

Determinación del factor de Fano en Si utilizando un detector *Skipper* CCD

André Donadon Servelle

Tesis de Licenciatura en Ciencias Físicas
Facultad de Ciencias Exactas y Naturales
Universidad de Buenos Aires

Abril 2019

TEMA: Física de partículas - Detectores CCD de ultra bajo ruido

ALUMNO: L.U. N° : 961/11

LUGAR DE TRABAJO: Departamento de Física - FCEyN - UBA

DIRECTOR: Dr. Darío P. Rodrigues F. Maltéz

CODIRECTOR: Dr. Javier S. Tiffenberg

FECHA DE INICIACIÓN: Mayo de 2018

FECHA DE FINALIZACIÓN: Marzo de 2019

FECHA DE EXAMEN: 25 de Marzo de 2019

INFORME FINAL APROBADO POR:

Autor: André Donadón Servelle

Jurado

Director: Dr. Darío P. Rodrigues F. Maltéz

Jurado

Profesor de Tesis de Licenciatura

Jurado

A mi abuela Marty

Resumen

Los detectores *Charged-Coupled Devices* (CCDs) han sido ampliamente utilizados en las últimas décadas para experimentos de detección de partículas. Su bajo ruido de lectura los convierte en excelentes candidatos para la detección de eventos que produzcan señales débiles. El impacto que han tenido en el ámbito científico fue de tal magnitud que sus creadores recibieron el premio nobel de física en el año 2010.

La limitación que el ruido *flicker* (ruido de baja frecuencia) impone sobre la electrónica de lectura, establece actualmente un límite de $2 e^-/\text{pix}$ en la precisión con que un CCD convencional puede medir, razón por la cual se propuso la creación del *Skipper* CCD. Esta novedosa tecnología permite disminuir el ruido de lectura a niveles tan bajos como se desee, gracias a su capacidad de realizar múltiples mediciones no destructivas de la carga en los píxeles. Los *Skipper* CCD encontraron su desarrollo completamente funcional en el año 2017, en el laboratorio Fermilab.

En esta tesis se utilizó por primera vez un detector *Skipper* CCD para determinar el factor de Fano en Si a una energía de 5.9 keV. Esto constituye un punto de partida para futuras experiencias a energías menores de la radiación incidente, donde el *Skipper* CCD realmente puede lucir su potencial.

Entre las tareas realizadas se pueden mencionar la la determinación de una calibración óptima hasta altos niveles de ocupancia de los píxeles y el desarrollo de una batería de *scripts* necesarios para llevar a cabo el análisis de las mediciones. Durante el transcurso de esta tesis, se encontraron efectos indeseados que afectan las mediciones. Los mismos motivaron el desarrollo y uso de códigos para llevar a cabo simulaciones Monte Carlo y procesamientos novedosos de análisis, como así también cambios en el dispositivo experimental.

Se determinó el valor del factor de Fano en Si con una incerteza menor al 2% y la energía media para la creación de un par electrón-hueco. Ambas magnitudes se midieron para seis temperaturas distintas del semiconductor. Los resultados obtenidos son consistentes a los reportados por experimentos previos, utilizando CCD convencionales, y otros detectores de Si.

Debido al reciente desarrollo de esta tecnología, el trabajo realizado en esta tesis resultó determinante para encontrar, estudiar y proponer soluciones a comportamientos no deseados en el funcionamiento del dispositivo. Casos de esta índole fueron la no linealidad observada en la ganancia del dispositivo a alta ocupancia (más de 1000 electrones por píxel), y las variaciones de la misma con el aumento de la cantidad de carga medida en el detector.

Indice

1. Introducción	1
1.1. Factor de Fano	1
1.2. Charge Coupled Devices (CCDs)	3
1.3. Skipper	8
1.4. Organización de la tesis	12
2. Sistema de medición	15
2.1. Dispositivo experimental	15
2.2. Fuente de ^{55}Fe	17
2.3. Medición de rayos X del ^{55}Fe	17
2.4. Lectura de la carga	19
3. Mediciones y análisis	22
3.1. Preliminares	22
3.2. Simulación Monte Carlo del experimento	26
3.2.1. Modelo de difusión de la carga	28
3.2.2. Distribución de tamaño de <i>clusters</i>	28
3.2.3. Migración del tamaño de <i>clusters</i>	30
3.3. Contribución de la DC	31

3.3.1.	Distribución de la DC	32
3.3.2.	Simulación de la DC por MC	33
3.3.3.	Cálculo de probabilidades	33
3.4.	Identificación del <i>background</i>	35
3.5.	Efecto de la no linealidad en la ganancia	37
3.6.	Calibración del <i>Skipper</i> CCD	39
3.7.	Estudio fluctuaciones en la ganancia	42
3.7.1.	Píxeles « <i>Tracers</i> »	42
3.7.2.	Transistor adicional en <i>Source Follower</i>	44
4.	Determinación del Factor de Fano	47
4.1.	Resultados y discusión	47
4.2.	Análisis y resultado a $T = 142$ K	47
4.3.	Análisis y resultado a otras temperaturas	50
5.	Perspectivas a futuro	51
5.1.	Fluctuaciones en la ganancia solucionadas	51
5.2.	Fluctuaciones en la ganancia sin solucionar	51
6.	Conclusiones	54
	Referencias	56
	Agradecimientos	60
	Apéndices	60

1. Introducción

En esta sección se detallará el marco teórico en que se sustenta esta tesis. Serán definidos conceptos relacionados con los detectores semiconductores de ultra bajo ruido, y particularmente, con el funcionamiento de la tecnología de *Charge-Coupled Devices* (CCD), haciendo énfasis en el novedoso detector utilizado en este trabajo, el *Skipper* CCD.

1.1 Factor de Fano

El factor de Fano se define como el cociente entre la varianza σ^2 y la media μ de una distribución, esto es:

$$F = \frac{\sigma^2}{\mu}$$

que para el caso particular de una distribución de Poisson corresponde a la unidad.

Este factor se utiliza para cuantificar la relación entre la varianza y la media de las distribuciones de cargas producida por radiación ionizante al interactuar con un detector. Cuando una partícula cargada deja energía en un material, lo hace esencialmente ionizando cargas a su paso. El origen de dicha distribución de carga radica en que la energía transferida en cada ionización no es constante, y por lo tanto, para una dada energía inicial de la partícula, tampoco será constante el número de cargas generadas.

En nuestro caso de interés, donde fotones X interactúan con un detector de Si, serán estos fotones los que ionizarán un átomo por efecto fotoeléctrico. El electrón ionizando transferirá luego su energía al Si del detector por sucesivas ionizaciones secundarias hasta detenerse.

El factor de Fano se encuentra en íntima relación con uno de los parámetros que mejor caracteriza al detector, su **resolución energética**. Esta se define como el siguiente cociente:

$$R = \frac{\Delta E}{E}$$

donde ΔE denota el ancho total a media altura (FWHM, del inglés *Full Width at Half Maximum*)

Tabla 1: Valores publicados del factor de Fano y la energía de creación de pares e-h en Si de mediciones directas y cálculos teóricos.

Fano	ω , eV/par	Energía Rayos-X	Temperatura	Detector	Ref.
0.128(1)	3.650(9) eV	5.9 keV	185 K	CCD	[1]
0.1161(1)		5.9 keV	T. Criogénicas [mK]	Si(Li)	[2]
	3.67(2)	120 keV	90-240 K, ref a 300 K	Si(Li)	[3]
	3.66(3)	50-1500 eV	300 K	Si fotodiodo	[4]
	3.73(9)	5.9 keV	80-270 K, ref a 155 K	Si PIN diodo	[5]
	3.658	5.9 keV	170 K	Predicción	[6]
	3.7	5.9 keV	170 K	Predicción	[7]

del pico correspondiente a la medida de un haz monoenergético de energía E . Considerando el caso de picos gaussianos con desvío estándar σ , se tiene la siguiente relación:

$$\Delta E \approx 2.35\sigma$$

Por tanto, utilizando esta definición se obtiene,

$$R \approx 2.35 \frac{\sigma}{E} = 2.35 \frac{\sqrt{F\mu}}{E} = 2.35 \sqrt{\frac{F\omega}{E}}$$

En la última igualdad, se utilizó la relación $\mu = \omega E$, donde ω denota la energía media para generar un par electrón-hueco (e-h). Esta relación expresa la contribución a la resolución energética que todo detector semiconductor posee intrínsecamente. En general, este parámetro contiene un término adicional, asociado al ruido de lectura de la electrónica, obteniendo finalmente,

$$R \approx 2.35 \sqrt{\frac{F\omega}{E} + \frac{\sigma_r}{E}}$$

El factor de Fano, y la energía de creación de un par e-h fueron medidos en múltiples ocasiones con el uso de CCDs y otros detectores de Si (ver Tabla. 1), sin embargo, nunca se realizaron mediciones exhaustivas variando la temperaturas de este semiconductor.

Estas mediciones pueden resultar relevantes para la calibración de detectores hechos de este material, puesto que parámetros como la eficiencia cuántica¹ depende de estos[8]. Por otro lado, conocer la distribución de probabilidad de cargas generadas en el Si por fotones de baja energía, puede resultar determinante para detectores de ultra bajo ruido. La contribución energética adicional de estos fotones resulta en una incerteza en las mediciones no despreciable cuando se busca medir con la precisión propia de estos detectores, ya que poseen la capacidad de medir electrones individualmente.

¹Medida de la sensibilidad del dispositivo

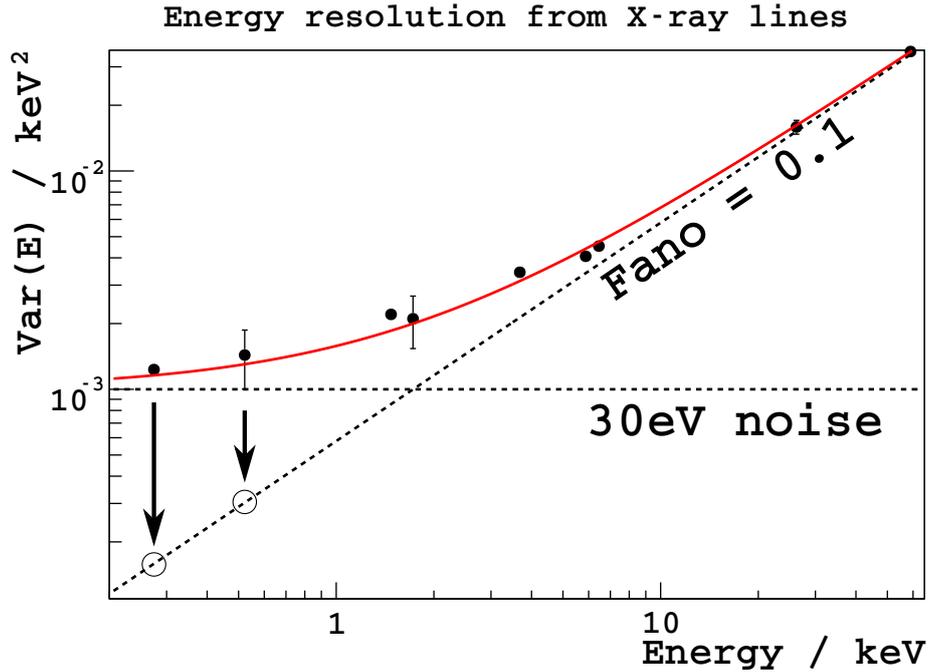


Figura 1: Mediciones realizadas en Fermilab con un CCD convencional. Se exponen una serie de mediciones del factor de Fano variando la energía depositada en el Si, ilustrando el resultado esperado en caso de hacer uso de un *Skipper* CCD para las misma experiencias.

La figura 1 muestra la motivación principal para la medición del factor de Fano en Si utilizando un *Skipper* CCD. Como pone en evidencia la figura, por debajo de ~ 10 keV este factor comienza a verse fuertemente afectado por el ruido. La reducción de este último a valores insignificantes es lo que la tecnología *Skipper* CCD puede ofrecer, permitiendo recuperar el factor de Fano a bajas energías. Esta tesis se centró en la determinación del factor de Fano en Si a 5.9 keV, sentando las bases para futuras mediciones a menor energía.

En las secciones siguientes se describirá el funcionamiento del *Skipper* CCD que, en la actualidad, constituye el detector de Si con la mejor resolución en energía.

1.2 Charge Coupled Devices (CCDs)

En el año 1969, en los laboratorio Bell, Willard Boyle y George Smith crean los CCDs , buscando con ellos obtener un nuevo dispositivo con función de memoria. Este objetivo original no logró prosperar, sin embargo, los CCDs mostraron un enorme potencial como sensores de luz y de partículas. Es tan notable la invención de este detector que Boyle y Smith recibieron en el año 2010 el premio Nobel de física [9, 10].

En términos generales, un CCD es un detector de Si², pixelado, y cuya lectura se realiza de modo secuencial. Los elementos fundamentales que los componen son los capacitores MOS (*metal-oxide-semiconductor*) que representan los píxeles del detector. Estos forman casi la totalidad del CCD, siendo regularmente millones de estos, proporcionando la resolución espacial asociada. La figura 2 muestra un MOS ideal, con los cuales se realizaron los primeros CCD, como el prototipo que muestra la figura 3. Se componen, como su nombre lo indica, por un sustrato semiconductor dopado, sobre este una capa delgada de óxido, y un metal de contacto por sobre el óxido a un voltaje V_G y debajo del semiconductor a tierra. Dependiendo del valor de V_G se obtienen distintos regímenes del MOS [11], donde en particular, uno de ellos genera una región de depleción (sin cargas libres) cerca del óxido, el cual permite acumular carga minoritaria.

Los CCDs tuvieron un enorme desarrollo en los casi 50 años que pasaron desde su creación, siendo tres innovaciones realmente destacables, las cuales han permitido alcanzar el estado actual de este dispositivo. En 1974, Boyle y Smith generan el *buried-channel* CCD, donde el MOS se ve modificado al utilizar una juntura P-N en lugar del sustrato único, permitiendo que la carga se traslade de un píxel a otro por una zona de depleción en la juntura, en lugar de en la proximidad del óxido, donde existen estados libres que funcionan como trampa para la carga, haciendo que la eficiencia en la transferencia sea pobre, y de este modo logran una eficiencia mayor al 99% [12]. Por otro lado, el uso de una difusión semiconductor flotante en el diodo de salida permitió la aplicación de la técnica de *correlated-double-sampling* [13], método que permite reducir el ruido de lectura valiéndose de la capacidad de medir la carga en cada píxel utilizando un valor de referencia y luego sustraerlo al valor de la carga. Finalmente, con el objetivo de lograr una mejor eficiencia cuántica en el infrarrojo, se desarrollaron los *fully-depleted* CCD [15], los cuales permiten tener mayor espesor de Si activo (hasta 250 μm) en un área de varios cm^2 .

²Generalmente son de Si, aunque los hay de germanio

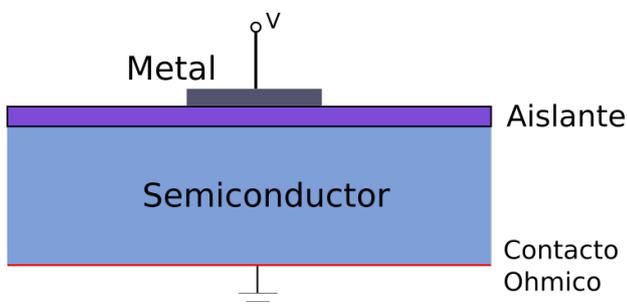


Figura 2: Ilustración de un Capacitor MOS, elemento fundamental en la composición de un CCD.

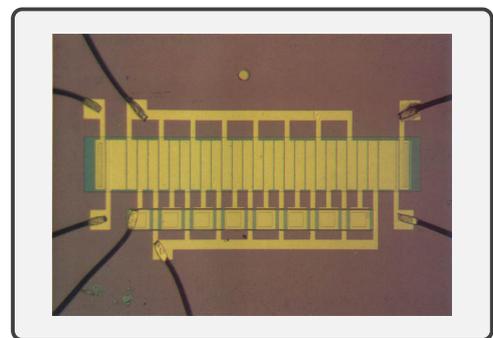


Figura 3: Fotografía del primer CCD realizado por Boyle y Smith en 1969. Invención por la cual fueron galardonados con el premio Nobel de física en 2010.

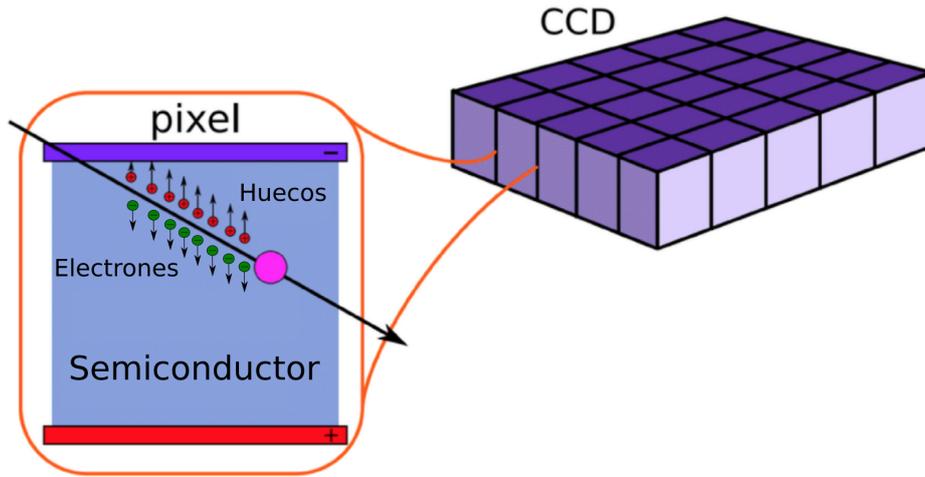


Figura 4: Proceso de interacción de una partícula y la colección de las cargas generadas por la energía depositada.

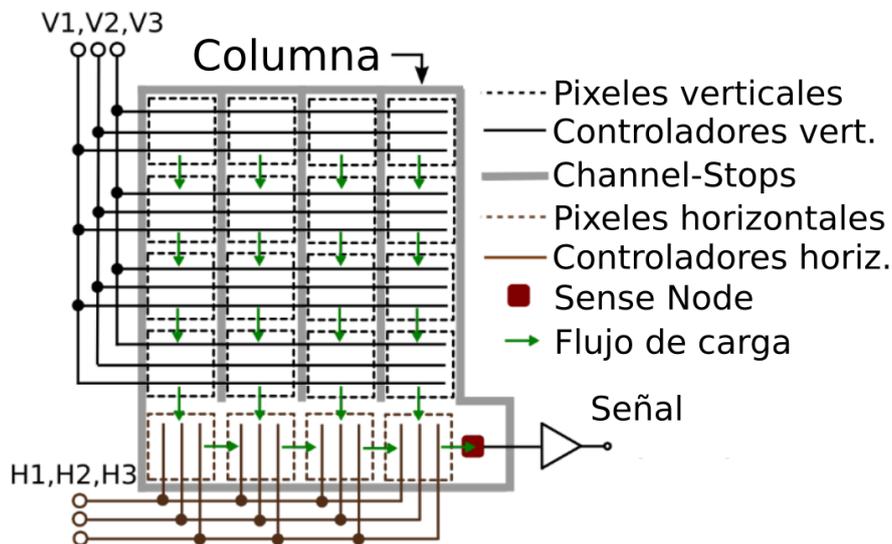


Figura 5: Estructura de un CCD de 4x4 píxeles ilustrando el proceso de transferencia de cargas y medición de las mismas.

Las figuras 4 & 5 esquematizan, de forma simplificada, el modo en que opera un CCD. Consta de cuatro etapas: exposición del detector, colección, transferencia y medición de la carga. Al exponer el detector a la luz (o partículas ionizantes), pares e-h se generan en el Si a una cierta profundidad del CCD, donde este punto de deposición está modelado por una distribución exponencial decreciente [14], es decir, la densidad de probabilidad de interacción de un fotón con el Si a profundidad z resulta:

$$P(z) = \frac{1}{\tau} e^{-z/\tau}$$

donde el parámetro τ depende de las propiedades del material.

Luego, las cargas, huecos o electrones dependiendo del tipo de *buried-channel*, son colectadas

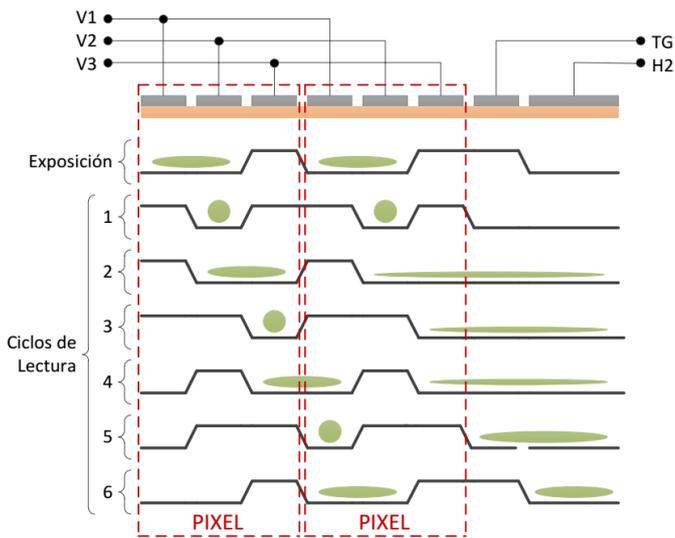


Figura 6: Transferencia de carga de los píxeles verticales al registro horizontal.

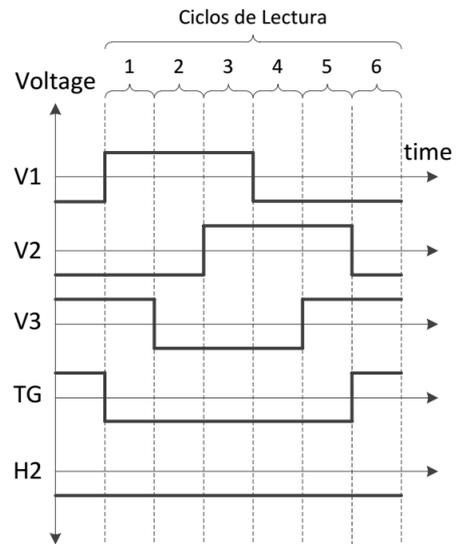


Figura 7: Evolución temporal de las V1, V2, V3 y TG para la transferencia de la carga.

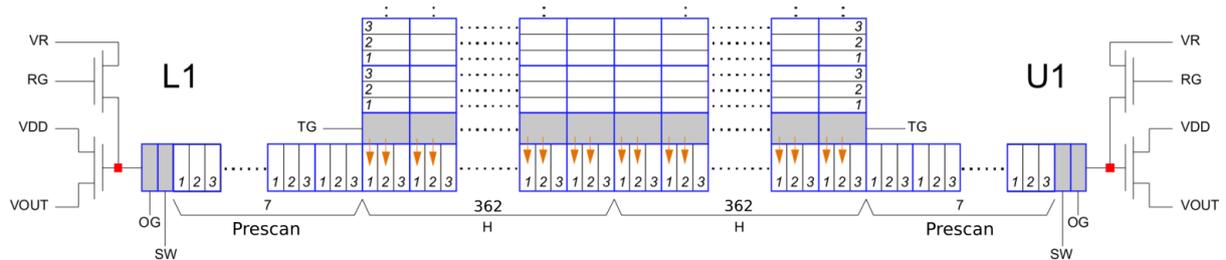


Figura 8: Esquema del registro horizontal de un CCD de 1248×724 píxeles. Al final de cada extremo se encuentran 7 píxeles adicionales destinados a proveer un retardo temporal para estabilizar la señal de salida.

en los pozos de potencial de los píxeles al migrar y difundir por la tensión impuesta sobre ellas, siguiendo una distribución normal bivariada [16]. Esto se discutirá con más detalle en la subsección 3.2.1.

Terminada la exposición y colección de la carga, esta es transferida, píxel a píxel, para ser medida en forma secuencial. Vale aclarar que estas etapas no son necesariamente excluyentes, sino que pueden suceder simultáneamente, es más, es totalmente factible que las cuatro ocurran al mismo tiempo.

El desplazamiento en dirección vertical se controla mediante tres señales: V1, V2 y V3, denominadas fases. Las figuras 6 & 7 muestran el modo en que la carga se transfiere de un píxel a otro, y como el *transfer-gate* (TG) funciona de mediador para mover las cargas hacia el registro horizontal, arreglo de capacitores donde se lleva a cabo la medición de las cargas. Los *channel-stops*, son implantes altamente dopados (tipo-n+ o tipo-p+ según corresponda) que impiden que la carga se desplace entre columnas de píxeles. La figura 8 muestra el esquema de un

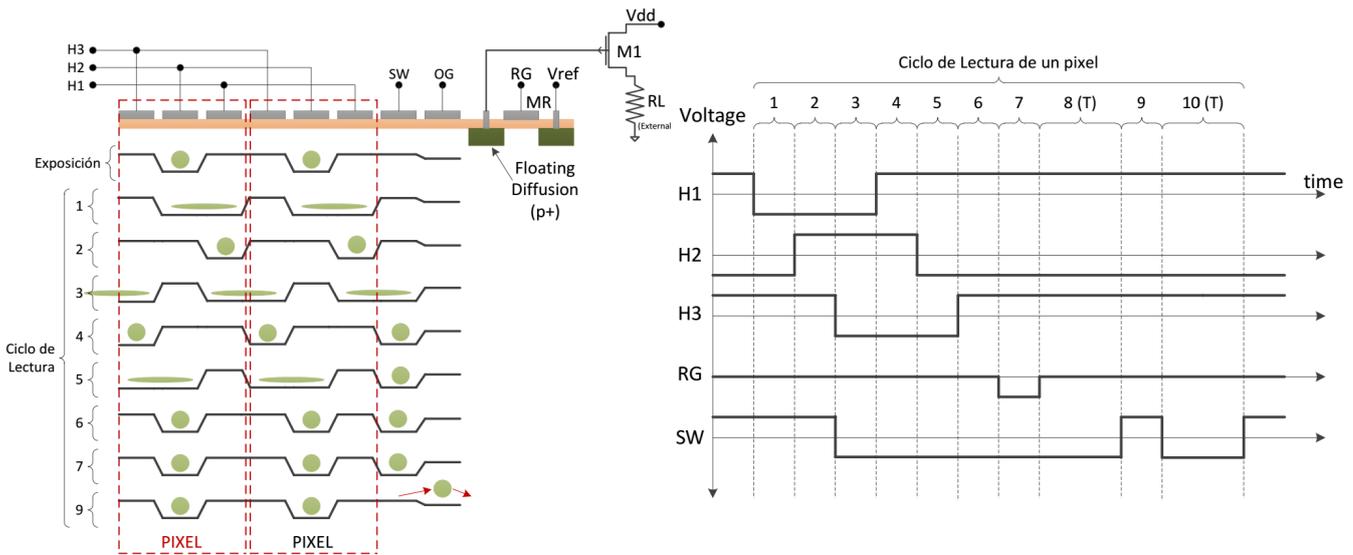


Figura 9: Secuencia de transferencia de carga en el registro horizontal para su medición en el SN.

registro horizontal de un CCD convencional. Las fases H1, H2, H3 permiten transferir la carga en el registro horizontal para su medición en el nodo de sensado (SN, del inglés *sense-node*), compuesto por una una difusión flotante p+ (FD, del inglés *floating diffusion*) que se carga con los electrones o huecos del píxel que se quieren leer. Que el SN sea flotante implica que se encuentra aislado eléctricamente del resto de los elementos que le circundan, resultando que la tensión de salida sea proporcional a la carga que este capacitor almacena.

El procedimiento para la lectura es el siguiente: se comienza realizando un corrimiento de una fila de píxeles hacia el registro horizontal. Dado que durante la exposición la carga quedó colectada en los pozos de potencial de las fases V1 y V2, en el primer estado del ciclo de lectura, se sube la tensión aplicada a la compuerta de la fase V1, y la carga se desplaza hacia el pozo de potencial de la fase V2. En el segundo estado, se cambia de nivel alto a bajo el V3, y la carga se desplaza hacia la fase H2 del registro horizontal (Fig. 6). Los siguientes cuatro estados son para confinar la totalidad del paquete en el pozo de H2. En la figura 7 se muestra la evolución temporal de las señales de control V1, V2, V3 y TG.

El procedimiento continúa en la figura 9. En esta, se observa la lectura en los píxeles del registro horizontal. En el estado 7, se aplica un pulso *reset-gate* (RG) que cierra el transistor MR, definiendo un valor de referencia en el SN y eliminando la carga del píxel leído previamente. En el estado 8, se abre MR, dejando el SN flotando. De este modo, se integra la señal de salida del M1, obteniendo una muestra del nivel de referencia. En el estado 9, la carga se transfiere al SN subiendo el voltaje en el SG. Se integra la señal nuevamente, y las dos señales son restadas para estimar el valor de carga en el píxel.

Actualmente, debido a los avances comentados previamente y haciendo uso de sofisticadas

electrónicas de lecturas [17], los CCDs poseen pérdidas despreciables de carga en la transferencia, una eficiencia cuántica sin precedentes en el infrarrojo y ruidos de lectura tan bajos como $2e^-$.

1.3 Skipper

Continuando con el objetivo de reducir el ruido de lectura de los CCD, y de esta manera aumentar la eficiencia de detección en un rango más amplio de energías, se encuentran limitaciones relacionadas a la corrupción de las mediciones debida al ruido *flicker* (bajas frecuencias, $1/f$) al que la electrónica de lectura contribuye. En 1979, James Janesick propone el *Skipper* CCD [18], anticipando la posibilidad de reducir, utilizando técnicas estadísticas, el ruido de lectura a valores tan chicos como se antoje.

La figura 10 compara la manera en que un CCD regular y un *Skipper* CCD lidian con el ruido de alta y baja frecuencia durante el proceso de medición. El primero es capaz de eliminar el ruido de alta frecuencia integrando un tiempo suficiente que permita promediarlo a cero. Caso distinto el ruido de baja frecuencia, puesto que cuanto mayor sea el tiempo de integración, mayor la contribución del ruido *flicker*, imposibilitando su eliminación. El *Skipper* logra reducir, tanto como se desee, ambos ruidos, llevando a cabo múltiples mediciones no destructivas de la carga en el píxel que se busca medir.

Mientras que en un CCD regular la estimación de la carga se obtiene simplemente de la diferencia entre la señal y el pedestal, el estimador de la carga en el *Skipper* es el promedio de las N mediciones realizadas³, cuya varianza decrece con este número del siguiente modo:

$$\mu = \sum_{i=1}^N \frac{q_i}{N} \quad \sigma^2 = \frac{\sigma_1^2}{N}$$

donde q_i denota la medición i -ésima de la carga en el píxel, y σ_1 , el desvío estándar para una sola muestra.

Hubo una serie de variantes respecto a la estructura de salida del Skipper que fueron estudiadas. Savid Wen en 1974 [19] fue el primero en incorporar el concepto de compuerta flotante (FG, del inglés *floating-gate*) a un CCD, para censar de forma no destructiva el paquete de carga, con la idea de desplazar el paquete bajo múltiples compuertas flotantes y así tomar varias muestras. En 1979, Charles Roberts, de Texas Instruments, patentó el *Skipper* CCD [20]. A diferencia

³De señal y pedestal. Recordar el CDS

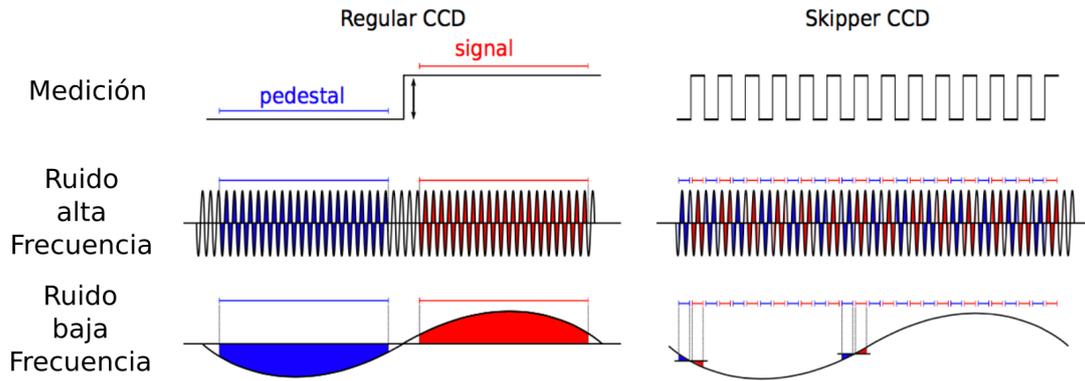


Figura 10: Comparación del modo en que un CCD convencional y un Skipper lidian con el ruido de alta y baja frecuencia. En un CCD regular, el ruido de baja frecuencia introduce un *offset* entre el pedestal y la señal, incrementando el error en la medición de la carga. En un Skipper CCD, al tomar el promedio de muchas muestras de menor tiempo que el ruido de baja frecuencia permite reducir el error.

de Wen, en el *Skipper CCD* se utiliza una única compuerta flotante y la estructura de salida permite depositar y extraer la carga de debajo de la compuerta para adquirir múltiples muestras del paquete de carga. Roberts no demostró el funcionamiento del dispositivo. En 1990 Chandler y Janesick proponen la estructura de salida del *Skipper CCD*, que se utilizó en esta tesis y en trabajos anteriores, los cuales reportaron haber alcanzado niveles de ruido sub-electrónico, pero sin detectar señal en los píxeles (Chandler reporta $0.6 e^-$ [21]. Guillermo Fernandez Moroni en un trabajo del 2011 reporta hasta $0.2 e^-$ [22]) hasta que en el año 2017 en el *Fermi National Accelerator Laboratory*, finalmente se logró un *Skipper CCD* perfectamente funcional [23].

El esquema del circuito de salida del *Skipper CCD*, desarrollado en Fermilab, se muestra en la figura 13, donde el cambio fundamental, a diferencia del CCD convencional, es la compuerta flotante del transistor M1, la cual permite la no destrucción de la carga en el proceso de toma de múltiples muestras.

La figura 11 muestra el resultado obtenido con uno de estos CCD realizando una comparación luego de promediar 10, 200 y 1000 muestras. A partir de 1000 muestras el ruido efectivo de lectura es menor a $0.15 e^-$, mientras que, como se observa en la figura 12, a 4000 muestras el resultado es una reducción drástica al nivel de $0.068 e^-$. A este nivel la probabilidad de estimar mal en más de $0.5 e^-$ la carga del píxel es $p \sim 10^{-13}$, demostrando la notable capacidad del *Skipper CCD* de cuantificar la cantidad de carga. Esta figura también muestra que para píxeles con $\sim 800 e^-$ el ruido es del mismo orden que en píxeles sin carga, lo que muestra el amplio rango dinámico del detector.

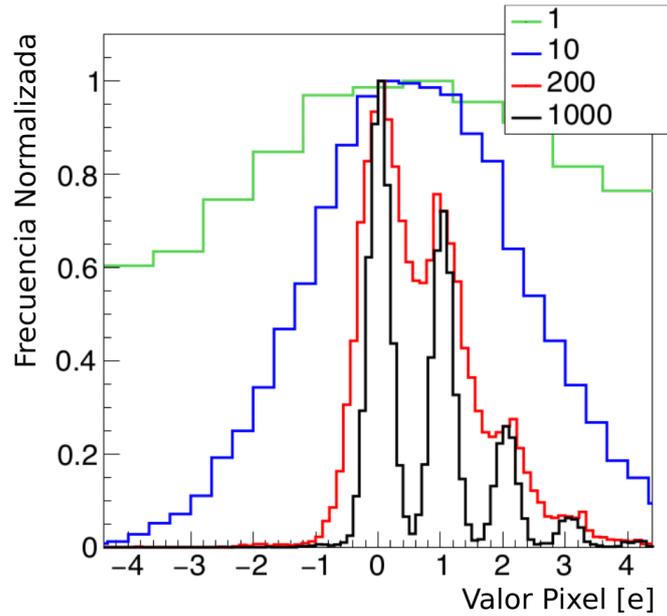


Figura 11: Espectro de un píxel de la imagen luego de promediar las muestras. El espectro se muestra luego de promediar distinta cantidad de muestras por píxel: 1, 10, 200, 1000. A partir de 200 muestras es posible distinguir picos centrados en valores enteros de carga que corresponden a los píxeles que contienen 1, 2, 3 e^- .

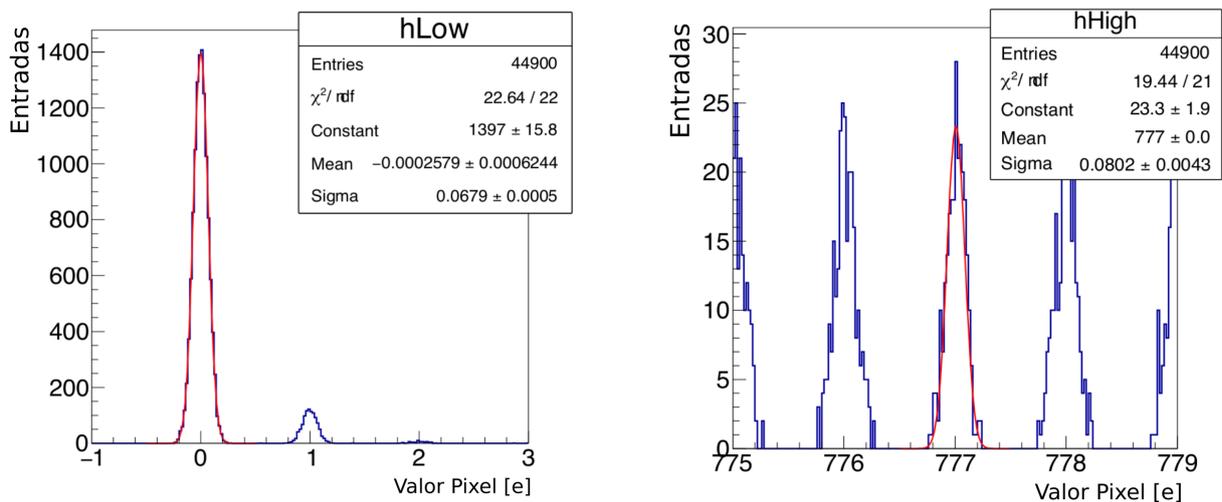


Figura 12: Resolución de un electrón con 4000 muestras por píxel. La carga medida por píxel se muestra para dos rangos: iluminación de corta duración e iluminación de larga duración. Los picos con valores enteros de carga se pueden resolver en ambos regímenes. El pico en $0 e^-$ tiene un ruido de $0.068 e^-$ mientras que el pico en $777 e^-$ tiene un ruido de $0.086 e^-$.

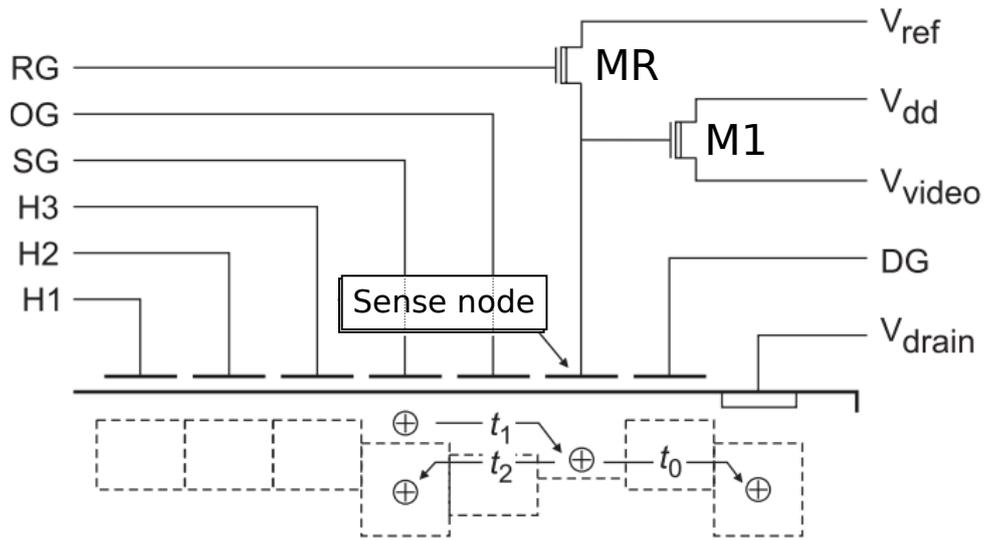


Figura 13: Esquemático de la estructura de salida en el *Skipper* CCD.

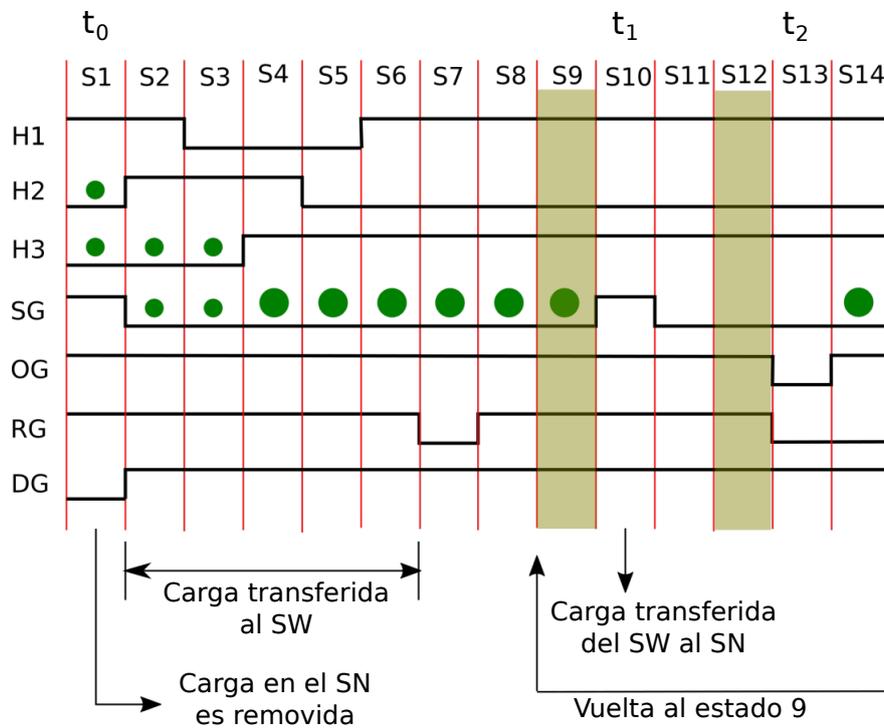


Figura 14: Señales de control aplicadas para la lectura de carga en el *Skipper* CCD. Los puntos verdes ilustran la posición del paquete de carga.

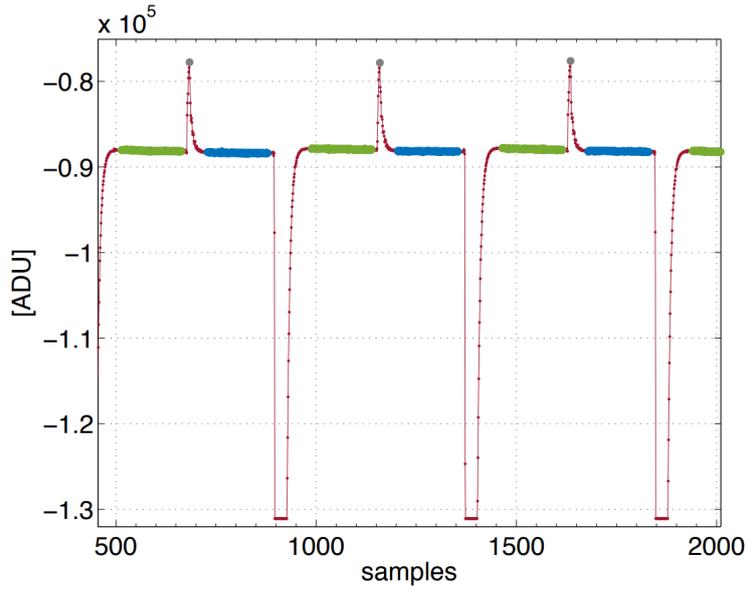


Figura 15: Se muestra la señal de video durante la lectura de tres píxeles. En verde y azul la señal de referencia y con carga respectivamente.

La secuencia de lectura se muestra en la figura 14, y se compone de 14 estados. En el estado S1 la carga que se desea medir se encuentra repartida entre las fases H2 y H3. Se baja la compuerta *dump-gate* (DG) para remover la carga en el SN del píxel previamente medido (instante t_0). Entre los estados S2 y S6 la carga se transfiere al *Summing-Well* (SW). En el estado S7 se aplica un pulso en RG para resetear la carga del SN. El estado S8 es de espera del transitorio y en el estado S9 se integra el nivel de pedestal. En el estado S10 se sube el SG para transferir la carga por sobre el *Output-Well* (OW) al SN (instante t_1). El estado S11 es de espera, análogo al S8, y en el estado S12 se integra el valor del nivel de señal para obtener el valor de la primer muestra de la carga (ver Fig. 15). Para fijar el valor del pozo de potencial del SN, en el estado S13 se aplica al FG el valor de V_{ref} bajando el RG. También se bajan el OG y SG para hacer retornar la carga al SW (instante t_2). Finalmente, en el estado S14 se levanta OG y se retorna al estado S9 para tomar una nueva muestra de la carga del píxel.

1.4 Organización de la tesis

El objetivo de la tesis fue la realización de la primera medición del factor de Fano en Si a 5.9 keV, para una serie de temperaturas distintas de este semiconductor, utilizando como detector la novedosa tecnología *Skipper CCD*.

En el capítulo 2 se presenta el dispositivo experimental utilizado en las experiencias, la fuente con la cual se generó la deposición energética, el método para realizar esta deposición, y el

modo en que los datos son procesados.

En el capítulo 3 se muestran, inicialmente, los resultados preliminares a una temperatura de 142 K, que sirvieron como punto de partida en este trabajo. En estas mediciones se halló un *background* que afectaba los datos de interés, corrupción de los datos al medir píxeles con gran cantidad de carga (alta ocupancia), y discrepancias en las interacciones de los fotones X que no eran esperadas. En el transcurso de este capítulo se abordan las distintas estrategias de análisis desarrolladas para abordar los problemas mencionados. Estas estrategias abarcan, desde el desarrollo y uso de códigos Monte Carlo, hasta la propuesta de cambios en el dispositivo experimental. Se detalla también el método para la calibración del dispositivo y los resultados obtenidos con el mismo.

En el capítulo 4 se presentan los resultados obtenidos para el factor de Fano y otros parámetros asociados para seis temperaturas distintas en el Si, detallando el método utilizado para lograr su cuantificación.

En el capítulo 5 se exponen los planes para continuar con las mediciones a energía bajas, el método propuesto para su realización, y la factibilidad de los mismos.

2. Sistema de medición

2.1 Dispositivo experimental

En la figura 16 se muestra una imagen del dispositivo experimental, ubicado en el laboratorio SiDet (*Silicon Detector Facility*) en Fermilab. Se puede observar, en el centro, la cámara de vacío que contiene el CCD. El vacío alcanzado dentro de la cámara es generado por una bomba turbo-molecular *Pfeiffer HiCube 80 ECO*, y alcanza valores de presión del orden de 10^{-7} mbar. El vacío es necesario para refrigerar el CCD, y de este modo minimizar las cargas generadas por fluctuaciones térmicas del Si, denominada, corriente oscura (DC).

El rango de temperaturas en que el CCD funciona de manera óptima es 110 - 160 K. Debajo de estas temperaturas la transferencia de carga comienza a perder eficiencia, mientras que a temperaturas mayores la DC comienza a tener un valor apreciable. Para alcanzar esas temperaturas se utiliza un *Cryocooler*, el cual enfría una placa de cobre a la cual el CCD se encuentra adherido (Fig. 17). El *Cryocooler* es utilizado a su máxima potencia, obteniendo temperaturas cercanas a los 80 K. Para obtener un control mayor en la temperatura, una resistencia (*Heater*) colocada en la placa de cobre permite calentar el CCD a la temperatura final deseada, la cual es medida por un sensor Pt-100, sujeto al cobre y un Pt-1000 que mide la temperatura sobre el Si. Ambos sensores de temperatura están conectados a un controlador de temperatura *Lakeshore*, encargado, a su vez, de manipular el *Heater*.

La electrónica de lectura utilizado es LTA (*Low Threshold Acquisition*)[27] *Readout System*, un sistema de adquisición de imágenes desarrollado por el proyecto SENSEI (*Sub-Electron Noise Skipper-CCD Experimental Instrument*). El CCD utilizado fue diseñado en el grupo de microelectrónica del LBNL (*Lawrence Berkeley National Lab*) y fabricados por la empresa DALSA. Se fabricaron en un sustrato de Si tipo-n de 200 μm de espesor, con un Si de alta resistividad (10 k Ω). El canal es tipo-p¹, y posee 1248 \times 724 píxeles de tamaño 15 \times 15 μm^2 (Fig. 18). Se subdivide en cuatro cuadrantes: U1, L1, U2 y L2, lo cual disminuye cuatro veces el tiempo de lectura total del detector.

¹El hecho que sea tipo-n implica que las cargas almacenadas son huecos

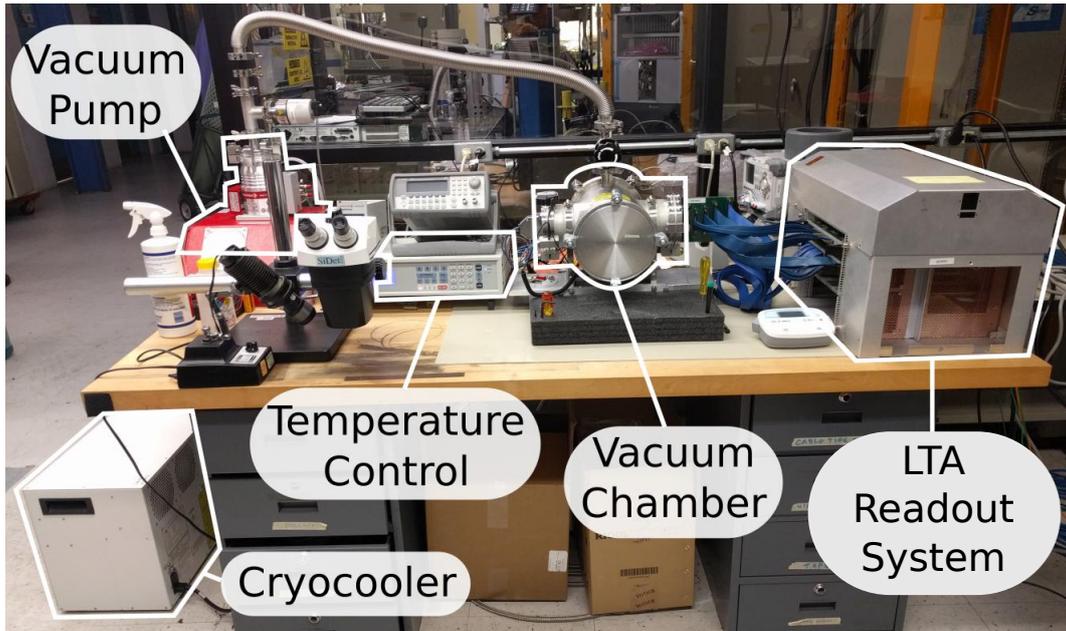


Figura 16: Sistema de medición utilizado de forma remota en esta tesis. El mismo se encuentra en las instalaciones de *SiDet*, en Fermilab.

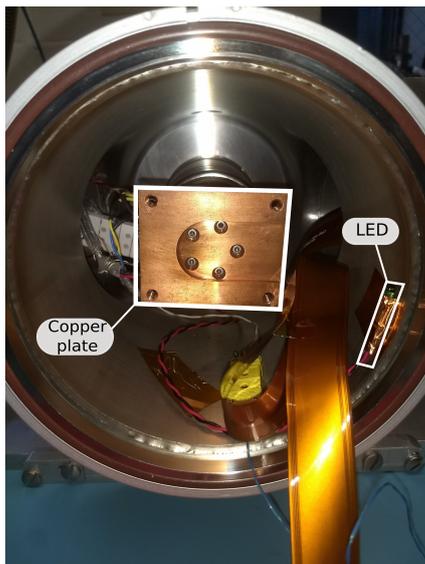


Figura 17: Interior de la cámara de vacío. la placa de cobre que sujeta el CCD y un LED cuya utilidad será expuesta en próximas secciones.

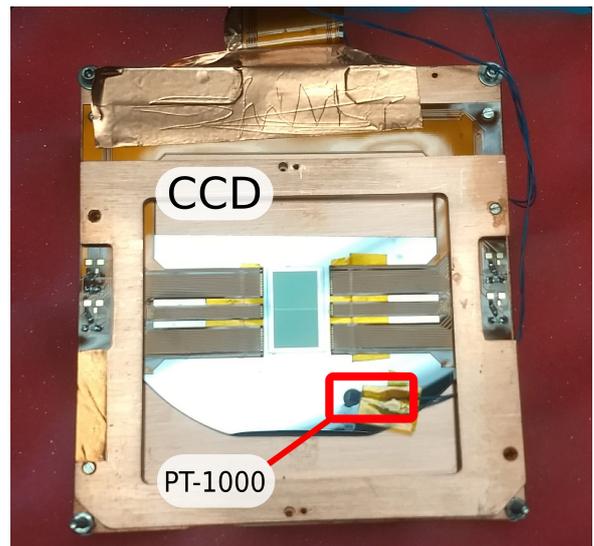


Figura 18: CCD utilizado en las experiencias

En las experiencias realizadas, se procuró utilizar el cuadrante U1. La razón radica en la necesidad de llevar a cabo una calibración para cada cuadrante independientemente, y el hecho de que el ruido de lectura es distinto en cada uno de ellos. El cuadrante elegido posee el menor error de lectura de los cuatro, siendo del orden de los $4.9 e^-$, más del doble que los $2e^-$ comentado más arriba. Esto, por supuesto, es un condicionante al momento de elegir el número de muestras de *Skipper* necesarias para encontrarse en un régimen de lectura que cuantifique las cargas, lo que se traduce en mayor tiempo necesario para la lectura.

2.2 Fuente de ^{55}Fe



Figura 19: Muestra de ^{55}Fe utilizada para las mediciones.

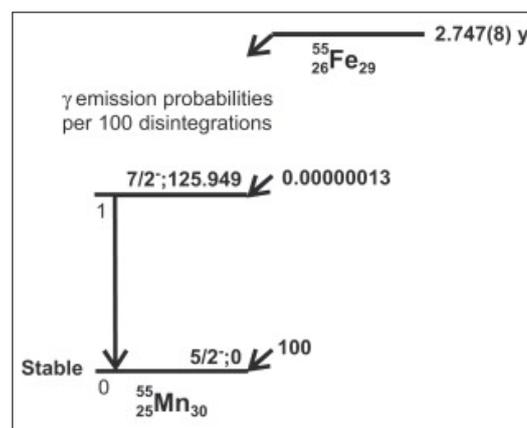


Figura 20: Esquema del proceso de decaimiento de ^{55}Fe a ^{55}Mg .

Un componente fundamental de la configuración experimental es la fuente radiactiva emisora de rayos X , a través de los cuales se depositó energía en el Si. La fuente radiactiva utilizada fue ^{55}Fe (Fig. 19). Este radionucleido decae por captura electrónica a ^{55}Mg , como muestra la Fig. 20, con una vida media de 2.737(8) años. Los electrones del núcleo se ajustan rápidamente a la disminución de carga, siendo la capa K , que quedó incompleta, ocupada por electrones de capas superiores. En este proceso, se libera energía de distintas maneras: mediante la emisión de *electrones Auger* de 5.19 keV con un 60% de probabilidad, rayos $X_{K\alpha 1}$ o $X_{K\alpha 2}$ con energías 5.89875(1) keV y 5.88765(1) keV, con una probabilidad de 16.2% y 8.2% respectivamente, o rayos $X_{K\beta}$, cuya energía y probabilidad son 6.49045(1) keV y 2.85%. El 12% restante está asociado a emisiones de *electrones Auger* de menor energía y fotones de transiciones menores.

La fuente de ^{55}Fe del laboratorio SiDet se fabricó por electro deposición y no se encuentra sellada. Esto implica que las pérdidas de energía por autoabsorción en la fuente resultan despreciables y por lo tanto, la energía con que las emisiones de esta fuente llegarán al detector será esencialmente la misma con que fueron emitidas.

2.3 Medición de rayos X del ^{55}Fe

Ante la falta de un obturador que permitiese controlar la cantidad fotones que interactúan con el Si, se utilizaron las cualidades de lectura del CCD para lograr obtener mediciones con una distribución de cargas relativamente uniforme (ver Fig. 21). Se dispuso la fuente radiactiva frente al detector a una distancia de 5 cm. El CCD se cubrió con una placa de cobre con una rendija que permitiera el paso de las emisiones del ^{55}Fe , mayormente en el cuadrante de interés U_1 . Cronológicamente, se procedió del siguiente modo:

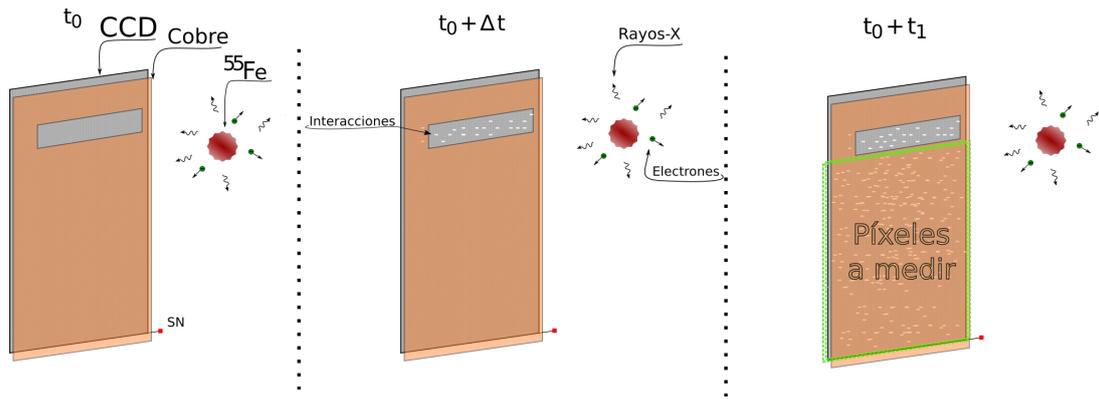


Figura 21: Se ilustra el proceso de exposición del CCD a los fotones X emitidos por el ^{55}Fe . A t_0 el CCD se encuentra completamente vacío de cargas, luego de haber realizado una medición de limpieza de un segundo. Un Δt posterior, los píxeles expuestos por la rendija del cobre poseen interacciones generadas por los fotones X del ^{55}Fe . Siendo t_1 el tiempo hasta realizar una nueva «medición de limpieza», todas las líneas del CCD pasaron por la rendija del cobre un tiempo $\frac{t_1 \times N_r}{N_t}$, obteniendo de este modo que todas las filas debajo del cobre, inferiores a la rendija, fueron expuestas un mismo tiempo, y resultan adecuadas para llevar a cabo la medición.

1. Etapa de Limpieza: Se realiza una medición veloz del CCD, dejando a tiempo t_0 al detector sin carga en los píxeles. Esta medición toma del orden del segundo.
2. Etapa de Exposición: Se realiza otra medición veloz, pero con el objetivo de que las líneas del CCD queden al descubierto por la rendija de cobre un tiempo suficiente para que haya interacciones de las emisiones del ^{55}Fe . Entonces, siendo t_1 el tiempo de esta limpieza, se deduce que todas las líneas debajo del cobre inferior a la rendija fueron expuestas un tiempo $\frac{t_1 \times N_r}{N_t}$, donde N_r es el número total de líneas que la rendija descubre CCD y N_t es la cantidad total de líneas en un cuadrante, que en esta, particularmente, es 624^2 . El tiempo t_1 se tomó del orden de los 10 segundos. Se impuso este valor puesto que permite obtener una cantidad de interacciones de fotones que aprovecha en gran medida el espacio del CCD y minimiza el número de interacciones superpuestas.
3. Etapa de Medición: Terminada la etapa de exposición, se lleva a cabo la medición de las líneas señaladas anteriormente, utilizando el modo *Skipper* con un número de muestras que resulte apropiado para cuantificar las cargas en cada píxel. Recordando que el ruido del cuadrante U_1 es de $4.9 e^-$, realizando 2000 muestras, se obtiene un ruido de lectura de $\sigma_r \approx 0.1 e^-$, de donde se deduce que con este número de muestras, la probabilidad de realizar un etiquetado incorrecto resulta de $p \sim 10^{-5}$.

²Recordar que estas poseen 1248 filas en su totalidad.

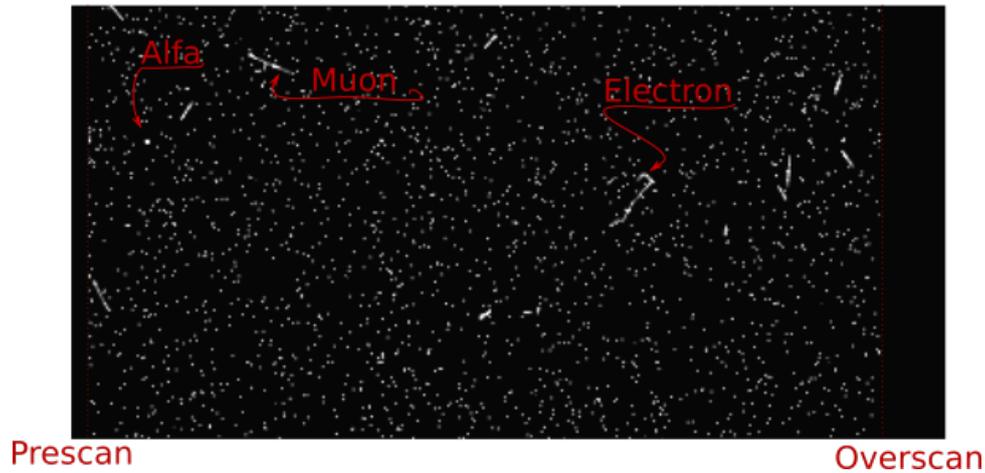


Figura 22: Imagen típica de las interacciones de las emisiones de la fuente radiactiva de ^{55}Fe con el CCD. Se observan además las trazas generadas por rayos cósmicos.

2.4 Lectura de la carga

En la figura 22 se muestra una de las imágenes adquiridas con la exposición detallada en la sección anterior, ya luego de ser procesada. En la misma, se observa la ionización generada por distintos tipos de partículas; son notorias las trazas de electrones, fácilmente reconocibles por la forma de «gusano» que describen, debida a que en el proceso de ionización, estos son dispersados por los electrones y núcleos del Si. La otra traza característica es la de muones, los cuales poseen la misma carga que los electrones, pero debido a que su masa es 200 veces superior y su energía típica del orden de los GeV, su dirección no cambia, y por lo tanto, las trazas son rectas. Las partículas α se caracterizan por generar un punto grueso como traza, debido a que la ionización ocurre en un volumen muy pequeño, y luego por efecto plasma la carga resulta depositada en varios píxeles. Finalmente, se observan eventos puntuales, generados en su mayoría por los X del ^{55}Fe , aunque pueden también deberse a interacciones de gran interés, como neutrinos y materia oscura [25].

En el extremo derecho de la imagen se distingue una región denominada *Overscan* (OS). Estas mediciones son generadas del siguiente modo: si el registro horizontal tiene N píxeles, se realiza una lectura de N más N_0 píxeles. Estos píxeles adicionales se crean progresivamente en el transcurso de las mediciones de los N píxeles, concluyendo que la existencia de estos píxeles dura el tiempo que se demora la lectura de los N píxeles del registro horizontal. Dada su corta existencia, estos píxeles son utilizados para estimar la línea de base de la correspondiente fila de píxeles. Por la parte izquierda, se puede observar el *Prescan*. Estas mediciones son 7 píxeles adicionales que posee el registro horizontal, cuyo fin es el de proveer un retardo temporal para que la señal de video se estabilice, y así poder realizar adecuadamente las mediciones de los píxeles subsiguientes.

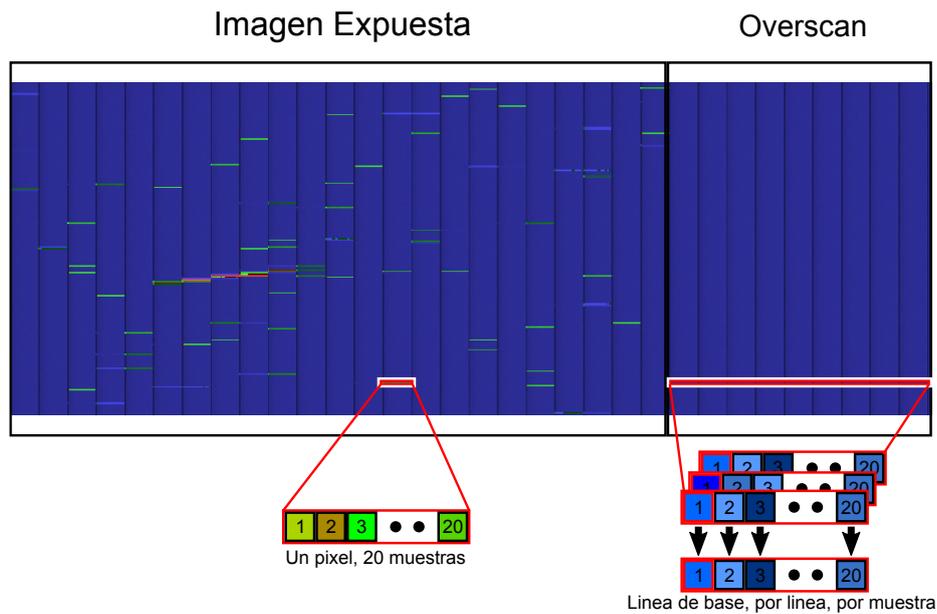


Figura 23: Ilustración del resultado medido al utilizar 20 muestras con el Skipper

Durante la lectura, la carga colectada por el píxel es convertida a tensión en el circuito de salida, luego multiplicada y procesada, para finalmente ser convertida a un valor digital por un ADC (*Analog-Digital Converter*), obteniendo como medición un valor entero en ADUs (*Analog-Digital Units*). Para obtener el valor de carga asociado, es necesario calibrar el detector, tópicamente será tratado en la sección 3.6.

De este modo, el archivo de salida al realizar una lectura resulta una matriz, donde el valor de cada elemento de la misma es un valor en ADUs, correspondiente a la carga medida en cada píxel (archivo .fits). A modo ilustrativo, la figura 23 muestra una fracción de imagen adquirida con 20 muestras por píxel, en la que se distingue la parte expuesta con eventos y el OS.

Si la imagen fue adquirida con N muestras por píxel (Fig. 24), para el procesamiento se forman N imágenes (I_1, I_2, \dots, I_N), donde la imagen I_N está compuesta por la muestra n^{th} de los píxeles. Sobre cada una de las imágenes generadas se sustrae el OS y luego todas son promediadas para obtener el resultado final. Este procesamiento es realizado utilizando el *script* denominado «skipper2Root.cpp» cuyo lenguaje es C++ & ROOT. Fue realizado por el grupo SENSEI, y el mismo funciona utilizando el *output* .fits de las mediciones, para generar un archivo .root y .fits con la información promediada y procesada de cada uno de los píxeles.

Otro código es necesario para completar el procesamiento. La información que los archivos .root que «skipper2Root.cpp» provee es el valor promediado en ADUs para cada píxel del CCD. Sucede que, remitiendo a las interacciones del ^{55}Fe , las cargas generadas por la interacción de

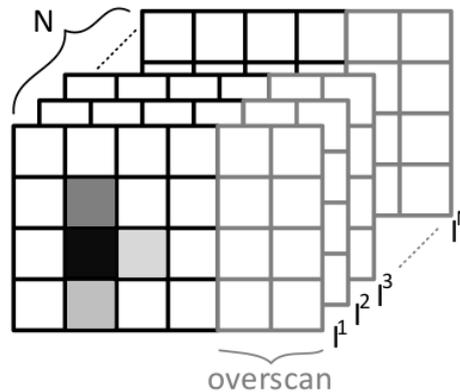


Figura 24: Dadas N muestras, se generan N imágenes a la cuales se les extrae el correspondiente *baseline*, para luego ser todas promediadas obteniendo la estimación final en cada píxel

las partículas no son generalmente depositadas en un solo píxel, en cambio, suelen crearse *clusters* de varios tamaños debido a la difusión de la carga, como se explicará en la sección 3.2.1. Por tanto, es necesario procesar estos datos para extraer el valor total de carga en cada *cluster*. El código desarrollado por el grupo SENSEI «skExtract.cpp» identifica todos estos *clusters*, y provee un nuevo archivo .root con la información de cada uno de ellos, como la carga, la posición, y otros parámetros de importancia. Es destacable que este procesamiento puede resultar realmente complejo si se utiliza una CCD regular, mientras que en el *Skipper* resulta completamente trivial. Al poseer la notable capacidad de contar perfectamente la cantidad de cargas en cada píxel, lo que debe hacerse, simplemente, es sumar la carga de todos los píxeles del *cluster*.

3. Mediciones y análisis

3.1 Preliminares

Se llevaron a cabo mediciones preliminares para estimar el factor de Fano en Si, objetivo principal de esta tesis. Para ello, se tomaron mediciones de la carga generada por los fotones X emitidos desde la fuente de ^{55}Fe . El procedimiento se detalla a continuación:

- Se dispuso la temperatura del Si a 142 K.
- Se eligieron 2000 muestras de *Skipper* y un tiempo de integración de 100 μs . Tiempo óptimo para minimizar el ruido de una muestra a $4.9 e^-$.
- Se realizaron tandas de 200 líneas del CCD. Resultando en tiempo por tanda del orden de $7/8$ horas¹. Un límite en la memoria del dispositivo impide hacer mediciones con un mayor número de líneas, dada la cantidad de muestras tomadas.
- Se usó la calibración lineal por defecto de $228 \text{ADU}/e$ haciendo uso del pico de 0 y $1 e^-$.

Las figuras 25 & 26 muestran los espectros obtenidos tras procesar con los códigos «*skipper2Root.cpp*» y el *clustering*, la imagen que resulta de la medición. Son notables los picos correspondientes a fotones X_{K_α} y X_{K_β} emitidos desde la fuente de ^{55}Fe , verificando que la probabilidad de emisión de fotones X_{K_α} es claramente superior. Previo a llevar a cabo un análisis exhaustivo de los histogramas, el resultado obtenido de realizar un ajuste gaussiano al pico de 5.9 keV, otorga los valores que permiten obtener el factor de Fano correspondiente, esto es:

$$\mu = 1580.0(3) \quad \sigma = 13.96(26) \quad \implies \quad F = 0.1233(45) \quad \omega = 3.7333(7) \frac{\text{eV}}{\text{par}} \quad (3.1)$$

El valor del factor de Fano F y de la energía media requerida para formar un par electrón-hueco ω , así obtenidos, resultan muy prometedores si se comparan con los resultados presentados en

¹ $(N_{PS} + N_{pix} + N_{OS}) \times t_{int} \times N_{lineas} \times N_{muestras} \times CDS = (7 + 362 + 30) \times 100 \mu\text{s} \times 200 \times 2000 \times 2 \approx 7/8 \text{hs}$

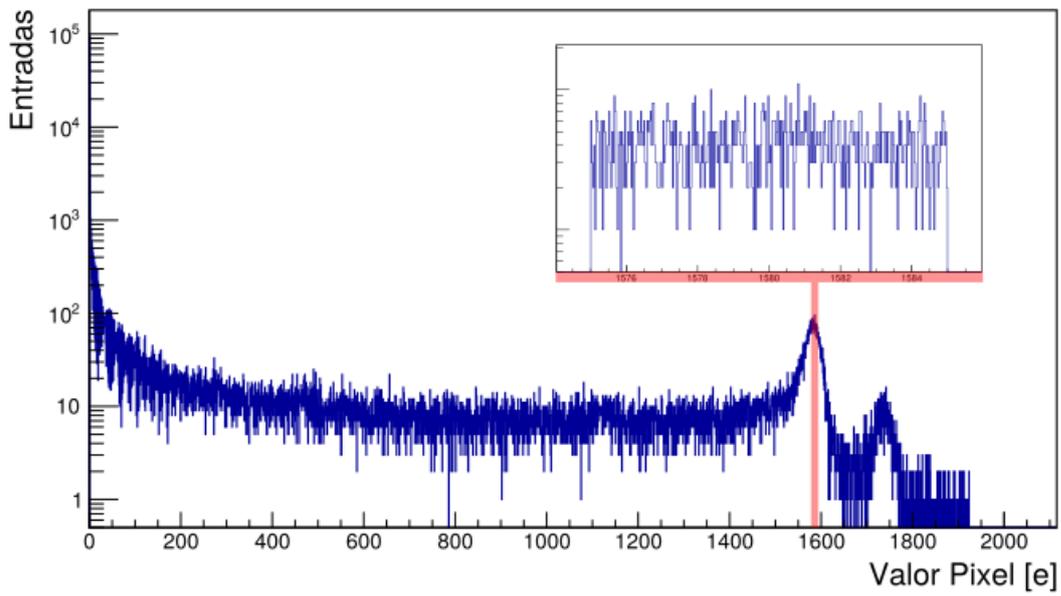


Figura 25: Histograma de carga en cada píxeles de todas las mediciones realizadas a 142K. A su vez, se detallan las entradas en la vecindad de la media del fotopico de 5.9 keV

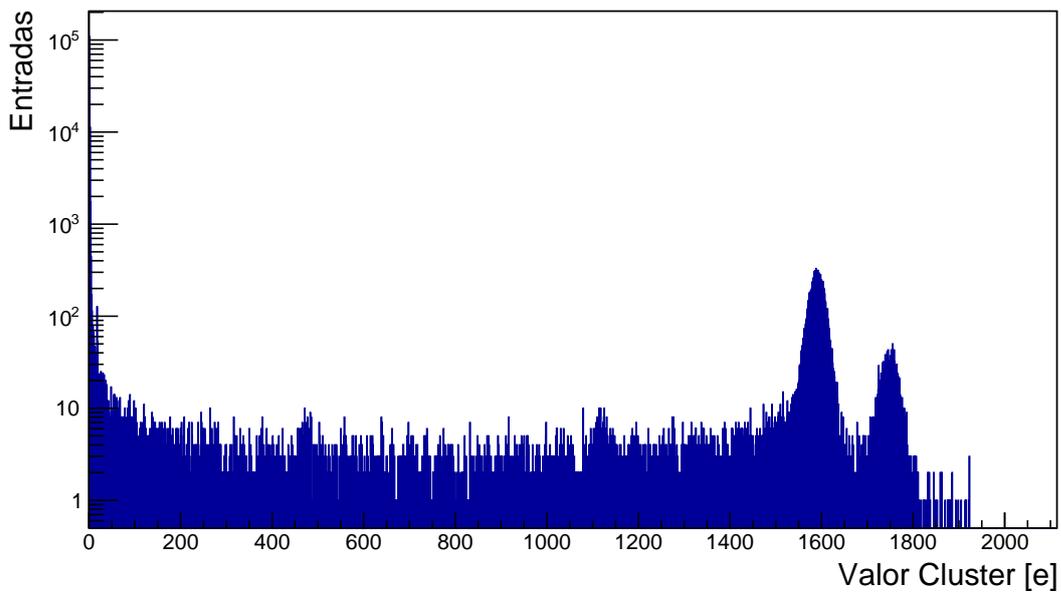


Figura 26: Histograma de carga en cada *cluster* de todas las mediciones realizadas con una temperatura de 142K.

la tabla 1. Sin embargo, el valor obtenido para el número medio de cargas difiere apreciablemente de los 1610-1620 e^- que se estiman en otros trabajos [1, 18].

De los histogramas se observa lo siguiente:

1. **Existencia de un *Background***: Del primer histograma, se observan entradas apreciables por debajo de los picos correspondientes a los X emitidos por la fuente de ^{55}Fe . Gran parte de estas entradas, necesariamente, se atribuye a las cargas de los *clusters*, que en este histograma se encuentran subdivididos (ver Sec. 2.4). Si este espectro se debiera puramente a este fenómeno, el siguiente histograma tendría que eliminarlo, ya que la unidad de información, en este caso, es el *cluster*. Sin embargo, aún es notorio un *background*, que aunque disminuido, quedó remanente. Se concluye, de aquí, la existencia de una fuente de radiación, aún no considerada, que al interactuar con el detector deposita energía en el rango de interés. Este *background* tendrá una incidencia en el número de cargas presentes en los píxeles debido a las interacciones de los X emitidos desde la fuente de ^{55}Fe que se buscan medir. Por lo tanto, es necesario identificar las fuentes que lo generan, para así poder eliminarlo, o encontrar la forma de que su aporte resulte despreciable.
2. **Variaciones temporales en la ganancia**: En estas mediciones se puso en evidencia que, aunque se observe detalladamente el pico de 5.9 keV, los picos correspondientes a cada valor de carga que lo componen no son distinguibles (ver zoom en Fig. 25). Puesto que la falta de estadística podría ser el factor que genere este resultado, se realizó otra experiencia. Se utilizó el LED instalado dentro de la cámara de vacío (Fig. 17) para medir picos de cargas del orden de la energía de los X emitidos desde la fuente de ^{55}Fe . Puesto que el número de cargas que la luz LED genera en el Si es una variable aleatoria con distribución poissoniana, y la media y varianza de la misma aumenta con el tiempo de exposición, se realizaron dos mediciones utilizando la misma temperatura, número de muestras y cantidad de líneas, pero prendiendo en un caso el LED un tiempo muy corto (< 1 s) y otra de alta exposición (≈ 600 s). La figura 27 muestra el resultado de las mediciones.

En la imagen correspondiente a baja iluminación, los picos se distinguen notablemente, y no se observa ninguna variación en la media de cada pico en el transcurso del tiempo de medición. Caso distinto el de alta iluminación, donde difícilmente pueden apreciarse los picos para diferente número de cargas. Esto es atribuido al hecho de que la media de cada pico varía temporalmente como puede observarse, lo que evidencia que la ganancia del dispositivo posee variaciones temporales.

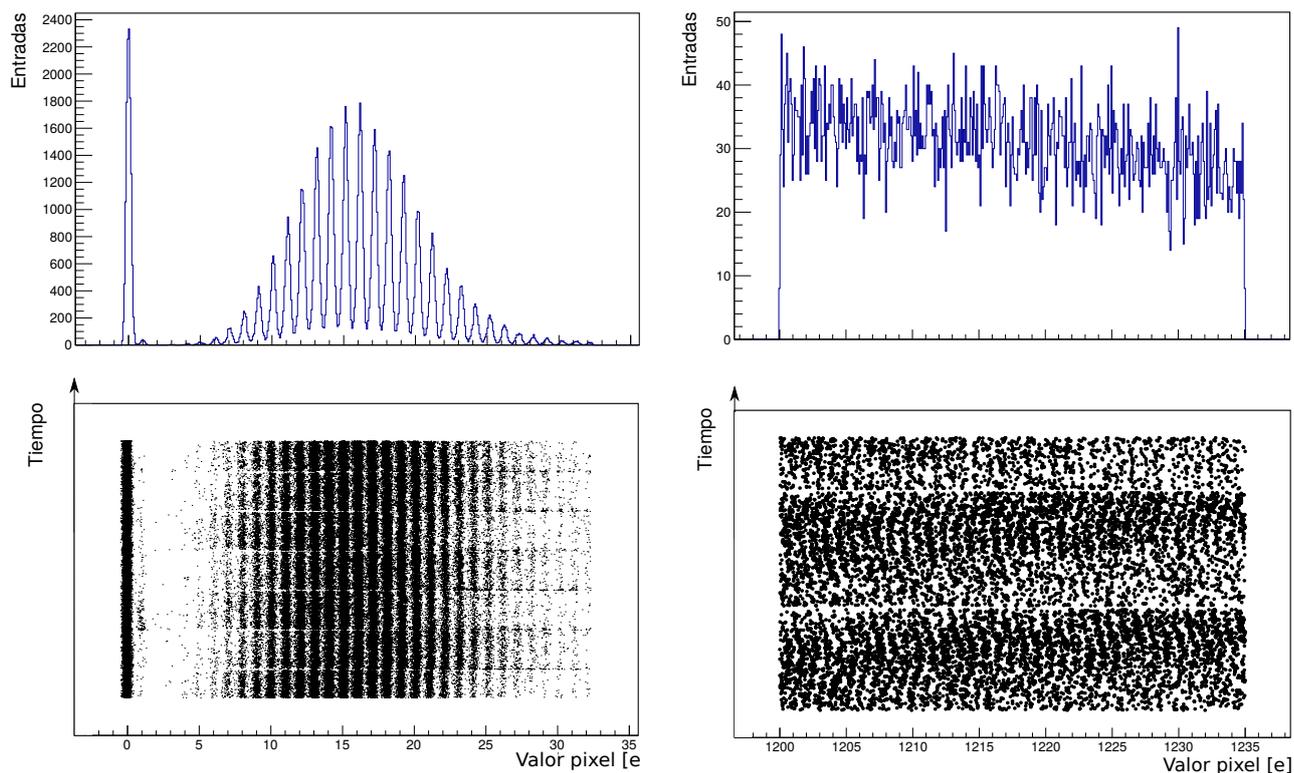


Figura 27: Los histogramas superiores muestran los resultados para baja (izquierda) y alta (derecha) iluminación. En los inferiores, se observa la evolución temporal (o en número del píxel medido) de cada histograma, en donde se hace evidente el modo en que la ganancia fluctúa en el tiempo para alta ocupancia.

3. **Discrepancias entre distintos tamaños de *Cluster*:** Finalmente, si se observan estos mismos espectros, pero para cada tamaño de *cluster*, se obtiene lo que muestra la figura 28. Este histograma pone en evidencia que el número medio de cargas cambia de un tamaño a otro. Una explicación para este hecho podría ser una posible no linealidad en la ganancia del dispositivo, ya que cuanto mayor es la cantidad de carga en un píxel, mayor es la contribución de un término no lineal, produciendo como consecuencia que el aumento en el tamaño de *cluster* una disminución en el valor medio. En la sección 3.5 se proporciona más detalle respecto a esta explicación. Otro efecto que puede estar afectando es el de la ya mencionada DC. El razonamiento se basa en que cuanto mayor sea el *cluster*, mayor es la probabilidad de que una carga de DC haya sido colectada por uno de ellos, o que el *cluster* sea de un tamaño mayor al que «realmente debía ser» puesto que una carga se le adhirió. De esta forma, con este argumento, los *clusters* de mayor tamaño debieran tener un valor medio mayor.

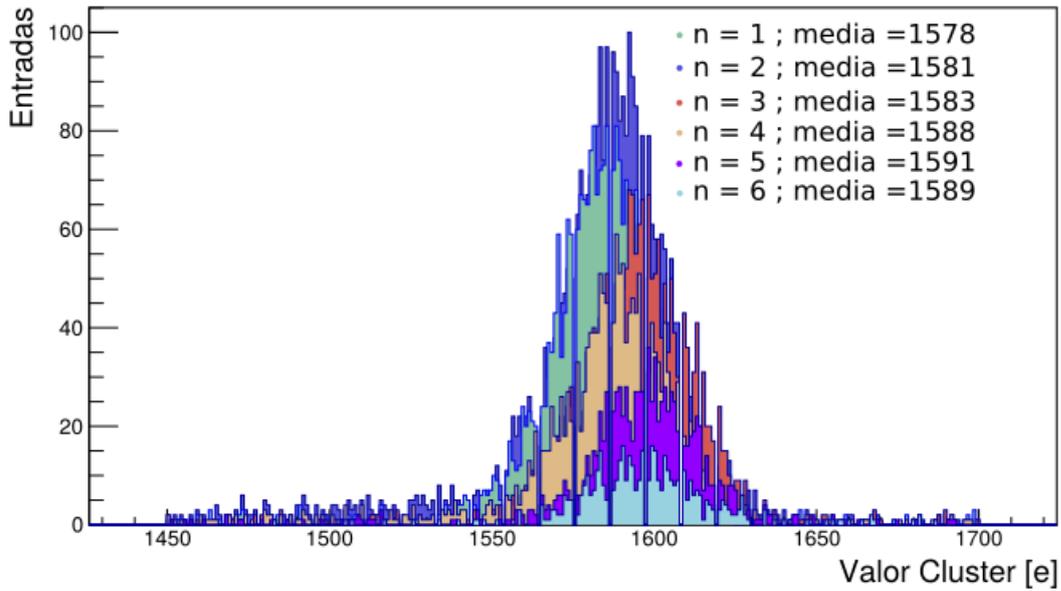


Figura 28: Superposición de histogramas del fotopico de 5.9 keV cada tamaño de *cluster*, hasta seis píxeles. Es notoria la variación del valor medio para cada uno de los tamaños

En conclusión, la medición preliminar resultó estar condicionada por muchos factores. Con intenciones de mejorar las mediciones, se llevaron adelante diferentes técnicas de análisis, que pueden resumirse del siguiente modo:

- Reconocer la fuente que genera el *background* en las mediciones de ^{55}Fe y buscar el modo de eliminarla.
- Verificar si una no-linealidad en la ganancia es la fuente de discrepancias entre los valores obtenidos para las medias para diferentes tamaños de *cluster*.
- Estudiar la incidencia de la DC en las mediciones.
- Comprender con más profundidad la variación temporal en la ganancia y analizar la manera de deshacerse de o lidiar con ella.

3.2 Simulación Monte Carlo del experimento

Una de las herramientas de análisis desarrolladas en el marco de esta tesis es un código Monte Carlo (MC) que permite simular la interacción de los fotones X con el CCD y la posterior migración de la carga a su superficie. Entre las razones para disponer de este código se encuentran, la posibilidad de estudiar como cambia el tamaño de los *cluster* con el agregado de DC, y

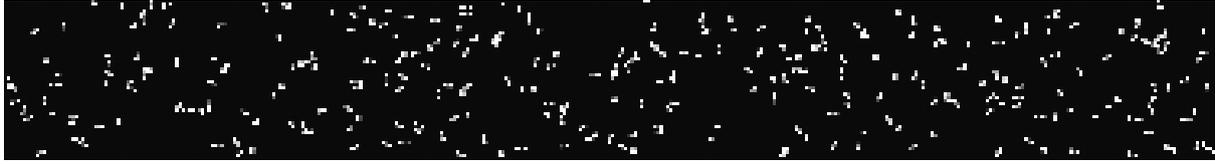


Figura 29: Imagen obtenida con el código simulador MC para un CCD de 400×100 píxeles

el efecto que diferentes condiciones experimentales tienen sobre la distribución de tamaños de *cluster*. Esta última se puede utilizar como una firma de las mediciones que, al compararse con resultados experimentales, da cuenta de cuán realista es el resultado simulado. Este código MC simula el proceso físico de detección teniendo en cuenta la estadística correspondiente a cada proceso, la cual fue descrita en la sección 1.3. La secuencia que describe la historia simulada para cada fotón puede resumirse de la siguiente manera:

1. Se sortean las coordenadas (x, y) en que el fotón incidente interactúa con el CCD a partir de dos distribuciones uniformes independientes, de ancho dado por las dimensiones del CCD.
2. Se sortea la profundidad z en que el fotón transfiere por efecto fotoeléctrico su energía a un electrón del CCD. En este rango de energías el efecto fotoeléctrico es cinco órdenes de magnitud más probable que el efecto Compton, pudiéndose despreciar este último. La profundidad de interacción z queda entonces descrita por una variable aleatoria con distribución exponencial de parámetro τ .
3. Las cargas ionizadas por el electrón que recibió la energía del fotón incidente difunden a los píxeles aledaños. La estadística de este proceso es bien descrita por una distribución normal bivariada con parámetro σ_{xy} , haciendo uso del teorema central del límite.
4. Finalmente, el código cuenta el número de cargas que, ya en superficie, son guardadas en cada píxel, dando lugar a una imagen equivalente a las que se obtienen al medir con un CCD (ver Figura 29), con la ausencia de un OS y *Prescan*.

El archivo final es análogo al que provee el «*skipper2Root.cpp*», pudiendo ser utilizado posteriormente el código de *clustering* para hacer la extracción de los *hits*. De este modo, se obtienen simulaciones del experimento en cuestión, pero sin aporte de DC, u otra fuente de carga.

3.2.1. Modelo de difusión de la carga

La distribución espacial con que la carga llega a la superficie del CCD es bien descrita y modelada por una distribución normal bivariada, cuya varianza σ_{xy}^2 es función de la profundidad z , donde tuvo lugar la interacción responsable de producir la carga (ver figura 30). En el caso de interés, la interacción que origina la carga es la transferencia de energía por efecto fotoeléctrico, de un fotón X a un electrón del Si.

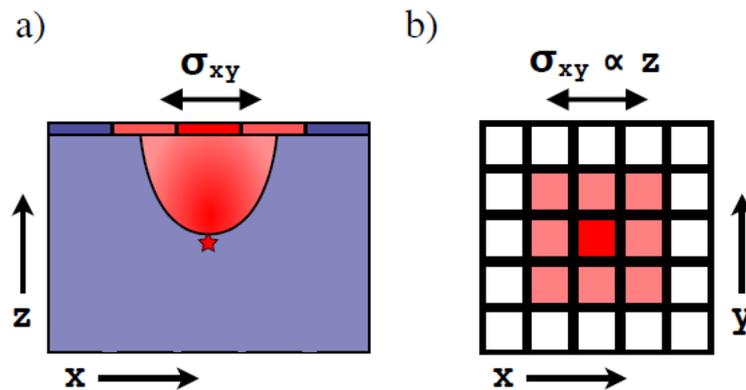


Figura 30: a) Representación de la sección transversal de un CCD con un esquema de como deriva la carga hacia los píxeles. b) Distribución de la carga en el plano $x - y$ donde se encuentran los píxeles. Debido a la difusión, la carga es colectada en varios píxeles, conformando el denominado *cluster*.

La relación funcional entre la varianza de la distribución de carga y la profundidad de interacción puede encontrarse analíticamente, en una dimensión, si se conoce el campo eléctrico dentro del CCD. Para hacerlo, debe tenerse en cuenta que la varianza de los portadores de carga es proporcional al tiempo de tránsito, desde la posición z donde tuvo lugar la interacción, hasta el píxel donde finalmente se guarda la carga. El detalle de la deducción de la relación mencionada puede encontrarse en el trabajo de Holland et al. 2003 [24], y esta es:

$$\sigma_{xy}^2 = -A \ln|1 - bz| \quad (3.2)$$

donde la constante A y b están relacionadas con las propiedades físicas de operación del dispositivo.

3.2.2. Distribución de tamaño de *clusters*

La figura 31 muestra una comparación entre la distribución de tamaños de *clusters* obtenida con la simulación MC, y a partir de los datos obtenidos mediante mediciones reales. Es nota-

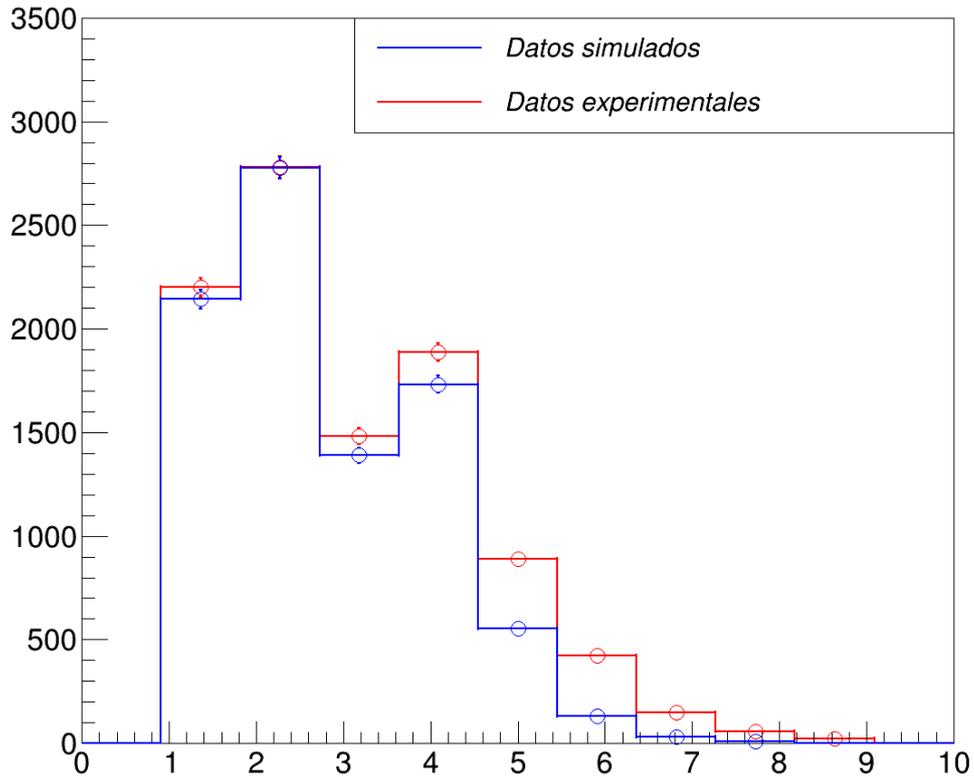


Figura 31: Comparación de la distribución de tamaños de *clusters* obtenida a partir de las mediciones y la simulación MC.

ble lo similares que resultan cualitativamente ambas distribuciones, con ciertas discrepancias para tamaños de *cluster* mayores a cinco píxeles. De igual manera, el resultado alcanzado es suficiente para los fines detallados al inicio de esta sección. Los resultados obtenidos al aplicar este código se expondrán en las secciones subsiguientes.

Puede apreciarse además como la simulación MC recupera la relación de alturas relativas entre la frecuencia de aparición de *clusters* de tamaño 1, 2, 3, 4 y 5. Siendo los de tamaño 2 más probables que los de tamaño 1 y los de tamaño 4 más probable que los de tamaño 3. Esta dependencia puede entenderse en términos de la cantidad de píxeles (cuadrados de $15 \times 15 \mu\text{m}^2$) y formas de los *clusters* necesarias para guardar la distribución de cargas (normal bivariada) que resulta del proceso de difusión que los electrones sufren en su viaje a la superficie del CCD (donde cubren círculos).

Así es que este código de simulación MC también sienta las bases para futuros estudios del los parámetros del modelo de difusión de cargas descrito anteriormente, ya que la distribución de tamaño de *clusters* depende fuertemente de dichos parámetros.

3.2.3. Migración del tamaño de *clusters*

Este código permitió estudiar como aumenta la probabilidad de que un píxel *monocluster* se transforme en un *cluster* de dos píxeles, debido al agregado de DC. Para ello, se generó una imagen simulada, con las mismas dimensiones de las mediciones preliminares², y en la misma, se agregó progresivamente DC hasta 3000 cargas. Se utilizó este límite de carga luego de estimar la cantidad de DC promedio que posee una medición con las características propias de las realizadas de modo preliminar, haciendo uso de los píxeles del OS. El valor estimado resulto del orden de 500 cargas. La Figura 32 muestra los resultados obtenidos.

Si bien el aumento de la probabilidad de migrar de tamaño 1 a 2 es monótono creciente, es interesante resaltar que conforme aumenta la DC el crecimiento de dicha probabilidad se ralentiza. Resultado razonable, puesto que comienza a disminuir la cantidad de carga que puede verse afectada por la DC.

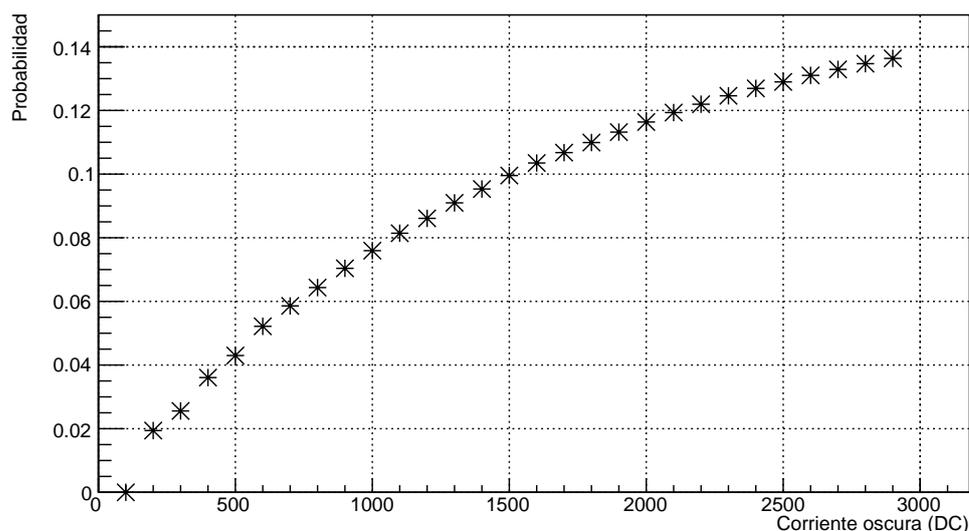


Figura 32: Evolución de la probabilidad de que un *cluster* de tamaño uno migre a tamaño dos por el agregado de un píxel con una carga en función de la DC.

Este código también fue útil para estudiar los efectos que la DC tiene sobre la distribución de tamaño de *clusters*. En la figura 33 se muestra precisamente como evoluciona la probabilidad que cada tamaño de *cluster* conforme se incrementa la DC. Como es de esperar, todos los picos migran su carga hacia *clusters* más grandes.

²400 × 200 píxeles

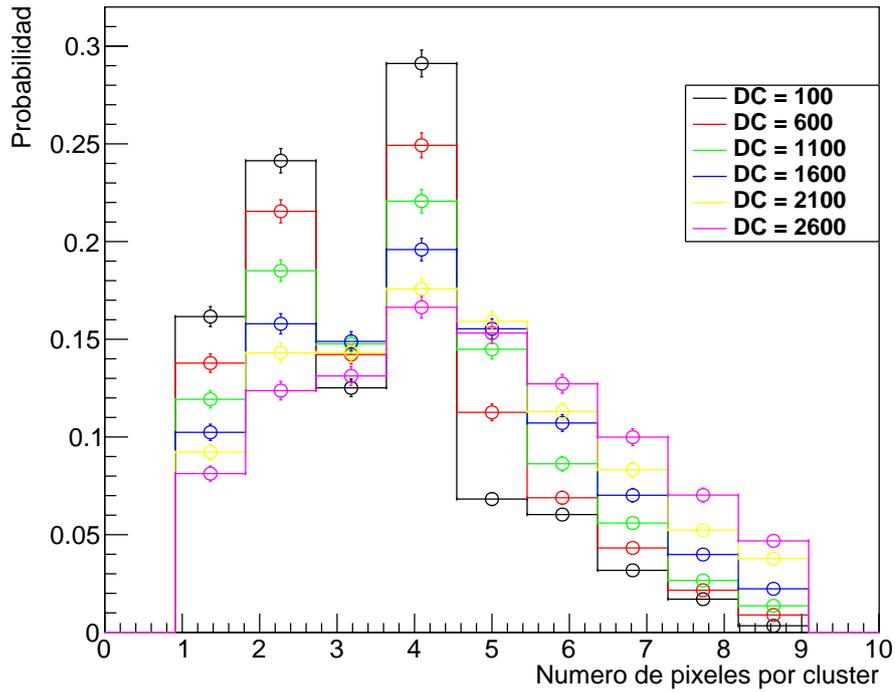


Figura 33: Cambios en la distribución de tamaño de *clusters* provocados por el agregado de DC

3.3 Contribución de la DC

En toda medición realizada con un CCD, parte de las cargas medidas en los píxeles se deben a DC, la cual varía dependiendo de la temperatura del semiconductor. En los CCDs utilizados en el laboratorio SiDet se realizaron mediciones de la DC, estimando que esta tiene un valor menor a $10^{-3} \frac{e^-}{pix \times dia}$ [26].

El objetivo de esta sección es mostrar de que modo estas cargas afectan los *clusters*. Para ello se realizaron los siguientes estudios:

1. Verificación de que el número de DC en los píxeles del CCD sigue una distribución de Poisson.
2. Simulación de la distribución de DC en el CCD utilizando el código MC.
3. Estimación del efecto de la DC mediante un cálculo de probabilidades.

3.3.1. Distribución de la DC

Bajo la suposición de que todo píxel tiene igual probabilidad de recibir una carga por DC, que dicha probabilidad es chica en mediciones relativamente cortas y que el número de píxeles es significativamente grande, es esperable que la distribución de probabilidad de la variable aleatoria *número de DC en un píxel*, siga una distribución de Poisson. Para confirmar esta premisa se calcularon las probabilidades de encontrar píxeles con una y dos cargas en *clusters* de tamaño uno, dos y tres, tanto en datos experimentales como en la simulación MC. Los valores para *cluster* de tamaño 1 se comparan además con los valores teóricos dados por la distribución de Poisson (ver tabla 2).

Para las estimaciones teóricas fue necesario inferir el parámetro μ de la distribución de Poisson en cuestión. Este se obtuvo de multiplicar la DC media en una medición ($DC = 500$), por la probabilidad de caer en un píxel ($p = \frac{1}{50 \times 250}$), de lo que resulta $\mu = 0.04$.

Tabla 2: Comparación de la probabilidad de observar eventos en el experimento, en la simulación MC y el valor teórico dado por Poisson. Todos los valores están renormalizados por un factor 25.5 (cociente entre píxeles vacíos y ocupados).

Datos	<i>cluster</i>	e = 1	e = 2
Experimento	1	0.983(7)	0.0187(7)
Simulación	1	0.987(11)	0.0187(11)
Poisson	1	0.980	0.0196
Experimento	2	0.173(2)	0.0039(3)
Simulación	2	0.152(3)	0.0044(5)
Experimento	3	0.036(9)	0.0018(2)
Simulación	3	0.028(2)	0.0012(3)

Como puede observarse, los tres valores obtenidos para uno y dos electrones, en *monoclusters*, no presentan diferencias significativas y son además compatibles con el valor teórico predicho por la distribución de Poisson. Para *cluster* de tamaño dos, las probabilidades caen fuertemente, y con ella la estadística disponible para calcular esta probabilidad. Así es que la precisión con que se conocen estas probabilidades es significativamente más baja. A pesar de ello, los valores no difieren apreciablemente. Por último, si se consideran *clusters* de tamaño tres, la diferencias son mayores y también sus incertezas. Más estadística es necesaria para poder llevar adelante una comparación considerando *clusters* de este tamaño.

Cabe mencionar la importancia que tiene verificar que la DC es bien descripta por una estadística de Poisson en las mediciones de búsqueda de materia oscura, ya que justamente son apartamientos de esta estadística los que permiten encontrar indicios de su detección.

3.3.2. Simulación de la DC por MC

Para realizar un estudio de la incidencia de la DC en las cargas guardadas en los píxeles, en particular, el efecto que tienen sobre los *clusters* de cargas generados por los fotones X emitidos por el ^{55}Fe , se agregó DC a una imagen simulada con el código MC descrito en la sección 3.2.

La figura 34 muestra la baja incidencia que tiene el agregado de DC en el número medio de cargas que se contabilizan en el pico correspondiente a 5.9 keV. Siendo los valores de DC con que se trabajó en los experimentos de 500 cargas para el tamaño de CCD simulado, esto significa que, según esta simulación, se esperan fluctuaciones menores a media carga en la media del pico. De este modo, este análisis muestra que las fluctuaciones observadas en las medias de los picos, al restringir el análisis a diferentes tamaños de *cluster*, no se puede explicar por el agregado de DC.

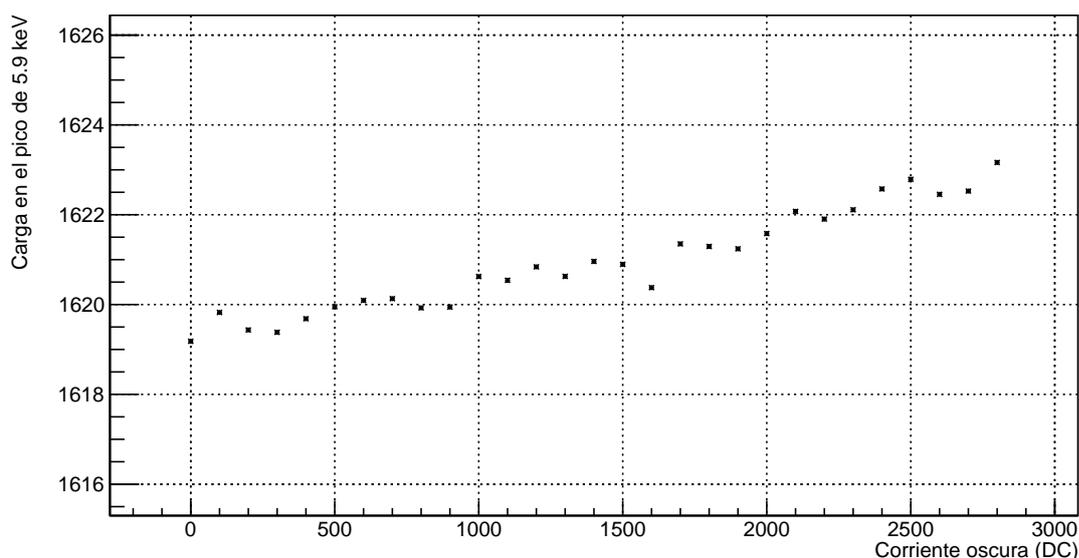


Figura 34: Cambios en el número medio de cargas en el pico correspondiente a 5.9 keV producto del agregado de DC.

3.3.3. Cálculo de probabilidades

Un cálculo de probabilidades permite verificar, analíticamente, que la incidencia de la DC es despreciable. Para realizar esta estimación, se utilizó información aproximada de la cantidad de *clusters* de cada tamaño en las mediciones, siendo estos, hasta tamaño seis, los presentados en la primera fila de la tabla 3. Se consideró, además, una distribución espacial uniforme bidimensional para la corriente oscura en el CCD.

Tabla 3: Entradas promedio para cada tamaño de *cluster*, en una medición

	n = 1	n = 2	n = 3	n = 4	n = 5	n = 6
Entradas	750	1000	550	630	300	150
μ_{pn}	20	40	30	40	25	10
μ_{cn}	5	15	12	18	10	7

Dadas estas hipótesis, se calculará la probabilidad (P_{pn}) de que un *cluster* de tamaño n promocione a tamaño $n + 1$ por adhesión de una carga oscura, y la probabilidad (P_{cn}) de que una carga oscura caiga sobre un *cluster*. Este cálculo requiere un análisis progresivo, partiendo de $n = 1$, continuando con $n = 2$, y así siguiendo. Aquí se realizará hasta $n = 6$.

Para calcular la probabilidad de que un *monocluster* (*cluster* de un sólo píxel), producido por la carga que generó la interacción de un fotón X , migre a tamaño dos por la adición de un electrón de DC, se procederá de forma inversa. Es decir, pensar la experiencia como tener una imagen de puras cargas de DC, y hacer interactuar un fotón a la vez; y con «reposición» de DC en caso de tener un éxito.

Se considerará primero el número (N_{DC}) de píxeles con DC (con un solo electrón) y luego el número de primeros vecinos (N_{n1V}) con los que cuenta un dado tamaño de *cluster* n producido por un fotón X que deposite toda su energía en el CCD. El número de casos que darán lugar a un *cluster* de tamaño $n + 1$, cuando el *cluster* producido por el fotón X es de tamaño n , puede calcularse como $N_{DC} \times N_{n1V}$ donde N_{n1V} es el número de primeros vecinos que tiene el *cluster* en cuestión. Esto es, cuatro en *monoclusters*, seis en *clusters* binarios, etc. No se tendrán en cuenta píxeles que sólo comparten un vértice.

Luego, la probabilidad de que un *cluster* sea promovido al siguiente tamaño y de que solo aumente en carga (porque el *cluster* se superpuso con la DC) resultan:

$$P_{pn} = \frac{N_{DC} \times N_{n1V}}{N_{CCD}} \quad P_{cn} = \frac{N_{DC} \times n}{N_{CCD}}$$

donde N_{CCD} representa el número total de píxeles en el CCD. Se considerará la aproximación de que la probabilidad de que un *cluster* promocione es siempre la obtenida arriba. De esta forma, la distribución que se obtiene al considerar cual es la proporción de cada N *clusters* producidos por interacciones que promocionan de tamaño, resulta una distribución binomial, ya que se trata de un experimento de éxito o fracaso, de donde lo que interesa es su valor medio. Resulta entonces que $\mu = N \times P$. Es importante observar la aproximación aquí. No se esta dando la posibilidad de que un *cluster* se le puedan adherir dos carga de DC, ni la oportunidad de unión entre *clusters*.

Entonces, por ejemplo, para $n = 1$, se obtiene el siguiente resultado:

$$P_{p1} = \frac{500 \times 4}{72 \times 10^3} = \frac{1}{36} \implies \mu_{p1} = N \times P \approx 750 \times \frac{1}{36} \approx 20$$

$$P_{c1} = \frac{500 \times 1}{72 \times 10^3} = \frac{1}{142} \implies \mu_{c1} = N \times P \approx 750 \times \frac{1}{142} \approx 5$$

Realizando un cálculo análogo se obtienen los valores de las filas dos y tres de la tabla 3.

Estos resultados permiten estimar que fracción de los *cluster* de tamaño n fueron originalmente de tamaño $n-1$ y resultaron de tamaño n por el agregado de un electrón de DC aledaño. También permite estimar cuantos *clusters* de tamaño n poseen un electrón extra debido a la DC.

Finalmente, basta con hacer un promedio pesado de las cargas para cada tamaño de *cluster* para estimar la incidencia de este efecto. Para *clusters* de tamaño 2, por ejemplo, resulta que 20/1000 tienen un píxel con una sola carga extra por DC y 15/1000 recibieron la contribución de un electrón de DC sobre un píxel previamente ocupado. De lo que resulta que la carga se verá modificada en una proporción aproximada de 35/1000. Por lo tanto, se puede concluir que la incidencia de la DC en las mediciones de interés es despreciable.

3.4 Identificación del *background*

Previamente, se mencionó la existencia de un *background* en las mediciones, que por el espectro que presenta, puede afectar las mediciones del factor de Fano. Dado que el espectro de energía depositada ocupa todo el rango de interés (hasta los 6 keV), el mismo puede incidir de dos maneras: una correspondiente a la suma de entradas que no son de los X de interés, las cuales, dependiendo de la forma funcional del espectro en cuestión, podrían afectar el análisis. Por otro lado, la unión de *clusters* del *background*, con los *clusters* de los X, puede tener un efecto similar al de la DC, donde en el mejor de los casos, solo afecte en una pérdida de estadística al suceder la unión de *clusters* con gran cantidad de carga, o en el peor de los casos, que pequeñas variaciones de la carga afecten la distribución del fotopico, y por ende, el resultado del factor de Fano.

Para dilucidar la fuente del mismo, se requiere analizar todas las partículas que alcanzan el detector y las distintas maneras en que interactúan con él. Dado que el detector no se encuentra bajo tierra, los rayos cósmicos están presentes en las mediciones, esencialmente como muones y rayos γ . Respecto a los primeros, su existencia afectará a las mediciones, pero solo en cuanto a la disminución de la estadística al unirse a un *cluster* de los X emitidos por la fuente de ^{55}Fe . Las trazas de estas partículas en su paso por el Si es bien reconocible, lo cual en el

proceso de *clustering* habrán de ser clasificadas adecuadamente. Por otro lado, los rayos γ pueden interactuar por efecto fotoeléctrico, Compton y generación de pares dependiendo de la energía de los mismos. Un espectro Compton sería un posible candidato de *background*, pero puesto que estos fotones son altamente energéticos, la deposición mayoritaria que se obtiene es por creación de pares.

No encontrando razones suficientes para suponer que la fuente del *background* observado provenga de una fuente externa a la cámara que contiene el CCD, resta analizar con más detalle las partículas emitidas por el ^{55}Fe . Recordando la Sec. 2, esta fuente emite, en mayor medida, rayos $X_{K\alpha}$ y $X_{K\beta}$, pero también, más de la mitad de las emisiones son electrones *Auger* de 5.19 keV. La no existencia en la configuración experimental de un material con bajo Z, donde los X pueden sufrir pérdidas de energía por efecto Compton, lleva finalmente a que los electrones *Auger* sean los candidatos más razonables a ser responsables del *background* observado.

Para verificar efectivamente este hecho, se realizaron una serie de simulaciones MC en el software PENELOPE (*Penetration and ENergy LOss of Positrons and Electrons*), un algoritmo que realiza simulaciones MC para transporte acoplado electrón/fotón en materiales arbitrarios y complejas geometrías. PENELOPE cubre un rango de energías de 1 GeV a 50 eV, abarcando el que resulta de interés, *i.e.* hasta 6 keV. Está escrito en un conjunto de rutinas en FORTRAN, los cuales generan un muestreo aleatorio de las interacciones y el seguimiento de partículas (ya sea, electrones, positrones o fotones) de los cuales se obtienen las variables de interés, como la energía depositada. Debido a las limitaciones que el código posee en cuanto a la fuente de partículas, se simuló la experiencia para obtener es espectro de energía depositada por una fuente de fotones a 5.9 keV en un disco de Si con un ancho de 200 μm , y para una fuente de electrones con 5.19 keV por separado.

La figura 35 muestra los resultados. La energía depositada de los fotones se encuentra principalmente en tres zonas, aunque por falta de estadística se observan dos de ellas. El pico ya visto de 5.9 keV, y otros dos que están asociados a la fluorescencia del Si. El primero de ellos (que no se observa), se debe a los fotones que son generados por la fluorescencia producida por los X de la fuente radiactiva, los cuales extraen un electrón de los orbitales internos en los átomos del Si, el cual en su trayecto por el semiconductor deposita la energía correspondiente al segundo pico. Por otro lado, se observa el espectro de los electrones *Auger*, el cual efectivamente posee una forma funcional muy similar a la observada en los datos experimentales.

Hay diversas manera de impedir que los electrones *Auger* alcancen el detector, pero por simplicidad, se optó por interponer entre el detector y la fuente, un material que impidiese el paso a los electrones, sin afectar los rayos-X. El material utilizado fue el Mylar [28]. Para estimar la cantidad necesaria del mismo se realizaron nuevamente simulaciones con PENELOPE, con-

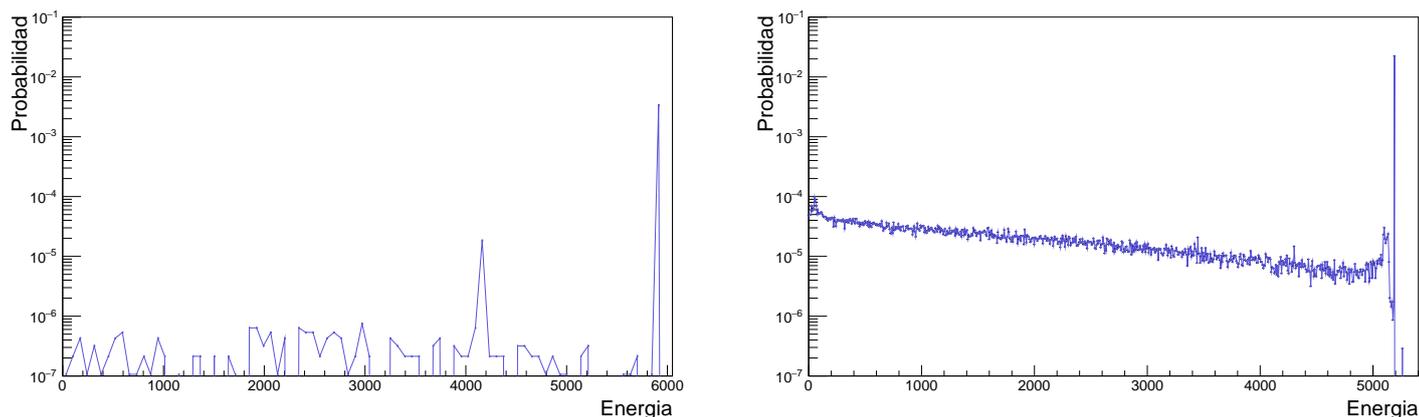


Figura 35: Espectro de energía depositada en Si, simulado en PENELOPE, por fotones de 5.9 keV y electrones de 5.19 keV correspondientemente.

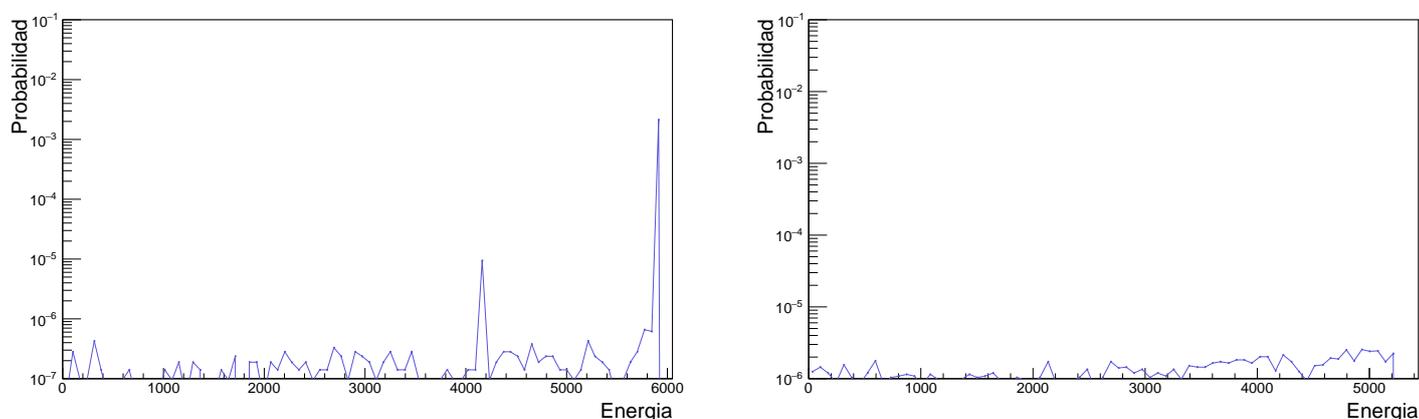


Figura 36: Simulación análoga en PENELOPE, con fotones de 5.9 keV y electrones de 5.19 keV habiendo agregado una capa de Mylar de 10 μm . La simulación con fotones no muestra cambios apreciables, mientras que de *Augers* la deposición resulta en una disminución de tres a cuatro ordenes de magnitud.

cluyendo que un ancho de 10 μm es suficiente para frenar por completo a los electrones *Auger*, como se observa en la figura 36. Obtenido este resultado, el *setup* fue modificado para realizar el agregado de 10 μm de Mylar en la rendija del cobre. Posterior a eso, se tomaron mediciones de ^{55}Fe análogas a las ya realizadas, obteniendo el espectro ya clusterizado que muestra la figura 37, donde el *background* se ve drásticamente disminuido.

3.5 Efecto de la no linealidad en la ganancia

El objetivo de esta sección es mostrar, con un cálculo simple, como una calibración no lineal (simplificando a un polinomio de orden dos), resolvería la no correspondencia entre los valores medios observados para las distribuciones de los distintos tamaños de *cluster*. Entonces,

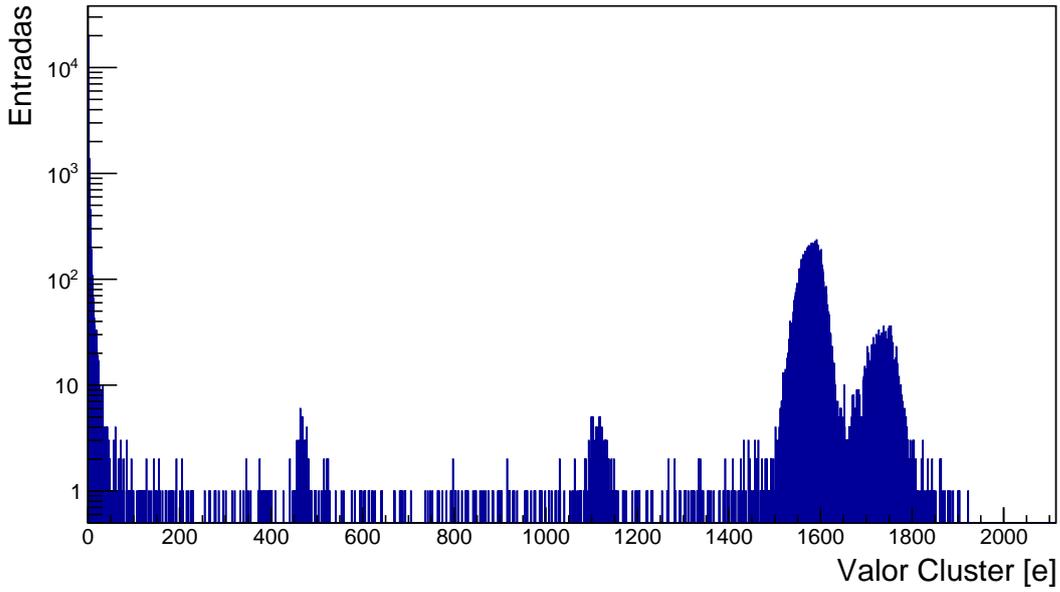


Figura 37: Nuevas mediciones de 142K realizadas habiendo agregado 10 μm de Mylar. Se observa un *background* notoriamente disminuido, permitiendo observar con claridad los dos picos de fluorescencia. Concluyendo empíricamente que los electrones *Auger* eran la fuente mayoritaria del mismo.

considerando la siguiente calibración:

$$e = ADU \times \alpha + ADU^2 \times \beta \quad (3.3)$$

con α, β dos parámetros racionales y positivos. Lo importante a observar es que cuanto mayor sea el *cluster*, más probable es que la carga se encuentre mejor distribuida dentro de él. En consecuencia, a mayor tamaño de *cluster* se espera que la ocupancia en cada píxel sea, en promedio, menor. El corolario de este hecho, es que para *clusters* chicos, el termino no lineal posee más preponderancia al hacer el mapeo, y cuanto más grande, habrá de ser menor. Esto se resume del siguiente modo:

$$\mu_{NL1} - \mu_{L1} > \mu_{NL2} - \mu_{L2} > \mu_{NL3} - \mu_{L3} > \dots > \mu_{NLn} - \mu_{Ln} \approx 0 \quad (3.4)$$

donde μ_{NLn} denota la media de la distribución de *cluster* de tamaño n , habiendo usado la calibración no lineal, mientras que μ_{Ln} corresponde a la calibración lineal.

3.6 Calibración del *Skipper* CCD

Como ya se mencionó, profundizar en la calibración del dispositivo es necesario si se busca realizar una correcta medición del factor de Fano en el rango de energías del ^{55}Fe . Para obtener la forma funcional de conversión de ADU a carga, es crucial obtener el mapeo uno a uno de estas dos magnitudes. El método utilizado para obtener tal mapeo permite lucir otra cualidad sorprendente del *Skipper*: su autocalibración. Esto último refiere a la posibilidad de calibrar el CCD sin necesidad de parámetros externos. Entonces, recordando que el dispositivo experimental cuenta con un LED ubicado dentro de la cámara que contiene el CCD (ver Sec. 2), y las mediciones que se llevaron a cabo previamente (Sec. 3.1), lo que se requiere para poder obtener la calibración es utilizar el mismo método, pero haciendo un barrido a distintos tiempos de exposición del LED, hasta el valor correspondiente del fotopico de 5.9 keV ($\sim 1600 e^-$). Al hacer esto, debe asegurarse contar con estadística suficiente en todo el rango, como para observar diferencias entre los picos asociados a cada número de carga.

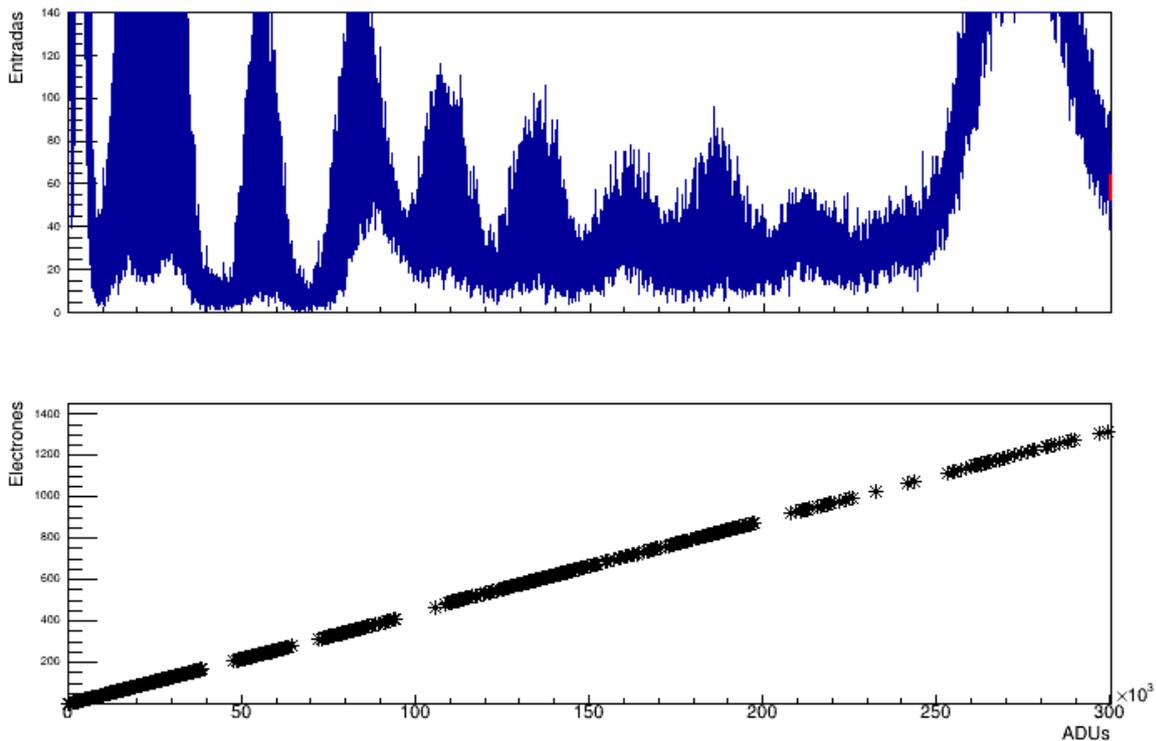


Figura 38: Histograma de todas las entradas obtenidas utilizando el LED a 142K y el mapeo correspondiente de $\text{ADU}-e^-$

La figura 38 muestra el histograma que contiene todas las mediciones realizadas con el LED a una temperatura del Si de 142K, y el valor correspondiente de carga para cada pico. Dada

la cantidad de picos de los cuales extraer información³, se desarrollo un código en C++ que permitiese la búsqueda e identificación de estos picos de forma automática. El código recorre cada uno de ellos realizando un ajuste con una distribución normal. El pico es tenido en cuenta para el mapeo si cumple ciertos criterios:

- Posee un número de entrada «razonable».
- La distancia al pico previo se encuentre en la vecindad de lo que se esperaría con una calibración lineal.
- Ancho del mismo y χ^2 sea del orden de los obtenidos en «buenos picos», como los de 0 y 1 e⁻.

Tres factores son los que impidieron obtener la cantidad de estadística necesaria para realizar un barrido completo en el rango de ocupancias:

1. Tiempo de uso: El tiempo necesario para leer 10 líneas del CCD, que contienen 3620 píxeles, es de orden de 20/30 minutos, que resulta en un tiempo de uso del detector no despreciable en absoluto.
2. Disposición: El detector no se encontraba a disposición para su uso constantemente, lo que obligaba a elegir con cautela y criterio las mediciones a realizar.
3. Se priorizaron otro tipo de mediciones: Inicialmente no se consideró tan relevante la existencia de un término no lineal en la calibración, priorizando otras mediciones como sumar más estadística en las mediciones de los fotones X del ⁵⁵Fe para el cálculo del factor de Fano, entre otras.

Más allá de la falta de estadística, hay un efecto más importante que afecta preponderantemente las mediciones, las fluctuaciones temporales de la ganancia. La figura 39 muestra como dicha fluctuación resulta de mayor amplitud conforme aumenta la cantidad de carga que se mida. En la siguiente sección se estudiará con más detalle este tópico.

³Del orden de 1600

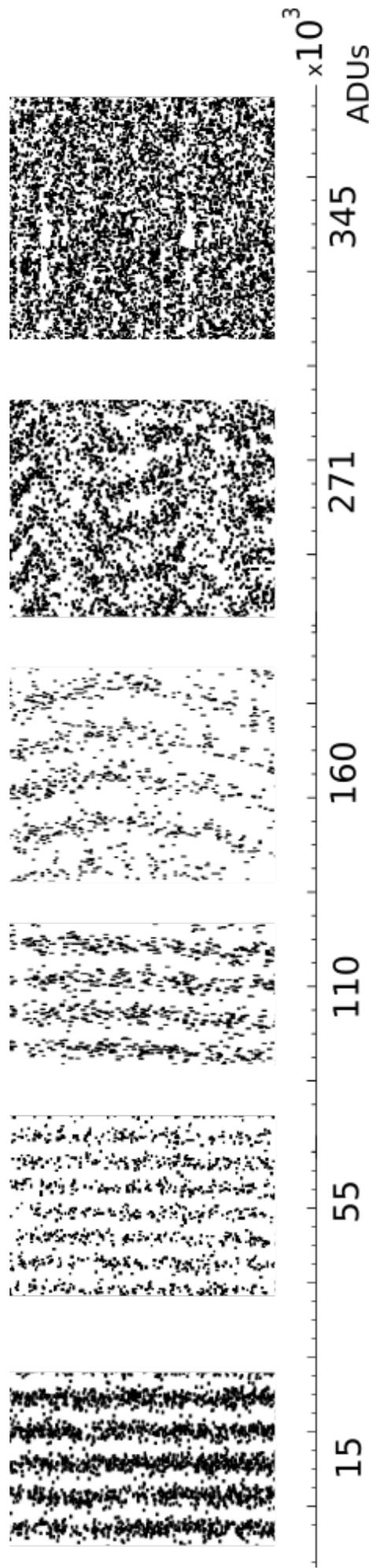


Figura 39: Fluctuaciones de la ganancia en función de los ADUs. Es notable como paulatinamente las distribuciones comienzan a curvarse hasta que al final son completamente indistinguibles, concluyendo que las fluctuaciones aumentan con la carga depositada en cada píxel.

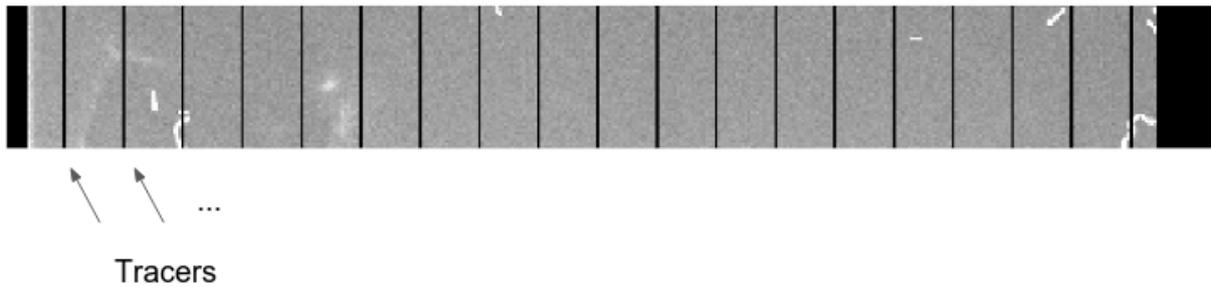


Figura 40: Imagen con alta iluminación, mostrando la distribución de los *tracers* cada 19 píxeles regulares. Observar que el OS posee menos píxeles que en las mediciones comunes, debido a que parte de ellos son en este caso *tracers*. De aquí se deduce que el número máximo de *tracers* que se pueden crear son aquel de los píxeles que posee el OS, *i.e.* 30.

3.7 Estudio fluctuaciones en la ganancia

3.7.1. Píxeles «*Tracers*»

En la sección 2.4, se explicó la forma regular utilizada para el procesamiento de imágenes con CCD, basaba en el uso del OS para extraer la línea de base en los píxeles expuestos. Hay un procesamiento extra que no se mencionó anteriormente, que trata del uso de los píxeles sin carga de la parte activa del CCD. La razón del uso de estos píxeles está en las variaciones de la línea de base en el tiempo. El valor que se mide en un píxel vacío cambia sin una forma funcional conocida si uno lo mide continuamente. Por tanto, la línea de base obtenida en el OS, en general, no es completamente representativa de ciertos píxeles en la línea de CCD que se está procesando; en particular, aquellos al inicio de la fila, los cuales fueron leídos un tiempo anterior significativo, en comparación a los píxeles del OS. Entonces, el procesamiento se lleva a cabo del siguiente modo: extrayendo la línea de base con el OS, y posteriormente, para cada píxel con carga de la fila, realizar un promedio de los píxeles vacíos que le circundan, y extraerle este valor al píxel en cuestión.

Pensando en la experiencia de calibración con el LED, este procesamiento extra es imposible de realizar, ya que al iluminar el CCD, todos los píxeles se ocupan con carga. De este hecho, surge la idea de generar los denominados píxeles «*tracer*». Estos se generan de la siguiente manera: al adquirir el valor de N píxeles, luego de medir el último de ellos y desechar la carga, las cargas del registro horizontal no se mueven, y se realiza nuevamente la medición del último píxel, el cual con seguridad estará vacío, ya que un instante previo la carga fue quitada del mismo. Este píxel es el *tracer*. La figura 40 muestra una imagen obtenida habiendo implementado este método, midiendo un píxel *tracer* cada 19 píxeles expuestos.

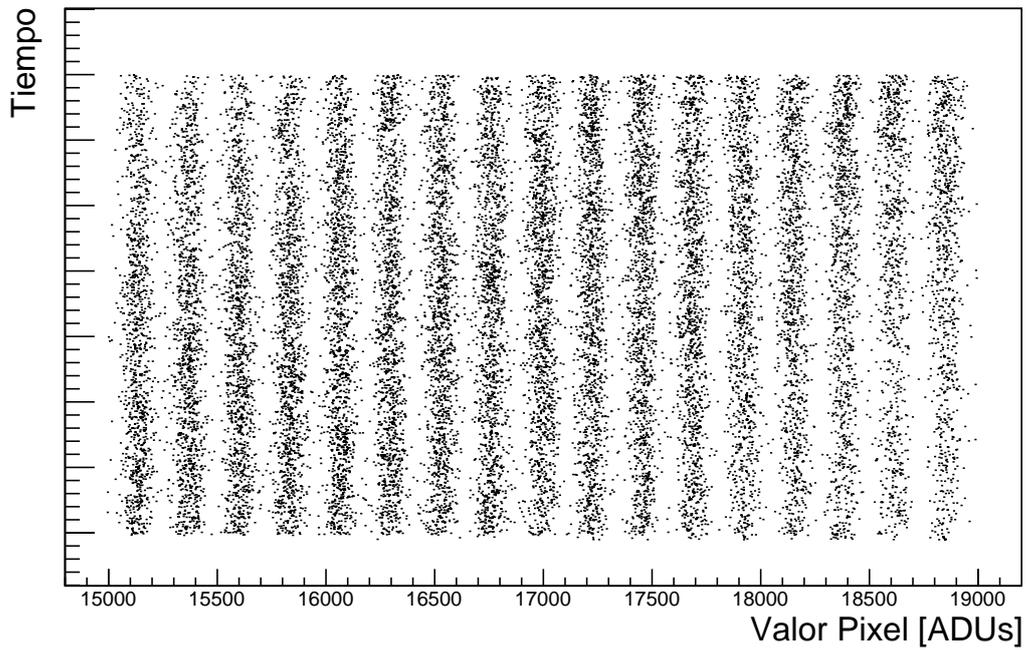


Figura 41: Medición con baja ocupancia. El método con *tracers* muestra ser eficiente para el procesamiento de los datos.

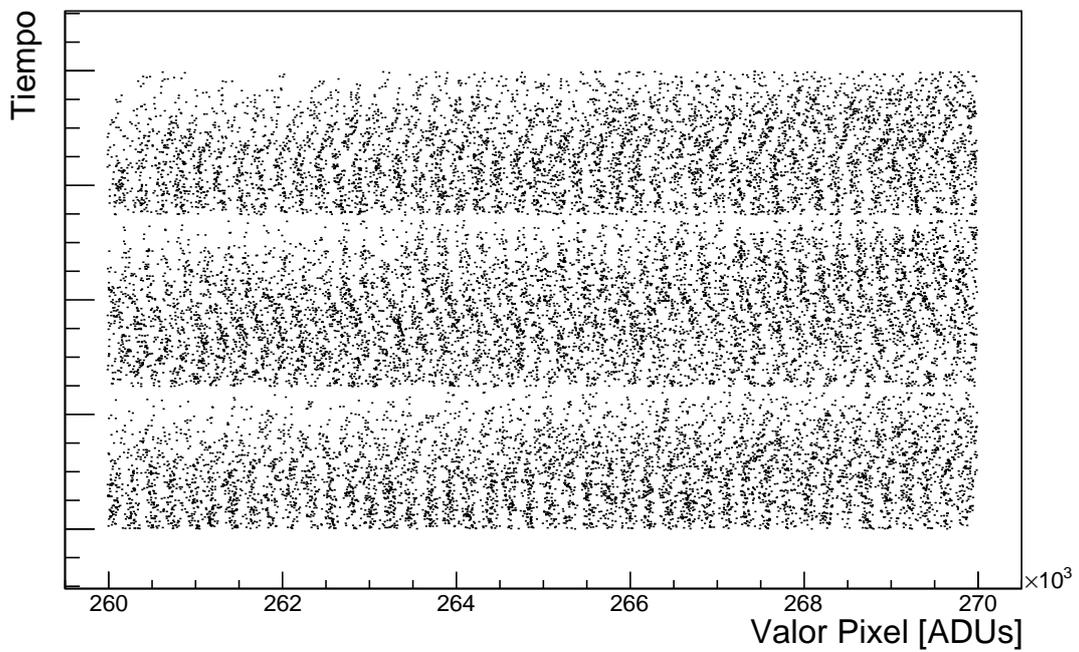


Figura 42: Medición con alta ocupancia. Se observa que el nuevo procesamiento no tuvo incidencia en la solución de las fluctuaciones temporales de ganancia.

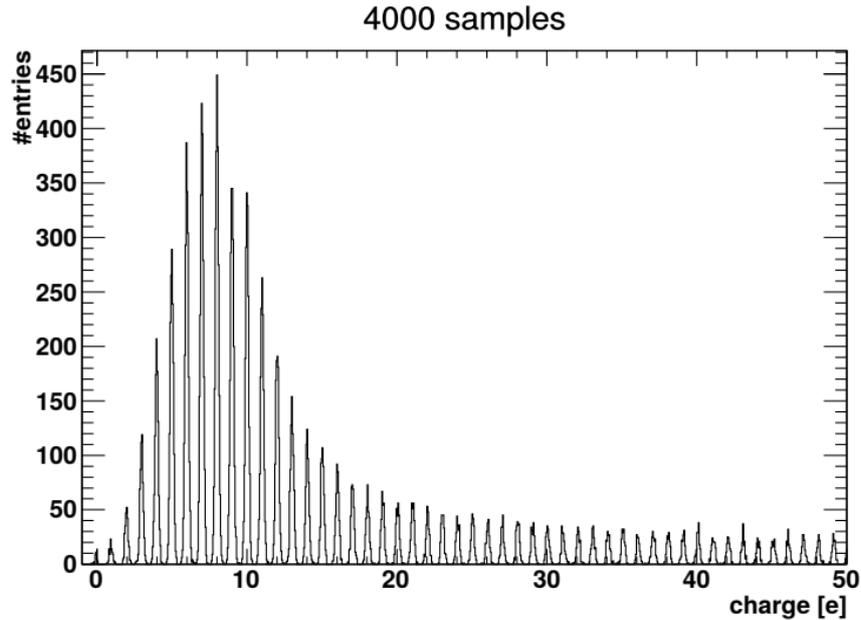


Figura 43: Histograma mostrando los picos a baja ocupancia con el uso del *Skipper* CCD en el año 2017

Luego, para verificar el funcionamiento de este nuevo procesamiento, se puede observar una medición para baja y alta iluminación en las figuras 41 y 42 respectivamente, mostrando que el método funciona adecuadamente, puesto que el resultado se observa idéntico a los obtenidos sin el uso de los *tracers*; pero las fluctuaciones siguen allí.

Se llevaron a cabo más estudios cambiando el procesamiento de los datos y estudios de la temperatura del detector, realizados en el marco de la Materia Laboratorio 7 [29], sin resultados optimistas para solucionar el efecto observado. La siguiente sección muestra una hipótesis sobre un cambio llevado a cabo en el *setup* años atrás, y que promete ser el causante de las fluctuaciones en la ganancia.

3.7.2. Transistor adicional en *Source Follower*

Las figuras 43 & 44 muestra un histograma de mediciones llevadas a cabo con un *Skipper* CCD por el grupo SENSEI en el año 2017. Se observa que los picos a alta ocupancia se definen perfectamente, sin una fluctuación en la ganancia observable. Este hecho muestra que el dispositivo solía funcionar adecuadamente, pero algún cambio en el *setup* está ocasionando los problemas observados.

La figura 45 esquematiza el circuito de salida del *Skipper* en el año 2017. Se observa que la

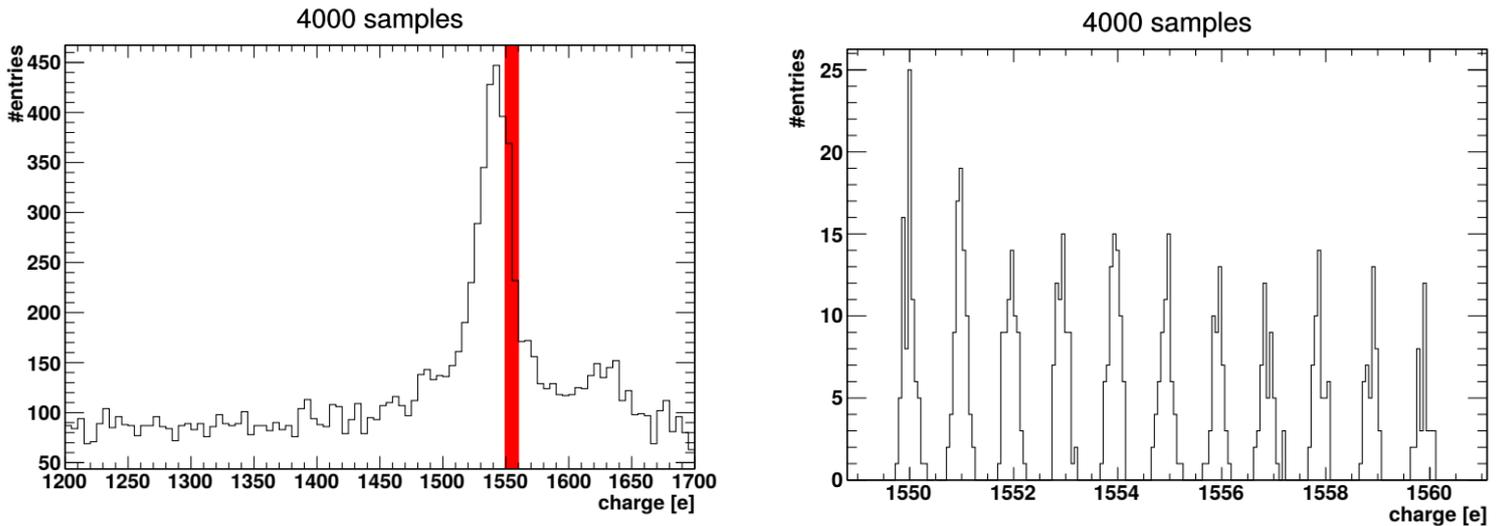


Figura 44: Histogramas mostrando los picos a alta ocupancia en el año 2017. Los picos se encuentran completamente definidos, evidenciando que las fluctuaciones en la ganancia no estaban presentes.

misma posee solo una diferencia. A la salida del transistor M1 se encuentra adherido un transistor adicional, en configuración *Source Follower*. El argumento por el cual la falta de este transistor podría ser la causa de las fluctuaciones en ganancia es la siguiente: en el proceso de medición, M1 entrega una corriente de salida, tal que genera un voltaje de salida V_{video} , que es el que se mide para estimar la carga del SN. Suponiendo el caso de que el cable que provee la tensión V_{video} posee una longitud tal que contiene una capacidad C no nula; la velocidad con la que se carga este capacitor dependerá de la corriente que M1 pueda entregar, y en caso de transistores que emiten corrientes bajas (como es el caso de M1), genera que la respuesta en señal sea lenta, y se estaría forzando al transistor a entregar constantemente la máxima corriente, lo cual necesariamente genera cambios de temperatura, que hipotéticamente, afectaría la ganancia. La presencia del transistor adicional en *source follower*⁴ posee la cualidad de entregar mayor corriente, lo cual solucionaría el problema expuesto, ya que generaría un menor esfuerzo por parte del M1, reduciendo su corriente, evitando los cambios de temperatura que influyen en la ganancia del mismo.

El grupo SENSEI se encuentra actualmente trabajando en retrotraer al *setup* anterior con el transistor adicional, con la expectativa de que en Abril de 2019 el sistema funcione plenamente como solía hacerlo. En la sección 5 se exponen los planes para continuar las mediciones, en caso de que el cambio propuesto en esta sección finalmente solucione esta corrupción en las mediciones a alta ocupancia.

⁴El nombre *source follower* se debe a que la ganancia de este transistor es uno.

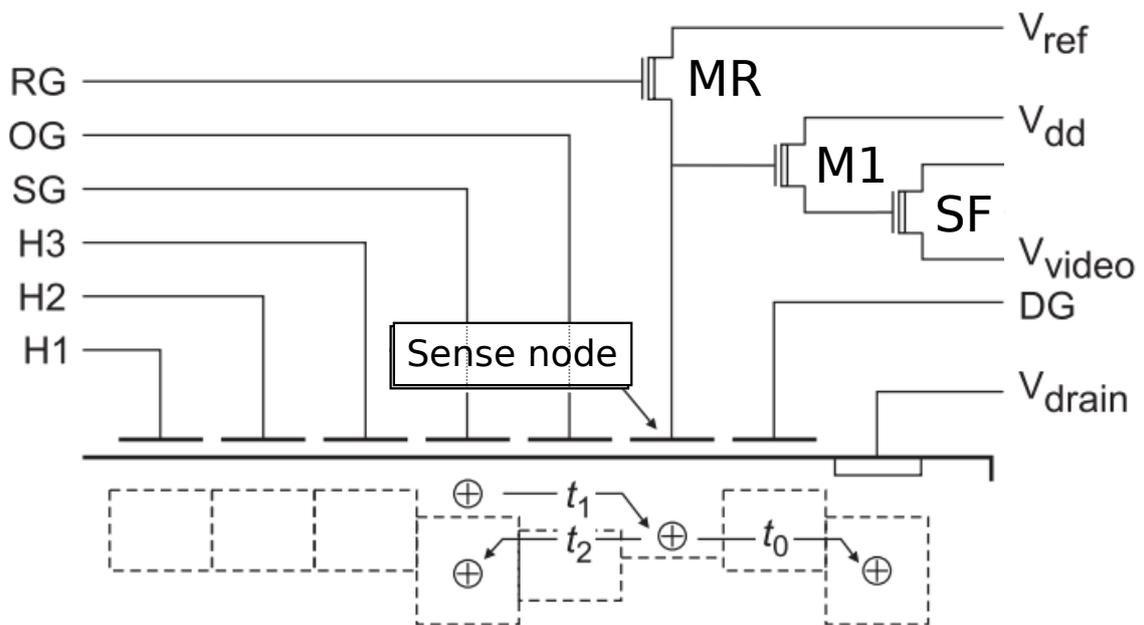


Figura 45: Esquema del circuito de salida con el transistor en *Source Follower* a la salida de M1. Se espera que esta configuración permita eliminar las fluctuaciones temporales en la ganancia

4. Determinación del Factor de Fano

4.1 Resultados y discusión

En las secciones precedentes se comentó la importancia de realizar una calibración para cada temperatura, la cual fue posible para 142 K. La significativa cantidad de información obtenida haciendo un barrido en los tiempos de exposición con luz del LED, permitió determinar los parámetros de calibración. Se llevaron a cabo mediciones utilizando la fuente de ^{55}Fe para otras cinco temperaturas. En la tabla 4 se presentan el número de entradas obtenidas para cada una de ellas. Las razones expuestas anteriormente (Sec. 3.6), impidieron obtener mediciones con luz LED para estas temperaturas, imposibilitando una calibración para cada una de ellas por el método ya descrito. Sin embargo, en las siguientes secciones se expondrán una serie de análisis que permitan de igual manera hacer valer estos datos, a fin de estimar el factor de Fano para cada una de estas temperaturas. Teniendo esto en cuenta, se detallará en primer lugar el análisis realizado a una temperatura de 142 K.

Tabla 4: Entradas de fotones de ^{55}Fe para cada temperatura.

	117K	124K	137K	142K	152K	161K
Entradas	4710	7359	4441	8387	4966	2010

4.2 Análisis y resultado a T = 142 K

Previamente, se mostró el mapeo ADU-carga obtenido para esta temperatura. Se procuró realizar un ajuste con un polinomio de orden dos para obtener la forma funcionales de carga respecto a ADU. Este ajuste es necesario para estimar la correspondencia entre los parámetros en sitios donde no pudo obtenerse experimentalmente, y el orden fue escogido dada la intrascendencia de un orden extra, en el rango de estudio. El resultado obtenido fue:

$$e = \alpha \times ADU + \beta \times ADU^2 \quad \alpha = 4.421(3) \times 10^{-3} \quad \beta = 3.7735 \times 10^{-11} \quad \Delta\beta \approx .25 \times \beta$$

Utilizando esta calibración, se procesaron todos los datos de ^{55}Fe a esta temperatura, cuyos resultados correspondientes a la media para todo tamaño, y cada tamaño de *cluster* individualmente, pueden observarse en la tabla 5.

Tabla 5: Resultados, haciendo uso de parámetros α y β al ajustar mapeo ADU-carga.

	$\forall n$	$n = 1$	$n = 2$	$n = 3$	$n = 4$	$n = 5$	$n = 6$
μ	1598(2)	1595(3)	1597(3)	1597(3)	1600(3)	1602(5)	1602(6)
σ	14.6(1)	14.8(2)	14.5(2)	14.0(3)	14.0(2)	14.4(4)	14.9(5)

Es notable el aumento en la media con la calibración, y la cercanía entre cada tamaño de *cluster*, resultando un valor algo más similar al reportado en la bibliografía de $\sim 1615 e^-$. Calculando con estos datos el factor de Fano y ω , se obtuvo:

$$F = 0.1369(45) \quad \omega = 3.697(7)$$

Esta estimación de ambos parámetros está en correspondencia a lo que expuesto en la tabla 1. De igual modo, es posible continuar el análisis observando los puntos débiles de como se obtuvieron estos resultados. Dado que los datos del LED poseen ciertas corrupción cuando la ocupancia es alta, es razonable que el parámetro α este adecuadamente calculado, pero el β puede contener algunas flaquezas. Teniendo esto en mente, se llevó a cabo un barrido alrededor del valor de β obtenido en el ajuste, y se procesaron los datos nuevamente para cada uno de estos β , manteniendo el valor de α fijo, y utilizando los *clusters* hasta tamaño cuatro.

En la figura 46 se observan tres gráficos, mostrando la media para cada tamaño de *cluster*, el factor de Fano y el varianza de los valores medios que muestra el primer gráfico, en función del valor de β . El parámetro de la varianza, fue utilizado para poseer un criterio de selección en el punto donde las medias de cada tamaño de *cluster* fueran lo más próximas. Este es un criterio razonable, puesto que si las distribuciones de cada tamaño no están afectadas por cargas adicionales, los valores medios debieran ser equivalentes.

De este modo, el valor $\beta \approx 1.168 \times 10^{-10}$ es el que minimiza la varianza. De donde el factor de Fano, ω y la media del fotopico resultan:

$$F_{142K} = 0.1306(22) \quad \omega_{142K} = 3.6491(4) \quad \mu_{142K} = 1616.4(2) \quad (4.1)$$

Resultados más acorde a los expuestos previamente, en comparación a las mediciones presentadas en la introducción de esta tesis.

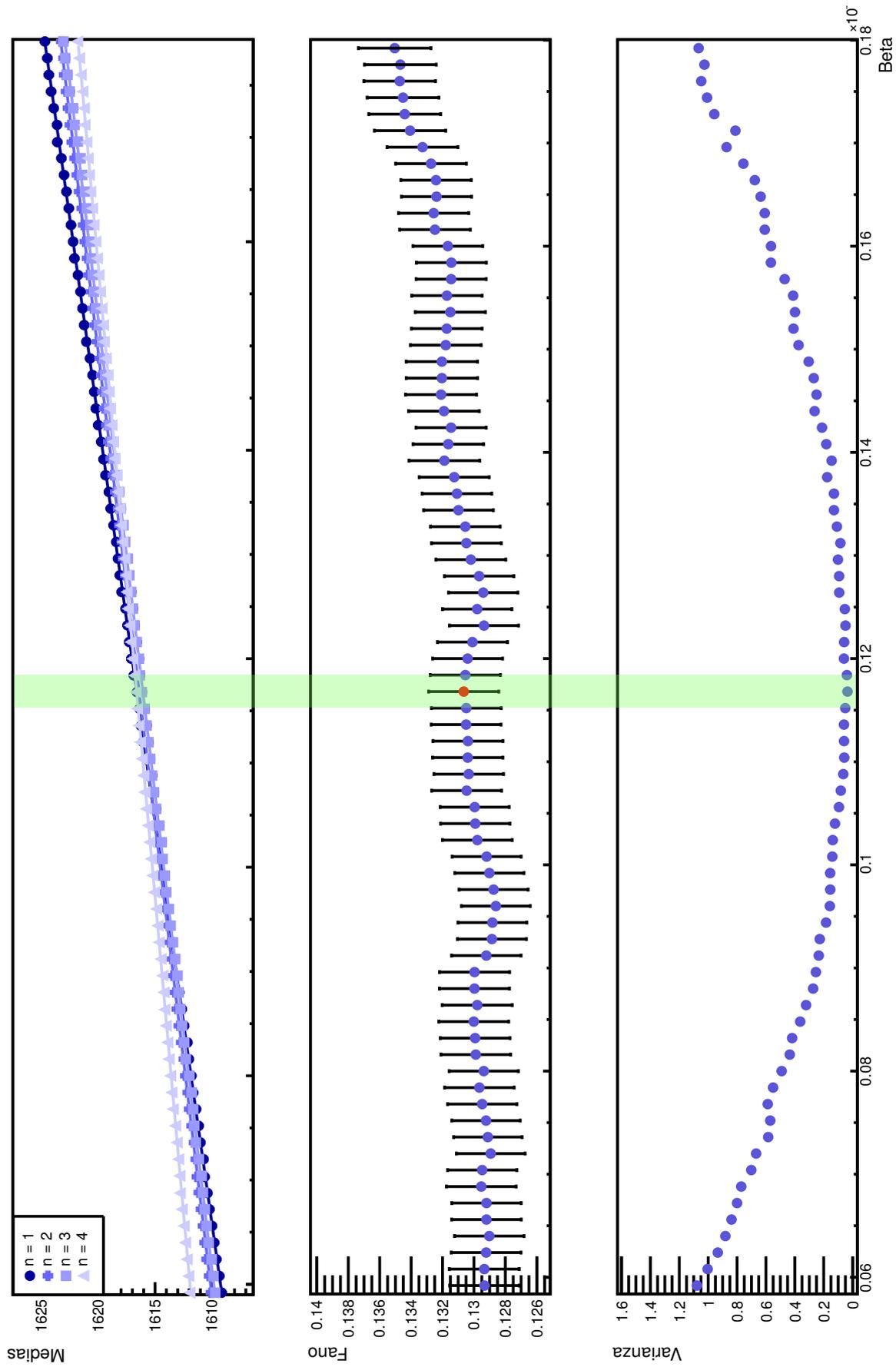


Figura 46: Se muestran, el valor medio de la distribución para cada tamaño de *cluster* del fotopico de 5.9keV, el factor de Fano y la varianza del promedio de los valores medios, en función del β , parámetro del término no lineal en la calibración. Se ilustra el valor del mínimo de varianza, considerado aquel que mejor permite estimar el factor de Fano.

4.3 Análisis y resultado a otras temperaturas

Habiendo sido previamente expresada la falta de una calibración para las temperaturas restantes, los datos recolectados fueron procesados, igualmente, a fin de obtener un resultado de los parámetros buscados. Suponiendo que la ganancia varía con la temperatura del Si, es razonable que la misma no varíe apreciablemente para cambios de temperatura pequeños, por tanto, un resultado válido es esperable para temperaturas como 137K y 152K. Un dato cuantitativo que apoya esta hipótesis, se presenta en la tabla 6. La misma, muestra el resultado de llevar a cabo una calibración lineal, es decir, obtener el parámetro α , pero haciendo uso de los mismos datos de ^{55}Fe previo a la extracción de los *clusters*, sino utilizando el valor de los píxeles en cada medición. Estos datos permitieron realizar un ajuste de hasta aproximadamente 50 electrones, mucho menor que el 1615 del fotopico, pero suficiente para observar una comparación entre distintas temperaturas.

Tabla 6: Resultado del parámetro α de calibración haciendo uso de los datos sin clusterizar de ^{55}Fe .

	117K	124K	137K	142K	152K	161K
$\alpha[10^{-3}]$	4.527(20)	4.348(1)	4.273(2)	4.254(1)	4.256(4)	4.260(8)

Teniendo este resultado en consideración, se procesaron los datos de cada temperatura, haciendo uso del α obtenido en la calibración de 142K, y el valor de β obtenido al minimizar la varianza del promedio de los valores medios hasta *cluster* de tamaño cuatro. Los resultados obtenidos se exponen en la tabla 7.

Tabla 7: Resultado del parámetro α de calibración haciendo uso de los datos sin clusterizar de ^{55}Fe .

	117K	124K	137K	142K	152K	161K
F	0.1291(31)	0.1330(25)	0.1320(30)	0.1306(22)	0.1309(27)	0.1278(41)
ω	3.7873(5)	3.7414(4)	3.6757(4)	3.6491(4)	3.6418(4)	3.6301(7)
μ	1557.5(2)	1576.6(1)	1604.7(2)	1616.4(2)	1619.7(2)	1624.9(3)

La reducción en el ω al aumentar la temperatura es un resultado totalmente lógico. La temperatura más elevada, implica una mayor energía en los átomos del semiconductor, generando que la energía media que se debe entregar para generar el par resulte disminuida. Respecto al aumento del valor medio, luego de que el fotón X extrae el electrón del átomo, la partícula interactuará con otros átomos con energía superior debido a la temperatura, produciendo que la energía necesaria para ionizarlos sea menor, generando en su recorrido más cargas en promedio. Finalmente, se observa que el factor de Fano, a esta energía, no muestra cambios apreciables para las distintas temperaturas.

5. Perspectivas a futuro

Existen dos caminos para continuar con el trabajo, recordando el objetivo inicial de realizar la medición del factor de Fano para distintas energía depositadas y temperaturas del Si. Cada camino dependerá, en parte, si el cambio propuesto en la sección 3.7.2 termina por resolver las fluctuaciones en la ganancia.

5.1 Fluctuaciones en la ganancia solucionadas

Este resulta el camino más sencillo. En esta situación no existe restricción a la cantidad de energía depositada en el Si, y las mediciones solamente requerirán el tiempo necesario para poder realizar la calibración correspondiente a cada temperatura, y toma de suficiente estadística de *clusters* a la energía a medir. En las mediciones correspondientes a los fotones X emitidos por el ^{55}Fe , el proceder debe ser el detallado, puesto que ya se realizó el estudio y eliminación de todo *background* que pueda afectar las mediciones. Este factor no necesariamente se puede asegurar de antemano para las mediciones a baja energía. Las mismas, se proyecta realizarlas mediante la fluorescencia de muestras que emitan fotones con energías del orden de los eV. La figura 47 muestra una medición de prueba que se llevo a cabo con una muestras de Kapton [30], un adhesivo compuesto principalmente por oxígeno y carbono. La muestra fue excitada por la fuente de ^{55}Fe , que muestra ser eficiente para este propósito. De modo similar, puede obtenerse otras energías utilizando muestras compuestas por otros elementos.

5.2 Fluctuaciones en la ganancia sin solucionar

Considerando la imposibilidad de hacer uso de un *Skipper* sin las fluctuaciones en ganancia, aún así, resulta posible la realización de múltiples mediciones del factor de Fano con estas restricciones. Puesto que las fluctuaciones surgen a un valor alto de ocupancia, realizar experiencias con fluorescencia a bajas energía resulta aún factible, y es justamente el rango de energía de mayor interés, dado que un CCD regular es incapaz de llevar a cabo esta medida

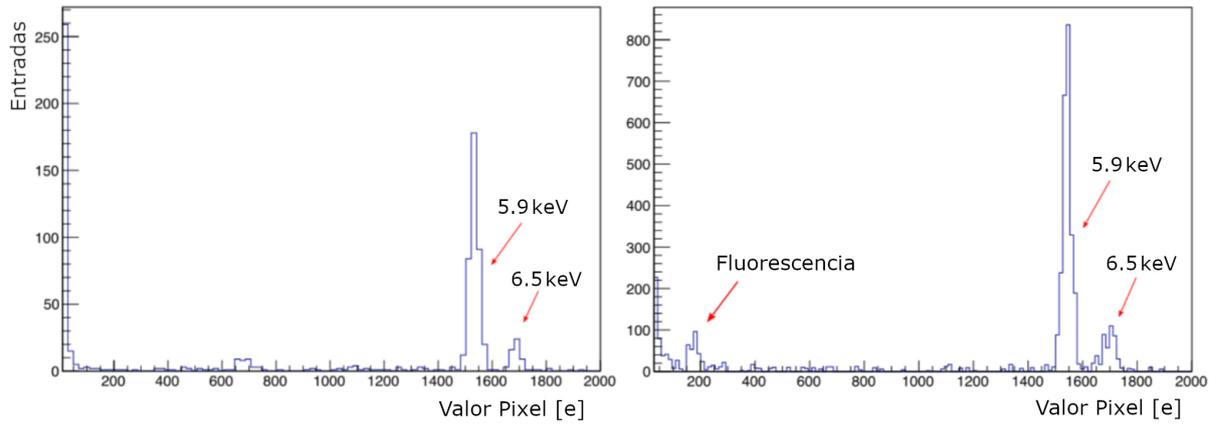


Figura 47: Comparación de los histogramas obtenidos de la exposición con ^{55}Fe sin Kapton y con Kapton, respectivamente.

con la precisión que el *Skipper* ofrece, a diferencia de energía de valores altos, como en los X del ^{55}Fe . Esto no impide que también se puedan realizar mediciones a energía superiores, aunque por supuesto, lidiando con el hecho que el *Skipper* a utilizar no sería completamente un *Skipper*.

6. Conclusiones

Esta tesis trató sobre la medición del factor de Fano en Si a distintas temperaturas, con la novedosa tecnología *Skipper* CCD, utilizando para ello los fotones X emitidos por una fuente radiactiva de ^{55}Fe . La misma se llevó a cabo en el grupo de Física Experimental en Altas Energías de la Facultad de Ciencias Exactas y Naturales, en colaboración con el experimento SENSEI en Fermilab.

Hubo un aprendizaje profundo sobre el funcionamiento del detector, y de su uso para la toma de mediciones y procesamiento de los correspondientes datos obtenidos, realizando un aporte en los códigos ya existentes y a su vez en la creación de nuevos *scripts*.

Análisis exhaustivos de los datos, haciendo uso de códigos MC para inferir la incidencia de la corriente oscura en las mediciones, o de los electrones *Auger* emitidos por la fuente de ^{55}Fe utilizada en las mediciones, permitieron clarificar las distintas fuentes de fondo que afectaban los *clusters* generados por los fotones de interés, obteniendo imágenes limpias para la suma de estadística en la obtención del factor de Fano.

Se caracterizaron efectos indeseados en el funcionamiento del *Skipper*-CCD, como ser las fluctuaciones en la ganancia del dispositivo, notando un aumento de la misma con la ocupancia en los píxeles del CCD. Se ensayaron diferentes estrategias para lidiar con este problema, entre ellas, el método de procesamiento con los píxeles *tracer*, sin resultados positivos hasta el momento. Se propuso cambiar el circuito de salida del *Skipper* al agregar un transistor adicional, *setup* utilizado en el año 2017 que mostraba un buen desempeño. Este cambio se encuentra en proceso de implementación, esperando resultados del mismo para Abril de 2019. A su vez, se demostró una dependencia no-lineal en la ganancia del dispositivo, resultado que puede ser crucial, dependiendo del rango de energías que busquen detectar.

A pesar de las dificultades que estos efectos indeseados impusieron en el análisis, fue posible determinar el factor de Fano en Si a 5.9 keV y la energía media para la creación de un par e-h, para seis temperaturas distintas del semiconductor. El resultado más confiable, se obtuvo a la temperatura de 142 K, puesto que fue la única para la cual se logró realizar una calibración

directa del dispositivo.

Los valores obtenidos resultaron ser:

$$F_{142K} = 0.1306(22) \quad \omega_{142K} = 3.6491(4)$$

Los mismos se encuentran en acuerdo con mediciones en detectores de Si reportadas en la literatura.

Todo el conocimiento y trabajo obtenido durante esta tesis será fundamental para el siguiente paso del experimento, el cual es aquel que resulta de más interés, basado en realizar esta misma medición a energías menores a las decenas de keV. En este rango es donde realmente el detector puede lucirse, debido a que el *Skipper* CCD es el detector de Si con mejor resolución energética, y es el único dispositivo que puede realizar en la actualidad estas mediciones, esencialmente, sin ruido de lectura.

Así resulta que lo aprendido y desarrollado en esta tesis constituyen las bases para futuras mediciones del factor de Fano en Si a bajas energías. Vale aclarar que, en caso de que las fluctuaciones en la ganancia no se solucionen a la brevedad, las mediciones a bajas energías son aún realizables, lo que no impone condicionamientos para continuar con los planes propuestos.

Referencias

- [1] I.V.Kotov, H.Neal, P.O'Connora, Pair creation energy and Fano factor of silicon measured at 185 K using ^{55}Fe X-rays Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Vol. 901, 126-132, 2018.
- [2] B.G.Lowe. Measurements of Fano factors in silicon and germanium in the lowenergy X-ray region. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. Volume 399, Issues 2–3, 11 November 1997, Pages 354-364.
- [3] R.H. Pehl, et al., Accurate determination of the ionization energy in semiconductor detectors, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 59 (1968) 45–55.
- [4] F. Scholze, H. Rabus, G. Ulm, Mean energy required to produce an electron–hole pair in silicon for photons of energies between 50 and 1500 eV, J. Applied Physics 84 (1998) 2926.
- [5] B. Lowe, R. Sareen, A measurement of the electron–hole pair creation energy and the fano factor in silicon for 5.9keV X-rays and their temperature dependence in the range 80-270K, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 576 (2007) 367–370.
- [6] G.W. Fraser, et al., The X-ray energy response of silicon Part A. Theory, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 350 (1994) 368–378.
- [7] [5] M.N. Mazziotta, Electron–hole pair creation energy and Fano factor temperature dependence in silicon, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A 584 (2008) 436–439.
- [8] I.V. Kotov, J. Haupt, P. O'Connor, T. Smith, P. Takacs, H. Neal, J. Chiang, Characterization and acceptance testing of fully depleted thick ccds for the large synoptic survey telescope, in: A.D. Holland, J. Beletic (Eds.), High Energy, Optical, and Infrared Detectors for Astronomy VII, Vol. 9915, SPIE, SPIE, 2016, p. 99150V.
- [9] Boyle, W. S. Nobel lecture: CCD–An extension of man's view. Rev. Mod. Phys., **82**, 2305-2306, Aug. 2010.

- [10] Smith, G. E. Nobel lecture: The invention and early history of the CCD. *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 2307-2312, Aug. 2010
- [11] Chenming Calvin Hu, *Modern Semiconductor Devices for Integrated Circuits*, Ch. 5 2010
- [12] Boyle, W., Smith, G. Buried channel charge coupled devices, US Patent 3,792,322. feb. 12 1974.
- [13] White, M. H., Lampe, D. R., Blaha, F. C., Mack, I. A. Characterization of surface channel ccd image arrays at low light levels. *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, **9** (1), 1–12, 1974.
- [14] Stefano Meroli. Interaction of radiation with matter: from the theory to the measurements. October 2015
- [15] Holland, S., Bebek, C., Kolbe, W., Lee, J. Physics of fully depleted ccds. *Journal of Instrumentation*, **9** (03), C03057, 2014
- [16] Guillermo Fernandez Moroni, Miguel Sofo Haro, Javier Tiffenberg, Gustavo Cancelo, Eduardo E. Paolini, Juan Estrada, Xavier Bertou, Mathematical model of point events in CCD images. 2015 XVI Workshop on Information Processing and Control (publicado el 23 de Junio del 2016 en IEEE Xplore)
- [17] Starr, B. M., Buchholz, N., Rahmer, G., Penegor, J., Schmidt, R., Warner, M., et al. Monsoon image acquisition system. En: *Scientific Detectors for Astronomy*, págs. 269–276. Springer, 2004.
- [18] James R. Janesick. *Scientific Charge-Couple Devices*. Press Monographs. Society of Photo Optical, 2001.
- [19] Wen, D. Design and operation of a floating gate amplifier. *Solid-State Circuits, IEEE Journal of*, **9** (6), 410–414, Dec 1974.
- [20] Roberts, C. G., Hall, J. E. Floating gate amplifier using conductive coupling for charge coupled devices, ago. 27 1985. US Patent 4,538,287.
- [21] Chandler, C. E., Bredthauer, R. A., Janesick, J. R., Westphal, J. A. Sub-electron noise charge-coupled devices. En: *SC-DL tentative*, págs. 238–251. International Society for Optics and Photonics, 1990.
- [22] Moroni, G. F., Estrada, J., Cancelo, G., Holland, S. E., Paolini, E. E., Diehl, H. T. Sub-electron readout noise in a skipper ccd fabricated on high resistivity silicon. *Experimental Astronomy*, **34** (1), 43–64, 2012.

- [23] Single-electron and single-photon sensitivity with a silicon Skipper CCD J. Tiffenberg, M. Sofo Haro, A. Drlica-Wagner, R. Essig, Y. Guardincerri, S. Holland, T. Volansky, Tien-Tien Yu. *Physical Review Letters*. Septiembre, 2017)
- [24] S. Holland, D. Groom, N. Palaio, R. Stover, and M. Wei, *IEEE Trans. Electron Devices* 50, 225 (2003).
- [25] Search for low-mass WIMPs in a 0.6 Kg day exposure of the DAMIC experiment at SNOLAB. A. Aguilar-Arevalo, D. Amidei, X. Bertou, D. Bole, M. Butner, G. Canelo, A. Castañeda Vázquez, A.E. Chavarria, J.R.T. de Mello Neto, S. Dixon, J.C. D’Olivo, J. Estrada, G. Fernandez Moroni, K.P. Hernández Torres, F. Izraelevitch, A. Kavner, B. Kilminster, I. Lawson, J. Liao, M. López, J. Molina, G. Moreno-Granados, J. Pena, P. Privitera, Y. Sarkis, V. Scarpine, T. Schwarz, M. Sofo Haro, J. Tiffenberg, D. Torres Machado, F. Trillaud, X. You, J. Zhou *Physical Review D*. Octubre, 2016
- [26] A. Aguilar-Arevalo et al. (DAMIC), Submitted to: *Phys. Rev. Lett.* (2016), arXiv:1611.03066 [astro-ph.CO].
- [27] M. S. Haro, A. Soto, G. F. Moroni, F. Chierchie, L. Stefanazzi, R. Chavez, A. Castaneda, K. Hernandez, T. Zmuda, N. Wilser, E. Paolini, A. Oliva, and G. Canelo, “A low noise digital readout system for scientific charge coupled devices,” in 2017 XVII Workshop on Information Processing and Control (RPIC), pp. 1–5, Sept 2017
- [28] DuPont, (1950s). Mylar [película de poliéster].
- [29] André Donadón Servelle, Caracterización de un Skipper CCD para medición del factor de Fano en silicio, Informe Laboratorio 7, UBA, 2018.
- [30] Dupont, (1960s). Kapton [película de poliimida]

Agradecimientos

A los de Exactas. A todos aquellos con los que pude compartir estos años de carrera. Gracias por su amistad, apoyo y cariño. En especial a Lu Cappelletti, por su incondicional acompañamiento en los buenos y malos momentos.

A los de Fermilab. A todos los que me acompañaron esos fríos meses de invierno, haciéndome sentir no tan lejos de casa. En especial a Luis Delgadillo, por su gran amistad en toda esta etapa.

A los del CERN, por estar ahí en este sueño cumplido. En especial a Lea Richtmann, por quererme como lo hiciste esta etapa, y como lo seguís haciendo aún hoy. Y a Sebastián Calderón, por su enorme amistad.

A mi familia, por su apoyo en todos los proyectos que emprendo. En especial a mi mamá, por el amor que me brinda día a día, ante todas las dificultades que nos imponen las circunstancias.

Al grupo de Altas Energía, por su calidez en el poco tiempo que estuve trabajando en el mismo. En especial a Mariano Cababie por su contribución en esta tesis. Y a Flor Daneri, por darme su amistad en dos continentes.

A mi grupo de Taichi, por darme la sabiduría y las herramientas para hallar (o al menos intentarlo) la calma ante el caos de la acelerada vida actual.

A los de la vida, por seguir estando. En especial a Mati Manelli, por esas profundas charlas, sobre tantos temas, durante estos años. Y a Franco Bonafina, por haber sido parte en casi todo este trayecto, aunque las felices circunstancias actuales nos hayan distanciado un poco.

A Ricardo Piegaia y Javier Tiffenberg, por darme su apoyo incondicional, el cual me permitió concretar grandes logros en mi vida académica los últimos años. Además de que, sin el mismo, no hubiera podido conocer a mucha de la gente a la que me refiero aquí.

A Darío Rodrigues F. Maltez, por su enorme contribución en la realización de esta tesis. Por ser uno de los docentes, físicos y seres humanos más admirables que conocí.

A. Códigos

skipper2Root.cpp

Procesa las imágenes .fits que resultan de una medición. Por *default* entrega un .fits y .root, habiendo realizado el procesamiento de quita de la línea de base con el OS y el subsiguiente promediado de los píxeles.

El *script* fue desarrollado por el grupo SENSEI. Se estudió detalladamente su funcionamiento, y su estructura se utilizó para generar el procesamiento alternativo con los píxeles *tracers*, detallado en la sección 3.7.1.

skExtract.cpp

Realiza la extracción de los *clusters* al dar como *input* el archivo .fits que entrega el código anterior. Provee un archivo .root con la información de todos los *clusters* de la correspondiente medición.

También desarrollado por el grupo SENSEI. Se estudio completamente, y fueron realizadas modificaciones al código para el análisis de los datos en esta tesis.

calibration.C

Código creado para realizar el mapeo ADU-e con los datos de la información obtenida haciendo el barrido de LED. Recorre todo el rango de electrones en un histograma de cargas haciendo una búsqueda iterativa de picos. En cada uno de ellos realiza un ajuste gaussiano, que es aceptado bajo ciertas condiciones de calidad (distancia con el pico anterior, χ^2 e integral). Provee como *output* los parámetro de calibración.

La finalidad del código fue automatizar el proceso de calibración dado que la cantidad de picos necesarios de ajustar eran del orden de los 1600. Por tanto, realizar un *script* era la única opción viable para este fin.

minimizer.C

El objetivo de este *script* era realizar una minimización de la varianza al realizar un ajuste del fopico de 5.9keV. Obteniendo de esta manera el parámetros β que realizase la minimización.

toyMC.C

Código detallado en la sección 3.2, el cual emula el proceso de medición con el CCD. Su principal uso fue el de probar que la distribución de DC muestra ser Poisson, y que la incidencia de las mismas en el número medio de electrones producido por fotones X de 5.9 keV es despreciable.

Los *scripts* de arriba fueron los más elaborados en la tesis, pero se llevaron a cabo códigos «menores» o cuyo uso finalmente no encontró sitio en este trabajo. Para su realización fueron aprendidos lenguajes de programación como **C**, **C++**, **ROOT**, **Python**, **BASH**, En particular, el uso de **BASH** resultó de una utilidad incommensurable como mediador para el uso de los distintos códigos.