

Calibración absoluta de sensores CCD utilizando la tecnología Skipper

Kevin Daniel Andersson

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

Marzo 2021

TEMA: Física de partículas - Detectores Skipper CCD.

ALUMNO: L.U. N° 218/15

LUGAR DE TRABAJO: Silicon Detector Facility (SiDet) - Fermi National Accelerator Laboratory

DIRECTOR: Dr. Darío P. Rodrigues F. Maltéz

CODIRECTOR: Juan Cruz Estrada Vigil

FECHA DE INICIACIÓN: Septiembre de 2019

FECHA DE FINALIZACIÓN: 2020

FECHA DE EXAMEN: 11 de Marzo de 2021

INFORME FINAL APROBADO POR:

Autor: Kevin D. Andersson

Jurado

Director: Dr. Dario Rodrigues

Jurado

Profesora de Tesis de Licenciatura

Jurado

A mis viejos

Resumen

La calibración absoluta de un detector, y con ello, la determinación absoluta de los parámetros que caracterizan su desempeño, en general requiere ingeniosas estrategias de medición que permitan eludir la necesidad de patrones. Dichas estrategias son de interés en metrología, ya que permiten establecer nuevos patrones de referencia. En este trabajo calibramos de forma absoluta un sensor CCD (por sus siglas en inglés, *Charge Coupled Device*), y con ello determinamos el factor de Fano del Si para una energía de 5,9 keV. Esto fue posible gracias a las novedosas e inigualables prestaciones de la tecnología *Skipper-CCD*. Estos sensores permiten medir la carga en cada píxel, repetidas veces, y de forma no destructiva, lo que resulta en la reducción del ruido de lectura a niveles tan bajos como se desee. En una primera etapa, trabajando en el régimen de ruido sub-electrónico, fuimos capaces de calibrar en forma absoluta la relación entre el número de electrones en cada píxel y las Unidades Analógico Digitales (ADU, por sus siglas en inglés) en que estas son medidas por los amplificadores del sensor. Para ello iluminamos el sensor con luz emitida por un LED ($\lambda = 810$ nm) en tiempos de exposición creciente, y así fuimos capaces de poblar los píxeles del mismo con un número creciente de cargas. A partir de este barrido para distintos niveles de ocupación obtuvimos la relación entre ADUs y el número de electrones que representan. En una segunda etapa, expusimos el sensor a los fotones emitidos por una fuente radioactiva de ^{55}Fe que, luego de decaer por captura electrónica, emite rayos X de ~ 6 keV. La interacción de estos fotones con el CCD da lugar a *clusters* de píxeles con carga que, mediante algoritmos de reconstrucción, nos permite obtener el número de cargas generada por cada fotón. Valiéndonos de la calibración absoluta realizada en la primera etapa, y a partir de la media de las distribuciones de carga producidas por los rayos X y sus correspondientes energías (conocidas con excelente precisión), determinamos la energía de creación electrón-hueco en $\epsilon_{e-h} = (3,749 \pm 0,001)$ eV. Además, a partir de la relación entre la varianza y la media de la distribución de carga obtuvimos, de forma absoluta, el factor de Fano (F) en silicio a 123 K y a 5,9 keV, que resultó en $F = 0,119 \pm 0,002$. Este representa el resultado más preciso hasta la fecha. Ambas cantidades son de suma importancia en experimentos de búsqueda de materia oscura y de neutrinos, siendo clave, por ejemplo, en los cálculos de sensibilidad. La técnica de calibración y los resultados que aquí se presentan son el punto de partida para trabajos donde se estudie el factor de Fano a energías menores a los 2 keV, algo que no puede realizarse con CCDs convencionales debido a su ruido de lectura. Este trabajo fue realizado en las instalaciones de SiDet en el Laboratorio Nacional de Aceleradores Fermi (Fermilab) de los Estados Unidos.

Palabras claves: Skipper-CCD, Factor de Fano, Propiedades del Si.

Indice

1. Introducción	1
2. Detectores Skipper-CCD	5
2.1. Charge Coupled Devices (CCD)	5
2.2. Skipper-CCD	9
2.3. Procesamiento de las imágenes	13
3. Calibración absoluta de la relación ADU-electrón	15
3.1. Metodología	15
3.2. Mediciones con LED	16
3.3. Linealidad	20
3.4. Deriva en la ganancia	23
4. Determinación absoluta del factor de Fano y la energía de creación e-h	25
4.1. Configuración experimental	25
4.2. Mediciones	27
4.3. Análisis de datos y resultados	29
4.4. Colección parcial de carga	38
5. Factor de Fano en energías por debajo de 2 keV	41

5.1. Efecto del ruido a bajas energías	41
5.2. Fuente de ²⁴¹ Am y fluorescencia de Al y F	42
5.3. Mediciones	43
5.4. Fondo producido por fluorescencia	44
5.5. Análisis de datos y resultados	44
6. Conclusiones	49
Referencias	51
Agradecimientos	54

1. Introducción

En los últimos años, múltiples avances en el campo de los detectores de partículas construidos en silicio permitieron que estos dispositivos hoy sean capaces de resolver la energía en ellos depositada hasta el orden de los eV. Estos detectores tienen aplicaciones tanto en física de partículas como en la exploración de interacciones de neutrinos por fuera del modelo estándar [1] o la determinación de límites de exclusión para la existencia de materia oscura [2], o bien en astronomía, donde son utilizados para la observación de galaxias o supernovas lejanas [3, 4].

La necesidad de determinar con precisión la energía entregada por la partícula incidente es común a todos estos usos. Los detectores de partículas miden esta energía depositada en algunas de las siguientes formas: mediante producción de carga (ionización), mediante producción de fotones (centelleo) o por excitaciones colectivas (fonones o plasmones). En los detectores de Si, la energía depositada suele determinarse contando el número de pares electrón-hueco (μ) que se generan en el material. Para esto es necesario conocer la energía de creación electrón-hueco ($\epsilon_e - h$) [5, 6, 7] en el Si, ya que la energía total depositada resultará siendo $\mu \cdot \epsilon_{e-h}$. Si bien la energía del *gap* (E_g) del Si entre la banda de valencia y la de conducción, es de $\sim 1,1$ eV [8], debido a que durante el proceso de ionización parte de la energía que se le entrega al material se disipa como fonones, resulta que $\epsilon_{e-h} > E_g$. Determinar de forma precisa el valor de ϵ_{eh} es de vital interés en experimentos de búsqueda de materia oscura y de neutrinos de reactor. Esto es así ya que a la hora de reconstruir la energía depositada en el detector por las partículas de interés, ϵ_{eh} representa la moneda de intercambio que permite transformar el número de electrones medidos en el detector en la energía en él depositada.

Un indicador muy utilizado para dar cuenta de la respuesta de estos detectores ante la deposición de energía por radiación externa es el factor de Fano F [9]. El mismo está definido como el cociente entre la varianza σ^2 y la media μ de una distribución de carga, es decir:

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

así es que $F = 1$ para el caso particular de una distribución de Poisson. Sin embargo, experi-

mentalmente se observa que cuando toda la energía de la partícula incidente se deposita en el material, F resulta casi un orden de magnitud menor. Entre las razones que explican esta diferencia se encuentra el hecho ya señalado de que la energía transferida por los fotones a la red cristalina, no solo se usa para ionizar carga sino que además, se disipa como fonones de la red. Si la partícula sólo perdiese una fracción de su energía (como cuando atraviesan una fina capa de material), eso admite una fluctuación en la energía transferida que no existe si la partícula se detiene dentro del medio.

El factor de Fano ha sido utilizado históricamente para caracterizar la respuesta de distintos detectores a la radiación X, ya que se encuentra íntimamente relacionado con la resolución en energía del detector, que está definida como:

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

donde ΔE denota el ancho total a media altura del pico correspondiente a una distribución con energía media E . Considerando el caso de picos gaussianos con desviación estándar σ se tiene:

$$\Delta E \approx 2,35\sigma\epsilon_{e-h}$$

Por lo tanto se tiene que:

$$R \approx 2,35\frac{\sigma\epsilon_{e-h}}{E} = 2,35\frac{\sqrt{F\mu}\epsilon_{e-h}}{E} = 2,35\sqrt{F\frac{E}{\epsilon_{e-h}}\frac{\epsilon_{e-h}}{E}} = 2,35\sqrt{\frac{F\epsilon_{e-h}}{E}}$$

donde se utilizó que $\mu = \frac{E}{\epsilon_{e-h}}$. Esta relación expresa la contribución a la resolución energética que todo detector semiconductor posee intrínsecamente. En general, a la resolución energética suele contribuir un término asociado al ruido de lectura de la electrónica. Todo esto resulta en:

$$R \approx 2,35\sqrt{\frac{F\epsilon_{e-h}}{E} + \frac{\sigma_r}{E}}$$

Otro aspecto importante de estas cantidades es su dependencia con la energía, en particular, la determinación de F a energías por debajo de 1 keV es clave para el cálculo de sensibilidad en experimentos de búsqueda de materia oscura de baja masa, como es el caso de SENSEI (*Sub-Electron Noise Skipper-CCD Experimental Instrument*) [10].

En este trabajo se utilizaron *Charge Coupled Devices* (CCDs) que ante la incidencia de fotones, funcionan absorbiendo su energía vía efecto fotoeléctrico o Compton en un cristal de silicio. Es precisamente esta energía la que genera un cierto número de pares electrón-hueco (e-h) proporcional a la energía transferida al cristal. Esta proporcionalidad hace posible la determinación de la energía de los fotones incidentes con altísima precisión. Una vez que los electrones son generados en el cristal, debido a la presencia de un campo eléctrico migran hasta la superficie del material, donde también gracias a la aplicación de campos eléctricos se establece una estructura de píxeles de tan solo $15\ \mu\text{m}$ de lado. Una vez en los píxeles puede tener lugar el proceso de lectura. Para ello, se mueve la carga de forma secuencial hasta un único punto de sensado llamado *sense node*. Debido a la implementación de la técnica de muestreo doblemente correlacionado, 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 sustrayéndolo al valor de la carga, el mismo resulta en variaciones de su media cuadrática (rms) por píxel a un nivel de $\sim 2\ e^-_{\text{rms/pix}}$.

Como una variación del CCD convencional se desarrolló el *Skipper-CCD* [8], que tiene la capacidad de medir la carga de forma no destructiva. Esto permite repetir la medición todas las veces que sea necesario, reduciendo así el ruido de lectura que proviene de fluctuaciones estadísticas en un factor de \sqrt{N} , con N el número de veces que se midió [11]. Las prestaciones de estos detectores son ideales para el estudio de la distribución de carga producida por la interacción de radiación incidente. Usualmente, estas mediciones sufren el agregado de un ruido de lectura originado en la electrónica. El mismo se suma en cuadratura con el ruido de Fano que se quiere determinar. La implementación de los *Skipper* para determinar el factor de Fano, entonces, posibilita eliminar dicha contribución y así acceder, por primera vez, a las fluctuaciones en la distribución de carga de forma directa, es decir, sin la necesidad de descontar a posteriori la contribución del ruido de lectura.

En el siguiente capítulo daremos una descripción más detallada del funcionamiento de tanto los sensores CCD convencionales como los *Skipper CCD*. En el capítulo 3 contaremos el procedimiento que se empleó para calibrar un detector de forma absoluta haciendo uso de las características únicas de los *Skipper CCD*. En el capítulo 4 contaremos cómo se realizaron las mediciones para obtener el factor de Fano y el valor de la energía de creación e-h a 5,9 keV y 123 K y discutiremos los resultados obtenidos. Por último, en el capítulo 5 discutiremos los resultados preliminares obtenidos al medir los mismos valores pero a energías más bajas. Es precisamente en ese rango donde se pone en fuerte evidencia las ventajas significativas que representa determinar el factor de Fano utilizando esta tecnología.

2. Detectores Skipper-CCD

2.1 Charge Coupled Devices (CCD)

Los CCDs nacieron en 1969 como un intento de dispositivo de memoria. Si bien no cumplieron satisfactoriamente la función para la que fueron creados, demostraron tener un gran potencial como detectores de partículas. Para funcionar como un dispositivo de memoria, debe existir una cantidad física que represente a un bit, alguna forma de reconocer la existencia o la ausencia de dicho bit y alguna forma de crear o destruir información. En los CCDs, un bit de información es representado por un paquete de cargas (electrones). Estas cargas se almacenan en la región de depleción (sin cargas libres) de un capacitor MOS (*metal-oxide-semiconductor*), que representa un píxel dentro del detector. Estos capacitores MOS constituyen casi la totalidad del CCD, siendo comúnmente millones, lo que proporciona al dispositivo una gran resolución espacial. La Fig. 2.1 muestra una representación de un capacitor MOS. Estos están compuestos por un sustrato semiconductor dopado, sobre el que hay una delgada capa de óxido. Sobre el óxido hay un metal de contacto puesto a un voltaje V_{SUB} y debajo del semiconductor hay otro puesto a tierra. Dependiendo del valor de V_{SUB} se obtienen distintos regímenes del MOS [12], en particular, uno de ellos genera la región de depleción previamente mencionada.

La operación de un CCD se puede dividir en cuatro etapas: exposición del detector, colección, transferencia y medición de la carga. La exposición tiene un tiempo variable que va a depender de lo que se quiere medir: si se trata de fotones del espectro visible, el tiempo de exposición va a ser del orden de los segundos o de los pocos minutos, mientras que si lo que se busca es

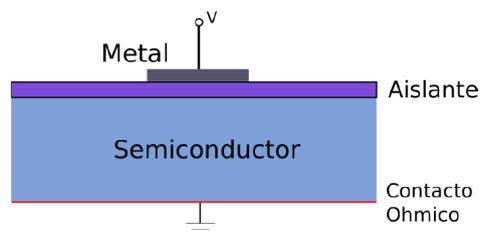


Figura 2.1: Esquema de un capacitor MOS

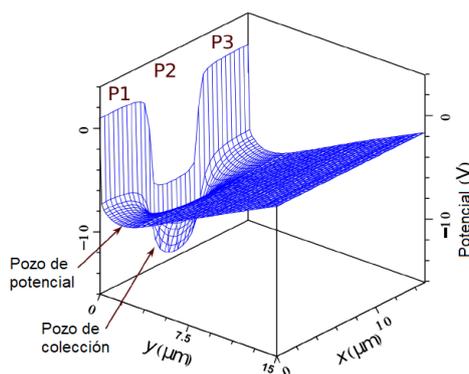


Figura 2.2: Potencial en un píxel que sirve para atrapar las cargas y evitar que se difundan a los píxeles vecinos

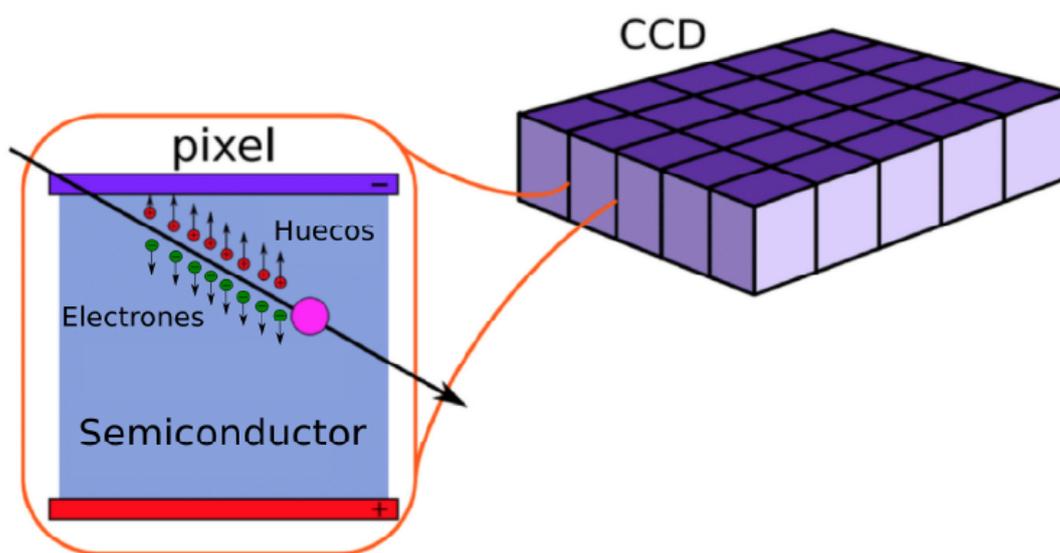


Figura 2.3: Esquema del proceso de interacción de una partícula con el Si y la posterior colección de las cargas generadas por la energía depositada

materia oscura, por ejemplo, el tiempo de medición va a ser del orden de las horas. Durante este tiempo, la radiación interactúa con el silicio y genera pares electrón-hueco. Los electrones son arrastrados por el campo eléctrico presente en el *bulk* hacia los pozos de potencial de los píxeles (Fig. 2.2) donde son colectados. En la Fig. 2.3 se muestra un esquema del proceso de colección de carga.

Terminada la exposición y colección de la carga, se empieza a realizar la transferencia de la carga píxel a píxel para leer en forma secuencial sus valores. En la Fig. 2.4 se ilustra cómo se desplaza la carga dentro del CCD para ser llevada hasta el nodo de sensado (SN). En primera instancia se realiza un corrimiento de la carga colectada en una fila de píxeles hacia el registro horizontal. En la Fig. 2.5a se muestra la secuencia de transferencia de carga. 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 levanta la tensión aplicada a la compuerta de la fase

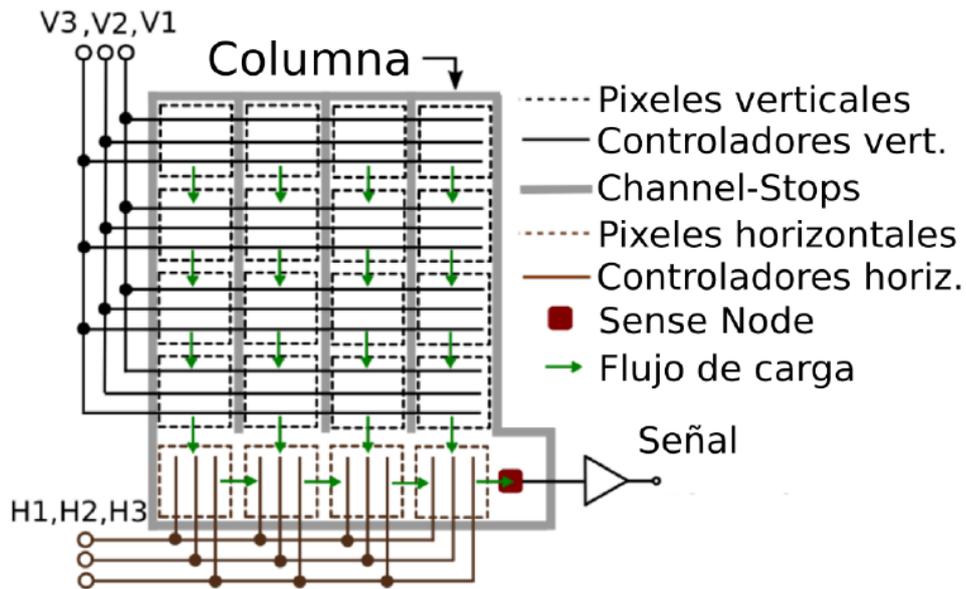


Figura 2.4: Estructura de un CCD de 4X4 píxeles ilustrando el proceso de transferencia de cargas y medición de las mismas.

V1, y la carga se desplaza hacia el pozo de potencial de la fase V2. El tiempo necesario para que se desplace la carga depende de la movilidad de los electrones y el gradiente de potencial entre los pozos. Si el gradiente no es suficiente ó si no se espera el tiempo suficiente para que se desplace la carga, se degrada la eficiencia de transferencia (CTE, por su nombre en inglés *Charge-Transfer-Efficiency*).

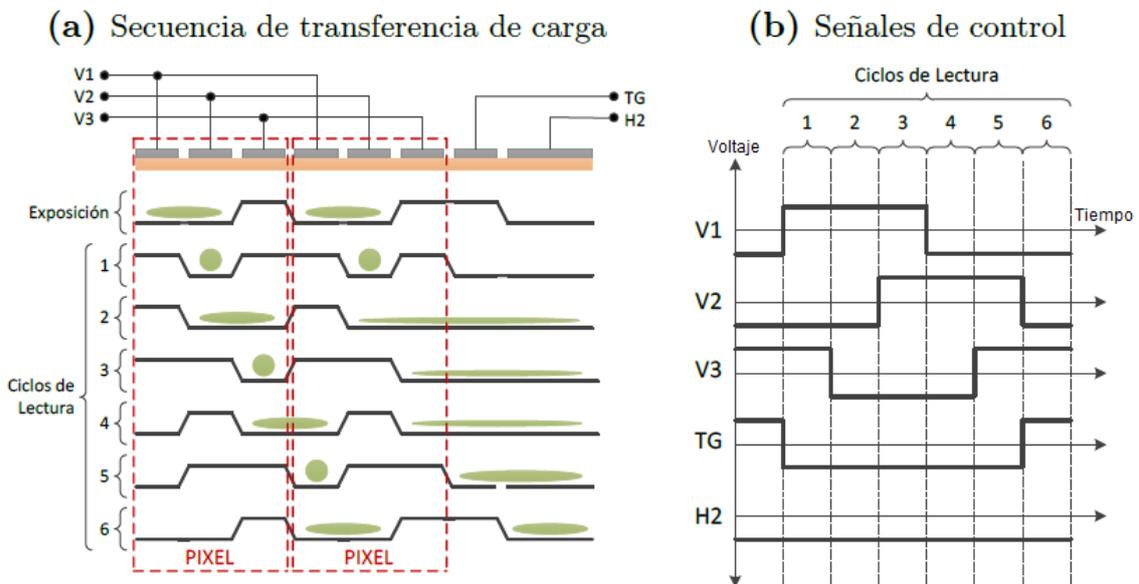


Figura 2.5: a) Secuencia de transferencia de carga de los píxeles verticales al registro horizontal. La burbuja verde representa la carga. b) Evolución según la etapa de los voltajes V1, V2, V3 y TG para la transferencia de carga.

Una vez que las cargas fueron desplazadas hacia la siguiente fila se procede a mover las

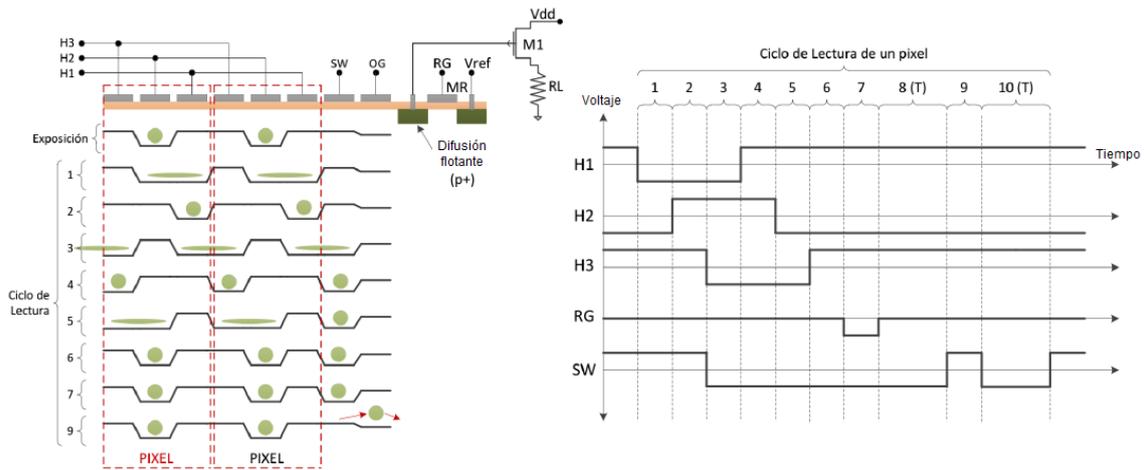


Figura 2.6: Secuencia de transferencia de carga en el registro horizontal para su medición en el nodo de sensado (SN). La burbuja verde representa la carga.

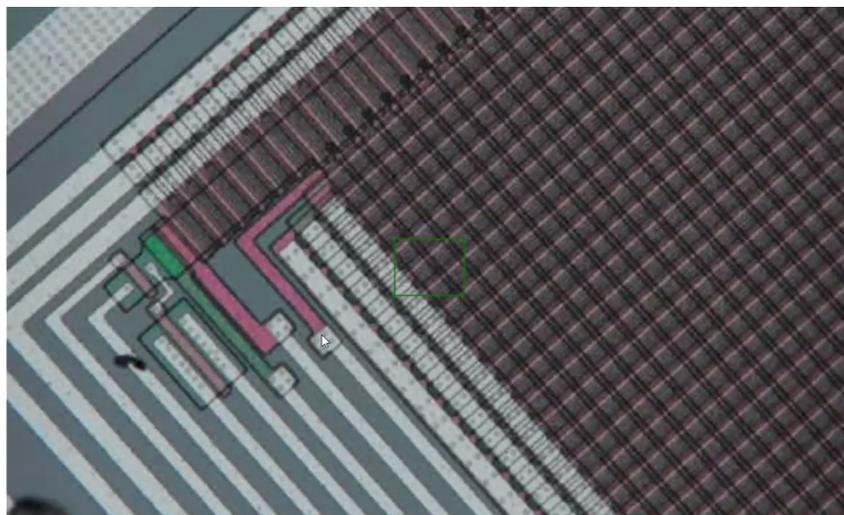


Figura 2.7: CCD visto a través de un microscopio.

cargas del registro horizontal hacia el nodo de sensado. Como se muestra en la Fig. 2.6, 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 (*summing-gate*). Se integra la señal nuevamente, y las dos señales son restadas para estimar el valor de carga en el píxel. Esta operación lleva el nombre de muestreo doblemente correlacionado [13].

Un CCD puede operar en modo *fully depleted* [14], es decir, que los átomos del *bulk* de Si solo tienen electrones en la capa de valencia y no en la capa de conducción. Los electrones recién se mueven a la capa de conducción cuando se los ioniza mediante la energía que les transfiere una partícula que incide sobre el detector.

2.2 Skipper-CCD

Para incrementar la eficiencia de detección a bajas energías de los CCD es necesario disminuir su ruido electrónico de lectura. Gracias a la técnica de muestreo doblemente correlacionado, los CCDs convencionales son capaces de alcanzar ruidos de lectura de alrededor de $2 e^- \text{rms/pix}$. Los *Skipper* CCDs permiten bajar el ruido de lectura a niveles sub-electrónicos, gracias a que son capaces de medir la carga almacenada en los píxeles de forma no destructiva, lo que permite tomar tantas mediciones como sean necesarias para la carga almacenada en un mismo píxel. Mientras que en un CCD convencional 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 realizadas, cuya varianza decrece con este número del siguiente modo [15]:

$$\mu = \sum_{i=1}^N \frac{q_i}{N} \quad \sigma^2 = \frac{\sigma_1^2}{N} \quad (2.1)$$

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

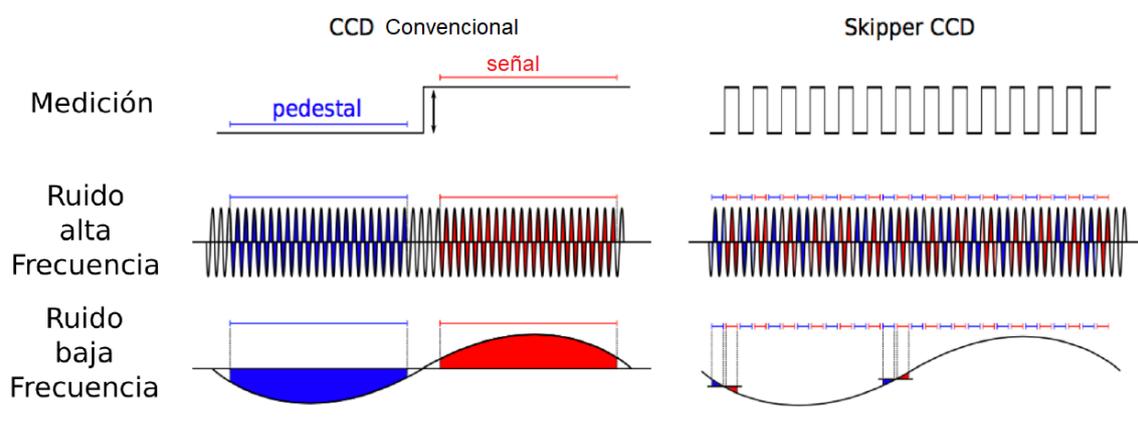


Figura 2.8: Comparación entre el modo con el que un CCD convencional y un *Skipper* CCD lidian con el ruido tanto de alta como de baja frecuencia. En un CCD regular, el ruido de baja frecuencia introduce un offset entre el pedestal y la señal, incrementando el error en la medición de la carga. Un *Skipper* CCD, al tomar el promedio de muchas muestras de menor tiempo que el ruido de baja frecuencia permite reducir el error.

La Fig. 2.8 compara cómo un CCD convencional y un *Skipper* CCD lidian con el ruido tanto de alta como de baja frecuencia durante el proceso de medición. El CCD convencional es capaz de eliminar el ruido de alta frecuencia integrando un tiempo suficiente que permita promediarlo a cero. Para el ruido de baja frecuencia, en cambio, cuanto mayor sea el tiempo de integración, mayor el ruido *flicker*, imposibilitando su eliminación. El *Skipper* CCD, por su lado, logra

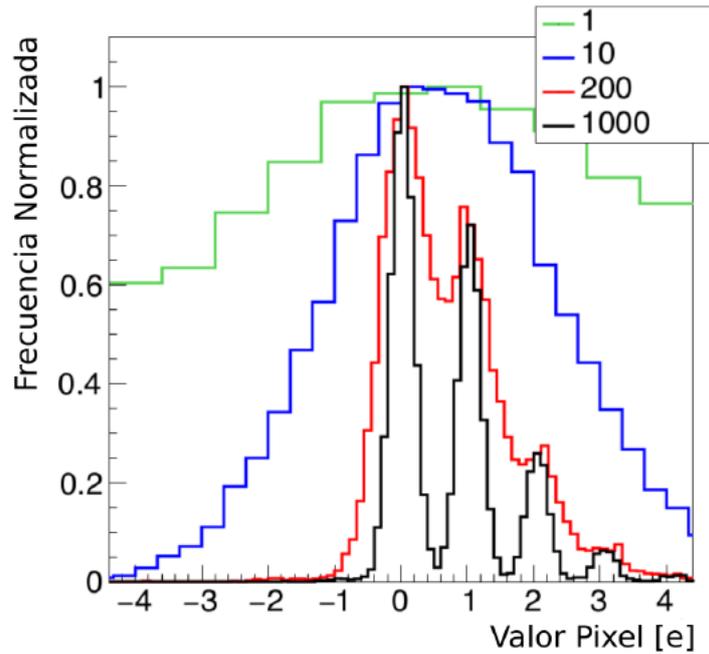


Figura 2.9: Medición con exposición mínima realizada con distintos valores para el número de muestras promediadas. A medida que se aumenta este valor, el ruido de lectura disminuye hasta alcanzar $0,15 e^- \text{rms/pix}$ cuando el número de muestras promediadas es 1000.

reducir, tanto como desee, ambos ruidos, al tomar múltiples mediciones no destructivas de la carga en cada píxel que busca medir.

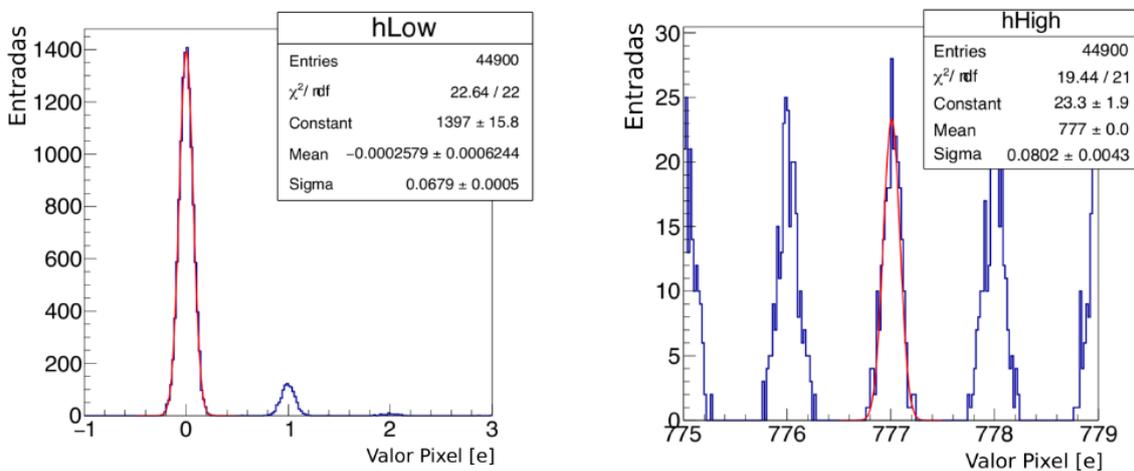


Figura 2.10: A la izquierda se muestra una medición con 4000 muestras por píxel sin haber expuesto el detector. El ruido de lectura es de $0,068 e^- \text{rms/pix}$. A la derecha, con el mismo número de muestras por píxel pero con exposición previa. En este caso, el ruido de lectura para el pico de $777 e^-$ es de $0,086 e^- \text{rms/pix}$.

En la Fig. 2.9 se comparan los resultados obtenidos al realizar mediciones con mínima ocupación electrónica con distintos valores para el número de muestras promediadas (NSAMP). La medición con NSAMP=1 es equivalente a una realizada con un CCD convencional. A medida

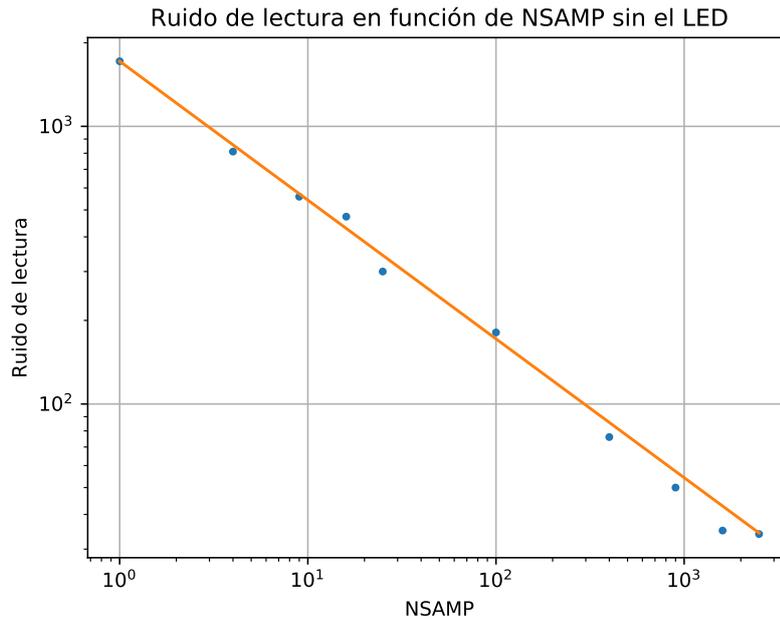


Figura 2.11: Ruido de lectura como función del número de muestras tomadas y promediadas para cada píxel. El valor de la pendiente es $\sim 0,5$.

que NSAMP aumenta, el ruido de lectura disminuye, lo que permite que los picos de los electrones empiecen a distinguirse uno a uno. Ya cuando NSAMP=1000, el ruido de lectura se reduce a $0,15 e^- \text{ rms/pix}$, lo que hace que la probabilidad de error en la clasificación de un electrón sea despreciable. En la Fig. 2.10 se comparan dos imágenes tomadas con NSAMP=4000 pero a distintos niveles de ocupación electrónica. Para el caso de baja ocupación, el ruido de lectura es de $0,068 e^- \text{ rms/pix}$ mientras que para el caso con mayor ocupación, el ruido de lectura es de $0,086 e^- \text{ rms/pix}$, es decir que, incluso cuando hay $777 e^-$ en cada píxel, el ruido de lectura es del mismo orden que cuando hay pocos electrones por píxel.

En la Fig. 2.11 se muestra la relación que obtuvimos entre el ruido de lectura y el número de muestras que se promedian en el nodo de sentido (NSAMP). Efectivamente, en el marco de este trabajo también pudimos confirmar la relación que se esperaba de la Eq. 2.1, a medida que NSAMP aumenta el ruido de lectura se reduce en un factor \sqrt{NSAMP} .

En la Fig. 2.12 se muestra el esquema de salida del *Skipper* CCD. El cambio principal respecto a un CCD convencional es la compuerta flotante del transistor M1, que permite la no destrucción de la carga posibilitando la toma de múltiples muestras.

La secuencia de lectura se muestra en la Fig. 2.13, y está compuesta por 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 DG para remover la carga presente en el SN del píxel anterior (instante t_0 en la Fig. 2.12). Entre los estados S2 y S6 la carga se transfiere al SW. En el estado S7 se aplica un

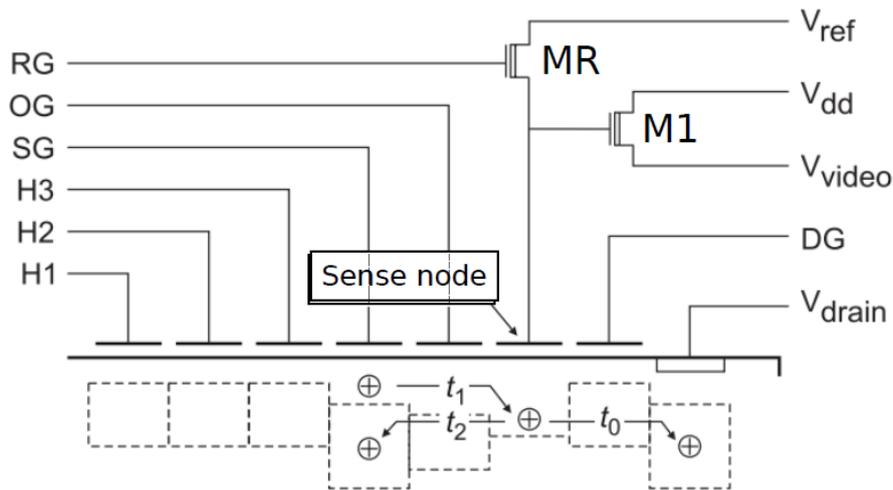


Figura 2.12: Esquema de la estructura de salida de un *Skipper* CCD. En t_0 la carga en el SN es removida, en t_1 la carga en el SW es transferida al SN, y en t_2 se baja el potencial de OG para volver la carga al SW y comenzar la adquisición de otra muestra.

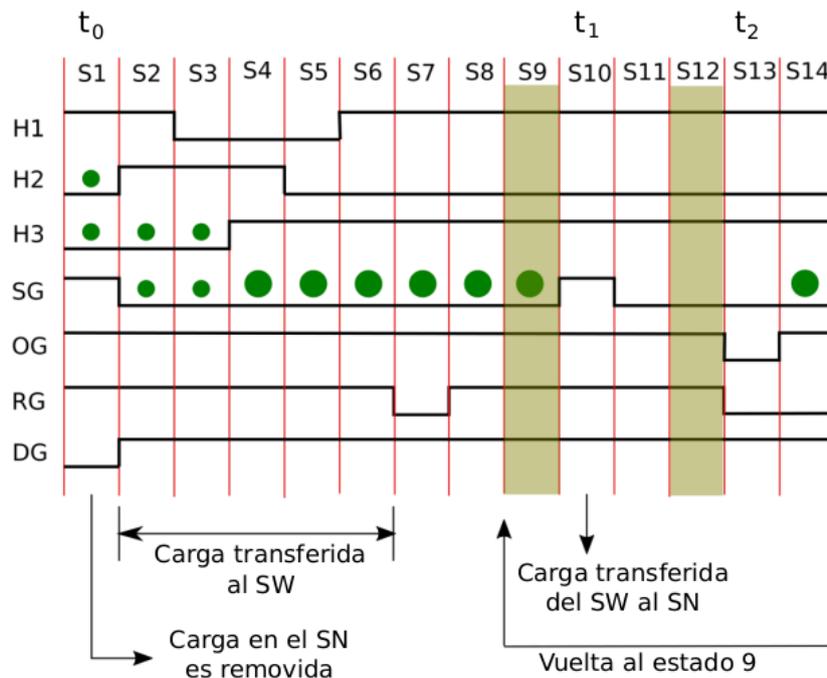


Figura 2.13: Señales de control aplicadas para la lectura de la carga en un *Skipper* CCD. Los puntos verdes representan al paquete de cargas.

pulso en RG para resetear la carga de la FG y polarizar M1. El estado S8 se usa para esperar a que pase el transitorio y en el estado S9 se integra el nivel del pedestal. En el estado S10 se levanta el SW para transferir la carga por encima del OW al SN (instante t_1). El estado S11 es de espera a que pase el transitorio y en el estado S12 se integra el valor del nivel de señal para obtener el valor de la primer muestra de la carga. Para fijar el valor del pozo de potencial del SN, en el estado S13 se aplica al FG el valor de VR bajando el RG. También se bajan el OW y SW para hacer retornar la carga al SW (instante t_2). En el estado S14 se levanta OG y se

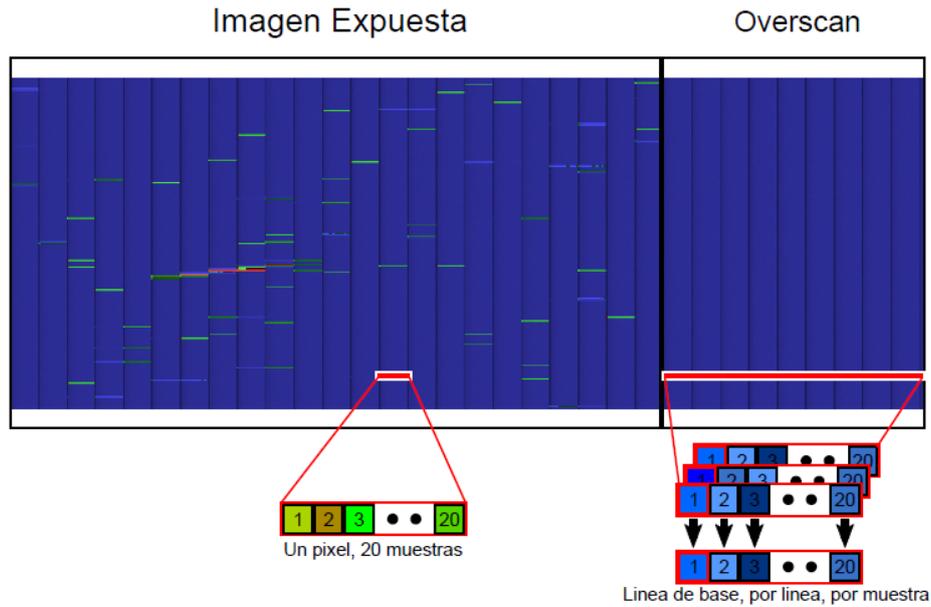


Figura 2.14: Imagen obtenida al medir con NSAMP=20 antes de ser procesada.

retorna al estado S9 para tomar una nueva muestra de la carga del píxel.

2.3 Procesamiento de las imágenes

Los datos obtenidos durante el proceso de medición se almacenan como una imagen de formato ".fits". Cada píxel de la imagen representa una lectura en el nodo de sensado, por lo que si se utilizó un valor NSAMP=N, las primeras N columnas de la imagen van a corresponder a distintas mediciones de la misma columna del detector, como se ilustra en la Fig. 2.14. Por eso es necesario procesar la imagen para obtener una nueva que tenga promediado cada uno de estos conjuntos de N columnas en una sola. Además, durante el proceso de medición se mide un número extra de columnas por encima de la cantidad de columnas que tiene el área activa del detector. Recordemos que el procedimiento de lectura consiste en desplazar la carga de la primera fila del CCD al *serial register* y después mover la carga de los píxeles del mismo uno a uno al nodo de sensado para medirla. Una vez que se termina con una fila, se prosigue a la siguiente y así hasta que se completan todas. Por lo que si se piden n columnas más de las que tiene el área activa del detector, los últimos n píxeles de cada fila de la imagen solo van a haber colectado carga durante el tiempo que tarda el sistema en leer una sola fila. Eso hace que estos últimos n píxeles tengan una probabilidad muy baja de colectar carga. A este conjunto de píxeles se le llama *overscan*. En la Fig. 2.14 también se ilustra el concepto de *overscan*

El programa que usamos para procesar las imágenes calcula el promedio de cada uno de los píxeles y le resta el valor medio de una fila del *overscan* a la misma fila del área activa para así

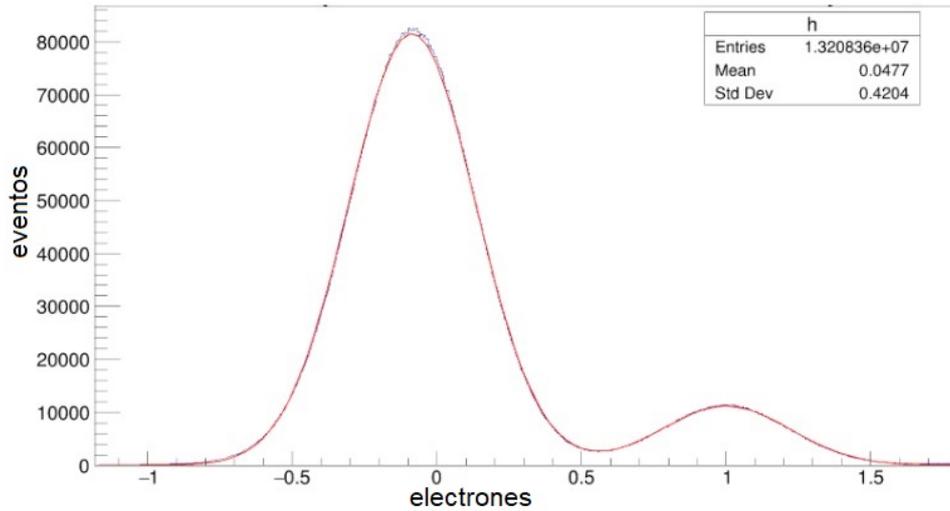


Figura 2.15: Eventos en el overscan con un ajuste gaussiano para los picos correspondientes a píxeles vacíos y con un único electrón.

Parámetro	Valor	Error
μ_1	-0,08517	6×10^{-5}
σ_1	0,21912	5×10^{-5}
μ_2	1,0002	2×10^{-4}
σ_2	0,2228	2×10^{-4}

Tabla 2.1: Parámetros obtenidos del ajuste de la Fig. 2.15

hacer corresponder el valor nulo de las Unidades Analógico Digitales en que mide el sistema con el valor nulo de electrones. En la Fig. 2.15 se muestra un histograma de los eventos en el *overscan*. El pico grande corresponde a los píxeles vacíos mientras que el pico más chico corresponde a los píxeles con un solo electrón. A cada pico le realizamos un ajuste gaussiano y los valores de la media y el desvío estándar ajustados para cada uno se muestran en la tabla 2.1. Vemos que el sesgo introducido por este método de corrección de imagen es de tan solo $0,085 e^-$. A su vez, también vemos que, en este caso, el ruido del detector es de $0,2 e^-$ rms/pix.

3. Calibración absoluta de la relación ADU-electrón

En este capítulo describiremos la estrategia utilizada para obtener la relación entre el número de electrones por píxel y las Unidades Analógicas Digitales (ADU, por sus siglas en inglés) medidas por el amplificador. En una segunda parte evaluaremos la linealidad del sensor estudiando la dependencia de dicha relación conforme aumenta el número de electrones por píxel.

3.1 Metodología

Durante el proceso de medición, las cargas acumuladas en cada uno de los píxeles son transformadas a un valor digital. Por lo tanto, para poder medir tanto el factor de Fano como la energía de creación e-h es necesario calibrar el detector para obtener una relación entre el número de electrones en un píxel y el valor digital que el sistema de lectura le asocia. La forma más común de calibrar un CCD convencional es mediante su irradiación con rayos X. Primero se expone el detector a una fuente, típicamente de ^{55}Fe , y luego se obtiene el valor digital correspondiente a la carga total que ellos generaron en el Si al leer el detector. Con el espectro de los eventos, se busca el pico correspondiente al rayo X, se determina el valor digital medio y se lo hace corresponder con el número de electrones generados por los rayos X. Luego, utilizando el *overscan* se determina qué valor de ADUs corresponde a un píxel vacío y se interpolan los demás puntos de forma lineal. Esto implica que la calibración depende fuertemente del valor de la energía de creación e-h (ϵ_{e-h}) en el Si, ya que la forma de obtener el número de electrones depositados por un rayo X es dividir la energía del rayo X por ϵ_{e-h} . Esto también muestra la importancia que tiene el valor de ϵ_{e-h} , ya que es utilizado para calibrar la mayor parte de los detectores CCD que forman parte de experimentos de astronomía, búsqueda de materia oscura o detección de neutrinos. De hecho, es común utilizar directamente el número de electrones que se espera generen estos rayos X en el Si a partir de lo reportado en trabajos previos, lo cual es equivalente a utilizar ϵ_{e-h} [8]. También vale destacar que este tipo de calibración asume que la relación entre electrones en un píxel y ADUs es lineal.

Para calibrar el detector *Skipper-CCD* y así obtener una relación entre ADUs medidas por el

amplificador y electrones por píxel se utilizó la luz emitida por un diodo LED. La energía que portan los fotones provenientes del LED es $\hbar\omega$ donde \hbar es la constante de Planck reducida y $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$ con c la velocidad de la luz y λ la longitud de onda del LED, que en nuestro caso es 810 nm. Es decir que la energía de los fotones es $E = 1,53$ eV. Esta energía es suficiente para promover un electrón de la capa de valencia a la de conducción por superar el *gap* del Si, previamente indicado como $\sim 1,1$ eV

El método consistió entonces en iluminar el CCD con diferentes tiempos de exposición, de modo de obtener una serie de mediciones con diferentes cantidades de electrones por píxel. Como la cantidad de fotones emitidos sigue una distribución de Poisson con una media que es proporcional al tiempo de exposición, si se toman mediciones con tiempo de exposición creciente equiespaciadas, el espectro total esperado es como el de la Fig. 3.1.

3.2 Mediciones con LED

Haciendo uso de la capacidad de los *Skipper* CCD de leer reiteradas veces la carga de forma no destructiva, se puede reducir el ruido de lectura tanto como se desee y así determinar con excelente exactitud el número de electrones que hay en cada píxel. Gracias a esta característica, siguiendo la metodología descrita en la sección anterior obtuvimos el gráfico de la Fig. 3.2 en donde se observa que hay un pico para cada cantidad de electrones en un píxel.

Vale destacar que la altura de cada una de las distribuciones poissonianas que conforman a la Fig. 3.1 no depende del tiempo de exposición del CCD al LED. Lo que sí depende del tiempo de exposición es la media de la distribución, cuando mayor es el tiempo que el LED está prendido, mayor es la cantidad de fotones que llegan al detector y por lo tanto, mayor la cantidad de electrones que se generan. Como el eje y de la Fig. 3.1 corresponde al número de píxeles con un dado número de electrones, la altura de las distribuciones es una consecuencia de que la misma está normalizada al número total de píxeles en el detector. Cuando la media de la distribución aumenta, también lo hace su varianza y por eso la altura del pico disminuye, para mantener la normalización constante. Este también es el motivo por el cual las mediciones se tomaron equiespaciadas, ya que, si bien al aumentar el número medio de electrones que se tienen por píxel la varianza también aumenta y se cubre un rango mayor de ocupancias con una sola medición, el número de píxeles con un dado número de electrones se hace cada vez menor por la normalización de la distribución. Manteniendo las mediciones equiespaciadas (en tiempo y por lo tanto, en cargas producidas por píxel) se obtiene, al sumarlas, un número de píxeles con un dado número de electrones relativamente constante para todas las ocupancias.

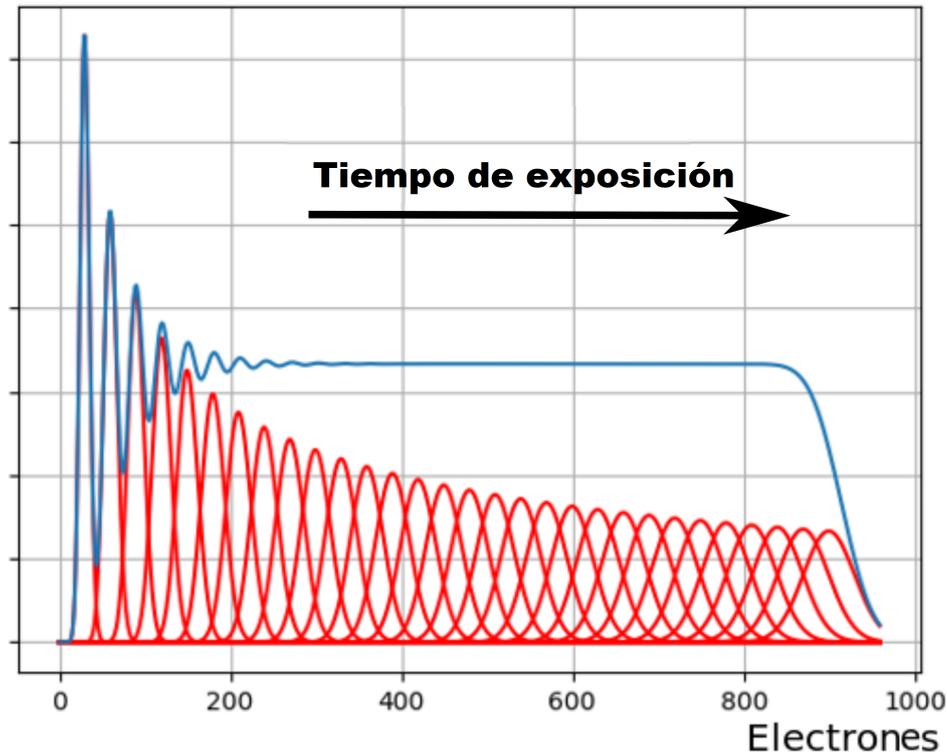


Figura 3.1: La suma de poissonianas equiespaciadas genera un espectro que se hace constante a medida que nos alejamos del cero

Al iluminar al detector con el LED, el número de fotones por píxel puede no ser uniforme. La posición del LED respecto del CCD o las reflexiones internas pueden causar una disparidad en la distribución de la luz sobre la superficie del detector. Esto no supone un problema, ya que el objetivo de las mediciones es poblar el CCD con diferente número de cargas. De existir dos regiones bien diferenciadas, que por razones geométricas reciben un número de fotones por píxel por unidad de tiempo diferente, esto se traduce en dos picos en un gráfico como el de la Fig. 3.1. Cuando todas las exposiciones se suman, se obtiene algo de la forma de la Fig.3.2, donde se observan diferentes estructuras globales, que son irrelevantes para nuestro análisis. Recordemos que tener picos más altos que otros solo implica que el número de píxeles totales que se midieron con ese nivel de ocupancia es mayor que el número de píxeles totales que se midieron con otros niveles de ocupancia. Lo que a nosotros nos incumbe es conocer con precisión el valor medio de cada pico, por lo que la disparidad entre las alturas es prácticamente irrelevante. Sólo tiene alguna incidencia en la precisión con la que luego podemos realizar un ajuste gaussiano de cada uno de los píxeles que corresponden a un número diferente de electrones. Sin embargo, hicimos el barrido de modo tal que, la estadística por pico sea suficiente para considerar esta incerteza despreciable.

En el detalle de la parte inferior de la Fig. 3.2 se ve como, tanto para cuando se tienen pocos

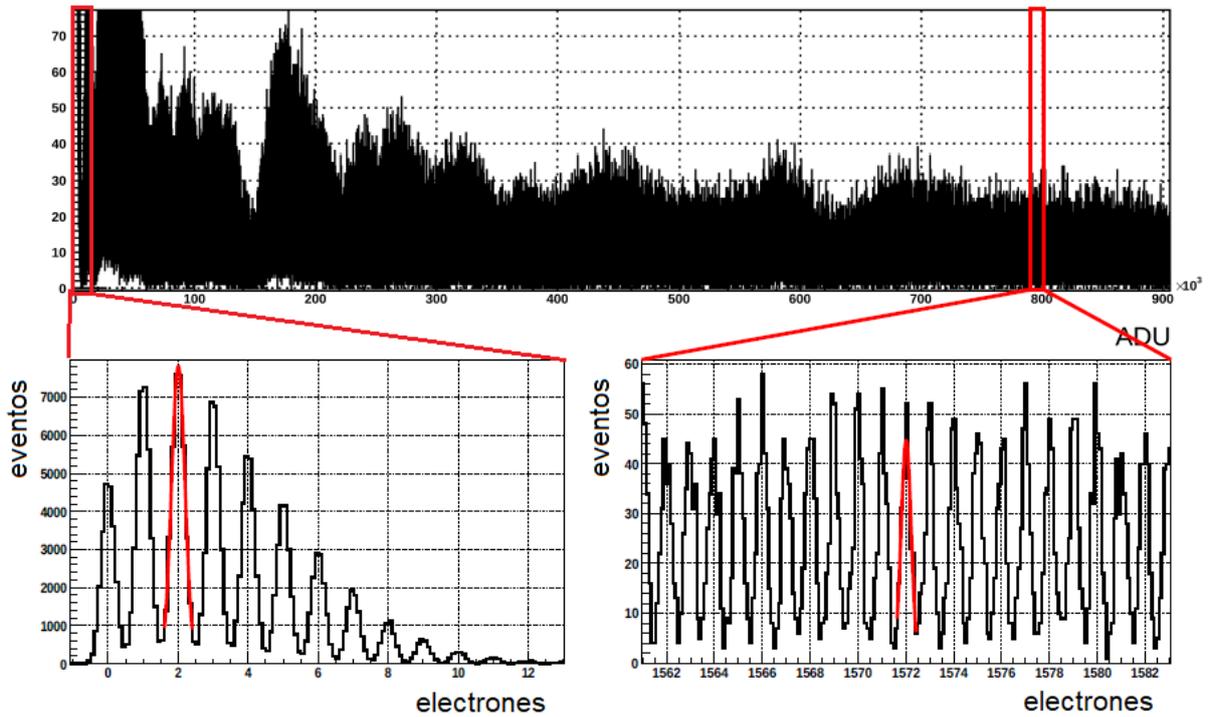


Figura 3.2: Histograma de los datos obtenidos al iluminar la CCD con distintos tiempos de exposición al LED. En la parte de abajo, se ve, a la izquierda el detalle de la región con poca ocupación y a la derecha, una región alrededor de los 1570 electrones por píxel. En ambos casos los picos entre electrones se distinguen a la perfección.

electrones por píxel, como cuando se tienen más de 1500, el detector es capaz de diferenciar perfectamente entre un pico de electrones y el siguiente. Contando uno a uno los picos se puede establecer una relación entre ADUs y número de electrones de forma autoconsistente sin necesidad de utilizar ninguna referencia externa.

Para contar los picos y asignarles su valor en ADUs correspondiente desarrollamos un *script* de root iterativo que, conociendo la ubicación de los dos picos previos, buscaba el siguiente, le ajustaba una gaussiana y asignaba el valor medio de la gaussiana al valor en ADUs correspondiente al número del pico. Por lo tanto, solo hubo que calcular de forma independiente el valor correspondiente a los píxeles con 0 y 1 electrones y los siguientes fueron calculados mediante la utilización de este programa, lo que nos genera la relación entre ADUs y electrones que se muestra en la Fig. 3.3

Es de suma importancia poder distinguir un pico de electrones del inmediatamente contiguo. Esto se consigue disminuyendo el ruido de lectura del detector mediante el método *skipper*. La distribución de los picos es gaussiana, y lo que se busca es tener un σ que haga que el porcentaje de píxeles que estén más cerca del pico contiguo al que pertenecen sea chico, es decir, del orden del 1%. Tomar un $\sigma = 0,2$ significa que solamente el 1,2% de los píxeles van a estar más cerca de la media de un pico al que no pertenecen que de la media del pico al que

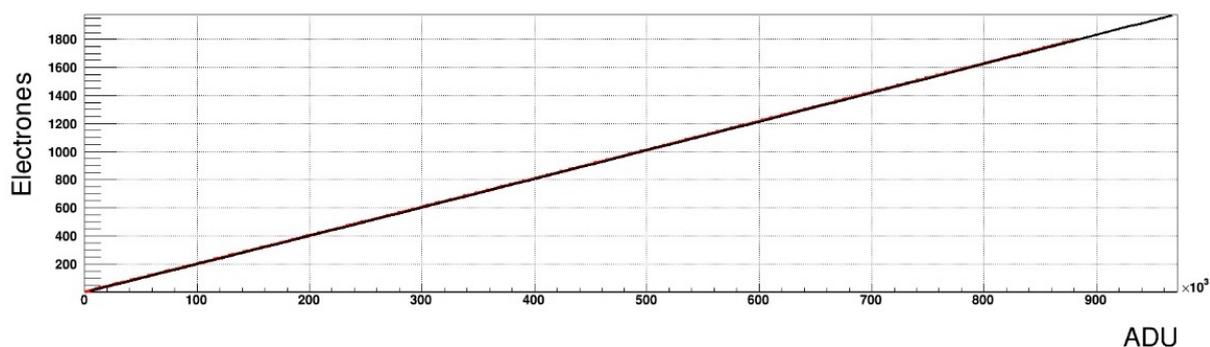


Figura 3.3: Relación entre ADUs y electrones obtenida al ajustar cada pico de la Fig. 3.2 por una gaussiana.

corresponden, algo que va a permitir que los picos se diferencien sin problemas. Para conseguir un ruido de lectura de $0,2 e^- \text{rms/pix}$ se necesita medir la carga en cada píxel 300 veces, dado que el ruido de lectura al medir una sola vez es $\sigma = 3,5 e^- \text{rms/pix}$, y como vimos antes, el ruido de lectura al leer 300 va a ser: $\sigma = \frac{3,5 e^- \text{rms/pix}}{\sqrt{300}} \sim 0,2$.

Cabe mencionar que los picos dejan de observarse claramente para ocupancias por encima de 1900 electrones. Esto se debe a que, a ocupancias bajas, una incerteza del amplificador de, por ejemplo, el 0,1 % a la hora de medir representa un corrimiento en 0,001 electrones, que es completamente despreciable. Mientras que para ocupancias mayores, de 1000 electrones, por ejemplo, una incerteza de 0,1 % en el amplificador implica un corrimiento de un electrón en la medición. El límite a partir del cual los picos de electrones dejan de distinguirse varía, por lo tanto, de amplificador a amplificador. De hecho, este problema fue una fuerte limitación en un trabajo anterior [16] al punto de que imposibilitó la calibración absoluta del detector ya que las fluctuaciones en ganancias se hacían dominantes en ocupancias de algunos cientos de electrones (ver Fig. 3.4).

Para agilizar la conversión de ADUs a electrones ajustamos el gráfico de la Fig. 3.3 por un polinomio de grado 4 de la forma que se muestra en la Eq. 3.1. Los parámetros obtenidos del ajuste se muestran en la tabla 3.1

$$e^- = \alpha \cdot ADU + \beta \cdot ADU^2 + \gamma \cdot ADU^3 + \delta \cdot ADU^4 \quad (3.1)$$

En la Eq. 3.1, la ordenada al origen del polinomio está fijada a cero de antemano porque durante el procesado de las imágenes (sección 2.3), se restó, fila a fila, el valor medio del *overscan* al área activa del CCD, lo que significa que 0 ADUs equivale a $0 e^-$

Si bien utilizamos un polinomio para realizar este ajuste, vale decir que bastaría la utilización de una tabla de correspondencias entre ADU-electrón. Sin embargo, el uso de un polinomio

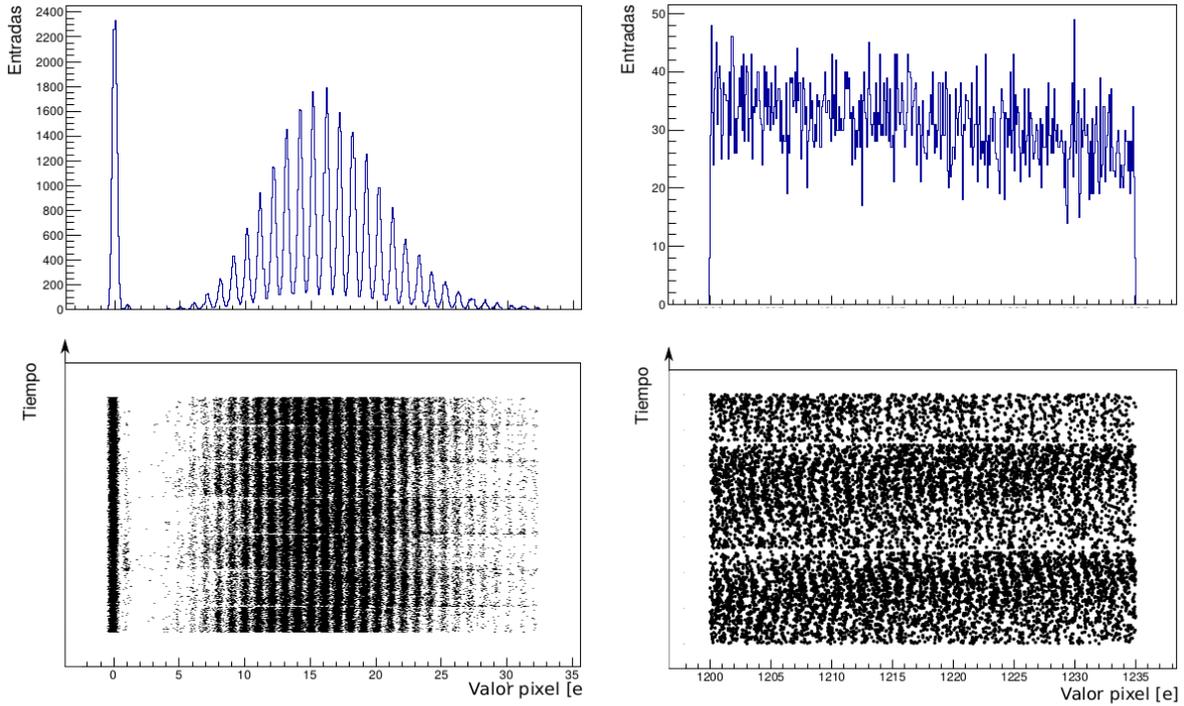


Figura 3.4: Resultados de un trabajo previo [16] en donde se ve que las fluctuaciones en la ganancia del amplificador imposibilitaban la distinción de un pico de electrones respecto del siguiente incluso a niveles de ocupación de $1200 e^-$

Parámetro	Valor	Error
α	$1,99004 \times 10^{-3}$	4×10^{-8}
β	$8,61 \times 10^{-11}$	3×10^{-13}
γ	$-6,31 \times 10^{-17}$	5×10^{-19}
δ	$2,73 \times 10^{-23}$	3×10^{-25}

Tabla 3.1: Parámetros obtenidos del ajuste del polinomio de grado 4.

facilita la conversión de los valores analógico-digitales que se obtienen, ya que son continuos.

3.3 Linealidad

Para ilustrar la linealidad del detector, en la Fig. 3.5 se muestra como la fracción relativa en el número de electrones obtenidos con la calibración polinómica respecto de la lineal varía con el número de electrones. En el eje y se muestra, para cada valor de número de electrones posible en el rango en el que se calibró, la diferencia entre el valor de ADUs que se obtienen con la calibración que se realizó y el valor que se obtendría con una calibración lineal, todo dividido por el valor correspondiente a ese número de electrones según la calibración lineal. En caso de que la calibración que se obtuvo fuese perfectamente lineal, los resultados que se

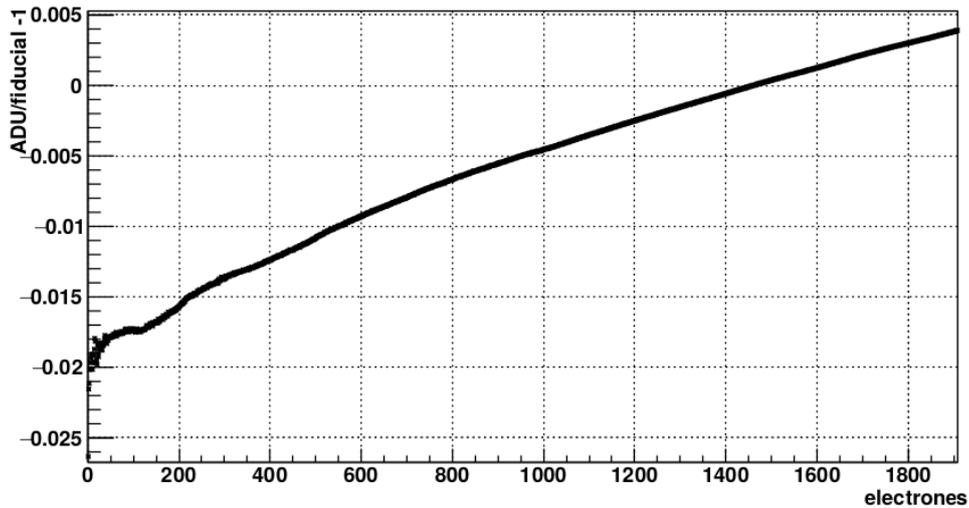


Figura 3.5: Linealidades del detector. El eje y muestra la diferencia fraccional en el valor de ADUs entre una calibración lineal y la obtenida. Una calibración perfectamente lineal resultaría en valores nulos para cualquier punto del eje x .

obtendrían serían 0 para todos los valores de número de electrones. Que el gráfico se aleje más del cero a ocupancias menores no significa que el detector sea menos lineal en esta zona. Significa que es muy ambicioso pedir una calibración lineal única para todo el rango entre 0 y 1800 electrones. El gráfico de la Fig. 3.5 depende fuertemente del rango para el que se ajustó. En la Fig. 3.6 se muestra un gráfico similar en donde la calibración lineal que utilizamos fue hasta 200 electrones. Se ve que en este caso, la diferencia fraccional entre el ajuste lineal y los datos es menor a 0,002 para la mayoría de los puntos.

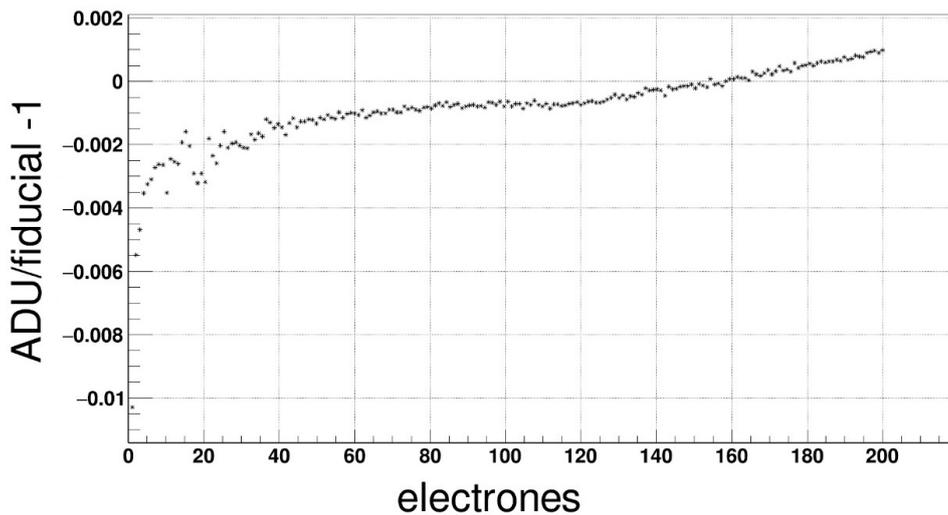


Figura 3.6: Diferencia fraccional entre ajuste lineal que solo llega a 200 electrones y los datos medidos.

Este tipo de análisis solo es posible gracias a la resolución sub-electrónica que se obtiene al utilizar un detector *Skipper* CCD. Los detectores CCD convencionales, al no tener la capacidad

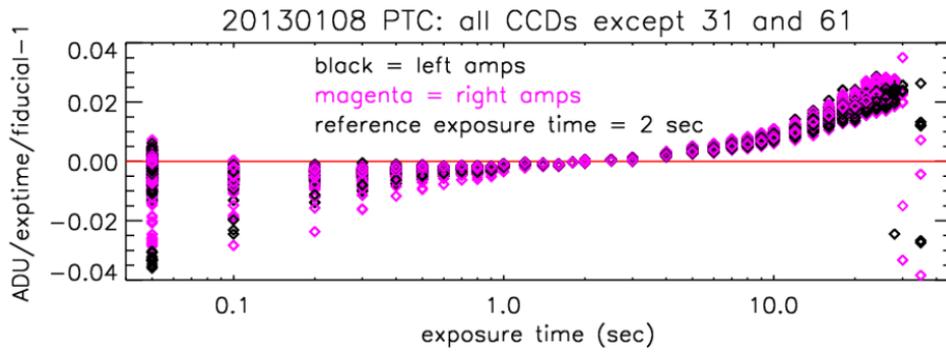


Figura 3.7: Ejemplo de linealidad que se obtiene al trabajar con un detector CCD convencional [17].

de asociar un valor de ADUs a cada posible valor de número de electrones depositados, quedan limitados a medir un número pequeño de puntos correspondientes a medir con tiempos de exposición lo suficientemente distintos entre sí. En la Fig. 3.7 se muestra, a modo de comparación con la Fig. 3.5, cómo se ven este tipo de gráficos cuando el detector que se utiliza no es del tipo *Skipper*.

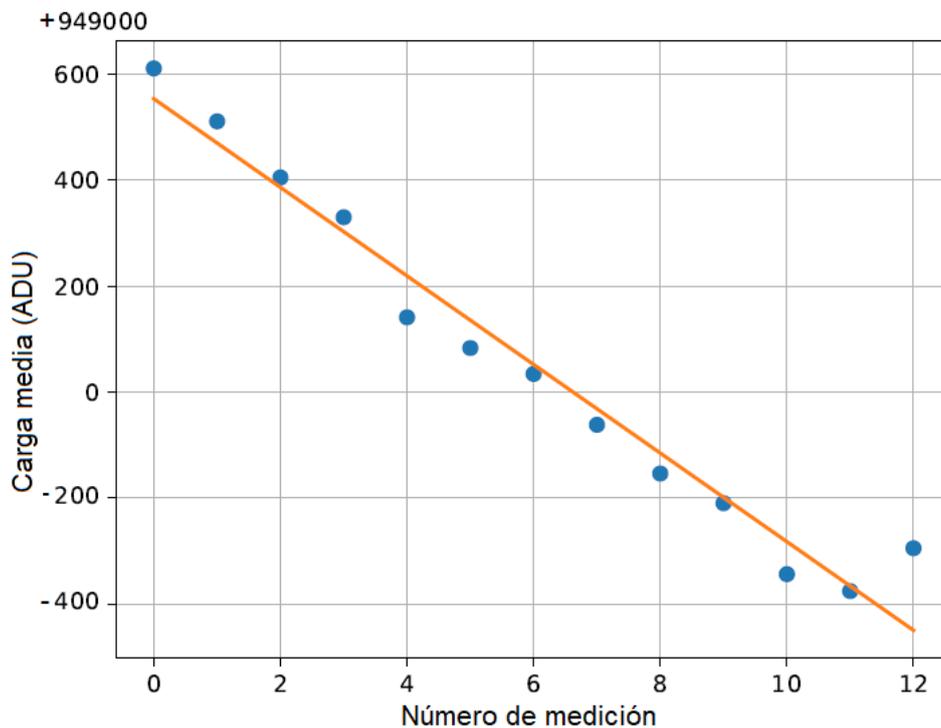


Figura 3.8: Valor medio de los ADUs medidos como función del número de medición al exponer el detector a la misma intensidad del LED. Se observa que el valor medio de ADUs decremanta conforme avanzan las mediciones con una tasa de ~ 83 ADUs/medición, que corresponde a $\sim 0,16 e^-$ /medición.

3.4 Deriva en la ganancia

Un problema con el que nos encontramos fue que al tomar varias mediciones seguidas de la misma región del espectro y solaparlas, los picos de electrones no se veían claros como en la Fig. 3.2. Una de las pruebas que hicimos para tratar de solucionar este problema fue tomar varias mediciones consecutivas todas con el mismo tiempo de exposición y la misma intensidad del LED. Con estos datos, calculamos el valor medio de la carga en los píxeles y los comparamos entre sí como se ve en la Fig. 3.8 en donde se nota una clara tendencia del valor medio a decrecer. La tasa con la que decrece es ~ 83 ADU/medición, que se corresponde con $\sim 0,16 e^-$ /medición. Este corrimiento en la ganancia del amplificador es el responsable de que al solapar los datos obtenidos de varias mediciones no se puedan distinguir los picos de electrones.

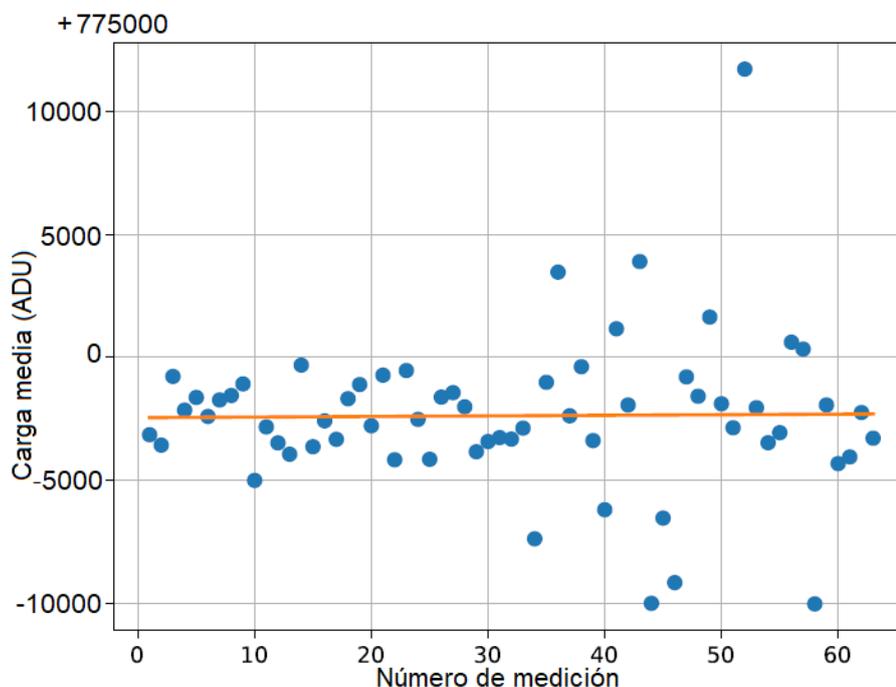


Figura 3.9: Valor medio de los ADUs medidos como función del número de medición al exponer el detector a la misma intensidad del LED, reiniciando el software de adquisición de datos entre medición y medición. En este caso no se observa un cambio consistente en el valor medio de ADUs a medida que avanzan las mediciones.

Este problema lo solucionamos reiniciando el software utilizado para la adquisición de datos entre medición y medición. En la Fig. 3.9, que fue obtenida bajo estas condiciones, ya no se observa una tendencia del valor medio de ADUs a cambiar. Una vez terminado el trabajo de tesis, se descubrió que uno de los protocolos de limpieza de la CCD que se realiza antes de cada medición decrementaba el valor de VSUB en 0,5 V, lo que ocasionaba un cambio en la

ganancia del amplificador que se acumulaba mientras más mediciones consecutivas se tomaban. Reiniciar el software de adquisición de datos volvía a setear el valor de VSUB correctamente y el problema se solucionaba.

4. Determinación absoluta del factor de Fano y la energía de creación e-h

En este capítulo contaremos el procedimiento experimental que llevamos a cabo para realizar la medición del factor de Fano (F) y de la energía de creación par electrón-hueco (ϵ_{e-h}) y luego discutiremos el análisis de datos y los resultados obtenidos. Como ya dijimos en el capítulo anterior, ϵ_{e-h} cumple un rol fundamental a la hora de calibrar los detectores CCD convencionales que no son capaces de una calibración autoconsistente como la que se puede llevar a cabo con un *Skipper* CCD. Pero además, ϵ_{e-h} es de suma importancia tanto para los experimentos de búsqueda de Materia Oscura [2] como para los de Neutrinos de reactor [1], ya que funciona como moneda de cambio entre el número de electrones medidos y la energía a la que equivale, que es lo que realmente interesa en estos experimentos.

En cuanto a la medición del factor de Fano, es importante destacar que en ningún momento usamos un valor de referencia externa que pueda llegar a introducir un error en los resultados, algo que si pasa, por ejemplo, con ϵ_{e-h} . Dado que la calibración fue autoconsistente y que a la hora de medir F no utilizamos el valor de la energía del pico que se ajustó, la medición terminó siendo absoluta. En el caso de ϵ_{e-h} , si bien la calibración fue la misma, a la hora de determinar su valor, sí utilizamos el valor de referencia de la energía correspondiente al pico de rayos X de ^{55}Fe que se miró. Esto implica que el resultado va a depender de ese valor que, por más que esté medido de forma muy precisa, tiene una incerteza asociada.

4.1 Configuración experimental

El detector estaba colocado dentro de una cámara de vacío hecha en aluminio a partir de un cubo macizo de 20 cm de lado. Nos referiremos a esta cámara como el llamado *Dewar*. Como era necesario que su temperatura estuviese por debajo de los 140 K para disminuir las cargas generadas en el silicio por fluctuaciones térmicas, conocidas como corriente oscura (DC por *Dark Current*), estaba apoyado sobre un dedo frío que iba conectado a un *cryocooler*. A su vez, para evitar que se condensasen gotas de agua sobre el detector fue necesario hacer vacío

dentro del recipiente, motivo por el cual el *Dewar* estaba conectado a una bomba de vacío turbo-molecular capaz de alcanzar una presión del orden de 10^{-5} mbar.

Conectado al dedo frío había un *heater* que cumplía con dos funciones: la primera era mantener al CCD a una temperatura estable predefinida. Si la temperatura del detector bajaba demasiado, por debajo de los 110 K aproximadamente, la transferencia de cargas de un píxel a otro se habría vuelto menos eficiente y podría haber terminado comprometiendo la medición. La segunda función que cumplía el *heater* era la de regular la velocidad con la que bajaba la temperatura, ya que si el cambio de temperatura era mayor a 1 K/s el detector podría haberse visto afectado. Para medir la temperatura utilizamos dos sensores pt-1000, uno colocado sobre el dedo frío, que es con el que se controlaba el *heater*, y uno colocado sobre la placa de cobre que cubría al CCD. Este último era utilizado para mantener un registro de la temperatura verdadera a la que se encontraba el detector, ya que esta podría variar en algunos Kelvin respecto a la medida con el otro sensor. Tanto los pt-1000 como el *heater* estaban conectados a un controlador de temperatura *Lakeshore*.

El detector utilizado fue un *fully-depleted* CCD, del tipo *back-illuminated*, es decir que se lo ilumina por una de sus caras y luego las cargas que se generan son migradas hacia la cara contraria. La zona muerta en la parte trasera de la CCD estaba compuesta por tres capas: una capa de aproximadamente 20 nm de ITO, una de ~ 38 nm de dióxido de circonio (ZrO_2) y una última de ~ 100 nm de dióxido de silicio (SiO_2). El detector estaba dividido en cuatro cuadrantes con un amplificador en cada esquina, permitiendo la lectura en simultaneo de los cuatro. Cada uno consistía de 443 filas y 2063 columnas. La dimensión de cada uno de los píxeles era de $(15 \times 15) \mu m^2$ y el espesor total del silicio era de 200 μm . El ruido de lectura al medir con una sola muestra por píxel era de $3,5 e^- rms/pix$.

Fuente de ^{55}Fe

Para realizar las mediciones colocamos una fuente de ^{55}Fe (Fig. 4.1) enfrentada al CCD a unos 40 mm. El ^{55}Fe decae a ^{55}Mn por captura electrónica como se esquematiza en la Fig. 4.2. Durante este proceso, la energía se libera principalmente de dos formas: mediante la emisión de electrones *Auger* con energías de entre 5 y 6,5 keV y una probabilidad del 60 %, y mediante rayos X tanto del tipo K_α como K_β . En la Tabla 4.1 se muestran las energías junto con las probabilidades de emisión de las principales líneas de interés para este trabajo.

La fuente de ^{55}Fe utilizada era electrodepositada, de aproximadamente 5 mm de diámetro y con una actividad de $\sim 0,1 \mu Ci$. Para evitar que los electrones *Auger* llegasen al detector, colocamos sobre la fuente una lámina de *Mylar* de 20 μm que detenía a los electrones con



Figura 4.1: Imagen de la fuente de ^{55}Fe utilizada.

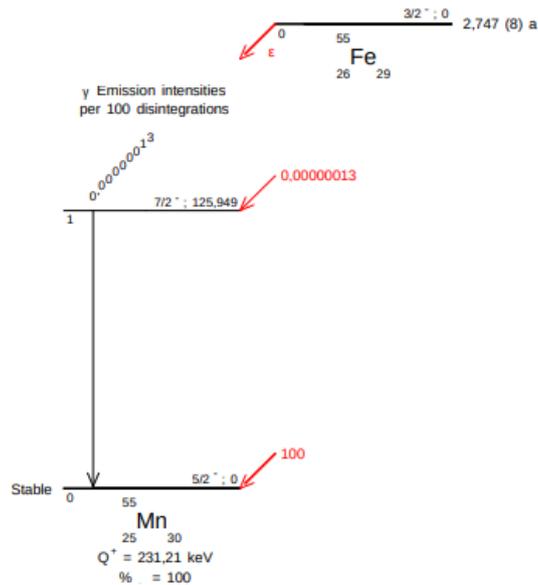


Figura 4.2: Esquema de decaimiento del ^{55}Fe a ^{55}Mn [18]

energías del orden de los keV y tenía una probabilidad despreciable de producir *scattering Compton* en los rayos X.

4.2 Mediciones

En la Fig. 4.3 se muestra un esquema de la ubicación de la fuente de ^{55}Fe respecto del detector. Dos elementos a destacar de este esquema son la caja de Cu que cubre al detector (Fig. 4.4) y las láminas del mismo material que cubren los extremos del CCD de los rayos X (4.5). La

X_k	Energía (eV)	Intensidad
α_2	5887,65	8,5
α_1	5898,75	16,9
β_3	6490,45	3,4

Tabla 4.1: Energías e intensidades de los rayos X del ^{55}Fe de interés para este trabajo [19]

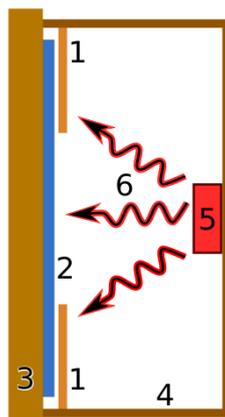


Figura 4.3: Vista desde arriba del CCD con la fuente de ^{55}Fe . 1-Láminas de Cu para cubrir al silicio de los rayos X mientras se lee. 2-CCD. 3-Dedo frío. 4-Caja de Cu fría para reducir el *background*. 5-Fuente de ^{55}Fe . 6-Rayos X.

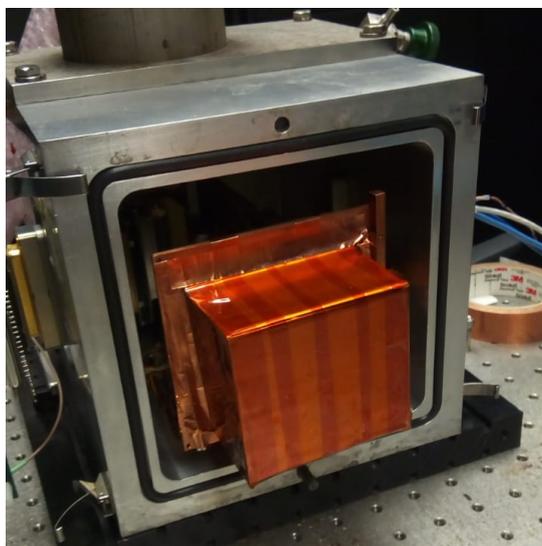


Figura 4.4: Caja de cobre que colocamos en contacto térmico con el dedo frío del *setup* para reducir el *background* proveniente de la radiación de cuerpo negro del *Dewar*

caja de Cu estaba en contacto térmico con el dedo frío, por lo que se encontraba a la misma temperatura que el CCD, a diferencia del *Dewar* que se encontraba a temperatura ambiente. La colocación de la caja de Cu fue, por lo tanto, fundamental para reducir el *background* de fotones infrarrojos provenientes de la radiación de cuerpo negro del *Dewar* ya que colocar un filtro infrarrojo delante del CCD no era una opción dado que hubiese interferido con el trayecto de los rayos X haciéndolos perder parte de su energía.

Para reducir el eventual impacto de la corriente oscura y de posibles derivas en la ganancia, limitamos el tiempo de exposición y de lectura midiendo simultáneamente por los cuatro amplificadores del CCD y restringiendo la medición a 50 filas por cuadrante. Cada fila conteniendo 500 píxeles (7 de *prescan*, 443 de área activa y 50 de *overscan*) con 300 muestras por píxel. Esto



Figura 4.5: Vista frontal del CCD. Se colocaron laminas de cobre a ambos lados del detector para evitar que los rayos X de la fuente de ^{55}Fe sigan impactando en el silicio una vez terminado el tiempo de exposición

corresponde a un tiempo de lectura de aproximadamente 10 minutos por imagen. Luego de la lectura, las 300 muestras por píxel fueron promediadas y los píxeles vacíos del *overscan* fueron utilizados para calcular y remover el *baseline* de cada fila como se explicó en la sección 2.3. La imagen resultante contenía 443×50 píxeles por cuadrante y la carga quedaba medida en ADUs que fueron luego convertidas a electrones mediante la calibración autoconsistente descrita en el capítulo 3. Luego de cada ciclo de exposición-lectura, toda la carga extra colectada durante este tiempo era removida en un proceso de limpieza que tomaba unos segundos.

Debido a que la tasa de rayos X que llegaban al CCD era bastante alto, cubrimos la mitad de cada cuadrante con una lamina de Cu, del lado de los amplificadores (Fig. 4.5). De esta forma, en cada medición, expusimos la parte descubierta del CCD a los rayos X y luego, la carga colectada fue movida rápidamente debajo de las láminas de Cu, en una zona donde el silicio estaba protegido de los rayos X que seguía emitiendo la fuente mientras los píxeles aguardaban a ser leídos.

4.3 Análisis de datos y resultados

Reconstrucción de eventos

Las imágenes generadas usando el procedimiento descrito previamente contienen eventos de ionización producidos por los rayos X de la fuente de ^{55}Fe y otra radiación del ambiente. En la Fig. 4.6 se muestra un ejemplo de una porción de las imágenes que se obtuvieron. Como el

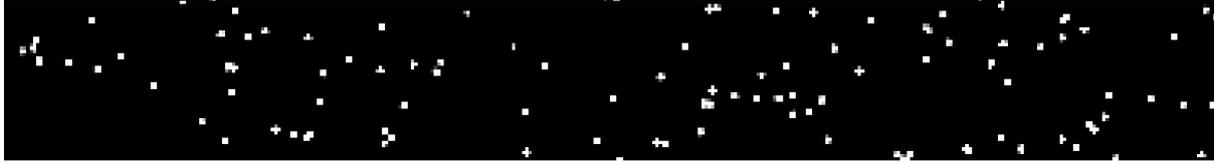


Figura 4.6: Ejemplo de una medición tras exponer el CCD a la fuente de ^{55}Fe .

CCD que utilizamos era *back-illuminated*, es decir que se lo ilumina por la cara contraria a la que posteriormente se migraría la carga generada, la mayor parte de las interacciones ocurrieron en los primeros $30\ \mu\text{m}$ de la parte trasera del detector. Esto significa que durante el proceso de colección, la carga debía recorrer un camino mayor al que recorrería si el CCD fuese *front-illuminated* (es decir que se lo ilumina por la misma cara a la que se migrará la carga que se genere). Cuando la carga se transporta desde el *bulk* del Si hasta la superficie del detector, se difunde desde el píxel en el que se generó hacia los píxeles vecinos, como se muestra en el esquema de la Fig. 4.7. La forma en la que se difunde la carga al llegar a la superficie sigue a la de una distribución gaussiana en 2D [20], donde el valor de la varianza σ_{xy}^2 depende de la profundidad z a la cual se haya generado la carga dentro del Silicio y es de la forma [21]:

$$\sigma_{xy}^2 = -A \ln |1 - bz|$$

donde A y b dependen del detector. Esto significa que en nuestro caso, al estar utilizando un CCD *back-illuminated*, el tamaño de los *clusters* va a ser mayor al que se obtendría con uno *front-illuminated*.

Ahora la carga producida por un único evento quedó distribuida en varios píxeles que son vecinos entre sí. Para reconstruir los eventos utilizamos un algoritmo que agrupaba a aquellos píxeles vecinos que no estuviesen vacíos en un único *cluster*, considerándolos parte del mismo evento. Esto es particularmente fácil en el caso de un *Skipper-CCD* porque el bajo ruido de lectura facilita la determinación de aquellos píxeles que estén vacíos con mayor precisión y por lo tanto vuelve más fácil la identificación del borde de los *clusters*.

Vale destacar que los *Skipper-CCD* permiten determinar la carga de *clusters* de distintos tamaños con un error despreciable en el número de electrones producido por cada evento. Con un ruido de lectura de $0,2\ e^-$, los límites de cada *cluster* pueden ser determinados con una probabilidad de error en la clasificación de tan sólo $p = 0,0062$ por píxel externo al *cluster*. Considerando que el tamaño medio de los *clusters* es ~ 12 , como se verá a continuación, el número de electrones que se pierden por *cluster* a causa de esto van a ser, en promedio, $12 \cdot 0,0062 = 0,074$. Dada la precisión que tiene este método de determinar los bordes de los *clusters* resulta muy

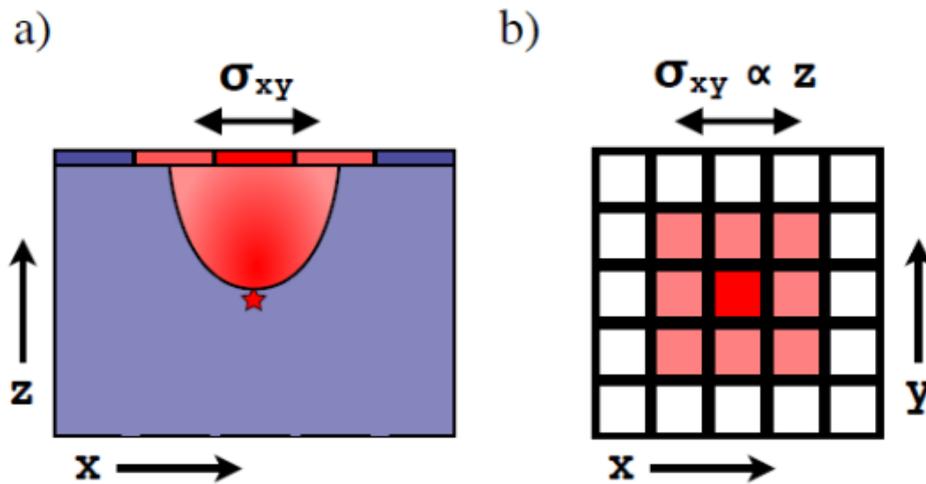


Figura 4.7: a) Esquema de la sección transversal de un CCD representando como se difunde la carga al ser migrada desde el *bulk* del Si hacia la superficie del detector. b) Distribución de la carga sobre la superficie del detector. Durante el proceso de colección, la carga que se generó en un píxel se difunde hacia los vecinos formando los denominados *clusters*.

sencillo identificar fenómenos de ineficiencia de transferencia de carga (CTI, por sus siglas en inglés) ya que aquellos *clusters* que se vean afectados por este fenómeno tendrán una "estrella" de píxeles con cargas sobre la columna en la que se haya dado la ineficiencia a la hora de transferir la carga.

En la Fig. 4.8 se muestra el espectro de eventos obtenidos para un rango de energías mayor al de los rayos X producidos por el ^{55}Fe . Además de los picos correspondientes a los 5,9 keV y 6,5 keV del ^{55}Fe se ven otros picos que son múltiplos de los dos primeros. Estos nuevos picos corresponden a dos o más *clusters* que se encontraban muy cerca en la superficie del silicio y que el programa identificó como un único *cluster* de mayor energía. Como se ve en el gráfico, el número de veces que esto ocurre no es despreciable. Si bien esto no tiene ningún efecto sobre los resultados, sí implica la pérdida de estadística, porque los *clusters* que se mezclan no son tenidos en cuenta y da una noción de la alta tasa de rayos X que llegan al CCD y de la importancia que tiene idear un protocolo de medición que sea capaz de leer lo suficientemente rápido para evitar que el área activa del detector esté expuesta a la fuente durante mucho tiempo.

Cortes de calidad

Como vimos en la sección anterior, la distribución espacial de los *cluster* al llegar a la superficie del detector debe ser la de una gaussiana 2D con varianza σ_{xy}^2 tanto en x como en y. Dado que la varianza es la misma en ambas direcciones, es importante descartar todos aquellos *clusters* que no sean relativamente circulares ya que estos pueden provenir de la superposición de dos

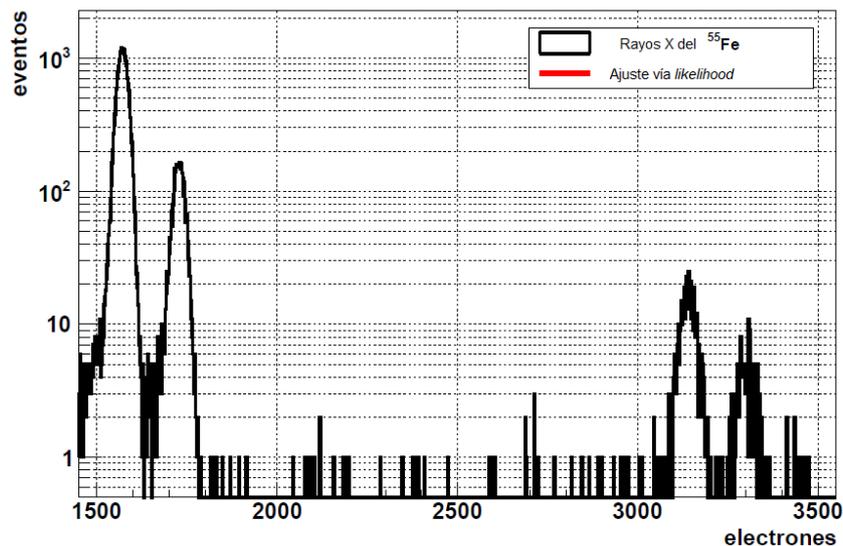


Figura 4.8: Número de eventos en función del número de electrones que lo conforman. Se observan picos correspondientes a *clusters* conformados por la superposición de dos eventos.

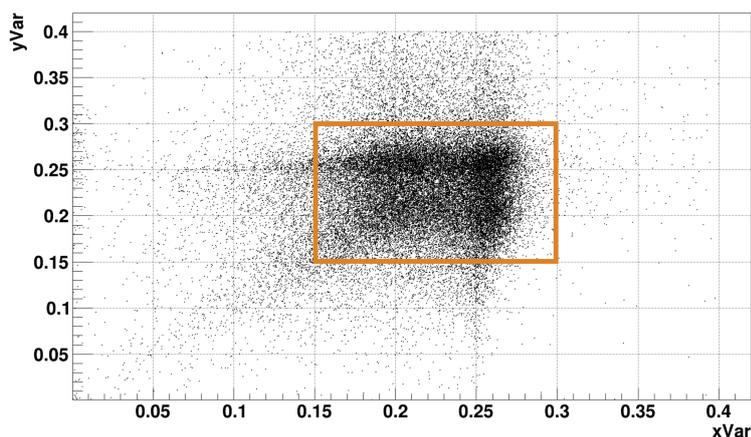


Figura 4.9: Varianza de los eventos en el eje y vs en el eje x . Los eventos que se tuvieron en cuenta fueron aquellos que se encuentran dentro del recuadro naranja.

eventos distintos, de la superposición entre un evento y la traza de un muón o de cualquier otro efecto que no nos es de interés. En la Fig. 4.9 se muestran los valores de la varianza en y en función de la varianza en x , todos aquellos *clusters* que tuviesen una varianza tanto en x como en y mayor que 0,30 o menor que 0,15 fueron descartados, quedándonos así solamente con *clusters* circulares.

Para descartar eventos producidos por efecto *Compton* en el *bulk* del CCD por radiación ambiental de alta energía, se colocaron cortes al tamaño de los *clusters*. De esta forma, los eventos seleccionados son aquellos que se produjeron en los primeros 30 μm de la parte trasera del CCD. La distribución del tamaño de los *clusters* se muestra en la Fig. 4.10 y tiene un valor medio de $(12,4 \pm 2,7)$ píxeles. También se muestra la varianza espacial del *cluster*, calculada

como la suma de las varianzas en x e y , en función del número de electrones que contiene (imagen superior). Las dos aglomeraciones de puntos corresponden a los dos picos del ^{55}Fe . En la parte inferior de la Fig. 4.10 se muestra el número de electrones en los píxeles en función del número de medición. Nuevamente las dos franjas corresponden a cada pico del ^{55}Fe y se observa una uniformidad temporal, es decir, que el número de electrones no depende del momento en el que se realizó la medición.

Ruido de lectura

Conociendo el ruido de lectura que se tiene en un píxel y el tamaño de los *clusters* con los que estamos trabajando podemos calcular el ruido de lectura medio de los *clusters* utilizando que:

$$\text{Var}\left(\sum_i x_i\right) = \sum_i \text{Var}(x_i)$$

en nuestro caso:

$$\sigma_C^2 = \sum_i^n \sigma_p^2$$

donde σ_C es el ruido de lectura del *cluster*, σ_p es el ruido de lectura de un píxel y n es el número de píxeles en el *cluster*. Como σ_p es el mismo para todos los píxeles

$$\sum_i^n \sigma_p^2 = n\sigma_p^2$$

Todo esto resulta en:

$$\langle \sigma_C \rangle = \sqrt{\langle n \rangle} \sigma_p$$

Como ya vimos, $\sigma_p = 0,2 e^-$ y $\langle n \rangle = 12,4$. Por lo que el ruido de lectura medio de un *cluster* es $\langle \sigma_C \rangle = 0,7 e^-$, menor a un electrón.

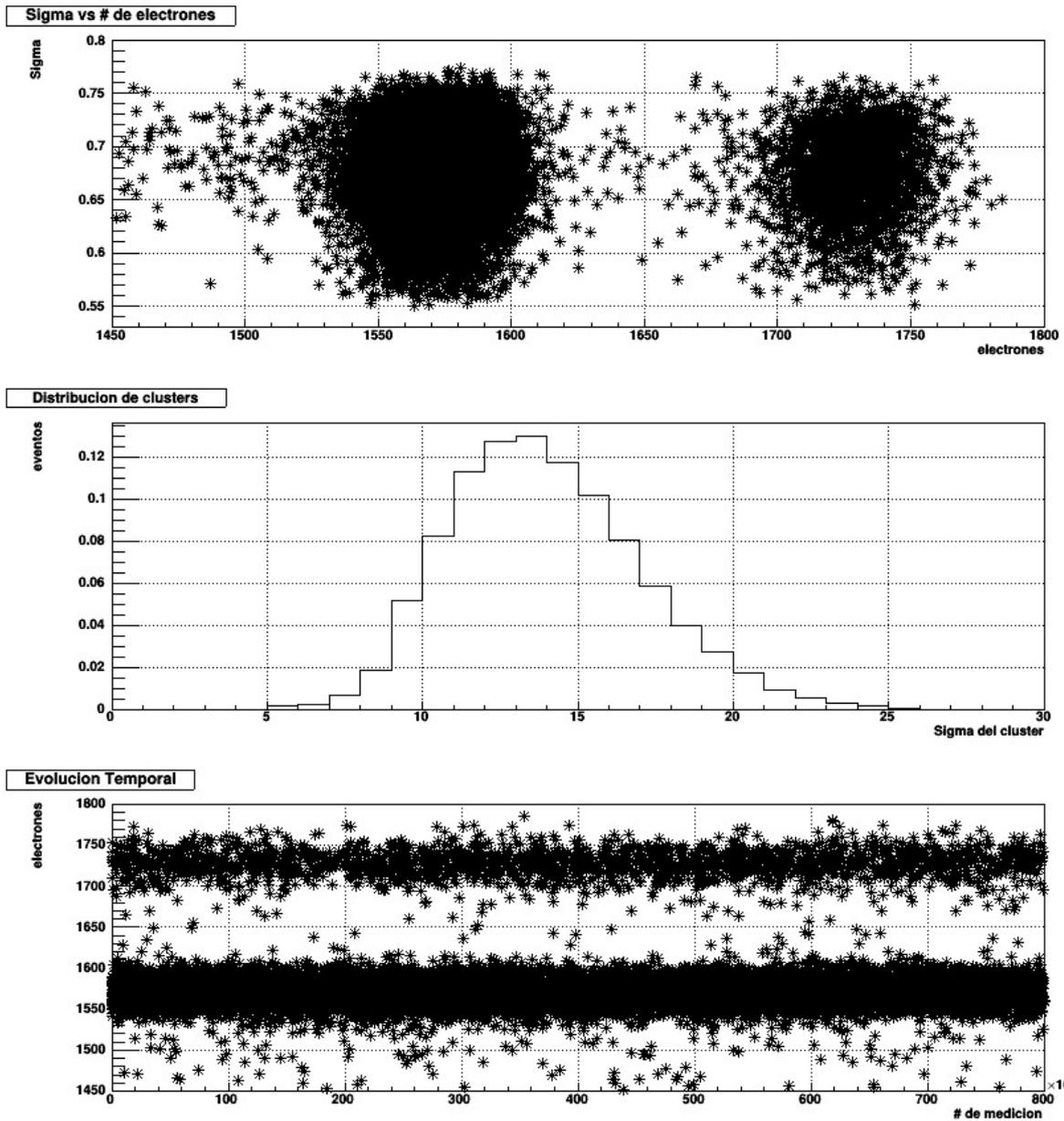


Figura 4.10: En la imagen superior se muestra la varianza espacial de los *clusters* en función del número de electrones. En la imagen central se muestra la distribución del tamaño de los *clusters* y en la inferior se muestra el número de electrones por *cluster* en función del número de medición.

Corriente oscura

Los píxeles pueden coleccionar carga generada por las agitaciones térmicas de la red del Silicio. A estas cargas se las denomina corriente oscura (DC, del inglés *Dark Current*), que aumenta con la temperatura del sistema y el tiempo de exposición. Para calcularla realizamos mediciones bajo las mismas condiciones del experimento pero sin la fuente de ^{55}Fe . En este caso, como se leyó todo el área activa del CCD con un número relativamente alto de muestras por píxel, el tiempo total de la medición fue de 8 horas aún cuando el tiempo de exposición fue nulo. Como la DC tiene una distribución poissoniana, se contaron la cantidad de píxeles en el área activa con 0 y 1 electrones. Como el número de píxeles con 0 y 1 electrones es:

$$N \cdot P(0) = Ne^{-\mu} \quad \text{y} \quad N \cdot P(1) = Ne^{-\mu}\mu$$

respectivamente, donde N es el número total de píxeles en el CCD, el ratio entre estos dos valores va a ser:

$$\frac{P(1)}{P(0)} = \mu$$

que corresponde, justamente, al número medio de electrones que se generan en todo el CCD durante el tiempo de exposición. Como por convención la corriente oscura se indica en unidades de $e^-/\text{pix}/s$ es necesario dividir por el número total de píxeles en el CCD y dividir por el factor necesario para convertir el tiempo de exposición en segundos. Si bien el tiempo de exposición fue nulo, como el proceso de lectura es secuencial, y la medición duró 8 horas, el último píxel de la imagen estuvo expuesto 8 horas. Mientras tanto, el primero no tuvo tiempo de exposición, por lo tanto, sale de hacer una suma de Gauss que el tiempo medio de exposición de los píxeles fue de cuatro horas. Esto se traduce en que el factor por el que hay que dividir es 14400.

El valor final que se obtuvo para la DC fue $10^{-5} \frac{e^-}{\text{pix}.s}$. Como nuestras mediciones fueron de 10 minutos, el número medio de electrones que se esperan por píxel durante ese tiempo es 0,006. La probabilidad de que se genere un electrón en un píxel debido a la DC es entonces: $p = e^{-0,006} \cdot 0,006 \sim 0,006$. El número de electrones por *cluster* que se esperan se obtiene de la esperanza de una distribución binomial, $n \cdot p$, donde n es el número de píxeles en el *cluster*. Tomando el tamaño medio de los *clusters*, solo se esperan 0,07 electrones extra por *cluster* debido a la DC durante los diez minutos que tomó cada medición. Es por esto que el efecto de la DC puede ser despreciado.

X_k	μ	$\Delta\mu$	σ	$\Delta\sigma$	F	ΔF	ε_{eh}	$\Delta\varepsilon_{eh}$
α_2	1570,51	0,18	13,68	0,12	0,119	0,002	3,749	0,001
α_1	1573,47	0,18	13,60	0,12	0,119	0,002	3,749	0,001
β_3	1730,50	0,55	14,36	0,13	0,119	0,002	3,751	0,002

Tabla 4.2: Parámetros ajustados al maximizar la verosimilitud dado por la ecuación 4.1. El factor de Fano se calculó como el mismo para los tres picos. ε_{eh} se seteo para que sea el mismo para los picos α .

Ajuste no bineado de ambos picos

Los picos de los rayos X K_α y K_β fueron ajustados usando la verosimilitud dada por la Eq. 4.1. Es el resultado de la convolución de dos distribuciones exponenciales con una gaussiana para cada uno de los tres picos de la tabla 4.1, donde μ_j , σ_j e I_j representan el valor medio, la desviación estándar y la intensidad relativa de cada pico j con energía E_j . λ_1 y λ_2 son los parámetros de las exponenciales, mientras que η_j es el peso relativo entre dichas exponenciales.

$$\mathcal{L}(e|\mu_1, \mu_3, \sigma_1, \lambda_1, \lambda_2, \eta_1 = \eta_2, \eta_3) = \sum_{j=1}^3 I_j \left[\eta_j \frac{\lambda_1}{2} \exp\left[(e - \mu_j)\lambda_1 + \frac{\sigma_j^2 \lambda_1^2}{2}\right] \times \right. \\ \left. \text{Erfc}\left[\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{e - \mu_j}{\sigma_j} + \sigma_j \lambda_1\right)\right] + (1 - \eta_j) \frac{\lambda_2}{2} \exp\left[(e - \mu_j)\lambda_2 + \frac{\sigma_j^2 \lambda_2^2}{2}\right] \times \text{Erfc}\left[\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{e - \mu_j}{\sigma_j} + \sigma_j \lambda_2\right)\right] \right] \quad (4.1)$$

Dado que la diferencia de energía entre los picos K_α es de solo 11,1 eV, se puede asumir el mismo valor de ε_{eh} y F para ambos. Por lo tanto, definimos $\mu_2 = \mu_1 \times E_2/E_1$ y $\sigma_2 = \sigma_1 \times E_2/E_1$. En el caso del pico K_β , también asumimos el mismo valor de F , pero dejamos libre el valor de ε_{eh} . Estas condiciones se cumplen si dejamos μ_3 como un parámetro libre y fijamos $\sigma_3 = \sigma_1 \times \mu_3/\mu_1$.

En la Fig. 4.11 se muestra el ajuste no bineado vía *likelihood* para los picos de rayos X sobre un total de 18085 eventos que quedaron tras aplicar los cortes de calidad. Los parámetros relevantes del ajuste y los valores para ε_{eh} y F se encuentran en la tabla 4.2.

Los valores de μ_1 , μ_3 y σ_1 son muy robustos ante cambios en el rango de energía considerado para el ajuste y por lo tanto, también lo son los valores calculados para ε_{eh} y F . Dichos cambios solo afectan a λ_1 , λ_2 y η_j , que básicamente cumplen con la función de modelar un fenómeno que se explicará en la siguiente sección (la cola de la izquierda de los picos en la Fig. 4.11). Estos resultados fueron enviados para su publicación en la revista *Nuclear Instrument and*

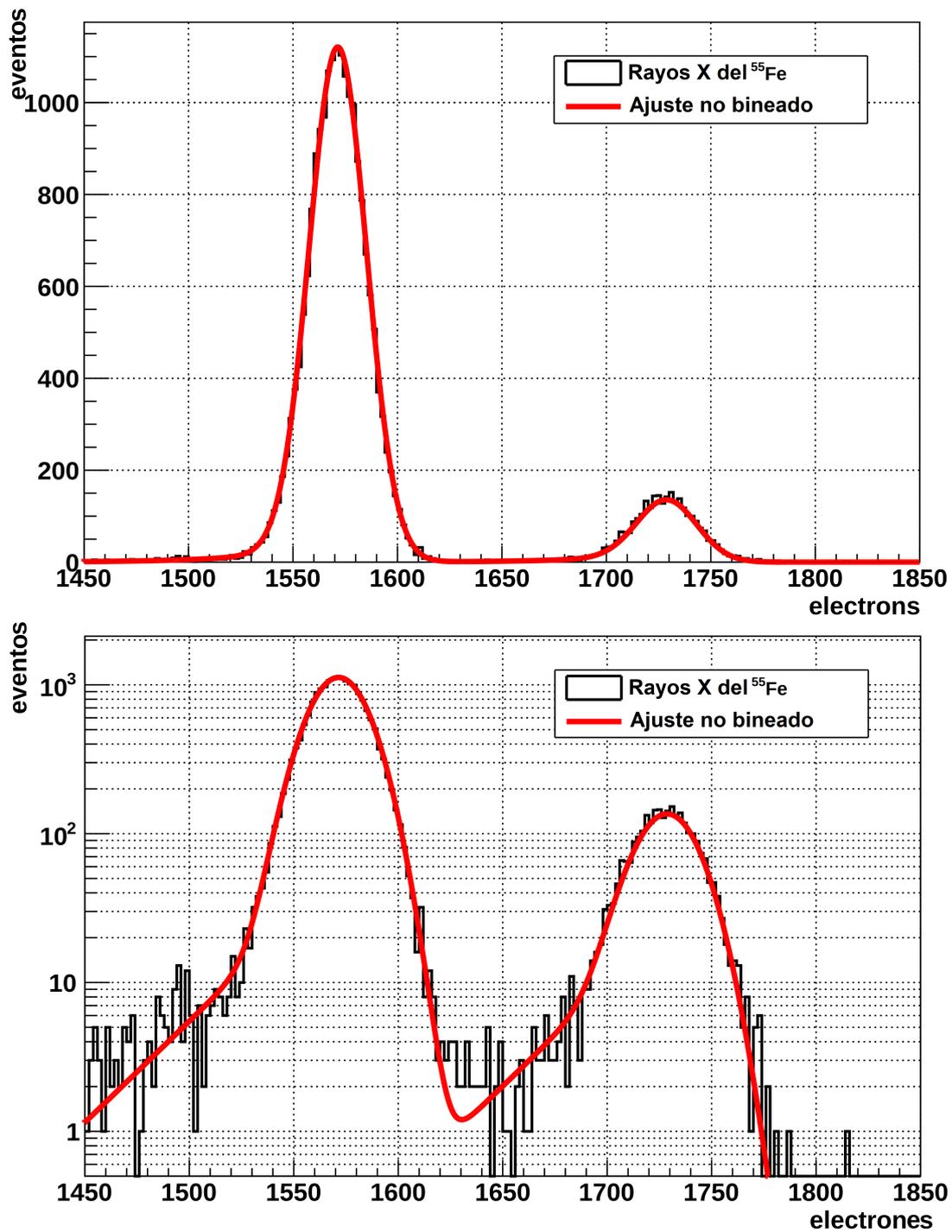


Figura 4.11: Picos de los rayos X del ⁵⁵Fe en 5,9 keV y 6,5 keV. La línea roja corresponde al ajuste no binned de ambos picos.

F	ϵ_{e-h} (eV)	Temperatura (K)	Rango de Energía (keV)	Referencia
0,118	3,75	110	5,9	[22]
0,117		180	5,9	[23]
0,14 - 0,16	3,67	180	2 - 3,7	[24]
0,128		130	5 - 8	[25]

Tabla 4.3: Resultados previos obtenidos en otros trabajos.

Method A [26] A modo de comparación, en la tabla 4.3 se muestran los resultados obtenidos con anterioridad en otros trabajos.

4.4 Colección parcial de carga

Las mediciones que resultaron de este trabajo también se utilizaron para estudiar el fenómeno de colección parcial de carga (PCC, por sus siglas en inglés) [27]. En dicho trabajo se desarrolla una forma de determinar, experimentalmente, la eficiencia en la colección de carga que estos sensores tienen en los primeros micrones cercanos a la superficie. Debido a cambios en la concentración de fósforo en el Si, a pesar del campo eléctrico producido por la tensión de sustrato VSUB, hay una probabilidad no nula de que la carga generada por ionización sufra recombinación. Esto es, que vuelva a formar parte de un átomo.

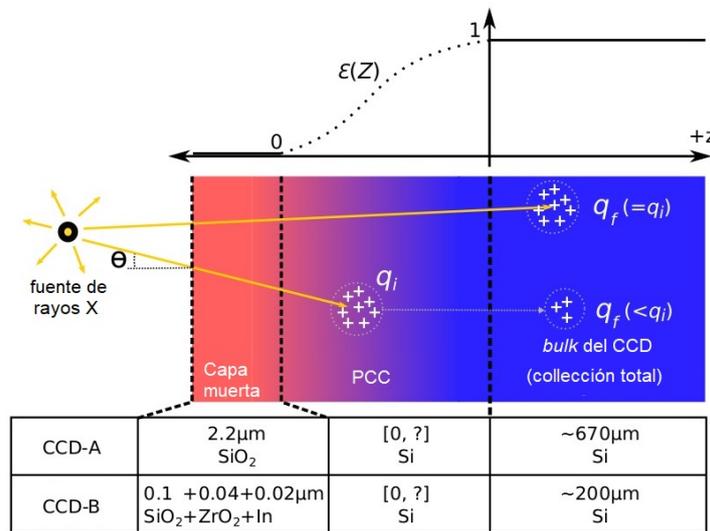


Figura 4.12: Esquema de la iluminación trasera de un CCD. Cuando un fotón penetra en el detector, ioniza una cantidad de carga q_i . Dentro de la región central (PCC), solo se colecta una fracción de carga $\epsilon(z)$ que depende de la distancia que haya penetrado el fotón.

Este efecto resulta en una pérdida de carga generada y por lo tanto, la carga que finalmente es llevada a la superficie resulta ser menor. La baja temperatura de operación, el silicio muy poco dopado y el alto campo eléctrico (~ 350 V/mm) en el *bulk* del CCD, intentan prevenir la

pérdida de carga por efecto de recombinación. Más aún, el ancho total de las capas muertas del CCD utilizado es de $0,2 \mu\text{m}$, mucho menor que la distancia de atenuación de los fotones de $\sim 6 \text{ keV}$ en Si ($\sim 25 \mu\text{m}$). Sin embargo, luego de la realización de esta tesis se logro explicar de forma consistente las colas a la izquierda (ver Fig. 4.11) de los picos de rayos X estudiados mediante un tratamiento estadístico de este mecanismo [28]. En la Fig. 4.12 se muestra un esquema simple de este fenómeno, cuyo tratamiento va mas allá del alcance de esta tesis.

5. Factor de Fano en energías por debajo de 2 keV

En el capítulo anterior se describió la medición del factor de Fano (F) y la energía de creación par electrón-hueco (ϵ_{e-h}) en Si a 123 K a energías de ~ 6 keV. Si bien fue la tecnología *Skipper* la que hizo posible tanto calibrar el detector de forma autoconsistente como obtener el más preciso valor de F y ϵ_{e-h} , estas mediciones ya han sido realizadas con CCDs convencionales para este rango de energía [29]. En este capítulo se mostrarán los resultados de realizar las mismas mediciones pero para energías menores, a saber: 677 eV y los 1486 eV. Las mismas corresponden a los rayos X de fluorescencia emitidos por F y Al respectivamente. A estas energías el ruido de lectura tendría un fuerte efecto sobre el resultado como se describirá a continuación.

5.1 Efecto del ruido a bajas energías

Para energías menores a la correspondiente a los X del ^{55}Fe , resulta imposible medir el factor de Fano con un CCD convencional, al menos de forma directa, debido a que el ruido de lectura del sensor ya no es despreciable respecto al ancho del pico generado en el espectro por los eventos que llegan al detector. Al realizar mediciones, lo que se observa no es la varianza real del pico (σ^2), sino la suma de esta con el ruido de lectura al cuadrado (σ_{RL}^2), es decir:

$$\sigma_{obs}^2 = \sigma^2 + \sigma_{RL}^2$$

Para el caso del ^{55}Fe , vimos que $\sigma \approx 13,6$ y que para un CCD convencional $\sigma_{RL} \approx 2 e^- \text{rms/pix}$, lo que significa que $\sigma_{obs} \approx 13,7 e^- \text{rms}$. Es decir, σ^2 es lo suficientemente mayor a σ_{RL}^2 como para que la diferencia entre σ_{obs}^2 y σ^2 sea despreciable. Repitamos ahora la misma cuenta pero para un rango de energías menor, 400 eV por ejemplo. Recordemos que $\sigma^2 = \mu F$, donde μ es el valor medio de la distribución en electrones. Usando el F y ϵ_{e-h} que se obtuvieron en el capítulo anterior, $\mu = 400 \text{ eV}/\epsilon_{e-h} \approx 106 e^-$. Entonces $\sigma^2 \approx 106 \cdot 0,119 = 12,61$. Esto significa que $\sigma_{obs}^2 \approx 12,61 + 4 = 16,61$, aproximadamente un 33 % mayor que el valor real.

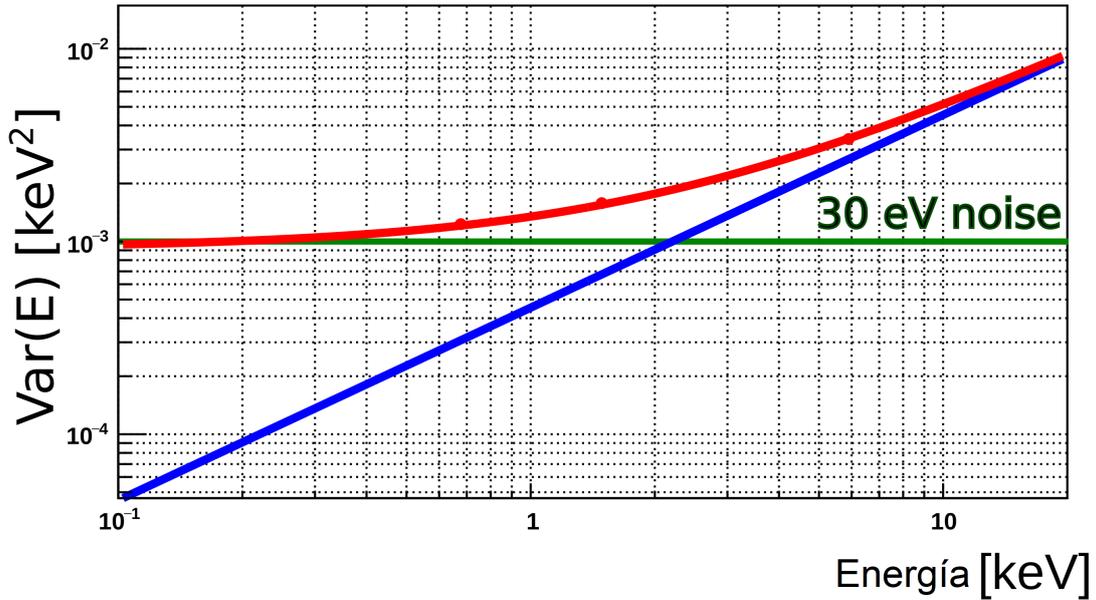


Figura 5.1: Varianza de la energía en función de la energía. En verde se muestra un ruido de lectura constante correspondiente a un CCD convencional. En azul, la curva que se obtendría si el factor de Fano fuese 0,1 independientemente de la energía. En rojo, el resultado que se obtendría al medir el factor de Fano con un CCD convencional que tenga un ruido de 30 keV.

Elemento	Línea	Energía (eV)	Intensidad relativa
F	$K_{\alpha_{1,2}}$	676,8	148
Al	K_{α_2}	1486,3	50
Al	K_{α_1}	1486,7	100
Al	K_{β_1}	1557,4	1

Tabla 5.1: Energías e intensidades de las líneas de emisión de rayos X para el F y Al en el rango de interés.

Es por este motivo que con un CCD convencional resulta imposible medir el factor de Fano en energías de este rango. En la Fig. 5.1 se muestra, a modo de ilustración, σ_{obs}^2 (en rojo), σ^2 (en azul) y σ_{RL} (en verde) en función de la energía bajo la suposición de que F no dependa de la energía.

5.2 Fuente de ^{241}Am y fluorescencia de Al y F

Para estudiar el factor de Fano y la energía de creación par electrón-hueco a energías menores a los 5,9 keV que se obtuvieron con los rayos X emitidos por la fuente de ^{55}Fe , utilizamos los rayos X emitidos mediante fluorescencia del Fluor y el Aluminio. En la tabla 5.1 se muestran las energías y las intensidades relativas para estos dos elementos en el rango de interés. Para el Al tenemos un pico en 1486 eV, mientras que para el F tenemos uno en 677 eV.

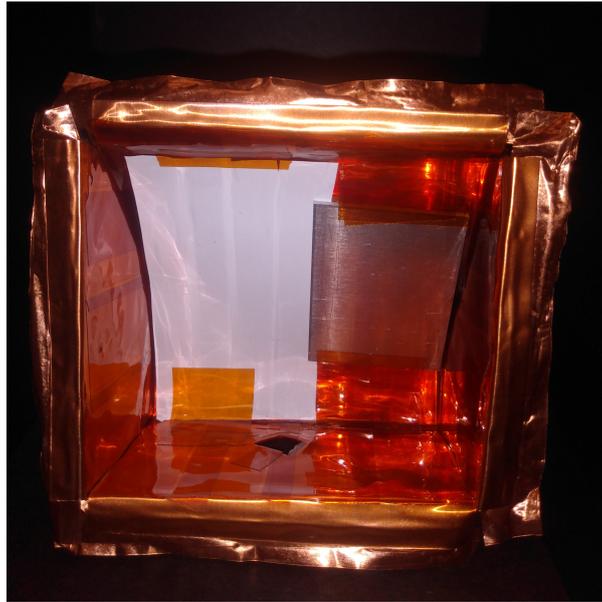


Figura 5.2: Placa de aluminio y cinta Teflón que colocamos enfrentadas al CCD para obtener rayos X del Al y del F de la cinta vía fluorescencia al exponerlos a una fuente de ^{241}Am que emite partículas alfa. El orificio en la parte inferior es por donde ingresan las partículas alfa.

Para obtener los rayos X por fluorescencia del F y Al colocamos dentro de la caja de Cu que cubría al detector un poco de cinta Teflón (que contiene F) y una placa de aluminio. Como se ve en la Fig. 5.2, se colocaron enfrentadas al CCD con un ángulo de inclinación de unos 45° . En la parte inferior de la caja hicimos un orificio por donde pudieran ingresar las partículas alfa que golpearían sobre los materiales y producirían los rayos X. La fuente de ^{241}Am emite partículas alfa con energías de $\sim 5,6$ MeV, y la que usamos en particular, tiene una actividad de $1 \mu\text{C}$, un diámetro de 5 mm y es electrodepositada. La colocamos debajo de la caja de Cu del lado de afuera. Para evitar que las partículas alfa llegasen al detector colocamos una pequeña barrera de Cu entre el orificio y el CCD. De esta forma, evitamos además que los fotones gamma de 59 keV característicos de la fuente incidiesen sobre la superficie del CCD ya que la fuente no tenía "visión directa" de la superficie del detector. Así es que esperamos que los eventos que llegan a la superficie del sensor correspondan esencialmente a los rayos X emitidos por el F y el Al.

5.3 Mediciones

Como ahora estamos trabajando con fluorescencia del aluminio y flúor, la tasa de eventos en este caso fue considerablemente menor al obtenido con la fuente de ^{55}Fe , ya que solo una fracción de los átomos que resultaron excitados por el choque de una partícula alfa se desexcitan emitiendo fotones X de la energía de interés. Además, la emisión de la fuente de ^{55}Fe provenía

Elemento	Porcentaje
H	2,6 %
C	69,1 %
N	7,3 %
O	20,9 %

Tabla 5.2: Composición del *Kapton* [30]

de un área de 5 mm de diámetro, mientras que en este caso la emisión provenía de una región mucho más amplia, por lo que el ángulo sólido subtendido por la fuente es menor. Esto se traduce en que la cantidad de rayos X que llegaban al detector resulta en una pequeña fracción de los que efectivamente emitía el material al desexcitarse. Por este motivo, las mediciones se realizaron exponiendo el detector durante veinte minutos antes de empezar a medir. A su vez, dado el bajo *rate* de eventos, no fue necesario esconder rápidamente el área activa del detector debajo de las pestañas de cobre como se había hecho previamente.

5.4 Fondo producido por fluorescencia

Así como el Teflón formado por F y el Al fluorescen luego de ser golpeados por las partículas alfa, también lo hacen los materiales que forman la estructura en la que se encuentran. Si bien la caja es de Cu, el mismo fue recubierto con *Kapton*, cuya composición se encuentra detallada en la tabla 5.2. Como resultado, muchos fotones son emitidos desde estos materiales durante la exposición. Esto produce un *background* indeseado en las mediciones.

Los rayos X producidos mediante fluorescencia por los elementos que componen al *Kapton*, o bien eventualmente, fluorescencia de las moléculas que lo componen, son menos energéticos que lo producidos por el F y Al. Por lo tanto, estos fotones extra pueden terminar sumando carga a un *cluster* genuino producido por un fotón X de interés, ya sea superponiéndose con una píxel que tenía carga o adosándose al *cluster* cambiando su tamaño y carga. Debido a esta componente el valor medio de la carga en los picos se vería aumentado y, por lo tanto, también el factor de Fano. Así es que nuevamente se recurre a cortes de calidad que permitan asegurar que los *cluster* corresponden a los rayos X en estudio.

5.5 Análisis de datos y resultados

El procedimiento que utilizamos para analizar los resultados fue el mismo que utilizamos a energías mayores. Sabiendo los valores de energía de los rayos X emitidos por el F y el Al

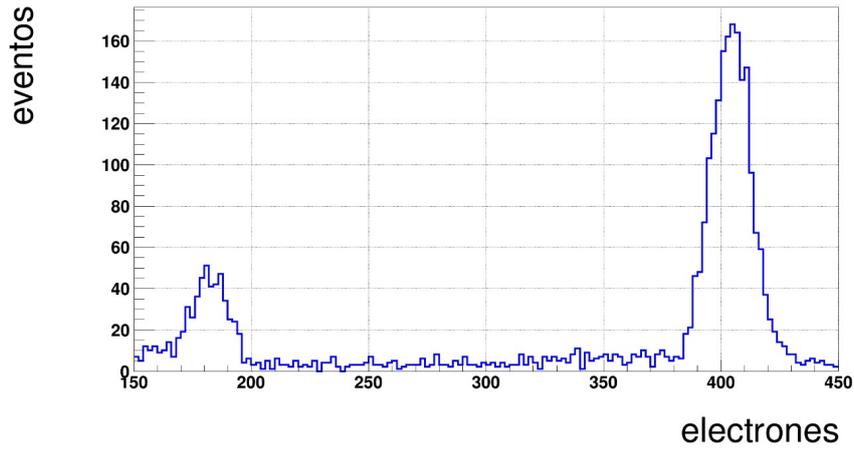


Figura 5.3: Picos de los rayos X del F y Al obtenidos mediante fluorescencia.

(Tabla 5.1) construimos histogramas del número de eventos en función de la energía para ambos elementos. En la Fig. 5.3 se muestra el espectro total obtenido. En la Fig. 5.4 se muestra el pico asociado al Al con su respectivo ajuste, mientras que en la Fig. 5.6 se muestra lo mismo pero para el F. El ajuste que realizamos en ambos casos se obtuvo maximizando la correspondiente verosimilitud, conformada de forma similar a como se hizo con el ^{55}Fe , por la convolución de una gaussiana con dos exponenciales (Eq. 5.1), para dar cuenta del exceso de eventos que se encuentra a la izquierda del pico por efecto de la PCC (sección 4.4). En este caso, realizar un ajuste no bineado que no dependa de cómo se distribuyen los eventos en el histograma resultó más importante que en el caso del ^{55}Fe ya que, al ser menor la tasa de rayos X que llegan al detector, el número total de eventos que obtuvimos fue también menor, teniendo esto como consecuencia que los resultados se viesen mucho más afectados por cambios en el bineado del histograma.

$$\begin{aligned} \mathcal{L}(e|\mu, \sigma, \lambda_1, \lambda_2, \eta) = & \eta \left[\frac{\lambda_1}{2} \exp[(e - \mu)\lambda_1 + \frac{\sigma^2 \lambda_1^2}{2}] \times \text{Erfc} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{e - \mu}{\sigma} + \sigma \lambda_1 \right) \right] \right] \\ & + (1 - \eta) \left[\frac{\lambda_2}{2} \exp[(e - \mu)\lambda_2 + \frac{\sigma^2 \lambda_2^2}{2}] \times \text{Erfc} \left[\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{e - \mu}{\sigma} + \sigma \lambda_2 \right) \right] \right] \end{aligned} \quad (5.1)$$

Nuevamente, para descartar cualquier evento que no proviniese puramente de los rayos X que nos propusimos estudiar, aplicamos cortes de calidad en la varianza de los *clusters*, tanto en x como en y , y en el tamaño de los mismos (Fig. 5.5 y 5.7), al igual que se hizo con los rayos X del ^{55}Fe . Comparando el tamaño medio de los *clusters* generados por los rayos X emitidos por los tres elementos utilizados vemos que este decrece al mismo tiempo que lo hace la energía de los rayos X. Esto, en principio, es inconsistente con el modelo de difusión de la carga comentado en el capítulo 4, ya que, a menor energía del rayo X que incide sobre el detector, menor es

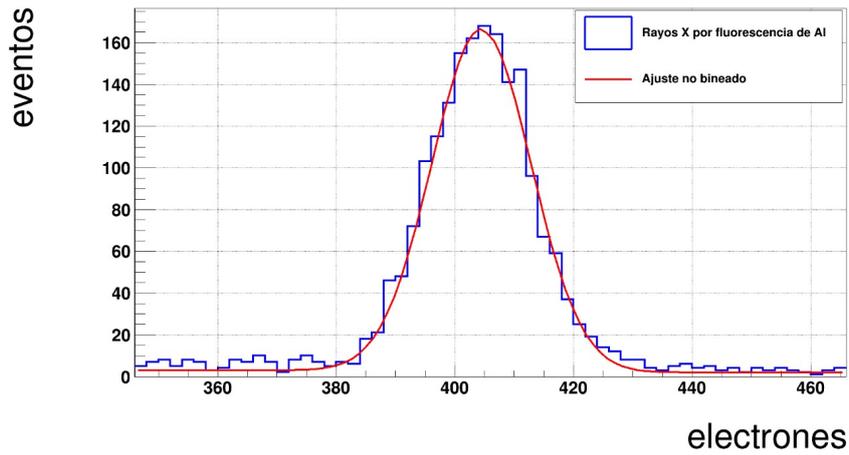


Figura 5.4: Pico del Al con su respectivo ajuste en escala lineal y logarítmica.

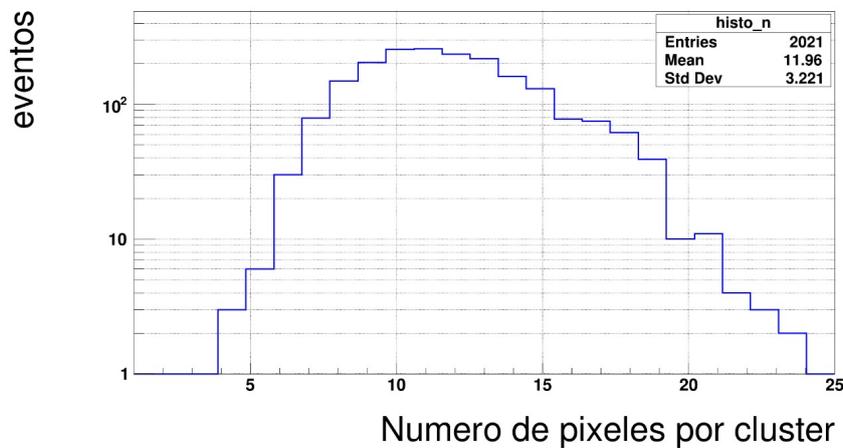


Figura 5.5: Distribución del tamaño de los *clusters* para el pico de Al.

el trayecto que recorre dentro del silicio antes de ionizar carga, por lo que va a recorrer más camino durante el proceso de colección hacia la superficie, lo que llevaría a *clusters* de mayor tamaño por difusión. Sin embargo, hay que tener en cuenta que ese modelo fue desarrollado para CCD mas gruesos ($675 \mu\text{m}$) mientras que este es de tan solo 200μ . Por otro lado, el mismo depende de la tensión de VSUB aplicada que no fue exactamente la misma en estas mediciones. Cabe mencionar además que es esperable que, mientras más grande sea el número de electrones que se ionizan, mayor sea la difusión de la carga por repulsión coulombiana. Como los rayos X más energéticos ionizan más carga (~ 1570) que los de Al (~ 400) y los de F (~ 180), el tamaño medio de los *clusters* disminuye a medida que disminuye la energía de los fotones que los generan.

En la Tabla 5.3 se muestran los parámetros obtenidos mediante los ajustes, tanto para el F como para el Al, junto con el factor de Fano $F = \frac{\sigma^2}{\mu}$ y la energía necesaria para crear un par electrón-hueco en el silicio ϵ_{e-h} que calculamos como la energía de la línea de emisión del rayo X que se estaba observando, obtenida de la Tabla 5.1, dividido el parámetro μ obtenido del

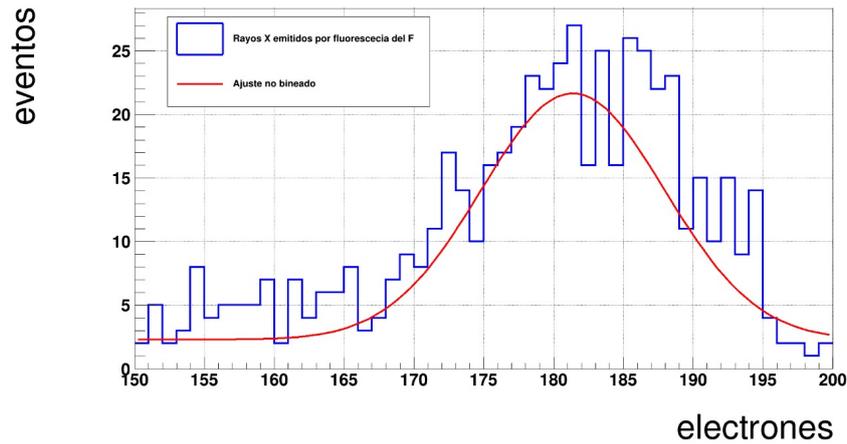


Figura 5.6: Pico del F con su respectivo ajuste.

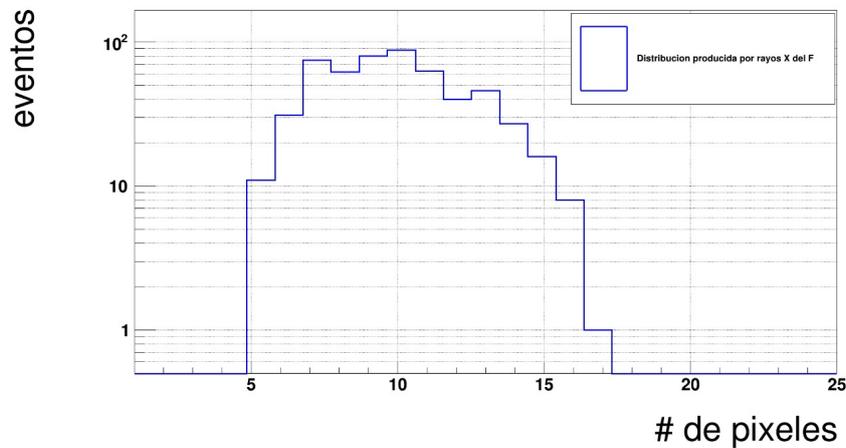


Figura 5.7: Distribución del tamaño de los *clusters* para el pico de F

ajuste, que representa el número medio de electrones producidos por el evento. Comparando estos resultados con los obtenidos a 5,9 keV vemos que, si bien ambos son menores al valor obtenido a 5,9 keV, no notamos una tendencia clara de ϵ_{e-h} ya que para el pico del F es mayor que para el del Al. Por su parte, el factor de Fano aumenta a medida que el rango de energía que observamos es menor. Esto se puede deber a que, si bien el *Skipper-CCD* reduce lo suficientemente el ruido de lectura como para obtener resultados que con un CCD convencional no se podrían, sigue existiendo alguna componente de ruido que a energías mayores es despreciable y a medida que empiezan a disminuir se vuelve considerable. Por otro lado, no existe ningún motivo por el cual el factor de Fano no pueda depender de la energía de los eventos, así que es completamente viable que estos resultados no se deban a una componente de ruido que se vuelve considerable a bajas energías, sino que efectivamente el factor de Fano disminuya para eventos con energías del orden de 1 keV.

En la Fig. 5.8 se insertaron los resultados obtenidos en un gráfico como el que se muestra en la Fig. 5.1 para compararlos con los resultados que se obtienen con un CCD convencional

Elemento	$\mu(e^-)$	$\Delta\mu(e^-)$	$\sigma(e^-)$	$\Delta\sigma(e^-)$	F	ΔF	$\epsilon_{e-h}(\frac{eV}{e^-})$	$\Delta\epsilon_{e-h}(\frac{eV}{e^-})$
Al	404,4	0,4	8,3	0,3	0,17	0,01	3,679	0,004
F	182,0	0,8	7,0	0,7	0,27	0,05	3,72	0,02

Tabla 5.3: Parámetros obtenidos de los ajustes junto con el factor de Fano y energía de creación par e-h calculados.

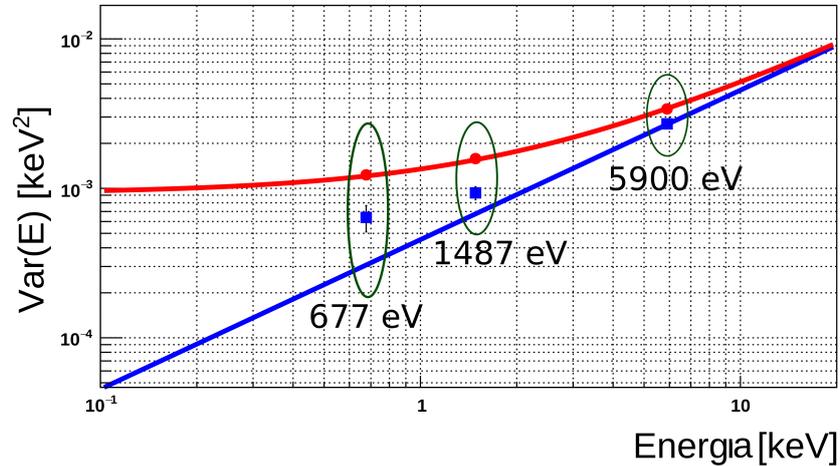


Figura 5.8: En rojo se muestran los resultados que se obtienen al medir el factor de Fano con un CCD convencional. La línea azul muestra la varianza de la energía en función de la energía en caso de que el factor de Fano no dependa de la misma. Los puntos azules son nuestros resultados.

(en rojo) y con los resultados que se obtendrían si el factor de Fano fuese independiente de la energía y las mediciones se realizasen sin ningún tipo de ruido de lectura (línea azul). Efectivamente, este resultado es menor que el que se obtiene con un CCD convencional, debido a que con el *Skipper*-CCD se minimiza la contribución del ruido de lectura a la varianza, mientras que es mayor a los resultados esperados en caso de que el factor de Fano sea constante y la única contribución a la varianza medida sea la de la distribución. Esto es lo que lleva a pensar, justamente, que o existe una contribución extra a la varianza que no se está tomando en cuenta o el factor de Fano aumenta a medida que la energía disminuye.

6. Conclusiones

Esta tesis trató sobre la medición del factor de Fano y la energía de creación de un par electrón-hueco en Si, utilizando la tecnología *Skipper*. Esta permitió obtener una calibración absoluta del *Charge Coupled Device* utilizado y con ellos la determinación absoluta del factor de Fano. El trabajo se realizó en el laboratorio de detectores de silicio del *Fermi National Accelerator Laboratory*, en Illinois, EEUU.

En primer lugar, utilizando la tecnología *skipper*, mas precisamente, su capacidad para reducir el ruido de lectura tanto como sea necesario, calibramos un detector CCD de forma absoluta en un rango entre 0 y 1900 electrones. Es decir, obtuvimos una relación uno a uno entre el número de electrones contenidos en un píxel y el valor en ADUs (Unidad Analógica a Digital) correspondiente. La calibración es absoluta por ser autoconsistente, ya que no utilizamos ninguna otra medición ni patrón para convertir unas unidades en otras, como se hace, por ejemplo, cuando se calibran detectores CCD convencionales utilizando rayos X del ^{55}Fe . Vale destacar que esta calibración fue posible en un amplio rango dinámico que va desde 0 a 1900 electrones. Hacerlo incluso a números de ocupación por píxel cercanos a los 2000 electrones es lo que nos permitió trabajar con los rayos X del ^{55}Fe que generan aproximadamente 1570 y 1730 electrones cada uno.

Medimos el factor de Fano en Si a 123 K y 5,9 keV de manera absoluta. El valor que obtuvimos fue $0,119 \pm 0,002$. Vale destacar el carácter absoluto del resultado, algo que pudimos conseguir gracias a la calibración autoconsistente previamente mencionada.

Determinamos la energía de creación par electrón-hueco en Si bajo las mismas condiciones, obteniéndose: $\epsilon_{e-h} = (3,749 \pm 0,001)$ eV. Este resultado constituye la determinación más precisa en Si medida hasta la fecha.

Mostramos que un *Skipper*-CCD es capaz de medir el factor de Fano a bajas energías sin necesidad de aplicar correcciones. Esto es únicamente posible gracias a la tecnología *skipper* y la reducción del ruido de lectura que otorga ya que a energías menores, la dispersión en el número de cargas caracterizada por el factor de Fano se reduce y queda enmascarada por el ruido de

lectura si el detector que se utiliza no es capaz de disminuirlo lo suficiente. Los resultados que obtuvimos fueron $0,17 \pm 0,01$ a 1486 eV y $0,27 \pm 0,05$ a 677 eV. Estos muestran un aumento del factor de Fano a medida que la energía disminuye, algo que dada la baja estadística obtenida en estas últimas mediciones (debido a que la tasa de rayos X que llegaban al detector se redujo al usar rayos X generados por fluorescencia) es necesario continuar estudiando antes de sacar conclusiones.

Queda entonces como trabajo a futuro continuar con las mediciones a energías por debajo de los 2 keV para obtener resultados más concluyentes sobre la dependencia del factor de Fano con la energía en este rango. También será interesante estudiar la dependencia con la temperatura tanto del factor de Fano como de la energía de creación par electrón-hueco.

Referencias

- [1] A. Aguilar-Arevalo, X. Bertou, C. Bonifazi, G. Cancelo, A. Castañeda, B. Cervantes Vergara, C. Chavez, J. C. D’Olivo, J. C. dos Anjos, J. Estrada, and et al., *Exploring low-energy neutrino physics with the coherent neutrino nucleus interaction experiment*, Physical Review D **100** (2019), 10.1103/physrevd.100.092005.
- [2] O. Abramoff, L. Barak, I. M. Bloch, L. Chaplinsky, M. Crisler, Dawa, A. Drlica-Wagner, R. Essig, J. Estrada, E. Etzion, and et al., *Sensei: Direct-detection constraints on sub-GeV dark matter from a shallow underground run using a prototype skipper ccd*, Physical Review Letters **122** (2019), 10.1103/physrevlett.122.161801.
- [3] C.J. Bebek, J.H. Emes, D.E. Groom, S. Haque, S.E. Holland, A. Karcher et al., *CCD development for the Dark Energy Spectroscopic Instrument*, 2015 JINST **10** C05026.
- [4] DES collaboration, B. Flaugher et al., *The Dark Energy Camera*, Astron. J. **150** (2015) 150
- [5] R. D. Ryan, *Precision measurements of the ionization energy and its temperature variation in high purity silicon radiation detectors*, IEEE Transactions on Nuclear Science **20**, 473–480 (1973).
- [6] P. Lechner, R. Hartmann, H. Soltau, and L. Strüder, *Pair creation energy and fano factor of silicon in the energy range of soft x-rays*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **377**, 206 – 208 (1996), proceedings of the Seventh European Symposium on Semiconductor.
- [7] F. Scholze, H. Rabus, and G. Ulm, *Mean energy required to produce an electron-hole pair in silicon for photons of energies between 50 and 1500 ev*, Journal of Applied Physics **84**, 2926–2939 (1998), <https://doi.org/10.1063/1.368398>.
- [8] James R. Janesick. *Scientific Charge-Couple Devices*. Press Monographs. Society of Photo Optical, 2001.

- [9] U. Fano, *Ionization yield of radiations. ii. the fluctuations of the number of ions*, Phys. Rev. **72**, 26–29 (1947).
- [10] L. Barak, I. M. Bloch, M. Cababie, G. Cancelo, L. Chaplinsky, F. Chierchie, M. Crisler, A. Drlica-Wagner, R. Essig, J. Estrada, E. Etzion, G. Fernandez Moroni, D. Gift, S. Munagavalasa, A. Orly, D. Rodrigues, A. Singal, M. Sofo Haro, L. Stefanazzi, J. Tiffenberg, S. Uemura, T. Volansky, T. T. Yu, *Direct-Detection Results on sub-GeV Dark Matter from a New Skipper-CCD* arXiv:2004.11378 (2020).
- [11] Moroni, G. F., Estrada, J., Cancelo, G., Holland, S. E., Paolini, E. E., Diehl, H. T. *Subelectron readout noise in a skipper ccd fabricated on high resistivity silicon*. Experimental Astronomy, **34** (1), 43–64, 2012.
- [12] Chenming Calvin Hu, *Modern Semiconductor Devices for Integrated Circuits*, Ch. 5 2010
- [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] Holland, S., Bebek, C., Kolbe, W., Lee, J. *Physics of fully depleted ccds*. Journal of Instrumentation, **9** (03), C03057, 2014
- [15] J. Tiffenberg, M. Sofo-Haro, A. Drlica-Wagner, R. Essig, Y. Guardincerri, S. Holland, T. Volansky, and T.-T. Yu, *Single-Electron and Single-Photon Sensitivity with a Silicon Skipper CCD*, Phys. Rev. Lett. **119**, 131802 (2017).
- [16] Tesis de Licenciatura de André Donadon Servede. *Determinación del factor de Fano en Si utilizando un detector skipper CCD*. (2019).
- [17] G. M. Bernstein, T. M. C. Abbott, S. Desai, D. Gruen, R. A. Gruendl, M. D. Johnson, H. Lin, F. Menanteau, E. Morganson, E. Neilsen, K. Paech, A. R. Walker, W. Wester, and B. Y. and, *Instrumental response model and detrending for the dark energy camera*, Publications of the Astronomical Society of the Pacific **129**, 114502 (2017).
- [18] <http://www.nucleide.org/>
- [19] J. W. Fowler, B. K. Alpert, D. A. Bennett, W. B. Doriese, J. D. Gard, G. C. Hilton, L. T. Hudson, Y.-I. Joe, K. M. Morgan, G. C. O’Neil, C. D.Reintsema, D. R. Schmidt, D. S. Swetz, C. I. Szabo, and J. N. Ullom, *A reassessment of absolute energies of the x-ray l lines of lanthanide metals*, Metrologia **54**, 494–511 (2017).
- [20] 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)
- [21] S. Holland, D. Groom, N. Palaio, R. Stover, and M. Wei, *IEEE Trans. Electron Devices* **50**, 225 (2003).
- [22] B. Lowe and 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*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **576**, 367 – 370 (2007).
- [23] K. J. McCarthy, A. Owens, A. Holland, A. A. Wells, *Modelling the X-ray response of charge coupled devices Author links open overlay panel*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **362**, 538 (1995).
- [24] A. Owens, G. Fraser, and K. J. McCarthy, *On the experimental determination of the Fano factor in Si at soft X-ray wavelengths*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* **491**, 437 (2002).
- [25] K. Ramanathan et al., *Measurement of low energy ionization signals from Compton scattering in a charge-coupled device dark matter detector*, *Phys. Rev. D* **96**, 042002 (2017)
- [26] D. Rodrigues, K. Andersson, M. Cababie, A. Donadon, G. Cancelo, J. Estrada, G. Fernandez-Moroni, R. Piegaiia, M. Senger, M. Sofo Haro, L. Stefanazzi, J. Tiffenberg, S. Uemura, *Absolute measurement of the Fano factor using a Skipper-CCD*, arXiv:2004.1149 (2020). Actualmente en revisión por la revista Nuclear Instrument and Method A.
- [27] Guillermo Fernandez-Moroni, Kevin Andersson, Ana Botti, Juan Estrada, Dario Rodrigues, and Javier Tiffenberg. *Charge collection efficiency in back-illuminated charge-coupled devices*, arXiv:2007.04201, (2020).
- [28] Rodrigues et al. *On the pdf charge distribution in X-Ray measurements using CCD*. Comunicación interna.
- [29] Kotov, Ivan V., Neal, H., and O’Connor, P. Thu. *Pair creation energy and Fano factor of silicon measured at 185 K using ⁵⁵Fe X-rays*. United States. doi:10.1016/j.nima.2018.06.022.
- [30] <https://physics.nist.gov/>

Agradecimientos

A mis viejos, que no sería nada sin ellos.

A mis abuelas, que están convencidas de que cuando me reciba voy a trabajar en la NASA.

A Luchi, mi tía y Juan, que me bancaron una vez por semana en su casa durante 4 años y medio.

A mis amigas, que siempre están.

A los chicos de la facu, que me adoptaron como parte de su grupo.

A los del colegio, que me ayudaron a despejarme un poco cuando estaba varado en el extranjero.

A los de Fermilab, en especial a Juan.

A Darío, por su infinita paciencia y generosidad, y por estar siempre tan pendiente, tanto acá como allá.