

T.
(043)620
2020
Al 16

TESIS CARRERA DE DOCTORADO EN CIENCIAS DE
LA INGENIERÍA

**ARREGLOS DE SENSORES DE RADIACIÓN
IONIZANTE INTEGRADOS**

Ing. Fabricio P. Alcalde Bessia
Doctorando

Dr. J. Lipovetzky
Director

Dr. M. Gómez Berisso
Codirector

Miembros del Jurado

Dr. D. Grosz (Instituto Balseiro)

Dr. P. Mandolesi (Universidad Nacional del Sur)

Ing. R. Cibils (INVAP)

Febrero de 2020

Bajas Temperaturas – Centro Atómico Bariloche

Instituto Balseiro
Universidad Nacional de Cuyo
Comisión Nacional de Energía Atómica
Argentina

INVENTARIO: 24128
11.06.2021
Biblioteca Leo Falicov

A mi familia
A mis amigos

Índice de contenidos

Índice de contenidos	v
Resumen	vii
Abstract	ix
1. Introducción	1
1.1. Interacción de la radiación ionizante con los detectores de silicio	3
1.2. Circuitos integrados CMOS	4
1.3. Sensores de imagen CMOS	6
2. Efectos de radiación en circuitos integrados CMOS	9
2.1. Daño por dosis total	9
2.2. Daño por desplazamiento atómico	20
2.3. Efectos de radiación en sensores de imagen CMOS	25
2.4. Resumen del capítulo	30
3. Medición de dosis de radiación ionizante con dispositivos SOI	33
3.1. Transistores FD-SOI fabricados en UCL	34
3.2. Respuesta a dosis de dispositivos FD-SOI	34
3.3. Determinación experimental de V_{th}	36
3.4. Experimentos realizados	38
3.5. Circuito de ultra bajo consumo para medición de dosis total	42
3.6. Resumen del capítulo	48
4. Detección de partículas con sensores de imagen CMOS comerciales	49
4.1. Detección y clasificación	50
4.2. Micro-radiografías por detección directa	52
4.3. Prototipo de clasificador de partículas para detección de radón	59
4.4. Resumen del capítulo	62
5. Exposición de sensores de imagen CMOS comerciales a neutrones térmicos	63
5.1. Experimentos realizados	65
5.2. Análisis de resultados	67
5.3. Mecanismo de daño propuesto	72
5.4. Resumen del capítulo	76

6. Diseño de un detector de partículas monolítico	79
6.1. Descripción del detector	80
6.2. Diseño del píxel	81
6.3. Subsistema analógico dentro del píxel	82
6.4. Subsistema digital dentro del píxel	87
6.5. Diseño general del circuito integrado	90
6.6. Medición y caracterización del detector	95
6.7. Resumen del capítulo	100
7. Conclusiones y trabajos futuros	103
Bibliografía	107
Publicaciones asociadas	117
Otras publicaciones	119
Agradecimientos	121

Resumen

El presente trabajo abarca el estudio, aplicación y diseño de arreglos de sensores de radiación ionizante integrados. En particular, se hace énfasis en el uso de circuitos integrados en tecnología CMOS, tanto en procesos de tipo *bulk* como en procesos de tipo *Silicon-on-Insulator* (SOI), para la detección de partículas y adquisición de imágenes radiográficas. Además, se estudian los efectos que la radiación produce en los dispositivos fabricados en esta tecnología y se aprovechan esos efectos para implementar un sensor de dosis e identificar mecanismos de daño a sensores de imagen.

En este sentido, el efecto de degradación por dosis total se utiliza para determinar la dosis absorbida con transistores MOS fabricados en un proceso de tipo *Fully-Depleted* SOI (FD-SOI). En este punto se realiza el primer aporte de la tesis al estado del arte: se presenta un circuito formado por un par de transistores FD-SOI complementarios cuya salida es proporcional a la dosis absorbida y que, además, cuenta con compensación ante variaciones de temperatura. Se realiza una descripción del funcionamiento del circuito y una caracterización del mismo utilizando para ello fotones de rayos X de alta energía.

A continuación, se estudia el uso de sensores de imagen CMOS comerciales para la adquisición de imágenes radiográficas mediante la técnica de detección directa. Se muestra la capacidad de adquirir imágenes radiográficas de distintos objetos y, luego, se realiza un análisis de los factores que intervienen en la eficiencia y resolución de la técnica, demostrando que existe una relación de compromiso entre ambas. Por otro lado, aprovechando la capacidad de este tipo de sensores de detectar y clasificar partículas, se implementa un prototipo en base al cual es posible identificar partículas provenientes de la cadena de decaimiento del gas radón.

Otra aplicación de los sensores de imagen CMOS es la adquisición de imágenes radiográficas de neutrones térmicos mediante la utilización de capas de conversión neutrónicas. El aporte de este trabajo en la materia es demostrar que, en los circuitos integrados que usan *BoroPhosphoSilicate Glass* (BPSG), los neutrones térmicos producen daño por desplazamiento en el arreglo de píxeles y que, para evitarlo, se deben utilizar tecnologías más modernas donde no se utilice boro en el proceso de fabricación.

Finalmente, se presenta el diseño de un circuito integrado de aplicación específica para la detección de partículas ionizantes. Se trata de un detector pixelado de tipo monolítico, fabricado en un proceso SOI, que tiene las juntas sensibles a radiación construidas debajo del óxido enterrado y la electrónica de procesamiento en el film de silicio superior. Se realizó una primera caracterización del detector con rayos X de baja energía mediante la fluorescencia de varios materiales. Se obtuvo el espectro de altura de pulsos, se realizó una calibración en energía de su respuesta y se midió el ruido electrónico. Gracias a sus características, el detector podrá ser utilizado para la obtención de imágenes radiográficas agregando resolución en energía.

Palabras clave: DETECTORES, RADIACIÓN IONIZANTE, CMOS, SOI

Abstract

The present work covers the analysis, application, and design of arrays of integrated ionizing radiation sensors. Particularly, it is focused on the use of CMOS integrated circuits, in both bulk and *Silicon on Insulator* (SOI) fabrication processes, for particle detection and acquisition of radiographic images. Also, radiation effects to CMOS integrated circuits are studied, allowing the implementation of a sensor that is capable of measuring radiation dose and the identification of radiation damage produced to this type of image sensors.

In this sense, the absorbed radiation dose is measured by taking advantage of the effect produced to *Fully Depleted SOI* (FD-SOI) MOS transistors when exposed to a *total ionizing dose*. A pair of complementary FD-SOI transistors are used to create a novel circuit which has an output proportional to the dose absorbed by the devices, and this constitutes the first contribution of this thesis to the state of the art in the topic. A description of the operating principle is presented along with a characterization of its response to high-energy X rays.

Next, the use of commercial CMOS image sensors for the acquisition of radiographic images by direct photon detection is studied. The ability of these sensors to acquire radiographic images of different objects is shown and an analysis of factors involved in the final resolution and efficiency of the technique is carried out, where a trade off between both is demonstrated. On the other hand, by taking advantage of the particle detection and classification capabilities of these sensors, a prototype of radiation detector is built which allows the identification of particles released by Radon.

Another application of CMOS image sensors is neutron imaging with the addition of a neutron conversion layer on top of the sensor. In this application the sensor is directly exposed to thermal neutrons. The contribution of this work is to demonstrate that displacement damage is produced to the array of pixels by thermal neutrons when the integrated circuit fabrication process makes use of *BoroPhosphoSilicate Glass* (BPSG). In order to avoid this damage, newer technologies—which do not add Boron to insulation layers—should be used.

Finally, an application specific integrated circuit for the detection of ionizing particles is presented. It is a monolithic and pixelated sensor, fabricated in an SOI process, which has radiation sensitive junctions below the buried oxide connected to the processing electronics on the top silicon film. A first characterization of the sensor was carried out using low energy fluorescence X rays from different materials. Pulse height spectrums and the energy calibration curve were obtained and, finally, the electronic noise was measured. This sensor is suitable for the acquisition of radiographic images with the addition of spectroscopic information.

Keywords: DETECTORS, IONIZING RADIATION, CMOS, SOI

Capítulo 1

Introducción

Desde el descubrimiento de los rayos X en 1895 por W. C. Röntgen y de la radioactividad en 1896 por A. H. Becquerel, las radiaciones ionizantes han sido utilizadas en numerosas aplicaciones. El descubrimiento trajo consigo una revolución de ideas y posibles usos que fueron plasmados en más de mil artículos y decenas de libros publicados tan solo en el año siguiente al descubrimiento [1]. La aplicación más importante por aquellos años, y que revolucionó el campo de la medicina, fue la adquisición de imágenes radiográficas utilizando emulsiones fotográficas.

Desde el inicio, las placas radiográficas jugaron el papel más importante en la detección de la radiación, ya que estuvieron estrechamente ligadas a su descubrimiento. Las mismas fueron perfeccionadas con el correr de los años e incluso aún hoy en día siguen siendo utilizadas. En las décadas de 1930 y 1940 se comenzaron a utilizar otros métodos de detección basados en ionización de gases y centelleo. La detección de radiación mediante la observación de los destellos producidos en una sal de sulfuro de cinc fue una de las primeras aplicaciones de los materiales centelladores. Sin embargo, con el desarrollo del tubo fotomultiplicador es que se le dio mayor impulso a este método, ya que permitió el conteo de pulsos de forma electrónica. Los materiales centelladores siguen estando vigentes aún hoy, debido a su rápida respuesta y su alto número atómico, y siguen siendo investigados activamente.

Por otro lado, la ionización de gases producto de la interacción con la radiación fue utilizada para desarrollar lo que se conoce como *cámaras de ionización*. Se trata de un recipiente que contiene un gas y donde existe un campo eléctrico intenso entre dos electrodos. Ante la interacción de una partícula, se produce la ionización del gas y se observa una descarga, que puede ser medida como un pulso eléctrico entre los electrodos. En 1928, Geiger y Müller inventaron su famoso contador Geiger-Müller, que permitió obtener una señal intensa y contar interacciones individuales de partículas de una forma simple y fácil de usar.

Hacia finales de la década de 1950 y principios de los 60s, con el descubrimiento de los dispositivos semiconductores, rápidamente aparecieron los detectores de juntura y de barrera de superficie. La ventaja de tener detectores de estado sólido fue evidente: con ellos era posible detectar partículas en volúmenes mucho más pequeños gracias a que cuentan con densidades mil veces mayores que sus contrapartes gaseosas. Además, tienen la ventaja respecto de los materiales centelladores de que permiten realizar una espectrometría mucho más precisa que aquellos, debido a que la cantidad de portadores generados en cada interacción es mucho mayor.

A partir de la década del 60, el avance de la electrónica, y en particular la invención

de los circuitos integrados, hizo que se mejoraran los sistemas de procesamiento de señales y adquisición de datos a la vez que se reducía el tamaño de los equipos, el consumo de potencia y aumentaba la confiabilidad [1]. Actualmente, es muy raro encontrar elementos discretos—i.e., no integrados—en la cadena de procesamiento de señal de un detector de radiación. La gran capacidad de integración permitió crear arreglos de pequeños detectores en los que cada uno se conecta a su propia cadena de procesamiento y, por lo tanto, hoy en día es posible contar con cientos o miles de pequeños detectores funcionando en paralelo. Haciendo arreglos bidimensionales, no solo es posible saber que ocurrió una interacción y cuanta carga fue depositada sino que, además, es posible obtener información de en qué punto del arreglo sucedió.

Hoy en día el uso en medicina de las radiaciones ionizantes está ampliamente difundido. La adquisición de imágenes radiográficas es una técnica de rutina y los detectores utilizados cuentan con interfaces digitales, lo que permite observar la imagen en cualquier dispositivo y/o transmitirla de forma instantánea en formato electrónico. Además, mediante la técnica de tomografía computarizada se pueden obtener imágenes en tres dimensiones del interior del cuerpo humano. Otros equipos de diagnóstico por imágenes como la tomografía computarizada por emisión de fotones (SPECT, según su sigla en inglés) y la tomografía por emisión de positrones (PET, según su sigla en inglés) permiten no sólo obtener imágenes en tres dimensiones, sino que además permiten observar los procesos biológicos en el momento en que se producen, como por ejemplo dónde ocurre la absorción de determinada sustancia. Todos estos equipos hacen uso de arreglos de detectores, ya sea semiconductores o centelladores acoplados a detectores semiconductores, como por ejemplo diodos P-I-N o SiPM (*Silicon PhotoMultiplier*).

Los arreglos de detectores semiconductores también son utilizados en experimentos de física de partículas de altas energías y/o física de astropartículas. Por ejemplo, son utilizados como detectores en los experimentos ATLAS [2] y Mu3e [3], donde su capacidad para detectar, contar y determinar la posición en el espacio de las partículas es utilizada para trazar la dirección del viaje y determinar el tipo de partícula incidente.

Por último, los detectores semiconductores también son utilizados en dosímetros personales electrónicos gracias a su pequeño tamaño, bajo consumo y la facilidad con la que se interconectan a la electrónica de lectura.

El objetivo de la presente tesis consiste en explorar el uso de circuitos integrados CMOS, tanto en procesos de fabricación estándar como en procesos de tipo *Silicon-On-Insulator* (SOI), para la detección de radiación ionizante. En particular, se estudia la aplicación de los sensores de imagen CMOS a la detección de partículas y los efectos que estas producen sobre el sensor. Finalmente, se quiere aplicar los conocimientos adquiridos al diseño un circuito integrado detector de partículas, formado por un arreglo de detectores (píxeles) y, por este motivo, es que se deben estudiar en profundidad los efectos de radiación producidos tanto en procesos bulk como SOI.

En las secciones siguientes se realiza una breve introducción a los principios físicos de interacción de la radiación con los dispositivos semiconductores que serán utilizados a lo largo de la tesis. En particular, se describe la interacción de las partículas con los sensores de imagen CMOS y cómo es posible detectar estas interacciones.

El Capítulo 2 sirve a modo de resumen de los efectos de radiación en dispositivos semiconductores que están reportados en la literatura y, en particular, los efectos en procesos de fabricación CMOS. Allí se trata primero el daño por ionización de los óxidos—también llamado daño por dosis total o *Total Ionizing Dose* (TID)—y, luego, el

daño por desplazamiento atómico. El capítulo finaliza con una sección donde se detalla cómo los efectos mencionados modifican la respuesta de los sensores de imagen CMOS.

En el Capítulo 3 se hace uso del efecto de TID en transistores MOS que fueron fabricados especialmente en un proceso de tipo SOI para la medición de dosis de rayos X de alta energía. Además, se presenta un nuevo circuito formado por dos de estos dispositivos que permite obtener una salida proporcional a dosis absorbida.

El Capítulo 4 comienza mostrando publicaciones previas en las que se utilizan sensores de imagen CMOS comerciales para detectar y clasificar partículas ionizantes. Luego, se presenta el trabajo realizado para la adquisición de imágenes radiográficas con este tipo de sensores y se analizan algunos de los parámetros que intervienen en la resolución espacial del método. Además, se describe un prototipo de detector de partículas que permitiría registrar niveles de contaminación ambiental.

En el Capítulo 5 se aborda el tema de qué sucede cuando se exponen sensores de imágenes CMOS a neutrones térmicos para la adquisición de neutrografías. Los neutrones térmicos tienen baja probabilidad de interacción con el silicio, material con el que están fabricados los sensores pero, sin embargo, se observa que se produce un daño permanente producto de la exposición a los mismos. En ese capítulo se muestran los experimentos realizados y se llega a concluir el motivo por el cual se produce el daño.

En el Capítulo 6 se muestra un diseño propio de un circuito integrado detector de partículas que aprovecha ciertos aspectos de un proceso de fabricación de tipo SOI para crear un detector monolítico, en el que el sensor y la electrónica de procesamiento y lectura se encuentran en la misma pastilla de silicio.

Finalmente las conclusiones de la tesis se presentan en el Capítulo 7.

1.1. Interacción de la radiación ionizante con los detectores de silicio

En esta sección se introduce de forma muy breve el principio por el cual es posible detectar partículas ionizantes con dispositivos de silicio. Los detalles de la interacción de las partículas con la materia pueden verse en la referencia [4] y los detalles de fabricación y funcionamiento de los dispositivos semiconductores pueden verse en la referencia [5].

Cuando una partícula ionizante incide sobre un semiconductor de silicio produce una gran cantidad de pares electrón-hueco en el material. Si se trata de un fotón, dependiendo de su energía, la interacción se produce por efecto fotoeléctrico, dispersión de Compton o creación de pares [4]. En cualquier caso, la partícula emitida luego de la interacción—es decir, el electrón si se trata de efecto fotoeléctrico o Compton—pierde su energía cinética a través interacciones coulombianas con los átomos de la red de silicio. La pérdida de energía de la partícula se traduce en una generación de portadores libres, pares electrón-hueco, en su camino. Luego de la interacción existe una zona donde la densidad de portadores es mayor a la del equilibrio termodinámico y, por lo tanto, ocurrirá un proceso de difusión y recombinación de cargas.

Para poder detectar la interacción es necesario separar los portadores antes de que ocurra la recombinación y para ello es que se utilizan los diodos de juntura. Cuando los portadores son generados en la zona de vaciamiento de una juntura P-N polarizada en inversa, como se muestra en la figura 1.1, el campo eléctrico existente en esa zona arrastra los portadores libres, que son recolectados en los nodos de salida, produciendo una señal medible. La energía promedio necesaria para producir un par electrón-hueco

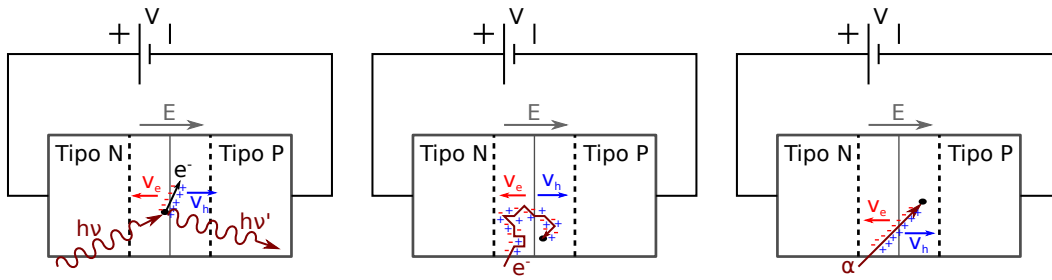


Figura 1.1: Interacción de un fotón por efecto Compton, de un electrón energético y de un ion alfa con la zona de vaciamiento de una juntura PN polarizada en inversa, donde existe un campo eléctrico interno E .

en silicio es de $3,6\text{ eV}$, por lo tanto se generarán miles de pares en cada interacción, lo que dependerá de la energía del fotón incidente y del tipo de interacción. Para fotones de baja energía, por ejemplo algunos keV, ocurre efecto fotoeléctrico con mayor probabilidad y, entonces, la cantidad de portadores generados N es en promedio

$$N = \frac{h\nu}{3,6\text{ eV}}. \quad (1.1)$$

Para fotones de mayor energía la probabilidad de efecto fotoeléctrico disminuye y aumenta la de dispersión de Compton. En este caso, el fotón incidente transfiere parte de su energía a un electrón del material y es este último el que produce la ionización a medida que se frena. La cantidad de pares producidos será igual entonces a la energía del electrón dispersado dividido $3,6\text{ eV}$.

En cualquier caso, la carga generada puede medirse como un incremento temporal, en forma de pulso, en la corriente de la juntura en inversa.

Si en vez de un fotón la partícula incidente al sensor es un electrón energético, el efecto sobre el sensor es muy similar al del fotón en el sentido de que el electrón incidente es equivalente a un electrón fotogenerado y, por lo tanto, produce el mismo tipo de señal de salida. El camino recorrido por los electrones es de tipo Browniano, es decir que avanzan en direcciones aleatorias a medida que pierden energía ionizando el material.

Por otra parte, si la partícula incidente al sensor es un ión de hidrógeno (protón), un ión de helio (partícula alfa) o un ión de alguna otra especie pero “pesado”, con masa mucho mayor a la del electrón, el proceso de frenado es también por interacción coulombiana, pero el camino recorrido es prácticamente lineal en la dirección y sentido incidente. Es por este motivo que se suele utilizar el *Linear Energy Transfer* (LET), en unidades de MeV cm^{-1} , como modelo de la cantidad de energía que transfiere el ión incidente al material por ionización a medida que avanza en forma recta y hasta que se detiene [4].

1.2. Circuitos integrados CMOS

A lo largo de este trabajo se utilizan como detectores circuitos integrados fabricados en tecnologías CMOS o similares. Por este motivo es necesario conocer cómo son físicamente este tipo de dispositivos. En esta sección se presenta en forma esquemática la estructura física de los circuitos integrados que serán utilizados.

Las siglas CMOS significan *Complementary Metal-Oxide Semiconductor* y hacen

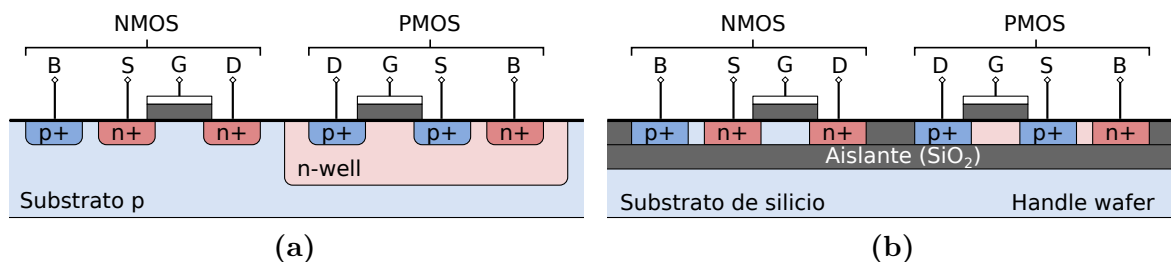


Figura 1.2: (a) Esquema del corte transversal de un proceso de fabricación CMOS estándar (bulk CMOS). (b) Esquema del corte transversal de un proceso de fabricación CMOS sobre una oblea de tipo SOI. D: drain, G: gate, S: source, B: bulk. Los contactos B pueden no utilizarse en los procesos SOI.

referencia a un tipo de proceso de fabricación en el cual se utilizan transistores MOS tipo P y tipo N para fabricar compuertas lógicas. En la figura 1.2a se muestra el corte transversal de un par de dispositivos complementarios fabricados en un proceso CMOS estándar, también conocido como bulk CMOS. Los dispositivos se fabrican en la superficie de la oblea de silicio, generalmente tipo p, mediante técnicas de litografía, implantes iónicos y crecimiento de óxidos en hornos con atmósferas especiales. La oblea de silicio tiene, por lo general, espesores del orden del milímetro, aunque en algunos casos se realiza un proceso de pulido del lado opuesto al de los dispositivos para reducir el espesor total a algunos cientos de micrómetros. La profundidad de las difusiones es de algunas decenas o cientos de nanómetros. Con esta tecnología es que se fabrica la mayor parte de la electrónica digital moderna.

El principal inconveniente de los procesos de tipo bulk es la existencia de un par de transistores bipolares parásitos. Se tiene un transistor parásito tipo NPN entre las difusiones de drain del NMOS, el substrato tipo p, y el nwell. De la misma forma, existen PNPs parásitos entre el substrato, el nwell y el drain del PMOS. El problema es que, por como están conectados, ambos dispositivos forman un tiristor que, al dispararse, hace circular altas corrientes entre las líneas de alimentación, produciendo la falla del circuito. El tiristor se dispara por diversos motivos, pero en particular cuando el circuito es expuesto a radiación, la ionización del substrato por parte de las partículas incidentes provoca en muchos casos el disparo con la consecuente falla catastrófica. Este tipo de falla se conoce como *latch-up* y es un gran problema en los dispositivos expuestos a radiación.

Otra desventaja de los procesos de tipo bulk es que la región en la que ocurre el transporte de cargas abarca sólo una fina capa de la parte superior de la oblea. El 99,9% del espesor de silicio forma un volumen inactivo que sólo introduce efectos indeseables [6]. Por estos motivos es que en las últimas décadas fueron desarrollados los procesos de fabricación de tipo Silicon-On-Insulator, en los que los dispositivos se fabrican en una delgada capa de silicio ubicada sobre un óxido aislante. En la figura 1.2b se muestra el corte de un proceso CMOS fabricado en una oblea SOI. En este tipo de procesos los dispositivos se construyen en “islas” que se encuentran separadas unas de otras mediante óxido de silicio. Gracias a ello se evita completamente la posibilidad de latch-up, ya que los dispositivos bipolares parásitos directamente no existen.

Además, en los transistores SOI las regiones de drain y source generalmente se extienden hasta alcanzar el óxido debajo de ellas. Esto hace que sólo los laterales de las difusiones formen juntas PN y, por lo tanto, se reducen las capacidades parásitas asociadas a la cara inferior. Por estos motivos es que los procesos de tipo SOI tienen por

lo general mejor desempeño en frecuencia, menor consumo y permiten mayor integración que sus contrapartes de tipo bulk.

En el Capítulo 2 se explicarán los efectos que produce la radiación ionizante tanto sobre procesos de tipo bulk como en procesos de tipo SOI. A continuación, se describe como están formados los sensores de imagen CMOS, que por lo general utilizan procesos de fabricación de tipo bulk.

1.3. Sensores de imagen CMOS

En general, un sensor de imagen CMOS (CIS, por su sigla en inglés) está compuesto por un conjunto de píxeles en forma de matriz, que constituyen las unidades básicas sensibles a la luz, y una cantidad de electrónica en bloques periféricos que dan soporte, controlan y transfieren la información. Algunos de estos bloques pueden ser, por ejemplo: reguladores de tensión, lógica digital de control, registros de configuración, conversores analógicos/digitales, drivers de E/S, etc. Los CIS son fabricados en procesos CMOS avanzados con ligeras variaciones respecto de los procesos estándar como, por ejemplo, un número reducido de niveles de metales, dieléctricos antirreflectantes especiales, filtros de color (comúnmente denominados “filtros de Bayer”) y microlentes ubicadas por sobre cada píxel. Un par de secciones transversales típicas se pueden ver en la figura 1.3, donde se muestran dos tipos de CIS. En un principio los CIS eran de tipo *Front-Side Illuminated* (FSI), ya que la luz entraba al circuito integrado desde arriba, atravesando todas las capas de metal para llegar al dispositivo sensor. Más recientemente fueron introducidos los CIS de tipo *Back-Side Illuminated* (BSI), en los que la luz entra del lado de abajo y debe atravesar menos capas hasta alcanzar el volumen activo. La ventaja de los sensores de tipo BSI es que una mayor cantidad de fotones son convertidos a cargas y por lo tanto mejora la eficiencia cuántica, que es un parámetro que caracteriza a los detectores de fotones. Sin embargo, el proceso de fabricación es más costoso, ya que requiere un proceso de reducción del espesor del sustrato de silicio hasta obtener algunos micrones y, luego, realizar un proceso de pasivación de enlaces para reducir la recombinación y la generación de corrientes de oscuridad en la interfaz [7].

Actualmente, el diseño más utilizado en los sensores de imagen de consumo masivo es el de los píxeles de tipo 4T con *Pinned Photo-Diode* (PPD) debido a su bajo ruido, baja corriente de oscuridad y alta eficiencia cuántica. Sin embargo, para ciertas aplicaciones aún se utiliza el diseño de tipo 3T, que es más simple y tiene una mayor capacidad para la recolección de carga. A lo largo de este trabajo se utilizarán sensores de imagen con píxeles de tipo 3T, por lo tanto sólo serán tratados estos últimos.

En la figura 1.4a se muestra un circuito esquemático, el diseño de las máscaras para la fabricación y un esquema del corte transversal de un píxel de tipo 3T. El nombre 3T se debe a que el píxel posee tres transistores: un transistor de reset (RST), un seguidor de source (SF), y un transistor de selección de fila (RS). Tanto el transistor de reset como el de selección de fila actúan como llaves, es decir, conducen o no conducen. El elemento sensible a la luz visible—y también a la radiación ionizante—es el fotodiodo que se encuentra conectado entre el nodo FD y tierra. A continuación se describe el principio de funcionamiento básico de acuerdo al diagrama de tiempos de la figura 1.4b.

Primero, el transistor de reset conduce, carga la capacidad de juntura del fotodiodo, y deja de conducir. En ese momento comienza a correr el *período de exposición*, en el cual los fotones incidentes producen pares e^-h que son separados por el campo

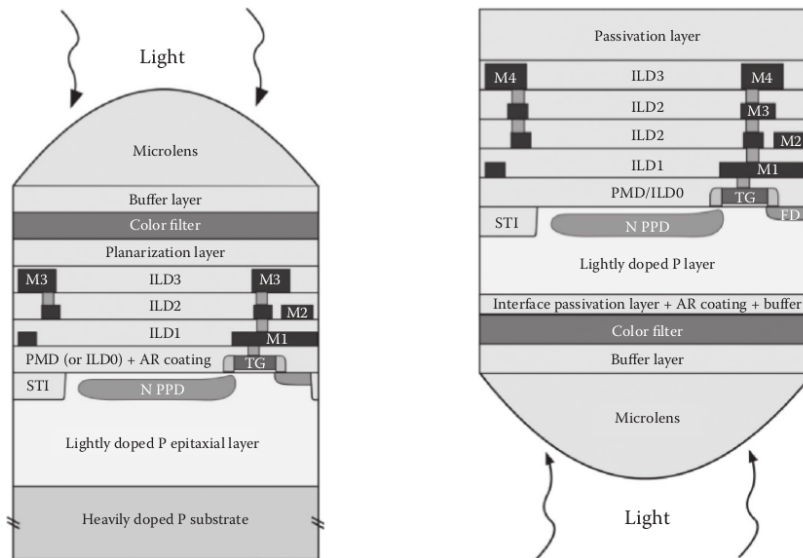


Figura 1.3: Sección transversal de un píxel en sensores de imagen de tipo (izq.) *Front-Side Illuminated* (FSI) y (der.) *Back-Side Illuminated* (BSI). Fuente ref. [7].

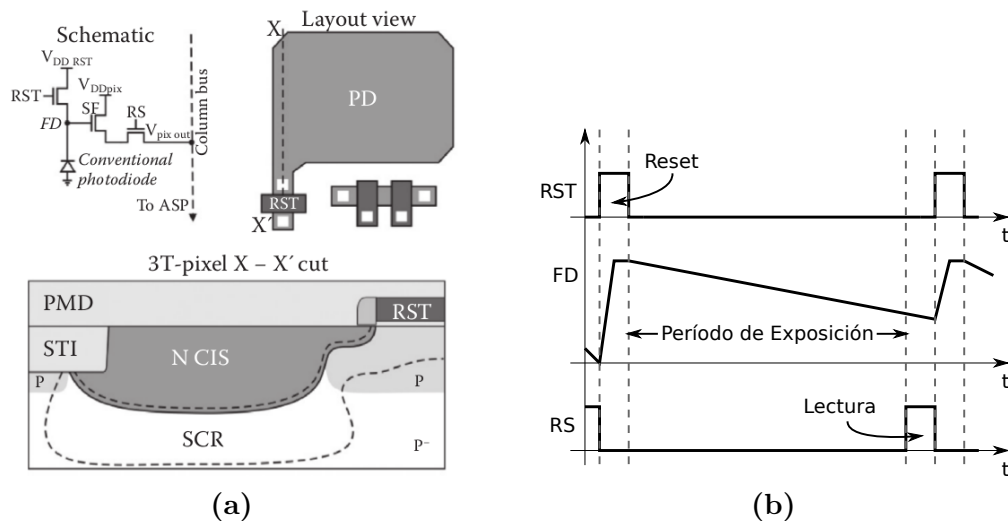


Figura 1.4: (a) Circuito esquemático, diseño de máscaras y esquema del corte transversal de un píxel de tipo 3T. Fuente ref. [7]. (b) Diagrama de tiempos del funcionamiento de un píxel.

eléctrico y que al llegar a las regiones cuasineutrales descargan la capacidad de juntura. La tasa de descarga es proporcional a la intensidad de luz recibida. Pasado el período de exposición se conecta la salida del seguidor de source a la línea de columna, a través del transistor RS, y se mide la tensión de salida. La misma será la tensión en el nodo FD menos la tensión de umbral del transistor SF. De esta forma, es posible medir cuanto disminuyó la tensión en la capacidad de juntura del fotodiodo, y esa caída de tensión es proporcional a la cantidad de pares e^-h recolectados por la juntura.

Cuando se expone un píxel de tipo 3T a partículas ionizantes el principio de detección es el mismo que para la luz visible. El único cambio es la forma de interacción de las partículas y la carga producida en cada interacción, que por lo general es mucho mayor. En vez de producirse una caída lineal de la tensión en el nodo FD, como en la figura [1.4b](#), la interacción de una partícula producirá una caída en forma de escalón debido a la mayor producción de pares e^-h . Finalmente, la tensión medida al final del período de exposición será proporcional a la cantidad de carga producida por la partícula y, por lo tanto, a la energía que la misma perdió en la interacción con el silicio.

Capítulo 2

Efectos de radiación en circuitos integrados CMOS

En este capítulo se hará un resumen de los efectos de radiación que se encuentran en la literatura y que servirán de base para los capítulos siguientes.

El hecho fundamental de la interacción de la radiación con la materia es que las partículas depositan energía en los materiales a su paso o a través de interacciones atómicas. Un circuito integrado CMOS está compuesto principalmente de silicio, óxido de silicio y algunos metales usados en las interconexiones. Las partículas ionizantes producen cargas a su paso y estas cargas quedarán atrapadas principalmente en los óxidos, dando lugar a un cambio en los parámetros de los dispositivos —por ejemplo un corrimiento en la tensión de umbral de los dispositivos MOS o un cambio en la movilidad de los portadores. Este tipo de efectos debidos a la generación de cargas por ionización son conocidos como efectos de *daño por dosis total* y para evaluarlos se suele utilizar como parámetro la dosis total de ionización (TID, que significa *Total Ionizing Dose*) depositada en el material, medida en Grays [Gy] o rads [rad] ($1 \text{ Gy} = 100 \text{ rad}$).

Por otro lado, si la partícula incidente tiene suficiente energía como para crear una dislocación al colisionar con un átomo de la red cristalina, se creará un par de defectos —vacancia e intersticial— que a su vez modificará las características del dispositivo en cuestión. A este tipo de efecto se lo conoce comúnmente como *daño por desplazamiento*, lo que se refiere al desplazamiento de un átomo de su lugar en la red, y sus efectos se relacionan con la energía depositada por las partículas incidentes en forma no ionizante. Para este tipo de interacciones se suele utilizar como forma de medida la *dosis de daño por desplazamiento* (DDD, cuyo significado es *Displacement Damage Dose*), medida en TeV g^{-1} .

En las siguientes secciones se describirá a modo de resumen el estado actual del conocimiento de estos dos tipos de daño producidos a los semiconductores. Se pondrá foco en los dispositivos MOS y, en particular, en los procesos de fabricación CMOS y SOI-CMOS. Finalmente, se mencionará el caso particular de los sensores de imagen CMOS y como son los procesos por los cuales la radiación degrada este tipo de sensores.

2.1. Daño por dosis total

La parte más sensible a la radiación de las estructuras CMOS es el óxido de silicio, que es utilizado como aislante tanto para los dispositivos MOS como para las interconexiones. En el óxido de silicio, las cargas producidas por las partículas ionizantes

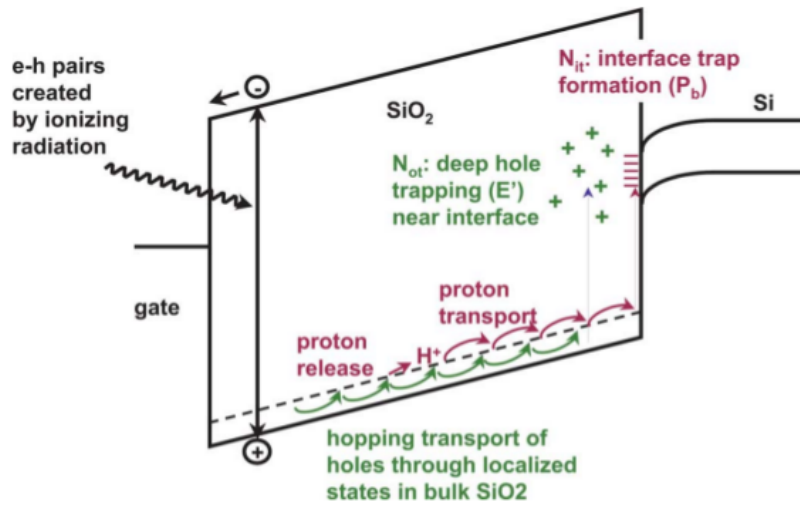


Figura 2.1: Diagrama de bandas de una juntura MOS con sustrato tipo p polarizada con una tensión positiva en el gate. Se representan los principales efectos que se producen cuando una partícula produce un par electrón-hueco. Fuente ref. [10].

quedan atrapadas y son las responsables del corrimiento en el valor de la tensión de umbral V_{th} observado en los transistores MOSFET.

La energía necesaria para ionizar el óxido de silicio y producir un par electrón-hueco ha sido estudiada por varios autores durante las décadas de 1970 y 1980. Esos estudios determinaron que la energía promedio para producir ionización es de (17 ± 1) eV [8], por lo tanto, un fotón o protón de alta energía que atraviese el óxido producirá cientos o miles de pares electrón-hueco. Estos portadores serán los responsables de casi todos los efectos de dosis total de ionización en los dispositivos MOS.

Basados en trabajos previos, los autores J. R. Schwank et al. realizaron una descripción del proceso de captura de cargas junto con la ilustración que se muestra en la figura 2.1, donde se observa un diagrama de bandas de una estructura MOS con sustrato tipo p a la que se le aplica una tensión positiva en el gate. Cuando una partícula ionizante atraviesa el óxido de la estructura MOS se producen pares electrón-hueco a su paso. Debido a la existencia de un campo eléctrico dentro de la estructura, parte de las cargas serán separadas por arrastre, mientras que otra parte se recombinará sin ninguna consecuencia para el dispositivo. La fracción de portadores que escapan a la recombinación inicial se denomina en la literatura *charge yield* [9, 10] y es la carga que produce los efectos observados en los dispositivos.

Debido a que la movilidad de los electrones dentro del óxido de silicio es mucho mayor a la de los huecos [11], los electrones que escaparon a la recombinación inicial son arrastrados por el campo eléctrico hacia el gate, dejando rápidamente el óxido —dentro de los primeros picosegundos. Por lo tanto, existirá una carga neta positiva debida a los huecos dentro del óxido, que afectará a las características eléctricas de la juntura MOS. En particular, en este instante se observa el corrimiento inicial de la tensión de umbral V_{th} . Sin embargo, la movilidad de los huecos no es nula y, por lo tanto, irán viajando en dirección a la juntura SiO₂-Si con un mecanismo de transporte que ha sido descrito por T. R. Oldham et al. como “dispersivo”, lo que significa que es un proceso que abarca varias décadas temporales y que depende fuertemente del campo eléctrico aplicado, la temperatura y el tipo e historia del óxido en particular [9]. J. R. Schwank agrega que el transporte de huecos se da de a “saltos” entre estados localizados dentro

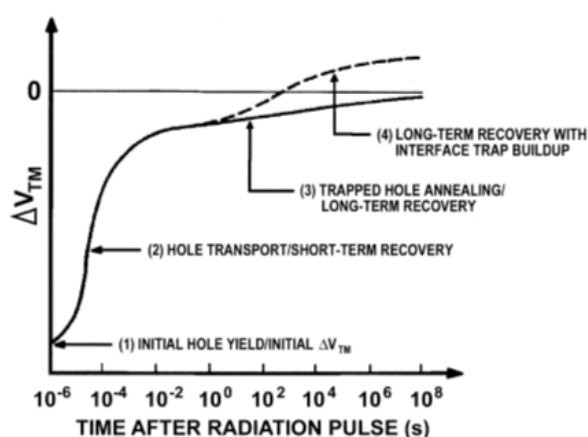


Figura 2.2: Se muestra a modo ilustrativo la recuperación del valor de la tensión umbral V_{th} luego de aplicado un pulso de radiación ionizante en un transistor MOSFET canal n. Fuente ref. [9].

del óxido y que durante este proceso podrían liberarse iones de hidrógeno (protones). De acuerdo al modelo de McLean [?], estos iones también son arrastrados por el campo eléctrico y reaccionan con otros átomos de Si al llegar a la interfaz para formar trampas de interfaz, representadas por el número de trampas de interfaz N_{it} (*interface traps*) en la figura 2.1.

El transporte de huecos hacia la juntura implica la pérdida de la carga neta almacenada en el óxido y, por lo tanto, se observa una recuperación del valor de la tensión umbral luego de la irradiación y con el transcurso del tiempo. La variación de la tensión de umbral se muestra en la figura 2.2 a modo ilustrativo para un MOSFET canal n, donde se observa la mencionada recuperación. En el punto (1) la variación de la tensión umbral inicial es la correspondiente a la fracción de huecos que escaparon a la recombinación o *charge yield*, mientras que la recuperación subsiguiente, indicada por el punto (2), es debida al transporte de huecos dentro del óxido y pérdida de carga neta.

Dentro del intervalo de un segundo posterior a la irradiación se da una rápida recuperación de V_{th} , como se ilustra en la figura 2.2. Sin embargo, finalizado este tiempo, la tasa de recuperación de la tensión de umbral se reduce dando como resultado un ΔV_{th} remanente. Esto se debe a que parte de los huecos que estaban siendo arrastrados hacia la juntura $\text{SiO}_2\text{-Si}$ se ven atrapados en estados relativamente estables cerca de la interfaz, representados en la figura 2.1 por un número de *trampas en el óxido* N_{ot} (*oxide traps*). El estancamiento en la recuperación de la tensión umbral se debe a que el tiempo de vida medio de los huecos capturados es largo y esta es la causa, junto con las trampas de interfaz, del corrimiento remanente de la tensión de umbral.

A partir de este punto comienza un proceso de recuperación lenta, indicado por el punto (3) en la figura 2.2, en el que los huecos que quedaron atrapados en el óxido se van liberando lentamente por procesos térmicos a lo largo de días, meses o incluso años. La carga neta almacenada en el óxido por los huecos capturados va disminuyendo lentamente a medida que son liberados.

El trazo liso de la figura 2.2 tiene en cuenta solo la variación de V_{th} debida a las trampas en el óxido, mientras que el trazo punteado, indicado por el punto (4), incluye además a las trampas de interfaz. Este tipo de trampas se comportan como cargas positivas en los transistores canal p y como cargas negativas en los transistores canal n [10]. Por lo tanto, en los transistores canal p, tanto las trampas en el óxido como

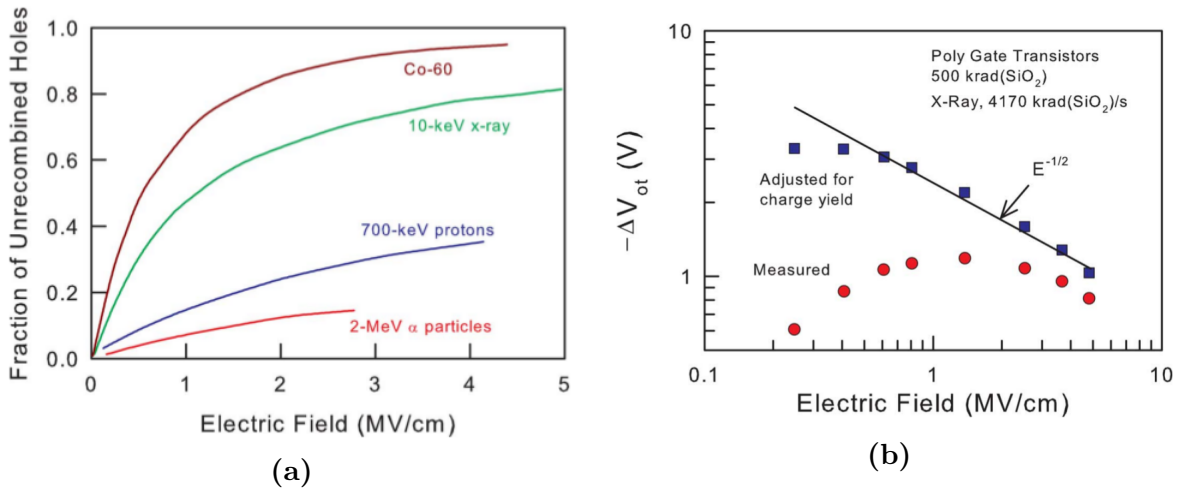


Figura 2.3: (a) La fracción de huecos que escapa a la recombinación depende fuertemente del tipo y energía de la radiación incidente y del campo eléctrico aplicado en el óxido de silicio. Fuente ref. [10]. (b) Variación de la tensión de umbral debida a las trampas en el óxido en función del campo eléctrico. Para sección eficaz de captura de huecos disminuye con $E^{-1/2}$, por lo tanto para campos intensos el ΔV_{ot} es menor. Fuente ref. [10].

las trampas de interfaz introducirán una variación negativa de la tensión de umbral. En cambio, en el caso de transistores canal n, las trampas en el óxido introducen una variación negativa mientras que las trampas de interfaz una variación positiva. Esto puede dar lugar a un efecto de rebote en los dispositivos canal n, como el representado por el trazo rayado de la figura 2.2, en el que la variación de V_{th} puede ser negativa al principio pero luego de un tiempo se vuelve positiva debido a que N_{it} termina siendo mayor a N_{ot} .

2.1.1. Generación de carga y charge yield

Como se mencionó previamente, la energía promedio para generar un par electrón-hueco en el óxido de silicio es de (17 ± 1) eV [8], por lo tanto, se producirá una densidad volumétrica de pares e⁻-h por unidad de dosis igual a $8,1 \times 10^{14}$ pares/cm³/Gy. Parte de los portadores se recombinará debido a las fuerzas de atracción mutua, y otra parte será arrastrada por el campo eléctrico existente en el óxido. La fracción que se recombina es muy dependiente de la intensidad del campo eléctrico y del tipo y energía de la partícula incidente [12]. Las partículas altamente ionizantes, como por ejemplo protones o iones pesados, crearán nubes de portadores muy densas y, por lo tanto, la recombinación será alta. Por otro lado, las partículas poco ionizantes generarán pares e⁻-h relativamente aislados unos de otros, por lo que la recombinación inicial será baja [12]. La figura 2.3a ilustra esta dependencia para distintos tipos de partículas en función del campo eléctrico. A mayores intensidades de campo, la proporción de huecos que sobreviven a la recombinación es mayor debido a que los electrones, con mayor movilidad, son arrastrados rápidamente fuera del óxido, dando como resultado un charge yield mayor.

Sin embargo, a pesar de aumentar la cantidad de huecos disponibles con el campo eléctrico, la sección eficaz de captura de los mismos en el óxido sigue una ley $E^{-1/2}$ [10]. Esto hace que a medida que aumenta el campo eléctrico en el óxido, la variación de la tensión umbral aumente, alcance un máximo y luego comience a disminuir, como se

muestra en la figura 2.3b.

2.1.2. Trampas en el óxido y en la interfaz

El transporte de los huecos a través del óxido es mucho más lento que el de los electrones. Debido a su carga, los huecos distorsionan el potencial de la red de SiO_2 creando a su paso pozos de potencial locales que tienden a atraparlos. La combinación de esta distorsión en el potencial debida a un portador de carga es conocida como *polaron* y el transporte de huecos a través del óxido se da por un proceso llamado *polaron hopping* [13] que incrementa la masa efectiva de los huecos y disminuye su movilidad. Por este motivo, el transporte de huecos se dice que es “dispersivo” y muy dependiente de la temperatura y el óxido en particular [9].

Entonces, los huecos son transportados hasta la interfaz SiO_2 -Si de forma paulatina mediante el mecanismo de “polaron hopping”. Cerca de la interfaz existe una gran cantidad de átomos vacantes y defectos en la red. Los átomos vacantes, que se deben a la difusión de oxígeno dentro del óxido [14], actúan como trampas para los huecos, donde una proporción de ellos quedará atrapada. La cantidad de huecos que caen dentro de estas trampas depende de la sección transversal de captura, que a su vez depende del campo eléctrico y del proceso de fabricación utilizado. Los huecos que quedan atrapados dentro de estas trampas producirán una carga positiva dentro del óxido que contribuirá al corrimiento negativo de V_{th} , tanto en los transistores canal p como en los dispositivos canal n.

La figura 2.4a muestra la variación de la tensión de umbral debida a las trampas en el óxido, ΔV_{ot} , en función del tiempo transcurrido luego de irradiar varios dispositivos. Los experimentos realizados en la referencia [15] con distintos tipos de radiación, tasas de dosis y energías, muestran cómo las trampas en el óxido comienzan a ser neutralizadas inmediatamente después de su formación y, por lo tanto, la variación de la tensión de umbral debida a ellas comienza a disminuir. También se ve cómo, para distintas tasas de dosis, si la medición se realiza luego del mismo tiempo total de irradiación más relajamiento el ΔV_{ot} será el mismo. Esto demuestra que ΔV_{ot} no depende de la tasa de dosis.

Por otro lado, además de las trampas en el óxido, existe lo que se conoce como trampas de interfaz, que son estados intermedios dentro del bandgap del silicio y que se dan por defectos o enlaces rotos en la interfaz SiO_2 -Si [16]. Las trampas de interfaz pueden ser creadas inicialmente durante el proceso de fabricación y afectan el funcionamiento y las características iniciales de los dispositivos. La exposición a radiación ionizante crea nuevas trampas de interfaz que modifican principalmente la tensión de umbral, pero también deterioran la movilidad de los portadores en el canal.

Las trampas de interfaz pueden ser positivas, negativas o neutras, dependiendo de si están por encima del nivel de Fermi, por debajo o en midgap [10]. En los transistores canal p, las trampas de interfaz son predominantemente positivas y, por lo tanto, introducen una variación negativa en la tensión de umbral. Por el contrario, en los transistores canal n las trampas se comportan como cargas negativas e introducen una variación positiva de V_{th} . En este último caso, las trampas de interfaz pueden compensar la variación introducida por las trampas en el óxido, mientras que en el caso de los dispositivos canal p el corrimiento negativo de la tensión de umbral producido por ambos efectos se suma dando como resultado un corrimiento negativo aún mayor. Es por este motivo que los transistores canal p son preferidos a los canal n para realizar

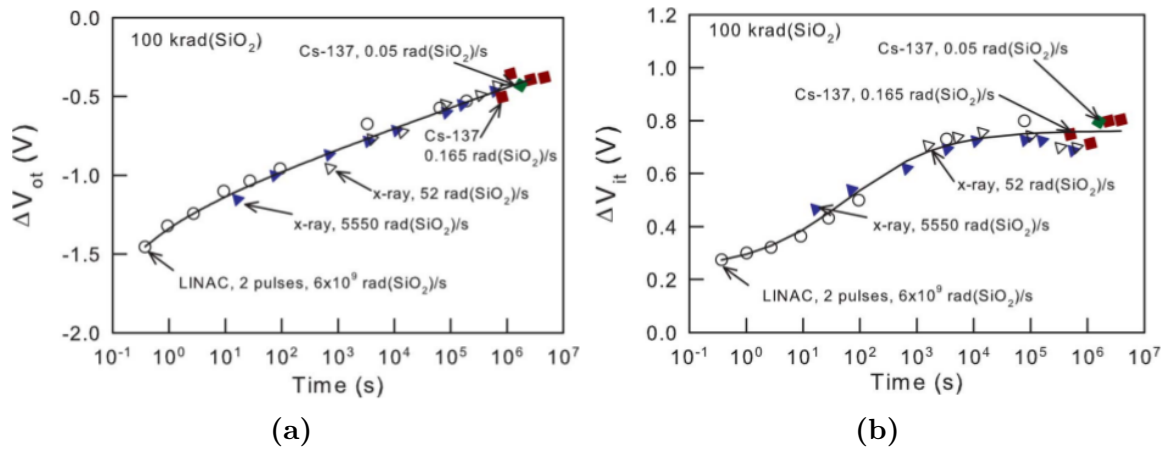


Figura 2.4: En (a) se observa la variación de la tensión de umbral debida sólo a las trampas en el óxido en función del tiempo transcurrido luego de la irradiación y en (b) la variación de la tensión de umbral debida a las trampas en la interfaz en función del tiempo luego de irradiar las muestras. Ambos gráficos corresponden a transistores canal n. La tensión aplicada al gate durante y luego de la irradiación es 6 V, la dosis total es igual a 100 krad(SiO₂) y el espesor del óxido 60 nm. Fuente ref. [10].

mediciones de dosis.

Al igual que en el caso de las trampas en el óxido, la creación de trampas de interfaz es ocasionada por el transporte de huecos desde dentro del óxido hasta la interfaz SiO₂-Si, con la consecuente liberación de átomos de H (protones). La dependencia con el campo eléctrico aplicado es similar [17] al caso de las trampas en el óxido de la figura 2.3a, siempre y cuando se apliquen campos eléctricos positivos. Por el contrario, se ha observado que para campos eléctricos negativos durante y luego de la irradiación, la creación de trampas de interfaz es nula o casi nula debido a que los huecos son transportados hacia el gate, lo que indica la relación entre estas trampas y el transporte de huecos.

La figura 2.4b muestra la variación temporal de la tensión de umbral ocasionada sólo por las trampas de interfaz en un transistor canal n que fue irradiado hasta 100 krad(SiO₂) a distintas tasas de dosis y distintas energías. Luego de la irradiación, las trampas de interfaz producen un corrimiento positivo de la tensión de umbral que se incrementa con el correr del tiempo. La creación de estados de interfaz ocurre en ventanas de tiempo del orden de 10⁵ s y, como sucede en el caso de las trampas en el óxido, no existe una dependencia real con la tasa de dosis aplicada, sino más bien con el tiempo en el cuál se realiza la medición.

Una diferencia importante con las trampas en el óxido es que las trampas de interfaz prácticamente no son neutralizadas a temperatura ambiente [10]. Algunos autores han reportado una disminución en el número de trampas con temperaturas del orden de 100 °C pero, en general, se requieren temperaturas mayores.

2.1.3. Variación de la tensión de umbral y corrientes de fuga

La variación de la tensión de umbral total (ΔV_{th}) es la suma de la variación ocasionada por las trampas en el óxido (ΔV_{ot}) y la variación ocasionada por las trampas de interfaz (ΔV_{it}) y por lo tanto puede escribirse

$$\Delta V_{th} = \Delta V_{ot} + \Delta V_{it}. \quad (2.1)$$

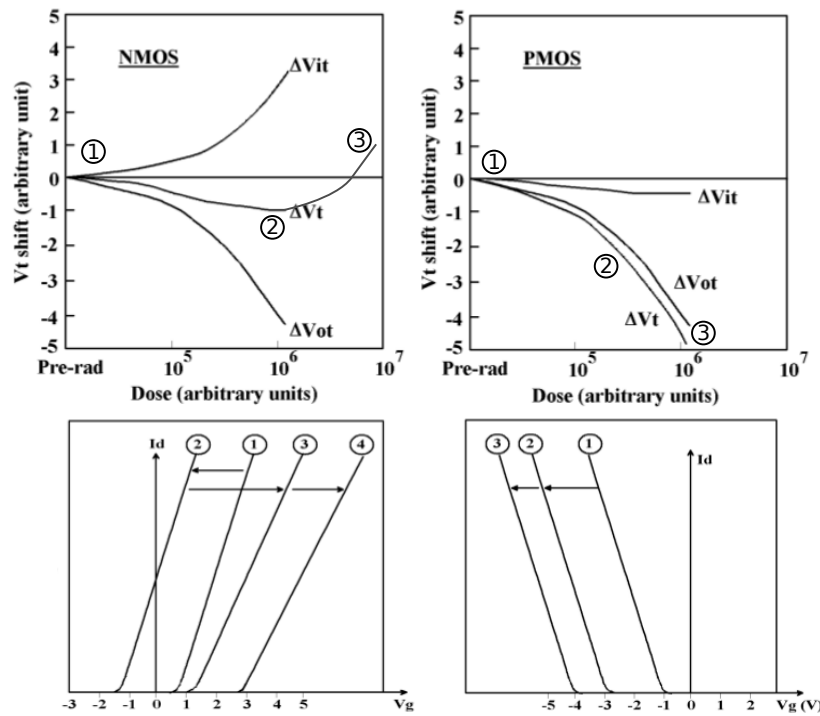


Figura 2.5: Diagrama del corrimiento de las curvas $I_D(V_G)$ de transistores NMOS y PMOS de acuerdo a la dosis total recibida. Fuente ref. [18].

En la figura 2.5 se muestran de forma esquemática los cambios en las curvas $I_D(V_G)$ de transistores NMOS y PMOS junto con la variación de su tensión de umbral en función de la dosis. Allí se observa que ambas contribuciones al ΔV_{th} de las trampas del óxido y de las trampas de interfaz son negativas en los dispositivos tipo canal p, mientras que tienen signos contrarios en los dispositivos canal n. Además, para dosis muy altas se muestra el efecto rebote, en el que el ΔV_{th} de los NMOS se incrementa debido a la mayor contribución de las trampas de interfaz.

Como se mencionó en la sección anterior, tanto ΔV_{ot} como ΔV_{it} son independientes de la tasa de dosis. Sin embargo, existe una dependencia aparente que tiene que ver con el tiempo en que se realiza la medición luego de irradiar. Para tasas de dosis bajas, el tiempo necesario para obtener un dosis total D es mayor que para tasas de dosis altas. Durante ese tiempo, los procesos de neutralización de cargas en el óxido y generación de estados de interfaz se encuentran activos y, por lo tanto, al realizar la medición luego de irradiar se obtendrá un ΔV_{th} influido por ambos procesos. Por el contrario, para tasas de dosis altas la dosis D se obtendrá con una irradiación rápida y los procesos de neutralización y generación no tendrán tiempo suficiente de llevarse a cabo. Al realizar la medición del dispositivo se observará un resultado diferente al anterior. Sin embargo, si la medición se repite para el mismo tiempo total entre el comienzo de la irradiación y la medición el ΔV_{th} resultante será el mismo.

La variación de la tensión de umbral es interesante desde el punto de vista de que puede utilizarse para medir la dosis total absorbida por los dispositivos. Sin embargo, actualmente los espesores de los óxidos son tan pequeños dentro de la zona activa, de algunos nanómetros o decenas de nanómetros, que la generación de trampas en el óxido y en la interfaz $\text{SiO}_2\text{-Si}$ no representa un problema para su funcionamiento [10]. Por el contrario, las capas de aislación utilizadas para separar dispositivos, lo que se conoce como *field oxide* (FOX) u óxido de campo, suelen tener espesores de cientos o miles de

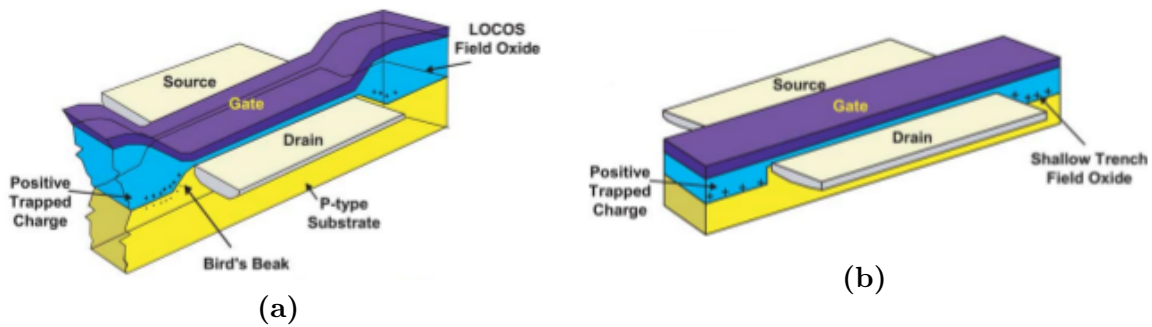


Figura 2.6: Estructuras de transistores MOSFET con óxidos de campo de tipo (a) *LOCOS* (*LOCAL Oxidation of Silicon*), y (b) *Shallow Trench Isolation* (STI). Las cargas en los bordes laterales del dispositivo modifican sus características. Fuente ref. [10].

nanómetros y, por lo tanto, la producción de cargas en este tipo de óxidos es importante y afecta al funcionamiento de los circuitos integrados.

En la figura 2.6 se muestran las estructuras de dos transistores MOSFET. En la primera, el FOX se fabrica mediante el proceso llamado *LOCAL Oxidation of Silicon* (LOCOS), lo que genera una terminación similar a un pico de pájaro (*bird's beak*) en los bordes laterales del dispositivo y, en la segunda, utilizada en procesos de fabricación más modernos, se emplea otra técnica que produce un FOX conocido como *Shallow Trench Isolation* (STI), cuyos bordes son más marcados. La radiación produce la acumulación de cargas positivas en estos óxidos gruesos, que a su vez se encuentran depositados sobre el sustrato de silicio y en los bordes y alrededor de los transistores. En la gran mayoría de los casos, el sustrato de silicio es de tipo p y, por lo tanto, la acumulación de cargas positivas en el FOX producirá la formación de una capa de inversión de electrones debajo de la interfaz FOX-Si. En los bordes de los dispositivos, las cargas positivas en el FOX pueden crear canales de conducción indeseados entre el source y el drain como si se tratara de dispositivos parásitos en paralelo con el deseado. Estos dispositivos parásitos modifican las curvas características I_D-V_{GS} del transistor como se muestra en la figura 2.7a. Inicialmente, antes de la irradiación, la tensión de umbral de los dispositivos parásitos es mayor a la del transistor y por lo tanto estos dispositivos se encuentran siempre *apagados* durante la operación normal. Luego de exponer el circuito a radiación ionizante, el V_{th} de los dispositivos parásitos se reduce drásticamente—debido a la mayor sensibilidad de los óxidos gruesos (FOX) con respecto al óxido de gate— y entonces se obtiene la curva post-irradiación de la figura 2.7a donde aparece un *codo* ocasionado por las corrientes de fuga en los canales parásitos entre source y drain.

Además, fuera del dispositivo, las cargas positivas en el FOX inducidas por la radiación pueden crear canales de conducción de electrones entre regiones tipo n. Por ejemplo, en la figura 2.7b se muestra un posible camino de conducción entre el drain de un transistor NMOS y el N-well de un transistor PMOS por debajo del STI. Estas corrientes de fuga entre dispositivos producirán entre otras cosas un incremento en el consumo de corriente desde la fuente de alimentación y fallos en los circuitos.

2.1.4. Efectos en tecnologías SOI

Los transistores de tipo SOI son fabricados en un proceso muy similar al de los transistores de tipo *bulk*, salvo por el hecho de que los dispositivos se fabrican en un

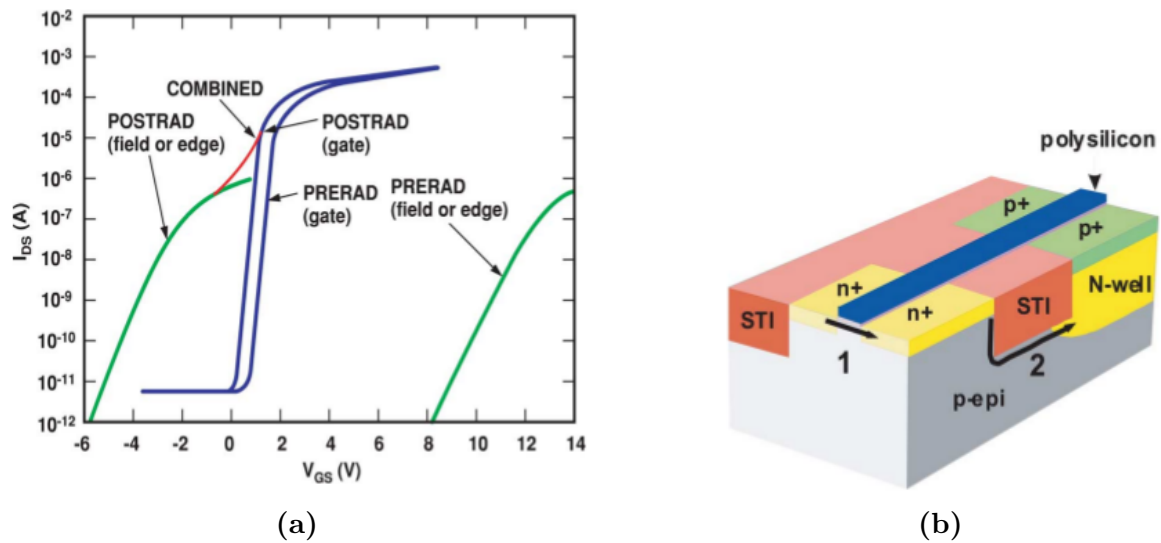


Figura 2.7: (a) Efecto combinado de la radiación en las curvas I_D - V_{GS} del transistores MOS y de los dispositivos parásitos en sus bordes. Inicialmente, el V_{th} de los dispositivos parásitos es mayor al del transistor pero, luego de la irradiación, puede ser menor dando lugar al codo observado en las curvas. (b) Ejemplo de como la ionización del FOX crea corrientes de fuga entre dispositivos. Fuente ref. [10].

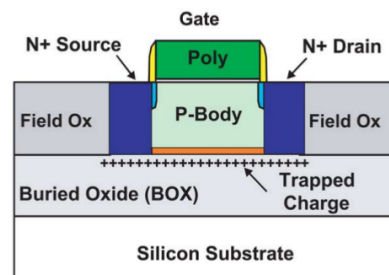


Figura 2.8: Esquema de la sección transversal de un transistor MOS canal n fabricado en un proceso de tipo SOI, mostrando la carga atrapada en el BOX que aparece al exponer el dispositivo a radiación ionizante. Fuente ref. [10].

delgado film de silicio que se encuentra sobre un óxido, conocido habitualmente como *Buried OXide* (BOX) o óxido enterrado, que a su vez se fabrica sobre un sustrato de silicio que hace las veces de soporte (Figura 1.2b).

El hecho de tener tanto óxido de gate como óxido enterrado los vuelve más sensibles a los efectos de dosis total producidos por la radiación ionizante. Los huecos que escapan a la recombinación inicial pueden quedar atrapados tanto en el óxido de gate, en las cercanías de la interfaz gate-body, como en el BOX, en cuyo caso influyen en el potencial del canal desde debajo del mismo. La figura 2.8 muestra un corte transversal de un transistor MOS canal n fabricado en un proceso SOI en el que existe carga atrapada en el BOX por efecto de la radiación ionizante.

En general, los procesos de tipo SOI se realizan en nodos avanzados de la tecnología, por lo que el óxido de gate es usualmente muy delgado y por lo tanto no muy susceptible a los efectos de dosis total. Al igual que sucede en los procesos avanzados de tipo *bulk*, lo que ocurre es que las cargas atrapadas en este óxido delgado son neutralizadas por efecto túnel. Además, en los procesos de tipo SOI la aislación entre dispositivos suele ser de tipo STI y, entonces, aparecen los mismos efectos asociados a este tipo de óxidos

que en los procesos *bulk*, es decir, corrientes de fuga entre dispositivos o difusiones.

La mayor diferencia en cuanto a los efectos de radiación de los procesos de tipo SOI se debe entonces al óxido enterrado. Este óxido suele tener espesores de entre 100 nm y 1000 nm y su respuesta a la radiación es muy dependiente del proceso de fabricación utilizado [19]. En el proceso llamado SIMOX, el óxido enterrado se fabrica realizando un implante con iones de oxígeno hasta alcanzar muy altas fluencias y luego se realiza un recocido a muy alta temperatura, del orden de 1300 °C. Esto da como resultado una fina capa de óxido que se forma dentro del sustrato de silicio. En los procesos de tipo *wafer bonding*, como por ej. *SmartCut™ Unibond*, se crece una capa de óxido en un sustrato de silicio utilizando los métodos convencionales y luego se suelda un segundo sustrato sobre el primero. Existen varios métodos para fabricar sustratos SOI por *wafer bonding*, pero todos tienen en común que se realiza un recocido a alta temperatura para endurecer la soldadura y liberar tensiones. Por lo tanto, tanto los sustratos SOI fabricados por SIMOX como por *wafer bonding* son expuestos a muy altas temperaturas. Esto hace que el oxígeno viaje por difusión fuera del óxido enterrado, dejando como resultado un gran número de defectos y dislocaciones [10]. Además, en el caso particular de SIMOX, el implante con iones de alta energía también produce una gran cantidad de defectos en la red cristalina [19]. Por este motivo, al exponer este tipo de sustratos SOI a la radiación ionizante, la proporción de cargas que quedan atrapadas dentro del óxido y en las interfaces es cercana al 100 % y, entonces, se dice que en general el óxido enterrado es muy sensible a los efectos de dosis total de radiación.

Por lo general, en los procesos SOI las difusiones de *source* y *drain* se extienden hacia abajo dentro del film delgado de silicio hasta alcanzar el óxido enterrado, como se muestra en la figura 2.8. Cada transistor MOS incluye entonces un transistor parásito formado por las difusiones de *drain* y *source*, el óxido enterrado y el sustrato de silicio, que hace las veces de compuerta del transistor parásito. Usualmente se denomina *backgate* al sustrato de Silicio para diferenciarlo del *gate* del transistor principal, al que se suele llamar *frontgate*. Se tiene por lo tanto dos transistores en paralelo, donde uno de ellos tiene un óxido de compuerta muy delgado—de algunos nanómetros—y es poco sensible a radiación, y el otro tiene un óxido de compuerta grueso, que además es muy sensible a radiación.

El hecho de que exista un dispositivo parásito modifica la respuesta de los transistores SOI al efecto de la acumulación de carga por radiación ionizante. El tipo de respuesta depende a su vez de si los transistores SOI son *partially-depleted* (PD) o *fully-depleted* (FD). En los dispositivos PD, la zona de vaciamiento en el cuerpo del transistor (*P-Body* en la figura 2.8), debajo del *frontgate*, no se extiende completamente a lo largo del film de silicio y no alcanza a tocar el BOX. Existe entonces una región cuasineutral en el *body* que separa al transistor formado por el *frontgate* del transistor parásito formado por el *backgate* y, por lo tanto, no existe acoplamiento entre ambos. Esto quiere decir que la generación de carga en el BOX por efecto de la radiación prácticamente no modifica las características del transistor del *frontgate*. En los transistores FD, la región de vaciamiento en el *body* se extiende completamente a lo largo del film delgado de silicio, desde el óxido de *gate* hasta el BOX. Esto hace que las características del transistor formado por el *frontgate* dependa directamente de lo que pasa en el *backgate* y, en particular, de las cargas atrapadas en el BOX por efecto de la radiación.

En los dispositivos PD, las cargas generadas por la radiación ionizante que quedan atrapadas en el BOX pueden inducir un canal de conducción cercano a la interfaz entre el film de silicio y el BOX, produciendo una corriente de fuga entre *drain* y *source*.

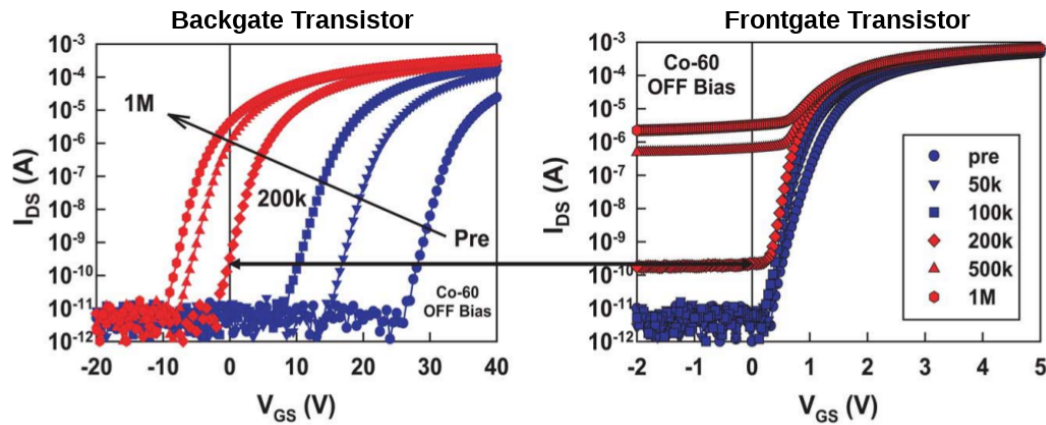


Figura 2.9: Curvas características del backgate (izquierda) y del frontgate (derecha) para distintas dosis de radiación. A partir de 200krad se observa un incremento en la corriente de fuga del transistor formado por el frontgate debido a la inducción de un canal en la interfaz Si-BOX por las cargas atrapadas en el óxido enterrado. Los dispositivos fueron irradiados con ^{60}Co y sin polarización aplicada (OFF Bias). Fuente ref. [10].

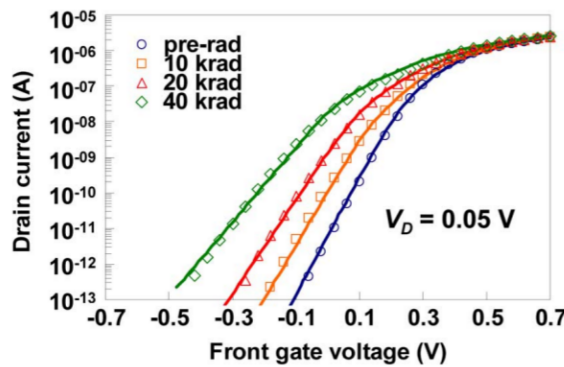


Figura 2.10: Curvas características de un transistor FD-SOI fabricado en una oblea de tipo *Unibond™* e irradiado con rayos X de 10 keV. $W = 0,15 \mu\text{m}$, $L = 1 \mu\text{m}$, $V_{GB} = 0 \text{ V}$ y $V_S = 0 \text{ V}$. Fuente ref. [20].

Como se observa en el ejemplo de la figura 2.9, las curvas I-V del transistor de arriba (formado por el frontgate) son independientes de lo que sucede en el transistor de abajo, hasta que la dosis es tal que para $V_{GS} = 0 \text{ V}$ aparece la corriente de fuga.

En los dispositivos FD el cuerpo de los transistores puede encontrarse vacío de portadores aún sin polarización aplicada. El potencial del canal varía tanto con la tensión del frontgate como con la tensión de backgate y, por lo tanto, el transistor del frontgate se encuentra acoplado eléctricamente al transistor parásito formado por el backgate. Este acoplamiento hace que la tensión de umbral del transistor del frontgate varíe proporcionalmente a la tensión del backgate.

Debido al acoplamiento eléctrico entre frontgate y backgate, en los transistores FD-SOI las cargas producidas por la radiación ionizante que quedan atrapadas en el BOX y las trampas en la interfaz film-BOX, influyen fuertemente en las curvas características del transistor. En la figura 2.10 se observan algunas mediciones realizadas por I.S.Esqueda et. al [20]. Allí se ve como la tensión de umbral del transistor del frontgate varía a medida que se expone al dispositivo a dosis de radiación mayores.

Por otra parte, si se miden las curvas características del transistor del backgate, se obtiene un comportamiento similar al del backgate de la figura 2.9

2.2. Daño por desplazamiento atómico

Una partícula energética que atraviesa un dispositivo de silicio pierde su energía a través de procesos ionizantes y no ionizantes. Los procesos ionizantes dan como resultado la generación de pares electrón-hueco dentro de los materiales que conforman el dispositivo, afectando principalmente a los óxidos, y son los responsables del daño por dosis total de la sección 2.1. Por otra parte, en los procesos no ionizantes las partículas pierden energía al colisionar con átomos del sólido, a los que transfieren parte de su energía. Si la energía transferida es suficiente como para desplazar un átomo de su lugar en la red se creará, por lo general, un par de defectos. A este tipo de daño se lo denomina *daño por desplazamiento* y es de lo que se tratará esta sección.

El tema ha sido estudiado a lo largo de muchos años desde la década de 1950 y hasta la actualidad. En 1982, J. R. Srouer realizó un muy buen resumen en forma de informe técnico de una compañía norteamericana, que luego fue revisado y mejorado por otros autores y él mismo [21]. Esta sección se basa en sus aportes.

El daño por desplazamiento es observado comúnmente en dispositivos expuestos a ambientes espaciales, reactores nucleares o aceleradores de partículas. Las partículas que lo producen son por lo general de alta energía, como por ejemplo protones, neutrones o iones en general, así como también las partículas secundarias producidas en reacciones nucleares—tanto dentro como fuera del dispositivo—o elementos de fisión [18]. Un átomo de silicio será desplazado cuando la partícula incidente le transfiera una energía de al menos ≈ 25 eV [21]. El átomo desplazado puede a su vez producir otros sucesivos desplazamientos, formando así una cascada con subcascadas de daño. Cada partícula desplazada produce defectos a lo largo de su camino, que pueden o no terminar en grandes aglomeraciones de defectos, que son denominadas *clusters*.

Los defectos simples, aquellos que no conforman un cluster, pueden ser de varios tipos. Cuando un átomo es desplazado de su posición normal en la red se dice que existe una *vacancia*. Si el átomo desplazado se detiene en una posición «entre átomos» de la red cristalina se denomina defecto *intersticial*. Al par de defectos vacancia-intersticial se lo suele denominar *par de Frenkel*, ya que se dan por lo general de a pares. Se tiene una *vacancia doble* (*divacancy*) cuando el defecto está formado por la falta de dos átomos vecinos, así como también puede existir el *doble intersticial*. Además, cuando los defectos producidos involucran átomos de impurezas se los denomina *complejos defecto-impureza* como, por ejemplo, el par vacancia-fósforo.

Luego de la introducción de defectos por causa de la radiación ocurre un proceso de reordenamiento, en el que los defectos iniciales pasan a formar configuraciones más estables. Por ejemplo, una vacancia en silicio es un defecto inestable y con capacidad de moverse a temperatura ambiente. Entonces, luego de la introducción de vacancias, estas irán moviéndose a lo largo de la red hasta formar defectos más estables, como son las vacancias dobles y los complejos vacancia-impureza [22]. El reordenamiento de defectos puede darse por efecto térmico y se lo conoce entonces como *thermal annealing* o curado térmico, o puede darse por exceso en la concentración de portadores, en cuyo caso se conoce como *injection annealing* o curado por inyección de portadores.

El proceso de reordenamiento o “curado” implica una recuperación en las características del dispositivo. En principio, el paso del tiempo luego de un pulso de radiación hará que se recupere la característica bajo prueba. Por ejemplo, puede observarse una recuperación en la vida media de los portadores minoritarios o en la corriente de juntura en inversa, aunque esto no siempre es así. Puede darse el caso en que el reordenamiento

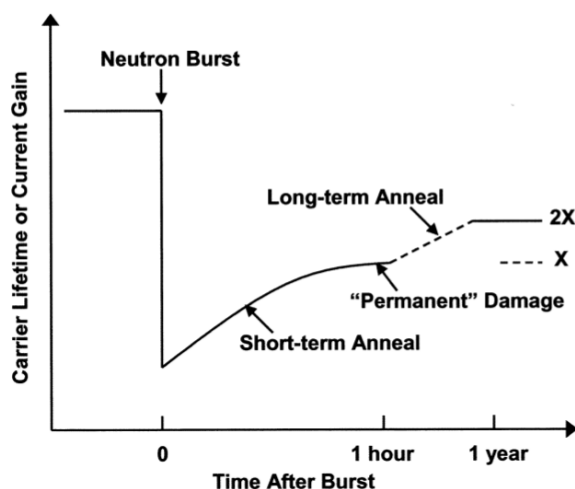


Figura 2.11: A modo de ejemplo, se grafica el tiempo de vida de los portadores, o ganancia de corriente, en función del tiempo transcurrido luego de un pulso de radiación con neutrones rápidos. Luego del pulso se observa una recuperación rápida del parámetro hasta que se alcanza un equilibrio y, entonces, se dice que se tiene “daño permanente”. Luego comienza un proceso de curado lento que puede durar años. Fuente ref. [22].

de lugar a defectos más *efectivos* en cuanto al efecto medible que producen en el dispositivo y, entonces, en vez de observarse una recuperación en la vida media de los portadores minoritarios la misma empeora. A este tipo de curado se lo denomina *reverse annealing* o curado inverso.

El proceso de curado se da a lo largo de varios años. En principio, luego de aplicado un pulso de radiación se observa una recuperación significativa en las características del dispositivo en un corto tiempo luego de la creación de los defectos, del orden de segundos a minutos. Se dice entonces que los defectos pasan a ser permanentes por haber alcanzado estados relativamente estables. A partir de ese momento comienza un proceso de curado lento que puede durar meses o años, al final del cual el dispositivo recupera parcialmente sus características iniciales. En la figura 2.11 se ilustra este proceso. Por otra parte, si el dispositivo es sometido a un ambiente en el que existe radiación en forma permanente, los procesos de curado rápido y lento competirán con el proceso de generación de defectos, dando como resultado un curado parcial o intermedio respecto del caso pulsado.

Ahora bien, la introducción de defectos en el material modifica las características del dispositivo. En general, la efectividad de los defectos para producir estos cambios depende de varios factores, como son: el tipo y energía de la partícula con que se irradia, la temperatura del dispositivo al momento de irradiar, su temperatura al momento de medir, el tiempo pasado desde la irradiación, la historia térmica desde la irradiación, el nivel de inyección, el tipo de material (tipo n o tipo p), y el tipo y concentración de impurezas [22]. En general, la perturbación de la periodicidad de la red cristalina debida a los defectos tiene como consecuencia la creación de niveles de energía intermedios en el bandgap del silicio [21]. El mecanismo por el cual se crean estos estados intermedios es entonces:

1. Las partículas incidentes desplazan átomos de la red creando defectos,
2. los defectos resultantes crean estados intermedios en el bandgap del silicio y entonces,

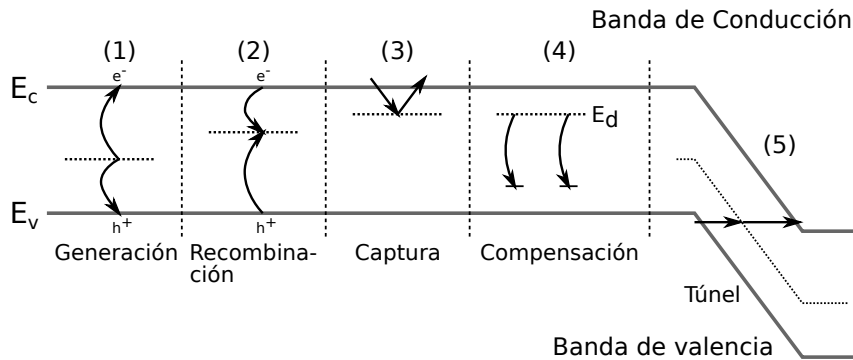


Figura 2.12: Proceso de (1) generación, (2) recombinación, (3) captura, (4) compensación y (5) túnel. Adaptación a partir de la ref. [21].

3. los nuevos niveles alteran las características eléctricas y ópticas del dispositivo.

Según J. R. Srour [21, 22], los nuevos niveles dentro del bandgap dan lugar a una serie de procesos por los cuales se modifican las características del dispositivo. Algunos de esos procesos se representan con el gráfico de bandas de energía de la figura 2.12. Por un lado, la introducción de un nivel intermedio cercano a *midgap* promueve la *generación térmica* de pares electrón-hueco. Una explicación posible es que a través de procesos térmicos, un electrón de la banda de valencia puede ser excitado, saltar al nivel intermedio creado por el defecto y, de allí, ganar suficiente energía como para saltar a la banda de conducción, dejando un hueco en la banda de valencia. La generación de pares se da principalmente a través de los niveles de energía cercanos a *midgap* y disminuye exponencialmente a medida que los niveles se alejan del mismo. Además, la generación térmica a través de los defectos es promovida fuertemente cuando la concentración de portadores libres es mucho menor a la de equilibrio, es decir, afecta sobretodo a las zonas de vaciamiento de las junturas y, por lo tanto, incrementa las corrientes de fuga de los diodos polarizados en inversa.

En segundo lugar, existe un proceso de *recombinación* de portadores asistida por niveles intermedios en el bandgap del silicio, que aparecen debido a los defectos creados por la radiación. En este proceso, un electrón de la banda de conducción puede ser capturado por el defecto y, a continuación, puede darse la captura de un hueco, produciendo la aniquilación del par. La efectividad en la remoción de portadores depende de la concentración de portadores libres, del nivel de energía creado por el defecto y de la probabilidad de captura de electrones y huecos. El proceso de recombinación disminuye la vida media de los portadores libres y, por lo tanto, afecta principalmente a la ganancia de los transistores bipolares.

El tercer proceso es el de *captura* temporal de portadores en niveles poco profundos. En este proceso, un portador es capturado por un defecto para ser liberado, luego de cierto tiempo, sin que ocurra ninguna recombinación. Los niveles de energía se ubican por lo general cerca de la banda de valencia o de la banda de conducción y, por lo tanto, puede ocurrir la captura tanto de portadores mayoritarios como minoritarios. Este tipo de proceso es el responsable por la reducción en la eficiencia de la transferencia de carga por culpa de la radiación en los CCDs [22].

En cuarto lugar, se tiene un efecto de *compensación* de donores o aceptores por defectos creados por la radiación. Para un material tipo n, como en el ejemplo de la figura 2.12, el proceso de compensación se da porque los defectos introducen niveles de energía cercanos a la banda de valencia que capturan portadores del nivel donador, reduciendo

así la concentración de equilibrio de los portadores mayoritarios. Este proceso afecta principalmente a aquellos dispositivos que dependen de la concentración de equilibrio de portadores.

El quinto proceso se da cuando un defecto promueve el paso de portadores a través de una barrera de potencial por efecto *túnel*. El efecto túnel es asistido por un nivel de energía intermedio creado por el defecto. Este proceso es el responsable del incremento de las corrientes de fuga en determinadas situaciones.

Los defectos creados como consecuencia del daño por desplazamiento también actúan como centros de dispersión y producen una reducción en la movilidad de los portadores. Así como la introducción de impurezas en el semiconductor reduce la movilidad, la introducción de defectos, que pueden tener carga, también dará como resultado una disminución en la movilidad. Los defectos pueden tener carga como resultado de la ocupación, ya sea por electrones o huecos, de los niveles de energía creados dentro del bandgap. Por ejemplo, si un defecto se encuentra ocupado por un electrón se comportará como una carga negativa.

Existe también un efecto de conversión de tipo, en el que un material tipo n pasa a comportarse como un material tipo p, como consecuencia de la remoción de portadores por los defectos creados por la radiación. Este efecto se da en dispositivos de germanio y en las zonas de vaciamiento de dispositivos de Si—como fue estudiado en detectores de partículas de altas energías [23]—, mientras que en las zonas cuasineutrales de dispositivos de Si se obtiene un material intrínseco.

Por último, existe un efecto por el cual los defectos creados por la radiación incrementan la efectividad de la generación térmica de portadores. Este efecto se da principalmente en las zonas de los dispositivos donde se tienen campos eléctricos intensos y se cree que se trata de una reducción en la barrera de potencial para la generación térmica conocida como el efecto Poole-Frenkel [24].

Todos estos procesos y efectos mencionados pueden darse, en principio, de forma simultánea y con la misma intensidad. Que se favorezca uno u otro dependerá de la región del dispositivo en particular, de la concentración de portadores, de la temperatura, el campo eléctrico, etc.

Una región particularmente afectada por el daño por desplazamiento es la zona de vaciamiento de los dispositivos de juntura, como diodos y transistores bipolares. En el caso de los diodos, la introducción de defectos en la zona de vaciamiento activa el mecanismo de generación térmica de portadores y produce un incremento en la corriente de inversa del dispositivo. Este efecto es particularmente importante e indeseado en el caso de los fotodiodos, como se verá más adelante. Por otro lado, el daño por desplazamiento en la región de la base de los transistores bipolares incrementa la corriente de base debido a la creación de centros de recombinación y, por lo tanto, se tiene una disminución del parámetro β . Finalmente, los dispositivos MOS no son afectados por el daño por desplazamiento, ya que la conducción se da a través del canal de inversión de portadores, que es superficial y no se ve afectado por procesos de generación y recombinación.

2.2.1. Correlación de daño: Non-Ionizing Energy Loss y Displacement Damage Dose

Desde fines de la década de 1980 y durante la década de 1990 se realizó un gran esfuerzo por relacionar el daño por desplazamiento producido por partículas de diferentes

tipos y energías. Gracias a todo ese esfuerzo se llegó al parámetro que representa la transferencia de energía al material por procesos no-ionizantes y se llamó *Non-ionizing Energy Loss* (NIEL). El desarrollo de ese concepto permitió predecir el comportamiento de los dispositivos sometidos a radiación en varias aplicaciones, incluidos los dispositivos en órbita, a partir de mediciones realizadas en aceleradores con haces de partículas monoenergéticas.

La tasa de pérdida de energía por procesos no ionizantes, o NIEL, de una partícula que atraviesa un sólido puede calcularse analíticamente en base a las secciones transversales y la cinemática de las interacciones. La NIEL representa la energía que se transfiere a los átomos, a través de interacciones elásticas (tanto coulombianas como nucleares) e inelásticas nucleares, para producir los pares vacancia-intersticial iniciales y fonones dentro del sólido [22]. La NIEL depende del tipo de partícula, su energía, y del sólido—en nuestro caso silicio— que atraviesa, y puede calcularse de la siguiente forma

$$NIEL = \left(\frac{N}{A} \right) [\sigma_e T_e + \sigma_i T_i] , \quad (2.2)$$

donde N es el número de Avogadro, A es el peso atómico en gramos, σ_e y σ_i son las secciones transversales elástica e inelástica, y T_e y T_i son las energías promedio efectivas transferidas de forma elástica e inelástica, respectivamente, y corregidas por pérdidas por ionización. Así como en la sección anterior se vio que la energía transferida en forma de ionización al material está dada por el *stopping power* o *Linear Energy Transfer* (LET), de forma análoga la NIEL es la tasa de pérdida de energía en forma no ionizante, e incluso se suele expresar en las mismas unidades [$\text{MeV cm}^2 \text{g}^{-1}$]. Actualmente, la NIEL se obtiene mediante distintos softwares que modelan las interacciones atómicas y utilizan el método de Montecarlo para calcular la pérdida de energía de las partículas en cada interacción. Algunos ejemplos de esos programas son SRIM [25], MCNP [26] y GEANT [27]. En particular, en la referencia [28] se describe un método para determinar la NIEL de iones pesados utilizando el software SRIM.

Lo interesante es que la cantidad de defectos estables generados por partículas de diferentes tipos y energías parece ser proporcional a la NIEL de estas y que, en principio, no depende de los detalles de los procesos de interacción [29]. Por ejemplo, en la referencia [30] se estudió la degradación de la ganancia de transistores bipolares con distintos tipos de partículas y energías, y se logró demostrar que existe una relación directa entre el factor de daño producido por las interacciones no ionizantes y el factor de NIEL. El factor de daño se entiende como la relación entre la degradación de la ganancia debida a un tipo de partículas y la degradación producida por neutrones. De la misma forma, el factor de NIEL es la NIEL de determinado tipo de partículas dividido por la NIEL de neutrones. Los resultados se muestran en la figura 2.13 para distintas partículas en función de la energía. Resultados similares fueron obtenidos para otros materiales, dispositivos y una variedad de parámetros [22], no sólo para la ganancia. Estos resultados implican que se puede predecir el daño producido a un dispositivo sabiendo la NIEL, o la relación de NIEL respecto a otra partícula y, además, que el daño obtenido es independiente, a primer orden, de la cantidad inicial de defectos generados. La proporcionalidad entre NIEL y daño es válida en general, salvo en los casos en que las partículas incidentes tienen bajas energías, cercanas al mínimo necesario para desplazar un átomo de su lugar en la red [22].

Un parámetro importante que se desprende de la NIEL es la *dosis de daño por*

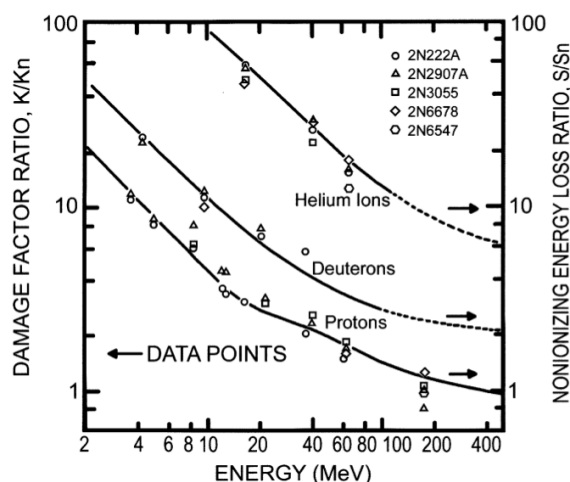


Figura 2.13: Correlación de daño entre distintos tipos de partículas con distintas energías para transistores bipolares. La relación del daño provocado por una determinada partícula (K) respecto del daño provocado por neutrones (K_n) coincide con la relación entre la NIEL de la partícula (S) y la NIEL de los neutrones (S_n). Fuente ref. [30].

desplazamiento (DDD, por su sigla en inglés), que es el equivalente a la dosis de radiación ionizante, pero para procesos no ionizantes. La DDD puede definirse como el producto entre la fluencia de partículas Φ y la tasa de pérdida de energía por mecanismos no ionizantes NIEL. Se tiene entonces que

$$\text{DDD} = \text{NIEL} \times \Phi \quad (2.3)$$

Las unidades de la dosis de daño por desplazamiento son por lo general TeV g^{-1} y, al igual que en el caso de dosis ionizante, se trata de energía depositada por unidad de masa.

2.3. Efectos de radiación en sensores de imagen CMOS

A lo largo de la presente tesis se utilizarán distintos tipos de sensores de imagen CMOS (CIS, por su sigla en inglés) para la detección de partículas. Por este motivo, es que es necesario conocer primero los efectos que produce la exposición de este tipo de sensores a la radiación ionizante. Teniendo en cuenta la estructura y el funcionamiento explicado en el capítulo de introducción, ahora se describirán los efectos conocidos hasta el momento debidos tanto la dosis total como a daño por desplazamiento.

Por una parte, se tienen los efectos producidos por partículas individuales al momento de colisionar con el sensor, que son comúnmente denominados *Single Event Effects* (SEE). La sensibilidad de los CIS a SEE depende mucho del diseño específico de cada uno y de la tecnología utilizada. En general, los bloques periféricos (lógica de control, conversores A/D, registros, etc.) son muy tolerantes a SEE, mientras que la matriz de píxeles es muy sensible y se aprovecha esta característica para la detección de partículas. Cuando una partícula ionizante atraviesa la zona de vaciamiento de un fotodiodo, produce pares e^-h que son recolectados por el campo eléctrico existente en esa zona, y que producen una señal que sirve para identificar el paso de la partícula. Este es el principio básico de detección.

Por otra parte, se tienen los efectos acumulativos de daño por dosis total y daño

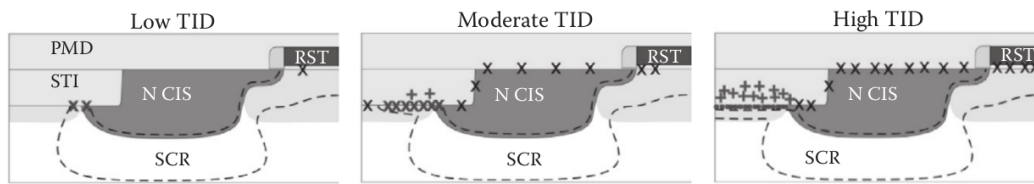


Figura 2.14: Sección transversal de un fotodiodo de tipo 3T expuesto a tres niveles de dosis de ionización (TID), bajo, moderado y alto. x: Estados de interfaz. +: Cargas atrapadas positivas. PMD=Pre-metal dielectric, STI=Shallow Trench Isolation, SCR=Space Charge Region. Fuente ref. [7].

por desplazamiento. Los circuitos periféricos son en general de tipo CMOS y, por lo tanto, no sensibles a daño por desplazamiento, pero si muy sensibles a daño por dosis total. Se dan entonces todos los efectos mencionados en la sección 2.1, como generación de corrientes de fuga en canales laterales en los transistores MOS, reducción de la tensión de umbral y generación de corrientes de fuga entre regiones tipo n de distintos dispositivos.

El **daño por dosis total** tiene varios efectos sobre los píxeles. En principio, los transistores MOSFET que forman parte del píxel—el seguidor de tensión, el transistor de reset y la llave MOS—son más tolerantes que el fotodiodo [31] y, por lo tanto, es este último el que limita la vida útil cuando el sensor es expuesto a radiación.

Como se mencionó en la sección 2.1, la radiación produce cargas positivas que quedan atrapadas en los materiales dieléctricos y también produce estados de interfaz en las interfaces Si-SiO₂. Recientemente, V. Goiffon estudió en detalle los efectos de estos cambios en los fotodiodos utilizados más comúnmente en la industria [7]. En particular, estudió píxeles de tipo 3T, que son los más usuales, y 4T con fotodiodo “anclado” o *pineado*. En la figura 2.14 se muestra el corte transversal del fotodiodo en un píxel de tipo 3T y en ella se resaltan, para distintos niveles de dosis de radiación ionizante, las cargas atrapadas y los estados de interfaz.

En los píxeles de tipo 3T, la corriente de oscuridad se produce en gran parte en el borde de la junta con el STI, o el óxido aislante del caso (que podría ser FOX). Allí se tiene un proceso de generación de pares dado por los estados de interfaz ubicados en esa zona de vaciamiento. Esto hace que la corriente de oscuridad sea proporcional al perímetro del fotodiodo [32].

Según lo analizado en la referencia [7] para una dosis de ionización baja, la corriente de oscuridad aumenta debido al incremento de la cantidad de estados de interfaz. Para dosis intermedias, la acumulación de cargas (huecos) en el STI hace que se incremente el tamaño de la zona de vaciamiento en los bordes de la junta, aumentado aún más el proceso de generación de pares en los estados de interfaz. Para dosis de ionización altas, la carga almacenada en las trampas del óxido es tal que se produce la inversión de portadores en la interfaz Si-SiO₂, aparecen corrientes de fuga entre fotodiodos de la matriz y los píxeles dejan de funcionar.

Por lo tanto, el parámetro más degradado por el daño por dosis total es la corriente de oscuridad de los fotodiodos, y esto sucede en casi todos los tipos de píxel [7]. El incremento en la corriente de oscuridad es uniforme como puede verse en los resultados de mediciones en la figura 2.15.

Aunque en menor medida, algunos otros parámetros son degradados por el daño por dosis total como se describe en [7]. Por un lado, se observa una disminución en la

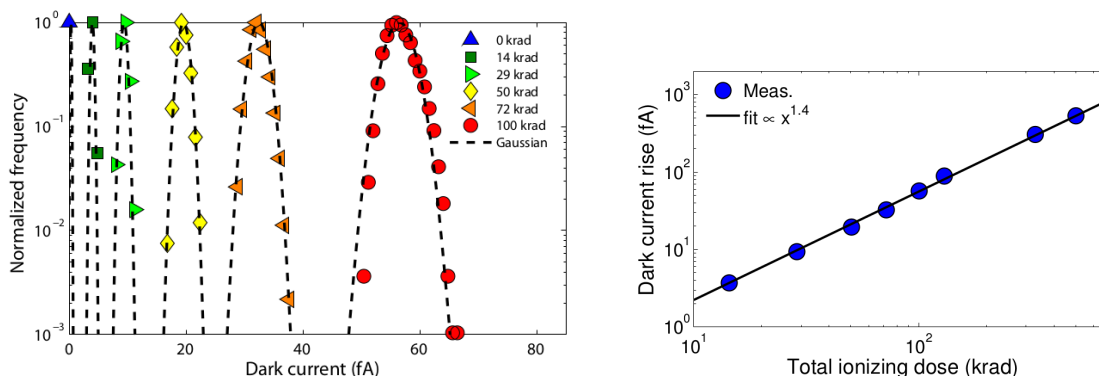


Figura 2.15: Distribución normalizada y valor medio de la corriente de oscuridad de una matriz de píxeles 3T expuesto a dosis totales incrementales con una fuente de ⁶⁰Co. Fuente ref. [33].

eficiencia cuántica, que se da por el incremento de los centros de recombinación, en los que se aniquilan los portadores provenientes de la interacción de los fotones o las partículas. Además, se observa un incremento del ruido en la señal de salida de los píxeles que es debido al transistor seguidor de tensión a bajas dosis y al incremento del *shot noise* en la corriente de oscuridad para altas dosis. Finalmente, también se observa un incremento en la cantidad de píxeles con ruido de tipo telegráfico, en los que la salida oscila aleatoriamente entre dos estados.

En cuanto al **daño por desplazamiento**, las interacciones no ionizantes producen pares de defectos vacancia-intersticial que introducen niveles intermedios de energía en el bandgap del silicio y actúan principalmente como centros de *Shockley-Reed-Hall* (SRH), donde aparece una alta tasa de generación y recombinación de portadores. Cuando este tipo de defectos son introducidos en las zonas de vaciamiento de las juntas, se produce un incremento en la corriente de oscuridad debido a la mayor generación de portadores. En la figura 2.16 se muestra esquemáticamente un corte transversal de un píxel que fue expuesto a radiación no ionizante y que tiene centros de SRH junto con la distribución de la corriente de oscuridad antes y después de irradiar, como está publicado en la referencia [33]. A diferencia de lo que sucede con la radiación ionizante en la figura 2.15—en la que el valor medio aumenta uniformemente para todos los píxeles—el daño por desplazamiento afecta sólo a algunos píxeles incrementando su corriente de oscuridad drásticamente. Como se ve en la distribución de la figura 2.16, cuando se irradia con partículas no ionizantes—como son los neutrones—el valor más probable de la distribución no cambia con respecto al inicial, pero sí se observa un incremento importante en la corriente de oscuridad de algunos píxeles. En el caso de la irradiación con protones, al ser una partícula con carga y pesada, produce tanto daño por dosis total como daño por desplazamiento. Se tiene entonces que se produce un aumento del valor más probable de la distribución y, además, se produce un incremento drástico en la corriente de oscuridad de algunos de los píxeles de la matriz que se ve como una cola en la distribución.

Por otra parte, la introducción de centros de SRH dentro y fuera de las zonas de vaciamiento también da lugar a una disminución de la eficiencia cuántica, ya que los pares e⁻-h generados por una partícula pueden ser atrapados y aniquilados en los defectos [7].

Finalmente, para una dada dosis de daño por desplazamiento DDD , depositada con

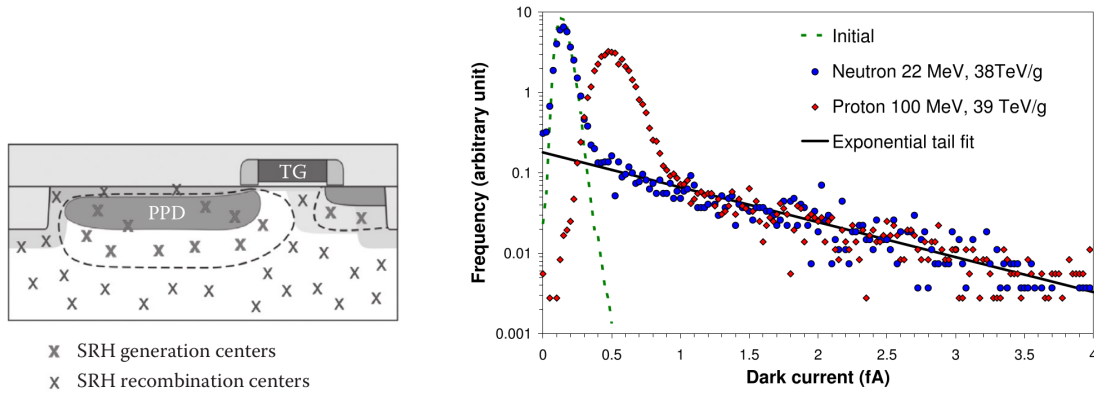


Figura 2.16: Sección transversal de un fotodiodo mostrando los centros de SRH creados por la interacción no ionizante de partículas, y distribución de la corriente de oscuridad de una matriz de píxeles expuestos a neutrones y protones. Fuente ref. [33].

un NIEL mayor a $10^{-4} \text{ MeV cm}^2 \text{ g}^{-1}$, el incremento en la corriente de oscuridad de un fotodiodo cuyo volumen en vaciamiento es V_{dep} , puede calcularse utilizando el factor de daño por desplazamiento de la sección 2.3.1. La validez del modelo de J. R. Srour y D. H. Lo ha sido demostrada para los sensores de imagen modernos con campos eléctricos limitados [7].

2.3.1. Factor universal de daño K_{dark}

Durante muchos años existieron diferentes formas de evaluar el daño producido por las partículas en las junturas pn y/o fotodiodos. Por ejemplo, se determinaba la degradación de la vida media de los portadores en función de la fluencia y del tipo de partícula, o se evaluaba el incremento de densidad de corriente de oscuridad por unidad de fluencia de una determinada partícula, o se medía el incremento de la corriente de oscuridad por unidad de volumen y fluencia de un tipo específico de partículas. En el año 2000 J. R. Srour y D. H. Lo publicaron un trabajo [34] en el cual definieron un *factor universal de daño* K_{dark} para dispositivos de silicio que predice el daño generado por partículas no ionizantes y reemplaza a todos los factores definidos hasta el momento. Lo interesante de este factor es que es aplicable a cualquier tipo de radiación y cualquier dispositivo de silicio en el que la corriente de oscuridad esté dominada por la generación térmica. Otra ventaja es que se basa sólo en el proceso de generación, siendo más simple que los factores utilizados hasta el momento. La única limitación es que no es aplicable en aquellos ambientes donde la radiación produce defectos aislados como, por ejemplo, electrones de baja energía.

El factor K_{dark} representa el incremento en el número de portadores generados térmicamente en una zona de vaciamiento por unidad de volumen, de tiempo y de dosis no ionizante depositada en esa zona. Se tiene entonces que

$$K_{dark} \equiv \Delta G / DDD, \quad (2.4)$$

donde ΔG es el incremento en la generación debido al daño por desplazamiento y DDD es la dosis de daño por desplazamiento depositada en la zona de vaciamiento del dispositivo.

Con esta definición, puede escribirse el incremento en la corriente de oscuridad ΔI_{dark} de un diodo de silicio, cuya zona de vaciamiento tiene un volumen V_{dep} , y que es

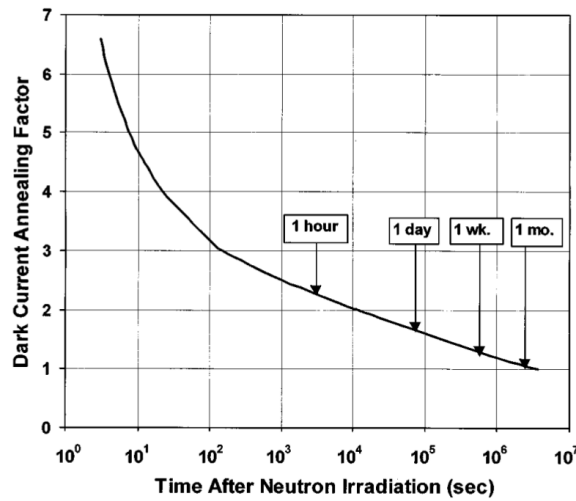


Figura 2.17: Factor de curado de la corriente de oscuridad en función del tiempo transcurrido luego de la generación del daño. Fuente ref. [34].

sometido a una dosis de daño por desplazamiento DDD , de la siguiente forma

$$\Delta I_{dark} = q \times K_{dark} \times V_{dep} \times DDD. \quad (2.5)$$

Así como el proceso de curado, esquematizado en la figura 2.11, es altamente dependiente de la temperatura y del tiempo transcurrido luego de la generación de defectos, el incremento en la generación de portadores, que es el proceso por el cual se materializa el daño, y también K_{dark} dependerán de igual forma de la temperatura y del tiempo. La dependencia de la corriente de oscuridad con la temperatura fue obtenida por medición y publicada por varios autores, de donde J. R. Srour y D. H. Lo arribaron la siguiente expresión [34]

$$\Delta I_{dark} \propto K_{dark} \propto e^{-0,63 \text{ eV}/kT}, \quad (2.6)$$

donde k es la constante de Boltzmann y T es la temperatura. La ecuación (2.6) puede utilizarse para corregir corrientes de oscuridad y/o el factor universal de daño dados a distintas temperaturas.

Según los autores, la dependencia temporal de K_{dark} con el tiempo de curado es aproximadamente la misma para distintos tipos de partículas y distintos dispositivos, observándose un curado significativo a temperatura ambiente. La figura 2.17 muestra el *factor de curado* en función del tiempo, $AF(t)$, que se define como

$$AF(t) = \frac{I_d(t) - I_d(0)}{I_d(\infty) - I_d(0)}, \quad (2.7)$$

donde $I_d(t)$, $I_d(0)$ e $I_d(\infty)$ son las corrientes de oscuridad en función del tiempo, antes de la irradiación y después de un tiempo suficientemente largo como para poder asegurar que el curado está completo, respectivamente. En la figura 2.17 se utilizó un tiempo de 1000 horas para establecer el valor de $I_d(\infty)$, aunque el curado no esté completo. El gráfico de la figura 2.17 puede utilizarse para corregir K_{dark} a distintos tiempos.

Utilizando las ecuaciones (2.6) y (2.7), y la figura 2.17, J. R. Srour y D. H. Lo analizaron decenas de publicaciones previas y arribaron a la conclusión de que la

constante K_{dark} tiene un valor de $(1,9 \pm 0,6) \times 10^5$ portadores/(cm³s) por MeV g⁻¹ a temperatura ambiente (300 K), y a una semana postirradiación. Este valor es aplicable a una gran gama de tipos de partículas como, por ejemplo, protones, neutrones, piones o iones pesados, y una gran cantidad de dispositivos: CCDs canal n o p, transistores bipolares, JFETs, capacitores MOS y diodos; todo esto sin importar la concentración de impurezas ni de dopantes.

2.4. Resumen del capítulo

Los dispositivos MOS son sensibles a la radiación y sus características se degradan o cambian cuando son expuestos a la misma. Por una parte, se produce un daño por dosis total cuando los dispositivos son expuestos a partículas ionizantes y, por otro lado, se produce un daño por desplazamiento cuando las partículas pierden energía dentro del sólido por procesos no ionizantes.

En el caso del **daño por dosis total** las partículas ionizantes producen pares electrón-hueco dentro del óxido de silicio. Luego, una proporción de los huecos generados sobrevive a la recombinación inicial (charge yield) y parte de ellos quedan atrapados en trampas cercanas a la interfaz SiO₂-Si, produciendo una densidad de carga dentro del óxido dada por N_{ot} . Esta densidad de carga produce un corrimiento negativo en la tensión de umbral V_{th} . Si se aplica un campo eléctrico durante la irradiación, se produce un aumento del charge yield. Sin embargo, para campos altos se reduce la probabilidad de captura de huecos en las trampas del óxido y por lo tanto, si bien la densidad de carga atrapada aumenta con el campo eléctrico, llega un punto en que satura y luego disminuye levemente.

Además de trampas en el óxido, la radiación ionizante produce un aumento en las trampas de interfaz que afectan principalmente a la tensión umbral y a la movilidad. En los transistores canal p, las trampas de interfaz son predominantemente positivas y, por lo tanto, introducen una variación negativa de V_{th} . En los transistores canal n, las trampas de interfaz son predominantemente negativas y, por lo tanto, introducen una variación positiva de V_{th} .

El corrimiento de la tensión de umbral en principio no depende de la tasa de dosis, pero sí depende del tiempo transcurrido luego de la irradiación. Existe un efecto de neutralización de las trampas en el óxido, aún a temperatura ambiente, y de aumento de las trampas de interfaz luego de la irradiación. Las trampas de interfaz no son neutralizadas a temperatura ambiente.

En cuanto a los efectos en los dispositivos, la acumulación de cargas en los óxidos (FOX o STI) pueden producir la inversión de portadores en la interfaz y, entonces, pueden aparecer corrientes de fuga entre dispositivos. En los transistores MOS aparecen canales de conducción parásitos en los bordes laterales de los dispositivos que se ven como dispositivos parásitos en paralelo con el fabricado.

En procesos SOI, la dosis ionizante afecta principalmente el óxido enterrado que además, por como se fabrica, tiene una probabilidad de captura de huecos de casi el 100 %. En particular, en los dispositivos PD-SOI, la acumulación de cargas en el óxido enterrado no cambia las características del dispositivo hasta que aparece un canal de conducción parásito en la interfaz Si-BOX. Por otro lado, en los dispositivos FD-SOI, el frontgate y el backgate se encuentran acoplados (ambos pueden modular el potencial

del canal) y, por lo tanto, la acumulación de cargas en el BOX modifica directamente las características del transistor.

En cuanto al **daño por desplazamiento**, el mismo se produce cuando una partícula entrega energía en forma no ionizante, produciendo una dislocación en la red. Los defectos puede ser de tipo par de Frenkel, o también llamados simples, o pueden ser de tipo aglomeración o clusters. Estos defectos dan lugar a la aparición de niveles de energía intermedios dentro de la banda prohibida del silicio que, a su vez, promueven procesos de generación, recombinación, captura, etc., de portadores en las ubicaciones de los defectos.

Se observa experimentalmente un curado o annealing de los defectos, incluso a temperatura ambiente, que por lo general implica una recuperación en las características de los dispositivos en un corto tiempo, hasta alcanzar el estado de daño permanente, que es seguido de un proceso de curado que puede durar años.

Los transistores MOS son poco afectados por el daño por desplazamiento. En cambio, los dispositivos basados en junturas, como transistores bipolares, diodos y fotodiodos, son muy sensibles a este tipo de daño. Los defectos activan los procesos de generación y recombinación y, por lo tanto, aparecen corrientes de fuga que degradan las características de los dispositivos.

Finalmente, en el caso particular de los sensores de imagen CMOS de este trabajo se puede remarcar lo siguiente:

En los CIS, la parte más afectada por la radiación es en general la matriz de píxeles. El daño por dosis total produce un aumento significativo en la corriente de oscuridad debido al incremento de estados de interfaz en los bordes de los fotodiodos, junto al FOX (o STI). El incremento en la corriente de oscuridad es uniforme en toda la matriz y proporcional a la dosis aplicada. En el caso extremo en que la dosis total hubiese sido muy alta, la inversión de población debajo del FOX (o STI) puede producir corrientes de fuga entre píxeles y, entonces, la matriz deja de funcionar.

Por otro lado, el daño por desplazamiento produce defectos en la zona de vaciamiento de los fotodiodos del arreglo que, a su vez, incrementan la corriente de oscuridad a través de un incremento en la tasa de generación térmica de portadores. El daño afecta sólo a los píxeles con defectos y, por lo tanto, la corriente de oscuridad aumenta sólo en esos píxeles. La constante universal de daño K_{dark} es útil para estimar el aumento en la corriente de oscuridad de los fotodiodos.

Capítulo 3

Medición de dosis de radiación ionizante con dispositivos SOI

Existen desde hace ya varias décadas los llamados *dosímetros MOS*, que son transistores MOS cuya variación de la tensión umbral V_{th} con la radiación se utiliza como parámetro para medir la dosis absorbida. Sus aplicaciones son múltiples: desde la medición de dosis en satélites o entornos espaciales, hasta aplicaciones en medicina nuclear, radioterapia o aplicaciones industriales y de monitoreo personal o ambiental.

Los dosímetros MOS aprovechan el daño por ionización visto en la sección 2.1, es decir, la generación y captura de cargas en el óxido de gate y la creación de trampas de interfaz, como medida de dosis. La variación de la tensión de umbral producida por los defectos es, en principio, proporcional a la dosis absorbida y, por lo tanto, puede determinarse la dosis a partir de ΔV_{th} durante o después la irradiación, siempre y cuando se haya realizado una calibración previa.

En general, los transistores MOS utilizados como dosímetros se fabrican en procesos *ad hoc*, que tienen implantes para ajustar la tensión de umbral, y con óxidos de gate con tratamientos especiales y más gruesos que los utilizados en lógica CMOS, todo esto para mejorar la sensibilidad a la radiación [35]. Este tipo de dosímetros son conocidos también como *Radiation Sensitive Field Effect Transistors* (RADFETs) [36].

En los últimos años se ha realizado un esfuerzo importante para incluir los dosímetros MOS dentro de un circuito integrado, lo que permitiría realizar un procesamiento de la señal generada, agregar conversores analógico-digitales, incluir lógica inteligente, interfaces de comunicación, etc., y obtener una lectura directa de dosis en un valor digital y repetible. En este sentido es que varios autores investigaron la posibilidad de utilizar las estructuras presentes en los procesos de fabricación estándar para fabricar dosímetros MOS que fueran fácilmente integrables. Así nació, por ejemplo, el dosímetro *Field Oxide Field Effect Transistor*, o FOXFET, en el que se utiliza el óxido de campo de un proceso CMOS estándar para fabricar un transistor MOS muy sensible a la radiación [37]; o el uso del óxido enterrado de procesos de tipo SOI para determinar la dosis absorbida, ya sea a través de la medición del ΔV_{th} del transistor formado por el backgate [38, 39] o de la medición del ΔV_{th} del frontgate, aprovechando que las cargas atrapadas en el óxido enterrado afectan las características del transistor del frontgate en procesos FD-SOI [40].

En este capítulo se presenta la caracterización y uso de dispositivos FD-SOI con capacidad de integración para la medición de dosis en tratamientos de radioterapia con aceleradores lineales. El trabajo realizado forma parte de una colaboración con el

instituto ICTEAM de la *Université Catholique de Louvain* (UCL), Bélgica, donde fueron fabricados los dispositivos, fue presentado en la conferencia NSSMIC de 2018 [41] y publicado en la referencia [42]. En la sección siguiente se realiza una descripción detallada del proceso de fabricación y de los dispositivos. Luego se presentan los experimentos realizados y las respuestas a dosis y a temperatura de los transistores. El capítulo termina con la presentación y caracterización de un circuito novedoso que combina dos transistores SOI, permite la medición de dosis con un menor impacto por variaciones de temperatura y con un consumo de potencia ultra bajo.

3.1. Transistores FD-SOI fabricados en UCL

Los transistores utilizados fueron fabricados en el departamento de ingeniería electrónica de UCL en las instalaciones de esa universidad utilizando un proceso de fabricación simple desarrollado allí mismo [43, 44]. Se trata de los dispositivos FD-SOI que se muestran de manera esquemática en la figura 3.1a.

El proceso parte de una oblea de silicio de tipo SOI comercial *SmartCut™ Unibond* y se obtienen transistores con un óxido de gate de 31 nm, un film delgado de silicio de 80 nm y un óxido enterrado de 400 nm de espesor. El gate es de polisilicio tipo n, muy dopado, mientras que el canal está dopado con boro, lo que da como resultado transistores NMOS que operan en modo inversión [45], que es el tipo de transistor más común en procesos CMOS, y transistores PMOS que operan en modo de acumulación [46, 47], estos últimos sólo posibles en procesos FD-SOI. El dopaje de boro se realiza en dos pasos de implante iónico sucesivos, cada uno con sus respectivas máscaras de litografía. Ello permite obtener cuatro concentraciones de dopantes distintas con solo bloquear el implante en los lugares deseados mediante el uso de las máscaras. Si se bloquean ambos pasos, se mantiene la concentración de boro inicial del film de silicio, que es de $3 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, el canal se denomina I de intrínseco, y los dispositivos NIN y PIP por el orden de los implantes. Si se bloquea ya sea el primer o el segundo implante, las concentraciones de boro en el canal son de aproximadamente $2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ y $3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, y se denominan P1 y P2, respectivamente. Por último, si se permiten ambos implantes las concentraciones aportadas por cada uno se suman, se obtiene una concentración de aproximadamente $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ y el canal se denomina P12. Lo interesante de este proceso de fabricación es que se construye un par de dispositivos NMOS y PMOS con tensiones de umbral que dan lugar a curvas I-V simétricas, como puede apreciarse en la figura 3.1b.

3.2. Respuesta a dosis de dispositivos FD-SOI

La variación de la tensión de umbral debida a la acumulación de cargas en el óxido y a la generación de estados de interfaz puede calcularse analíticamente para este tipo de transistores utilizando el modelo de Lim-Fossum [45] para los dispositivos que trabajan modo de inversión y el modelo de Flandre-Terao [47] para los que trabajan en modo de acumulación. Tanto para dispositivos de acumulación como de inversión, las ecuaciones

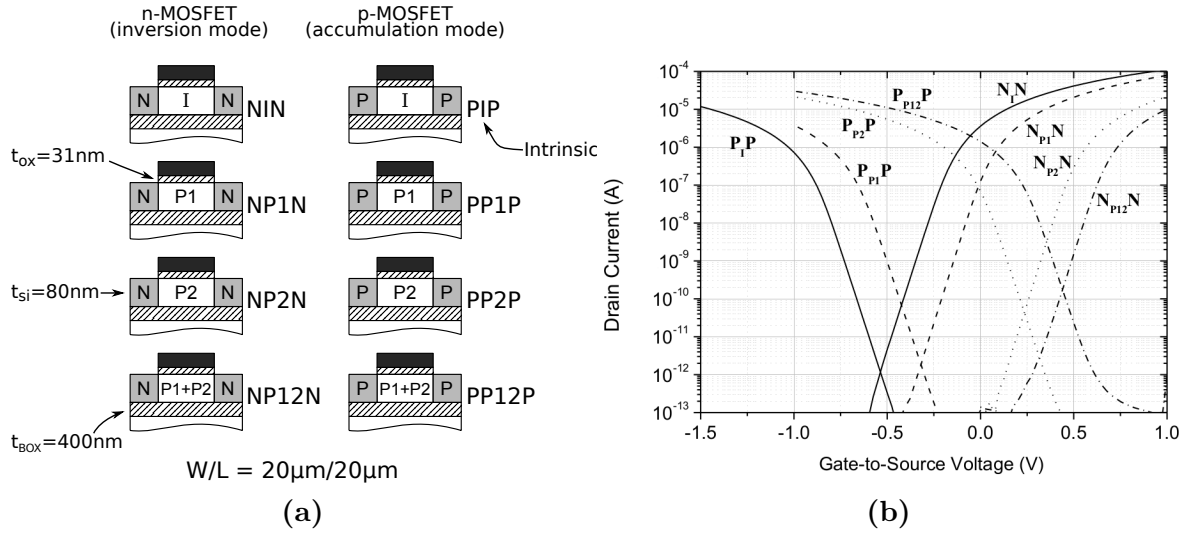


Figura 3.1: (a) Sección transversal de los transistores fabricados en UCL [42]. (b) Curvas típicas [43].

que modelan el potencial en las interfaces son [6]

$$\begin{cases} V_{G_1} = \phi_{fb_1} + \psi_{s_1} \left(1 + \frac{C_{si} + C_{it_1}}{C_{ox_1}} \right) - \psi_{s_2} \frac{C_{si}}{C_{ox_1}} - \frac{2Q_{c_1} + Q_{si}}{2C_{ox_1}}, \\ V_{G_2} = \phi_{fb_2} + \psi_{s_2} \left(1 + \frac{C_{si} + C_{it_2}}{C_{ox_2}} \right) - \psi_{s_1} \frac{C_{si}}{C_{ox_2}} - \frac{2Q_{c_2} + Q_{si}}{2C_{ox_2}}, \end{cases} \quad (3.1)$$

donde los subíndices 1 y 2 corresponden al transistor de frontgate y de backgate, respectivamente, y dan lugar a dos ecuaciones acopladas. $\phi_{fb_{1,2}} = \phi_{ms_{1,2}} - Q_{f_{1,2}}/C_{ox_{1,2}}$ es el potencial de bandas planas como se define para dispositivos de Si de tipo bulk [5], y $Q_{f_{1,2}}$ y $C_{ox_{1,2}}$ son la carga fija dentro de los óxidos y la capacidad de los óxidos de gate y BOX, respectivamente. Los potenciales en las interfaces están representados por $\psi_{s_{1,2}}$; $C_{si} = \epsilon_{si}/t_{si}$ es la capacidad del film delgado de silicio y $Q_{si} = -QN_A t_{si}$ es la carga de la zona de vaciamiento dopada con una densidad N_A de átomos de impurezas; $C_{ox_{1,2}} = \epsilon_{ox}/t_{ox,BOX}$ son las capacidades del óxido de gate y del óxido enterrado, respectivamente; $C_{it_{1,2}} = qD_{it_{1,2}}$ son las capacidades dadas por las trampas de interfaz; y $Q_{c_{1,2}}$ representa a la carga de los portadores libres en el canal 1 o 2, i.e. el canal del frontgate o del backgate.

Cuando los dispositivos son expuestos a radiación ionizante, la carga de los óxidos $Q_{f_{1,2}}$ se ve incrementada, especialmente en el óxido enterrado que es más grueso y, por lo general, tiene una probabilidad de captura de huecos cercana al 100% [10]. Además, se tiene un incremento en las densidades de estados de interfaz $D_{it_{1,2}}$, que en principio pueden ser despreciables. Todo esto modificará la electrostática del dispositivo respecto del estado inicial antes de la irradiación.

A partir de la ecuación 3.1 se puede obtener una expresión para la tensión de umbral de los transistores FD-SOI y entonces determinar la variación de V_{th} cuando un dispositivo es expuesto a radiación. El problema es que la tensión de umbral en los dispositivos FD-SOI depende del potencial aplicado al terminal opuesto, debido al acoplamiento existente entre ambos. Por ejemplo, la tensión de umbral V_{th_2} del transistor formado por el backgate depende del potencial aplicado al frontgate V_{G_1} , así como también la tensión de umbral V_{th_1} depende de V_{G_2} . En los modelos de Lim-Fossum y

Flandre-Terao se realiza un análisis exhaustivo y se hallan los rangos de operación para cada combinación de tensiones V_{G_1} y V_{G_2} .

En el caso particular de las mediciones realizadas en este trabajo, siempre se utiliza uno de los terminales conectados a potencial 0 V, ya sea el frontgate o el backgate. Este hecho simplifica las ecuaciones y permite hallar la tensión de umbral en el caso en que $V_{G_1} = 0$ V y $V_{G_2} = 0$ V. Luego, suponiendo que la exposición a radiación ionizante produce un incremento de la carga en los óxidos igual a $\Delta Q_{f_{1,2}} = Q_{f_{1,2}}^{fin} - Q_{f_{1,2}}^{ini}$, la variación de la tensión de umbral resulta

$$\begin{cases} \Delta V_{th1} = V_{th1}^{fin} - V_{th1}^{ini} = -\frac{\Delta Q_{f1}}{C_{ox1}} - \frac{C_{si}\Delta Q_{f2}}{C_{ox1}(C_{ox2} + C_{si} + C_{it2})}, \\ \Delta V_{th2} = V_{th2}^{fin} - V_{th2}^{ini} = -\frac{\Delta Q_{f2}}{C_{ox2}} - \frac{C_{si}\Delta Q_{f1}}{C_{ox2}(C_{ox1} + C_{si} + C_{it1})}. \end{cases} \quad (3.2)$$

Por lo tanto, la variación de la tensión de umbral del transistor formado por el frontgate dependerá mayormente del incremento de carga en el óxido de gate ΔQ_{f1} , pero también del incremento de carga en el BOX, ΔQ_{f2} , producido por la radiación, aunque en menor medida por el factor $C_{si} [C_{ox1,2} (C_{ox2,1} + C_{si} + C_{it2,1})]^{-1}$. El caso recíproco se tiene para la variación de la tensión umbral del transistor formado por el backgate ΔV_{th2} , que depende principalmente de la carga generada y atrapada en el BOX.

De la ecuación 3.2 se desprende que si se quiere tener una alta sensibilidad a radiación conviene medir la variación de V_{th} del backgate, ya que ΔQ_{f2} será mayor que ΔQ_{f1} y C_{ox2} es menor que C_{ox1} , en ambos casos debido a que el BOX es mucho más grueso que el óxido de gate.

La cantidad de huecos N_h producida en los óxidos cuando son expuestos a una dosis D se puede estimar según la referencia [10] teniendo en cuenta la generación de pares electrón-hueco por unidad de dosis, que fue determinada experimentalmente en la referencia [13] ($g_0 = 8,1 \times 10^{14}$ pares $\text{cm}^{-3}/\text{Gy}(\text{SiO}_2)$), y la proporción de los huecos que escapan a la recombinación $f(E_{ox})$, que es una función del campo eléctrico como se ve en la figura 2.3a. Queda entonces

$$N_h = g_0 f(E_{ox}) t_{ox} D, \quad (3.3)$$

donde t_{ox} es el espesor del óxido (ya sea el óxido de gate o el BOX). Para obtener la carga atrapada final que será producida por los huecos en el óxido (ΔQ_f) se debe aplicar un factor de corrección que viene dado por la probabilidad de captura de los huecos en las trampas del óxido, y que también es función del campo eléctrico (figura 2.3b).

Finalmente, las ecuaciones 3.2 y 3.3 determinan que existe una relación entre la dosis D aplicada a un transistor FD-SOI y la variación de su tensión de umbral, ya sea medida en el frontgate o en el backgate. Por lo tanto, es posible determinar la dosis absorbida por el dispositivo a partir de una calibración de todos los parámetros involucrados y la medición de la variación de la tensión de umbral.

3.3. Determinación experimental de V_{th}

Existen varios métodos que permiten determinar la tensión de umbral de los transistores FD-SOI experimentalmente, como por ejemplo [6, pág. 244]:

- *Extrapolación de la curva $I_D(V_G)$* , donde V_G corresponde a la máxima transconductancia. El punto en que la extrapolación interseca al eje horizontal es el valor de V_{th} .
- *Extracción de V_{th} a corriente constante*. Se toma como valor de V_{th} a la tensión de gate que hace que circule una determinada corriente, o densidad de corriente (por ejemplo $0,1 \mu\text{A}$ por micron de ancho).
- *Extrapolación de $I_D/\sqrt{g_m}(V_G)$* . Para esta función, la extrapolación en la zona óhmica hasta la intersección con el eje horizontal da como resultado el valor de V_{th} . Tiene como ventaja que es menos susceptible al efecto de la resistencia serie del dispositivo.
- *Pico de $\partial^2 I_D/\partial V_G^2$* . La curva tiene un máximo cuando $\psi_s = 2\phi_F$, y por lo tanto el valor de V_G en ese máximo corresponde al V_{th} del dispositivo.

Cada método tiene sus ventajas y desventajas. Por ejemplo, el método que da un valor de V_{th} que mejor se corresponde con la definición de inversión de portadores para formar un canal es el de la extracción en el pico de $\partial^2 I_D/\partial V_G^2$. Sin embargo, desde un punto de vista práctico, el ruido inherente de las mediciones hace difícil obtener esa curva con la precisión necesaria para identificar claramente el máximo.

Para los dosímetros MOS se ha utilizado en el pasado el método de extracción de V_{th} a corriente constante con buenos resultados [48, 49]. La ventaja de este método es que es de fácil implementación, ya que se puede conectar a los transistores en modo diodo—esto es, con drain y gate cortocircuitados—e inyectar una corriente constante por el drain para obtener el valor de V_{th} . El problema es que el valor obtenido es en general fuertemente dependiente de la temperatura, aunque es posible encontrar un punto en el que la dependencia es mínima como se verá a continuación.

Para corrientes subumbral un aumento de la temperatura implica un aumento en la corriente debido al incremento en la tasa de generación térmica de portadores. Por otro lado, para corrientes por sobre el umbral, un aumento de la temperatura provoca una disminución de la corriente debido a la reducción de la movilidad de los portadores. Se tienen entonces dos efectos que varían de forma contraria con la temperatura y por lo tanto existe un punto en el cual ambos efectos se cancelan, o al menos se reducen a un mínimo. La corriente para la cual la variación con la temperatura es mínima se denomina I_{mtc} , por *minimum temperature coefficient*.

En la figura 3.2 se muestran mediciones de las curvas de corriente de drain versus tensión de backgate a varias temperaturas de algunos transistores FD-SOI de UCL. Allí puede observarse el efecto de aumento/disminución de la corriente con la temperatura cuando se polariza los dispositivos con corrientes subumbral/sobreumbral. Las corrientes I_{mtc} para las que se observa la variación mínima definen tensiones de gate que, para el propósito de este capítulo, llamaremos tensiones de umbral V_{th} efectivas. Si bien no corresponden con la definición estricta de inversión de población y formación del canal de conducción debajo del gate, sirven para determinar las variaciones por efecto de la radiación y así obtener una medida de dosis con una dependencia mínima de la temperatura.

Los puntos $I_{mtc} - V_{th}$ se encuentran marcados con círculos en la figura 3.2. Es importante destacar que para cada transistor en particular se debe hallar la corriente I_{mtc} , ya que puede ser diferente en cada dispositivo. Una vez hallada la corriente I_{mtc} ,

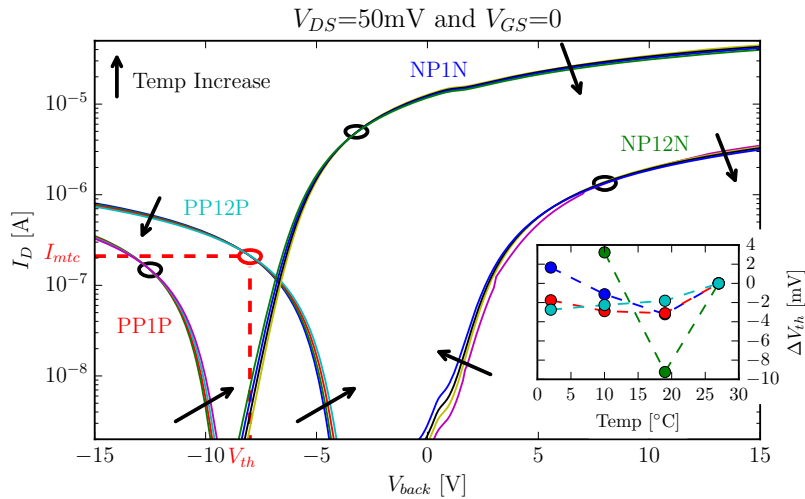


Figura 3.2: Corrientes de drain vs. tensión de backgate de los transistores FD-SOI de UCL. Las curvas fueron medidas a 2, 10, 19 y 27 °C. Los círculos indican los puntos $I_{mtc} - V_{th}$. El recuadro muestra la variación de V_{th} respecto de su valor a 27 °C y los colores de los trazos corresponden a los tipos de dispositivos analizados en el gráfico principal. Fuente ref. [42].

la tensión de gate que produce esa corriente puede variar cuando los dispositivos son expuestos a radiación.

3.4. Experimentos realizados

Los transistores FD-SOI de UCL fueron irradiados utilizando un acelerador lineal (*linac*, por su nombre inglés) de radioterapia modelo *Elekta Synergy*. Se trata de un equipo que acelera electrones hasta alcanzar energías del orden de los MeV, que luego colisionan con un material emitiendo rayos X de frenado. El espectro de emisión tiene un rango de energías de hasta 6 MeV y su pico se encuentra alrededor de 1 MeV como se observa en la figura 3.3 para la configuración de 6 MV.

Las muestras a irradiar consistieron en los chips de silicio fabricados en UCL y que contienen transistores de diferentes tipos y tamaños. El tamaño de los chips es de 2 mm² y dada su fragilidad fueron incluidos en un encapsulado cerámico de tipo DIL-24 para realizar las mediciones. Mediante la técnica de *wirebonding*, cada terminal de cada transistor fue cableado a un pin independiente del encapsulado. Sólo el terminal de backgate, que es compartido por todos los transistores en el mismo chip, fue común a todos los dispositivos. El encapsulado se dejó abierto, con el chip expuesto, para minimizar la interacción de la radiación con los materiales del encapsulado.

Las irradiaciones se realizaron en varias campañas, cada una con una muestra virgen. Cada muestra, con su encapsulado, fue irradiada dentro de un fantoma compuesto por un material equivalente al agua desde un punto de vista dosimétrico. De esta forma se logra obtener la condición de equilibrio de partículas cargadas que maximiza la dosis absorbida por las muestras. El linac fue configurado con un tamaño de campo de 10 × 10 cm², las muestras se ubicaron en el eje central y la distancia de la fuente a la superficie del fantoma (SSD) fue de 100 cm. Las dosis administradas fueron determinadas para una muestra agua-equivalente, por lo que los valores de dosis son dados para dosis absorbida en agua—en Gy(H₂O). Conociendo los coeficientes de atenuación másicos (μ_{en}) y las densidades (ρ) puede realizarse la conversión a dosis absorbida en silicio de

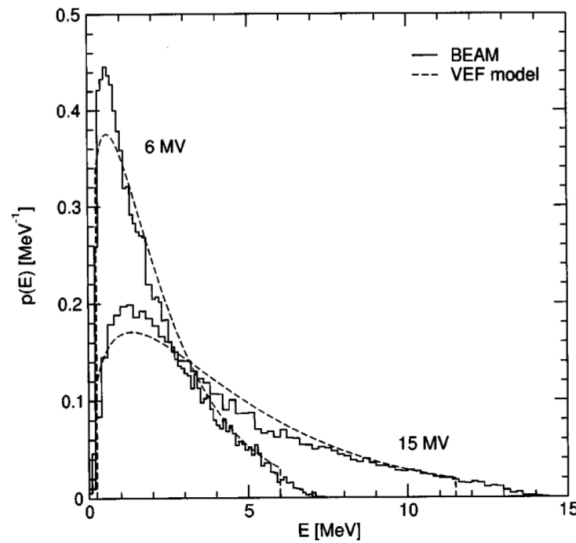


Figura 3.3: Simulación del espectro de energías de fotones emitido por el acelerador lineal en el eje central. Para los experimentos se utilizó la configuración de 6 MV, donde el pico de emisión es de 1 MeV. Fuente ref. [50]

forma muy simple utilizando la siguiente formula [4]

$$D_{Si} = D_{H_2O} \frac{(\mu_{en}/\rho)_{Si}}{(\mu_{en}/\rho)_{H_2O}}. \quad (3.4)$$

Durante la irradiación, los terminales drain, source y frontgate fueron conectados a tierra, y el terminal de backgate—esto es, el sustrato de la oblea SOI—fue polarizado con diferentes tensiones para analizar la dependencia de la captura de huecos en el BOX con el campo eléctrico. De acuerdo a las figuras 2.3a y 2.3b, aumentar el campo eléctrico ligeramente incrementa la probabilidad de captura y, por lo tanto, mejora la sensibilidad a la dosis de radiación.

Las irradiaciones se realizaron en pasos incrementales a una tasa de dosis de 4 Gy min^{-1} . Al finalizar cada paso, la muestra fue extraída del fantoma y se procedió a la medición de las curvas de corriente de drain en función la tensión de frontgate $I_D(V_G)$ con el backgate a 0 V, y la corriente de drain en función de la tensión de backgate $I_D(V_B)$ con el frontgate a 0 V. Todas las mediciones fueron realizadas a temperatura ambiente dentro de los 10 min posteriores a cada irradiación. Durante la medición de las curvas I-V, la tensión aplicada entre drain y source fue de 50 mV. En la figura 3.4 se muestra una fotografía del chip posicionado en el campo de irradiación del linac junto con esquemas de las configuraciones utilizadas durante la irradiación y para relevar las curvas I-V.

El primer experimento consistió en la irradiación de un chip para determinar su respuesta y su sensibilidad a dosis total. En el encapsulado fueron conectados los dispositivos NP1N, NP12N, PP1P y PP12P. Antes de exponer la muestra a radiación, se realizaron mediciones de las curvas I-V iniciales de los transistores para conocer el punto de partida y así poder calcular la variación de la tensión de umbral. Se comenzó el experimento administrando una dosis de 5 Gy en aproximadamente 1 min. Luego de la exposición, se realizó nuevamente una medición de las curvas I-V de los dispositivos del chip que duró del orden de 10 min. El proceso se repitió de a pasos administrando

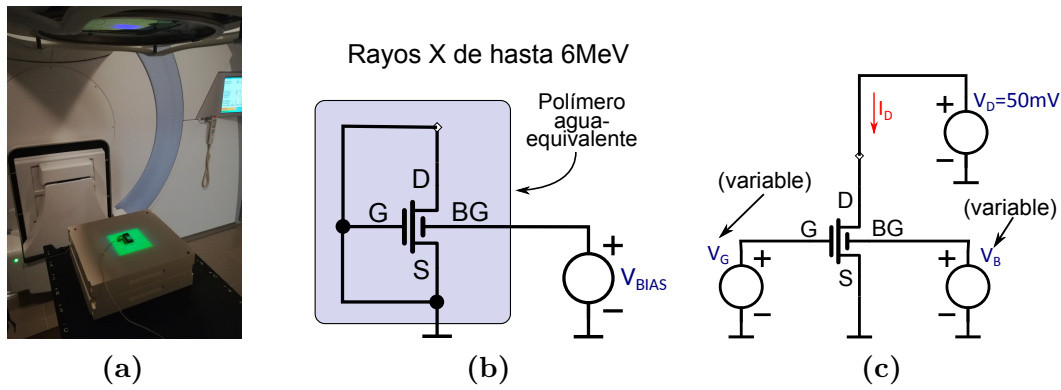


Figura 3.4: (a) Fotografía de una muestra posicionada en el centro del campo de irradiación del linac. Luego fue cubierta con 13 cm del polímero agua-equivalente. (b) Esquema del conexionado de los transistores durante la irradiación. (c) Esquema del banco de medición de las curvas I-V. Fuente ref. [42].

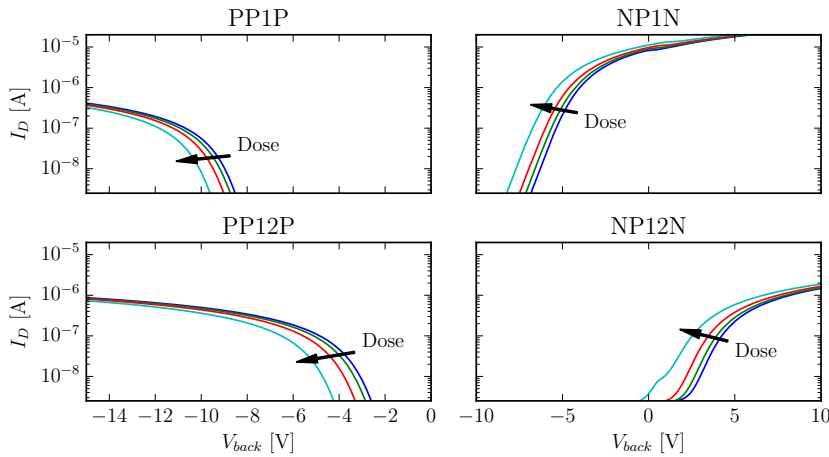


Figura 3.5: Corrientes de drain en función de la tensión de backgate, con el source y el frontgate conectados a 0 V, y 50 mV en el drain. Las dosis acumuladas en cada curva son 0, 10, 30 y 80 Gy. Fuente ref. [42].

dosis de 5, 10, 10, 25 y 25 Gy, hasta totalizar una dosis acumulada de 80 Gy, que es del orden del doble de la dosis administrada en una sesión de radioterapia.

En la figura 3.5 se muestran las curvas de corriente de drain en función de la tensión de backgate obtenidas para cada dispositivo, donde algunos pasos de irradiación fueron omitidos por claridad. En las curvas se observa un corrimiento monótono hacia la izquierda para dosis acumuladas cada vez mayores y en todos los dispositivos. La acumulación de cargas en los óxidos produce una variación de V_{th} negativa como se esperaba. Por otra parte, no se observa un cambio significativo en la pendiente subumbral, lo que indica que el incremento en las trampas de interfaz no interviene significativamente en el corrimiento de las curvas y, por lo tanto, la extracción de la variación de V_{th} a corriente constante es válida.

A continuación, se realizó la extracción de la tensión de umbral, utilizando para ello la corriente I_{mtc} , y se realizó una gráfica de la variación de V_{th} en función de la dosis acumulada, que puede verse en la figura 3.6. Allí se observa que la sensibilidad del transistor del backgate (BGT), esto es, el transistor formado por el substrato de silicio, el BOX, drain y source, es mayor a la sensibilidad de los transistores del frontgate

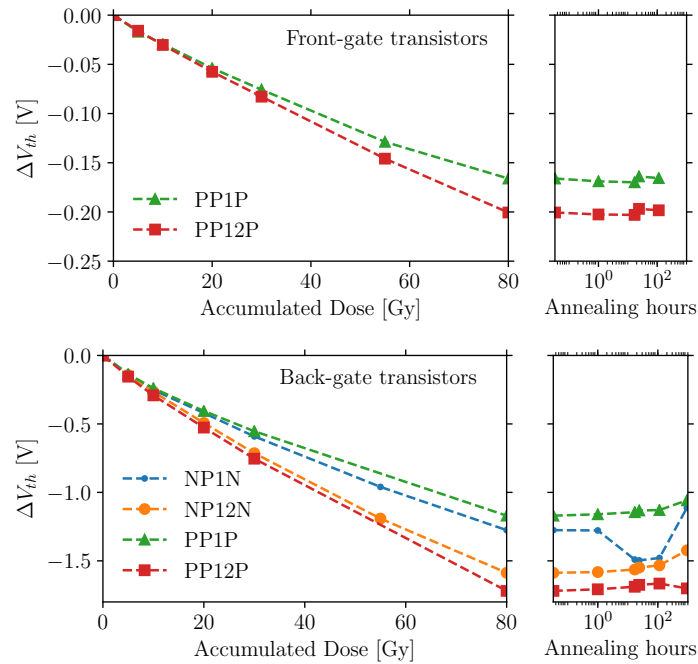


Figura 3.6: Variación de la tensión de umbral en función de la dosis acumulada, para irradiaciones sucesivas, con 0 V de tensión de polarización aplicada en el backgate. Luego de los experimentos se realizó un seguimiento del dispositivo durante el período de curado (*annealing*), que se realizó a temperatura ambiente y con todos los terminales cortocircuitados. Fuente ref. [42].

(FGT), que es el resultado esperado de acuerdo a las ecuaciones 3.2 y 3.3. La variación de la tensión de umbral de los FGT resultó de alrededor del 10 % de la variación de V_{th} en los BGT, lo que está vinculado a la relación de los espesores de los óxidos de gate y enterrado.

Otra observación sobre la figura 3.6 es que los dispositivos con dopaje más altos parecen ser más sensibles a la radiación que los dispositivos con dopajes menores, dado que el ΔV_{th} de los dispositivos con implantes P12 es mayor a los de los transistores con implantes P1. Esto podría explicarse por un campo eléctrico más intenso en el BOX de los dispositivos P12, lo que incrementa la proporción de huecos capturados [10]. Además, los dispositivos con dopajes mayores presentan una mejor linealidad respecto de la dosis recibida.

Luego del experimento, los dispositivos se dejaron a temperatura ambiente, entre 18 °C y 24 °C, con todos los terminales cortocircuitados. Durante los días posteriores se realizaron mediciones de las curvas I-V de forma periódica para evaluar su recuperación. En la figura 3.6 se observa que el ΔV_{th} tiene una recuperación de alrededor del 10 a 12 % luego de transcurrido un mes del experimento.

En un segundo experimento, otra muestra fue irradiada con el linac de radioterapia siguiendo el mismo procedimiento descrito anteriormente. La única diferencia es que, esta vez, se aplicó una tensión de backgate de 0 V a 20 V, de forma incremental con cada paso de dosis administrada, manteniendo el resto de los terminales a 0 V. Los pasos de dosis fueron de 5 Gy. El primer paso fue administrado con una tensión de backgate de 0 V, el segundo con 3 V, el tercero con 6 V y así siguiendo para 12 V y 20 V. Luego de cada paso las curvas I-V de los transistores fueron medidas de la misma forma

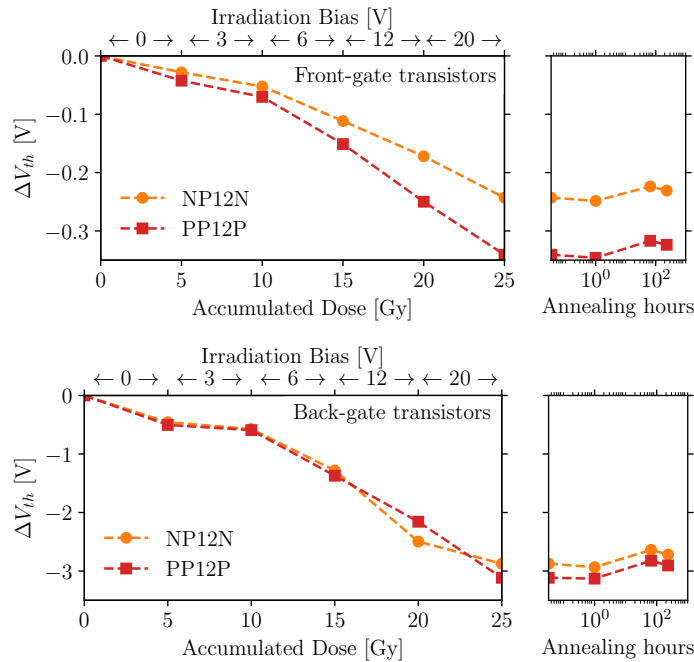


Figura 3.7: Variación de la tensión de umbral en función de la dosis acumulada para irradiaciones sucesivas de 5 Gy con tensiones de polarización incrementales aplicadas en el backgate. Se muestra también el período de curado (*annealing*), que se realizó a temperatura ambiente y con todos los terminales cortocircuitados. La sensibilidad máxima fue de 191 mV Gy⁻¹ para el BGT PP12P con 20 V de tensión aplicada. Fuente ref. [42].

que en el experimento anterior.

La figura 3.7 muestra la variación de la tensión de umbral obtenida. Lo primero a observar es que para una tensión aplicada de 3 V la sensibilidad es menor. Una explicación posible para este efecto es que el campo eléctrico en el óxido se ve reducido debido a la polarización aplicada, lo que implica una reducción en la proporción de huecos que escapan a la recombinación inicial y una reducción en la tasa de captura. La reducción del campo eléctrico con esa tensión aplicada se debe a que la *tercer interfaz*—la interfaz substrato-BOX—entra en el régimen de vaciamiento de acuerdo al modelo descrito por Martino et al. en la referencia [51].

Para tensiones mayores a 3 V la sensibilidad es mayor, aunque se mantiene prácticamente constante hasta los 20 V. Esto se debe a que, aún con un campo eléctrico intenso que incrementa la proporción de huecos que escapan a la recombinación inicial, la probabilidad de captura de esos huecos alcanza un máximo [52]. Por lo tanto, se observa una saturación para campos eléctricos del orden de 0,2 MV cm⁻¹ a 1 MV cm⁻¹, como los aplicados durante el experimento.

Finalmente, durante el período de curado se observó una recuperación de la tensión de umbral menor al 15 % luego de 120 h.

3.5. Circuito de ultra bajo consumo para medición de dosis total

En esta sección se presenta un circuito de ultra bajo consumo cuya salida es proporcional a la dosis absorbida por los dispositivos, y que está basado en la referencia

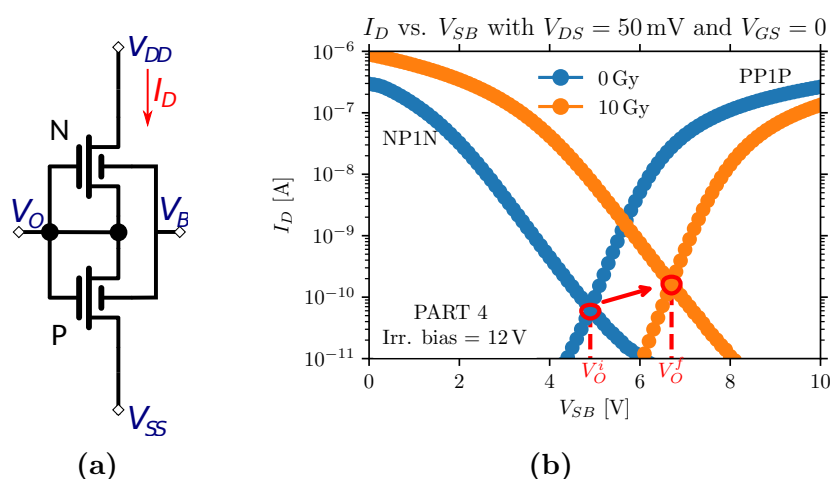


Figura 3.8: (a) El dosímetro de ultra bajo consumo utiliza dos transistores FD-SOI, uno de acumulación y el otro de inversión. (b) Corriente de drain vs. tensión de source-backgate de los transistores NP1N y PP1P. Para $V_B = 0$ V, la tensión en el punto de cruce de las curvas de NMOS y PMOS es la tensión de salida del dosímetro. Fuente ref. [42].

de tensión publicada en la referencia [53]. El circuito utiliza dos transistores FD-SOI conectados como se muestra en la figura 3.8a. Los drains de los transistores tipo n y tipo p están conectados a V_{DD} y V_{SS} , respectivamente, mientras que los terminales de source se encuentran conectados entre sí y junto con los gates (frontgates) para formar el nodo de salida V_O . Tomando a V_{SS} como el nodo de referencia, la tensión V_{DD} debe ser positiva y mayor a la tensión de equilibrio del nodo V_O , que a su vez depende de la tensión aplicada al terminal del backgate V_B , compartido por ambos dispositivos. La figura 3.8b muestra las curvas $I_D - V_{SB}$ de los transistores NP1N y PP1P antes y después de ser irradiados con una dosis de 10 Gy. Cabe destacar que en el caso de que V_S sea igual a 0 V, el eje horizontal es el mismo que el de la figura 3.5, pero espejado.

El punto de equilibrio del circuito está determinado por dos condiciones. Por un lado, dado que los transistores están en serie en el dosímetro, la corriente que circulará por los canales de ambos será la misma. Por otro, ambos dispositivos tienen los terminales de gate conectados a sus terminales de source, haciendo que las tensiones $V_{GS}^N = V_{GS}^P = 0$ V. Para satisfacer ambas condiciones, la tensión V_O debe ser igual a la del punto de intersección de las curvas $I_D - V_{SB}$ de los transistores n y p. En las curvas antes de la irradiación de la figura 3.8b, el punto de intersección se da en una tensión cercana a 5 V si $V_B = 0$ V. La corriente que circula por ambos dispositivos en ese punto es menor a 0,1 nA y, por lo tanto, la potencia disipada es menor a 1 nW.

Cuando los dispositivos son expuestos a radiación ionizante, las curvas I-V que eran desplazadas hacia la izquierda en la figura 3.5, son ahora desplazadas a la derecha en la figura 3.8b—debido al cambio de referencia de source a backgate—y por lo tanto la tensión de salida V_O aumenta. Dado que la variación de la pendiente subumbral por el incremento de las trampas de interfaz en presencia de radiación es despreciable, el incremento en la tensión de salida tendrá la misma magnitud que la variación de la tensión de umbral, haciendo V_O proporcional a la dosis absorbida. Además, como ambos dispositivos pueden fabricarse uno al lado del otro sobre el mismo sustrato, del mismo tamaño e igual dopaje, el corrimiento de la tensión de umbral con dosis será igual para ambos. Esto significa que, en principio, las curvas de los dispositivos n y p serán desplazadas de igual forma y la corriente del punto de cruce no cambiará. Sin

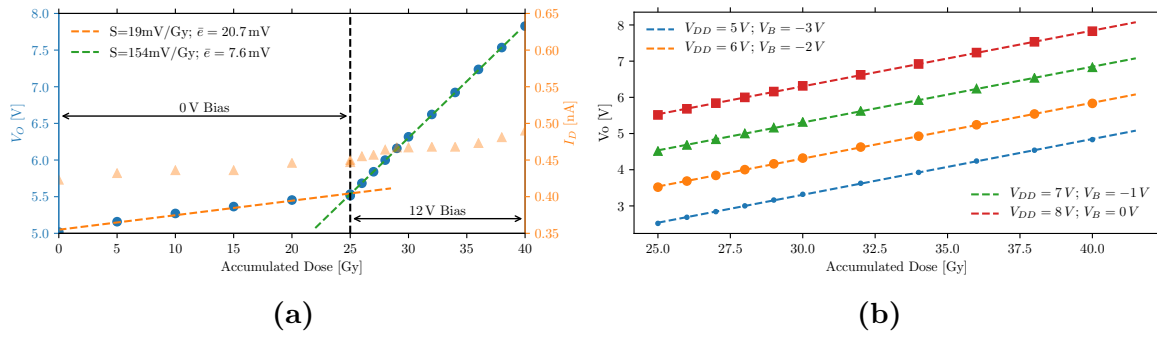


Figura 3.9: (a) Resultados experimentales. Dispositivos irradiados con 0 V y 12 V en el backgate. Luego se midió V_O e I_D en función de la dosis acumulada con $V_{DD} = 8$ V, $V_B = 0$ V y $V_{SS} = 0$ V. (b) Mediciones de la segunda campaña para diferentes tensiones de backgate manteniendo 8 V de diferencia entre V_{DD} y V_B . La sensibilidad obtenida es de 154 mV Gy $^{-1}$ en todos los casos. Fuente ref. [42].

embargo, la figura 3.8b muestra un ligero incremento que puede deberse a diferencias en los ΔV_{th} como los observados en la figura 3.6.

Otra ventaja del dosímetro es que, además de ser de muy bajo consumo, su tensión de salida es prácticamente independiente de la temperatura. Como fue demostrado en la referencia [53] para la referencia de tensión, un incremento en la temperatura produce un incremento exponencial en el consumo de corriente debido al incremento de portadores generados térmicamente en la región subumbral. Sin embargo, como los dispositivos están dopados con la misma concentración de dopantes, el incremento de portadores será igual para ambos e idealmente no habrá ningún cambio en la tensión a la cuál se produce el punto de equilibrio. De esta forma se obtiene una tensión de salida que es prácticamente independiente de las variaciones de temperatura.

3.5.1. Verificación experimental

Un par de transistores n y p del mismo chip fue irradiado utilizando la configuración de la figura 3.4b. Luego de la irradiación, los dispositivos fueron conectados para formar el dosímetro de la figura 3.8a y se procedió a realizar la medición de la tensión de salida V_O y del consumo de corriente I_D . Para el experimento se utilizaron los transistores con los dopajes más altos, NP12N y PP12P, ya que habían mostrado la mayor sensibilidad.

El experimento se llevó a cabo en dos campañas utilizando la misma muestra. En la primera, el chip fue irradiado aplicando 0 V de polarización y las mediciones del dosímetro fueron realizadas con $V_B = 0$ V. La dosis de fotones fue administrada en pasos de 5 Gy hasta alcanzar una dosis total acumulada de 25 Gy. En la segunda campaña el chip fue irradiado aplicando 12 V al terminal de backgate, con el resto de los terminales a masa, y las mediciones fueron realizadas a distintas tensiones de V_B . Durante el tiempo entre campañas los dispositivos fueron mantenidos a temperatura ambiente con todos los terminales cortocircuitados. En ese intervalo se observó una pequeña recuperación de la tensión de umbral, pero fue menor a 0,5 % del valor nominal de V_O .

En la figura 3.9a se muestran los resultados de ambas campañas. Los datos fueron ajustados mediante una regresión lineal utilizando el método de cuadrados mínimos. El desvío de los datos respecto de las rectas de ajuste está dado por el parámetro $\bar{\epsilon}$, que fue calculado como el error medio absoluto. La figura muestra que el circuito responde como se esperaba, i.e., la tensión de salida aumenta con la dosis absorbida, y también aplicar

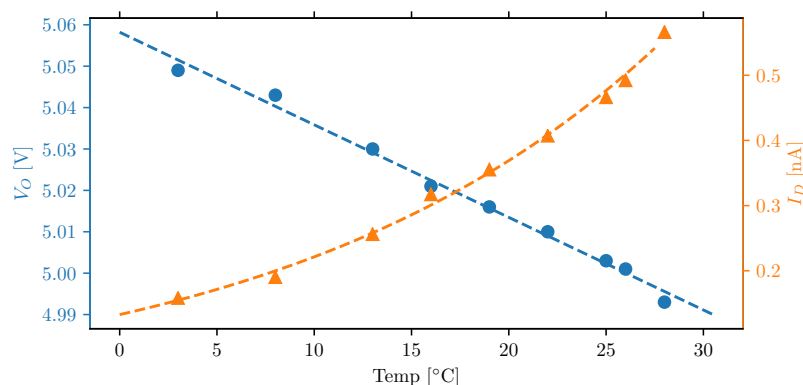


Figura 3.10: (a) Caracterización del dosímetro de ultra bajo consumo en función de la temperatura. La tensión de salida varía linealmente con una pendiente de $-2\text{ mV }^\circ\text{C}^{-1}$, mientras que la corriente aumenta de forma exponencial. Fuente ref. [42].

una tensión de polarización al backgate durante la irradiación aumenta la sensibilidad. El error de ajuste \bar{e} fue menor en la segunda campaña, con 12 V de polarización, que en la primera, con 0 V, por lo que la linealidad mejora con la polarización aplicada. Finalmente, existe un incremento del orden de 0,1 nA en el consumo de corriente que puede ser atribuido a la pequeña diferencia existente en las variaciones de las tensiones de umbral de los transistores n y p, debida posiblemente a que existen diferencias de fabricación entre ambos dispositivos.

La figura 3.9b muestra las mediciones de la segunda campaña para diferentes tensiones de backgate. El único efecto que produce variar la tensión de backgate durante la medición es el de desplazar la tensión de salida en el mismo valor, aunque V_{DD} debe ser ajustado de forma tal de mantener ambos dispositivos en saturación.

Previo a realizar los experimentos con radiación, se analizó experimentalmente la dependencia de la tensión de salida V_O con la temperatura. El resultado de las mediciones se muestra en la figura 3.10. Allí puede observarse como la tensión de salida disminuye a razón de $2\text{ mV }^\circ\text{C}^{-1}$, mientras que el consumo de corriente se incrementa de forma exponencial como era esperado.

El factor de error por temperatura—*temperature error factor* (TEF)—se define como la relación entre la sensibilidad a la dosis y la sensibilidad a la temperatura de la tensión de salida. Esta relación da como resultado el error en la medición de dosis debido a un cambio de un grado en la temperatura [54]. Para una sensibilidad de 154 mV Gy^{-1} (figura 3.9b), el TEF del dosímetro es de $13\text{ mGy }^\circ\text{C}^{-1}$.

3.5.2. Comparación con otros dosímetros

En esta sección se realizará una comparación entre los dosímetros implementados con dispositivos simples y el dosímetro de ultra bajo consumo de la figura 3.8a. Para la comparación se utilizará como métrica la sensibilidad obtenida y el factor de error por temperatura.

En la tabla 3.1 las mejores sensibilidades obtenidas con los transistores de este trabajo se comparan con las sensibilidades de varias publicaciones. El óxido enterrado de 400 nm de los transistores PP12P exhibió una sensibilidad de 191 mV Gy^{-1} con una polarización de 20 V. La sensibilidad es mayor a la obtenida por dispositivos similares utilizados en dosimetría. Por ejemplo, la sensibilidad del óxido de campo de los

Dosímetro	t_{ox} [nm]	Polarización [V]	Sens. [$mV Gy^{-1}$]
Este trabajo			
Bottom PP12P	400	0 / 20	101 / 191
Top PP12P	31	0 / 20	8.5 / 18.2
REM OXFORD [56]			
RFT 300	300	0/+9/+18	20 / 125 / 175
Tyndall Dosimeter [55]			
pMOS	400	+2.5 / +5V	80/100
SOI Dosimeter SANDIA [40]			
CMOS7 SOI	200	0	12.5
CMOS FOXFET dosimeter [37]			
A-FOXFET	600	0 / +12	160 / 440
B-FOXFET	400	0 to +12	40
TSMC 180 nm [57]			
STI pMOS	425	+1	138

Tabla 3.1: Tabla comparativa de la sensibilidad de dosímetros MOS de algunas publicaciones y fabricantes.

transistores presentados en la referencia [37] fue de $40 mV Gy^{-1}$ y fue medida aplicando 12 V de polarización. En la referencia [55] fue reportado que para los dosímetros Tyndall, con óxido de 400 nm de espesor, la sensibilidad obtenida es de $100 mV Gy^{-1}$ polarizando al gate con 5 V. Los dosímetros RFT 300 REM Oxford [56], con espesores de óxido de 300 nm, muestran una sensibilidad de $125 mV Gy^{-1}$ con polarización de 9 V, es decir, el mismo campo eléctrico dentro del óxido. En comparación con otros trabajos donde se utiliza el óxido enterrado de transistores FD-SOI, en la referencia [38] se reportó una sensibilidad de $15 mV Gy^{-1}$ con 5 V y un óxido de 150 nm de espesor; en la referencia [40] se obtuvo $12,5 mV Gy^{-1}$ en un óxido enterrado de 200 nm fabricado por SOITEC, con 0 V en el gate; y, por último, se midió $1 mV Gy^{-1}$ en un BOX de 145 nm en la referencia [39].

La mayor sensibilidad que fue observada en los dispositivos FD-SOI de UCL no es sólo debido a óxidos más gruesos sino, también, a una alta probabilidad de captura de huecos. Suponiendo que se tiene un campo eléctrico de aproximadamente $0,3 MV cm^{-1}$, que la proporción de huecos que escapa a la recombinación inicial es de $\simeq 30\%$ [9] y que la carga es capturada muy cerca de la interfaz Si-SiO₂, la fracción de huecos que queda capturada en el BOX es de aproximadamente 95%. La alta probabilidad de captura es consistente con el hecho de que el BOX tiene una alta concentración de defectos de tipo vacancia de oxígeno que se producen durante el curado a muy altas temperaturas [40].

Otro parámetro importante en un dosímetro es el desvanecimiento o *fading* de la lectura de dosis. El desvanecimiento se debe a la neutralización de los huecos atrapados por efectos térmicos. En los dispositivos FD-SOI de la referencia [40], los autores observaron un desvanecimiento menor al 10% dado por la recuperación de la tensión de umbral en un período de 700 h; por otra parte, en la referencia [39] la retención de carga tuvo una duración de al menos 90 días sin un desvanecimiento apreciable. Los transistores FD-SOI de UCL mostraron una recuperación de la tensión de umbral del 10% de su valor final en un período de 100 horas transcurridas luego de la irradiación. Como la respuesta a la radiación está relacionada al procesamiento y la historia del óxido en particular [10], se puede concluir que no existe una diferencia significativa

entre los tres trabajos analizados y en los períodos de tiempo considerados.

Con respecto al circuito de ultra bajo consumo para la medición de dosis presentado en la sección 3.5, la sensibilidad obtenida es aproximadamente la misma que para transistores simples, $\approx 160 \text{ mV Gy}^{-1}$ con 12 V de polarización. Esto es lo esperado ya que el circuito no es más que un conjunto de dos transistores FD-SOI con las mismas dimensiones, dopajes y espesores de óxidos. En principio, la captura de carga en el BOX produce un corrimiento de las tensiones de umbral que tiene la misma magnitud y signo en ambos dispositivos. Esta variación de V_{th} también se ve afectada por la variación en la densidad de trampas de interfaz, que se suma a la variación producida por las cargas atrapadas en el óxido, pero con signo diferente en los dispositivos tipo NMOS que en los PMOS. Durante la caracterización de los transistores no se observó que las trampas de interfaz jueguen un rol significativo en los transistores del backgate, especialmente cuando fueron irradiados con tensiones de polarización altas. Si por el contrario el efecto fuese apreciable, entonces la diferencia introducida en la variación de V_{th} entre los transistores tipo n y tipo p se vería reflejada en un fuerte incremento del consumo de corriente del dosímetro con la dosis acumulada.

En cuanto a la temperatura, el dosímetro de ultra bajo consumo tiene una compensación intrínseca ante variaciones de temperatura que depende principalmente de las diferencias entre dispositivos. Por otro lado, se ha demostrado que la extracción de V_{th} utilizando el método de corriente constante I_{mtc} es dependiente de la dosis [58] y, por lo tanto, es la mayor fuente de incerteza cuando se utiliza un transistor MOS como dosímetro. El factor de error por temperatura (TEF) del circuito dosimétrico de la figura 3.8a ($13 \text{ mGy } ^\circ\text{C}^{-1}$) es menor que el reportado en la referencia [58] ($20 \text{ mGy } ^\circ\text{C}^{-1}$) que utiliza el método de I_{mtc} , pero es mayor que el reportado en el mismo trabajo utilizando un rango de temperaturas reducido ($6 \text{ mGy } ^\circ\text{C}^{-1}$), y también mayor que el TEF medido con circuitos diferenciales en la referencia [54] ($0,7 \text{ mGy } ^\circ\text{C}^{-1}$), y en la referencia [59] ($5,9 \text{ mGy } ^\circ\text{C}^{-1}$). Sin embargo, se trata de un circuito más sencillo y con menor consumo de potencia.

Las diferencias entre transistores juegan un rol muy importante en la sensibilidad y consumo de potencia del dosímetro de ultra bajo consumo. Es importante destacar que los transistores de este trabajo fueron fabricados en el mismo substrato, pero separados uno del otro. Por lo tanto, las diferencias entre dispositivos podría reducirse aún más utilizando técnicas de layout como centroide común y el agregado de dispositivos *dummy*. También es posible adaptar la relación W/L de los transistores para reducir la sensibilidad a la temperatura de la tensión de salida como se muestra en la referencia [60].

Finalmente, el dosímetro de ultra bajo consumo no requiere alimentación durante la irradiación y su consumo de potencia es inferior a $0,1 \text{ nW}$ durante la lectura. Por ejemplo, un RadFET [56] o FoxFET [37] típico se lee con corrientes del orden de cientos de microamperes y tensiones de uno a decenas de volts, consumiendo una potencia en el rango de los miliwatts o cientos de microwatts. Otro dosímetro de ultra bajo consumo en tecnología CMOS descrito en la referencia [61] tiene un consumo de potencia de $1 \mu\text{W}$, al menos tres órdenes de magnitud superior al dosímetro presentado en este trabajo.

3.6. Resumen del capítulo

En este capítulo se presentó el trabajo realizado con dispositivos FD-SOI para la medición de dosis total de ionización. En particular, los transistores utilizados fueron fabricados en la *Université Catholique de Louvain* con un proceso de fabricación SOI desarrollado allí mismo. Los resultados del trabajo fueron presentados en la conferencia NSSMIC 2018 [41] y publicados en el trabajo [42].

Los transistores FD-SOI de UCL tienen la particularidad de que el canal está dopado sólo con boro y los implantes se realizan en cuatro pasos junto con la utilización de máscaras que permiten o no bloquear esos implantes. Esto da lugar a transistores de modo acumulación y modo inversión con curvas I-V simétricas.

Se realizó un análisis teórico del corrimiento de la tensión de umbral cuando las cargas producidas por la radiación son capturadas en las trampas del óxido. Se logró demostrar que la sensibilidad del transistor del backgate es mucho mayor a la sensibilidad del transistor del frontgate. Por lo tanto, si se quiere incrementar la sensibilidad a la dosis total conviene observar el corrimiento de la tensión de umbral del backgate.

La caracterización de transistores simples demostró que los dispositivos pueden ser utilizados en dosimetría MOS gracias a que el óxido enterrado de 400 nm es muy sensible a la dosis. También se demostró que la sensibilidad depende de la tensión aplicada al óxido durante la irradiación, alcanzando valores de hasta 191 mV Gy^{-1} con 20 V de tensión de polarización.

Por otra parte, gracias a que la variación de V_{th} es menor en el dispositivo formado por el frontgate debido a que el espesor del óxido de gate es menor al espesor del BOX, se podría utilizar a los transistores fabricados en la parte superior para implementar un circuito de lectura de la variación de V_{th} del backgate con una sensibilidad a la dosis reducida.

En este sentido es que se presentó el dosímetro de ultra bajo consumo formado por sólo un MOSFET canal n y un MOSFET canal p. El circuito trabaja en régimen subumbral y tiene una tensión de salida proporcional a la dosis absorbida por los dispositivos y compensación intrínseca ante variaciones de temperatura. Este pequeño circuito puede ser conectado a amplificadores o acondicionadores de señal que pueden ser fabricados en el mismo film delgado de silicio. La sensibilidad del dosímetro de ultra bajo consumo es igual a la de un transistor simple, pero con la ventaja de obtener un TEF reducido ($13 \text{ mGy } ^\circ\text{C}^{-1}$ a 12 V), que puede ser reducido aún más si se realiza un diseño dedicado, i.e., utilizando técnicas de layout para mejorar el *matching* y ajustando la relación W/L de los transistores n y p.

Los dispositivos resultaron adecuados para determinar la dosis a la que fueron expuestos, en particular fueron probados con un acelerador de radioterapia. En un futuro cercano algunos dispositivos viajarán al espacio incluidos en la placa *LabOSat* [62], a bordo de un satélite de pequeño tamaño de la empresa *Satellogic*, lo que permitirá evaluar su desempeño en ambientes espaciales. Se espera tener los primeros resultados para finales de 2020.

Por último, el análisis, caracterización, mediciones y resultados del trabajo con un proceso de fabricación FD-SOI, que fue presentado en este capítulo, es de mucha utilidad a la hora de encarar un diseño de un detector de radiación ionizante. Muchas de las técnicas y conocimientos aquí utilizados serán aplicados más adelante para el diseño del detector pixelado.

Capítulo 4

Detección de partículas con sensores de imagen CMOS comerciales

Los detectores de partículas ionizantes son utilizados en un número importante de aplicaciones como, por ejemplo, radioprotección, aplicaciones médicas, estudio de la materia condensada, industria, seguridad en fronteras, monitoreo ambiental y experimentos de física de partículas. En general, los detectores de partículas son fabricados ad-hoc con el propósito específico de detectar algún tipo especial de partícula, ya sean fotones de alta o baja energía, electrones, partículas alfa, etc. El costo de diseño y fabricación por unidad es por lo general muy alto, dado que son para aplicaciones específicas.

Por otra parte, los sensores de imagen CMOS tienen la capacidad de detectar partículas, ya que pueden detectar la carga de ionización producida dentro del sustrato por la interacción de la partícula con el silicio. Recientemente, se ha demostrado que es posible utilizar sensores de imagen CMOS comerciales para la detección y clasificación de partículas ionizantes [63–65]. Si bien estos detectores no son desarrollados con el objetivo de detectar radiación ionizante, y por lo tanto no están optimizados para ello, tienen la ventaja de que son de bajo costo, se producen en masa para la industria de la electrónica de consumo y no están sujetos a regulaciones de exportación.

En este capítulo se abordará el tema de la detección de partículas utilizando Sensores de Imagen CMOS (CIS, por su sigla en inglés) comerciales. A partir de trabajos previos realizados por el grupo de investigación, se describirá como es el proceso de detección y cómo puede realizarse cierto tipo de clasificación de las partículas que inciden sobre el sensor. Luego, se procederá a mostrar una de las aplicaciones de la detección de partículas con CIS. Se explicará en detalle el uso de los CIS para la adquisición de imágenes radiográficas y se determinarán cuáles son los factores que limitan la resolución espacial y la eficiencia en la toma de imágenes. En cuanto a la posibilidad de clasificación de partículas, se describirá una posible aplicación al monitoreo ambiental, para la cual se desarrolló un prototipo experimental que es capaz de detectar partículas alfa.

Con este capítulo se espera dar una idea de las bondades que tienen los sensores de imagen CMOS comerciales cuando son aplicados a la detección de radiación ionizante.

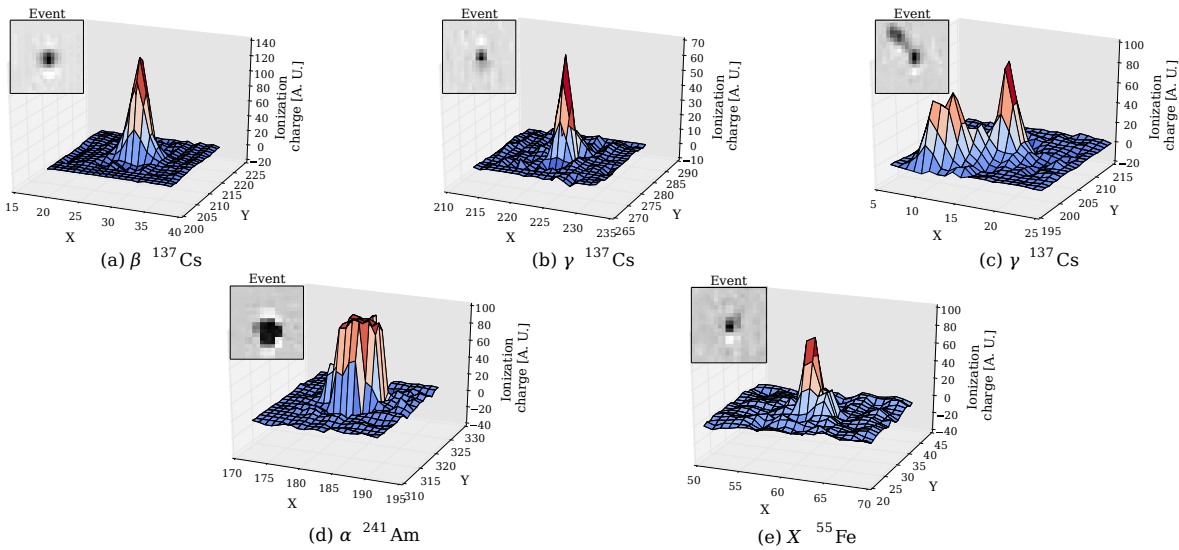


Figura 4.1: Eventos de ionización típicos originados por partículas alfa, beta, gamma y rayos X en un sensor de imagen CMOS marca APTINA modelo MT9V011. Los recuadros muestran el área de interés de la imagen donde se produjo en evento. Fuente ref. [63].

4.1. Detección y clasificación

Cuando una partícula ionizante incide sobre un sensor de imagen CMOS produce una gran cantidad de pares electrón-hueco. Estas cargas son recolectadas por los fotodiodos que forman parte de la matriz del sensor y producen una caída de potencial en el nodo de salida. La caída de potencial es transformada por el sistema de lectura del circuito integrado en un valor, que es representado generalmente con 8 o 10 bits, y que es proporcional a la cantidad de carga colectada. De cada píxel de la matriz se obtiene a través del sistema de lectura un valor, y con ellos se forma la imagen final.

En general, los pares e^- -h son producidos a lo largo del camino recorrido por la partícula, o por sus subproductos en el caso en que se produzcan interacciones nucleares. A su vez, según como haya sido el camino recorrido y en particular el lugar donde haya sido depositada la carga, se verán distintos *patrones de ionización* en la imagen final. Distintos tipos de partículas—fotones, electrones, alfa, etc.—producen distintos patrones de ionización debido a las diferencias en la forma de interacción con el silicio. La figura 4.1 muestra eventos típicos capturados por M. Pérez et al. [63] con un sensor de imagen comercial de tipo blanco y negro marca Aptina modelo MT9V011.

En general, cuando un electrón incide verticalmente, como en la figura 4.1 (a), atraviesa las junturas de los fotodiodos en forma directa, dejando un patrón de ionización con forma circular. Por otro lado, los fotones depositan su energía a través del efecto fotoeléctrico o dispersión de Compton, transfiriendo toda o parte de su energía a un electrón de la red. Este electrón energético es el que produce los patrones de las figuras 4.1 (b), (c) y (e). La diferencia en el patrón generado en (c) con los de (b) y (e), radica en que el electrón de (c) fue dispersado en forma casi paralela a la superficie del sensor, afectando a más de un píxel. Finalmente, el evento de la figura 4.1 (d) es el producido típicamente por partículas alfa o partículas de alto LET que inciden verticalmente sobre el sensor. Al ser de alto LET, la cantidad de pares e^- -h producidos por micrómetro recorrido es mucho mayor a la de los electrones, por lo que la caída de potencial en cada píxel y la cantidad de píxeles afectados es mucho mayor también.

Las diferencias en la forma de interacción y en la cantidad de pares e^- -h producidos

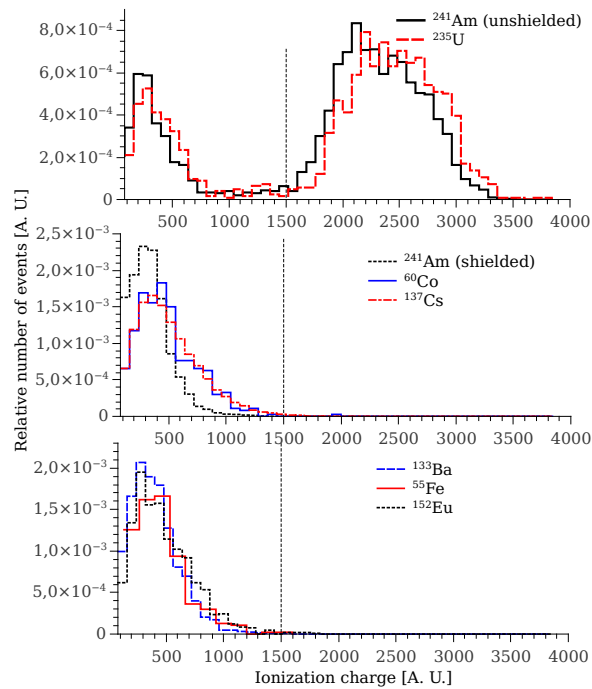


Figura 4.2: Histogramas de carga de ionización de los eventos cuando se tiene un haz mixto de partículas. Según la carga depositada se puede realizar una clasificación entre partículas de alto y bajo LET. Fuente ref. [63].

por las partículas pueden aprovecharse para realizar una clasificación de las mismas. Para comprobarlo, M. Pérez et al. [63] realizaron un experimento que involucró la exposición del sensor MT9V011 a haces mixtos de partículas. Para obtener fotones de varias energías junto con partículas alfa se utilizaron varias fuentes de radiación: ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{133}Ba , ^{55}Fe , ^{152}Eu y ^{241}Am (blindada) para tener fotones y partículas beta; y ^{241}Am (desnuda) y ^{235}U para tener partículas alfa. Luego de exponer el sensor a las fuentes y capturar una serie de imágenes con eventos de ionización, se realizó un análisis cuantitativo de las características de los eventos detectados para determinar si es posible realizar la clasificación de las partículas que los produjeron.

La figura 4.2 muestra los histogramas obtenidos en ese trabajo. Los gráficos muestran el número de eventos (normalizados a la cantidad total) que produjeron determinada carga de ionización en el sensor. Allí, la carga de ionización de un evento se toma como la suma del valor de cada píxel afectado por ese evento y, entonces, es dado en unidades arbitrarias (a.u., según la sigla en inglés). Conociendo el factor de conversión entre carga depositada en un píxel y su valor en la imagen final, es posible convertir de a.u. a coulombs y, por lo tanto, el eje x es una versión escalada de la carga de ionización real producida por los eventos. Los gráficos muestran que es posible discriminar las partículas alfa, o de alto LET, de los fotones o partículas beta si se establece un umbral para separar eventos de más de 1500 a.u. de los de menos de esa cantidad. Los eventos de más de 1500 a.u. corresponden a partículas alfa, mientras que el resto fueron producidos por electrones o fotones.

4.2. Micro-radiografías por detección directa

El trabajo de M. Pérez et al. determinó la capacidad de los sensores de imagen CMOS comerciales para detectar radiación ionizante y, a su vez, realizar una discriminación de partículas. Aprovechando la capacidad de detección de fotones se decidió, como parte de la tesis, investigar la posibilidad de toma de imágenes radiográficas con CIS comerciales. Existen en la literatura varios trabajos que utilizan sensores CMOS diseñados y fabricados ad-hoc para la toma de imágenes radiográficas. En particular, en los últimos años se desarrolló el sensor *Medipix*, que es un detector de tipo *híbrido* en el que el volumen activo del detector y la electrónica de lectura se fabrican en chips separados, para luego unirlos mediante la técnica de *bump-bonding* [66, 67]. Este tipo de sensor ha sido utilizado en varias aplicaciones [68–70] y permite la adquisición de imágenes con resolución de varias decenas de micrómetros, en muchos casos aplicando dosis menores a las necesarias con los films radiográficos o sensores CCD, y con la ventaja de tener la imagen adquirida directamente en formato digital. Algunos detectores utilizan una capa de conversión que transforma los rayos X en fotones de luz visible y son estos últimos los detectados en el sensor. Por ejemplo, en la referencia [71] se presenta un detector de rayos X para la toma de mamografías que utiliza un centellador acoplado por fibras ópticas al sensor *Medipix*. El uso de sensores de imagen CMOS comerciales para la adquisición de imágenes radiográficas puede ser una alternativa de bajo costo a los detectores píxelados diseñados específicamente para la detección de radiación. Además, gracias a la reducción del tamaño característico con el avance de la tecnología y, en particular, por el empuje dado por la electrónica de consumo masivo, se puede contar con sensores de bajo costo y muy alta performance.

En esta sección se mostrarán los experimentos realizados y los resultados obtenidos mediante la técnica de radiografía con un sensor de imagen CMOS comercial. En lugar de utilizar una capa de conversión de fotones a luz visible, como puede ser un centellador, se aprovecha la capacidad de este tipo de sensores de detectar directamente los fotones incidentes en el volumen activo de la matriz de píxeles. Los resultados fueron publicados en los trabajos [72, 73] y se presentan a continuación. En la sección siguiente se presentará el sensor utilizado y las primeras imágenes obtenidas. Luego, se analizará la eficiencia de detección de fotones, que está vinculada a la dosis administrada a la muestra a radiografiar, el contraste según la dosis aplicada y, finalmente, se terminará esta sección de aplicación analizando la resolución espacial de la técnica propuesta.

4.2.1. Experimentos realizados

Los experimentos fueron realizados con un sensor de imagen CMOS comercial marca OmniVision modelo OV5647. Se trata de un sensor de 1/4" de tipo *Back-Side Illuminated* (BSI) que está formado por un arreglo de 2592×1944 píxeles con un paso de $1,4 \mu\text{m} \times 1,4 \mu\text{m}$.

En los sensores de tipo BSI la luz incide del lado posterior del wafer de silicio utilizado en la fabricación. Es decir, incide directamente del lado del volumen de silicio activo, sin tener que atravesar las capas de aislación y metales de las interconexiones. La figura 4.3 muestra una imagen de SEM de un corte transversal del sensor que fue realizado con un *Focused Ion Beam* (FIB), donde se puede apreciar que, para llegar al volumen activo, los fotones deben atravesar sólo las microlentes y el filtro de colores. El espesor de la capa de silicio que recibe los fotones es muy delgado, del orden de $2 \mu\text{m}$,

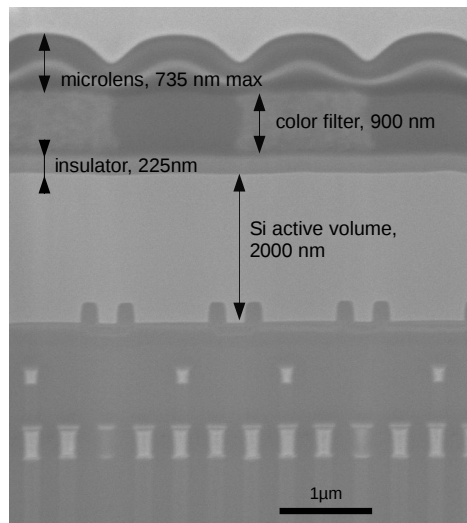


Figura 4.3: Corte transversal del sensor *OmniVision* OV5647. Al ser de tipo BSI, la luz incide del lado del volumen activo de silicio. Fuente ref. [73].

lo que reduce el *crosstalk* entre píxeles y la corriente de oscuridad. Gracias a ello es posible integrar carga durante períodos de segundos y sin embargo obtener lecturas iguales a cero en la mayoría de los píxeles.

Para la toma de imágenes radiográficas el sensor fue recubierto con una fina capa de aluminio, y el objeto a radiografiar fue ubicado sobre el sensor. Luego, ambos fueron expuestos a los rayos X de un tubo marca *Siemens* modelo 03346694. El tubo contiene un objetivo de cobre que emite fotones X $k\text{-}\alpha$ con picos de energías de 8027,84 eV y 8047,82 eV, y fotones X $k\text{-}\beta$ con picos de energías de 1019 eV y 1022 eV. La fina capa de aluminio, además de evitar la exposición a la luz visible, es opaca a los fotones $k\text{-}\beta$, por lo que las imágenes adquiridas y presentadas a continuación son el resultado de la exposición a fotones de 8 keV de la línea de emisión característica $k\text{-}\alpha$ del cobre. Finalmente, las imágenes fueron obtenidas con tiempos de integración de 1 a 10 segundos y la ganancia del sensor fue fijada en uno. Todo el arreglo experimental fue cubierto por una tela opaca a la luz para reducir el ingreso de luz ambiental.

Se adquirieron una serie de imágenes de distintos objetos de interés a modo de ejemplo de uso de la técnica de micro-radiografía por detección directa. En primer lugar, se analizó un circuito integrado con encapsulado SOIC-8 como ejemplo de uso industrial. La figura 4.4 presenta una fotografía del circuito integrado que da una idea del tamaño y las micro-radiografías obtenidas con distintos tiempos de integración. La técnica permite identificar fácilmente las tiras de metal donde se apoya el die, así como también los delgados hilos de oro utilizados en el *wire-bonding* y los bordes del encapsulado plástico. Este tipo de análisis es útil, por ejemplo, para la observación interna de circuitos integrados previa a realizar un desencapsulado. Cabe destacar que los hilos de oro tienen un diámetro de 25 μm y se pueden observar sin problemas en la micro-radiografía, lo que da una idea del beneficio de esta técnica.

En la figura 4.5 se muestran otros ejemplos de aplicación, esta vez utilizando muestras biológicas. Allí se muestra una radiografía tomada a una pupa de mosca *Calliphora vicina* y otra radiografía tomada a un molusco gástrópodo con armazón de carbonato de calcio. Dentro de la pupa pueden observarse las alas de la mosca para ese estadio de desarrollo. También pueden verse los límites de la pupa claramente definidos, el aire existente dentro del volumen y el cuerpo de la mosca, que está compuesto principalmente

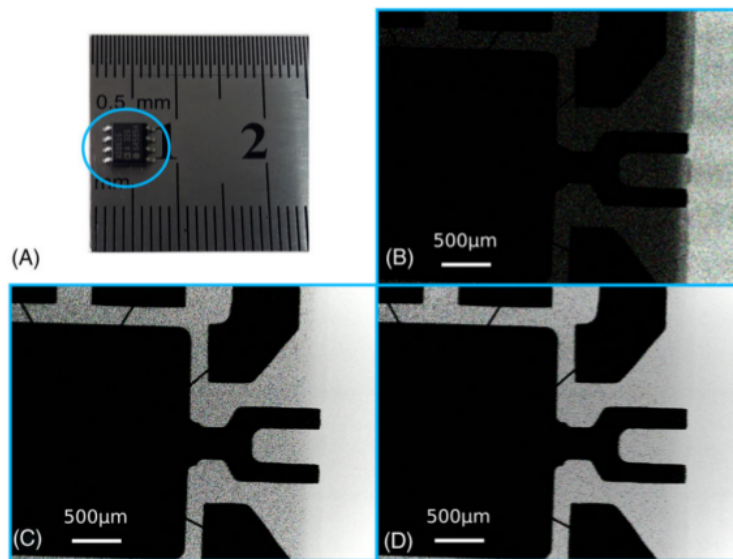


Figura 4.4: Micro-radiografías de un circuito integrado encapsulado en SOIC-8. En (A) puede verse una fotografía del chip, mientras que en (B), (C) y (D) se muestran radiografías obtenidas con tiempos de integración de 1 s, 5 s y 6 s, respectivamente. El tubo de rayos X fue configurado para operar con una tensión de 40 kV y una corriente de 40 mA. Fuente ref. [73].

por carbono, hidrógeno, oxígeno y nitrógeno. La pupa creció a una temperatura de 22 °C y al momento de la toma de la imagen llevaba 7 días en ese estado. En esas condiciones la mosca emergería al décimo día. Este tipo de imágenes de rayos X podrían ser útiles para determinar el estado de desarrollo de la mosca dentro de la pupa. Esto es muy útil en el campo de la entomología forense.

En cuanto al almacén de carbonato de calcio, las imágenes de rayos X permiten realizar un análisis no destructivo de su estructura. Una adquisición automatizada de las imágenes permitiría realizar un combinación de distintos cortes para obtener una tomografía computada de la muestra.

4.2.2. Eficiencia y resolución espacial

Uno de los parámetros de importancia para un detector de radiación aplicado a la adquisición de imágenes radiográficas es la *eficiencia* de detección de fotones. Mientras mayor sea la eficiencia se necesitarán menos fotones para tomar una imagen y, por lo tanto, la dosis de radiación administrada a la muestra será menor. A continuación, se discute la eficiencia de la técnica propuesta.

Para ser detectado por el sensor, un fotón de rayos X tiene que ser absorbido dentro del volumen activo del silicio. La absorción se da cuando se produce una interacción entre el fotón y los átomos del material por efecto fotoeléctrico, lo que produce un electrón energético. A su vez, este electrón genera a su paso una gran cantidad de pares electrón-hueco que descargan las junturas P-N en inversa de los píxeles, y esto se ve como una traza o punto en la imagen final. En el trabajo previo de la sección anterior [63] se demostró que los fotones de energías de al menos 5,5 keV y hasta 1,33 MeV pueden ser detectados si son absorbidos dentro de la capa de silicio activo, donde se ubican las junturas de los fotodiodos. En este caso, la probabilidad de detectar el fotón de rayos X será aproximadamente igual a la probabilidad de absorción del fotón en la

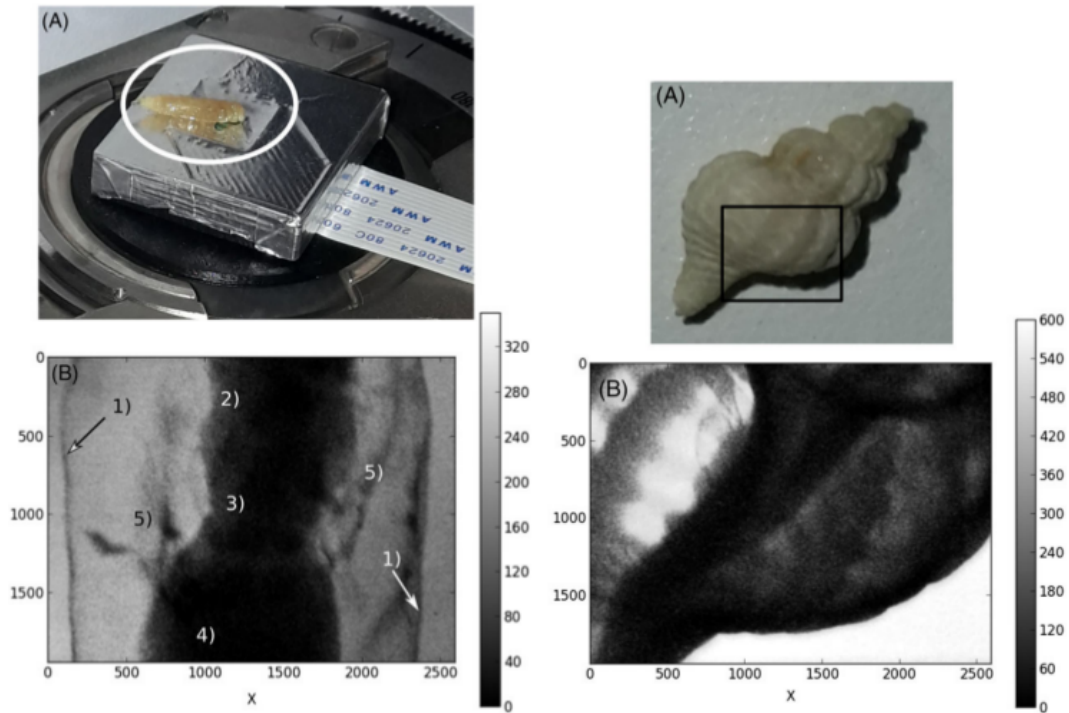


Figura 4.5: Micro-radiografías de una pupa de mosca (izquierda) y de un molusco gastropodo con armazón de carbonato de calcio (derecha). Dentro de la pupa pueden apreciarse: 1) los límites laterales, 2) la parte anterior, 3) el cuerpo de la mosca, 4) la parte posterior y 5) las alas. Las escalas muestran la intensidad de cada píxel en unidades de ADC con 10 bits de resolución. Fuente ref. [73].

capa de silicio de $2\ \mu\text{m}$ de espesor de la figura 4.3.

La tabla 4.1 muestra la atenuación del haz producida por cada una de las capas del sensor, que es equivalente a la probabilidad de absorción en cada capa. Los coeficientes de atenuación fueron obtenidos de NIST [74] y los espesores de la imagen de SEM de la figura 4.3. La composición de la capa activa es Si, cubierto presumiblemente por una capa de SiO_2 proveniente de la oblea SOI original. Se supone que el filtro de colores y las microlentes están formados por una fotoresina ($\text{C}_{10}\text{H}_6\text{N}_2\text{O}$) y polidimetilsiloxano (PDMS), respectivamente, como está reportado en la referencia [75]. Esto es consistente con los resultados obtenidos al realizar un análisis por *Energy Dispersive Spectroscopy* (EDAX), que determinó la presencia de C, O, N, Al y Si en los primeros micrómetros del dispositivo—el H no puede ser identificado mediante esta técnica.

La probabilidad de interacción en las primeras capas, antes del Si, es aproxima-

Capa	Material	λ [74] @8 keV, μm	Espesor, μm	Atenuación en la capa, %
Microlentes	PDMS	18	0,5 (promedio)	0,09
Filtro de Color	Fotoresina ($\text{C}_{10}\text{H}_6\text{N}_2\text{O}$)	7,5	0,79	0,06
Aislación	SiO_2	97	0,22	0,2
Volumen activo	Si	148	2,0	2,98

Tabla 4.1: Atenuación en las capas que conforman el detector y que se muestran en la figura 4.3. λ es el coeficiente de atenuación lineal del material tomado de las tablas de NIST. Fuente ref. [73].

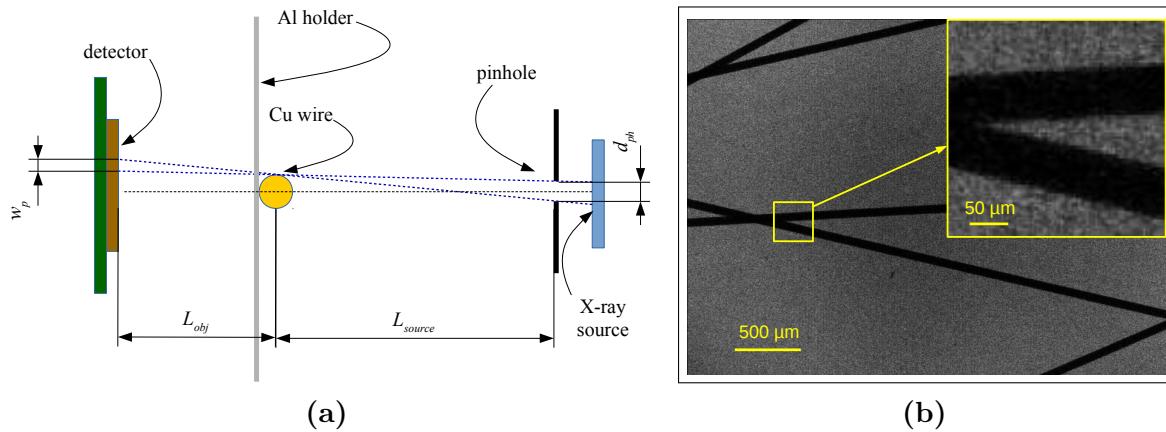


Figura 4.6: (a) Arreglo experimental para determinar la resolución espacial de las imágenes obtenidas. (b) Radiografía de varios alambres de Cu obtenida con el arreglo de la figura 4.6a. El recuadro muestra una vista ampliada de la intersección de dos hilos de Cu en donde se puede observar el borde con toda claridad. Fuente ref. [73].

damente 0,35 %, lo que significa que casi todos los fotones atravesarán las primeras capas y llegarán al Silicio. Por otro lado, la probabilidad de interacción en la capa de Si es ligeramente menor al 3 %, y este número representa entonces la eficiencia máxima obtenible. Este valor puede ser incrementado ligeramente por los electrones secundarios luego de la absorción de fotones en las capas vecinas.

Otro parámetro de interés es la *resolución espacial*, que da una idea del tamaño mínimo que es posible resolver en la imagen. El sensor utilizado tiene un tamaño de píxel de $1,4 \mu\text{m}$, lo que sugiere que es posible obtener imágenes con muy alta resolución espacial, mucho mayor a la de detectores de tipo *flat panel* con píxeles de decenas a cientos de micrómetros [76], o del *Medipix*, cuyo tamaño de píxel es de $50 \mu\text{m}$.

Para determinar la resolución espacial del sensor utilizado se tomaron imágenes de rayos X de alambres de cobre de tipo AWG42, cuyo diámetro—medido con un micrómetro—es de $66 \mu\text{m}$. El alambre se utiliza generalmente para la fabricación de inductores y cuenta con un recubrimiento aislante de $7 \mu\text{m}$ de espesor, cuya longitud de atenuación es mucho mayor a la del cobre y, por lo tanto, es transparente a los rayos X. La figura 4.6a muestra el arreglo experimental utilizado. Los fotones de rayos X producidos en la fuente salen del tubo a través de un agujero (pinhole) de diámetro $d_{ph} = 1 \text{ mm}$, simulando una fuente de rayos X cuasipuntual y limitando el tamaño de la penumbra en los bordes del alambre. La distancia entre el pinhole y los alambres de Cu es $L_{source} = 330 \text{ mm}$, y los alambres están ubicados a $L_{obj} = 2,15 \text{ mm}$ del sensor. Según esta disposición, el tamaño de la penumbra w_p debe ser igual a $d_{ph}L_{obj}/L_{source} = 6,5 \mu\text{m}$.

Se adquirieron 1000 imágenes consecutivas con tiempo de integración de 20 ms evitando de esta forma la saturación de los píxeles y obteniendo imágenes con eventos de ionización no solapados. La imagen final, que se muestra en la figura 4.6b, fue el resultado de realizar la suma píxel a píxel de todas las imágenes y luego dividir los valores obtenidos por 1000. En la figura se muestra una vista ampliada de la región de intersección de dos alambres. Los bordes de los alambres pueden distinguirse claramente y se observa un contraste entre las zonas expuestas al haz y las zonas ocultas. La longitud de atenuación de los rayos X de 8 keV en el blanco de cobre es $l_{att} = 21 \mu\text{m}$, por lo tanto los alambres no son totalmente opacos a los fotones, lo que explica que se hallan absorbido algunos fotones en las regiones ocultas de la imagen.

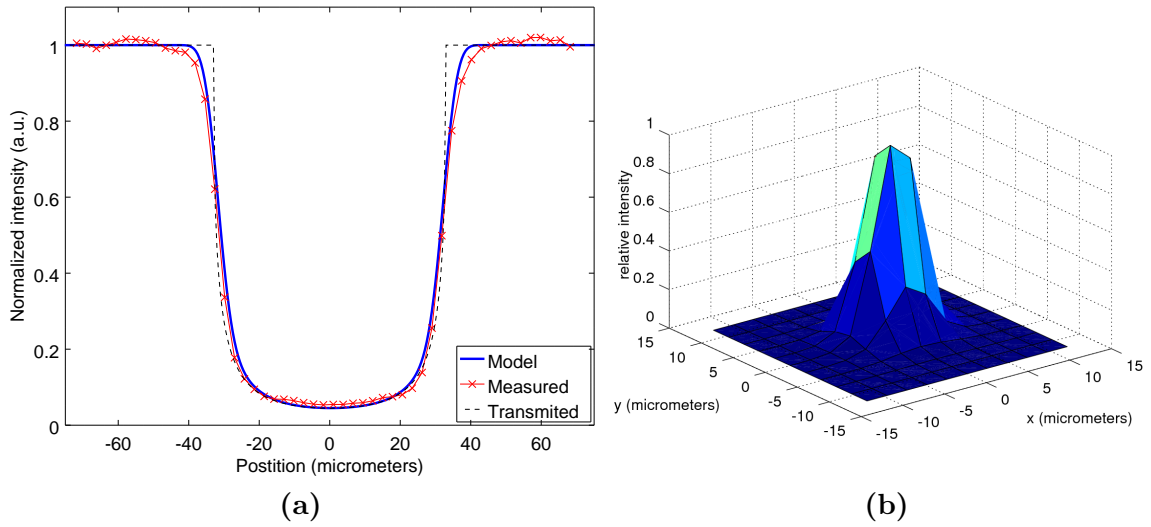


Figura 4.7: (a) Comparación de la transmisión de los rayos X entre el modelo desarrollado y los datos experimentales. (b) Point Spread Function (PSF) del haz en el sensor. Fuente ref. [73].

Para determinar la performance del sensor se realizó un modelo de transmisión de los rayos X a través del alambre y se comparó con el resultado obtenido experimentalmente. De la figura 4.6b se extrajo un valor normalizado de intensidad a lo largo de un eje que atraviesa el alambre en forma perpendicular y se graficó en la figura 4.7a. Allí puede observarse que el alambre produce una sombra proporcional a su espesor. Sin embargo, en lugar de tener bordes marcados, se observa una zona de transición de aproximadamente $10\ \mu\text{m}$. Además, la sombra detrás del alambre no es totalmente oscura, sino que tiene una intensidad promedio 95 % menor que la zona expuesta.

El modelo desarrollado para explicar la intensidad experimental obtenida en la figura 4.7a tiene en cuenta tres efectos: primero, la atenuación (o transmisión) del haz al atravesar el alambre del Cu; segundo, la penumbra del sistema óptico; y tercero, la respuesta del sensor de imagen CMOS a los fotones X.

La transmisión de un alambre de radio $r_w = 33\ \mu\text{m}$ no es constante a lo largo de su eje perpendicular, ya que el espesor t_w cambia de acuerdo a la ecuación 4.1 cuando es medido en función de la posición, respecto del eje central. Por lo tanto, la transmisión $t(x)$ evaluada según la ecuación 4.2 no es constante a lo largo del radio del alambre. Esta transmisión teórica se muestra en línea punteada en la gráfica de la figura 4.7a.

$$t_w = 2\sqrt{r_w^2 - x^2}. \quad (4.1)$$

$$\begin{cases} t(x) = e^{-t_w/\lambda_{Cu}} & : |x| < r_w, \\ 1 & : |x| \geq r_w. \end{cases} \quad (4.2)$$

La intensidad del haz de fotones X que llegan al sensor será entonces el resultado de la combinación de la transmisión a través del alambre con el efecto penumbra del sistema óptico, dado por el radio finito del agujero por el que sale el haz y las dimensiones de una fuente extensa. El efecto de penumbra puede introducirse a través de la convolución con la respuesta del sistema a la transmisión de una pequeña rendija ubicada en la posición del objeto, la que da como resultado $h(x)$ de la ecuación 4.3.

$$h(x) = 1 - \frac{\sqrt{w_p^2 - x^2}}{w_p}. \quad (4.3)$$

Finalmente, el tercer efecto a tener en cuenta es el tamaño de la región afectada por un fotón de rayos X. Los fotones de 8 keV generan fotoelectrones en el Si cuyo rango es menor a $2 \mu\text{m}$ y esto implica que a lo sumo 2 píxeles absorben la carga de ionización. Sin embargo, existe una alta probabilidad de que el fotón sea absorbido en el sustrato de Si cerca de los fotodiodos pero fuera de las zonas de vaciamiento. En estos casos se produce un efecto plasma y la carga es colectada por difusión [77], lo que da como resultado que la cantidad de píxeles afectados sea mayor a la que se tiene cuando la interacción se da dentro de una zona con campo eléctrico, i.e., una zona de vaciamiento de una junta en inversa. Como resultado de este efecto se tiene que la interacción de los fotones genera un patrón o “huella” aleatoria que abarca a varios píxeles. Este patrón es equivalente a lo que se conoce como *Point Spread Function* (PSF) en sistemas ópticos, ya que representa la respuesta del sistema a una fuente puntual ideal—que es dada por la interacción de un único fotón en este caso.

Dado que la imagen mostrada en la figura 4.6b es el promedio de muchas imágenes y que la interacción de cada fotón produce una PSF aleatoria, la PSF de interés no será la de un único fotón, sino la resultante del promedio de muchas interacciones. En la figura 4.7b se muestra la PSF (o huella) resultante de realizar un promedio de más de 50000 eventos de ionización no solapados.

Para agregar al modelo el efecto de la dispersión de carga se modeló la PSF de la figura 4.7b como una función Gaussiana y se integró en una dimensión, dando como resultado una distribución de carga gaussiana con radio $3,6 \mu\text{m}$. Luego, esta función se convolucionó en una dimensión con la transmisión del alambre y el efecto de penumbra. El resultado final del modelo se muestra en la figura 4.7a con trazo continuo y concuerda con la transmisión experimental observada. Además, explica los valores de atenuación obtenidos en la región oscura y los bordes suaves en la imagen del alambre de Cu. De todas formas, se tiene una pequeña desviación en los bordes que se cree puede ser causada por la atenuación del material aislante que recubre al alambre.

Para concluir, la resolución espacial de la técnica está limitada entonces por la PSF, que tiene un diámetro de $3,6 \mu\text{m}$, y no por el tamaño de los píxeles, que es de $1,4 \mu\text{m}$. La resolución espacial de todo el sistema óptico también afecta a las imágenes adquiridas debido a la penumbra producida por la fuente de tamaño finito. De todas formas, la resolución obtenida es mejor que la de otros estudios [63, 68] y permite la identificación de pequeñas estructuras dentro de objetos de tamaños no mayores a algunos milímetros.

Por otro lado, la eficiencia de detección obtenida es de alrededor de 3%, lo que implica que se deben administrar altas dosis para tener una cantidad aceptable de interacciones en el detector. Esto es una desventaja de la técnica desarrollada. Sin embargo, para este tipo de sensores existe una relación de compromiso entre el volumen de detección—que determina la eficiencia—y la resolución espacial. Un gran volumen de detección implica una mayor dispersión de las cargas de ionización, ya sea por difusión o por efecto plasma, lo que se traduce en PSFs de radios mayores. Por el contrario, un volumen de detección pequeño, como el del sensor utilizado, asegura una baja dispersión y, entonces, buena resolución espacial, pero a costa de una baja eficiencia y, por lo tanto, altas dosis sobre la muestra.

4.3. Prototipo de clasificador de partículas para detección de radón

En la sección 4.1 se vio como es posible detectar y clasificar partículas utilizando sensores de imagen CMOS. En esta sección se utiliza esa característica para construir un prototipo de detector de partículas de alto LET presentes en el ambiente. Actualmente, existe cierta preocupación por la exposición de la población, sobretodo en el hogar, al gas radón. El radón es un gas inerte, incoloro e inodoro proveniente de la cadena de decaimiento del uranio. El mismo es un gas radioactivo cuyo decaimiento produce partículas alfa y subproductos de vida media corta, que a su vez decaen liberando partículas ionizantes de alta energía. Este gas se produce naturalmente en los suelos y queda atrapado en minas subterráneas y dentro de las casas, perjudicando la salud de las personas que lo respiran.

La exposición al gas radón es perjudicial para la salud ya que aumenta notablemente el riesgo de contraer cáncer de pulmón [78]. Estimaciones de riesgo basadas en la exposición de trabajadores de minas han demostrado que aún la exposición en el hogar puede ser un factor de riesgo. La exposición a radón es reconocida actualmente como la segunda causa de cancer de pulmón, superada únicamente por la exposición al humo del cigarrillo [78].

La idea es, entonces, utilizar un sensor de imagen comercial para detectar las partículas alfa de alta energía liberadas en el decaimiento del radón y, de esta forma, detectar la presencia del gas. El trabajo realizado consistió en la implementación de un software de análisis de imágenes en una computadora *Raspberry Pi 3* conectada a un sensor de imagen comercial marca *Omnivision* modelo OV5647. El trabajo fue realizado en el marco de la codirección de una beca de verano del Instituto Balseiro y publicado en el artículo [79].

La *Raspberry Pi 3* (Rpi) es una computadora de pequeño tamaño que cuenta con un SoC *Broadcom BCM2837*, que incluye 4 procesadores *Cortex-A53* de 1,2 GHz, un procesador gráfico, 1 GB de memoria RAM y varios puertos de entrada y salida, entre ellos un puerto dedicado para la conexión de un sensor de imagen.

El sensor OV5647 es el mismo sensor de imagen CMOS de tipo *Back-side Illuminated* que fue introducido en la sección 4.2.1. En la figura 4.3 se muestra una imagen de SEM de un corte transversal en la región de la matriz de píxeles del sensor. Para alcanzar la zona sensible, una partícula alfa debe atravesar las primeras capas, que están formadas de acuerdo a la tabla 4.1 por PDMS, fotoresina ($C_{10}H_6N_2O$) y 220 nm de óxido de silicio. El decaimiento del radón y sus productos emiten partículas alfa de entre 5 MeV y 8 MeV, y el rango de esas partículas en los materiales de las primeras capas del sensor es mayor a las decenas de μm , lo que asegura que las partículas producen señal en la zona activa.

La detección de las partículas se realiza adquiriendo imágenes del sensor—teniendo el cuidado de cubrirlo de la luz ambiente—y luego buscando en las imágenes los eventos de ionización similares a los de la figura 4.1d. El algoritmo de procesamiento de imágenes fue implementado en lenguaje C, utilizando la biblioteca de procesamiento de imágenes *OpenCV* [80], y partiendo del software de código abierto *raspiraw* [81]. El algoritmo identifica los eventos de ionización producidos por las partículas cuando los mismos superan el umbral de detección, los extrae de la imagen y, luego, calcula una serie de parámetros que permiten clasificarlos. Todo el procesamiento es realizado por la Rpi en

forma secuencial luego de cada captura. A continuación se enumeran los parámetros más importantes:

- *Área, A*: Cantidad de píxeles incluidos en el evento de ionización.
- *Carga, C*: Suma de los valores de los píxeles de la imagen que forman parte del evento. El valor de los píxeles en la imagen es proporcional a la carga recolectada por las junturas del sensor y, por lo tanto, la suma de todos píxeles que forman parte del evento debería ser proporcional a la carga total depositada por la partícula en esa región.

Para comprobar la funcionalidad del equipo, y también comprobar la posibilidad de discriminar partículas, se lo expuso a fotones gamma provenientes de una fuente de ^{137}Cs y a partículas alfa de una fuente de ^{241}Am . Para ello, se introdujo el sensor dentro de una caja cerrada, para aislarlo de la luz ambiente, y junto al sensor se colocó la fuente radioactiva, de a una por vez. El ^{137}Cs decae en ^{137}Ba , que a su vez emite un fotón gamma de 661 keV, mientras que el ^{241}Am emite partículas alfa de 5,48 MeV, la misma energía que las del decaimiento del radón, y fotones gamma de 59 keV.

En la figura 4.8 se muestran recortes con algunos de los eventos de ionización detectados por el prototipo con cada una de las fuentes, junto con los parámetros calculados. Los fotones de 661 keV interactúan con mayor probabilidad por efecto Compton, produciendo un electrón energético dentro del silicio, que a su vez ioniza el material a medida que se frena y se ve como trazas de varios píxeles en la imagen final. Lo mismo sucede con los fotones de 59 keV del ^{241}Am , pero al tener estos una energía menor el camino recorrido por los electrones es más corto y la cantidad de píxeles afectados es menor. Por otro lado, las partículas alfa del americio producen una gran cantidad de carga a su paso, por lo que los eventos abarcan una gran cantidad de píxeles como se ve en la figura 4.8b.

Cabe destacar que la ganancia del sensor fue configurada en su máximo valor para realizar los experimentos y, por este motivo, es que la mayor parte de los eventos capturados tienen píxeles saturados en su máximo valor.

En la figura 4.9 se muestran histogramas de los parámetros ‘A’ y ‘C’ extraídos por el software de adquisición. En los histogramas obtenidos con la fuente de ^{137}Cs (figura 4.9a) se observan distribuciones de área y carga similares, con la misma forma general. Esto se debe a la saturación de los píxeles, lo que hace que el parámetro ‘C’ sea aproximadamente igual a la cantidad de píxeles (‘A’) multiplicado por el valor máximo de cada uno.

El mismo efecto se observa en las distribuciones de ‘A’ y ‘C’ obtenidas con la fuente de americio (figura 4.9b). Sin embargo, en este caso aparecen dos máximos o la suma de dos distribuciones. La distribución de la izquierda corresponde a los eventos producidos por los fotones gamma de 59 keV, mientras que los eventos con ‘A’ mayor a 20 píxeles o ‘C’ mayor a 5000 unidades corresponden a los provocados por partículas alfa.

Los histogramas de la figura 4.9 muestran que es posible clasificar los eventos en *alfa* o *no-alfa* estableciendo un umbral en $C = 5000$. Haciendo esto, del total de eventos del experimento (1112), 350 pueden ser clasificados como partículas alfa.

Para terminar, el prototipo demostró ser un buen equipo para la clasificación de partículas. Sin embargo, para llegar a un detector de radón aún queda mucho trabajo por hacer. El desarrollo del equipo continuó con una tesis de licenciatura en física [82]

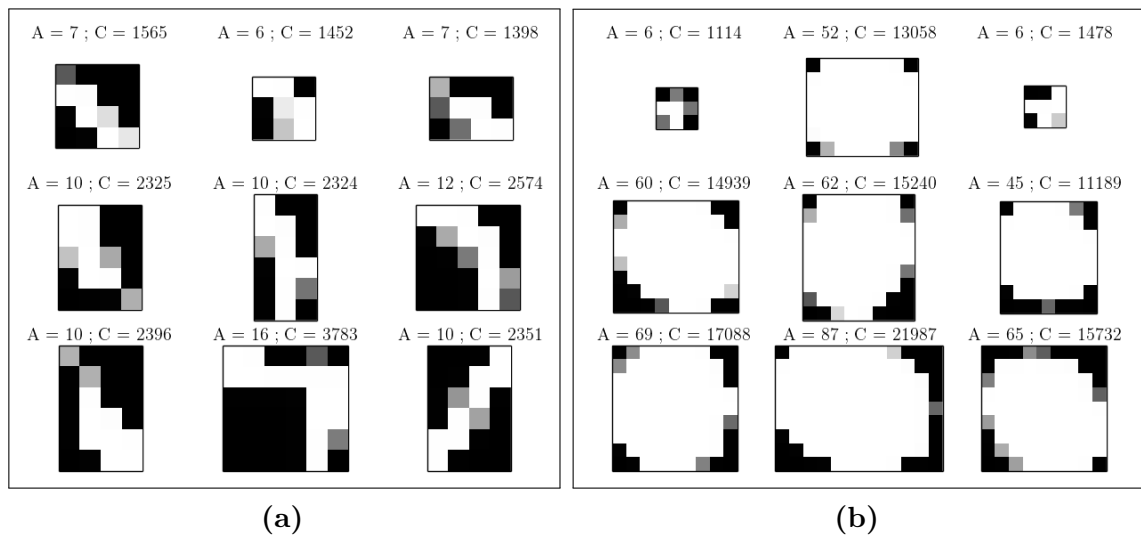


Figura 4.8: Recortes de la imagen original con algunos ejemplos de eventos detectados por el sensor y el software de adquisición. Se muestran eventos producidos por la interacción de fotones gamma emitidos por la fuente de ^{137}Cs (a), y eventos de partículas alfa y fotones gamma emitidos por el decaimiento del ^{241}Am (b). ‘A’ indica el área del evento en cantidad de píxeles y ‘C’ es la suma de los valores de los píxeles de la imagen. Fuente ref. [79].

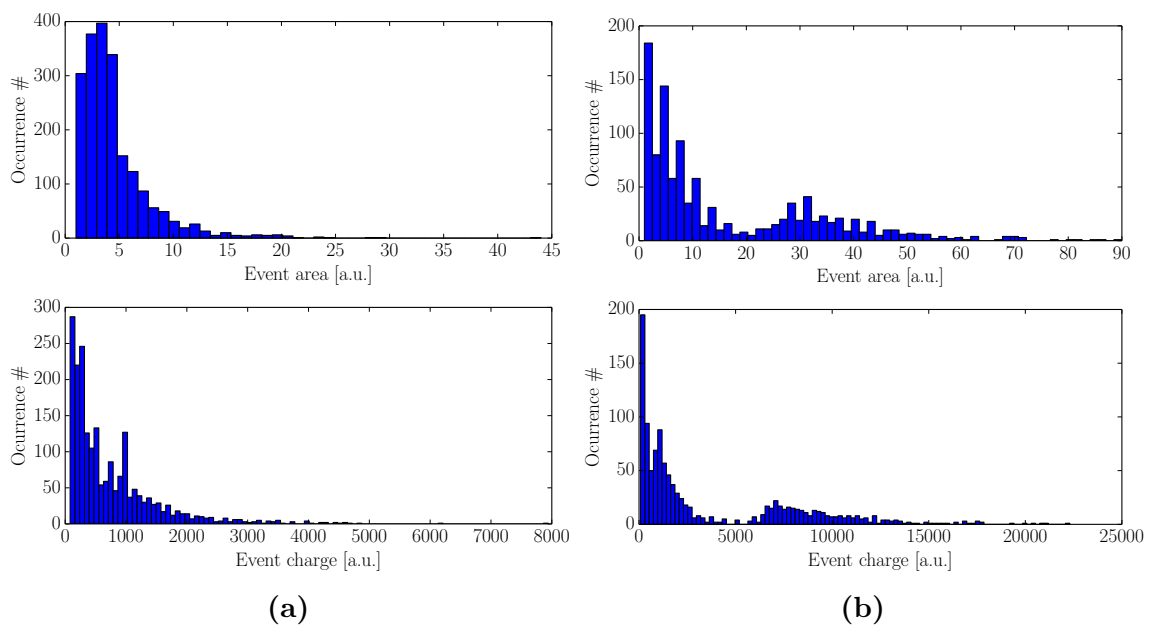


Figura 4.9: Histogramas de área ‘A’ y de carga ‘C’ de los eventos detectados con la fuente de ^{137}Cs (a) y con la de ^{241}Am (b). Fuente ref. [79].

y luego de maestría en física [83], donde se agregó un concentrador de partículas y se optimizó el algoritmo de detección para reducir el tiempo de procesamiento.

4.4. Resumen del capítulo

En este capítulo se trató el tema de la detección y clasificación de partículas y de la adquisición de imágenes radiográficas por detección directa de fotones, utilizando como base los trabajos previos realizados por M.Pérez et al.

Primero, se abordó el tema de las micro-radiografías con sensores de imagen CMOS comerciales. Este tipo de sensores de bajo costo tienen un muy buen desempeño y están formados por arreglos de millones de píxeles con muy buena resolución espacial. Los experimentos se realizaron con el sensor OV5647, que es de tipo BSI. Se adquirieron imágenes de distintos objetos, variando el tiempo de exposición, y se demostró que es posible utilizar este tipo de sensores para obtener imágenes de buena calidad y alta resolución espacial.

Luego, se realizó un análisis de la estructura de capas del sensor y se demostró que la eficiencia de detección está limitada por el volumen activo del sensor. El espesor de la capa activa de silicio es de $2\ \mu\text{m}$ y la atenuación de los rayos X del tubo de cobre en ese espesor es de casi el 3%, por lo que la eficiencia está limitada a ese valor.

A continuación, se realizó un experimento para determinar la resolución espacial, en el cuál se tomaron imágenes de rayos X de varios alambres de cobre colocados sobre el sensor. Se realizó un modelo de la atenuación del alambre para fotones de la energía del cobre, en el cuál también se tuvo en cuenta el tamaño extenso de la fuente y la penumbra producida en el plano focal del sensor. Además, se observó que el patrón producido por los fotones de 8 keV abarca a varios píxeles y se obtuvo la PSF del sistema, que tiene una extensión mayor al tamaño de un píxel. Agregando este último efecto al modelo de atenuación, se obtuvo un resultado que concuerda con la medición experimental. La conclusión del experimento es que la resolución del sistema está limitada por la PSF del sistema y no por el tamaño de los píxeles.

Todo el trabajo de micro-radiografías con sensores de imagen CMOS comerciales fue publicado en el artículo [73].

En cuanto a la detección y clasificación, en este capítulo se mostró un prototipo de detector de partículas de alto LET, pensado para su aplicación a la detección de contaminación ambiental por gas radón. El prototipo utiliza el mismo sensor que en el caso de las radiografías conectado a una computadora Raspberry Pi 3 de pequeño tamaño. Se escribió un software de adquisición y procesamiento de imágenes que permite identificar los eventos de ionización en el sensor y calcula algunos parámetros que permiten clasificarlos, como por ejemplo *área* y *carga*.

Se realizaron dos experimentos con el prototipo. Primero, se lo expuso a una fuente de ^{137}Cs que emite fotones gamma y, luego, a una fuente ^{241}Am que emite partículas alfa con alta energía cinética. Los experimentos realizados con el prototipo determinaron que es posible discriminar los eventos producidos por partículas alfa de los eventos producidos por fotones, a pesar de la saturación de la salida de los píxeles. Los resultados de este trabajo fueron publicados en el artículo [79] y sirvieron de punto de partida para la elaboración de trabajos finales de licenciatura y maestría en física, en los cuales se mejora la implementación.

Capítulo 5

Exposición de sensores de imagen CMOS comerciales a neutrones térmicos

Entre las aplicaciones de los sensores de imagen pixelados se encuentra la toma de imágenes radiográficas con neutrones, que también son llamadas *neutrografías*. En los últimos años ha habido un interés especial por el uso de los sensores de imagen comerciales para la detección de neutrones utilizando capas de conversión especiales, ya sea sobre sensores de tipo CCD, CMOS o fotodiodos, que permiten la detección de neutrones térmicos [84–88]. En general, se utiliza ^{10}B como material de conversión, que ante la interacción con un neutrón térmico emite partículas cargadas que son las detectadas por el sensor. Recientemente, se ha propuesto al gadolinio como material de conversión aplicado a sensores de imagen CMOS para obtener un detector de neutrones de alta eficiencia [88, 89].

Parte del trabajo realizado en el grupo de investigación consistió en el análisis por computadora de las imágenes resultantes de la exposición de sensores comerciales con y sin capas de conversión a neutrones térmicos y partículas alfa. El análisis consiste en detectar los *destellos* o *eventos* de ionización producidos por las partículas en las imágenes al interactuar con el sensor. Una vez identificados los eventos, por ejemplo, se los suma para obtener la cantidad total por píxel y así obtener una imagen de contraste de neutrones. El detalle del trabajo puede leerse en la referencia [88].

Para realizar la detección de partículas se desarrolló un algoritmo de procesamiento de imágenes que permitió identificar los eventos producidos por la interacción de las partículas secundarias, generadas en la capa de conversión, con el sensor. Durante el análisis de las imágenes se observó que una gran cantidad de píxeles resultaban dañados luego de la interacción con las partículas, aún sin utilizar ninguna capa de conversión. El modo de falla observado era casi siempre el mismo: luego de la interacción, uno de los píxeles que habían recolectado la carga de ionización quedaba siempre iluminado, con una corriente de oscuridad mucho mayor a la de sus vecinos. En principio, la probabilidad de interacción de los neutrones térmicos con el silicio es baja y no explica el motivo por el cual los píxeles se deterioran, ya que se trata de una partícula no directamente ionizante y de baja energía cinética, por lo que no produce daño por ionización y no puede producir daño por desplazamiento directo de un átomo de Si. Esto motivó la búsqueda de una explicación al daño observado, que tampoco fue encontrada en la literatura, por lo que se decidió llevar a cabo una serie de experimentos para

determinar su origen.

En este capítulo se presentan los experimentos y análisis realizados para determinar cómo y qué tipo de partícula produce un daño permanente a algunos píxeles de un sensor de imagen comercial CMOS cuando es expuesto a un haz de neutrones térmicos. El trabajo fue publicado en los artículos [90, 91] y se basa en la comparación de los resultados obtenidos al exponer el sensor a partículas alfa, gamma y neutrones térmicos, y el análisis de la composición del sensor de imagen.

Como la probabilidad de interacción de los neutrones térmicos con el silicio es muy baja, se planteó la hipótesis de que algún otro material utilizado en la fabricación del circuito integrado sensor de imagen podría estar provocando una reacción nuclear al capturar un neutrón y así dañar a los píxeles del arreglo. De los materiales comúnmente utilizados, el boro tiene la sección eficaz de captura de neutrones térmicos más alta. Este material es utilizado generalmente para dopar al silicio y como aditivo en las capas de aislación entre metales, específicamente en lo que se conoce como *BoroPhosphoSilicate Glass* (BPSG), que es la primer capa de aislación entre los dispositivos y el metal utilizado en las interconexiones. El agregado de boro al PSG reduce su temperatura de fusión y mejora el proceso de fabricación.

El boro natural está compuesto de un 20 % de ^{10}B que tiene una sección eficaz de captura de neutrones térmicos de 3838 b [92], y el resto de ^{11}B con una sección eficaz un millón de veces menor. Cuando un átomo de ^{10}B captura un neutrón térmico se produce la reacción $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$. Los subproductos de la reacción, α y Li, poseen energías cinéticas de hasta 1,78 MeV y han demostrado ser capaces de provocar *Single Event Upsets* (SEUs) en los circuitos integrados. La reacción de los neutrones térmicos con el BPSG ha sido reportada como la responsable de provocar SEUs en celdas lógicas y memorias, o errores de software en procesadores digitales cuando los mismos son expuestos a neutrones térmicos. Por ejemplo, Baumann et al. demostraron en los trabajos [93] y [94], que la principal causa de SEUs en memorias era la interacción de los neutrones térmicos presentes en el ambiente con el BPSG utilizado en el proceso de fabricación. Este efecto indeseado fue utilizado en los artículos [95] y [96] para desarrollar un detector de neutrones térmicos. En esos trabajos el BPSG fue enriquecido con ^{10}B con el fin de incrementar la tasa de errores o SEUs en memorias cuando eran expuestas a neutrones térmicos.

Por otro lado, el daño observado en los experimentos realizados—como parte del presente trabajo—es compatible con el daño por desplazamiento en sensores de imagen CMOS, que ha sido estudiado ampliamente por varios autores e introducido en la sección 2.3. En particular, los neutrones rápidos, con energías cinéticas de varios MeV, y partículas altamente ionizantes como los protones, producen un incremento en la corriente de oscuridad de los píxeles que terminan viéndose como píxeles brillantes en la imagen [7, 97], el mismo modo de falla observado al exponer el sensor de imagen a neutrones térmicos.

A continuación, se presentará el sensor de imagen CMOS utilizado y luego los detalles de los experimentos realizados. Luego se realizará una comparación entre las irradiaciones y se finalizará con una discusión sobre los resultados.

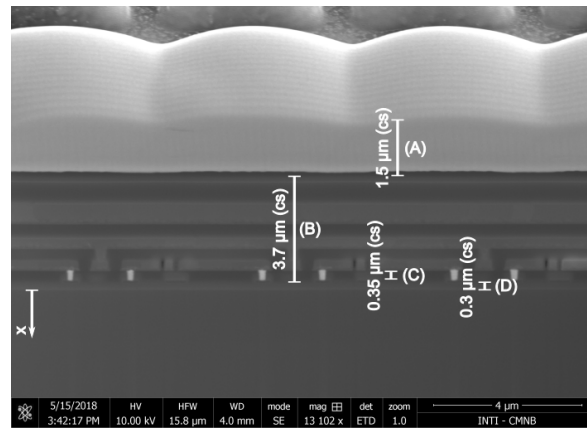


Figura 5.1: Imagen de SEM de un corte transversal del circuito integrado MT9M001. (A) Microlentes. (B) Capas de metal con sus aislaciones. (C) Primer dieléctrico, conocido comúnmente como PMD (Pre-Metal Dielectric). (D) Óxido de campo. Fuente ref. [91].

5.1. Experimentos realizados

Sensores de imagen CMOS comerciales fueron irradiados con partículas alfa, rayos X y en el haz de neutrografía del reactor RA-6, que es una mezcla de neutrones térmicos y fotones gamma. El objetivo fue comparar el daño producido por esos tipos de partículas. Los experimentos se llevaron a cabo con un sensor de imagen monocromático marca *On Semiconductor* modelo MT9M001. Su tamaño es de media pulgada, con relación de aspecto 5:4. El arreglo es de 1280×1024 píxeles y cada píxel tiene un tamaño de $5,2 \mu\text{m} \times 5,2 \mu\text{m}$.

La figura 5.1 muestra una imagen de un corte transversal del sensor que fue tomada con un microscopio electrónico de barrido (SEM), utilizando el detector de electrones retrodispersados. Sobre el sensor de imagen se ven unas microlentes, que están compuestas por un polímero de los utilizados en microfabricación. Debajo de las microlentes se encuentran las capas de metal con sus aislaciones de óxido de silicio, todo con un espesor de $3,7 \mu\text{m}$. Finalmente, debajo de toda la estructura se encuentran los dispositivos activos, i.e. transistores, fotodiodos, etc., separados de la primera capa de metal por el óxido de campo, de $0,3 \mu\text{m}$ de espesor, y el BPSG.

Antes de realizar los experimentos, la tapa de vidrio de los sensores fue removida con mucho cuidado para exponer el arreglo de píxeles de forma directa a las partículas. A menos que se mencione lo contrario, el tiempo de integración fue establecido en su valor máximo (1033 ms) y lo mismo se hizo con el parámetro de ganancia (15). Además, los sensores cuentan con una función de calibración interna del nivel de negro que fue deshabilitada en todos los experimentos para evitar cualquier enmascaramiento de los efectos de radiación. Las imágenes fueron capturadas y grabadas en archivos de video sin compresión, y todas las capturas fueron realizadas a temperatura ambiente, exponiendo de a un sensor a la vez. Las condiciones particulares de cada irradiación se detallan en las siguientes subsecciones.

Para obtener el factor de conversión de unidades de ADC (ADU, por su sigla en inglés) a carga recogida, medida en electrones, el sensor de imagen fue expuesto a los rayos X de fluorescencia K_{α} de cobre y hierro [98]. El espectro de carga recolectada fue analizado y el factor de conversión resultó ser de $11,1 e^{-}/\text{ADU}$ con la ganancia máxima. Si se extrapola el resultado a ganancia 1, se obtiene que la carga que satura el píxel—lo que se conoce como *Full Well Capacity* (FWC)—es de $42 ke^{-}$.

5.1.1. Irradiación con fuente alfa

Uno de los sensores fue irradiado con partículas alfa provenientes de una fuente de ^{241}Am . El experimento consistió en exponer el sensor colocando la fuente de partículas sobre él y, luego, introduciendo todo el conjunto en una caja sellada con el objetivo de aislar el dispositivo de la luz ambiente.

La actividad de la fuente al momento del experimento era de 2 kBq y fue colocada a 6 mm del sensor. La duración del experimento fue de una hora y, al finalizar ese tiempo, se estima que la fluencia a la que estuvo expuesto el sensor fue de aproximadamente $1,6 \times 10^6$ alfas/cm². La estimación se realizó calculando la cantidad de partículas que atraviesan un área igual a la del sensor, y teniendo en cuenta la actividad y la geometría mencionada.

Las partículas alfa de la fuente de ^{241}Am tienen una energía de 5,486 MeV, aunque la energía de las partículas que llegan al área activa del sensor es menor debido a la pérdida a lo largo del vuelo. Utilizando el software SRIM [99] se estimó que las partículas llegan con una energía de 4,15 MeV al área activa. Para la estimación se tuvo en cuenta la distancia de la fuente al sensor y el espesor de las capas de aislación de la figura 5.1.

5.1.2. Irradiación con neutrones térmicos

Dos sensores de imagen CMOS fueron irradiados en el haz de neutrografía del reactor de investigación RA-6, en la ciudad de Bariloche. El haz está compuesto principalmente por un flujo de neutrones y rayos gamma residuales que son generados en el núcleo del reactor y atraviesan un filtro de zafiro. El flujo de neutrones térmicos típico de la instalación es de $2,6 \times 10^6$ neutrones/cm²s y la tasa de dosis gamma es de 800 mGy h⁻¹. Existen también algunos neutrones epitérmicos y rápidos en el haz, aunque el flujo epitérmico es tres órdenes de magnitud menor que el térmico y el flujo de neutrones rápidos es despreciable.

El experimento consistió en exponer un sensor cubierto con una capa de Gd₂O₃ de aproximadamente 150 μm de espesor, y otro sensor sin esa cobertura. El gadolinio tiene una sección eficaz de captura muy alta en el rango de energías térmicas y actúa como blindaje, no dejando que los neutrones térmicos lleguen al dispositivo [100]. De esta forma, el sensor sin la capa de Gd estuvo expuesto directamente al haz de neutrones y rayos gamma, mientras que el sensor con Gd solo fue expuesto a los rayos gamma—el espesor del blindaje de Gd es suficiente para capturar gran parte los neutrones térmicos, pero es transparente a los fotones gamma. Además, la capa de Gd puede ser considerada transparente a los neutrones rápidos y epitérmicos debido a su baja sección transversal de captura para energías mayores a algunos meV.

El blindaje de Gd fue preparado realizando una mezcla de resina *Microposit S1400*, que es utilizada en fotolitografía, con polvo de Gd₂O₃. La mezcla fue aplicada al sensor sobre toda la pastilla de silicio.

Ambos sensores de imagen fueron irradiados dentro del haz de neutrografía, de a uno a la vez, y se grabaron archivos de video sin compresión con las imágenes de salida. Para reducir la dosis gamma se colocó un blindaje de plomo de 5 cm de espesor entre los sensores y el haz. Como efecto secundario, el blindaje de plomo reduce el flujo de neutrones térmicos, por lo que fue medido utilizando el método de activación neutrónica [4] para conocer su valor en esta configuración. El flujo medido en la posición de los sensores de imagen fue de $6,2 \times 10^5$ neutrones/cm²s $\pm 20\%$. La duración del experimento

fue de 60 minutos y, al cabo de ese tiempo, se obtuvo una fluencia de $2,33 \times 10^9 \text{ cm}^{-2} \pm 20 \%$.

5.1.3. Irradiación con rayos X

Otro sensor fue expuesto a la radiación de un acelerador lineal de radioterapia marca *Elekta*. El equipo produce rayos X de frenado acelerando electrones y haciéndolos colisionar con un objetivo de plomo. El haz de fotones tiene una distribución de energía con un máximo de intensidad ubicado en 2 MeV, con un rango de cero a 6 MeV [50]. Para las condiciones de la irradiación se calculó un flujo de fotones de $2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Para obtener equilibrio de partículas cargadas y conocer la dosis administradas al dispositivo, se colocó el sensor dentro de un fantoma confeccionado especialmente con un material agua-equivalente. La dosis fue administrada en pasos de 2,7 Gy(Si)—esto es, 2,7 Gy *en silicio*—hasta alcanzar una dosis total acumulada de 54 Gy(Si). La tasa de dosis fue de 60 mGy s^{-1} . Durante el experimento la alimentación del sensor estuvo encendida y se capturaron videos de 30 s de la imagen en oscuridad luego de cada paso de dosis.

5.2. Análisis de resultados

En esta sección se presenta un análisis cualitativo y cuantitativo del daño producido por las diferentes partículas a partir del análisis de las imágenes obtenidas en los experimentos. El algoritmo de detección de eventos fue utilizado para detectar los píxeles dañados y correlacionar el daño con el evento que lo produjo [90]. El algoritmo fue utilizado, además, para determinar la cantidad de carga de ionización producida por las partículas, las que produjeron daño y las que no, así como también determinar el tamaño y las formas características de los eventos. Finalmente, se estudió la composición del sensor de imagen CMOS para investigar los mecanismos físicos por los cuales se produce el daño.

5.2.1. Imágenes de oscuridad

En principio, las imágenes obtenidas a oscuras antes de los experimentos y luego de cada una de las irradiaciones fueron comparadas de forma cualitativa. La figura 5.2 muestra los resultados obtenidos en cada experimento y la imagen de oscuridad de un sensor nuevo, sin irradiar. La imagen del sensor previo a la irradiación tiene sólo algunos píxeles brillantes, lo que corresponde a lo que se conoce como *Dark Signal Non-Uniformity* (DSNU)¹ del sensor. Sin embargo, cuando el sensor es expuesto a partículas alfa o a neutrones térmicos aparece un cantidad de *hot pixels*—esto es, píxeles cuyos valores de salida son mayores al promedio de la matriz. Por otra parte, la irradiación con rayos X produce un incremento suave y uniforme en el brillo de toda la imagen, que no está localizado sólo en algunos píxeles. Un resultado similar al del experimento realizado con rayos X, y para una dosis comparable—54 Gy(Si)—, fue reportado en el trabajo [101] con sensores fabricados en tecnologías similares.

¹El DSNU se refiere a las diferencias en la corriente de oscuridad de los píxeles a lo largo del arreglo debida sólo a las variaciones típicas del proceso de fabricación.

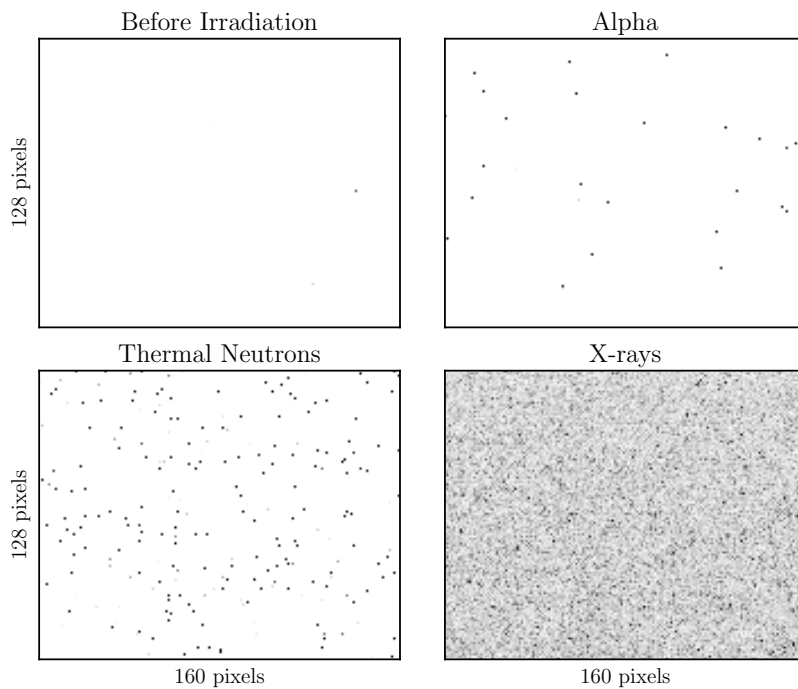


Figura 5.2: Comparación de las imágenes obtenidas a oscuras antes y después de los experimentos. Por claridad, se muestra un octavo de la imagen original y los colores fueron invertidos de forma tal que puntos oscuros representan píxeles brillantes. Las partículas alfa y los neutrones térmicos producen defectos muy localizados en sólo algunos píxeles, mientras que los fotones de rayos X incrementan las corrientes de fuga de todo el arreglo de forma uniforme. Fluencia alfa: $1,6 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}$; fluencia n_{th} $2,23 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}$; fluencia de fotones de rayos X $1,8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ (54 Gy(Si)). Fuente ref. [91].

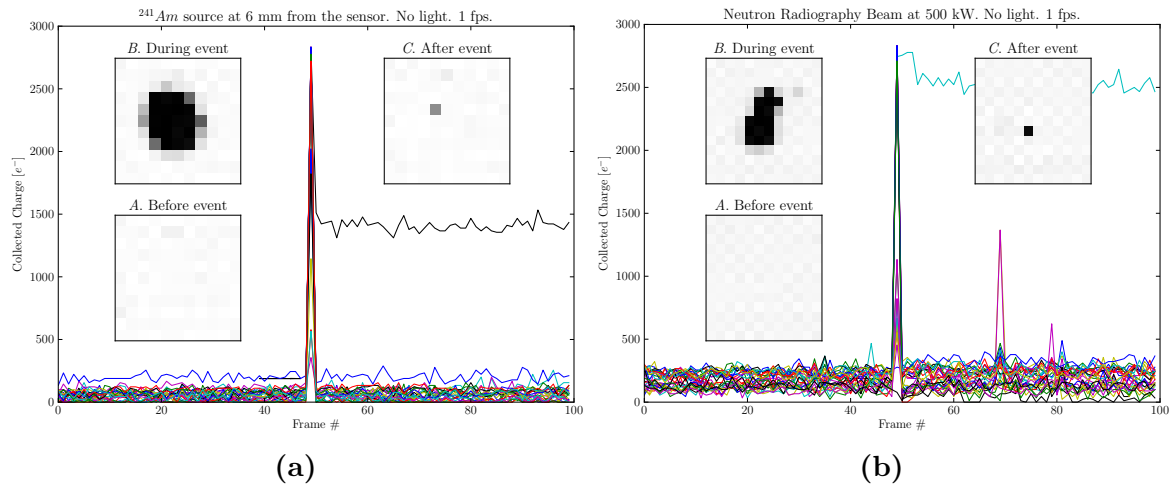


Figura 5.3: Daño típico producido por las partículas (a) alfa y los (b) neutrones térmicos a los sensores. Las imágenes fueron capturadas a 1 fps con tiempo de integración de 1033 ms. Los recuadros muestran las regiones de la imagen afectadas antes del evento (A), en el instante en que la carga de ionización es recolectada (B) y luego de la interacción (C), donde se observa que uno de los píxeles queda dañado. Cada trazo se corresponde a la carga recolectada por cada píxel del sector de la imagen analizado. Fuente ref. [91].

5.2.2. Daño producido en la interacción

Las imágenes que fueron adquiridas antes, durante y después de las irradiaciones fueron almacenadas en archivos de video, lo que permitió visualizar el momento en el cual se crea un hot pixel. La figura 5.3 muestra los instantes en que una partícula alfa (fig. 5.3a) y un neutrón (fig. 5.3b) interactúan con el sensor, depositando carga, y producen un daño permanente a uno de los píxeles involucrados. Las gráficas muestran la carga recolectada por los fotodiodos en cada uno de los cuadros del video, es decir, en función del tiempo. Los recuadros muestran la imagen de las regiones afectadas antes, durante y después de la interacción.

Antes de que ocurra el evento la carga recolectada por los fotodiodos en el tiempo de integración es mínima, correspondiente a las cargas producidas en oscuridad. En el cuadro inmediatamente posterior a la interacción de la partícula, ya sea α o neutrón, los píxeles recolectan la carga depositada por la partícula y, por lo tanto, se tiene la señal máxima, que se ve como un pico en las gráficas. Luego del evento, uno de los píxeles queda con corriente de oscuridad mucho mayor a la inicial y, por lo tanto, se transforma en un hot pixel. Esto sucede en algunos de los eventos, no en todos y, de hecho, la mayoría de ellos no produce un daño permanente, por lo que la señal vuelve a su nivel normal luego de la interacción.

En los pocos casos en que sí se produce daño, por ejemplo desplazando un cluster de átomos de silicio de su lugar en la red [22], la corriente de inversa del fotodiodo afectado se ve incrementada y, entonces, se incrementa también la señal de salida del píxel. Luego del ciclo de reset, la corriente de oscuridad continúa afectando al fotodiodo y, por lo tanto, se ve en la imagen como un píxel iluminado. En los cuadros siguientes, la corriente producida por el daño continúa afectando al píxel, lo que se ve como un cambio brusco en la señal de oscuridad del píxel luego de la interacción de la partícula. Este comportamiento es típico del daño por desplazamiento en sensores de imagen CMOS y fue reportado por otros autores en experimentos con neutrones rápidos [102, 103] y partículas alfa [104, 105].

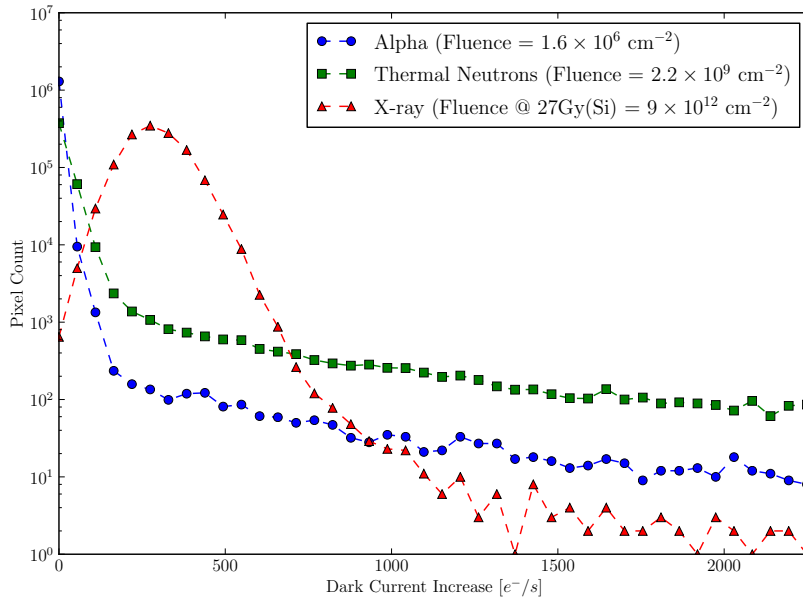


Figura 5.4: Histogramas del incremento en la corriente de oscuridad de los tres experimentos. Los incrementos de los experimentos con partículas alfa y neutrones térmicos presentan distribuciones similares, mientras que la distribución con rayos X es diferente. Fuente ref. [91].

Este comportamiento no fue observado en el experimento realizado con fotones de rayos X. La señal de oscuridad de los píxeles no se vió modificada de forma súbita y permanente inmediatamente después de una interacción. Sólo se observó un incremento suave y continuo de la señal de salida para dosis cada vez mayores, que además se da uniformemente en toda la imagen. Esto sugiere que el mecanismo de daño es diferente para los rayos X, y se parece al daño típico observado por efectos de dosis total (TID), como fueron reportados en el artículo [101].

5.2.3. Histogramas de corriente de oscuridad

En la figura 5.2 se realiza una comparación cualitativa de las imágenes obtenidas antes y después de irradiar. En la figura 5.4 se muestra una comparación de los histogramas del incremento en la corriente de oscuridad de las imágenes luego de cada experimento. Cada punto en la gráfica representa la cantidad de píxeles de la imagen con un dado incremento en la corriente de oscuridad. El incremento promedio de la corriente de oscuridad en los experimentos alfa y neutrón fue de 3,8 y 8,4 e^-/s respectivamente, mientras que en el experimento con rayos X fue de 613 e^-/s .

En la figura 5.4 se ve como luego de las irradiaciones con partículas alfa y neutrones el incremento en la corriente de oscuridad se da sólo en algunos pocos píxeles, lo que no cambia el valor más probable de la distribución. Este resultado es similar a las distribuciones observadas en los trabajos [102] y [103] como resultado del daño por desplazamiento.

Por otro lado, aquí también la distribución correspondiente al experimento con rayos X se comporta diferente. El valor más probable del incremento en las corrientes de oscuridad aumenta significativamente, lo que significa que una gran parte de los píxeles incrementa su corriente de oscuridad. Un resultado similar fue reportado en el artículo [101] y corresponde al efecto de daño por dosis total. Cargas positivas son capturadas en los óxidos aislantes del circuito integrado y trampas de interfaz son producidas en la

interfaz Si-SiO₂, lo que causa un incremento en la corriente de fuga de los fotodiodos de cada píxel [106].

5.2.4. Análisis de los eventos que producen daño

En la sección 5.2.2 se mostró que a través del análisis de las imágenes es posible detectar cuando una partícula produce daño a un píxel. En esta sección se realizará un análisis de la forma e intensidad de los eventos que producen daño de forma tal de poder discriminar las partículas dañinas de las no dañinas.

Para realizarlo se desarrolló un algoritmo de detección de daño utilizando el lenguaje de programación *Python* y la biblioteca de análisis de imágenes *OpenCV*. El algoritmo es similar al propuesto en la referencia [63], al que se le aplicó una ligera variación. Viendo la diferencia de la señal entre un cuadro y el siguiente, el algoritmo es capaz de detectar eventos producidos por la interacción de las partículas. Una vez detectados los eventos, se extraen y guardan en un archivo sus parámetros característicos como, por ejemplo: área, perímetro, momentos de la imagen (comunes y centrados) y la suma de la intensidad de todos los píxeles involucrados, lo que es una medida de la carga de ionización producida por la partícula. La creación de hot pixels se identifica observando cambios bruscos en el valor medio de los píxeles. Cuando se detecta la creación de un hot pixel se guardan todos los parámetros asociados al evento que lo produjo. De esta forma, es posible analizar por separado los eventos que producen daño de todos los eventos. Los videos de los experimentos fueron analizados con el algoritmo y, luego, se realizó un análisis estadístico de los eventos.

Un ejemplo de los eventos y píxeles dañados detectados por el algoritmo se muestra en la figura 5.5. Los eventos se muestran en gris y los píxeles dañados por esos eventos se muestran en negro. Todos los píxeles dañados en la irradiación fueron relacionados con el evento que los produjo.

Las partículas alfa generan una gran cantidad de carga en un volumen pequeño y, debido al efecto plasma [77], esa carga se esparce alcanzando varios píxeles, lo que es visto en la imagen como un punto grande y circular que puede ser identificado. En la referencia [63] se presentó un algoritmo que permite distinguir entre partículas alfa, electrones y fotones. Se basa en el hecho de que la cantidad de carga por píxel del evento es proporcional al LET de la partícula y por lo tanto permite la discriminación de partículas según su LET.

Este algoritmo fue utilizado para analizar el video tomado en la irradiación con neutrones térmicos con el objetivo de encontrar algún patrón que permita distinguir los eventos que producen daño de los demás. De todos los eventos del video, 17 % fueron identificados como partículas con alto LET, similar a partículas alfa. Cuando el criterio de clasificación fue aplicado a los eventos que causan daño, 72 % de ellos fueron identificados como partículas de alto LET. Esto sugiere que los defectos son creados por partículas que interactúan con el silicio de forma similar a las partículas alfa, es decir, partículas con LET del orden de 0,1 MeV μm^{-1} (para partículas alfa de 4,15 MeV), y no por electrones o fotones.

5.2.5. Análisis de la composición del sensor

Para determinar la presencia de boro en los sensores se realizó una espectroscopía de retrodispersión de Rutherford (RBS) utilizando el acelerador tandem de 1,7 MV del

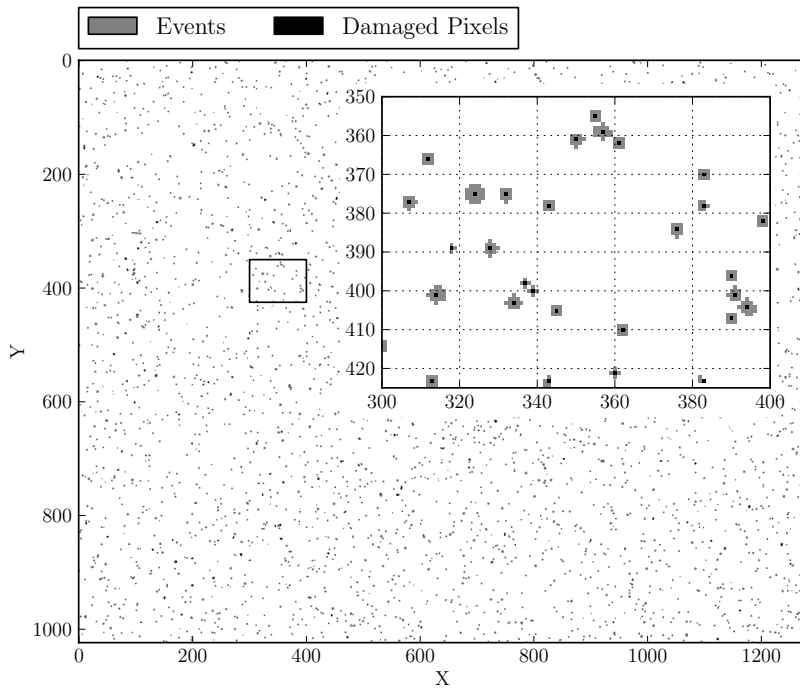


Figura 5.5: Eventos y píxeles dañados que fueron detectados por el algoritmo al procesar el video del experimento en el haz de neutrografía. Se analizó un intervalo de 30 minutos y los eventos detectados fueron acumulados para formar la imagen mostrada. Se muestra sólo una fracción de la imagen completa. Fuente ref. [91].

Centro Atómico Bariloche [107]. Se utilizó una configuración estándar, haciendo foco en la reacción $^{11}\text{B}(p, \alpha)\text{Be}$. Los sensores fueron irradiados con protones de 2,6 MeV, con los que la probabilidad de reacción es máxima. Las partículas alfa producto de la reacción escapan con una energía de 5,994 MeV [108] y son detectadas por el sistema. La figura 5.6 muestra el espectro de energía retrodispersada que fue medido y luego calibrado y ajustado con el software SIMNRA [109].

El pico de 5,6 MeV indica que la reacción mencionada se está produciendo y que, por lo tanto, la muestra contiene boro. Además, la posición en energía de ese pico está relacionada con la profundidad de la capa que contiene boro en el sensor de imagen. Luego de un análisis con los software SIMNRA y SRIM [25], se estima que la capa que contiene boro se encuentra ubicada a $(4,3 \pm 0,5) \mu\text{m}$ de la superficie del sensor. Se simuló mediante SRIM el *stopping power* en una muestra de SiO_2 dando como resultado $100 \text{ keV } \mu\text{m}^{-1}$, lo que concuerda con una pérdida de alrededor de 400 keV en el camino hacia la superficie. Esto ubica a el boro debajo de la primer capa de metal y concuerda con el uso estándar del BPSG como dieléctrico premetal [110, 111].

Es importante notar que cuando el sensor fue irradiado con energías de proton menores a 2,6 MeV, el pico asociado a las partículas alfa se desvaneció, confirmando que el pico no es causado por ningún otro mecanismo.

5.3. Mecanismo de daño propuesto

En esta sección se discutirán las posibles interacciones físicas entre las partículas y los elementos del sensor que pueden causar un incremento en la corriente de oscuridad y llevar a la creación de hot pixels.

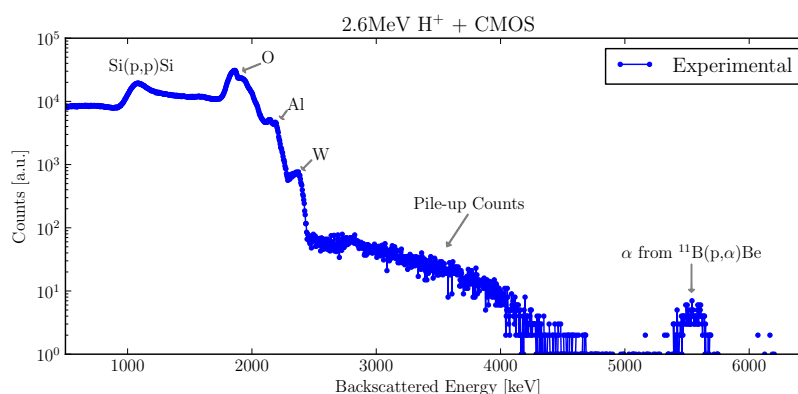


Figura 5.6: Resultados experimentales de la espectroscopía de retrodispersión de Rutherford. El pico de 5,6 MeV indica que la muestra contiene boro. Fuente ref. [91].

Como fue mencionado, el haz de la instalación de neutrografía está compuesto por neutrones térmicos, fotones gamma y un flujo mucho menor de neutrones epitérmicos y rápidos. A continuación, se discuten posibles interacciones entre estas partículas y los materiales utilizados en la fabricación de circuitos integrados.

El daño observado en el sensor no pudo haber sido causado por los rayos gamma por dos razones. En primer lugar, y como fue mostrado en la sección anterior, el daño causado por los fotones es diferente al daño observado en el haz de neutrografía. Los fotones gamma producen un incremento uniforme en la corriente de oscuridad en vez de hot pixels. En segundo lugar, el sensor que había sido blindado contra neutrones térmicos con 150 μm de Gd_2O_3 presentó un número despreciable de defectos. La atenuación de esta fina capa de Gd_2O_3 para los rayos gamma es despreciable y por lo tanto ambos sensores, el blindado y el no-blindado, recibieron el mismo número de fotones.

Esta fina capa de Gd_2O_3 no es suficiente para absorber los neutrones rápidos y epitérmicos porque la sección transversal de captura de neutrones del gadolinio decrece muy rápidamente para energías mayores a algunas decenas de meV. Sin embargo, los neutrones rápidos y epitérmicos no pueden explicar el daño observado al sensor debido a que el dispositivo blindado contra neutrones térmicos con Gd_2O_3 fue claramente menos dañado que el otro.

Entonces, los hot pixels tienen que ser causados por la interacción de los neutrones térmicos con los dispositivos. Como fue mostrado en la sección 5.2.5, el material aislante ubicado sobre la región activa de silicio del sensor está compuesto por una fina capa de BPSG que contiene boro. Es muy probable que la interacción de los neutrones térmicos con esta capa produzca daño al sensor a través de la liberación de partículas alfa y núcleos de Litio con alta energía cinética. Además, como se vio en la sección 5.2.4, los eventos que producen daño en la irradiación con neutrones son muy similares a partículas alfa. Es razonable asumir que los iones de ${}^7\text{Li}$ y las partículas alfa emitidas en la reacción ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$ dejan patrones similares dado que ambas partículas tienen LETs comparables (0,4 $\text{MeV } \mu\text{m}^{-1}$ para iones de ${}^7\text{Li}$ de 0,84 MeV versus 0,3 $\text{MeV } \mu\text{m}^{-1}$ para partículas alfa de 1,47 MeV).

En la figura 5.7 se muestra un esquema de la interacción de un neutrón térmico con el BPSG. Los productos de la reacción producen daño por desplazamiento en su camino y a medida que se frenan. Las dislocaciones creadas promueven el proceso de generación térmica de portadores y por lo tanto se incrementa la corriente de inversa de los fotodiodos, lo que se termina observando como píxeles brillantes en la imagen final.

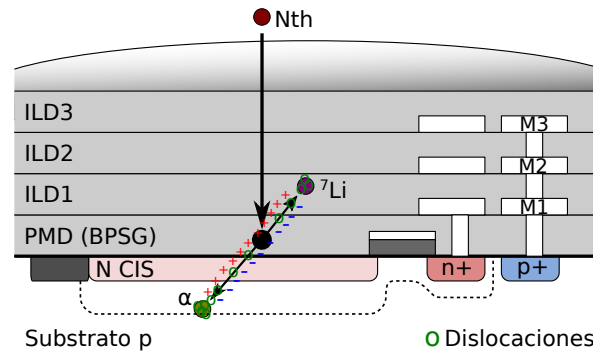


Figura 5.7: Esquema de la interacción de un neutrón térmico con el boro de la primera capa de aislante (PMD), que usualmente se fabrica utilizando BPSG. Los productos de la reacción producen ionización y dislocaciones en la red del silicio. Las dislocaciones producidas dentro de la región de carga espacial son las culpables del incremento en la corriente de oscuridad y por lo tanto del daño observado al sensor.

5.3.1. Cálculo de factores de daño

El BPSG está compuesto generalmente de 2% a 8% en peso por boro natural [94, 111], que a su vez está formado por 19,9% de ^{10}B y 80,1% de ^{11}B . El ^{10}B tiene una muy alta sección transversal de captura de neutrones térmicos, casi un millón de veces mayor a la del ^{11}B , y los sub-productos de la reacción son partículas alfa y iones de ^7Li . 94% de las veces la reacción emite un fotón gamma de 478 keV, una partícula alfa con energía cinética de 1,47 MeV y un ión de ^7Li con 0,84 MeV. El 6% restante de las veces el fotón gamma no se produce y las partículas α y ^7Li son emitidas con energías de 1,77 MeV y 1,01 MeV, respectivamente. Estas energías cinéticas son suficientes para alcanzar la zona de silicio activo—donde se ubican los dispositivos: transistores, fotodiodos, etc.—desde una distancia de aproximadamente $5\ \mu\text{m}$, según simulaciones de SRIM que se mostrarán más adelante.

Conociendo el tamaño del sensor, el espesor aproximado del BPSG y la concentración de boro utilizada usualmente, es posible estimar la cantidad de partículas alfa y iones de Litio que alcanzan la zona activa del sensor en total durante la duración del experimento. Haciendo los cálculos [91] se obtiene una fluencia total de alfas o litios de $3,7 \times 10^5\ \text{cm}^{-2}$ con una incerteza de 80% dada por el error en la medición del flujo de neutrones térmicos y la concentración de boro. Con este resultado y el número de píxeles dañados puede calcularse un *factor de daño* como el número de píxeles dañados dividido por la cantidad de partículas. Esto da 0,05 píxeles dañados por α o ^7Li en el experimento llevado a cabo en el haz de neutrografía, y 6×10^{-4} píxeles dañados por α en el experimento con la fuente de ^{241}Am , donde el número total de partículas es $5,7 \times 10^5$. Por lo tanto, las partículas liberadas por la interacción de los neutrones térmicos producen alrededor de 80 veces más daño que las partículas alfa del americio.

5.3.2. Simulación mediante SRIM

Los factores de daño hallados concuerdan con la dosis de daño por desplazamiento calculada con los resultados de simulaciones de SRIM [99] de la pérdida de energía por interacciones no-ionizantes (NIEL) en silicio, para las que se utilizó 15 eV como energía umbral del daño por desplazamiento. Para obtener la NIEL en función de la profundidad de penetración de las partículas se siguió el procedimiento detallado en la

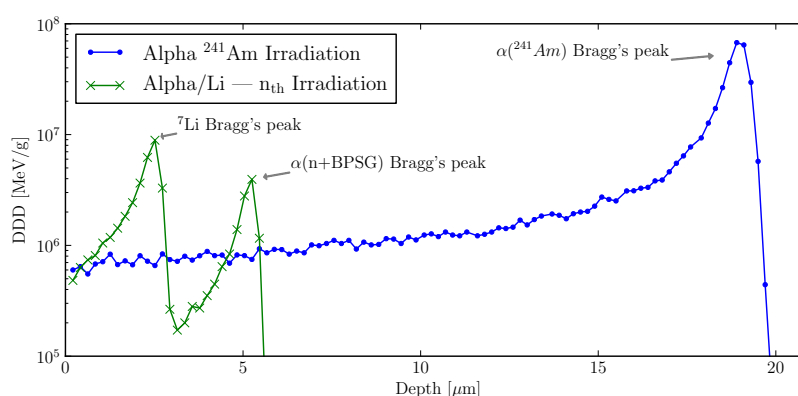


Figura 5.8: Dosis de Daño por desplazamiento (DDD) en función de la profundidad calculada a partir de simulaciones de SRIM. La interfaz Si-SiO₂ se encuentra profundidad cero y el eje x apunta hacia abajo como se ve en la figura 5.1. La simulación tiene en cuenta las partículas alfa de 1,47 MeV y los ⁷Li de 0,84 MeV, que son las energías más probables luego de la captura neutrónica de boro. El 6 % restante de los casos fue descartado. Fuente ref. [91].

referencia [28], y luego se procedió al cálculo de la dosis de daño por desplazamiento utilizando para ello la fluencia total de cada experimento. La figura 5.8 muestra los resultados de la simulación de SRIM. En el experimento alfa, la mayor parte de la energía es depositada 19 μm por debajo de la interfaz Si-SiO₂, en la posición del pico de Bragg, dado que las partículas llegan con 4,15 MeV a la interfaz Si-SiO₂ si inciden de forma normal a la superficie del sensor. En los primeros micrones, profundidad a la que se encuentra el volumen de silicio activo, están ubicados los picos de Bragg de las partículas liberadas en la interacción de los neutrones térmicos con el BPSG y por lo tanto la dosis de daño por desplazamiento en esa zona es mayor que la dosis de las partículas alfa del americio. Esta puede ser la razón por la cual el daño es más visible—se ven más hot pixels—con menos cantidad de partículas alfa y ⁷Li.

Entonces, las partículas alfa y los iones de Litio pierden parte de su energía desplazando átomos de la red de silicio y creando vacancias e intersticiales. Como se vió en el capítulo 2, una partícula puede crear un cluster de defectos y estos defectos incrementan la tasa de generación de portadores en las zonas de vaciamiento de las juntas en inversa, lo que explica el incremento en la corriente de oscuridad de los píxeles.

5.3.3. Relación con el factor de daño universal K_{dark}

En este punto puede determinarse si el incremento en la corriente de oscuridad coincide con el incremento esperado calculado a partir del factor universal de daño K_{dark} , según la ecuación 2.5 de la sección 2.3.1. Para realizar el cálculo es necesario contar con el volumen de la zona de vaciamiento de los fotodiodos, dato que no es conocido ya es que información propietaria del fabricante de los sensores. Sin embargo, es posible utilizar la información obtenida del experimento con la fuente de americio para calcular el volumen de la zona de vaciamiento y luego utilizar ese volumen para calcular la DDD del experimento con neutrones térmicos. Comparando esta DDD con la calculada a partir de la NIEL y teniendo sólo en cuenta las partículas alfa y los iones de ⁷Li producidos en la captura neutrónica de boro, se puede tener una idea de si el efecto observado es daño por desplazamiento y coincide con la teoría de K_{dark} o no.

Para el experimento con el americio, se calcula [91] el volumen de la zona de

vaciamiento a partir de la fluencia de partículas alfa, su NIEL, la geometría y el K_{dark} en las condiciones experimentales. Resolviendo la ecuación 2.5 y despejando V_{dep} se obtiene $14 \mu\text{m}^3$, lo que es razonable para píxeles de $5,2 \mu\text{m} \times 5,2 \mu\text{m}$. En el experimento con neutrones térmicos el incremento promedio de la corriente de oscuridad fue de $8,4 \text{e}^-/\text{s}$. Utilizando el V_{dep} hallado puede calcularse la DDD a partir de la ecuación 2.5, con lo que se obtiene 3TeV g^{-1} , con una incerteza de 80 %.

Por otro lado, el cálculo de la DDD esperada a través de la NIEL y la fluencia de partículas α y iones de ${}^7\text{Li}$ ($\Phi = 3,7 \times 10^5 \text{cm}^{-1}$) da como resultado² una dosis de daño por desplazamiento de $1,6 \text{TeV g}^{-1} \pm 20 \%$. Teniendo en cuenta las incertezas de los cálculos, la DDD teórica calculada a partir de la fluencia de las partículas secundarias de la reacción ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$ concuerda al menos en orden de magnitud con la DDD calculada a partir del incremento en la corriente de oscuridad del sensor y la constante K_{dark} . Este resultado apoya la hipótesis de que la captura de neutrones térmicos por parte del boro del BPSG es la responsable del daño observado en el sensor.

5.3.4. Otras interacciones

La generación de daño debido a otras interacciones de los neutrones térmicos con los elementos que conforman el sensor de imagen fue descartada. Por ejemplo, la dosis de ionización (dosis total o TID) en los experimentos con partículas alfa y en el haz de neutrografía son despreciables ($0,1 \text{Gy}(\text{Si})$ y $0,08 \text{Gy}(\text{Si})$, respectivamente. Los cálculos pueden verse en [91]) frente a la dosis administrada en el experimento con rayos X ($27 \text{Gy}(\text{Si})$). Es por este motivo que no hay un corrimiento del valor más probable en las distribuciones correspondientes a alfas y neutrones de la figura 5.4. Otro ejemplo es la interacción de los neutrones térmicos directamente con el silicio, lo que produce el mismo efecto que un dopaje con átomos donores debido a la transmutación del silicio en fósforo. Esto podría incrementar las corrientes de las junturas polarizadas en inversa al incrementar la concentración de portadores minoritarios. Sin embargo, la cantidad de átomos de fósforo producidos durante el experimento es despreciable frente al dopaje usual de un substrato de silicio para la fabricación de circuitos integrados, por lo que el efecto también es despreciable.

Para finalizar, si bien todos los resultados aquí presentados son válidos para un solo modelo de sensor de imagen, es necesario mencionar que se obtuvieron resultados similares en experimentos previos que fueron realizados con otro modelo de sensor, e incluso de un fabricante diferente. Los resultados fueron publicados en el artículo [90], aunque no fueron incluidos aquí debido a que la adquisición de datos utilizada en ese trabajo impidió realizar un análisis cuantitativo. De todas maneras el artículo refuerza lo concluido en este capítulo.

5.4. Resumen del capítulo

En este capítulo se abordó el tema de qué sucede cuando un sensor de imagen CMOS es expuesto a un haz de neutrones térmicos. El principal motivo para hacerlo es la toma de imágenes radiográficas con neutrones, o neutrografías, mediante la exposición directa

²Los detalles de los cálculos pueden verse en [91].

del sensor, lo que permitiría obtener una muy alta resolución espacial en las imágenes. Actualmente este es un tema de investigación que atrae mucho interés.

En particular, en este trabajo se utilizó el sensor de imagen CMOS modelo MT9M001 del fabricante *On Semiconductor*. Del análisis de las imágenes obtenidas se notó que en una gran cantidad de píxeles se producía un daño irreversible al intentar obtener una imagen con neutrones térmicos. Los píxeles dañados quedaban iluminados, con corrientes de oscuridad altas, lo que en la jerga se conoce como hot pixels. Por este motivo se decidió llevar a cabo algunos experimentos para determinar por qué se produce el daño.

Se realizaron tres experimentos con diferentes tipos de partículas para comparar sus efectos sobre el sensor. Primero se expuso un sensor a partículas alfa emitidas por una fuente de ^{241}Am ; luego se expuso un sensor al haz de la instalación de neutrografía del reactor RA-6, formado principalmente por neutrones térmicos, pero también por rayos gamma y algunos neutrones epitérmicos y rápidos; y en tercer lugar se expuso el sensor a rayos X en una instalación de radioterapia.

Analizando cualitativamente y cuantitativamente los resultados se determinó que el daño producido por los fotones gamma era diferente al producido por las partículas alfa y a los neutrones térmicos. Por estos motivos se arribó a la conclusión de que el daño producido por estas últimas partículas es daño por desplazamiento atómico, mientras que los fotones producen daño por dosis total.

Gracias a la elaboración y aplicación de un algoritmo de procesamiento de imágenes capaz de detectar y clasificar los eventos, se pudo analizar el momento en que se daña un píxel y el patrón de ionización del evento que produce ese daño. El resultado fue que las partículas que producen daño en el haz de neutrografía dejan un patrón de ionización similar al de las partículas alfa del americio. Por lo tanto se trata de partículas cargadas con LETs similares.

Un análisis de composición del sensor determinó que contiene boro. Al capturar un neutrón, el boro emite partículas alfa y iones de Litio que tienen LETs similares al de las partículas alfa del americio, entonces dejan patrones de ionización similares. Se realizaron cálculos para determinar la fluencia de alfas y iones de Litio producidas en la captura neutrónica del boro y se compararon los factores de daño de los experimentos. La conclusión fue que las partículas producidas en la captura neutrónica del boro producen mucho más daño que las partículas alfa del americio, lo que concuerda con la simulación de la dosis de daño por desplazamiento en función de la profundidad de penetración de las partículas realizada con SRIM.

Finalmente, para corroborar que se trataba de daño por desplazamiento producido por las partículas secundarias emitidas en la captura neutrónica de boro, se utilizó la teoría de la constante universal de daño K_{dark} para dispositivos de silicio, que relaciona el incremento en la corriente de oscuridad de los fotodiodos con la dosis de daño por desplazamiento recibida. Dentro del orden de magnitud y los errores manejados en los cálculos, la teoría concuerda con el incremento en la corriente de oscuridad observado.

La conclusión más importante del capítulo es que para realizar la toma de imágenes radiográficas con neutrones por exposición directa del sensor, se debe utilizar un sensor de imagen CMOS que no precise de boro para su fabricación.

Capítulo 6

Diseño de un detector de partículas monolítico

Como parte de una estadía corta de investigación en el *Karlsruher Institut für Technologie* (KIT) se realizó el diseño de un circuito integrado detector de partículas en colaboración con el *Institut für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik* (IPE) de esa universidad. El objetivo era diseñar un detector pixelado monolítico que fuera capaz de contar eventos y de medir la energía de las partículas para realizar algún tipo de espectroscopía. Además, la juntura sensible a radiación debía poseer un volumen de vaciamiento mayor al que se obtiene con los procesos CMOS estándar—es decir, mayor a algunos micrones—y, por lo tanto, tolerar tensiones del orden de las decenas de volts. Por último, debía contar con interfaces digitales de configuración y lectura.

Actualmente, existe la tendencia en la comunidad científica de implementar detectores monolíticos para reducir costos de fabricación. Un detector monolítico es un detector de partículas en el que se incluye tanto el sensor como la electrónica de lectura en el mismo sustrato y, por lo tanto, puede realizarse íntegramente en procesos de fabricación comerciales sin la necesidad de modificaciones ni pasos extra. Lo usual era—y sigue siendo para ciertas aplicaciones—implementar detectores *híbridos* en los que se fabrica por un lado el sensor con las juntas sensibles a radiación y, por otro, la electrónica de lectura, esta última generalmente utilizando un proceso de fabricación diferente al del sensor. Este enfoque tiene el inconveniente de que luego de la fabricación ambos chips deben interconectarse de alguna forma, y esto se realiza mediante las técnicas de *flip-chip* y *bump-bonding* de silicio, lo que agrega pasos extra con alta probabilidad de falla y eleva los costos de fabricación en general.

Para el diseño, la idea fue utilizar un proceso de fabricación comercial y realizar la fabricación del primer prototipo en una corrida multiproyecto de bajo costo. Específicamente, se eligió el proceso XT018 del fabricante XFAB, que es un proceso de alta tensión de tipo BCD¹ sobre Silicon-On-Insulator (SOI) y de 180 nm de longitud característica. Lo interesante de este proceso de fabricación es que permite construir una difusión tipo n debajo del óxido enterrado y conectarla “hacia arriba”, a la electrónica que se encuentra en el film de silicio en la parte superior de la oblea SOI. Por lo tanto, pueden fabricarse las juntas sensibles a las partículas en el sustrato debajo del óxido enterrado y la electrónica de lectura puede implementarse en el film de silicio arriba del BOX, estando aisladas una de otra, y todo realizado sin modificar el proceso de fabricación. Además, gracias a que se trata de un proceso SOI de vaciamiento parcial

¹Bipolar CMOS DMOS

(PD-SOI), es posible aplicar tensiones del orden de las decenas de volts a las junturas enterradas sin afectar a la electrónica de lectura, y esto permite mejorar la eficiencia de detección, ya que se tienen volúmenes de vaciamiento mayores.

En la sección siguiente se realiza una descripción general del circuito integrado con sus características y modos de funcionamiento. Luego, se describe en detalle el diseño de las unidades básicas del detector, que son los píxeles. Se muestra su sección transversal con la juntura sensible a las partículas y se describen en detalle las partes analógica y digital incluidas en cada píxel. A continuación, se incluyen las simulaciones realizadas y, luego, se muestra un diagrama general del chip con las sistemas de configuración, polarización y lectura de datos. El capítulo finaliza con los resultados de las mediciones realizadas.

6.1. Descripción del detector

El detector es un circuito integrado de 1,5 mm de lado que contiene una matriz de 13×13 píxeles y la electrónica adicional necesaria para la polarización, configuración y lectura de la matriz. Cada píxel contiene una juntura pn polarizada en inversa que hace las veces de sensor de partículas, recolectando la carga que depositan las mismas en su interacción con el silicio. Estas junturas pueden ser polarizadas con hasta 60 V de tensión inversa. El tamaño de cada píxel es de $80 \mu\text{m}$ por $80 \mu\text{m}$ y la matriz cubre un área de $1040 \mu\text{m}$ por $1040 \mu\text{m}$. Además de la juntura, cada píxel contiene una parte analógica con un par de amplificadores de carga, un comparador y un pequeño DAC, y una parte digital con un contador y la lógica de control y direccionamiento de la matriz.

Con el detector en operación, cada píxel puede informar la cantidad de partículas que impactaron en el mismo o puede informar el Time-Over-Threshold (TOT), que es proporcional a la carga recolectada por la juntura luego del impacto de una partícula. El amplificador de carga en cada píxel convierte la carga recolectada por la juntura a un pulso cuasitriangular de tensión, cuya amplitud y ancho dependen de la cantidad de carga recolectada. La detección de las partículas se realiza comparando el pulso de salida del amplificador de carga con una tensión umbral. Si la señal supera el umbral, entonces se considera que hubo un impacto.

El detector cuenta con 6 posibles modos de operación:

- *Contador de Partículas:* En el modo contador, cada impacto incrementa la cuenta del contador en el píxel que lo recibió. El conteo de partículas es completamente asincrónico y depende solamente de los tiempos de demora de las partes analógica y digital. La cuenta puede leerse en cualquier momento direccionando los píxeles de forma manual.
- *Modo TOT:* En este modo cada impacto habilita al contador del píxel a contar a la velocidad dada por la señal externa `TimerCk`. El contador corre mientras el pulso producido por la partícula se encuentre por encima del umbral, dando como resultado un valor que es proporcional a la carga colectada. Al igual que en el modo anterior, la lectura se realiza direccionando los píxeles manualmente.
- *Modo de evento:* En este modo, cuando una partícula produce una señal por sobre el umbral, el píxel activa el flag `hit` y queda marcado indicando que recibió un evento. El contador se incrementa en uno y queda bloqueado hasta que se produce la lectura del mismo.

- *Modo de evento + TOT*: Este modo es el equivalente al modo anterior solo que en vez de incrementar en uno el contador el mismo cuenta al ritmo de `TimerCk` y da como resultado el TOT de la señal producida por la partícula.
- *Modo de evento, suma de carga entre píxeles*: En este modo las señales analógicas de un bloque de 2×2 píxeles se suman. Si el resultado es mayor al umbral, el píxel inferior-izquierdo del bloque se marca como “con evento” y se bloquea hasta que reciba una lectura. La salida se toma como solo un evento.
- *Modo de evento + TOT, suma de carga entre píxeles*: Al igual que en el modo anterior se suman las señales analógicas y el píxel se bloquea con el flag `hit`. La diferencia es que el valor que se lee del contador es el TOT y es proporcional a la carga depositada en el bloque de 4 píxeles.

La salida del circuito integrado es un vector de 20 bits que contiene 10 bits de dirección del píxel que está siendo leído y 10 bits con la cuenta de su contador. Según el modo de operación, los píxeles pueden ser leídos de forma arbitraria, utilizando un sistema de direccionamiento con dos registros de desplazamiento, uno para filas y otro para columnas, o se leen de acuerdo al orden establecido por un sistema de direccionamiento automático dentro de la matriz. El sistema automático se denomina *scan chain* y conecta al bus de datos de la matriz, de a uno, a los píxeles que tienen activado el flag `hit`. La selección de qué píxel conectar se realiza mediante una lógica que se conecta en cadena a lo largo de toda la matriz. Cuando se activa el flag de `hit` de un píxel, la información se propaga a lo largo de la cadena bloqueando la lectura de los píxeles siguientes. Al finalizar la lectura, el flag de `hit` se desactiva y entonces el siguiente píxel en la cadena con flag `hit` queda habilitado para la lectura. Si se desea leer toda la matriz se pueden activar los flags `hit` de todos los píxeles y, luego, leer 169 veces consecutivas.

La cadena de scan será explicada nuevamente con mas detalle en la sección 6.4. A continuación, se muestra el diseño de las unidades básicas de la matriz, es decir, los píxeles.

6.2. Diseño del píxel

La figura 6.1 muestra un esquema de la sección transversal de la oblea de silicio donde se observa un píxel. El esquema se repite lateralmente para formar la matriz. La juntura NBUR/P-sub es la encargada de atrapar y recolectar los pares e^- - h producidos por las partículas ionizantes. Como se ve en la figura, la misma se fabrica en el substrato de silicio grueso, debajo del BOX. El lado tipo n se conecta desde arriba a través de un agujero en el BOX y una piletta de silicio muy dopado, mientras que el lado tipo p está formado por el *handle wafer* y es común a todos los píxeles.

La juntura NBUR/P-sub soporta hasta 110 V de tensión en inversa, con una corriente de fuga típica de $0,9 \text{ fA } \mu\text{m}^{-2}$ (@100 V, 27°). Sin embargo, por limitación del capacitor de acople la tensión máxima admisible es de 60 V. El diodo NBUR se polariza a través de un transistor PMOS conectado como diodo aplicando una tensión externa a la entrada `HVPlus`.

El proceso de fabricación cuenta con la posibilidad de construir barreras aislantes de tipo “trinchera profunda” (*deep trench*). Este tipo de aislación se extiende hasta alcanzar

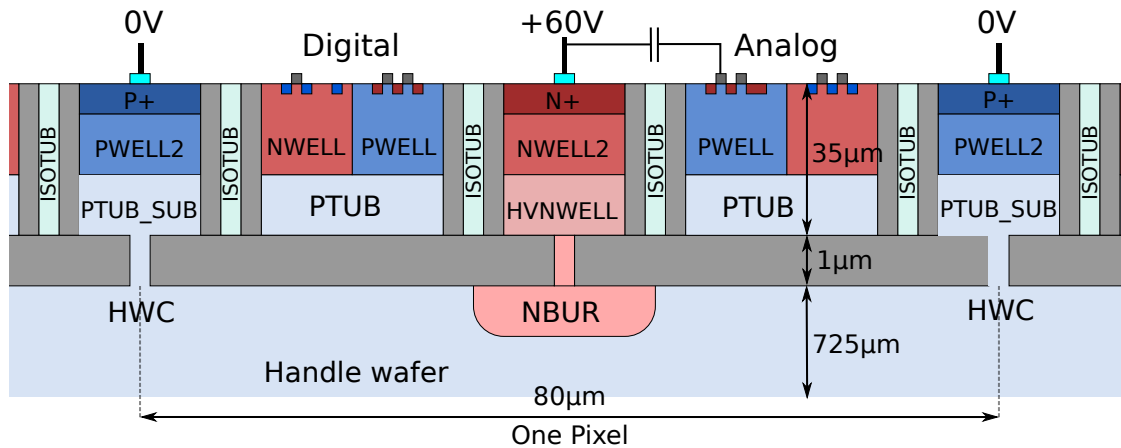


Figura 6.1: Sección transversal de un píxel. El proceso de fabricación permite construir difusiones en el handling wafer y conectarlas a través de agujeros en el BOX desde el film de silicio superior.

el BOX, dejando secciones del film de silicio superior completamente aisladas unas de otras. Este tipo de aislación, que se muestra con el nombre ISOTUB en la figura 6.1, fue utilizada para separar las partes analógica y digital del píxel, y así evitar el acoplamiento o *crosstalk* entre ambas a través de un mismo sustrato. Las interconexiones entre ambas partes se realizaron con el segundo nivel de metal, ya que por reglas de diseño no está permitido el uso del primer nivel de metal sobre los ISOTUB. Además, se utilizan líneas de alimentación separadas: *vdd!* y *gnd!* para los bloques digitales, y *vdda!* y *gnda!* para los bloques analógicos.

6.3. Subsistema analógico dentro del píxel

La figura 6.2 muestra el circuito esquemático del bloque analógico dentro del píxel. Está formado por dos amplificadores en cascada, un comparador y un DAC. La primera etapa de amplificación toma la carga recolectada por el diodo NBUR a través de un capacitor de acople y la convierte en un pulso de tensión positivo. La segunda etapa de amplificación hace las veces de sumador de tensión para el modo de suma de carga. En el modo normal la ganancia de esta etapa es unitaria y, entonces, la señal de la primera etapa llega con la misma amplitud, pero invertida, al comparador.

Las entradas del comparador son: por un lado *CompThres*, que es el umbral de tensión continua contra el cual se realiza la comparación y se aplica de forma externa al circuito integrado; y, por otro, *compIn*, que es la señal de la segunda etapa montada sobre la tensión externa *CompBL* (*comparator base line*). La salida del comparador se encuentra normalmente en estado alto, ya que *compIn* es siempre mayor a *CompThres*. Cuando una partícula inyecta carga en el diodo NBUR se produce un pulso de tensión positivo a la salida de la primera etapa de amplificación, y que llega invertido a la entrada del comparador. En ese momento *compIn* es menor a *CompThres* y, entonces, la salida del comparador cambia al estado bajo. El tiempo de permanencia en el estado bajo dependerá del tiempo que tarde *compIn* en retornar a su valor nominal, y ello será proporcional a la cantidad de carga producida por la partícula.

Ahora bien, el umbral de comparación *CompThres* se aplica de forma externa y es igual para todos los píxeles. Sin embargo, es común que existan gradientes en el proceso de fabricación y que, por lo tanto, comparadores que estén separados por varias

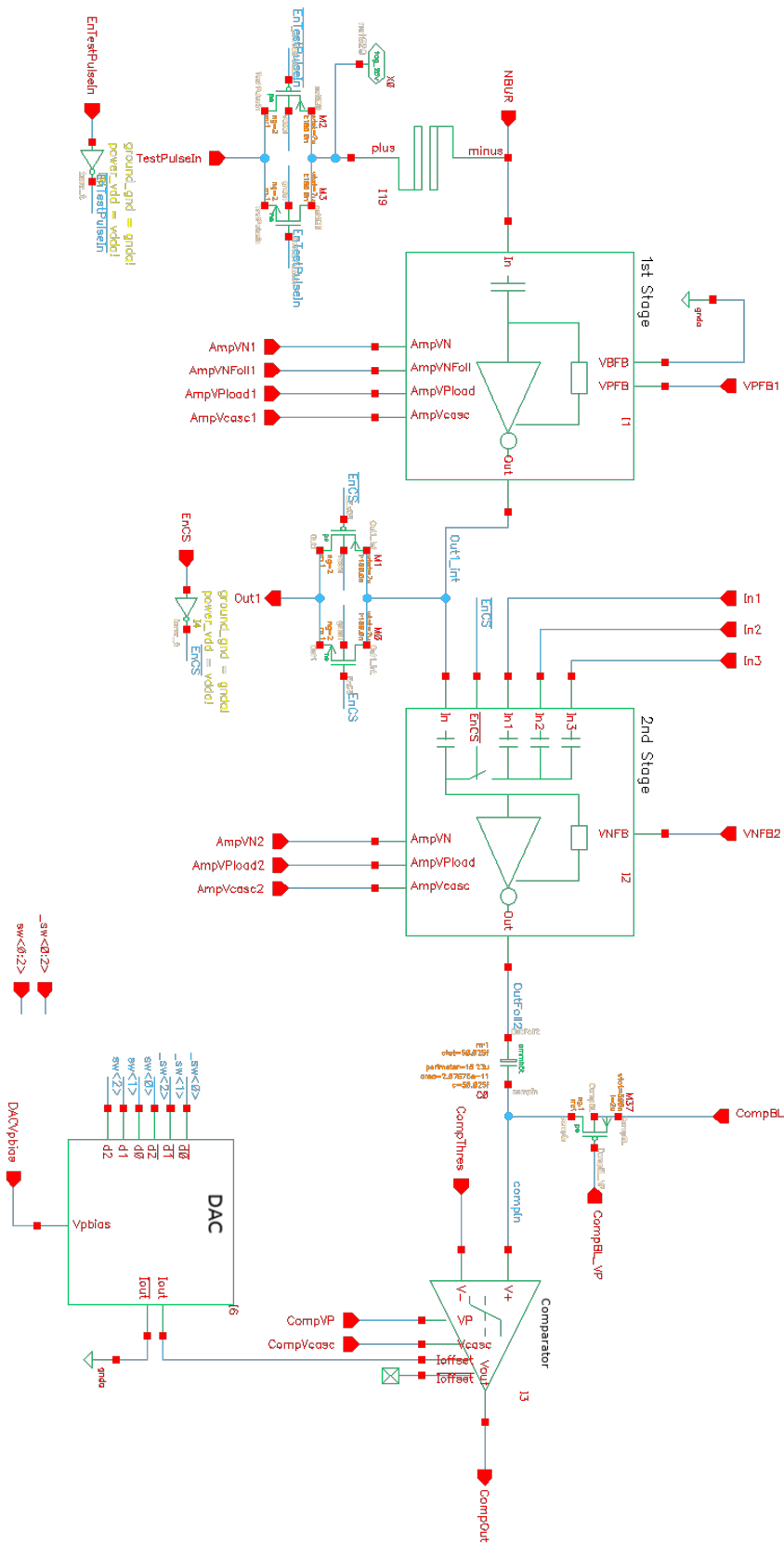


Figura 6.2: Esquemático del subsistema analógico de un píxel.

decenas de micrones, en distintos píxeles dentro del chip, tengan diferentes offsets de tensión. Esto hace que cada comparador a lo largo de la matriz reaccione de forma ligeramente diferente a la señal de entrada y, entonces, el umbral de comparación *efectivo* sea diferente entre ellos. Para compensar esta deficiencia intrínseca del proceso de fabricación es que se agrega un convertor digital/analógico. Este bloque, llamado *TuneDAC*, se encuentra junto a cada comparador, dentro de cada píxel, y se encarga de compensar el offset del comparador inyectando una pequeña corriente en el mismo que desbalancea las ramas del par diferencial de entrada. De esta forma, mediante una rutina de calibración puede uniformizarse la respuesta de todos los píxeles.

Los *TuneDACs* están implementados como *current-steering DACs* de 3 bits, cuya palabra digital es almacenada dentro del píxel y, por lo tanto, es posible calibrar el umbral de comparación de forma individual en cada píxel.

Por otra parte, el bloque analógico cuenta con la entrada `TestPulseIn` a través de la cual puede inyectarse carga al nodo NBUR. El propósito de esta entrada es el de generar pulsos de prueba que permitan comprobar el funcionamiento del chip sin necesidad de fuentes radioactivas. Esta entrada puede habilitarse en uno o más píxeles seleccionándolos de forma individual por fila y columna de la matriz.

Finalmente, la salida de la primera etapa de amplificación puede conectarse a un pin de salida del circuito integrado, lo que permite medir los pulsos de tensión, verificar el funcionamiento de la etapa y/o ajustar su polarización si fuera necesario. Para no incrementar innecesariamente la complejidad del chip, sólo los píxeles de la primer columna de la matriz pueden conectar esta señal a la salida del chip.

6.3.1. Amplificador de carga

En la figura 6.3 se muestra el circuito esquemático de la primer etapa de amplificación. Se trata de un amplificador sensible a carga con un lazo de realimentación limitado en corriente y una salida de tipo drain común. El factor de conversión de carga a tensión está dado por el capacitor C_0 de 5 fF, lo que produce una ganancia a lazo abierto de $32 \mu\text{V}/e^-$ en el caso ideal. Por otro lado el capacitor C_2 cumple la función de separar los niveles de continua del nodo In , donde puede haber hasta 60 V aplicados, y de la entrada del amplificador.

El lazo de realimentación está compuesto por el transistor M42, que actúa como una fuente de corriente constante y limita la descarga de C_0 , haciéndola lineal. Esto hace que luego del impacto de una partícula el pulso de salida tenga una rápida rampa de subida, idealmente limitada sólo por el tiempo de recolección de carga de la juntura NBUR, y luego una larga rampa de descarga lineal de algunos microsegundos. La corriente de descarga se controla con el espejo de corriente M43, que a su vez se polariza con M45. Se debe notar que el nodo al cual se encuentra conectado el gate de M42 tiene una tensión prácticamente constante dada por el capacitor MOS M49.

Finalmente, el tiempo de duración de la rampa de descarga se controla con un convertor Digital/Analógico global para toda la matriz, con el que se puede modificar la tensión VPFB y por lo tanto la corriente de descarga.

6.3.2. Simulación del subsistema analógico

La figura 6.5 muestra los resultados de simulaciones de tipo transitorio realizadas inyectando carga al nodo NBUR de forma tal de emular la interacción de una partícula.

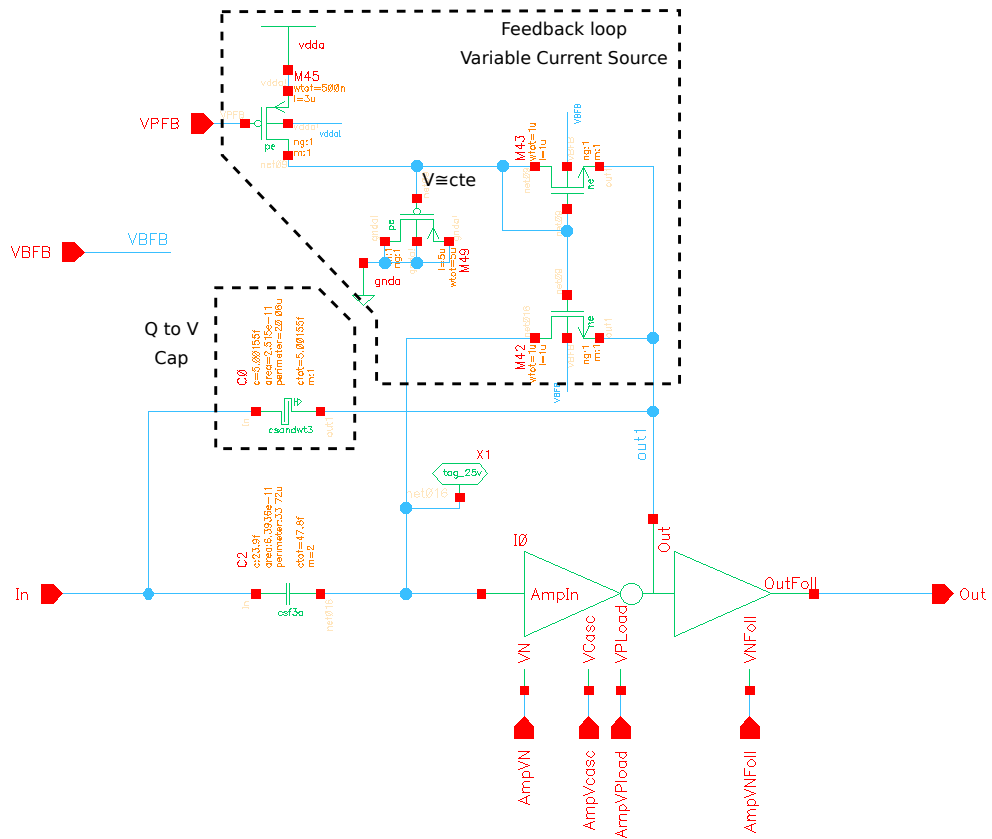


Figura 6.3: Esquemático de la primer etapa de amplificación. El bloque IO puede verse en la figura 6.4. El capacitor C0 está conectado en el lazo de realimentación y produce la conversión de carga a tensión. Junto con C2 separan los dominios de tensión continua entre el nodo In y el amplificador. M42 actúa de fuente de corriente ajustable, limitando el tiempo de descarga de la salida del amplificador. El ajuste se realiza variando la tensión VPFb a través de un DAC de configuración global.

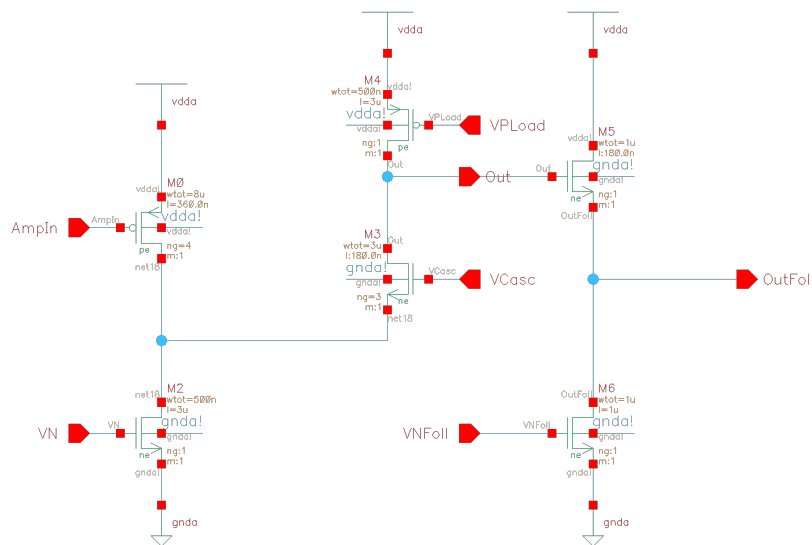


Figura 6.4: Contenido del bloque IO de la figura 6.3. M2, M4 y M6 actúan de fuentes de corriente de polarización y cargas activas para los dispositivos amplificadores. Se tiene una primera etapa de amplificación de tipo *cascode* formada por los transistores M0 y M3, y una segunda etapa con ganancia unitaria formada por el transistor M5, que actúa de seguidor de tensión. La ganancia total del circuito se calcula como $A_V = g_{m0}g_{m3}(r_{o3}/r_{o4})$.

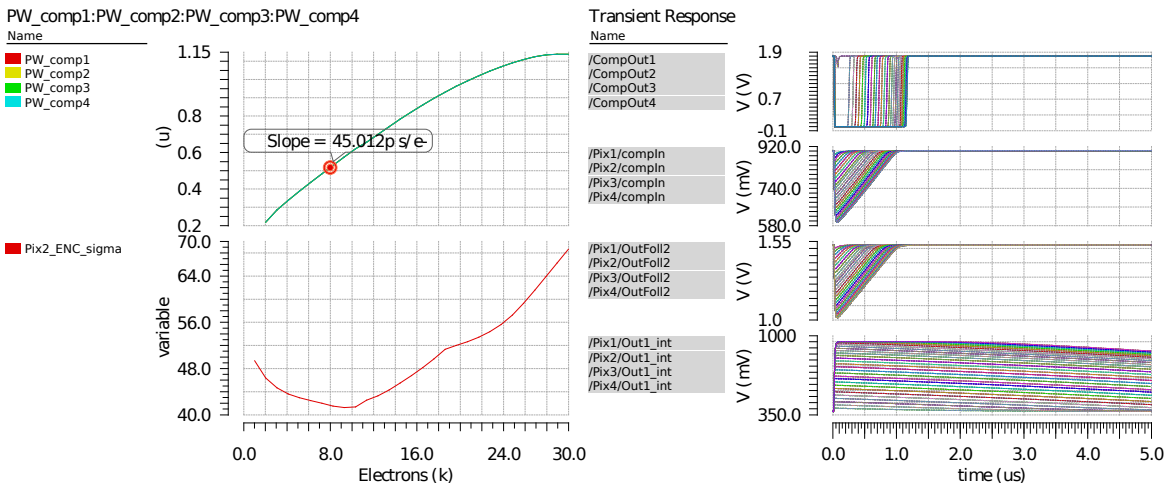


Figura 6.5: PW_compX es el ancho de pulso a la salida del comparador en función de la carga inyectada. $Pix2_ENC_sigma$ es la ENC a la salida del píxel número 2 en función de la carga inyectada en el mismo. A la derecha se muestra la salida del comparador, la señal en el nodo $compIn$, la salida de la segunda etapa de amplificación y la salida de la primer etapa de amplificación.

Se simularon cuatro píxeles vecinos en el modo normal (sin suma de carga) y se inyectó la misma cantidad de carga en los cuatro. De las señales en función del tiempo se extrajo el ancho de pulso producido a la salida del comparador (PW_compX), que es proporcional a la cantidad de carga inyectada y, además, se calcula la *Equivalent Noise Charge* (ENC). La ENC se calcula de la siguiente forma

$$ENC = S_{e^-} \frac{N_{mV}}{S_{mV}}, \quad (6.1)$$

donde S_{e^-} es la carga (en unidades de electrones) depositada por la partícula, N_{mV} es la amplitud del ruido electrónico a la entrada del comparador en milivolts y S_{mV} es la amplitud de la señal a la entrada del comparador en milivolts. La ENC depende del nivel de señal, por lo tanto el resultado de la simulación es una gráfica en función de la carga depositada (en electrones). El nivel de ruido en milivolts se extrajo de simulaciones de ruido realizadas previamente y que se muestran en la sección siguiente.

En el modo normal ($EnCS=0$), la segunda etapa de amplificación trabaja en modo seguidor de tensión con inversión de fase y cada píxel es independiente de lo que sucede a sus vecinos. Para la misma entrada, los cuatro píxeles simulados tienen la misma respuesta. Se observa que el ancho de pulso es prácticamente lineal hasta $24 ke^-$ con una pendiente de $45 ps/e^-$. Teniendo en cuenta que para producir un par e^- -h en Si se necesitan $3,6 eV$, el ancho de pulso tiene una respuesta lineal para partículas de hasta aproximadamente $86 keV$. Por otro lado, la ENC se encuentra alrededor de $50 e^-$ y aumenta para señales mayores debido a la pérdida de ganancia del amplificador.

6.3.3. Simulaciones de ruido

Se realizaron, además, simulaciones de transitorios con ruido electrónico y de contribución de ruido a la entrada del comparador. La simulación de contribución de ruido dio como resultado que los dos dispositivos con mayor aporte, del orden del 16% cada uno, son el transistor PMOS de entrada de la primer etapa de amplificación (M0 en la figura 6.3) y el transistor que establece el nivel de continua en el nodo $compIn$

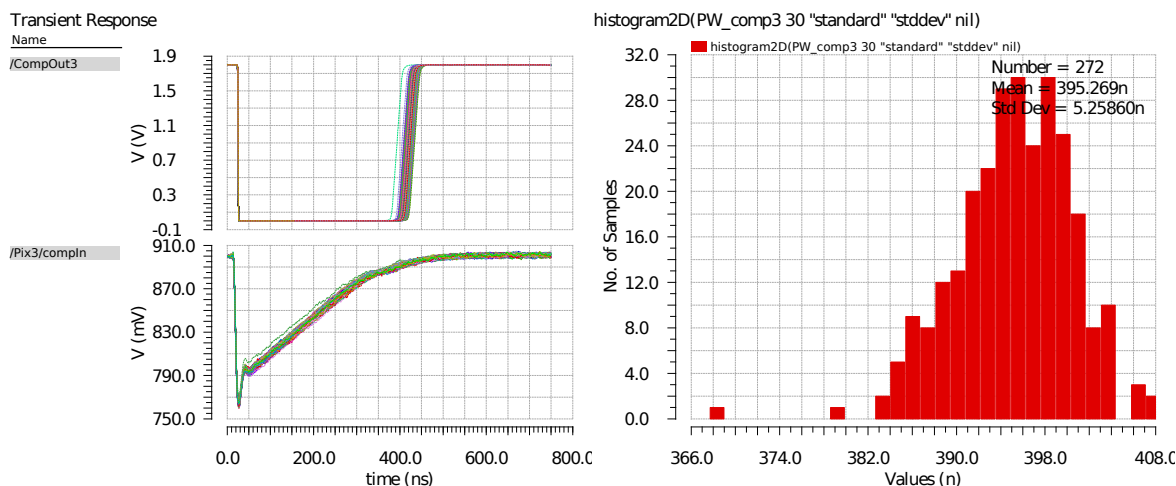


Figura 6.6: Simulación de transitorio incluyendo el ruido electrónico modelado por el simulador. La carga inyectada es de 8 ke^- , equivalente a una partícula de $28,8 \text{ keV}$. A la izquierda se muestran la salida y la entrada del comparador y, a la derecha, un histograma de los anchos de pulso obtenidos con 272 ocurrencias en total.

(M37 en la figura 6.2). El resto de los dispositivos tienen contribuciones menores al 10%. El ruido total en la entrada del comparador calculado por el simulador es de $0,69 \text{ mV}$ RMS. Este valor fue utilizado en la ecuación 6.1 para el cálculo de la ENC en la figura 6.5.

La figura 6.6 muestra los resultados de las simulaciones transitorias agregando el ruido electrónico incluido en los modelos de los dispositivos, y para una inyección de carga de 8 ke^- . Allí se muestra la dispersión que se obtiene en el ancho de pulso de salida del comparador por efecto del ruido electrónico. El ancho de pulso promedio es de 395 ns con una desviación estándar de $5,2 \text{ ns}$.

La desviación estándar puede convertirse a una carga de ruido equivalente utilizando para ello la pendiente obtenida como resultado de la simulación de la figura 6.5. Haciendo los cálculos se obtiene que los $5,2 \text{ ns}$ desvío estándar de ruido a la salida del comparador representan 117 e^- de desvío estándar de ENC.

6.4. Subsistema digital dentro del píxel

El esquemático del subsistema digital que se encuentra dentro de cada píxel se muestra en la figura 6.7. Este subsistema recibe como entrada la salida del comparador de la parte analógica y contiene la lógica necesaria para el conteo de interacciones de partículas, el conteo de TOT y la lógica de control, configuración y direccionamiento de los píxeles. El principio de funcionamiento se detalla a continuación.

La señal del comparador entra al nodo `compIn`. Cabe recordar que esta señal es activa en nivel bajo, es decir que se encuentra normalmente en estado lógico ‘1’ y cambia a ‘0’ cuando se detecta una partícula. La transición de ‘1’ a ‘0’ se detecta mediante un detector de flancos y cuando esto ocurre se activa la señal `flag`. En el modo normal de conteo de partículas, la señal `flag` se utiliza como entrada para el contador de 10 bits de forma tal que cada vez que se activa el contador se incrementa en uno. La señal `flag` se desactiva de forma asincrónica a través de dos etapas de demora `dlyrise` y `dlyfall`.

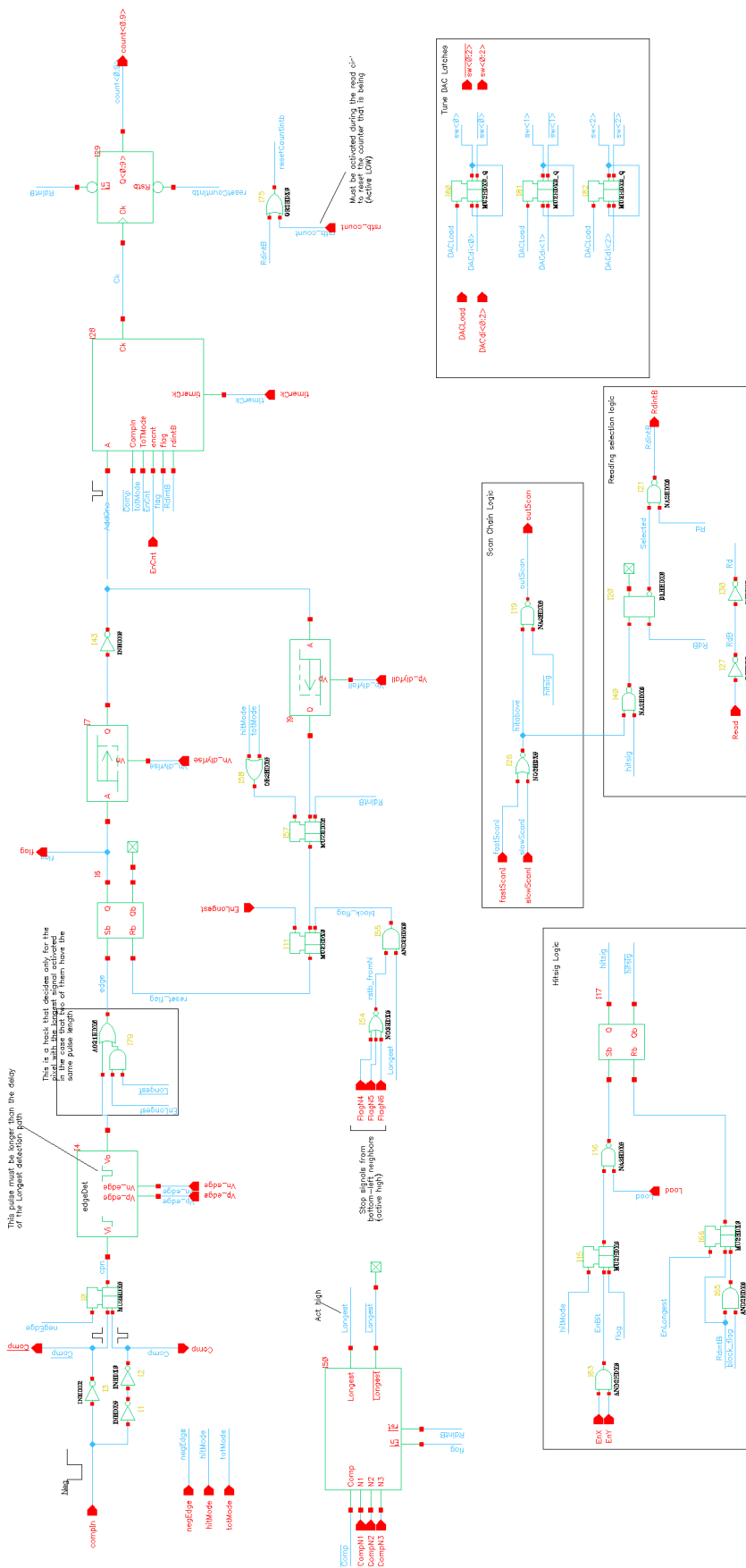


Figura 6.7: Circuito esquemático de la parte digital del píxel.

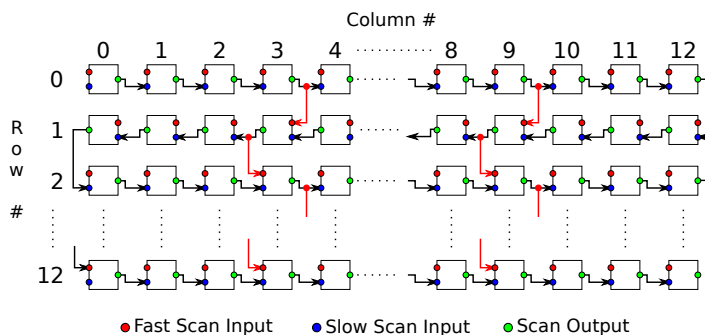


Figura 6.8: Conexión de la cadena de scan. Todos los píxeles se conectan en zigzag a la cadena de scan lenta, mientras que las cadenas de propagación rápida se encuentran en las columnas 3 y 9. Las entradas en donde no se indica una conexión están conectadas a **gnd!**.

En el modo TOT, esto es cuando el bit de configuración `totMode` es igual a '1', el contador se incrementa al ritmo de la señal externa `timerCk`, pero se habilita sólo cuando la entrada del comparador (`comp`) está activa. Cuando una partícula deposita carga en el píxel, el contador comienza a correr tan pronto como la señal del comparador cambia de estado. Al finalizar el pulso del comparador, esto es cuando la cuenta es igual al TOT, el conteo se bloquea por la señal `flag` mediante una lógica de control, y se mantiene en ese estado previniendo que la cuenta sea modificada por otro evento de interacción. La señal `flag` se borra cuando se realiza un ciclo de lectura con la señal externa `Read` y el píxel está seleccionado para ser leído, es decir, se activa `RdintB`.

En el modo de eventos (`hitMode=1`), al igual que en el modo TOT, la señal `flag` se desactiva sólo cuando se realiza la lectura de la cuenta. La única diferencia es que, en el modo de eventos, la señal `flag` habilita la lectura del píxel en base al estado de la cadena de scan.

Todos los píxeles comparten dos buses de salida de datos: uno para la cuenta del contador y el otro para la dirección del píxel. La salida del contador de cada píxel es tri-state y se encuentra normalmente en estado de alta impedancia, salvo cuando el píxel se selecciona para la lectura y se lee mediante la señal `pixRead`. Por otra parte, la dirección del píxel se aplica en el bus de dirección mediante una lógica de *pullup* cableada con transistores PMOS. Normalmente, el bus se descarga a cero y cuando se lee un píxel el mismo lleva sólo las líneas del bus que deben ser '1' a `vdd!` con los transistores PMOS. El resto de las líneas están desconectadas y permanecen en cero, por lo que la dirección del píxel queda en el bus.

La lógica de selección determina qué píxel de la matriz debe conectar su contador y su dirección a los buses de datos. Esta lógica es compartida por todos los píxeles y forma lo que se conoce como cadena de scan. Su funcionamiento se describe a continuación.

La cadena de scan tiene en cada píxel dos entradas, `slowScanI` y `fastScanI`, y una salida `outScan`. Los píxeles se conectan en cadena como se muestra en la figura 6.8. Cuando se detecta una partícula, la señal interna `hitsig` se activa y, entonces, la salida `outScan` de ese píxel se activa. El siguiente píxel en la cadena recibe entonces un '1' en su entrada `slowScanI` y, por lo tanto, se bloquea la lógica de lectura del mismo. Además, la señal se propaga a la salida `outScan` y llega al píxel subsiguiente. La señal se propaga de esta forma bloqueando la lectura de todos los píxeles que se encuentran *rio abajo*.

La cadena formada por los `slowScanI` recorre todos los píxeles de la matriz y por lo tanto los tiempos de demora pueden ser grandes, provocando que más de un píxel se

conecte a los buses de cuenta y dirección, y produciendo colisiones de datos. El peor de los casos se da cuando una partícula impacta en el píxel de la primera columna y la primera fila. En este caso, para que la información del evento se propague hasta el último píxel de la matriz debe atravesar 168 píxeles. El tiempo de demora será entonces 168 veces la demora de la lógica de cada píxel, que es la suma de la demora de una compuerta NOR y una NAND.

Para reducir este tiempo es que existe la entrada `fastScanI`. Con ella se forma otra cadena de scan más corta que recorre las columnas 4 y 9 de la matriz, acelerando la transmisión de información hacia las filas inferiores. Gracias al agregado de esta cadena rápida, la cantidad de píxeles que debe atravesar la información en el peor caso es de 24 píxeles, lo que reduce en un factor 7 el tiempo de propagación.

6.5. Diseño general del circuito integrado

La figura 6.9 muestra un diagrama en bloques del detector. La matriz de píxeles tiene a su izquierda y abajo dos bloques que se encargan de controlar la configuración de las filas y columnas, respectivamente. Ambos están formados por un registro de desplazamiento de la misma cantidad de bit que filas (o columnas) donde se carga la configuración que luego es almacenada en distintos *latches* de acuerdo a la señal `LoadXXX` que sea activada. Las señales `LoadXXX` son manejadas por el bloque `data controller`, que es un bloque de lógica digital cuyo comportamiento fue descrito en lenguaje Verilog y luego sintetizado e implementado para el proceso de fabricación XT018 con las herramientas de síntesis digital de Cadence (Genus e Innovus). Los registros de desplazamiento del `row controller` y del `data controller` se conectaron en serie, de forma tal que escribiendo 18 bits se completan ambos registros. Cuando esto sucede, el valor que queda almacenado en el `data controller` se utiliza como direccionamiento para activar una de las líneas `LoadXXX`. De este forma se puede configurar cualquiera de los registros del detector.

Por otra parte, se tiene un bloque formado por conversores digital/analógico a través de los cuales es posible modificar las corrientes de referencia y la polarización del subsistema analógico de la matriz. Los DACs son todos de tipo *current steering* de 6 bits de resolución.

Finalmente, se tiene un registro global de configuración y, dentro del `data controller`, la interfaz de salida de datos. Al igual que la entrada de configuración, la salida es de tipo registro de desplazamiento. Para realizar la lectura de datos de un píxel—dirección y cuenta, 20 bits en total—con señales externas se selecciona y se copian los datos al registro de salida. Luego se lee este último en serie. La escritura de los registros del detector se explica en la sección 6.5.3 y la lectura de datos de la matriz en la sección 6.5.4.

Para la entrada de prueba `TestPulseIn`, el controlador de columnas contiene llaves analógicas que permiten seleccionar qué columna de la matriz será conectada a esa señal. Luego, en cada píxel se tiene una segunda llave—que puede verse en la figura 6.2—que permite conectar píxeles individuales. Esta segunda llave es activada desde el controlador de filas.

De la misma forma, el controlador de filas contiene también llaves analógicas que permiten seleccionar qué píxel de la primera columna envía su señal `Out1` al pad de salida.

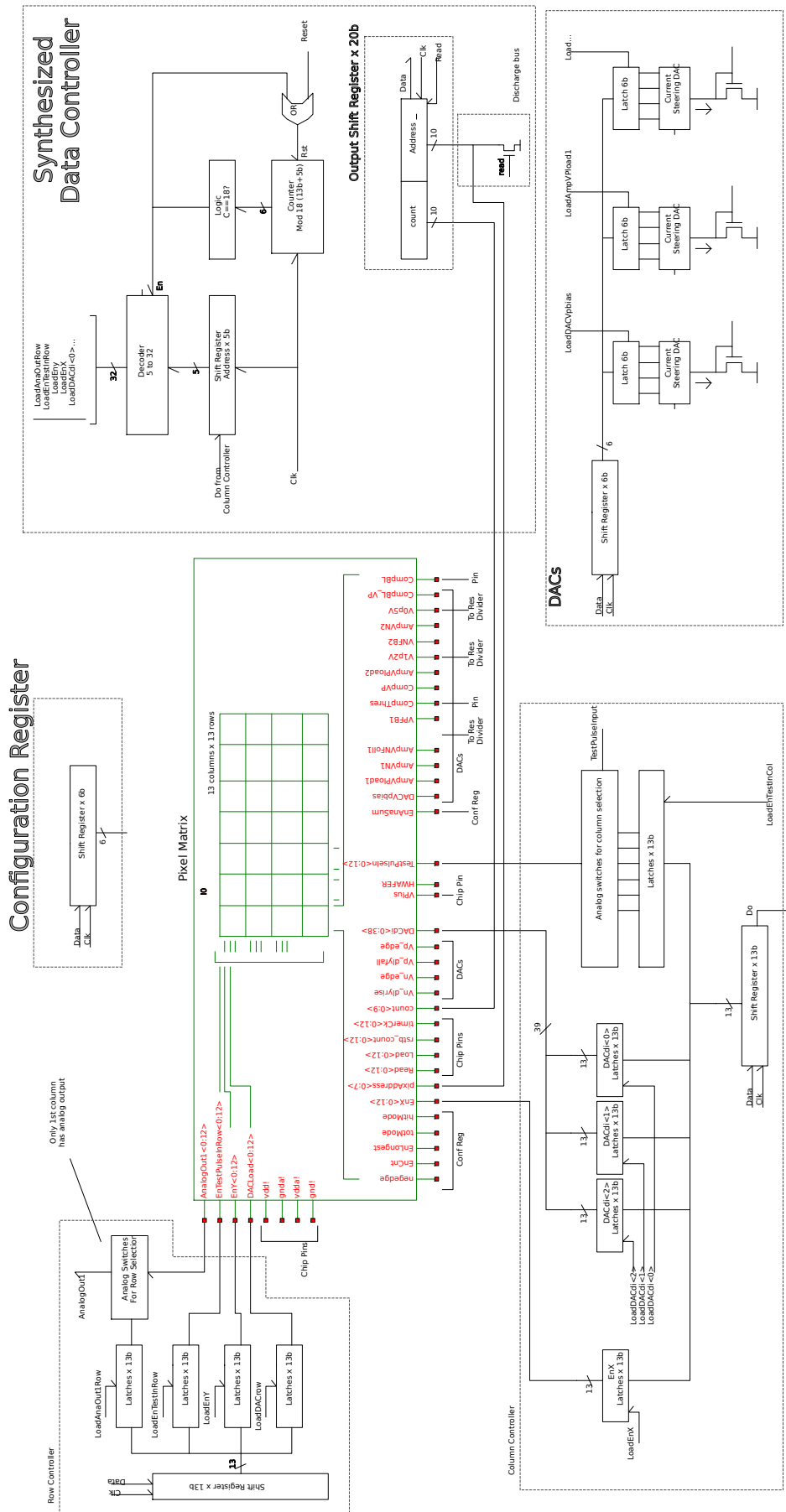


Figura 6.9: Diagrama en bloques del detector.

Dirección	Nombre	Tipo	I Diseño [μA]	Código diseño	Rango [μA]	Paso [μA]
11	AmpVN1	NMOS	5	33	9,45	0,15
13	AmpVpload1	PMOS	0,5	3	9,45	0,15
15	AmpVNFo111	NMOS	1	7	9,45	0,15
12	VPFB1	PMOS	$0,1 \cdot 10^{-3}$	3	$2,36 \cdot 10^{-3}$	$37,5 \cdot 10^{-6}$
17	AmpVN2	NMOS	9,45	63	9,45	0,15
19	AmpVpload2	PMOS	0,5	7	4,725	0,075
14	VNFB2	NMOS	0,001	7	0,00945	$150 \cdot 10^{-6}$
21	CompVP	PMOS	1	7	9,45	0,15
16	CompBL_VP	PMOS	$2 \cdot 10^{-4}$	5	0,00236	$37,5 \cdot 10^{-6}$
18	TDACVpbias	PMOS	0,03	20	0,0945	$1,5 \cdot 10^{-3}$
22	Vn_edge	NMOS	0,4	5	4,725	0,075
23	Vp_edge	PMOS	0,4	5	4,725	0,075
20	Vn_dlyrise	NMOS	0,1	7	0,945	0,015
10	Vp_dlyfall	PMOS	0,4	27	0,945	0,015

Tabla 6.1: Resumen de los DACs incluidos para la polarización de la matriz.

Las siguientes subsecciones dan detalles particulares de algunos bloques.

6.5.1. Conversores digital/análogo globales

Todos los DACs toman como corriente de referencia a la generada por un transistor PMOS conectado en modo diodo y en serie con un resistor, entre $vdda!$ y $gnda!$. La corriente de referencia es de 150 nA aproximadamente, salvo por las variaciones de proceso. El bloque DAC más básico copia la corriente de referencia para su LSB que, por lo tanto, es también de 150 nA y, entonces, dado que es un DAC de 6 bits la corriente máxima es de 9,45 μA . Para generar corrientes menores se utilizan divisores de corriente en algunos de los DACs, lo que reduce el rango y el paso de salida. La tabla 6.1 resume los DACs que fueron implementados, con su dirección, la corriente nominal de diseño y su rango y paso.

6.5.2. Entradas y salidas LVDS

El circuito integrado cuenta con entradas y salidas de tipo *Low-Voltage Differential Signal* (LVDS). Las señales LVDS son de tipo diferencial y, por lo tanto, se usan dos conductores por cada señal a transmitir. La señal se monta sobre un nivel de tensión continua de 1,2 V y tiene una excursión diferencial de 400 mV. Cuando el conductor llamado xxx_p se encuentra por sobre el xxx_n el estado lógico es '1', mientras que si sucede lo contrario el estado lógico es '0'. La ventaja de este tipo de señales es que tienen muy buena inmunidad al ruido de modo común y, al tener una excursión pequeña, producen menos transitorios en las líneas de alimentación que una salida CMOS estándar.

Las entradas LVDS fueron implementadas con amplificadores de dos etapas con entrada diferencial MOS y, luego, una cadena de buffers para minimizar el tiempo de demora si la señal se debe llevar a lugares alejados dentro del circuito integrado.

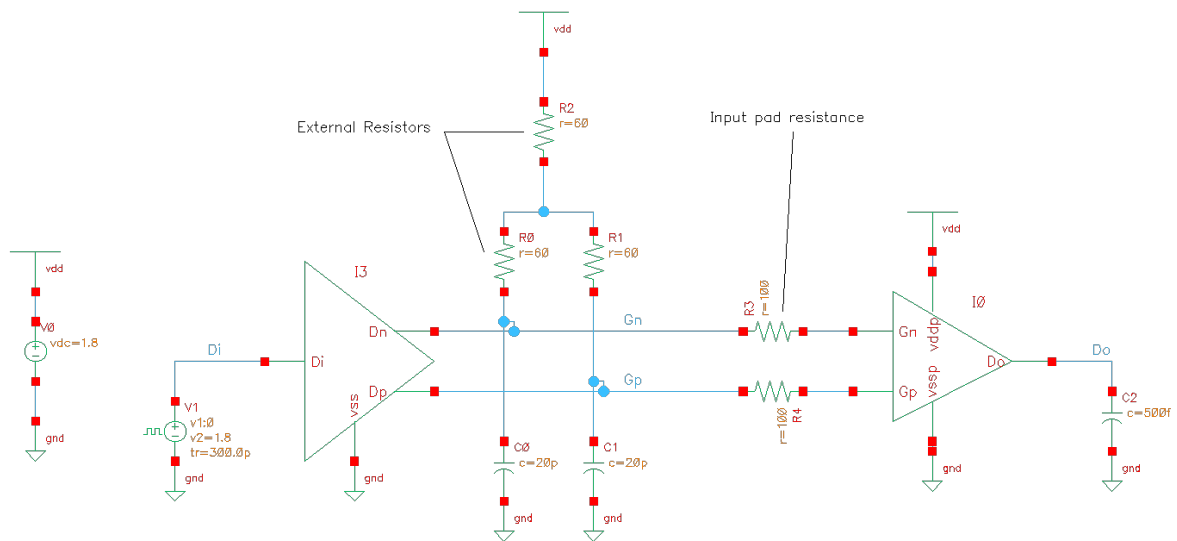


Figura 6.10: Simulación de las entradas y salidas LVDS. Los resistores R0, R1 y R2 son externos al CI y establecen la tensión de modo común y diferencial del par.

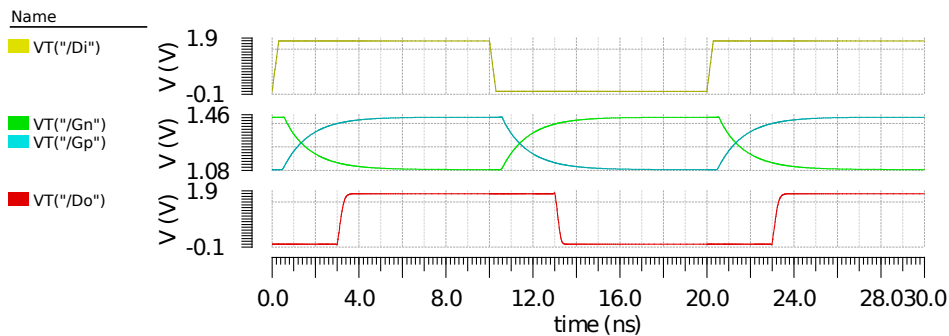


Figura 6.11: Resultados de la simulación de las entradas y salidas LVDS.

Las salidas LVDS fueron implementadas como un par diferencial NMOS cuyos drains se conectan directamente a los pads de salida, formando un conexionado similar lo que se conoce como *open drain*. El par diferencial se polariza con una fuente de corriente de 6 mA y la tensión de salida está dada por la caída que provoca esta corriente en tres resistencias externas al CI de 60 Ω .

En la figura 6.10 se muestra el circuito esquemático utilizado para simular el funcionamiento del par de salida/entrada. Los resistores R0, R1 y R2 son externos al circuito integrado y establecen la tensión de modo común y diferencial del par gracias a las corrientes entrantes por Dn y Dp. La simulación incluyó las capacidades parásitas C0 y C1, que emulan la capacidad de las líneas de interconexión y/o instrumentos de medición, y las resistencias de entrada de 100 Ω de las protecciones electrostáticas. Los resultados de la simulación se muestran en la figura 6.11, donde se ve que una demora de 3 ns es esperable entre la señal de salida Di y la que entra al chip Do.

6.5.3. Programación y configuración

La configuración de los registros *row controller*, *column controller*, del registro de configuración global y de los DACs, se envía en serie al detector utilizando las líneas DataIn y ClkIn. Los registros se encuentran conectados en paralelo, como se muestra

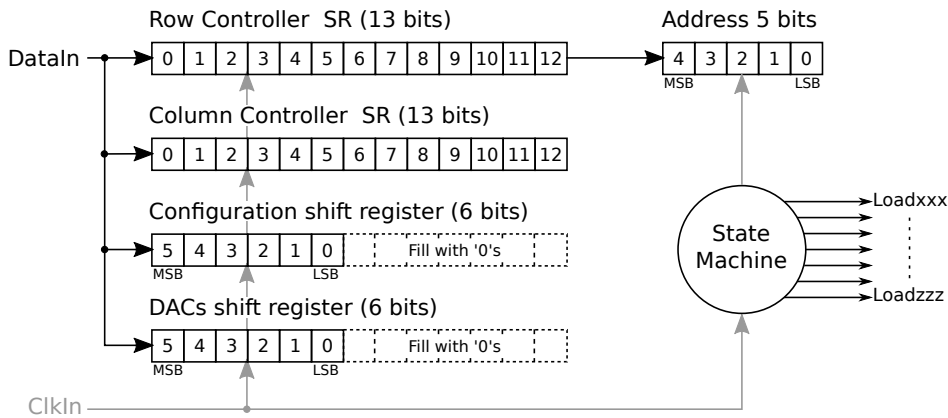


Figura 6.12: Los registros de desplazamiento de entrada están conectados en paralelo. Al recibir 18 bits, la máquina de estados activa la señal LoadXXX correspondiente al contenido del registro de dirección.

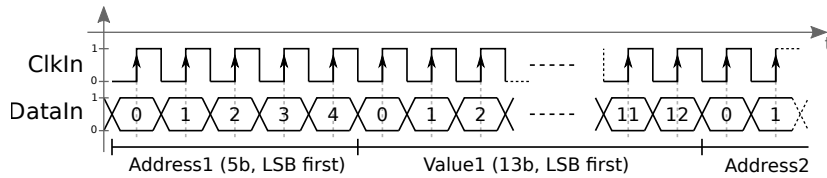


Figura 6.13: Diagrama de tiempos de la configuración del detector.

en el diagrama de la figura 6.12, de forma tal que los bits colocados en DataIn se cargan en registros de todos los registros al mismo tiempo con cada flanco ascendente de ClkIn.

Para configurar un registro primero se debe enviar la dirección del mismo, comenzando por el bit menos significativo y, a continuación, un vector de 13 bits que contiene el valor a copiar. En el caso de los registros de configuración y de los DACs, que son de sólo 6 bits de longitud, el valor a grabar se debe alinear a izquierda agregando '0's.

Una vez recibidos los 18 bits, la máquina de estados sintetizada en el bloque data controller habilita la señal interna LoadXXX de acuerdo al contenido del registro de dirección. Cuando esto sucede, se copia el contenido de los registros de desplazamiento de entrada a los latches internos y la configuración queda almacenada. El comienzo de la siguiente transmisión borra la señal LoadXXX hasta recibir los próximos 18 bits. La figura 6.13 muestra un diagrama de tiempos de la comunicación serie.

6.5.4. Lectura del detector

El registro de desplazamiento de salida se encuentra dentro del bloque sintetizado data controller. Los datos del detector se leen en serie a través de los pines serialOut y ClkOut. Cada flanco ascendente de ClkOut hace que se presente un nuevo bit en la salida serialOut.

En la figura 6.14 se muestra un diagrama de tiempos de cómo debe realizarse la lectura del detector. Primero, se envía un pulso a la entrada pixHitLoad y esto selecciona los píxeles que recibieron el impacto de una partícula para su lectura. Luego, se debe llevar la entrada pixRead a '1'. De acuerdo al orden dado por la cadena de scan, uno de los píxeles que habían sido seleccionados toma el control de los buses de dirección y cuenta de la matriz. Al enviar un flanco ascendente en la entrada ClkOut se copian los datos de los buses al registro de desplazamiento de salida. Finalmente, se

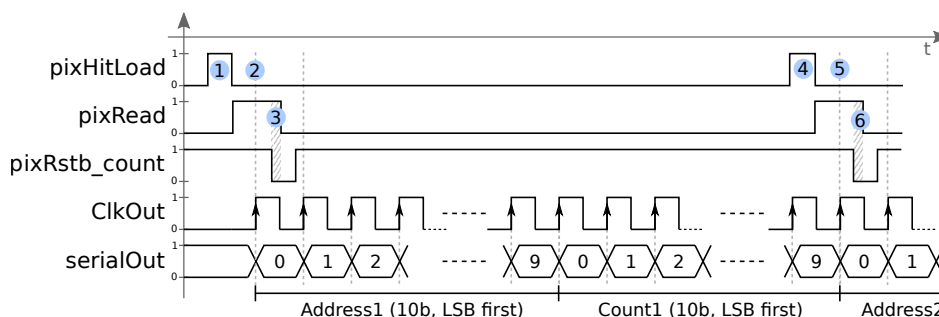


Figura 6.14: Diagrama de tiempos de la lectura de datos del detector. (1) `pixHitLoad` selecciona el píxel marcado como impactado por una partícula (en el orden de la cadena de scan). (2) Un flanco ascendente en `ClkOut` mientras `pixRead` está en alto copia la dirección y cuenta del píxel al registro de salida en el `data controller`. (3) Un '0' mientras `pixRead` está en alto reinicia el contador del píxel seleccionado. (4) Ídem 1 para el segundo píxel. (5) Ídem 2. (6) Ídem 3.

debe llevar `pixRead` a '0' y entonces los datos pueden ser leídos en serie, de a uno a la vez, mediante `serialOut` y `ClkOut`.

Para reiniciar el contador de un píxel se debe aplicar un cero en la entrada `pixRstb_count` antes del flanco descendente de `pixRead`.

6.6. Medición y caracterización del detector

En esta sección se mostrarán las mediciones realizadas y los resultados obtenidos. Para realizar la lectura y configuración del detector se diseñó un sistema formado por una FPGA Spartan-6, el cual hace de interfaz entre el detector y la computadora. La computadora hace las veces de anfitrión y se encarga de enviar la configuración, leer y almacenar los datos enviados por el detector, mientras que la FPGA se encarga de la comunicación de bajo nivel y reenvía los datos de la PC al detector y viceversa. La comunicación entre la PC y la FPGA se realiza a través de una conexión USB estándar, mientras que la comunicación entre la FPGA y el CI utiliza varias líneas digitales de tipo LVDS.

Para la configuración y lectura de datos desde el sensor se describieron en lenguaje *Verilog* distintos bloques digitales. los cuales fueron sintetizados e implementados en la FPGA Spartan-6.

En la figura 6.15 se muestran dos fotografías del hardware implementado. Por un lado, se muestra la placa de adquisición y lectura que hace de interfaz entre la FPGA y el detector y, por otro, el detector de partículas adherido a la placa de soporte y conectado mediante la técnica de wirebonding. Se fabricaron 50 chips, de los cuales 3 fueron conectados a tres placas soporte distintas. Gracias al conector de tipo PCI es muy fácil intercambiar los detectores.

Lamentablemente, por problemas en el trazado del layout del circuito integrado, la salida del comparador de cada píxel no funciona en el primer prototipo fabricado. Por este motivo es que no fue posible utilizar el detector como un sistema completo, y por lo tanto las mediciones realizadas comprenden sólo algunos bloques. Se hizo énfasis en la caracterización de la primer etapa de amplificación, que es uno de los bloques más importantes del detector, y se comprobó la funcionalidad de los sistemas digitales. Las siguientes subsecciones detallan las mediciones realizadas.

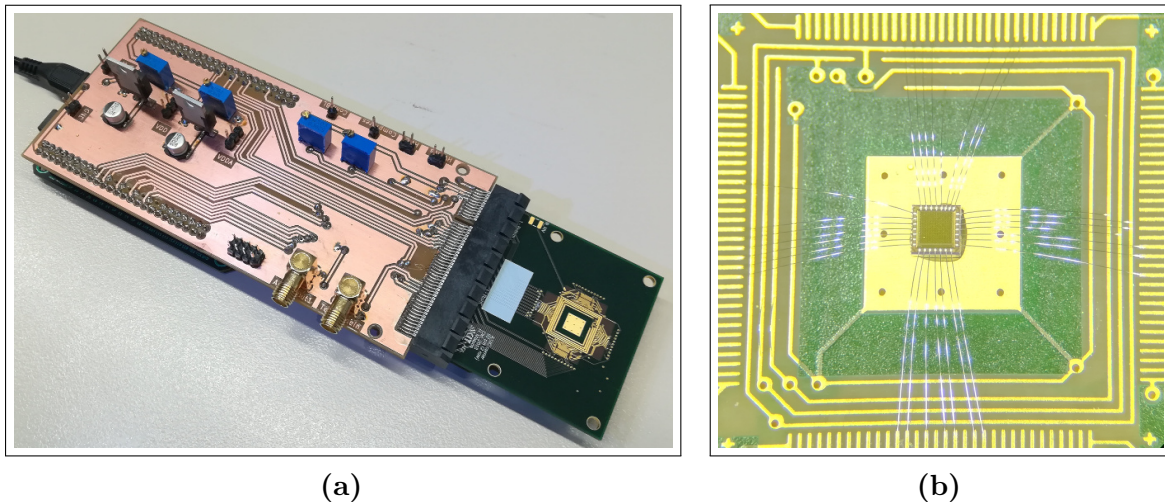


Figura 6.15: (a) La placa de adquisición cuenta con un conector de tipo PCI que permite intercambiar los detectores con solo conectar otra placa soporte. La FPGA Spartan-6 se encuentra del lado inferior. (b) El circuito integrado detector de partículas que fue diseñado como parte de la tesis. Tiene 1,5 mm de lado y se encuentra conectado mediante la técnica de wirebonding a la placa de soporte.

6.6.1. Medición de la primer etapa con inyección de señal

Utilizando la entrada de señal de prueba `TestPulseIn` se inyectó carga en el nodo `NBUR` de uno de los píxeles y se midió la tensión de salida de la primera etapa de amplificación. Como se mencionó anteriormente, sólo la primera columna cuenta con la posibilidad de conectar la salida del amplificador de carga hacia el exterior del circuito integrado. Por este motivo es que la inyección se realizó seleccionando un píxel aleatorio de la primera columna.

La señal de prueba inyectada fue una onda cuadrada con 10 ns de tiempo de subida y bajada, una amplitud de 1,8 V y período de 1 ms. El período largo asegura que no haya solapamiento de pulsos a la salida del amplificador. La salida del píxel fue medida con un osciloscopio marca RS Pro modelo IDS-1104B de 100 MHz de ancho de banda. Las conexiones se realizaron utilizando cables coaxiales de 50 Ω de impedancia característica.

En la figura 6.16a se muestran los resultados obtenidos. El disparo del osciloscopio fue realizado en el flanco descendente de la señal inyectada al píxel, lo que corresponde a tiempo igual a cero en la gráfica. Cada curva fue medida para una configuración diferente del DAC que controla el lazo de realimentación del amplificador.

Configurando el DAC en el menor valor (`VPFB1DAC=1`), la corriente de descarga a través de `M42` de la figura 6.3 es mínima y, por lo tanto, se obtiene un pulso que retorna a su valor inicial luego de varias decenas de microsegundos. Un valor digital mayor en el DAC incrementa la corriente de descarga y, por lo tanto, reduce el ancho del pulso obtenido a la salida. El valor nominal de diseño es `VPFB1DAC=3`. Además, existe un efecto de carga del lazo de realimentación que hace que la amplitud del pulso para corrientes de descarga mayores se vaya reduciendo, por lo que si, por ejemplo, se realiza una calibración según la energía de las partículas incidentes, la calibración se verá afectada al modificar el valor de `VPFB1DAC`.

Cabe mencionar que la señal generada con la inyección de carga es mucho mayor a la que se obtendría con partículas ionizantes. La amplitud de la salida del amplificador es de algunas decenas de milivolts en una aplicación real y, por lo tanto, la duración

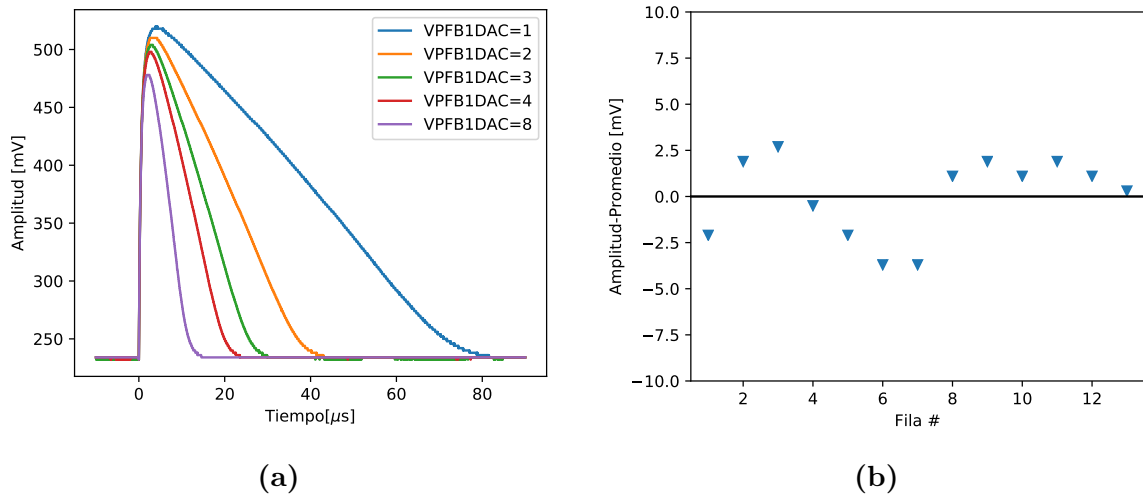


Figura 6.16: (a) Respuesta de la primer etapa de amplificación de un píxel a carga inyectada en el nodo NBUR a través de la entrada de prueba `TestPulseIn`. Las señales que se muestran corresponden al nodo `Out1` de la figura 6.2. VPFBDAC es la configuración del DAC que controla la corriente de descarga a través de M42 (ver figura 6.3) (b) Respuesta de todos los píxeles de la primera columna a la misma señal de prueba. Se muestra la amplitud del pulso de salida del amplificador de carga (nodo `Out1`) menos la amplitud promedio de todos los píxeles.

del pulso es de algunos microsegundos.

Por otra parte se midió la variación en la respuesta de los píxeles de la primera columna. Aplicando la misma señal de prueba para todos, se fueron seleccionando de a uno y se midió la amplitud del pulso de salida del amplificador de carga, en el nodo `Out1`. Los resultados se muestran en la figura 6.16b, donde se grafica la amplitud del pulso menos el promedio de las amplitudes de los pulsos de todos los píxeles. La variación obtenida es menor a 10 mV. Al menos en los 13 píxeles de este chip el *tuneDAC* incluido junto a cada comparador debería ser capaz de equalizar la respuesta.

6.6.2. Ruido electrónico de la primera etapa

La salida de la primera etapa de amplificación de un píxel fue medida sin inyección de señal ni eventos de ionización. El circuito integrado se encontraba a temperatura ambiente y se tuvo el cuidado de cubrirlo de la luz visible, que podría generar pares e^-h en el Si y, de esta forma, verse como ruido a la salida. El diodo NBUR fue polarizado con 48 V de tensión continua como se utilizaría en operación normal.

La medición se realizó con un osciloscopio marca Keysight modelo MSOX3054T que cuenta con un ancho de banda de un ancho de banda de 500 MHz. La captura fue realizada a la tasa de muestreo de máxima de 5 GS/s y con una resolución en tensión de 0,16 mV.

La figura 6.17 muestra la señal medida. Allí se observa que el ruido es de tipo gaussiano y es compatible con el ruido producido dentro de los dispositivos por agitación térmica. La desviación estándar obtenida fue de 0,89 mV.

6.6.3. Respuesta de la primera etapa a rayos X de baja energía

La salida del amplificador de carga fue medida con el detector expuesto a rayos X de fluorescencia de distintos materiales. El banco experimental estaba formado por un

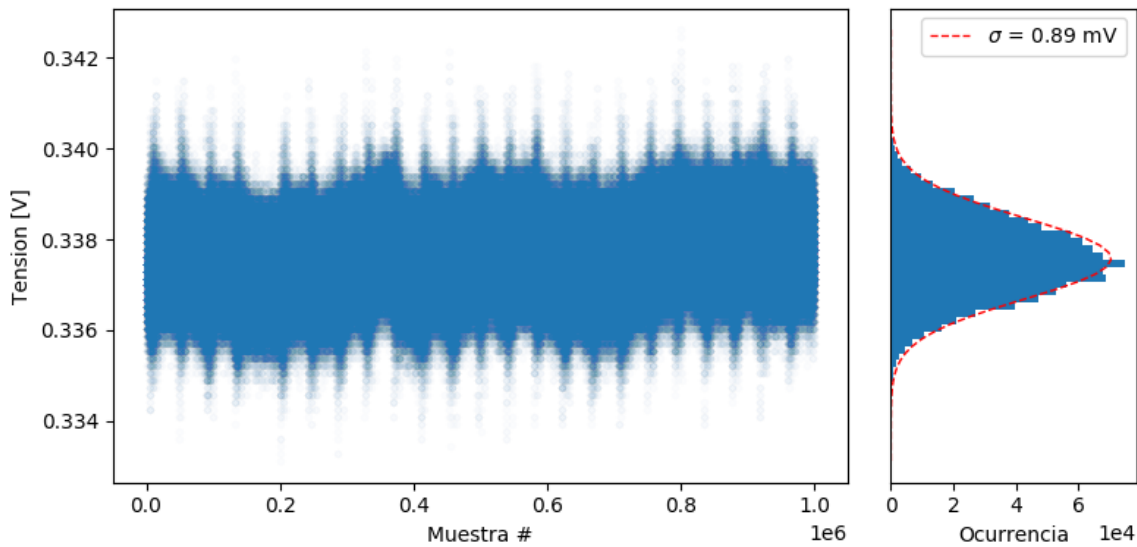


Figura 6.17: Salida de la primera etapa de amplificación sin inyección de carga ni eventos de ionización. La captura fue realizada a una tasa de 5 GS/s, abarcando una ventana de tiempo de 200 μ s.

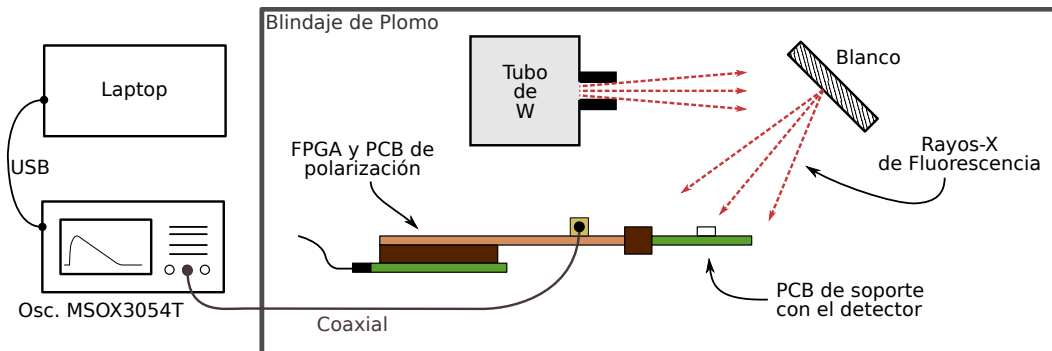


Figura 6.18: Banco experimental utilizado para exponer el detector a rayos X de fluorescencia. El tubo de tungsteno apunta a un blanco en el cual se pueden colocar distintos materiales.

tubo de rayos X con ánodo de tungsteno, cuyo haz era dirigido a un blanco compuesto por distintos materiales intercambiables. El detector fue colocado fuera del haz del tubo de rayos X y de forma tal que recibiera los fotones producidos por la fluorescencia del blanco, a unos 30 cm del mismo. La disposición del banco experimental se muestra esquemáticamente en la figura 6.18.

Los blancos utilizados fueron cobre, zinc, molibdeno, plata, indio y estaño. El tubo de rayos X fue configurado para trabajar con una tensión de 60 kV y una corriente de 30 mA. Con estos parámetros el espectro de emisión del tubo es prácticamente plano hasta los 60 keV y permite excitar los electrones de la capa K de los materiales mencionados. En la tabla 6.2 se detalla la energía de los fotones de las emisiones de fluorescencia más relevantes de estos materiales.

El detector fue polarizado con 48 V en la juntura NBUR y se activó la salida analógica de la primera etapa de amplificación (Out1) del sexto píxel de la primer columna. Los pulsos de tensión fueron capturados con el mismo osciloscopio utilizado en la medición de ruido, el cual se encontraba conectado mediante USB a una computadora. Se configuró el disparo del osciloscopio apenas por encima del nivel de ruido y se

Material	$K_{\alpha 1}$ [keV]	$K_{\beta 1}$ [keV]	Material	$K_{\alpha 1}$ [keV]	$K_{\beta 1}$ [keV]
29 Cu	8,04	8,90	47 Ag	22,16	24,94
30 Zn	8,63	9,57	49 In	24,20	27,27
42 Mo	17,47	19,60	50 Sn	25,27	28,48

Tabla 6.2: Líneas de emisión de rayos X de los materiales utilizados [112].

estableció el tamaño de la ventana de tiempo de forma tal de capturar con cada disparo un pulso completo. Luego, se escribió un script de medición en la PC que constó de los siguientes pasos:

- Configurar el disparo en modo SINGLE y esperar.
- Luego del disparo, almacenar la forma de onda en la PC tomando sólo mil muestras de la misma para reducir la cantidad de información.
- Repetir el procedimiento hasta haber capturado 10000 formas de onda.

El experimento consistió, entonces, en almacenar las formas de onda a la salida del amplificador de carga como respuesta al impacto de partículas de distintas energías. Luego de la adquisición de las señales con todos los blancos disponibles se procedió a realizar un postprocesamiento de las mismas, el cual consistió en determinar la amplitud de los pulsos y realizar un histograma para cada uno de los blancos. La amplitud de los pulsos fue evaluada buscando el máximo de la señal en el intervalo de captura y restando la línea de base, que fue calculada como el valor medio de las primeras 20 muestras.

Los histogramas de amplitud de pulsos obtenidos pueden verse en la figura 6.19a para los distintos blancos, donde por claridad los espectros fueron recortados para mostrar sólo las líneas de emisión principales. Tanto en el caso del cobre como del zinc, no es posible distinguir los picos $K_{\beta 1}$, cuya intensidad relativa a $K_{\alpha 1}$ es de solo 17% (para ambos materiales). La resolución en energía del detector no es suficiente como para distinguir esos picos. Por otra parte, sí es posible observar las emisiones $K_{\alpha 1}$ y $K_{\beta 1}$ del molibdeno, el indio y el estaño, a pesar de tener pocas cuentas en algunos casos.

En base a la energía teórica de emisión de cada blanco y la amplitud de pulsos producida por esas emisiones se construyó la gráfica de la figura 6.19b. La amplitud de los pulsos para cada energía se obtuvo ajustando una función gaussiana a cada pico de la figura 6.19a. El valor medio de la función resultante fue utilizado para ubicar los marcadores, mientras que la desviación estándar se representa con las barras de error.

La gráfica de la figura 6.19b muestra la calibración en energía del detector. Con ella puede saberse como será la respuesta del detector a fotones de determinada energía o, por el contrario, según la amplitud de los pulsos resultantes se puede conocer la energía de las partículas incidentes. Si bien para algunas aplicaciones puede calcularse un factor de conversión y considerar que existe una relación lineal entre energía y amplitud, en este caso existe cierta no linealidad y, por lo tanto, la curva de calibración completa se obtuvo realizando un ajuste con un polinomio de segundo grado.

Finalmente, con el polinomio resultante del ajuste se trazó el eje superior de la figura 6.19a.

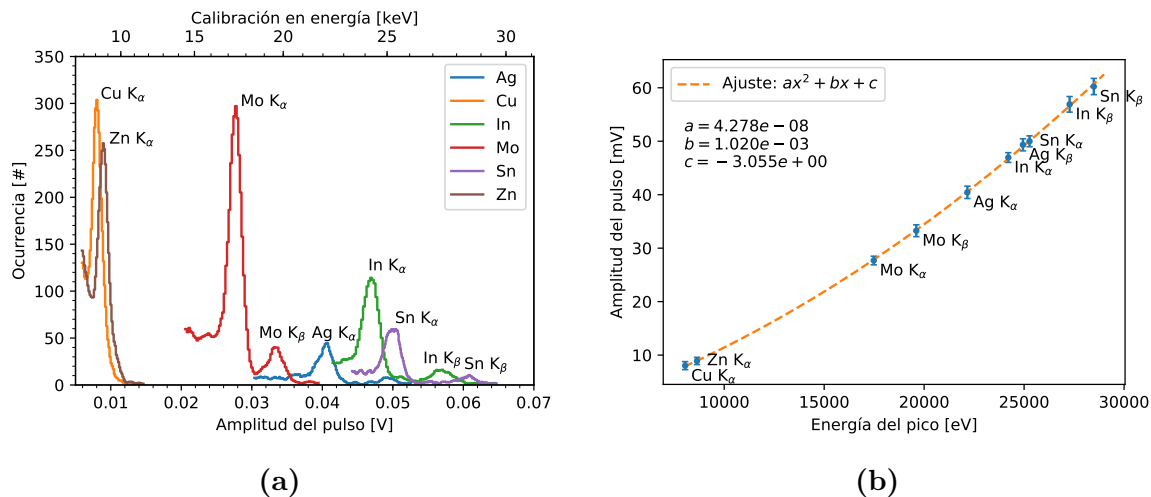


Figura 6.19: (a) Histogramas de amplitud de pulsos de los distintos blancos utilizados. La curva de ajuste de la figura (b) determina la calibración en energía mostrada en el eje superior. (b) Curva de calibración en energía. La energía de los picos fue tomada de la tabla 6.2, mientras que la amplitud fue obtenida mediante el ajuste de una función gaussiana a cada pico de la figura (a). Las barras de error representan la desviación estándar de los ajustes.

6.6.4. Captura de señales digitales en la interfaz de lectura

En la figura 6.20 se muestra una captura de las señales involucradas en la lectura de datos del sensor. La captura fue realizada con un osciloscopio *Rigol DS2202A* de dos canales. El canal 1 fue utilizado para disparar la captura con el flanco ascendente de `pixHitLoad` y con el canal 2 se fueron capturando las demás señales en múltiples disparos.

Las señales LVDS `pixHitLoad`, `pixRead` y `ClkOut` son generadas por la FPGA y sus niveles van de 0,7 V a 1,8 V. Por otra parte, la señal `serialOut` es la salida del circuito integrado y sus niveles—dados por las resistencias externas—son de 1,1 V y 1,5 V. A pesar de que los niveles entre la FPGA y el detector son diferentes, la comunicación funciona sin problemas gracias a que se trata de señales diferenciales.

En la captura se reproduce la secuencia de la figura 6.14. Primero se seleccionan los píxeles marcados como *con impacto de partícula* para su lectura mediante la señal `pixHitLoad`. Luego se activa `pixRead`, lo que selecciona mediante la cadena de scan un píxel, y con el flanco ascendente de `ClkOut` se carga el registro de desplazamiento de salida del bloque `data controller` con su dirección y cuenta. Luego, cada flanco ascendente de `ClkOut` desplaza los bits de forma tal que aparecen de a uno en la salida `serialOut`, comenzando por el bit menos significativo de la dirección.

En el caso de la figura 6.20 se lee el píxel con dirección `10'h03`, cuyo contador se encuentra en el estado `10'h1ef`.

6.7. Resumen del capítulo

En este capítulo se describió el diseño, la implementación y las primeras mediciones de un circuito integrado detector de partículas de tipo monolítico. El detector fue diseñado y enviado a fabricar en un proceso BCD sobre SOI de 180 nm de longitud característica. Lo interesante de este proceso de fabricación, y que fue implementado en

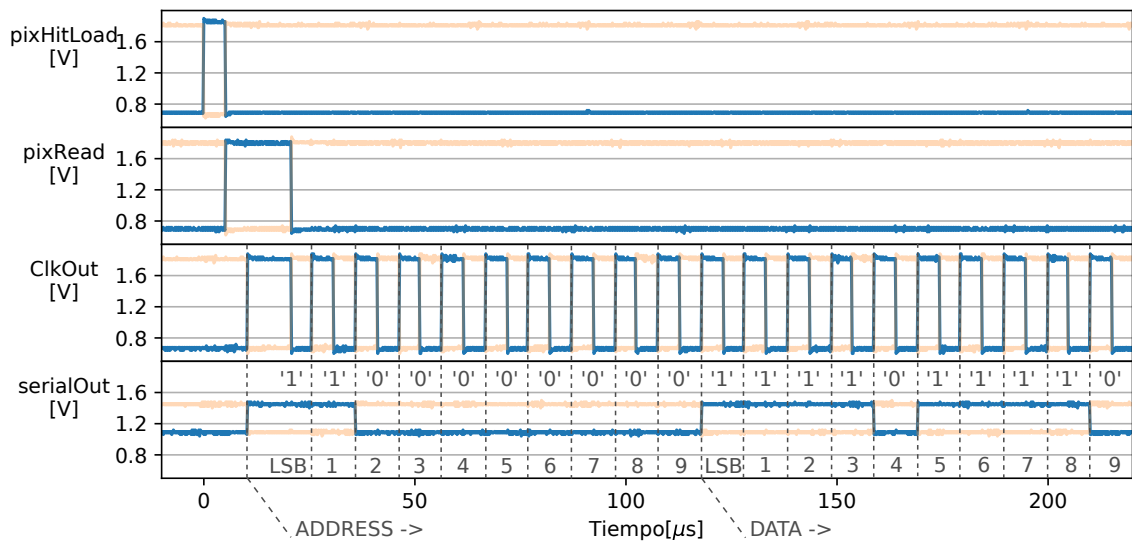


Figura 6.20: Captura de las señales que forman parte de la interfaz de lectura de datos del chip, donde se muestra la lectura de un píxel. Las señales son de tipo LVDS. Los trazos gruesos corresponden a las señales positivas de cada par, mientras que los trazos finos corresponden a las señales negativas.

el detector, es que permite construir una difusión tipo n, llamada NBUR, en el sustrato de silicio tipo p y debajo del óxido enterrado. Además, permite aplicar tensiones del orden de las decenas de volts en estas juntas. Desde el punto de vista de la detección de partículas esto es bueno debido a que se obtienen volúmenes de vaciamiento mayores, y es en estas zonas donde el campo eléctrico existente recoge las cargas producidas por la interacción de partículas ionizantes.

El detector implementado es un primer prototipo cuyo objetivo principal fue el de probar el proceso de fabricación para la detección de partículas. Si bien es un arreglo de pequeño tamaño, de 13×13 píxeles y de $1040 \mu\text{m}$ de lado, tiene una gran complejidad dada por los diferentes modos de operación, de prueba y la cantidad de parámetros que es posible configurar.

Entre las características más importantes del detector se encuentran: 6 modos de operación, que incluyen contador de partículas, TOT y modo de eventos; modo de suma analógica de carga entre píxeles para eventos que producen ionización en más de un píxel; ecualización del umbral de detección a lo largo de la matriz mediante los *tuneDACs*; la posibilidad de inyectar carga de prueba seleccionando píxeles arbitrarios; la posibilidad de medir la salida de la primera etapa de amplificación de los píxeles de la primer columna; lectura de la matriz según eventos, de acuerdo al orden establecido por la cadena de scan; la posibilidad de ajustar la polarización de los amplificadores y circuitos auxiliares a través de los DACs globales y, por último, entradas y salidas LVDS para disminuir el ruido producido por las interfaces digitales.

En cuanto a las mediciones realizadas, con inyección de señal se comprobó el funcionamiento de los bloques digitales que intervienen en la configuración de los registros, de la primer etapa de amplificación y del DAC VPFB1DAC que polariza el lazo de realimentación de la primera etapa. Además, inyectando una carga constante se midió la diferencia en la respuesta de la primera etapa de los píxeles de la primera columna. Se comprobó que la variación en la amplitud de los pulsos producidos es

menor a 10 mV entre píxeles, lo que en principio puede compensarse con los `tuneDACs` para obtener la misma respuesta del comparador en todos los píxeles.

Por otra parte, se midió el ruido a la salida de la primera etapa de amplificación, que resultó de 0,89 mV RMS. Utilizando la curva de calibración en energía de la figura 6.19b puede convertirse la amplitud de ruido a una carga equivalente de ruido. Haciendo esto se obtiene una ENC de aproximadamente $100 e^-$ RMS, que es ligeramente menor a la obtenida en las simulaciones de la sección 6.3.3. La diferencia se debe a que la medición se realizó a la salida de la primer etapa, mientras que en la simulación el ruido fue medido a la salida del comparador. De todas formas, ambos resultados son compatibles.

Finalmente, se relevaron espectros de rayos X de fluorescencia de varios materiales y se realizó una calibración en energía de la respuesta de la primera etapa de amplificación.

Debido a algunos errores en el layout del circuito integrado, no fue posible realizar una caracterización completa del detector, leyendo la salida digital con la cuenta de cada píxel. Sin embargo, sí fue posible comprobar el funcionamiento por separado de los subsistemas analógico y digital de los píxeles, de los controladores de fila y columna, del registro de configuración global, del bloque de DACs y del controlador de comunicación sintetizado. Durante la última visita al KIT se corrigieron los errores encontrados en el diseño y el mismo será enviado para su fabricación en la próxima corrida disponible.

Capítulo 7

Conclusiones y trabajos futuros

A lo largo de esta tesis se utilizaron sensores de imagen CMOS para la detección de radiación, se estudiaron los efectos de la radiación sobre este tipo de dispositivos y se diseñó un arreglo de detectores como un circuito integrado de aplicación específica para la detección de partículas ionizantes.

Se comenzó con una breve descripción de la interacción de las partículas ionizantes con los detectores semiconductores, que son la base del presente trabajo. Luego, en el Capítulo 2 se presentó un resumen de la literatura relacionada a efectos de radiación en circuitos integrados CMOS. Allí se describieron dos tipos de degradación: el daño por ionización y el daño por desplazamiento. En el primero intervienen las capas de óxido de silicio y las interfaces Si-SiO₂, que es donde se acumulan las cargas producidas por las partículas ionizantes. La acumulación de cargas provoca cambios en las características eléctricas de los dispositivos, en especial en los transistores MOS. Por otro lado, el daño por desplazamiento se produce en todo el dispositivo por igual, pero afecta particularmente a las regiones donde hay vaciamiento de portadores. Allí, las dislocaciones en la red del silicio producidas por colisiones de partículas de alta energía crean centros de generación y recombinación de portadores que degradan las características de las junturas. Finalmente, se estudió como afectan ambos procesos a los sensores de imagen CMOS.

En el Capítulo 3 se hizo uso del daño por dosis total para obtener una medición proporcional a la dosis administrada por un LINAC de radioterapia. Los dispositivos utilizados fueron transistores fabricados en obleas de tipo SOI y fueron obtenidos gracias a una colaboración internacional con la Université Catholique de Louvain. El objetivo del trabajo fue caracterizar la respuesta de los transistores a radiación ionizante y determinar de esa forma si era posible utilizarlos como dosímetros MOS. Mediante los modelos de Lim-Fossum y Flandre-Terao se demostró que convenía utilizar la ionización del BOX y entonces medir el corrimiento de la tensión de umbral del transistor del backgate, hecho que fue corroborado por las mediciones realizadas. Se comparó la sensibilidad obtenida con la sensibilidad reportada por otros autores y se determinó que los dispositivos utilizados tienen una sensibilidad mayor gracias a la alta probabilidad de captura de huecos en el BOX. Finalmente, la caracterización determinó que los dispositivos pueden ser utilizados para dosimetría MOS alcanzando una sensibilidad máxima de 191 mV Gy⁻¹ con 20 V de tensión de polarización.

Además de la caracterización de dispositivos simples, se presentó un novedoso circuito que aprovecha la respuesta de los dispositivos SOI de UCL para obtener una tensión proporcional a la dosis absorbida por los mismos. Se trata de un circuito simple

formado por dos transistores SOI complementarios operando en régimen subumbral y por lo tanto el consumo de corriente es muy bajo. Otra ventaja es que el circuito tiene una compensación intrínseca ante variaciones de temperatura. Se realizaron mediciones y la respuesta del circuito resultó ser lineal con la dosis administrada por el LINAC de radioterapia y la sensibilidad similar a la de los dispositivos simples. Si bien el TEF medido fue de $13 \text{ mGy } ^\circ\text{C}^{-1}$, este puede reducirse aún más utilizando técnicas para mejorar el *matching* entre dispositivos.

Respecto de este tema, futuros trabajos podrían abordar la optimización del layout y/o tamaño de los transistores del circuito de ultra-bajo consumo para reducir la dependencia de la salida con la temperatura, y/o implementar circuitos que permitan leer la salida en tiempo real mientras se está irradiando. Si bien las mediciones realizadas en la presente tesis son repetibles, se debería realizar un análisis estadístico de la respuesta de los dispositivos utilizando una población mayor. Finalmente, se podrían investigar formas de crear arreglos de gran tamaño con el circuito de ultra bajo consumo, lo que sería útil para determinar perfiles de dosis en equipos de radioterapia.

En el Capítulo 4 se utilizaron sensores de imagen CMOS para detectar y clasificar partículas, y para obtener imágenes radiográficas con rayos X de baja energía. La técnica de micro-radiografía por detección directa de fotones con el sensor de imagen CMOS fue demostrada utilizando un sensor de tipo BSI con píxeles de $1,4 \mu\text{m}$ de lado. La viabilidad y utilidad de la técnica fue demostrada adquiriendo micro-radiografías de varios objetos. Luego, se realizó un análisis de la eficiencia de detección donde se determinó que está limitada a un 3% debido a la absorción de fotones en el espesor de la capa de silicio activo. Por otra parte, se realizó un modelo del sistema de adquisición de imagen en el que se tuvo en cuenta la extensión de la fuente, la penumbra generada y la PSF. Se determinó que la resolución espacial no está limitada por el tamaño de los píxeles sino por la PSF, que es de $3,6 \mu\text{m}$, y que puede considerarse como el tamaño del “lápiz” con el que se dibuja.

Finalmente, se discutió acerca de la relación de compromiso existente entre la eficiencia de detección y la resolución espacial obtenida. Si se quiere incrementar la eficiencia de detección de fotones para reducir la exposición de las muestras se debe incrementar el espesor del sensor. Sin embargo, esto hace que aumente la probabilidad de interacción en profundidad, lejos de las junturas, con la consecuente difusión de cargas hacia otros píxeles y, por lo tanto, se pierde resolución espacial. Por el contrario, un espesor pequeño reduce la difusión de cargas pero reduce también la eficiencia. En trabajos futuros sería interesante continuar este análisis para encontrar un espesor óptimo o, mediante procesamiento de imágenes, compensar este efecto.

Por otro lado, también en el Capítulo 4 se presentó un prototipo de detector y clasificador de partículas que utiliza un sensor de imagen CMOS, y que serviría para detectar las partículas alfa emitidas por el decaimiento del gas radón. Se realizaron experimentos con una fuente de fotones y otra de partículas alfa y se verificó que el dispositivo es capaz de discriminar entre estas partículas. El trabajo sirvió como punto de partida para una tesis de licenciatura y otra de maestría en física, en las que se mejoró el software de adquisición y se construyó una segunda versión más elaborada del equipo.

En el Capítulo 5 se trató el tema de qué sucede cuando un sensor de imagen CMOS comercial es expuesto a un haz de neutrones térmicos. El análisis estuvo orientado a identificar por qué motivo el sensor se daña cuando es introducido dentro del haz junto

con una muestra para adquirir una radiografía con neutrones. En principio, los neutrones térmicos no deberían producir ningún daño al sensor, ya que se trata de partículas no ionizantes, de baja energía cinética y con baja probabilidad de interacción con el silicio. Publicaciones previas de otros autores habían demostrado que las interacciones de los neutrones térmicos con el BPSG producían SEUs en memorias RAM e incluso se llegó a diseñar un detector de este tipo de partículas aprovechando el efecto. Esto dio pie a formular la hipótesis de que los productos de la reacción de los neutrones térmicos con el boro del BPSG eran los responsables del daño observado en el sensor de imagen CMOS utilizado. Para comprobar la hipótesis se analizó la estructura del sensor, se realizaron irradiaciones con distintos tipos de partículas y se realizó un análisis exhaustivo de los resultados. Esto permitió demostrar que el daño observado cuando el sensor era expuesto a neutrones térmicos era distinto al daño observado cuando era expuesto a fotones, y similar al daño producido por partículas alfa. Además, se desarrolló un software de procesamiento de imágenes que permitió detectar píxeles dañados y clasificar las partículas que producían ese daño, lo que permitió concluir que las partículas que producen el daño dejan patrones de ionización similares a partículas alfa. Mediante un experimento de RBS se comprobó que el sensor efectivamente contiene boro. Finalmente, mediante la teoría de la constante de daño universal K_{dark} para dispositivos de silicio, y mediante simulaciones realizadas con SRIM, se demostró que el daño observado era además compatible con el daño por desplazamiento que fue estudiado en el Capítulo 2.

Los resultados obtenidos permitieron asegurar que los productos de la reacción $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ son los que producen el incremento en la corriente de oscuridad en los píxeles del sensor. Por este motivo, para la técnica de neutrografía se deben utilizar sensores de imagen en los que no se utilice boro para su fabricación. Afortunadamente, los nodos tecnológicos más avanzados, de 180 nm y más modernos, han dejado de lado el uso de BPSG en favor de otros métodos en los que no se utiliza boro y con los que se obtienen mejores interfaces Si-SiO₂.

El trabajo finaliza con la presentación en el Capítulo 6 de un diseño propio de un arreglo de detectores de partículas integrado en tecnología CMOS. Gracias a una estada corta de investigación en el KIT, Alemania, se pudo abordar el diseño de un detector utilizando un proceso de fabricación avanzado de tipo SOI. Se trata de un detector de tipo monolítico, en el que el sensor y la electrónica de lectura están fabricados en la misma pastilla de silicio. La ventaja del proceso de fabricación utilizado es que permite crear difusiones debajo del óxido enterrado, aplicar tensiones de decenas de volts a las mismas y conectarlas a la electrónica de procesamiento que se fabrica en el film de silicio sobre el BOX. Esto permite tener la juntura sensible a radiación con alta tensión y grandes regiones de vaciamiento completamente aisladas de la electrónica de lectura.

El detector implementado incluyó un arreglo pequeño de píxeles y todos los bloques auxiliares necesarios para polarizar, configurar y leer los mismos. Cuenta con 6 modos de operación que permiten contar partículas individualmente en cada píxel u obtener el TOT del impacto y, además, es posible ecualizar el umbral de detección a lo largo del arreglo.

Debido a algunos errores en el layout del circuito integrado no fue posible realizar una caracterización integral del detector. Se halló un error crítico dentro de los píxeles, específicamente en la interconexión entre el subsistema analógico y el subsistema digital, que imposibilitó el uso ambos en conjunto. Sin embargo, sí fue posible realizar mediciones de la salida de la primer etapa de amplificación y, mediante la exposición a fluorescencia

de rayos X de distintos materiales, obtener espectros de altura de pulsos y la curva de calibración en energía del sensor. El ruido electrónico de salida de la primer etapa de amplificación resultó de $100 e^-$ rms de ENC.

Además, se comprobó el funcionamiento tanto el subsistema digital de cada píxel como el de la lógica de comunicación sintetizada. El funcionamiento del subsistema digital de cada píxel fue comprobado mediante la inyección de señales y configuración de registros, de forma tal de incrementar el contador incluido en el píxel y luego leer su contenido. Además, se comprobó el funcionamiento del modo TOT incrementando el contador al ritmo de la señal externa `timerCk`.

Para concluir, los errores hallados en el diseño fueron corregidos y se enviará una segunda versión para su fabricación en la próxima fecha disponible. Si bien no fue posible comprobar el funcionamiento del detector en todos sus modos de operación y con todos los bloques, sí se pudo realizar una caracterización de parte del subsistema analógico y comprobar el funcionamiento de los bloques digitales. El gran rango dinámico obtenido y la capacidad de contar partículas o TOT hacen que el detector sea útil en una gran gama de experimentos de física.

Bibliografía

- [1] Flakus, F. Detecting and measuring ionizing radiation- a short history. *IAEA bulletin*, **23** (4), 31–36, 1982. [1](#), [2](#)
- [2] Aad, G., Butterworth, J., Thion, J., Bratzler, U., Ratoff, P., Nickerson, R., *et al.* The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider. *Jinst*, **3**, S08003, 2008. [2](#)
- [3] Berger, N., Collaboration, M., *et al.* The mu3e experiment. *Nuclear Physics B-Proceedings Supplements*, **248**, 35–40, 2014. [2](#)
- [4] Knoll, G. F. Radiation detection and measurement. John Wiley & Sons, 2010. [3](#), [4](#), [39](#), [66](#)
- [5] Sze, S. M., Ng, K. K. Physics of semiconductor devices. John wiley & sons, 2006. [3](#), [35](#)
- [6] Cristoloveanu, S., Li, S. Electrical characterization of silicon-on-insulator materials and devices, tomo 305. Springer Science & Business Media, 2013. [5](#), [35](#), [36](#)
- [7] Goiffon, V. Radiation effects on CMOS active pixel image sensors. En: Ionizing Radiation Effects in Electronics: From Memories to Imagers, págs. 295–332. CRC Press, 2015. [6](#), [7](#), [26](#), [27](#), [28](#), [64](#)
- [8] Benedetto, J. M., Boesch, H. The relationship between ^{60}Co and 10-keV X-ray damage in MOS devices. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **33** (6), 1317–1323, 1986. [10](#), [12](#)
- [9] Oldham, T. R., McLean, F. B. Total ionizing dose effects in MOS oxides and devices. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **50** (3), 483–499, 2003. [10](#), [11](#), [13](#), [46](#)
- [10] Schwank, J. R., Shaneyfelt, M. R., Fleetwood, D. M., Felix, J. A., Dodd, P. E., Paillet, P., *et al.* Radiation effects in MOS oxides. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **55** (4), 1833–1853, 2008. [10](#), [11](#), [12](#), [13](#), [14](#), [15](#), [16](#), [17](#), [18](#), [19](#), [35](#), [36](#), [41](#), [46](#)
- [11] Hughes, R. C. Charge-carrier transport phenomena in amorphous SiO_2 : Direct measurement of the drift mobility and lifetime. *Phys. Rev. Lett.*, **30**, 1333–1336, 1973. [10](#)
- [12] McLean, F., Boesch Jr, H., Oldham, T. Electron-hole generation, transport and trapping in SiO_2 . En: Ionizing radiation effects in MOS devices and circuits. 1989. [12](#)

- [13] McLean, F. B., Oldham, T. R. Basic mechanisms of radiation effects in electronic materials and devices. Inf. téc., Harry Diamond Labs Adelphi Md, 1987. [13](#), [36](#)
- [14] Warren, W. L., Shaneyfelt, M. R., Fleetwood, D. M., Schwank, J. R., Winokur, P. S., Devine, R. A. B. Microscopic nature of border traps in MOS oxides. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **41** (6), 1817–1827, 1994. [13](#)
- [15] Fleetwood, D. M., Winokur, P. S., Schwank, J. R. Using laboratory X-ray and cobalt-60 irradiations to predict CMOS device response in strategic and space environments. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **35** (6), 1497–1505, 1988. [13](#)
- [16] Winokur, P. S. Radiation-induced interface traps. En: Ionizing radiation effects in MOS devices and circuits, págs. 193–255. Wiley, 1989. [13](#)
- [17] Schwank, J. R., Winokur, P. S., Sexton, F. W., Fleetwood, D. M., Perry, J. H., Dressendorfer, P. V., *et al.* Radiation-induced interface-state generation in MOS devices. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **33** (6), 1177–1184, 1986. [14](#)
- [18] Dentan, M. Radiation effects on electronic components and circuits. *CERN Training*, **11**, 2000. [15](#), [20](#)
- [19] Schwank, J. R., Ferlet-Cavrois, V., Shaneyfelt, M. R., Paillet, P., Dodd, P. E. Radiation effects in SOI technologies. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **50** (3), 522–538, 2003. [18](#)
- [20] Esqueda, I. S., Barnaby, H. J., McLain, M. L., Adell, P. C., Mamouni, F. E., Dixit, S. K., *et al.* Modeling the radiation response of fully-depleted SOI n-channel MOSFETs. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **56** (4), 2247–2250, 2009. [19](#)
- [21] Srour, J. R. Basic mechanisms of radiation effects on electronic materials, devices, and integrated circuits. Inf. téc., Northrop Research and Technology Center, Palos Verdes Peninsula, CA, 1982. [20](#), [21](#), [22](#)
- [22] Srour, J. R., Marshall, C. J., Marshall, P. W. Review of displacement damage effects in silicon devices. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **50** (3), 653–670, 2003. [20](#), [21](#), [22](#), [24](#), [69](#)
- [23] Li, Z. Experimental comparisons among various models for the reverse annealing of the effective concentration of ionized space charges (n_{eff}) of neutron irradiated silicon detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **42** (4), 224–234, 1995. [23](#)
- [24] Srour, J. R., Hartmann, R. A. Enhanced displacement damage effectiveness in irradiated silicon devices. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **36** (6), 1825–1830, 1989. [23](#)
- [25] Ziegler, J. F., Ziegler, M. D., Biersack, J. P. SRIM—the stopping and range of ions in matter (2010). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, **268** (11), 1818–1823, 2010. [24](#), [72](#)

- [26] MCNP, X. Monte carlo team, MCNP—a general purpose monte carlo n-particle transport code, version 5. Inf. téc., LA-UR-03 1987, Los Alamos National Laboratory, April 2003, The MCNP5 code . . . , 5. [24](#)
- [27] Agostinelli, S., Allison, J., Amako, K. a., Apostolakis, J., Araujo, H., Arce, P., *et al.* Geant4—a simulation toolkit. *Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **506** (3), 250–303, 2003. [24](#)
- [28] Messenger, S. R., Burke, E. A., Summers, G. P., Xapsos, M. A., Walters, R. J., Jackson, E. M., *et al.* Nonionizing energy loss (NIEL) for heavy ions. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **46** (6), 1595–1602, 1999. [24](#), [75](#)
- [29] Hopkinson, G. R., Dale, C. J., Marshall, P. W. Proton effects in charge-coupled devices. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **43** (2), 614–627, 1996. [24](#)
- [30] Summers, G. P., Burke, E. A., Dale, C. J., Wolicki, E. A., Marshall, P. W., Gehlhausen, M. A. Correlation of particle-induced displacement damage in silicon. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **34** (6), 1133–1139, 1987. [24](#), [25](#)
- [31] Goiffon, V., Estriebeau, M., Magnan, P. Overview of ionizing radiation effects in image sensors fabricated in a deep-submicrometer CMOS imaging technology. *IEEE Transactions on Electron Devices*, **56** (11), 2594–2601, 2009. [26](#)
- [32] Goiffon, V., Magnan, P., Saint-pe, O., Bernard, F., Rolland, G. Total dose evaluation of deep submicron CMOS imaging technology through elementary device and pixel array behavior analysis. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **55** (6), 3494–3501, 2008. [26](#)
- [33] Goiffon, V., Virmontois, C., Magnan, P., Cervantes, P., Corbière, F., Estriebeau, M., *et al.* Radiation damages in CMOS image sensors: testing and hardening challenges brought by deep sub-micrometer CIS processes. En: Sensors, Systems, and Next-Generation Satellites XIV, tomo 7826, pág. 78261S. International Society for Optics and Photonics, 2010. [27](#), [28](#)
- [34] Srour, J. R., Lo, D. H. Universal damage factor for radiation-induced dark current in silicon devices. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **47** (6), 2451–2459, 2000. [28](#), [29](#)
- [35] Sarrabayrouse, G., Polischuk, V. MOS ionizing radiation dosimeters: from low to high dose measurement. *Radiation Physics and Chemistry*, **61** (3), 511 – 513, 2001. 8th International Symposium on Radiation Physics - ISRP8. [33](#)
- [36] Holmes-Siedle, A., Ravotti, F., Glaser, M. The dosimetric performance of RAD-FETs in radiation test beams. En: 2007 IEEE Radiation Effects Data Workshop, págs. 42–57. 2007. [33](#)
- [37] Lipovetzky, J., Garcia-Inza, M. A., Carbonetto, S., Carra, M. J., Redin, E., Salomone, L. S., *et al.* Field oxide n-channel MOS dosimeters fabricated in CMOS processes. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **60** (6), 4683–4691, 2013. [33](#), [46](#), [47](#)

- [38] Li, Y., Porter, W. M., Kshirsagar, C., Roth, I., Su, Y., Reynolds, M. A., *et al.* Fully-depleted silicon-on-insulator devices for radiation dosimetry in cancer therapy. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **61** (6), 3443–3450, 2014. [33](#), [46](#)
- [39] Yau, J.-B., Gordon, M. S., Rodbell, K. P., Koester, S. J., DeHaven, P. W., Park, D.-G., *et al.* FDSOI radiation dosimeters. En: VLSI Technology, Systems and Applications (VLSI-TSA), 2011 International Symposium on, págs. 1–2. IEEE, 2011. [33](#), [46](#)
- [40] Shaneyfelt, M. R., Hill, T. A., Gurrieri, T. M., Schwank, J. R., Flores, R. S., Dodd, P. E., *et al.* An embeddable SOI radiation sensor. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **56** (6), 3372–3380, 2009. [33](#), [46](#)
- [41] Bessia, F. A., Flandre, D., André, N., Irazoqui, J., Pérez, M., Berisso, M. G., *et al.* Fully-depleted SOI MOSFET sensors in accumulation mode for total dose measurement. En: 2018 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Proceedings (NSS/MIC), págs. 1–3. 2018. [34](#), [48](#)
- [42] Bessia, F. A., Flandre, D., André, N., Irazoqui, J., Pérez, M., Berisso, M. G., *et al.* Ultra low power ionizing dose sensor based on complementary fully depleted MOS transistors for radiotherapy application. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, págs. 1–1, 2019. [34](#), [35](#), [38](#), [40](#), [41](#), [42](#), [43](#), [44](#), [45](#), [48](#)
- [43] Flandre, D., Adriaensen, S., Afzalian, A., Laconte, J., Levacq, D., Renaux, C., *et al.* Intelligent SOI CMOS integrated circuits and sensors for heterogeneous environments and applications. En: Proceedings of IEEE Sensors, tomo 2, págs. 1407–1412 vol.2. 2002. [34](#), [35](#)
- [44] Flandre, D., Adriaensen, S., Akheyar, A., Crahay, A., Demeûs, L., Delatte, P., *et al.* Fully depleted SOI CMOS technology for heterogeneous micropower, high-temperature or RF microsystems. *Solid-State Electronics*, **45** (4), 541 – 549, 2001. [34](#)
- [45] Lim, H.-K., Fossum, J. G. Threshold voltage of thin-film silicon-on-insulator (SOI) MOSFET's. *IEEE Transactions on Electron Devices*, **30** (10), 1244–1251, 1983. [34](#)
- [46] Flandre, D. Problems in designing thin-film accumulation-mode p-channel SOI MOSFETs for CMOS digital circuit environment. *Electronics Letters*, **27** (14), 1280–1282, 1991. [34](#)
- [47] Flandre, D., Terao, A. Extended theoretical analysis of the steady-state linear behaviour of accumulation-mode, long-channel p-MOSFETs on SOI substrates. *Solid-State Electronics*, **35** (8), 1085 – 1092, 1992. [34](#)
- [48] Carbonetto, S. H., Garcia Inza, M. A., Lipovetzky, J., Redin, E. G., Sambuco Salomone, L., Faigon, A. Zero temperature coefficient bias in MOS devices. dependence on interface traps density, application to MOS dosimetry. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **58** (6), 3348–3353, 2011. [37](#)

- [49] Sarrabayrouse, G., Siskos, S. Temperature effects and accuracy of MOS radiation dosimeters. En: WSEAS International Conference. Proceedings. Mathematics and Computers in Science and Engineering, 7. World Scientific and Engineering Academy and Society, 2008. 37
- [50] Fippel, M., Haryanto, F., Dohm, O., Nüsslin, F., Kriesen, S. A virtual photon energy fluence model for monte carlo dose calculation. *Medical Physics*, **30** (3), 301–311, 2003. 39, 67
- [51] Martino, J. A., Lauwers, L., Colinge, J. P., Meyer, K. D. Model for the potential drop in the silicon substrate for thin-film SOI MOSFETs. *Electronics Letters*, **26** (18), 1462–1464, 1990. 42
- [52] Shaneyfelt, M. R., Fleetwood, D. M., Schwank, J. R., Hughes, K. L. Charge yield for cobalt-60 and 10-keV X-ray irradiations of MOS devices. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **38** (6), 1187–1194, 1991. 42
- [53] Adriaensen, S., Dessard, V., Flandre, D. 25 to 300°C ultra-low-power voltage reference compatible with standard SOI CMOS process. *Electronics Letters*, **38** (19), 1103–1104, 2002. 43, 44
- [54] Garcia-Inza, M., Carbonetto, S. H., Lipovetzky, J., Faigon, A. Radiation sensor based on MOSFETs mismatch amplification for radiotherapy applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **63** (3), 1784–1789, 2016. 45, 47
- [55] Pejović, M. M., Pejović, M. M., Jaksić, A. B., Stanković, K., Marković, S. A. Successive gamma-ray irradiation and corresponding post-irradiation annealing of pMOS dosimeters. *Nuclear Technology and Radiation Protection*, **27** (4), 341–345, 2012. 46
- [56] Fröhlich, L., Grulja, S., Löhl, F. DOSFET-L02, an advanced online dosimetry system for RADFET sensors. *Proc. IBIC*, **13**, 481–484, 2013. 46, 47
- [57] Esqueda, I. S., Barnaby, H. J. Modeling the non-uniform distribution of radiation-induced interface traps. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **59** (4), 723–727, 2012. 46
- [58] Sarrabayrouse, G., Siskos, S. Behaviour of high sensitivity MOS radiation dosimeters biased in the MTC current region. *Proceedings of the 9th WSEAS International Conference on Instrumentation, Measurement, Circuits and Systems, IMCAS '10*, págs. 38–41, 2010. 47
- [59] Garcia-Inza, M., Carbonetto, S., Lipovetzky, J., Carra, M. J., Salomone, L. S., Redin, E. G., *et al.* Switched bias differential MOSFET dosimeter. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **61** (3), 1407–1413, 2014. 47
- [60] S. Adriaensen, V. Dessard, D. Flandre. A voltage reference compatible with standard SOI CMOS processes and consuming 1 pA to 50 nA from room temperature up to 300°C. En: 2002 IEEE International SOI Conference, págs. 130–131. 2002. 47

- [61] Arsalan, M., Shamim, A., Shams, M., Tarr, N. G., Roy, L. Ultra low power CMOS-based sensor for on-body radiation dose measurements. *IEEE Journal on Emerging and Selected Topics in Circuits and Systems*, **2** (1), 34–41, 2012. 47
- [62] CNEA, INTI, UNSAM, UBA, CONICET. LabOSat. URL <http://www.unsam.edu.ar/escuelas/ciencia/labosat/espanol.asp>. 48
- [63] Pérez, M., Lipovetzky, J., Haro, M. S., Sidelnik, I., Blostein, J. J., Bessia, F. A., *et al.* Particle detection and classification using commercial off the shelf CMOS image sensors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **827**, 171 – 180, 2016. 49, 50, 51, 54, 58, 71
- [64] Servoli, L., Biagetti, D., Passeri, D., Spanti Gattuso, E. Characterization of standard CMOS pixel imagers as ionizing radiation detectors. *Journal of Instrumentation*, **5** (07), P07003–P07003, 2010.
- [65] Conti, E., Placidi, P., Biasini, M., Bissi, L., Calandra, A., Checcucci, B., *et al.* Use of a CMOS image sensor for an active personal dosimeter in interventional radiology. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*, **62** (5), 1065–1072, 2013. 49
- [66] Lozano, M., Cabruja, E., Collado, A., Santander, J., Ullán, M. Bump bonding of pixel systems. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **473** (1), 95 – 101, 2001. Proceedings of the 9th International Workshop on Vertex Detectors. 52
- [67] Cabruja, E., Bigas, M., Ullan, M., Pellegrini, G., Lozano, M. Special bump bonding technique for silicon pixel detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **576** (1), 150 – 153, 2007. Proceedings of the 8th International Workshop on Radiation Imaging Detectors. 52
- [68] Watt, J., Davidson, D., Johnston, C., Smith, C., Tlustos, L., Mikulec, B., *et al.* Dose reductions in dental X-ray imaging using Medipix. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **513** (1), 65 – 69, 2003. Proceedings of the 6th International Conference on Position-Sensitive Detectors. 52, 58
- [69] Jakubek, J., Holy, T., Lehmann, E., Pospisil, S., Uher, J., Vacik, J., *et al.* Neutron imaging with Medipix-2 chip and a coated sensor. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **560** (1), 143 – 147, 2006. Proceedings of the 13th International Workshop on Vertex Detectors.
- [70] Butler, A., Anderson, N., Tipples, R., Cook, N., Watts, R., Meyer, J., *et al.* Biomedical X-ray imaging with spectroscopic pixel detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **591** (1), 141 – 146, 2008. Radiation Imaging Detectors 2007. 52

- [71] Zhao, C., Konstantinidis, A. C., Zheng, Y., Anaxagoras, T., Speller, R. D., Kanicki, J. 50 μ m pixel pitch wafer-scale CMOS active pixel sensor x-ray detector for digital breast tomosynthesis. *Physics in Medicine and Biology*, **60** (23), 8977–9001, 2015. [52](#)
- [72] Alcalde Bessia, F., Pérez, M., Gomez Berisso, M., Piunno, N., Mateos, H., Pomiro, F. J., *et al.* X-ray micrographic imaging system based on COTS CMOS sensors. En: 2017 Argentine Conference of Micro-Nanoelectronics, Technology and Applications (CAMTA), págs. 1–4. 2017. [52](#)
- [73] Alcalde Bessia, F., Pérez, M., Lipovetzky, J., Piunno, N. A., Mateos, H., Sidelnik, I., *et al.* X-ray micrographic imaging system based on COTS CMOS sensors. *International Journal of Circuit Theory and Applications*, **46** (10), 1848–1857, 2018. [52](#), [53](#), [54](#), [55](#), [56](#), [57](#), [62](#)
- [74] Chantler, C. T., Olsen, K. J., Dragoset, R. A., Kishore, A. R., Kotochigova, S. A., Zucker, D. S. X-ray form factor, attenuation and scattering tables (version 2.0). *Inf. téc.*, 2003. [55](#)
- [75] Miller, H. R. Color filter array for CCD and CMOS image sensors using a chemically amplified thermally cured pre-dyed positive-tone photoresist for 365-nm lithography. En: Advances in Resist Technology and Processing XVI, tomo 3678, págs. 1083–1090. International Society for Optics and Photonics, 1999. [55](#)
- [76] Fujita, K., Mori, H., Kyuushima, R., Honda, M., Yamamoto, K. High resolution large formatted cmos flat panel sensors for x-ray. En: 2003 IEEE Nuclear Science Symposium. Conference Record (IEEE Cat. No.03CH37515), tomo 3, págs. 2114–2118 Vol.3. 2003. [56](#)
- [77] Estrada, J., Molina, J., Blostein, J., Fernández, G. Plasma effect in silicon charge coupled devices (CCDs). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **665**, 90 – 93, 2011. [58](#), [71](#)
- [78] Organization, W. H., *et al.* WHO handbook on indoor radon: a public health perspective. World Health Organization, 2009. [59](#)
- [79] Galimberti, C. L., Alcalde Bessia, F., Perez, M., Berisso, M. G., Sofo Haro, M., Sidelnik, I., *et al.* A low cost environmental ionizing radiation detector based on COTS CMOS image sensors. En: 2018 IEEE Biennial Congress of Argentina (ARGENCON), págs. 1–6. 2018. [59](#), [61](#), [62](#)
- [80] Bradski, G., Kaehler, A. Learning OpenCV: Computer vision with the OpenCV library. .°Reilly Media, Inc.”, 2008. [59](#)
- [81] RaspiRaw Project. Raspiraw. URL <https://github.com/6by9/raspiraw/>. [59](#)
- [82] Balmaceda, D. Determinacion del nivel de Radón en el ambiente mediante la implementación de un detector de partículas con un sensor de imagen CMOS. Licenciatura en física, Instituto Balseiro, 2019. [60](#)

- [83] Balmaceda, D. Identificación de interacciones de partículas en sensores de imagen de silicio. Maestría en ciencias físicas, Instituto Balseiro, 2019. [62](#)
- [84] Jerónimo Blostein, J., Estrada, J., Tartaglione, A., Sofo Haro, M., Fernández Moroni, G., Cancelo, G. Development of a novel neutron detection technique by using a boron layer coating a Charge Coupled Device. *Journal of Instrumentation* **10** P01006, 2015. [63](#)
- [85] Vanstalle, M., Husson, D., Higuieret, S., Trocmé, M., Lê, T., Nourreddine, A. Demonstrating the γ -transparency of a CMOS pixel detector for a future neutron dosimeter. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **662** (1), 45–48, 2012.
- [86] Zhang, Y., Hu-Guo, C., Husson, D., Higuieret, S., Lê, T.-D., Hu, Y. Design of a monolithic CMOS sensor for high efficiency neutron counting. *Microelectronics Journal*, **43** (11), 730–736, 2012.
- [87] Guardiola, C., Fleta, C., Pellegrini, G., García, F., Quirion, D., Rodríguez, J., *et al.* Ultra-thin 3D silicon sensors for neutron detection. *Journal of Instrumentation*, **7** (03), P03006, 2012.
- [88] Pérez, M., Blostein, J. J., Alcalde Bessia, F., Tartaglione, A., Sidelnik, I., Sofo Haro, M., *et al.* Thermal neutron detector based on COTS CMOS imagers and a conversion layer containing Gadolinium. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **893**, 157 – 163, 2018. [63](#)
- [89] Tartaglione A., Lipovetzky J., Gomez Berisso M., Pérez M., Alcalde Bessia F., Sidelnik I., Sofo Haro M., Blostein J.J., Pastoriza H. Detector de neutrones térmicos y subtérmicos de alta resolución espacial en dos dimensiones basado en sensores electrónicos CCD y CMOS y un conversor que contiene gadolinio, 2016. INPI patent presentation number 2016011772. [63](#)
- [90] Alcalde Bessia, F., Pérez, M., Sidelnik, I., Sofo Haro, M., Blostein, J. J., Gómez Berisso, M., *et al.* COTS CMOS active pixel sensors damage after alpha, thermal neutron, and gamma irradiation. En: 2016 Argentine Conference of Micro-Nanoelectronics, Technology and Applications (CAMTA), págs. 22–26. 2016. [64](#), [67](#), [76](#)
- [91] Alcalde Bessia, F., Pérez, M., Sofo Haro, M., Sidelnik, I., Jerónimo Blostein, J., Suárez, S., *et al.* Displacement damage in CMOS image sensors after thermal neutron irradiation. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **65** (11), 2793–2801, 2018. [64](#), [65](#), [68](#), [69](#), [70](#), [72](#), [73](#), [74](#), [75](#), [76](#)
- [92] Mughabghab, S. F. Atlas of Neutron Resonances: Resonance Parameters and Thermal Cross Sections. Z= 1-100. Elsevier, 2006. [64](#)
- [93] Baumann, R., Hossain, T., Smith, E., Murata, S., Kitagawa, H. Boron as a primary source of radiation in high density drams. En: 1995 Symposium on VLSI Technology. Digest of Technical Papers, págs. 81–82. 1995. [64](#)

- [94] Baumann, R., Hossain, T., Murata, S., Kitagawa, H. Boron compounds as a dominant source of alpha particles in semiconductor devices. En: Reliability Physics Symposium, 1995. 33rd Annual Proceedings., IEEE International, págs. 297–302. 1995. [64](#), [74](#)
- [95] Hossain, T., Posey, D., Fullwood, C., Clopton, M. Neutron intercepting silicon chip (NISC) - a sensitive neutron detector. En: 2007 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record, tomo 2, págs. 1498–1499. 2007. [64](#)
- [96] Unlu, K., Celik, C., Narayanan, V., Hossain, T. Z. Investigation of critical charge and sensitive volume of the neutron intercepting silicon chip (NISC). En: 2013 3rd International Conference on Advancements in Nuclear Instrumentation, Measurement Methods and their Applications (ANIMMA), págs. 1088–1093. 2013. DOI: 10.1109/ANIMMA.2013.6727921. [64](#)
- [97] Virmontois, C., Goiffon, V., Magnan, P., Girard, S., Inguibert, C., Petit, S., *et al.* Displacement damage effects due to neutron and proton irradiations on cmos image sensors manufactured in deep submicron technology. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **57** (6), 3101–3108, 2010. [64](#)
- [98] Lane, D. W. X-ray imaging and spectroscopy using low cost COTS CMOS sensors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, **284**, 29 – 32, 2012. E-MRS 2011 Spring Meeting, Symposium M: X-ray techniques for materials research-from laboratory sources to free electron lasers. [65](#)
- [99] Ziegler, J. F., Ziegler, M., Biersack, J. SRIM – the stopping and range of ions in matter (2010). *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, **268** (11), 1818 – 1823, 2010. 19th International Conference on Ion Beam Analysis. [66](#), [74](#)
- [100] Abdushukurov, D. A., Abduvokhidov, M. A., Bondarenko, D. V., Muminov, K. K., Toshov, T. A., Chistyakov, D. Y. Modeling the registration efficiency of thermal neutrons by gadolinium foils. *Journal of Instrumentation*, **2** (04), P04001, 2007. [66](#)
- [101] Shoulong, X., Shuliang, Z., Youjun, H. γ -ray detection using commercial off-the-shelf CMOS and CCD image sensors. *IEEE Sensors Journal*, **17** (20), 6599–6604, 2017. [67](#), [70](#)
- [102] Theuwissen, A. J. P. Influence of terrestrial cosmic rays on the reliability of CCD image sensors;part 1: Experiments at room temperature. *IEEE Transactions on Electron Devices*, **54** (12), 3260–3266, 2007. [69](#), [70](#)
- [103] Theuwissen, A. J. P. Influence of terrestrial cosmic rays on the reliability of CCD image sensors;part 2: Experiments at elevated temperature. *IEEE Transactions on Electron Devices*, **55** (9), 2324–2328, 2008. [69](#), [70](#)
- [104] Belloir, J. M., Goiffon, V., Virmontois, C., Raine, M., Paillet, P., Magnan, P., *et al.* Dark current spectroscopy on alpha irradiated CMOS image sensors. En: 2015 15th European Conference on Radiation and Its Effects on Components and

- Systems (RADECS), págs. 215–218. 2015. DOI: 10.1109/RADECS.2015.7365597. [69](#)
- [105] Belloir, J.-M., Goiffon, V., Virmontois, C., Paillet, P., Raine, M., Magnan, P., *et al.* Dark current spectroscopy on alpha irradiated pinned photodiode CMOS image sensors. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, **63** (4), 2183–2192, 2016. [69](#)
- [106] Goiffon, V. Ch.11 - Radiation Effects on CMOS Active Pixel Image Sensors. En: Ionizing Radiation Effects in Electronics From Memories to Imagers. CRC Press, 2015. [71](#)
- [107] Limandri, S., Olivares, C., Rodriguez, L., Bernardi, G., Suárez, S. PIXE facility at Centro Atómico Bariloche. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, **318** (Part A), 47 – 50, 2014. The 13th International Conference on Particle Induced X-ray Emission (PIXE 2013). [72](#)
- [108] Mayer, M., Annen, A., Jacob, W., Grigull, S. The $^{11}\text{B}(p,a)^8\text{Be}$ nuclear reaction and $^{11}\text{B}(p,p)^{11}\text{B}$ backscattering cross sections for analytical purposes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*, **143** (3), 244 – 252, 1998. Data retrieved from the IBANDL database, IAEA, 2018 at <http://www-nds.iaea.org/ibandl/>. [72](#)
- [109] Mayer, M. SIMNRA: Computer simulation of RBS, ERDA and NRA (with license number in name of Sergio Suárez). <http://home.mpcdf.mpg.de/~mam/index.html>. [72](#)
- [110] Vasilyev, V., Lin, C.-C., Gn, F., Cuthbertson, A. Comparative analysis of pre-metal dielectric gap-fill capability for ULSI device applications. **8**, 1999. [72](#)
- [111] Kirchhoff, M., Ilg, M., Cote, D. Application of borophosphosilicate glass (BPSG) in microelectronic processing. *Berichte der Bunsengesellschaft für physikalische Chemie*, **100** (9), 1434–1437. [72](#), [74](#)
- [112] Thompson, A. C., Vaughan, D., *et al.* X-ray data booklet, tomo 8. Lawrence Berkeley National Laboratory, University of California Berkeley, CA, 2001. [99](#)

Publicaciones asociadas

En revistas internacionales

1. Alcalde Bessia, F., Flandre, D., André, N., Irazoqui, J., Pérez, M., Berisso, M. G., et al. Ultra low power ionizing dose sensor based on complementary fully depleted MOS transistors for radiotherapy application. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 2019.
2. Alcalde Bessia, F., Pérez, M., Lipovetzky, J., Piunno, N. A., Mateos, H., Sidelnik, I., et al. X-ray micrographic imaging system based on COTS CMOS sensors. *International Journal of Circuit Theory and Applications*, 46 (10), 1848–1857, 2018.
3. Alcalde Bessia, F., Pérez, M., Sofo Haro, M., Sidelnik, I., Jerónimo Blostein, J., Suárez, S., et al. Displacement damage in CMOS image sensors after thermal neutron irradiation. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 65 (11), 2793–2801, 2018.

En congresos

1. F. A. Bessia et al. Fully-Depleted SOI MOSFET Sensors in Accumulation Mode for Total Dose Measurement. *2018 IEEE Nuclear Science Symposium and Medical Imaging Conference Proceedings (NSS/MIC)*, Sydney, Australia, 2018.
2. Alcalde Bessia, F., Pérez, M., Gomez Berisso, M., Piunno, N., Mateos, H., Pomiro, F. J., et al. X-ray micrographic imaging system based on COTS CMOS sensors. En: *2017 Argentine Conference of Micro-Nanoelectronics, Technology and Applications (CAMTA)*, 2017.
3. Galimberti, C. L., Alcalde Bessia, F., Perez, M., Berisso, M. G., Sofo Haro, M., Sidelnik, I., et al. A low cost environmental ionizing radiation detector based on COTS CMOS image sensors. *2018 IEEE Biennial Congress of Argentina (ARGENCON)*, 2018.
4. Alcalde Bessia, F., Pérez, M., Sidelnik, I., Sofo Haro, M., Blostein, J. J., Gómez Berisso, M., et al. COTS CMOS active pixel sensors damage after alpha, thermal neutron, and gamma irradiation. *2016 Argentine Conference of Micro-Nanoelectronics, Technology and Applications (CAMTA)*, págs. 22–26. 2016.

Otras publicaciones

En revistas internacionales

1. Lipovetzky, José; Cicuttin, Andrés; Crespo, María Liz; Sofo Haro, Miguel; Alcalde Bessia, Fabricio; Pérez, Martín; Gómez Berisso, Mariano. Multi-Spectral X-Ray Transmission Imaging Using A BSI CMOS Image Sensor. *Radiation Physics And Chemistry* (OXFORD). Amsterdam. Pergamon Elsevier Science Ltd. 2019.
2. Sidelnik, Iván; Asorey, Hernán; Guarín, Nicolás; Durán, Mauricio Suárez; Alcalde Bessia, Fabricio; Arnaldi, Luis Horacio; Berisso, Mariano Gómez; Lipovetzky, José; Pérez, Martín; Haro, Miguel Sofo; Blostein, Juan Jerónimo. Neutron Detection Capabilities Of Water Cherenkov Detectors. *Nuclear Instruments And Methods In Physics Research A – Accelerators, Spectrometers, Detectors And Associated Equipament*. Amsterdam. Elsevier Science Bv. 2019.
3. Pérez, Martín; Blostein, Juan Jerónimo; Alcalde Bessia, Fabricio; Tartaglione, Aureliano; Sidelnik, Iván; Haro, Miguel Sofo; Suárez, Sergio; Gimenez, Melisa Lucía; Berisso, Mariano Gómez; Lipovetzky, Jose. Thermal Neutron Detector Based On COTS CMOS Imagers And A Conversion Layer Containing Gadolinium. *Nuclear Instruments And Methods In Physics Research A – Accelerators, Spectrometers, Detectors And Associated Equipament*. Amsterdam. Elsevier Science Bv. 2018.
4. Martín Pérez; José Lipovetzky; Miguel Sofo Haro; Iván Sidelnik; Juan Jerónimo Blostein; Fabricio P. Alcalde Bessia; Mariano Gómez Berisso. Particle detection and classification using commercial off the shelf CMOS image sensors. *Nuclear Instruments And Methods In Physics Research A – Accelerators, Spectrometers, Detectors And Associated Equipament*. Amsterdam. Elsevier Science Bv. 2016.

En congresos

1. M. Perez et al. Implementation of an ionizing radiation detector based on a FPGA-controlled COTS CMOS image sensor. *2017 XVII Workshop on Information Processing and Control (RPIC)*, Mar del Plata, 2017.
2. H. Mateos, J. Lipovetzky, F. A. Bessia, M. Perez, P. Cappagli and M. G. Berisso. Characterization of sensors and design of an embedded photodetectors array for beam profile measurements in radiotherapy. *2017 Eight Argentine Symposium and Conference on Embedded Systems (CASE)*, Buenos Aires, 2017.

Agradecimientos

Agradezco a José Lipovetzky, Martín Pérez, Miguel Sofo Haro, Horacio Arnaldi, Mariano Gómez Berisso, Jerónimo Blostein, Iván Sidelnik, Ignacio Artola, Leonardo Salazar, Manuel Gonzalez y Horacio Mateos por haber sido parte del grupo de trabajo y haber aportado en mayor o menor medida a la realización de esta tesis.

Agradezco también al profesor Denis Flandre (UCL) y al profesor Ivan Perić (KIT) por haberme recibido en Bélgica y Alemania, respectivamente, y haber puesto a disposición todas las herramientas para que pueda llevar adelante una parte importante de esta tesis.

Agradezco también a mis amigos de la 514 & asociados, y a Rober por haber hecho más amenos todos estos del doctorado y haber compartido sus experiencias conmigo.

Finalmente, agradezco especialmente a mi familia por haberme alentado y por ser un soporte firme para todos mis proyectos.

