. Diseño del borde del dispositivo

Una vez diseñada una terminación optimizada para la unión multiplicadora, el dispositivo debe dotarse de una periferia adecuada para evitar que los fenómenos de borde deterioren sus prestaciones. Se entiende como zona periférica, el volumen de silicio que se extiende desde el límite exterior de las estructuras de terminación hasta el borde del chip. Su diseño resulta crucial a la hora de permitir que el dispositivo desarrolle completamente su capacidad en tensión y prevenir la inyección de altas densidades de corriente hacia la región central. Así, uno de los primeros aspectos a tener en cuenta consiste en dimensionar una región periférica suficientemente amplia, de tal forma que la región de carga espacial disponga siempre del volumen de silicio necesario para extenderse sin alcanzar el borde del chip, ni siquiera cuando la tensión de polarización aumente hasta valores cercanos a la tensión de ruptura del dispositivo. La colocación de una difusión tipo P, conocida como *channel stopper* o *P-Stop*, cubriendo el borde de la región periférica, contribuye igualmente al alejamiento de la zona de vaciamiento del borde, reduciendo la posibilidad de que se establezca un camino conductor que inyecte corriente en la región central del detector.

No obstante, es frecuente que algunos aspectos de la propia periferia influyan de una forma negativa sobre el comportamiento del dispositivo. Como consecuencia del proceso planar de fabricación, la superficie de la región periférica suele quedar recubierta por una capa gruesa de óxido de silicio ($> 1 \mu\text{m}$), que ejerce como máscara de implantación durante el procesado y cumple un papel pasivador tras la fabricación. Esta capa de óxido suele contener altas concentraciones de cargas que modifican por inducción electrostática la concentración efectiva de dopado en la superficie del silicio subyacente. En substratos

tipo P tan poco dopados como el utilizado para la fabricación de detectores, la presencia de una concentración moderada de cargas positivas en el óxido es suficiente para provocar una inversión efectiva del carácter del silicio, induciendo la formación de un canal de tipo N, capaz de conectar la región central del detector con el borde del chip. En la medida de lo posible, es conveniente introducir estrategias tendientes a moderar o eliminar los efectos derivados de la formación de este canal. El tratamiento de la superficie de las obleas para incrementar la concentración de dopado bajo el óxido periférico (técnica de *P-Spray*) o la inclusión de difusiones tipo P en forma de anillo (*P-Stop*) son algunas de las estrategias utilizadas con este fin. Sin embargo, su implementación no siempre resulta eficaz, puesto que la concentración de cargas en el óxido periférico no es fácilmente controlable, máxime si se tiene en cuenta que, tal y como se discutió en el Capítulo 2, los efectos de la radiación tienden a modificarla, cuando los detectores se someten a fuertes irradiaciones.

En este sentido, siempre resulta interesante incluir en el diseño un electrodo adicional que, polarizado a la misma tensión que el electrodo N principal pero de forma independiente, sea capaz de evacuar la corriente superficial antes de que alcance la región central del detector (ver Sección 3.2.2.3). Al diseñarse en forma de anillo alrededor de la región central, aprovechando los mismos procesos de difusión utilizados para definir la terminación, este electrodo extractor permite además delimitar la zona sensible de detección.

3.2.2.1. Dimensiones y terminación de la zona periférica

Además del vaciamiento vertical, que es característico de la estructura *Reach-Through* de la región central, el sustrato del detector experimenta también un vaciamiento lateral, de forma que la región de carga espacial avanza a través de la región periférica replicando la curvatura de la terminación. Para tensiones de polarización pequeñas, el avance lateral es poco significativo, pero se incrementa sensiblemente conforme aumenta la tensión inversa aplicada sobre el electrodo N^+ , hasta el punto de que la zona de vaciamiento puede llegar a alcanzar el borde del chip, si la región periférica no se dota de una extensión suficiente.

En la Figura 3.24, se ha representado el contorno de la zona de vaciamiento para distintas tensiones de polarización en la región más externa de un detector con multiplicación. El avance del vaciamiento replica en cada caso la distribución del potencial electrostático, también incluida en las imágenes de simulación. Así, para una tensión de polarización de 20 V, la presencia de la difusión P de multiplicación retrasa el vaciamiento en la región central y la mayor parte de la región de carga espacial se forma fundamentalmente en torno a las estructuras de terminación. Al aumentar la tensión inversa, la difusión P de multiplicación completa su vaciamiento y la región de carga espacial avanza con más rapidez a través del sustrato, vaciándose completamente en la región central del detector para una tensión algo mayor que 50 V. Este valor de tensión se define habitualmente como *tensión de vaciamiento completo*, V_{FD} . Para $V_a > V_{FD}$, avanza lateralmente a través de la región periférica, hasta que los altos campos eléctricos alcanzados en la región central o en la terminación, conducen al dispositivo a la ruptura por avalancha.

Si la región periférica es demasiado corta, es factible que la zona de vaciamiento alcance el borde del chip, para tensiones inferiores a la ruptura. Como se ha comentado en la Sección 3.2.1.1, el borde del chip contiene gran cantidad de defectos estructurales, que incrementan drásticamente los niveles de corriente de fugas inyectados desde la periferia, cuando la zona de vaciamiento alcanza el borde. Para evitar este fenómeno, es una práctica común en la fabricación de detectores, diseñar la región periférica de tal forma que cubra

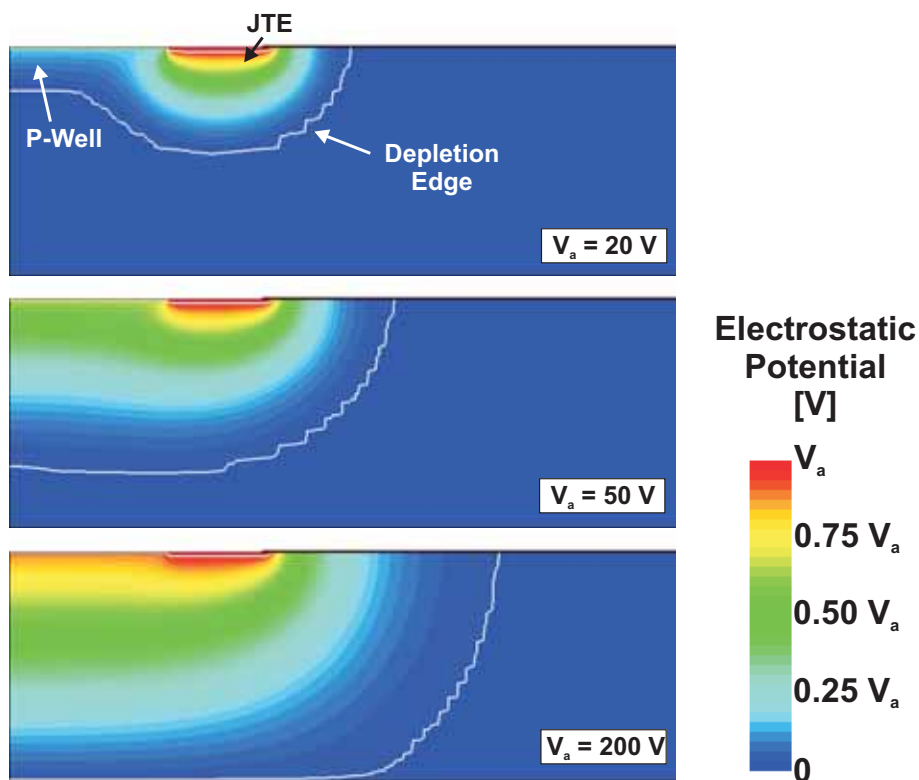


Figura 3.24: Dinámica de vaciamiento y distribución del potencial electrostático simuladas en la región periférica del detector para distintas tensiones de polarización, considerando condiciones ideales de ausencia de carga acumulada en los óxidos.

aproximadamente el doble de extensión que el espesor del substrato.

Incluso proporcionando una extensión suficiente a la región periférica, la zona de vaciamiento puede llegar a alcanzar el borde del dispositivo si, repentinamente, los electrodos son sometidos a picos de sobretensión, muy por encima del valor de ruptura de la unión. Habitualmente, la sobretensión es lo suficientemente rápida como para evitar el desarrollo de los procesos de multiplicación de portadores generados térmicamente hasta el punto de desencadenar una avalancha en la unión. Sin embargo, si la zona de vaciamiento alcanza el borde del chip, el incremento de corriente inyectada, puede ser suficiente para provocar una avalancha y la eventual destrucción térmica del componente. Estos efectos derivados de la sobretensión son menos críticos sobre detectores que en aplicaciones de media y alta potencia, donde los niveles de tensión y corriente desarrollados pueden llegar a destruir el componente. En estas aplicaciones, es habitual incluir en la región periférica una difusión altamente dopada, del mismo carácter metalúrgico que el substrato, que ejerza de freno para el avance de la zona de vaciamiento en superficie. La difusión, conocida como *Channel Stopper*, se sitúa siempre a mayor distancia de la región central que la cota máxima esperada para el avance de la zona de vaciamiento en condiciones normales de operación, cubriendo en forma de anillo el contorno del borde del chip.

El uso del *Channel Stopper* adquiere una importancia adicional para los detectores, puesto que su presencia previene la formación de caminos conductores desde el borde del chip hacia la región central del dispositivo. En los substratos de muy alta resistividad

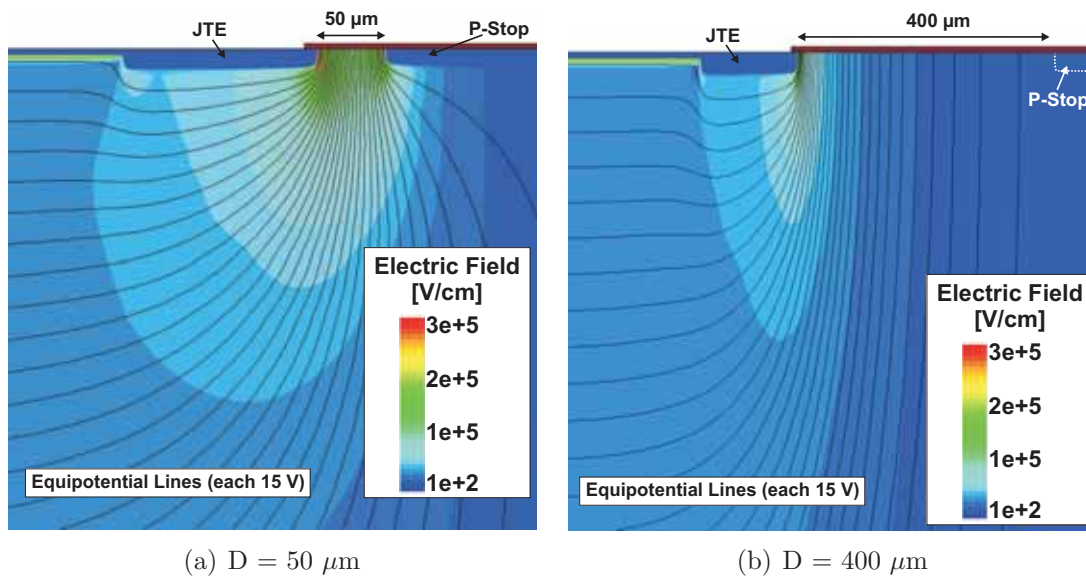


Figura 3.25: Distribución de campo eléctrico y caída en tensión dependiendo de la situación del Channel Stopper.

utilizados para la fabricación de detectores, la relevancia de los defectos superficiales es muy significativa, ya que llegan a dominar la dinámica de conducción superficial, especialmente tras ser sometidos a radiación. En detectores fabricados sobre silicio de tipo P, para el cual es factible la inversión superficial del sustrato incluso en condiciones previas a la irradiación, los efectos de superficie son especialmente significativos. En este supuesto, siempre es recomendable incluir un *Channel Stopper* cubriendo el extremo de la región periférica, más habitualmente referido como *P-Stop* en este ámbito de aplicación.

La localización y dimensiones del *Channel Stopper* tienen un efecto sobre el comportamiento del dispositivo, puesto que la presencia de una difusión P^+ en el extremo de la región periférica fuerza la aparición de una estructura tipo *Reach-Through* horizontal a lo largo de la superficie del sustrato, que puede llegar a competir con la estructura vertical, presente en la región central. Si el *Channel Stopper* se sitúa demasiado próximo a la terminación, la caída en tensión estará fundamentalmente soportada por el diodo *reach-through* horizontal. Así se muestra en la Figura 3.25, donde se han representado la distribución de campo eléctrico y la caída de potencial simuladas para una estructura con el *Channel Stopper* situado a $50 \mu\text{m}$ de la difusión JTE (Figura 3.25(a)) y para otra con el *Channel Stopper* a $400 \mu\text{m}$ (Figura 3.25(b)). En el primer caso, las líneas equipotenciales aparecen más concentradas debido a la menor extensión de la región periférica, incrementando la intensidad de campo eléctrico tanto en la curvatura de la terminación JTE, como en la de la difusión *P-Stop*. Si el campo eléctrico es suficientemente intenso, la terminación puede alcanzar el valor crítico de ruptura, incluso para tensiones de polarización por debajo de V_{FD} , impidiendo el uso del detector para aplicaciones que requieran el vaciamiento completo de la zona sensible de detección. Además, una periferia así diseñada, puede desplazar la región de ruptura desde la zona plana de multiplicación hacia la terminación, evitando la posibilidad de que el detector desarrolle todo su potencial multiplicador.

A partir de una determinada distancia (Figura 3.25(b)), la distribución del poten-

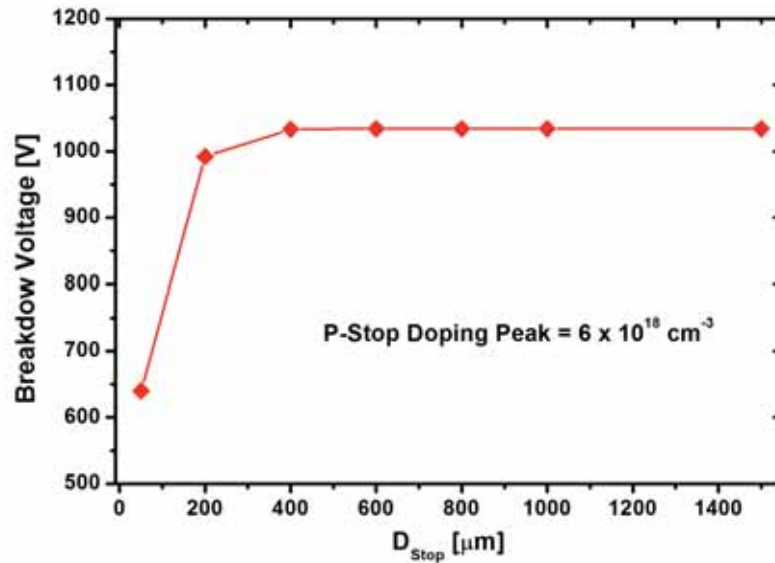


Figura 3.26: Tensión de ruptura en función de la distancia del Channel Stop.

cial electrostático permanece invariable, independientemente de la localización del *Channel Stopper*, de forma que la dinámica de ruptura resulta idealmente indistinguible de la de un dispositivo desprovisto de él. La Figura 3.26 refleja como el incremento de la distancia, D_{Stop} , deja de afectar a la tensión de ruptura cuando se alcanza un valor comparable con el del espesor del sustrato.

3.2.2.2. Protección de la superficie del sustrato

Como consecuencia del proceso de fabricación planar, es habitual que la superficie de la región periférica quede recubierta por una capa gruesa ($> 1 \mu\text{m}$) de SiO_2 . Este óxido cumple una doble función durante el proceso de fabricación; por un lado, ejerce como máscara en las etapas de implantación, evitando la introducción de especies dopantes no deseadas en la zona que recubre; por otro lado, facilita el control de los procesos de difusión, cuya duración puede evaluarse a partir del espesor de óxido crecido. Tras la fabricación, el óxido térmico periférico contribuye, a su vez, a la pasivación de la superficie del sustrato, evitando la exposición del silicio a contaminación y protegiéndolo de posibles descargas electrostáticas.

A pesar de que los procesos empleados para el crecimiento de óxidos incorporan a menudo técnicas para reducir la acumulación de iones contaminantes en su volumen (como, p.ej. el uso de soluciones gaseosas cloradas para eliminar iones positivos), resulta inevitable la presencia de una cierta cantidad de cargas, fundamentalmente positivas, en la capa final de óxido periférico. La concentración de cargas positivas en el óxido induce electrostáticamente la acumulación de carga negativa en la superficie del sustrato, de forma que, si su valor es suficientemente alto, puede llegar a modificar la concentración de dopado efectiva en la superficie del silicio recubierto por la capa de óxido periférico. Con un nivel de dopado tan bajo como el empleado habitualmente en los sustratos de los detectores ($\sim 10^{12} \text{ cm}^{-3}$), la acumulación de carga negativa en la superficie puede ser suficiente para compensar el carácter positivo de las impurezas aceptoras del silicio tipo P e inducir, por

tanto, la inversión de tipo en la superficie del sustrato. Así, incluso en condiciones de ausencia de polarización, la región periférica de un detector fabricado sobre un sustrato tipo P suele presentar un canal tipo N bajo el óxido, que conecta la región central con el borde del chip.

El canal tipo N superficial es uno de los principales inconvenientes para la fabricación de detectores n-sobre-p, puesto que las distintas estructuras que pueden implementarse en el lado n (p.ej. *strips*, píxeles o anillos de guarda) pueden resultar cortocircuitadas. Este problema resulta especialmente significativo en el caso de los detectores segmentados, para los cuales la interconexión de los distintos *strips* o *pixeles* echaría por tierra la capacidad de aportar información posicional sobre los fenómenos detectados.

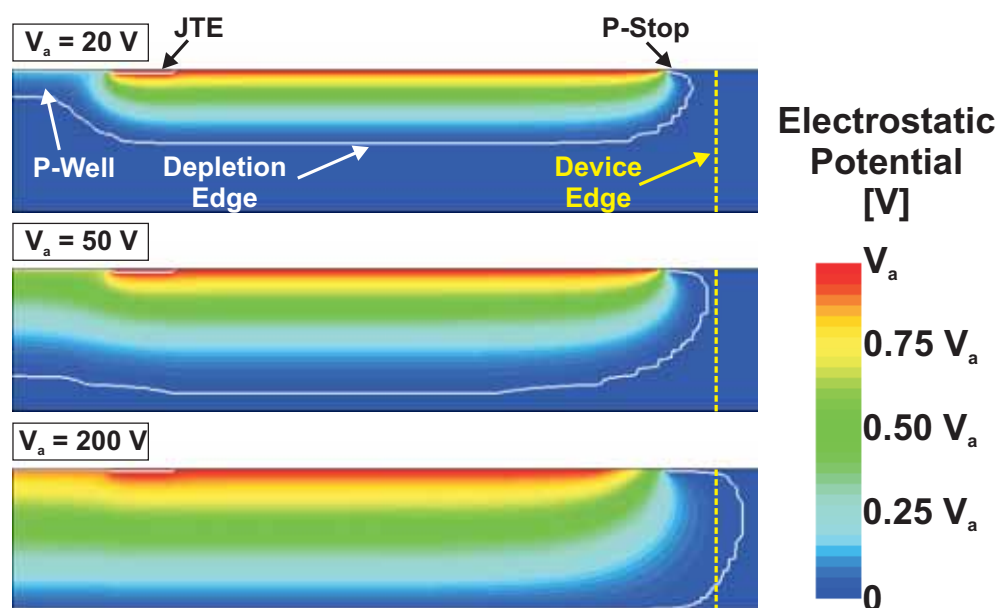


Figura 3.27: Dinámica de vaciamiento y distribución del potencial electrostático simuladas en la región del borde del detector, considerando una concentración superficial de cargas en el óxido de $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$.

Así, la primera consecuencia de este canal periférico es que el electrodo tipo N deja de estar confinado en la región central del dispositivo para extenderse hasta cubrir la práctica totalidad del área del chip. Como demuestra la simulación representada en la Figura 3.27, la extensión del área cubierta por el electrodo N modifica la dinámica de vaciamiento del detector, haciendo que la región de carga espacial se aproxime rápidamente al borde del chip, incluso para tensiones de polarización de unas pocas decenas de voltios. El *Channel Stopper*, situado en el extremo de la región periférica, delimita abruptamente la extensión del electrodo N, evitando que el canal de inversión alcance el borde del chip, lo que dejaría una unión P/N expuesta sin protección. Sin embargo, no es suficiente para evitar que la zona de vaciamiento continúe su avance lateral desde el electrodo hasta alcanzar el borde del chip, para una tensión de polarización, con toda seguridad, inferior a los 100 V. En este sentido, se espera un incremento drástico de los niveles de corriente medidos, incluso para valores de tensión inversa muy bajos, próximos al valor de V_{FD} . Si se llega a este punto, la operatividad del detector puede llegar a verse seriamente comprometida, puesto que difícilmente podrá posicionarse el detector en un punto de operación óptimo,

con el sustrato vaciado y con niveles de corriente inversa suficientemente pequeños para no apantallar la señal detectada.

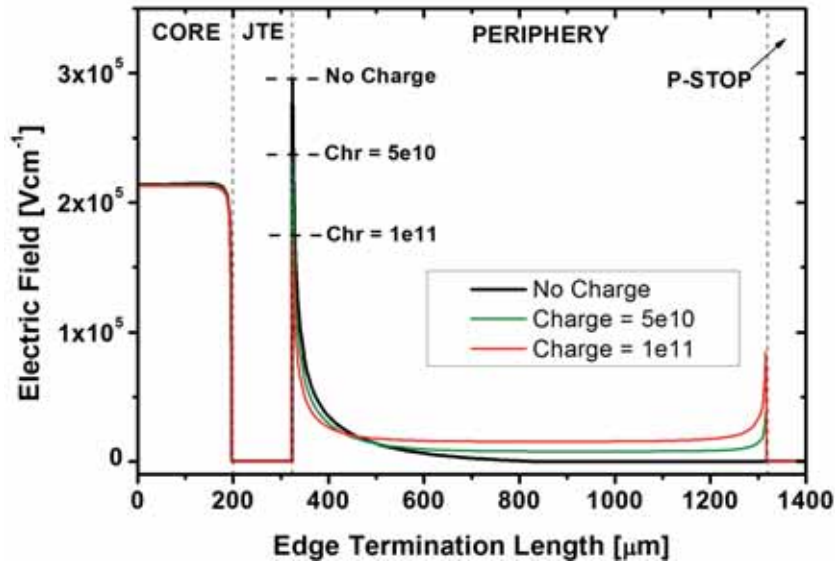


Figura 3.28: Distribución transversal del campo eléctrico a la altura de la unión, a lo largo de la terminación y periferia de un detector LGAD, con distintas concentraciones de carga positiva en el óxido periférico.

Es importante destacar que, a pesar del esperado incremento de corriente, la formación de un canal de inversión superficial no deteriora la capacidad en tensión del dispositivo. Al contrario, la formación de una nueva unión N/P^+ , entre el canal superficial tipo N y la difusión del *Channel Stopper*, posibilita un reparto más equilibrado del campo eléctrico en la periferia, que favorece la reducción del pico localizado sobre la curvatura de la terminación. En la Figura 3.28 se ha representado un corte transversal a la altura de la unión de la distribución de campo eléctrico simulada en las regiones de terminación y periferia de un detector con multiplicación, para tres concentraciones de carga positiva en el óxido periférico. En el primer caso, cuando no se consideran cargas en el óxido, el pico de campo eléctrico se concentra exclusivamente sobre la curvatura de la terminación JTE; como la mayor parte de la región periférica no soporta tensión, el valor de campo eléctrico cae paulatinamente hasta hacerse prácticamente nulo en el extremo de la zona de vaciamiento. Las condiciones simuladas no son óptimas, en el sentido de que el pico de campo eléctrico en la terminación alcanza un valor superior al de la región plana central, forzando que el valor crítico de ruptura se alcance sobre la propia terminación en contra de las premisas discutidas en la Sección 3.2.1. Sin embargo, se ha creído más conveniente recurrir a un diseño de este tipo para forzar la ruptura en la terminación y poder analizar con independencia la influencia del diseño de la región periférica sobre la capacidad en tensión del dispositivo completo. Al incorporar una cierta concentración de cargas en el óxido, la presencia del canal de inversión permite que el campo eléctrico se distribuya por toda la región periférica, apareciendo un segundo pico en el extremo, sobre la nueva unión formada entre el canal N y el *Channel Stopper*. Este reparto de campo favorece el incremento de la tensión necesaria para alcanzar el campo crítico de ruptura, aumentando la tensión de ruptura de la termi-

nación. De hecho, cuanto mayor es la concentración de carga en el óxido, más aumenta el pico de campo eléctrico en el extremo de la periferia, en detrimento del pico sobre la terminación.

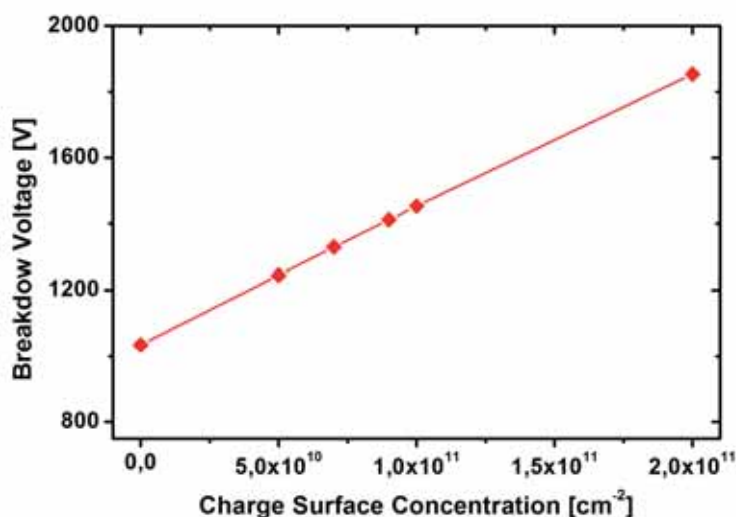


Figura 3.29: Tensión de ruptura en función de la concentración de cargas en el óxido periférico.

Así, de acuerdo con la Figura 3.29, en la que se ha representado la tensión de ruptura de la terminación en función de la concentración de cargas en el óxido, una concentración mayor de cargas deriva en un incremento de la tensión de ruptura de la terminación. La concentración de cargas se ha expresado en términos de una densidad superficial (cm^{-2}) con la finalidad de independizar los resultados obtenidos con respecto al espesor de óxido empleado. Sin embargo, más allá de la aparente dependencia lineal resultante, el hecho más destacable de este análisis es que el incremento monótono de la tensión de ruptura, pone de manifiesto que la acumulación de cargas en el óxido no compromete la capacidad en tensión del dispositivo. De hecho, teniendo en cuenta que, en un diseño optimizado, $V_{BD,1D} < V_{BD,Edge}$, el incremento de $V_{BD,Edge}$ favorece las posibilidades de que satisfaga esta premisa.

La dinámica de recolección de la carga detectada se ve afectada también por la presencia de cargas en el óxido periférico, ya que la extensión efectiva del área del electrodo N hasta el mismo borde del dispositivo provoca que toda la región periférica se integre dentro del área sensible de detección. De esta forma, el electrodo no solo recolecta la carga generada en la región central del detector, sino que incorpora a la lectura las cargas generadas en la periferia, que llegan al electrodo sin atravesar la zona de multiplicación del detector. El detector puede llegar a producir dos señales superpuestas: una, proveniente de la región central y recolectada a través de la región de multiplicación, que presenta un cierto valor de ganancia y otra, sin multiplicación, correspondiente a las cargas recolectadas en la región periférica. Como el área cubierta por el óxido periférico puede llegar a ser comparable con el área de la región central, ambas señales pueden llegar a mostrar probabilidades semejantes.

Por otra parte, el incremento de área influye también en la capacitancia del dispositivo. En condiciones de vaciamiento completo, el valor de la capacitancia puede expresarse

considerando el detector como un condensador de placas plano-paralelas:

$$C = \frac{\epsilon A}{w} \quad (3.33)$$

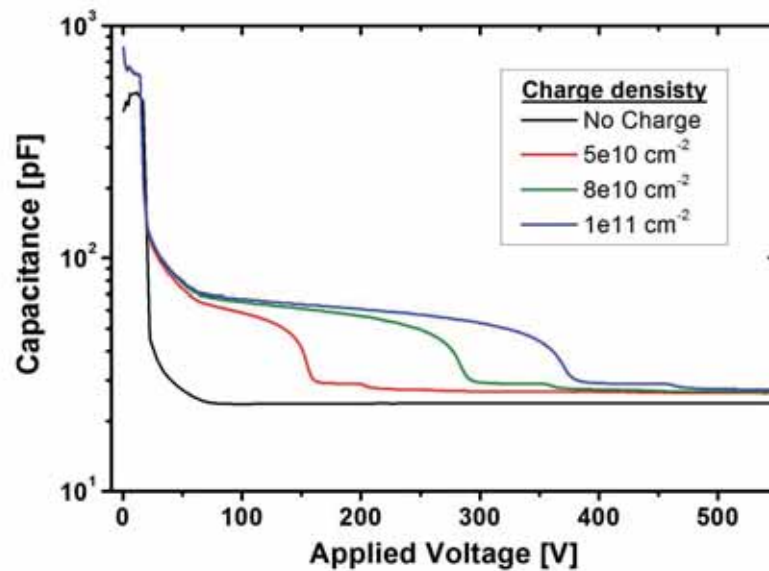
Donde w es el espesor del substrato vaciado y A , el área cubierta por la región de carga espacial. En ausencia de cargas en el óxido periférico, el área de la zona de vaciamiento está limitada prácticamente por la extensión de la difusión N del electrodo, de forma que para $V_a > V_{FD}$, C debe mantenerse constante.

Así se puede apreciar en la Figura 3.30, donde se ha representado el valor de la capacitancia en función de la tensión aplicada para un detector LGAD con 0.25 cm^2 de área activa, considerando distintas concentraciones de carga positiva en el óxido periférico. Junto con las curvas Capacitancia-Tensión convencionales (Figura 3.30(a)), se ha incluido también una representación de $1/C^2$ en función de V_a (Figura 3.30(b)), que tiene un uso mucho más extendido a la hora de caracterizar los detectores de radiación, ya que permite un mejor contraste y facilita la medida de V_{FD} (ver Capítulo 5). En ambas representaciones, la curva correspondiente a un detector LGAD sin cargas positivas en el óxido periférico (*No Charge*) experimenta un rápido cambio en su capacitancia cuando $V_a < V_{FD}$, para mantenerse prácticamente constante cuando $V_a > V_{FD}$. De acuerdo con la ecuación (3.33), la primera región de comportamiento se corresponde con el incremento de w con V_a mientras la zona de vaciamiento se extiende verticalmente hacia el electrodo P^+ del detector. En la segunda región, $w = w_{FD}$ y A apenas aumenta la extensión correspondiente al vaciamiento lateral del substrato, por lo que en la práctica C puede considerarse constante.

Sin embargo, cuando se considera que el óxido periférico del detector presenta una cierta concentración de carga positiva, las curvas C-V muestran una especie de “jorobas” que retrasan la llegada de la región con C constante. Según la ecuación (3.33), el incremento de área efectiva, derivado de la extensión del electrodo N a lo largo de toda la región periférica, tiene como consecuencia que el valor final de C sea algo mayor que en el caso *No Charge*, como se aprecia con mayor claridad en la Figura 3.30(b).

No obstante, para comprender el origen de las “jorobas” resulta más conveniente estudiar la dinámica de vaciamiento de la región periférica. Así, la Figura 3.31 muestra la concentración de electrones en función de V_a en un punto en el centro de la región periférica del detector, situado a $0.1 \mu\text{m}$ de distancia de la interfaz Si/SiO₂. En ausencia de cargas positivas en el óxido periférico, la superficie del silicio mantiene su carácter tipo P inicial y la concentración de electrones permanece en valores muy pequeños, siempre por debajo de la concentración de dopado del substrato original ($1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$). En cambio, la inversión superficial del substrato queda ejemplarizada en las curvas correspondientes a los casos con cargas positivas en el óxido, en los que la concentración de electrones en superficie es hasta tres órdenes de magnitud superior a la concentración del substrato, cuando $V_a = 0$. Conforme V_a aumenta, el canal N de inversión se va vaciando de portadores, aunque es necesaria una tensión de varios centenares de voltios para reducirse hasta el nivel de concentración del substrato. (150 V, con una concentración superficial de cargas de $5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$; hasta 350 V, con $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$). El retraso en el vaciamiento del canal N de inversión, ralentiza la caída de la capacitancia en función de la tensión aplicada, dando lugar a la aparición de las “jorobas” observadas en la Figura 3.30.

Soluciones tecnológicas para contrarrestar los efectos en superficie: A partir del análisis previo, se puede afirmar que la inversión superficial del substrato periférico



(a) C Vs. V

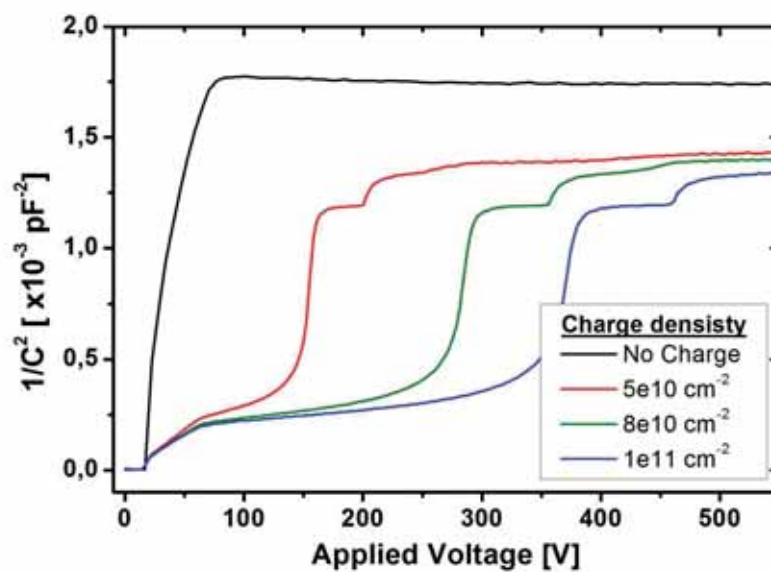
(b) 1/C² Vs. V

Figura 3.30: Evolución de la capacitancia en función de la tensión inversa aplicada para un detector LGAD de 0.25 cm² de área activa con distintos valores de concentración superficial de carga positiva en el óxido periférico: (a) Curvas Capacitancia - Tensión; (b) Curvas 1/C² - Tensión.

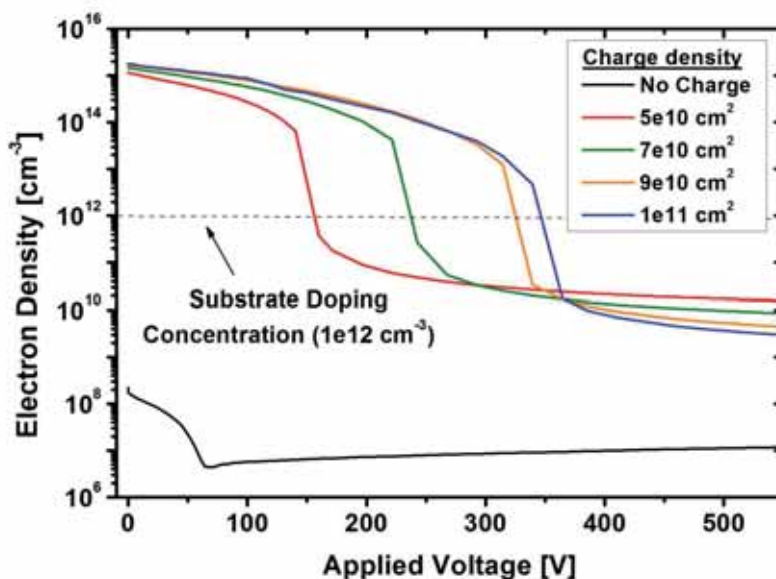


Figura 3.31

tiene una gran influencia sobre el comportamiento del dispositivo, hasta el punto de que, en la práctica, puede llegar a comprometer su funcionalidad como detector. Por este motivo, es siempre importante considerar la inclusión de elementos protectores en el diseño de la región periférica que contrarresten las consecuencias de la formación del canal de inversión superficial. Conceptualmente, el problema puede abordarse desde tres puntos de vista distintos:

- interrumpir la continuidad del canal formado mediante difusiones profundas tipo p (*P-Stop*) localizadas en puntos estratégicos del diseño de la periferia.
- contrarrestar la inversión superficial del sustrato aumentando el dopado en la zona más sensible, mediante la difusión de una capa superficial poco dopada tipo P (*P-Spray*).
- evitar la formación del canal de inversión, reduciendo al máximo la acumulación de cargas en el óxido o buscando nuevos materiales de aislamiento con cargas de signo contrario, como p.ej. el óxido de aluminio, Al_2O_3 (*alúmina*).

La primera de las soluciones, representada esquemáticamente en la Figura 3.32, pretende delimitar la extensión del canal superficial de inversión, cortando los posibles caminos de corriente desde la periferia hacia la región central del dispositivo. La difusión *P-Stop*, implementada en forma de anillo rodeando la región central a una cierta distancia de la terminación, es semejante a la difusión *Channel Stopper* colocada sobre el borde del dispositivo. De hecho, de cara a optimizar el proceso de fabricación, pueden implementarse aprovechando el mismo proceso fotolitográfico, por lo que los efectos de la colocación de un *P-Stop* son indistinguibles de los que produciría el acercamiento del *Channel Stopper* a la región central del detector. De esta forma, su situación excesivamente próxima a la terminación de la unión multiplicadora provocaría un descenso de la tensión de ruptura, semejante al discutido en la Sección 3.2.2.1 y ejemplarizado en la Figura 3.25.

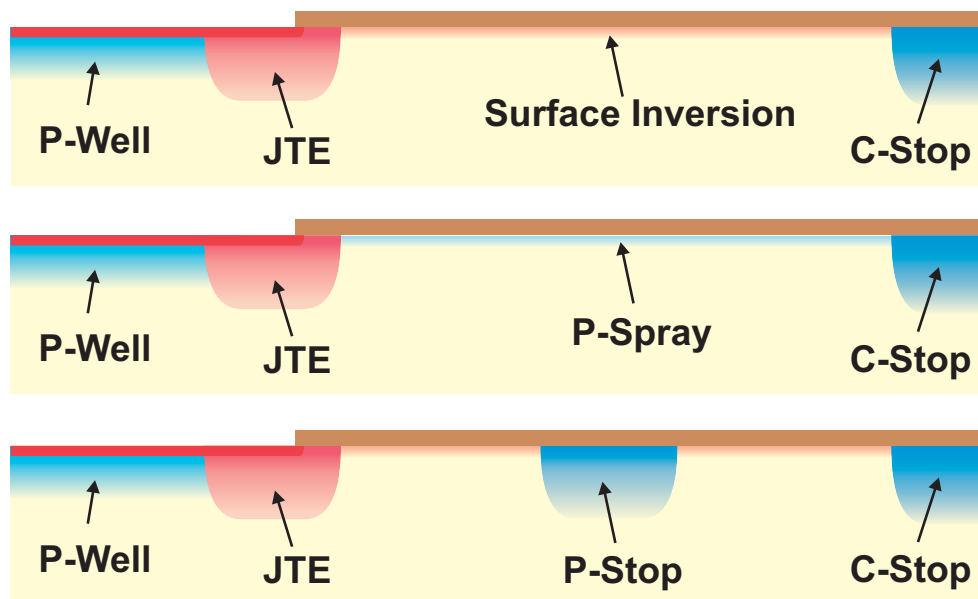


Figura 3.32: Estrategias de protección de la región periférica de un detector para evitar los efectos de la inversión superficial del sustrato.

En aquel supuesto, se llegó a la conclusión de que la difusión tipo P debía colocarse a una distancia superior al espesor del sustrato a vaciar, para no comprometer el valor de $V_{BD,Edge}$. Sin embargo, de acuerdo con la argumentación desarrollada previamente en la presente sección, la propia presencia del canal de inversión favorece un reparto de campo más equilibrado que aumenta la tensión necesaria para alcanzar la condición crítica de ruptura. En este sentido, gracias al canal de inversión, sería posible acercar el *P-Stop* incluso a una distancia inferior al espesor del sustrato, sin reducir por ello la tensión de ruptura esperada en el dispositivo. No obstante, dado que la concentración de cargas en el óxido es un parámetro con gran variabilidad, de difícil precisión antes de la fabricación, es muy complicado establecer una previsión sobre la tensión de ruptura máxima a alcanzar (ver Figura 3.29) y por tanto establecer un criterio sobre la distancia óptima a la que situar el *P-Stop*, sin comprometer la capacidad en tensión del detector.

La solución de *P-Stop* no elimina por completo los problemas derivados de la inversión superficial, puesto que, para tensiones altas de polarización, la región de vaciamiento puede sobrepasarlo en profundidad, continuando su avance hasta el borde del dispositivo. En cualquier caso, la posibilidad de evitar el cortocircuitado de las distintas estructuras que conforman el electrodo N hace que sea una de las soluciones más frecuentes en el diseño de detectores segmentados [218]. En el diseño de detectores *pad*, puede considerarse una estrategia menos adecuada, puesto que no elimina por completo el problema del diseño de la periferia.

La segunda solución, también representada esquemáticamente en la Figura 3.32, consiste en la implementación de una capa de tipo P muy poco dopada y superficial, capaz de incrementar la concentración de dopado de la superficie del sustrato hasta el nivel suficiente para contrarrestar el efecto inducido por las cargas presentes en el óxido periférico. La capa se puede implementar de una forma sencilla, durante los primeros pasos del proceso tecnológico, sin máscara de implantación y aprovechar los procesos térmicos posteriores

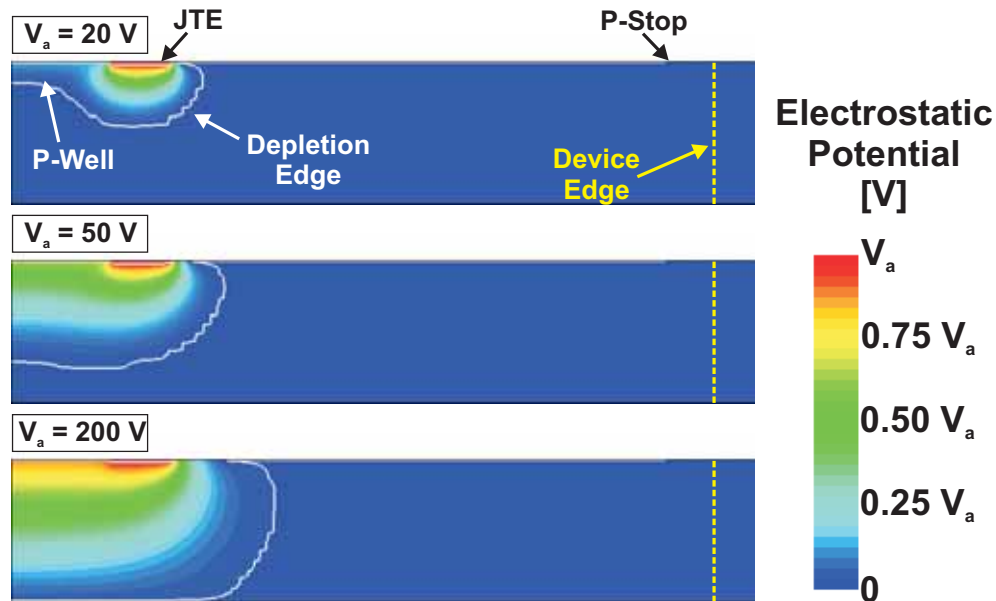


Figura 3.33: Dinámica de vaciamiento y distribución del potencial electrostático simuladas en la región del borde del detector, considerando una capa *P-Spray* eficiente para contrarrestar los efectos de inversión superficial del sustrato en la región periférica.

para conseguir su difusión a lo largo de las primeras micras del sustrato. Si la concentración efectiva final del *P-Spray* es capaz de compensar la acumulación de carga negativa inducida por las cargas del óxido, puede llegar a evitarse la formación del canal de inversión. Como se puede apreciar en la Figura 3.33, la presencia de la capa *P-Spray* es suficiente para recuperar una dinámica de vaciamiento muy similar a la de un dispositivo ideal sin cargas positivas en el óxido periférico (comparar con la Figura 3.24).

Uno de los aspectos más importantes de esta configuración con *P-Spray* es que se evita la extensión del electrodo por la superficie de la región periférica, reduciendo en gran medida la integración de la periferia dentro del área sensible de detección y limitando, al menos en parte, los fenómenos no deseados sobre la capacitancia. Sin embargo, su presencia puede tener un efecto negativo sobre la capacidad en tensión de la terminación. Como se puede apreciar en la Figura 3.34, la distribución de las líneas equipotenciales en torno a la curvatura de la terminación se ve alterada con respecto a la que muestra un dispositivo ideal sin cargas en el óxido periférico (ver, p.ej. Figura 3.25(b)). La presencia de la capa *P-Spray* retrasa la caída de tensión en superficie, lo que favorece el apilamiento de las líneas cerca de la terminación. El consecuente incremento de campo eléctrico, puede reducir considerablemente el valor de $V_{BD,Edge}$. De esta forma, una concentración de dopado excesivamente elevada en la difusión *P-Spray* puede llegar a comprometer la capacidad en tensión del dispositivo.

En este sentido, la implementación de la estrategia de *P-Spray* adolece de un cierto grado de incertidumbre, puesto que, al no ser conocida *a priori* la concentración de cargas en el óxido periférico, es complicado predecir el nivel de dopado necesario para evitar con seguridad la formación del canal de inversión, sin comprometer la capacidad en tensión de la terminación. En general, los niveles de dopado necesarios para su implementación están

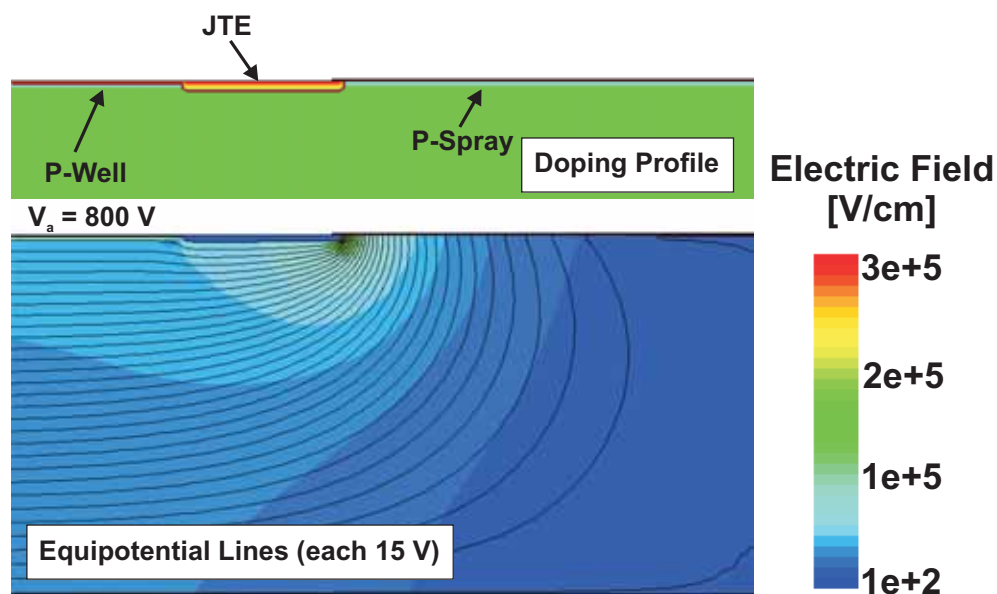


Figura 3.34: Distribución de campo eléctrico y caída de potencial en la terminación de un detector dotado de una capa P-Spray eficiente, para contrarrestar los efectos de inversión superficial del sustrato en la región periférica.

muy próximos a los márgenes inferiores de las técnicas de implantación, de forma que se hace complejo fabricar una capa *P-Spray* uniforme para todos los dispositivos o repetible entre distintos lotes de obleas procesadas. No obstante su implementación, incluso cuando no resulta óptimamente efectiva, siempre resulta conveniente, puesto que permite reducir los niveles de corriente de fugas, facilitando la operatividad del detector.

Uno de los aspectos a tener en cuenta cuando se adoptan las soluciones tecnológicas discutidas previamente es que, por un lado, no es sencillo predecir la concentración de cargas acumuladas en el óxido como consecuencia de los procesos tecnológicos realizados. Por otro lado, aunque las difusiones *P-Stop* o *P-Spray* puedan optimizarse para dar lugar a un funcionamiento óptimo de los detectores recién fabricados, el uso de los dispositivos en entornos de radiación produce siempre un deterioro de la calidad de los óxidos, tal y como se ha discutido extensamente en el Capítulo 2. En este sentido, es interesante explorar la posibilidad de implementar alguna solución que elimine por completo la problemática de la inversión superficial de los sustratos tipo P en las regiones periféricas de los detectores.

Entre las posibles soluciones, una de las más prometedoras consiste en la sustitución de la capa de óxido de silicio periférico por algún otro material aislante en el que haya una tendencia menor a acumular cargas o sean incluso de signo negativo, como ocurre en el caso del Al_2O_3 . La integración de la Alúmina dentro del proceso de fabricación convencional de un dispositivo electrónico funcional no es sencilla [219,220] y no permite la implementación de capas gruesas de pasivación. El estudio de viabilidad de esta técnica se escapa al objetivo de esta tesis. Sin embargo, el proceso de fabricación convencional puede incorporar técnicas que permitan reducir la concentración de cargas positivas durante el crecimiento de las capas de SiO_2 y reducir, al menos parcialmente, los efectos derivados de la inversión superficial del sustrato. Entre las técnicas más frecuentes, cabe mencionar: la oxidación en ambientes clorados, que reduce la cantidad de iones positivos acumulados; el mantenimiento de la

máscara de resina fotolitográfica durante los procesos de implantación, que evita la entrada de especies dopantes en los óxidos crecidos; o el grabado de la capa más superficial del óxido, donde se acumula la mayor concentración de especies iónicas, tras los procesos de implantación. Cualquiera de estas técnicas requiere modificaciones sensibles sobre el proceso de fabricación convencional y sólo han sido consideradas en parte para el proceso discutido a continuación en el Capítulo 4.

3.2.2.3. Separación de las componentes vertical y superficial de la corriente

Ante la dificultad inherente que presenta el diseño de una región periférica libre de los fenómenos de inversión superficial del sustrato, es conveniente incorporar algún elemento que permita individualizar la lectura de la región central del detector, eliminando las componentes de la señal provenientes de la periferia. Una técnica empleada con cierta frecuencia en los detectores de radiación es la colocación de un anillo extractor de corriente, a veces referido como *anillo de guarda* en la literatura, rodeando la terminación de la unión, de forma que, al conectarse a una fuente de tensión independiente que proporcione la misma tensión de polarización que el electrodo N del detector, permita recolectar la corriente superficial proveniente de la periferia.

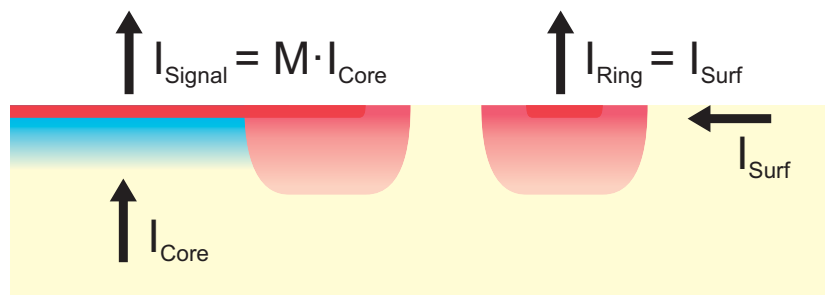


Figura 3.35: Esquema de la colocación y funcionamiento del anillo extractor de la corriente periférica.

El anillo extractor, representado esquemáticamente en la Figura 3.35, se implementa aprovechando los procesos tecnológicos de la difusión JTE, de forma que no altere la distribución de potencial que permite obtener una $V_{BD,Edge}$ elevada. A diferencia de lo que ocurre en un detector desprovisto de anillo extractor, la componente periférica de la corriente, fundamentalmente introducida a través del camino superficial, es recolectada por el anillo extractor, mientras que la componente volumétrica de la región central se recolecta exclusivamente en el electrodo N, después de atravesar la región de multiplicación del detector.

Es importante destacar que, al estar polarizado a la misma tensión que la terminación principal, el anillo extractor no modifica $V_{BD,Edge}$. A diferencia de lo que ocurría en el caso de los anillos de guarda flotantes, discutidos en la Sección 3.2.1.2, el anillo extractor no optimiza la distribución de potencial, si no que extiende la terminación hacia su propia curvatura en las mismas condiciones que la curvatura original. Este aspecto debe tenerse en cuenta al situar el anillo dentro de la región periférica, puesto que una cercanía excesiva al *Channel Stopper* puede reducir la capacidad en tensión, de la misma forma que se ejemplificó en la Figura 3.25.

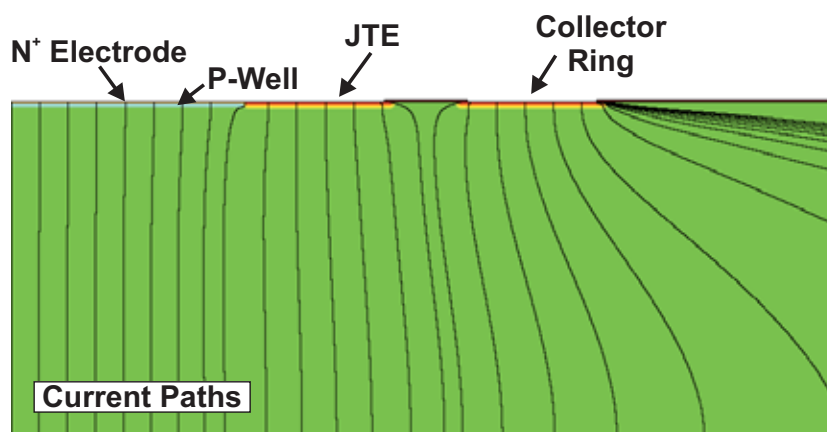


Figura 3.36: Líneas de recolección de la corriente en un detector dotado de anillo extractor para la corriente superficial (Para una mejor visualización, la imagen no muestra el borde del dispositivo).

En definitiva, el anillo extractor delimita la extensión de la zona sensible del detector. Como se puede apreciar en la Figura 3.36, donde se han representado las líneas de corriente simuladas sobre un detector dotado de anillo extractor, las cargas generadas en la periferia son recolectadas exclusivamente por el anillo extractor, limitando la zona sensible del detector al volumen cubierto por la unión multiplicadora y las estructuras de terminación (difusión JTE). En consecuencia, la mayor parte de la señal detectada estará dotada de multiplicación, ya que, aunque todavía una parte puede ser recolectada sin atravesar la región de multiplicación, se tratará de una porción muy reducida de las cargas recolectadas, limitadas al área de la terminación JTE. Asimismo, la capacitancia del dispositivo verá limitado su valor para tensiones superiores a V_{FD} al valor $C_{FD} = C(V_{FD})$, puesto que el avance lateral de la zona de vaciamiento será asumido por el anillo recolector y no por el electrodo principal.

La presencia del anillo recolector, sin embargo, no elimina la necesidad de implementar estructuras de protección que impidan la formación del canal de inversión en la superficie de la región periférica. De hecho, si existe un canal conductor a través de la superficie del sustrato, la difusión del anillo extractor estará cortocircuitada con el electrodo N, impidiendo su función. Por este motivo las técnicas de *P-Spray* o *P-Stop* son igualmente necesarias para el funcionamiento óptimo de las estructuras con anillo extractor. En este sentido, una difusión *P-Spray* optimizada parece más conveniente para el funcionamiento de las estructuras, porque la colocación de un *P-Stop* entre la terminación y el anillo extractor, requeriría un mayor espaciado entre las estructuras para evitar la caída de la capacidad en tensión del detector, aumentando la extensión de la zona sensible de detección no sometida a multiplicación y la capacitancia del detector.

Capítulo 4

Fabricación de Detectores LGAD

Resumen

La fabricación de detectores LGAD en la Sala Blanca del IMB-CNM ha seguido un proceso de puesta a punto y optimización, paralelo al diseño y la simulación del funcionamiento de los dispositivos, descritos en el Capítulo 3. Este proceso ha permitido realimentar las etapas de diseño, cotejando las previsiones extraídas de la simulación con los datos experimentales obtenidos sobre los prototipos fabricados.

En este capítulo, se describe la tecnología de fabricación resultante de este proceso de optimización: En la Sección 4.1, se presenta el juego de máscaras diseñado para realizar las etapas fotolitográficas del proceso de fabricación. El juego contiene cuatro diseños distintos de detectores LGAD, repetidos alternativamente para dar un total de 86 dispositivos completos por oblea. El proceso optimizado de fabricación se describe a continuación en la Sección 4.2 Este proceso, que consta de unas 80 etapas, permite fabricar detectores LGAD con distintas ganancias, mediante la variación de la dosis de Boro implantada para formar la difusión P de multiplicación. Pueden fabricarse incluso dispositivos sin multiplicación, de tal forma que en los distintos lotes de obleas procesadas siempre se ha reservado una oblea para la fabricación de detectores PiN, que ejerzan de referencia en las medidas de ganancia y para control del propio proceso de fabricación. Por último, la Sección 4.3 incluye los resultados más destacados de los test de caracterización realizados sobre los prototipos fabricados, para comprobar su funcionalidad. Además de las pruebas rutinarias realizadas en la Sala Blanca durante el procesado, algunas muestras se han analizado mediante técnicas de ingeniería inversa. Finalmente, todos los dispositivos fabricados se han sometido a una serie de test para extraer sus características eléctricas fundamentales (capacidad en tensión, corriente en inversa, tensión de vaciamiento completo y capacitancia en vaciamiento) y estimar, mediante la evaluación de distintos parámetros, el rendimiento final del proceso de fabricación.

4.1. Diseño de máscaras

Para realizar el proceso de fabricación de detectores LGAD, se ha diseñado un juego de máscaras con 7 niveles fotolitográficos, que permiten la integración de 4 estructuras diferentes distribuidas equitativamente en cada oblea procesada. La cota mínima en los

diseños es de $5 \mu\text{m}$, lo que hace de éste un proceso de bajo riesgo fotolitográfico, en el que un desplazamiento de unas décimas de micra en el alineamiento de una máscara no introduce ninguna variación significativa en la funcionalidad del dispositivo fabricado. Todas las máscaras se aplican sobre la misma cara de la oblea (cara componentes). Sin embargo, el juego ha sido diseñado de tal forma que sea posible incorporar niveles adicionales para procesar la cara opuesta (cara dorso) si fuese necesario.

La secuencia de máscaras se describe en la Tabla 4.1: El primer nivel (PSTOP) permite transferir los motivos de la difusión PStop, en el borde el chip. A continuación, el segundo nivel (NRING) localiza la región en la que se implementarán las difusiones JTE de protección y el anillo extractor, mientras que la difusión P de multiplicación se define con el tercer nivel (PWELL). La difusión superficial N^+ se define con el cuarto nivel (NPLUS). Finalmente, los tres últimos niveles incluyen los motivos para la implementación del *back-end* del dispositivo: apertura de contactos con el quinto nivel (CONT), metalización con el sexto (METL) y pasivación con el séptimo (PASS).

| Nivel | Nombre | Motivos | Alineamiento |
|-------|--------|------------------------------|--------------|
| 1 | PSTOP | Difusión P-Stop | FLAT |
| 2 | NRING | Difusiones JTE/N-Ring | PSTOP |
| 3 | PWELL | Difusión P de multiplicación | NRING |
| 4 | NPLUS | Difusión electrodo N | PWELL |
| 5 | CONT | Contactos | NPLUS |
| 6 | METL | Metalización | NPLUS |
| 7 | PASS | Pasivación | METL |

Tabla 4.1: Secuencia de máscaras para la fabricación de prototipos LGAD

Todas las máscaras se alinean con respecto al nivel anterior, excepto la primera (PSTOP), que se alinea contra el *flat* de la oblea y la sexta (METL), que lo hace con respecto al nivel NPLUS y no contra el inmediatamente anterior (CONT). En general, es preferible alinear contra los motivos generados con el nivel anterior para no perder precisión por la erosión que el procesado pueda generar sobre los motivos de alineamiento más antiguos. Así, sólo es habitual tomar como referencia motivos de alineamiento anteriores cuando la fotolitografía incorpora motivos de implantación sin grabado o cuando el espesor grabado es insuficiente para generar un motivo discernible.

En el juego de máscaras se incluye un diseño de detector con anillo extractor y otro sin él. Además, se contemplan dos diseños distintos para la metalización de la cara componentes con la finalidad de facilitar la iluminación del detector con fuentes ópticas (láser). El primero de ellos elimina toda la metalización que cubre la zona ocupada por la difusión P de multiplicación, dejando únicamente una corona de metal sobre los motivos de la difusión JTE. El segundo diseño abre una ventana circular en el centro de la metalización del electrodo N. Si el dispositivo incluye anillo extractor, se mantiene el metal sobre su electrodo en ambos diseños. Los dos diseños de metalización afectan también al nivel PASS, ya que la capa de pasivación sólo se elimina allí donde hay metal.

Con estas consideraciones, resultan cuatro diseños distintos, que se repiten alternativamente por toda la máscara:

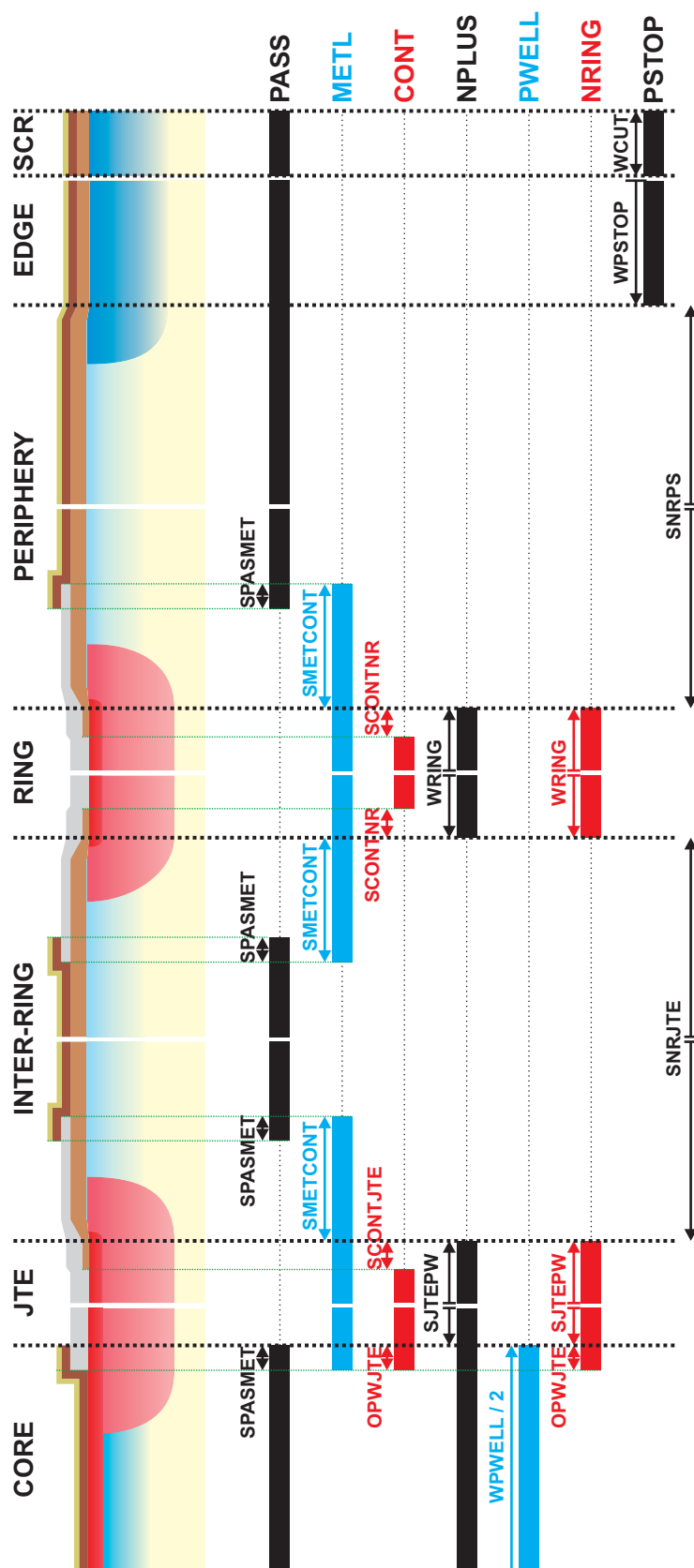


Figura 4.1: Cotas utilizadas en cada nivel del juego de máscaras, representadas sobre un corte transversal de media estructura LGAD, dividida en varias regiones: CORE (región de multiplicación), JTE, INTER-RING (región entre la terminación JTE y el Anillo), RING (anillo), PERIPHERY (región entre el anillo y la zona del P-Stop), EDGE (región del P-Stop) y SCR (pistas de corte).

- **SR** (*difusión N Simple y ventana Rectangular*): Dispositivo **sin** anillo extractor y con ventana **rectangular** en la metalización.
- **SC** (*difusión N Simple y ventana Circular*): Dispositivo **sin** anillo extractor y con ventana **circular** en la metalización.
- **DR** (*difusión N Doble y ventana Rectangular*): Dispositivo **con** anillo extractor y con ventana **rectangular** en la metalización.
- **DC** (*difusión N Doble y ventana Circular*): Dispositivo **con** anillo extractor y con ventana **circular** en la metalización.

Los parámetros y dimensiones fundamentales del juego de máscaras se han representado en la Figura 4.1 sobre un corte transversal de la mitad de un dispositivo con anillo extractor. Para mayor claridad, se ha segmentado el esquema del dispositivo en distintas regiones. Así, la región *CORE* se corresponde con la zona plana de la unión P/N⁺, donde se localiza el alto campo eléctrico que proporciona la multiplicación. Las regiones correspondientes a las difusiones de JTE y anillo (*RING*), se encuentran separadas por la región *INTER-RING*. Más allá del anillo, la región *PERIPHERY* se extiende hasta la difusión P-Stop (región *EDGE*), en el borde del chip. Finalmente, la pista de corte también se ha representado por medio de la región *SCR*.

El diseño del dispositivo se define sobre un chip cuadrado de dimensiones HDEV × WDEV (Figura 4.2(a)). En el resto de los niveles se localizan las siguientes cotas y dimensiones:

- En el extremo del chip, el nivel PSTOP (Figura 4.2(b)) permite definir la localización de la difusión P⁺ que protegerá el borde del dispositivo. La extensión de esta difusión está determinada por los parámetros WCUT, en la región SRC, y WPSTOP, en la región EDGE, situando el extremo interior de los motivos P-Stop a una distancia SNRPS del anillo extractor, en el diseño tipo D, o de la JTE, en el diseño tipo S.
- Los motivos de la difusión JTE y de anillo se transfieren mediante el nivel NRING (Figura 4.2(c)). La extensión del anillo extractor se define como WRING, mientras que la anchura de la difusión JTE se define mediante la suma de los parámetros OPWJTE (extensión en la región CORE) y SJTEPW (extensión en la región JTE). Mediante el parámetro OPWJTE, se tiene en cuenta que la difusión JTE debe solapar el extremo de la difusión P de multiplicación para contrarrestar su curvatura. La separación entre las regiones JTE y RING, se define por el parámetro SNRJTE.
- La difusión P de multiplicación se define por medio del nivel PWELL (Figura 4.2(d)) en forma de cuadrado con dimensiones WPWELL×HPWELL, en el centro del chip. En este nivel, como en los anteriores, las esquinas de los motivos cuadrados están siempre redondeadas para evitar la formación de curvaturas esféricas en las difusiones.
- El electrodo N⁺, definido en el nivel NPLUS (Figura 4.2(e)), se superpone a los niveles PWELL y NRING, cubriendo las mismas zonas definidas mediante los parámetros WPWELL (HPWELL), SJTEPW y WRING.
- Los motivos de contacto, contenidos en el nivel CONT (Figura 4.2(f)), se sitúan únicamente sobre las regiones JTE y RING. Se debe garantizar que el metal contactará siempre sobre el electrodo N. Por eso, los límites del área destinada al contacto

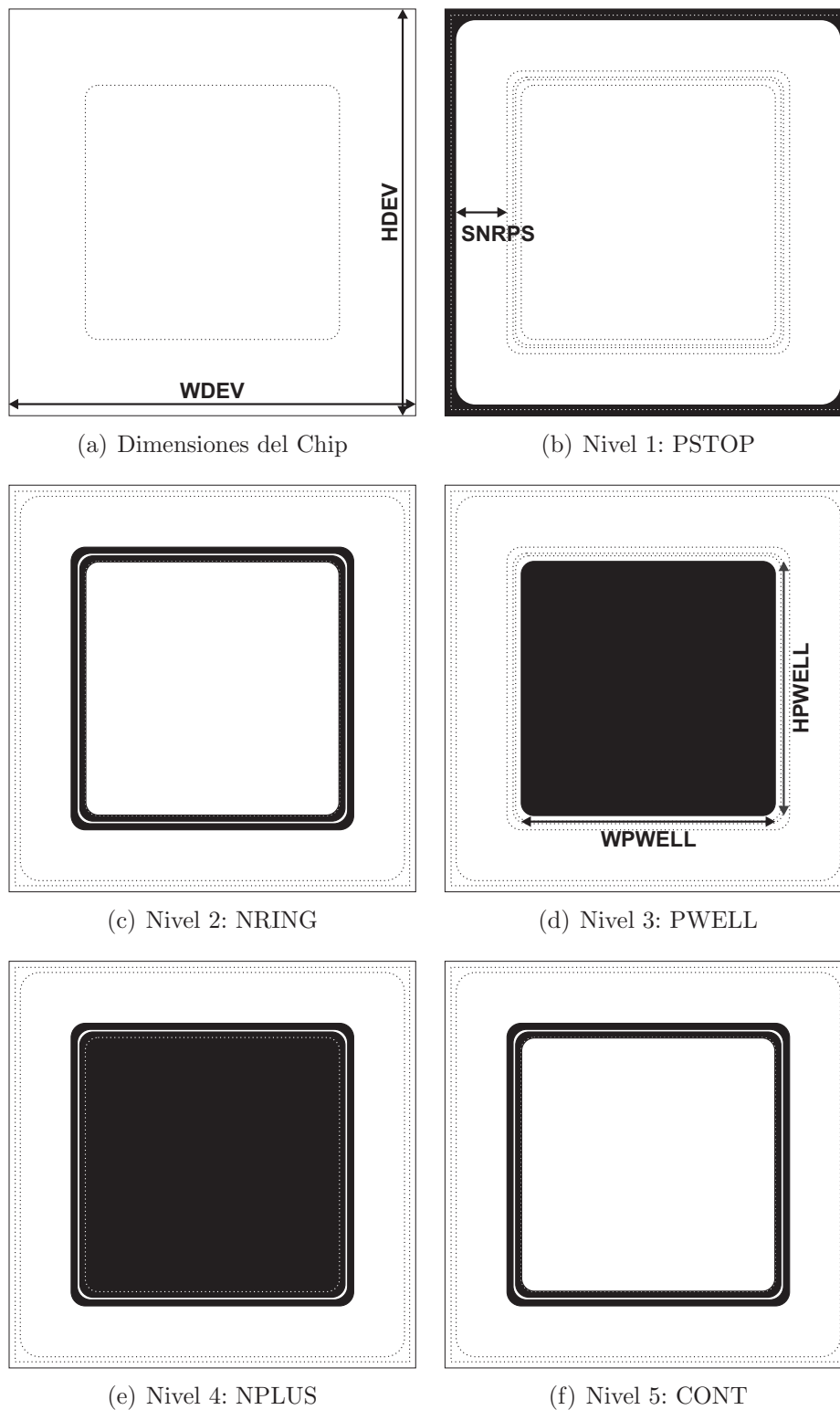


Figura 4.2: Máscaras fotolitográficas utilizadas en el procesado de un detector LGAD con anillo extractor. Se representan los niveles comunes a las configuraciones tipo-R y tipo-C: desde el nivel 1 (PSTOP) hasta el nivel 5 (CONT).

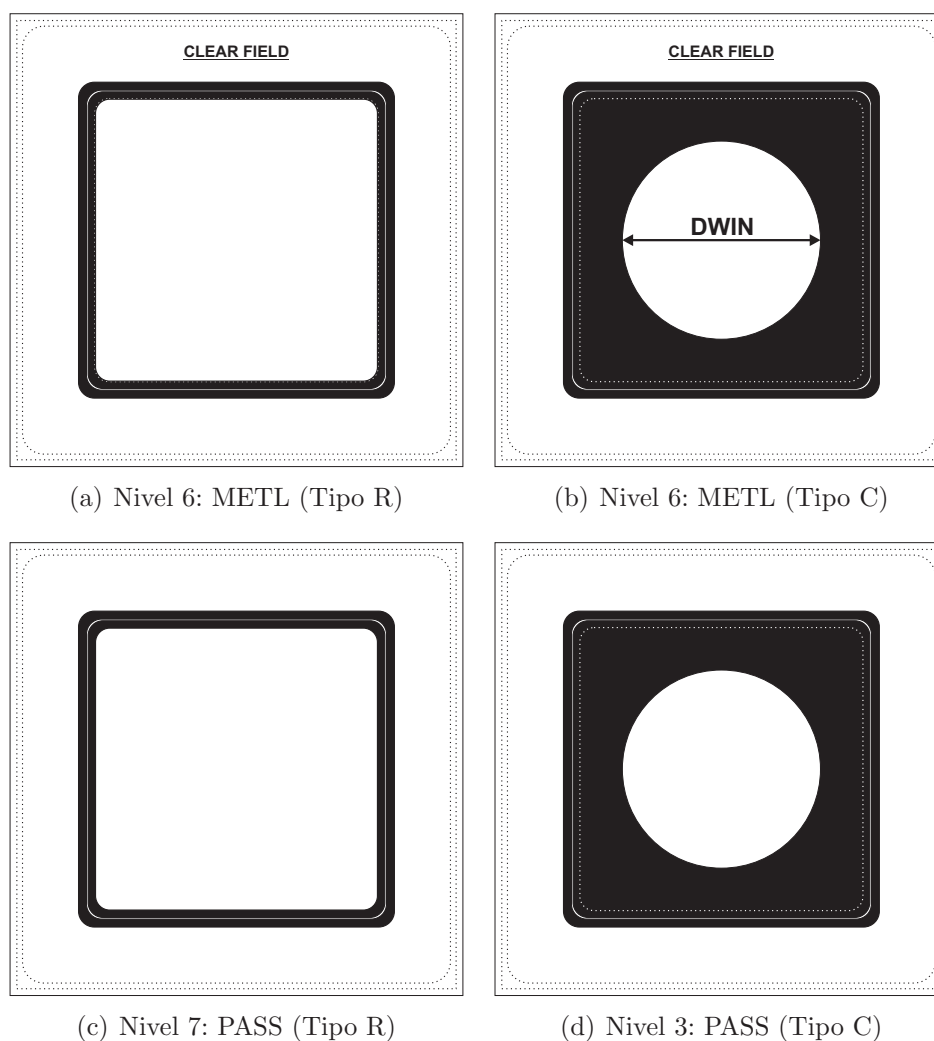


Figura 4.3: Niveles de Mascara utilizados en el procesamiento del backend (Metal y Pasivación) de un detector LGAD con anillo. Se distinguen los dos diseños de ventana: rectangular (Tipo R) y circular (Tipo C).

se desplazan internamente con respecto a los motivos definidos en el nivel NPLUS. En el caso del anillo, el desplazamiento, SCONTNR, se realiza por ambos extremos. En el caso de la JTE, el desplazamiento SCONTJE únicamente se aplica sobre el borde externo del motivo.

- La distinción entre los diseños tipo R y tipo C aparece por primera vez en el nivel METL. En el diseño tipo R (Figura 4.3(a)), el metal cubre los motivos definidos por la máscara CONT, extendiéndose una cierta longitud SMETCONT, para constituir la placa de campo. En el diseño tipo C (Figura 4.3(b)), además, el área de la región CORE se encuentra cubierta de metal, excepto una ventana circular en el centro, de diámetro DWIN. Para la definición del metal se utiliza una máscara de campo claro, esto es se dibujan los motivos que permanecerán tras el grabado, al contrario de lo que ocurre en el resto de niveles.

- El nivel PASS (Figura 4.3(c) y Figura 4.3(d)) replica los motivos de la máscara METL, desplazando el extremo de los diseños una distancia SPASMET hacia el interior, para garantizar que la pasivación siempre se abra sobre la capa de metal.

Se han definido las reglas de diseño de la tecnología LGAD desarrollada en el IMB-CNM. Los parámetros que permanecen invariables en las cuatro estructuras incluidas en el juego de máscaras se recogen en la Tabla 4.2.

| Cota | Valor [μm] | Máscara |
|-----------------|-------------------------|-------------------|
| WSTOP | 100 | PSTOP |
| SNRPS | 1000 | |
| OPWJTE | 10 | NRING, CONT, METL |
| SCONTJTE | 5 | CONT |
| SCONTNR | 5 | |
| SMETCONT | 10 | METL |
| SPASMET | 5 | PASS |

Tabla 4.2: Reglas de diseño de la tecnología de fabricación de detectores LGAD desarrollada en el IMB-CNM.

Otros parámetros pueden modificarse para adaptar el diseño de los detectores LGAD a las necesidades de los experimentos que se realizarán con ellos. La Tabla 4.3 recoge los valores utilizados en el proceso de fabricación optimizado.

| Cota | Valor [μm] | Máscara |
|---------------|-------------------------|--------------------|
| WDEV | 8000 | Todas |
| HDEV | 8000 | |
| WPWELL | 5000 | PWELL |
| HPWELL | 5000 | |
| SJTEPW | 110 | NRING, NPLUS, METL |
| WRING | 120 | |
| SNRJTE | 50 | |
| DWIN | 3000 | PASS |

Tabla 4.3: Valores de las cotas variables de la tecnología LGAD del IMB-CNM utilizados para la fabricación de prototipos optimizados.

Los cuatro diseños se han agrupado en chips de 4 dispositivos, como el que muestra la Figura 4.4, situando los dos diseños sin anillo en la parte superior y los dos con anillo en la parte inferior. La zona central del chip se ha reservado para los motivos de alineamiento y de test. La Figura 4.5 muestra una imagen de los motivos transferidos a la oblea por la máscara del nivel METL, con la codificación para el test eléctrico de los chips. La distribución de

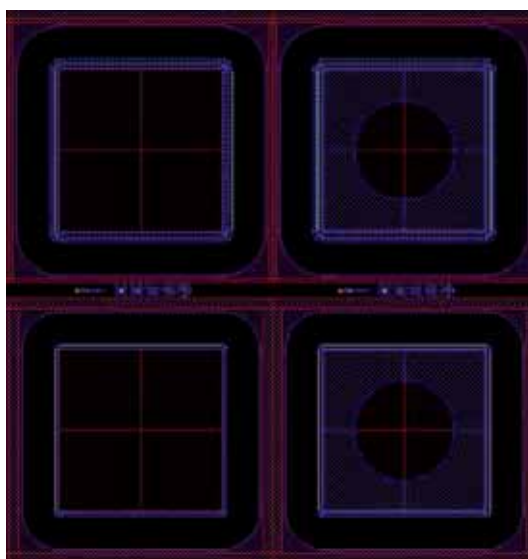


Figura 4.4: Imagen de los 4 diseños implementados en el juego de máscaras.

los chips permite obtener 46 detectores LGAD con anillo extractor (23 DR y 23 DC) y 44 sin anillo (22 SR y 22 SC) por oblea.

Cada máscara incorpora además dos motivos de pre-alineamiento, consistentes en un chip transparente para el posicionamiento inicial de la máscara sobre la oblea. Los motivos de pre-alineamiento pueden observarse en la Figura 4.5, ocupando las posiciones C7 y J7.

4.2. Proceso de fabricación optimizado

La fabricación de detectores LGAD se ha llevado a cabo en la Sala Blanca del IMB-CNM con un proceso tecnológico que consta de unas 80 etapas, basado en tres tecnologías estándar del IMB-CNM: CMOS $2.5 \mu\text{m}$ [221], VDMOS/IGBT de alta tensión [222] y detectores de radiación [53]. Además, en cada proceso de fabricación se insertan etapas de control para medir ciertos parámetros tecnológicos y eléctricos (espesor y resistividad de capas, calidad de depósitos, dispersión de dosis en implantaciones, etc.) que permiten corregir errores o modificar etapas posteriores para adaptarlas a los resultados obtenidos en estos controles.

El proceso tecnológico completo consta de 7 etapas fotolitográficas y se subdivide en los siguientes bloques:

1. Selección y preparación de los substratos
2. Implementación de la capa P-Spray
3. Definición e implementación de la difusión P-Stop (1^a máscara)
4. Definición e implementación de las difusiones JTE y N-Ring (2^a máscara)
5. Definición e implementación de la difusión P de multiplicación (3^a máscara)
6. Definición e implementación de las difusiones de contacto óhmico: región N de la unión multiplicadora (4^a máscara) y cara posterior

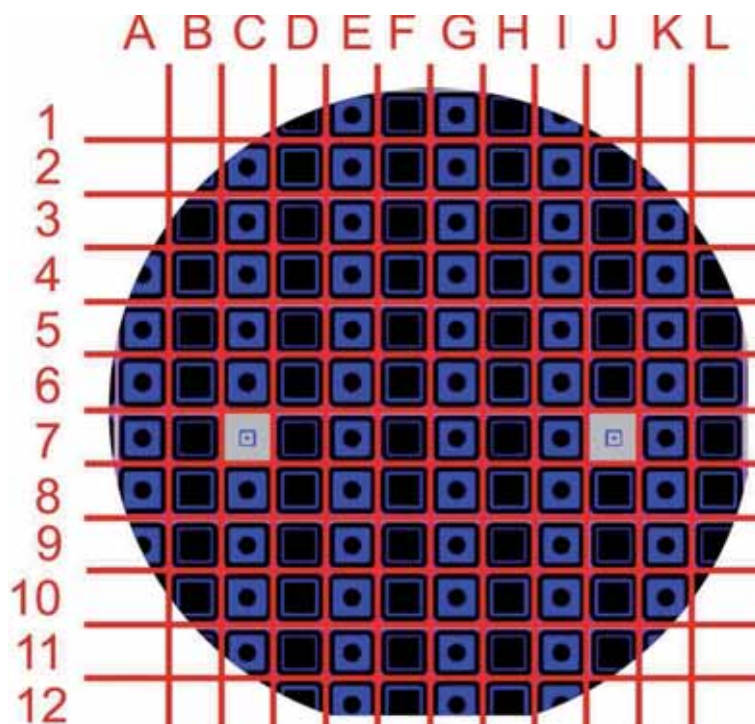


Figura 4.5: Imagen de la distribución de los dispositivos sobre la oblea con la codificación para el test eléctrico.

7. Apertura de contactos (5ª máscara)
8. Depósito y definición de la metalización de las regiones N (6ª máscara) y P
9. Depósito y definición de la pasivación (7ª máscara).

El proceso que se describe a continuación permite la integración de detectores LGAD y de diodos PiN equivalentes que se utilizan en medidas comparadas. En este último caso, se elimina únicamente la implantación de Boro de la capa de multiplicación.

1. Selección y preparación del sustrato

Los sustratos de Silicio deben ser tipo P de muy alta resistividad ($\rho > 10 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$) y con un espesor en el rango de las $300 \mu\text{m}$ para garantizar que el detector puede operar en condiciones de vaciamiento completo aplicando tensiones relativamente bajas ($V_{FD} \sim 50 \text{ V}$). Los sustratos muy poco dopados muestran una gran variabilidad en el valor de su resistividad con márgenes de error superiores al 50%. Las obleas procesadas en los diferentes runes presentan valores reales de resistividad comprendidos entre 5 y $21 \text{ k}\Omega \cdot \text{cm}$.

Se han utilizado sustratos de $285 \pm 15 \mu\text{m}$ y $300 \pm 10 \mu\text{m}$ de espesor que, en función de su resistividad, pueden dar lugar a variaciones de hasta 140 V en el valor de V_{FD} . No obstante, la variación experimental de V_{FD} es generalmente inferior a 20 V. Todos los sustratos utilizados se han crecido mediante la técnica *Float Zone* que minimiza la presencia de Carbono y Oxígeno y mejora la rigidez mecánica.

Además, las obleas de alta resistividad suelen presentar una distribución poco uniforme de dopaje en su volumen. Por tanto, dispositivos fabricados en el mismo run, incluso pertenecientes a una misma oblea, pueden tener características eléctricas muy diferentes.

Por último, la superficie de los substratos de Silicio suele contener una concentración elevada de defectos, cuyo efecto es especialmente significativo en substratos de muy alta resistividad. Así, resulta conveniente incluir un proceso de *gettering* consistente en una oxidación húmeda de 8000 Å a 1100 °C, que consume unos 3500 Å de Silicio, y su posterior grabado en ácido. Una vez eliminado el óxido, la nueva superficie se ve libre de la mayoría de los defectos originales del substrato.

2. Implementación de la capa P-Spray

Función: La capa P-Spray tiene como objetivo aumentar ligeramente el dopaje de la superficie del substrato, evitando la formación de una capa de inversión tipo N por la acumulación de cargas positivas en el óxido de campo sin degradar la capacidad en tensión del dispositivo.

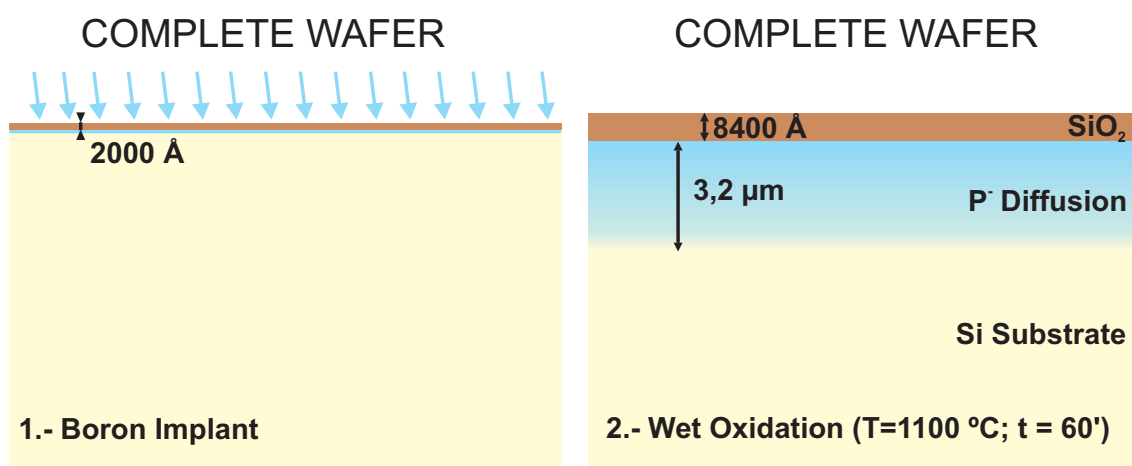


Figura 4.6: Implementación de la capa P-Spray.

Etapas: Para formar la capa P-Spray (Figura 4.6) se crece un óxido de pantalla de 2000 Å, se implanta Boro a través de este óxido y se realiza un proceso térmico oxidante que activa y difunde el Boro implantado y crece un óxido de campo de 8400 Å que protegerá la superficie del Silicio en posteriores etapas de implantación iónica.

La implantación de Boro se realiza a través de un óxido de pantalla para reducir el fenómeno de acanalamiento, que revierte en una distribución poco uniforme de dopaje, a la par que minimiza el daño infligido en la superficie del substrato.

Optimización: Es preciso escoger valores de dosis y energía de implantación relativamente bajos ($D = 1 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ y $E = 45 \text{ keV}$) para crear una difusión tipo P superficial. El grosor del óxido de pantalla (2000 Å) debe ser suficiente para retener la mayor parte del Boro implantado, consiguiendo así un dopaje en el rango de 10^{14} cm^{-3} , una vez realizados todos los procesos térmicos del proceso tecnológico, tal como se muestra en la Figura 4.7. Puede apreciarse como la concentración máxima

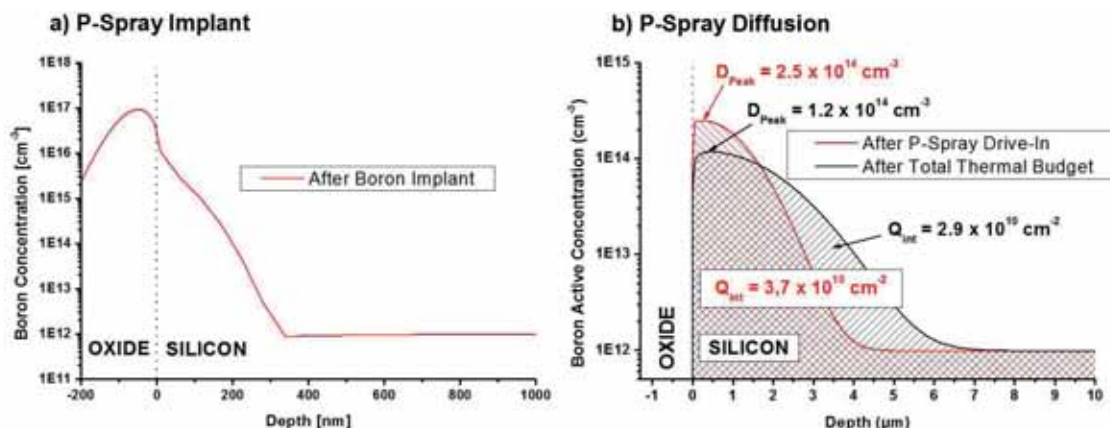


Figura 4.7: Implementación de la capa P-Spray: Perfiles de implantación (a) y difusión (b).

de Boro en la capa P-Spray se reduce de $2,5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ (después de crecer el óxido de campo) a $1,2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ (al final del proceso tecnológico), con la consiguiente reducción de la carga integrada de $3,7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ a $2,9 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$.

3. Definición e implementación de la difusión P-Stop:

Función: La zona de vaciamiento de la unión principal N/P⁻ se extiende tanto vertical como lateralmente. Con objeto de evitar que la extensión lateral pueda alcanzar el borde del chip, donde habrá una cantidad elevada de defectos debidos al corte por sierra que dan lugar a una corriente de fugas elevada, es preciso implementar una difusión del mismo tipo que el sustrato suficientemente dopada.

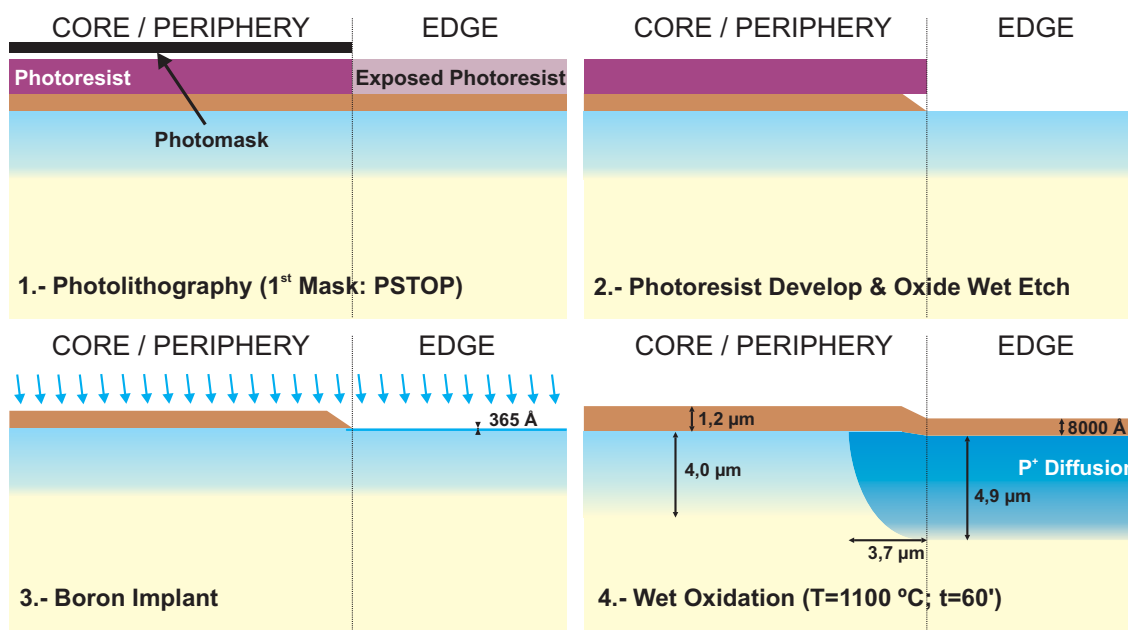


Figura 4.8: Implementación de la difusión P-Stop.

Etapas: La implementación de la difusión de P-Stop (Figura 4.8) se inicia con la fotolitografía mediante el primer nivel de máscara (*PSTOP*) que define las ventanas donde se implantará el Boro. Seguidamente se graba el óxido de campo de 8400 Å en ácido y se elimina la resina. Antes de implantar el Boro se crece un óxido de pantalla de 360 Å para proteger la superficie del Silicio y minimizar la creación de trampas. A continuación se implanta el Boro utilizando el óxido de campo como máscara con una dosis en el rango de $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ y una energía de 50 keV. Finalmente se realiza una oxidación húmeda de 8000 Å a 1.100 °C.

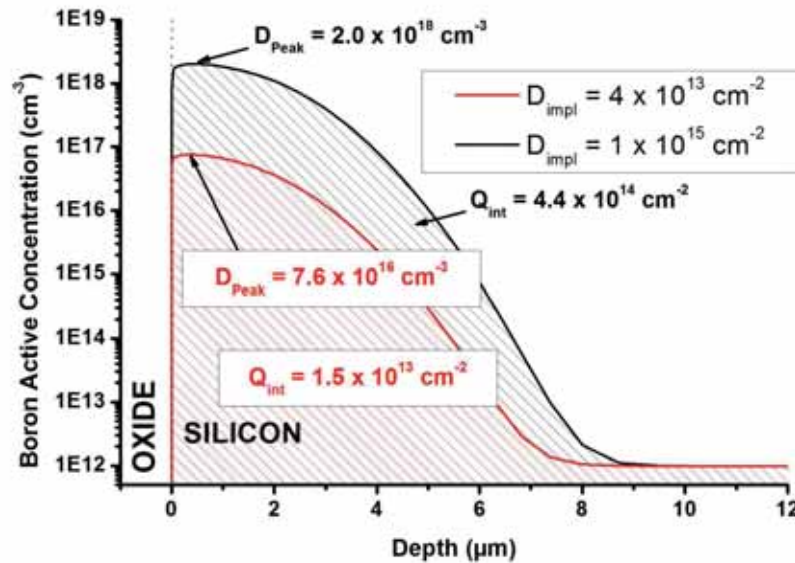


Figura 4.9: Perfil de impurezas de la difusión P-Stop tras el procesado completo.

Optimización: La difusión P-Stop debe ser muy dopada para cumplir con su función de frenado de la zona de vaciamiento de la unión principal. Inicialmente se utilizó una dosis de implantación de $4,4 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ con un pico de concentración en superficie de $3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ una vez finalizado el procesado de los substratos, tal como puede verse en la Figura 4.9. No obstante, las microdescargas observadas en las medidas experimentales, atribuidas a un exceso de carga en la difusión P-Stop obligaron a reducir la dosis de implantación hasta $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. Finalmente, con objeto de evitar que posteriores implantaciones de Fósforo puedan modificar la concentración superficial de la difusión P-Stop, se crece un óxido grueso (8000 Å) a 1100 °C.

4. Definición e implementación de las difusiones JTE y N-Ring

Función: La difusión JTE tiene como finalidad proteger la unión multiplicadora de una ruptura prematura y consiste en una difusión del mismo tipo (N) que la difusión principal pero de menor dopado. La difusión JTE se solapa con la difusión a proteger y su extensión está básicamente determinada por la curvatura de la unión principal y el dopado del substrato P. La formación de la difusión JTE se aprovecha para implementar el anillo extractor en aquellos dispositivos que lo incluyen en su diseño.

Etapas: La implementación de la difusión JTE/N-Ring (Figura 4.10) se inicia con la fotolitografía mediante el segundo nivel de máscara (*NRING*) que define las ventanas

donde se implantará el Fósforo. Seguidamente se graba el óxido de campo de 12000 Å en ácido y se elimina la resina. Antes de implantar el Fósforo se crece un óxido de pantalla de 360 Å para proteger la superficie del Silicio. A continuación se implanta el Fósforo utilizando el óxido de campo como máscara con una dosis de $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ y una energía de 120 keV. Finalmente se realiza una oxidación seca de 725 Å a 900 °C para activar las impurezas implantadas.

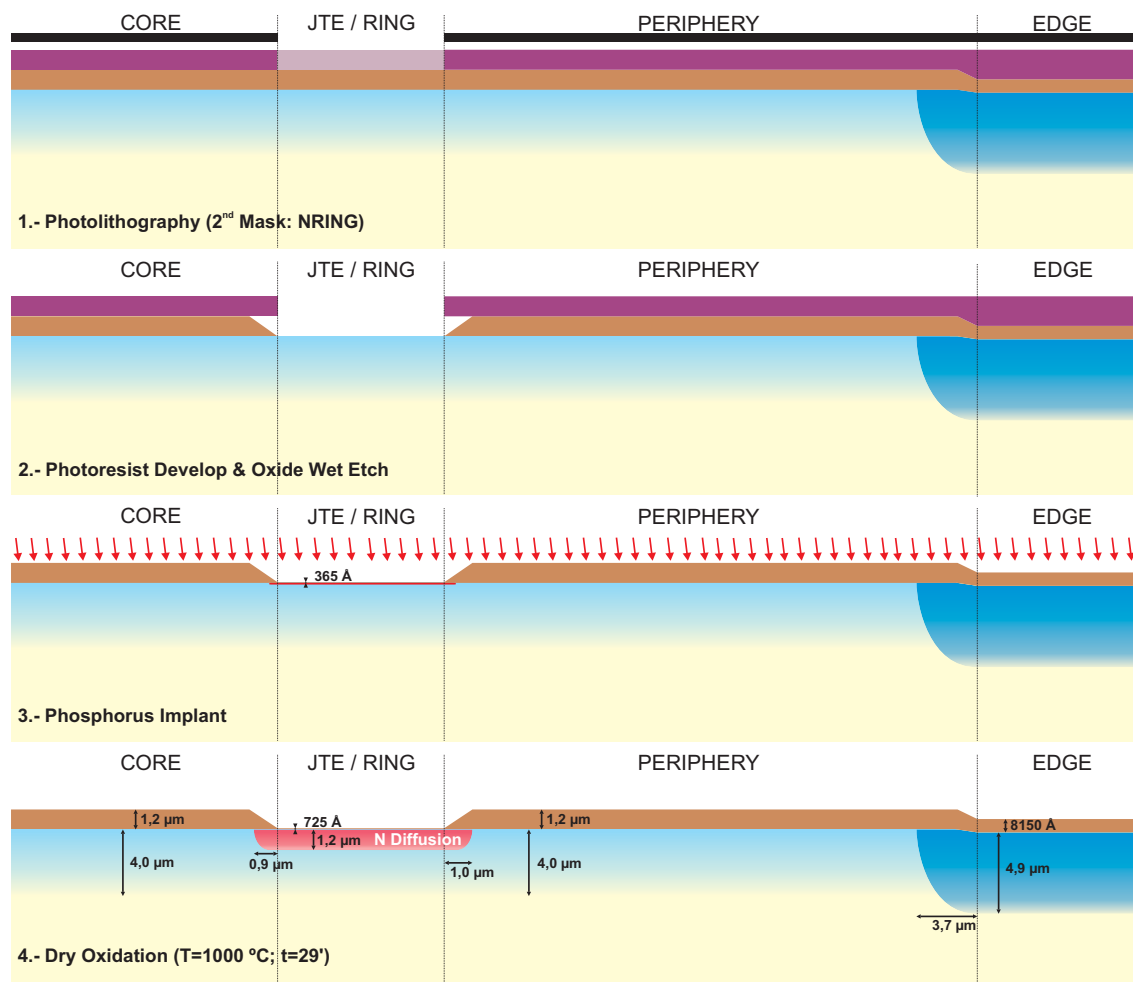


Figura 4.10: Implementación de la difusión JTE/N-Ring.

Optimización: La dosis de Fósforo debe ser tal que el perfil final de dopado no comprometa la capacidad en tensión del dispositivo, pero suficiente para contrarrestar la curvatura lateral de la unión multiplicadora. Las difusiones de JTE y N-Ring se realizan antes de la implantación de la capa multiplicadora para aprovechar su *drive-in* y así evitar un recocido adicional a muy alta temperatura.

5. Definición e implementación de la difusión P de multiplicación

Función: La difusión P de multiplicación permite aumentar la cantidad de carga que fluye hacia el electrodo de la región N cuando se utiliza el dispositivo como

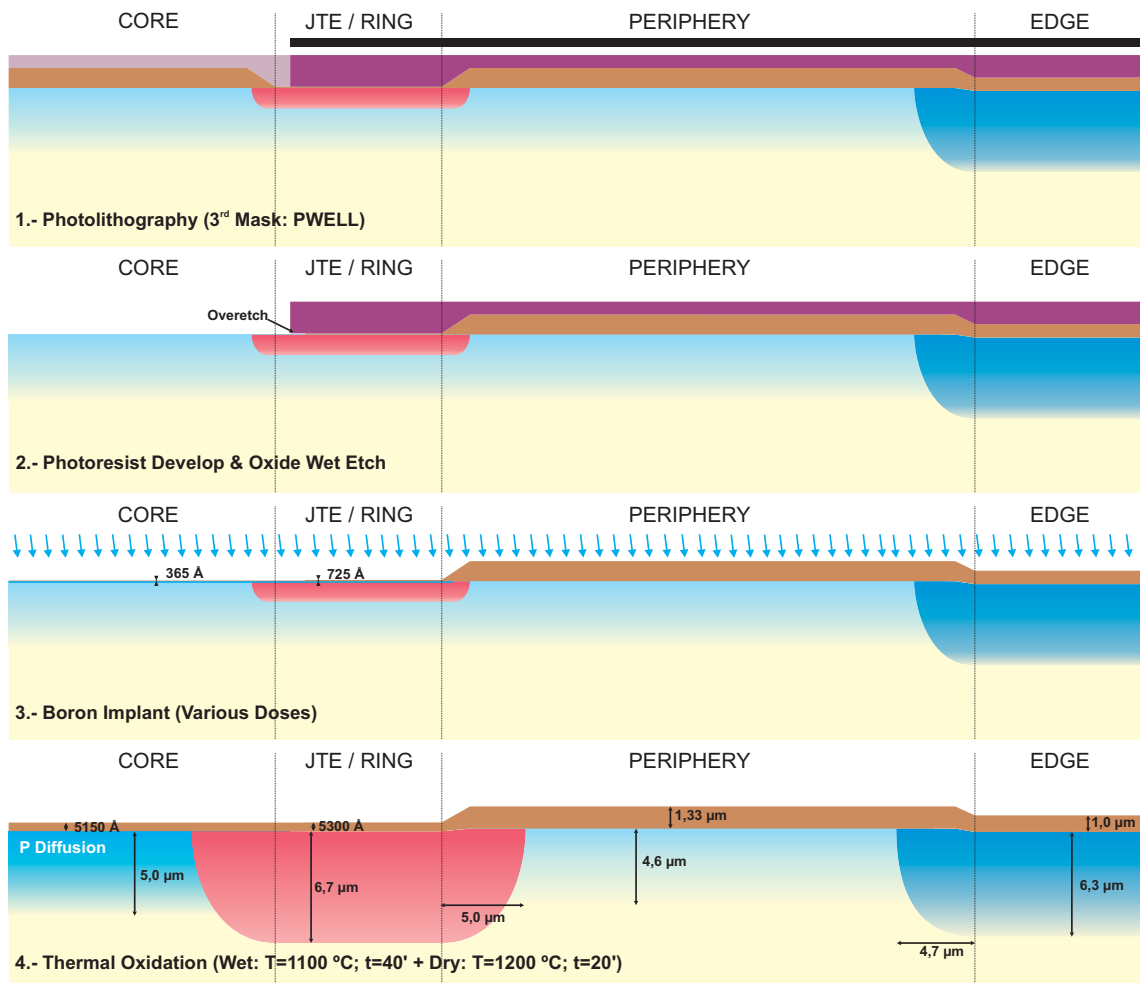


Figura 4.11: Implementación de la difusión P de multiplicación.

detector de radiación. La ganancia dependerá del perfil de concentración de Boro de esta difusión.

Etapas: La implementación de la difusión P de multiplicación (Figura 4.11) se inicia con la fotolitografía mediante el tercer nivel de máscara (*PWELL*) que define las ventanas donde se grabará el óxido de campo de 12000 Å en ácido. Seguidamente se elimina la resina y se crece un óxido de pantalla de 360 Å para proteger la superficie del Silicio. A continuación se implanta el Boro utilizando el óxido de campo como máscara con los valores de dosis y energía necesarios para conseguir una cierta ganancia. Finalmente se realiza una oxidación húmeda de 5300 Å a 1000 °C seguida de un recocido en N₂ a 1200 °C para difundir las difusiones JTE, N-Ring y P de multiplicación.

Cabe remarcar que la implantación de Boro también se realiza en la región JTE a través de un óxido de pantalla de 850 Å. No obstante, la dosis de Boro es tan baja que no altera significativamente la concentración de dopaje en la superficie de la difusión JTE tipo N, tal y como se muestra en la Figura 4.12.

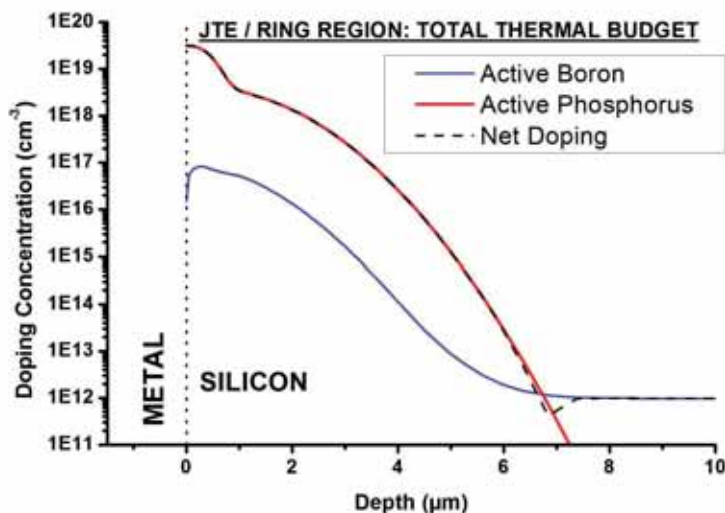


Figura 4.12: Perfil de impurezas en la región JTE/N-Ring tras el procesado completo.

Optimización: El perfil final de Boro de esta difusión es básico para determinar la capacidad multiplicadora de la unión. Las simulaciones han revelado que pequeñas variaciones en la dosis implantada tienen un gran impacto en la ganancia del dispositivo. Además, existe un cierto grado de incertidumbre en el valor real de la dosis implantada y, por tanto, es preciso realizar un barrido de dosis implantadas para determinar la correlación dosis-ganancia. En concreto, se han utilizado valores entre $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ y $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. El perfil de dopado obtenido para una dosis de $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ se muestra en la Figura 4.13 tras la etapa de *drive-in*. Los valores de carga integrada ($Q_{int} = 1,2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$) y pico de dopado ($D_{Peak} = 8,0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$) apenas se modifican ya hasta el final del proceso tecnológico.

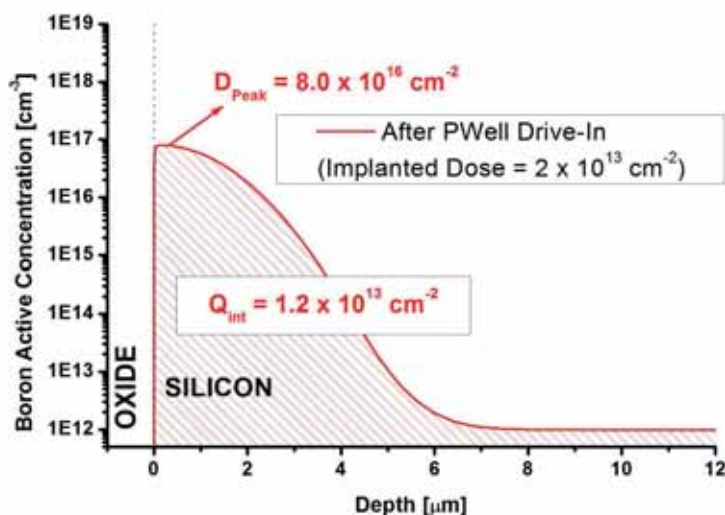


Figura 4.13: Perfil de impurezas de la difusión P de multiplicación tras la etapa de *drive-in* para una dosis de implantación de $2,0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$.

6. Definición e implementación de las difusiones de contacto óhmico (región N de la unión multiplicadora y cara posterior

Función: El contacto Aluminio-Silicio requiere que el dopaje del semiconductor sea elevado para conseguir un comportamiento óhmico. Por tanto, es preciso implementar difusiones superficiales ($1\ \mu\text{m}$ de profundidad) muy dopadas en ambas caras del dispositivo. La difusión N^+ incluye toda la unión multiplicadora y una buena parte de la JTE, mientras que la difusión P^+ de la cara posterior se realiza sin máscara.

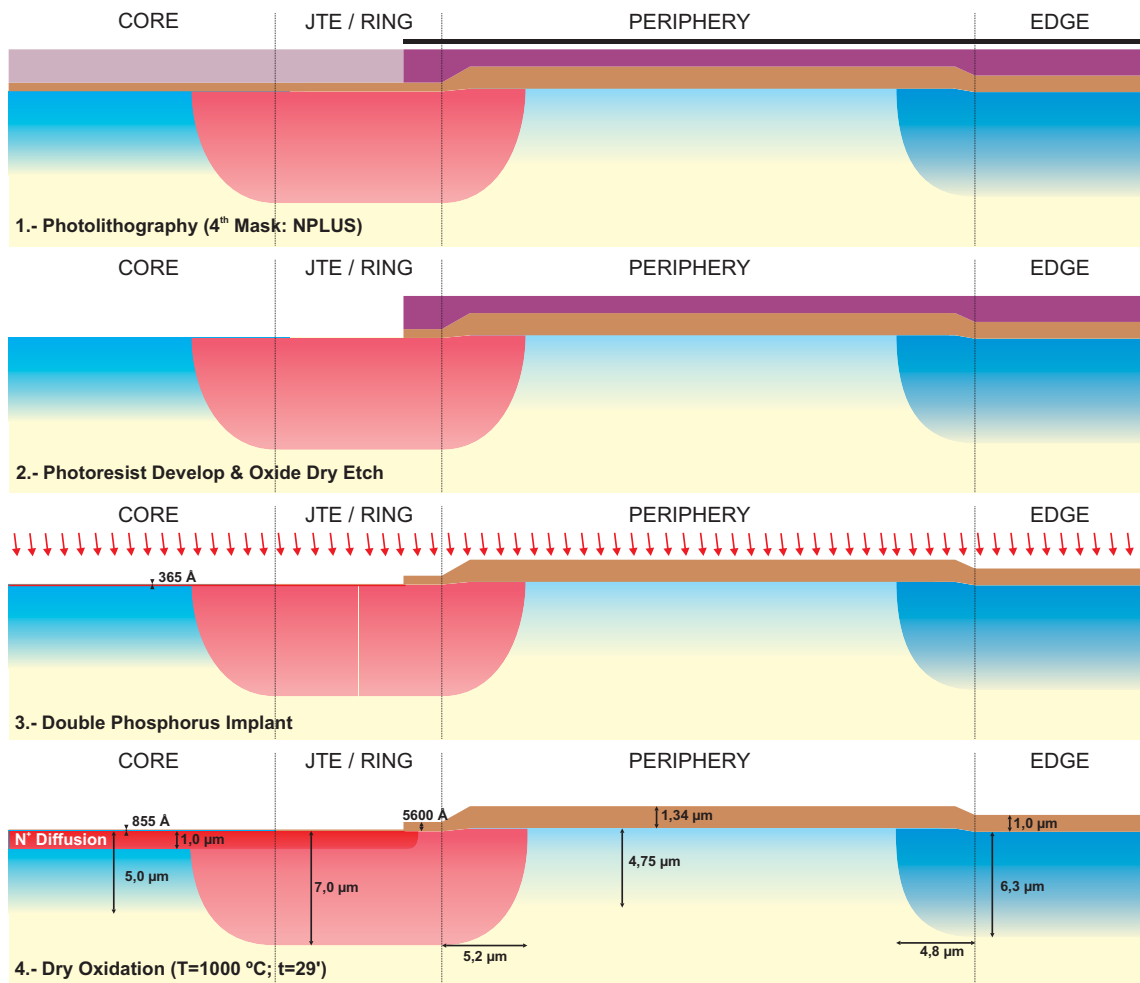


Figura 4.14: Implementación de la difusión N^+ superficial de contacto.

Etapas: La implementación de las difusiones superficiales P^+ y N^+ (Figura 4.10) se inicia con la fotolitografía mediante el cuarto nivel de máscara (NPLUS) que define las ventanas donde se implantará el Fósforo. Se graba el óxido remanente en seco para conseguir la máxima precisión fotolitográfica, se elimina la resina y se crece un óxido de pantalla de 360 Å para proteger la superficie del Silicio. A continuación se realiza una doble implantación de Fósforo para conseguir una unión N^+/P lo más abrupta posible utilizando el óxido de campo para evitar que el Fósforo penetre en las zonas no deseadas. A continuación se implanta Boro en la cara posterior y se

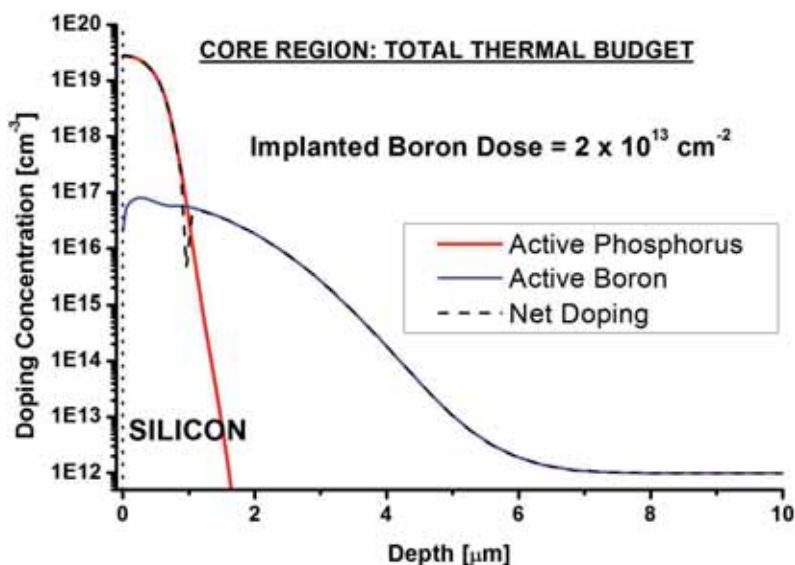


Figura 4.15: Perfil final de impurezas en la región de multiplicación para una dosis de implantación de Boro de $2,0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$.

realiza la activación de las impurezas mediante una oxidación seca de 500 \AA a $1100 \text{ }^\circ\text{C}$.

Optimización: El perfil de Fósforo de la difusión N^+ superficial de la región de multiplicación determina el pico de concentración de Boro en la unión N^+/P que, a su vez, fija la ganancia del dispositivo. Con objeto de minimizar la variabilidad de la ganancia es preciso un perfil de Fósforo lo más abrupto posible que se consigue realizando una doble implantación. El perfil final obtenido en la región de multiplicación se muestra en la Figura 4.15, considerando una dosis de Boro implantada de $2,0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$.

La resina utilizada en la fotolitografía NPLUS es más gruesa ($2 \mu\text{m}$) que la convencional ($1,2 \mu\text{m}$) para poder rellenar los valles que suponen aproximadamente un 40 % de la superficie de la oblea (la resina se deposita en estado líquido).

7. Apertura de contactos

Función: Grabado de óxido previo al depósito de metal en ambas caras del dispositivo.

Etapas: La apertura de contactos (Figura 4.16) se inicia con la fotolitografía mediante el quinto nivel de máscara (CONT) que define las ventanas donde se grabará el óxido. A continuación se graba en húmedo el óxido en las zonas de contacto y se elimina la resina. El grabado húmedo también elimina el óxido de la cara posterior de los dispositivos.

8. Depósito y definición de la metalización de las regiones N y P

Función: Depósito de una aleación de Aluminio y Cobre en ambas caras del dispositivo y definición del patrón del metal de la región N para utilizar el dispositivo como

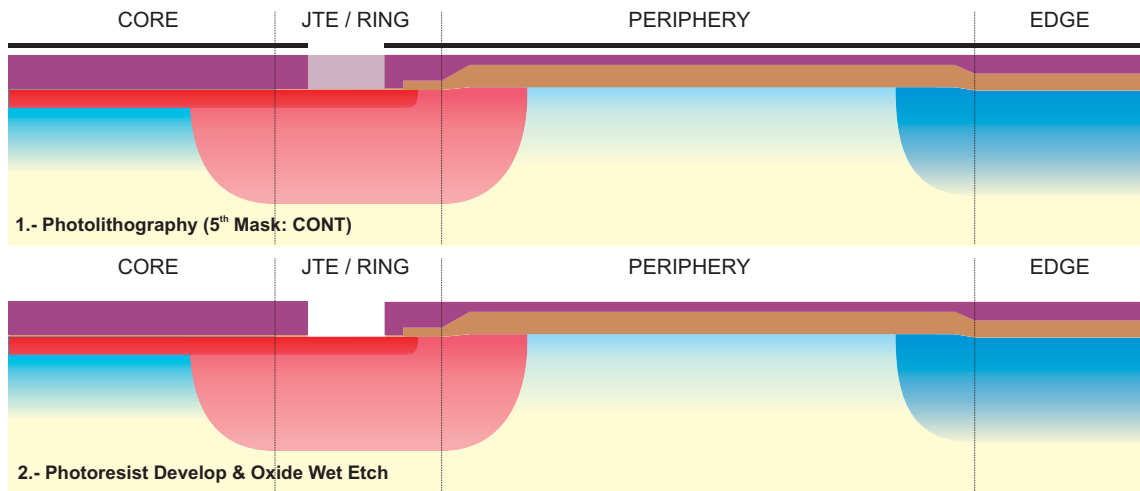


Figura 4.16: Apertura de Contactos.

detector de radiación. El metal no puede ser atravesado por determinados componentes de la radiación (fundamentalmente fotones de energía inferior a los rayos X provenientes, por ejemplo, de un láser). Por tanto, se debe eliminar el metal donde no sea estrictamente necesario para la polarización de las distintas difusiones. Así, sólo quedará metal en las zonas de JTE y anillo, dejando toda el área activa disponible para la detección de fotones. En el dorso no se han abierto ventanas para no complicar y encarecer el proceso (alineamiento a doble cara).

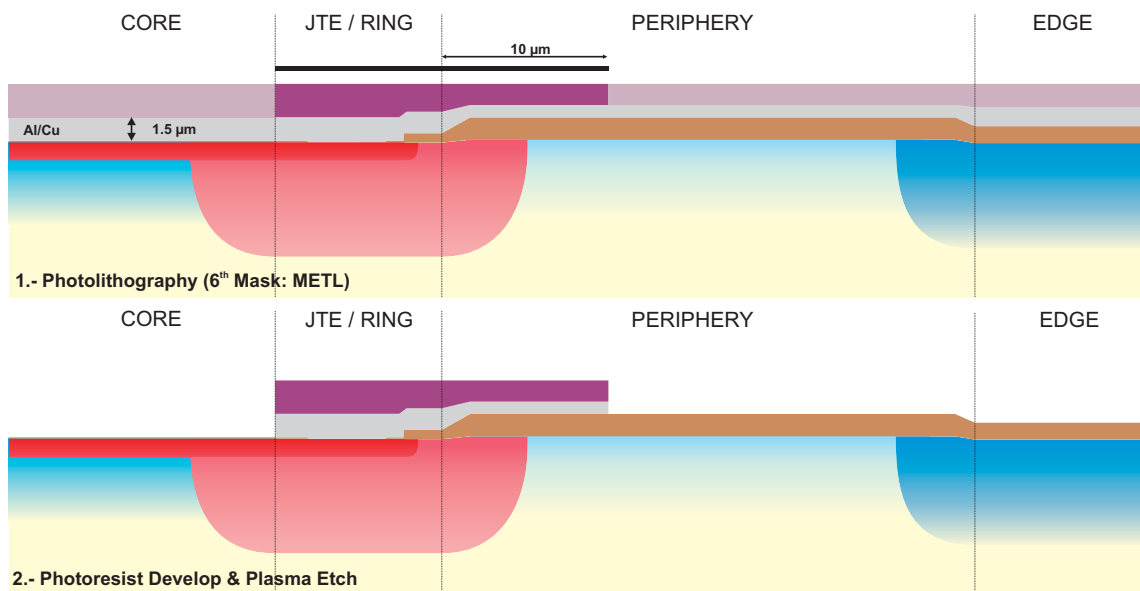


Figura 4.17: Depósito y definición de la metalización de la cara anterior.

Etapas: La metalización de los dispositivos se inicia con el depósito de $1.5 \mu\text{m}$ de Al/Cu en la cara anterior de los dispositivos (Figura 4.17), seguido de la fotolitografía mediante el sexto nivel de máscara (METL) con resina de $2 \mu\text{m}$ que define las ventanas

donde se grabará el metal. A continuación se realiza un grabado húmedo del Al/Cu, se deposita $1\ \mu\text{m}$ de Al/cu en la cara posterior de los dispositivos y se recuecen ambos metales a $350\ ^\circ\text{C}$ para formar la interdifusión metal-Silicio.

9. Depósito y definición de la pasivación

Función: La pasivación consiste en recubrir con una bicapa óxido + nitruro de Silicio, depositada a baja temperatura debido a la presencia de metal, todo el chip excepto las zonas donde se debe contactar el metal de la región N (o soldar hilos de encapsulado). La pasivación protege el dispositivo semiconductor de contaminación (iones, manipulación, etc.) y de ruido electromagnético.

Etapas: La pasivación incluye el depósito de un óxido plasma (TEOS) en contacto con el metal y los óxidos térmicos sobre el que se deposita una última capa de nitruro, tal como se muestra en (Figura 4.18). A continuación se definen las zonas donde se graba la pasivación mediante el séptimo nivel de máscara (PASS), se ataca en seco el nitruro de Silicio y el óxido y finalmente se elimina la resina.

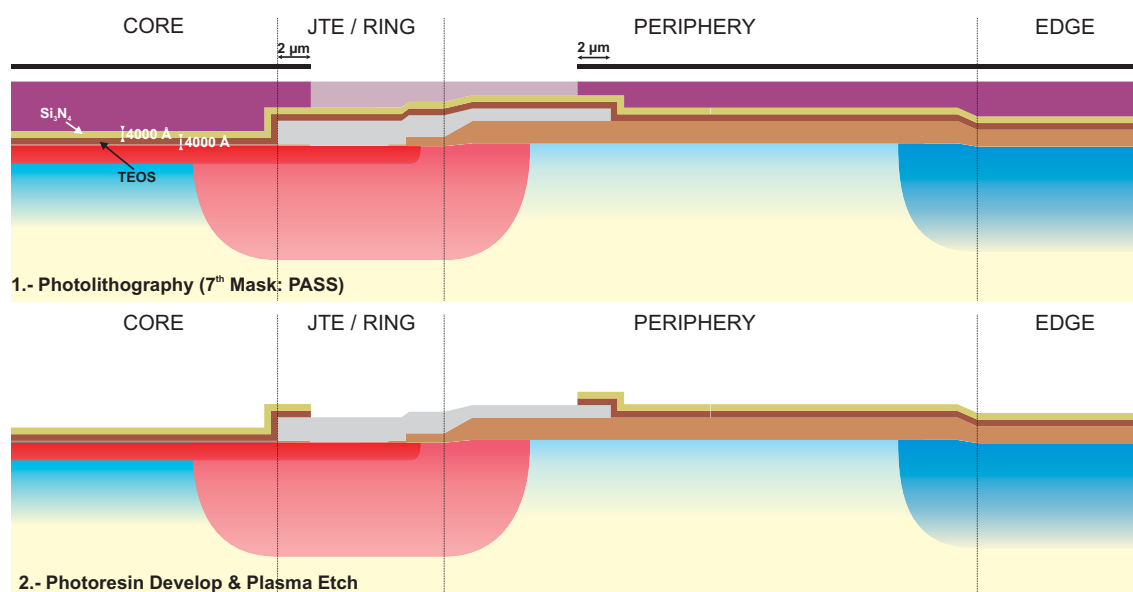


Figura 4.18: Depósito y definición de la pasivación.

Optimización: El nitruro de la pasivación introduce estrés mecánico en los substratos que se traduce en un aumento de su concavidad/convexidad. En este sentido, se ha reducido el grosor de nitruro de la pasivación convencional CMOS ($7000\ \text{Å}$) hasta $4000\ \text{Å}$ con objeto de minimizar el estrés mecánico sin perder capacidad de protección. Por otra parte, en el juego de máscaras utilizado para implementar los detectores LGAD, el área de metal sin pasivación es más de lo necesario para soldar hilos de encapsulado, con objeto de facilitar la caracterización directamente sobre oblea. En futuros detectores LGAD optimizados deberían abrirse ventanas cuadradas de $120 \times 120\ \mu\text{m}$ justo en los puntos destinados a la soldadura de los hilos de encapsulado.

Finalmente, la pasivación es una capa utilizada como anti-reflectante en sensores ópticos. Si se optimiza su grosor puede maximizarse la relación entre luz reflejada y

luz transmitida. No obstante, los estudios con láser realizados sobre los detectores LGAD no han mostrado atenuación como consecuencia de los espesores de pasivación elegidos.

4.3. Caracterización de los dispositivos fabricados

4.3.1. Caracterización tecnológica

Caracterización visual y con técnicas de ingeniería inversa Tras finalizar el proceso de fabricación, las obleas se analizan visualmente con el microscopio óptico, en busca de defectos estructurales en los dispositivos fabricados.

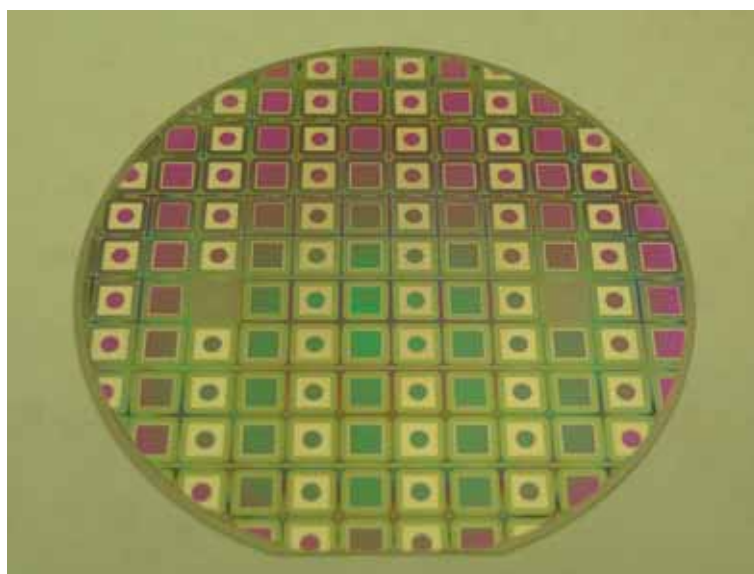


Figura 4.19: Imagen tomada con el microscopio óptico de una oblea de prototipos LGAD terminada.

La primera observación de las obleas pone de manifiesto la desuniformidad de la pasivación. Así, en la Figura 4.19 se muestra una imagen de una oblea terminada, donde se aprecian distintas tonalidades, correspondientes a distintos espesores de la capa de pasivación depositada. Esta desuniformidad es inherente al proceso de depósito de pasivación a baja temperatura en sustratos muy resistivos. No obstante, a pesar de la desuniformidad, la capa depositada cumple correctamente su función de pasivación.

El aspecto general de los dispositivos fabricados puede observarse con detalle en la Figura 4.20, que incluye una imagen parcial de cada uno de los diseños implementados en el juego de máscaras. Se identifican las distintas regiones del dispositivo gracias al cambio de material y al relieve generado por los distintos espesores de óxido crecidos sobre cada región. Así, en el borde del dispositivo, se observa la región del P-Stop, claramente distinguible de la pista de corte y del resto de la región periférica. También se pueden distinguir las regiones correspondientes al anillo y a la difusión JTE, ambas cubiertas por una capa de metal. Incluso en los diseños SR y DR, en los que la capa de metal se extiende desde la

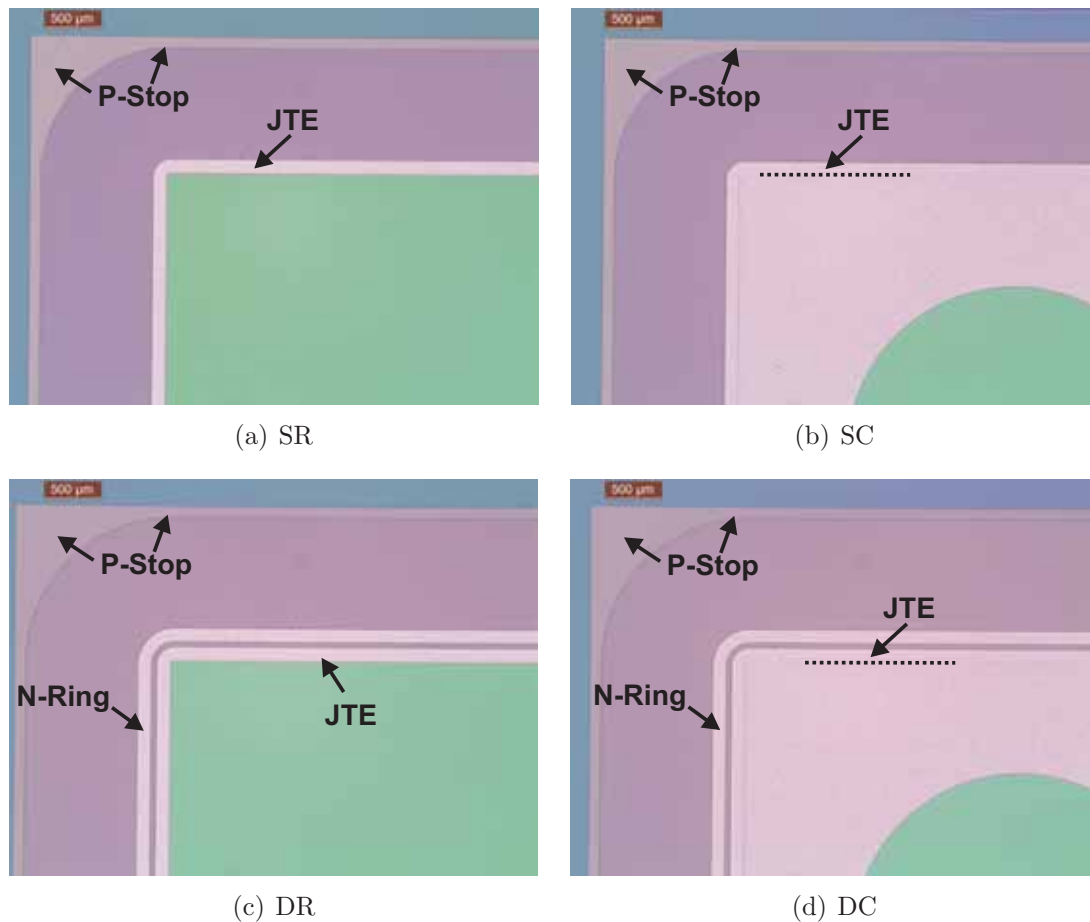
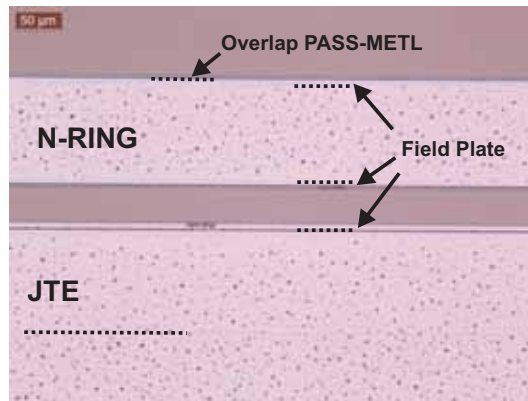


Figura 4.20: Imágenes tomadas con el microscopio óptico de los cuatro diseños de detectores LGAD implementados en juego de máscaras.

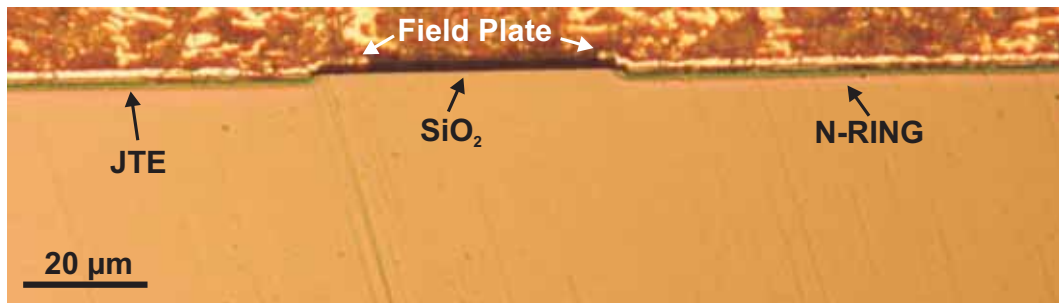
región JTE hacia el CORE del dispositivo, el cambio de relieve permite discernir el límite de la difusión JTE.

La imagen mostrada en la Figura 4.21(a) permite observar con mayor precisión la terminación de la unión de un dispositivo con anillo (Tipo DR). El cambio de relieve en la capa de metal permite distinguir el límite interior de la región JTE, al tiempo que se observa la superposición de la capa de pasivación sobre la capa de metal en el borde exterior de la JTE y en los bordes del anillo.

Mediante técnicas de ingeniería inversa se ha podido observar la sección transversal de la misma zona, como se muestra en la Figura 4.21(b). La ingeniería inversa permite obtener cortes transversales de los dispositivos fabricados, dónde se aprecian las distintas capas de óxido, metal o pasivación crecidas sobre la superficie del Silicio. Tras un ataque químico de las muestras, selectivo en función del nivel de dopado del Silicio, pueden observarse también las distintas difusiones. En la imagen, se distingue el metal depositado sobre las regiones JTE y RING, con la placa de campo extendiéndose hacia la región INTER-RING. El ataque químico del Silicio, permite distinguir la zona con mayor dopado de ambas difusiones N. Lamentablemente, no se observa la cola de la difusión gaussiana, debido a su menor nivel



(a) Fotografía en superficie



(b) Corte transversal

Figura 4.21: Región JTE/RING de un prototipo LGAD tipo DR: (a) Imagen realizada con el microscopio óptico y (b) corte transversal, obtenido mediante técnicas de ingeniería inversa.

de dopado. En consecuencia, no puede determinarse la profundidad de la unión a partir de esta imagen.

La Figura 4.22 muestra un corte transversal, en el que se aprecia el final de la región CORE, junto con la terminación JTE y el anillo extractor de un detector LGAD tipo DR. Puede distinguirse como la difusión JTE se superpone sobre el final de la difusión P de multiplicación, anulando la curvatura de la unión P/N^+ .

Este fenómeno se puede observar con mayor detalle en la Figura 4.23, donde se muestra el extremo de la región CORE con mayor aumento. La unión P/N^+ multiplicadora se muestra totalmente plana hasta su extremo, terminado abruptamente gracias al solapamiento de la difusión JTE.

Finalmente, las imágenes mostradas en la Figura 4.24 muestran las estructuras implementadas en la zona periférica y en el borde del dispositivo. En la Figura 4.24(a), se observa nítidamente la difusión P-Stop, extendiéndose en el borde del dispositivo hasta la pista de corte. También puede observarse la capa P-Spray en la Figura 4.24(b), a pesar de que su bajo nivel de dopado no permite un gran contraste con respecto al sustrato, tras el ataque químico del Silicio.

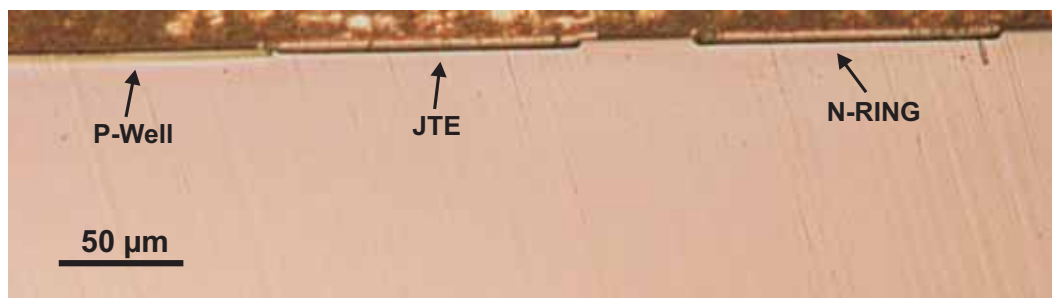


Figura 4.22: Corte transversal obtenido por ingeniería inversa, en el que se puede observar el final de la región CORE, así como las regiones JTE y RING de un detector LGAD tipo DR.

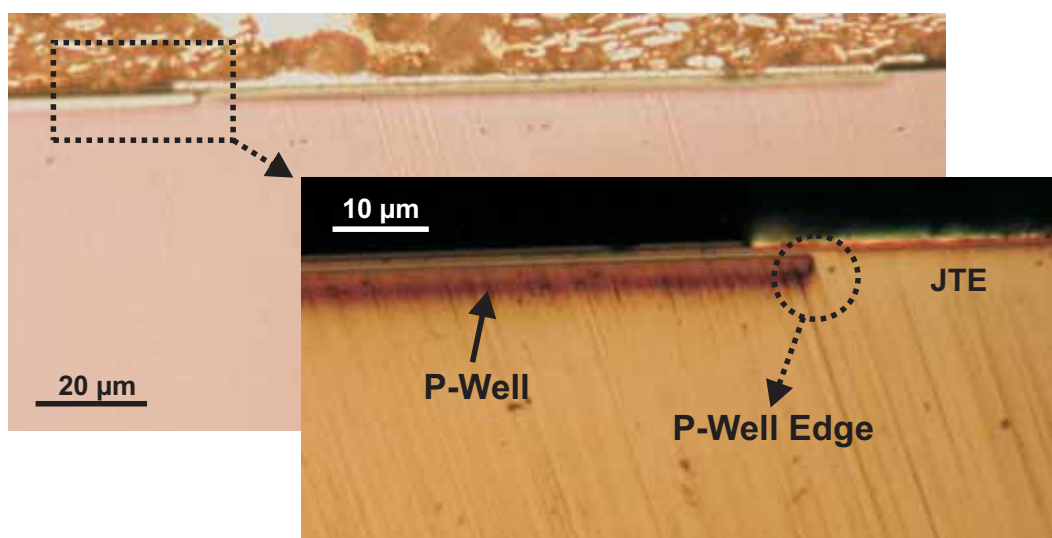
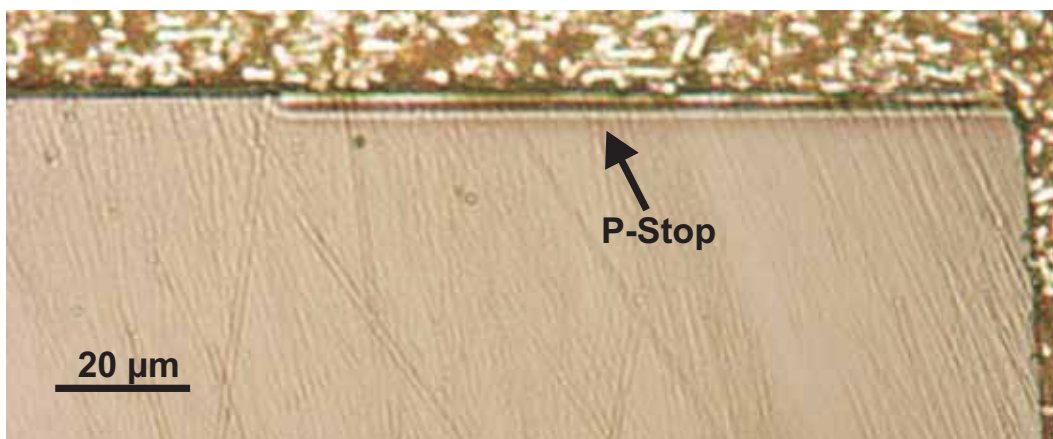


Figura 4.23: Corte transversal, obtenido mediante ingeniería inversa, de la transición entre la región CORE y la difusión JTE. La imagen superpuesta, obtenida con el doble de aumento óptico, permite observar con claridad el fin abrupto de la difusión P de multiplicación gracias al solapamiento de la difusión JTE.

Determinación de las concentraciones de dopado: Los niveles de dopado alcanzados en las distintas difusiones que conforman la estructura de un detector LGAD resultan críticos en el funcionamiento del dispositivo, especialmente en lo que respecta a la difusión P de multiplicación, debido a la estrecha relación entre dopado y ganancia. Así pues, es conveniente que el proceso de fabricación incluya algún método de caracterización para medir la concentración de impurezas obtenida en los dispositivos fabricados.

Una de las técnicas utilizadas con mayor frecuencia para determinar los niveles de dopado es la llamada ToF-SIMS (*Time-of-Flight Secondary Ion Mass Spectrometry*) [223, 224], consistente en el bombardeo de la muestra de estudio con iones de alta energía, de tal forma que se desprendan iones de su superficie. Estos iones son identificados mediante un espectrógrafo, que registra su tiempo de vuelo para reconstruir el perfil de impurezas de la muestra en profundidad. La técnica posee una gran precisión para determinar altas concentraciones de dopado. Sin embargo, su precisión disminuye para niveles de dopado



(a) Región EDGE



(b) Visualización del P-Spray

Figura 4.24: Corte transversal, obtenido mediante ingeniería inversa, de la región EDGE: (a) Detalle de la difusión P-Stop y (b) visualización de la difusión de P-Spray, en la superficie del dispositivo.

cercanos a 10^{17} cm^{-3} , teniendo un límite inferior de 10^{16} cm^{-3} , por debajo del cual la lectura resulta prácticamente indistinguible del ruido del sistema de medida.

La concentración de impurezas esperada en la difusión P de multiplicación está en los límites inferiores de la técnica ToF-SIMS, haciendo muy complicado reproducir el perfil de la difusión a partir de las medidas obtenidas. En el caso de la capa P-Spray, la concentración es aún menor, por lo que resultaría imposible extraer información de una medida de ToF-SIMS. El resto de difusiones presentes en el detector poseen una mayor concentración de dopado, por lo que la técnica ToF-SIMS, sería perfectamente aplicable. sin embargo, tanto en las difusiones de JTE/Anillo, como en la de P-Stop y, sobre todo, en las difusiones N^+ y P^+ de los electrodos, el margen de error para asegurar la funcionalidad del dispositivo es mucho mayor, por lo que, finalmente, se descartó la posibilidad de realizar un ToF-SIMS sobre las muestras fabricadas.

En su lugar, se implementó un método de control en el propio proceso de fabricación, consistente en la inclusión de varias obleas de test en las que se realizaron, de forma paralela a las obleas de proceso, las etapas correspondientes a la implantación y tratamiento térmico

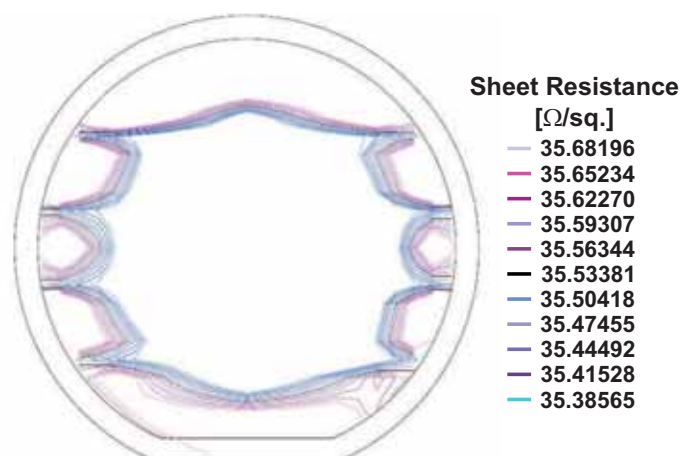


Figura 4.25: Distribución de los valores de resistencia-cuadro $[\Omega/\square]$ medidos en una oblea de test tipo N antes de comenzar su procesado.

de las difusiones del dispositivo. Tras cada proceso de implantación y drive-in, las obleas de test se someten a una medida diferencial con cuatro puntas, que permite obtener la resistencia por cuadro de las difusiones implementadas. Puesto que la implantación en estas obleas se realiza sin máscara fotolitográfica, la medida, repetida en 49 puntos para cubrir la superficie completa de la oblea, permite además extraer información sobre la uniformidad de la concentración de dopado.

El test se redujo únicamente al estudio de la difusión P de multiplicación, por ser la más crítica en el funcionamiento final del dispositivo como detector con ganancia. Las obleas de test son de tipo N, para facilitar en la medida de la resistencia cuadro de la difusión P, con una resistividad nominal $\rho = 1\text{-}10 \Omega \cdot \text{cm}$. Se incluyó una oblea de test para cada dosis de implantación de la difusión P de multiplicación. Las medidas obtenidas para cada dosis muestran valores muy similares a las recogidas en la Tabla 4.4 para una dosis de Boro de $2,0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$.

En primer lugar, se realiza una medida de la resistencia cuadro de las obleas tipo N, previamente al procesado de las mismas. Los valores medidos se ajustan al valor esperado

| | Inicial | P-Well Drive-in | N-Plus Drive-in |
|----------------------------------|---------|--------------------|--------------------|
| Average $[\Omega/\square]$ | 35.53 | 3602.19 | 4032.85 |
| Maximum $[\Omega/\square]$ | 36.19 | 3651.99 | 4493.03 |
| Minimum $[\Omega/\square]$ | 34.94 | 3546.22 | 3064.47 |
| St. Dev $[\Omega/\square]$ | 0.41 | 25.91 | 224.57 |
| St. Dev/Average [%] | 1.17 | 0.72 | 5.57 |
| Max-Min Range $[\Omega/\square]$ | 1.25 | 105.77 | 1428.56 |

Tabla 4.4: Estadística de los valores de resistencia-cuadro de la difusión P de multiplicación ($D_{Impl} = 2,0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$), medidos con cuatro puntas sobre una oblea de test tipo N.

en torno a $35 \Omega/\square$, mostrando, además, una buena uniformidad de la concentración de dopado en la oblea, tal y como se puede observar en la Figura 4.25.

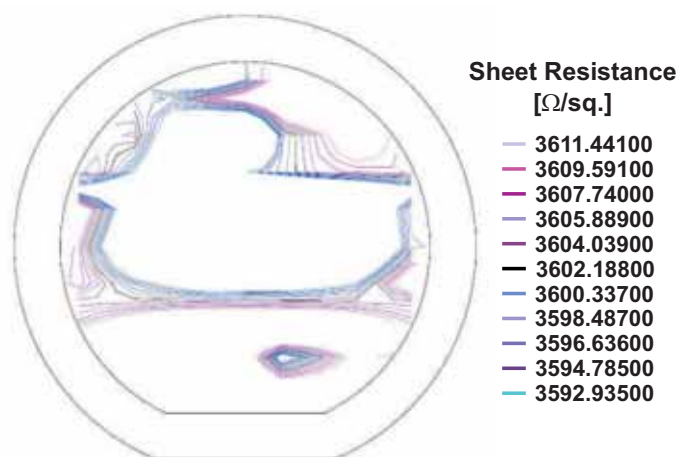


Figura 4.26: Distribución de los valores de resistencia-cuadro [Ω/\square] medidos sobre una oblea de test tipo N, tras la implantación y el drive-in de la difusión P de multiplicación.

Tras la implantación y difusión de las impurezas correspondientes a la difusión P de multiplicación, la resistencia por cuadro aumenta dos órdenes de magnitud, como corresponde a la implementación de una difusión de bajo nivel de dopado. La concentración, no obstante, sigue siendo bastante uniforme (ver Figura 4.26) con una desviación estándar menor del 1% del valor promedio.

A partir de este momento, las obleas de test no se someten a ninguna implantación adicional y únicamente se procesan las etapas térmicas, de tal forma que se replique con exactitud el historial térmico seguido por la difusión P de multiplicación. En principio, no se espera una gran variación, puesto que los procesos térmicos siguientes se realizan a una temperatura sustancialmente menor que el *drive-in* de la difusión P de multiplicación. Sin embargo, los resultados recogidos en la Figura 4.27 muestran una gran desuniformidad tras la etapa térmica correspondiente al *drive-in* de las difusiones de los contactos N^+ y P^+ (*drive-in* oxidante a $1000 \text{ }^\circ\text{C}$ durante 29 minutos). La causa de esta enorme desuniformidad, no está todavía clara, pero puede provocar una gran variabilidad en las características de los dispositivos fabricados, ya que se observan diferencias de cerca de $0.2 \text{ k}\Omega/\square$ en la resistencia por cuadro en la difusión P de multiplicación en una misma oblea.

4.3.2. Caracterización eléctrica

La caracterización eléctrica de los prototipos LGAD fabricados consistió en medir los valores de corriente y capacitancia en función de la tensión inversa aplicada. A partir de las curvas I-V, se pudo evaluar la capacidad en tensión de los dispositivos, así como el nivel de corriente en polarización inversa soportada por el detector en condiciones previas a la irradiación. Las curvas características C-V permitieron determinar a qué tensión se alcanza el vaciamiento completo del sustrato y el valor de la capacitancia a partir de este momento. Además, las medidas sirvieron como referencia para evaluar el rendimiento

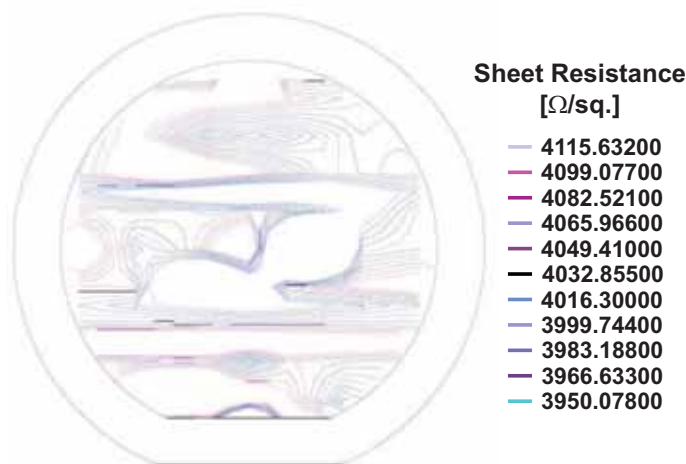


Figura 4.27: Distribución de los valores de resistencia-cuadro, Ω/\square , medidos sobre una oblea de test tipo N, tras el drive-in de las difusiones de contacto.

del proceso de fabricación, al distinguir los dispositivos funcionalmente validos de los que presentan alguna anomalía. Todas las medidas se realizaron en el laboratorio de radiación del IMB-CNM, en un ambiente de temperatura y humedad controladas, con las muestras completamente aisladas de cualquier fuente de luz.

Medidas de corriente en inversa: Todos los dispositivos fabricados se midieron individualmente para determinar su corriente en función de la polarización inversa, en primer lugar sobre oblea y luego, una vez cortados.

La corriente de fugas en polarización inversa puede observarse en la Figura 4.28, en la que se han representado, a modo de ejemplo, las curvas de todos los detectores que no presentan anomalías, pertenecientes a una oblea con dosis implantada de Boro en la difusión P de multiplicación de $1,5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. Todas las curvas muestran una forma muy similar, con un rápido ascenso de la corriente para los valores más bajos de tensión, seguido de una región con crecimiento lineal a partir de una tensión en torno a 70 V. En esta segunda región, la pendiente normalizada ($\frac{dI}{dV}/I$) muestra un valor ligeramente inferior a $0,7 \text{ nS}/\mu\text{A}^1$, para la práctica totalidad de las curvas analizadas. Además, los detectores presentan una capacidad en tensión superior a los 1100 V que la fuente (Keithley 2410) puede proporcionar. El nivel de corriente, sin embargo, difiere sustancialmente de un dispositivo a otro, cubriendo varios ordenes de magnitud, desde los centenares de nA hasta varias decenas de μA . Para el resto de obleas fabricadas, los resultados son muy parecidos, tal y como se recoge en la Tabla 4.5.

Es significativo como únicamente la oblea con mayor dosis de implantación (W8, con $D_{impl} = 2,0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$) presenta una capacidad en tensión más reducida, con un gran número de dispositivos con $V_{BD} < 800 \text{ V}$. Todas las obleas muestran la misma desuniformidad en la corriente de fugas, sin que pueda deducirse una correlación entre dosis de Boro implantada y nivel de fugas. Únicamente en el caso de la oblea PiN, sin difusión P de

¹En una curva con una corriente promedio de $1 \mu\text{A}$ en su región lineal, una pendiente de $1 \text{ nS}/\mu\text{A}$ se corresponde a un aumento de 1 nA por cada voltio aplicado.

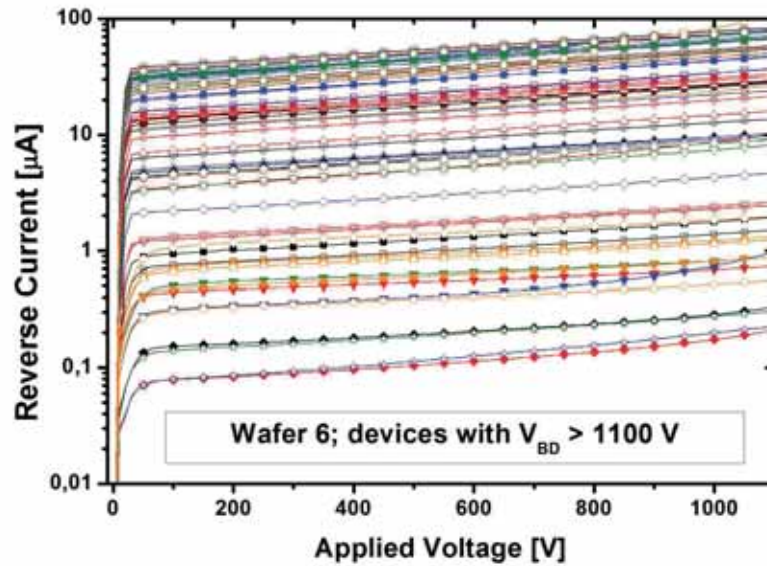
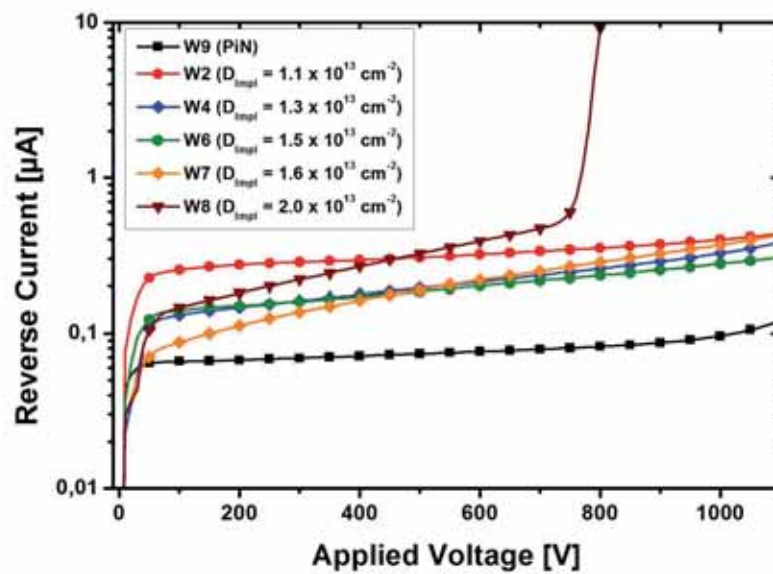


Figura 4.28: Corriente en función de la tensión inversa aplicada, medida sobre oblea, en detectores LGAD con $D_{Impl} = 1,5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ (Únicamente se han representado los dispositivos que no presentan anomalías).

multiplicación, los niveles de corriente se mantienen mayoritariamente por debajo de $1 \mu\text{A}$.

Por el contrario, la pendiente de las curvas I-V en su región lineal, sí que muestra una dependencia con D_{Impl} . En la Figura 4.29(a) se han representado las características I-V de varios detectores LGAD, representativos de cada una de las obleas documentadas en la Tabla 4.5. Puede observarse como la pendiente de las curvas en la región lineal aumenta progresivamente desde el detector PiN, hasta el detector LGAD con mayor D_{Impl} . Para facilitar la comparación, se han escogido muestras con un nivel de corriente en inversa $< 1 \mu\text{A}$. Sin embargo, al hacer referencia a una figura de mérito normalizada, las conclusiones pueden extrapolarse a dispositivos con mayor nivel de corriente en inversa. El valor promedio de $\frac{dI}{dV}/I$ en cada oblea, incluido en la Tabla 4.5, se ha representado en función de D_{Impl} en la Figura 4.29(b). El cambio en la pendiente de la región lineal puede relacionarse directamente con el proceso de multiplicación que tiene lugar en la difusión tipo P implementada en los detectores LGAD. Así, mientras en los detectores sin ganancia, la corriente experimenta un ligero incremento con la tensión aplicada, la inclusión de una unión multiplicadora en los dispositivos LGAD permite incrementar la tasa de crecimiento de la corriente.

Resulta complicado dirimir el origen de la enorme disparidad en los niveles de corriente medidos en dispositivos pertenecientes a la misma oblea. En la Figura 4.30(a) se ha incluido una cartografía del valor de la corriente medida en cada detector LGAD de una oblea con $D_{Impl} = 1,6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, para una tensión inversa de 600 V. La mayoría de los dispositivos con una corriente del orden de $100 \mu\text{A}$ o superior se concentran en la parte central de la oblea, mientras que los dispositivos situados en la periferia presentan los valores de corriente más bajos. Este comportamiento no se observa en la oblea que contiene detectores PiN sin multiplicación, cuya cartografía se muestra en la Figura 4.30(b). En este caso, todos los dispositivos muestran una corriente inversa inferior a $1 \mu\text{A}$, con la



(a) Curvas I – V

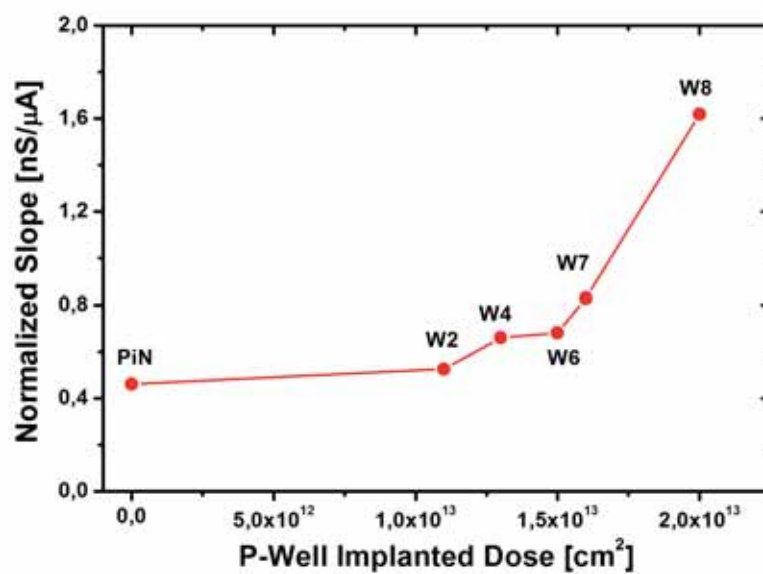
(b) $\langle \frac{dI}{dV} / I \rangle - D_{\text{Impl}}$

Figura 4.29: (a) Corriente medida en función de la tensión inversa aplicada en detectores LGAD fabricados con distinta dosis de implantación de Boro para formar la capa P de multiplicación. (b) Dependencia de la pendiente normalizada de las curvas I-V con respecto a la dosis de implantación.

| | $D_{Impl} [\text{cm}^{-2}]$ | $V_{BD} [\text{V}]$ | $I [\mu\text{A}]$ | $\langle \frac{dI}{dV} / I \rangle [\text{nS}/\mu\text{A}]$ |
|----------------|--------------------------------------|---------------------|-------------------|-------------------------------------------------------------|
| Wafer 2 | $1,1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ | > 1100 | 0.1 – 100 | 0.526 |
| Wafer 4 | $1,3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ | > 1100 | 0.1 – 100 | 0.661 |
| Wafer 6 | $1,5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ | > 1100 | 0.1 – 100 | 0.682 |
| Wafer 7 | $1,6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ | > 1100 | 0.1 – 100 | 0.830 |
| Wafer 8 | $2,0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ | 750 – 1100 | 0.1 – 100 | 1.620 |
| Wafer 9 | (PiN Wafer) | > 1100 | < 1 | 0.461 |

Tabla 4.5: Resumen del rango de valores de las principales figuras de mérito eléctricas, medidas sobre obleas fabricadas con distinta concentración de dopado para formar la difusión P de multiplicación.

excepción de unos pocos dispositivos que presentan anomalías, probablemente relacionadas con defectos en la fabricación o en los substratos de partida. A tenor de estos resultados, puede deducirse que la diversidad en la corriente inversa mostrada por los dispositivos de una misma oblea está relacionada, al menos en parte, con la implementación de la difusión P de multiplicación. En este sentido, la desuniformidad en la concentración de dopado de esta difusión, discutida en la Sección 4.3.1 (ver Figura 4.27), podría ser el origen de los distintos niveles de corriente inversa medidos, al producir dispositivos con diferente factor de multiplicación dentro de la misma oblea. En cualquier caso, el hecho de que ni la capacidad en tensión ni la pendiente normalizada de las curvas I-V (parámetros, ambos, relacionados igualmente con la ganancia) presenten el mismo grado de variabilidad que la corriente inversa indica que pueden existir otras causas que expliquen los altos niveles de corriente medidos.

De hecho, los cuatro diseños de detector implementados en cada oblea muestran un comportamiento distinto con respecto a sus niveles de corriente inversa típicos. En la Figura 4.31 puede observarse el porcentaje de dispositivos de cada tipo de diseño que presenta un nivel de corriente inversa determinado, para distintas tensiones de polarización. Así, los diseños con ventana circular (Figuras 4.31(a), para el SC y 4.31(b), para el DC) muestran un mayor porcentaje de dispositivos con corrientes bajas ($I < 1 \mu\text{A}$) o moderadas ($1 \mu\text{A} < I < 10 \mu\text{A}$), que altas ($10 \mu\text{A} < I < 100 \mu\text{A}$) o muy altas ($I > 100 \mu\text{A}$). Al contrario, la apertura de una ventana rectangular en la metalización del electrodo N^+ , limitando la cobertura de metal a las regiones de la JTE y el anillo, parece tener una gran influencia en nivel de corriente inversa de los detectores, ya que se muestran, en un alto porcentaje, en el rango de corrientes altas o muy altas, tal y como se detalla en la Figura 4.31(c) y en la Figura 4.31(d), para los diseños SR y DR, respectivamente. En concreto, ninguno de los dispositivos con diseño DR muestra corrientes inversas por debajo de $1 \mu\text{A}$. Por su parte, la presencia del anillo extractor en los diseños DC y DR parece tener una influencia mucho menor en los niveles de corriente medidos, puesto que no se observan diferencias apreciables con respecto a los diseños sin anillo.

Precisamente, la medida diferencial con el anillo extractor permitiría hacer una distinción entre la componente superficial y la componente de substrato de la corriente de fugas, dirimiendo en parte si los altos niveles medidos son debidos al efecto de la multiplicación

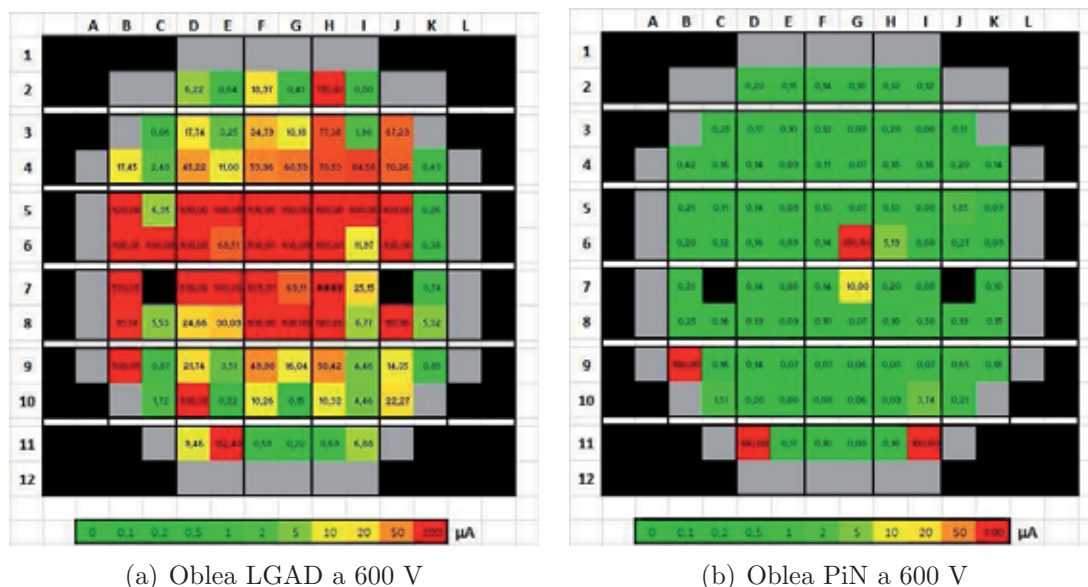


Figura 4.30: Mapas de corriente medidos en una oblea de detectores LGAD (a) y PiN (b) para una tensión de polarización inversa de 600 V.

sobre la componente de sustrato o si, por el contrario, están causados por un efecto de superficie. Desafortunadamente, las medidas realizadas sobre el anillo mostraron como éste se encontraba cortocircuitado con el electrodo N^+ principal, haciendo imposible la medida diferencial. El cortocircuito entre el anillo y el electrodo N^+ pone de manifiesto, además, que la capa P-Spray implementada no ha resultado efectiva para contrarrestar completamente la inversión superficial. De esta forma, es muy probable que exista un canal conductor de tipo N conectando las difusiones de anillo y JTE. La ineficiencia de la capa P-Spray podría ser otra de las causas de niveles dispares de corriente inversa encontrados.

La variabilidad en la corriente inversa permanece tras la individualización de los dispositivos. La Figura 4.32 muestra las curvas obtenidas en una selección de dispositivos con distintos niveles de corriente, antes y después del corte de la oblea. El proceso de corte apenas introduce modificaciones en las características del detector y son pocos los dispositivos que sufren alteraciones en su capacidad en tensión (se ha incluido uno como ejemplo) o en el nivel de corriente medido.

Medidas de capacitancia: A diferencia de las medidas de corriente inversa, para realizar las medidas de capacitancia en función de la tensión inversa aplicada se escogió una muestra representativa de unos pocos detectores por oblea, puesto que la fuerte dependencia del valor de la capacitancia del detector con el espesor del sustrato hacia esperable una menor variabilidad en los resultados.

El valor de la capacitancia se extrae a partir de las medidas de la impedancia compleja del detector polarizado en inversa. Sobre el nivel de tensión continua, se superpone una señal AC de 500 mV de amplitud y 10 kHz de frecuencia, siguiendo los criterios recomendados por la colaboración RD50 del CERN. El equipo de medida LCR *Agilent 4284A* determina la amplitud y el desplazamiento de fase de la corriente resultante, a partir de la cual

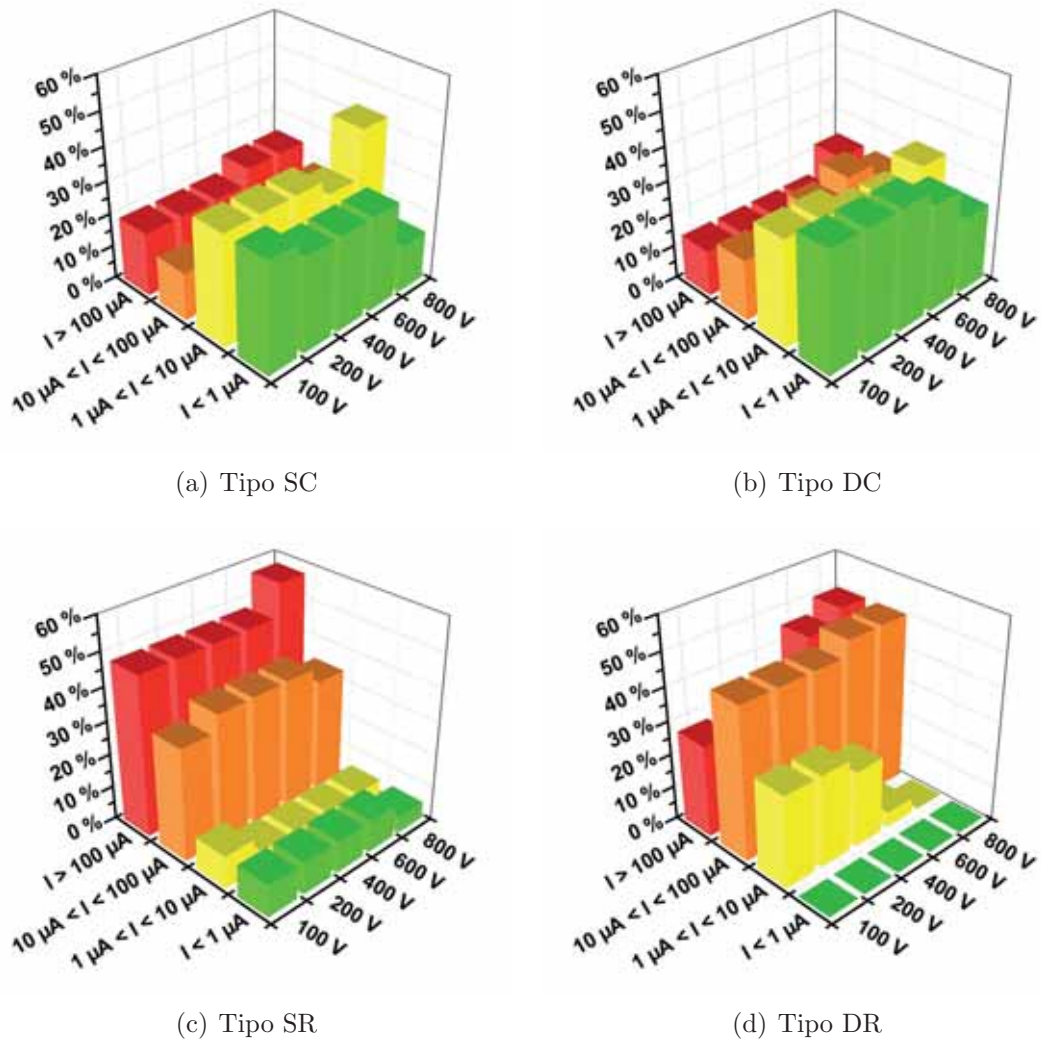


Figura 4.31: Distribución de los 4 diseños de detectores LGAD en función del nivel de corriente inversa para distintas polarizaciones.

se calcula la impedancia compleja del dispositivo. En condiciones de vaciamiento parcial, la impedancia compleja contiene dos contribuciones principales: una, fundamentalmente capacitiva, relacionada con la región de carga espacial y otra, resistiva, correspondiente a la zona no vaciada del sustrato. Así, la lectura del medidor LCR proporciona dos valores reales para cada tensión inversa aplicada, calculados a partir del valor de la impedancia compleja: la capacitancia de la zona vaciada, que disminuye al incrementar la tensión, y la transconductancia de la zona no vaciada, también decreciente.

Las curvas C-V medidas sobre obleas con distinto dopado en la difusión P de multiplicación, se muestran en la Figura 4.33, donde, además de las curvas correspondientes a detectores LGAD con dosis de implantación de Boro de $1,5 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$, $1,6 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ y $2,0 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$, se ha incluido la curva de un detector PiN. De esta forma, puede observarse como los detectores con multiplicación presentan un comportamiento distinto al detector

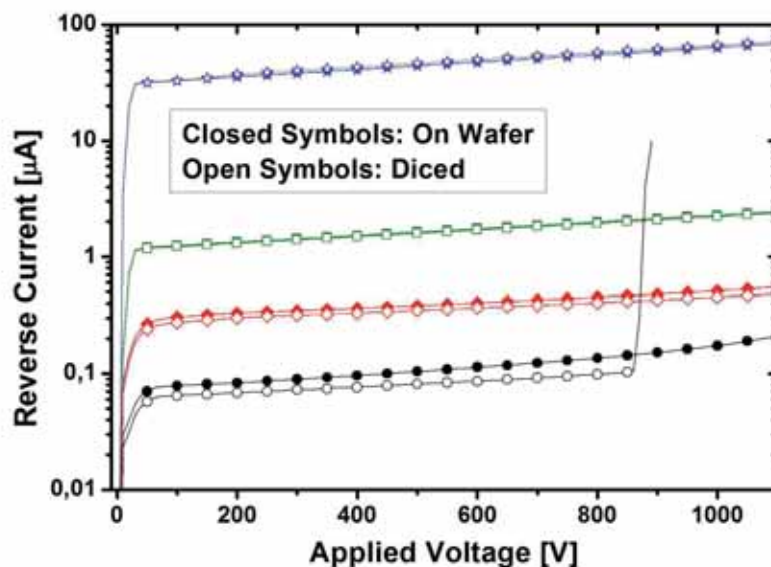


Figura 4.32: Curvas de corriente frente a la tensión inversa aplicada para una selección de detectores LGAD pertenecientes a la misma oblea, medidas sobre oblea y tras la individualización de los dispositivos.

PiN para valores pequeños de la tensión aplicada. Mientras que en el detector PiN, el descenso de la capacitancia es muy acusado desde el momento en que se polariza inversamente el dispositivo, en los detectores LGAD, el valor de la capacitancia muestra un descenso más moderado como consecuencia del vaciamiento de la difusión P de multiplicación. De hecho, el detector LGAD implantado con mayor dosis de Boro precisa de una tensión más alta para poder vaciar la difusión de multiplicación, por lo que la zona de descenso moderado de la capacitancia se extiende hasta valores mayores de tensión. Una vez vaciada la difusión P de multiplicación, las curvas C-V de los detectores LGAD inician un rápido descenso, hasta valores similares a los medidos en el detector PiN. Finalmente, para valores altos de tensión, los cuatro dispositivos presentan el mismo valor de $C \sim 11,2$ pF.

El parámetro más relevante que se puede extraer a partir de las curvas C-V es la tensión de vaciamiento completo, V_{FD} . Siguiendo el convenio adoptado por la colaboración RD50, V_{FD} puede evaluarse a partir de la representación de $1/C^2$ en función de V_a , tal y como se muestra en la Figura 4.34. En esta representación, la curva presenta dos regiones lineales, correspondientes a los intervalos de tensión en los que el sustrato se vacía de forma vertical, el primero y lateral, el segundo (ver Sección 3.2.2.2). La tensión de vaciamiento completo se corresponde con la abscisa del punto de corte de ambas tendencias lineales.

Todas las obleas, independientemente del nivel de dopado de la difusión P de multiplicación, muestran un valor de V_{FD} en torno a 75 V para la mayoría de los dispositivos medidos, lo que demuestra la fuerte dependencia de este parámetro con el dopado del sustrato (nominalmente igual para todas las obleas) y la mínima influencia del nivel de dopado de la difusión de multiplicación.

De la curva $1/C^2$ -V, puede extraerse también el valor de la capacidad en vaciamiento completo, C_{FD} , a partir de la ordenada correspondiente al punto de cálculo de V_{FD} . De acuerdo con la ecuación (3.33), C_{FD} depende exclusivamente de la geometría del detector.

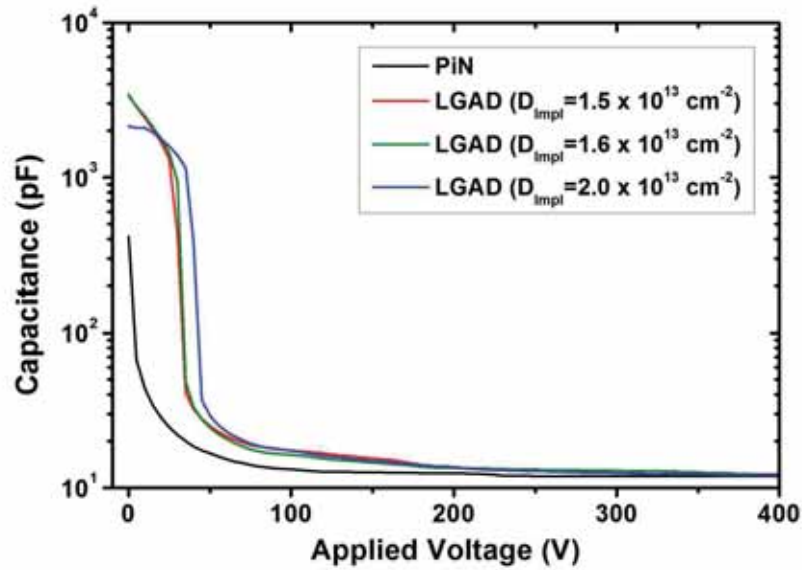


Figura 4.33: Capacitancia en función de la tensión inversa, medida en detectores LGAD fabricados con distinta dosis de implantación de Boro para formar la difusión P de multiplicación. Se incluye la curva C-V correspondiente a un detector PiN (sin difusión de multiplicación), fabricado mediante el mismo proceso tecnológico.

Independientemente del dopado de la difusión P de multiplicación, los detectores deben presentar el mismo valor de $C_{FD} = 11,6$ pF, para los diseños con anillo y $C_{FD} = 10,3$ pF para los que carecen de él.

| | D_{Impl} [cm^{-2}] | $\langle C_{FD} \rangle$ [pF] | | | |
|----------------|---------------------------------|-------------------------------|------|------|------|
| | | SC | SR | DC | DR |
| Wafer 7 | $1,6 \times 10^{13}$ | 10.8 | 10.8 | 11.8 | 11.6 |
| Wafer 8 | $2,0 \times 10^{13}$ | 10.7 | 10.8 | 11.8 | 12.0 |
| Wafer 9 | (PiN Wafer) | 10.7 | 10.8 | 11.3 | 12.5 |

Tabla 4.6: Valores promedio de C_{FD} medidos en dispositivos pertenecientes a obleas con distinto nivel de dopado en la difusión P de multiplicación, para los cuatro diseños implementados.

La Tabla 4.6 incluye una lista de los valores promedio de C_{FD} medidos en distintas obleas, para cada uno de los diseños implementados. En términos generales, los valores medidos son muy similares a los calculados mediante la ecuación (3.33), lo que demuestra que el volumen vaciado del dispositivo se corresponde mayoritariamente con el área cubierta por la unión multiplicadora y las difusiones JTE y de anillo, en aquellos diseños que lo incluyen. A tenor de estos resultados, puede descartarse que para estos dispositivos, la periferia se encuentre completamente vaciada para una tensión igual a V_{FD} , lo que habría supuesto duplicar el área vaciada y, por tanto, un valor de C_{FD} en torno a 20 pF.

Sin embargo, no todos los dispositivos medidos en una misma oblea presentan el mismo

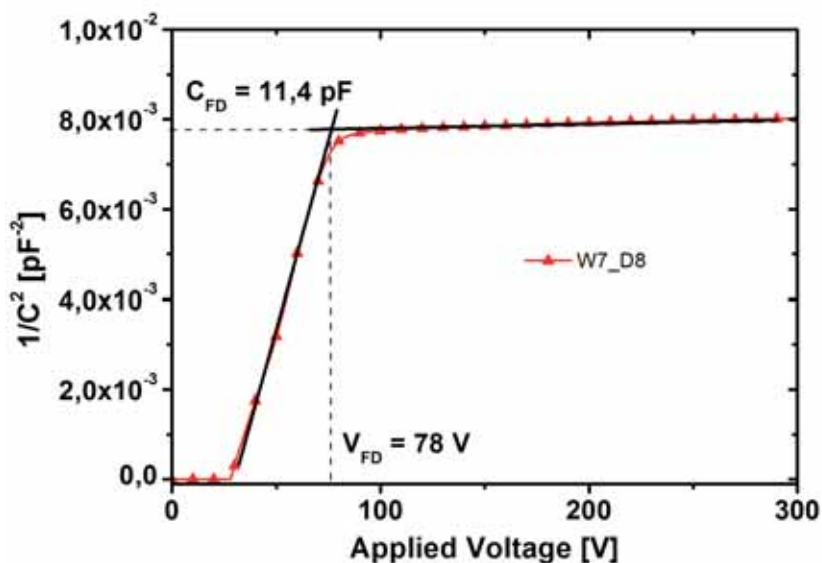


Figura 4.34: Método de evaluación de V_{FD} a partir de la representación de $1/C^2$ en función de la tensión inversa aplicada en un detector LGAD.

comportamiento. La representación de $1/C^2$ respecto a la tensión inversa permite mostrar con mayor precisión la dinámica de vaciamiento del sustrato, una vez superada la tensión necesaria para el vaciamiento de la difusión P de multiplicación. Así, en la Figura 4.35 se han representado las curvas correspondientes a distintos dispositivos con diseño SR, pertenecientes a una misma oblea con $D_{Impl} = 1,6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. En el resto de obleas, con distintos valores de D_{Impl} , se han encontrado resultados similares. Siguiendo la discusión desarrollada en la Sección 3.2.2.2, la aparición de “jorobas” en varias de las curvas pone de manifiesto la presencia del canal de inversión en la superficie periférica del sustrato en varios de los dispositivos medidos. El hecho de que dispositivos fabricados en la misma oblea presenten una tendencia tan dispar, indica que el nivel de cargas positivas acumuladas en el óxido periférico varía sustancialmente de un dispositivo a otro, haciendo que en algunos detectores sean necesarios más de 200 V para vaciar el canal de inversión, mientras que en otros sólo se necesiten algunas decenas de voltios, o que incluso el fenómeno no se observe en algunos dispositivos.

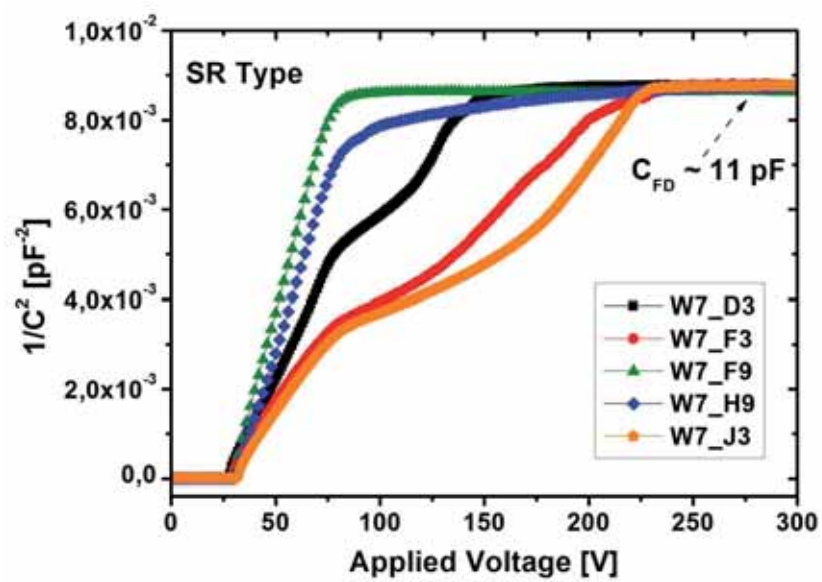


Figura 4.35: Curva $1/C^2$ - V medida en distintos dispositivos con diseño tipo SR de una misma oblea con $D_{Impl} = 1,6 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

Capítulo 5

Caracterización de los prototipos LGAD

Resumen

Los prototipos LGAD fabricados en el IMB-CNM se han sometido a una variada serie de medias con la finalidad de evaluar su funcionamiento como detectores de radiación. Las distintas técnicas de caracterización empleadas tienen como objetivo analizar la calidad de la señal proporcionada y evaluar los niveles característicos de ruido, así como determinar el grado de multiplicación aportado por el mecanismo de ganancia. En este contexto, se ha estudiado el comportamiento de los dispositivos en función de las condiciones de polarización y de la temperatura y su degradación como consecuencia del daño introducido por la radiación, emulando su utilización en los entornos adversos típicos de los experimentos FAE. Además, mediante la técnica TCT (Transient Current Technique), se ha podido analizar la dinámica de recolección de los pares e-h generados, profundizando en el conocimiento sobre el proceso de multiplicación.

La primera fase de las medidas, explicada en la Sección 5.1, se ha realizado en el laboratorio del Grupo de Detectores de Radiación del propio IMB-CNM y ha permitido estimar el valor de la ganancia de los detectores LGAD fabricados, en relación a la señal medida en detectores sin multiplicación (PiN) fabricados en el mismo lote de obleas. El resto de las medidas, incluidas sendas campañas de irradiación con neutrones y protones, han sido llevadas a cabo por los grupos de análisis especializados de distintos centros de investigación internacionales asociados al IMB-CNM a través de la colaboración RD50 del CERN. Parte de los resultados obtenidos se exponen en la Sección 5.2 como muestra de las prometedoras prestaciones de los prototipos LGAD para su uso en experimentos de FAE.

5.1. Medidas en el IMB-CNM

El primer paso en el análisis de la capacidad de detección de los prototipos LGAD fabricados se ha realizado en las propias instalaciones del IMB-CNM. Las medidas han consistido en la determinación del espectro conocido de una fuente discreta de partículas α , con el fin de extraer el valor de la ganancia del detector. Dado que el sistema de medida no permite asegurar un perfil sistemático de absorción de las partículas α , ya que existe

una gran incertidumbre con respecto a la cantidad de energía depositada por las partículas en cada medida, la determinación del factor de multiplicación no ha podido realizarse en términos absolutos, mediante la relación entre el número de pares detectados (*carga recolectada*) y el número de pares generados (*carga depositada*). En su lugar, se ha optado por extraer un valor relativo de ganancia, comparando los espectros medidos en los dispositivos dotados de multiplicación con el espectro obtenido en un diodo PiN perteneciente al mismo lote de obleas.

Muestras analizadas: Se han escogido dos prototipos LGAD, pertenecientes a las dos obleas con mayor nivel de dopado en la capa P de multiplicación (obleas W7 y W8), junto con un diodo PiN de la oblea no implantada (W9), que sirve como referencia. Sus características principales se resumen en la Tabla 5.1. Los tres dispositivos (W7_G11, W8_G11 y W9_G11) presentan el mismo diseño, SC, con ventana circular pasivada en la metalización del electrodo N⁺ (cara frontal) y sin anillo N⁺ para extraer la corriente superficial. Son dispositivos semejantes, cuya única diferencia durante el proceso de fabricación reside en la dosis de Boro implantada para formar la capa P de multiplicación. De hecho, se ha escogido una misma localización cartesiana (G11) en el mapa de la oblea para evitar la influencia que podría llegar a tener sobre las medidas la existencia de una deriva sistemática en la uniformidad de la dosis implantada.

| Dispositivo | Tipo | Dosis Impl. [cm ⁻²] | Sobre Oblea | | Sobre PCB Cambios |
|-------------|------|------------------------------------|---------------------|----------------|----------------------|
| | | | V _{BD} [V] | I @ 400 V [nA] | |
| W7_G11 | SC | 1,6 × 10 ¹³ | > 1100 | 163 | I ↓↓ |
| W8_G11 | SC | 2,0 × 10 ¹³ | 750 | 268 | I ↓↓ |
| W9_G11 | SC | — (PiN) | > 1100 | 71 | I ↓ |

Tabla 5.1: Resumen de las principales características de los dispositivos encapsulados para su caracterización en el IMB-CNM con una fuente de partículas.

Los prototipos se encapsularon sobre placas PCB con circuito impreso, adecuadas al sistema de medida habitualmente utilizado en el IMB-CNM para la caracterización de detectores *pad* sin multiplicación. Tras el encapsulado, todos los dispositivos han presentado una reducción notable de su corriente en inversa, como se muestra en la Figura 5.1. Resulta particularmente reseñable el descenso observado en la curva correspondiente al detector W7_G11, que reduce su nivel de corriente inversa a los niveles propios de los detectores PiN. Por otra parte, no se ha observado ningún cambio en la capacidad en tensión de los detectores como consecuencia del proceso de encapsulado, manteniéndose el valor de V_{BR} por encima de los 1100 V para los dispositivos W7_G11 y W9_G11 y en torno a los 750 V para el detector W8_G11.

El circuito implementado en la placa de encapsulado incorpora algunos componentes electrónicos discretos que tienen como finalidad el filtrado y estabilización de la señal proporcionada por el detector, a saber: resistencias, condensadores y un transistor FET, situado a la salida del detector, como se puede observar en la Figura 5.2(a). Si bien las características de los componentes implementados en cada placa PCB son nominalmente

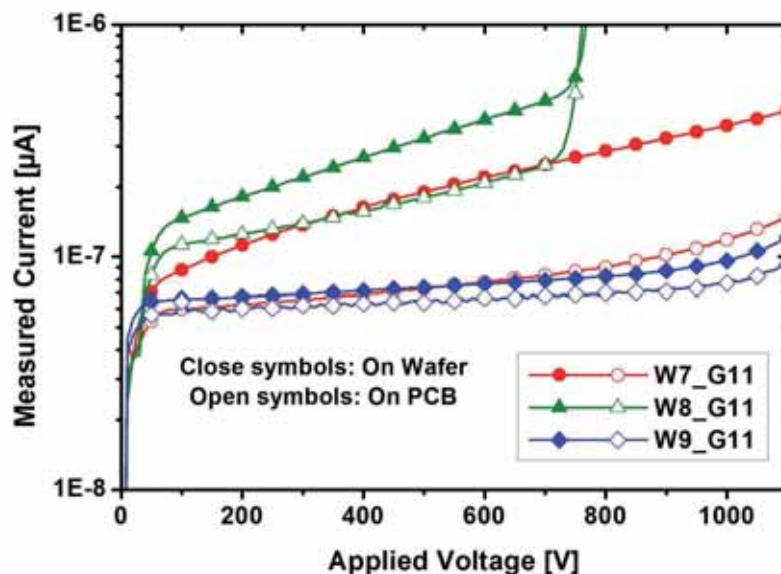


Figura 5.1: Corriente en inversa medida en función de la tensión aplicada sobre los dispositivos de estudio Wx_G11 , con el dispositivo integrado en la oblea (símbolos cerrados) y una vez individualizado y encapsulado (símbolos vacíos).

iguales, es posible que individualmente existan algunas diferencias. Por lo tanto, al comparar los resultados proporcionados por cada uno de los detectores debe tenerse en cuenta que parte de las diferencias encontradas pueden tener su origen en estos componentes y no exclusivamente en el prototipo LGAD. El resto de la electrónica de lectura es común para todos los dispositivos estudiados.

Descripción de la medida: El experimento, realizado en el laboratorio del Grupo de Detectores de Radiación del IMB-CNM, consistió en la medición del espectro de una fuente mixta de ^{239}Pu , ^{241}Am y ^{244}Cm de baja actividad, emisora de partículas α (fuente *tri-alfa*). El espectro de la fuente *tri-alfa* presenta tres picos representativos de 5.16 MeV 5.49 MeV y 5.80 MeV, respectivamente, correspondientes a los canales con mayor probabilidad de desintegración α de los tres isótopos constituyentes (ver Tabla 5.2 [1]).

| Isótopo | Vida media | Energía [MeV] | Incert. [MeV] | Porcentaje |
|-------------------|----------------------------|---------------|----------------|------------|
| ^{239}Pu | $2,4 \times 10^4\text{a.}$ | 5.1554 | ± 0.0007 | 73.3 |
| | | 5.1429 | ± 0.0008 | 15.1 |
| | | 5.1046 | ± 0.0008 | 11.5 |
| ^{241}Am | 433a. | 5.48574 | ± 0.00012 | 87.4 |
| | | 5.44298 | ± 0.00013 | 12.8 |
| ^{244}Cm | 18a. | 5.80496 | ± 0.00005 | 76.4 |
| | | 5.762835 | ± 0.000030 | 23.6 |

Tabla 5.2: Espectro energético de la fuente *tri-alfa* [1].

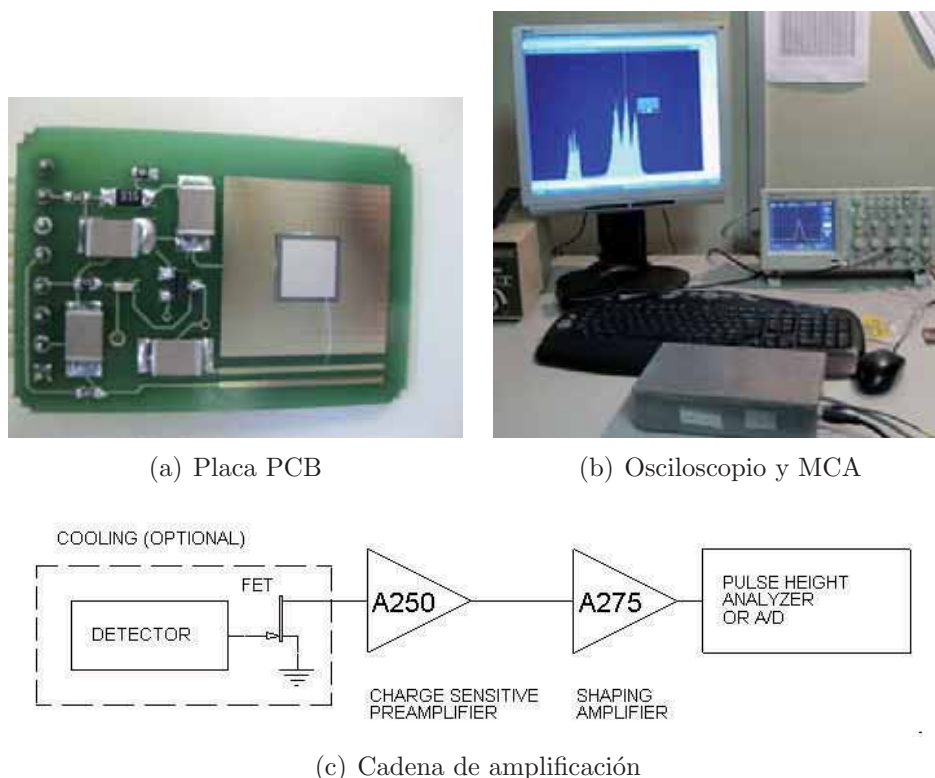


Figura 5.2: Electrónica de lectura para detectores pad implementada en el laboratorio de radiación del IMB-CNM: (a) Placa impresa PCB con el detector conectado mediante wirebonding, en la que se pueden observar los componentes electrónicos discretos que permiten la estabilización y filtrado de la señal; (b) Disposición del sistema de medida, con la fuente tri-alfa, el detector y la primera etapa amplificadora encerrados en la caja sellada y la lectura mostrada en el osciloscopio y en el analizador multicanal (MCA); (c) secuencia esquemática de la cadena de amplificación de la señal.

Las partículas α producidas por la fuente generan una traza de ionización a lo largo de su trayectoria por el volumen del detector. La densidad de pares e-h generados depende de la energía depositada por las partículas. Arrastrados por el campo eléctrico presente en el dispositivo polarizado en inversa, los portadores de carga son recolectados en los electrodos del detector, generando un pulso de corriente cuya amplitud mantiene una relación de proporcionalidad con la energía depositada. En aquellos dispositivos provistos de multiplicación, el paso de los portadores por la región de multiplicación aporta una ganancia determinada sobre la amplitud del pulso de corriente, proporcionando señales más fácilmente discernibles, al tiempo que se mantiene la proporcionalidad con la energía depositada.

Como se muestra en la Figura 5.2(c), la señal generada en el detector se dirige, a través de un transistor FET, hacia un preamplificador sensible a carga, *amptek* A250, que transforma el pulso de corriente en un pulso de tensión, manteniendo la relación de proporcionalidad establecida hasta entonces. Según la información aportada por el fabricante [225], la sensibilidad esperada en dispositivos de Silicio es de 44 mV/MeV. Así, suponiendo que

toda la energía de las partículas α se deposita en el sustrato del detector, la amplitud de la señal esperada a la salida del amplificador de carga será de ~ 250 mV. Sin embargo, es muy probable encontrarse con una señal de menor amplitud, incluso en los detectores con multiplicación, puesto que las partículas ceden gran parte de su energía antes de alcanzar el sustrato del detector. La cantidad de energía perdida depende fuertemente de la distancia a la que se sitúe la fuente *tri-alfa* y de las capas de otros materiales (aire, aluminio y pasivación, fundamentalmente) que deben atravesar previamente las partículas α .

A continuación, el pulso de tensión es conducido hacia un conformador de señal, *amptek* A275 [226], donde adopta una forma óptima para la lectura con el analizador de altura de pulso. Previamente a su registro en el analizador multicanal (MCA) de *ortec* [227], la señal se dirige a una segunda etapa amplificadora, implementada en un módulo amplificador para espectrografía *ortec 671* [228], con ganancia 2.5 y tiempo de muestreo de $0.5 \mu\text{s}$.

El MCA (Figura 5.2(b)), registra los pulsos recibidos en función de su altura, distribuyéndolos en 1024 canales, de tal forma que puede reconstruirse el espectro detectado, observando la lectura del MCA durante un determinado tiempo de medida (300 s). La forma y amplitud de los pulsos individuales se monitorizan simultáneamente mediante el uso de un osciloscopio digital.

Dispositivo W9_G11 (PiN): El detector W9_G11 es un diodo PiN, sin capa de multiplicación. La fuente *tri-alfa* se situó a una distancia aproximada de 1 mm del dispositivo, exponiendo el detector a través de su electrodo P^+ (cara dorso). Incidiendo por el dorso, las partículas α deben atravesar $1 \mu\text{m}$ de aluminio y $\sim 1 \mu\text{m}$ de Silicio altamente dopado, antes de poder alcanzar la zona de carga espacial con el detector operando en condiciones de vaciamiento completo. La medida consistió en registrar la lectura del MCA durante 300 s, para distintas tensiones de polarización del detector.

Con una tensión de 50 V, cercana al valor de V_{FD} esperado, comienza a observarse un pulso nítido en el osciloscopio con una amplitud de ~ 250 mV, que apenas experimenta variación conforme se aumenta la tensión inversa aplicada en el detector. El espectro medido se concentra en los canales más bajos del MCA para todo el rango de tensiones aplicadas, haciendo complicada la distinción entre los distintos picos. Así queda reflejado en la figura 5.3, donde prácticamente no se aprecia variación entre el espectro detectado bajo una polarización de 50 V (canal 16), 400 V (canal 19) o 1000 V (canal 19). Especialmente significativo es el bajo nivel de ruido medido, que sólo comienza a ser relevante con $V_a > 1000$ V.

Dispositivo W7_G11: El mismo procedimiento de medida se ejecutó sobre el prototipo LGAD con multiplicación W7_G11, situando la fuente *tri-alfa* aproximadamente en la misma posición, a 1 mm del electrodo P^+ del detector. La señal observada en el osciloscopio no mostró pulsos nítidos hasta que el detector se polarizó con una tensión inversa de 50 V, siendo su amplitud en este caso de ~ 250 mV.

A diferencia de la medida registrada con el diodo PiN, en la respuesta del dispositivo W7_G11 pueden distinguirse claramente dos grupos de tres picos en el espectro (ver Figura 5.4(a))¹: El primero de ellos permanece inmóvil entre los canales 16-20 al aumentar

¹Para las medidas realizadas sobre los dispositivos W7_G11 y W8_G11, el umbral se situó en el canal 15, de tal forma que la mayor parte de la componente de ruido de pequeña amplitud, visible en la Figura 5.3 para alta tensión, queda aquí eliminada de la lectura.

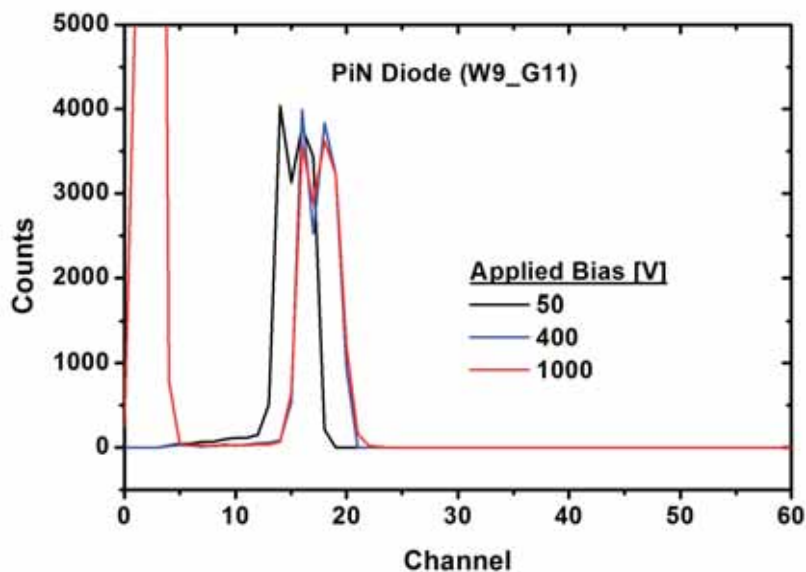
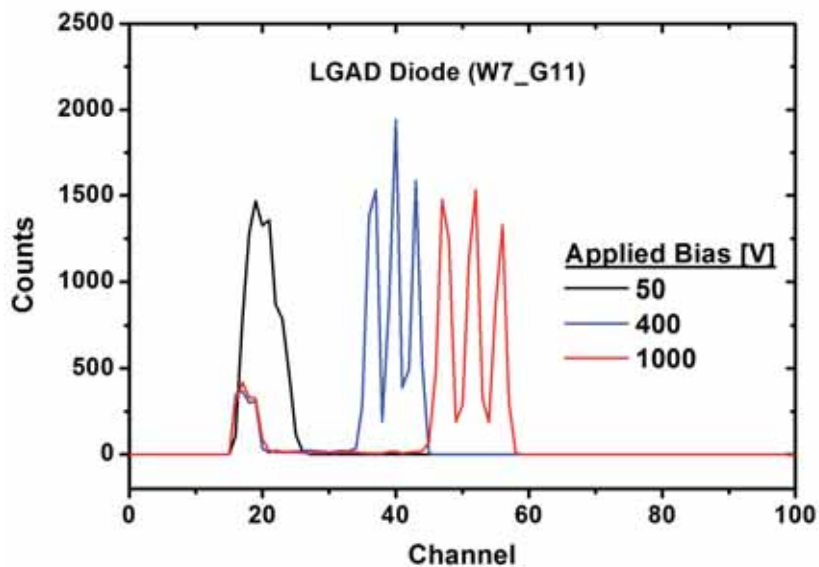


Figura 5.3: Espectro de la fuente tri-alfa medido con el prototipo W9_G11 (diodo PiN sin multiplicación).

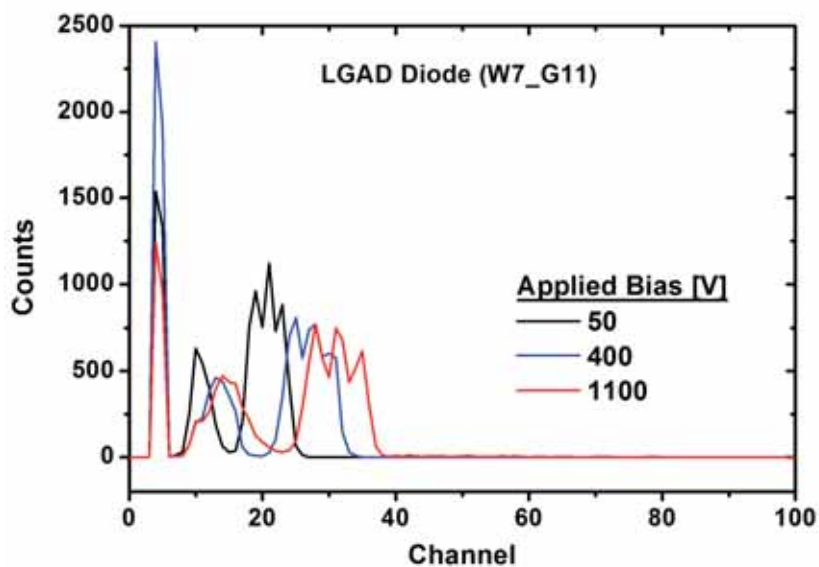
la tensión inversa aplicada. Su amplitud (número de canal) coincide con la posición de los picos en el espectro medido con el detector sin multiplicación. Parece tratarse, por tanto, de una señal no multiplicada, proveniente probablemente de la periferia del dispositivo, desde la cual los portadores de carga recolectados no atraviesan la región de multiplicación. El segundo grupo, sin embargo, se desplaza hacia canales más altos conforme aumenta la tensión inversa aplicada en el detector. Del mismo modo, los picos se separan y ensanchan, tal y como cabría esperar de las señales ponderadas por un mismo factor de multiplicación. Identificamos este segundo grupo como una “señal multiplicada”, en contraposición al primer grupo, denominado de ahora en adelante como “señal no multiplicada”.

En este contexto, se define la ganancia del detector como la relación entre la posición de uno de los picos en la señal multiplicada y su correspondiente posición en la señal no multiplicada. La referencia de la señal no multiplicada puede tomarse a partir de la medida proporcionada por el diodo PiN (W9_G11) o de la “señal no multiplicada” medida por el propio detector estudiado, puesto que ambas coinciden en amplitud. Como se muestra en la Figura 5.5, el prototipo W7_G11 presenta un factor de multiplicación entre 2 y 3 en todo el rango de tensiones aplicadas, cuando se expone el dorso del dispositivo a la fuente de partículas α .

A continuación, se comprobó si una exposición a través del electrodo N^+ (frontal) del detector proporcionaba una lectura distinta. La fuente tri-alfa se situó sobre la ventana abierta en la metalización del dispositivo. En este caso, las partículas α deben atravesar un espesor de ~ 1 mm de aire, la capa de pasivación (de 400 nm de Si_3N_4 más 400 nm de SiO_2) y la región de multiplicación del dispositivo ($\sim 5 \mu m$ de Si dopado), antes de alcanzar la región de carga espacial del diodo polarizado en inversa. En estas circunstancias, es muy probable que una fracción importante de los portadores de carga generados no desarrollen completamente su proceso de multiplicación, bien por tratarse de huecos generados en la región N^+ de la unión, que poseen una menor (probablemente despreciable) capacidad



(a) Exposición por el dorso



(b) Exposición por el frente

Figura 5.4: Medida del espectro de la fuente tri-alfa en el prototipo W7_G11, según de la incidencia de las partículas α : (a) exposición por el electrodo P^+ (dorso) del dispositivo y (b) exposición por el electrodo N^+ (frente).

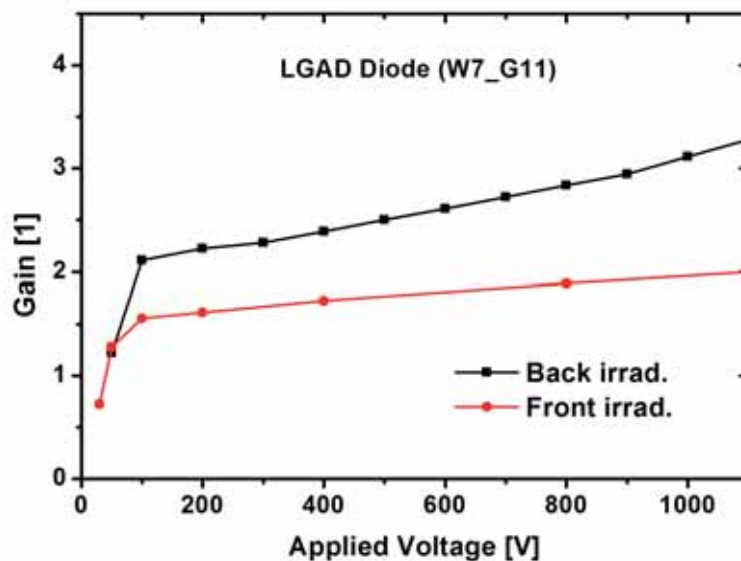


Figura 5.5: Ganancia medida en el prototipo W7_G11 en función de la tensión inversa aplicada y la posición de la fuente: exposición por el frente (electrodo N^+) y por el dorso (electrodo P^+) del dispositivo.

de multiplicación, o bien por que se trate de electrones generados dentro de la capa P de multiplicación, demasiado cerca de la unión como para acelerarse suficientemente y desarrollar el proceso de ionización por impacto en su totalidad.

La señal obtenida es mucho más tenue y ruidosa que en el caso de la exposición por el dorso, tal y como muestra la Figura 5.4(b). No obstante, pueden distinguirse igualmente los dos grupos de tres picos (“señal no multiplicada” y “señal multiplicada”) en el espectro. El ruido, por su parte, queda confinado en los canales más bajos sin influir significativamente en las medidas, ni siquiera para las tensiones de polarización más altas. La amplitud de la señal no multiplicada es muy similar a la medida en el caso de la exposición por el dorso y se corresponde también con los niveles medidos con el diodo PiN. Sin embargo, la señal multiplicada tiene una amplitud menor que en el caso anterior. Como se aprecia en la Figura 5.5, la diferencia en el valor de ganancia medido en exposición frontal y en exposición dorsal, pone de manifiesto que no todos los portadores generados por las partículas α en las proximidades de la unión son capaces de adquirir la aceleración suficiente para experimentar multiplicación.

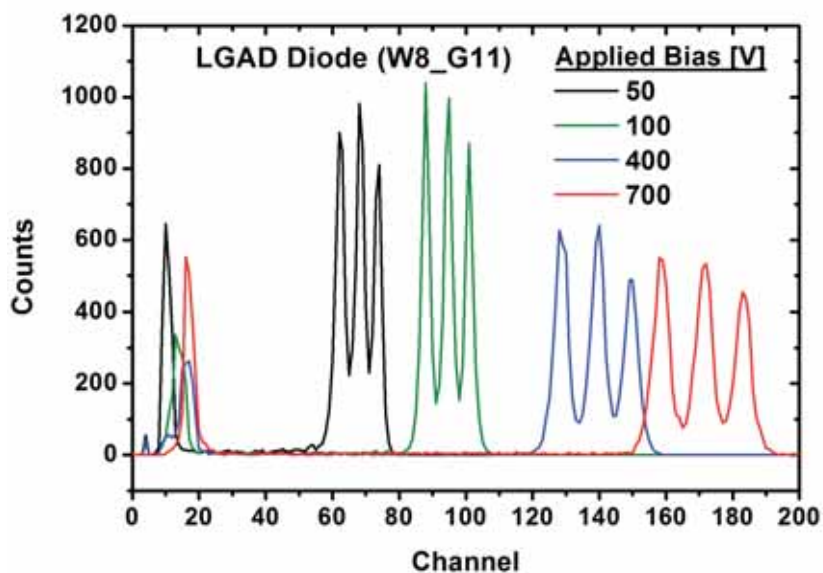
Dispositivo W8_G11: El prototipo W8.G11 se sometió a las mismas pruebas que el dispositivo W7.G11. La exposición a la fuente *tri-alfa* por el dorso del dispositivo proporcionó un espectro muy nítido, en el que nuevamente se distingue una señal no multiplicada, fija frente a cambios en la polarización del detector, y otra multiplicada, cuya amplitud se incrementa con la tensión aplicada (ver Figura 5.6(a)). En este caso, el ruido se mantiene en niveles de baja amplitud y la multiplicación es notoriamente mayor que en el dispositivo W7.G11. La ganancia alcanza valores de entre 8 y 10 para las tensiones de polarización más altas, tal y como se muestra en la Figura 5.7. La diferencia en el nivel de dopado de la capa P de multiplicación de las obleas 7 y 8 se traduce, así, en una ganancia unas 3 veces

mayor en el caso del dispositivo W8_G11.

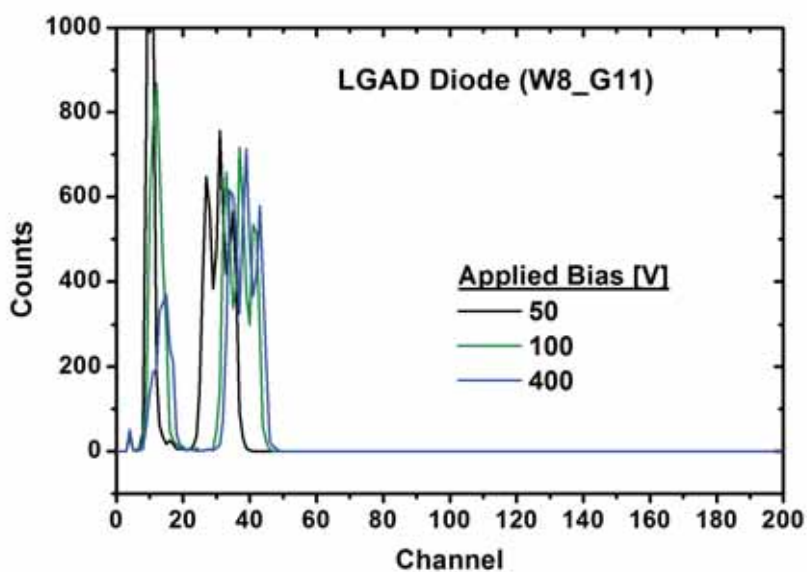
El espectro representado en la Figura 5.6(b) pone de manifiesto que, en exposición frontal, el dispositivo W8_G11 muestra la misma caída del valor de la ganancia observada en el dispositivo W7_G11. La ganancia medida en exposición frontal se aleja drásticamente de los valores medidos con una exposición por el dorso (Figura 5.7. De hecho, a partir de una tensión aplicada de 100 V, el factor de multiplicación se mantiene prácticamente constante, ligeramente por encima de 2. Esta aparente independencia frente a la tensión de polarización parece confirmar la ejecución incompleta del proceso de multiplicación cuando las partículas α son absorbidas dentro de la región de multiplicación.

Conclusion: Las medidas realizadas en el IMB-CNM aportaron una primera estimación de las prestaciones de los prototipos LGAD como detectores de radiación con baja ganancia. Entre las principales conclusiones extraídas destacan las siguientes:

- Tomando como referencia los diodos PiN fabricados en el mismo lote de obleas (W9), los prototipos LGAD han demostrado que la señal medida es multiplicada por un cierto factor dependiente de las características de la capa P de multiplicación. Así, el dispositivo W7_G11, con $D_{Impl} = 1,6 \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2}$ muestra una ganancia $\sim 2 - 3$ en un amplio rango de tensiones de polarización inversa (200-800 V), mientras que en el dispositivo W8_G11, con un valor mayor de dosis implantada ($D_{Impl} = 2,0 \times 10^{-13} \text{ cm}^{-2}$) la ganancia crece hasta $\sim 7 - 10$, en el mismo rango de tensión.
- Se aprecia una señal multiplicada y una señal no multiplicada en la lectura del MCA. La señal multiplicada (cuya amplitud depende de la tensión inversa aplicada), se corresponde con los pares e-h generados en volumen sensible del detector, cubierto por el área de la unión. La señal no multiplicada (cuya amplitud permanece fija con la tensión y coincide con el valor medido en los detectores PiN), probablemente tiene su origen en la zona vaciada que se extiende por la periferia del detector. Al no encontrarse convenientemente aislada, los pares generados en esta región inducen sobre los electrodos una señal parásita, que sin embargo no se ve sometida a multiplicación, puesto que los portadores de carga recolectados no atraviesan la región de multiplicación.
- Los prototipos LGAD muestran una ganancia distinta cuando la exposición se realiza a través del electrodo P⁺ (exposición dorsal) que a través el electrodo N⁺ (exposición frontal), siendo el factor de multiplicación sensiblemente inferior en este último caso, independientemente del nivel de dopado de la capa P de multiplicación del prototipo. El reducido poder penetrante de las partículas α hace que la mayor parte de ellas depositen su energía en las primeras micras de Silicio, ocupadas por la región de multiplicación en el caso de la exposición frontal del detector, induciendo una multiplicación incompleta. En el caso de una exposición por el dorso, la mayor parte de las partículas atraviesan el electrodo P⁺ hasta la zona vaciada del sustrato, permitiendo que los portadores generados experimenten una multiplicación completa en la región de multiplicación.



(a) Exposición por el dorso



(b) Exposición por el frente

Figura 5.6: Medida del espectro de la fuente tri-alfa en el prototipo W8_G11, dependiendo de la incidencia de las partículas α : (a) exposición por el electrodo P^+ (dorso) y (b) exposición por el electrodo N^+ (frente).

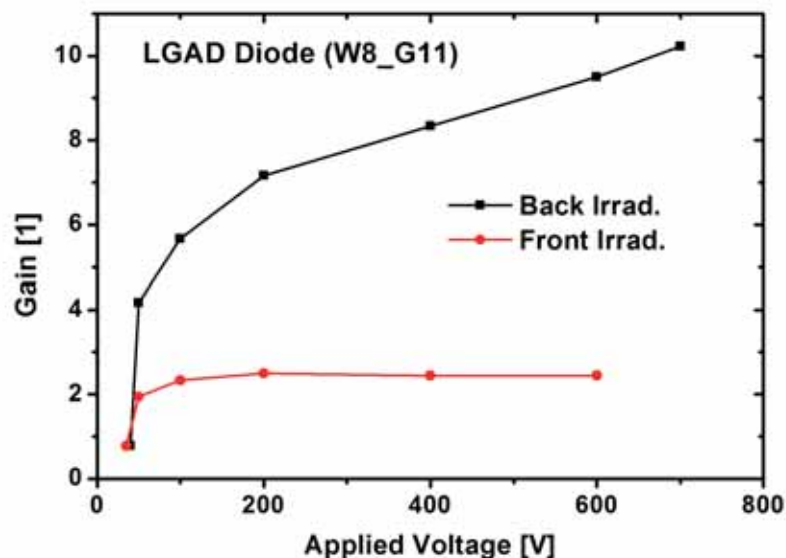


Figura 5.7: Ganancia medida en el prototipo W8_G11 en función de la tensión inversa aplicada para distintas posiciones de la fuente: exposición por el frente (electrodo N^+) y por el dorso (electrodo P^+) del dispositivo.

5.2. Medidas en laboratorios adscritos a la colaboración RD50 del CERN

Las medidas discutidas en la Sección 5.1 se han completado con una campaña de caracterización más extensa desarrollada en distintos laboratorios pertenecientes a la red de colaboración RD50, adscrita al CERN. En concreto, las nuevas medidas incluyen métodos de caracterización no disponibles en las instalaciones del IMB-CNM, como el análisis mediante la técnica TCT (*Transient Current Technique*), y el uso de equipos de medida estandarizados para la caracterización de detectores destinados a aplicaciones de FAE, como los utilizados para la caracterización con fuentes de ^{90}Sr y ^{241}Am en el *Institut Jožef Stefan* (IJS), de Liubliana (Eslovenia). Además se han realizado sendas campañas de irradiación con neutrones y protones, en el reactor nuclear del IJS y en las instalaciones del *Los Alamos National Laboratory* (LANL), en Los Álamos (Nuevo México, EE.UU.), respectivamente, que han permitido evaluar la degradación de los detectores como consecuencia del daño introducido por la radiación.

Junto con el mencionado IJS de Liubliana, la campaña experimental se ha desarrollado en las siguientes instituciones: *Santa Cruz Institute of Particle Physics* (SCIPP-UCSC), en Santa Cruz (California, EE.UU.), el *Instituto de Física de Cantabria* (IFCA-CSIC), en Santander (España) y las instalaciones del CERN en Ginebra (Suiza). La Tabla 5.3 resume las principales características de las muestras enviadas a cada laboratorio, así como las distintas técnicas de caracterización empleadas en cada caso. Otras instituciones, como el *Instituto Nazionale de Fisica Nucleare, Sezione di Torino* (INFN-To), en Turín (Italia), la *European Synchrotron Radiation Facility* (ESRF), en Grenoble (Francia) y el *Instituto de Física de Altas Energías* (IFAE), en Barcelona (España), han recibido también prototipos LGAD para su evaluación y han participado activamente en las discusiones sobre los resul-

tados obtenidos. Sin embargo, sus contribuciones, en el momento presente todavía en una fase preliminar, no se han incluido este trabajo.

| Laboratorio | Número de Muestras | Oblea | Dosis Impl. [cm ⁻²] | Irradiación | Tests |
|-------------|--------------------|-------|---------------------------------|-------------|--------------------------|
| IJS | 16 | W7 | $1,6 \times 10^{13}$ | — | mips (⁹⁰ Sr) |
| | 5 | W8 | $2,0 \times 10^{13}$ | — | |
| | 6 | W7 | $1,6 \times 10^{13}$ | Neutrones | y |
| | 3 | W8 | $2,0 \times 10^{13}$ | Neutrones | |
| | 4 | W8 | $2,0 \times 10^{13}$ | Protones | α -TCT |
| | 4 | W9 | — (PiN) | Protones | |
| IFCA/CERN | 2 | W6 | $1,5 \times 10^{13}$ | — | Laser-TCT |
| | 20 | W7 | $1,6 \times 10^{13}$ | — | |
| | 7 | W8 | $2,0 \times 10^{13}$ | — | |
| | 10 | W9 | — (PiN) | — | |
| SCIPP-UCSC | 15 | W7 | $1,6 \times 10^{13}$ | — | α -TCT |
| | 5 | W8 | $2,0 \times 10^{13}$ | — | |
| | 3 | W9 | — (PiN) | — | |

Tabla 5.3: Campaña de caracterización de los prototipos LGAD realizada por los laboratorios de la colaboración RD50. La campaña de irradiación de neutrones se realizó en el reactor del IJS, mientras que la irradiación con protones tuvo lugar en el LANL, bajo la supervisión del SCIPP-UCSC.

5.2.1. Experimentos y sistemas de medida

La campaña de medidas ha consistido fundamentalmente en la realización de los siguientes experimentos sobre los prototipos LGAD fabricados e el IMB-CNM:

- **Medición del espectro de una fuente de partículas con mínimo poder de ionización (*mips*):** Este experimento, realizado en el IJS, ha consistido en la medición del espectro de una fuente de ⁹⁰Sr, que produce electrones con mínimo poder de ionización. Las diversas pruebas realizadas con este montaje experimental han permitido determinar la ganancia de los detectores LGAD, para distintas tensiones de polarización y temperaturas de operación, con mayor precisión que los experimentos descritos en la Sección 5.1. Además, se ha evaluado el ruido producido en la medida.

El isótopo radiactivo ⁹⁰Sr presenta un único canal de desintegración β^- hacia ⁹⁰Y, con un periodo de semidesintegración de 28.79 años y una energía de 546 keV, repartida entre el electrón y el antineutrino producidos [229]. A su vez, el isótopo ⁹⁰Y también experimenta desintegración β^- , con una probabilidad cercana al 100%. En este caso, el periodo de semidesintegración es de 64 horas y se liberan 2.28 MeV de energía, para caer hacia ⁹⁰Zr, que es un isótopo estable. A pesar de que el ⁹⁰Y presenta un canal de desintegración γ adicional, su probabilidad es tan sólo de un 0.01%, por lo que las fuentes de ⁹⁰Sr se consideran fuentes puras de electrones, que en este rango de energías se comportan como *mips* [1]. Así pues, la producción de pares e-h

en el substrato del detector LGAD, con $300\ \mu\text{m}$ de espesor, es bien conocida y, de acuerdo con la discusión incluida en la Sección 1.2.3, se corresponde con la formación de 24800 pares e-h/mip. De esta forma, el análisis del espectro de la fuente de ^{90}Sr , medido con los prototipos LGAD, permite determinar el factor de multiplicación de los detectores en términos absolutos, como la relación entre el número de portadores de carga recolectados (*carga recolectada*) con respecto al número de portadores generados (*carga generada*).

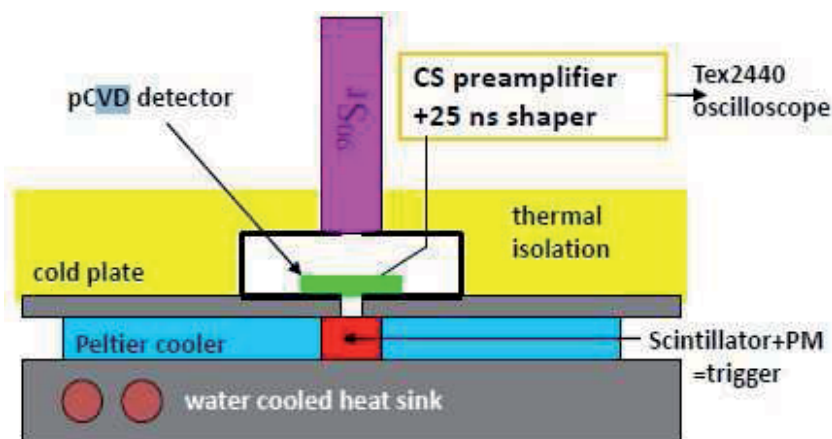


Figura 5.8: Representación esquemática del equipo experimental implementado en el IJS para la medición de espectro de una fuente de ^{90}Sr .

El equipo implementado en el IJS para la medición de espectros incluye una electrónica de medida muy similar a la utilizada habitualmente en los experimentos del LHC del CERN. La Figura 5.8 muestra una representación esquemática de los principales elementos que lo componen: El detector se sitúa sobre una placa térmica, capaz de fijar una determinada temperatura mediante un sistema *Peltier* para su refrigeración. La fuente radiactiva de ^{90}Sr se sitúa directamente sobre la muestra, que puede disponerse de tal forma que la exposición se realice por el dorso del detector o a través de su electrodo frontal. La salida del detector se conecta a un preamplificador sensible a carga, al que sigue un conformador de onda de 25 ns, que en conjunto dotan a la señal de salida de la amplitud y forma adecuadas para su registro en un osciloscopio *Tecktronix 2440*. La señal de disparo proviene de un detector de centelleo conectado a un fotomultiplicador. Cuando este segundo sistema de detección percibe una señal, pone en marcha la adquisición de los datos provenientes del detector LGAD.

Las medidas, realizadas para distintas tensiones de polarización y a varias temperaturas, han permitido extraer la dependencia de la ganancia con la tensión aplicada y con la temperatura. Asimismo, se ha registrado el ruido en la lectura, expresándolo en términos de ENC, tal y como se ha comentado en la Sección 1.2.3, con el fin de evaluar la posible contribución del proceso de multiplicación a las componentes del ruido.

- **Análisis TCT con láser:** La técnica TCT (*Transient Current Technique*) es uno de los métodos más utilizados para la caracterización de los detectores de radiación. Entre otros aspectos, permite determinar la eficiencia de recolección de carga, la tensión

de vaciamiento completo, el signo de la carga espacial o el tiempo de atrapamiento efectivo de los portadores en los defectos generados por la radiación, lo que la ha situado como una de las técnicas preferidas a la hora de estudiar la degradación de los detectores que operan en entornos de alta radiación [59, 230–232].

De un modo genérico, la técnica TCT consiste en el análisis de la evolución temporal del pulso de corriente inducido sobre los electrodos de un dispositivo electrónico como consecuencia del movimiento de recolección de una determinada concentración de portadores de carga, inyectados en una región localizada del sustrato semiconductor. La forma y duración del pulso transitorio de corriente depende de la intensidad del campo eléctrico que experimentan los portadores en su movimiento de deriva, por lo que la aplicación de la técnica TCT permite reconstruir la distribución del campo eléctrico en un detector de radiación, identificando las regiones no vaciadas, en las que el movimiento de difusión de los portadores resulta mucho más lento, y las regiones con campo eléctrico muy elevado, en las que puede llegar a producirse multiplicación. En este sentido, resulta una técnica muy útil para analizar el proceso de multiplicación en los detectores LGAD.

Para realizar la inyección de portadores, una práctica muy habitual consiste en utilizar un láser pulsado con longitud de onda en el rango del rojo y en ocasiones hasta el infrarrojo. El láser rojo genera una densidad de pares e-h en una región muy localizada cerca de la superficie iluminada (la profundidad típica en Silicio es de $\sim 10 \mu\text{m}$), de forma que, si se ilumina a través de uno de los electrodos, la inyección de portadores queda confinada en las proximidades de la difusión altamente dopada que forma este electrodo. En esta situación, uno de los portadores de carga (electrones, cuando se ilumina a través del electrodo N^+ ; huecos, cuando se hace a través del electrodo P^+) se recolecta rápidamente en el electrodo más cercano, mientras que el otro es arrastrado por efecto del campo eléctrico hasta el electrodo opuesto, atravesando prácticamente todo el espesor del sustrato. La corriente debida al primer tipo de portadores se induce en un intervalo de tiempo muy breve y la señal queda generalmente camuflada en el tiempo de subida del sistema electrónico. Por el contrario, la corriente debida a los portadores que atraviesan todo el sustrato se induce en un intervalo de tiempo mucho mayor, dominando la señal observada. De esta forma, puede analizarse individualmente la dinámica de recolección de cada tipo de portador, ya que la corriente inducida está dominada por la señal de electrones cuando se ilumina a través del electrodo P^+ , mientras que la iluminación a través del electrodo N^+ permite observar la corriente inducida por los huecos. Como el tiempo de deriva de los portadores de carga en un detector convencional es típicamente inferior a los 10 ns, es preferible utilizar láseres rápidos, en el rango de los picosegundos.

El equipo de investigación del IFCA ha realizado una campaña completa de análisis TCT con láser rojo de 660 nm sobre los prototipos LGAD fabricados en el IMB-CNM. Parte de las medidas se han llevado a cabo en los laboratorios del propio IFCA, en Santander, si bien otra parte han tenido lugar en las instalaciones del CERN, en Ginebra. La Figura 5.9 muestra los montajes experimentales utilizados en sendos laboratorios. En ambos casos, el sistema permite la iluminación de los detectores por cualquiera de sus caras. Al disponer de una ventana en la metalización, la iluminación frontal de las muestras (a través del electrodo N^+) no presenta ningún problema. Para

la iluminación por el electrodo P^+ , las muestras tuvieron que prepararse previamente, eliminando parcialmente la metalización del dorso.

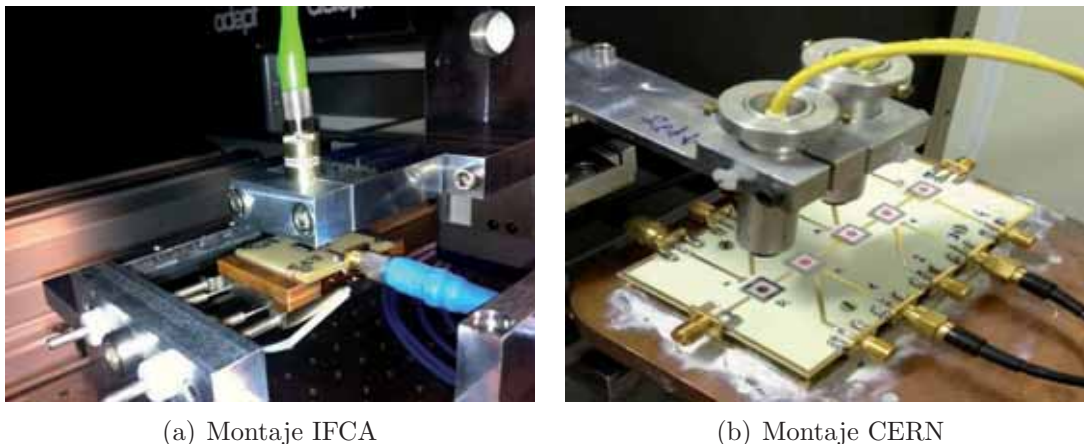


Figura 5.9: Fotografía de los montajes experimentales utilizados en las instalaciones del IFCA (a) y del CERN (b) para el análisis de los detectores LGAD mediante la técnica Laser-TCT.

Una de las ventajas de la técnica Laser-TCT es que la inyección de portadores puede focalizarse en un área muy precisa del detector, de forma que permite estudiar la dinámica de recolección en distintas regiones. En el caso de los detectores LGAD esta posibilidad resulta muy interesante, ya que permite analizar la uniformidad del proceso de multiplicación. Con este fin, los montajes mostrados en la Figura 5.9 disponen de una plataforma con movimiento en el plano horizontal, que permite hacer un barrido sobre el área total de la muestra analizada.

- **Análisis TCT con partículas α :** La traza de ionización generada por las partículas α en un sustrato de Silicio es similar a la producida mediante un láser rojo, por lo que puede realizarse un estudio análogo al TCT convencional utilizando la inyección generada por la incidencia de partículas α .

En concreto, los experimentos realizados por los equipos de investigación del IJS y del SCIPP-UCSC han utilizado una fuente de ^{241}Am , que, de acuerdo con la Tabla 5.2, produce fundamentalmente partículas α con energía de $\sim 5,55$ MeV. La Figura 5.10 muestra un esquema del montaje experimental implementado en el IJS para la realización de las medidas TCT con fuente de partículas α . Al igual que el caso del láser-TCT, las muestras pueden disponerse de tal forma que cualquiera de las dos caras del detector quede expuesta a la incidencia de las partículas α .

Una de las ventajas de la técnica α -TCT es que no necesita eliminar la metalización de los prototipos LGAD. Sin embargo, en contraposición a la excelente focalización que es posible alcanzar con un láser, existe una gran aleatoriedad en las trayectorias de las partículas α , por lo que no es factible hacer una localización precisa de la región de inyección de los portadores. Este hecho puede aprovecharse, no obstante, para analizar la uniformidad del factor de multiplicación, como se discute con más detalle en la Sección 5.2.2.

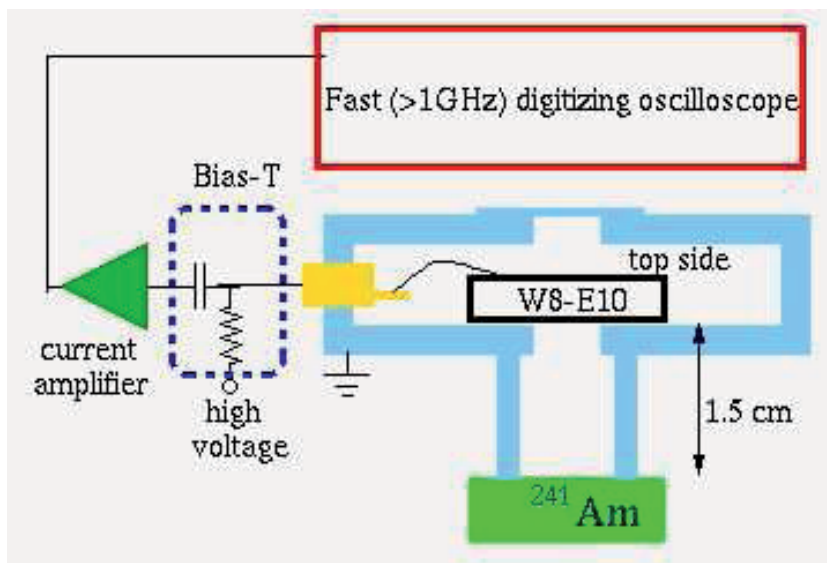


Figura 5.10: Representación esquemática del sistema de medida implementado en el IJS, para la aplicación de la técnica TCT con partículas α .

- **Medidas sobre muestras irradiadas:** La disponibilidad en el IJS de un reactor nuclear para investigación [233], ha permitido realizar una campaña de irradiación con neutrones sobre las muestras de LGAD con la finalidad de analizar su degradación por efecto del daño causado por la radiación. En concreto, los prototipos se irradiaron a distintas fluencias equivalentes a neutrones de 1 MeV, hasta $\Phi_{eq} = 2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$. Con posterioridad, se repitieron gran parte de las medidas realizadas sobre las muestras no irradiadas, pudiendo establecer una comparación entre los resultados obtenidos antes y después de la irradiación.

Además, se envió otro conjunto de muestras al LANL, para su irradiación con protones bajo la supervisión del SCIPP-UCSC, para su posterior caracterización en el IJS. Los resultados preliminares de las pruebas realizadas sobre estos dispositivos se discuten también en este documento.

5.2.2. Caracterización de muestras no irradiadas

5.2.2.1. Medida de la carga generada por un *mip* (Fuente de ^{90}Sr)

Como se ha comentado en la Sección 5.2.1, el isótopo ^{90}Sr es una fuente pura de electrones que se comportan como *mips*, por lo que su incidencia en el sustrato de $300 \mu\text{m}$ de Silicio del detector produce ~ 25000 pares e-h (25 ke, en términos de carga equivalente recolectada). Con la electrónica utilizada en este experimento, la recolección de esta carga genera una señal característica de 100 mV de amplitud en los detectores convencionales sin multiplicación. Así, la Figura 5.11 muestra el espectro de la fuente ^{90}Sr medido con un detector estándar sin multiplicación para dos tensiones de polarización distintas: $V_a = V_{FD}$ (a) y $V_a = 150 \text{ V}$ (b). El detector utilizado (*Micron 2328-10*) es un equivalente comercial de los diodos PiN sin multiplicación fabricados en el IMB-CNM, con $300 \mu\text{m}$ de espesor y una configuración N-sobre-P.

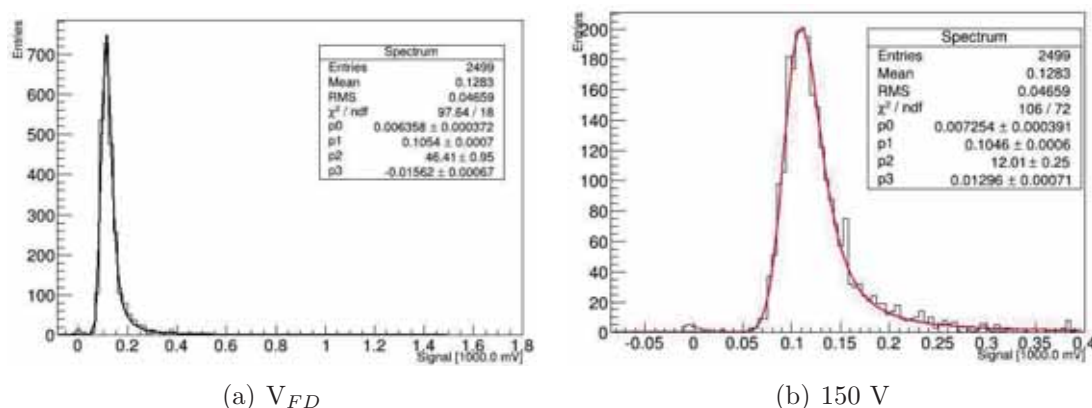


Figura 5.11: Espectro de una fuente de Sr^{90} en función de la amplitud de las señales registradas, medido en el IJS con un detector sin multiplicación (Micron 2328-10), polarizado a la tensión de vaciamiento completo, V_{FD} (a) y a una tensión más elevada, $V = 150$ V (b).

Al tratarse de un proceso estadístico, la amplitud de los sucesos registrados no es siempre la misma, sino que se distribuye probabilísticamente en torno al valor esperado. En concreto, los electrones tienen un poder de penetración mucho mayor que el espesor del detector, por lo que la probabilidad de detectar señales de una determinada amplitud se representa típicamente mediante una distribución de Landau [234]. La larga cola hacia las señales con mayor amplitud hace que el valor promedio no coincida con el valor más probable. En los espectros representados en la Figura 5.11(a), el valor más probable de amplitud se corresponde aproximadamente con los 100 mV esperados de la irradiación con *mips* y se mantiene invariable al incrementar la tensión aplicada desde V_{FD} hasta los 150 V (nótese el cambio de escala entre las dos figuras), indicando la ausencia de multiplicación en el detector.

A su vez, la Figura 5.12 muestra el espectro de la fuente de ^{90}Sr medido con uno de los prototipos LGAD correspondientes a la oblea con mayor concentración de dopado en la capa P de multiplicación (oblea W8), para distintas tensiones de polarización. La distribución de amplitudes de la señal recolectada se identifica nuevamente con la esperada distribución de Landau. Sin embargo, mientras que para una tensión de polarización pequeña (38 V en la Figura 5.12(a)) el valor más probable coincide aproximadamente con la amplitud esperada de 100 mV, el incremento de la tensión en inversa aplicada conlleva un aumento en la amplitud de la señal, desplazando el valor más probable de la distribución hacia los eventos con mayor amplitud. Así, por ejemplo, la mayoría de las señales registradas con el detector LGAD polarizado a una tensión de 58 V presenta una amplitud en torno a los 400 mV, cuatro veces superior a la esperada en un detector sin multiplicación, mientras que para $V_a = 197$ V, la ganancia medida se acerca a 8.

Es interesante destacar que las medidas apenas registran sucesos perdidos (*missed hits*). Estos sucesos disparan el sistema de medida por medio del fotomultiplicador, pero no se registran con posterioridad, por lo que quedan contabilizados como sucesos con amplitud nula. En los cuatro espectros representados en la Figura 5.12, el número de cuentas registradas para 0 mV es siempre muy pequeño. Así pues, puede afirmarse que prácticamente el 100% de los disparos es debido a la detección de un *mip* proveniente de la fuente de

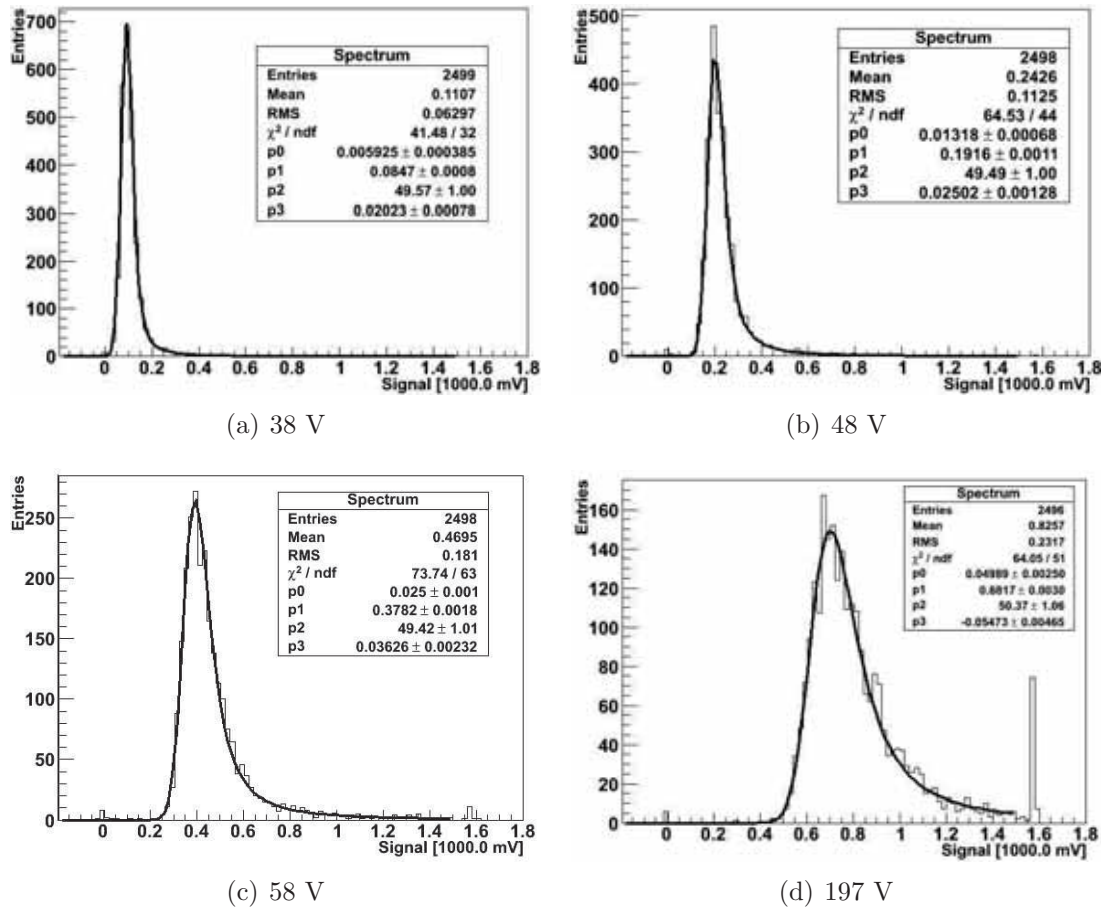


Figura 5.12: Espectros de una fuente de ^{90}Sr medido en el IJS con un prototipo de LGAD sometido a distintas tensiones de polarización. A medida que la tensión aumenta, el valor más probable de la distribución de Landau se desplaza hacia valores mayores de amplitud, indicando la presencia de multiplicación.

^{90}Sr . Por otra parte, al aplicar altas tensiones de polarización (Figura 5.12(d)), se registran un gran número de eventos en el límite del rango de amplitudes medibles (1.6 V), que, en principio, podrían tener un origen ajeno a la producción generada por los *mips*. Estos eventos forman parte de la cola de la distribución de Landau y deberían distribuirse de una forma más suave hacia valores de amplitud más altos. Sin embargo, al superar el alcance digital del sistema de adquisición, quedan acumulados en el canal de mayor amplitud.

Carga recolectada y ruido equivalente: La Figura 5.13 muestra el valor más probable de la señal detectada (expresado en términos de carga equivalente recolectada) en función de la tensión de polarización, para dos de los prototipos LGAD medidos en el IJS. En ambos casos, la carga recolectada crece con la tensión aplicada, experimentando un rápido crecimiento para tensiones bajas, conforme la zona de vaciamiento se extiende a través del sustrato, y aumentando después de una forma más moderada, cuando $V_a > V_{FD}$. Así, para una tensión de 400 V, la carga recolectada se corresponde aproximadamente con 250 ke, un valor 10 veces superior a la carga recolectada en el detector sin multiplicación *Micron*

2328-10, cuya curva se ha incluido también en la Figura 5.13 a modo de comparación. Las medidas obtenidas con el resto de detectores LGAD enviados al IJS se resumen en la Tabla 5.4, de acuerdo con los resultados presentados en [235]. El valor promedio de la ganancia en los dispositivos de las obleas W7 y W8 para una tensión de 400 V es de 2,4 y 8,8, respectivamente. El rango de ganancias observadas oscila entre 2 y 3,6, para la oblea W7, mientras que los prototipos de la oblea W8, con una capa P de multiplicación más dopada, presentan ganancias entre 8 y 20, valor que se obtiene polarizando los dispositivos a una tensión cercana a los 1000 V.

| Oblea | Número de Muestras | $\langle M \rangle$ @ 400 V | rango M |
|-------|--------------------|--------------------------------|-----------|
| W7 | 14 | 2,4 | 2 – 4 |
| W8 | 5 | 8,8 | 8 – 20 |

Tabla 5.4: Ganancia promedio de los prototipos LGAD, medida en el IJS con una fuente de mips de Sr^{90} .

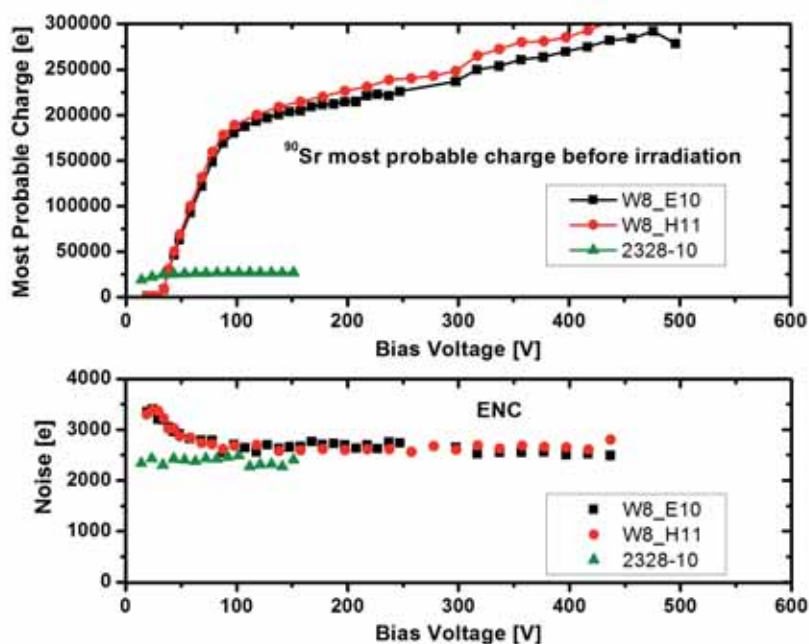


Figura 5.13: Carga recolectada y ruido ENC en detectores no irradiados en función de la tensión de polarización, para dos prototipos LGAD (W8.E10 y W8.H11) y un detector sin multiplicación de 300 μm de espesor (Micron 2328-10).

Estos resultados coinciden con los valores de ganancia presentados en las Sección 5.1, sobre medidas realizadas en el IMB-CNM, confirmando que las medidas de mayor amplitud observadas en los experimentos con fuente *tri-alfa* se corresponden con la señal multiplicada generada en el detector LGAD.

Junto con la carga recolectada, la Figura 5.13 incluye una medida de la amplitud del ruido, expresado en términos de carga equivalente o ENC (ver Capítulo 1), en función de la tensión aplicada. En todo el rango de tensiones, el valor de ENC observado en los prototipos LGAD es similar al ruido registrado en el detector estándar sin multiplicación. Este comportamiento, común al resto de detectores LGAD analizados [235], pone de manifiesto como el proceso de multiplicación no afecta al ruido, permitiendo una mejora efectiva en la relación señal/ruido de los detectores LGAD.

Es importante destacar que, para los valores de ganancia moderados implementados en este diseño, el proceso de multiplicación no aporta componentes adicionales de ruido [235, 236]. Con esta configuración de medida, el ruido está dominado por la componente en serie y viene determinado por la capacitancia del detector y del preamplificador de carga [234]. Dado que el valor de la capacitancia en condiciones de vaciamiento completo se corresponde con la esperada para las dimensiones del detector, es entendible que no se aprecien grandes diferencias entre un detector PiN, sin multiplicación y un diseño LGAD.

Dependencia con la temperatura de la carga recolectada: El proceso de multiplicación depende de la temperatura a través de los coeficientes de ionización del Silicio [200]. El valor de los coeficientes aumenta al disminuir la temperatura, por lo que es de esperar que los detectores LGAD operando en condiciones de refrigeración presenten una mayor ganancia. Esta tendencia se ha observado con anterioridad en detectores APD tradicionales que operaban a baja temperatura para reducir sus niveles de corriente inversa [91]. Dado que el aumento de los coeficientes de ionización conlleva un descenso del valor de campo eléctrico crítico para producir la ruptura de la unión, estos detectores APD presentaban, en contrapartida, una menor capacidad en tensión.

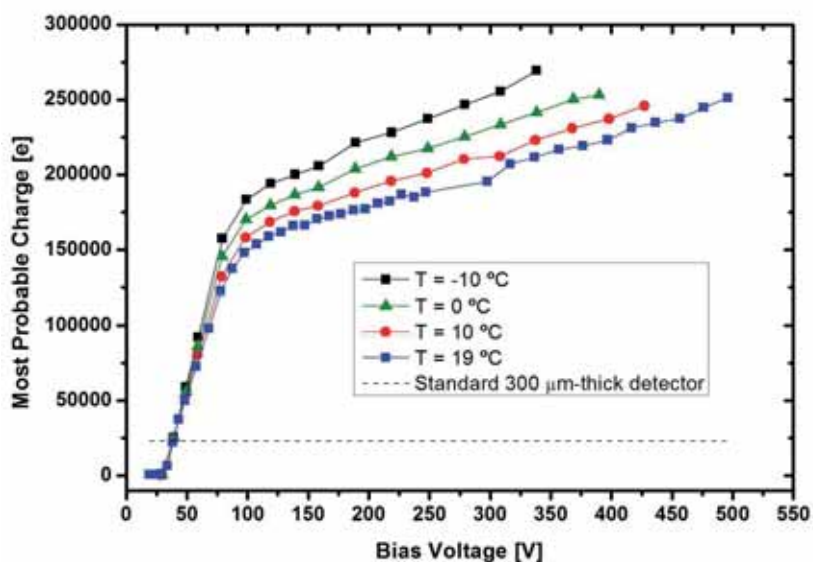


Figura 5.14: Carga recolectada equivalente en función de la tensión aplicada en un prototipo LGAD de la oblea W8 sometido a distintas temperaturas.

La Figura 5.14 muestra la evolución de la carga recolectada equivalente en función de la tensión aplicada, para un detector LGAD de la oblea W8 a distintas temperaturas de

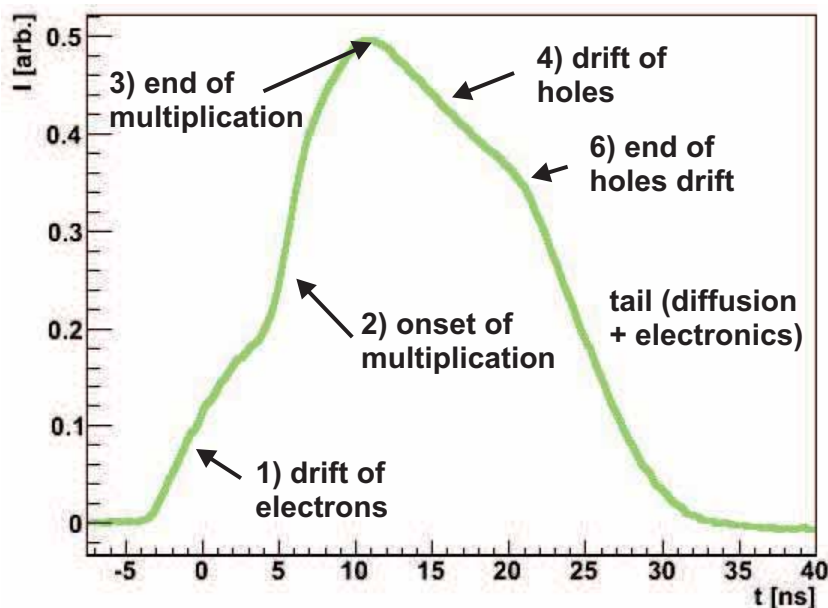


Figura 5.15: Dinámica de recolección de los portadores carga en un detector LGAD polarizado por encima de la tensión de vaciamiento, visualizada mediante la técnica α -TCT [236].

operación. La ganancia del detector polarizado a 350 V crece desde un valor de ~ 8 , para $T = 19$ °C, hasta un valor de ~ 11 , cuando el sistema de medida se refrigera hasta -10 °C. Como era de esperar, el descenso en temperatura viene acompañado de una reducción de la capacidad en tensión del detector, llegando a ser inferior a 400 V para $T = -10$ °C.

5.2.2.2. Análisis mediante la técnica TCT

Uno de los aspectos más interesantes de la técnica TCT es que ofrece la posibilidad de observar la dinámica de recolección de los portadores en el seno de los detectores analizados. La Figura 5.15 [236] muestra la evolución temporal de la corriente en un detector LGAD tras la inyección de portadores de carga como consecuencia de la incidencia de partículas α provenientes de una fuente de ^{241}Am (técnica α -TCT), según el sistema descrito en la Sección 5.2.1. Las partículas α inciden en el detector por el dorso, generando una traza de pares e-h en las cercanías del electrodo P^+ . Separados por efecto del campo eléctrico, los huecos se recolectan rápidamente en el electrodo cercano, mientras los electrones inician un movimiento de deriva hasta la unión, que induce una corriente de amplitud creciente en el electrodo recolector. Allí, su número se ve multiplicado como consecuencia de la ionización por impacto, provocando el rápido incremento en la corriente observado a continuación. El movimiento de deriva de los huecos generados en el proceso de multiplicación supone un lento descenso de la corriente inducida, que regresa al nivel previo a la inyección de portadores tras un cierto intervalo de tiempo dominado por los procesos de difusión de portadores fuera de la zona de vaciamiento y por los tiempos característicos de la electrónica de lectura.

El contraste entre las distintas etapas se hace más notorio conforme se incrementa la tensión inversa del detector, tal y como se puede apreciar en la Figura 5.16 [236]. Cuando

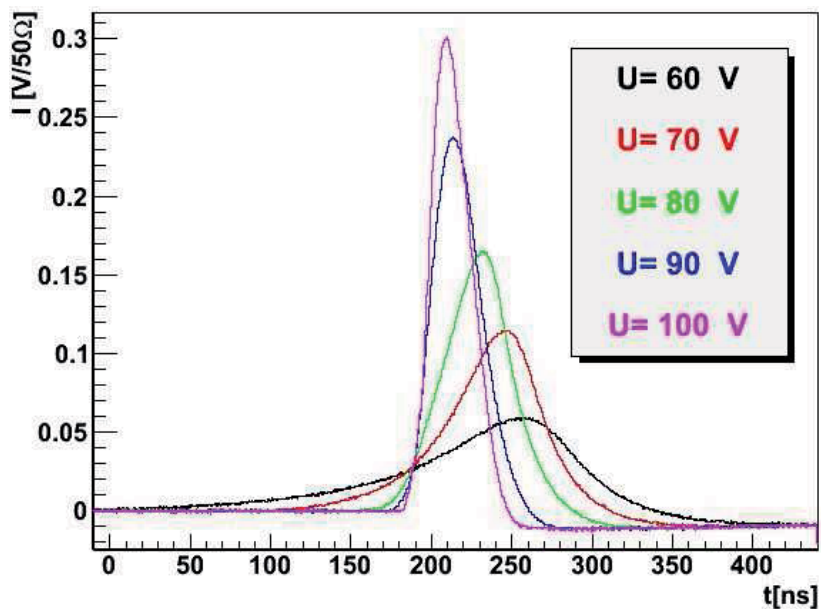
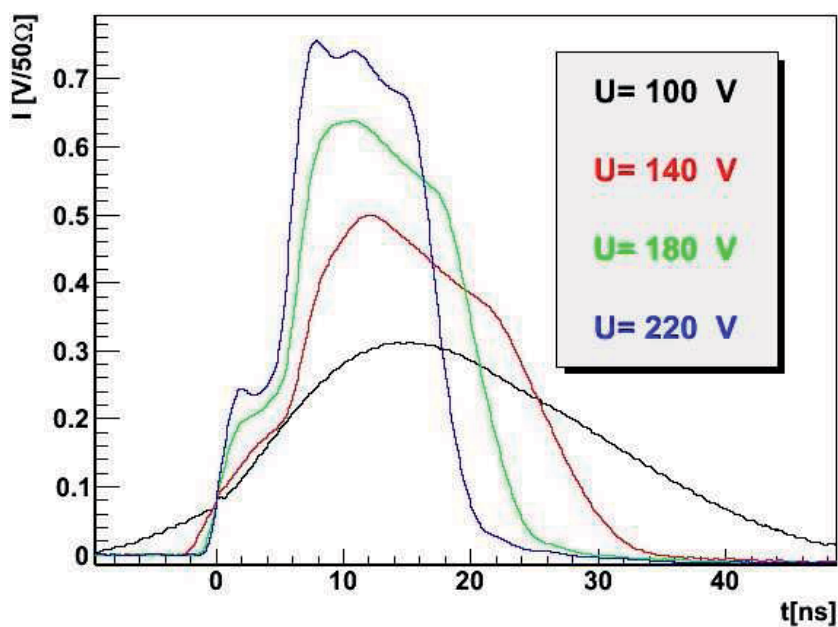
(a) $V \leq V_{FD}$ (b) $V \geq V_{FD}$

Figura 5.16: Transitorios de corriente obtenidos mediante la técnica α -TCT sobre un prototipo LGAD de la oblea W8, para distintas tensiones de polarización: (a) $V_a \leq V_{FD}$ y (b) $V_a \geq V_{FD}$. [236].

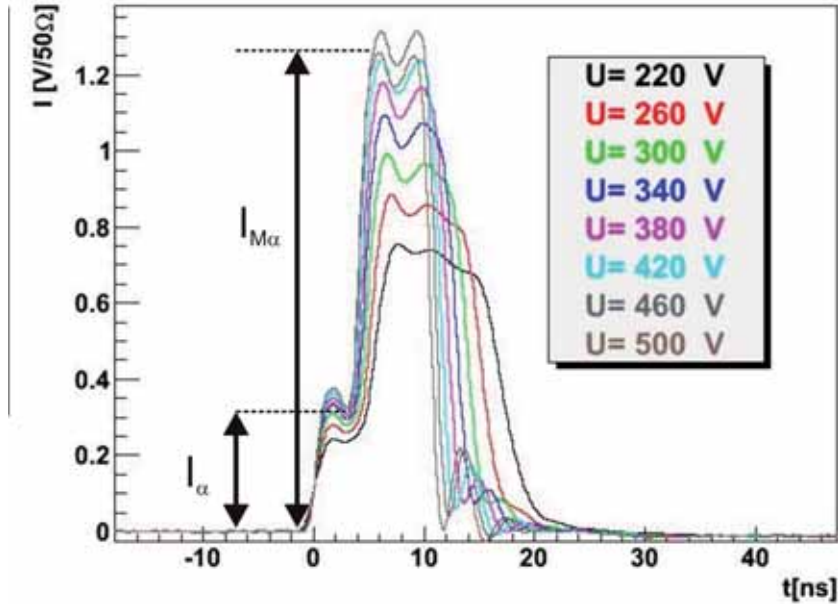


Figura 5.17: Transitorios de corriente obtenidos mediante la técnica α -TCT sobre un prototipo LGAD de la oblea W8, para altas tensiones de polarización. [236].

el dispositivo se polariza por debajo de V_{FD} (Figura 5.16(a)) la corriente inducida está dominada por la lenta difusión de los electrones a través de la región no vaciada del sustrato (véase la curva correspondiente a 60 V). El incremento de la tensión aplicada, acelera el proceso de recolección de los electrones, que comienzan a experimentar un movimiento de deriva, bajo el efecto del campo eléctrico creciente. Además, el campo eléctrico sobre la unión es todavía demasiado bajo para activar los mecanismos de ionización por impacto, por lo que no se aprecia multiplicación. Polarizando el dispositivo por encima de V_{FD} (Figura 5.16(b), nótese el cambio de escalas), la multiplicación cobra una mayor importancia y el transitorio de corriente adopta la forma característica descrita en la Figura 5.15, que permite distinguir claramente la deriva de los electrones y los huecos resultantes.

La corriente inducida sobre los electrodos tiene una duración paulatinamente menor conforme aumenta la tensión aplicada. Como se muestra en la Figura 5.17, para un rango de tensiones mucho mayores que V_{FD} , los procesos de difusión apenas tienen relevancia y la cola tiende a reducirse hasta prácticamente desaparecer. A la vez, el tiempo de deriva de los huecos se reduce como consecuencia del incremento de campo eléctrico hasta que alcanza un valor mínimo de unos pocos nanosegundos, que se mantiene constante con la tensión, indicando la saturación de su velocidad.

A partir de las curvas transitorias de corriente obtenidas mediante la técnica TCT, puede realizarse una estimación de la ganancia del detector LGAD. En la Figura 5.17 se han destacado las dos regiones de la curva correspondientes al movimiento de deriva de los electrones: La primera de ellas, I_α , se corresponde con el movimiento de los electrones no multiplicados, generados directamente por las partículas α incidentes; la segunda, $I_{M\alpha}$, se corresponde con el de los electrones producidos en el proceso de multiplicación. Así:

$$M \approx \frac{I_{M\alpha}}{I_\alpha} \quad (5.1)$$

Que, sin embargo, en las curvas mostradas en la Figura 5.17 da un valor $\sim 4 - 5$, algo inferior al valor obtenido a partir de las medidas con fuente de ^{90}Sr .

Integrando los transitorios de corriente obtenidos mediante la técnica TCT se determina la carga total recolectada. La Figura 5.18 muestra la carga total recolectada mediante la técnica α -TCT, en función de la tensión de polarización para un detector LGAD de la oblea W8, expresada en unidades arbitrarias [236]. Se observa que una vez alcanzada la condición de vaciamiento completo, la carga recolectada apenas varía, de forma que la multiplicación se mantiene prácticamente constante en el rango de tensiones analizado.

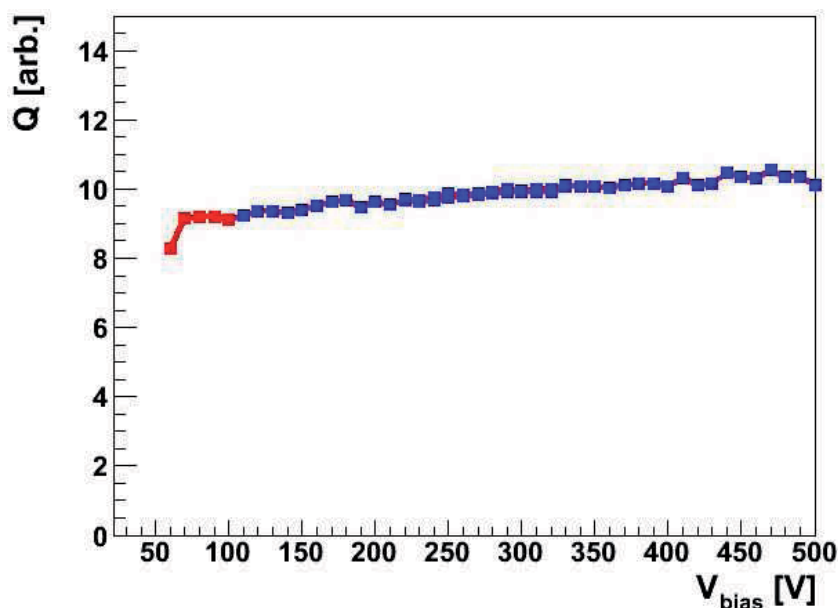
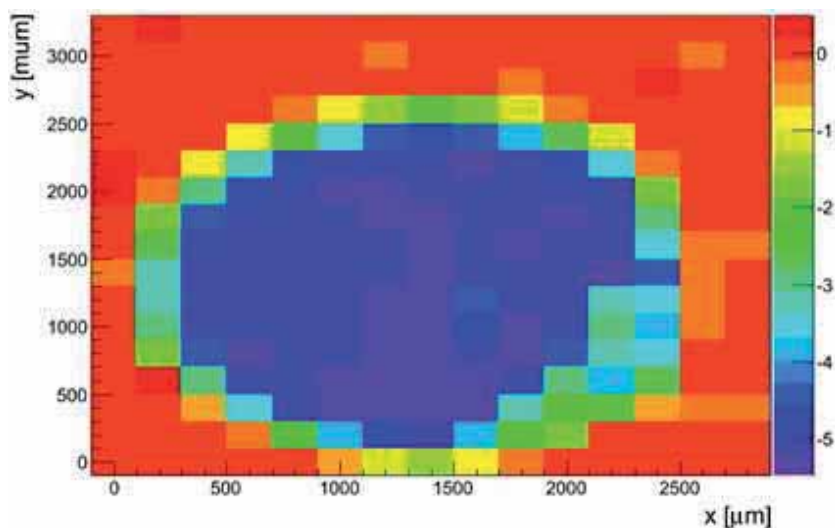


Figura 5.18: Carga recolectada en función de la tensión aplicada para un detector W8, obtenida mediante la integral temporal del transitorio de corriente medido con la técnica α -TCT.

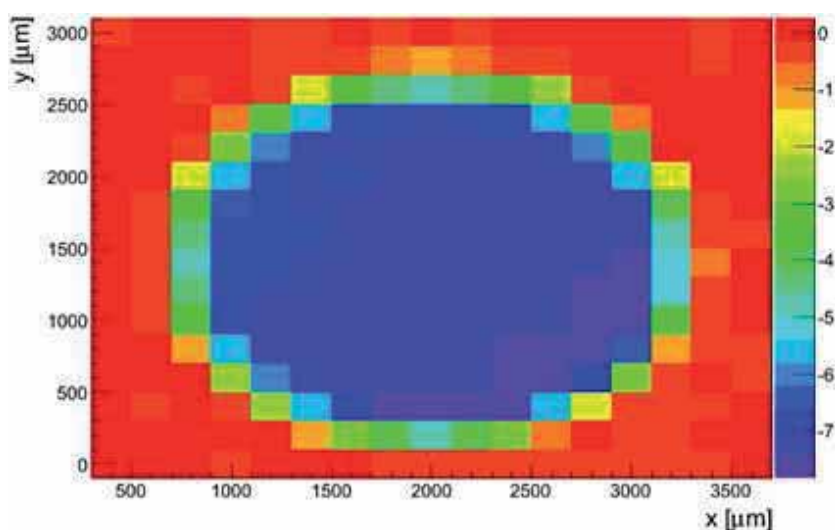
La técnica α -TCT se utilizó tanto en el IJS como en el SCIPP-UCSC (ver [237]), con resultados semejantes. A su vez, el equipo de investigadores del IFCA, realizó las medidas TCT con un láser rojo de 660 nm. Los transitorios de corriente obtenidos por este método muestran unas características muy similares a las obtenidas mediante el método α -TCT [238, 239], demostrando el carácter complementario de las dos técnicas TCT empleadas.

Homogeneidad y Uniformidad del factor de multiplicación: La técnica TCT, permite determinar el grado de homogeneidad y la uniformidad espacial del proceso de multiplicación en los detectores. En concreto, la técnica Laser-TCT resulta muy conveniente para analizar si toda el área del detector aporta el mismo factor de multiplicación sobre la señal recolectada. El haz láser tiene un diámetro de unas pocas micras, de forma que la región de inyección de portadores puede focalizarse en un área muy reducida de la superficie del detector. Dotando al sistema de medida de un mecanismo de precisión que permita desplazar el haz a través del plano de la muestra, puede realizarse un barrido por el área del detector, analizando la señal producida en distintas regiones del mismo. La Figura 5.19 muestra el mapa de la carga recolectada obtenido al realizar un barrido con el

láser rojo de 660 nm sobre dos prototipos LGAD con distinto nivel de dopado en la capa P de multiplicación [239]. En ambos casos, la cantidad de carga recolectada muestra un valor muy similar en toda la región central, demostrando el alto grado de uniformidad de la ganancia.



(a) LGAD de la oblea W7



(b) LGAD de la oblea W8

Figura 5.19: Distribución espacial de la carga recolectada en dos prototipos LGAD, obtenida mediante la técnica láser-TCT [239].

A su vez, la técnica α -TCT puede utilizarse para analizar el grado de homogeneidad del factor de multiplicación, cuando se depositan diferentes cantidades de energía en la muestra. Dada la aleatoriedad del proceso de producción de partículas en la fuente de ^{241}Am , las partículas α inciden en distintas zonas de la superficie del detector, en ángulos muy variados, de forma que la inyección de portadores no es uniforme. Esta desuniformidad se

refleja en la corriente inducida, como muestra la Figura 5.20(a), en la que se han representado superpuestas las curvas correspondientes a 300 eventos de absorción de partículas α , ocurridos sobre un mismo detector LGAD de la oblea W8 polarizado a 300 V [236]. A pesar de que la amplitud de la corriente varía hasta un 30% entre los distintos eventos, la ganancia, calculada mediante la ecuación (5.1) con $I_{M\alpha} = I(7ns)$ e $I_{\alpha} = I(2ns)$, se mantiene muy próxima a un valor promedio de $\sim 3,2$ para todos los eventos registrados (ver Figura 5.20(b)), demostrando una gran homogeneidad en el proceso de multiplicación.

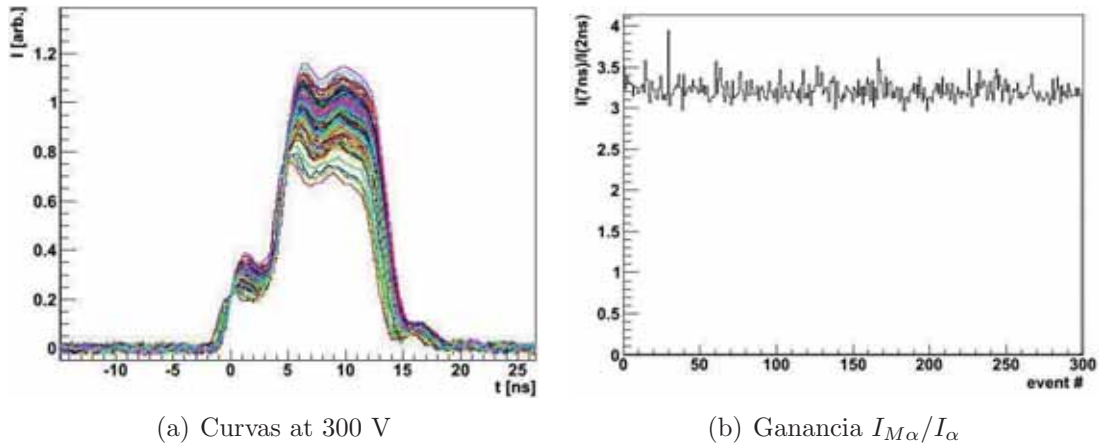


Figura 5.20: Análisis de homogeneidad en la ganancia mediante la técnica α -TCT [236]: (a) Transitorios de corriente, correspondientes a la incidencia de 300 partículas α sobre un prototipo LGAD polarizado a 300 V; (b) Ganancia ($I_{M\alpha}/I_{\alpha} = I(7\text{ ns})/I(2\text{ ns})$) calculada en los 300 eventos.

5.2.3. Caracterización de muestras irradiadas

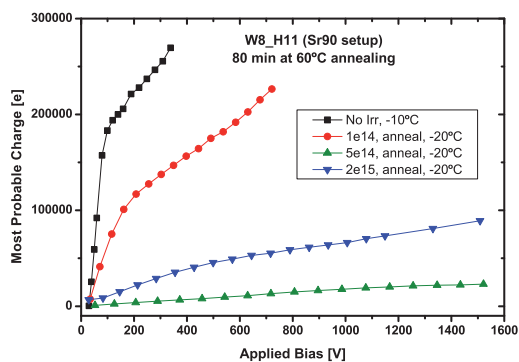
Irradiación con neutrones El procedimiento de irradiación con neutrones en el reactor del IJS se realizó sometiendo a los prototipos LGAD a distintos periodos de exposición, de forma que los detectores fueron acumulando un valor creciente de fluencia total recibida de $1 \times 10^{14}\text{cm}^{-2}$, $5 \times 10^{14}\text{cm}^{-2}$ y $2 \times 10^{15}\text{cm}^{-2}$, expresada en fluencia equivalente a neutrones de 1 MeV. Las medidas se realizaron tras cada periodo de exposición, habiendo sometido las muestras previamente a un *annealing* de 80 minutos a 60 °C.

5.2.3.1. Recolección de carga generada por un *mip* (Fuente de ^{90}Sr)

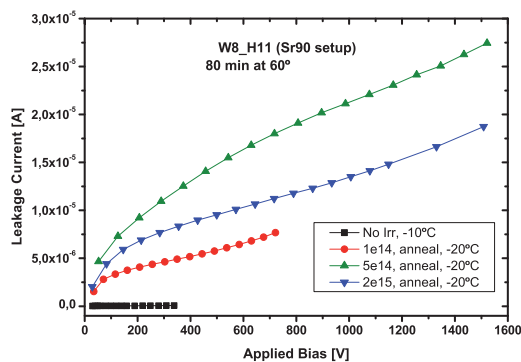
La respuesta de los detectores irradiados en el experimento de caracterización con fuente de ^{90}Sr

Las muestras irradiadas también se analizaron con la técnica α -TCT. La forma de las curvas es similar a la que se encontraba previamente a la irradiación. Sin embargo, la multiplicación es menor (ver Figura 5.22).

La respuesta es muy uniforme. La multiplicación aproximada es $I_{NoIrrad}(5ns) / I_{irr}(2ns) \sim 2-3$, menor que la obtenida para el detector no irradiado, lo que coincide con la degradación observada en la carga recolectada con la fuente de ^{90}Sr .

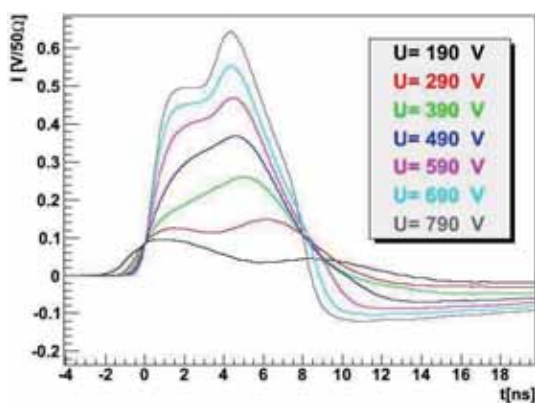


(a) CCE Vs. Bias

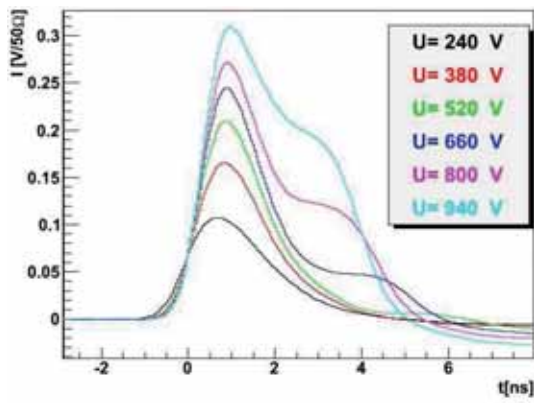


(b) Current Vs. Bias

Figura 5.21: Respuesta del detector W8_H11 irradiado a distintas fluencias en función de la tensión aplicada: (a) Carga recolectada tras exposición a una fuente de mips (^{90}Sr) y (b) Corriente en inversa.



(a) $\Phi_{eq} = 5 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$



(b) $\Phi_{eq} = 2 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$

Figura 5.22: Curvas α -TCT medidas sobre el prototipo W8_H11 tras irradiación con distintos valores de fluencia equivalente de neutrones de 1 MeV: (a) $\Phi_{eq} = 5 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$ y (b) $\Phi_{eq} = 2 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$.

La reducción en la carga recolectada se debe fundamentalmente a la reducción en la multiplicación y, en menor medida, al atrapamiento de electrones en el sustrato. Al aumentar la fluencia de irradiación (ver Figura 5.22(b)), se observa un mayor impacto del atrapamiento de electrones, aparece una joroba en la curva. En este caso, no hay indicación de un arrastre de huecos en la corriente inducida. En este caso, el atrapamiento de electrones es más relevante para la reducción de la carga recolectada.

Conclusiones y Trabajos Futuros

Conclusiones

El trabajo realizado en esta tesis doctoral se ha centrado fundamentalmente en el desarrollo del Detector de Avalancha con Ganancia Moderada (LGAD), que se presenta como una alternativa para mejorar las prestaciones de los sistemas de detección utilizados en los experimentos de FAE. Las principales conclusiones derivadas de este estudio se presentan a continuación:

- Se ha presentado y desarrollado el concepto de detector LGAD. Basándose en los mismos procesos que producen multiplicación en los detectores APD, los detectores LGAD presentan una ganancia moderada (10-20), que resulta más conveniente para su aplicación en los actuales experimentos de FAE. Gracias a su mecanismo interno de multiplicación, que amplifica la señal detectada sin modificar el nivel de ruido registrado, los detectores LGAD muestran una resolución energética, espacial y temporal superior a la de los detectores de Silicio convencionales, permitiendo la fabricación de detectores más compactos, más rápidos y más resistentes al daño por radiación.
- Se han estudiado los mecanismos de daño por radiación (daño por ionización y daño por desplazamiento) y se ha desarrollado un procedimiento de simulación basado en el software comercial de *Synopsys Sentaurus TCAD*, que ha permitido analizar las consecuencias de este daño sobre el funcionamiento de los dispositivos electrónicos irradiados. En concreto, se han analizado los efectos de la radiación sobre dispositivos particularmente sensibles a un determinado mecanismo de daño, de forma que ha sido posible evaluar la precisión de los modelos de simulación propuestos, mediante su cotejo con datos experimentales. Así:
 - Se ha simulado el efecto del daño por ionización sobre transistores LDMOS de IHP Microelectronics, que habían sido propuestos para formar parte de los sistemas de distribución de potencia del experimento LHC del CERN. Los resultados obtenidos han permitido ajustar el valor de los parámetros libres de simulación, confirmando, a su vez, la validez de los modelos utilizados.
 - Se ha analizado la resistencia a la radiación de dos diseños diferentes de transistores LDMOS de RF, particularmente sensibles al daño por ionización como consecuencia de la acumulación de cargas fijas y trampas de interfaz en el óxido que cubre su extensa región de deriva. En este sentido, el estudio ha permitido identificar, por primera vez en la literatura, el fenómeno de degradación de

la capacidad en tensión en los transistores LDMOS irradiados (*Dose Induced Breakdown, DIB*).

- Se han emulado las consecuencias del daño por desplazamiento en una capacidad MOS, asociando la modificación inducida sobre su característica C-V de alta frecuencia con el incremento de la resistividad del sustrato derivada de la acumulación de defectos en el volumen del semiconductor. La comparación con datos experimentales y el uso de un procedimiento de simulación basado en un modelado del daño mediante trampas de sustrato, ha permitido identificar los defectos más relevantes en el cambio de comportamiento del dispositivo electrónico.
- Se ha analizado, con ayuda de las técnicas de simulación, el mecanismo de multiplicación de los detectores LGAD, de forma que ha podido diseñarse una estrategia de fabricación específica en la que el valor final de la ganancia está completamente determinado por los parámetros tecnológicos escogidos. En este sentido, la región de multiplicación del detector LGAD queda constituida por una doble difusión de impurezas de tipo N y tipo P, siendo las características de la capa P, las que determinan la capacidad multiplicadora del detector.
- Se ha realizado un esfuerzo para garantizar la estabilidad y uniformidad en la respuesta del detector bajo distintas condiciones de operación, evaluando distintas técnicas de terminación (*overlap*, anillos de guarda, difusión profunda JTE) y considerando la implementación de diversas estructuras de protección para su región periférica (capa *P-Spray*, difusión *P-Stop*, anillo extractor).
- Se ha implementado un proceso de fabricación optimizado de detectores LGAD en la Sala Blanca del IMB-CNM, lo que supone la puesta en marcha, de forma pionera en España, de una tecnología de fabricación de detectores con ganancia. El proceso diseñado consta de 7 niveles fotolitográficos y permite la implementación de las diversas técnicas de terminación y estructuras de protección estudiadas en este trabajo. Del mismo modo, el proceso tecnológico permite la fabricación de detectores LGAD con distinto valor de ganancia y es compatible con una eventual segmentación de los detectores.
- Se han caracterizado los primeros prototipos fabricados, en distintos laboratorios e instituciones adscritos a la colaboración RD-50 del CERN.
 - La caracterización eléctrica y tecnológica, realizada en el IMB-CNM, ha demostrado unas excelentes propiedades en cuanto a capacidad en tensión ($V_{BD} > 1100$ V) y condiciones de operación en vaciamiento completo ($V_{FD} < 100$ V; $C_{FD} \sim 10 - 12$ pF), aunque presenta una gran variabilidad en cuanto a niveles de corriente de fugas y valores de capacitancia a baja tensión, lo que sugiere una cierta desuniformidad en las características del óxido que recubre la región periférica.
 - La caracterización de las propiedades de detección, realizada tanto en el IMB-CNM como en otros centros de investigación, ha incluido medidas con fuentes de partículas α y de *mips*, así como análisis con la técnica TCT, aplicada con láser rojo y partículas α . Los resultados han demostrado que los prototipos

fabricados en el IMB-CNM pueden alcanzar ganancias de hasta 10-20, con unos niveles de ruido equivalentes a los de los detectores sin multiplicación y una excelente homogeneidad y uniformidad en la respuesta.

- La campaña de medidas ha incluido también la caracterización de muestras irradiadas con neutrones y con protones, cuyos resultados han puesto de manifiesto que los procesos de multiplicación en los detectores LGAD también se ven degradados por efecto del daño por radiación.

Por último, cabe destacar que el proceso de caracterización de los prototipos fabricados y la difusión de los resultados derivados de este trabajo han permitido establecer una nutrida red de colaboración con distintas instituciones y laboratorios de investigación europeos y estadounidenses, que presenta una demanda creciente de nuevos detectores LGAD.

Trabajos Presentes y Futuros

Bla, bla, bla

Publicaciones y Difusión

Revistas Referenciadas

1. G. Pellegrini, P. Fernández-Martínez, M. Baselga, C. Fleta, D. Flores, V. Greco, S. Hidalgo, I. Mandic, G. Kramberger, D. Quirion y M. Ullán; **Technology developments and first measurements of Low Gain Avalanche Detectors (LGAD) for High Energy Physics applications**, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. Aceptado para publicación. Disponible en línea desde Junio de 2014. DOI: 10.1016/j.nima.2014.06.008
2. H.F.-W. Sadrozinski, M. Baselga, S. Ely, V. Fadeyev, Z. Galloway, J. Ngo, C. Parker, D. Schumacher, A. Seiden, A. Zatserklyaniy, N. Cartiglia, G. Pellegrini, P. Fernández-Martínez, V. Greco, S. Hidalgo y D. Quirion; **Sensors for Ultra-Fast Silicon Detectors**, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*. Aceptado para publicación. Disponible en línea desde Mayo de 2014. DOI:10.1016/j.nima.2014.05.006
3. P. Fernández-Martínez, F.R. Palomo, S. Hidalgo, C. Fleta, F. Campabadal y D. Flores; **Analysis of Displacement Damage Effects on MOS Capacitors**, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 730 (1), pp. 91-94, Diciembre de 2013. DOI:10.1016/j.nima.2013.05.108
4. P. Fernández-Martínez, F.R. Palomo, S. Díez, S. Hidalgo, M. Ullán, D. Flores y R. Sorge; **Simulation methodology for dose effects in lateral DMOS transistors**, *Microelectronics Journal*, Vol. 43 (1), pp. 50-56, Enero de 2012. DOI:10.1016/j.mejo.2011.10.013
5. P. Fernández-Martínez, G. Pellegrini, J.P. Balbuena, D. Quirion, S. Hidalgo, D. Flores, M. Lozano y G. Casse; **Simulation of new p-type strip detectors with trench to enhance the charge multiplication effect in the n-type electrodes**,

- Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* Vol. 658 (1), pp. 98-102, Diciembre de 2011. DOI:10.1016/j.nima.2011.04.056
6. F.R. Palomo, P. Fernández-Martínez, J.M. Mogollón, S. Hidalgo, M.A. Aguirre, D. Flores, I. López-Calle y J.A. de Agapito; **Simulation of femtosecond pulsed laser effects on MOS electronics using TCAD Sentaurus customized models**, *International Journal of Numerical Modelling*, Vol. 23, pp. 379-399, 2010. DOI:10.1002/jnm.736
 7. E.Graugés, A. Comerma, L. Garrido, D. Gascón, J. Trenado, A. Diéguez, A. Vilà, A. Arbat, L. Freixas, S. Hidalgo, P. Fernández, D. Flores, M. Lozano; **Study of Geiger avalanche photo-diodes (GAPDs) applications to pixel tracking detectors**, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, Vol. 617(1-3), pp. 541-542, Mayo de 2010. DOI:10.1016/j.nima.2009. 10.022
 8. I. Cortés, P. Fernández-Martínez, D. Flores, S. Hidalgo y J. Rebollo; **Superjunction LDMOS on thick-SOI technology for RF applications”** *Microelectronics Journal*, Vol. 39(6), pp. 922-927, Junio de 2008. DOI:10.1016/j.mejo. 2007.11.017
 9. I. Cortés, P. Fernández-Martínez, D.Flores, S. Hidalgo y J. Rebollo; **Analysis of punch-through phenomena in bulk silicon RF power LDMOS transistors**, *Microelectronics Reliability*, Vol. 48(2), pp. 173-180, Febrero de 2008 DOI:10.1016/j.microrel.2007.06.
 10. I. Cortés, P. Fernández-Martínez, D.Flores, S. Hidalgo y J. Rebollo; **Analysis of low voltage super-junction LDMOS structures on thin-SOI substrates**, *Semiconductor Science and Technology*, Vol. 23(1):015009, Enero de 2008. DOI:10.1088/0268-1242/23/1/015009
 11. I. Cortés, P. Fernández-Martínez, D.Flores, S. Hidalgo y J. Rebollo; **Static and dynamic electrical performances of STI thin-SOI power LDMOS transistors”**, *Semiconductor Science and Technology*, Vol. 23(9):095024, Septiembre de 2008. DOI:10.1088/0268-1242/23/9/095024
 12. I. Cortés, P. Fernández-Martínez, D.Flores, S. Hidalgo, J. Rebollo; **The Thin-SOI TGLDMOS transistor: a suitable power structure for low voltage applications**, *Semiconductor Science and Technology*, Vol. 22 (10), pp. 1183-1188, Noviembre de 2007. DOI:10.1088/0268-1242/22/10/018

Contribuciones más Relevantes en Congresos

1. G. Pellegrini, M. Baselga, P. Fernández-Martínez, C. Fleta, V. Greco, S. Hidalgo, D. Quirion y M. Ullán; **Measurements of Low Gain Avalanche Detectors (LGAD) for High Energy Physics applications**, *9th International “Hiroshima” Symposium on the Development and Application of Semiconductor Tracking Detectors*, Hiroshima (Japón), Septiembre de 2013.
2. P. Fernández-Martínez, S. Hidalgo, D. Flores, y G. Pellegrini; **Edge Termination Techniques in 300 μm -thick Silicon Reach-Through Avalanche Photodiodes**, *11th International Seminar on Power Semiconductors (ISPS 12)*, Praga (Rep. Checa), Agosto de 2012.

3. P. Fernández-Martínez, F.R. Palomo, S. Hidalgo, C. Fleta, F. Campabadal, and D. Flores, **MOS Capacitor Displacement Damage Dose (DDD) Dosimeter**, *9th International Conference on Radiation Effects on Semiconductor Materials Detectors and Devices (RESMDD'12)*, Florencia (Italia), Octubre de 2012.
4. P. Fernández-Martínez, F.R. Palomo, S. Díez, S. Hidalgo, M. Ullán, D. Flores, and R. Sorge, **Simulation of Total Ionising Dose on LDMOS devices for High Energy Physics applications**, *12th European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems (RADECS 2011)*, Sevilla (España), Septiembre de 2011.
5. P. Fernández-Martínez, I. Cortés, S. Hidalgo, D. Flores, G. Pellegrini y M. Lozano; **Linear mode Reach-Through Avalanche Photodiodes for medium energy X-ray detection**, *8th Spanish Conference on Electronic Devices (CDE'11)*, Palma de Mallorca (España), Febrero de 2011.
6. P. Fernández-Martínez, I. Cortés, S. Hidalgo, D. Flores y F.R. Palomo; **Simulation of Total Ionising Dose in MOS capacitors**, *8th Spanish Conference on Electronic Devices (CDE'11)*, Palma de Mallorca (España), Febrero de 2011.
7. I. Cortés, P. Fernández-Martínez, D. Flores, S. Hidalgo, and J. Rebollo; **Gain estimation of RT-APD devices by means of TCAD numerical simulations**, *8th Spanish Conference on Electronic Devices (CDE'11)*. Palma de Mallorca (España), Febrero de 2011.
8. P. Fernández-Martínez, G. Pellegrini, M. Lozano, C. Fleta, D. Quirion, M. Ullan, S. Hidalgo, D. Flores y G. Casse, **Simulation of new p-type strip detector with trench to enhance the charge multiplication effect in the n-type electrodes**, *8th International Conference on Radiation Effects on Semiconductor Materials Detectors and Devices (RESMDD'10)*, Florencia (Italia), Octubre de 2010.
9. P. Fernández-Martínez, F.R. Palomo, I. Cortés, S. Hidalgo y D. Flores **Dose Induced Breakdown in Lateral DMOS Devices**, *11th European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems (RADECS 2010)*, Längenfeld (Austria), Septiembre de 2010.
10. S. Díez, M. Ullán, M. Ruat, P. Fernández-Martínez, A. Villamor, G. Pellegrini, M. Lozano, R. Sorge y D. Knoll; **Radiation studies of power LDMOS devices for High Energy Physics applications**, *IEEE Nuclear and Space Radiation Effects Conference (NSREC 2010)*, Denver (Colorado, EE.UU.), Julio de 2010.
11. S. Díez, M. Ullán, P. Fernández-Martínez, I. Cortés, S. Hidalgo, D. Flores, G. Pellegrini, M. Lozano, R. Sorge y D. Knoll; **Radiation-hard power LDMOS devices for DC-DC conversion in the ATLAS Upgrade experiment** *Topical Workshop on Electronics for Particle Physics (TWEPP 2010)*, Aquisgran (Alemania), Septiembre de 2010.
12. P. Fernández-Martínez, S. Hidalgo, D. Flores, I. Cortés, y M. Lozano; **Fabrication of Thick Reach-Through Avalanche Photodiode Structures for Direct X-ray Detection**, *10th International Seminar on Power Semiconductors (ISPS'10)*, Praga (Rep. Checa), Septiembre de 2010.

13. P. Fernández-Martínez, J. M. Mogollón, S. Hidalgo, F.R. Palomo, D. Flores, y M.A. Aguirre; **Simulation Methods for Ionizing Radiation Single Event Effects Evaluation**, *7th Spanish Conference on Electronic Devices (CDE'09)*, Santiago de Compostela (España), Febrero de 2009.
14. P. Fernández-Martínez, I. López-Calle, S. Hidalgo, F.J. Franco, D. Flores y J.A. de Agapito; **Comparison between Heavy Ion and Pulsed Laser simulation to reproduce SEE test**, *7th Spanish Conference on Electronic Devices (CDE'09)*, Santiago de Compostela (España), Febrero de 2009.

Bibliografía

- [1] G. F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, Inc., 3rd edition, 2000.
- [2] J. Kemmer. Fabrication of low noise silicon radiation detectors by the planar process. *Nuclear Instruments and Methods*, 169(3):499–502, March 1980.
- [3] B. Hyams, U. Koetz, E. Belau, R. Klanner, G. Lutz, E. Neugebauer, A. Wylie, and J. Kemmer. A silicon counter telescope to study short-lived particles in high-energy hadronic interactions. *Nuclear Instruments and Methods*, 205(1–2):99–105, January 1983.
- [4] J. T. Walker, S. Parker, B. Hyams, and S. L. Shapiro. Development of high density readout for silicon strip detectors. *Nuclear Instruments and Methods*, 226(1):200–203, September 1984.
- [5] W. Buttler, G. Lutz, H. Bergmann, H. Dietl, D. Hauff, P. Holl, and P. F. Manfredi. Low noise-low power monolithic multiplexing readout electronics for silicon strip detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 273(2-3):778–783, December 1988.
- [6] C. Adolphsen, R. J. Jacobsen, V. Lüth, G. Gratta, L. Labarga, A. M. Litke, A. S. Schwarz, M. Turala, C. Zaccardelli, A. Breakstone, C. J. Kenney, S. I. Parker, B. A. Barnett, P. Dauncey, D. C. Drewer, and J. A. J. Matthews. The Mark II silicon strip vertex detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 313(1–2):63–102, March 1992.
- [7] P. P. Allport, J. R. Batley, P. Capiluppi, A. A. Carter, J. R. Carter, S. J. De Jong, U. C. Dunwoody, V. Gibson, W. Glessing, and P.R. et al. Goldey. The OPAL silicon microvertex detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 324(1–2):34–52, January 1993.
- [8] M. Acciarri, A. Adam, O. Adriani, S. Ahlen, J. Alcaraz, G. Ambrosi, E. Babucci, L. Baksay, A. Baschirotto, R. Battiston, W. Baur, and A. et al. Bay. The L3 silicon microvertex detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 351(2–3):300–312, December 1994.
- [9] B. Mours, J. Boudreau, R. G. Jacobsen, T. Mattison, E. B. Martin, S. Menary, L. Moneta, G. Redlinger, E. Focardi, G. Parrini, E. Scarlini, S. Walther, J. Carr, P. Coyle, J. Drinkard, D. Rousseau, P. Schwemling, C. Bauer, H. Becker, D. Brown,

- and P. et al. Cattaneo. The design, construction and performance of the ALEPH silicon vertex detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 379(1):101–115, September 1996.
- [10] V. Chabaud, P. Collins, Dijkstra H., J. J. Gomez Cadenas, R. Keranen, S. Masciocchi, W. Trischuk, P. Weilhammer, and Y. et al. Dufour. The DELPHI silicon strip microvertex detector with double sided readout. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 368(2):314–332, January 1996.
- [11] P. J. Sellin and J. Vaitkus. New materials for radiation hard semiconductor detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 557(2):479–489, February 2006.
- [12] S. Del Sordo, L. Abbene, E. Caroli, A. M. Mancini, A. Zappettini, and P. Ubertini. Progress in the development of CdTe and CdZnTe semiconductor radiation detectors for astrophysical and medical applications. *Sensors*, 9:3491–3526, 2009.
- [13] M. Rogalla, Th. Eich, N. Evans, R. Geppert, R. Göppert, R. Irsigler, J. Ludwig, K. Runge, Th. Schmid, and D.G. Marder. Radiation studies for GaAs in the ATLAS inner detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 395:45–48, 1997.
- [14] A. Chilingarov, J. S. Meyer, and T. Sloan. Radiation damage due to NIEL in GaAs particle detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 395:35–44, 1997.
- [15] G. Bertuccio, R. Casiraghi, D. Maiocchi, A. Owens, M. Bavdaz, A. Peacock, H. Anderson, and S. Nenonen. Noise analysis of Gallium Arsenide pixel X-ray detectors coupled to ultra-low noise electronics. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 50(3):723–728, June 2003.
- [16] A. Owens, M. Bavdaz, S. Kraft, A. Peacock, S. Nenonen, H. Andersson, M. A. Gagliardi, Gagliardi T., F. Scholze, and G. Ulm. X-ray response of epitaxial GaAs. *Journal of Applied Physics*, 85(11):7522–7527, June 1999.
- [17] P. J. Sellin, D. Hoxley, A. Lohstroh, A. Simon, W. Cunningham, M. Rahman, J. Vaitkus, and E. Gaubas. Ion beam induced charge imaging of epitaxial GaN detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 531(1–2):82–86, September 2004.
- [18] J. Vaitkus, W. Cunningham, E. Gaubas, M. Rahman, S. Sakai, K. M. Smith, and T. Wang. Semi-insulating GaN and its evaluation for α particle detection. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 509(1–3):60–64, August 2003.
- [19] J. Vaitkus, E. Gaubas, T. Shirahama, S. Sakai, T. Wang, K. M. Smith, and W. Cunningham. Space charge effects, carrier capture transient behaviour and α particle detection in semi-insulating GaN. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 514(1–3):141–145, November 2003.

- [20] M. Friedl. (RD42 Collaboration) CVD diamond detectors for ionizing radiation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 435(1–2):194–201, October 1999.
- [21] A. Mainwood. Recent developments of diamond detectors for particles and UV radiation. *Semiconductor Science and Technology*, 15:R55–R63, 2000.
- [22] W. Adam. (RD42 Collaboration) Status of the R&D activity on diamond particle detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 511(1–2):124–131, September 2003.
- [23] M. Moll. *Radiation Damage in Silicon Particle Detectors*. PhD thesis, Hamburg University, 1999.
- [24] S. Metzger, H. Henschel, O. Köhn, and W. Lennartz. Silicon carbide radiation detector for harsh environments. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 49(3):1351–1355, June 2002.
- [25] F. Nava, G. Wagner, C. Lanzieri, P. Vanni, and E. Vittone. Investigation of Ni/4H-SiC diodes as radiation detectors with low doped n-type 4H-SiC epilayers. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 510(3):273–280, September 2003.
- [26] F. H. Ruddy and J. G. Seidel. The effects of intense gamma-irradiation on the alpha-particle response of silicon carbide semiconductor radiation detectors. *Nuclear Instruments and Methods B*, 263(1):163–168, October 2007.
- [27] F. Nava, G. Bertuccio, A. Cavallini, and E. Vittone. Silicon carbide and its use as a radiation detector material. *Measurement Science and Technology*, 19(102001), August 2008.
- [28] F. Dubecky, E. Gombia, C. Ferrari, B. Zat’ko, G. Vanko, M. Baldini, J. Kovác, D. Bacek, P. Kovác, P. Hrkút, and V. Necas. Characterization of epitaxial 4H-SiC for photon detectors. *Journal of Instrumentation*, 7(P09005), September 2012.
- [29] F. Franceschini and F. H. Ruddy. *Silicon Carbide Neutron Detectors, Properties and Applications of Silicon Carbide*, chapter 13. InTech, 2011.
- [30] F. Ruddy, J. Seidel, and P. Sellin. High-resolution alpha spectrometry with a thin-window silicon carbide semiconductor detector. *2009 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, Paper N41-1:2201–2206, 2009.
- [31] J. Lees, D. Bassford, G. Fraser, A. Horsfall, K. Vassilevski, N. Wright, and A. Owens. Semi-transparent SiC schottky diodes for X-ray spectroscopy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 578(1):226–234, July 2007.
- [32] G. Bertuccio, S. Caccia, D. Puglisi, and D. Macera. Advances in silicon carbide X-ray detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 652(1):193–196, October 2011.
- [33] M. Bruzzi, S. Lagomarsino, F. Nava, and S. Sciortino. Characteristics of epitaxial SiC schottky barriers as particle detectors. *Diamond and Related Materials*, 12:1205–1208, 2003.

- [34] F. Moscatelli. Silicon carbide for UV, alpha, beta and x-ray detectors: Results and perspectives. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 583(1):157–161, December 2007.
- [35] F. H. Ruddy. Silicon carbide radiation detectors: Progress, limitations and future directions. *Materials Research Society*, 1576, 2013.
- [36] M. Moll, E. Fretwurst, and Lindström G. Investigation on the improved radiation hardness of silicon detectors with high oxygen concentration. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 439(2–3):282–292, January 2000.
- [37] A. et al. Ahmad. The silicon microstrips sensors of the ATLAS semiconductor tracker. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 578(1):98–118, July 2007.
- [38] G. Kramberger. (CERN RD50 Collaboration). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 583(1):49–57, December 2007.
- [39] R. D. Evans. *The Atomic Nucleus*. McGraw-Hill Book Company, 12th edition, 1969.
- [40] A. Holmes-Diedle and L. Adams. *Handbook of Radiation Effects*. Oxford University Press, 1993.
- [41] T. Ma and P. Dressendorfer. *Ionizing Radiation Effects in MOS Devices and Circuits*. John Wiley and Sons, Inc., 1989.
- [42] W. Shockley. Problems related to p-n junctions in silicon. *Solid-State Electronics*, 2(1):35–67, 1961.
- [43] H.-G. Moser. Silicon detector systems in high energy physics. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 63(1):186–237, July 2009.
- [44] G. Lutz. *Semiconductor Radiation Detectors: Device Physics*. Springer, 1999. ISBN: 978-3540-71678-5.
- [45] B. Jayant Baliga. *Fundamentals of Power Semiconductor Devices*. Springer Science, 2008.
- [46] O. Madelung. *Semiconductors: Data handbook*. Springer, 3rd edition, 2003.
- [47] W. Shockley. Currents to conductors induced by a moving point charge. *Journal of Applied Physics*, 9(10):635–636, 1938.
- [48] S. Ramo. Currents induced by electron motion. In *Proceedings of the IRE*, volume 27, pages 584–585, 1939.
- [49] Sze S. M. and K. Ng Kwok. *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley and Sons, third edition, 2007.
- [50] E. H. Nicollian and J. R. Brews. *MOS (Metal Oxide Semiconductors) Physics and Technology*. John Wiley and Sons, 1982.
- [51] H. Spieler. *Semiconductor Detector Systems*. Oxford University Press, 2005. ISBN 0-19-852784-5.

- [52] R. Wunstorf. *Systematische untersuchungen zur Strahlenresistenz von Silizium-Detectoren für die Verwendung in Hochenergiephysik-Experimenten*. PhD thesis, Universität Hamburg, October 1992.
- [53] C. Fleta. *Tecnología de detectores de partículas de silicio resistentes a la radiación*. PhD thesis, Universitat Autònoma de Barcelona, Julio 2006.
- [54] M. Moll, E. Fretwurst, and G. Lindström. Leakage current of hadron irradiated silicon detectors - material dependence. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 426(1):87–93, April 1999.
- [55] G. Lindstrom and The ROSE/RD48 Collaboration. Radiation hard silicon detectors: Developments by the RD48 (ROSE) collaboration. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 466(2):308–326, July 2001.
- [56] G. Lindström. Radiation damage in silicon detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 512:30–43, 2003.
- [57] M. Moll, E. Fretwurst, M. Kuhnke, and G. Lindström. Relation between microscopic defects and macroscopic changes in silicon detector properties after hadron irradiation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 186(1–4):100–110, January 2002.
- [58] A. Candelori, R. Rando, D. Bisello, F. Campabadall, V. Cindro, L. Fonseca, A. Kaminski, A. Litovchenko, M. Lozano, C. Martínez, A. Moreno, J.M. Rafí, J. Santander, M. Ullán, and J. Wyss. New evidence of dominant processing effects in standard and oxygenated silicon diodes after neutron irradiation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 512(1–2):52–59, October 2003.
- [59] A. G. Bates and M. Moll. A comparison between irradiated magnetic Czochralski and Float Zone silicon detectors using transient current technique. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 555(1–2):113–124, December 2005.
- [60] R. H. Richter, L. Andricek, T. Gebhart, D. Hauff, J. Kemmer, G. Lutz, R. Weiss, and A. Rolf. Strip detector design for ATLAS and HERA-B using two-dimensional device simulation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 377:412–421, 1996.
- [61] E. Gatti and P. Rehak. Semiconductor drift chamber - an application of a novel charge transport scheme. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 225(3):608–614, September 1984.
- [62] R. Bellwied, R. Beuttenmuller, H. Caines, W. Chen, D. DiMassimo, H. Dyke, D. Elliot, V. Eremin, M. Grau, G.W. Hoffmann, I. T. Humanic, and I. Ilyashenko. The STAR silicon vertex tracker: A large area silicon drift detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 499(2–3):640–651, March 2003.
- [63] S. Beolè, B. Alessandro, S. Antinori, S. Coli, F. Costa, E. Crescio, D. Falchieri, R. Arteché Díaz, and S. Di Liberto. The ALICE silicon drift detectors: Production and assembly. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 582(3):733–738, December 2007.

- [64] L. Strüder, U. Briel, K. Dennerl, R. Hartmann, E. Kendziorra, N. Meidinger, E. Pfeffermann, C. Reppin, B. Aschenbach, W. Bornemann, and et al. The european photon imaging camera on XMM-Newton: The pn-CCD camera. *Astronomy and Astrophysics*, 365:L18–L26, January 2001.
- [65] K. Abe, A. Arodzero, C. Baltay, J. E. Brau, M. Breidenbach, P. N. Burrows, A. S. Chou, G. Crawford, C. J. S. Damerell, and P. J. Dervan. Design and performance of the SLD vertex detector: a 307 Mpixel tracking system. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 400(2–3):287–343, December 1997.
- [66] S. Barlag and The ACCMOR Collaboration. First measurement of the lifetime of the charmed strange baryon Ξ_c^0 . *Physic Letters B*, 236(4):495–500, March 1990.
- [67] E. Belau, R. Klanner, G. Lutz, E. Neugebauer, H. J. Seebrunner, A. Wylie, T. Böhringer, L. Hubbeling, P. Weihammer, J. Kemmer, U. Kötz, and M. Riebesell. Charge collection in silicion strip detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 214(2–3):253–260, September 1983.
- [68] P. Azzi, N. Bacchetta, G. Bolla, D. Glenzinski, C. Haber, J. Incandela, E. Kajfasz, M. D. Peters, N. M. Shaw, F. P. Snider, J. Spalding, L. Spiegel, and D. Stuart. Radiation damage experience at CDF with SVX'. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 383(1):155–158, December 1996.
- [69] The CMS collaboration. CMS tracker tehcnical design report. Technical report, CERN, 1998.
- [70] The ATLAS collaboration. Atlas inner detector technical design report vol. 1. Technical report, CERN, April 1997.
- [71] The ATLAS collaboration. Atlas inner detector technical design report vol. 2. Technical report, CERN, April 1997.
- [72] M. Bruzzi. Radiation damage in silicon detectors for high-energy physics experiments. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 48(4):960–971, August 2001.
- [73] G. Casse, P. P. Allport, and M. Hanlon. Improving the radiation hardness properties of silicon detectors using oxygenated n-type and p-type silicion. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 47(3):527–532, June 2000.
- [74] P. P. Allport, G. Casse, and A. Greenall. Radiation tolerance of oxygenated n-strip read-out detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 513(1–2):84–88, November 2003.
- [75] G. Casse, P. P. Allport, T. J. V. Bowcock, A. Greenall, M. Hanlon, and J. N. Jackson. First results on the charge collection properties of segmented detectors made with p-type bulk silicon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 487(3):465–470, July 2002.
- [76] G. Casse, P. P. Allport, S. Martí i Garcia, M. Lozano, and P. R. Turner. First results on charge collection efficiency of heavily irradiated microstrip sensors fabricated on oxygenated p-type silicion. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 518(1–2):340–342, February 2004.

- [77] G. Casse, P. P. Allport, S. Martí i Garcia, M. Lozano, and P. R. Turner. Performances of miniature microstrip detectors made on oxygen enriched p-type substrates after very high proton irradiation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 535(1–2):362–365, December 2004.
- [78] P. P. Allport, G. Casse, M. Lozano, P. Sutcliffe, J. J. Velthuis, and J. Vosseveld. Performance of p-type micro-strip detectors after irradiation to $7,5 \times 10^{15}$ p/cm². *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 52(5):1903–1906, October 2005.
- [79] G. Casse, P. P. Allport, S. F. Biagi, T. J. V. Bowcock, A. Greenall, and P. R. Turner. Charge collection and charge sharing in heavily irradiated n-side read-out silicium microstrip detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 511(1–2):112–117, September 2003.
- [80] M. Lozano, G. Pellegrini, C. Fleta, C. Loderer, J. M. Rafí, M. Ullán, F. Campabadal, C. Martínez, M. Key, G. Casse, and P. P. Allport. Comparison of radiation hardness of P-in-N, N-in-P, and N-in-N silicium pad detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 52(5):1468–1473, October 2005.
- [81] The LHCb-VELO Collaboration. Lhcb-velo technical design report. Technical report, CERN, 2005 2005.
- [82] C. Troncon and The ATLAS Pixel Collaboration. Radiation hardness performance of ATLAS pixel tracker. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 530(1–2):65–70, September 2004.
- [83] T. Rohe, D. Bortoletto, V. Chiochia, L. M. Cremaldi, S. Cucciarelli, A. Dorokhov, C. Hörmann, D. Kim, M. Konecki, D. Kottlinski, K. Prokofiev, C. Regentus, D. A. Sanders, S. Son, T. Speer, and M. Swartz. Fluence dependence of charge collection of irradiated pixel sensors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 552(1–2):232–238, October 2005.
- [84] G. Casse, A. Affolder, P. P. Allport, H. Brown, and M. Wormald. Enhanced efficiency of segmented silicium detectors of different thicknesses after proton irradiations up to 1×10^{16} n_{eq}cm⁻². *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 624(2):401–404, December 2010.
- [85] J. Lange, J. Becker, E. Fretwurst, R. Klanner, and G. Lindström. Properties of a radiation-induced charge multiplication region in epitaxial silicium diodes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 622(1):49–58, October 2010.
- [86] G. Casse, A. Affolder, P. P. Allport, H. Brown, I. McLeod, and M. Wormald. Evidence of enhanced signal response at high bias voltages in planar silicium detectors irradiated up to $2,2 \times 10^{16}$ n_{eq}cm⁻². *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 636(1):S56–S61, April 2011.
- [87] D. Renker and E. Lorenz. Advances in solid state photon detectors. *Journal of Instrumentation*, 4:P04004, April 2009.

- [88] Aull B. F., A. H. Loomis, D. J. Young, R. M. Heinrichs, B. J. Felton, P. J. Daniels, and D. J. Landers. Geiger mode avalanche photodiodes for three-dimensional imaging. *Lincoln Laboratory Journal*, 13(2):335–350, 2002.
- [89] G. C. Huth. Recent results obtained with high field, internally amplifying semiconductor radiation detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 13(1):36–42, 1966.
- [90] H. W. Rugg. An optimized avalanche photodiode. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 14(5):239–251, May 1967.
- [91] P. Webb and A. R. Jones. Large area reach-through avalanche diodes for radiation monitoring. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 21(1):151–158, January 1974.
- [92] T. Kaneda, H. Matsumoto, and T. Yamaoka. A model for reach-through avalanche photodiode (RAPD's). *Journal of Applied Physics*, 47(7):3135–3139, July 1976.
- [93] S. Kishimoto. High time resolution X-ray measurements with an avalanche photodiode detector. *Review of Scientific Instruments*, 63(1):824–827, January 1992.
- [94] A. Q. R. Baron, R. Rüffer, and J. Metge. A fast, convenient, X-ray detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 400:124–132, 1997.
- [95] A. Q. R. Baron, S. Kishimoto, J. Morse, and J.-M. Rigal. Silicon avalanche photodiodes for direct X-ray detection. *Journal of Synchrotron Radiation*, 13:131–142, 2006.
- [96] M. R. Squillante, R. Farrell, and J. C. Lund. Avalanche diode low energy x-ray and nuclear particle detector. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 33(1):336–339, February 1986.
- [97] M. Moszynski, M. Szawlowski, M. Kapusta, and M. Balcerzky. Large area avalanche photodiodes in scintillation and X-rays detection. *Nuclear Instruments and Methods A*, 485(3):504–521, June 2002.
- [98] R. Farrell, K. Vanderpuye, L. Cirignano, M. R. Squillante, and G. Entine. Radiation detection performance of very high gain avalanche photodiodes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 353(1–3):176–179, December 1994.
- [99] M. J. Szawlowski, S. Zhang, A. DeCecco, M. Madden, M. Lindberg, and E. Gramsch. Performance of large area avalanche photodiodes. In *Conference Record of the 1992 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference*, volume 1, pages 239–241, 25–31 October 1992.
- [100] T. Ikagawa, J. Kataoka, Y. Yatsu, N. Kawai, K. Mori, T. Kamae, H. Tajima, T. Mizuno, Y. Fukazawa, Y. Ishikawa, N. Kawabata, and T. Inutsuka. Performance of large-area avalanche photodiode for low-energy X-rays and γ -rays scintillation detection. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 515:671–679, 2003.
- [101] M. Moszynski, M. Szawlowski, M. Kapusta, and M. Balcerzyk. Avalanche photodiodes in scintillation detection. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 497(1):226–233, January 2003.

- [102] A. Q. R. Baron. Detectors for nuclear resonant scattering experiments. *Hyperfine Interactions*, 125:29–42, 2000.
- [103] A. Q. R. Baron and S. L. Ruby. Time resolved detection of X-rays using large area avalanche photodiodes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 343:517–526, 1994.
- [104] P. P. Webb and R. J. McIntyre. Multi-element reachthrough avalanche photodiodes. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 31(9):1206–1212, September 1984.
- [105] E. Gramsch, M. Szawlowski, S. Zhang, and M. Madden. Fast, high density avalanche photodiode array. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 41(4):762–766, August 1994.
- [106] R. Lecomte, J. Cadorette, P. Richard, S. Rodrigue, and D. Rouleau. Design and engineering aspects of a high resolution positron tomograph for small animal imaging. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 41(4):1446–1452, August 1994.
- [107] R. J. McIntyre, P. P. Webb, and H. Dautet. A short-wavelength selective reachthrough avalanche photodiode. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 43(3):1341–1346, June 1996.
- [108] R. Lecomte, C. Pepin, D. Rouleau, H. Dautet, R. J. McIntyre, D. McSween, and P. P. Webb. Radiation detection measurements with a new “buried junction” silicon avalanche photodiode. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 423:92–102, 1999.
- [109] K. Deiters, Y. Musienko, S. Nicol, B. Patel, D. Renker, S. Reucroft, R. Rusack, T. Sakhelashvili, J. Swain, and P. Vikas. Properties of the most recent avalanche photodiodes for the CMS electromagnetic calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 442:193–197, 2000.
- [110] K. Deiters, Q. Ingram, Y. Musienko, S. Nicol, P. Patel, D. Renker, S. Reucroft, R. Rusack, T. Sakhelashvili, J. Swain, and P. Vikas. Properties of the avalanche photodiodes for the CMS electromagnetic calorimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 453:223–226, 2000.
- [111] S. Cova, M. Ghioni, A. Lacaita, C. Samori, and F. Zappa. Avalanche photodiodes and quenching circuits for single-photon detection. *Applied Optics*, 35(12):1956–1976, April 1996.
- [112] S. Vasile, R. J. Wilson, S. Shera, D. Shamo, and M. R. Squillante. High gain avalanche photodiode arrays for DIRC applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 46(4):848–852, August 1999.
- [113] F. Zappa, S. Tisa, A. Gulinatti, A. Gallivanoni, and S. Cova. Monolithic CMOS detector module for photo counting and picosecond timing. In *Proceeding of the 34th European Solid-State Device Research Conference (ESSDRC2004)*, pages 341–344, 2004.

- [114] V. Saveliev and V. Golovin. Silicon avalanche photodiodes on the base of metal-resistor-semiconductor (MRS) structures. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 442(1–3):223–229, March 2000.
- [115] S. Saveliev. The recent development and study of silicon photomultiplier. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 535(1–2):528–532, December 2004.
- [116] V. Golovin and V. Saveliev. Novel type of avalanche photodetector with Geiger mode operation. *Nuclear Instruments and Methods A*, 518(1–2):560–564, February 2004.
- [117] A. Rochas, M. Gani, B. Furrer, P. A. Besse, R. S. Popovic, G. Ribordy, and N. Gisin. Single photon detector fabricated in a complementary metal-oxide-semiconductor high-voltage technology. *Review of Scientific Instruments*, 74(7):3263–3270, July 2003.
- [118] C. Niclass, M. Gerbach, R. Henderson, L. Grant, and E. Charbon. A Single Photon Avalanche Diode implemented in 130-nm CMOS technology. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 13(4):863–869, July/August 2007.
- [119] M. Ghioni, I. Gulinatti, A. an dRech, F. Zappa, and S. Cova. Progress in silicon single-photon avalanche diodes. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 13(4):852–862, April 2007.
- [120] P. Buzhan, B. Dolgoshein, L. Filatov, A. Illyin, V. Kantzerov, V. Kaplin, A. Karakash, F. Kayumov, S. Klemin, E. Popova, and S. Smirnov. Silicon photomultiplier and its possible applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 504(1–3):48–52, May 2003.
- [121] C. Niclass, A. Rochas, P. A. Besse, and E. Charbon. Toward a 3-D camera based on Single Photon Avalanche Diodes. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 10(4):796–802, July/August 2004.
- [122] C. Niclass, A. Rochas, P.-A. Besse, and E. Charbon. Design and characterization of a CMOS 3-D image sensor based on Single Photon Avalanche Diodes. *IEEE Journal of Solid State Circuits*, 40(9):1847–1854, September 2005.
- [123] E. Grigoriev, A. Akindinov, M. Breitenmoser, S. Buono, E. Charbon, C. Niclass, I. Desforges, and R. Rocca. Silicon photomultipliers and their bio-medical applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 571(1–2):130–133, February 2007.
- [124] A. N. Otte, J. Barral, B. Dolgoshein, J. Hose, S. Klemin, E. Lorenz, R. Mirzoyan, E. Popova, and M. Teshima. A test of silicon photomultipliers as readout for PET. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 545:705–715, 2005.
- [125] D. P. McElroy, V. Saveliev, A. Reznik, and J. A. Rowlands. Evaluation of silicon photomultipliers: A promising new detector for MR compatible PET. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 571:106–109, 2007.
- [126] R.J. McIntyre. A new look at impact ionization-Part I: A theory of gain, noise, breakdown probability, and frequency response. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 46(8):1623–1631, August 1999.

- [127] R. N. Hamm. Dose calculations for Si-SiO₂ layered structures irradiated by X-rays and co-60 gamma rays. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 33(6):1235–1239, December 1986.
- [128] F. R. Palomo. *Test de Eventos Singulares para Microelectrónica Digital en España*. PhD thesis, Escuela Superior de Ingenieros, Universidad de Sevilla, 2012.
- [129] G. P. Summers, E. A. Burke, and M. A. Xapsos. Displacement damage analogs to ionizing radiation effects. *Radiation Measurements*, 24(1):1–8, January 1995.
- [130] R. H. Bartram and A. Lempicki. Efficiency of Electron - Hole Pair Production in Scintillators. *Journal of Luminiscence*, 68(5):225–240, June 1996.
- [131] D. Bräunig and F. Wulf. Atomic displacement and total ionizing dose damage in semiconductors. *Radiation Physics and Chemistry*, 43(1/2):105–127, 1994.
- [132] J. S. Laird, S. Hirao, T. Onoda, and H. Itoh. High injection carrier dynamics generated by MeV heavy ions impacting high-speed photodetectors. *Journal of Applied Physics*, 98(013530):1–14, 2005.
- [133] J. S. Laird, S. Onoda, T. Hirao, L. Edmonds, and T. Ohshima. The role of ion track structure on high-injection carrier dynamics in high-speed Si and III-V optoelectronic sensors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 54(6):2384–2393, December 2007.
- [134] F. McLean and T. Oldham. Basic mechanisms of radiation effects in electronic materials and devices. Technical report, Harry Diamond Laboratory, 1987.
- [135] P. J. McNulty, Farrell G. E., and R. C. Wyatt. Upset phenomena induced by energetic protons and electrons. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 27(6):1516–1522, December 1980.
- [136] G. C. Messenger. A summary review of displacement damage from high energy radiation in silicon semiconductors and semiconductor devices. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 39(3):453–468, June 1992.
- [137] J. R. Srour. Basic mechanisms of radiation effects on electronic materials, devices and integrated circuits. Technical report, Defense Nuclear Agency, 1982. DNA-TR-82-20.
- [138] G. P. Summers, E. A. Burke, P. Shapiro, Messenger S. R., and R. J. Walters. Damage correlation in semiconductors exposed to gamma, electron and proton radiations. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 40(6):1372–1379, December 1993.
- [139] S. R. Messenger, E. A. Burke, G. P. Summers, M. A. Xapsos, Walters R. J., E. M. Jackson, and B. D. Weaver. Non-ionizing energy loss (NIEL) for heavy ions. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 46(6):1595–1602, December 1999.
- [140] J. R. Schwank, M. R. Shaneyfelt, D. M. Fleetwood, J. A. Felix, P. E. Dodd, P. Paillet, and V. Ferlet-Cavrois. Radiation effects in MOS oxides. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 55(4):1833–1853, April 2008.

- [141] P. Paillet, J. Touron, J. Leray, C. Cirba, and A. Michez. Simulation of multi-level radiation-induced charge trapping and thermally activated phenomena in SiO_2 . *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 45(3):1379–1384, 1998.
- [142] C. Dozier, D. Fleetwood, D. Brown, and P. Winokur. An evaluation of low-energy X-ray and cobalt-60 irradiations of MOS transistors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 34(6):1535–1539, December 1987.
- [143] M. R. Shaneyfelt, M. Fletwood, J. Schwank, and M. L. Hughes. Charge yield for cobalt-60 and 10 keV X-ray irradiations of MOS devices. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 38(6):1187–1194, December 1991.
- [144] J. M. Benedetto and H. E. Boesch. The relationship between co-60 and 10 keV X-ray damage in MOS devices. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 33(6):1318–1323, December 1986.
- [145] H. J. Barnaby. Total-ionizing-dose effects in modern CMOS technologies. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53(6):3103–3121, December 2006.
- [146] L. Tseteris, R. Schrimpf, D. Fleetwood, R. Pease, and S. Pantelides. Common origin for enhanced low dose rate sensitivity and bias temperature instability under negative bias. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 52(6):2265–2271, December 2005.
- [147] M. Pekar. Macroscopic derivation of the kinetic mass-action law. *React. Kinet. Mech. Catal.*, 99(1):29–35, 2010.
- [148] K. Petrosjanc and I. Kharitonov. VLSI device parameters extraction for radiation hardness modeling with SPICE. In *Proceedings of IEEE International Conference on Microelectronic Test Structures*, volume 6, pages 1256–1260, March 1993.
- [149] M. Gaitan and Russel T. J. Measurement of radiation-induced interface traps using MOSFETs. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 31(6):1256–1260, December 1984.
- [150] G. W. Hughes. Interface-state effects in irradiated mos structures. *Journal of Applied Physics*, 48(12):5357–5359, December 1977.
- [151] S. C. Witzak, J. S. Suehle, and M. Gaitan. An experimental comparison of measurement techniques to extract Si-SiO_2 interface trap density. *Solid State Electronics*, 35(3):345–355, 1992.
- [152] E. Poindexter. MOS interface states: overview and physicochemical perspective. *Semiconductor Science and Technology*, 4:961–969, 1989.
- [153] R. Hughes. Theory of response of radiation sensing field effect transistors. *Journal of Applied Physics*, 58(3):1375–1379, 1985.
- [154] H. E. Boesch and G. Brown. Charge buildup at high dose and low fields in SIMOX buried oxide. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 38(6):1234–1239, December 1991.
- [155] E. Snow, A. Grove, B. Deal, and C. Sah. Ion transport phenomena in insulating films. *Journal of Applied Physics*, 36(5):1664–1673, 1965.

- [156] C. Brisset, V. Ferlet-Cavrois, O. Flament, O. Musseau, J.-L. Leray, J.-L. Pelloie, R. Escoffier, A. Michez, C. Cirba, and G. Bordure. Two-dimensional simulation of total dose effects on NMOSFET with lateral parasitic transistor. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 43(6):2651–2658, December 1996.
- [157] M. Turowski, A. Raman, and R. D. Schrimpf. Nonuniform Total-Dose-Induced Charge Distribution in Shallow-Trench Isolation Oxides. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 51(6):3166–3171, December 2004.
- [158] Ignasi Cortes. *Design and Optimization of RF power LDMOS Transistors for Base Station Applications*. PhD thesis, Universitat Politècnica de Catalunya, 2008.
- [159] I. Cortés, P. Fernández-Martínez, D. Flores, S. Hidalgo, and J. Rebollo. Analysis of punch-through breakdown in bulk silicon RF power LDMOS transistors. *Microelectronics Reliability*, 48:173–180, 2008.
- [160] I. Cortés, P. Fernández-Martínez, D. Flores, S. Hidalgo, and J. Rebollo. Superjunction LDMOS on thick-SOI technology for RF applications. *Microelectronics Journal*, 39:922–927, 2008.
- [161] I. Cortés, P. Fernández-Martínez, D. Flores, S. Hidalgo, and J. Rebollo. Static and dynamic electrical performances of STI thin-SOI power LDMOS transistors. *Semiconductor Science and Technology*, 23(095024), 2008.
- [162] I. Cortés, P. Fernández-Martínez, D. Flores, S. Hidalgo, and J. Rebollo. Analysis of low-voltage super-junction LDMOS structures on thin-SOI substrates. *Semiconductor Science and Technology*, 23(015009), 2008.
- [163] I. Cortés, P. Fernández-Martínez, D. Flores, S. Hidalgo, and J. Rebollo. The thin-SOI TGLDMOS transistor: a suitable power structure for low voltage applications. *Semiconductor Science and Technology*, 22:1183–1188, 2007.
- [164] B. Jayant Baliga. *Silicon RF Power MOSFETS*. World Scientific Publishing, 2005.
- [165] D. Moncoquit, D. Farenc, P. Rossel, G. Charitat, H. Tranduc, J. Victory, and Pages I. LDMOS transistors for SMART POWER circuits: modeling and design. In *Proceedings of the IEEE Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting*, volume 29, pages 216–219, 1996.
- [166] A. Mai, H. Rücker, and R. Sorge. Impact of the drift region profile on performance and reliability of RF-LDMOS transistors. In *21st International Symposium on Power Semiconductor Devices IC's (ISPSD 2009)*, volume 14-18, pages 100–103, 2009.
- [167] F. Gianotti, M. Mangano, and T. Virdee. Physics potential and experimental challenges of the LHC luminosity upgrade. *European Physics Journal, C* 39:293–333, 2005.
- [168] F. Faccio, B. Allongue, G. Blanchot, C. Fuentes, S. Michelis, S. Orlandi, and R. Sorge. TID and Displacement Damage Effects in Vertical and Lateral Power MOSFETs for Integrated DC-DC Converters. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 57(4):1790–1797, August 2010.

- [169] S. Diez, M. Ullán, G. Pellegrini, M. Lozano, R. Sorge, and D. Knoll. Radiation studies on power LDMOS devices for high energy physics applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 57(6):3322–3328, December 2010.
- [170] IHP Microelectronics website. <http://www.ihp-microelectronics.com/>.
- [171] R. Sorge, A. Ficher, P. Mai, P. Schley, J. Schmidt, C. Wipf, T. Mausolf, R. Pliquet, r. Barth, and K. Ehwald. Complementary RF LDMOS module for 12 V DC/DC converter and 6 GHz power applications. In *Proceedings of the IEEE SIRP*, pages 57–60, 2011.
- [172] Sergio Diez. *Radiation Hardness Studies of Microelectronic Technologies for the ATLAS Upgrade Detector*. PhD thesis, Universitat Autònoma de Barcelona; Instituto de Microelectrónica de Barcelona, Centro Nacional de Microelectrónica (IMB-CNM, CSIC), Septiembre 2010.
- [173] P. Fernández-Martínez, F. R. Palomo, S. Díez, S. Hidalgo, M. Ullán, D. Flores, and R. Sorge. Simulation methodology for dose effects in lateral DMOS transistors. *Microelectronics Journal*, 43:50–56, 2012.
- [174] I. Cortés, G. Toulon, F. Morancho, J. Urresti, X. Perpinya, and B. Villard. Analysis and optimization of safe-operation-area of LUDMOS transistors based on 0.18 μm SOI CMOS technology. *Semiconductor Science and Technology*, 25(4):045013, 2010.
- [175] ATMEL Corporation website. <http://www.atmel.com/>.
- [176] P. Fernández-Martínez, F. R. Palomo, I. Cortés, S. Hidalgo, and D. Flores. Dose induced breakdown in lateral DMOS devices. In *11 th Europea Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems RADECS 2010, Längendfeld (Austria)*, page LN 5, 20-24 September 2010.
- [177] I. Mandić, V. Cindro, I. Dolenc, A. Gorišek, G. Kramberger, M. Mikuž, J. Hartert, J. Bronner, and S. Franz. Online radiation dose measurement system for atlas experiment. In *First International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications (ANIMMA)*, pages 1–7, 2009.
- [178] A. Cester, S. Gerardin, A. Paccagnella, J.R. Schwank, G. Vizkelethy, A. Candelori, and G. Ghidini. Drain current decrease in MOSFETs after heavy ion irradiation. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 51(6):3150–3157, June 2004.
- [179] X. Shou-Bin, H. Ru, H. De-Tao, W. Si-Hao, T. Fei, W. Jian, A. Xia, and Z. Xing. Impact of the displacement damage in channel and source/drain regions on the DC characteristics degradation in deep-submicron MOSFETs after heavy ion irradiation. *Chinese Physics B*, 19(11):117307–1–117307–7, 2010.
- [180] R. Arinero, E. Zhang, N. Rezzak, R. Schrimpf, D. Fleetwodd, B. Choi, A. Hmelo, J. Mekki, A. Touboul, and F. Saigné. High fluence 1.8 mev proton irradiation effects on n-type mos capacitors. *Microelectronics Reliability*, 51(12):2093–2096, December 2011.

- [181] C.C. Foster. Total ionizing dose and displacement damage effects in microelectronics. *Materials Research Society Bulletin*, 28(2):136–140, 2003.
- [182] S. J. Watts, J. Matheson, I. H. Hopkins-Bond, A. Holmes-Siedle, A. Mohammadzadeh, and R. Pace. A new model for generation-recombination in silicon depletion regions after neutron irradiation. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 43:2587–2594, 1996.
- [183] M. Petasecca, F. Moscatelli, D. Passeri, and G. Pignatelli. Numerical simulation of radiation damage effects in p-type and n-type FZ silicon detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53(5):2971–2976, May 2006.
- [184] W. Shockley and W. T. Read. Statistics of the recombination of holes and electrons. *Physical Review*, 87(5):835–842, September 1952.
- [185] R. N. Hall. Electron-hole recombination in germanium. *Physical Review*, 87:387, July 1952.
- [186] M. Huhtinen. Simulation of non-ionising energy loss and defect formation in silicon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 491(1–2):194–215, 2002.
- [187] D. Pennicard, C. Fleta, C. Parkes, R. Bates, G. Pellegrini, and M. Lozano. Simulations of radiation-damage 3D detectors for the Super-LHC. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 592(1–2):16–25, 2008.
- [188] L. Zheng and H. Kraner. Studies of the dependence on oxidation thermal processes of effects on the electrical properties of silicon detectors by fast neutron irradiation. In *Proceedings of the Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference 1991, Santa Fe, New Mexico, USA*, pages 239–245, 2nd-9th November 1991.
- [189] L. Zheng and H. Kraner. Fast neutron radiation damage effects on high resistivity silicon junction detectors. *Journal of Electronic Materials*, 21(7):701–705, 1992.
- [190] P. Fernández-Martínez, F. R. Palomo, S. Hidalgo, C. Fleta, F. Campabadal, and D. Flores. Analysis of displacement damage effects on MOS capacitors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 730:91–94, 2013.
- [191] <https://irradiation.web.cern.ch/irradiation/InfoDose.asp>.
- [192] M. Estrada del Cueto and A. Altuzarra. On the analysis of c-v curves for high resistivity substrates. *Solid State Electronics*, 39(10):1519–1521, 1996.
- [193] J. Luna-López, M. Acebes-Mijares, O. Malik, and R. Glaenger. Modelling the c-v characteristics of mos capacitor on high resistivity silicon substrate for PiN photodiode applications. *Revista Mexicana de Física S*, 52(2):45–47, 2006.
- [194] P. Fernández-Martínez, R. Palomo, I. Cortés, S. Hidalgo, and D. Flores. Simulation of total ionising dose in MOS capacitors. In *Proceedings of the 8th Spanish Conference on Electronic Devices CDE'11, Palma de Mallorca, Spain*, February 8th - 11th 2011.
- [195] C. Bulucea. Recalculation of Irvin's resistivity curves for diffused layers in silicon using updated bulk resistivity data. *Solid State Electronics*, 36(4):489–493, 1993.

- [196] A. Vasilescu and G. Lindström. Note on the fluence normalisation based on the NIEL scaling hypothesis. Technical report, RD-48 CERN, 2000.
- [197] C. Jacoboni, C. Canali, G. Ottaviani, and A. Alberigi Quaranta. A review of some charge transport properties of silicon. *Solid State Electronics*, 20(2):77–170, 1977.
- [198] A.G. Chynoweth. Ionization rates for electrons and holes in silicon. *Physical Review*, 109:1537–1545, 1958.
- [199] A. G. Chynoweth. Uniform silicon P-N junctions II: Ionization rates for electrons. *Journal of Applied Physics*, 31:1161–1165, 1960.
- [200] C. R. Crowell and S. M. Sze. Temperature dependence of avalanche multiplication in semiconductors. *Applied Physics Letters*, 9:242–244, 1966.
- [201] R. Van Overstraeten and H. de Mann. Measurement of the ionizing rates in diffused silicon p-n junctions. *Solid State Electronics*, 13(5):583–608, 1970.
- [202] R. J. McIntyre. Multiplication noise in uniform avalanche diodes. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 13(1):164–168, January 1966.
- [203] W. Fulop. Calculation of avalanche breakdown voltage of silicon P-N junctions. *Solid-State Electronics*, 10(1):39–43, 1967.
- [204] R. J. McIntyre. Recent developments in silicon avalanche photodiodes. *Measurement*, 3(4):146–152, October-December 1985.
- [205] *Sentaurus Device User Guide*. Synopsys. Version F-2011.09. September 2011.
- [206] T. Lackner. Avalanche multiplication in semiconductors: a modification of Chynoweth’s law. *Solid-State Electronics*, 1991(1):33–42, 1991.
- [207] Y. Okuto and C. R. Crowell. Threshold energy effect on avalanche breakdown voltage in semiconductor junctions. *Solid-State Electronics*, 18:161–168, 1975.
- [208] M.C. Vecchi and M. Rudan. Modeling electron and hole transport with full-band structure effects by means of the spherical-harmonics expansion of the BTE”. *IEEE Transactions on Electron devices*, 45(1):230–238, 1998.
- [209] S. Reggiani, M. Valdinoci, L. Colalongo, M. Rudan, G. Baccarini, A. D. Strickner, F. Illien, N. Felber, W. Fichtner, and L. Zullino. Electron and hole mobility in silicon at large operating temperatures - Part I: Bulk mobility. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 49(3):490–499, 2002.
- [210] M. Valdinoci, D. Ventura, M.C. Vecchi, M. Rudan, G. Baccarini, F. Illien, A. Strickner, and L. Zullino. Impact-ionization in silicon at large operating temperatures. In *International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD)*, pages 27–30, Kyoto, Japan, September 1999.
- [211] E. Gnani, S. Reggiani, M. Rudan, and G. Baccarini. Extraction method for the impact-ionization multiplication factor in silicon at large operating temperatures. In *Proceedings of the 32nd European Solid-State Device Research Conference (ESS-DERC)*, pages 227–230, Florence, Italy, September 2002.

- [212] S. Reggiani, M. Rudan, E. Gnani, and G. Baccharini. Investigation about the high-temperature impact-ionization coefficients in silicon. In *Proceedings fo the 34th European Solid-State Device Research Conference (ESSDERC)*, pages 245–248, Leuven, Belgium, September 2004.
- [213] S. Reggiani, E. Gnani, Rudan M., G. Baccharini, C. Corvasce, D. Barlini, M. Crappa, W. Fichtner, M. Denison, N. Jensen, G. Groos, and M. Stecher. Experimental extraction of the electron impact-ionization coefficients in high operation temperatures. In *IEDM Technical Digest*, pages 407–410, San Francisco, CA (USA), September 2004.
- [214] I. Cortés, P. Fernández-Martínez, D. Flores, S. Hidalgo, and J. Rebollo. Gain estimation of RT-APD devices by means of TCAD numerical simulations. In *Proceedings of the 8th Spanish Conference on Electronic Devices CDE'11, Palma de Mallorca, Spain*, February 8th - 11th 2011.
- [215] B. Jayant Baliga. *Modern Power Devices*. Krieger Publishing Co., 1987.
- [216] A. Rochas, Pauchard A. R., P.-A. Besse, D. Pantic, Z. Prijic, and R. S. Popovic. Low-noise silicon avalanche photodiodes fabricated in conventional CMOS technologies. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 49(3):387–394, March 2002.
- [217] Z. Sadygov, A. Olshevski, I. Chirikov, I. Zheleznykh, and A. Novikov. Three advanced designs of micropixel avalanche photodiodes: Thier present status, maximum possibilities and limitations. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 567:70–73, 2006.
- [218] G. Pellegrini, C. Fleta, F. Campabadal, M. Miñano, M. Lozano, J. M. Rafí, and M. Ullán. Technology of p-type microstrip detectors with radiation hard p-spray, p-stop and moderated p-spray insulations. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 579:599–603, 2007.
- [219] J. M. Rafi, M. Zabala, O. Beldarrain, and F. Campabadal. Deposition temperature and thermal annealing effects on the electrical characteristics of atomic layer deposited al_2o_3 films on silicion. *Journal of Electrochemical Society*, 158(5):G108–G114, 2011.
- [220] O. Beldarrain, M. Duch, M. Zabala, J. M. Rafí, M. González, and F. Campabadal. Blistering of atomic layer deposition al_2o_3 layers grown on silicon and its effect on metal–insulator–semiconductor structures. *Journal of Vacuum Science and Technology A*, 31(1):01A128 – 01A128–6, January 2013.
- [221] IMB-CNM. Design rules for the CMOS CNM25 technology. Technical report, IMB-CNM (CSIC), 1996.
- [222] M. Vellvehi, D. Flores, X. Jordà, S. Hidalgo, J. Rebollo, L. Coulbeck, and P. Waind. Design considerations for 6.5 kV IGBT devices. *Microelectronics Journal*, 35(3):269–275, 2004.
- [223] L. Van Vaeck, A. Adriaens, and R. Gijbels. Static secondary ion mass spectrometry (S-SIMS) Part 1: methodology and structural interpretation. *Mass Spectrometry Reviews*, 18(1):1–47, 1999.

- [224] A. Adriaens, L. Van Vaeck, and F. Adams. Static secondary ion mass spectrometry (S-SIMS) Part 2: material science applications. *Mass Spectrometry Reviews*, 18(1):48–81, 1999.
- [225] <http://www.amptek.com/a250.html>.
- [226] <http://www.amptek.com/a275.html>.
- [227] <http://www.ortec-online.com/Solutions/multichannel-analyzers.aspx>.
- [228] <http://www.ortec-online.com/download/671.pdf>.
- [229] Datos del decaimiento nuclear del Nuclear Data Center, at Brookhaven National Laboratory: <http://www.nndc.bnl.gov/>.
- [230] V. Eremin, N. Strokan, E. Verbitskaya, and Z. Li. Development of transient current and charge techniques for the measurement of effective net concentration of ionized charges (n_{eff}) in the space charge region of p-n junction detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 372:388–398, 1996.
- [231] G. Kramberger, V. Cindro, I. Mandic, M. Mikuz, and M. Zavrtanik. Determination of effective trapping times for electrons and holes in irradiated silicon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 476:645–651, 2002.
- [232] J. Fink, P. Lodomez, H. Krüger, H. Pernegger, P. Weilhammer, and N. Wermes. TCT characterization of different semiconductor materials for particle detection. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 565:227–233, 2006.
- [233] IJS Reactor Center page. <http://www.rcp.ijs.si>.
- [234] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 2nd edition, 1994.
- [235] G. Kramberger, V. Cindro, I. Mandic, M. Mikuz, M. Zavrtanik, G. Pellegrini, M. Baselga, S. Hidalgo, P. Fernández-Martínez, D. Quirion, V. Fadeyev, and H. Sadrozinski. Radiation hardness of low gain amplification detectors (lgad). In *24th RD50 Workshop, Bucharest (Romania)*,, 2014.
- [236] G. Kramberger. Studies of cnm diodes with gain. In *22nd RD50 Workshop, Albuquerque (NM, USA)*,, June 2013.
- [237] S. Ely, V. Fadeyev, Z. Galloway, J. Ngo, C. Parker, and H. F.-W. Sadrozinski. Pulse shapes of alpha particles in CNM diodes with and without gain. In *22nd RD50 Workshop, Albuquerque (NM, USA)*,, June 2013.
- [238] M. Fernández, R. Jaramillo, F. Vitorero, and I. Vila. Preliminary analysis of red TCT measurements on LGAD’s produced at CNM-Barcelona focus on gain and uniformity. In *22nd RD50 Workshop, Albuquerque (NM, USA)*,, June 2013.
- [239] M. Fernández, R. Jaramillo, J. González, and I. Vila. Thermal characterization of Low Gain Avalanche Diodes. In *23^d RD50 Workshop, CERN, Geneva (Switzerland)*,, November 2013.