

Puesta en funcionamiento y caracterización de un CCD como detector de partículas, radiación y materia oscura

Di Paolo, Agustín

Experimental IV, Licenciatura en Física, Instituto Balseiro, CNEA-UNCuyo.

Centro Atómico Bariloche, Av. Bustillo 9500, R8402AGP, S. C. de Bariloche, Río Negro, Argentina.

Lugar de Trabajo: Departamento de Física de Neutrones (GIN-GAEN) y Laboratorio de Detección de Partículas y Radiación.

Tutores: Dr. Jerónimo Blostein, Ing. Miguel Sofo Haro.

(Dated: Junio 2014)

En este trabajo se puso en funcionamiento y se caracterizó un dispositivo CCD de uso científico, teniendo en cuenta su aplicación como detector de materia oscura y detector de neutrones sensible a posición. Se desarrolló un control de temperatura PID autónomo para el equipo. La calibración se llevó a cabo mediante estudios de transferencia fotónica a temperatura de operación de aproximadamente -150°C . De la misma se obtuvieron el ruido de lectura $\sigma_R \simeq 13e^-$ y la constante de calibración $K_{ADC} = 5,5 \pm 0,2 e^-/\text{DN}$. Se estudió la distribución de carga generada por la colisión de partículas α de una fuente de ^{241}Am con el dispositivo, obteniendo una estimación del *quenching-factor* para radiación α que se encuentra entre el 13% y el 23% en el rango de energías de 0 – 10 MeV. Finalmente se estudiaron las trazas muónicas dejadas por la radiación cósmica en imágenes a oscuras y se determinó el *stopping-power* de estas partículas en Si resultando $SP(\mu^\pm) = (90 \pm 10) e^-/\mu\text{m}$. Para estos estudios se desarrollaron códigos de detección y clasificación de objetos en imágenes.groupedaddress

I. INTRODUCCIÓN

A. Tecnología CCD

La tecnología CCD (charge coupled device) fue inventada por Willard S. Boyle y George E. Smith, según se cuenta, en una tormenta de ideas frente a un pizarrón de los laboratorios Bell, en una media hora del 19/09/1969. Por este motivo, les fue otorgado el Premio Nobel de Física en 2009. La misma consiste en un arreglo bidimensional de estructuras conductor-óxido-semiconductor (capacitores MOS) próximos unos de otros. Manipulando las tensiones de compuerta de cada MOS, paquetes de carga eléctrica pueden ser almacenados y transferidos entre los capacitores. Los CCD se usan ampliamente en detección de radiación electromagnética dentro del espectro visible e infrarrojo, en donde los paquetes de carga son creados principalmente por efecto fotoeléctrico en la interacción de los fotones con los electrones de la banda de valencia del semiconductor (frecuentemente silicio). En las aplicaciones en las que se centra este trabajo, el movimiento de partículas ionizantes en el volumen del CCD también crea pares electrón-hueco durante su trayectoria, que se almacenan como paquetes de carga.

En este trabajo se describe un dispositivo de tres fases en el que las cargas móviles son huecos. En esta implementación del CCD la celda básica que se corresponde con un pixel, consiste en un triplete de compuertas conectadas a tres fases de reloj que controlan los potenciales en las mismas. Esta estructura de conexiones se repite periódicamente en el arreglo. Durante el tiempo de integración en el que se absorben los fotones provenientes de la fuente de luz, dos fases vecinas están en un voltaje menor respecto de la tercera (fase barrera). Esto genera una depresión en el potencial por debajo de las compuertas de menor potencial, que atrae a los huecos que han sido

fotogenerados y los confina, mientras que la tercera de las fases sirve para separar la carga entre píxeles vecinos.

Si se piensa como una matriz, con filas (horizontales) y columnas (verticales), un CCD cuenta con registros verticales y horizontales en donde se lleva a cabo el almacenamiento y el transporte de carga. Los registros verticales agrupan una línea completa de píxeles. Estos están separados por barreras de potencial llamados canales de contención (*channel stops* en inglés) que previenen el flujo de la carga en dirección horizontal, es decir, de una columna hacia las vecinas. La lectura de un CCD consiste en una sucesión de corrimientos verticales de carga. Por cada corrimiento vertical, una fila de píxeles es transmitida a un registro horizontal, que mediante corrimientos horizontales transfiere la carga de cada pixel a un único amplificador de salida, que la sensa. El arreglo es leído pixel por pixel obteniendo una representación (en tensión) de la cantidad de carga en cada uno de ellos.

Para generar una imagen con un CCD deben ejecutar-se cuatro procesos. La *generación de carga* es el primero de ellos y se refiere a qué tan probable es que, dado un fotón que incide sobre el CCD, se generen uno o más pares electrón-hueco (e-h) a partir de promover electrones por efecto fotoeléctrico, desde la banda de valencia a la banda de conducción del Si. La eficiencia en este proceso se mide con la denominada *eficiencia cuántica* (QE), que es la fracción de fotones incidentes en un chip de Si que generan carga. La QE es altamente dependiente de la longitud de onda de los fotones. De hecho, cuando la longitud de onda de la radiación es comparable o mayor al espesor del CCD, QE disminuye rápidamente y aparecen efectos de interferencia. Para fotones de energía mayor a 10 eV se determinó [1] que el coeficiente cuántico, definido como el número de pares e-h que genera un fotón de energía E_f está dado por

$$\eta = \frac{E_f}{E_{e-h}}, \quad (1)$$

siendo E_{e-h} la energía necesaria para crear un par e-h. $E_{e-h} = 3,65 \text{ eV/e}$, sin variar apreciablemente con las temperaturas entre $300 - 0 \text{ K}$ que se consideran en este trabajo.

Le sigue el *almacenamiento de la carga*, indicando qué tan bien un CCD reproduce una imagen en función de los pares e-h generados. En este proceso son de importancia la cantidad máxima de electrones que puede coleccionar un pixel (FWC por sus siglas en inglés *full well capacity*) y el tamaño de los pixeles. En general, se tienen capacidades entre 10^5 y 10^6 electrones por pixel. Cuanto más grande es este parámetro, mayor es el rango dinámico del CCD (definido como los objetos más luminosos y más oscuros que pueden ser simultáneamente discriminados). Cuanto mayor es el tamaño de un pixel mayor es FWC. Sin embargo, el área de un pixel está limitado por la eficiencia en la transferencia de la carga. Otra limitación en el volumen total del CCD es la pérdida de carga hacia pixeles vecinos. Los pares e-h que se generan en la profundidad del volumen del CCD, deben viajar casi todo el espesor del chip hasta alcanzar el pozo de potencial donde se almacenan, incrementándose la difusión de la carga eléctrica.

Posteriormente se lleva a cabo la *transferencia de carga*. Para esto se manipulan los potenciales sobre las compuertas conductoras del CCD para movilizar la carga de cada uno de los pixeles hasta el amplificador de salida. Los parámetros importantes en este proceso son la velocidad de transferencia y la eficiencia de transferencia por pixel (CTE), siendo esta última dependiente de la primera. Los CCD actuales tienen $\text{CTE} > 0,999999$, y de hecho, si este número fuera menor los pixeles más alejados del sistema de lectura perderían completamente su carga luego de algunos cientos de transferencias, requiriéndose miles de ellas para la lectura de un CCD moderno.

La última operación crítica es la *medición de la carga*. Una vez que la carga de una fila de pixeles se transfirió al registro horizontal, los potenciales de reloj mueven horizontalmente la carga, pixel a pixel, hacia el circuito de medición. El mismo consiste en un pequeño capacitor conectado a un amplificador MOSFET a la salida. Este amplificador genera una tensión proporcional a la carga de cada pixel, que luego se digitaliza. La sensibilidad típica de estos amplificadores en CCDs de aplicación científica es de $2 - 4 \mu\text{V/e}^-$.

Deben mencionarse algunas de las fuentes de ruido más importantes que se encuentran en la tecnología CCD. La corriente oscura o *Dark Current* (DC), es característica de los semiconductores. Consiste en la generación de pares e-h debido a que la temperatura del semiconductor es distinta de 0 K . La misma determina el tiempo máximo de exposición en donde el pozo de potencial puede coleccionar carga de señal, es decir, no está completamente lleno. La única solución para esta fuente de ruido es

el enfriamiento del dispositivo. Se demuestra [1] que la DC promedio, en electrones coleccionados por pixel y por segundo, está dada por

$$\langle DC \rangle = CT^{\frac{3}{2}} e^{-(Eg(T)/k_B T)}, \quad (2)$$

donde T es la temperatura absoluta, $Eg(T)$ es el gap de energía entre la banda de valencia y la de conducción del Si a dicha temperatura, k_B la constante de Boltzmann y C una constante de proporcionalidad que puede deducirse de parámetros de diseño del CCD. Sin embargo, existe un límite inferior para la temperatura de enfriamiento, llamado congelamiento de carga o *charge freeze-out*. A temperaturas cercanas a 77 K o $-169 \text{ }^\circ\text{C}$ (temperatura de ebullición del nitrógeno líquido a presión ambiente) los átomos dopantes del semiconductor se recombinan en vez de existir en el estado ionizado que se requiere para el correcto funcionamiento del dispositivo. Por otro lado, la razón de trabajar a temperaturas aún mayores es la del nitrógeno líquido (NL) excede a DC y está relacionada con el hecho de que la longitud de absorción de la radiación aumenta cuando disminuye la temperatura. Luego, a bajas temperaturas disminuye la fotosensibilidad del CCD y se debe encontrar un equilibrio entre ambos efectos, de acuerdo a la aplicación.

La distribución estadística del número total de pares e-h generados por temperatura en un tiempo dado de exposición es la manifestación del ruido térmico. El mismo, denominado *Dark Shot Noise* está gobernado por la estadística de Poisson y se verifica que

$$N_{DSN} = (\langle DC \rangle t_{exp})^{\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

siendo t_{exp} el tiempo de exposición del CCD. N_{DSN} suele medirse en e^- ó e^-_{rms} . En el presente trabajo se adopta la primera unidad.

Otra fuente importante es el ruido de lectura, que proviene de las fluctuaciones de corriente y tensión de las partes activas del circuito que se utilizan para medición de la carga y posterior amplificación de la señal de tensión y digitalización de la misma. En general, es optimizado midiendo la respuesta a diferentes configuraciones de tensión y alimentación, pero sin embargo, se tiene un límite en donde es irreducible y se vuelve la fuente de ruido dominante.

Se mencionará más adelante el ruido que proviene de la diferencia de sensibilidad que se tiene pixel a pixel. La misma se origina en los errores de alineación de la fotomáscara que se utiliza en la fabricación del CCD por fotolitografía. No existe una manera de eliminarlo en una única imagen, pero puede emplearse la estadística de múltiples imágenes para reducirlo suficientemente.

B. Detección Directa de Materia Oscura

Diversas observaciones astrofísicas y cosmológicas muestran que, de acuerdo al modelo cosmológico actual, más de 80% de la materia del universo es no visible u

oscura (DM) [2]. Hasta ahora, la evidencia es clara por métodos indirectos, pero no existe todavía una prueba directa de su existencia. Los experimentos de detección que se encargan de esta búsqueda, se basan en general, en la dispersión de la partículas de materia oscura por los núcleos atómicos de un detector.

Las interacciones con la materia conocida (M) son mediante la fuerza débil y la gravedad. La sección eficaz total de interacción DM-M ($< 10^{-41} \text{ cm}^2$) es mucho menor a la de interacción M-M. Además, las interacciones DM-DM son extremadamente débiles y las interacciones DM-fotón están descartadas. Se sabe que en su mayoría no está compuesta por bariones (es no bariónica), pero no existen candidatos en el modelo estándar y se necesitan extensiones del mismo para encontrar una partícula con propiedades similares.

Para buscar DM es necesario definir una densidad local de la misma en nuestra galaxia. Apoyándose en las curvas de rotación de las galaxias espirales, se propone en general la existencia de un halo de partículas, genéricamente denominadas WIMPs (por sus siglas en inglés *weakly interacting massive particles*). Un halo representa una distribución de masa esféricamente simétrica con densidad media máxima $\rho_0 \simeq 0,3 \text{ GeVcm}^{-3}$, en donde las partículas de desplazan con una distribución maxwelliana de velocidades, con velocidad media $v_0 \simeq 230 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. El sistema es análogo a una esfera isotérmica gaseosa.

El principio de funcionamiento de los detectores que se diseñan para esta tarea es similar al de los detectores de partículas utilizados en la actualidad. Se espera un ritmo de colisiones $\frac{dN}{dt}$ dado por

$$\frac{dN}{dt} = \Phi \sigma N_b, \quad (4)$$

siendo Φ el flujo de WIMPs, σ la sección eficaz de interacción con los núcleos atómicos del detector y N_b la cantidad de núcleos disponibles para la colisión. El objetivo de un detector es maximizar el producto σN_b . Basados en modelos propuestos en los últimos años, se calculan ritmos de interacción desde una colisión por kilogramo de detector y por día, hasta una colisión por tonelada de detector y por año. Este hecho representa un gran desafío para aislar estos eventos del fondo usual que se encuentra en detectores de partículas.

El espacio de parámetros de un WIMP está compuesto por la sección eficaz total de interacción con la materia y la masa del mismo. En la actualidad existen una variedad de experimentos que intentan maximizar la interacción WIMP-detector utilizando diferentes materiales y estrategias para la detección. La mayoría de los mismos se concentran en la región del espacio de parámetros del WIMP con masa mayor a $50 \text{ GeV}c^{-2}$, que predicen las teorías supersimétricas. En estos experimentos se trabaja con umbrales de detección de unos pocos keV, que representa la mínima energía de interacción a la que son sensibles los detectores. Sin embargo, los experimentos de menor umbral de detección como DAMA/LIBRA [3] y CoGeNT [4] han mostrado señal por debajo de las ma-

sas típicas, que se piensa, tendría un WIMP. Incluso, los experimentos diseñados para trabajar con masas mayores han excluido gran parte del espacio de parámetros que consideran las extensiones supersimétricas. Esto despertó interés en la comunidad científica, iniciándose la búsqueda de técnicas experimentales que permitan acceder a la región de espacio de parámetros de masa pequeña (algunos GeV) así como también de nuevas herramientas teóricas. Algunas de estas últimas predicen masas en el rango $1 - 15 \text{ GeV}c^{-2}$.

En este trabajo se realizaron tareas de acondicionamiento de un detector basado en la tecnología CCD, teniendo en cuenta la potencial aplicación a esta búsqueda. El método de detección fue ideado en un principio por el físico Juan Estrada, y dió lugar más tarde al proyecto DAMIC (Dark Matter in CCDs). El mismo consiste en utilizar los núcleos atómicos del Silicio ($Z = 14$) de un chip CCD como blanco para la colisión elástica de WIMPs. La principal desventaja de este método es la escasa masa que poseen los chips (el espesor nominal de un CCD está en el rango $15 - 20 \mu\text{m}$ y la masa es mucho menor a 1 g). Sin embargo, el proyecto está motivado por la nueva tecnología desarrollada en los laboratorios *Lawrence Berkeley National Laboratory* por el equipo de Stephen Holland et al. [5], que permite la fabricación de dispositivos de un espesor de hasta $300 \mu\text{m}$ y 5 g de masa. Con esta tecnología, DAMIC demostró que es posible lograr una energía umbral de detección menor a 40 eV, siendo muy indicada para la búsqueda de materia oscura de pequeña masa. En la Figura 1 se observan las regiones del espacio de parámetros en donde se posicionan los experimentos más importantes en detección directa de DM hasta hoy y dónde se espera que funcione DAMIC durante este año.

C. Aplicaciones en Neutrografía

Otra de las principales motivaciones de este trabajo es la aplicación de los dispositivos CCD a la implementación de un detector de neutrones 2D de alta resolución. Jerónimo Blostein, Juan Estrada, et al. [7] han trabajado en un detector de neutrones cuya patente está en trámite [8]. Para el mismo se deposita una capa de boro enriquecido en ^{10}B de espesor adecuado sobre un chip CCD. Se incide sobre el mismo con un haz de neutrones térmicos y se interpone entre el haz y el detector el objeto que se desee neutrografiar. Los neutrones que no son dispersados por el objeto impactan sobre la lámina de boro produciendo la reacción nuclear $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$. Las partículas α que se obtienen como producto de la reacción mencionada atraviesan la lámina de ^{10}B (que debe ser lo suficientemente gruesa para favorecer la reacción y lo suficientemente fina para permitir el escape de las partículas α) y llegan hasta el CCD, donde depositan su energía en un rango máximo de $10 \mu\text{m}$ dando información muy localizada del lugar de incidencia del neutrón inicial. Esta tecnología es muy prometedora ya que permitirá la

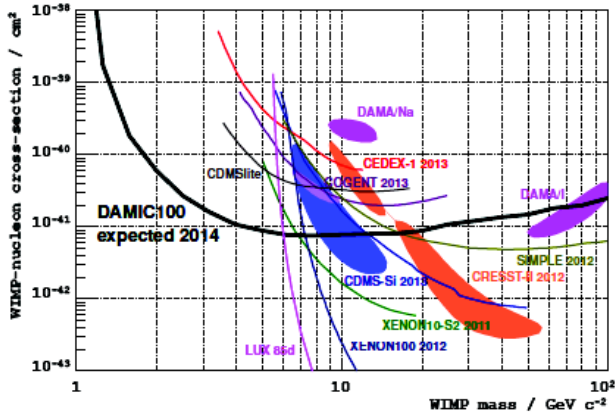


Figura 1. Regiones del espacio de parámetros del WIMP (*masa-sección eficaz*) de señal y exclusión, para los experimentos de detección directa. DAMIC está pensado para trabajar en la región de masas en el orden de 10 GeV. Las regiones pintadas indican las zonas en donde estos experimentos han observado señal. Las curvas con forma hiperbólica indican la región sensible de los mismos: son observables los eventos cuyos parámetros se ubiquen por encima de ellas (hacia secciones eficaces crecientes). Extraído de [6].

obtención de neutrografías con una resolución espacial de aproximadamente $15 \mu\text{m}$, siendo actualmente la mejor resolución alcanzada por otras técnicas aproximadamente $60 \mu\text{m}$ [9], por lo que se está trabajando en las pruebas de diseño hasta lograr la configuración óptima. En este contexto, en el presente trabajo se estudió la detección de eventos α en las imágenes y la medición de la carga total generada por los mismos.

II. MÉTODO EXPERIMENTAL

A. CCDs del laboratorio LBNL

Para la puesta en funcionamiento se utilizaron los CCD desarrollados en los laboratorios *Lawrence Berkeley National Laboratory* por el equipo de Stephen Holland et al. [5] para DECam, la cámara del proyecto *Dark Energy Survey* (DES). Estos CCDs han sido probados extensamente a temperaturas entre -150°C y -120°C en donde se logra un equilibrio entre la corriente oscura y la longitud de absorción, con velocidades de lectura de $20 - 50 \text{ kpixel/s}$, como habitualmente ocurre en los CCDs de aplicación científica en donde se busca disminuir al máximo el ruido de térmico y de lectura. Los mismos operan con tres fases de potenciales aplicados sobre una estructura de compuertas fabricadas en Si policristalino, sobre un sustrato de Si tipo n de alta resistividad $\sim 10^4 \Omega\text{cm}$. Entre el sustrato y el arreglo de compuertas existe un canal de Si tipo p en donde se almacenarán las cargas fotogeneradas, que en este caso serán huecos. En la Figura 2 se observa la célula básica ó pixel de este tipo

de CCDs.

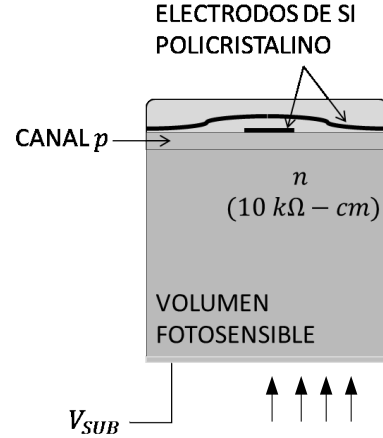


Figura 2. Estructura básica de un pixel de los CCDs fabricados por [5]. El volumen fotosensible es Si tipo n de alta resistividad, mientras que el canal en donde se almacenan las cargas fotogeneradas es tipo p . Se esquematizan los electrodos de almacenamiento y transporte de carga, así como también el de polarización de tensión V_{SUB} . Estos pixeles tienen un tamaño de $15 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$ y $200 - 300 \mu\text{m}$ de profundidad. Las flechas más oscuras indican la dirección de incidencia de luz.

La alta resistividad del sustrato de Si tipo n , que equivale a una densidad de átomos donores de $3,6 - 4,3 \times 10^{11} \text{cm}^{-3}$, permite vaciar el volumen del CCD de $200 - 300 \mu\text{m}$ de espesor de los portadores de carga libres (e^-) que introducen los átomos donores, aplicando una tensión positiva de polarización en el sustrato de aproximadamente $20 - 40\text{V}$. En caso de no hacerlo, cuando se generan pares e-h por efecto fotoeléctrico, estos se recombinan con los electrones libres y no llegan a ser almacenados. Por otro lado, la polarización favorece el transporte de los portadores fotogenerados, desde el sitio de interacción hasta el canal p en donde se produce el pozo de potencial para el almacenamiento. La razón de desarrollar CCDs con espesores de un orden de magnitud mayor a los convencionales, es la mejora de la eficiencia cuántica en longitudes de onda infrarrojas, que es de interés en el proyecto DES.

El arreglo de compuertas está aislado del volumen de Si por medio de una capa de SiO_2 de 500 \AA de espesor y otra de Si_3N_4 del mismo espesor. El CCD que se utilizó en este trabajo tiene 2048×2048 pixeles de $15 \mu\text{m} \times 15 \mu\text{m}$ que se extienden en todo el volumen del dispositivo de $250 \mu\text{m}$ de espesor. El registro horizontal está dividido en dos regiones de igual tamaño, pudiendo llevar a cabo el proceso de lectura por dos amplificadores independientes L y R que mapean la mitad izquierda y derecha del CCD, respectivamente. Debajo de la estructura de electrodos se encuentran el canal “enterrado” de Si tipo p y el sustrato de Si tipo n que intervienen en la generación y almacenamiento de la carga fotogenerada. Al final del espesor existe un contacto óhmico de Si policristalino dopado con P de 20 nm de espesor, en donde se conec-

ta la tensión de polarización o sustrato V_{SUB} . En [10] se detalla que estos CCDs poseen $CTE = 0,9999987$ correspondiente a una pérdida de carga menor al 1% luego de 4784 transferencias. El circuito de medición de carga logra una amplificación de $3,5 \mu V/e^-$ y un ruido de lectura de hasta $2 e^-_{rms}$. Por otro lado, la corriente oscura es menor a $1 e^-/pixel-hora$, a las temperaturas de operación mencionadas.

Los potenciales de reloj vertical y horizontal, y de lectura y amplificación del CCD se fijaron de acuerdo a los recomendados en el manual [11] de los fabricantes. Los mismos son prácticamente independientes del potencial de polarización V_{SUB} , que fue fijado con una pila de 36V.

B. Sistema de Lectura

Para el control electrónico y la manipulación de las tensiones de operación del CCD se utilizó el controlador desarrollado por Robert Leach bajo el nombre Astronomical Research Cameras, Inc. [12], especializado en arreglos de fotografía infrarroja y de baja o media velocidad de lectura.

Son necesarias cuatro placas para el control y la adquisición de imágenes. La placa de video ARC-45 procesa los dos canales de lectura L y R del CCD, convirtiendo la señal analógica que proviene del circuito de medición de carga del CCD en una señal digital de video a través de dos conversores analógico-digital de 16 bits, con un tiempo de muestreo de $1 \mu s$. Estos datos son combinados con la salida de la placa de sincronización ARC-22 (que se describe a continuación) y enviados por fibra óptica a la PC. Además, la ARC-45 se encarga de proveer las tensiones de polarización al CCD.

La placa ARC-22 tiene comunicación con el controlador y la PC, supervisando y sincronizando el proceso globalmente. La misma se conecta mediante fibra óptica a la placa ARC-64, que se encarga únicamente de establecer esta comunicación con la PC, transfiriendo datos a una velocidad máxima de $12,5 \text{ Mpixeles/s}$. Además implementa las funciones de control general como el tiempo de exposición, entre otras.

Por último, la placa de reloj ARC-32 provee al CCD las señales de reloj que se configuraron en el controlador. Tiene en total 24 señales programables, cada una con potenciales alto y bajo que pueden variar entre $[-13, 13]V$.

Las placas ARC-45, ARC-22 y ARC-32 se alojan en un rack con alimentación de corriente continua provisto por el fabricante, mientras que la placa ARC-64 se introduce en la computadora.

Las tensiones de operación se escriben como variables de los archivos de configuración del control. Para tomar las imágenes se utilizó el software OWL desarrollado por la misma empresa y que opera con estos archivos.

C. Tensiones de Polarización

Para el funcionamiento del CCD es necesario proveer tensiones de polarización externas al control y al reloj. Una de ellas es la tensión de sustrato $V_{sub} = 36 V$. Las restantes son tensiones requeridas por el circuito activo de medición de carga. En la Figura 3 se muestra un esquema simplificado del circuito de lectura.

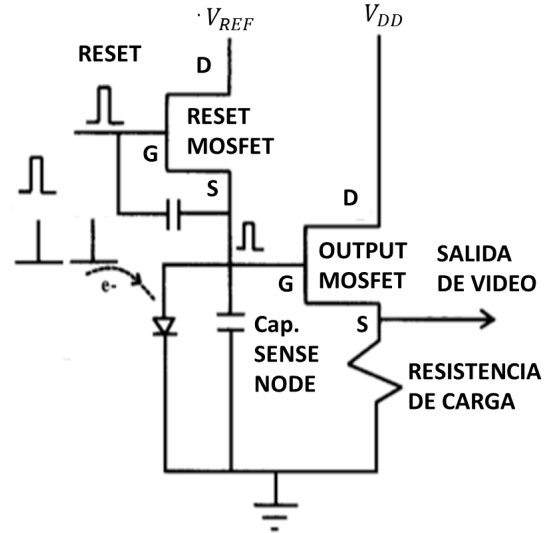


Figura 3. Esquema simplificado del circuito de lectura. La carga proveniente de un pixel en el registro horizontal, se transfiere al capacitor *sense-node* que se previamente ha sido cargado a una tensión $V_{REF} = -12,5 V$. La tensión en este capacitor varía al transferir la carga y es a su vez sensada por el amplificador MOSFET que se alimenta con $V_{DD} = -22 V$.

Los amplificadores L y R se alimentan con dos tensiones, la tensión de *drain* del transistor de *reset* ($V_{REF} = -12,5 V$), que es el valor al que se carga el capacitor *sense-node* previamente a transferir la carga del pixel, y la tensión de *drain* del MOSFET de salida ($V_{DD} = -22 V$) que junto con la resistencia de carga ($\sim 20 k\Omega$) ajusta la ganancia del amplificador. La señal amplificada se envía mediante un cable coaxial desde la salida de video hasta la placa ARC-45 que la digitaliza. En la Figura 4 se tiene la señal de video generada durante la lectura de tres pixeles del CCD utilizado. En la misma se distingue el período de lectura de cada pixel, el nivel de referencia, y el nivel de señal ó carga. El pequeño pico positivo se produce en el momento en que se transfiere la carga desde el pixel al capacitor *sense-node*.

D. Equipamiento Experimental

El equipamiento para la operación del instrumental consiste principalmente en las fuentes que proporcionan la alimentación del circuito de lectura, V_{REF} Sorensen QRD 15-2 Y V_{DD} Rigol DP1308A; y el controlador del

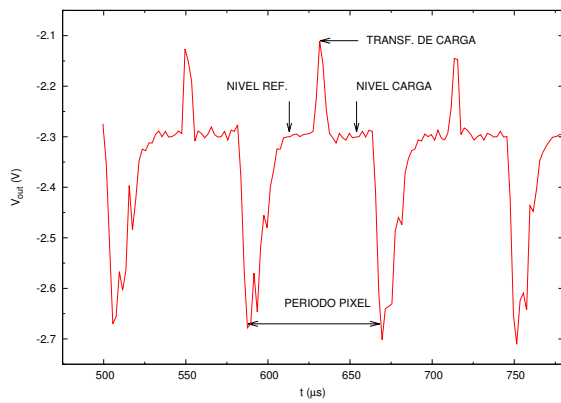


Figura 4. Señal de video extraída directamente de los amplificadores del CCD. Se observa la lectura de tres pixeles. Se señala el período de medición de un pixel y los niveles de referencia y señal, antes y después de la transerencia de carga, respectivamente.

CCD, con su alimentación y el conjunto de placas de control. En la Figura 5 se observan los equipos utilizados. Adicionalmente, se trabajó con un osciloscopio LeCroy 140MXi-A para visualizar las señales a la salida del CCD y con un termómetro en los casos en donde no se empleara un control de temperatura. También hay una PC destinada al control del CCD y adquisición de las imágenes, que aloja una de las placas del sistema de lectura.

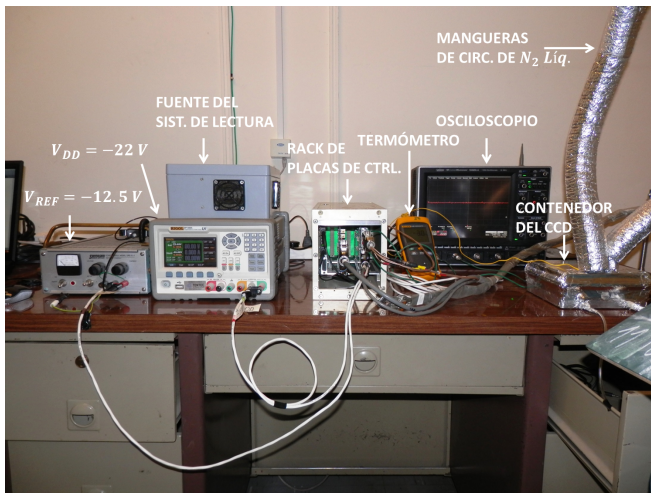


Figura 5. Equipamiento completo utilizado para operar el CCD. Se observan las fuentes de alimentación del circuito de lectura, el rack que aloja las placas de control, y equipos auxiliares como un osciloscopio y un termómetro. En la foto se observa la caja que originalmente contenía al CCD y las mangueras de refrigeración por donde circula N_2 (líquido o gaseoso).

También se observa la caja que contenía al CCD originalmente. Durante el transcurso de este trabajo, la misma fue modificada y se observa en la Figura 6. Se señalaron los tubos por donde se hace circular el N_2 de refrigeración

y los tubos por donde se inyecta vapor de N_2 dentro de la caja para evitar la condensación de humedad ambiente sobre el CCD cuando se opera a bajas temperaturas. A la derecha se muestra la ubicación del CCD en la tapa de la caja de contención y se señalan los cables de sensado y potencia del control de temperatura implementado.

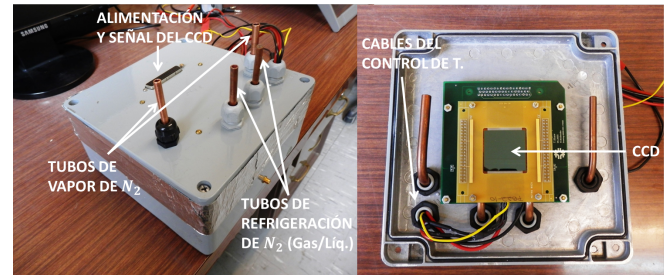


Figura 6. Caja de contención del CCD. A la derecha se observa el aspecto externo de la misma y se distinguen los tubos de refrigeración y vapor de N_2 . Los últimos son utilizados para generar una atmósfera de N_2 gaseoso dentro de la caja y así evitar la condensación de humedad ambiente sobre el CCD. A derecha se muestra la ubicación del CCD sobre la tapa de esta caja, y se señalan los cables que provienen del control de temperatura.

E. Control de Temperatura

A fin de estabilizar la temperatura en condiciones estacionarias y repetibles de operación, y pensando en realizar estudios en temperatura para la prueba de próximos CCDs, se decidió desarrollar un control de temperatura que pueda permanecer junto al equipo experimental sin necesidad de estar conectado a una PC y operando con la menor cantidad de fuentes de alimentación, en lo posible, una de control y una de potencia. Estos requerimientos pueden satisfacerse con cualquier tipo de microcontrolador moderno. En particular, se decidió usar Arduino, que ya estaba disponible en el laboratorio; más específicamente Arduino Leonardo. El corazón de un Arduino Leonardo es el microcontrolador ATmega32u4 [13]. Posee 20 pines digitales de entrada/salida, 7 de los cuales pueden usarse como PWM (*pulse-width-modulated*) y 12 como entradas analógicas. Tiene un oscilador de 16MHz con el que se procesa cada instrucción y puede conectarse a la PC por medio de un cable micro USB, o bien, ser alimentado por una fuente de tensión DC en el rango 7 – 12V. El mismo fue programado con el software y el IDE de Arduino. La idea general del control fue adherir dos resistencias calefactoras a la placa de Cu que sostiene el CCD, de manera de refrigerar con los tubos por donde circula nitrógeno gaseoso y calentar con estas resistencias. Inicialmente, por estos tubos se hacía circular NL. Sin embargo, llevando a cabo pruebas de calentamiento con distintas resistencias, se determinó que se requiere una potencia excesivamente grande para competir con el poder refrigerante del NL. Por esto se decidió cambiar el

termo de NL con el que se disponía por uno con salida de gas y evaporador, e implementar el control pensando en la circulación de N_2 gaseoso. Para esto fue necesario agragar una válvula a la salida del sistema para regular el flujo de gas dado que el termo de NL no permite hacerlo a un régimen constante. También se intentó mantener la presión de gas constante en el termo mediante el evaporador del mismo.

Como sensor de temperatura se eligió la configuración de dos diodos polarizados cada uno con fuentes de corriente independientes de intensidades i_1 e i_2 respectivamente, conectados cátodo común a masa. Esta conexión está implementada en el componente MSD6100 [14]. Puede demostrarse que así conectados, la diferencia de tensión entre los ánodos de ambos diodos $V_1 - V_2$ es

$$V_1 - V_2 = \frac{\eta k_B T}{e} \ln(i_1/i_2), \quad (5)$$

siendo e la carga del electrón, k_B la constante de Boltzmann, T la temperatura absoluta y $\eta \simeq 1,75$ para el MSD6100. Para el sensado de la temperatura se fija la corriente de polarización en ambos diodos del MSD6100 mediante dos resistencias de distinto orden de magnitud: una de 470Ω y otra de $5 k\Omega$. La ventaja de esta configuración es que si varía la tensión de alimentación de estas resistencias (que proviene del Arduino y es $5 V$ nominal), y por lo tanto varían las corrientes de polarización de los diodos, dado que en 5 se toma el cociente de intensidades que es invariante ante estas fluctuaciones, la tensión de salida $V_1 - V_2$ permanece también invariante.

Luego, aparece una diferencia de tensión en los ánodos de ambos diodos que se amplifica $\times 35$ mediante un amplificador diferencial implementado con el amplificador operacional LM741. Antes de ingresar al amplificador diferencial, la señal de cada ánodo pasa por dos circuitos adaptadores de impedancia (o seguidores) también implementados con el chip LM741. El conjunto de estos seguidores y el amplificador diferencial constituyen la arquitectura típica de un amplificador de instrumentación. En una versión definitiva del control de temperatura podría pensarse en uno de estos amplificadores, sin embargo, debido a su alto costo comparado a los LM741, se decidió utilizar estos últimos en una primera implementación. El circuito que se acaba de describir forma parte del acondicionamiento de señal. La amplificación $\times 35$ intenta traducir el rango de variación de $V_1 - V_2$ entre $0 K$ y temperatura ambiente, al rango de $0 - 5 V$ que puede tomar el conversor analógico-digital del Arduino. Para calibrar el sensor se lo sumergió en NL y en agua con hielo. Los valores de $V_1 - V_2$ (ya amplificados) a estas dos temperaturas sirvieron para la calibración del sistema. Se verificó con un termómetro comercial FLUKE (51 II) que la calibración no falle a temperaturas intermedias entre estas dos.

Para la implementación del control, la señal de tensión que representa la temperatura del sistema, ingresa al Arduino que la digitaliza. El mismo posee un conversor analógico-digital de 10 bits, es decir que entre $0 - 5 V$

puede discriminar entre $2^{10} = 1024$ valores. Esto hace a una resolución de $\sim 5 mV/DN$, donde DN (*digital number*) está en el rango $0 - 1024$ y es la unidad discreta del conversor A-D. Arduino utiliza esta señal en el algoritmo de control, el cual consiste en un promediador de 10 valores y un control PID clásico. Cada vez que Arduino digitaliza la señal del sensor, la incorpora a un arreglo de 10 números (filtro) eliminando la última componente del mismo. La señal de temperatura con la que trabajará el algoritmo de control es el promedio de este arreglo. El próximo ciclo, esta medición ocupará el segundo lugar en el arreglo, y así sucesivamente hasta ser eliminada luego de ocupar el décimo lugar. El único objetivo es eliminar las fluctuaciones de tensión que puedan provenir de las variaciones en la ganancia de los LM741 (que suelen ser frecuentes), que pudiera haber y tomar un valor más representativo de la temperatura.

El algoritmo PID (Proporcional-Integral-Diferencial) se basa en definir la función error como $e(t) = T_{Sp} - T_{In}(t)$, siendo T_{Sp} la temperatura deseada a la que debe estar el dispositivo y $T_{In}(t)$ la temperatura sensada al tiempo t . A partir del conocimiento de esta función durante la operación del control, se calcula

$$P_{Out}(t) = k_P e(t) + k_I \int_0^t e(t') dt' + k_D \frac{de(t)}{dt}, \quad (6)$$

siendo k_P , k_I y k_D las constantes proporcional, integral y diferencial, respectivamente y $P_{Out}(t)$ la potencia que debe entregar el control al sistema controlado. Existen métodos estandarizados de ajuste de las constantes PID, por ejemplo, el de Ziegler-Nichols [15] que se utilizó en este trabajo para aproximar los valores de las mismas a los de un control PID clásico. Pero finalmente, se decidió el valor de las mismas de observar la respuesta del control a variaciones independientes de cada una de ellas.

Dado que no se tiene un control continuo de la potencia salida, se decidió implementar un control de potencia tipo PWM. En este caso se puede prender y apagar una fuente de tensión que alimenta a las resistencias calefactoras para proporcionar una potencia de $\sim 20 W$ cada vez que se enciende. Entonces, lo que hay que controlar es la velocidad con la que se conecta y desconecta esta fuente a las resistencias para así lograr una potencia "efectiva" regulable. Para esto se definió un tiempo máximo por el cual se puede conectar la fuente a las resistencias de $5 s$. Luego, se fijó un límite para P_{Out} y se hizo corresponder el intervalo $0 - P_{Out_{MAX}}$ con el $0 - 5 s$. De esta manera, $P_{Out_{MAX}}$ corresponde a encender la fuente el tiempo máximo permitido, y los valores menores a esta potencia se corresponden con tiempos menores de encendido.

Restan detallar algunos circuitos auxiliares que se utilizaron para el control. Uno de ellos es el inversor de tensión utilizado en la alimentación de los amp. op. LM741. En efecto, dado el requerimiento de alimentar el circuito de control sólo a través de la tensión de $5V$ que puede proporcionar el Arduino, y teniendo en cuenta que los LM741 necesitan una alimentación simétrica de $\pm 5V$, se implementó el circuito inversor junto con el circuito de

acondicionamiento de señal y una imagen del dispositivo completo construido.

Otro de los circuitos especiales es el de conexión de la alimentación de potencia. El circuito básicamente consistió en un optoacoplador y un triac, como suelen implementarse estas etapas. Cuando el control PID determina que debe ser prendida la fuente, se envía un pulso al optoacoplador que activa el triac y conduce la corriente por las resistencias calefactoras.

En la Figura 7 se muestra el control de temperatura terminado (a izquierda) y el sistema mecánico que sostiene y refrigera el CCD (derecha). Se observan los circuitos de sensado y potencia, así como también el Arduino que ejecuta el algoritmo de control. Se muestran también los pines hembra en donde se conectan el sensor MSD6100, las resistencias calefactoras y la fuente de potencia que las alimenta. Por otro lado, a la derecha se observa la placa de Cu que sostiene al CCD (se invirtió la imagen para visualizar mejor el sistema de refrigeración). Las resistencias calefactoras están apoyadas sobre esta misma placa y se ubican debajo del CCD. Se observan los conductos de circulación de N_2 , ya sea líquido o gaseoso.

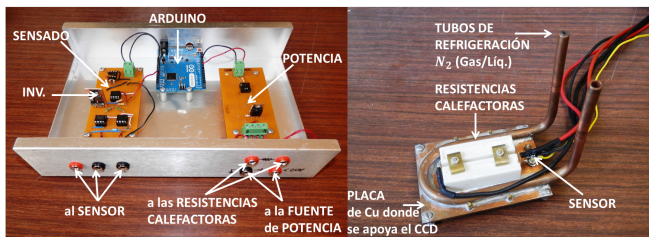


Figura 7. Control de temperatura terminado (a izquierda) y el sistema mecánico que sostiene y refrigera el CCD (a derecha). Se señalan los circuitos de sensado, inversión, potencia y el Arduino. Se observan los pines hembra en donde se conectan el sensor, las resistencias y la fuente de potencia, y los conductos por donde circula N_2 , ya sea líquido o gaseoso.

Finalmente, en la Figura 8 se muestra la respuesta del control en estado estacionario a -25°C y luego de haber aplicado una perturbación en temperatura a -5°C . En estado estacionario (rojo) se observa temperatura con estabilidad suficiente para las especificaciones. La fluctuación de la señal es del orden de 1°C que corresponde a la fluctuación de ± 1 DN en la digitalización del Arduino. Sin embargo, la temperatura permanece mucho más estable que esta fluctuación (al principio se notan algunas oscilaciones de la historia previa del sistema). En azul se muestra la respuesta a una perturbación. Para esto se desconectó la salida de potencia del control por unos minutos y se dejó que el sistema se enfriara mientras el control integraba. En el punto señalado se volvió a conectar la salida de potencia del control al sistema. Se observa una respuesta rápida que viene del tiempo de integración anterior, pero luego se estabiliza en el valor fijado.

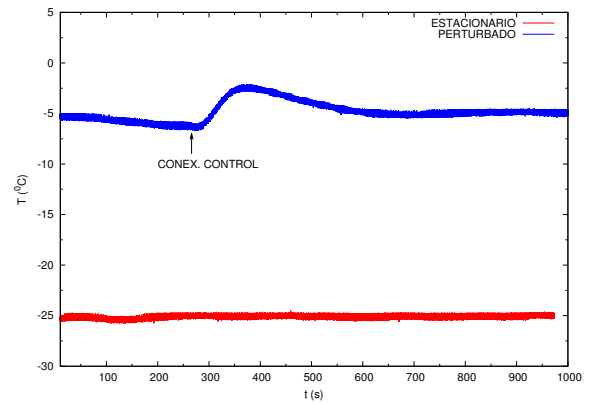


Figura 8. Respuesta del control de temperatura implementado (Temperatura vs. tiempo). En estado estacionario (rojo) se observa una estabilidad suficiente. La fluctuación de la señal es del orden de 1°C que corresponde a la fluctuación de ± 1 DN en la digitalización del Arduino. Sin embargo, la temperatura permanece mucho más estable que esta fluctuación. En azul se muestra la respuesta perturbada: se desconectó la salida de potencia del control por unos minutos y se dejó que el sistema se enfriara mientras el control integraba. En el punto señalado se vuelve a conectar la salida de potencia del control al sistema. Se observa una respuesta rápida que viene del tiempo de integración anterior pero luego se estabiliza en el valor fijado.

III. RESULTADOS Y DISCUSIÓN

A. Imágenes Obtenidas

Cuando finalmente se logró instalar correctamente el instrumental, y programar los archivos de configuración de las placas de control y lectura del CCD, se tomaron imágenes para observar el comportamiento general de las mismas. Las mismas se lograron haciendo circular N_2L por los tubos de refrigeración del CCD. En estado estacionario, el gradiente de temperatura que se establece entre la placa de Cu y la plaqueta plástica que soporta al CCD es tal que la temperatura de este último es $\sim -150^\circ\text{C}$. No fué necesario en estas pruebas preliminares poner en funcionamiento el control de temperatura debido a que la temperatura mínima del CCD, circulando nitrógeno líquido continuamente, es muy estable. En una exposición de algunos segundos con el CCD cubierto minimizando la entrada de luz visible, se encuentran una gran variedad de eventos, que corresponden a diversas partículas del fondo de radiación y radiación infrarroja de los elementos que circundan el CCD. Los eventos más comunes son muones cósmicos, que atraviesan el CCD dejando una traza recta, y electrones que provienen de la interacción Compton de la radiación γ de fondo, que tienen una trayectoria complicada dentro del Si dejando trazas de formas muy variadas. Esta radiación podría ser objeto de estudio, pero en las aplicaciones en las que se piensa en este trabajo son fuente de ruido y luego, debe caracterizarse. La caracterización de estos eventos se

basa en describirlos por sus propiedades en las imágenes tales como: tamaños, momentos de inercia, intensidad total integrada en la trayectoria, longitud de la trayectoria y cantidades derivadas de estas últimas como el poder de frenamiento (*stopping power*). La primera forma de reducir esta radiación es blindar todo el equipo experimental. Por ello, los experimentos que requieren muy bajo fondo, como los de búsqueda de materia oscura, se llevan a cabo en laboratorios subterráneos que disminuyen sustancialmente el flujo de partículas cósmicas. Además, se implementan blindajes contra radiación γ , X y neutrones, y todos los componentes del experimento poseen una muy baja radiactividad. En la Figura 9 se muestra una imagen típica obtenida en el marco de este trabajo, de 2300×2300 píxeles², sin ningún proceso adicional. Con L y R se señalan las partes de la imagen que han sido leídas por el registro horizontal izquierdo y derecho, respectivamente. La diferencia de intensidad entre ambos lados se debe a una diferencia constante o de *offset* entre ambos registros. Además, se observan las regiones de *overscan* que no corresponden a píxeles que físicamente existen, sino que representan la señal que generan los registros de lectura por sólo operar. En efecto, los píxeles materiales son 2048×2048 píxeles² en total, y los restantes son virtuales. También se destaca una línea de píxeles con falla, y algunos puntos más brillantes en la imagen que corresponden a señal del fondo.

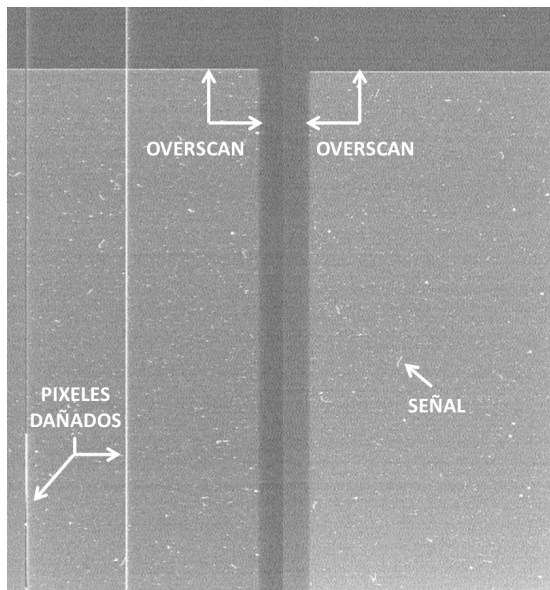


Figura 9. Imagen típica obtenida con el instrumental de 2300×2300 píxeles² en total, 2048×2048 píxeles² materiales y los restantes de *overscan*. Con L y R se señalan las partes de la imagen que han sido leídas por el registro horizontal izquierdo y derecho, respectivamente. Se ajustó el contraste en L y R por separado para una mejor visualización. Se distingue una diferencia de intensidad debida a un *offset* entre ambos registros. Se observan las regiones de *overscan* vertical y horizontal. Se destaca una línea de píxeles con falla, y algunos puntos más brillantes que corresponden a señal del fondo.

B. Curva de Transferencia Fotónica

La curva de transferencia fotónica o PTC, por sus siglas en inglés *Photon Transfer Curve*, es una herramienta de suma importancia en la caracterización de dispositivos CCDs. De la misma se pueden extraer los siguientes parámetros,

- Ganancia, K_{ADC} (e^- /DN), que convierte las unidades digitales del conversor A/D del CCD a número de electrones.
- El número máximo de electrones que puede contener un píxel ó FWD (e^-).
- El ruido de lectura, el rango dinámico del CCD y la relación señal-ruido (SNR).
- La constante de no uniformidad P , del ruido de patrón fijo.

La PTC se obtiene analizando la señal del conjunto de píxeles vecinos que son expuestos durante un tiempo controlado a una fuente de luz uniforme. Se toman fotos de tiempo de integración constante, variando el tiempo de exposición a la fuente luz. Se trabaja con la señal media de conjunto de píxeles y con la desviación estándar de esta magnitud. Por eso, para analizar esta curva se deben entender las fuentes de ruido que intervienen en la generación de una imagen por un dispositivo CCD. Fueron mencionadas anteriormente, pero se resumen a continuación. La primera fuente de ruido es el ruido de lectura (σ_R), que proviene de fluctuaciones en la electrónica de lectura del arreglo. En algunas aplicaciones, esta componente de ruido suele reducirse tomando imágenes rápidas y promediándolas: en efecto, si se toman N imágenes, el mismo se reduce por un factor $N^{-1/2}$. El mismo es independiente de la cantidad de fotones que hayan interactuado en el CCD, es decir, es independiente del nivel de señal (S) en cada píxel. Una forma inmediata de obtener esta componente es analizar las regiones de *overscan* de las imágenes, esto es, la lectura de píxeles que técnicamente no existen físicamente. Regiones de este tipo se consiguen configurando en el sistema de lectura un tamaño de arreglo mayor al del dispositivo CCD a leer. Simplemente, luego de leer los píxeles del CCD el sistema de lectura continúa ejecutándose por un período igual al tiempo que tome leer los píxeles de *overscan*. Es por esto que la imagen generada contiene una dimensión mayor al arreglo y los píxeles que se exceden contienen, sobre un nivel de cuentas base que puede configurarse (S_{Os}), fluctuaciones en la señal generadas por el sistema de lectura y por el efecto que la radiación ionizante sobre el mismo durante dicho período. La desviación estándar de la señal de los píxeles de *overscan* es σ_R .

Otra fuente de ruido que se ha mencionado anteriormente son los pares e-h generados térmicamente, es decir, la corriente oscura. Las curvas de transferencia se llevan a cabo en condiciones en donde la corriente oscura es del

orden de unos pocos e^- /pixel-hora con exposiciones de a lo sumo algunos segundos. Por eso no es tenida en cuenta. La componente más importante de ruido para señales de gran amplitud, cercanas a la saturación del dispositivo y limitando SRN, se genera en la respuesta particular que pueda tener cada uno de los pixeles, es decir, su sensibilidad. Se lo suele denominar ruido de patrón fijo (FPN, por sus siglas en inglés *Fixed Pattern Noise*). El modelo que se adopta para esta componente es suponerlo proporcional a la señal, es decir, $\sigma_{FPN} = PS$, donde P es la constante de proporcionalidad.

Hasta ahora, se describieron fuentes de ruido intrínsecas del dispositivo. Sin embargo, existe una componente de ruido llamada ruido shot (SN) que aparece sólo por el hecho de contar fotones y representa las variaciones estadísticas en la distribución espacial y temporal de fotones. Un CCD ideal estaría limitado por esta componente de ruido en todo el rango dinámico y de hecho, si se analizara un conjunto de pixeles cercanos y expuestos a la misma fuente de luz, se obtendría un valor medio de señal por pixel S y con una distribución de ancho $\sigma_{SN} = \sqrt{S}$ en el conjunto analizado. Sin embargo, en la práctica este comportamiento se observa distorsionado, de hecho, en las zonas dominadas por SN se tiene $K_{ADC}\sigma_{SN}^2 = S$, donde K_{ADC} es una constante de proporcionalidad que representa la ganancia del dispositivo, en (e^- /DN). Esto puede entenderse suponiendo, por ejemplo, que en una dada exposición la cantidad total media de fotones por pixel es N , de una distribución con ancho \sqrt{N} . Asumiendo, como simplificación, que cada uno de estos fotones genera un único par e-h, el número medio de portadores de carga colectados es también $N \pm \sqrt{N}$. Cuando este número de electrones se digitaliza, la señal en DN será $S(\text{DN}) = S(e^-)/K_{ADC}$, y el ancho de la distribución $\sigma_{SN}(\text{DN}) = \sigma_{SN}(e^-)/K_{ADC}$. Luego, $K_{ADC}^2\sigma_{SN}^2(\text{DN}) = \sigma_{SN}^2(e^-) = (\sqrt{S(e^-)})^2 = (\sqrt{K_{ADC}S(\text{DN})})^2$, entonces, $K_{ADC}\sigma_{SN}^2 = S$ en DN.

La PTC se basa en la relación

$$\sigma_{tot} = \sqrt{\sigma_R^2 + \sigma_{SN}^2 + \sigma_{FPN}^2}, \quad (7)$$

reemplazando en la ec. 7 las expresiones de σ_{SN}^2 y σ_{FPN}^2 en función de S , se obtiene,

$$\sigma_{tot} = \sqrt{\sigma_R^2 + S/K_{ADC} + P^2S^2}, \quad (8)$$

que es válida en todo el rango dinámico del CCD. Para averiguar las constantes de la ec. 8 podría ajustarse σ_{tot}^2 con un polinomio de segundo grado en S . Sin embargo, este método no es el convencional, ya que las constantes difieren en órdenes de magnitud entre ellas, y pequeñas variaciones de las mismas dan ajustes igualmente buenos, por lo que el ajuste global, depende del conjunto particular de datos tomados [16]. Para sortear esta dificultad se definen las regiones en donde una fuente de ruido es dominante por sobre la otra y se ajusta linealmente en esta región.

En este trabajo se utilizó un Led de 940 nm de longitud de onda. Esta última es conocida ya que el Led utilizado

tiene aplicación específica en controles remotos. Se tomaron fotografías de tiempo de exposición fijo de 10 s y tiempo de lectura fijo de 20 s. Durante el tiempo de exposición se encendía el Led ubicado dentro de la caja que contiene el CCD a unos 6 cm del mismo, mediante un generador de pulsos (Pycotest G5100A) accionado manualmente. Los pulsos de iluminación variaron en tiempo desde los 20 ns a los 30 μ s en donde ya se observaba la saturación. Se verificó en un osciloscopio que los pulsos tuvieran la tensión pico a pico seleccionada (5 V) y la duración correcta. La estrategia de medición consistió en barrer logarítmicamente todo el rango de tiempos y luego definir las regiones de transición. Se tomaron conjuntos de tres imágenes para cada tiempo de iluminación seleccionado: una sin iluminar y las otras dos iluminando el tiempo fijado. Para el análisis se seleccionó una región de $N = 30 \times 30$ pixeles que físicamente representa un cuadrado de $0,5 \times 0,5 \text{ mm}^2$. Esta elección se basó en el hecho de que los pixeles deben estar uniformemente iluminados, y se debe tomar un número suficientemente grande de ellos para mejorar la estadística sobre los mismos.

La Figura 10 es el resultado de tomar la señal media $S = \sum_{i,j} (S(i,j) - S_{os})/N$ en donde la suma corre sobre cada pixel del conjunto seleccionados y calcular el ruido definido como la desviación estandar de S , $\sigma_{tot} = \sqrt{\sum_{i,j} ((S(i,j) - S_{os}) - S)^2}$. La misma se presenta en escala logarítmica para apreciar las regiones en donde dominan las distintas componentes del ruido. La primera región distinguida (R1) es la respuesta del dispositivo a tiempos de iluminación bajos, en donde el ruido predominante es el de lectura, σ_R . Un ajuste en esta región AJUSTE 1 por una recta $\sigma = \text{cte}$, señalado como AJUSTE 1, produce como resultado $\sigma_R = 12,7 \pm 0,5$ DN, es decir, el ruido de lectura del arreglo es de aproximadamente 13 unidades del conversor ADC. Este es el único parámetro que se determina de esta curva por razones que se dan más adelante.

La segunda región (R2), está dominada por el ruido shot descrito anteriormente. En escala logarítmica, la dependencia de $\sigma_{tot} \simeq \sigma_{SN}$ con \sqrt{S} da una recta de pendiente 0,5. Para comprobar esto se ajustó en esta región una expresión lineal en S obteniendo una pendiente de $0,52 \pm 0,03$, que coincide con lo esperado. La recta correspondiente se indica con AJUSTE 2.

La última región que se distingue (R3) en la Figura 10 representa la zona en la que el ruido está dominado por la componente de patrón fijo (FPN). Como se mencionó anteriormente, esta componente se supone proporcional a S . Un ajuste lineal en esta escala, señalado como AJUSTE 3, arroja un valor para la pendiente de esta recta de $0,96 \pm 0,03$, muy próximo dentro de los límites del error del ajuste al valor teórico de 1. De estos dos últimos ajustes se pretende comprobar que el modelo propuesto para σ_{tot} es adecuado, pero no se determinan las constantes de calibración. Una última observación sobre los puntos de R3 es que en $\sim S = 1,25 \times 10^4$ DN se distingue un máximo a partir del cual el ruido disminuye considerablemente. Este es el punto de saturación, en donde la

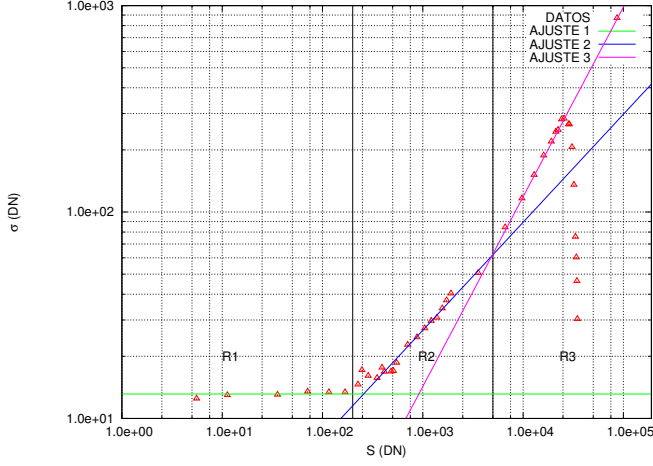


Figura 10. PTC obtenida con una única imagen por cada tiempo de iluminación. La misma se presenta en escala logarítmica para enfatizar las regiones en donde predominan las distintas fuentes de ruido. Un ajuste lineal en R1 (AJUSTE 1), donde predomina el ruido de lectura, da $\sigma_R = 12,7 \pm 0,5$ DN. Los ajustes lineales en R2 (AJUSTE 2) y en R3 (AJUSTE 3) confirman el modelo propuesto para σ_{tot} , obteniéndose una pendiente de $0,52 \pm 0,03$ en R2, donde predomina SN, y de $0,96 \pm 0,03$ en R3, donde predomina FPN. Se observa la disminución de σ_{tot} luego de la saturación (máximo en $\sim S = 1,25 \times 10^4$ DN).

carga almacenada en los distintos pixeles de la región seleccionada, supera el máximo de electrones que puede contener un pixel y se redistribuye en todo el arreglo de forma homogénea. Es por esto que la señal es aproximadamente constante en los pixeles estudiados, disminuyendo considerablemente la dispersión observada. Resta aclarar que las regiones de transición R1-R2 y R2-R3 no fueron tomadas en cuenta en los ajustes ya que no hay comportamientos de σ_{tot} dominantes en las mismas.

Para analizar la componente FPN de ruido observado, se trabaja con la región en donde domina, cercana a la saturación. Teniendo en cuenta la ecuación 8, puede verse que en esta región $\sigma_{tot}^2 \simeq P^2 S^2$. Luego, si se grafica σ_{tot}^2 en función de S^2 y se ajusta linealmente esta relación en la región R3 de la Figura 10 se obtiene P como la pendiente de esta recta. Este procedimiento sobre los datos de la Figura 10 dió como resultado $P = 0,010 \pm 0,002$, que no tiene unidades. El valor de 1% en esta cantidad es un valor típico. De hecho, en la mayoría de los CCDs P está entre el 1% y el 2%.

Para poder hacer la conversión $DN \rightarrow e^-$ es necesario encontrar K_{ADC} (e^-/DN), que podría obtenerse de un ajuste lineal de σ_{tot}^2 la región donde domina SN (R2 en la Figura 10). Para extender esta región se llevó a cabo un procesamiento distinto. Dado que se obtuvieron dos fotos para cada tiempo de iluminación, se trabajó con ambas. Para obtener σ_{tot} se restaron pixel a pixel las regiones de interés en ambas imágenes. Esto elimina el comportamiento particular que pueda tener cada pixel (ya que es el mismo en ambas) y luego, elimina completamente

la componente FPN asociada a este fenómeno. Para obtener S se suman las imágenes, se calcula la media y se la divide por 2 para obtener la media de una imagen. Un factor análogo debe considerarse cuando se calcula σ_{tot} , en efecto, como $\sigma_{resta} = \sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$, donde σ_1 y σ_2 son el ruido de la imagen 1 y la 2 (sin incluir la componente FPN), respectivamente y σ_{resta} el obtenido de la resta de estas dos. Como se supone que $\sigma_1 \simeq \sigma_2 \simeq \sigma_{tot}$, queda se tiene $\sigma_{tot} = \sigma_{resta}/\sqrt{2}$. Luego, si se grafica σ_{tot}^2 en función de S se obtendrá una región pequeña no lineal en donde la componente SN se compone con la de lectura (σ_R) a valores pequeños de S , pero luego, se tendrá un comportamiento lineal hasta la saturación, ya que la componente cuadrática en S de la ec. 8 se elimina con el tratamiento de dos imágenes. Con este método se obtuvo la Figura 11 en donde un ajuste lineal, que excluye la región de $S < 200$ DN (dominada por σ_R) y la región $S > 2,6 \times 10^4$ DN (luego de la saturación), da ganancia $K_{ADC} = (5,5 \pm 0,2) e^-/DN$.

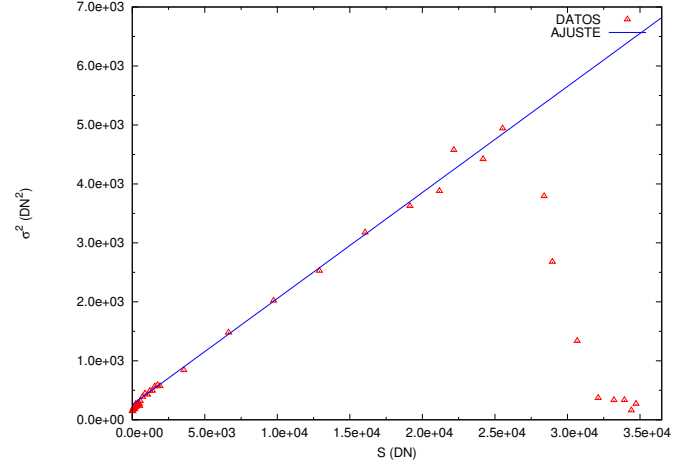


Figura 11. PTC obtenida con dos imágenes por cada tiempo de iluminación. Este método elimina la componente de σ_{tot}^2 cuadrática en S (antes de la saturación). Se expone σ_{tot}^2 en función de S . El ajuste lineal señalado con AJUSTE, no considera las regiones dominadas por ruido de lectura y saturación, $S < 200$ DN y $S > 2,6 \times 10^4$ DN, respectivamente. De la pendiente del mismo se obtiene la ganancia del CCD $K_{ADC} = (5,5 \pm 0,2) e^-/DN$.

Para observar con detalle el punto de saturación suele generarse la curva SRN en función de S . Dado que la relación señal-ruido se define como $SRN = S/\sigma_{tot}$, cuando ocurre la saturación, en donde $\sigma_{tot} \rightarrow 0$, SRN diverge. Este punto se usa para definir la saturación y SRN_{MAX} . En la Figura 12 se presenta en escala logarítmica esta cantidad calculada con el método de dos imágenes. El punto de saturación se señaló con una flecha. Las coordenadas del mismo se determinaron gráficamente, resultando $S_{SAT} = (26,0 \pm 0,2) \times 10^4$ DN y $SRN_{MAX} = (3,7 \pm 0,1) \times 10^2$. El valor de S_{SAT} permite determinar el número máximo de electrones (N_{e-MAX}) que puede contener un pixel antes de la saturación, con la ayuda de la constante K_{ADC} contenida anteriormente.

Así se determinó $N_{e-MAX} \simeq 143000$, que es un valor típico también, de acuerdo con el rango que se menciona en *Introducción*. En el mismo sentido puede determinarse el ruido de lectura en electrones, que resulta $\sigma_R \simeq 70 e^-$. Este último parámetro es elevado para los sistemas convencionales y deberá ser reducido en futuras mejoras sobre la electrónica de lectura.

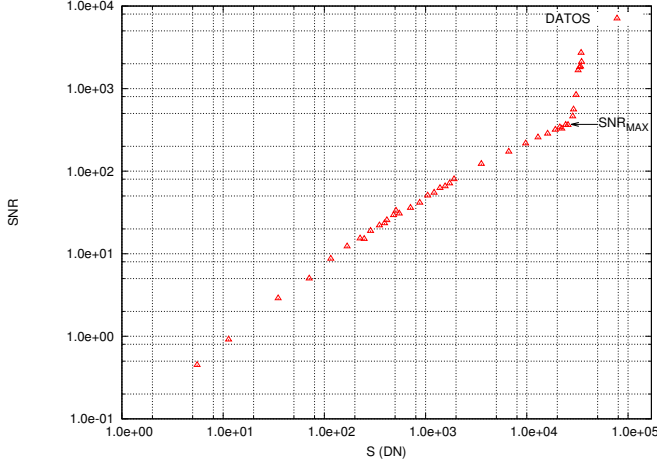


Figura 12. Relación señal-ruido (SRN) obtenida con el método de dos imágenes. Se observa claramente el punto de saturación del CCD, del cual se determinan como sus coordenadas, $S_{SAT} = (26,0 \pm 0,2) \times 10^4$ DN y $SNR_{MAX} = (3,7 \pm 0,1) \times 10^2$. De la primera de estas cantidades, y utilizando el factor anteriormente calculado K_{ADC} se estima el número máximo de electrones contenidos en cada pixel antes de la saturación que resulta $N_{e-MAX} \simeq 143000$.

Para observar la consistencia de los diferentes métodos detallados anteriormente, se graficó la ec. 8 con los parámetros calculados independientemente K_{ADC} , P y σ_R , junto a los datos experimentales σ^2_{tot} en función de S de una única imagen por tiempo de iluminación (ya que se desea observar la componente de ruido FPN). El resultado se muestra en la Figura 13 y como se observa, la gráfica obtenida con los parámetros encontrados concuerda con los datos experimentales en todo el rango $S < S_{SAT}$.

A modo de resumen, en la Tabla III B se encuentran las constantes de calibración encontradas.

CONSTANTE	VALOR
K_{ADC}	$(5,5 \pm 0,2) e^- / DN$
P	$0,010 \pm 0,002$
σ_R	$\sim 70 e^-$
N_{e-MAX}	$\sim 143000 e^-$
SNR_{MAX}	~ 370

Tabla I. Constantes de importancia práctica halladas en la calibración mediante la curva de transferencia fotónica.

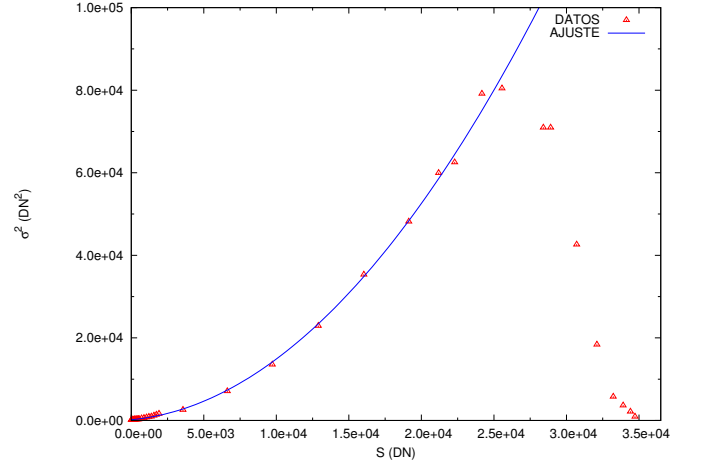


Figura 13. Gráfico de ec. 8 con los parámetros calculados independientemente por diferentes métodos de análisis K_{ADC} , P y σ_R , junto a los datos experimentales σ^2_{tot} en función de S de una única imagen por tiempo de iluminación. El ajuste concuerda en todo el rango anterior a la saturación.

C. Caracterización de eventos α

Teniendo en cuenta la aplicación de estos CCDs a la detección de neutrones y DM, se estudió la respuesta a la radiación α . Es de interés obtener una calibración del dispositivo, conociendo la energía de la radiación utilizada. Esto último lleva a una estimación del llamado *quenching-factor* (QF) de las partículas α en Si. Si E_{I_i} es la energía que deposita en mecanismos de ionización un ión que incide sobre el CCD con energía cinética E_0 , y si E_{e-i} es la energía depositada en mecanismos de generación de carga por un electrón de energía cinética E_0 , entonces $QF(E_0)$ se define como el cociente

$$QF(E_0) = \frac{E_{I_i}}{E_{e-i}}. \quad (9)$$

Para el electrón se tiene que $E_{e-i} \simeq E_0$ (es decir que el electrón deposita casi toda su energía en ionización), mientras que para el caso de un ión, una parte la energía incidente igual a $E_0 - E_{I_i}$ se deposita en la red cristalina mediante mecanismos de generación de fonones. Básicamente, el factor QF indica el porcentaje de la energía total de interacción ión-red cristalina que es utilizado en generación de carga y por lo tanto, que puede medirse en un CCD. Las partículas α emitidas en el decaimiento del ^{241}Am , tienen un rango máximo en silicio de $30 \mu\text{m}$. Este resultado fue obtenido mediante una simulación realizada en el marco de este trabajo con el software SRIM 2013 [17]. Es decir que se frenan completamente dentro del CCD. Por lo tanto, QF será el porcentaje de la energía total de la partícula α que se utiliza en mecanismos de generación de pares e-h. En la Figura 14 se muestra el resultado de la simulación.

Con estas consideraciones, se expuso el CCD a una fuente α de ^{241}Am , que emite en las energías 5,486 MeV,

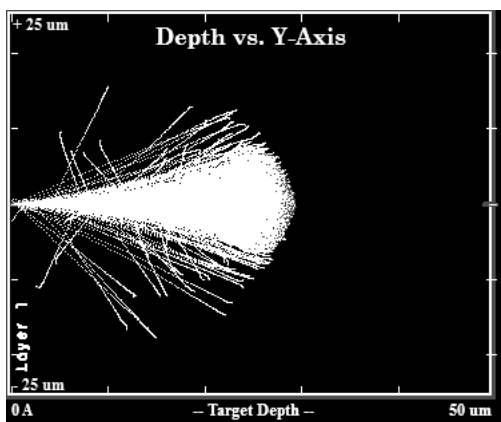


Figura 14. Simulación con el software SRIM 2013[17] de una fuente α de energía 5,5 MeV incidiendo sobre una placa de Si. Puede apreciarse que ninguna de las trayectorias tiene un rango proyectado sobre la línea de incidencia mayor a $30 \mu\text{m}$. Esto confirma que las partículas α de la fuente ^{241}Am se frenan completamente dentro del volumen de Si del CCD.

5,443 MeV y 5,388 MeV con probabilidades 0,855, 0,135 y 0,010, respectivamente. La misma se ubicó a (5 ± 1) mm del CCD (no podía acercarse más al CCD por seguridad del mismo y de la fuente). Este espacio estaba lleno de vapor de nitrógeno, que se utilizó para evitar la condensación de humedad ambiente sobre el dispositivo. Los tiempos de exposición variaron en 1 – 100 s, pero la actividad de la fuente era suficiente para producir una imagen completamente llena de eventos α a los 100 s de exposición. En la Figura 15 se muestra una porción de una de las imágenes obtenidas. La misma no posee tratamiento digital. Puede observarse a simple vista una variación en la intensidad de los eventos. Un evento α es prácticamente un círculo de ~ 10 píxeles de diámetro con una intensidad que en nuestro caso, variaba desde 25000 cuentas por encima del fondo en el centro del evento, hasta un número de cuentas comparables al fondo en el perímetro del círculo.

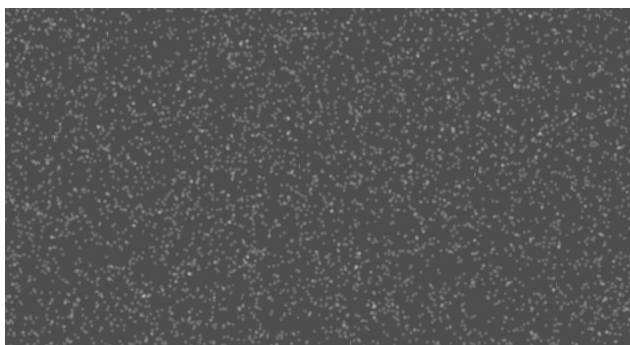


Figura 15. Porción de una de las imágenes obtenidas exponiendo el CCD 10 s a una fuente α de ^{241}Am . A simple vista se observa una diferencia de intensidad en los eventos, para los cuales se espera una distribución de carga única, ya que la línea de emisión de 5,486 MeV de la fuente es predominante.

La fuente de ^{241}Am emite también rayos γ de hasta 60 keV. Para diferenciales de los eventos α se interpuso una hoja de papel de 70 g/m^2 entre el CCD y la fuente. En la misma hoja se recortó el logo del Instituto Balseiro. En la Figura 16 se expone una porción de la imagen lograda. Para mejor visualización se invirtió la escala de grises, es decir, los píxeles más oscuros son los de mayor carga. Las partículas α pueden pasar por el recorte pero de ninguna manera atraviesan la hoja de papel. Luego, los eventos observados fuera de la región correspondiente al logo son los rayos γ de la fuente.



Figura 16. Imagen en negativo tomada interponiendo una hoja de papel con el recorte del logo del Instituto Balseiro, entre la fuente de ^{241}Am y el CCD. Las partículas α no atraviesan la hoja y por lo tanto, sólo pueden pasar por el recorte hasta el CCD. Sin embargo, se observa señal fuera de dicha región que está generada por los rayos γ de hasta 60 keV que también emite la fuente.

Se analizó el histograma de intensidades (valor de cada píxel) correspondiente a la imagen mostrada en la Figura 15. El resultado obtenido se muestra en la Figura 17. Puede observarse que la carga está distribuida uniformemente desde el pico de fondo (señalando con una flecha) hasta los eventos de mayor carga, que se corresponden con píxeles más brillantes dentro de un evento α . Esto se debe a que las partículas α abarcan una gran cantidad de píxeles y, dada su simetría circular, el número de píxeles crece con la distancia al centro del evento. A la vez, la carga generada decrece con la distancia al centro; por eso, existen una gran cantidad de píxeles con señal de eventos alfa que llegan hasta el nivel del fondo. Es decir, se obtiene una distribución de carga decreciente desde el valor de fondo hasta los píxeles más brillantes en el centro de los eventos, pero la carga generada por estos últimos está distribuida en todo el rango de cargas.

Teniendo en cuenta esta observación, para el análisis se optó por implementar un algoritmo de detección de objetos para que, una vez validado un evento, permita obtener el total de la carga producida y distribuida en los píxeles del mismo (y no la distribución de intensidades

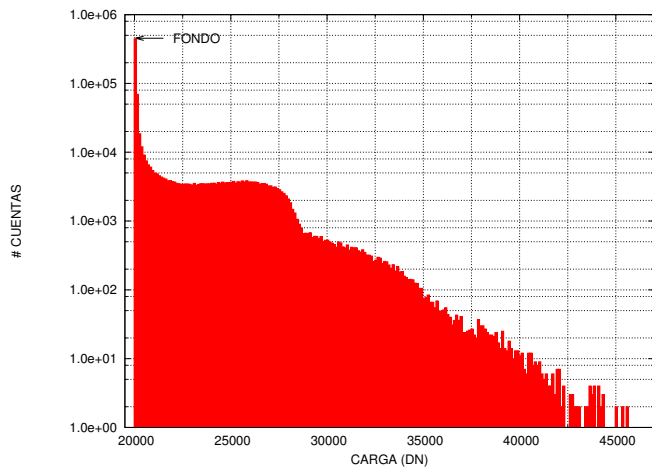


Figura 17. Histograma de carga de la imagen presentada en la Figura 15. Puede observarse que la carga de los eventos α está distribuida uniformemente desde el pico de fondo (señalando con una flecha) hasta los eventos de mayor carga, que se corresponden con los pixeles más brillantes dentro de un evento α . Esto dificulta la separación de la carga de un evento respecto de la del fondo.

de pixeles individuales). Los detalles del algoritmo se dan en la siguiente subsección.

Habiendo procesado un total de 20 imágenes logradas con distintos tiempos de exposición se elaboró el histograma de carga de la Figura 18.

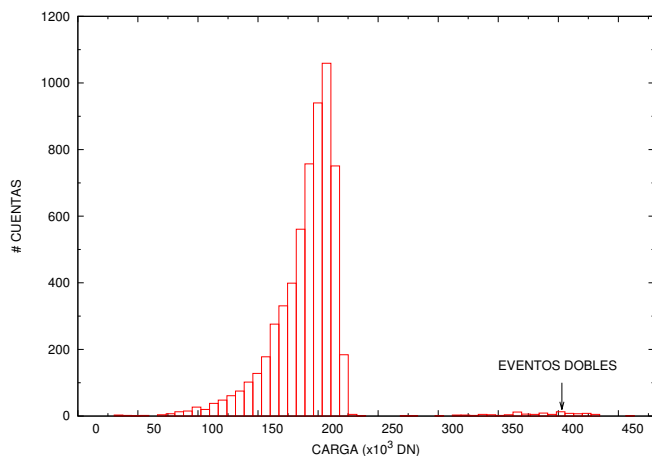


Figura 18. Histograma de carga total (en DN) de los eventos α detectados en imágenes obtenidas exponiendo el CCD a una fuente de ^{241}Am durante tiempos de entre $[1 - 10]$ s. Se observan cuentas en eventos con el doble de carga, que se representan partículas que interactúan con el CCD aproximadamente en el mismo lugar. El pico máximo se determinó gráficamente como $(20,7 \pm 0,2) \times 10^4$ DN. El número de cuentas de los eventos ubicados a la izquierda del pico máximo, decae exponencialmente con la carga.

El pico máximo en el histograma, correspondería a las partículas α de la línea de emisión de energía 5,486 MeV.

Se encontró una distribución de tipo gaussiana para cargas mayores a la del máximo (mayor energía), pero para cargas menores, la distribución resultó ser exponencial. En lo que sigue, se dan algunos argumentos que intentan explicarlo.

Se consideró el efecto del vapor de N_2 que se encontraba entre el CCD y la fuente α . La interacción de las partículas con el vapor se modela con el poder de frenamiento, más conocido como *stopping power* (SP). El mismo ha sido medido en N_2 y normalizado a la densidad del gas y es brindado en formato tabla por el *National Institute of Standards and Technology* [18]. En la Figura 19 se muestra el comportamiento de SP en función de la energía de las partículas α para energías en el rango $[0 - 10]$ MeV.

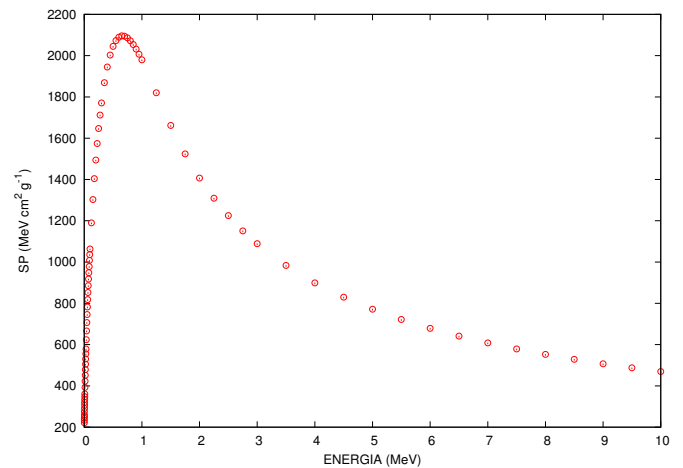


Figura 19. Poder de frenamiento total (SP) de las partículas α en N_2 en el rango de energías $[0 - 10]$ MeV. Se observa que SP es mayor cuanto menor es la energía de la partícula, excepto en el rango $\sim [0 - 0,7]$ MeV, de energía baja. Datos de [18].

Luego de que una partícula de energía inicial E_0 ha recorrido una distancia x en un medio de SP no nulo y densidad ρ , se satisface la ecuación

$$x = \frac{1}{\rho} \int_{E(x)}^{E_0} \frac{dE'}{SP(E')}. \quad (10)$$

En este experimento la distancia x es (5 ± 1) mm de la fuente α al CCD. Lo que no se conoce es la densidad del vapor de N_2 que frena a estas partículas. Para estimarla, se colocó una termocupla adicional dentro de la caja que contenía la fuente y el CCD. Sin embargo, se comprobó que en la duración típica de una medición, esta temperatura decrecía aproximadamente unos $\sim 20^\circ\text{C}$, a partir de $\sim 0^\circ\text{C}$. Para llevar a cabo el cálculo se tomó esta última temperatura como referencia y se halló la densidad del N_2 correspondiente a presión ambiente. En efecto, la sobrepresión que se establece bombeando este gas es mínima.

Luego se aproximó la función $1/SP(E)$ por tres polinomios en los rangos $[0 - 0,1]$ MeV, $[0,1 - 1]$ MeV y

[1 – 10] MeV. Con esto se resolvió la ec. 10 numéricamente para energías de emisión de la fuente α con los parámetros $x = 0,5$ cm, $\rho(0^\circ\text{C}) = \rho_0 = 1,25$ gcm $^{-3}$ y $\rho(-20^\circ\text{C}) = 1,09 \rho_0$. El resultado obtenido se resume en la Tabla III C.

E_0 (MeV)	$E(x)_{0^\circ\text{C}}$ (MeV)	$E(x)_{-20^\circ\text{C}}$ (MeV)
5,486	5,020	4,976
5,443	4,974	4,931
5,388	4,916	4,872

Tabla II. Energías de las líneas de emisión de la fuente ^{241}Am que detectaría el CCD corregidas por la presencia de la atmósfera de N_2 presente en el experimento, resolviendo numéricamente la ec. 10.

Teniendo en cuenta estos últimos resultados, se supuso que las partículas α llegarían al CCD con las energías corregidas que se obtienen de promediar los resultados de la Tabla III C para ambas temperaturas. En efecto, se tomaron $(5,00 \pm 0,02)$ MeV, $(4,95 \pm 0,02)$ MeV y $(4,89 \pm 0,02)$ MeV con probabilidades 0,855, 0,135 y 0,010, respectivamente. A los efectos prácticos, se espera que el máximo observado corresponda a los eventos de $(5,00 \pm 0,02)$ MeV. Sin embargo, estos cálculos todavía dan energías de los picos bastante próximas entre ellas, que no pueden explicar el conteo de eventos con carga mucho menor a la del máximo. Se investigó si este hecho podía provenir de la geometría del experimento. En efecto, la fuente de ^{241}Am posee un diámetro $\sim 2,5$ cm, mientras que el CCD es un cuadrado de lado ~ 3 cm, ambos separados por $\sim 0,5$ cm. Por criterios geométricos y considerando a la fuente como un disco de emisores isotrópicos, se estudió la cantidad de eventos que se detectarían con una dada energía (que hayan atravesado una dada longitud del medio gaseoso). Este cálculo se efectuó resolviendo la ec. 10 para trayectorias de longitudes distintas. Haciendo el conteo del número de trayectorias con una dada longitud respecto del número de las de energía máxima y longitud mínima, se calculó una distribución aproximadamente lineal que no alcanza para explicar el decaimiento exponencial observado. Agotados estos métodos analíticos, se propone para más adelante, realizar una simulación para entender mejor este fenómeno.

Con estas consideraciones, se tomó el valor de carga del máximo del histograma y se calculó el *quenching-factor* mediante la ec. 9. Primero se convirtió la carga del pico a energía como $E_{pico} = (4,16 \pm 0,04)$ MeV y finalmente $QF(5,00 \text{ MeV}) = 0,168 \pm 0,008$. El valor obtenido está en el rango de valores esperados para este factor (entre el 10 – 30 % generalmente.). En la referencia [19] se trata una forma semiempírica de calcular este factor conociendo el *stopping-power* de los iones en el material y el *stopping-power* de electrones de una misma energía. En efecto puede verse que

$$QF(E) = \frac{\int_0^E \frac{dE'}{1+k SP_i(E')}}{\int_0^E \frac{dE'}{1+k SP_e(E')}} \quad (11)$$

donde k es el único parámetro del modelo y, $SP_i(E')$ y $SP_e(E')$ el *stopping-power* de iones y electrones, respectivamente, considerado.

Para el cálculo se tomaron las mediciones de [20] para $SP_i(E')$ en el rango 0 – 10 MeV mientras que $SP_e(E')$ se obtuvo de [21] en el mismo rango. Luego se interpolaron ambos conjuntos de datos y se resolvió numéricamente la ecuación 11, encontrando $k = (5,55 \pm 0,01) \times 10^{-3}$. Este factor parametriza la curva $QF(E)$ mediante la ec. 11, conocidas las funciones $SP_i(E')$ y $SP_e(E')$ ya sea por mediciones existentes de las mismas o por simulaciones con paquetes de cálculo disponibles. Por último, con el valor de k calculado se resolvió la ec. 11 numéricamente encontrando el *quenching-factor* en el rango 0 – 10 MeV. El resultado de este cálculo se muestra en la Figura 20. Si bien todo el ajuste fue realizado a partir de un único punto medido con $E = (5,00 \pm 0,02)$ MeV, puede servir como una estimación para observar la dependencia de QF con la energía y como resultado preliminar de trabajos futuros.

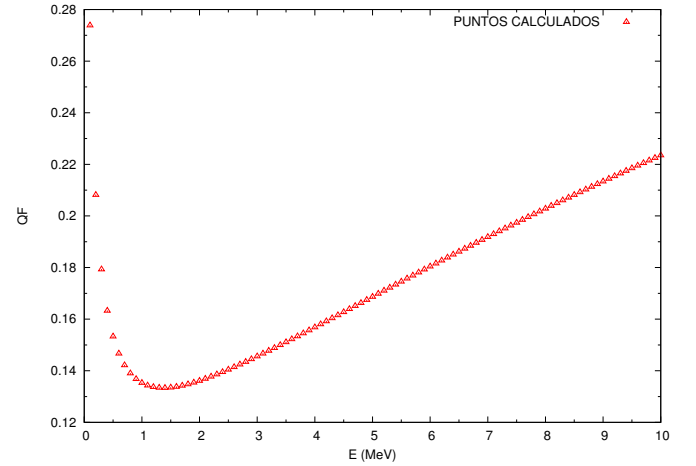


Figura 20. Dependencia de QF con la energía de la radiación α incidente sobre el CCD calculado numéricamente con el modelo semiempírico y uniparamétrico de [19] ajustado con el único punto experimental de $E = (5,00 \pm 0,02)$ MeV. Se observa un mínimo en QF y un aumento rápido del mismo a energías menores a $\sim 1,5$ MeV. Sin embargo, se mantiene acotado en los valores esperados: 10 – 30 %.

Algoritmo para el análisis de imágenes con eventos α

Cuando se observan los eventos α más detenidamente, se descubren inmediatamente complicaciones que dificultan el reconocimiento de los mismos. En la Figura 21 se observan las formaciones más comunes. Entre ellas, se tienen eventos aglomerados, algunos de un gran número de ellos y otros de tan sólo dos. También se observan eventos muy brillantes que pueden corresponder a la colisión de dos partículas α en prácticamente el mismo sitio del CCD. Naturalmente, este tipo de eventos tiene una

distribución de carga distinta a la de un α aislado y no servirían para medirla precisamente.

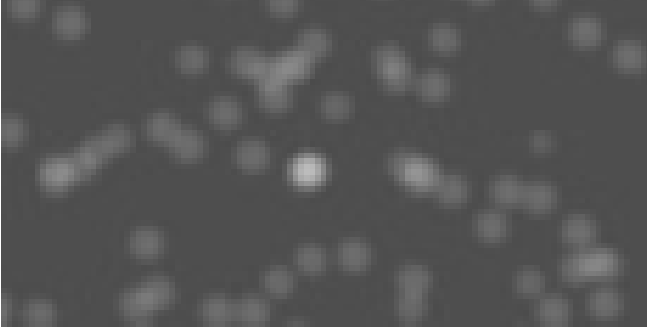


Figura 21. Formas de los eventos que aparecen luego de exponer el CCD a una fuente α . Se observan conglomerados de varias partículas, partículas superpuestas de a dos (eventos más brillantes) y eventos aislados. De estos últimos puede extraerse información útil de la distribución de carga.

La idea principal del algoritmo de reconocimiento es definir qué tipo de eventos se quieren identificar, como por ejemplo, un evento que esté convenientemente separado de otros. Así se define una matriz, que básicamente es la imagen del evento seleccionado, llamada modelo o máscara. El objetivo es hallar en la imagen completa la posición de objetos análogos al seleccionado. Para esto, el modelo se desplaza pixel por pixel en cada posición (i, j) posible dentro de imagen original y se calcula el coeficiente de correlación $\rho(i, j)$ entre el modelo y una matriz de dimensiones equivalentes dentro de la imagen completa. El coeficiente de correlación está normalizado, es decir, no depende de la intensidad total del modelo y de la imagen, sólo considera la forma y la distribución de intensidad. Dado que este coeficiente se calcula en cada posición de la imagen original, da origen a una nueva matriz de correlación, que en la posición (i, j) almacena el valor del coeficiente de correlación entre el modelo y la matriz en la imagen original con las dimensiones del modelo y con vértice en la posición (i, j) . Explícitamente el coeficiente de correlación en la posición (i, j) está dado por [22]

$$\rho(i, j) = \frac{\sum_{x, y} (I(x + i, y + j) - \bar{I})(M(x, y) - \bar{M})}{\|I\| \|M\|} \quad (12)$$

donde $\|I\| = \sqrt{\sum_{x, y} (I(x + i, y + j) - \bar{I})^2}$, $\|M\| = \sqrt{\sum_{x, y} (M(x, y) - \bar{M})^2}$ y las sumas se extienden a la dimensión del modelo. Así definida, $\rho(i, j) \in [-1, 1]$, siendo idénticamente 1 cuando hay una coincidencia pixel a pixel entre el modelo y la porción de imagen con la que se toma la correlación. Los máximos en la matriz de correlación indican la posición de objetos muy similares al modelo seleccionado. Además de encontrar los máximos de la matriz de correlación resultante, se necesita definir un mínimo de correlación ρ_{min} que deban superar,

es decir, deben ser mayores a un cierto límite que es un parámetro a definir del algoritmo.

La dificultad que poseen las imágenes con una gran cantidad de eventos (como se tendrán en los detectores) es la imposibilidad de definir un nivel de base o de fondo con un simple promedio de los píxeles de una imagen. Incluso, en las imágenes de más tiempo de exposición (~ 100 s) el pico de fondo en un histograma como el de la Figura 17 no se distingue, lo cual imposibilita definir el fondo de esta manera. La razón de esta dificultad no es más que la distribución de carga de los eventos α en todo el rango dinámico. Sin poder definir una línea base, también se dificulta definir la carga de un evento, ya que es la suma de las intensidades de los píxeles involucrados menos la línea de base por el número de píxeles sumados. Esta dificultad se soluciona definiendo apropiadamente la máscara. Para esto, no sólo se eligió un evento bien formado, sino también, conteniendo un gran número de píxeles del fondo a su alrededor. Buscar correlaciones con esta máscara significa hallar los eventos aislados, para los cuales se puede definir un fondo “local”. Seleccionada la máscara, el fondo local se definió con el perímetro de la misma que se corresponde con la zona más alejada de la distribución de carga del evento seleccionado.

La correlación se puede hacer mucho más selectiva cuando se calcula en el espacio gradiente de las imágenes. Esta es una variante del método original, y también se implementó en este trabajo. Para ello, se tomó el gradiente de la máscara seleccionada y el gradiente de la imagen a inspeccionar. Para calcular estos gradientes se implementó el algoritmo de Canny conocido como *Canny Edge Detection Algorithm* debido a que el gradiente de una imagen es máximo en los bordes de los objetos, en donde la intensidad cambia rápidamente. Para su programación se siguió [23]. Básicamente, consiste en aplicar un filtro gaussiano que suavice la imagen y elimine parcialmente el ruido (para evitar singularidades cuando se toman derivadas numéricas), luego se calcula la magnitud y dirección del gradiente en cada punto de la imagen y, si su magnitud es mayor que la de los vecinos del pixel en la dirección del gradiente, el pixel se identifica como un borde. Luego, se eliminan algunos bordes espúreos definiendo un gradiente mínimo umbral, y así se obtiene el contorno de la imagen. Para obtener únicamente los bordes de los eventos se eliminaron los detalles del gradiente hasta obtener una imagen blanco y negro con las zonas de gradiente máximo (bordes). Si este proceso se realiza con la máscara y con la imagen y luego, se lleva a cabo la correlación, los eventos identificados son aún más similares al evento seleccionado en la máscara. Los píxeles que tienen correlación máxima se identifican en la imagen original y se seleccionan los eventos.

En la Figura 22 se observa una porción de una imagen luego de haber sido procesada con el algoritmo de Canny. Se observa como los eventos conglomerados tienen un borde muy diferente al de los eventos aislados. Esta es la principal diferencia entre ellos, y se utiliza para el reconocimiento. La máscara en el espacio gradiente es

simplemente uno de los eventos aislados (circulares).



Figura 22. Porción de una imagen con eventos α , luego de haber sido procesada por el algoritmo de Canny dedetección de bordes. Cuando se mira el perímetro de los eventos se tiene una forma natural de diferenciar los eventos aislados de los alglomerados.

En la Figura 23 se observan a la izquierda los eventos detectados y a la derecha sus respectivos perímetros, que definen el fondo de cada uno.

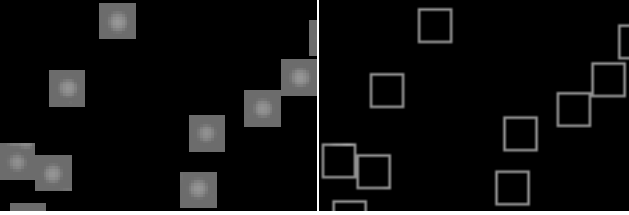


Figura 23. Eventos detectados luego de aplicar la correlación en el espacio gradiente. Los eventos tienen forma cuadrada porque la máscara utilizada tiene esta forma. Como se puede ver, los mismos están aislados de otros eventos y tienen forma circular. El perímetro de cada uno de ellos sirve para definir un fondo local como el promedio de los pixeles del perímetro. En el evento de más a la izquierda se observa la presencia de carga espúrea proveniente de la imagen original. Estos eventos son luego descartados imponiendo un criterio sobre la desviación estándar de los pixeles que componen el perímetro del evento en cuestión. Los demás pixeles de la imagen (que no forman parte de los eventos) tienen asignado el valor 0 y se ven completamente negros.

Se observa que en ningún caso los eventos se superponen, esto es producto de una condición adicional que se impone para que los eventos nunca compartan pixeles entre ellos. Pero, si se observa con cuidado el primer evento a la izquierda, se ve que su perímetro tiene en la parte superior más brillo que un perímetro típico. Esto es carga espúrea de algún evento vecino que estaba en la imagen original y que por alguna razón fue descartado en la detección. Dado que el fondo local se define como la media de los pixeles del perímetro de cada evento, estos eventos representan un problema porque el promedio en el perímetro se ve afectado. Para evitar esta situación y descartar este tipo de eventos, se exigió que la desviación estándar de los pixeles del perímetro de cada evento sea

menor a la desviación típica que se espera para el fondo σ_{f_i} de una imagen (que sí se conoce a la temperatura de trabajo). Además, luego de ser procesada una imagen, se verifica que la dispersión de la media de los fondos locales (f_i) de la cantidad de los N eventos detectados, se corresponda con la relación estadística de dispersión de promedio $\sigma_{\bar{f}_i} \simeq \frac{1}{\sqrt{N}}\sigma_{f_i}$. Esta última es simplemente una prueba de consistencia. En efecto, luego de haber corrido el algoritmo se comprobó que en todas las imágenes analizadas, $\sigma_{\bar{f}_i} < 7 \text{ DN}$, que es incluso menor al ruido de lectura de un único pixel.

Posteriormente se calcularon detalles más específicos del evento, como centro de masa y momentos de inercia principales con la carga $S(x, y) - f_{l_{ij}} \equiv S(x, y)$ de cada pixel, en donde $f_{l_{ij}}$ es el fondo local del evento. Estos últimos fueron utilizados para filtrar en una instancia final aquellos eventos que no sean completamente circulares y que hayan podido dar correlación. Para ello, se calculan los momentos de inercia $I_{xx} = \sum_{x,y} x^2 S(x, y)$, $I_{xy} = I_{yx} = -\sum_{x,y} xy S(x, y)$ e $I_{yy} = \sum_{x,y} y^2 S(x, y)$ donde x e y están referidos al sistema centro de masa del evento con origen (x_{cm}, y_{cm}) previamente determinado, es decir $x_{cm} = \sum_{x,y} x S(x, y) / \sum_{x,y} S(x, y)$, $y_{cm} = \sum_{x,y} y S(x, y) / \sum_{x,y} S(x, y)$. Luego, se normalizan los momentos con la carga total del evento y se diagonaliza la matriz de inercia del evento, encontrando así los momentos principales normalizados como los autovalores de la misma. En un evento circular, estos últimos son exactamente iguales. El criterio definido para implementar un filtro fue tomar el momento de inercia normalizado de mayor valor I_{max} , calcular $\delta I = (I_{max} - I_{min}) / I_{max}$, y definir una cota superior para esta cantidad δI_{max} para que el evento sea considerado suficientemente circular. En estos cálculos se espera que la contribución de los pixeles que componen el fondo de evento sea en ambos sentidos y se cancele.

Se tiene entonces, para cada evento detectado (i, j) , una caracterización local que permite la medición precisa de la carga total depositada como

$$CARGA(i, j) = \sum_{x, y} S(x, y), \quad (13)$$

donde las sumatorias se extienden en todos los pixeles del evento.

La cantidad de definiciones que tiene este algoritmo es elevada. Las más importantes son: la selección de la máscara, la correlación mínima ρ_{min} , la desviación estándar σ_{f_i} y finalmente δI_{max} . Claramente, no existe una forma de inferir los mejores parámetros. Por esto, se ejecutó el algoritmo una gran cantidad de veces, proponiendo variaciones independientes de los mismos, para identificar la acción precisa de cada uno, y encontrar los valores que den un resultado coherente.

La gran ventaja de este algoritmo es que procesa los eventos con una única imagen. No requiere imágenes adicionales para definir el fondo y a su vez, la posibilidad de hacerlo localmente tiene en cuenta posibles variaciones

del mismo en la extensión de la imagen. Esto último es importante debido a que los eventos α abarcan una gran cantidad de píxeles y un error en la estimación del fondo se multiplica por el número de éstos.

El resultado final de este algoritmo, es una imagen con los eventos α seleccionados y una hoja de datos en donde se detallan la carga total, momentos de inercia, el radio característico definido como $R = \sqrt{\frac{2}{\pi}(I_{max} + I_{min})}$ representando el radio de un disco de intensidad uniforme con igual momento de inercia. En la Figura 24 se muestra los eventos finalmente aislados que se han utilizado para generar la hoja de datos. Se observa la simetría circular del mismo. Se observa una transición continua de la intensidad desde el centro de los eventos hacia el fondo, lo que indica que se están teniendo en cuenta los píxeles con carga levemente superior al fondo, es decir, se esta contabilizando la carga total del cada evento.

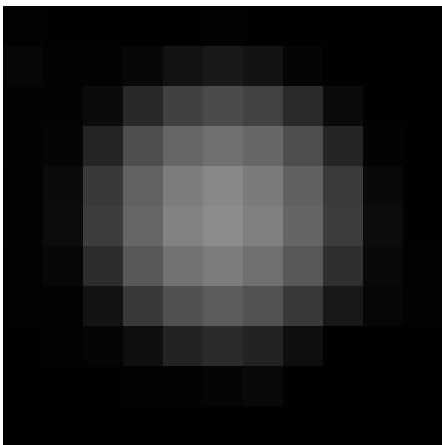


Figura 24. Producto final del algoritmo implementado. Los eventos detectados tienen la simetría circular buscada con un diámetro de ~ 10 píxeles y se observa una transición continua en intensidad desde el centro de los eventos hasta los píxeles de fondo. Esto último indica que se está haciendo una buena contabilidad de la carga del mismo.

Se observaron también eventos mucho más brillantes generados por dos partículas α que interactuaron en el mismo punto del CCD. Eventos como éstos poseen una carga doble respecto de un único α . El algoritmo no los puede discriminar porque tienen las mismas propiedades (normalizadas por la carga total) que un único alfa. Sin embargo, pueden eliminarse posteriormente de la hoja de datos.

D. Análisis de muones

Los muones cósmicos atraviesan el CCD dejando carga distribuida en una línea recta, mientras que los electrones que provienen de procesos de interacción γ (Compton, fotoeléctrico y en algunos casos creación de pares), tienen una trayectoria aleatoria dentro del volumen del CCD. La dificultad en la detección de estos eventos es que pueden

darse en cualquier dirección en el plano. Esto imposibilita la utilización de una máscara como en el caso de los eventos α . La característica fundamental de estos últimos es su simetría circular, que no requiere una orientación particular de la máscara para hallar la correlación.

Sin embargo, si bien la forma geométrica de los eventos es complicada, en este caso es inmediata la definición del fondo (f) de la imagen. Esto se debe a que la densidad de carga depositada por rayos cósmicos y radiación de fondo es mucho menor a la de los eventos α , en un mismo tiempo de exposición y en las condiciones usuales en las que estará el detector. La línea base puede definirse tomando el promedio de todos los píxeles de una imagen, o en el peor de los casos donde se tenga una gran cantidad de eventos, construyendo un histograma de la imagen completa y tomando la carga del máximo. En este trabajo se adoptó la primera opción, dado que la densidad de eventos en cada imagen es baja. La dispersión característica del fondo σ_f se obtuvo calculando la desviación estándar de todos los píxeles en la imagen.

La base del algoritmo implementado es distinguir las regiones conexas en una imagen cuyos píxeles pueden tomar los valores 0 ó 1. Las regiones conexas se definen como un conjunto de píxeles con el mismo valor, para los cuales existe alguna conexión geométrica (que se define más adelante). Para esto se utilizó el algoritmo de extracción morfológica de forma, que se describe en [24]. Para implementar el mismo, también se utilizó parte del código de un programa ya existente [25]. Dada una imagen, se define un nivel umbral o línea base $l_b = f + m \times \sigma_f$ que separe los píxeles que componen el fondo de aquellos con señal. Con esto se está suponiendo que prácticamente no habrá señal espúrea del fondo $m \times \sigma_f$ veces por encima del valor medio f . El número m pasa a ser un parámetro del programa y las dificultades respecto a la elección del mismo serán comentadas en breve. Luego se genera una nueva imagen con igual dimensión que la imagen original, en donde los píxeles (x, y) con $S(x, y) < l_b$ se reemplazan por 0, y aquellos tales que $S(x, y) > l_b$ se reemplazan por 1. Hasta aquí se ha formado una imagen con ceros y unos a partir de la imagen original. Sigue encontrar las regiones conexas en donde los píxeles valen 1. Para esto hace falta definir qué significa que dos o más píxeles conformen una región conexa. En el contexto de este algoritmo, dos píxeles están conectados si ambos tienen el valor 1 y son vecinos primeros, segundos, o de algún orden. En este trabajo se utilizaron primeros y segundos vecinos para evaluar la conexión, esto es, dado un pixel con valor 1 el mismo está conectado si alguno de los píxeles de su perímetro (4 primeros vecinos, 4 segundos vecinos y 8 en total) también tiene el valor 1.

Los detalles de cómo el algoritmo encuentra estas regiones y las clasifica son extensos y se explicitan en [24]. A cada región conexa encontrada se le asigna un número k y una matriz $M(k)$, que contiene las coordenadas de los píxeles que componen dicha región. Si en total se hallaron N regiones, entonces, $k = 1, \dots, N$.

Luego, para cada región conexa k , se accede a los pí-

xeles de coordenadas $M(k)$ pero en la imagen original, y sobre éstos pueden calcularse propiedades físicas de la región, como el centro de masa y momentos de orden mayor. En especial, son particularmente útiles los momentos de inercia.

Hace falta entonces definir criterios sobre las propiedades calculadas para hacer una clasificación de eventos. En el análisis α se utilizó al final del algoritmo, la diferencia porcentual entre los momentos de inercia principales. Para identificar muones, se comprobó que un criterio similar también es útil. Dado que estos últimos dejan trazas rectas, si para la región conexas que lo contiene, se diagonaliza la matriz de inercia, se encontrará que uno de los autovalores es ~ 0 , ó lo que es lo mismo, $\delta I = (I_{max} - I_{min})/I_{max} \simeq 1$, donde I_{max} e I_{min} son el máximo y el mínimo autovalor, respectivamente. Entonces, una condición para decidir si un evento detectado es un muón, será pedir que $\delta I > \eta$ con η próximo a 1, para el evento. Nuevamente, η es un parámetro del algoritmo, que se define ejecutándolo un número suficiente de veces y analizando la consistencia de los resultados obtenidos. Cabe aclarar que con este criterio, sólo se están analizando los muones que atravesaron el CCD con un ángulo suficiente para dejar una traza recta. Los muones que atraviesan el CCD verticalmente dejan algunos pixeles con carga con geometría circular. Se decidió no tratar con este tipo de eventos ya que no son distinguibles geoméricamente de algunos eventos del fondo de radiación como electrones de baja energía y rayos X. Los eventos que no verifican la condición $\delta I > \eta$, pero sí fueron detectados por tener señal, se clasificaron como electrones, ya que contiene fundamentalmente las trazas de electrones provenientes de la interacción compton con fotones γ . Si bien estos eventos se clasificaron, no fueron analizados en este trabajo, dado que no se conoce la energía de los mismos. Uno de los muones detectados se muestra en la Figura 25. Los pixeles sin señal tienen el valor 0 para favorecer el contraste.

Una vez identificadas las trazas 2D de muones, se procedió a reconstruir la trayectorias 3D. Esto es posible porque se sabe que los muones atraviesan el CCD, y se conoce el espesor de este último. El proceso de un muón que se frena completamente en el CCD y decae es altamente improbable por el poco volumen de material que debe atravesar y además, dado que se emiten un electrón o un positrón en los decaimientos $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ y $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$, respectivamente, deberían ionizar carga y el evento dejaría de tener una apariencia 2D en la imagen, por lo que sería descartado. Como la imagen 2D de la trayectoria es la proyección de esta última sobre el plano del CCD, la geometría de la Figura 26 permite reconstruir completamente la trayectoria en el espacio. En la misma se indica la trayectoria del muón en el volumen del CCD como l_{3D} y su proyección sobre la superficie (plano xy) l_{2D} . El espesor del CCD es e y el ángulo de incidencia respecto del eje z es θ . La relación entre estas cantidades es $l_{3D} = \sqrt{l_{2D}^2 + e^2}$ donde e se conoce y l_{2D} puede determinarse de la geometría del evento en la imagen. Definida

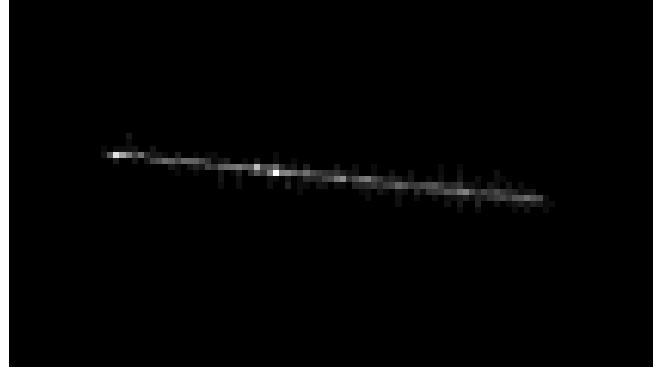


Figura 25. Uno de los muones detectados en el algoritmo de análisis de imagen. Se aprecia el carácter lineal del mismo que ha sido usado para seleccionarlo. Los pixeles sin señal se fijaron arbitrariamente en 0 para favorecer el contraste. Se observan los efectos de la difusión de carga en los vértices del mismo, en efecto, el vértice de la derecha es más ténue y más ancho que el vértice de la izquierda, indicando que el primero fue generado en la superficie del CCD más lejana al pozo de potencial en donde se almacena la carga.

l_{3D} puede calcularse el poder de frenamiento del muón como

$$SP(\mu^\pm) = \sum_{x,y} S(x,y)/l_{3D}, \quad (14)$$

donde la suma se extiende a todos los pixeles de la región conexas que contiene el evento y $S(x,y)$ es la señal del pixel (x,y) luego de restar el fondo global de la imagen.

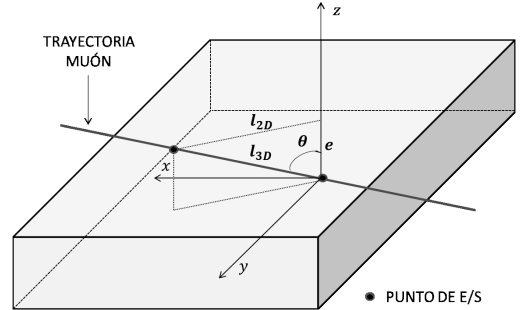


Figura 26. Esquema de la trayectoria de un muón que atraviesa el CCD. Los pequeños círculos negros son los puntos de entrada y salida (E/S) del muón. La longitud de la trayectoria en el volumen de Si está indicada como l_{3D} , mientras que su proyección sobre la superficie (plano xy) es l_{2D} . El espesor del CCD es e y el ángulo de incidencia respecto del eje z es θ . Se tiene $l_{3D} = \sqrt{l_{2D}^2 + e^2}$ donde e se conoce y l_{2D} puede determinarse de la geometría del evento en la imagen.

Cuando se detecta un evento se tiene una línea 2D y sus vértices. En principio, no puede distinguirse cuál es el vértice superior y cuál el inferior. Sin embargo, dado que el CCD que se usó es grueso, la carga que se genera en la superficie del mismo y que por lo tanto, debe recorrer el

espesor completo del dispositivo hasta alcanzar el pozo de potencial en donde se almacena, está sujeta a efectos de difusión más pronunciados que aquella que se genera en el volumen de Si. Por eso, cuando el muón apenas ingresa al CCD, genera carga en la superficie, y por los efectos difusivos este vértice de la trayectoria se ensancha respecto del vértice de salida. Para el presente análisis, no es importante esta distinción porque sólo se utilizan l_{3D} y θ . Por otro lado, si bien no existe una forma de identificar el sentido en el que el muón recorrió su trayectoria, se supuso en este trabajo que los muones venían del cielo, y no desde abajo del CCD (que se encontraba en un plano horizontal).

Se analizaron en total 14 imágenes, 9 de ellas de 10 s de exposición y las restantes de 100 s. Se calculó el *stopping-power* del muón definido según la ec. 14 sobre todos los eventos detectados (~ 50) y se obtuvo $SP(\mu^\pm) = (17 \pm 2) \text{ DN}/\mu\text{m}$. Convirtiendo este valor con la constante K_{ADC} , se obtiene $SP(\mu^\pm) = (90 \pm 10) e^-/\mu\text{m}$. Según los valores tabulados para $SP(\mu^\pm)$ en [26] se tiene $SP(\mu^\pm) = 1,664 \text{ MeVcm}^2\text{g}^{-1}$, y para Si de densidad $\rho_{Si} = 2,329 \text{ gcm}^3$, que convertido a electrones con el factor $3,65 \text{ eV}/e^-$, da $SP(\mu^\pm) = 106,17 e^-/\mu\text{m}$. Si bien se está muy cerca de este valor considerando la dispersión del relustado hallado, la discrepancia puede deberse a la pérdida de carga que existe por haber tomado pixeles con carga mayor a l_b . Este problema fue resuelto en el tratamiento de partículas α porque se tenía la especial simetría de los eventos, que permitía definir un fondo local a cada uno. Sin embargo, en el presente caso esto es mucho más difícil de hacer y no se tuvo en cuenta.

Por otro lado, no se encontró una distribución angular de los eventos de tipo $\cos^2(\theta)$ como se espera para los muones cósmicos, sino más bien, una distribución uniforme. Si bien el algoritmo no encuentra los muones que llegan al CCD verticalmente se esperaba encontrar una mayor cantidad de eventos de menor longitud l_{2D} y por lo tanto de menor ángulo θ . No se encontró una explicación clara de por qué pueda ocurrir, aunque debe tenerse en cuenta que 50 eventos pueden no ser suficientes para dar una estadística aceptable.

IV. CONCLUSIONES

En este trabajo se puso en funcionamiento un dispositivo CCD de uso científico que planea utilizarse como detector de partículas y radiación. Las aplicaciones que motivaron el trabajo fueron el empleo del CCD como detector de neutrones sensible a posición y como detector de materia oscura.

Utilizando el método de transferencia fotónica, se obtuvieron la constante de calibración $K_{ADC} = (5,5 \pm 0,2) e^-/\text{DN}$, la constante de no uniformidad de pixel $P = 0,010 \pm 0,002$, la capacidad máxima de electrones por pixel $N_{e^-MAX} \simeq 143000 e^-$, y la relación señal-ruido máxima $SNR_{MAX} \simeq 370$, a la temperatura de operación

$\sim -150^\circ\text{C}$.

Dada la necesidad de garantizar la estabilidad térmica del dispositivo, se desarrolló un control de temperatura PID autónomo que puede operar sin la necesidad de una PC. El mismo se construyó sobre la plataforma Arduino.

Se estudió la distribución de carga que generan las partículas α emitidas por la fuente de ^{241}Am con energías cinéticas de $\sim 5 \text{ MeV}$ y se calculó el *quenching-factor* en el rango $1 - 10 \text{ MeV}$ según el modelo semiempírico [19]. El mismo resultó $QF(5,00 \text{ MeV}) = 0,168 \pm 0,008$, manteniéndose entre el 13 % y el 23 % en dicho rango de energía. Para esto se desarrolló un código de detección de objetos basado en el algoritmo de Canny y el de correlación 2D.

También se estudiaron las trazas que producen los muones cósmicos cuando atraviesan el CCD. De las mismas se obtuvo el *stopping-power* de los muones en silicio, resultando $SP(\mu^\pm) = (90 \pm 10) e^-/\mu\text{m}$. Para esto se implementó un código mediante el algoritmo de extracción morfológica de forma.

Los trabajos futuros mejorarán el contenedor del CCD, en particular, podrá hacerse vacío para evitar introducir el vapor de nitrógeno y se instalará definitivamente el control de temperatura. Por otro lado, se espera poder corroborar la calibración hecha por métodos de transferencia fotónica, mediante la exposición a una fuente de rayos X. En particular, se utilizará ^{55}Fe que tiene un pico de energía equivalente a $\sim 1620 e^-$ y es de uso habitual en este tipo de aplicaciones. Finalmente se espera poder variar la configuración de potenciales de alimentación y reloj adoptados en este trabajo, para observar el desempeño del dispositivo y poder optimizarlo. En un trabajo en colaboración entre investigadores del CAB y de Fermi-Lab (DOE, EEUU) se planea exponer un CCD a un haz de neutrones térmicos provenientes de reactor RA6, que activarán el silicio del dispositivo. A tal fin se encuentran en estudio los distintos modos de desexcitación de los diferentes isótopos del silicio (decaimiento β^- y emisión de γ *prompt*), los cuales producen retrocesos nucleares de Si con espectos conocidos. Esto permitirá obtener experimentalmente el QF del Si a ciertas energías discretas por debajo de los 10 keV.

Agradecimientos

Agradezco enormemente la paciencia, predisposición, y el conocimiento que me brindaron mis directores, Jerónimo y Miguel, así como también el trato siempre cálido y alentador. También agradezco los consejos y observaciones de Xavier Bertou y Mariano Gómez Berisso. Agradezco a Luis Capararo por su intensa ayuda con el armado del equipo experimental (brindado su incondicional apoyo técnico incluso hasta el último día previo a su jubilación), a Germán Zoja por brindarme algunos elementos de trabajo y, a Horacio Arnaldi y Manuel González por la introducción a Arduino y la ayuda frente a problemas que surgieron con éste.

-
- [1] James R. Janesick, “*Scientific Charge-Coupled Devices*”, SPIE Press-The International Society for Optical Engineering, ISBN 0-8194-3698-4, Bellingham, WA, 2001.
- [2] S. Matarrese, M. Colpi, V. Gorini, U. Moschella, “*Dark Matter and Dark Energy: a challenge for modern cosmology*”, ISBN 978-90-481-8684-6 Springer (2011).
- [3] Bernabei R et al., “*New results from DAMA/LIBRA*”, (arXiv:1002.1028) Eur. Phys. J. C 67 (2010) 39.
- [4] Aaseth C. E., et al., Physical Review Letters, vol. 106, Issue 13, id. 131301.
- [5] S. Holland, D. Groom, N. Palaio, R. Stover, M. Wei, “*Fully depleted, back-illuminated charge-coupled devices fabricated on high-resistivity silicon*”, Electron Devices, IEEE Transactions on 50 (1) (2003) 225?238. doi:10.1109/TED.2002.806476.
- [6] Alvaro E. Chavarria, Javier Tiffenberg, “*DAMIC at SNO-LAB*”, 13th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics, Physics Procedia 00 (2014) 1-13.
- [7] J. J. Blostein, J. Estrada, J. Molina, G. Fernández, “*Plasma effect in silicon charge coupled devices (CCDs)*”. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, A 665 (2011) 90-93.
- [8] DOE Patent Assignment Form, FAA-821, S-130642, “*High Resolution Neutron Imaging by Means of a Boron-Coated CCD*”, J.J. Blostein, H. Caese, G. I. Cancelo, G. Derylo, J. Estrada, G. Fernández Moroni, M. Gómez Berisso, A. Trataglione. Fecha de presentación de la solicitud de patente ante la United States Patent and Trademark Office de EEUU: 1/11/2012.
- [9] A. S. Tremsin, J. V. Vallerga, J. B. McPhate, O. H. W. Siegmund, W. B. Feller, L. Crow, R. G. Cooper, “*On the possibility to image thermal and cold neutron with sub-15 mm spatial resolution*”, Nucl. Instr. and Meth. A 592 (2008) 374.
- [10] S.E. Holland , K.S. Dawson, N.P. Palaio, J. Saha, N.A. Roe, G. Wang, “*Fabrication of back-illuminated, fully depleted charge-coupled devices*”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 579 (2007) 653?657
- [11] C. Bebek “*4k × 2k and 4k × 4k CCD Technical Manual*”, November 2006, Berkeley Lab.
- [12] <http://www.astro-cam.com/>
- [13] “*ATmega32u4/ATmega16u4 8-bit Microcontroller with 16/32K Bytes of ISP Flash and USB Controller*”, Atmel Corporation, San Jose, USA.
- [14] “*MSD6100 Dual Switching Diode Common Cathode*”, Semiconductors Components Industries, LLC, 2006.
- [15] http://en.wikipedia.org/wiki/Ziegler%E2%80%93Nichols_method
- [16] M. J. DeWeert, J. B. Cole, A. W Sparks, A. Acker “*Photon Transfer Methods and Results for Electron Multiplication CCDs*”, BAE Systems Spectral Solutions, Honolulu, HI, 96813.
- [17] James F- Ziegler <http://http://www.srim.org/>, SRIM 2013.
- [18] National Institute of Standards and Technology-Physical Meas. Laboratory. “*Stopping-power and range tables for helium ions*”, <http://http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ASTAR>
- [19] V.I. Tretyak “*Semi-empirical calculation of quenching factors for ions in scintillators*”, Astropart. Phys. 33:40-53,2010
- [20] “http://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/ap_table.pl” Stopping Power and Range Tables for Alpha Particles in Silicon.
- [21] “http://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/e_table.pl” Stopping Power and Range Tables for Electron in Silicon.
- [22] Marco A. Treiber, “*An Introduction to Object Recognition / Advances in Pattern Recognition*”, ISBN 978-1-84996-234-6, Springer, Germany.
- [23] Lijun Ding, Ardeshir Goshtasby, “*On the Canny edge detector*”, Pattern Recognition 34 (2001) 721-725.
- [24] Haralick, Robert M., and Linda G. Shapiro, “*Computer and Robot Vision*”, Volume I, Addison-Wesley, 1992, pp. 28-48.
- [25] Jerónimo Blostein, conversación privada.
- [26] D. E. Groom, N. V. Mohkov, and S. Striganov “*Muon Stopping Power And Range Tables 10 MeV – 100 TeV*” Atomic Data and Nuclear Data Tables, Vol. 76, No. 2, July 2001.