

UNIVERSIDAD NACIONAL DE GENERAL SAN MARTIN
COMISIÓN NACIONAL DE ENERGÍA ATÓMICA

“Prof. Jorge A. Sabato”

Estudio de la degradación de dispositivos nano-micro
electrónicos y desarrollo de técnicas de diagnóstico
empleando un micro haz de iones pesados de alta energía.

Por Lic. Nahuel Agustín Vega

Director

Dr Mario Ernesto Debray

Codirector

Dr. Félix Palumbo

Tesis para optar al título de Doctor en Ciencia y Tecnología mención Física

República Argentina

2020

**There are more things in heaven and earth, Horatio,
Than are dreamt of in your philosophy.**

- Hamlet

1 Agradecimientos

A los operadores y personal del Tandar: Toto, Tito, Donaire, Gabriel, Andrés, Matías, Omar y Sergio por la buena onda desde que llegabamos a la mañana hasta que nos íbamos a la noche.

A Cristian Kristukat y Romualdo Ferreyra por el apoyo y el trabajo que pusieron en estos resultados

A Seba Pazos porque por mucho tiempo fue el único ingeniero que me atendía el teléfono y me explicaba muchisimas cosas que tuve que aprender

A Nahuel Muller por la buena predisposición y el inmenso trabajo que hizo para esta tesis

A Mario por la paciencia.

Resumen

El siguiente trabajo se trata sobre el daño por radiación transitorio y permanente inducido por iones pesados en dispositivos microelectrónicos modernos empleando el Microhaz del acelerador TANDAR. Se discute la importancia y la predicción de éstos efectos en el ambiente satelital. Se describen los distintos tipos de radiación (electrones, iones livianos y pesados, neutrones, rayos x y gamma) que se encuentran en los distintos estratos de la alta atmósfera y el espacio, su abundancia y energía. Se analiza una de las mas utilizadas herramientas de predicción de daño acumulado y transitorio disponibles llamada SPENVIS que puede calcular las dosis recibidas por los satélites considerando su altura, trayectoria y sus distintas capas de blindaje. Se discuten los mecanismos de interacción de los iones con la materia y sus efectos en base a simulaciones con el software SRIM/TRIM. Por ejemplo, la ionización que genera efectos de evento simple usualmente transitorios en los circuitos irradiados hasta los defectos de vacancias generadas en la red de átomos que forman el dispositivo y causan daño permanente.

En la sección Microhaz de iones pesados se describe la línea del microhaz del acelerador TANDAR y las modificaciones realizadas para llevar a cabo éstos experimentos como los cambios en el sistema de microscopía en la cámara de irradiación y el microposicionador junto con sus adaptadores de vacío. Para simular las condiciones espaciales de irradiación, fue necesario reducir los flujos de iones varios órdenes de magnitud respecto a los experimentos que se realizaban previamente en la línea como MicroPIXE o micromecanizado. Para medir bajos flujos de iones (100 por segundo o menores) se diseñó un sistema con un detector tipo diodo PIN montado sobre un brazo motorizado que interpone el detector en el camino del haz en intervalos regulares durante los cuales mide el número de iones por segundo y luego se aparta para dejar que el haz alcance la muestra. Para conseguir bajos flujos a partir de los flujos de trabajo usuales de la línea del microhaz se implementó un deflector electroestático como atenuador. El deflector aplica un campo eléctrico en una sección del camino del haz, logrando desviar ligeramente la dirección de este de modo que no llegue a la cámara de irradiación y cortando así la corriente. Aplicando una señal cuadrada en la entrada del deflector, modulada por ancho de pulso, se logró controlar la corriente de iones de modo quasi-contínuo. Además, este mecanismo se utilizó en simultáneo con el sistema de barrido XY del microhaz para generar patrones de irradiación de gradiente constante en Niobato de Litio, si bien no tiene una aplicación directa a los temas de ésta tesis, su desarrollo fue consecuencia del estudio del deflector como atenuador.

Se discutieron las características distintivas de un semiconductor que está reemplazando al silicio en algunas aplicaciones de alta frecuencia y/o alta potencia en la sección Nitruro de Galio (GaN). En particular, se explican las características de los transistores de heteroestructura HFET. Se estudió el daño por radiación de iones pesados de transistores HFET formados por la heterojuntura AlInN/GaN crecidos sobre silicio. Se analizó la evolución de las características tensión corriente (IV) en función de la fluencia y la degradación en el espectro de fotoluminiscencia. Se modelaron los resultados empleando un modelo TCAD e introduciendo defectos tipo aceptores, como en la bibliografía consultada referida a irradiaciones con protones. Si bien el modelo simuló correctamente el comportamiento de las curvas IV en función de la fluencia, algunos autores correlacionan el número de aceptores introducidos en la estructura con el número de vacancias en la red de GaN predichas por el software TRIM. Esta correlación no se sostiene para las irradiaciones con iones pesados presentadas en este trabajo. Las razones son un tema de discusión actual en el campo del daño por radiación en dispositivos de tecnología GaN pero algunas hipótesis se discuten aquí.

Se realizaron experimentos de Ion Beam Induced Current (IBIC) en diodos. Este tipo de experimentos se basa en estudiar los pulsos de corriente generados en los diodos debido a la interacción de un solo ion en función de: el tiempo, la posición en la que impacta el ion en el dispositivo, la tensión de polarización etc. Para todos los experimentos de medición de pulsos tanto en diodos como en circuitos se emplearon osciloscopios rápidos (~1GHz) registrando en un

canal la salida del dispositivo y en otros dos canales una señal proporcional a la posición de barrido del microhaz. Utilizando la señal de disparo en el canal conectado al dispositivo, se adquirieron los pulsos en función de la posición. Estudiando los procesos de colección de carga se pueden inferir características del dispositivo como la distribución de su campo eléctrico interno. En esta sección se analizaron los efectos de borde de un fotodiodo Hamamatsu S1223 observando la evolución temporal de los pulsos inducidos por iones. También se estudiaron los efectos de borde en un diodo PN de tecnología GaN de alta tensión de ruptura.

Se estudiaron los pulsos generados por iones en un buffer de salida CMOS digital con distintas polarizaciones (entrada en High y en Low). La resolución espacial del microhaz permitió distinguir los pulsos generados por impactos en los transistores en corte y en saturación. Solo cuando los iones impactaron sobre transistores en corte se detectaron pulsos a la salida. Éstos resultados fueron coherentes con las simulaciones realizadas en SPICE empleando un modelo analítico de colección de carga llamado "doble exponencial" que asume la colección de carga en una profundidad de $\sim 2\mu\text{m}$ en el dispositivo, similar a lo reportado en la bibliografía para este tipo de tecnología.

Se irradió un Amplificador Operacional de tecnología de fabricación CMOS de 180nm. Se adquirieron los pulsos de salida en función de la posición y se correlacionaron las posiciones del haz donde los pulsos fueron generados con el layout de diseño del circuito. Se compararon los resultados obtenidos con simulaciones de SPICE de forma similar a la irradiación del buffer de salida digital. En este caso, debido a que el circuito presentaba pares de transistores interdigitados entre sí, se utilizó un modelo de "charge sharing" o carga compartida. Así, puede considerarse que la carga depositada por cada ion es colectada por dos transistores cercanos al mismo tiempo. Se obtuvieron de este modo pulsos en las simulaciones de SPICE mas similares a los registrados experimentalmente respecto a los obtenidos sin considerar efectos de "charge sharing".

Abstract

The following addresses permanent and transient damage of microelectronic devices induced by heavy ion radiation using the Micro Beam line of the TANDAR accelerator. The importance and prediction of these effects in satellite environment is discussed. The different types of radiation (electrons, light and heavy ions, neutrons, x-rays and gamma rays) found in the strata of the high atmosphere and space, their abundance and energy are described. SPENVIS software was described in this work as a useful tool to predict doses and transient effects for a satellite in a given orbit with a given shielding. The mechanisms of interaction of ions with matter and their effects are discussed based on simulations with SRIM / TRIM software. For example, the crystal lattice displacements that generate permanent damage or the ionization processes that are the cause of transient effects.

The changes made in the microbeam line of the TANDAR accelerator such as the microscopy system and the new micropositioner are described in The Heavy Ion Microbeam section. In order to simulate the space irradiation conditions, it was necessary to reduce the ion fluxes several orders of magnitude compared to the experiments that were previously carried out on the line such as MicroPIXE or micromachining. To measure low ion fluxes (100 per second or less) a system with PIN diode-type detector was designed. It was mounted on a motorized arm that interposes the detector in the beam path at regular intervals during which it measures the number of ions per second and is then set aside to let the beam reach the sample. In order to achieve low flows from the usual workflows of the micro beam line, an electrostatic deflector was implemented as an attenuator. The deflector applies an electric field in a section of the beam path, managing to slightly deflect the direction of the beam so that it does not reach the irradiation chamber and thus cutting off the current. Applying a square signal at the input of the deflector (pulse width modulated) it was possible to control the current of ions in a quasi-continuous way. In addition, this mechanism was used simultaneously with the XY scanning system of the microbeam to generate constant gradient irradiation patterns in Lithium Niobate. Although it does not have a direct application to the field of this thesis, its development was a consequence of the study of the deflector as an attenuator.

The distinctive characteristics of Gallium Nitride (GaN), a semiconductor that replaces silicon in some high frequency and / or high power applications were discussed in the section Gallium Nitride. In particular, the characteristics of the HFET heterostructure transistors are explained. Heavy ion radiation damage of HFET transistors formed by the AlInN / GaN heterojunction grown on silicon was studied. The evolution of the current voltage (IV) characteristics and degradation in the photoluminescence spectrum were analyzed. The results were modeled using a TCAD model and introducing acceptor-type defects, as in the consulted literature referring to proton irradiation. Although the model correctly simulates the behavior of the IV curves as a function of the dose, some authors correlate the number of acceptors introduced in the structure with the number of vacancies in the GaN lattice predicted by TRIM software. This correlation is not supported for heavy ion irradiation presented in this work. The reasons are a current topic of discussion in the field of radiation damage in GaN technology devices but some hypothesis are discussed.

Ion Beam Induced Current (IBIC) experiments were performed on diodes. This type of experiments is based on the study of current pulses generated in diodes due to the interaction of a single ion as a function of: time, the position in which the ion impacts on the device, the polarization voltage, etc. In all pulse measurement experiments in both diodes and circuits, fast oscilloscopes ($\approx 1\text{GHz}$) were used, recording in one channel the output of the device and in two other channels a signal proportional to the scanning position of the microbeam. Using the trigger signal on the channel connected to the device, the pulses were acquired simultaneously along with the position. By studying the charge collection processes, device characteristics such as the distribution of its internal electric field can be inferred. In this section, the edge effects of a

Hamamatsu S1223 photodiode were analyzed by studying the temporal evolution of ion-induced pulses. Edge effects were also studied on a PN diode of high breaking voltage GaN technology.

The pulses generated by single ions in a digital CMOS output buffer with different polarizations (input in High and Low) were studied. The spatial resolution of the microbeam allowed to distinguish the pulses generated by impacts on different transistors in cut off and saturation polarization. Only when the ions impacted on transistors in cut off, pulses were detected in the output. These results were consistent with the SPICE simulations using an analytical model of charge collection called "double exponential", assuming that the charge collection depth of about 2 μ m thick, similar to the value reported in the literature for this type of technology.

One 180nm CMOS technology Operational Amplifier was irradiated. The output pulses were acquired and the beam positions were correlated with the circuit design layout. The results obtained were compared with SPICE simulations similar to the irradiation of the digital output buffer. In this case, because the circuit presented pairs of transistors interdigitated with each other, a charge sharing model was used. Thus, it can be considered that the charge deposited by each ion is collected by two nearby transistors at the same time. Pulses obtained in the SPICE simulations using charge sharing were very similar to those recorded experimentally. This was not the case when charge sharing was not used.

Contenido

1	Agradecimientos	2
2	Radiación Espacial	8
2.1	Efectos de la radiación en los semiconductores	13
2.2	Simulación de efectos de la radiación en ambiente espacial utilizando Spenvis	21
3	Microhaz de iones pesados	29
3.1	<i>Cambios en la cámara de irradiación realizados durante el transcurso de ésta tesis.</i>	35
3.2	<i>Deflector electrostático</i>	40
3.3	<i>Desarrollo futuro</i>	53
4	Nitruro de Galio.....	56
4.1	Daño por radiación en HFETs de tecnología AlInN GaN/Silicio.....	64
4.2	Simulación con TCAD.....	74
5	Corriente inducida por iones en diodos.....	79
5.1	Diodo Hamamatsu S1223.....	81
5.2	Diodo PN en Nitruro de Galio.....	86
6	Efectos producidos por ionización en circuitos CMOS.....	91
6.1	Irradiación de un buffer de salida CMOS	92
6.2	Irradiación de un OpAmp CMOS	99
7	Conclusiones.....	107
8	Glosario de siglas.....	109
9	Referencias.....	110
10	Publicaciones realizadas en el marco de esta tesis.....	116

I Experimental Setup of the Fast Current Controller for the Buenos Aires Heavy Ion

Microbeam

II Outstanding reliability of heavy ion irradiated AlInN/GaN on silicon HFETs

III Pulse Quenching and Charge-Sharing Effects on Heavy-Ion Microbeam Induced

ASET in a Full-Custom CMOS OpAmp

2 Radiación Espacial

El campo magnético de la tierra genera una región que desvía la mayor parte del viento solar llamada magnetósfera. Las líneas de campo atrapan partículas cargadas como electrones, protones y algunos iones pesados. Estas partículas giran en espiral envolviendo a las líneas de campo en dirección hacia los polos. El movimiento de todas estas partículas forma los dos cinturones primarios de radiación terrestre [1]. La Figura 1 muestra las 5 bandas de radiación ionizante en función de la distancia al centro de la tierra en unidades de radio terrestre (6380km). La mayoría de los satélites operan entre 1.2 y 10 radios terrestres, la órbita geo-sincrónica está aproximadamente a 35.000km o 6.6 radios terrestres. La Figura 2 indica el flujo de protones vs radio para energías en el rango de 0.1MeV hasta 400MeV.

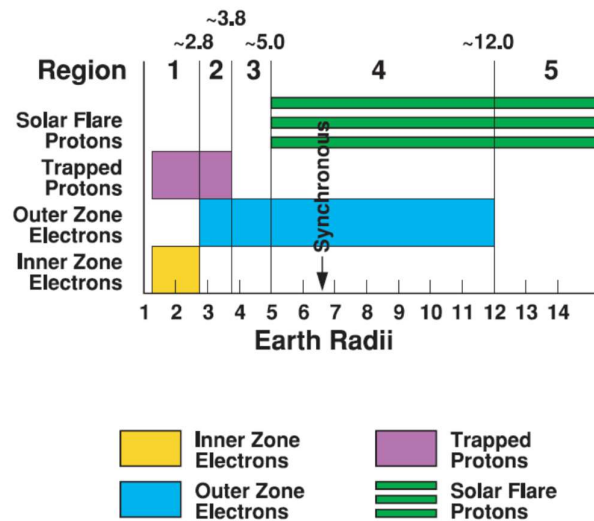


Figura 1 Cinturones de radiación ionizante [1]

Los protones que se encuentran en el espacio cercano a la tierra son una de las más prominentes fuentes de fallas transitorias y daño permanente en circuitos de semiconductores. Tienen un rango entre decenas de keV hasta centenas de MeV, con flujos de hasta 10^5 protones/cm².s con energías mayores a 30MeV. Con estas energías pueden fácilmente penetrar los blindajes y colisionar con la electrónica en el espacio.

Existe una relación entre la energía de los protones y la altitud (ver Figura 2), siendo los más energéticos los que se encuentran más cercanos a la superficie terrestre.

A la vez la distribución en toda la superficie de la tierra no es uniforme. La región donde es más probable encontrar protones de alta energía a baja altura es en la costa Este de Sudamérica debido a la diferencia entre el eje magnético y el de rotación de la tierra.

La Figura 3 muestra la heterogeneidad del flujo de protones. Se observa que a 500km de la superficie hay un flujo dos órdenes de magnitud superior sobre la zona norte del Mar Argentino respecto del resto del mapa; a 1000km de altitud la zona de mayor flujo se amplía ocupando buena parte del continente entre el norte de Patagonia y centro de Brasil y a 3000km la distribución sigue la forma del *Cinturón de Van Allen*.

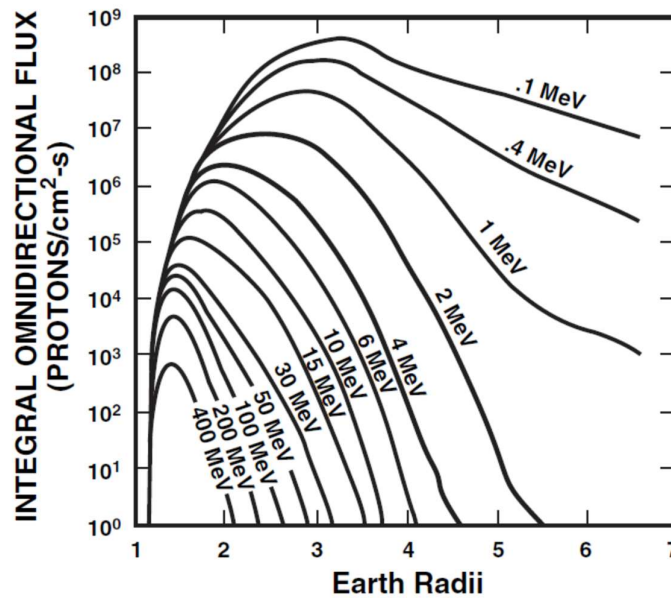


Figura 2 Flujo de protones vs radio [1]

Los cinturones de Van Allen están compuestos predominantemente por electrones y protones pero es sabido [2] que existen iones pesados atrapados en el campo magnético terrestre. El origen de estas partículas se debe a rayos cósmicos anómalos que son partículas neutras del medio interestelar que fueron ionizadas por el viento solar y aceleradas hasta 10MeV/nucleón para luego ser atrapadas en la magnetósfera. Estas partículas fueron medidas por la sonda espacial SAMPEX y el espectrómetro de masas espacial japonés MIDORI. En la Figura 4 se encuentra el mapa de los eventos correspondientes a ^{16}O de entre 16 y 200 MeV por nucleón.

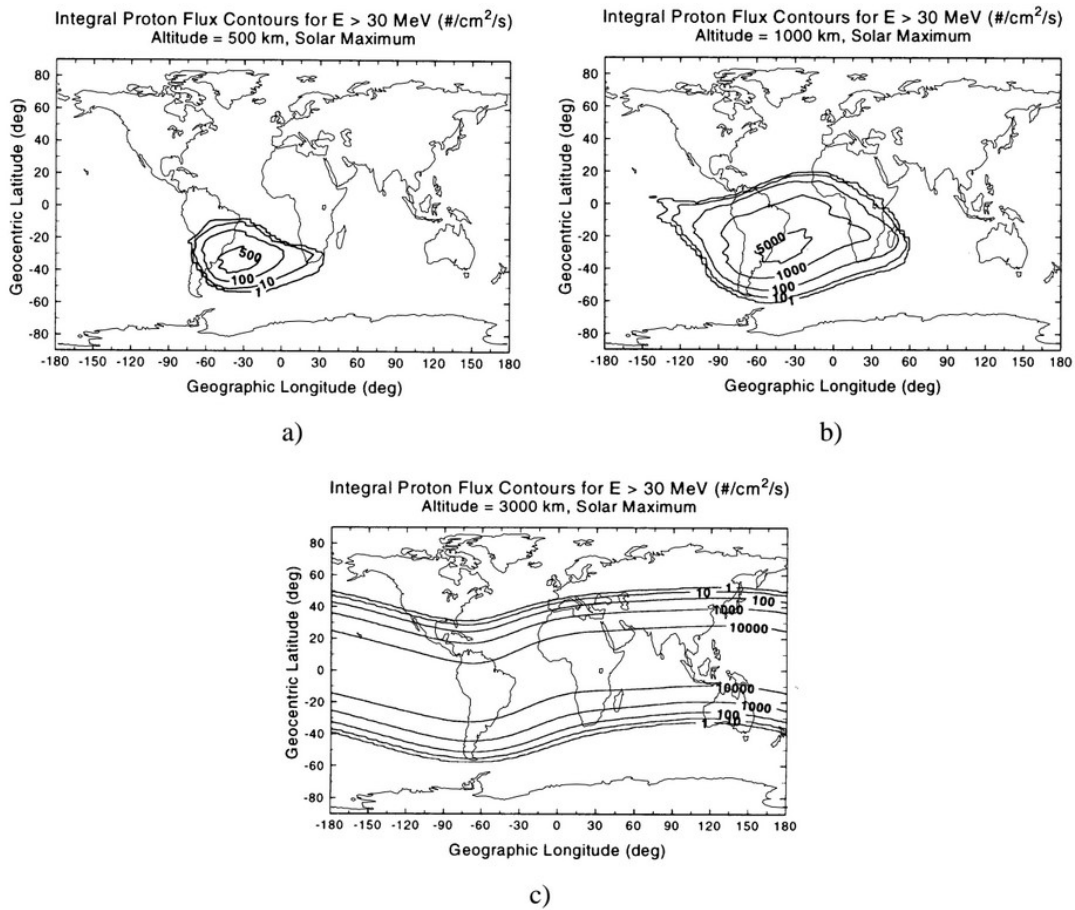


Figura 3 Flujo de protones de energías mayores a 30 MeV en unidades de flujo/cm²/s. La imagen a) corresponde a una altitud de 500km, la b) a 1000km la c) a 3000km [2]

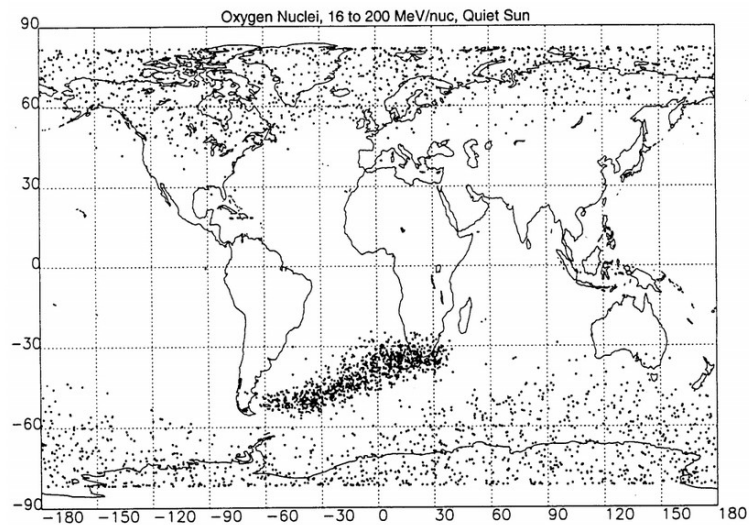


Figura 4 Mapa de los eventos de ¹⁶O entre 16 y 200 MeV por nucleón [2] .

El sol es una fuente importante de partículas que pueden causar fallas o daño en semiconductores. La actividad del sol es cíclica habiendo periodos activos y pasivos que en total duran un promedio de 11 años. A la vez existen picos de actividad que pueden durar días (eventos graduales) u horas (eventos impulsivos). Los eventos graduales pueden generar flujos de hasta 10^9 protones/cm²s durante los días que dure y son los responsables de la mayor parte del flujo de protones en el cinturón de Van Allen. En cambio los eventos impulsivos producen electrones de baja energía y iones pesados con energías de entre decenas de MeV/nucleón hasta centenas de GeV por nucleón [2]. El flujo de los eventos de iones pesados puede ser órdenes de magnitud superior al flujo de fondo galáctico. Puede haber del orden de 1000 eventos impulsivos durante un año activo del sol.

Los rayos cósmicos galácticos o *de fondo* también presentan una variación cíclica con la actividad solar. Están compuestos de protones muy energéticos e iones pesados que provienen del exterior del sistema solar. Estas partículas deben luchar contra el viento solar para entrar al sistema solar por lo que su intensidad baja entre un factor 2 y 10 en períodos de alta actividad solar. La composición de los rayos cósmicos galácticos está constituida en un 85% por protones, en un 14% por átomos de ⁴He y menos del 1% por iones más pesados (ver Figura 5). Sin embargo, esto no implica que los iones pesados son menos importantes que los protones para estudiar los efectos de la radiación en semiconductores, debido a que los iones suelen depositar más energía por unidad de longitud, este tema se discutirá más adelante. Los iones más pesados que ⁵⁶Fe son más ionizantes que los anteriores, pero mucho menos abundantes. En algunas publicaciones se refieren a este hecho como *iron treshold* o umbral del hierro.



Figura 5 Flujo de iones provenientes de rayos cósmicos galácticos vs masa atómica [3]

2.1 Efectos de la radiación en los semiconductores

Cuando se estudia la capacidad de un ion con cierta masa y energía dadas para producir daño o las fallas transitorias en circuitos es necesario comparar la transferencia de energía que cada ion deja en un material, normalmente silicio. Para ello se calcula la transferencia lineal de energía o LET (Linear Energy Transfer) que hace referencia a la pérdida de energía por unidad de longitud que deja una partícula en un material en particular, normalizado por la densidad del material. Normalmente, se emplean las unidades MeV/(mg/cm²). El LET mide el número de ionizaciones que una partícula cargada genera por unidad de distancia cuando atraviesa un dado material. El concepto involucra daño lateral producido por ionizaciones a lo largo de la trayectoria, en contraste con la longitud de la trayectoria o capacidad de penetración. En silicio un LET de 95 MeV/(mg/cm²) corresponde a una total de cargas libres de ~ 1pC/μm.

Resulta útil calcular la dosis absorbida por un material, de acuerdo a la definición de dosis como la energía absorbida por unidad de masa:

$$D = \frac{E_{abs}}{Masa} = \frac{N_{iones} \cdot E_{ión}}{V_{irrad} \cdot \rho} = \frac{N_{iones} \cdot E_{ión}}{A_{irrad} \cdot R \cdot \rho} = \left(\frac{N_{iones}}{A_{irrad}} \right) \cdot \frac{E_{ión}}{R \cdot \rho} = \frac{F \cdot E_{ión}}{R \cdot \rho}$$

Donde se asume que el ion es completamente detenido en el material. Para el Si la dosis medida en rad ($rad = 100 \cdot \frac{erg}{g}$) resulta:

$$D = 6,876 \cdot 10^{-5} \cdot \frac{F \cdot E_{ión}}{R} \quad [rad] \text{ Ecuación 1}$$

Aquí F es la fluencia [iones/cm²], E la energía del proyectil [MeV], ρ la densidad del material del blanco [g/cm³], R el rango de penetración calculado [μm] y el factor 6,876x10⁻⁵ resulta de la dosis medida en rad para el Si. Normalmente los semiconductores están realizados en silicio de alta pureza donde la densidad resulta 2.328 g/cm³.

También se puede escribir:

$$D = 1,602 \cdot 10^{-5} \cdot F \cdot LET \quad [rad]$$

donde el LET está expresado en [MeV/(mg/cm²)]. Aquí, el LET está tomado en general a alta energía donde la interacción del haz es fundamentalmente con los electrones atómicos del silicio.

Un concepto común en el ámbito de las simulaciones numéricas es el de poder de frenado o *stopping power* (SP). Se define como la fuerza responsable del frenado de un proyectil en un medio. Es numéricamente igual a la pérdida de energía ΔE por unidad de camino Δx :

$$SP = -\frac{\Delta E}{\Delta x}$$

El poder de frenado referido a un material será entonces el gradiente de la energía cinética del proyectil:

$$\overline{SP} = -\overline{\nabla E} = \overline{SP_e} + \overline{SP_n}$$

Posee dos términos, el poder de frenado electrónico responsable de las ionizaciones y el poder de frenado nuclear. Las unidades típicas para el SP son MeV/ μm y MeV/(mg/cm²). Para calcularlo existen modelos basados en los potenciales de Yukawa y Lennard Jones, como el modelo Ziegler, Biersack y Littmark (ZBL) que emplea un potencial efectivo semi-empírico y es usado junto con el método de Montecarlo por el programa SRIM-TRIM [3] para calcular datos como rango del proyectil, ionización, número de vacancias por unidad de longitud, etc.

El Stopping and Range of Ions in Matter (SRIM) desarrollado por James F. Ziegler, [4] es un código de Monte Carlo que simula el transporte de iones energéticos en los materiales y permite el cálculo de parámetros como las tasas de producción de vacancias o rangos proyectados en una gran variedad de sustratos materiales. En este trabajo se ha utilizado SRIM para calcular las dosis absorbidas de ionización ($D_{\text{ioniz}}(x)$), las dosis absorbidas no-ionizantes ($D_{\text{desplaz}}(x)$) y los rangos proyectados de ¹²C, ¹⁶O y ³⁵Cl en silicio. El cálculo de las dosis totales absorbidas de ionización para estos proyectiles en silicio depende de la determinación del LET y da una medida de las tasas de pérdida de energía por ionización a medida que la partícula penetra en el material y que se obtiene mediante de la tabla de rangos de SRIM. A partir de la Ecuación 1 el producto de este parámetro y la fluencia de partículas se puede obtener la dosis total ionizante absorbida

por el dispositivo. Para el cálculo de la dosis absorbida por efectos no-ionizantes, es necesario llevar a cabo un procedimiento más minucioso y que consiste en contar el número de vacantes efectivamente producidas. El procedimiento es similar al descrito en [6] y se basa en contar el número de vacantes generadas tanto por la partícula incidente como por los átomos en retroceso a partir del archivo de salida "vacancy.txt" del programa SRIM. Utilizando los valores calculados y multiplicándolos por la fluencia de partículas se pueden calcular las dosis ionizante y no ionizante absorbidas a partir de las expresiones,

$$D_{ioniz}(x) = 1,602 \cdot 10^{-8} \cdot LET(x) \cdot F$$

$$D_{no-ioniz}(x) = 1,602 \cdot 10^{-8} \cdot NIEL(x) \cdot F$$

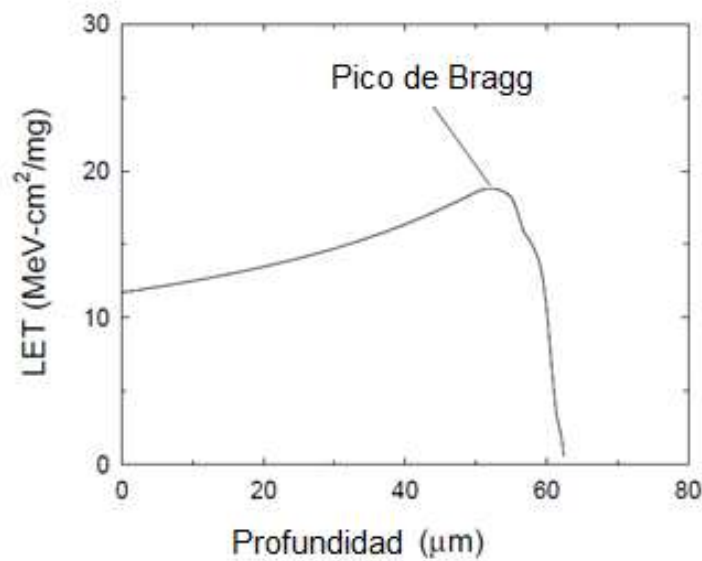


Figura 6 LET vs profundidad para Cloro a 210MeV en Silicio

Una curva de particular interés para entender la interacción es la de la Figura 6 que muestra una simulación de ^{35}Cl a 210 MeV impactando sobre un blanco de Silicio. Se observa como la transferencia llega a su máximo valor cerca de su rango máximo. Este punto es llamado Pico de Bragg y se observa cuando una partícula tiene una energía cercana a 1MeV/nucleón [4].

La Figura -7 muestra la ionización vs. profundidad para varios proyectiles simulados con el software TRIM. Se observa que el ^{35}Cl y el ^{12}C a energías de 95 MeV 20

MeV respectivamente tienen rangos menores a $30\mu\text{m}$, mientras que los demás (^{12}C a 45 MeV y ^1H a 10 y 100MeV) presentan rangos mayores a la escala graficada. Cabe destacar que los iones pesados en este rango de energías producen ionizaciones 3 o 4 órdenes de magnitud superiores a los protones por unidad de longitud. Por ende, en dispositivos electrónicos de algunas decenas de micrones de profundidad el efecto de los iones pesados puede ser tanto o más relevante que el efecto de los protones en condiciones espaciales típicas si se considera únicamente la ionización primaria.

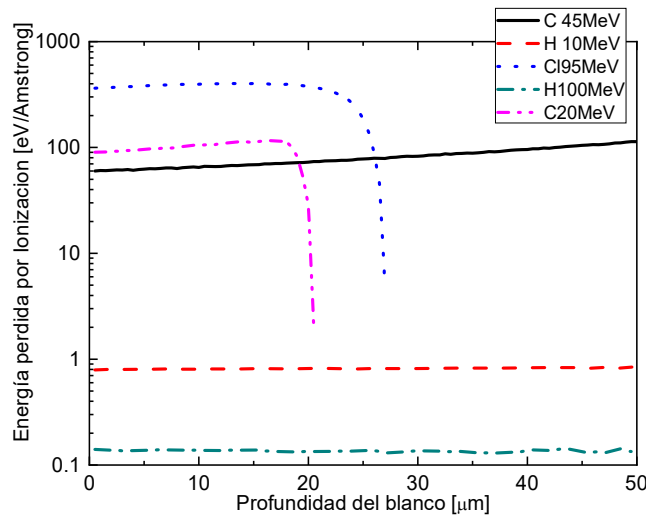


Figura -7 Ionización en silicio vs profundidad para algunas especies de interés en este trabajo. Simulación generada por el software TRIM.

La ionización puede producir efectos permanentes o transitorios en dispositivos electrónicos. Los efectos permanentes suelen estar asociados a carga atrapada en óxidos. Los efectos transitorios más comunes son los ocasionados por una partícula única, llamados efectos de evento simple o Single Event Effects (SEE).

Los principales mecanismos para la generación de SEE en condiciones espaciales son:

- Mediante la interacción del dispositivo con un ion pesado, por lo expuesto anteriormente el número de cargas libres que genera un ion pesado es suficiente para generar un pulso de corriente apreciable en un circuito;
- Mediante la interacción con un protón de alta energía. Si bien los protones dejan relativamente pocas cargas libres en los dispositivos y este número decrece al

aumentar la energía, los protones de alta energía pueden superar la barrera coulombiana de alguno de los átomos que forma el semiconductor y así inducir una reacción nuclear. Los productos de ésta reacción pueden moverse y generar cargas libres en el dispositivo en forma similar a un ion pesado. Si bien el efecto es producido por un único protón, la probabilidad de ocurrencia es mucho menor a la de los iones pesados (considerando la misma fluencia) debido a que está mediada por la sección eficaz de la reacción nuclear.

- Mediante la interacción con un neutrón de alta energía, análogamente a los protones de alta energía, los neutrones también pueden producir una reacción nuclear en los dispositivos. Existen distintos mecanismos conocidos para estos efectos con distintas energías mínimas. Típicamente los ensayos se realizan con neutrones de 14MeV provenientes de la reacción Deuterio-Tritio debido a que están sobre el umbral de la mayor parte de éstas reacciones.

Los SEE se clasifican dependiendo del efecto que ocasionen en un dispositivo dado. La siguiente es una lista no exhaustiva de efectos reportados según el estándar JEDEC[4]:

- Single Event Upset (SEU) Cambio en el dato almacenado en una celda de memoria. Es un error blando o *soft* debido a que se soluciona reescribiendo la celda afectada.
- Single Event Latchup (SEL) Es un tipo de cortocircuito típicamente presente al irradiar dispositivos CMOS. Se debe a una estructura parásita tipo tiristor que se forma inintencionalmente en los transistores típicos. Se caracterizan por un aumento en la corriente de alimentación. Pueden ser destructivos o no, en cuyo caso a veces se los denomina micro Latchup
- Single Event Gate Rupture (SEGR) Es la ruptura del gate o compuerta de un transistor MOS, típicamente del óxido aislante que lo forma. Normalmente éstos óxidos están sometidos a un campo eléctrico muy intenso. Los iones pesados pueden generar una cadena de vacancias localizada que sumada al campo eléctrico puede generar un camino de alta conductividad eléctrica.
- Single Event Burnout (SEB) Un evento en el cual una partícula induce un estado localizado de alta corriente en un dispositivo que resulta en una falla catastrófica

- Single Event Functional Interrupt (SEFI) Un error que hace que un componente se resetee o genere un malfuncionamiento de algún modo detectable. Normalmente asociado a un SEU en un bit de control o un registro en dispositivos digitales.
- Single Event Transient (SET) Excursión de tensión momentánea en algún nodo de un circuito integrado causada por una única partícula.

Existe también otra fuente de daño permanente producido por la radiación de iones. Si bien el daño puede ser generado por diversos mecanismos según [5] el principal factor de daño en junturas tipo PN o PIN son los desplazamientos de la red. Cuando un ion de alta energía colisiona con un átomo de silicio, existe cierta probabilidad medida por su sección eficaz de colisión elástica de que ceda parte de su energía a un átomo de la red y lo desplace y luego de cierto número de impactos puede provocar cambios en la curva tensión vs. corriente del dispositivo debido a la introducción de defectos. Esto puede ocurrir durante todo el trayecto del proyectil hasta que su energía sea menor a la energía de ligadura del átomo de silicio en la red (-1.026eV [8]).

En los últimos años el concepto de pérdida de energía no ionizante o *NIEL* (Non Ionizing Energy Loss) ha cobrado importancia describiendo los efectos de desplazamiento en semiconductores. Dado que, por definición el poder frenador nuclear (SP_n) no involucra excitaciones electrónicas, el *NIEL* y el SP_n pueden ser considerados iguales en ausencia de reacciones nucleares. El LET antes definido será la suma de la contribución de las ionizaciones más el *NIEL*, por lo cual tiene las mismas unidades MeV cm²/mg. Otra definición usual es la de dosis de daño por desplazamiento, que se obtiene multiplicando el *NIEL* por el valor de la fluencia (F) De acuerdo con estos conceptos la degradación de una red cristalina puede ser normalizada entre diferentes especies iónicas y energías. Al igual que el LET, el *NIEL* tiene un máximo en el pico de Bragg. Se ha observado en [13] una correspondencia lineal entre el número de vacancias o desplazamientos y el *NIEL* para Silicio y otros semiconductores en un rango entre 0.1 y 100 MeV/amu.

En la Figura 8 se observan las vacancias producidas por distintos iones en función de la profundidad en un blanco de silicio. Nuevamente los iones más pesados son los que producen mayor cantidad de vacancias. Los iones de igual masa de mayor energía,

si bien penetran más profundamente, generan menos vacancias por unidad de desplazamiento que los de menor energía.

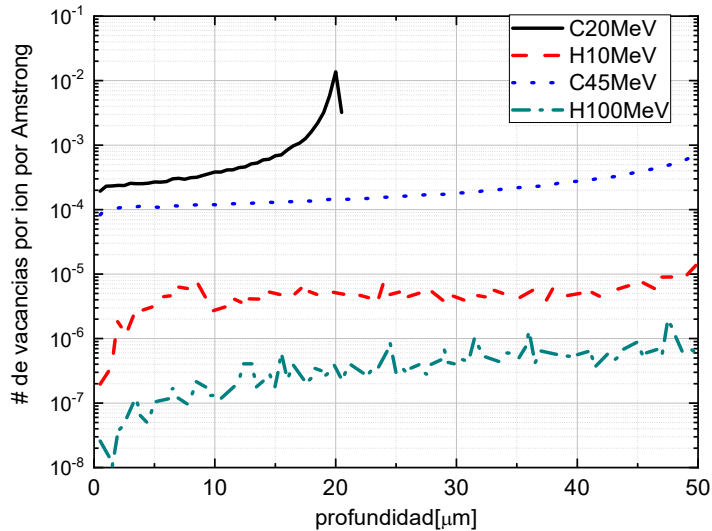


Figura 8 Vacancias por ion en función de la profundidad para distintos proyectiles de interés en este trabajo. Simulación generada por el software TRIM. Se observa que el C a 20MeV no llega a penetrar 50μm de silicio.

Las simulaciones con el software SRIM/TRIM son ampliamente aceptadas por la comunidad de daño por radiación de protones e iones pesados. Sin embargo, tienen ciertas limitaciones. Cuando se irradian monocristales orientados la penetración en las caras paralelas a los planos cristalinos es típicamente mayor, por un efecto que se conoce como *channeling*. El SRIM no tiene información sobre la orientación o cristalinidad del blanco. Por otra parte, el cálculo de vacancias debe hacerse, según el manual, con datos experimentales de la energía de ligadura de cada átomo a la red y deben buscarse externamente. Aún con estos datos correctos, el resultado del cálculo no es exactamente el número de vacancias sino la pérdida de energía del proyectil en procesos de desplazamiento de átomos del blanco. Cuando se irradian muestras a temperatura distinta de 0K, los átomos pueden reacomodarse ocupando algunas de las vacancias, por lo que la simulación puede sobreestimar las vacancias reales en la muestra. Con iones pesados, este efecto puede verse incrementado por el pico térmico que se genera en el impacto debido principalmente a procesos de ionización muy localizados.

De los ejemplos anteriores se desprende que, si bien en la alta atmósfera y el espacio existe mucho mayor flujo de protones que de iones pesados, éstos últimos pueden producir ionizaciones superiores en varios órdenes de magnitud y también mayor cantidad de vacancias. Éstas vacancias, tienen distinta estructura espacial que las producidas por flujos equivalentes de protones debido a que son producidas por un menor número de partículas. Es por ello que el daño por radiación de iones pesados en circuitos satelitales puede en algunos casos ser tanto o más importante que el daño causado por los protones.

En este capítulo se discutieron los mecanismos de daño por radiación de partículas cargadas en los dispositivos electrónicos, su distribución en ambiente satelital y su importancia. Se mostraron los métodos de cálculo, la dependencia con la masa y con la energía.

2.2 Simulación de efectos de la radiación en ambiente espacial utilizando Spenvis

Dada una misión espacial es necesario calcular las dosis para cada tipo de radiación. Para ello es necesario obtener un modelo que incluya mapas tridimensionales del espacio circundante a la tierra, considerar los efectos del campo magnético, el apantallamiento debido al blindaje del satélite etc. Aun teniendo modelos probados de todos estos efectos, el flujo de radiación en el espacio no es constante en el tiempo. Debido principalmente a fenómenos solares, los flujos iónicos pueden tener variaciones lentas y también rápidas (Figura 9) [6]. Es por esto que las predicciones suelen calcularse para el peor caso (suponiendo máxima actividad solar) y para el mejor caso (suponiendo mínima actividad solar).

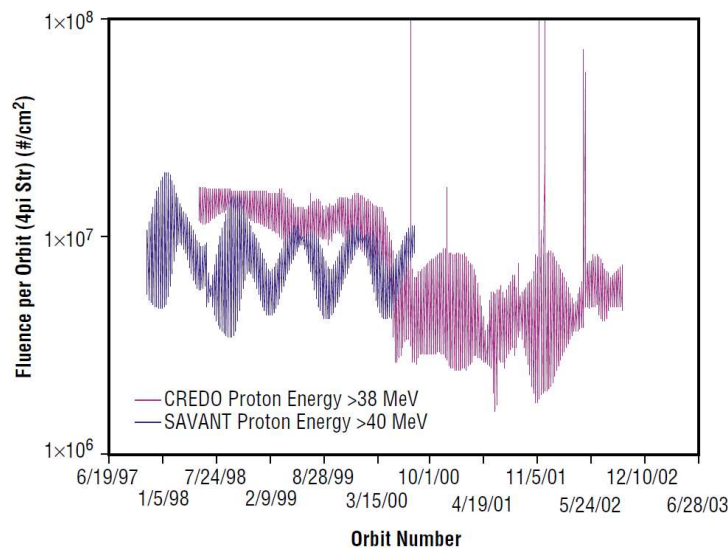


Figura 9 Fluencia de protones medida en función del tiempo[6].

Los sistemas de medición de flujos de protones y electrones están descritos en [7]. Existen varios tipos de sistemas diferentes, pero son esencialmente un detector de silicio con un colimador que atenúa el flujo de partículas en otras direcciones no perpendiculares a la superficie del detector (Figura 10). El sistema de detección guarda la carga colectada por evento y la hora del evento, para luego, conociendo las órbitas reconstruir los flujos.

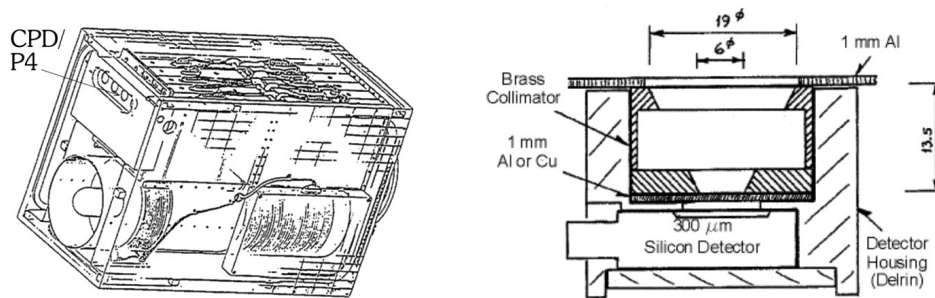


Figura 10 Esquema del satélite Oersted y su detector[7]

Existe una herramienta que combina modelos de generación de órbita, con software para cálculo interacción de la radiación con materiales (SRIM y GEANT4) y con distintos modelos para el cálculo de dosis llamado SPENVIS (SPace ENVironment Information System) desarrollado por la Agencia Espacial Europea. El software cuenta con distintos paquetes como:

- Fuentes de radiación y sus efectos
- Efectos de cargas libres en satélites
- Atmósfera e ionósfera (cálculo de densidad atmosférica y temperaturas)
- Campo magnético
- Meteoroides y derbis
- Acceso a bases de datos

Además, cuenta con herramientas basadas en el software GEANT4 como:

- MULASSIS (Multi-Layered Shielding Simulation), esta herramienta permite la definición de carcasas multi laminadas unidimensionales y permite que el GEANT4 calcule las interacciones del transporte de esa radiación a través del blindaje (shielding) considerando interacciones electromagnéticas y nucleares.
- GEMAT (Geant4-based Microdosimetry Analysis Tool) calcula efectos de microdosimetría en microelectrónica y micro-sensores
- SSAT (Sector Shielding Analysis Tool) Genera una distribución de blindaje (shielding) que puede ser usada como entrada para los modelos de dosis ionizante o no ionizante.

- MAGNETOCOSMICS Permite el cálculo y visualización de las líneas de campo y trayectorias de las partículas cargadas sobre puntos de la órbita.
- PLANETOCOSMICS Permite simular las interacciones de los rayos cósmicos en un ambiente planetario arbitrario con una atmósfera arbitraria.
- GRAS Es una herramienta que permite simular modelos tridimensionales tanto de shielding como de flujo.

A su vez SPENVIS tiene en cuenta varios modelos distintos de flujos de partículas como

- Modelos de flujo protónico:
 - AP-8 [Sawyer and Vette, 1976]
 - CRRESPRO [Meffert and Gussenhoven, 1994] un modelo de baja altitud basado en datos de la sonda SAMPEX/PET, válido para flujos solares mínimos [Heynderickx et al., 2000]
 - AP-9 [G. P. Ginet et al., 2013]
 - SRREM [Sandberg et al., 2014]
- Modelos de flujo electrónico:
 - AE-8 [Vette, 1991a]
 - CRRESELE [Brautigam and Bell, 1995]
 - actualización de AE-8 MIN [Vampola, 1996]
 - IGE-2006/POLE [Boscher et al., 2003; Sicard-Piet et al., 2006 & 2008]
 - AE-9 [G. P. Ginet et al., 2013]
 - SRREM [Sandberg et al., 2014]

Los modelos están basados en datos experimentales de flujos medidos y consideran el campo magnético terrestre para modelar e interpolar los datos. Es importante considerar que la mayor parte de éstos datos son interpolaciones, que, dependiendo del modelo, pueden arrojar resultados diferentes, puesto que el volumen de muestreo es grande, tridimensional y presenta fenómenos que dependen del tiempo.

Para fines ilustrativos se calcularán los flujos para un satélite de observación con órbita $480 \text{ km} \times 498 \text{ km}$ e inclinación 97.50° . En la Figura 11 se encuentra la posición y altura del satélite a lo largo de un día.

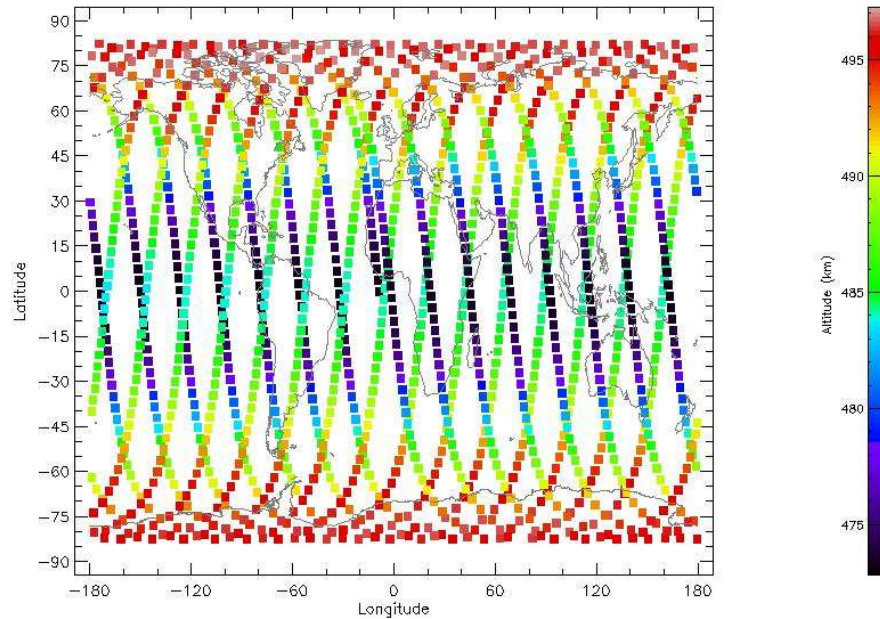


Figura 11 Altura de un satélite de observación para la órbita calculada.

Dada las trayectorias se pueden calcular los flujos de protones y electrones atrapados por el campo magnético terrestre. Existen distintos modelos disponibles basados en datos de distintas misiones satelitales. En la (Figura 12) se muestran los flujos promedio de protones en la órbita calculada usando los modelos presentes en [7]. Tanto electrones como protones son importantes para cuantificar el daño acumulado, ionizante como no ionizante.

Se pueden calcular los flujos en función de la posición del satélite (Figura 13). Como ésta órbita es relativamente baja graficando el flujo de protones con energía mayor a 40 MeV se observa la llamada anomalía del atlántico sobre la región del centro de Argentina y Uruguay. Generada por la no concetricidad del campo magnético de la tierra respecto a su eje de rotación, provoca un flujo inusualmente alto de partículas cargadas a baja altura.

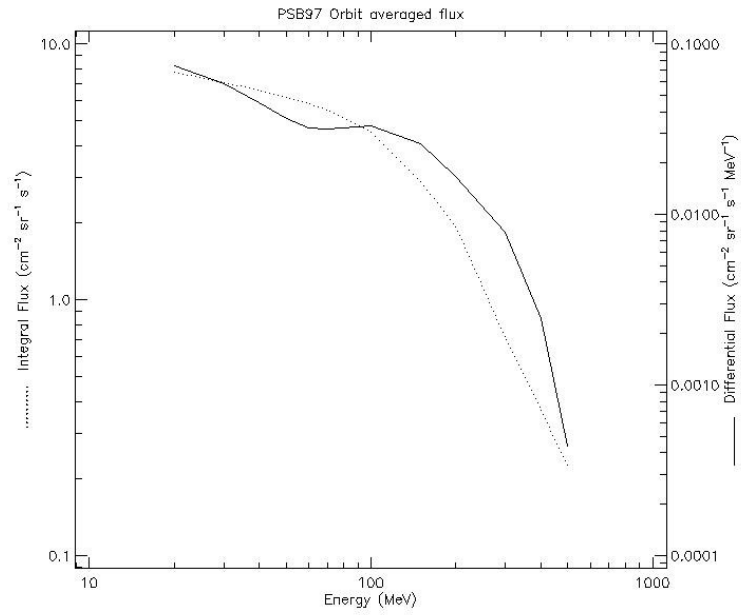


Figura 12 Flujo integral de protones diario en función de la energía.

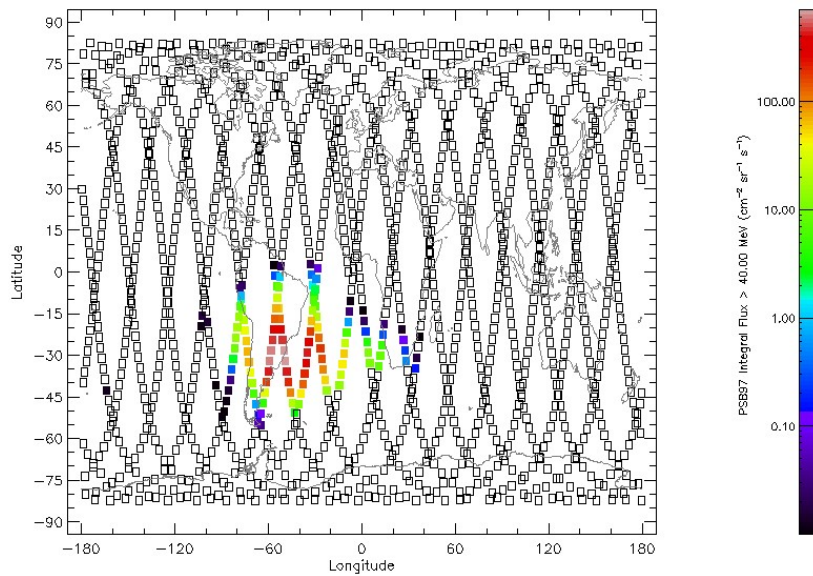


Figura 13 Flujo integral de protones de más de 40MeV en una órbita de un satélite de observación.

Los flujos para iones pesados se calculan generalmente con el modelo CREME96 [8]. En base a mediciones hechas con un espectrómetro de masas durante la década del 90 se realizó un modelo de la distribución de iones pesados en el área que rodea a la tierra considerando la deflexión de las partículas debido al campo magnético.

A modo de ejemplo nuevamente, se pueden calcular las fluencias totales de una misión de un año de duración en función del LET de la partícula en silicio. Se calcularon con y sin un blindaje de 2mm de aluminio puro (Figura 15). Se observa que los protones de alta energía que son los que tienen alta penetración y bajo LET, no son muy atenuados por los blindajes a diferencia de los iones pesados, que, si bien están en una concentración menor, pueden producir efectos importantes debido a su alto LET.

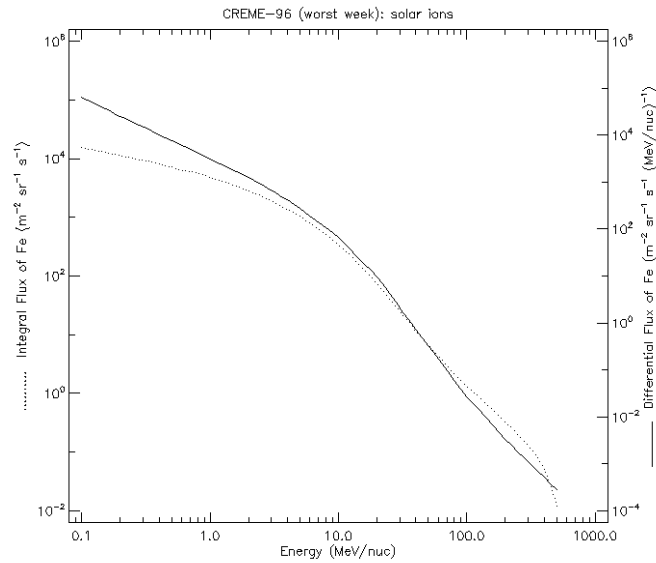


Figura 14 Flujos de iones de hierro en función de la energía

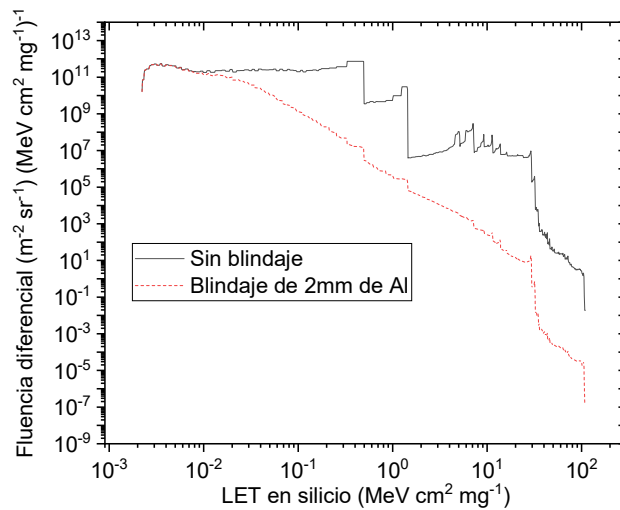


Figura 15 Fluencia diferencial en función del LET con y sin blindaje.

Para el cálculo de Single Event Upsets el sistema permite definir el material del dispositivo (generalmente silicio), el volumen de la zona de colección de carga y cuenta con métodos de cálculo:

- Por ionización directa: Calcula la ionización primaria inducida por las partículas incidentes, requiere como entrada el LET crítico o la carga crítica del dispositivo.
- Inducida por protones: Usando las secciones eficaces de reacción nuclear, calcula la ionización de las partículas secundarias

En ambos casos es necesario que definir una función de Bendel (Figura 16). Ésta función relaciona la sección eficaz de generación de algún tipo de SEE con el LET en la mayoría de los dispositivos. Se caracteriza por uno [9] o dos parámetros [10] siendo este último el método más aceptado. Siendo los parámetros A y B, la energía expresada en MeV y la sección eficaz en unidades de 10^{-12} cm²/bit como se indica a continuación

$$F(E) = \left(\frac{B}{A}\right)^{14} [1 - e^{-0.18y^{1/2}}]^4$$

Donde

$$y(E) = (E - A) \left(\frac{18}{A}\right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{si } E > A \quad \text{y} \quad y(E) = 0 \text{ en otro caso}$$

Es razonable que la función tenga un valor asintótico para energías grandes pues una vez que el LET alcanza la carga crítica, LETs mayores generan el mismo número de SEU por unidad de área. Luego, la sección eficaz (cm²) multiplicada por la fluencia (1/cm²) dará como resultado el número de SEUs obtenidos en el dispositivo.

En este capítulo se describió la predicción de dosis y frecuencias de efectos de evento único mediante el programa Spenvis usando a modo de ejemplo la órbita de un satélite de observación. Se observó la distribución espacial en la predicción de efectos de evento único, la dependencia con el blindaje y las características de masa y energía de las partículas generadoras del efecto. Se describieron los modelos que utiliza el programa para predecir los efectos y los datos de entrada que necesita. Estos datos son los que se obtienen experimentalmente mediante irradiaciones y caracterizaciones de dispositivos como los presentados en ésta tesis.

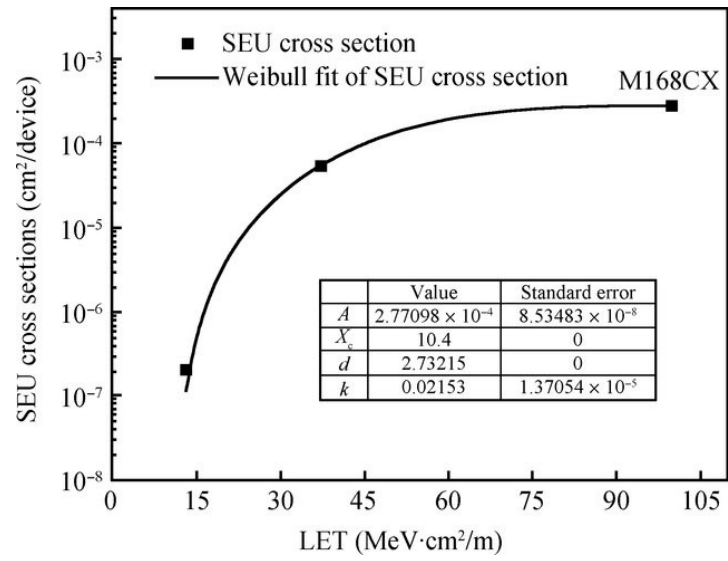


Figura 16 Sección eficaz de la memoria M168CX, ilustra la forma típica de las secciones eficaces en función del LET de la mayoría de los dispositivos electrónicos.

3 Microhaz de iones pesados

El Microhaz de iones Pesados(MiP) es una de las líneas experimentales ubicadas a la salida del acelerador TANDAR. El acelerador TANDAR que fue adquirido a la empresa National Electrostatic Corporation, es el modelo 20UD tipo tándem electrostático (una mejora del original Van der Graaff). Posee una fuente de iones tipo SNICS (Source of Negative Ions by Cesium Sputtering) y es capaz de generar nominalmente una tensión de hasta 20MV gracias a sus cadenas Pelletron (Figura -17). Puede utilizarse tanto con un intercambiador de carga sólido (folia de carbono) como gaseoso (nitrógeno). Su imán analizador doble foco de 1.6 Tesla permite dirigir a las líneas experimentales una especie iónica en particular como función de su impulso y su estado de carga. El conjunto fuente de iones-imán analizador le dan a este acelerador la capacidad de irradiar con casi cualquier elemento de la tabla periódica. Únicamente quedan excluidos los gases nobles, que no pueden ser producidos en esta fuente de iones.

Los iones son generados por sputtering en la fuente de iones, luego son cargados negativamente en un horno de Cesio y se aceleran hasta el terminal alta tensión donde pasan a través de un despojador de cargas (stripper) que les quita electrones. Ahora los iones cargados positivamente, son repelidos por el mismo terminal de alta tensión (de ahora en más terminal) hasta que llegan al imán analizador, dónde los que tienen determinado cociente carga-masa son girados 90° para ser inyectados en la línea de irradiación.

La energía final de cada especie iónica dependerá tanto de la tensión del terminal como de la distribución de cargas de cada ion a la salida del intercambiador de cargas. La distribución se calcula en base a modelos como el de [14]. Generalmente los elementos más pesados dejan más cargas en el intercambiador y se suelen obtener 3 especies con eficiencia alta, por ejemplo, ^{16}O con el terminal a 10MV e intercambiador de cargas sólido se obtienen los datos de la Tabla 1.

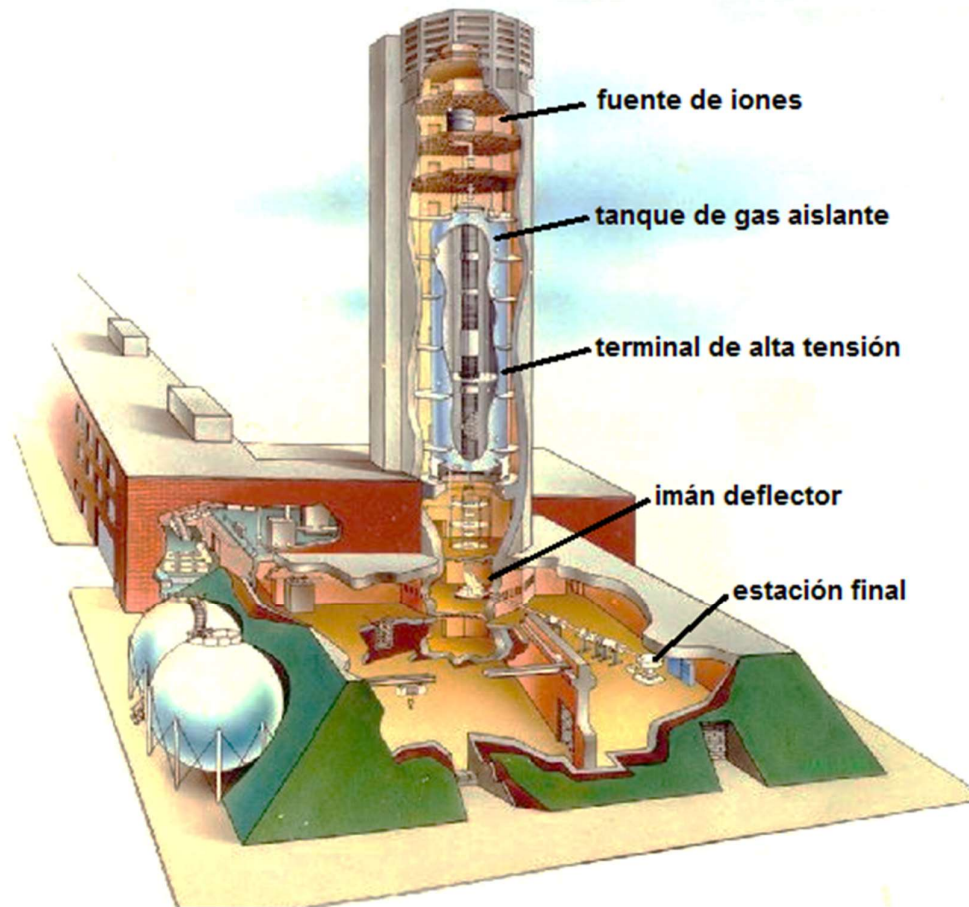


Figura -17 Esquema del acelerador TANDAR

Masa	Z	q+	Energía (MeV)	eff (%)	Vt (MV)
16	8	2	30. 2500	0. 0002	10. 0000
16	8	3	40. 2500	0. 0686	10. 0000
16	8	4	50. 2500	3. 5341	10. 0000
16	8	5	60. 2500	31. 8213	10. 0000
16	8	6	70. 2500	50. 1102	10. 0000
16	8	7	80. 2500	13. 8008	10. 0000
16	8	8	90. 2500	0. 6647	10. 0000

Tabla 1 Distribución de cargas para ^{16}O y eficiencias de producción con intercambiador de cargas sólido

Para experimentos con el MiP que requieren enfocar el haz con precisión y maximizar la corriente, sólo son aceptables las especies con al menos 10% de eficiencia

como +5, +6 y +7 en este caso. Este es un factor limitante, junto con la tensión mínima y máxima del terminal, para establecer el rango de energías a las que se va a irradiar. Conocida la carga q resultante del proceso de despojo de cargas en el *stripper* (n veces la carga del electrón), la tensión del terminal V_t y la tensión del inyector de la fuente V_i , la energía E se calcula como:

$$E = (q + 1)e V_t + eV_i$$

Si la carga tiene unidades de carga del electrón y la tensión se expresa en MV, la energía tendrá unidades de MeV.

El sistema óptico del MiP comienza en los colimadores objeto (en los cuales se define el tamaño final del haz). En un sistema óptico tradicional el lugar de los colimadores sería el *foco objeto*. El haz colimado viaja aproximadamente 6m y pasa por los colimadores de apertura (que definen el ángulo de divergencia del haz). Debido a que algunos iones pueden perder energía y dispersarse en los bordes de los colimadores objeto, los colimadores de apertura cumplen también la función de limitar el haz dispersado que puede llegar a los cuadrupolos de enfoque. Por este motivo los colimadores de apertura son también denominados colimadores *anti-scattering*. Luego existe un triplete de cuadrupolos magnéticos que funcionan como lentes cilíndricas y que enfocan los iones en un área de hasta $1\mu\text{m} \times 1\mu\text{m}$ en la muestra a irradiar o *foco imagen*. El plano focal está ubicado a aproximadamente 17cm después de la última lente, dentro de la cámara de irradiación.

El sistema de vacío consta de 4 bombas turbo-moleculares asistidas por 3 bombas mecánicas de pre vacío tipo scroll y 3 bombas iónicas que permiten obtener una presión de vacío final menor a 10^{-6} mbar necesaria para el transporte y focalización del haz (Figura 18).

El MiP fue adquirido a la empresa Oxford Microbeams y cuenta con un triplete de lentes cuadrupolares magnéticas de campo intenso OM55 capaces de focalizar iones pesados de alta energía hasta aproximadamente $160 \text{ MeV} \cdot \text{amu}/q^2$, un sistema de barrido compuesto por dos bobinas dipolares con núcleo de ferrita y un amplificador de potencia dual (OM-40e) que permiten desviar el haz y moverlo sobre la muestra. El sistema de barrido estándar (OMDAQ) permite un barrido matricial-secuencial con un máximo de resolución de 256×256 pixeles controlado por una PC. Posee ocho ADCs (Conversor

Analógico Digital) tipo multi-canal capaces de adquirir una señal analógica proveniente de uno o más detectores (rayos-X, iones, electrones) y transformarla en un pulso lógico con una altura proporcional al voltaje de la señal analógica mientras el sistema de control mueve la posición del haz sobre la superficie de la muestra. Así, el sistema puede adquirir y grabar la información proveniente de los detectores (por ej., la energía E) en cada posición (x_i, y_i) de barrido del haz (el eje z normalmente se llama al eje de propagación del haz). Con la información guardada en forma de modo-lista (x_i, y_i, E_{ij}) y mediante un programa se pueden generar durante o una vez finalizada la irradiación, mapas de la amplitud de los pulsos en función de la posición. Si los pulsos que se adquieren son de un detector de rayos-X la técnica se llama microPIXE (*micro Particle Induced X-ray Emission*), si se irradia un circuito y se mide la corriente en alguna de sus partes será microIBIC (*micro Ion Beam Induced Current*), si se emplea una muestra delgada y detrás se pone un detector sensible a la energía de los iones que la atraviesan se denomina STIM (*Scanning Transmission Ion Microscopy*). De esta forma es posible obtener con gran resolución espacial mapas de la distribución espacial elemental microPIXE, de la colección de cargas microIBIC y de la distribución de densidad STIM.

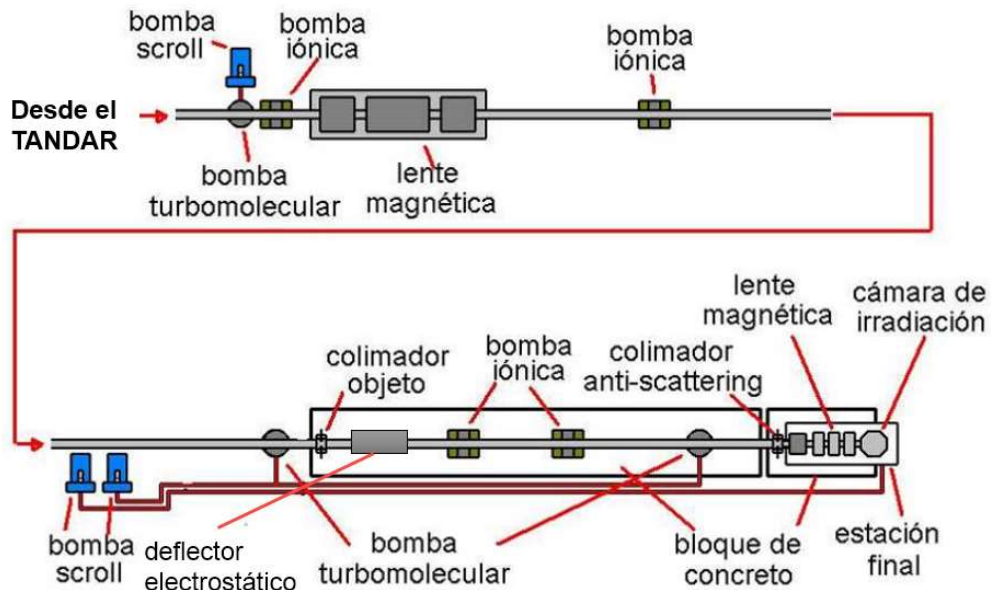


Figura 18 Esquema de la línea del MiP. Se muestra la distribución de los elementos que lo constituyen y el sistema de vacío

Para lograr que el haz se desplace por la superficie de la muestra a irradiar, el sistema de control cuenta con dos bobinas dipolares X-Y, denominadas comúnmente *bobinas de barrido*. Su diseño permite mover un haz de ^{16}O a 50 MeV de energía en un área cuadrada de 1mmx1mm. Para otros iones y energías el área barrida puede ser mayor o menor que este valor dependiendo de la rigidez magnética de cada especie iónica. También puede usarse para barrer áreas no cuadradas (diferente amplificación en cada eje) y así desplazar el haz una longitud mayor en una dirección [9].

Las muestras a irradiar se colocan en el centro de la cámara del microhaz (Figura 19), se posicionan con un microscopio tipo zoom colocado a 45° respecto del eje del haz (eje Z). Detrás se coloca una copa de Faraday móvil con 200fA de resolución. Ésta se utiliza al momento de alinear el haz, maximizar la corriente y para normalizar la dosis cuando se analizan muestras delgadas que pueden ser atravesadas por el haz de iones.

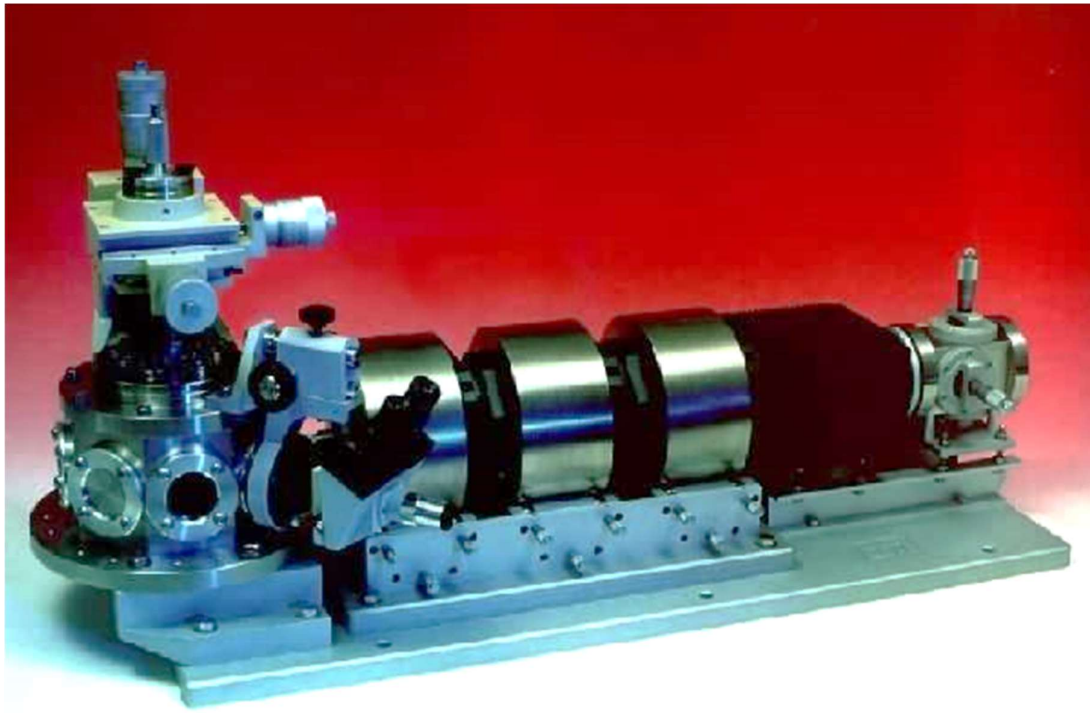


Figura 19 Estación final del MiP. Se observa la cámara de irradiación con el microscopio óptico, el posicionador XYZ, los 3 cuadrupolos, la bobina de barrido y el colimador anti scattering

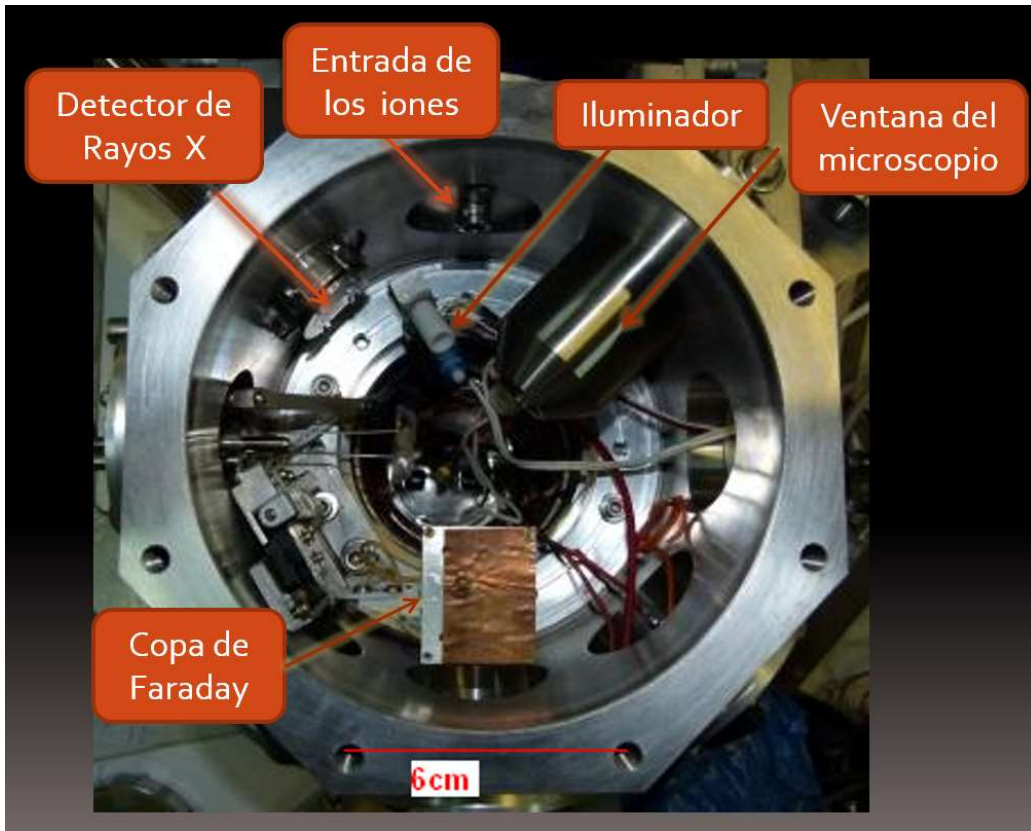


Figura 20 Vista superior del interior de la cámara del MiP.

3.1 Cambios en la cámara de irradiación realizados durante el transcurso de ésta tesis.

Un gran problema para el uso del microhaz era el microscopio original provisto por la empresa Oxford Microbeams Ltd. Al iniciar la irradiación, se hace incidir el haz en una placa fosforescente, se enfoca y se marca el centro del haz en un monitor donde se proyecta la imagen del microscopio. Una vez hecho este procedimiento el microscopio debe permanecer fijo de modo que el plano focal del microscopio coincida con el plano focal del haz de iones. Luego se mueve la muestra hasta que la zona que se quiere irradiar coincida con la marca en la pantalla y ambas estén en el plano focal del microscopio. Como se observa en las Figura 19 y Figura 20 el diseño original utilizaba un microscopio óptico tipo zoom de la firma Meiji que colgaba de un soporte sujeto a la tapa de la cámara. Para quitar la tapa de la cámara era necesario desmontar el microscopio, perdiendo la alineación y el foco. El soporte original estaba sujeto con tornillos con correderas, si bien permitían cierto ajuste de la posición, este era poco repetitivo y difícil de acomodar.

Otro problema del microscopio era su corta distancia de trabajo (~2cm). Se define distancia de trabajo de un microscopio como la mayor distancia respecto de la muestra a la que un microscopio puede enfocar. Como el microscopio se mantiene en aire y la cámara en vacío, es necesario una ventana de vidrio transparente muy cercana a la muestra. Ésta pieza consiste en un tubo con una brida de vacío que cierra usando un O-ring en la superficie de la cámara.

Como se observa en la Figura 20, el tubo de la ventana del microscopio ocupaba buena parte del volumen útil de la cámara, pues estaba a la misma altura que el haz y a algunos milímetros de la muestra. Si se utilizan muestras completamente planas, para las que fue diseñada la cámara, este sistema no representa un problema. Pero los circuitos normalmente están dentro de encapsulados que tienen un borde más alto que la superficie de interés por lo que pequeños movimientos podían hacer rozar la superficie de la ventana con alguna parte del circuito y dañarlo.

Para resolver éstos problemas se adquirió un microscopio industrial tipo zoom con 10cm de distancia de trabajo y se montó sobre la mesa de la estación final con posicionadores micrométricos. Así se puede levantar la tapa de la cámara sin cambiar la posición del microscopio. Si hiciera falta moverlo, puede hacerse en forma controlada.

Fue posible diseñar otra ventana con mayor distancia respecto a la muestra (prácticamente en la periferia de la cámara), pues la distancia de trabajo del microscopio lo permitía. La Figura 21 muestra el montaje actual.

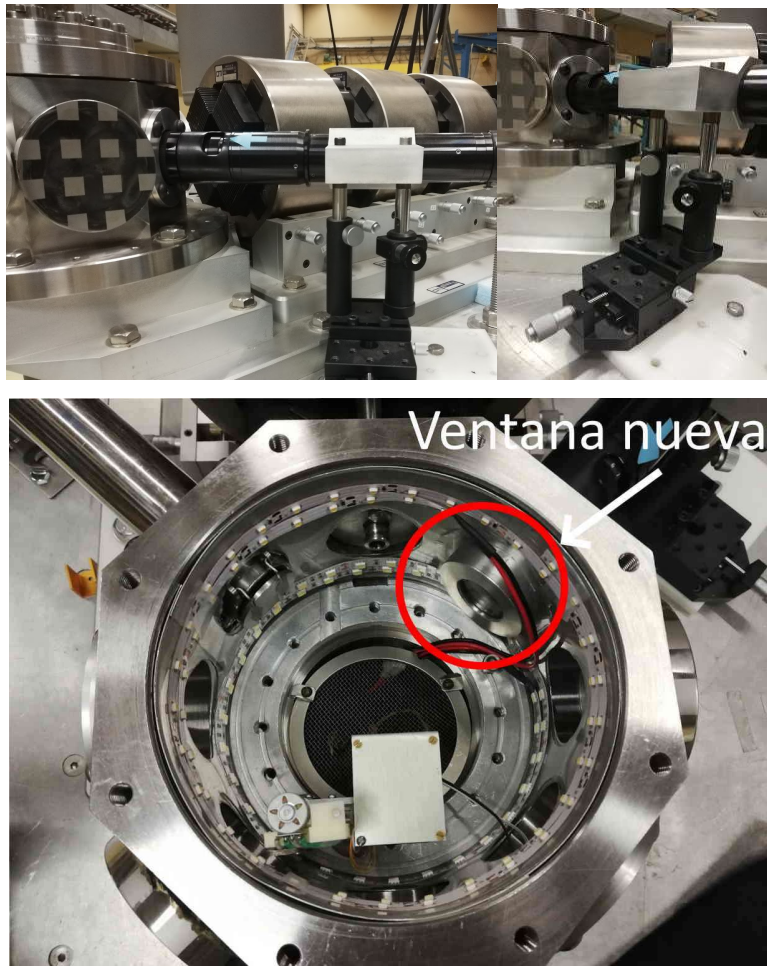


Figura 21 Fotografías del montaje actual del microscopio y su ventana de vacío.

Otro problema del montaje original de la cámara era el micro-posicionador (Figura 22). El modelo contaba con tres posicionadores micrométricos XYZ que controlan la posición de una de las bridas soldadas a un *bellow weld edge*. El bellow es una especie de acordeón fabricado en acero inoxidable muy delgado que permite mantener el vacío aún en movimiento de expansión o compresión con gran flexibilidad, evitando el esfuerzo excesivo en los posicionadores. El diámetro interno del bellow limita el ancho máximo de la muestra que se puede colocar en la cámara sin desarmarla, en este caso es de 1.5 pulgadas.

Los blancos típicos usados en experimentos de análisis elemental consisten en marcos rectangulares de acrílico o algún metal con un agujero en el centro donde puede atravesar el haz. Éstos se colocan en un porta muestras ubicado en el extremo de una jabalina de 30cm de largo.

Para colocar un PCB en estas condiciones debía levantarse la tapa, sujetarlo a la jabalina que sostiene las muestras y luego conectarlo usando los conectores pasantes de vacío en las paredes/ventanas de la cámara. Este procedimiento era incómodo y engorroso, pues supone sostener en el aire una estructura de acero inoxidable de varios kg de peso mientras otra persona conecta los cables. Este proceso era riesgoso para el posicionador, para la muestra y para quienes tuvieran que hacer el trabajo.



Figura 22 Microposicionador montado sobre la cámara de irradiación.

Para solucionarlo se adquirió un posicionador más grande que cuenta con un *bellow weld edge* de 2.5 pulgadas de diámetro interno. Los ejes XZ son iguales al anterior pero el eje Y (vertical) posee mayor rango de distancias (10cm contra 5cm del anterior), este punto es de utilidad para otras aplicaciones de la línea como microPIXE pues permite colocar mayor número de muestras sin romper el vacío.

Una ventaja del sistema de mayor diámetro es que hay espacio suficiente en la tapa superior como para colocar conectores pasantes de vacío SMA. Se colocaron 4 pasantes con un ancho de banda de 18GHz. Así, es posible realizar las conexiones entre el PCB y

la nueva jabalina para luego montarlo sobre el cámara ya conectado, sin necesidad de levantar la tapa ni desarmar la cámara.

Para esto fue necesario diseñar una nueva tapa para la cámara, un adaptador, la nueva jabalina y su tapa. Todos los elementos fueron fabricados en acero inoxidable.

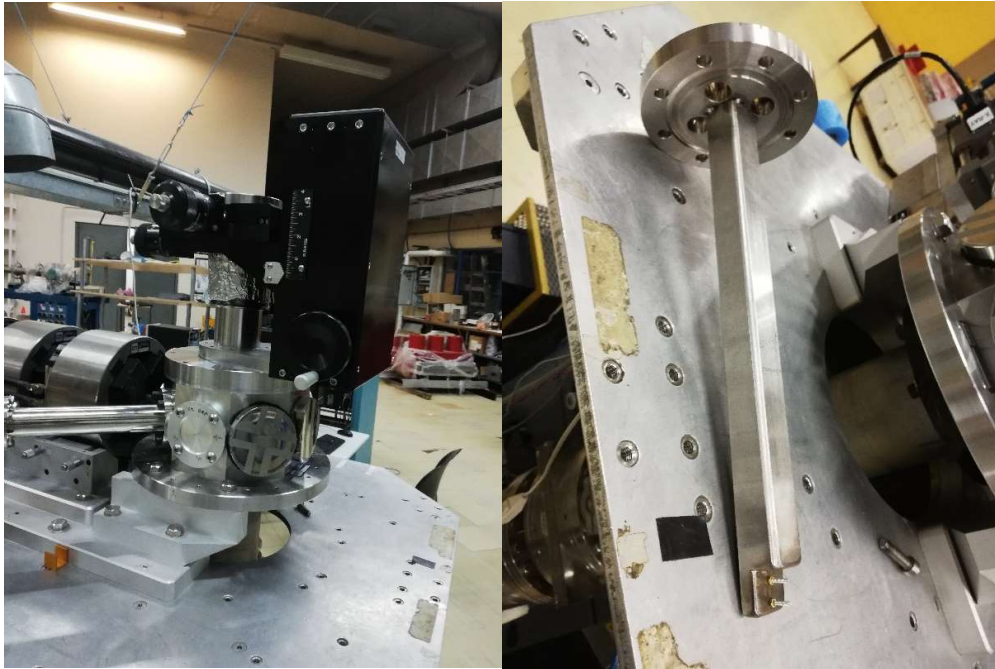


Figura 23 Posicionador montado sobre la cámara / Nueva Jabalina porta muestras

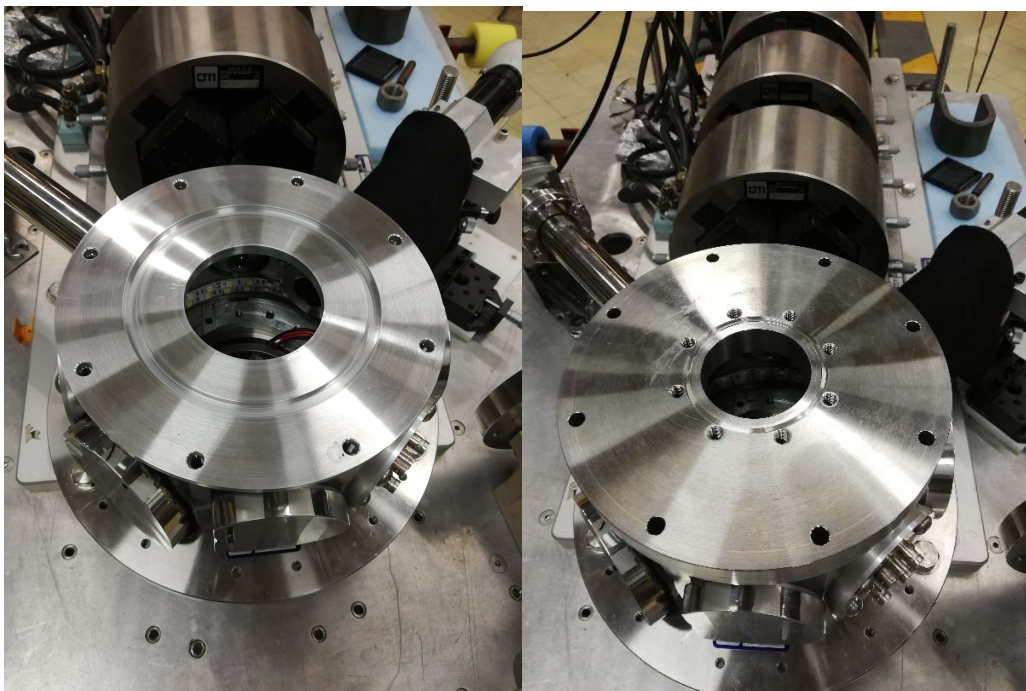


Figura 24 Adaptadores con o ring y cierres metálicos con cierre conflat

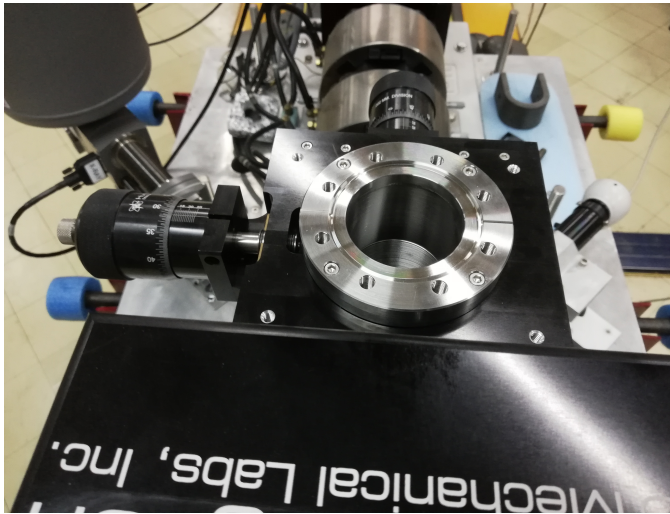


Figura 25 Boca de entrada del nuevo posicionador de la cámara de irradiación de la estación final del MiP.

3.2 Deflector electrostático

Como lo indica la Figura 18 hay instalado un deflector electrostático ultra-rápido del haz (también denominado supresor o interruptor) inmediatamente después de los colimadores objeto. El dispositivo fue diseñado y fabricado en la CNEA para este MiP (trabajo de laboratorio 6 y 7 de Natalia Ares). Consiste de dos láminas metálicas paralelas de 15cm de longitud y separadas una distancia de 2mm. Las láminas conductoras están hechas de dos hojas de cobre laminadas sobre un sustrato aislante epoxi (Pertinax®) utilizando tecnología de circuito impreso. Están montadas en la línea del MiP aproximadamente a 6m de los colimadores apertura (ver Figura 26).

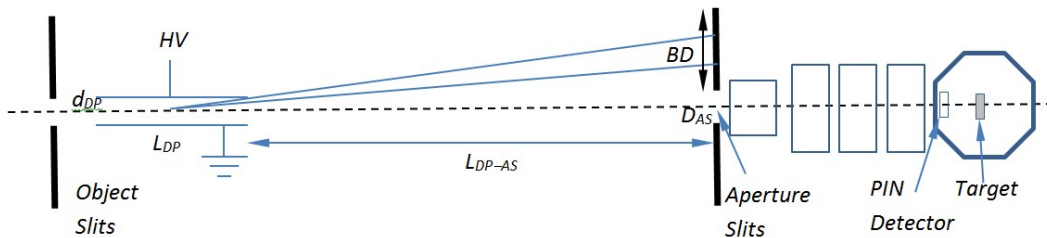


Figura 26 Esquema del funcionamiento del deflector electrostático. Donde L_{DP} es el largo del deflector, d_{dp} es la distancia entre placas, L_{DP-AS} es la distancia entre el deflector y los colimadores de apertura, BD es el ancho del haz y D_{AS} es el diámetro de apertura de los colimadores

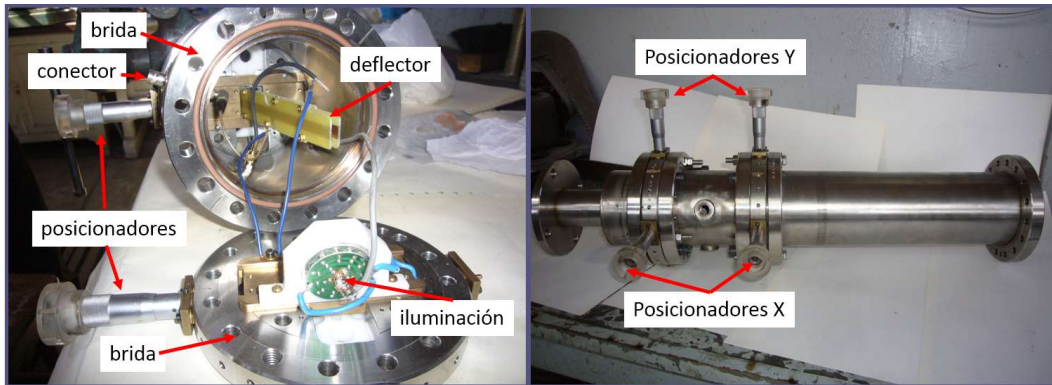


Figura 27 Fotografías del tubo donde se encuentra el deflector electrostático.

Podemos definir como deflexión del haz a la acción mediante la cual todo el ancho del haz impacta fuera del espacio entre los colimadores. Resolviendo las ecuaciones de Newton para una partícula cargada se puede calcular la tensión necesaria para la deflexión (usando las definiciones de la Figura 26)

$$V_{DP} = \frac{D_{AS} + BD}{2 L_{DP-A}} \frac{E_p}{e \cdot q_p} \frac{d_{DP}}{L_{DP}}$$

Dónde e es la carga del electrón, q_p es la carga del proyectil en unidades de carga del electrón y E_p la energía. Empleando $BD = 2\text{mm}$, $L_{DP} = 15\text{cm}$, $d_{dp} = 2\text{mm}$, $D_{AS} = 0.75\text{mm}$, $L_{DP-A} = 6\text{m}$ se necesitan cerca de 35V para deflectar un haz de O^{+5} a 50MeV . En la práctica, son necesarias tensiones de $\sim 70\text{V}$ con el fin de asegurar la completa deflexión y evitar efectos debidos al ensanchamiento del haz.

En condiciones espaciales, los flujos iónicos son mucho más bajos que en condiciones de irradiación usando un acelerador típico. Esto permite simular años de exposición a la radiación en un experimento de minutos de duración. Sin embargo, cuando se buscan efectos de evento simple (SEE), es necesario asegurarse que la señal se mida debido la interacción del circuito con un solo ion y no más, lo que limita el flujo máximo. Además, los sistemas de adquisición, típicamente osciloscopios, pueden registrar del orden de 1000 eventos (formas de onda o *waveforms*) por segundo. Considerando que los tiempos de respuesta de los circuitos pueden durar desde decenas de pico hasta micro segundos, las corrientes del acelerador usuales de algunos nA resultan excesivas.

El control de corriente puede hacerse abriendo o cerrando los colimadores. Este proceso suele emplear varios minutos, dado que los colimadores son accionados por tornillos micrométricos mecánicos que se ajustan a mano. Debido a que la mayor parte de los iones que llegan a los colimadores colisionan con estos, la radiación en torno a esta zona puede ser alta, por lo que no se recomienda acercarse a ellos mientras esté funcionando la línea.

También es posible modificar la corriente desde el acelerador cambiando la temperatura de la fuente de iones, cambiando la corriente de los cuadrupolos de guiado del haz o cerrando colimadores en el imán deflector. Este mecanismo sirve como control grueso de la corriente para los operarios, pero las corrientes típicas del TANDAR hacen que para obtener 1000 iones por segundo o menos sea necesario cerrar casi

completamente los colimadores lo que hace a las irradiaciones inestables y poco repetibles debido en parte al sistema de realimentación del acelerador.

Se consultó bibliografía referente al uso de deflectores electrostáticos para controlar la corriente de un acelerador: En [11] se utiliza un chopper mecánico para bajar la corriente de un microhaz de protones, en [12] se utiliza un deflector electrostático para dejar pasar un haz y cortarlo luego de medir un evento en un detector y así irradiar con una sola partícula, en [13] usan un deflector electrostático para generar pulsos de corriente o *bunches*. De la bibliografía consultada no se encontró ninguna publicación en la que se emplee un deflector electrostático para disminuir la corriente de un haz de partículas sin entrar en el régimen de haz pulsado, es decir usando una frecuencia de deflexión mayor al número de iones por unidad de tiempo.

Para controlar la corriente del haz se conectó el deflector electrostático a un generador de pulsos. La técnica es comúnmente conocida como modulación por ancho de pulsos o PWM (Figura 28).

Dada una frecuencia fija, se establece una proporción de tiempo en el que se dejan pasar los iones y el tiempo que se desvían. Esa proporción es denominada "ciclo de trabajo" o *Duty cycle*, definido a continuación

$$Duty\ cycle = \left(\frac{t_{apagado}}{t_{apaga} + t_{encendido}} \right) \times 100\%$$

Donde se especifican los tiempos $t_{apagado}$ (haz desviado) y $t_{encendido}$ (haz pasando por los colimadores a la cámara). Si se emplea el generador de funciones Rigol DG 4162 de 160MHz de ancho de banda y 16384 puntos por forma de onda, se tiene en teoría una precisión de 0,006% en el control de la corriente (5 órdenes de magnitud).

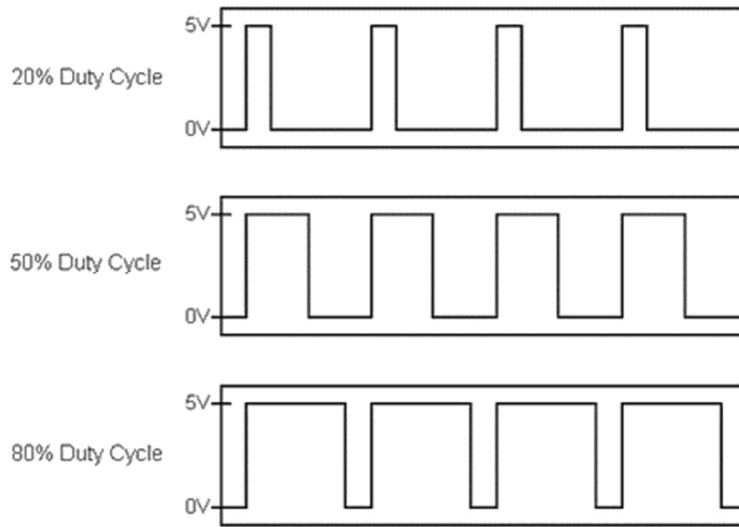


Figura 28 Esquema de señales cuadradas con distintos duty cycles.

Es posible estudiar el perfil del haz empleando el deflector. Para ello se colocó un detector de partículas tipo diodo PIN en la cámara, conectado a un contador o escalímetro multi-canal (multiChannel scaler), un sistema que mide el número de eventos en un intervalo de tiempo. En las placas deflectoras se conectó una señal triangular de baja frecuencia. Así, cuando la tensión es tal que la deflexión es lo suficientemente baja como para dejar pasar al haz, se miden eventos en el detector. La tensión sigue aumentando hasta que el número de eventos vuelve a cero. Conociendo la relación entre tensión y tiempo dada por la señal de entrada del amplificador, se puede medir el perfil del haz para una combinación dada de apertura de colimadores ($450\mu\text{m}$ en apertura y 1000μ en objeto) (Figura 29). Como se observa hay un rango de $\sim 32\text{V}$ en los que el número de cuentas permanece constante y luego se observan caídas a los lados de $\sim 12\text{V}$. Éstos datos pueden depender de la emitancia del haz en una condición particular de operación del acelerador y de su alineación. Ésta medición fue realizada con un haz extremadamente bajo (~ 20 cuentas/s), para permitir la medición con un detector de estado sólido, haces más intensos pueden tener una distribución espacial más grande. Como margen de seguridad se toma el valor de 70V para asegurar la completa deflexión.

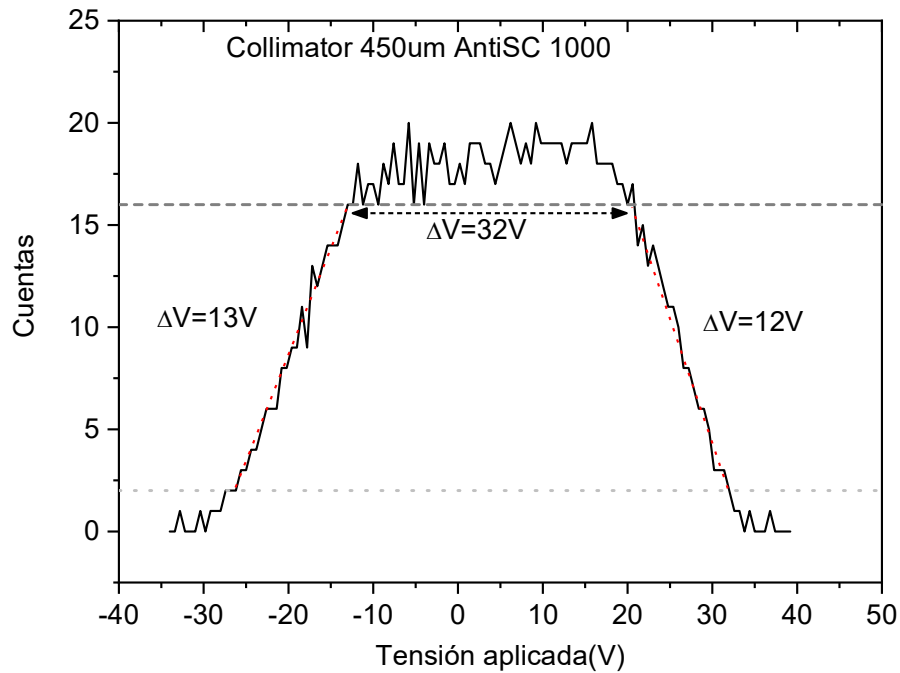


Figura 29 Perfil del haz de $^{5}\text{O}^{+}$ a 50MeV con 450um de apertura en colimadores objeto y 1000um de apertura en colimadores Anti-Scatering.

En la Figura 30 se midió la salida de tensión del amplificador para distintos pulsos de entrada conectado a las placas deflectoras. El mínimo flanco de subida producido por el amplificador es de aprox. 3.5ns/V. Si suponemos una corriente de 3.2pA de iones de oxígeno a 50MeV la distancia entre partículas es de 0.25us. Como la tensión necesaria para la deflexión es de $\sim 70\text{V}$, entonces para una frecuencia de 1kHz y un ciclo de trabajo de 0.025% se obtienen pulsos cuya ventana temporal entre 0 y 70V es de 253ns. En esas condiciones se dejan pasar iones 1000 veces por segundo.

Se estudió la linealidad del sistema en la Figura 31. Para ello se empleó un detector tipo diodo y se registró el número de eventos por segundo en función del ciclo de trabajo. Se observa que el sistema es lineal hasta un ciclo de trabajo de $\sim 0.2\%$. Si bien por debajo de este valor se pierde la linealidad, es útil para aplicaciones dónde sólo se busque una alta atenuación.

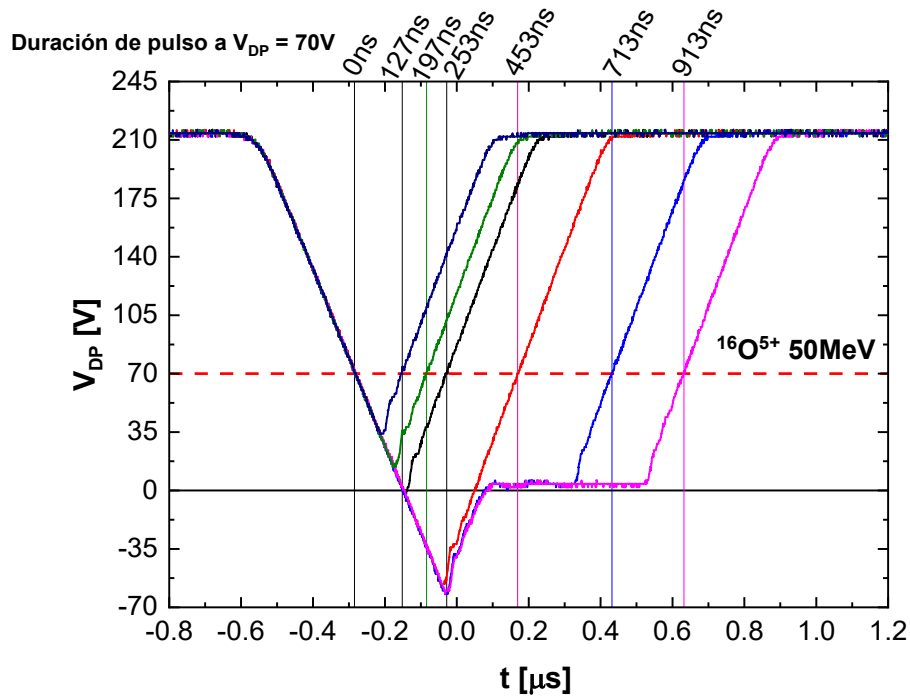


Figura 30 Tensión de salida del deflector en función del tiempo para distintos pulsos de entrada.

Para estudiar la estadística de arribo de los iones se midió la separación temporal entre pulsos detectados en un diodo PIN. Se empleó una frecuencia de 100Hz y un duty cycle de 0.1% con una corriente de ~ 22.000 iones por segundo. Se observa en la Figura 32 que la distribución en escala logarítmica es una recta. Es sabido que las distribuciones de Poisson tienen esta forma cuando se analiza la separación temporal entre eventos. Por lo tanto, se puede inferir que la distribución de eventos en estas condiciones es del tipo Poisson. Si el haz obtenido fuera pulsado en bunches, habría eventos muy cercanos temporalmente y se observaría un pico en la primera columna de la distribución. Esta distribución permite afirmar que, a pesar de estar pulsado, la distribución temporal de eventos en el haz es similar a la que podría esperarse en un haz continuo con fluctuaciones térmicas.

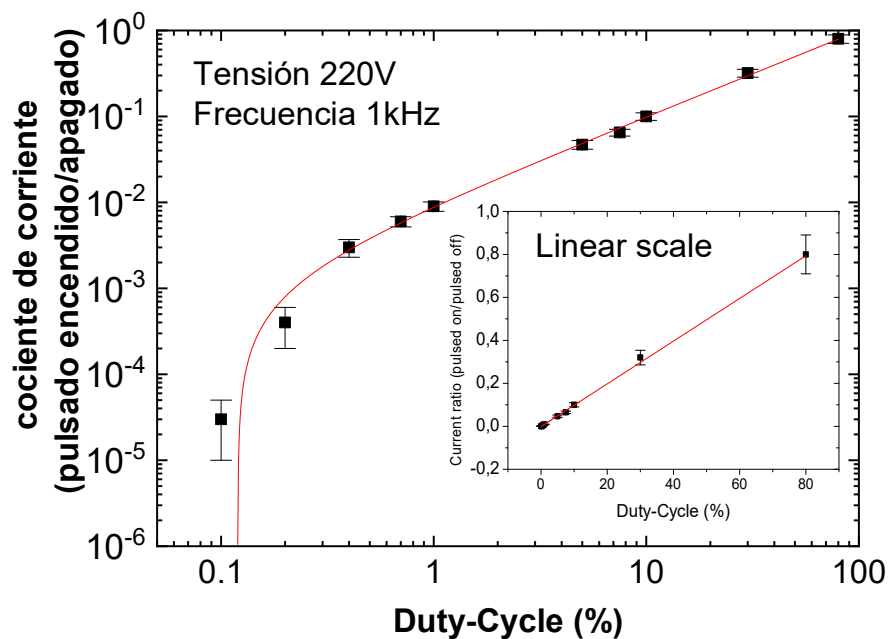


Figura 31 Linealidad del sistema.

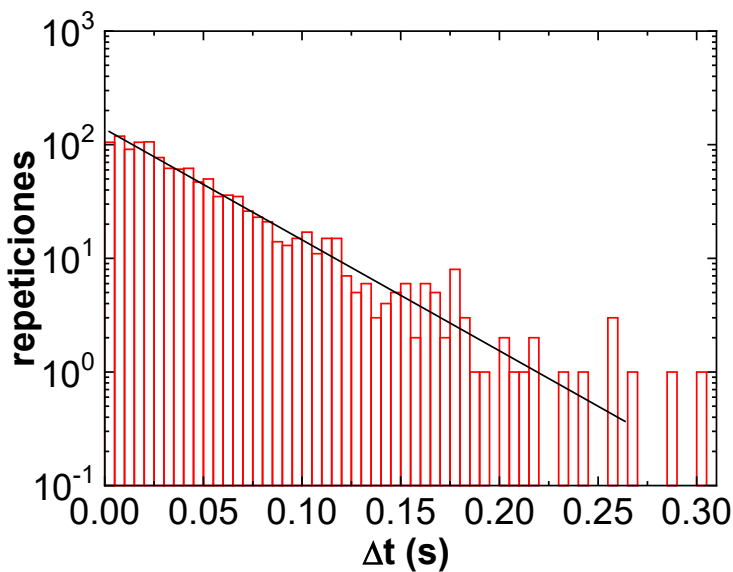


Figura 32 Histograma de la separación temporal entre eventos.

Para medir un flujo de iones bajo en una muestra gruesa como un dispositivo electrónico, se diseñó un servomotor con un brazo que sostiene un detector tipo diodo PIN. Usando un microcontrolador Arduino, se diseñó un programa que interpone el detector en el camino del haz durante intervalos regulares. Así se puede medir la

corriente que llega a la muestra conociendo el número de iones que llega al detector. Con el fin de verificar el correcto funcionamiento y alineación del sistema, se colocó un detector en la posición de la muestra al mismo tiempo que se contaban las partículas recibidas en el brazo móvil. En la Figura 33 se muestra el resultado de la medición interponiendo el detector durante intervalos de 1 segundo. Se observa como la corriente sobre la muestra desciende cada vez que se interpone el detector.

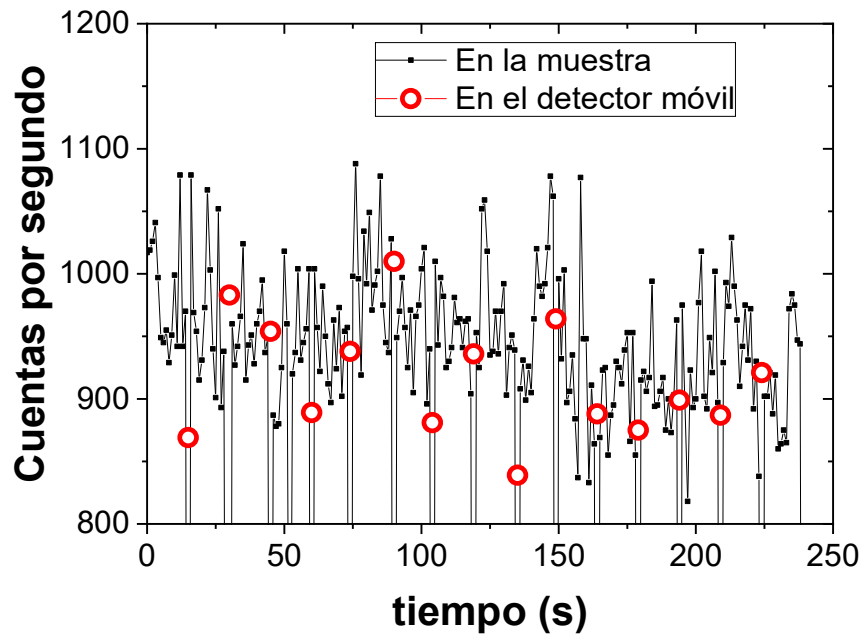


Figura 33 Contaje en el brazo móvil y en la posición de la muestra.

A fin de comparar las mediciones por ambos métodos se realizó un histograma de las mediciones sobre la muestra (Figura 34) y se calculó analíticamente el valor medio y la desviación estándar de las mediciones en el brazo móvil. El valor medio de las mediciones en la muestra fue de 945 cuentas por segundo mientras que en el brazo fue de (929 ± 96) cuentas por segundo. Asumiendo una distribución normal, ambas mediciones coinciden, dentro del error estadístico.

Para mostrar el potencial del uso del deflector anteriormente descrito en otro tipo de aplicaciones se empleó en combinación con el sistema de barrido del MiP para generar un gradiente de dosis en una pieza de Niobato de Litio corte X. Estudios previos

indican que 5×10^{12} iones de Cl a 75MeV generan un daño tal que incrementa drásticamente la velocidad de ataque químico usando ácido fluorhídrico [14].

Para este experimento se emplearon iones de ^{32}S a 75MeV de energía y un área de barrido de $250 \times 250 \mu\text{m}^2$. Se generó una señal PWM variable en uno de los canales del generador mientras el otro se configuró con un barrido triangular como indica la Figura 35. El generador permite reproducir señales de hasta 16384 puntos. Se dividió este número en 128 segmentos de 128 puntos cada uno. Cada segmento se programó con un ciclo de trabajo aproximadamente 0.78% más grande que el anterior.

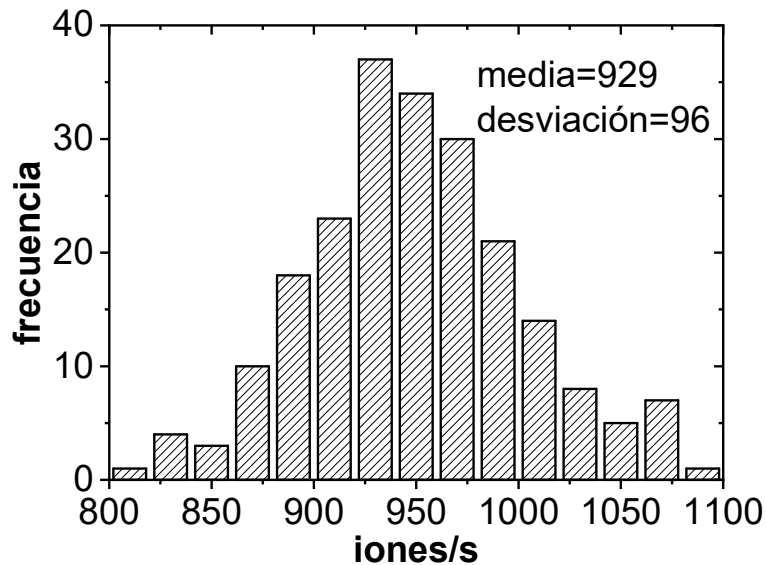


Figura 34 Histograma de las cuentas medidas en la posición de la muestra, el valor medio de las mediciones en el brazo móvil fue de 929 cuentas por segundo con una desviación de 96.

Se adquirieron los rayos x generados por la muestra para determinar la dosis en función de la posición obteniéndose un comportamiento lineal de acuerdo a lo esperado. Al final del experimento la fluencia decreció linealmente de 8.08×10^{13} hasta 6.31×10^{11} iones/cm² en 128 pasos.

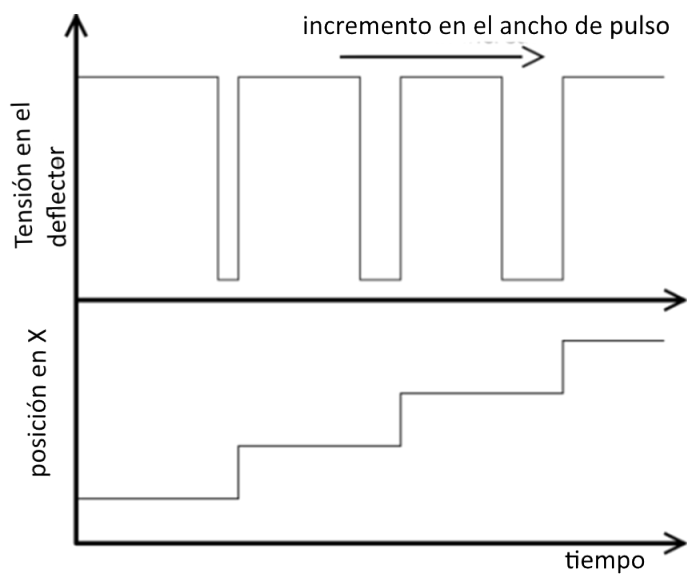


Figura 35 Esquema de las señales generadas en ambos canales del generador de funciones.

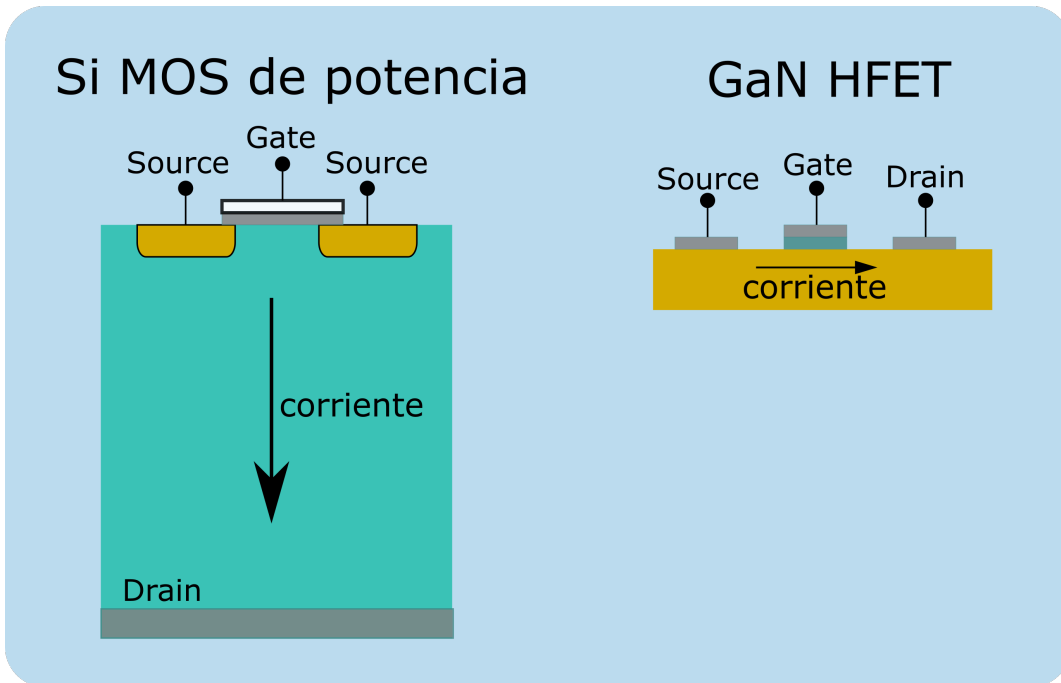
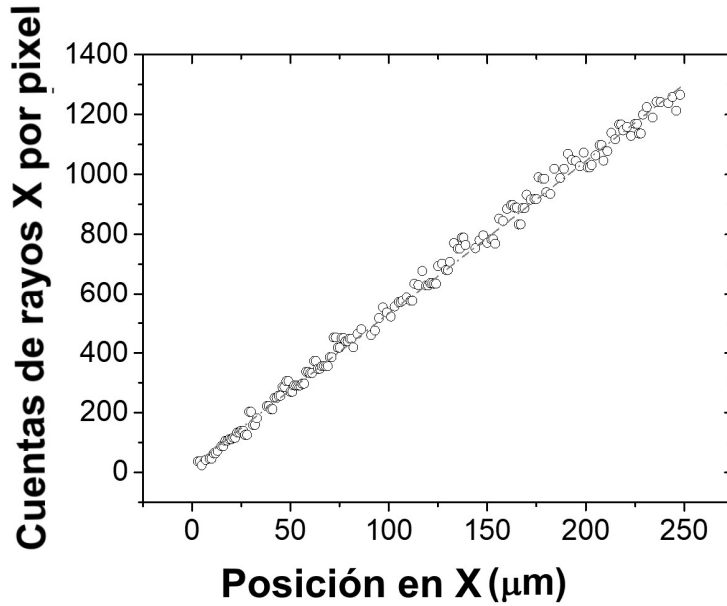


Figura 36 Número de rayos x detectados en función de la posición

Para analizar el cristal se empleó la técnica de micro espectrometría Raman con luz polarizada. Se observa en la Figura 37 que los picos presentes en la polarización horizontal aparecen gradualmente en la polarización vertical a medida que se incrementa la dosis y viceversa. Este material presenta propiedades foto elásticas por lo que la tensión mecánica puede inducir cambios en la polarización de la luz. Para ello se realizó un perfil de la zona irradiada empleando un perfilómetro óptico (

Figura 38).

Se observó una dependencia gradual del incremento del espesor del material con la dosis. Este efecto es conocido en el ámbito del daño por radiación y se lo denomina *swelling*. Observando ambos resultados es probable que el *swelling* inducido por la radiación produzca estrés mecánico que afecte la polarización de la luz en la medición de Raman.

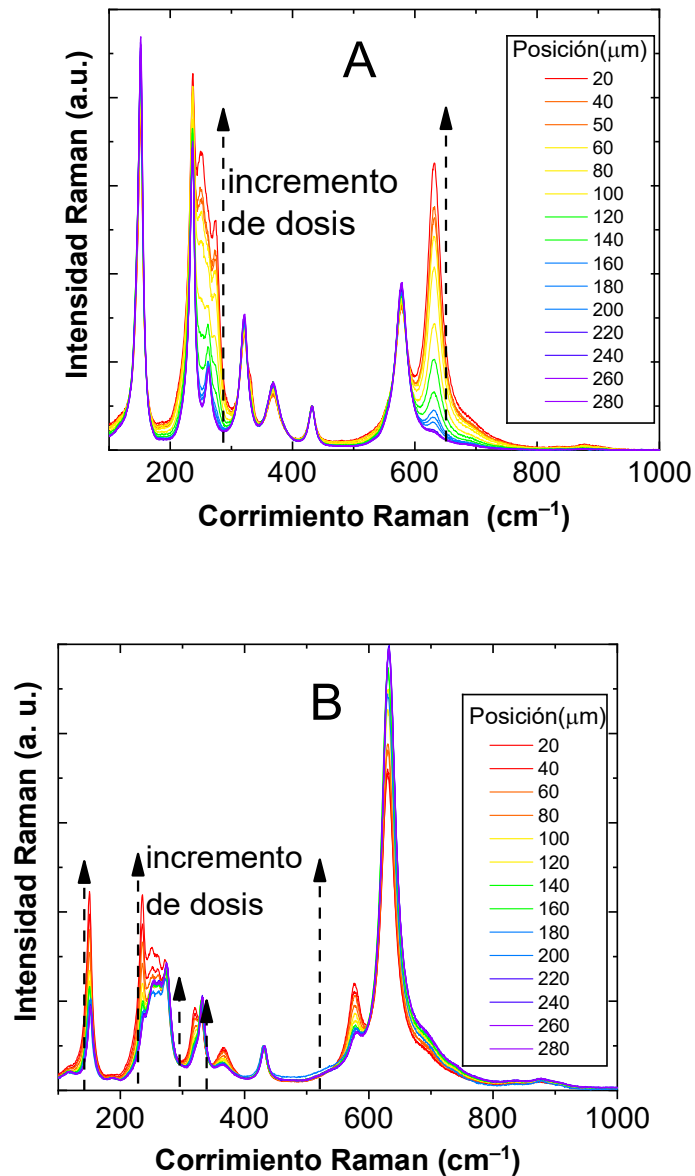


Figura 37 espectros Raman del cristal irradiado en distintas posiciones. La figura A corresponde a la polarización vertical y la B a la horizontal.

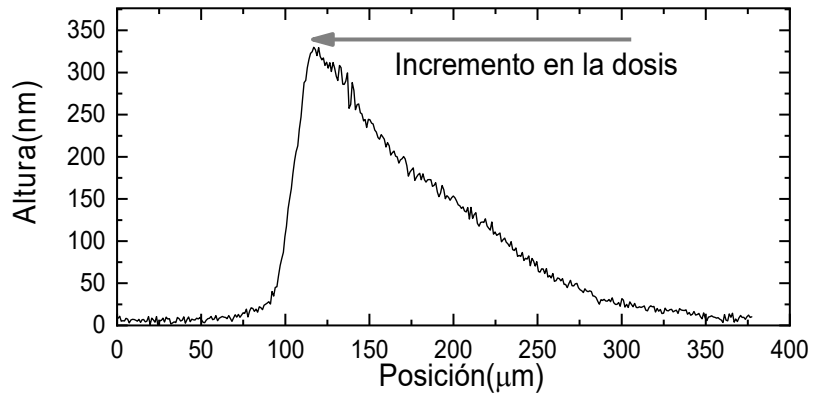


Figura 38 Perfil de la zona irradiada.

3.3 Desarrollo futuro

En el futuro cercano se planea construir un nuevo switch de alta tensión basado en la línea LMG341x de Texas Instruments [15]. Funciona gracias a un transistor tipo HFET de Nitruro de Galio (GaN) y tiene integrado un gate-driver en tecnología de silicio (Figura 39), soporta hasta 6 A en corriente continua y 600 V de tensión source-drain. El costo es de ~5USD por lo que resulta mucho menor a dispositivos similares que se encuentran en el mercado.

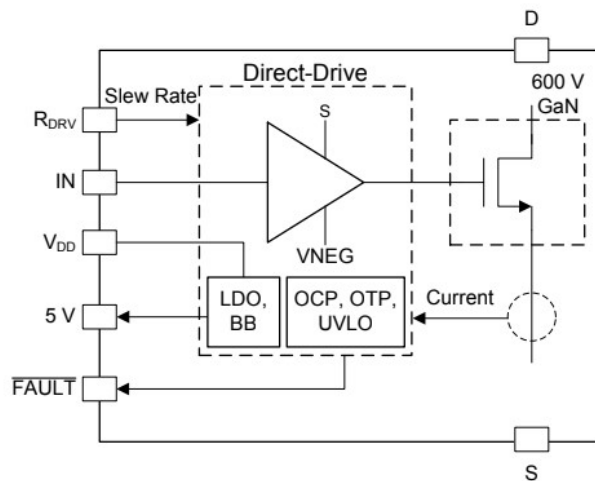


Figura 39 Esquemático del dispositivo[15]

Posee notables características de switching a alta frecuencia (102V/ns) dos órdenes de magnitud más rápido que el sistema actual (Figura 40) y su resistencia de canal es de 70mΩ, dos órdenes de magnitud menor que dispositivos similares tipo MOSFET.

A primer orden la corriente (i) necesaria para la conmutación del deflector si se lo carga con una rampa de tensión será

$$i = C \frac{dV}{dt}$$

Donde C es la capacidad y dV/dt la derivada de la tensión respecto al tiempo, en este caso una constante. Para hallar el valor de la corriente constante usamos la carga (Q) y el tiempo

$$\frac{Q}{t} = \frac{C V}{t} \cong \frac{10pF * 100V}{1ns} = 1A$$

Por lo que está dentro del rango de trabajo del dispositivo.

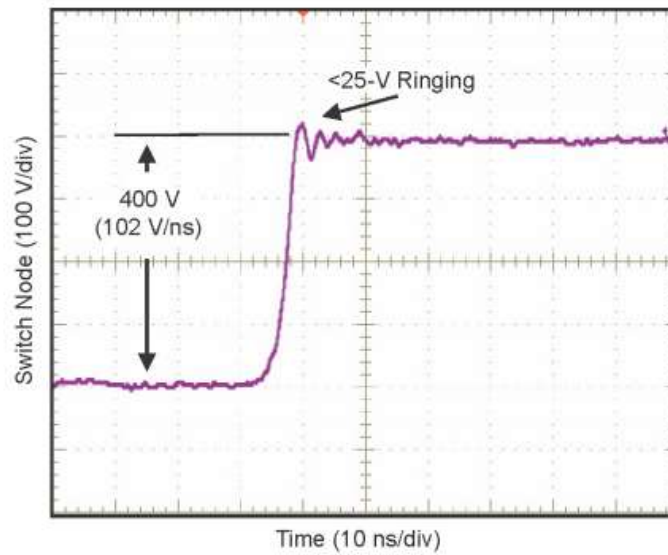


Figura 40 Transiente medido a la salida del LMG3410R150[15]

Inicialmente se pensó un diseño que emplee sólo un dispositivo LMG341, por lo que el capacitor debía estar conectado en forma continua a una resistencia que lo descargue. Un sistema así debería disipar 100W, lo que podría generar problemas de calentamiento. Se optó entonces por un diseño con dos HFETs, uno encargado de conectar el capacitor a la tensión de deflexión y otro encargado de conectarlo a tierra. Así, la mayor parte del tiempo el sistema estará consumiendo baja corriente salvo en las transiciones de encendido o apagado del capacitor. Se emplea otro gate driver ultra-rápido (IX4428) sólo para negar (invertir) una de las dos entradas de los HFETs. Según el fabricante, la línea IX4428 tiene bajo delay en cada compuerta, bajo tiempo de subida y bajada y ambos están apareados (matched).

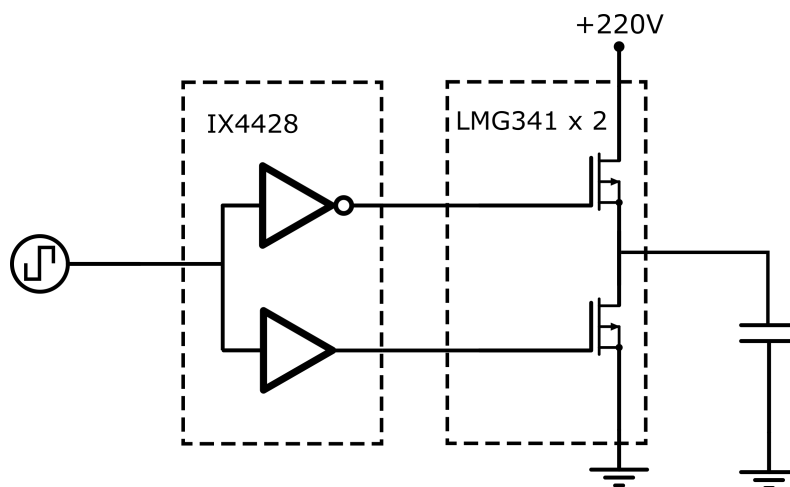


Figura 41 Diseño esquemático simplificado del circuito deflector propuesto.

4 Nitruro de Galio

Desde la invención del transistor en 1947, el silicio fue el material más usado tanto para la electrónica digital como la de potencia y la de alta frecuencia. Sin embargo, en estas dos últimas áreas, nuevos materiales como el carburo de silicio (SiC), Arseniuro de Galio (GaAs) y el nitruro de galio están ganando terreno.

El Nitruro de Galio (GaN) es un semiconductor binario del tipo III/IV de band gap directo. Su primera aplicación fue la fabricación de leds en los años 90' y permitió la fabricación de leds que emitan en el espectro visible completo (blancos). Tiene un band gap de 3.4eV y su estructura cristalina es del tipo Wurzita.

La Tabla 2 compara algunos parámetros de los distintos semiconductores en producción en la actualidad. Se muestra la movilidad electrónica (μ_e) la permitividad eléctrica relativa (ϵ), el bandgap (E_g), la figura de mérito de Baliga[16] que es un parámetro de la performance del material funcionando en alta potencia normalizada respecto al valor del silicio (BFOM ratio), la figura de mérito de Johnson que determina la performance del material en alta frecuencia normalizada respecto al valor de silicio (JFM ratio) y la máxima temperatura de trabajo (T_{max}). Es claro que el GaN presenta una alta movilidad electrónica y figuras de mérito que lo hacen destacable tanto para aplicaciones en radiofrecuencia como de alta potencia. Además, puede operar a altas temperaturas lo que lo hace ideal para aplicaciones espaciales que suelen presentar ciclos térmicos importantes. Tanto el SiC como el GaN son semiconductores denominados *Wide Bandgap*, presentan en general mayores tensiones de encendido y menor dependencia de sus parámetros con la temperatura

Material	μ_e	ϵ	E_g	BFOM ratio	JFM ratio	T_{MAX}
Si	1300	11.4	1.1	1.0	1.0	300C
GaAs	5000	13.1	1.4	9.6	3.5	300C
SiC	260	9.7	2.9	3.1	60	600C
GaN	1500	9.5	3.4	24.6	80	700C

Tabla 2 Propiedades de distintos materiales semiconductores.

Más allá de la comparación de los parámetros, los HFETs (Heterostructure Field Effect Transistor) de GaN emplean geometrías muy diferentes a los MOSFET (Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor) de silicio de alta tensión (Figura 42). En silicio, los dispositivos de alta tensión requieren un canal de conducción vertical entre el drain y el source. Este camino de corriente puede ser de decenas o centenas de micrones. En cambio, en los transistores de tecnología HFET el flujo de corriente es lateral, a través de un canal con algunos nanómetros de espesor. Esta característica hace que aun cuando la densidad de defectos en el GaN que forma el HFET sea alta comparada con cualquier silicio comercial, la probabilidad de interacción de los defectos con las cargas pueda ser comparable o menor porque el volumen activo de los dispositivos es órdenes de magnitud inferior.

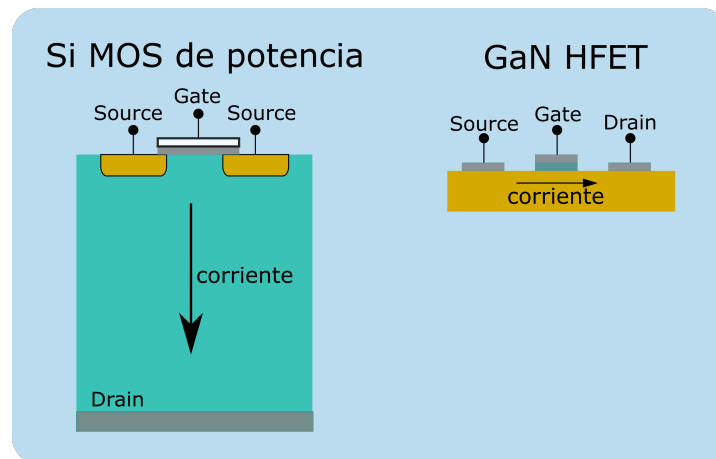


Figura 42 Comparación entre el corte transversal de un MOSFET de alta tensión y un HFET de GaN.

El proceso de fabricación de los dispositivos de tecnología GaN es muy diferente a sus equivalentes en silicio. Mientras que en silicio se parte de una oblea de silicio y luego se depositan sobre ésta dopantes, óxidos y metales para formar los transistores, la tecnología GaN requiere crecer el material para cada aplicación en particular.

El proceso MOCVD (*Metalorganic vapour phase epitaxy*) es el más usual para la producción de dispositivos de tecnología GaN a gran escala. Consta de un reactor en el que se colocan los sustratos donde se quiere crecer el material. Estas muestras se encuentran a alta temperatura y a una presión de entre 10 y 760 Torr. Los elementos que se quieren depositar generalmente se encuentran formando líquidos orgánicos como metilos o butilos y algunos en forma gaseosa como la arsina o la fosfina. Gases inertes llamados *carriers* (portadores) hacen burbujear a los líquidos arrastrando el material que

se quiere depositar. Éstos reaccionan químicamente con la superficie de la oblea (wafer) que se encuentra a alta temperatura y depositan lentamente una capa del elemento deseado. Los carbonos e hidrógenos presentes en el líquido orgánico se liberan en su mayoría en forma de gases, aunque algunos pueden generar trazas de carbono en el depósito.

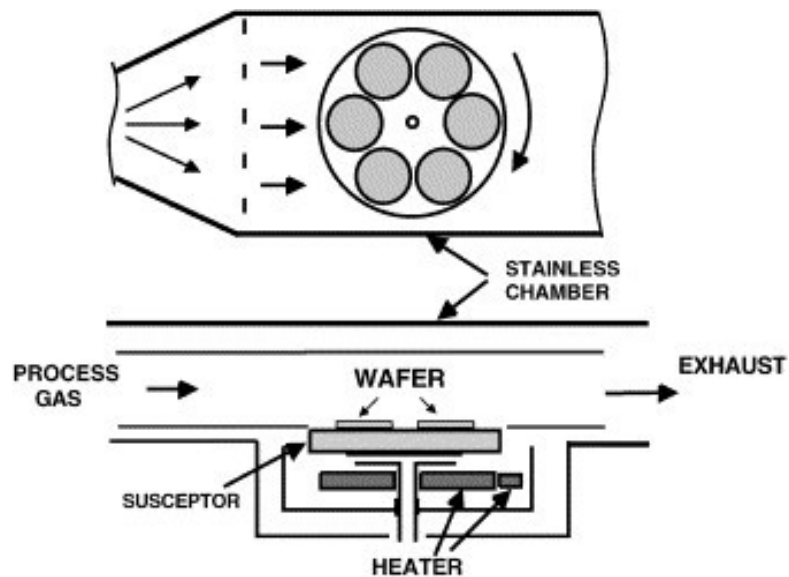


Figura 43 Esquema del proceso MOCVD

La estructura de HFET de tecnología GaN típica consta de al menos dos capas semiconductoras, el buffer que está formado por GaN y la capa de barrera o *barrier layer* que está formada típicamente por AlGaIn o AlInN. Entre éstas dos capas debe formarse un gas bidimensional de electrones (2DEG). En el caso del AlGaIn la principal fuente de cargas para el gas de electrones es piezoeléctrica. Por este motivo, debe ajustarse el espesor de ésta capa de modo tal de optimizar la tensión mecánica sobre la interfaz que proviene del desajuste (mismatch) entre las constantes de red de ambas estructuras. Cuando el *barrier layer* se construye con AlInN los electrones del 2DEG provienen principalmente de la componente de polarización espontánea. Ésta componente es consecuencia de las estructuras electrónicas de los átomos, por ello el espesor de ésta capa no afecta fuertemente a la densidad del 2DEG. Los dispositivos reales suelen tener varias capas de entre el sustrato y el buffer para mejorar la calidad cristalina de este,

último, debido a que los sustratos típicos como silicio, carburo de silicio (SiC) o diamante no tienen las mismas constantes de red que el GaN. Además, se emplean pasivaciones en la superficie como SiN que minimizan corrientes de fuga superficiales. El proceso de fabricación del HFET implica el crecimiento homogéneo de todas éstas capas sobre toda la superficie del wafer y luego empleando máscaras y ataques por plasma se remueven selectivamente algunas capas y mediante *sputtering* o evaporación se depositan los contactos metálicos en el gate, drain y source del transistor.

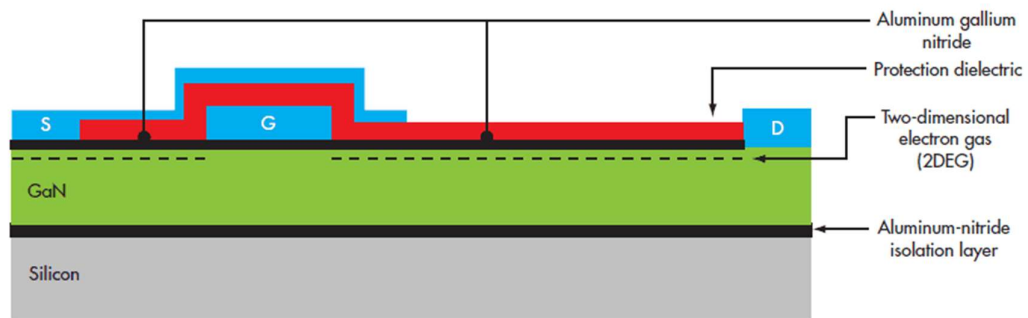


Figura 44 Esquema del corte transversal de un HFET

El diagrama de bandas típico de ésta estructura es como indica la Figura 45. Se observa la barrera de potencial que impone la capa de AlGaN y el gas bidimensional de electrones que se forma siempre del lado del *buffer layer* formado de GaN. El canal, la zona donde la banda de conducción tiene energía inferior al nivel de Fermi, tiene típicamente menos de 1nm de ancho con la tensión de gate $V_g=0$ V. Es claro que los HFET de ésta estructura serán normalmente cerrados, es decir con $V_g=0$ V existe un canal de conducción entre source y drain. Para tensiones $V_g < V_{th}$ el canal se cierra con V_{th} típicamente entre -8 V y -2.5 V. En la Figura 46 se observan las características corriente-tensión típicas.

Respecto a los sustratos que se emplean para la fabricación de HFETs existen algunas diferencias notables. En términos de calidad cristalina los sustratos de GaN puro resultan ideales, pues no requieren capas para adaptar las constantes de red cristalina y permiten obtener mínimas densidades de dislocaciones. Pero, la imposibilidad de crecer sustratos de GaN por métodos convencionales actuales (como Czochralski) hace que el costo de éstos sea muy elevado (entre 1600 y 5000 USD por wafer de 2"). Además, la conductividad térmica del material es relativamente baja (ver Tabla 3) lo que deteriora

la corriente máxima que pueden soportar los dispositivos en modo continuo. Los sustratos de diamante por su parte, poseen un elevado costo, pero altísima conductividad térmica.

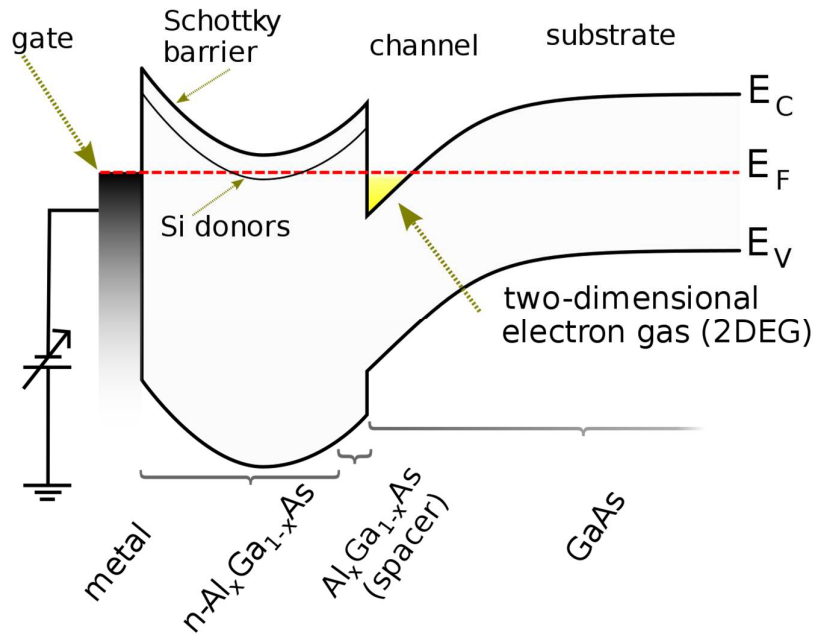


Figura 45 Diagrama de bandas de un transistor HFET.

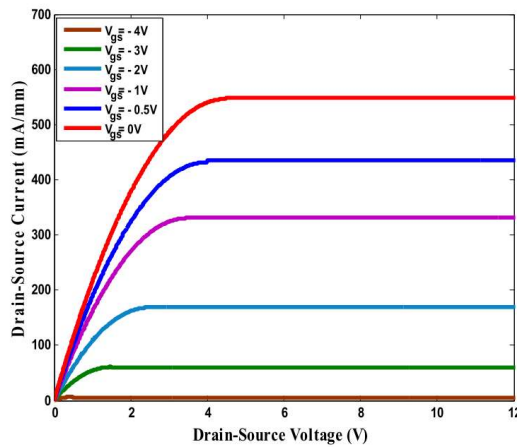


Figura 46 Características IV típicas de transistores HFET

Otros sustratos como Carburo de Silicio (SiC) tienen actualmente buena parte del mercado[17] para aplicaciones de alta performance principalmente en RF, con un costo de entre 500 y 1000 USD por wafer de 2". El silicio presenta el costo más bajo de todos

(entre 5 y 50 USD por wafer de 2") y compite en costos contra productos orientados al mercado masivo como fuentes switching de cargadores de notebook o celulares.

Material	Thermal Conductivity W/cm·K	Specific Heat J/g·K	Bulk Density g/cm ³	Thermal Diffusivity cm ² /s
Si	$1.48 \cdot (300/T)^{1.4}$	0.7	2.33	0.91
SiN	0.1	0.67-1.1	2.37- 3.25	0.04
GaN	$1.6 \cdot (300/T)^{1.3}$	0.49	6.15	0.53
AlN	2.85	0.6	3.255	1.46
4H-SiC	$4.0 \cdot (300/T)$	0.69	3.1	1.87
Diamond	33	0.52	3.52	18.02

k – thermal conductivity, *ρ* – bulk density, *C_p* – specific heat, *a* – thermal diffusivity, $a=k/(\rho \cdot C_p)$.

Tabla 3 Características térmicas de distintos materiales que pueden ser empleados como sustratos.

Existe una relación de primeros principios que permite comparar la resistencia a la radiación de los diferentes semiconductores. En [18] los autores irradian leds de GaN con electrones de energías entre 300 y 1400keV. Debido a que éstas energías son muy superiores a la banda prohibida (band gap) del material, los leds emiten luz aún con sus conectores cortocircuitados, mediante el mecanismo de fluorescencia. Incrementando la energía de los electrones gradualmente, mientras se mide la emisión de luz con un fotomultiplicador, se puede determinar la energía mínima de desplazamiento de los átomos en el material. Para energías de los electrones superiores a la mínima, se observará degradación en la emisión de luz a medida que crezca la fluencia, pero para energías menores a la mínima, la emisión de luz será constante. Así se obtuvo la Figura 47.

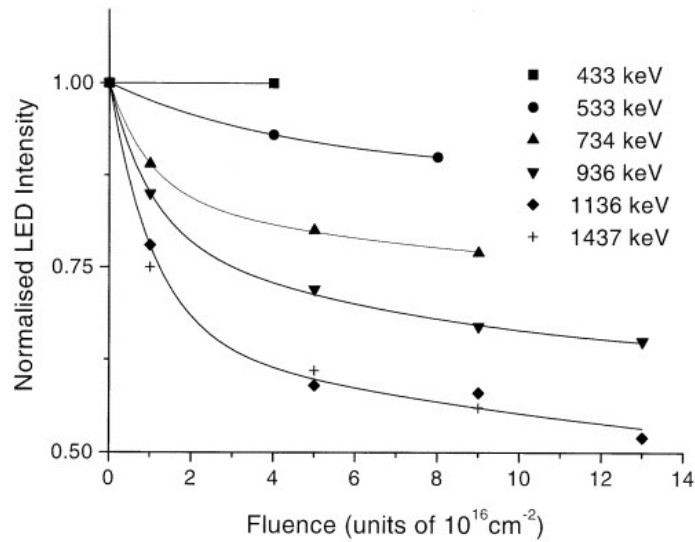


Figura 47 Intensidad del led versus fluencia de electrones para distintas energías.

Según los autores, para energías por debajo de 433 keV no se observa degradación en la intensidad. La energía de los electrones (E_{min}), no es directamente la energía de desplazamiento de los átomos (E_d). Resolviendo el choque relativista se obtiene

$$E_d = \frac{2 E_{min} (2mc^2 + E_{min})}{Mc^2}$$

Dónde m es la masa del electrón, M la masa del átomo y c la velocidad de la luz. Con éstos valores se obtiene una energía de desplazamiento de 19eV que corresponde al átomo de Galio, porque es el que tiene menor energía de desplazamiento.

Para comparar este valor con otros semiconductores usados industrialmente, se elaboró la Figura 48. Empíricamente, es sabido que el valor E_d se comporta de modo lineal con el volumen de la celda unidad. Ésta figura permite comparar usando parámetros de primeros principios, la resistencia relativa a la radiación de los distintos semiconductores, resultando el GaN uno de los que presenta mayor resistencia luego del diamante.

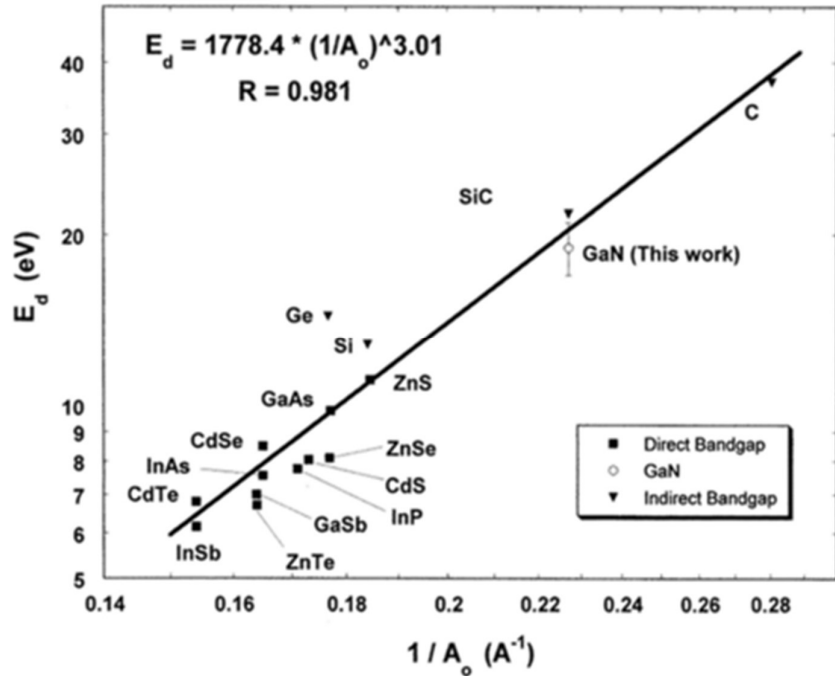


Figura 48 Energía mínima de desplazamiento versus inversa de la constante de red

El presente capítulo resume las ventajas comparativas de la tecnología GaN por sobre otras conocidas en el mercado. Los HFETs de GaN presentan altas prestaciones para aplicaciones de potencia y de alta frecuencia. Existen dos razones fundamentales para suponer una alta tolerancia a la radiación. El material es intrínsecamente más duro, es decir, tiene una de las energías de desplazamiento más altas conocidas para semiconductores (la tercera más alta luego del SiC y el diamante). Pero a la vez, la geometría de los HFETs hace que tengan una zona activa con un volumen muy pequeño, por lo que, de producirse defectos en el material, la probabilidad de interacción de las cargas con los defectos es mucho más baja que en dispositivos verticales como los MOSFET de silicio.

4.1 Daño por radiación en HFETs de tecnología AlInN GaN/Silicio

Se estudió la respuesta al daño por radiación de iones pesados de HFETs de tecnología AlInN sobre silicio. Dispositivos de tecnología AlInN se mostraron funcionales operando a 1000°C [19]. Muchos autores sostienen que en el futuro las aplicaciones de alta potencia serán basadas en esta tecnología[20].

Es sabido que cuando se producen barrier layers de AlInN sobre GaN, el 2DEG se genera principalmente debido a la polarización espontánea de la interfaz, en condiciones de relajación mecánica, es decir, sin una componente apreciable debido al piezoeléctrico que es el responsable de la polarización en dispositivos AlGaIn/GaN. Esto permite fabricar barrier layers más delgadas para reducir costos de producción. En una publicación [21] se determinó que los dispositivos con barrier layers delgadas resultan más resistentes a la radiación de protones que los que presentan barrier layers más gruesas en el sistema AlGaIn/GaN y se sugiere que los dispositivos de AlInN podrían presentar mayor resistencia aún.

Los dispositivos fueron crecidos mediante la técnica MOVPE en un reactor AIXTRON AIX 200/4 RF-S usando precursores estándar. El sustrato empleado fue Si(111) y la estructura consiste de una capa buffer de AlN/AlGaIn seguida por una capa de 2.8 µm de ancho de GaN dopado con hierro e interrumpida por dos interlayers de AlN para evitar quiebres en la estructura cristalina. Sobre el buffer fueron crecidas una capa de 200nm de ancho de GaN seguida por una otra de 1.5nm de AlN y una capa de 4nm de Al_{0.87}In_{0.13}N (Figura 49).

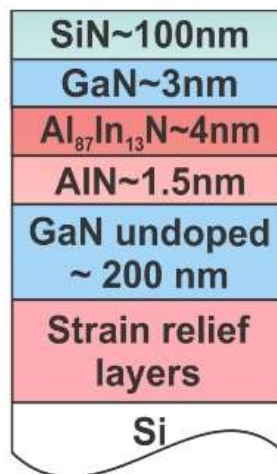


Figura 49 Corte transversal de la estructura empleada.

Los dispositivos fueron diseñados con gates de $50\mu\text{m}$ de ancho y $1.5\mu\text{m}$ de largo con separación gate source de $1.5\mu\text{m}$ y gate drain de $3\mu\text{m}$. Los contactos óhmicos fueron formados depositando Ti/Al/Ni/Au ($20\text{ nm}/50\text{ nm}/15\text{ nm}/60\text{ nm}$) usando un haz de electrones y evaporación térmica seguido por recocido (annealing) a 850°C en N_2 . El contacto de gate fue formado por Ni/Au ($15\text{ nm}/100\text{ nm}$). La aislación eléctrica de los dispositivos se realizó mediante Mesa etching (decapado) por plasma utilizando gases de Ar^+/Cl_2 .

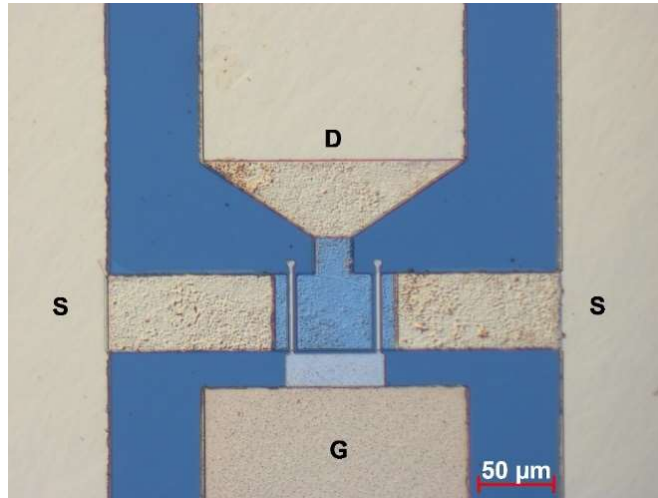


Figura 50 Microfotografía de la estructura irradiada

Las irradiaciones se realizaron en el MiP, con iones de ^{32}S a 75MeV . Se enfocó el haz y se desplazó la superficie de todo el dispositivo incluyendo los contactos. La fluencia promedio fue de alrededor de 3×10^{10} iones/ cm^2s . Los rayos X provenientes del galio en la muestra fueron usados para medir la fluencia y asegurar la uniformidad de la distribución de dosis.

La Figura 51 muestra la corriente drain-source versus la tensión gate-source. Se observa un incremento gradual de la tensión de threshold (V_{th}) consistente con el aumento de la fluencia de inicialmente -3.4 V a -2.9V . Otros estudios indican que las causas para este corrimiento pueden ser causadas por tres factores: corrimiento del nivel de Fermi, cambios en el campo eléctrico en la interfaz debido a la redistribución de cargas o remoción de portadores en el 2DEG. Se discutirán las causas de este cambio en la sección *modelado TCAD*. En la Figura 51 se observan también las transconductancias derivadas de la curva I_{DS} vs V_{GS} . Se observó un 25% de decrecimiento en la

transconductancia pico y un corrimiento causado por el incremento en el V_{th} . En la bibliografía [22] un efecto similar fue observado para estructuras dopadas con carbono en su buffer. Es sabido que los átomos de carbono actúan como aceptores, por lo tanto, es razonable pensar que se la radiación genera centros de atrapamiento tipo aceptor en la estructura.

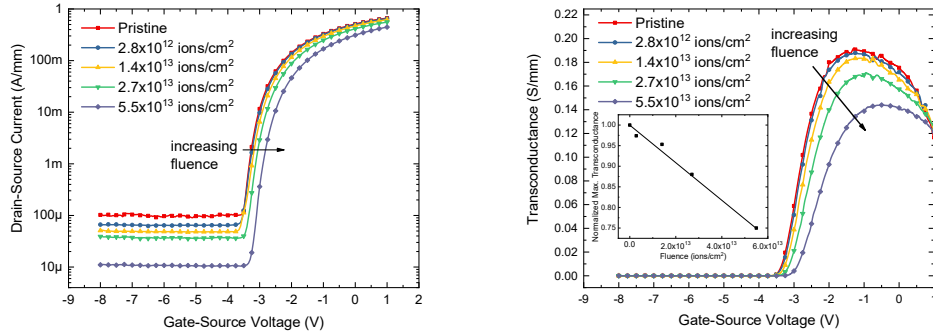


Figura 51 Corriente drain source vs tensión gate source y transconductancias para los dispositivos irradiados

Existe un factor de mérito para las aplicaciones que requieren alta frecuencia de conmutación que se puede extraer de las curvas I_{DS} vs V_{gs} llamado subthreshold swing. Este parámetro tiene unidades de volt por década de corriente y se obtiene ajustando una recta en la curva I_{DS} vs V_{gs} en la región de mayor pendiente. Es una medida de eficiencia en la modulación de gate. Idealmente los dispositivos deberían cambiar varios órdenes de magnitud su corriente en el mínimo incremento de tensión de gate, por lo tanto, el valor ideal de este parámetro es el menor posible.

Puede escribirse como

$$S = \frac{kT}{q} \ln(10) \left(1 + \frac{C_{it}}{C_i} \right) = \frac{kT}{q} \ln(10)(1 + \varsigma)$$

Donde C_i es la capacitancia de la capa que forma la barrera, C_{it} está relacionado con la densidad de trampas en el material, kT es el factor de Boltzmann y q la carga electrónica unitaria. Como se asume constante a la capacidad de la barrera, otras formulaciones consideran el factor ς como parámetro de la concentración de defectos. La Figura 52

muestra la evolución de subthreshold swing en función de la fluencia. Se observa una degradación de ~ 20%.

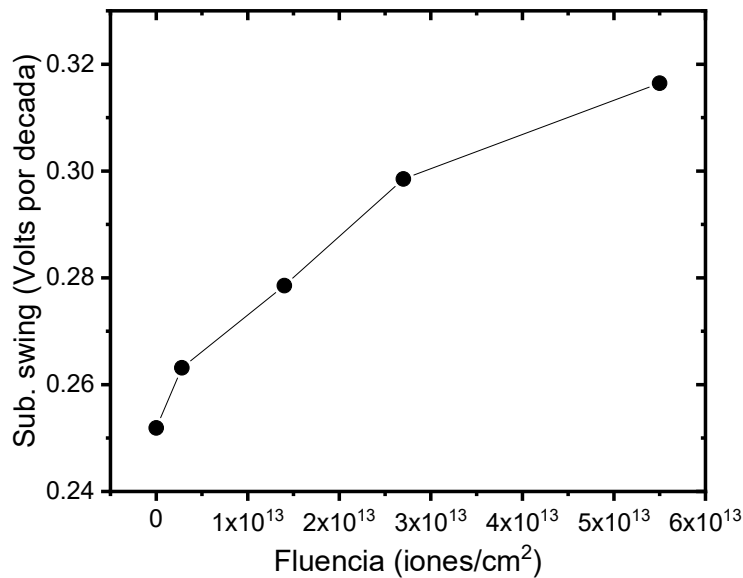


Figura 52 Subthreshold swing en función de la fluencia.

Respecto al comportamiento de la corriente del transistor apagado, es decir para $V_{GS} < 0$ V no se puede argumentar que se deba a la disminución de la densidad de carga en el canal, pues con el transistor apagado no hay canal. Se estudiaron las corrientes de fuga para transistores con distinta separación source drain, sin irradiar e irradiados con 2.7×10^{13} iones/cm² (Figura 53). En ambos casos el comportamiento de los dispositivos es aproximadamente lineal con la distancia, por lo que puede asumirse un comportamiento resistivo de este canal. Para los dispositivos irradiados la corriente es menor pero aún lineal con la distancia. Existe un efecto de interfaz conocido como fuga lateral[23]. En este mecanismo se forma camino de estados de la interfaz entre la pasivación y el semiconductor. Una posible causa de la caída de esta corriente es el aumento en la resistividad de este camino. No existen en la literatura muchos modelos para la corriente de fuga de transistores HFET, por lo que este es un tema abierto.

Mediciones posteriores sobre dispositivos irradiados con mayores dosis (hasta 1.4×10^{15} iones por cm²) muestran que la corriente de saturación no tiene el mismo comportamiento que la corriente de fuga por lo que sostiene la hipótesis de que ambos mecanismos de degradación son diferentes.

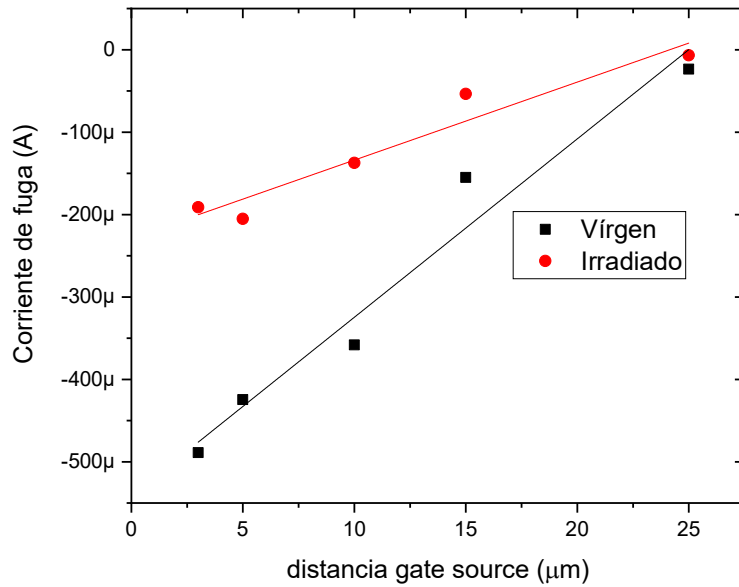


Figura 53 Corrientes de fuga para transistores con distinta separación gate-source

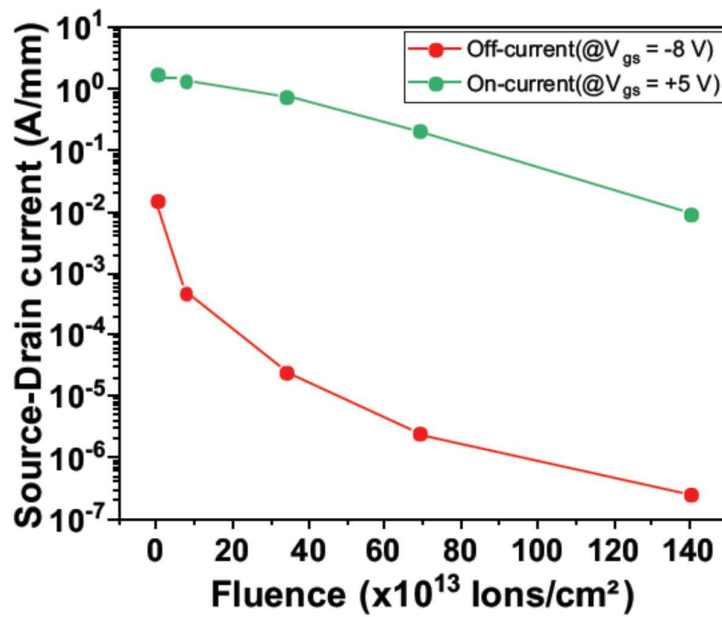


Figura 54 Corriente de saturación y corriente de fuga en función de la dosis

Se estudiaron también las curvas de transferencia típicas (I_{DS} vs V_{DS}) para $V_{GS} = 0$ V. Se observó un decrecimiento de un 40% en la corriente de saturación. Este parámetro depende teóricamente del sobrevoltaje de gate al cuadrado es decir $(V_G - V_{th})^2$, de acuerdo con las mediciones de transconductancia, el corrimiento de V_{th} no es lo suficientemente

grande como para explicar la caída en la corriente de saturación. Atribuimos la caída en la corriente a la reducción de la densidad de carga en el 2DEG y la movilidad del canal.

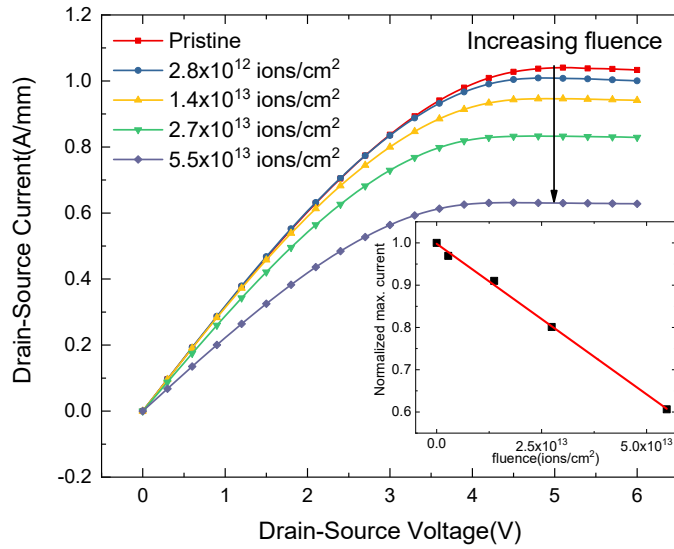


Figura 55 Corriente drain-source versus tensión drain source para $V_g=0 V$

Puede extraerse la movilidad del material de las pendientes de las curvas I_{DS} vs V_{DS} para distintos valores de V_g

$$\frac{V_{DS}}{I_{DS}} = R + \frac{L d}{\mu W \varepsilon (V_{GS} - V_{th})}$$

Donde R es la suma de las resistencias de drain, source y de contacto. L , d y W son el largo, espesor y ancho del gate, μ la movilidad y ε la permitividad del material. La densidad de portadores en el canal puede determinarse mediante

$$n_s = \frac{\varepsilon}{d q} (V_{GS} - V_{th})$$

Donde q es la carga del electrón. En la Figura 56 se muestran los resultados.

En la Figura 57 se muestran los espectros de micro-fotoluminiscencia. Fueron tomados con un equipo que consta de un láser He-Cd con una longitud de onda de 325 nm a una temperatura de 4 K. El equipo se enfocó sobre el canal en el área entre el gate y el source. Se observó un decrecimiento en la intensidad del pico principal. Se graficó

también el cociente entre la intensidad inicial y la medida menos uno para las distintas fluencias. Se observó un comportamiento lineal como en otros trabajos [24].

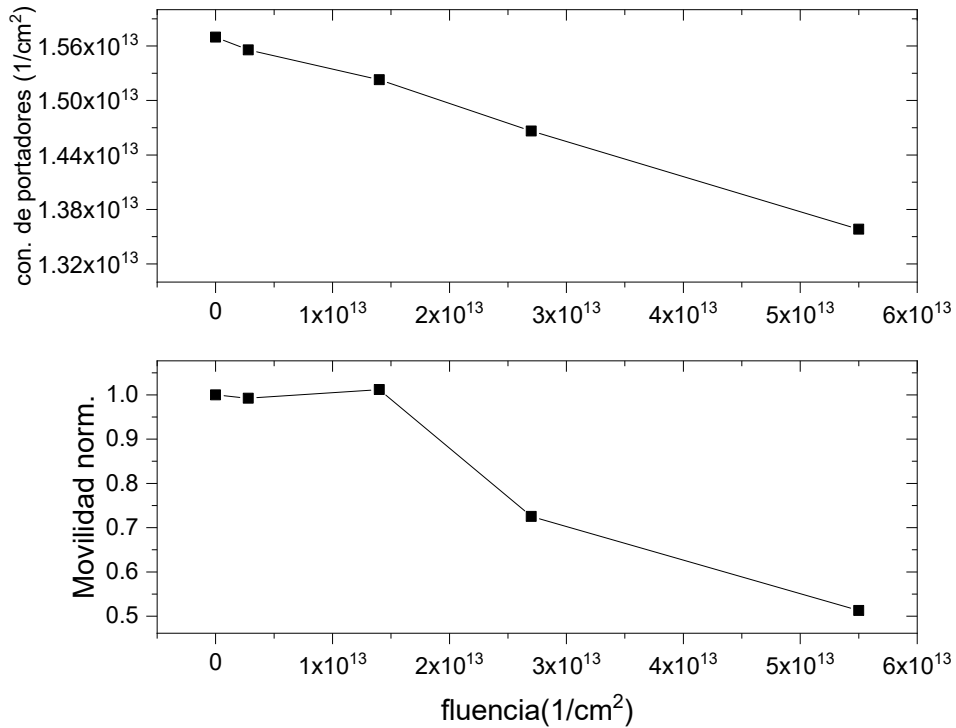


Figura 56 Movilidad electrónica y concentración de portadores en función de la fluencia

Los fotones incidentes del láser tienen energía mayor a la del bandgap, por lo tanto, pueden producir una excitación desde la banda de valencia hasta la de conducción. Creemos que la radiación produce estados intermedios dentro del gap también llamados canales no radiativos de recombinación. Esto resulta en una degradación de la vida media de los portadores en el canal.

Se realizaron mediciones de corriente estimulada por temperatura. Ésta técnica se emplea para conocer la distribución en energía de los defectos. Si bien, la técnica más empleada en semiconductores es DLTS (Deep level transient spectroscopy) su uso se limita a muestras conductoras o semiconductoras, para materiales de gran band gap y resistividad algunos autores recomiendan el uso de TSC[25] (termally stimulated current).

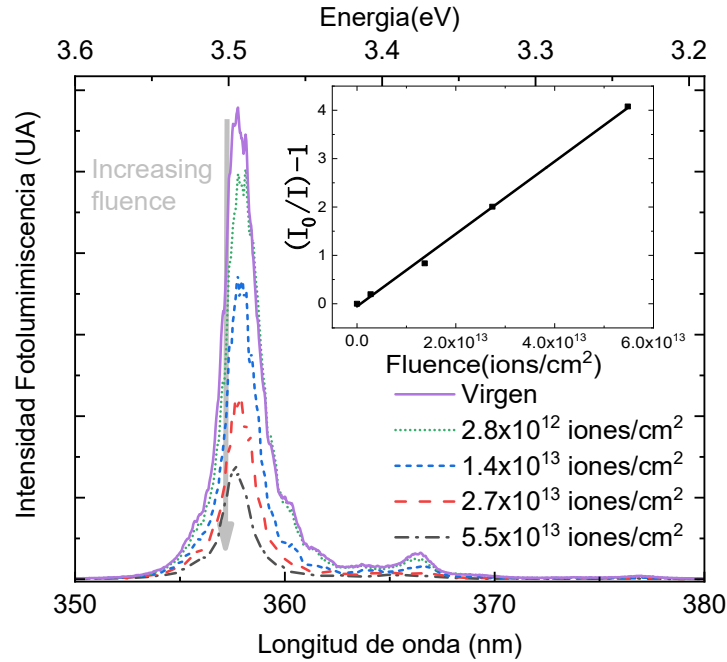


Figura 57 Espectro de fotoluminiscencia de los dispositivos irradiados.

La técnica TSC involucra el llenado gradual de trampas de electrones o agujeros y luego su vaciado mediante el incremento lento de la temperatura. Típicamente las trampas se llenan mediante iluminación y luego se vacían aumentando la temperatura con tasas de $\beta \sim 0.05 - 0.5 K/s$. La emisión electrónica es activada térmicamente, por lo tanto, la velocidad de emisión está dada por

$$e_n = \frac{g_0}{g_1} N_c T^{3/2} \sigma_n v_n e^{-E/kT}$$

Donde g_0/g_1 es el factor de degeneración, $N_c T^{3/2}$ es la densidad de estados de la banda de conducción, σ_n es la sección eficaz de captura de electrones, es la velocidad térmica o $v_n = \sqrt{8kT/\pi m_n^*}$, E es la energía de la trampa respecto de la banda de conducción. Una fórmula similar puede escribirse para los huecos. De cualquier modo, la probabilidad de emisión bajará a medida que la trampa se vacíe de electrones o huecos. Puede demostrarse entonces que la corriente será

$$I_{TSC} = e \mu \tau V \frac{wd}{l} N e_n \exp\left(-\int_{T_0}^T \frac{e_n}{\beta} dT'\right)$$

Donde e es la carga del electrón, μ es la movilidad electrónica, τ es la vida media del electrón libre, V es la tensión de bias, w , d y l son ancho largo y alto del dispositivo, n es

la concentración de trampas, T_0 es la temperatura de llenado de trampas y β es la velocidad de calentamiento.

Para realizar la medición se empleó una resistencia calefactora, un sensor de temperatura DS18B20 y un electrómetro Keithley 6517A. Se programó un microcontrolador Arduino con un código de control PID (Proporcional, Integral, Derivativo) y se lo conectó a un transistor MOSFET a fin de manejar la corriente de alimentación de la resistencia (hasta 2.2 A). El electrómetro cuenta con una entrada para termocupla que se conectó independientemente del sistema de control al reverso de la resistencia calefactora. Por una salida serial se registraron las corrientes medidas con el electrómetro y la temperatura de la muestra (Figura 58).

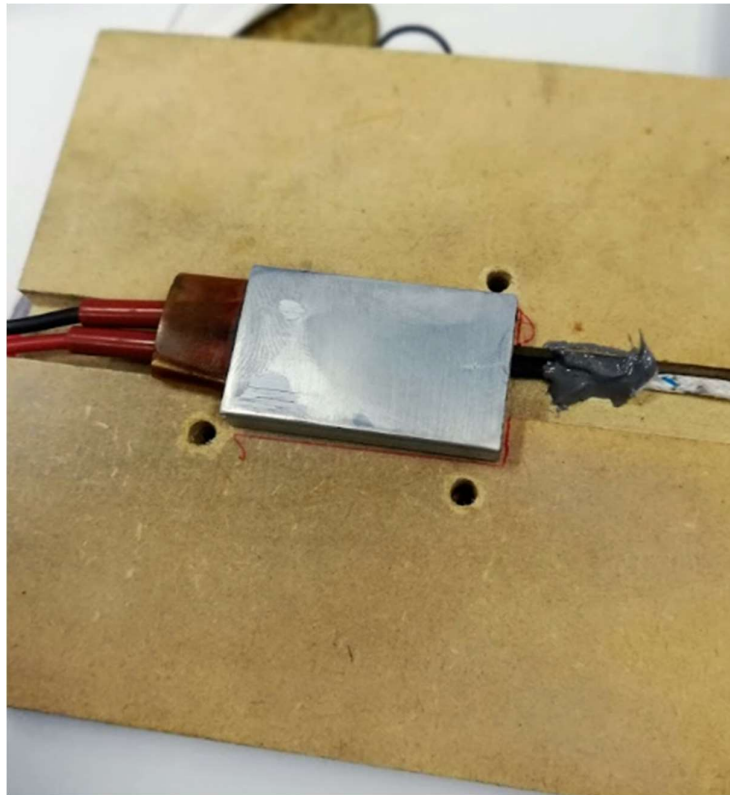


Figura 58 Fotografía del calentador construido

Se irradió un diodo de $150\mu\text{m}$ de diámetro con la misma estructura del gate HFET para medir su curva TSC. Se lo polarizó una tensión inversa de 10V y una rampa de temperatura de 1K por minuto partiendo de temperatura ambiente (Figura 59). Una aproximación común en el análisis TSC es suponer que $E \sim kT_m \ln(T_m^4/\beta)$, donde T_m es la temperatura del pico. Considerando la curva expuesta los niveles de energía de las trampas están entre 0.7 y 0.9 eV respecto a la banda de conducción o de valencia

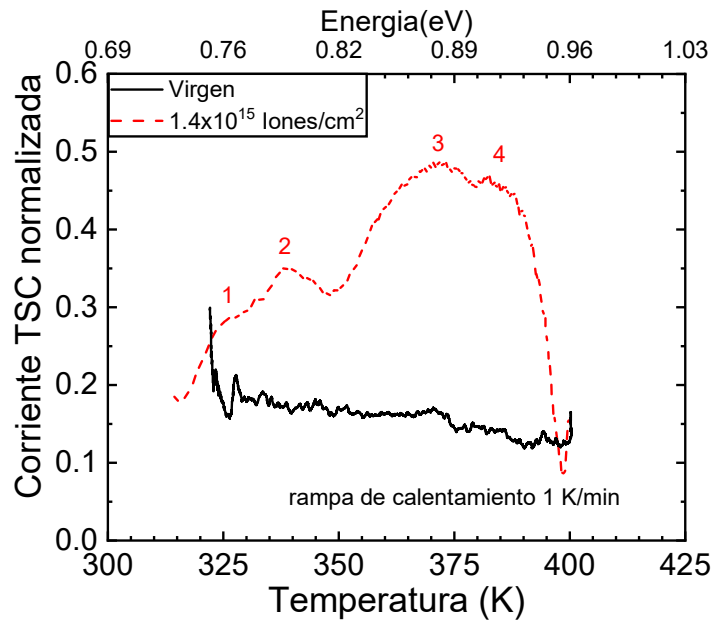


Figura 59 Medición de corriente estimulada por temperatura para el diodo con estructura tipo HFET.

4.2 Simulación con TCAD

Para entender los resultados anteriores y hacer predicciones decidimos realizar simulaciones de los dispositivos en TCAD (Technology computer aided design). La idea es partiendo de la geometría y las características de los materiales, simular las curvas de corriente, su campo eléctrico y demás. La plataforma que elegimos es un software llamado SILVACO que es el más empleado para dispositivos de tecnología III/V.

El paquete consta de varios programas:

ATHENA: Simula procesos de fabricación standard, como deposición de metales por sputtering, implantación, etc. Además, permite hacer mallados adaptativos conforme a los procesos de fabricación.

ATLAS: Simula el mallado y posee una amplia librería de materiales. Puede resolver las ecuaciones de Poisson para la distribución de campos eléctricos dentro de los dispositivos y las ecuaciones de continuidad para electrones y huecos. Permite además simular la distribución de carga producto de la ionización por un ion, por luz, interacción con campos magnéticos, efectos cuánticos, entre otros. Puede simular estructuras 1D, 2D y 3D.

TONYPLOT: Permite graficar las estructuras y las corrientes, sus diagramas de bandas, su campo eléctrico entre otras cosas.

DECKBUILD: Consola de comandos que permite ejecutar secuencialmente los demás programas y hacer rutinas.

Para esta simulación se tomó la geometría de los dispositivos dada por la máscara de fabricación y por la estructura vertical. Se respetaron los materiales utilizados, las funciones trabajo de los metales, la tensión mecánica de las capas y la concentración inicial de dopantes dada por el proceso de deposición. Se realizó un mallado aumentando la densidad en las zonas de la barrera y el canal y se resolvió por el método de Newton. En la práctica el mallado se ajusta en función de lo bien o lo rápido que converja el método de Newton. Un mallado más fino hace que el software converja en menos pasos, a costa de un tiempo de resolución mayor. El tamaño máximo que puede ocupar en memoria el software es de 8GB, lo que limita el número de nodos en la malla.

Como regla general según el manual se recomienda que la relación lado largo/lado corto de los triángulos que forman la malla no sea mayor a 100.

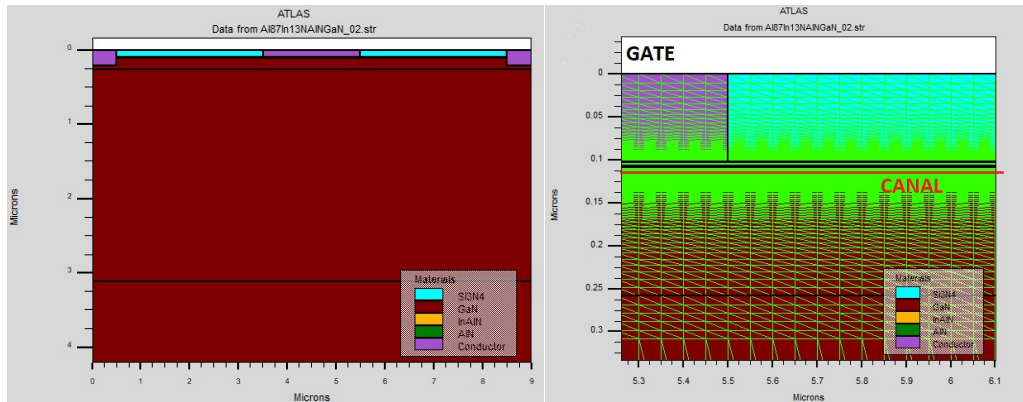


Figura 60 Izquierda vista en contornos del dispositivo simulado, derecha vista de malla en la zona del gate

Existen numerosos trabajos [21], [26] que modelan el corrimiento de V_{th} de los transistores GaN con la introducción de trampas tipo aceptoras inducidas por la radiación en la capa buffer. Estudios basados en la aniquilación de positrones relacionan a las vacancias de Ga como aceptores dominantes en GaN crecido epitaxialmente [27]. Por esto decidimos estudiar mediante simulaciones el efecto del nivel de dopantes en el buffer.

Espectros de foto capacitancia de muestras de GaN irradiadas muestran un incremento de los defectos tipo aceptores con energías de $E_c-1.25\text{eV}$, $E_c-2.5\text{eV}$ y $E_c-3.25\text{eV}$ siendo ésta última la que domina el proceso de remoción de portadores en el canal. Por simplicidad, consideramos sólo la presencia de aceptores con energía de ionización de $E_c-3.25\text{eV}$ como en [28].

Para distintas concentraciones de aceptores se obtienen los diagramas de bandas de la Figura 61. A medida que aumenta la concentración, se observa que el 2DEG reduce su profundidad y disminuye ligeramente su volumen.

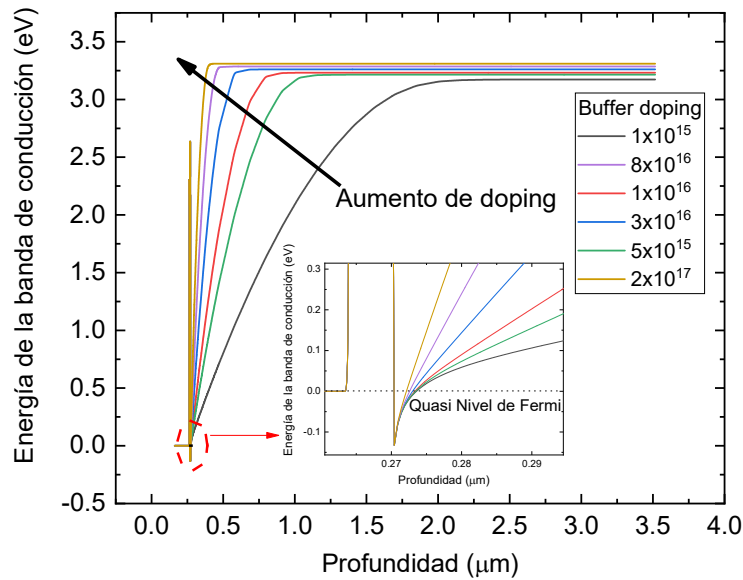


Figura 61 Energía de la banda de conducción en la zona del buffer para distintas concentraciones de aceptores.

Las curvas IV para distintas concentraciones de aceptores en el buffer pueden observarse en la Figura 61. Se observan dos fenómenos, el corrimiento de V_{th} y la caída en la corriente de saturación debido a la recombinación causada por los aceptores en el canal. Existen varios métodos descritos en [29] para extraer V_{th} empleando curvas IV. El más directo es definir una corriente por encima de la corriente de fuga y definir V_{th} como la tensión de gate tal que ese valor es superado. Si bien este método puede ser útil desde un punto de vista práctico, es sensible a cambios en la resistividad del canal o de los contactos. Se realizaron simulaciones con diferentes movilidades en el canal (no mostrados) sin variar ningún otro parámetro y este método producía distintos valores de V_{th} . Empleando la transconductancia se puede ajustar por una recta a los valores en torno al flanco de subida y definir V_{th} como el valor en el que ese ajuste pasa por $Y=0$. Este método se independiza de la movilidad del canal y de los efectos resistivos que pudieran aparecer. Existe un método similar que consta en tomar el máximo en la derivada de la transconductancia, es decir la derivada segunda de $I_{ds}(V_g)$. Si bien analíticamente debería arrojar el mismo resultado que el método anterior, cuando se tiene un conjunto discreto de puntos, la resolución en tensiones de este método está

limitada por el número de pasos que se hayan usado en la medición, mientras que el ajuste lineal puede arrojar valores intermedios.

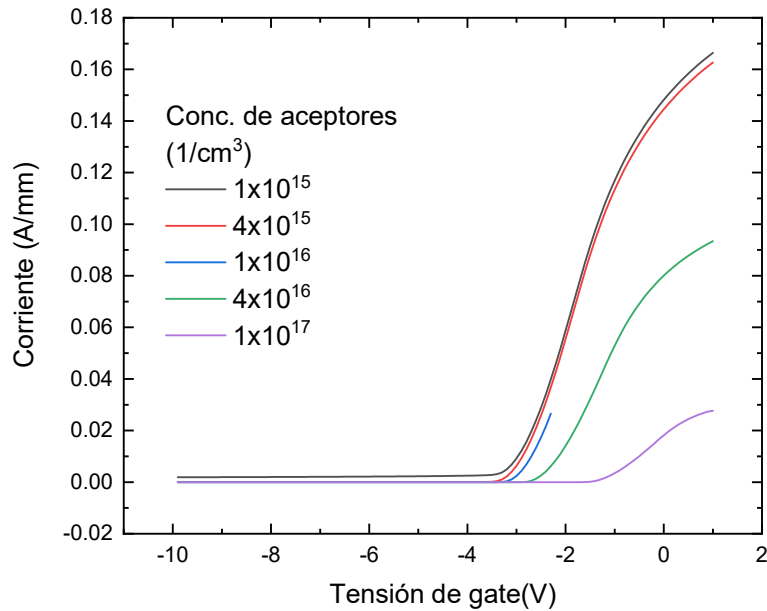


Figura 62 Corriente en función de la tensión de gate simulada

Se graficó en la Figura 63 las tensiones V_{th} medidas en función de la fluencia y las calculadas por la simulación extrayendo los datos de las curvas de transconductancia. Se observa que tienen el mismo comportamiento. Se simuló la dependencia con el ancho de la capa buffer entre 150 y 300nm. Se observa que para dosis/concentraciones de aceptores bajas hay menor corrimiento para canales más delgados, pero a concentraciones altas el nivel de Fermi se fija a la energía de los defectos y el corrimiento de V_{th} deja de depender del ancho de la capa donde se encuentra el canal.

Los resultados de las irradiaciones con ³²S a 75MeV tienen el mismo comportamiento que los resultados reportados para irradiaciones con protones de 2MeV. Pero éstos no son consistentes con el número de vacancias de galio calculadas con el software TRIM. En [30] los autores sostienen que el TRIM calcula correctamente el número de vacancias introducidas como aceptores en la estructura, basados en datos de irradiaciones con protones de entre 2 y 5 MeV. Pero éstos resultados difieren por al menos dos órdenes de magnitud de los presentados aquí.

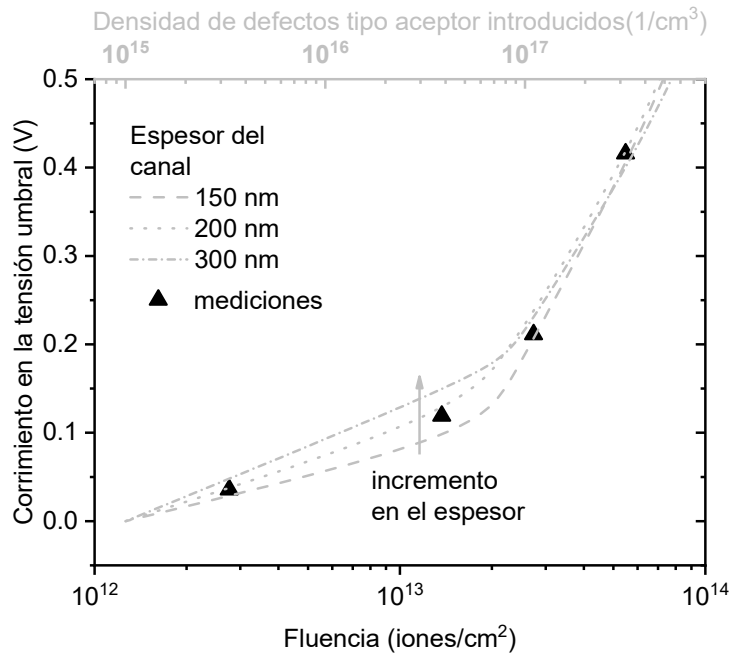


Figura 63 Corrimiento en V_{th} experimental y simulado

Las razones de ésta discrepancia son desconocidas hasta la fecha, pero ya fueron observadas en otro trabajo. En [31] se discute que una de las posibles causas de este comportamiento es la creación de defectos más “profundos” o alejados de las bandas. Como los dopantes no están completamente ionizados a temperatura ambiente debido al gran band gap del material, sólo un porcentaje de éstos funciona efectivamente como dopante. Ésta teoría es previa al cálculo mediante dinámica molecular de las energías de los defectos conocidas en GaN [32]. Si fuera cierto implicaría la existencia de algún defecto no reportado.

5 Corriente inducida por iones en diodos

En un material semiconductor existen básicamente tres mecanismos principales que pueden actuar luego de una ionización:

- 1) Los portadores se muevan debido a un campo eléctrico aplicado (*deriva*),
- 2) los portadores se muevan por difusión debido a la influencia de un gradiente en la concentración de portadores en el dispositivo (*difusión*),
- 3) pueden ser aniquilados por *recombinación*

Cuando una partícula energética penetra en un dispositivo micro-electrónico las zonas más sensibles son las junturas PN polarizadas en reversa, como ilustra la Figura 64. El campo eléctrico debido a la polarización de la juntura puede coleccionar eficientemente la carga generada por ionización debido al mecanismo de deriva en un tiempo corto (típicamente entre ps y ns). Luego la difusión se encarga de coleccionar las cargas restantes en tiempos más largos (entre μs - ms) (ver Figura 64).

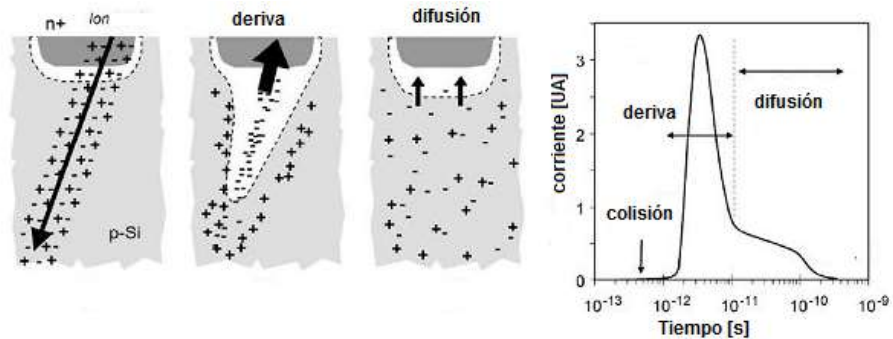


Figura 64 Ilustración de una colisión entre una partícula cargada y una juntura PN, la escala de tiempo está en unidades típicas.

El análisis de los pulsos generados por un único ion permite estudiar los mecanismos de recombinación y el campo eléctrico en el interior de distintos dispositivos semiconductores. De acuerdo con el Teorema de Gunn[33] la corriente inducida por una carga móvil (q) en el i ésimo electrodo de un sistema es

$$I_i = -q \cdot \vec{v} \frac{\partial \vec{E}}{\partial V_i'}$$

Donde \vec{v} es la velocidad de la carga móvil y el último factor se lo denomina "Campo de peso de Gunn". Consiste en la derivada del campo eléctrico respecto a la tensión aplicada en el electrodo i ésimo mientras las demás tensiones permanecen constantes.

Para calcular la carga total en el electrodo iésimo, se necesita integrar en el tiempo la expresión de la corriente

$$Q_i(t) = \int_0^t I_i(t') dt' = -q \cdot \int_{r_i}^{r_f} \frac{\partial \vec{E}}{\partial V_i} \cdot d\vec{l} = q \cdot \left[\frac{d\Psi}{dV_i} \right]_{r_f} - \left[\frac{d\Psi}{dV_i} \right]_{r_i}$$

Dónde r_f y r_i son las posiciones finales e iniciales de la carga a tiempo t y 0 respectivamente. La carga inducida es simplemente la diferencia en el "Potencial de peso de Gunn" entre dos posiciones.

El procedimiento para calcular la carga en función del tiempo es el siguiente

- 1) Calcular el potencial electrostático resolviendo las ecuaciones de Poisson pertinentes
- 2) Obtener el campo de peso de Gunn diferenciando el potencial Ψ respecto al potencial del electrodo iésimo
- 3) Calcular la carga evaluando el potencial de peso de Gunn entre la posición inicial y final.

La extensión al caso de una distribución continua de portadores es simplemente

$$Q_i(t) = -q \int_0^t dt' \int_{\Omega} d^3r \left\{ x(r, t) v(r) \frac{\partial \vec{E}}{\partial V_i} \right\}$$

Donde Ω es el volumen del semiconductor y $x(r, t)$ es el exceso en la concentración de portadores cuya evolución sigue las ecuaciones de continuidad de electrones y huecos.

Los diodos planos y especialmente los diodos tipo PIN presentan una estructura sencilla para estudiar el proceso de colección de carga. Si se asume una juntura vertical donde todo el volumen está contenido en la zona de depleción y la recombinación es despreciable, la carga colectada para un ion de energía E será

$$Q \propto \int_{x_0}^{x_1} \frac{dE_{ioniz}}{dx} \epsilon dx$$

Donde E_{ioniz} es la pérdida de energía debido a procesos de ionización del proyectil, ϵ es la energía media de creación de pares electrón-hueco para el material de la juntura. Para el silicio este valor es 3.6eV y en general tiene una relación inversamente proporcional al band gap del semiconductor.

5.1 Diodo Hamamatsu S1223

Un diodo PiN es una juntura p-n con un perfil de dopaje hecho de tal forma que su capa intrínseca (*región i*) está entre una capa p y una capa n. En la práctica, la *región i*, es aproximada por una capa de alta resistividad p o n. El bajo dopaje de la *región i* provoca que la mayor caída de potencial ocurra sobre ésta capa.

Los fotodiodos tipo PIN Hamamatsu S1223 fueron extensamente estudiados como detectores de partículas[34]–[36]. El elemento sensible es silicio y su desempeño es comparable con los detectores de barrera de superficie dedicados a la detección de partículas con un costo significativamente menor (aprox. 8USD la unidad).

Presentan un encapsulado tipo lata metálica con una ventana de vidrio que puede ser removida cortando el borde del mismo, dejando expuesta la superficie del detector. Así se evita la degradación en energía de los iones al atravesar la cubierta.



Figura 65 Fotografía de un fotodiodo Hamamatsu S1223

Es sabido que la colección de carga inducida por un ion aumenta con la tensión de polarización inversa, pues así se incrementa el ancho de su zona de depleción o vaciamiento. Por ello, es necesario contar con un circuito capaz de polarizar el diodo y a la vez medir las fluctuaciones rápidas de corriente en la alimentación inducidas por la ionización. Por ende se empleó un circuito conocido como Bias Tee (Figura 66) cuya salida está limitada en frecuencias de entre 1 y 3000MHz

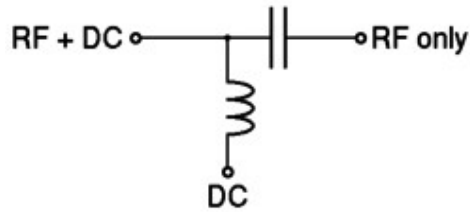


Figura 66 Esquema simplificado de un Bias Tee.

Para caracterizar el ancho de la zona de depleción en función de la tensión inversa aplicada se realizaron mediciones de capacidad para distintas tensiones de polarización. Un diodo en polarización inversa puede modelarse como un capacitor de caras paralelas. Es sabido que la capacidad puede modelarse como

$$C = \frac{\epsilon_s A}{W}$$

donde C es la capacidad medida, ϵ_s la permitividad eléctrica del silicio, W es el ancho de la zona de depleción y A el área del diodo. Utilizando un medidor LCR Agilent E4980A a una frecuencia de 1MHz se midió la capacidad del fotodiodo en función de la tensión de polarización inversa en condiciones de oscuridad (Figura 76). En junturas PN las zonas de depleción crecen con la raíz cuadrada de la tensión inversa. Se ajustaron los datos medidos por una función tipo $y = W_0 + \sqrt{bx}$ y se obtuvo $W_0 = 5.8\mu m$.

Se indican también en la figura las longitudes de penetración en silicio de distintos iones usados en el MiP. Es importante recordar que, si bien la zona de vaciamiento puede ser mucho más ancha que la penetración del ion, a medida que la tensión inversa aumenta la zona de vaciamiento se acerca a la superficie. La energía perdida por el ion entre que entra al material y llega a la zona de vaciamiento no es colectada, por eso es esperable observar un aumento en la colección de carga aun cuando la zona de vaciamiento es mayor al rango del ion. Este fenómeno es especialmente notable para iones con baja longitud de penetración.

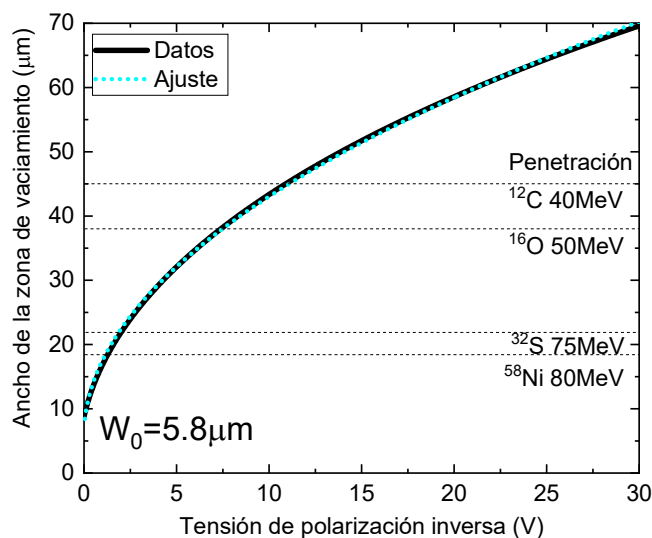


Figura 67 Ancho de la zona de vaciamiento extraída de la curva capacidad-tensión.

Con un haz de Níquel a 80MeV se midieron los pulsos de salida del diodo mientras se irradiaba una línea en su borde para distintas tensiones de polarización. Utilizando un osciloscopio de 2 GigaSamples por Segundo y 200MHz de ancho de banda se registraron los eventos en un canal y la señal de tensión de control de la posición en otro. En la Figura 68 se muestra la tensión pico de los pulsos en función de la posición. Como se espera en una estructura cuasi vertical, la colección de carga es homogénea lejos de los bordes y se incrementa a medida que aumenta la tensión de polarización. Entre 5 y 28V el incremento en la colección de carga es sólo de un 12% mientras la tensión se multiplicó por un factor 5.6. Entre 20 y 28V el incremento en el valor pico es del orden del ruido de medición.

Cualitativamente resulta razonable entender este hecho como consecuencia de que la zona de vaciamiento es mucho mayor a la penetración de los iones de Níquel en silicio. Se analizaron también las pendientes de subida de los pulsos que, por lo anteriormente expuesto, tienen estrecha relación con el campo eléctrico. Para ello se programó un script en Matlab que ajusta por una recta los valores de tensión que pasen un umbral de 5mV mientras sean crecientes, es decir hasta el máximo de tensión. La dependencia de la pendiente con la tensión de polarización (Figura 69) se incrementa en forma similar a la

tensión pico pero en este caso en escala logarítmica. Usando el modelo unidimensional, el campo eléctrico máximo dentro del diodo PIN tiene la expresión[37]

$$\epsilon_{max} = \frac{qN}{\epsilon_s} W$$

Dónde q es la carga del electrón, N el número de dopantes de menor concentración, ϵ_s es la permitividad del silicio y W el ancho de la zona de vaciamiento. Si bien este modelo no explica los efectos de borde se observa que el campo eléctrico máximo depende del ancho de la zona de vaciamiento, es decir, crece con la tensión inversa aplicada. Es esperable que la colección de carga sea más rápida a medida que aumenta el ancho de la zona de vaciamiento por más que ésta sea mucho mayor al rango de penetración del ion incidente.

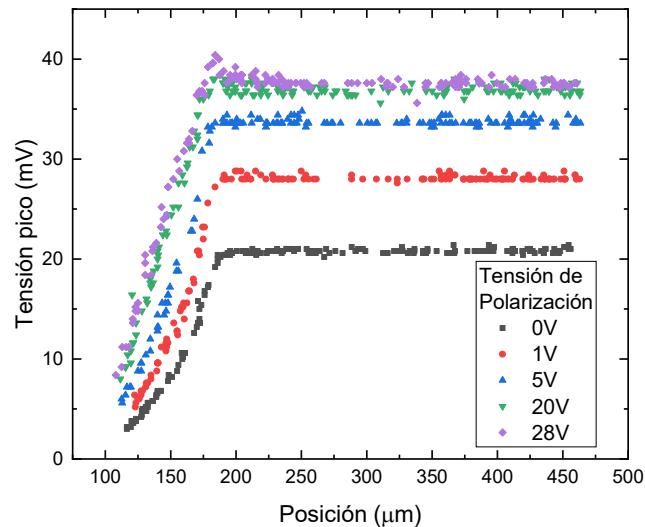


Figura 68 Tensión pico vs posición para distintas tensiones de polarización

Se observa un pico con máxima pendiente entre la zona homogénea y la zona que presenta el decrecimiento en la eficiencia de colección. Este efecto fue anteriormente reportado[38] en la literatura y los autores refirieron a que se trataba de un efecto de borde. Para explicar este fenómeno en forma cualitativa se realizó una simulación de TCAD con el software *Sentaurus* de la estructura. El dispositivo simulado bidimensionalmente tiene la típica estructura vertical de un diodo PIN (Figura 70), los niveles de dopaje se eligieron de modo que resulten coherentes con las mediciones CV

realizadas a los fotodiodos. Se graficó el módulo del campo eléctrico realizando un corte transversal a la estructura a la altura de la zona de depleción.

Se observa en la Figura 71 que la forma del campo eléctrico tiene una estructura similar a la medida en el diodo. En los bordes de la zona dopada tipo P se genera un punto de alto campo eléctrico que incrementa la velocidad en la colección de carga cuando es atravesada por un ion. Realizar una simulación más exacta haría falta conocer en detalle los parámetros constructivos del diodo, algo complejo al tratarse de un dispositivo comercial, pero de cualquier modo la simulación alcanza para explicar cualitativamente el fenómeno que genera el máximo en la colección de carga cerca del borde de los dispositivos.

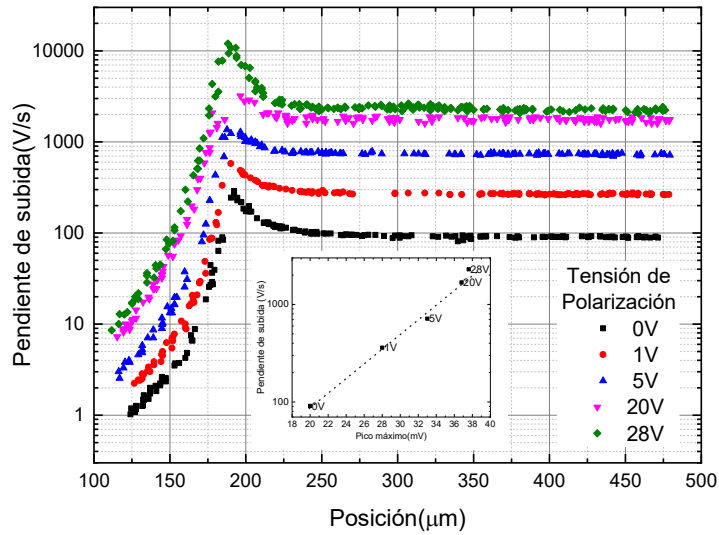


Figura 69 Pendiente de subida vs posición para distintas tensiones de polarización

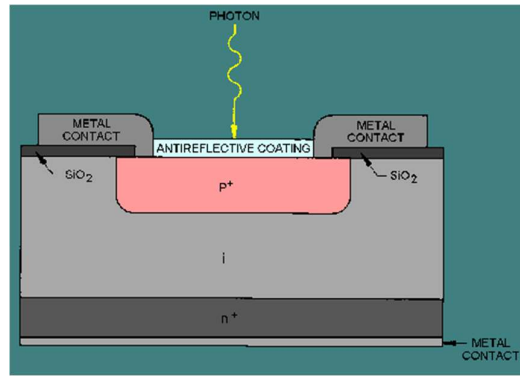


Figura 70 Figura cualitativa de un fotodiodo tipo PIN.

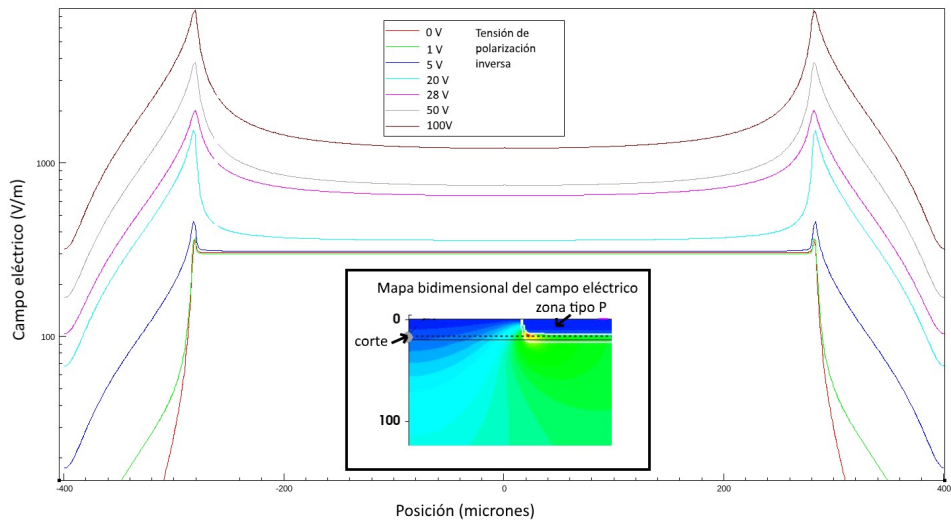


Figura 71 Campo eléctrico a lo largo de la zona de vaciamiento en función de la posición para la estructura simulada.

5.2 Diodo PN en Nitruro de Galio

El Nitruro de Galio (GaN) es un material que presenta alta resistencia al daño por radiación en comparación al silicio. Usualmente, este material se emplea formando heterojunturas con AlInN o AlGaIn donde se genera un gas bidimensional de electrones. Los diodos de GaN disponibles comercialmente son del tipo Schottky, por lo que su zona de depleción generada en la junta metal semiconductor puede ser de algunas decenas de nanómetros de ancho, lo que los hace ineficientes para detectar iones.

Para este experimentos se emplearon diodos de alta tensión cuasi verticales fabricados sobre silicio[39]. Éstos dispositivos en particular son de juntura PN y poseen una zona de depleción de aprox. $1\mu\text{m}$ sin tensión aplicada. Poseen una metalización sobre toda la superficie y fueron contactados colocando una gota de pintura de plata en un punto de la superficie y luego empleando un alambre de oro a una placa PCB con conectores SMA. Se irradió un diodo circular de $300\mu\text{m}$ de diámetro.

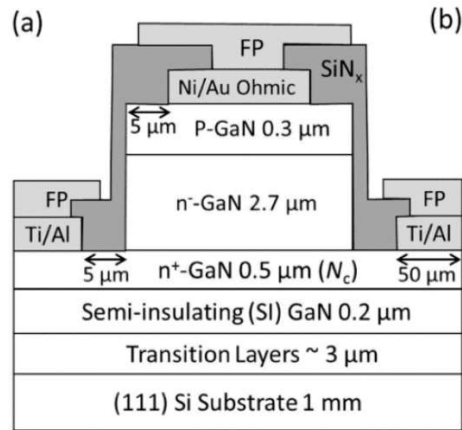


Figura 72 Corte transversal de los diodos empleados [39].

Se polarizaron usando un bias tee de 10MHz a 3GHz y se conectaron a un osciloscopio WaveRunner Teledyne Lecroy 8000 con 2.5GHz de ancho de banda y 20 Giga Samples por segundo. Con tensión de polarización de 0V y un haz de azufre a 75MeV se adquirió la señal de la Figura 73. Se observa la forma típica de un pulso generado por un ion con una pendiente de subida mayor a la de bajada en este caso de 3.6×10^7 y -1.2×10^7 V/S.

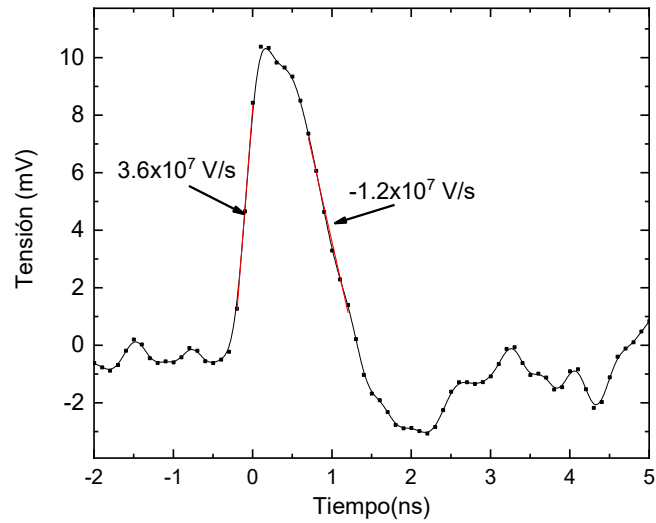


Figura 73 Tensión en función del tiempo del diodo vertical para polarización 0V.

Usando un preamplificador de carga Ortec 142 y un Spectroscopy Amplifier Ortec 672 se conectó un diodo al sistema de adquisición del MiP, que posee 8 analizadores multicanal. Ésta combinación preamplificador/amplificador genera pulsos de entre 0 y 10V de varios microsegundos de duración, cuyo pico máximo es proporcional a la integral de la señal de entrada, es decir, a la carga colectada por el detector. Así el analizador multicanal, que consiste en un detector de picos y un conversor analógico digital, produce un histograma con el número de eventos detectados con cada carga. El sistema de adquisición del MiP permite además correlacionar ésta información con la posición espacial y obtener un histograma para cada pixel del barrido en X-Y. Se estudió el espectro de los diodos (Figura 75) y se graficó un mapa donde se observa parte del área del diodo y el cable que pasa por el centro. Se realizó un mapa con los puntos del centro del pico y de una zona de baja energía. Se observa que, si bien hay eventos de baja colección de carga en toda el área, existe una zona de alta concentración a lo largo del borde. Los eventos del centro del pico, tienen una alta concentración en toda el área hasta que decrece cerca del borde.

Para estudiar el daño se enfocó el haz en un área de $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ y se registraron eventos hasta observar una apreciable degradación en la carga colectada. Se empleó el archivo en modo lista de los datos esto permite obtener el orden en el que llegaron los

eventos y su carga colectada. Así se dividió el espectro en sub espectros con el 1% de los eventos totales y se determinó el pico de la distribución para cada sub espectro. El primer 1% de los eventos presentaba un pico en el canal 884 y el último 1% presentaba un pico en el canal 280. Con los puntos intermedios se elaboró la Figura 76. Se observa una degradación exponencial con la fluencia en la colección de carga. Para detectores de silicio los fabricantes estiman una caída de la eficiencia en la colección de carga de un 50% para 10^{10} protones/cm², 10^9 partículas alfa o 10^8 fragmentos de fisión [40]. En este caso el dato más cercano en masa y densidad de vacancias del ion empleado es el de fragmentos de fisión. Tomando ese dato para comparar, éstos diodos son 3 órdenes de magnitud más duros a la radiación respecto a los detectores comerciales de silicio. Si bien no pueden competir en resolución, su resistencia a la radiación los hace útiles para aplicaciones de conteo de iones.

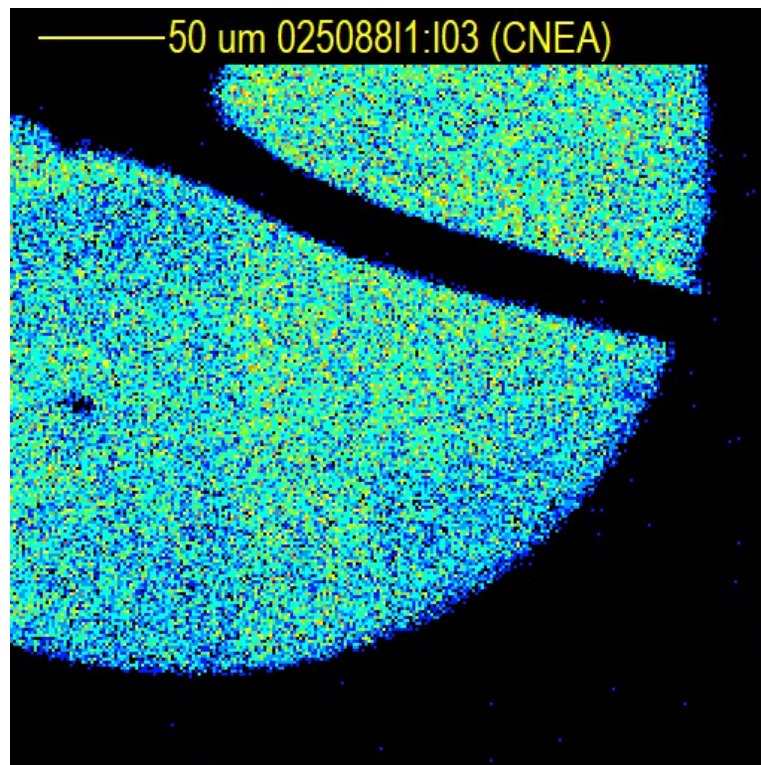


Figura 74 Mapa de eventos colectados en todo el espectro. Se observa el cable de conexión como una línea negra.

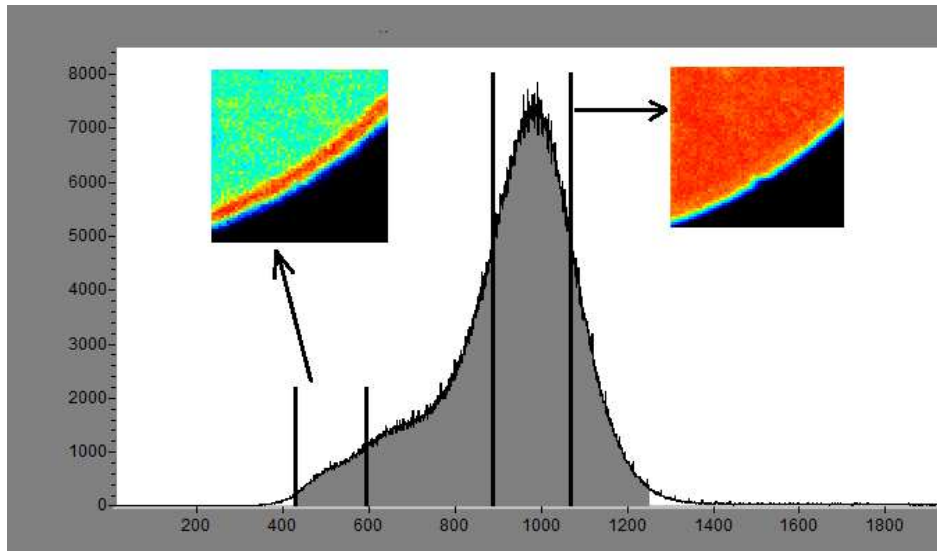


Figura 75 Espectro del diodo usando un haz de azufre

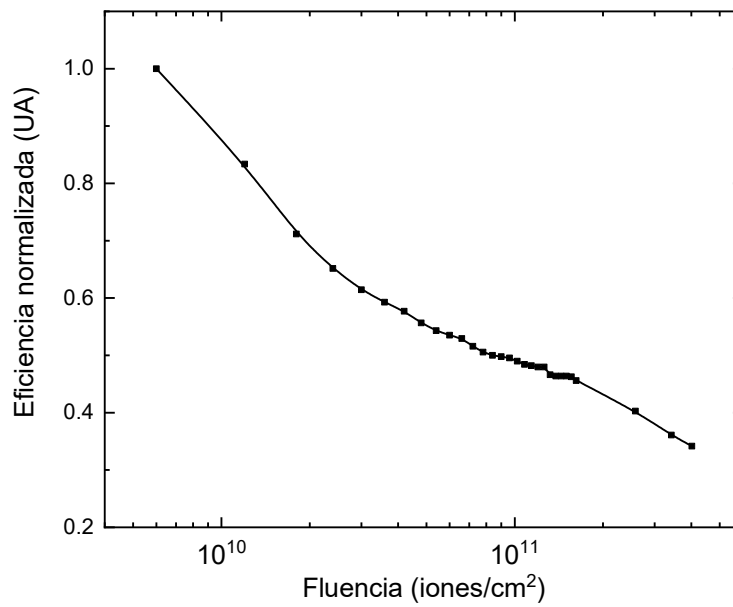


Figura 76 Eficiencia en la colección de carga en función de la fluencia.

6 Efectos producidos por ionización en circuitos CMOS

Como se discutió anteriormente las partículas cargadas al atravesar un material semiconductor generan cargas libres que son colectadas por el campo eléctrico. En circuitos complejos se denomina *Single Event Effect* (SEE) a la perturbación eléctrica que interrumpe el normal funcionamiento de un circuito causada por una partícula única que pasa a través o cerca de un nodo sensible.

En un elemento de memoria, tal como un lazo de seguimiento o un flip-flop el tipo más común de error es la alteración de los datos almacenados producido por una sola partícula. En la literatura este tipo de falla que se la denomina *Single Event Upset* (SEU). Existen dos tipos de eventos en este caso, el cambio de un 0 por un 1 o un 1 por un 0. No hay daño permanente y el error puede ser corregido reescribiendo la información original.

Muchos dispositivos presentan *Single Event Latchups*. En estos efectos se observa un aumento de consumo del dispositivo dados por la introducción de cargas en estructuras parásitas (Figura 77) que surgen en la estructura, normalmente transistores tipo BJT que se forman involuntariamente entre los transistores CMOS. La presencia de éstas cargas puede generar un camino de conducción que aumente la corriente del nodo hasta elevar su temperatura. Es sabido que generalmente los semiconductores aumentan su conductividad con la temperatura por lo que este mecanismo puede ser retroalimentado y destructivo.

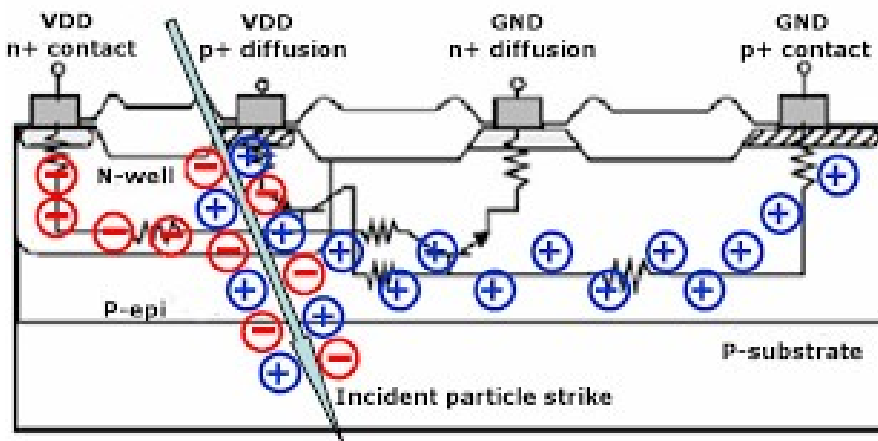


Figura 77 Corte transversal de transistores CMOS y sus estructuras parásitas tipo BJT

Otro problema transitorio que puede afectar a los circuitos analógicos y puertas lógicas se produce cuando un nodo sensible recoge la carga depositada por la partícula modificando su potencial (generando un pico de tensión) y produce lo que se conoce como un *Single Event Transient* (SET). Existen dos tipos Analog SET o ASET que son los que ocurren en dispositivos analógicos (comparadores, amplificadores operacionales, etc) o Digital SET o DSET que ocurren en dispositivos digitales (lógica combinacional, compuertas, memorias, etc).

6.1 Irradiación de un buffer de salida CMOS

Se estudiaron los efectos de la radiación de iones pesados en un buffer de salida de tecnología CMOS de 180nm, este tipo de dispositivo se encuentra a la salida de la mayoría de los circuitos digitales. Cuenta con 4 inversores de tamaños crecientes, esto le permite tener una alta impedancia de entrada y una baja impedancia de salida. Así se logra que las señales generadas por transistores pequeños en el circuito integrado tengan corriente suficiente como para pasar a través de los cables externos. El dispositivo empleado fue diseñado por un miembro del grupo, por lo cual se cuenta con las máscaras de diseño y las posiciones físicas de cada dispositivo.

Cada inversor está formado por un transistor PMOS y un NMOS. Cuando la tensión de entrada es VDD (*high state*) el transistor PMOS tendrá en su gate una tensión mayor a la tensión de threshold y se comportará como una llave abierta (*corte o cut off*), mientras que el transistor NMOS se comportará como una llave cerrada (*saturación*) conectando la salida a 0V. Es decir, cuando la entrada está en *high state*, la salida estará en *low state*, por ello se lo llama inversor. Un número par de inversores no afecta al estado de la señal.

Se irradió con azufre a 75MeV, el perfil de ionización del proyectil en silicio fue calculado utilizando SRIM/TRIM en la Figura 79.

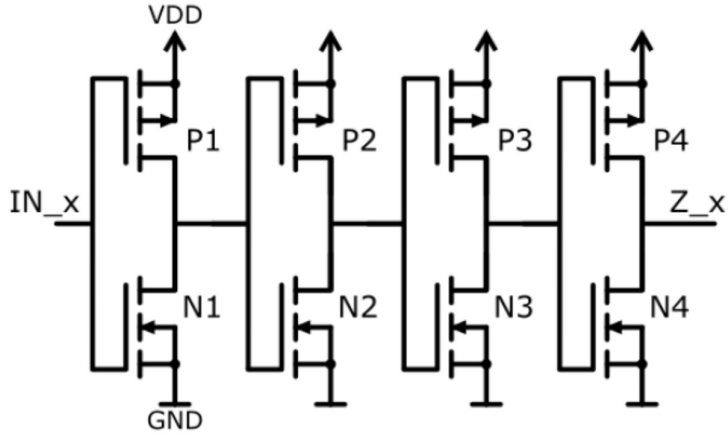


Figura 78 Esquemático del buffer de salida.

Se conectaron dos circuitos idénticos a dos canales de un osciloscopio Teledyne Lecroy WavePro 715Zi de 1.5GHz de ancho de banda. Se conectaron también las señales de entrada del amplificador de la bobina de barrido, proporcionales a la posición X e Y del haz. Así cuando un pulso activa el trigger del osciloscopio se registran las posiciones relativas del haz. Uno de los circuitos tenía en la entrada la tensión VDD, es decir estaba en *high state* mientras que el otro tenía la entrada conectada a 0V o *low state*.

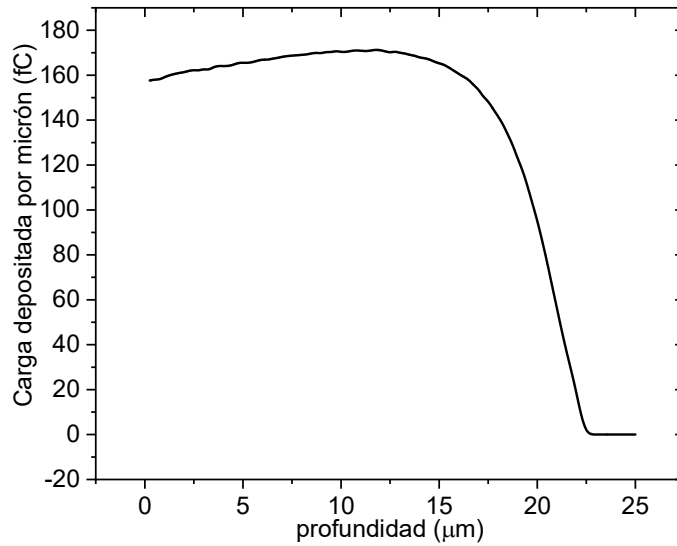


Figura 79 Carga depositada por el proyectil empleado en silicio en función de la profundidad.

En la Figura 80 se observan dos pulsos típicos de salida. El buffer en *high state* que en condiciones normales tiene una señal de salida de VDD constante presenta pulsos negativos, mientras que el buffer con entrada en *low state* presenta pulsos positivos.

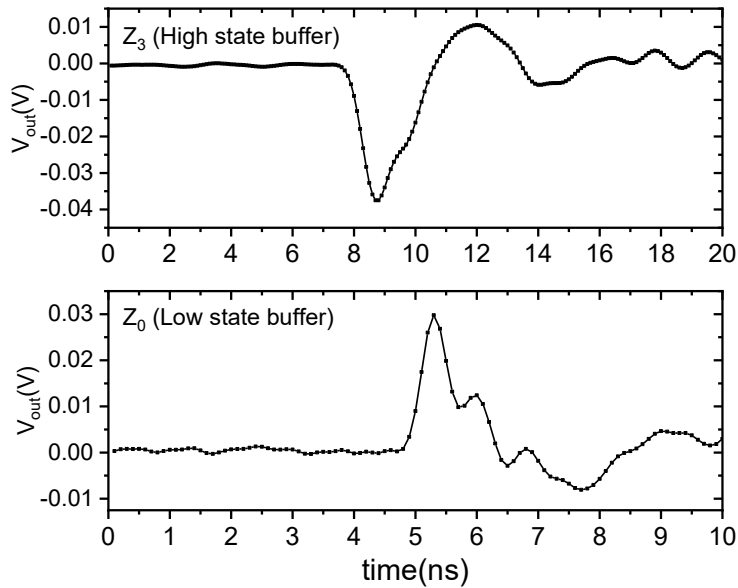


Figura 80 Pulsos a la salida del buffer con entrada en *high state* (arriba) y en *low state* (abajo). Ambas señales tienen acoplamiento CA en el osciloscopio.

Se realizaron los mapas de los pulsos detectados empleando las posiciones registradas por el osciloscopio. Se superpusieron los mapas con el layout de diseño del circuito (Figura 81). Para este ion los transistores más sensibles fueron P1, N2, P3 y N4 en el buffer en *high state*. En el dispositivo con entrada en *low state* los transistores más sensibles fueron los complementarios (N1, P2, N3 y P4). En ambos casos los transistores más sensibles estaban en corte cuando produjeron Single Event Transients.

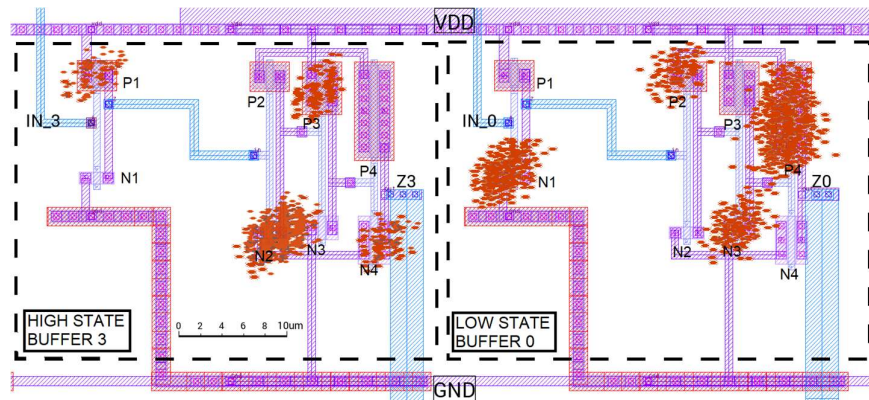


Figura 81 Mapa de los pulsos generados superpuesto con el layout del circuito.

Utilizando la información de la posición de cada impacto se puede estudiar la sensibilidad relativa de cada transistor para cada condición de polarización. Así se laboró la Figura 82 con las tensiones pico de los pulsos registrados en cada transistor. Existen varios factores que aumentan la sensibilidad de un nodo. Es sabido que los transistores NMOS son más sensibles que los PMOS [41]. Respecto a la geometría, transistores más grandes tienen un área activa mayor en la que pueden coleccionar carga y así generar mayor cantidad de pulsos, pero suelen estar conectados a dispositivos con alta capacidad por lo que la carga crítica que requieren para cambiar su estado es también mayor. Esto explica el gran número de pulsos de baja amplitud generados en P4, mientras que los generados por N1 y N2 fueron los de mayor amplitud medidos.

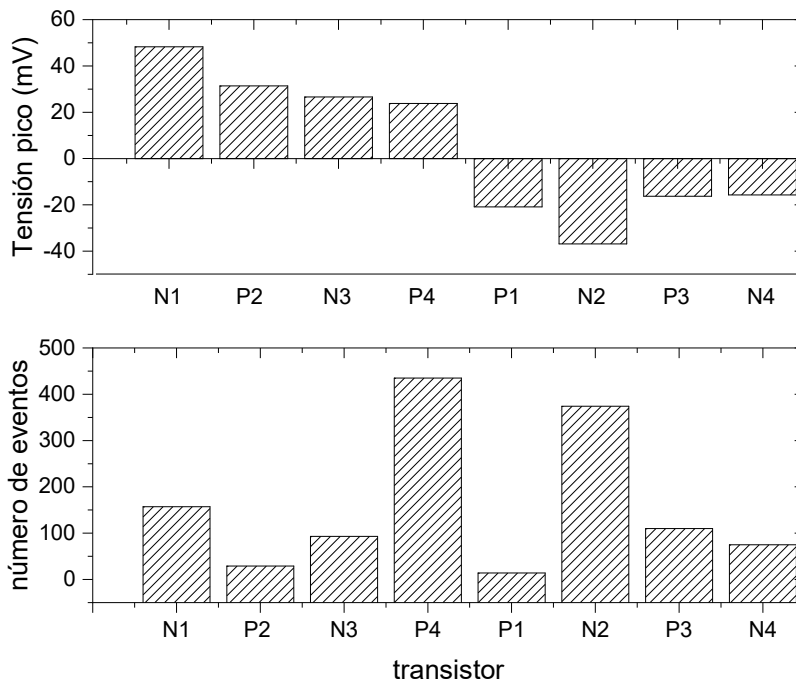


Figura 82 Número de eventos y tensión pico promedio por evento para cada transistor en condición de entrada Low.

Se contrastaron los pulsos de salida con simulaciones de SPICE (Simulation Program with Integrated Circuits Emphasis). Para ello se empleó un modelo de inyección de corriente conocido como de doble exponencial [42] descrito a continuación

$$I(t) = \frac{Q_{col}}{\tau_f - \tau_r} (e^{-t/\tau_f} - e^{-t/\tau_r})$$

Donde Q_{col} es la carga colectada en el nodo sensible, τ_f τ_r son los tiempos de bajada y subida del pulso. Se simuló el circuito con entrada Low conectando fuentes de corriente entre source y drain de cada transistor. Se usó un capacitor de 30 pF para reproducir el efecto de la capacidad de entrada del osciloscopio y los cables. Es necesario introducir una carga colectada de 160 fC para obtener los pulsos de salida de la Figura 84, este valor está dentro del rango esperado de acuerdo con las simulaciones considerando un volumen de colección de carga de $\sim 1\mu\text{m}$ de profundidad y se obtiene un pulso similar a los medidos en amplitud y duración. Si bien usando la misma fuente en el transistor P1 con entrada Low se obtiene un pulso de tensión a la salida, su amplitud es de $\sim 2\mu\text{V}$ por lo que es menor al ruido y a la resolución del sistema de adquisición empleado. Resultados similares se obtuvieron aplicando pulsos de corrientes en los otros transistores, coincidiendo con lo obtenido experimentalmente.

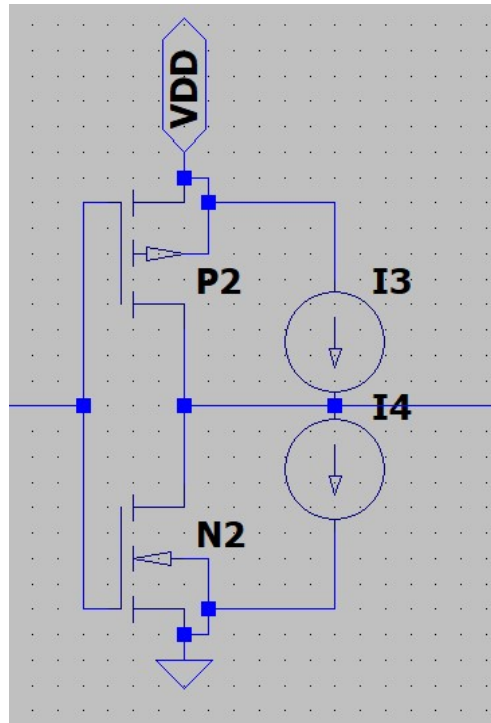


Figura 83 Inverter con las fuentes de corriente que simulan el efecto de la ionización de la partícula.

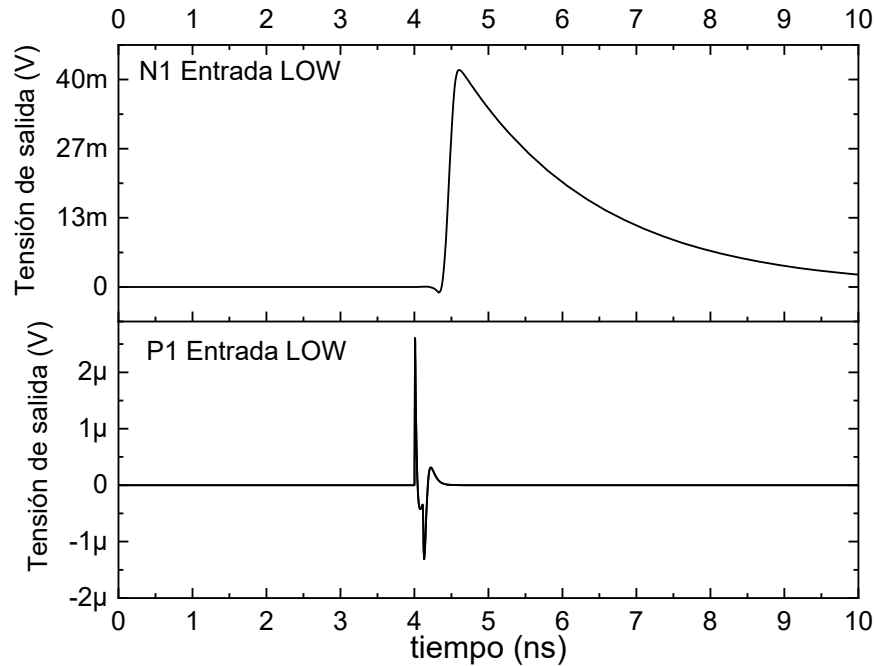


Figura 84 Pulsos de salida simulados con el modelo de SPICE.

Cabe destacar que la colección de carga está dominada por las características geométricas de cada transistor, pero la capacidad de un pulso con una carga dada de propagarse depende de lo que esté conectado en la etapa posterior. Por ejemplo, si bien los inverters 1 y 2 son iguales y sus transistores deberían colectar la misma carga, el inverter 2 está conectado a una salida con mayor capacidad, por lo que requiere de más carga para cambiar su estado.

Para estudiar la dependencia de la amplitud de los pulsos con los parámetros de los distintos transistores se simularon las curvas de transferencia para cada inverter por separado en la Figura 84. Se observa que para los inverters 1 y 2 se necesita una mayor tensión de entrada para producir cambios en la salida respecto a los inverters 3 y 4. Es decir, la transición High \rightarrow Low requerirá menor variación en la tensión de nodo respecto a Low \rightarrow High sumado al hecho de que los transistores P1 y N1 tienen sus salidas conectadas a transistores de mínimo tamaño (P2 y N2). Lo que condice con los resultados experimentales de la Figura 81, pulsos de mayor amplitud son generados por N1 con entrada Low y N2 con entrada High, en ambos casos son generados por transistores NMOS conectados (en condiciones estáticas) a una salida High.

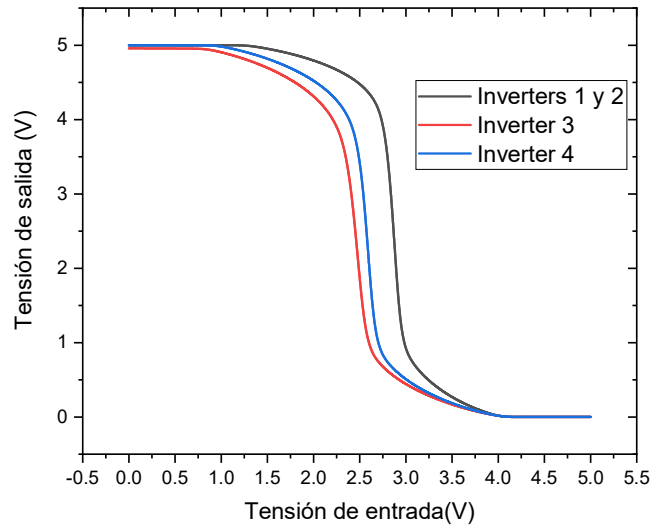


Figura 85 Función transferencia de cada inverter en la cadena.

Se puede simular del mismo modo el comportamiento para distintas cargas colectadas Figura 86. Se observa una carga crítica en valores cercanos a 100fC y un comportamiento de saturación, como es esperado para un circuito digital.

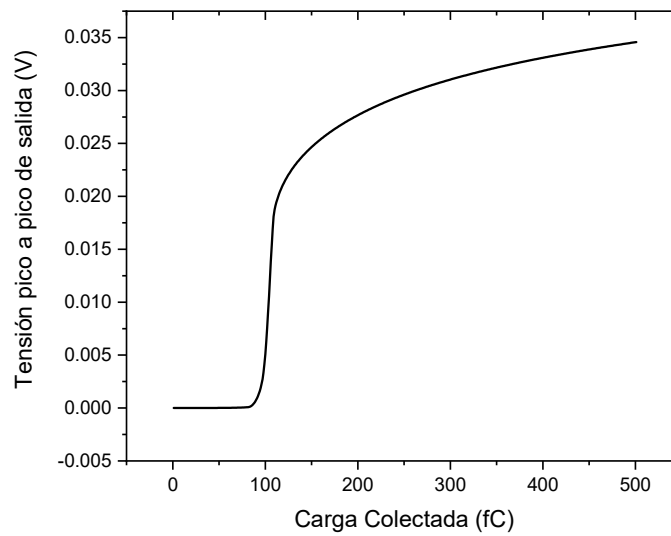


Figura 86 Tensión de salida en función de la carga colectada en el transistor P1.

6.2 Irradiación de un OpAmp CMOS

En esta sección un amplificador operacional (OpAmp) implementado en tecnología CMOS de 180nm es irradiado con distintos iones pesados. El dispositivo irradiado es full custom, es decir se conoce su layout, es decir la posición de cada transistor y su respuesta eléctrica.

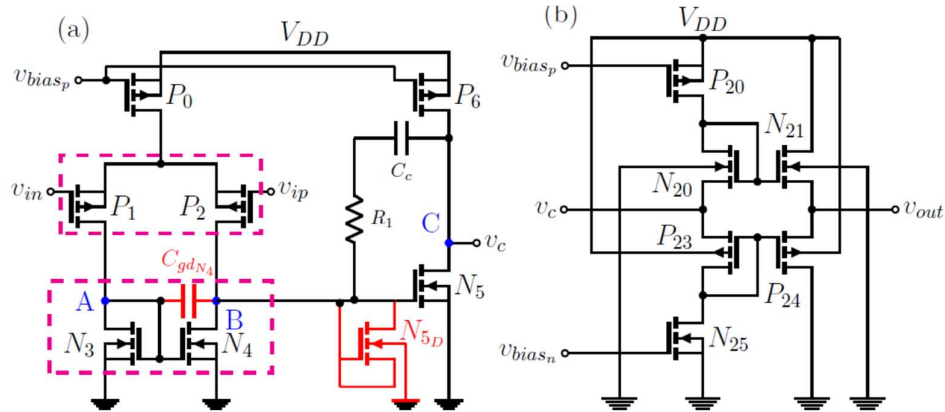


Figura 87 Esquemático del OpAmp testeado (a) Muestra el amplificador operacional de transconductancia compensado tipo Miller (b) muestra el buffer de salida. Los pares de transistores dentro de los rectángulos rosados están apareados y los componentes en rojo son parásitos.

El circuito fue diseñado usando transistores de óxido delgado de 1.8V y transistores bipolares verticales como referencias de tensión.

El dispositivo fue montado sobre un circuito impreso (PCB) en configuración de lazo cerrado no inversora de ganancia $\times 10$ y colocado dentro de la cámara de vacío. Se emplearon conexiones SMA debido a su tamaño y ancho de banda para preservar la integridad de la señal de alta frecuencia (Figura 88). El agujero en la parte superior facilita la operación del acelerador, pues se hace maximizando la corriente en la copa de Faraday. Por ende, si hubiera algún problema con el acelerador (por ejemplo, rotura de strippers), se puede mover la muestra de forma tal que el haz pase por el agujero permitiendo a los operadores maximizar la corriente para luego continuar con el

experimento. Durante las irradiaciones parte del agujero se obturó con una pantalla fosforescente y una micro-reja de cobre para facilitar el enfoque.

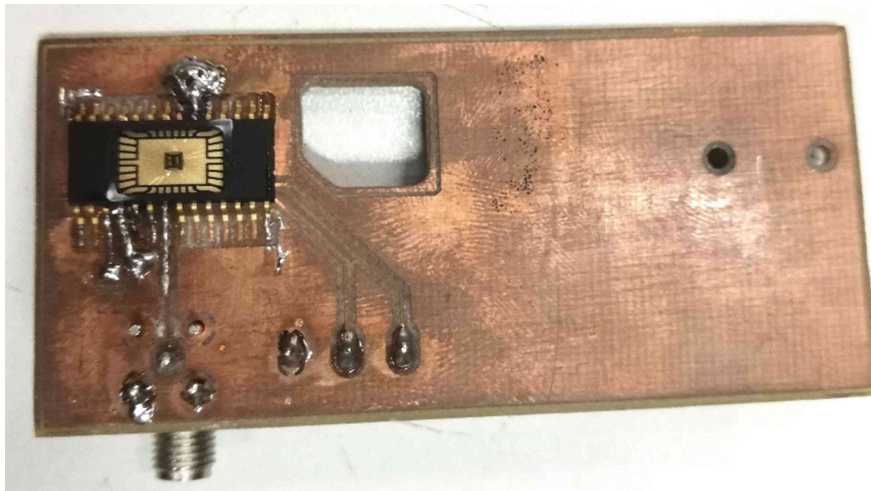


Figura 88 Fotografía del PCB montado en la cámara.

La salida del dispositivo se conectó a un osciloscopio GW-Instek de 200MHz a través de conectores de vacío usando cables de longitud menor a 1m para evitar efectos de capacidad, inducción y ruido en la señal. Un diodo PIN (Hamamatsu S1223-01) fue interpuesto periódicamente frente al haz a fin de contar el número de iones incidentes por unidad de tiempo.

Se decidió irradiar con iones de ^{32}S a 75MeV, ^{16}O a 50MeV y ^{12}C a 25MeV. La penetración del ion ^{32}S a 75MeVes la menor de todas con $\sim 22\mu\text{m}$ en silicio. Si bien la empresa (foundry) que fabricó el dispositivo da valores estimados del espesor de las capas de pasivación y metalizaciones, la pérdida de energía de éstos iones en esas capas es apreciable por lo que se decidió medir los espesores empleando un FIB (focused ion beam) para realizar un corte en el dispositivo y un SEM (scanning electronic microscope) para observar las capas (Figura 89).

Utilizando los datos obtenidos experimentalmente se realizaron las simulaciones de SRIM/TRIM para calcular la carga depositada el silicio que resulta de 380fC para ^{12}C , 1.31pC para 16O y 420fC para ^{32}S .

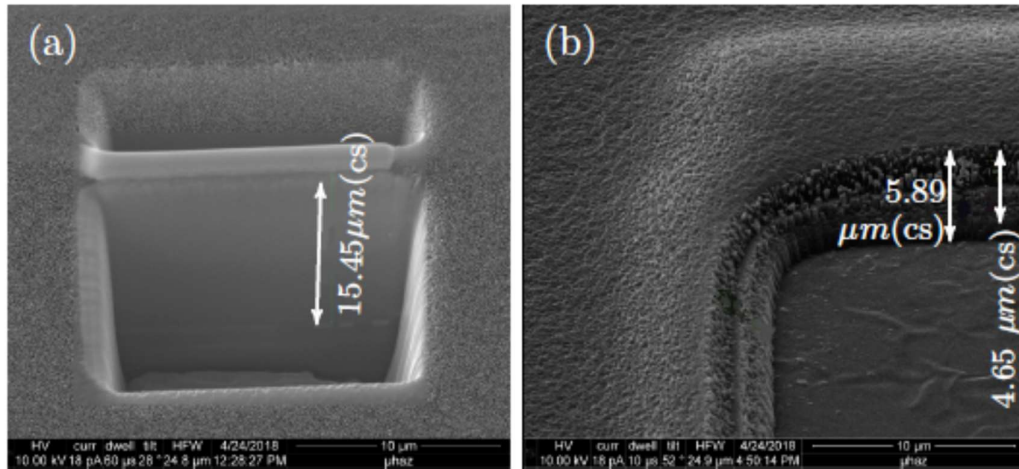


Figura 89 Corte transversal de la zona de interés. Se observa una capa de 11.5um de SiO₂ y una de 4um de kapton.

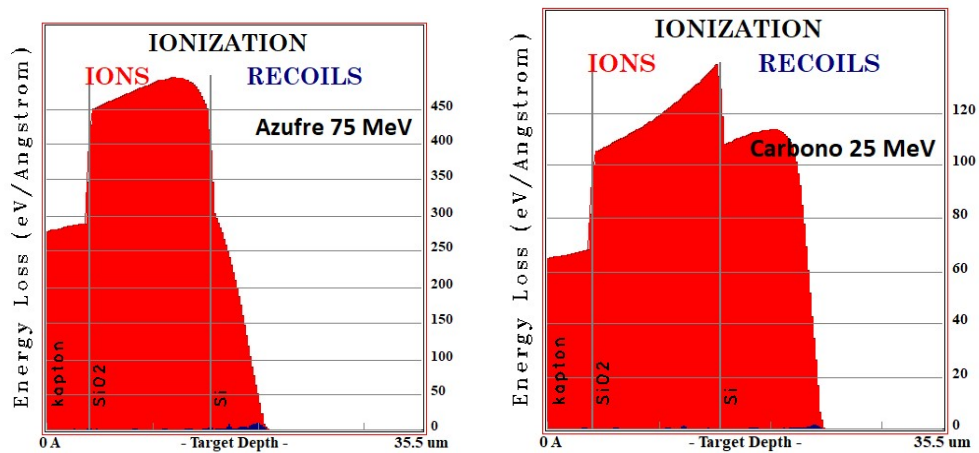


Figura 90 Energía perdida por el ion en toda la estructura para los iones de azufre y carbono.

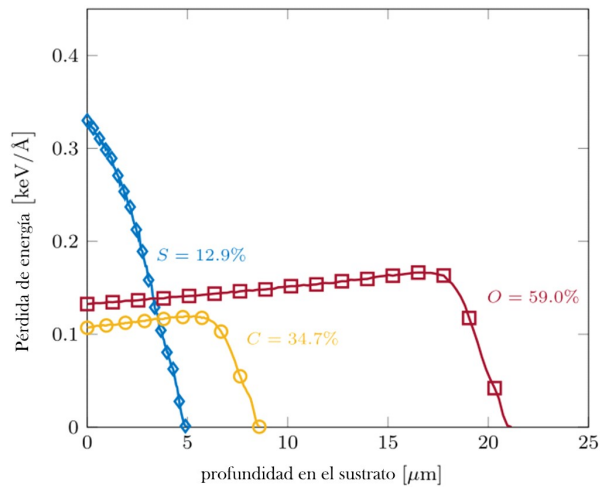


Figura 91 Energía perdida por las 3 especies iónicas en el sustrato (silicio).

Se registraron los pulsos colocando el nivel de trigger o disparo ligeramente sobre el ruido en la salida del OpAmp con la entrada del dispositivo fija en 0V. El mapa de eventos superpuestos con el layout del circuito se encuentra en la Figura 92.

Los pulsos de mayor amplitud se observan en la etapa de entrada del amplificador (P1/P2, N3 y N4), los transistores P20/P44, N5, N20, P23 también presentaron pulsos, pero de menor amplitud. Se midieron pulsos sobre los diodos de protección ESD (electro static discharge) del dispositivo (no mostrados). Este punto es notable debido a que estos diodos no suelen considerarse en los modelos circuitales pues durante el funcionamiento normal del dispositivo, no cumplen una función activa, pero generan Single Event Transients.

La Figura 93 muestra la energía media por pulso de salida en cada transistor normalizada usando una resistencia de 1Ω como se recomienda en [43]. Para calcularla se tomó la integral de la transformada de Fourier de las señales. Este análisis permite obtener una figura de mérito que permite comparar distintos diseños de circuitos con la misma funcionalidad. En todos los casos, las irradiaciones con ^{32}S presentaron las mayores tensiones pico y energía media. Este hecho es coherente con el dato de que la zona activa de colección de carga del dispositivo tiene $\sim 2\mu\text{m}$, por lo tanto, si bien la carga total depositada por el ^{16}O en el sustrato es mayor a la depositada por el ^{32}S , en la zona activa la depositada por ^{32}S es aproximadamente el doble que la correspondiente a ^{16}O y ^{12}C .

Algunos de los pulsos medidos se encuentran en la Figura 94. Se contrastaron los pulsos de salida con simulaciones de SPICE (Simulation Program with Integrated Circuits Emphasis). Para ello se empleó un modelo de inyección de corriente conocido como de doble exponencial [42] descrito a continuación

$$I(t) = \frac{Q_{col}}{\tau_f - \tau_r} (e^{-t/\tau_f} - e^{-t/\tau_r})$$

Donde Q_{col} es la carga colectada en el nodo sensible, τ_f τ_r son los tiempos de bajada y subida del pulso. Las simulaciones inyectando carga en un sólo nodo (curva punteada roja en la Figura 94) muestran una señal unipolar y de duración mayor a la medida experimentalmente. Para descartar efectos debidos a la impedancia de los cables y las conexiones se simuló la impedancia de un cable BNC coaxil de un metro a la salida del

dispositivo (120pF y 250nH). En esas condiciones tampoco se reproducen los resultados experimentales.

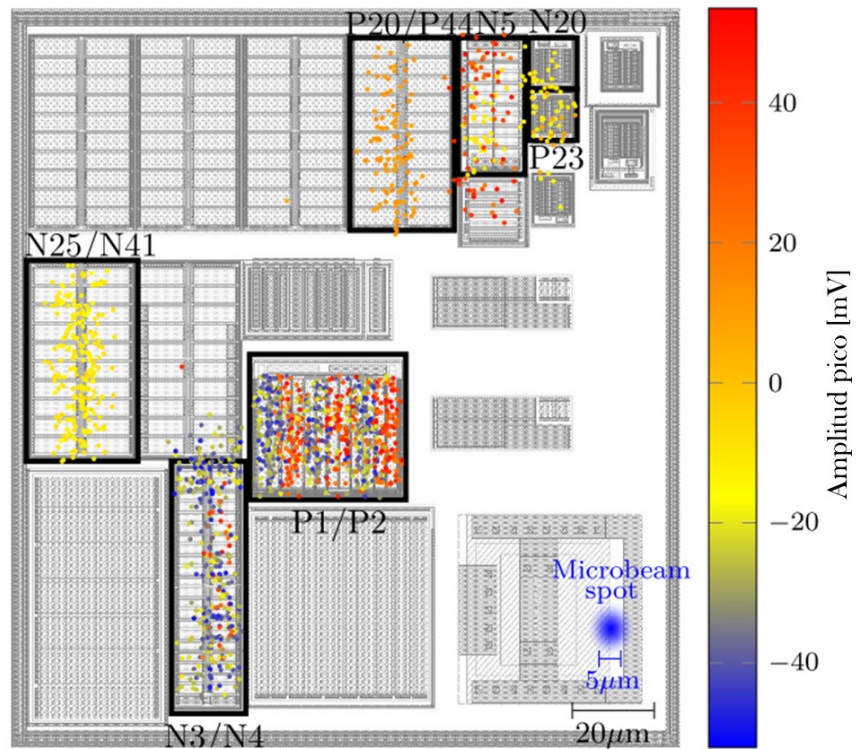


Figura 92 Mapa de los eventos colectados superpuesto con el layout del circuito empleando el haz de ^{32}S a 75MeV.

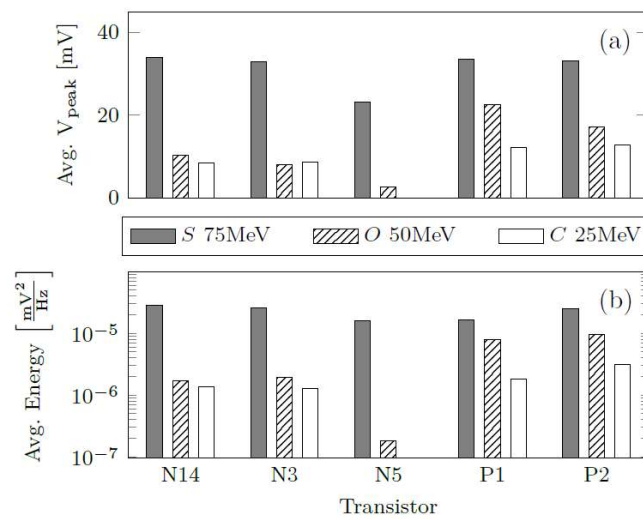


Figura 93 Energía media y tensión pico media para los distintos transistores y especies iónicas.

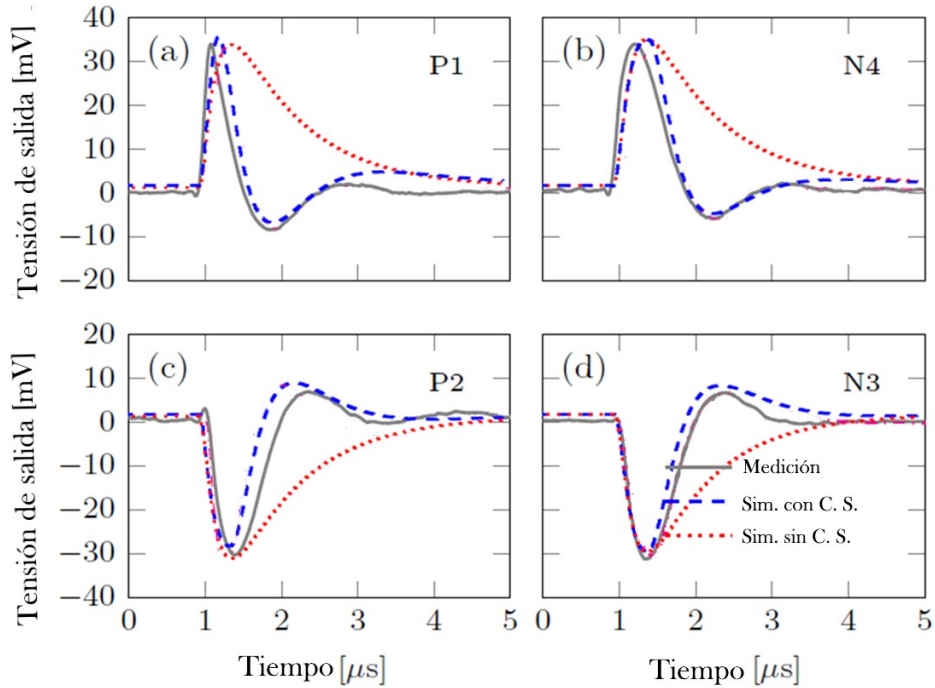


Figura 94 Algunos pulsos medidos con distintos modelos de simulación.

Debido al tamaño de los dispositivos es esperable encontrar efectos de charge sharing (carga compartida), es decir colección de la carga generada por un ion en más de un nodo a la vez. La Figura 95 es una representación simplificada de los transistores P1-P2. Si el ion impacta en el drain del transistor 1, una fracción de la corriente generada es rápidamente colectada mediante el mecanismo de *funneling* y luego el exceso de portadores se distribuye por todo el sustrato mediante difusión ambipolar [44]. Así se induce una corriente en la base de los transistores bipolares parásitos que se forman en la estructura, haciendo circular corriente entre source y drain.

Teniendo en cuenta el efecto de charge sharing puede redefinirse la carga colectada por los transistores 1 y 2 como $Q_1 = Q_{col} \cdot CSC$ y $Q_2 = Q_{col}(1 - CSC)$ donde CSC es el coeficiente de charge sharing y toma valores entre 0 y 1 para asegurar la conservación de la carga. La Figura 96 muestra los pulsos de salida con distintos coeficientes CSC. Utilizando éstos parámetros entre transistores interdigitados como los P1/P2 pueden ajustarse los pulsos de salida como en la Figura 94.

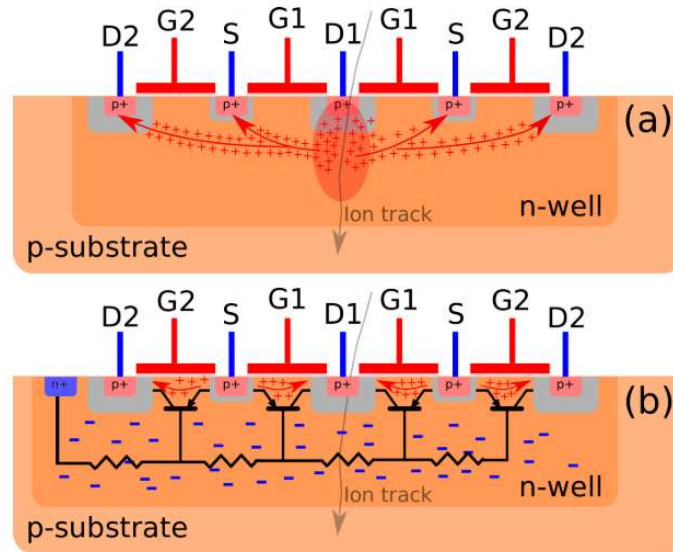


Figura 95 Representación de los efectos de charge sharing debido a la difusión de cargas y (b) debido al efecto de los transistores bipolares parásitos en la estructura.

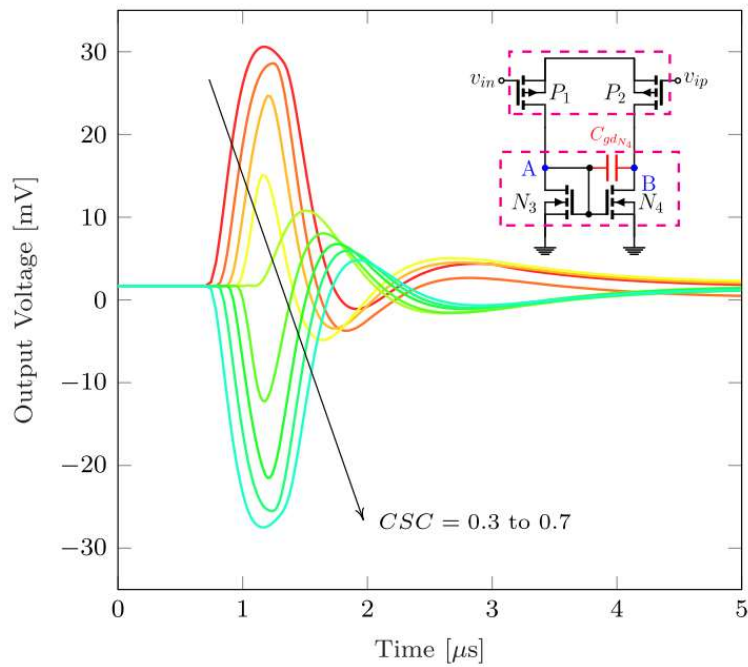


Figura 96 Pulsos simulados con distintos coeficientes CSC entre 0.3 y 0.7

En el presente capítulo se discuten los mecanismos de generación y colección de cargas en circuitos CMOS, que, si bien fueron fabricados especialmente para estos experimentos, pasaron por los mismos procesos de fabricación que muchos de los dispositivos comerciales que se encuentran en el mercado actual. Se describe el proceso de irradiación y el valor agregado de las irradiaciones usando un microhaz. También se discuten métodos de simulación usando SPICE y el efecto de charge sharing para transistores interdigitados.

7 Conclusiones

En el capítulo *Radiación espacial* se discuten las características y las fuentes de radiación en la alta atmósfera y el espacio. Especialmente en el caso de los iones, se discute la abundancia en relación a su masa y energía. En la sección *Efectos de la radiación en los semiconductores* se describen los mecanismos típicos de interacción de los iones cargados con los semiconductores y sus consecuencias. Se distinguen los casos de iones pesados y livianos en cuanto a efectos transitorios y permanentes. En la sección *Simulación de la radiación espacial usando Spenvois* se aborda el problema de la radiación y la electrónica con un ejemplo real de un satélite de órbita baja. Se discute la información disponible y los cálculos de dosis acumulada. Se estudia la presencia de los blindajes y cómo se relacionan las medidas tomadas en el laboratorio con la predicción de efectos en una misión concreta.

En el capítulo *Microhaz de iones pesados* se discuten las características de la herramienta utilizada en para éstos experimentos. Los cambios en la línea realizados durante la tesis como el sistema de microscopía y posicionamiento de muestra. Se muestra el uso de un deflector electroestático como atenuador, sus ventajas y aplicaciones en los experimentos de SEE. Se describen aplicaciones alternativas del deflector, como la irradiación de patrones con gradiente de fluencia constante. También, se propone un circuito de alimentación que podría resultar en una mayor respuesta temporal del sistema, por consiguiente, mayor atenuación.

En el capítulo *Nitruro de galio* se discute el mecanismo de funcionamiento y las ventajas comparativas de los HFETs construidos en ésta tecnología respecto a los MOSFET de silicio. Se describen los experimentos de dosis acumulada de iones pesados realizados en HFETs de AlInN/GaN y sus consecuencias en las características IV de los mismos. Se simulan los cambios ocasionados por la radiación acumulada usando un modelo TCAD y se discuten las ventajas de cambiar el espesor de la capa buffer. Se concluye que la introducción de aceptores usada en la simulación genera curvas de tensión-corriente que ajustan bien a los resultados experimentales. La fluencia genera cambios proporcionales al incremento de los aceptores en el buffer, pero la constante de

proporcionalidad no se obtiene extrapolando los resultados de protones con el número de vacancias predicho por el TRIM como sostienen algunos autores [45].

En el capítulo *Corriente inducida por iones* se muestran distintos experimentos en los que se miden pulsos de tensión debido a la interacción de los iones pesados con los semiconductores. Se estudian diodos y la relación entre la evolución temporal de los pulsos medidos y el campo eléctrico en el punto de irradiación, así como la carga colectada. Como conclusión, se discute la utilidad de emplear esta técnica para modelar los efectos de borde de los detectores y su importancia relativa en los espectros obtenidos.

En el capítulo *Efectos producidos por ionización en dispositivos CMOS* se estudian los efectos transitorios en un buffer de salida digital y la dependencia de la tensión de polarización de los transistores irradiados y los pulsos generados. Se observa que sólo los transistores en corte generan SETs medibles y que pueden ser modelados usando una simulación de Montecarlo (SRIM), el modelo doble exponencial y una simulación de SPICE. Además, se presentan SETs medidos en un amplificador operacional y su modelado considerando efectos de *charge sharing*. Los resultados muestran que los efectos de *charge sharing* deben ser considerados en la simulación de SETs de componentes analógicos para predecir correctamente la evolución temporal de los pulsos.

8 Glosario de siglas

CMOS: Complementary metal oxide semiconductor

DLTS: Deep Level Transient Spectroscopy

GaN: Gallium Nitride

HFET: Heterostructure Field Effect Transistor

LET: Linear Energy Transfer

MeV: Mega electron Volt

MiP: Micro Haz de iones pesados

MOSFET: Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor

NIEL: Non Ionizing Energy Loss

OpAmp: Operational Amplifier

PIN: P-type, intrinsic, N-type

RIE: Reactive Ion Etching

SEE: Single Event Effect

SEU: Single Event Upset

SET: Single Event Transient

SMA: Subminiature version A

SPICE: Simulation Program with Integrated Circuits Emphasis

SRIM: Stopping and Range of Ions in Matter

9 Referencias

- [1] E. G. Stassinopoulos and J. P. Raymond, "The space radiation environment for electronics," *Proc. IEEE*, vol. 76, no. 11, pp. 1423–1442, 1988.
- [2] P. W. Marshall, C. J. Marshall, and N. / Goddard, "1999 NSREC SHORT COURSE SECTION IV PROTON EFFECTS AND TEST ISSUES FOR SATELLITE DESIGNERS," 1999.
- [3] J. F. Ziegler, M. D. Ziegler, and J. P. Biersack, "SRIM – The stopping and range of ions in matter (2010)," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms*, vol. 268, no. 11–12, pp. 1818–1823, Jun. 2010.
- [4] JEDEC, "JEP133C Guide for the Production and Acquisition of Radiation-Hardness Assured Multichip Modules and Hybrid Microcircuits," Arlington, 2010.
- [5] G. Vizkelethy, R. M. Fleming, and E. Bielejec, "Investigation of ion beam induced radiation damage in Si PN diodes," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms*, vol. 306, pp. 176–180, 2013.
- [6] C. S. Dyer, K. Hunter, S. Clucas, D. Rodgers, A. Campbell, and S. Buchner, "Observation of solar particle events from CREDO and MPTB during the current solar maximum," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 49, no. 6, pp. 2771–2775, Dec. 2002.
- [7] J. Cabrera *et al.*, "Annales Geophysicae Fluxes of energetic protons and electrons measured on board the Oersted satellite," 2005.
- [8] A. J. Tylka *et al.*, "CREME96: a revision of the Cosmic Ray Effects on Micro-Electronics code," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 44, no. 6, pp. 2150–

2160, 1997.

- [9] W. L. Bendel and E. L. Petersen, "Proton Upsets in Orbit," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 30, no. 6, pp. 4481–4485, 1983.
- [10] W. J. Stapor, J. P. Meyers, J. B. Langworthy, and E. L. Petersen, "Two parameter Bendel model calculations for predicting proton induced upset (ICs)," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 37, no. 6, pp. 1966–1973, 1990.
- [11] T. Hirao, I. Nashiyama, T. Kamiya, and T. Nishijima, "Effects of micro-beam induced damage on single-event current measurements," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms*, vol. 104, no. 1–4, pp. 508–514, Sep. 1995.
- [12] T. Hirao *et al.*, "Studies on single-event phenomena using the heavy-ion microbeam at JAERI," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms*, vol. 210, pp. 227–231, Sep. 2003.
- [13] F. W. Sexton, K. M. Horn, B. L. Doyle, M. R. Shaneyfelt, and T. L. Meisenheimer, "Effects of ion damage on IBICC and SEU imaging," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 42, no. 6, pp. 1940–1947, 1995.
- [14] F. Nesprías, M. E. Debray, J. Davidson, A. J. Kreiner, N. Vega, and E. De La Fournière, "Millimeter length micromachining using a heavy ion nuclear microprobe with standard magnetic scanning," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms*, vol. 300, pp. 68–73, 2013.
- [15] T. Instruments, "Technical document LMG341xR070 600-V 70-m Ω GaN with Integrated Driver and Protection." 2018.
- [16] B. J. Baliga, "Power Semiconductor Device Figure of Merit," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 10, no. 10, pp. 455–457, 1989.
- [17] S. A. Sakwe *et al.*, "Bulk Growth of SiC - Review on Advances of SiC

- Vapor Growth for Improved Doping and Systematic Study on Dislocation Evolution," in *Silicon Carbide*, Weinheim, Germany: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2011, pp. 1–31.
- [18] A. Ionascut-Nedelcescu, C. Carlone, A. Houdayer, H. J. von Bardeleben, J.-L. Cantin, and S. Raymond, "Radiation hardness of gallium nitride," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 49, no. 6, pp. 2733–2738, Dec. 2002.
- [19] F. Medjdoub *et al.*, "Can InAlN/GaN be an alternative to high power / high temperature AlGaN/GaN devices?," *Tech. Dig. - Int. Electron Devices Meet. IEDM*, no. 0001, pp. 1–4, 2006.
- [20] J. Kuzmik, "Power electronics on InAlN/(In)GaN: Prospect for a record performance," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 22, no. 11, pp. 510–512, Nov. 2001.
- [21] Z. Zhang *et al.*, "Correlation of proton irradiation induced threshold voltage shifts to deep level traps in AlGaN/GaN heterostructures," *J. Appl. Phys.*, vol. 119, no. 16, 2016.
- [22] I. Chatterjee *et al.*, "Impact of buffer charge on the reliability of carbon doped AlGaN/GaN-on-Si HEMTs," *IEEE Int. Reliab. Phys. Symp. Proc.*, vol. 2016-Septe, pp. 4A41-4A45, 2016.
- [23] G. Longobardi *et al.*, "On the vertical leakage of GaN-on-Si lateral transistors and the effect of emission and trap-to-trap-tunneling through the AlN/Si barrier," *Proc. Int. Symp. Power Semicond. Devices ICs*, pp. 227–230, 2017.
- [24] S. M. Khanna, J. Webb, H. Tang, a. J. Houdayer, and C. Carlone, "2 MeV proton radiation damage studies of gallium nitride films \nthrough low temperature photoluminescence spectroscopy measurements," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 47, no. 6, pp. 2322–2328, 2000.

- [25] D. C. Look *et al.*, "Thermally Stimulated Current Trap in GaN," 1996.
- [26] S. J. Pearton, R. Deist, A. Y. Polyakov, F. Ren, L. Liu, and J. Kim, "Radiation Damage in GaN-Based Materials and Devices," *Adv. Energy Mater.*, vol. 9781118686, no. 5, pp. 345–387, 2014.
- [27] J. Oila *et al.*, "Ga vacancies as dominant intrinsic acceptors in GaN grown by hydride vapor phase epitaxy," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 82, no. 20, pp. 3433–3435, May 2003.
- [28] S. J. Pearton, F. Ren, E. Patrick, M. E. Law, and A. Y. Polyakov, "Review— Ionizing Radiation Damage Effects on GaN Devices," *ECS J. Solid State Sci. Technol.*, vol. 5, no. 2, pp. Q35–Q60, 2016.
- [29] A. Ortiz-Conde, F. J. García Sánchez, J. J. Liou, A. Cerdeira, M. Estrada, and Y. Yue, "A review of recent MOSFET threshold voltage extraction methods," *Microelectron. Reliab.*, vol. 42, no. 4–5, pp. 583–596, 2002.
- [30] E. E. Patrick, M. Choudhury, F. Ren, S. J. Pearton, and M. E. Law, "Simulation of radiation effects in AlGaIn/GaN HEMTs," *ECS Trans.*, vol. 66, no. 1, pp. 21–31, 2015.
- [31] E. A. Douglas *et al.*, "Effects of 2 MeV Ge + irradiation on AlGaIn/GaN high electron mobility transistors," *J. Vac. Sci. Technol. B, Nanotechnol. Microelectron. Mater. Process. Meas. Phenom.*, vol. 31, no. 2, p. 021205, 2013.
- [32] J. Chen *et al.*, "Effects of Applied Bias and High Field Stress on the Radiation Response of GaN/AlGaIn HEMTs," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 62, no. 6, pp. 2423–2430, 2015.
- [33] E. Vittone, "Semiconductor Characterization By Scanning Ion Beam Induced Charge," vol. 2012, 1990.
- [34] A. Simon and G. Kalinka, "Investigation of charge collection in a silicon PIN photodiode," *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam*

- Interact. with Mater. Atoms*, vol. 231, no. 1–4, pp. 507–512, Apr. 2005.
- [35] G. Devès, S. Matsuyama, Y. Barbotteau, K. Ishii, and R. Ortega, “Characterization of Si p-i-n diode for scanning transmission ion microanalysis of biological samples,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 77, no. 5, p. 056102, May 2006.
- [36] A. Simon and G. Kalinka, “Investigation of charge collection in a silicon PIN photodiode,” *Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. B Beam Interact. with Mater. Atoms*, vol. 231, no. 1–4, pp. 507–512, 2005.
- [37] S. M. Sze and K. K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices*. 2007.
- [38] S. Onoda, T. Hirao, J. Stuart, T. Okamoto, Y. Koizumi, and T. Kamiya, “Analysis of transient ion beam induced current in Si PIN photodiode,” vol. 231, pp. 497–501, 2005.
- [39] Y. Zhang *et al.*, “High-Performance 500 V Quasi- and Fully-Vertical GaN-on-Si pn Diodes,” *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 38, no. 2, pp. 248–251, Feb. 2017.
- [40] Ortec, “Silicon Charged-Particle Detector Manufacturing.”
- [41] K. Yamada, H. Maruoka, J. Furuta, and K. Kobayashi, “Sensitivity to soft errors of NMOS and PMOS transistors evaluated by latches with stacking structures in a 65 nm FDSOI process,” in *2018 IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS)*, 2018, p. P-SE.3-1-P-SE.3-5.
- [42] L. Artola, M. Gaillardin, G. Hubert, M. Raine, and P. Paillet, “Modeling Single Event Transients in Advanced Devices and ICs,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 62, no. 4, pp. 1528–1539, Aug. 2015.
- [43] A. V. Kauppila, L. W. Massengill, W. T. Holman, G. L. Vaughn, and J. S. Kauppila, “Frequency-domain analysis of analog single-event transients (ASETs) based on energy spectral density,” *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 51,

no. 6, pp. 3537–3545, Dec. 2004.

- [44] T. P. Ma and P. V. Dressendorfer, *Ionizing radiation effects in MOS devices and circuits*. Wiley, 1989.
- [45] S. J. Pearton, F. Ren, E. Patrick, M. E. Law, and A. Y. Polyakov, “Review — Ionizing Radiation Damage Effects on GaN Devices,” *ECS J. Solid State Sci. Technol.*, vol. 5, no. 2, pp. Q35–Q60, 2016.

10 Publicaciones realizadas en el marco de esta tesis

N. A. Vega, S. Challa, R. Ferreyra, C. Kristukat, N. Muller, M. Debray, G. Schmidt, H. Witte, J. Cristen, A. Dadgar, A. Strittmatter "Outstanding reliability of heavy ion irradiated AlInN/GaN on silicon HFETs," in *IEEE Transactions on Nuclear Science*.doi: 10.1109/TNS.2019.2954216

N.A Vega, N.A. Müller, E. de la Fournière, E. Halac.; M Debray, M.E. "Experimental Setup of the Fast Current Controller for the Buenos Aires Heavy Ion Microbeam" *Quantum Beam Sci.* 2019, 3, 10. doi: 10.3390/qubs3020010

A. Fontana, S. Pazos, F. Aguirre, N. Vega, N. Muller, E. De la Fourniere, F. Silveira, M. Debray, F. Palumbo "Pulse Quenching and Charge-Sharing Effects on Heavy-Ion Microbeam Induced ASET in a Full-Custom CMOS OpAmp" *IEEE Transactions on Nuclear Science*. doi: 10.1109/TNS.2019.2908174