

Caracterización de los Fotomultiplicadores R8520-06SEL para NEXT

Javier Pérez Pérez

25/06/2010

La determinación de la naturaleza del neutrino es uno de los mayores retos de la física actual. NEXT es un experimento que proyecta construir una TPC con 100kg de ^{136}Xe a alta presión para medir la desintegración doble beta sin neutrinos. Uno de los requisitos experimentales más importantes para poder observar estos eventos es medir la energía de los sucesos con una resolución <1%. La caracterización de los fotomultiplicadores que se usan en NEXT para medir la energía es de vital importancia para conseguir este objetivo

Agradecimientos

Durante estos meses de trabajo que he necesitado para realizar esta tesis han sido muchas las personas que me han ayudado a llevar a buen puerto este proyecto. Espero no dejar de mencionar.

En primer lugar agradecer a José Díaz por darme la oportunidad de entrar en NEXT y confiar en mí desde el primer momento. Sin esa oportunidad, nada de lo que ahora estoy escribiendo lo podría haber hecho.

A continuación tengo que agradecer todo su apoyo, tiempo y dedicación a Nadia Yahlali. Es la persona que más me ha guiado en este tiempo en el laboratorio y de la que por su cercanía más he aprendido; es por ello que creo que es a quien más le debo.

No me quiero olvidar de José María Ibáñez, por su paciencia y comprensión que ha tenido en este tiempo que he estado dedicado a realizar este Máster en Física Avanzada.

También agradecerles a todos y cada uno de los otros miembros de NEXT, que en mayor o menor medida han estado ahí cuando hacían falta, tanto en lo laboral como en lo personal, haciendo de la jornada diaria algo menos duro y más ameno. Fuera del laboratorio también hay gente muy valiosa e importante que en nuestros ratos por el IFIC hemos creado muy buenos momentos para recordar. No me voy a parar a enumerarlos, pero cada uno sabe lo importante que ha sido para mí y lo agradecido que le estoy.

A parte del plano laboral, tengo que agradecer su apoyo a gente que por otro cauce también me ha sido de ayuda. Son muchas las personas que han sido importantes, amigos del instituto, de la carrera, de la parroquia... y principalmente a mis padres y a mis hermanos que me han apoyado en todo momento.

Gracias a todos.

Contents

1	Introducción	5
1.1	La naturaleza del neutrino y la desintegración doble beta	5
1.2	Experimentos de desintegración doble beta sin neutrinos	8
1.3	El experimento NEXT	9
1.4	Nuestra contribución a NEXT	15
2	Investigación y desarrollo con los PMTs	16
2.1	Resolución en energía	16
2.2	Los fotomultiplicadores R8520-06SEL	17
2.3	La medida de la ganancia	20
2.4	La medida de la Corriente Oscura	28
2.5	La medida de la Eficiencia Cuántica	28
3	Resultados y discusión	31
3.1	Ganancia	31
3.1.1	Estimación del error	32
3.1.2	Resultados obtenidos	34
3.1.3	Ganancia en función del alto voltaje	37
3.1.4	Ganancia en función del número de fotoelectrones.	39
3.2	Corriente Oscura	44
3.3	Eficiencia Cuántica	45
3.4	Elección de bases	47
4	Resumen y conclusiones	48

1 Introducción

1.1 La naturaleza del neutrino y la desintegración doble beta

El neutrino fue propuesto por primera vez en 1935 por Wolfgang Pauli para poder explicar el espectro típico de la desintegración beta [1], donde la energía del electrón emitido no seguía el comportamiento observado por las partículas alfa. En las alfas, teníamos un valor de la energía muy bien definido para el nucleo de He que se emite; mientras que en las desintegraciones beta obtenemos un amplio espectro de energías posibles para el electrón emitido.

La explicación, aunque controvertida, fue la siguiente: definir una partícula que también se producía en la desintegración beta, que se llevaba parte de la energía, que interaccionaba muy poco con la materia y que no sentía ni la fuerza nuclear fuerte ni la electromagnética. Esa partícula es el neutrino.

Los procesos de desintegración beta, causados por la interacción débil, se producen debido a un decaimiento de un quark, o lo que es lo mismo, un cambio de sabor. El resultado es otro quark, un leptón y su correspondiente antineutrino. En el caso de los nucleos atómicos, estas desintegraciones se producen para obtener un núcleo más estable que el original que teníamos.

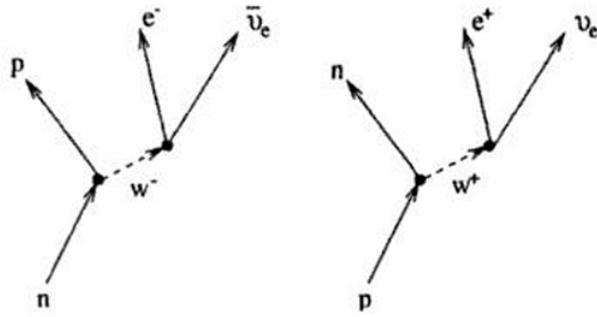


Figure 1: Esquema de la desintegración β

Los bosones responsables de la interacción débil son los bosones W^\pm (responsables de las corrientes cargadas) y el bosón neutro Z^0 (responsable de las corrientes neutras), que debido a su elevada masa (casi 100Gev) limitan la acción de la interacción débil a muy corto alcance. Sólo a partir del Principio de Incertidumbre de Heisenberg y haciendo uso de partículas virtuales se pueden explicar estas desintegraciones ya que si no, se violaría el Principio de la Conservación de la Energía.

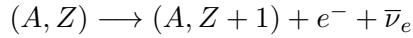
Estos procesos se comportan según la matriz de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM) que relaciona los autoestados de gauge con los autoestados de masa de la siguiente forma:

$$\begin{bmatrix} \bar{d} \\ \bar{s} \\ \bar{b} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} d \\ s \\ b \end{bmatrix}$$

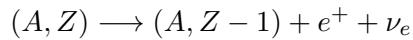
donde V_{ij} son funciones de los 3 ángulos de mezcla y de un factor de fase.

Dentro de la fenomenología beta, encontramos 3 procesos distintos:

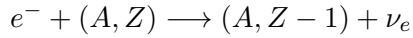
- Desintegración β^- : consiste en la desintegración de un neutrón a un protón, con la emisión de un electrón y de un antineutrino electrónico.



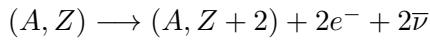
- Desintegración β^+ : similar a la anterior. El protón se convierte en neutrón, con la emisión de un positrón y un neutrino electrónico.



- Captura de electrones: aquí se captura un electrón que orbita alrededor del átomo para obtener un neutrón en el nucleo



Poco después de la propuesta de Pauli, se empezó a hablar de la desintegración doble beta [2] gracias al trabajo de Maria Goeppert-Mayer [3] en el que se hablaba de las interacciones nucleares débiles de segundo orden:



El diagrama de Feynman que describe este proceso lo podemos ver en la imagen izquierda de la figura 2:

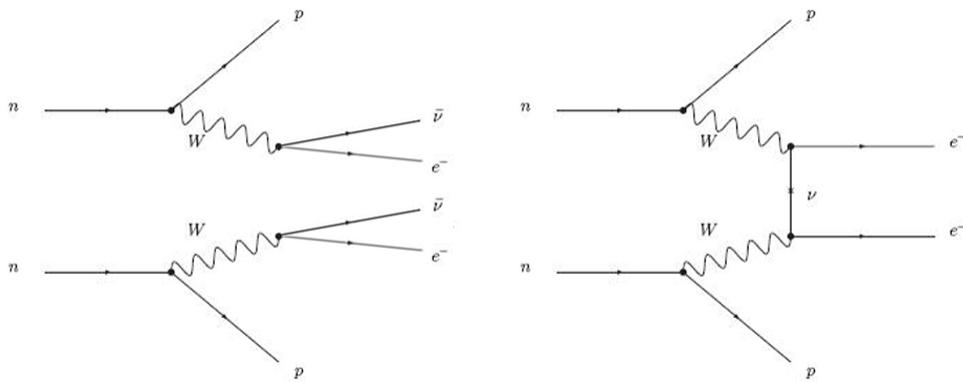
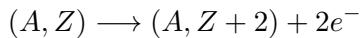


Figure 2: Diagrama de Feynman de la desintegración doble beta con neutrinos (izquierda) y sin neutrinos (derecha)

Este proceso ya ha sido ampliamente estudiado y detectado en multitud de núcleos atómicos, como por ejemplo ^{76}Ge , ^{48}Ca o ^{100}Mo . Los tiempos de vida media son del orden de $10^{19} - 10^{20}$ años.

Más adelante, Giulio Racah [4] a partir de los trabajos de Ettore Majorana [5] fue el primero en hablar la desintegración doble beta sin neutrinos $\beta\beta^{0\nu}$. Majorana decía que el neutrino era su propia antipartícula, lo que abría la puerta a la posibilidad de que 2 neutrinos se pudieran aniquilar entre ellos. A partir esto, todavía existe una controversia no resuelta entre las 2 descripciones más aceptadas de la naturaleza del neutrino, la de Dirac (existencia independiente del neutrino y del antineutrino) y la de Majorana (el neutrino y el antineutrino son la misma partícula)

La desintegración doble beta sin neutrinos empieza con un gran problema, que es la violación del número leptónico por 2 unidades, lo cual está en contra del Modelo Standard ya que este proceso es de este tipo:



Este proceso lo podemos ver claramente en la imagen de la derecha de la figura 2.

Para calcular la vida media de esta reacción usaremos esta ecuación

$$\frac{1}{T^{0\nu}} = m_{\beta\beta}^2 |M^{0\nu}| G^{0\nu}(E_0, Z)$$

donde $G^{0\nu}(E_0, Z)$ es el factor del espacio de las fases y $|M^{0\nu}|$ es un elemento de matriz nuclear (NME)

Para que esta ecuación pueda tener algún significado es necesario que los neutrinos tengan masa, hecho que se ha demostrado experimentalmente gracias a la medida de las oscilaciones de neutrinos. Su valor exacto no se conoce pero sí que se ha podido estimar una cota superior en su valor

Hasta el momento no se ha encontrado ninguna evidencia experimental que demuestre con claridad de la aniquilación de dos neutrinos, dejando la naturaleza de los neutrinos como una incógnita pendiente de desvelar. Nosotros buscamos una evidencia experimental como la de la figura 3:

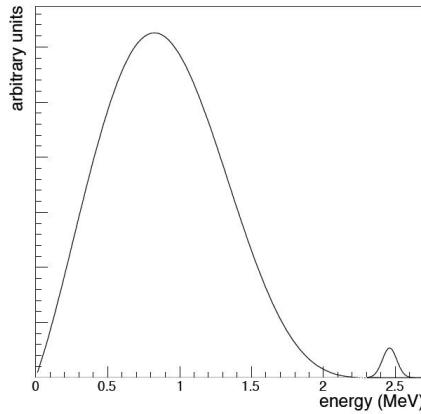


Figure 3: El pico de la izquierda es el pico de la desintegración doble beta con neutrinos. El pico de la derecha es el que esperamos observar con la desintegración doble beta sin neutrinos

En figura 3 podemos ver ambos picos, a la izquierda la distribución de la desintegración doble beta y a la derecha el pico esperado de la desintegración doble beta sin neutrinos. Una distribución en energía de los eventos de desintegración doble beta como esta sería la demostración de la naturaleza de Majorana del neutrino.

1.2 Experimentos de desintegración doble beta sin neutrinos

La necesidad de esclarecer la naturaleza del neutrino ha inducido la construcción y el desarrollo de detectores para la búsqueda del doble beta sin neutrinos.

Los experimentos más importantes hasta la fecha son:

- HEIDELBERG-MOSCOW: este experimento [6] buscaba el $\beta\beta^{0\nu}$ a partir de la desintegración del ^{76}Ge mediante cinco detectores de semiconductores de alta pureza enriquecidos al 87% con ^{76}Ge . La

exposición de este experimento es de 71.7 kg ·año. Este experimento ha arrojado un controvertido resultado, ya que un grupo de trabajo liderado por H. V. Klapdor-Kleingrothaus dijo haber encontrado una evidencia del $\beta\beta^{0\nu}$ estimando su vida media en $1.2 \cdot 10^{25}$ años y su masa en 240-580 meV. El problema estriba en que la señal del pico es muy débil y que, además, existen otros picos sin explicación en el espectro.

- IGEX: es un experimento [7] similar al de Heidelberg-Moscow realizado en el laboratorio de Canfranc, con tal de poder resolver la controversia surgida con el pico del supuesto $\beta\beta^{0\nu}$. La escasa exposición de este experimento (8.9 kg·año) no permitió resolverla.
- GERDA y MAJORANA: ambos experimentos [8] y [9] respectivamente, siguen procedimientos parecidos a los de Heidelberg-Moscow e IGEX, pero con mayor capacidad de rechazar el ruido de fondo.
- NEMO y SuperNEMO: Nemo y su versión ampliada, Supernemo [10], son experimentos que utilizan finas hojas de emisores de $\beta\beta$ rodeadas de una cámara de hilos para reconstruir las trayectorias de los electrones y de un calorímetro. El gran problema de este experimento es que los centelleadores plásticos del calorímetro tienen aproximadamente una resolución de energía próxima 10% FWHM, lo cual es insuficiente para lo que se exige en un experimento de estas características.
- GENIUS: Es una versión mejorada [11] del experimento de HEIDELBERG-MOSCOW, basado también en un detector de germanio que pretende obtener resultados en consonancia con los obtenidos por su antecesor.
- CUORE y CUORICINO: es un detector [12] bolométrico que busca el doble beta a partir de la desintegración del ^{130}Te . A pesar de tener una excelente resolución en energía, tiene el problema que es incapaz de distinguir el fondo radiactivo de los sucesos de interés.
- EXO: el experimento 'Enriched Xenon Observatory' [13] se dedica a buscar el doble beta sin neutrinos a partir de una TPC con 200kg de Xenón líquido. Éste es ahora mismo el experimento que compite más directamente con NEXT.

1.3 El experimento NEXT

NEXT (Neutrino Experiment with High Pressure Gas Xenon TPC) [14, 15, 16] es un experimento cuyo principal objetivo es acercarnos a la comprensión de la naturaleza del neutrino. El detector NEXT consiste en una cámara de proyección (Time Projection Chamber, TPC) que estará llena de 100kg de gas xenón enriquecido al 90% con el isótopo ^{136}Xe a 10 bar de presión.

Para fabricar NEXT, estamos construyendo distintos prototipos intermedios que nos ayudarán a conseguir soluciones y respuestas a las distintas cuestiones de diseño que traen consigo un proyecto de tal magnitud. Cada prototipo significará una etapas de diseño intermedias en la cual iremos aumentando la

cantidad de xenon y aproximandones más al diseño definitivo. Las características del modelo definitivo NEXT, conocido como NEXT100 serán 100kg de xenon a 10 atmósferas de presión de tal manera que la densidad del gas sea de $0.05g/cm^3$. El recinto para el xenón será un cilindro de $2m^3$, con 140cm de diámetro y de 140cm de altura.

Para medir los sucesos de interés, vamos a seguir el siguiente procedimiento:

- la desintegración doble beta del ^{136}Xe nos proporciona 2 electrones los cuales excitan e ionizan el xenon
- esta excitación, de origen atómico y molecular, produce luz que vamos a detectar con nuestros fotosensores (fotomultiplicadores). Son señales con una longitud de onda de 175nm y muy rápidas, de una duración aproximada de 1.6ns. Esta luz es conocida como Centelleo Primario y su detección nos servirá como señal de inicio del suceso (t_0).
- los electrones obtenidos por la ionización son derivados por un campo eléctrico hacia el ánodo de la TPC, compuesta por dos rejillas paralelas, en donde un campo eléctrico intenso de 3.6 kV/cm/bar permite producir electroluminiscencia; obteniendo una cantidad de luz proporcional a la cantidad de electrones que hayan llegado. La principal ventaja de un proceso proporcional es que la fluctuación en el número de cargas primarias (la resolución de energía depende de esta variación) no se comporte de manera exponencial como ocurre en los sistemas de detección de cargas como los GEMs [17]

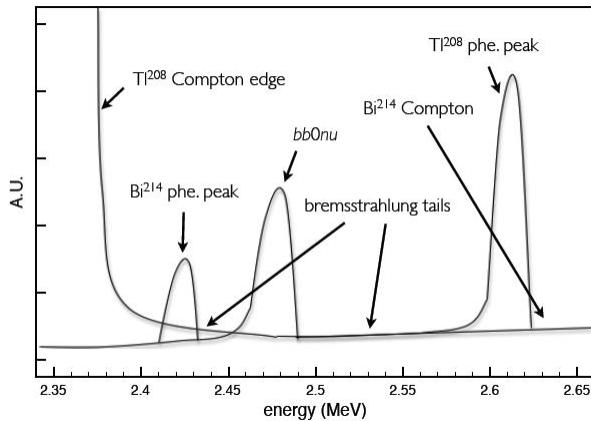


Figure 4: Composición del fondo radiactivo en la zona del espectro en energía de la $\beta\beta0\nu$

Una vez obtenidos los centelleos, tenemos que tener un dispositivo de detección muy eficaz a la par que preciso en la detección de los sucesos producidos en el xenón, además de darnos la posibilidad de

rechazar todos los eventos que puedan proceder del fondo radiactivo. Es por ello que en ambos extremos del cilindro donde está el xenón tendremos dos dispositivos de medida distintos para poder medir la energía (en el plano de lectura de la energía) y las trazas (en el plano de lectura de las trazas). Es necesario tener una gran capacidad de rechazar fondo de radiación, ya que en el rango de energías próximo al $\beta\beta^{0\nu}$ hay una amplia fenomenología de eventos, expuesta en la figura 4, que fácilmente pueden encubrir nuestra búsqueda.

El plano de las trayectorias (tracking) es el que, como su nombre indica, permite la reconstrucción de la trayectoria que han seguido ambos electrones dentro de la TPC. El electrón, durante su viaje por la cámara, irá depositando parte de su energía en las distintas dispersiones (scatterings) con las moléculas de xenón, energía que posteriormente será emitida en forma de fotones. Cabe destacar que al final del recorrido, se hará un fuerte depósito de energía acabando así el recorrido del electrón y dejando como trayectoria una línea abrupta culminada en una especie de bola, tal como se ve en la figura 5.

Además, sabemos [18] que para el isótopo ^{136}Xe el $Q_{\beta\beta} = 2457.83 \pm 0.37 \text{ keV}$ y que el electrón deposita (en xenón con una presión de 10bar) unos 70keV por centímetro recorrido salvo en los extremos que son unos 200keV. Con lo cual, tendremos unas curvas de unos 30cm, siendo de 15cm por cada electrón.

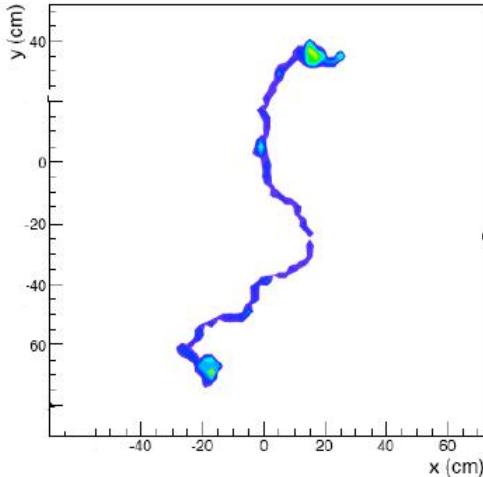


Figure 5: Trazas simuladas en el IFIC de un suceso $\beta\beta^{0\nu}$ en donde se aprecia la topología del suceso, distinguiéndolo del suceso de un solo electrón

Gracias a este plano podemos conocer las trazas y la topología de los eventos que tengamos y así rechazar los posibles eventos de fondo que no se correspondan con el doble beta.

Para la detección de esto utilizaremos fotomultiplicadores de silicio (SiPM), que son unos pequeños fotosensores aproximadamente $1mm^2$ de área efectiva. La ventajas de estos SiPMs son su bajo coste

económico, su alta ganancia ($\sim 10^5$) y su escaso tamaño, ya que junto con la electrónica asociada a cada SiPM pueden ocupar aproximadamente 1cm^2 , lo que nos permite colocar muchos SiPMs en el plano de las trayectorias y así poder reconstruir la topología de los sucesos.

El plano de la energía es el que se encarga de medir la energía total de electrones a partir del conteo de fotones recibidos. Para ello utilizaremos fotomultiplicadores (PMT). Los PMTs son unos fotosensores muy potentes, incluso con un sólo fotón se pueden obtener señales del orden de la decena de milivoltios. La ventaja de los PMTs sobre los SiPMs es que los PMTs tienen una ganancia mayor y mucho menos ruido que los SiPMs.

Para este plano tenemos como principales candidatos a los PMTs de R8520-06SEL de Hamamatsu. Éstos, son una nueva versión de los usados en el experimento XENON (R8520-AL), con una superficie de $1''$ cuadrada y una ganancia típica de 1.0×10^6 .

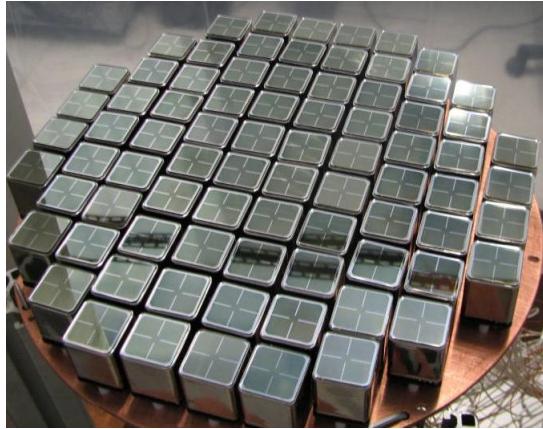


Figure 6: Plano de energía diseñado para el experimento XENON 100, similar al que usaremos en NEXT

La suma de toda la luz que hayan captado los PMTs nos servirá para saber la energía con la que han salido los electrones del núcleo de Xenón en su proceso de desintegración doble beta. La medida de esta energía es la que nos tiene que nos servirá para ver la distribución de energías de los electrones mientras que el plano del tracking nos servirá para rechazar eventos que no sean de doble beta.

Resumiendo el procedimiento físico:

- Centelleo primario (t_0) \rightarrow eventos de unos 1.6ns que nos dan muy pocos fotones. Los SiPMs no serán capaces de detectar esta luz pero los PMTs sí que pueden detectar los centelleos del orden de 1-10 fotones por PMTs. Éste es el inicio de un suceso doble beta

- Centelleo secundario $E \rightarrow$ este centelleo que dura varios microsegundos se produce por electroluminiscencia y el número de fotones es mucho mayor que el del centelleo primario, dándonos la energía en el plano de los PMTs y el tracking en el plano de los SiPMs.

Ahora mismo en el IFIC estamos en la etapa de obtención de resultados de nuestro primer prototipo NEXT0-EL, en el que una pequeña cavidad rellena de xenón captará eventos de electroluminiscencia del xenón causados por las γ emitidas por una fuente radioactiva de ^{241}Am (emite γ de 60keV y α de 5MeV) colocada en el interior de la cavidad.

Este prototipo, mostrado en las figuras 7 y 8, nos sirve como primera toma de contacto con la electroluminiscencia:

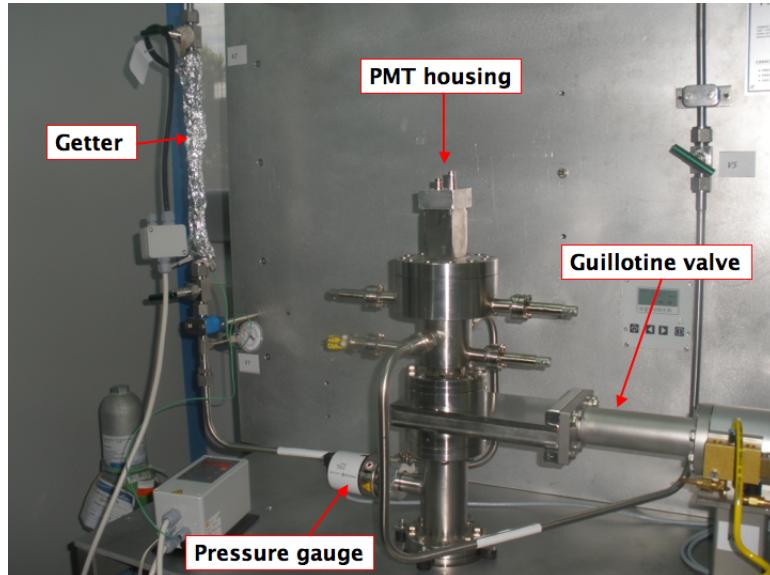


Figure 7: Foto del prototipo que se halla actualmente en el IFIC, laboratorio 025. Aparecen destacadas las partes exteriores más importantes a la cámara donde tenemos el xenón.

Las partes principales del exterior de la cámara son:

- Recinto para el PMT (PMT housing): habitáculo completamente aislado de la luz exterior donde colocaremos un PMT R8520-06SEL
- Válvula de guillotina (Guillotine valve): cumple la función de aislar el sistema de vacío del sistema de gas.

- Pressure gauge: es el medidor de la presión de vacío
- Getter: sistema empleado para la purificación del xenón

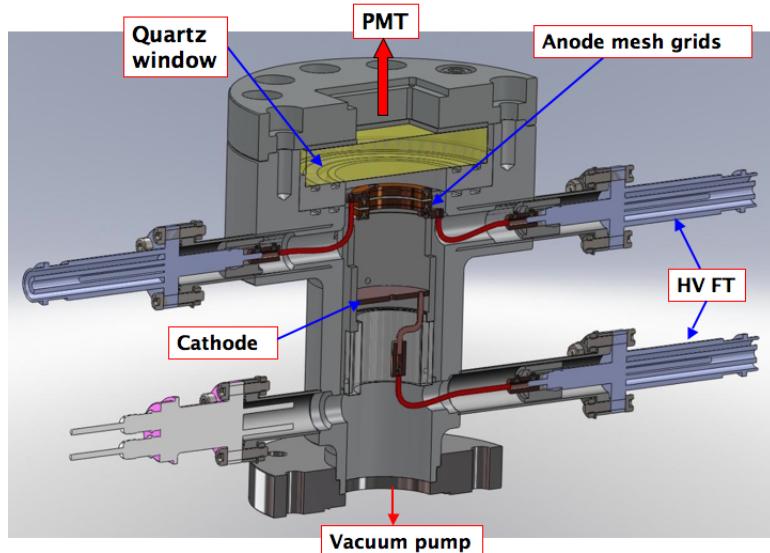


Figure 8: Dibujo de un corte transversal de la TPC de NEXT0-EL

Las partes principales del interior de la cámara son:

- Sistema de Alto Voltaje (HV): compuesto por el ánodo, el cátodo en forma de rejilla y por sus respectivos feedthroughs. Este sistema produce un campo de entre 3.5 y 6 kV/cm/bar
- Sistemas de vacío: es un sistema compuesto de 2 bombas, una de diafragma y otra turbomolecular, que se encarga de hacer alto vacío en la cavidad ,pudiendo alcanzar 10^{-7} mbar
- Sistema de gas: se encarga de llenar con xenón la cavidad con una presión de hasta 10 bar.
- Ventana de cuarzo: es una ventana de cuarzo de 15mm que se encarga de transmitir la luz de centelleo del xenón al PMT.

Cabe destacar que otros prototipos de NEXT están en la actualidad en desarrollo en otras instituciones partícipes de la colaboración NEXT como NEXT1-MM (prototipo que trabaja con micromegas, en la

Universidad de Zaragoza), un versión de NEXT1 con APDs en la Universidad de Barcelons y NEXT1-EL (versión de mayor tamaño de NEXT con más xenon y con más PMTs) en Berkeley National Laboratory (LBNL) en colaboración con la Universidad Tamu de Texas.

Conforme avancen los prototipos, se irán pareciendo cada vez más al modelo definitivo de NEXT, llamado NEXT100.

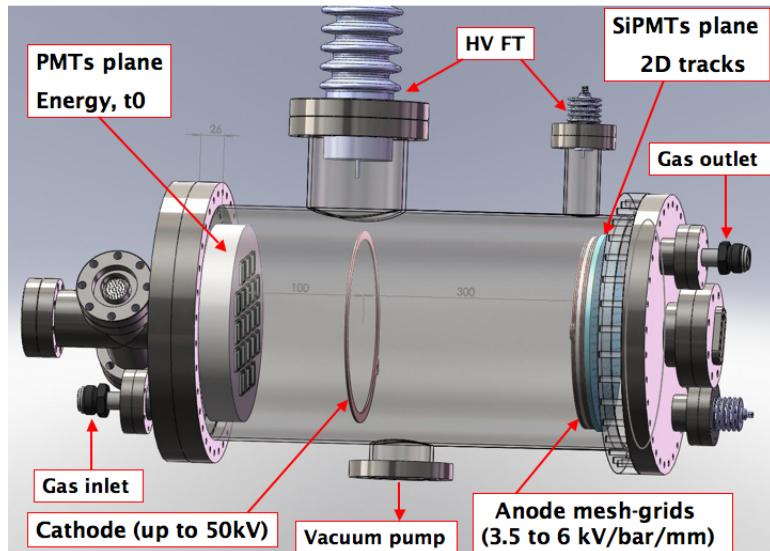


Figure 9: Diseño de NEXT1, equivalente a NEXT 100 salvo por las dimensiones y el HV

donde podemos ver en ambos lados los 2 planos de medida antes comentados, los feedthrough de alto voltaje, los distintos sistemas de vacío y entrada de xenón y la cavidad central donde estará el xenón almacenado, que es la zona activa donde se producirán los sucesos de doble beta.

1.4 Nuestra contribución a NEXT

De todo este experimento, la parte de la que se va a hablar en esta tesis es la de caracterización [19, 20, 21, 22] de los PMTs R8520-06SEL de Hamamatsu que serán los que se van a usar para el plano de la energía. La caracterización de los PMT consiste en las siguientes medidas: la determinación precisa de la ganancia del PMT en función del alto voltaje aplicado, la obtención de la eficiencia cuántica del PMT y la medida de la corriente oscura que circula por cada PMT y el estudio de la linealidad con la luminosidad recibida.

Según el fabricante, los PMTs tienen unos valores típicos de sus distintas características pero que sólo sirven como una muy buena estimación del valor real que tienen los PMTs. El valor de estas características

puede variar mucho más de lo esperado entre un PMT y otro. La medida de esta variación es muy significativa para NEXT, porque es necesario una calibración muy precisa del sistema de PMTs para alcanzar el objetivo de una resolución en energía mejor que el 1%

La ganancia se puede definir como el cociente entre el número de electrones entre ánodo y el número de electrones producidos en el photocátodo y colectados en el primer díodo. En nuestro estudio hemos estimado el peso de los dos grandes factores que afectan a la ganancia:

- cambiando el alto voltaje: cuanto más voltaje se le suministre al PMT, más ganancia obtenemos. Tendremos que comprobar también si la ganancia aumenta de manera exponencial en función del alto voltaje
- cambiando los PMTs, para comprobar si todos tienen la misma ganancia dada una misma señal

Cuando nos disponemos a medir el valor de la ganancia, lo mejor es trabajar al nivel de recibir un solo fotón. Así podemos estimar con precisión el valor de la ganancia, ya que el valor de la ganancia será igual a la carga total partida de la carga de un electrón. Como el proceso llegada de fotones seguirá un proceso poissoniano, lo deseable será hacer un montaje experimental de tal manera que tengamos muchos más eventos sin fotones que con un solo fotón de tal manera que así casi no tengamos ningún evento dos fotones.

2 Investigación y desarrollo con los PMTs

2.1 Resolución en energía

Debido a la alta resolución en energía exigida en un experimento con tan poca estadística de eventos de $\beta\beta0\nu$, es necesario tener una resolución en la energía($\frac{\Delta E}{E}$) mejor que el 1%

Ahora vamos a comentar brevemente y por orden de importancia qué factores son los que afectan a la resolución en la energía:

- La fluctuación estadística en el número de electrones primarios producidos en la ionización del xenón. Esta fluctuación puede verse incrementada debido a la captación de electrones por moléculas electronegativas (electron attachment) producida por impurezas presentes en el gas de la TPC. Un ejemplo de esto puede ser la molécula agua.
- Multiples causas asociadas al fotosensor:
 - fluctuación estadística del PMT.

- sensibilidad a la luz incidente.
- ganancia de cada PMT, que puede variar hasta en un orden de magnitud.
- La precisión de la calibración del sistema multi-PMT, porque cuanta más variación haya en la respuesta de un PMT respecto de los otros, más grande es la dispersión en la cantidad de carga total medida.
- El nivel de ruido de la electrónica asociada a la lectura, como pueden ser los amplificadores o la digitalización de la señal.

2.2 Los fotomultiplicadores R8520-06SEL

Un fotomultiplicador es un aparato que convierte señales luminosas en señales eléctricas a partir de un alto voltaje externo. Las partes básicas de las que está compuesto un PMT [23] son:

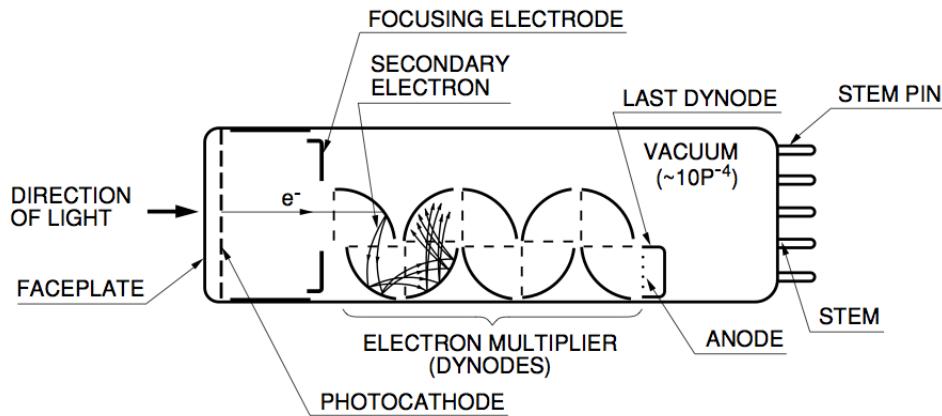


Figure 10: Esquema típico de un PMT

- Ventana: es la parte por donde entra la luz al PMT. Es muy importante elegir el material de la ventana, ya que la transmitancia de la misma depende de la longitud de onda.
- Fotocátodo: es la parte donde, a causa del efecto fotoeléctrico, obtenemos electrones a partir de los fotones incidentes. Normalmente se conoce a este electrón como fotoelectrón, debido a su origen fotoeléctrico. Podemos definir un factor conocido como Eficiencia Cuántica (QE) obtenido a partir del cociente entre electrones obtenidos en el fotocátodo y el número de fotones que han incidido en él. El valor típico de la eficiencia cuántica está alrededor del 20%. También tiene una fuerte dependencia con la longitud de onda.

- Electrodo de enfoque: es la parte donde se enfocan los fotoelectrones para que acaben llegando al primer dínodo. No todos los fotoelectrones llegan al primer dínodo ocasionando una pérdida de carga. Con lo cual, podemos definir la eficiencia de colección (CE) como el cociente entre el número de electrones que llegan al primer dínodo y el número de fotoelectrones que salen del photocátodo. El producto entre QE y CE nos dará el cociente entre electrones del primer dínodo y fotones incidentes, que será una medida necesaria para la caracterización de nuestros PMTs.
- Dínodos: los dínodos son las partes donde se produce la amplificación de la carga. En ellos, los electrones incidentes acelerados por el alto voltaje (HV) arrancan gran cantidad de electrones de cada dínodo de tal manera que se produce un incremento de varios órdenes de magnitud la carga obtenida en el photocátodo. Cabe destacar que la capacidad de arrancar electrones de los dínodos aumenta de manera exponencial conforme aumenta el HV. Para el buen funcionamiento del PMT es importante que estén al vacío en su interior, ya que en caso contrario, los electrones arrancados podrían colisionar con las moléculas de gas que estén en su interior.
- Ánodo: es la parte donde se produce la captación de los electrones obtenidos a partir de todos los procesos de amplificación del PMT.
- Base: la base es el circuito divisor de voltaje entre el cátodo y el ánodo y que permite la multiplicación de la carga. A la hora de suministrarles el alto voltaje, podemos trabajar de 2 maneras diferentes, con la base negativa o con la base positiva. La base positiva trabaja con el cátodo conectado a tierra y el ánodo a alto voltaje positivo, mientras que la negativa trabaja con el ánodo a tierra y el cátodo conectado a alto voltaje negativo.

Es muy importante saber con precisión los requisitos y características del experimento para poder elegir el PMT más óptimo (que mayor respuesta dé y que soporte las condiciones a las que se vea expuesto) en cada caso. Conocidas las características de nuestro experimento, los PMTs elegidos son los R8520-06SEL de Hamamatsu. Éstos, son una nueva versión de los usados en el experimento XENON (R8520-AL). Sus características típicas principales, según el fabricante, son:

Características	PMT R8520-06SEL
Ganancia	1.0×10^6
Alto voltaje máximo	900V
Resistencia a la presión	máximo de 5bar
Respuesta espectral	160-650nm (máximo en 320nm)
Eficiencia cuántica	30% a 175nm
Radioactividad	5mBq para las cadenas de U y TH
Corriente oscura del ánodo	de 2 a 20nA

Como podemos ver, las características de los estos PMTs son óptimas para nuestro detector salvo por la resistencia a la presión. Queda pendiente un refuerzo en estos PMTs para que sean capaces de soportar las 10 atmósferas de presión a las que se verán expuestos durante el transcurso del experimento.

Hamamatsu también produce las bases para estos PMTs, cuyo diseño podemos ver en la figura 12.

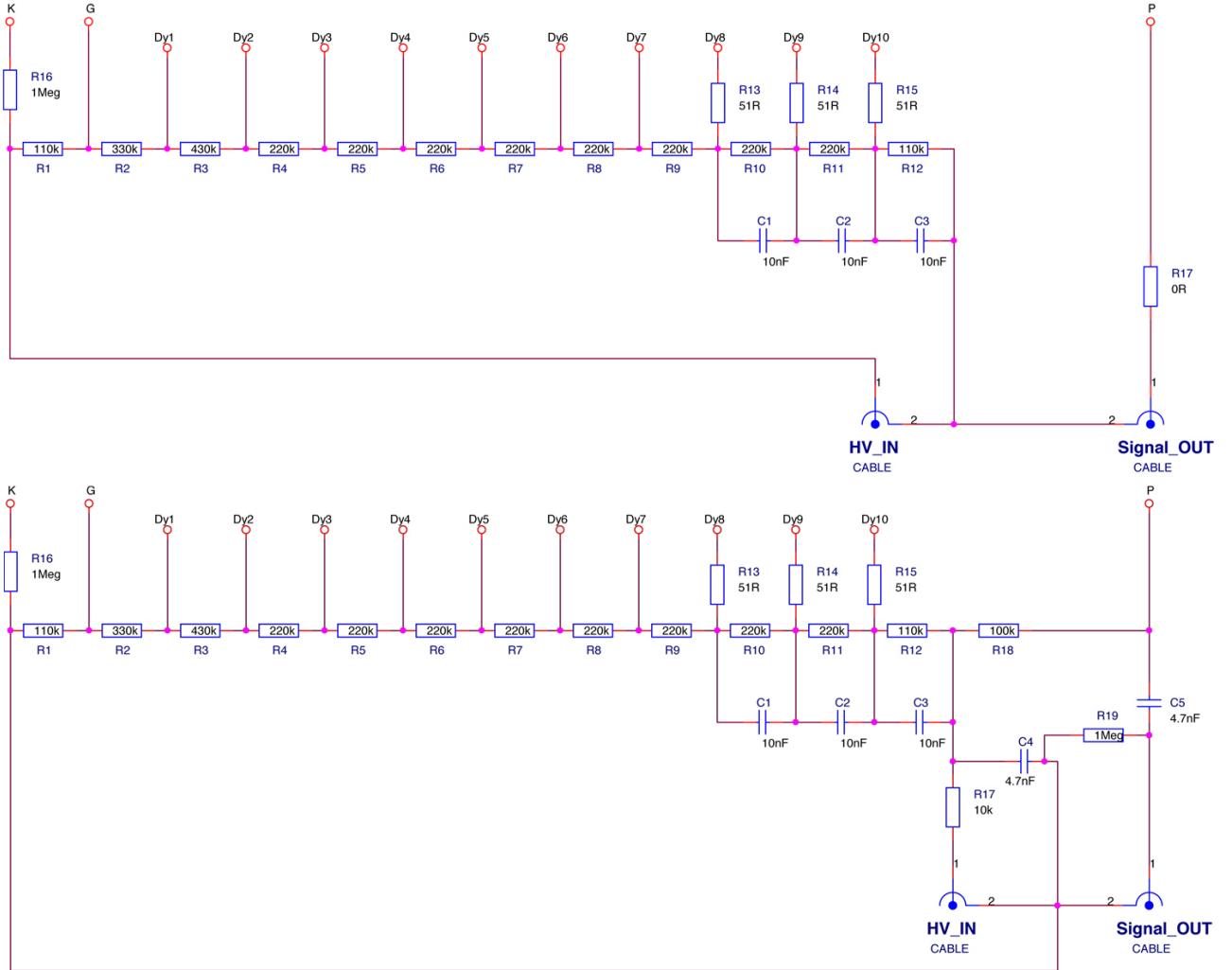


Figure 11: Diseño de las bases negativa (arriba) y positiva (abajo) de Hamamatsu

Las bases fabricadas por Hamamatsu para estos PMTs tienen el inconveniente de que no tienen ninguna certificación que garantice su nivel de radiopureza, ni que tampoco puedan aguantar la presión prevista y puede que degasifiquen (degassing). Es por ello que en NEXT, más concretamente en el Instituto de Física Corpuscular (IFIC), también nos estamos encargando de la fabricación de las bases para estos PMTs que cumplan con estas exigencias.



Figure 12: Imagen del PMT R8520-06SEL (izquierda) y éste colocado en una base construida en el IFIC (derecha)

2.3 La medida de la ganancia

La medida precisa y correcta de la ganancia [24, 25] es un factor determinante para la calibración del sistema de PMTs del plano de medición de la energía. El problema está en que aunque los PMTs sean fabricados siguiendo el mismo proceso, entre ellos existen diferencias entre las ganancias obtenidas para una misma señal conocida y para un mismo voltaje suministrado. Esto es debido a que, a un mismo HV, la fluctuación estadística en la ganancia en cada dínodo (δ) puede ser de hasta un 10%. Estas diferencias, como podemos ver en la figura 14, pueden llegar a ser hasta de un orden de magnitud

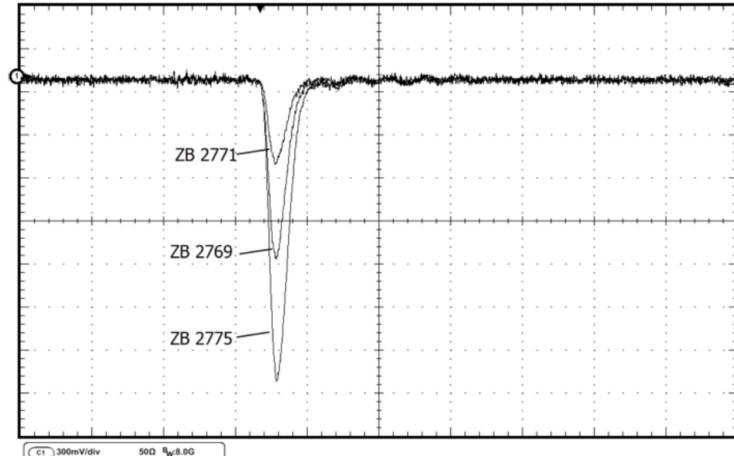


Figure 13: Comparación de las ganancias de distintos PMTs, alimentados a 700V e iluminados en las mismas condiciones por una LED de 400nm

La ganancia la definimos como:

$$G = \delta_1 \delta_2 \dots \delta_n$$

donde n es el número de dí nodos del PMT.

Además, recordamos la definición de Eficiencia Cuántica (QE) y Eficiencia de Colección (CE)

$$QE = \frac{N_{pe}}{N_\gamma} \quad CE = \frac{N_{pe_Dy1}}{N_{pe}}$$

donde N se refiere al número y los subíndices se refieren a fotoelectrones (pe), fotones (γ) y fotoelectrones en el primer dí nodo (pe_Dy1)

Con todo esto podemos decir que la señal obtenida en el ánodo (E) es:

$$E = N_\gamma \cdot QE \cdot CE \cdot G$$

Una vez conocida la relación exponencial que hay en cada PMT entre la ganancia y el HV, tendremos que calibrar todos los PMTs para que dada una misma señal, todos los PMTs que componen el sistema multi-PMT del plano de la energía de NEXT tengan la misma ganancia a costa de variar el alto voltaje que se les suministra.

El procedimiento para la obtención de la ganancia de un PMT consiste en el estudio de la señal producida por un sólo fotón, conocida como 'Single Electron Response' (SER). Además, este tipo de medidas nos serán muy útiles, ya que el número de fotones producido por el centelleo primario (t_0) será 1-10 fotones.

Un esquema conceptual del montaje experimental que vamos a utilizar es el siguiente:

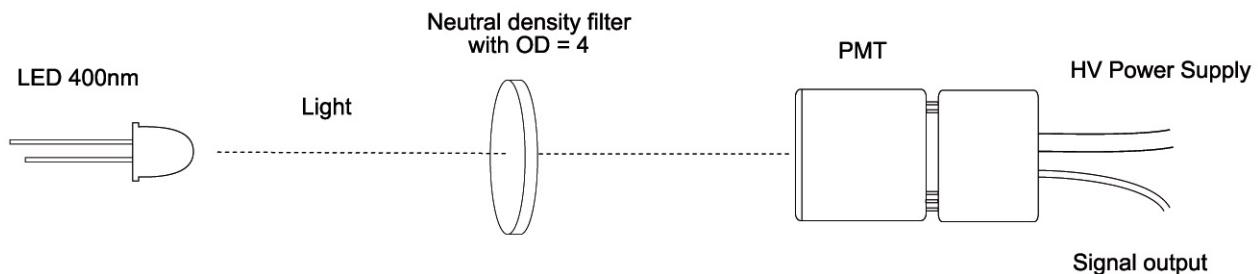


Figure 14: Esquema del montaje para medir el SER

donde tenemos:

- Una caja negra (Black Box) en la que metemos todo el dispositivo experimental. Esta caja está pensada para que no entre nada de luz y sólamente llegue al PMT la luz de nuestra LED
- Una LED modelo HUVL 400-520B con emisión a 400nm alimentada por un generador de pulsos Agilent 33250A. Las características del pulso usado en nuestro estudio son: 5.0V de voltaje, 1kHz de frecuencia de pulsos y una anchura de pulso de 15ns. La LED se encuentra dentro de una caja cerrada con un pequeño orificio de 1mm de diámetro por donde sale un haz colimado de luz
- Filtro Thorlabs NE40B (Filtro Absorbente Neutral Density con OD=4; o lo que es lo mismo, deja pasar 1 de cada 10^4 que le llegan), para disminuir la cantidad de luz que le llega al PMT.
- Osciloscopio Tektronix DSA70804 para poder analizar la señal que nos proporciona el PMT.
- 16 PMTs de Hamamatsu modelo R8520-06SEL. Durante el estudio podemos ir alternando entre las bases positiva y negativa para poder comparar la medida del SER con las dos bases. El PMT se encuentra dentro de una pequeña caja metálica que actuará como caja de Faraday. El motivo de esta caja es poder evitar el ruido producido por las ondas de radio; muy intensas en la zona donde está emplazado el laboratorio. La luz entra a la caja por otro pequeño orificio de 0.6mm de diámetro.
- Módulo de alto voltaje modelo CAEN N470. Hemos variado el voltaje suministrado al PMT entre 700V y 900V. En valores menores de 700V es muy difícil distinguir el valor del SER del ruido, sabiendo además de que tampoco vamos a utilizar voltajes tan bajos en NEXT.



Figure 15: A la izquierda en primer plano, el osciloscopio. Al fondo, un 'crate' donde tenemos el generador de pulsos y el módulo de alto voltaje. A la derecha, la caja negra con todos los componentes dentro

Con todo esto, buscamos el perfil típico del SER que viene siendo como el que vemos en la figura 16.

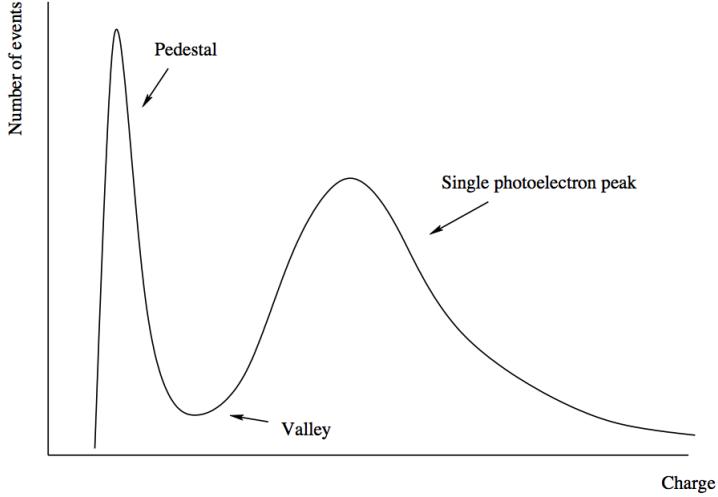


Figure 16: Imagen prevista del SER extraída de [22]

El pico de la izquierda es el que se corresponde al pedestal, que es aquel pico que se produce al no tener ningún evento de fotoelectrones. Como podemos ver, podemos usar una distribución gaussiana para ajustarlo.

El segundo pico corresponde a la respuesta del PMT ante sólo un fotoelectrón. Este pico también se puede ajustar a una gaussiana.

Por último nos queda la zona conocida como valle. En esa zona se localizan los eventos de corriente oscura que por su naturaleza aleatoria podemos ajustar a una exponencial decreciente.

Estos perfiles los vamos a ajustar utilizando ROOT [26], un software libre desarrollado por el CERN, destinado a los distintos análisis de datos que suelen hacer los físicos. En nuestro caso, haremos un ajuste usando 8 parámetros: 3 por cada gaussiana y 2 por la exponencial. En el análisis de los datos utilizando ROOT, las funciones de ajuste son las siguientes:

$$\text{Gaussiana} \longrightarrow f(x) = p_0 \cdot e^{\left(\frac{-(x-p_1)^2}{2(p_2)^2}\right)}$$

$$\text{Exponencial} \longrightarrow f(x) = \exp(p_0 + p_1 \cdot x)$$

Es importante también valorar el posible efecto de los sucesos de más de un fotoelectrón. La distribución de eventos podemos suponerla poissoniana (resultado que más adelante demostraremos), lo que nos facilita

bastante los cálculos. Para calcular el valor medio, que llamaremos μ , podemos hacerlo de 2 maneras distintas:

$$\mu = \frac{0 \cdot (\text{eventos0pe}) + 1 \cdot (\text{eventos1pe}) + 2 \cdot (\text{eventos2pe})}{\text{eventostotales}} \simeq \frac{\text{eventos1pe}}{\text{eventostotales}}$$

La aproximación la hacemos gracias a que son mucho más probables los eventos de 1pe que los de 2pe. También podemos calcular el valor medio a partir de la fórmula de la distribución de Poisson:

$$P(x; \mu) = \frac{\mu^x e^{-\mu}}{x!} \longrightarrow P(0; \mu) = e^{-\mu}$$

Sabemos que el área de los histogramas es proporcional al número de eventos, así que definiendo A_P como área de pedestal y T como el área de las 3 gaussianas, tendremos:

$$A_P = P(0; \mu)T = e^{-\mu}T$$

$$\mu = \ln \left[\frac{T}{A_p} \right] = \ln \left[\frac{T + A_P - A_P}{A_p} \right] = \ln \left[1 + \frac{T - A_P}{A_p} \right]$$

Aplicando la definición de logaritmo neperiano:

$$\ln(1 + x) \simeq x$$

$$\mu \simeq \frac{T - A_P}{A_p}$$

Ambas expresiones son equivalentes para obtener μ y usaremos una u otra en función de los datos que tengamos en cada caso.

Sabiendo que la distribución es de Poisson, el objetivo es coger valores de μ muy pequeños de tal manera que el pico de 2PE sea despreciable respecto del pedestal y el pico de 1PE.

A la hora de obtener la ganancia del SER hemos utilizado, hemos utilizado estas expresiones:

$$I = \frac{dQ}{dt} \longrightarrow Q = \int I dt$$

como $Q = eG$ y $V = IR$, donde R es la resistencia, e la carga del electrón y V el voltaje, tendremos:

$$G = \frac{1}{eR} \int V dt$$

El osciloscopio representa en pantalla el voltaje en función del tiempo. Para obtener la información que necesitamos, podemos aprovecharnos que dentro de las utilidades matemáticas que tiene éste, tenemos una que nos calcula el área subtendida por la función. Dado que los resultados de las ganancias están sometidos a fluctuaciones, tenemos que tomar una gran estadística de áreas integradas y hacer un histograma en el que representemos áreas en función de número de eventos.

Con esto y conocidos los valores de q (carga del electrón) y de R (impedancia de entrada del osciloscopio, 50 ohmios) podemos calcular el valor de la ganancia.

Además de eventos del SER producidos por los fotones procedentes de la LED, se producen en el PMT multitud de eventos por causas muy distintas:

- Fotones que entran en la caja negra: la caja negra está especialmente diseñada para evitar la entrada de luz, además de estar colocada en una sala oscura. No obstante, es posible que pueda llegar ocasionalmente algún fotón al PMT y que éste pueda ser considerado como evento.
- Corriente oscura: se define como corriente oscura a aquella corriente que se produce en el PMT sin que haya llegado ningún fotón al PMT. Las causas son muy diversas, pero las principales son:
 - **Corrientes de fuga.** Es la única componente continua de la corriente oscura. Es debida a la conductividad de las distintas partes del PMT.
 - **Agitación térmica.** A temperatura ambiente, es la causa más común de corriente oscura. Los electrones arrancados por emisión termoiónica en el fotocátodo son muy parecidos a los del SER, mientras que los obtenidos en los distintos díodos son bastante menores ya que no han participado de toda la cadena de amplificación.
 - **Radiación de fondo** emitida por los distintos elementos de nuestro dispositivo experimental. Es por eso que se buscan elementos muy radiopuros.
 - **Campos eléctricos externos** que pueden arrancar electrones del cátodo. A altos voltajes, es la fuente principal de corriente oscura.
 - **Exposición previa a la luz**, lo que hace que la tasa de eventos de corriente oscura se vea fuertemente aumentada. Cuando un PMT ha sido expuesto a la luz, se recomienda dejarlo a

oscuras varios días (el tiempo depende de la intensidad de la luz a la que ha sido expuesto) hasta que recupere su funcionamiento usual.

- Rayos cósmicos: la continua lluvia que recibimos de rayos cósmicos pueden dar lugar a multitud de eventos que pueden entorpecer las medidas de NEXT. Es por ello que se colocará NEXT en un laboratorio subterráneo.

Con tal de poder distinguir los eventos de LED de todos los otros hemos desarrollado un trigger de tal manera que podamos seleccionar eventos. Este trigger lo podemos ver en la figura 18.

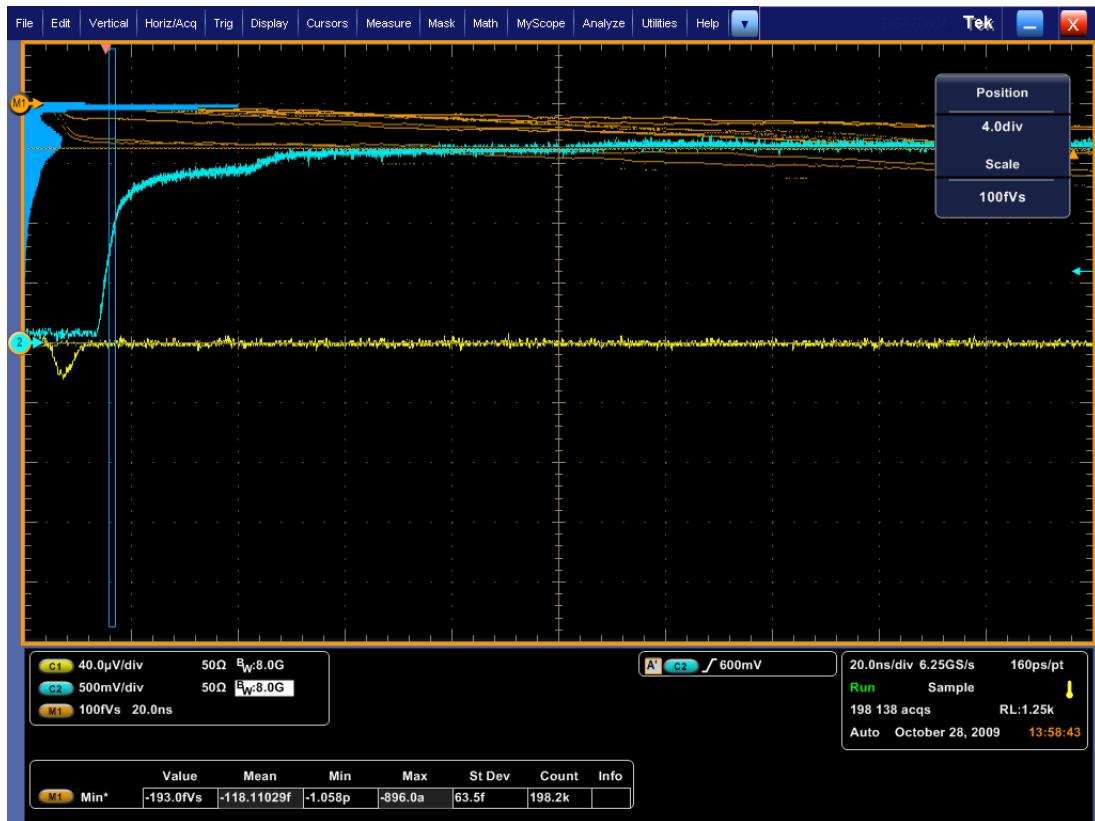


Figure 17: Imagen del osciloscopio. Arriba a la izquierda, en vertical, se puede ver un perfil de SER

El generador de pulsos Agilent 33250A tiene 2 salidas: Output y Sync. Output es una señal que podemos variar, mientras que Sync es una señal fija cuadrada sincronizada temporalmente con Output.

Output es la señal que va disparar (nuestro trigger) la señal de la LED, de donde sale luz y esa luz vuelve en forma de señal eléctrica gracias al PMT para llegar al osciloscopio (línea amarilla)

El canal Output también está conectado al osciloscopio pero con el retraso adecuado (el método usado para retrasarlo es la colocación de cable de gran longitud que nos da un retraso del orden de decenas de nanosegundos) para que ambas señales estén sincronizadas en pantalla (línea azul)

Con el osciloscopio vamos a integrar en función del tiempo (Vdt) la señal del canal del PMT, apareciendo en pantalla como una de las líneas anaranjadas (las otras que se ven, corresponden a eventos anteriores). Esa señal será proporcional a la ganancia y es por ello que la vamos a representar en un histograma, que es la figura azul que aparece vertical a la izquierda de la imagen

Podemos ver como el histograma vertical que tenemos arriba a la izquierda se ajusta perfectamente al perfil típico del SER. Además, el tiempo de medida por evento es de menos de 20ns, ya que como podemos ver en la imagen, la escala temporal es de 20ns por división y nuestro intervalo de medida es menor de una división. En ese pequeño intervalo de tiempo los eventos medidos serán casi siempre o pedestal o 1 fotoelectrón.

Para demostrarlo, se ha hecho una medida de 19 horas de exposición con la LED apagada, para poder ver cuantos eventos de corriente oscura mediríamos en coincidencia con el trigger de la LED y poder así estimar la validez del montaje experimental para la medición de la ganancia. Es importante destacar que sí que se siguen produciendo eventos de corriente oscura, pero los logramos evitar gracias al trigger utilizado.

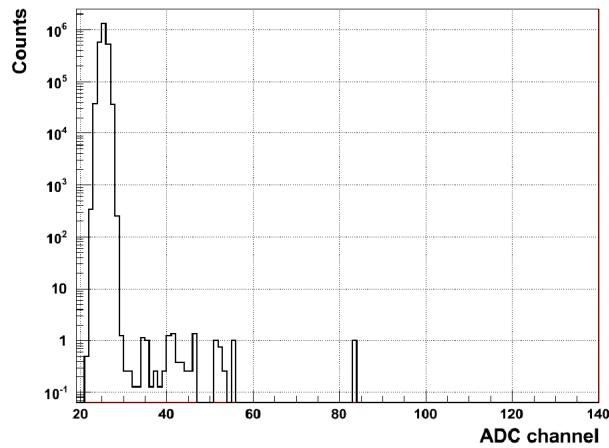


Figure 18: Dark Current dentro de la ventana de coincidencia después de 19 horas de exposición

Como podemos ver, el número de eventos aislados (no los continuos) de corriente oscura es tan pequeño que podemos obtener resultados precisos sin tener que sustraer la corriente oscura de los sucesos de 1pe.

Más aún sabiendo que el tiempo de exposición va a ser bastante inferior. Además, como a la hora de calcular la ganancia lo que nos importa es la distancia entre el pico del pedestal y el del SER, componentes continuas de la corriente oscura (causadas por las corrientes de fuga) tampoco las tendremos en cuenta, porque hacen que aumente el valor de la corriente, pero no la distancia entre picos.

2.4 La medida de la Corriente Oscura

El nivel de corriente oscura de los PMTs es un parámetro muy importante a tener en cuenta cuando medimos niveles de luz muy tenues como es el caso del centelleo primario.

El dispositivo experimental que hemos utilizado para poder medirla es el siguiente:

- Un PMT modelo R8520-06SEL del que mediremos su corriente oscura conectado a una de las bases negativas desarrolladas en el IFIC.
- Fuente de alta tensión Caen SY527 con módulos de alimentación negativa Mod A734N
- Un picoametro Keithley modelo 6485 para medir la corriente que circula por el PMT.
- Una caja negra pequeña donde meter el PMT y otra caja negra adicional donde colocar la anterior y así asegurarnos de que no nos entra ningún fotón.

Colocamos el PMT en la caja negra colocar en completa oscuridad alimentándolo a distintos voltajes para ver la evolución de la corriente oscura en función del alto voltaje. A la hora de realizar las medidas hay que tener en cuenta que son medidas con mucha dispersión, lo que nos obliga a tomar una amplia estadística de eventos para que el valor medio de esa distribución nos dé con el menor margen de error el valor de la ganancia

2.5 La medida de la Eficiencia Cuántica

La eficiencia cuántica se define como el cociente entre el número de electrones que salen del photocátodo y el número de fotones que inciden en él. El conocimiento de este factor es imprescindible, ya que conociendo su valor podemos saber el número exacto de fotones que llegan al PMT si conocemos su ganancia. Para poder encontrar este valor, utilizaremos el siguiente procedimiento:

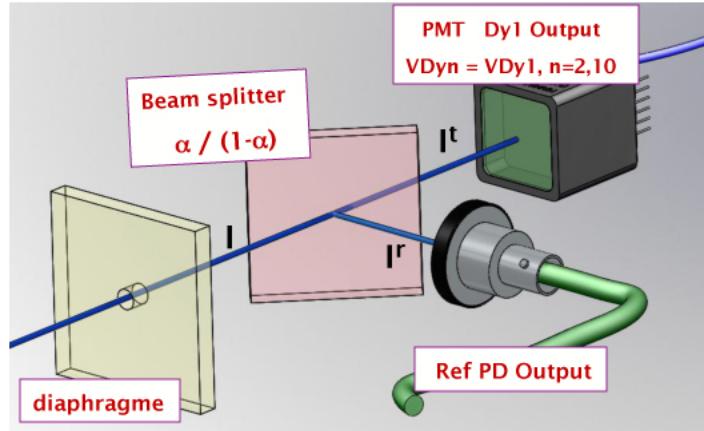


Figure 19: Esquema conceptual para poder medir la Eficiencia Cuántica

Usaremos un haz de luz monocromático que, con la ayuda de un diafragma, estará colimado. Más adelante, el divisor de haz dividirá la luz en dos haces que llegarán al PMT y a un fotodiodo de referencia (Ref PD) calibrado por el fabricante (conocemos su QE) que usaremos. Del fotodiodo de referencia mediremos la corriente, mientras que del PMT mediremos la corriente que tendremos en el photocátodo (el primer dínodo). La comparación de ambas medidas nos dará el valor de la eficiencia cuántica. Tenemos que tener en cuenta que a las intensidades que midamos tenemos que restarles las corrientes oscuras que previamente hemos medido en cada fotosensor, para así poder tener sólo el valor de la corriente producida por la luz de la LED.

Identificamos el haz que transmitido como el haz “t” y el haz reflejado como el haz “r”. Con esto, podemos decir que:

$$\frac{I_{PMT}^r}{I_{ref}^r} = \frac{(1 - \alpha) \cdot QE_{PMT}(\lambda)}{\alpha \cdot QE_{ref}(\lambda)}$$

Donde QE_{PMT} es la eficiencia cuántica del PMT, QE_{ref} es la eficiencia cuántica conocida del fotodiodo de referencia y α es el factor de división del separador de haces (beam splitter). Intercambiando el fotodiodo y el PMT obtenemos:

$$\frac{I_{PMT}^t}{I_{ref}^t} = \frac{\alpha \cdot QE_{PMT}(\lambda)}{(1 - \alpha) \cdot QE_{ref}(\lambda)}$$

De aquí podemos obtener el valor de la eficiencia cuántica, que no depende ni de la posición de los fotosensores ni del factor α :

$$\frac{I_{PMT}^r}{I_{ref}^r} = \frac{(1 - \alpha) \cdot QE_{PMT}(\lambda)}{\alpha \cdot QE_{ref}(\lambda)} = QE_{PMT}(\lambda) = QE_{ref}(\lambda) \sqrt{\frac{I_{PMT}^r \cdot I_{PMT}^t}{I_{ref}^r \cdot I_{ref}^t}}$$

En la figura 20 podemos ver con detalle el montaje experimental que usaremos para realizar esta medida:

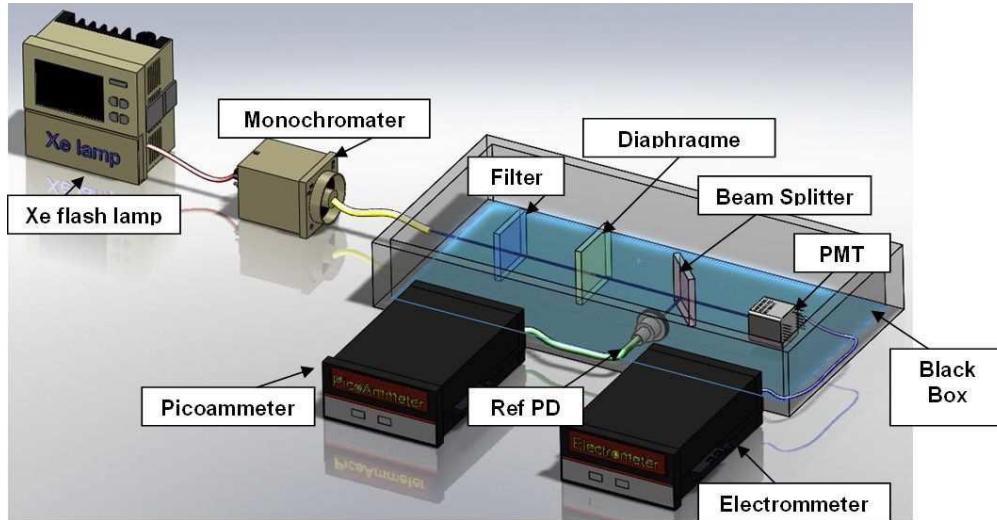


Figure 20: Eficiencia Cuántica

Para ello utilizaremos los siguientes elementos:

- Lampara de Xenon: que nos dará un amplio espectro continuo de luz en el intervalo que va desde 185nm hasta 1100nm
- Monocromador: un dispositivo que sólo permite el paso de luz de la longitud de onda seleccionada con $\pm 0.6\text{nm}$ de precisión
- Caja negra: el uso de la caja negra es el de antes expuesto, el de evitar que nos entre luz que pueda darnos resultados erroneos
- Filtro: lo utilizaremos para disminuir la cantidad de luz que llega al sistema
- Diafragma: nos dará un haz delgado y colimado
- Divisor de haz (beam splitter): lo utilizaremos para dividir el haz en 2 haces perpendiculares que iluminarán tanto al PMT como al fotodiodo. En nuestro caso, α , el factor de división es del 50%
- PMT, base y fuente de alto voltaje: nos dará un señal eléctrica a partir de la cantidad de luz que le llegue
- Fotodiodo de referencia Hamamatsu S1337-1010BQ (Ref PD): es un fotodiodo calibrado que vamos a utilizar como fotosensor de referencia.

- Picoammetro Keithley 6485 y Electrómetro Keithley 6517B: los utilizaremos para medir con precisión la corriente del PMT y del fotodiodo.

El valor de QE_{ref} lo obtenemos a partir de las calibración que nos ha dado Hamamatsu del fotodiodo

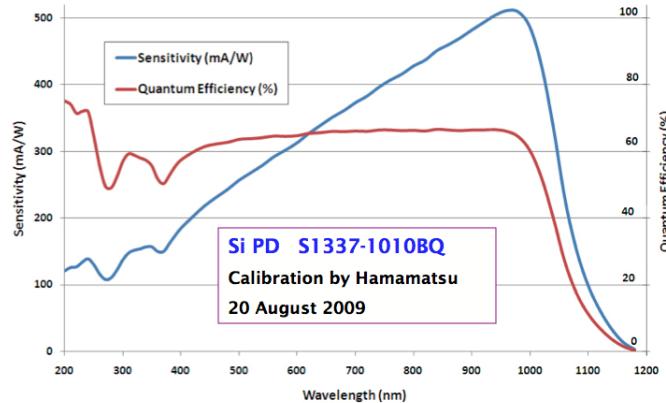


Figure 21: Eficiencia Cuántica del Fotodiodo S1337-1010BQ medida por Hamamatsu

3 Resultados y discusión

3.1 Ganancia

Hacemos una medida con el PMT R8520-06SEL número de serie ZB2857 después de 250 minutos de exposición con un voltaje de 900V. Los datos que hemos obtenido los podemos ver en la figura 22.

Para ajustarlos, usaremos 8 parámetros libres que caracterizarán 2 gaussianas y 1 exponencial de tal manera que tengamos una función que se ajuste de la manera más precisa posible al perfil obtenido de los datos experimentales.

Entonces la ganancia obtenida será:

$$G = \frac{1}{qR} \int V dt$$

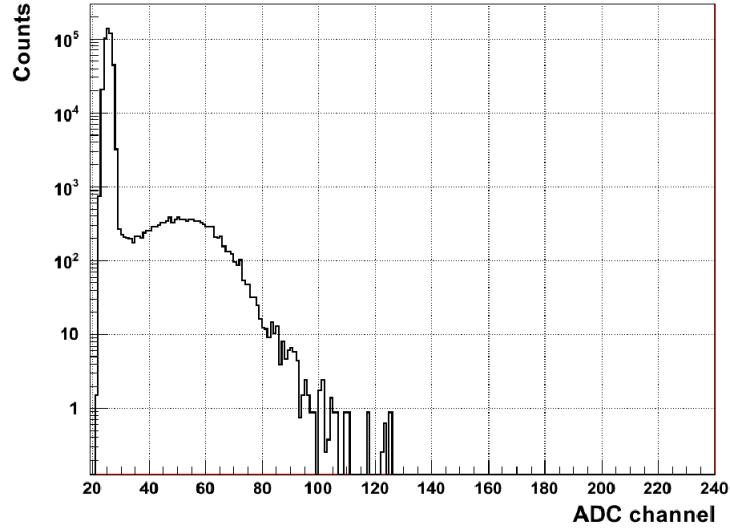


Figure 22: Un ejemplo del SER. A la izquierda, el pedestal, eventos sin fotolectrones. A la derecha el pico de ganancia de los eventos de un solo fotoelectrón. Más a la derecha y con una muy baja estadística los poco probables eventos de 2 fotolectrones

El valor de medio de la integral será la resta entre los valores medios (μ) de la gaussiana del pedestal y el de la gaussiana del pico del primer fotolectrón (1pe); todo ello multiplicado por un factor de escala que convierte el número de canal en picovoltios por segundo. En este caso es de 1.6pVs/canal . Entonces tendremos:

$$G = \frac{1}{qR} \int V dt = \frac{1}{qR} [1.6 \cdot 10^{-9} (p_{1PE} - p_{1PED})]$$

Las medidas obtenidas para nuestro estudio son de 40 minutos, un tiempo lo suficientemente largo para obtener perfiles que se ajustan bien a una distribución gaussiana y lo suficientemente corto como para poder medir la ganancia de un PMT a varios HV en un día sólo. En la figura 23 podemos ver el resultado de un ajuste de los datos obtenidos con el PMT con número de serie ZB2775

3.1.1 Estimación del error

El error de la medida va a ser la suma de todos los errores asociados a la medida. Entonces el error que tenemos será:

$$\varepsilon = \varepsilon_{sistématico} + \varepsilon_{estadístico}$$

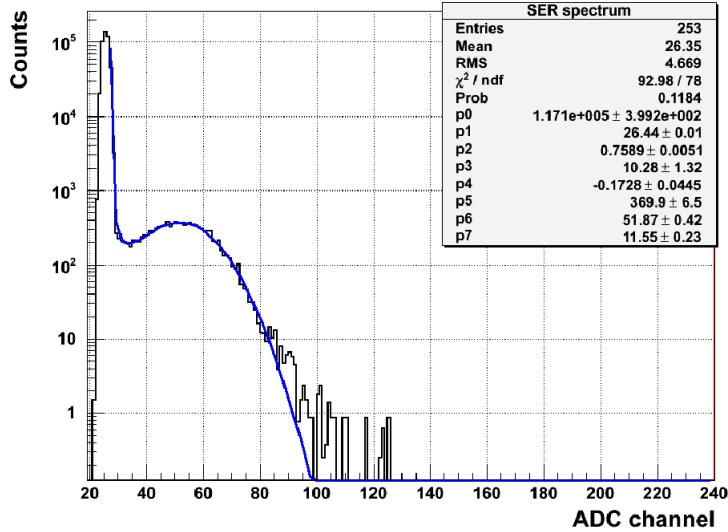


Figure 23: Ejemplo de un ajuste con sus parámetros. El pedestal, el valle y el pico del fotoelectrón se ajustan perfectamente al perfil. Los picos del segundo fotoelectrón se quedan fuera del ajuste porque tienen tan poca estadística que no los hemos considerado

Lo primero va a ser estimar el error sistemático. Para ello, hemos tomado 3 medidas con las mismas condiciones en momentos distintos de tal manera que así podemos obtener el error sistemático.

Las medidas están hechas con el PMT R8520-06SEL con número de serie ZB2836 con un voltaje de 800V y 60 minutos de exposición. Conforme aumentamos el valor del HV, los picos del SER aumentan en número de canal y en la dispersión de los eventos. Como tenemos el mismo tiempo de exposición y el mismo número de eventos en cada medida, tendremos menor cantidad de eventos por canal conforme vayamos subiendo el HV. Es por esto que los perfiles con mayores voltajes tendrán más fluctuaciones estadísticas (es decir, de población de canales) que los de un voltaje menor, pero vamos a suponer todos las medidas van a tener el mismo porcentaje de error sistemático.

Las medidas son las siguientes (las unidades de la tabla son canales del ADC):

Fecha	Canal 1pe	Canal Pedestal	Distancia entre ambos picos
12/01/2010	44.27	24.30	19.97
17/02/2010	44.82	25.20	19.62
22/02/2010	45.50	24.88	20.62

Con estos datos, vamos a calcular el valor medio de la distancia entre picos (\bar{x}), su dispersión (D) y su error sistemático $\varepsilon(x)$:

$$\bar{x} = 20.07 \text{ canales}$$

$$D \sim 2\%$$

$$\varepsilon(x) = 0.3$$

Entonces el error sistemático será del 1.5%

El otro error a tener en cuenta es el error estadístico. Este es el error que nos da ROOT de los parámetros del ajuste que hemos hecho. Cuando hacemos un ajuste con ROOT intentamos obtener la función que mejor se ajuste al perfil que hemos obtenido con el ADC. EL criterio seguido es encontrar un ajuste que minimice χ^2/ndf , quedándonos como error estadístico el error que nos da ROOT con el ajuste que hace.

Obviamente, al aumentar la estadística disminuye el valor del error estadístico, como podemos ver en la figura 24.

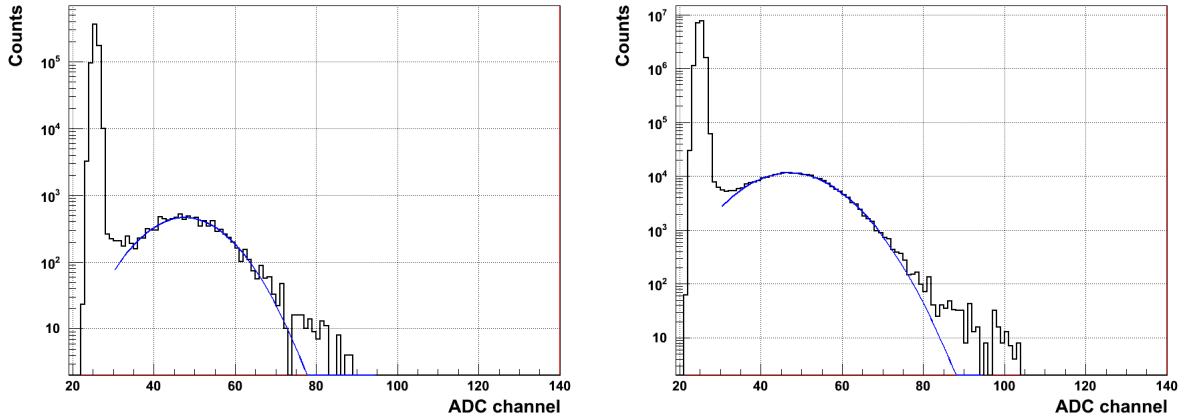


Figure 24: Comparación de dos medidas, la izquierda con 40 minutos y la de la derecha con 1140 min de exposición

A simple vista podemos ver que esos perfiles más suavizados nos darán unos ajustes más precisos y un error sistemático mucho menor

3.1.2 Resultados obtenidos

En las figuras 25 y 26 podemos ver los SERs obtenidos con el PMT R8520-06SEL número de serie ZB2775 aumentando el HV desde 680V a 900V en intervalos de 20V. El tiempo de exposición es de 40 minutos.

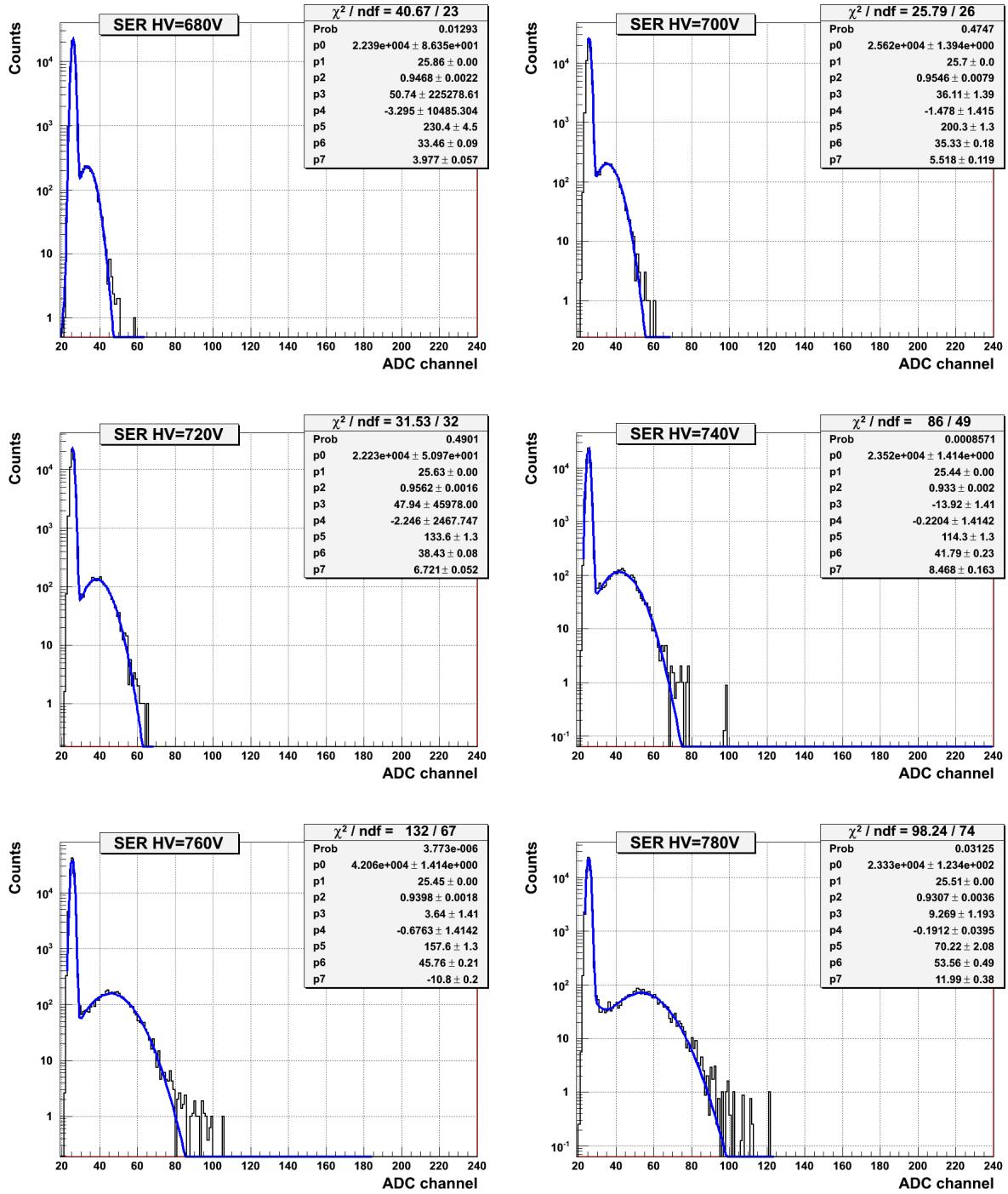


Figure 25: SER del PMT R8520-06SEL número de serie ZB2775 en mismas condiciones de iluminación y distintos HV, desde 680V hasta 780V

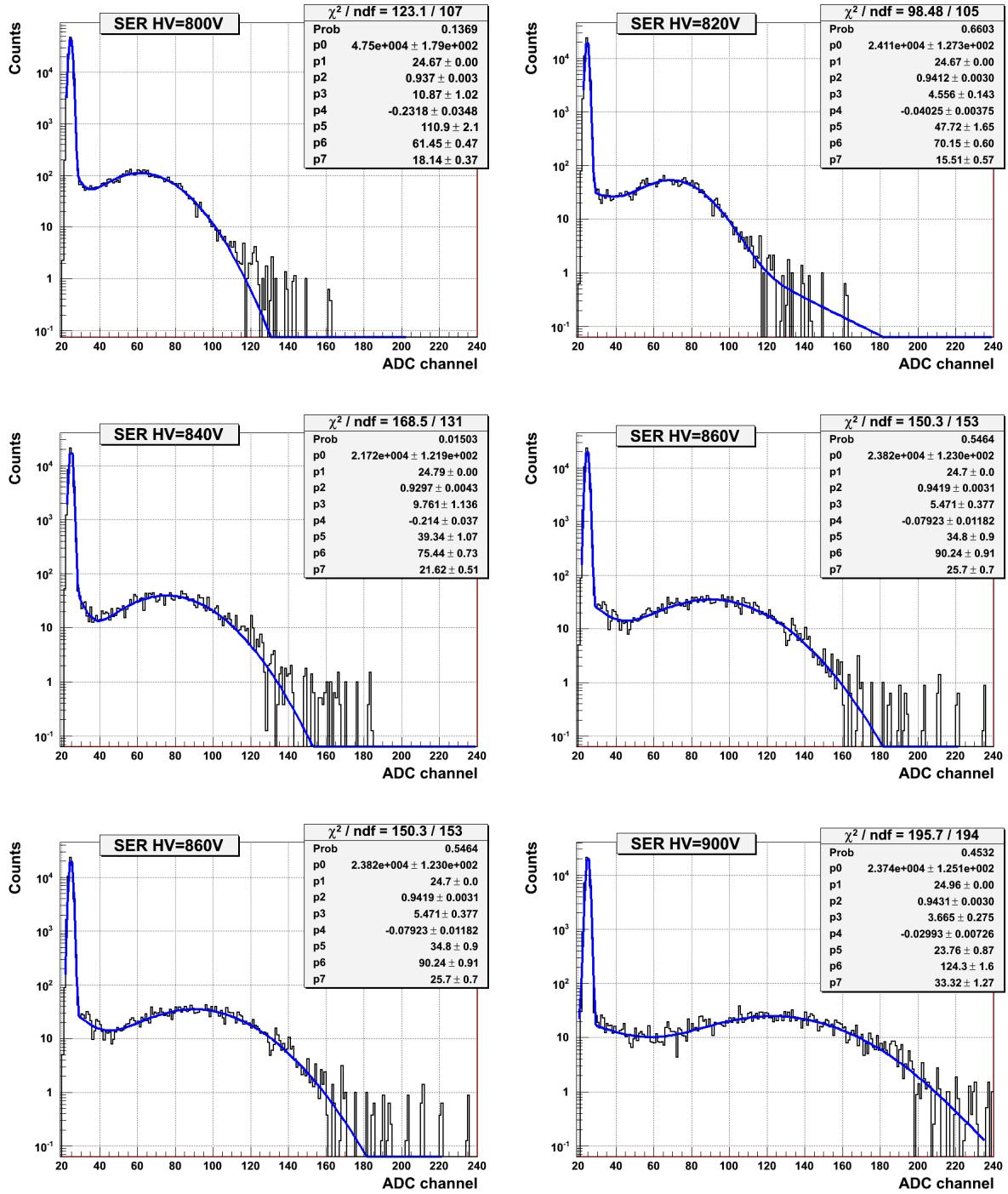


Figure 26: SER del PMT R8520-06SEL número de serie ZB2775 en mismas condiciones de iluminación y distintos HV, desde 800V hasta 900V

En esta tabla podemos ver los valores de las ganancias obtenidos con este PMT. Está puesto el error estadístico en los valores obtenidos por el ADC. En la ganancia hemos puesto los errores, primero el estadístico, luego el sistemático.

HV	Canal 1pe	Canal Pedestal	Distancia entre picos	Ganancia
680V	33.46 ± 0.09	25.86 ± 0.00	7.6 ± 0.09	$(0.95 \pm 0.01 \pm 0.01)10^6$
700V	35.33 ± 0.18	25.70 ± 0.00	9.63 ± 0.18	$(1.20 \pm 0.02 \pm 0.01)10^6$
720V	38.43 ± 0.08	25.63 ± 0.00	12.8 ± 0.08	$(1.60 \pm 0.01 \pm 0.02)10^6$
740V	41.8 ± 0.2	25.44 ± 0.00	16.4 ± 0.2	$(2.05 \pm 0.02 \pm 0.03)10^6$
760V	45.8 ± 0.2	25.45 ± 0.00	20.3 ± 0.2	$(2.53 \pm 0.02 \pm 0.04)10^6$
780V	53.6 ± 0.5	25.51 ± 0.00	28.1 ± 0.5	$(3.51 \pm 0.06 \pm 0.05)10^6$
800V	61.5 ± 0.5	24.67 ± 0.00	36.8 ± 0.5	$(4.59 \pm 0.06 \pm 0.07)10^6$
820V	70.2 ± 0.6	24.67 ± 0.00	45.5 ± 0.6	$(5.68 \pm 0.07 \pm 0.09)10^6$
840V	75.4 ± 0.7	24.79 ± 0.00	50.7 ± 0.7	$(6.33 \pm 0.08 \pm 0.09)10^6$
860V	90.2 ± 0.9	24.70 ± 0.00	65.6 ± 0.9	$(8.19 \pm 0.11 \pm 0.12)10^6$
880V	105.3 ± 1.1	24.80 ± 0.00	80.5 ± 1.1	$(10.05 \pm 0.14 \pm 0.15)10^6$
900V	124.3 ± 1.6	24.96 ± 0.00	99.3 ± 1.6	$(12.40 \pm 0.2 \pm 0.19)10^6$

Como podemos ver, el error aumenta conforme aumenta la ganancia ya que, como ya hemos comentado antes, en todas las medidas tenemos aproximadamente el mismo número de eventos pero las de mayor voltaje ocupan más canales del ADC. Esto hace que en el perfil gaussiano hayan más fluctuaciones estadísticas y tengamos mayores errores asociados a su ajuste.

3.1.3 Ganancia en función del alto voltaje

Con los datos que hemos obtenido antes, vamos a intentar reproducir la ley que gobierna la relación entre ganancia y HV. Como la amplificación que se produce en los díodos sigue un proceso de avalancha, es de esperar que obtengamos una relación exponencial entre HV y ganancia. En las figuras 27 y 28, podemos ver sus resultados:

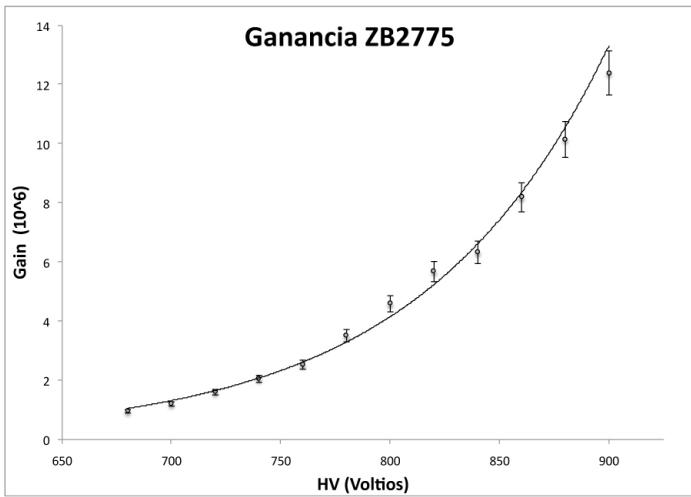


Figure 27: Ganancia en función del alto voltaje, del PMT R8520-06SEL número de serie ZB 2775

Aquí abajo vemos la gráfica anterior en escala logarítmica comparada con la típica de los PMTs R8520-06SEL proporcionada por Hamamatsu. En esta gráfica hay que tener en cuenta que nuestro método de medida es distinto del de Hamamatsu, ya que en sus resultados nos dan el producto entre la ganancia y la eficiencia de colección. De todas maneras, el resultado que obtenemos es el esperado:

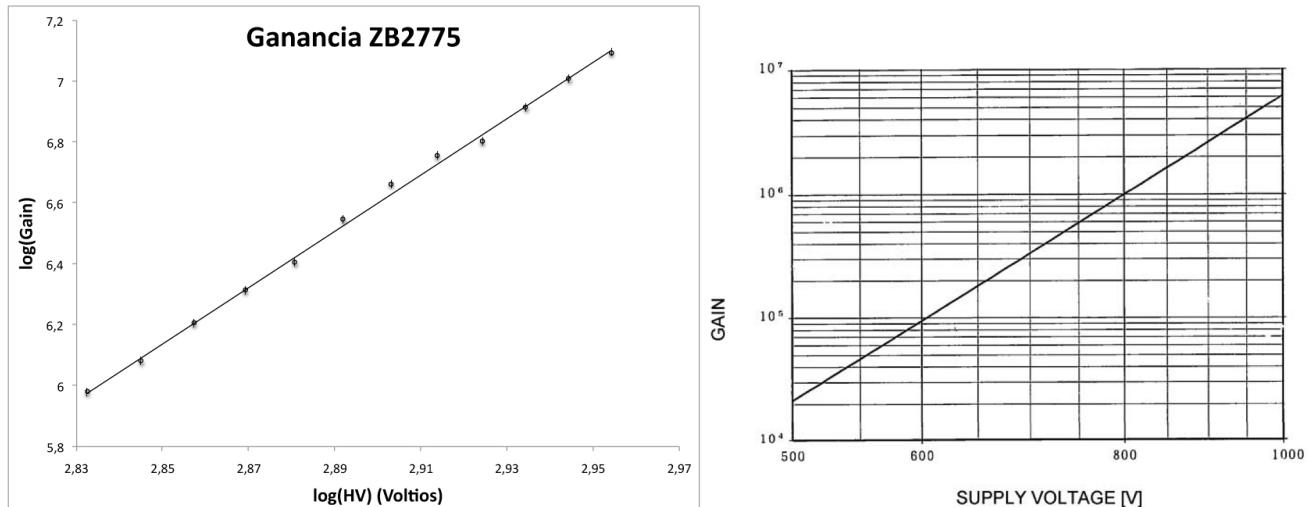


Figure 28: Ganancia del PMT R8520-06SEL número de serie ZB 2775, en escala logarítmica (izq) y los valores típicos de Hamamatsu (der)

Esta misma medida la hemos repetido con los 16 fotomultiplicadores analizados, dando el resultado que podemos ver en la figura 29. Las barras de error son similares a las mostradas en la figura 28, pero

para mejorar la visibilidad se han usado puntos más grandes que las propias barras de error, quedando éstas ocultas.

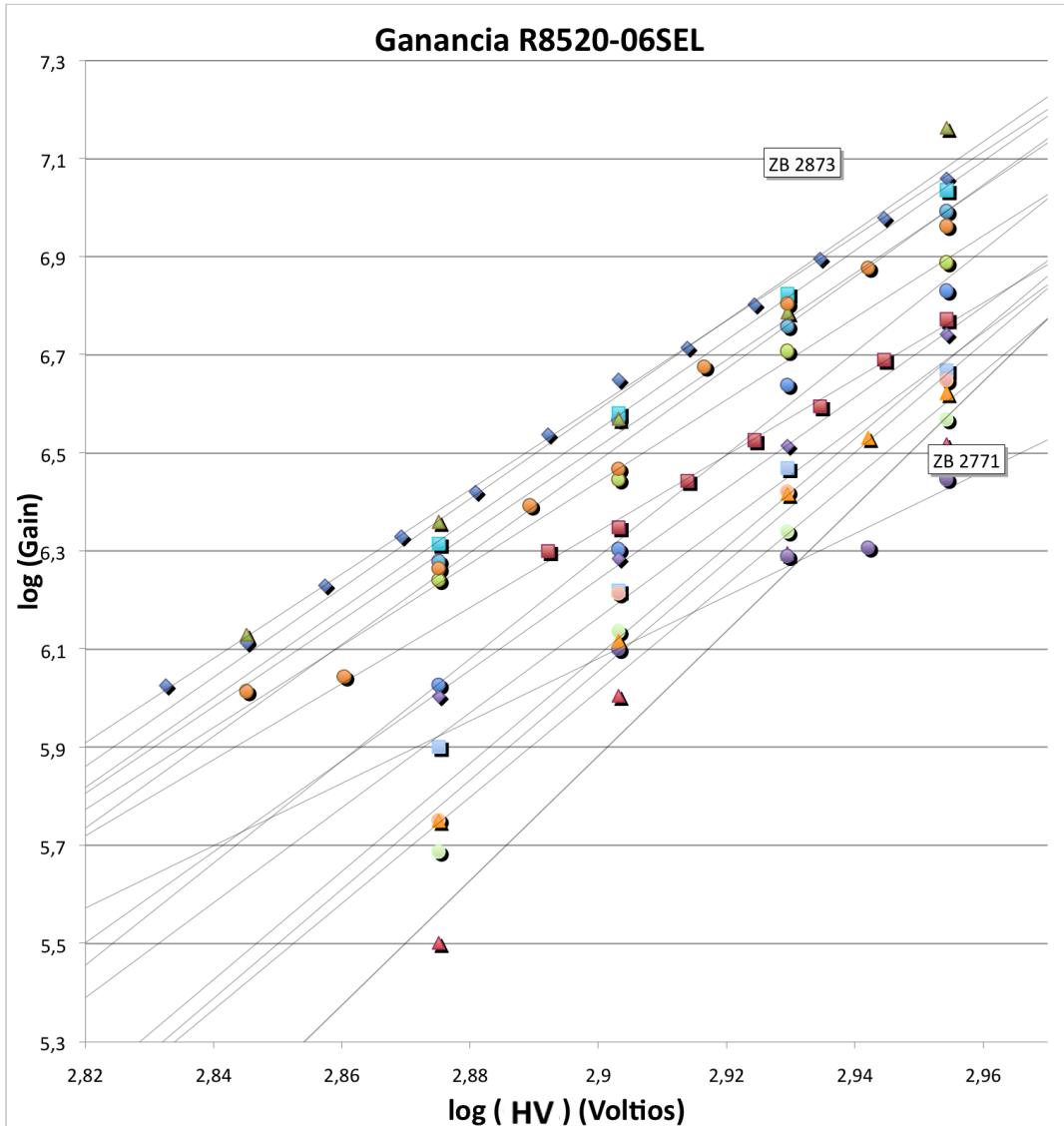


Figure 29: Medidas de todos nuestros PMTs con sus respectivas ganancias

3.1.4 Ganancia en función del número de fotoelectrones.

En la figura 30, podemos ver cómo aparecen bien definidos los picos de los eventos de un fotoelectrón (posición central) y el de los 2 fotoelectrones (un poco más a la derecha) y con esto podemos comprobar

la linealidad y la distribución poissoniana de los eventos que tenemos. El PMT usado es el R8520-06SEL número de serie ZB2775, alimentado a 900V y expuesto a eventos de un fotón durante 19 horas.

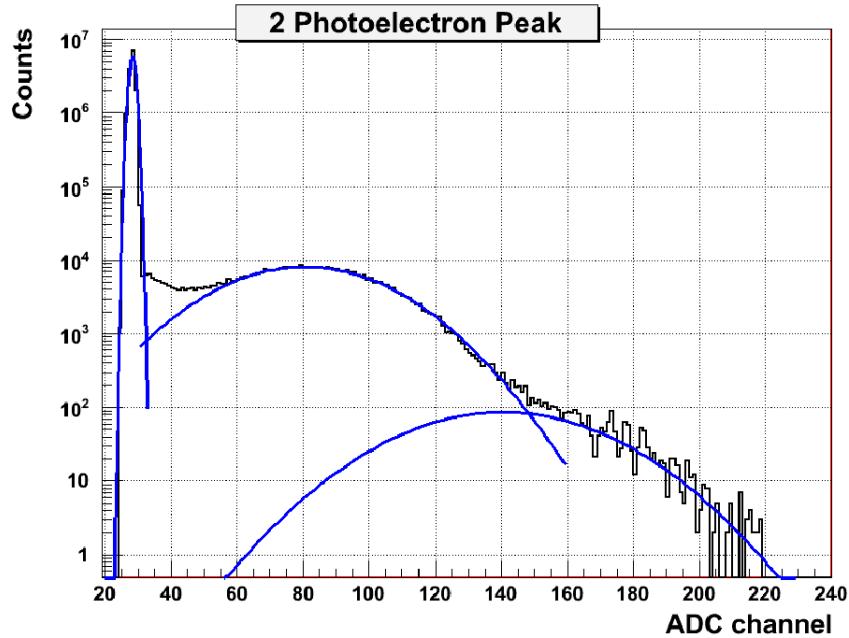


Figure 30: PMT RS8520-06SEL número de serie ZB 2775 con el pico de 1pe y con el de 2pe

El ajuste lo vamos a hacer a 11 parámetros: 3 gausianas (pedestal, 1pe y 2pe) y una exponencial para la región del valle. Los parámetros obtenidos son:

Pedestal	1 pe	2 pe
$p_0 = 728100 \pm 700$	$p_0 = 8109 \pm 18$	$p_0 = 86.33 \pm 51.25$
$p_1 = 28.36 \pm 0.01$	$p_1 = 80.61 \pm 0.08$	$p_1 = 141 \pm 21$
$p_2 = 0.976 \pm 0.004$	$p_2 = 22.38 \pm 0.08$	$p_2 = 26 \pm 7$

Cuando se produce la salida de 2pe del photocátodo, el proceso de amplificación es igual que cuando lo hacemos con sólo un photoelectrón, con lo cual tendremos el doble de ganancia cuanto tengamos 2 photoelectrones. El aumento lineal de la ganancia en función del número de photoelectrones se seguirá repitiendo hasta que llegue un momento en el que tengamos tantos electrones que la propia carga de todos

los electrones producirá repulsión electrostática que hará que no todos los electrones lleguen al siguiente dínodo. Este fenómeno se conoce como saturación.

En nuestro caso, tenemos que la ganancia de cada pico de fotoelectrón, en número de canales del ADC, es:

$$gain_{1pe} = 80.60 - 28.36 = 52.24$$

$$gain_{2pe} = 140.55 - 28.36 = 112.19$$

$$\frac{112.19}{52.24} = 2.15$$

Además, podemos ver si el comportamiento se ajusta a una distribución de Poisson. Necesitamos saber μ , que lo calcularemos a partir de las áreas de las gaussianas antes obtenidas:

$$A_i = p_0 i \sqrt{2\pi p_i^2}$$

donde los subíndices “i” se refieren al número de fotoelectrones en cada caso y A_p se refiere al área del pedestal.

$$A_P = 728063\sqrt{2\pi 0.975^2} = 1780203$$

$$A_{1pe} = 56860$$

$$A_{2pe} = 702.72$$

Haciendo uso de las ecuaciones antes expuestas en el apartado (2.3), obtenemos un valor medio de:

$$\mu = \frac{A_{1pe}}{T} = \frac{56860}{1837765.72} = 0.031$$

recordamos que T se refiere al área total de las 3 gaussianas. Para comprobar que se comportan de manera poissoniana, calcularemos las áreas que tendrían si siguiesen distribución de Poisson:

$$A_i = P(i; 0.031)T$$

donde el subíndice “i” se vuelve a referir al número de fotoelectrones y T es el área total de las 3 gaussianas, en nuestro caso T=1837765.72. Entonces, las áreas serán:

$$A_P = P(0; 0.031) \cdot T = e^{-0.031} \cdot T = 1781668.98$$

$$A_{1pe} = P(1; 0.031) \cdot T = 0.031 \cdot A_P = 55231$$

$$A_{2pe} = P(2; 0.031) \cdot T = 0.0321 \cdot A_{1pe}/2 = 856.09$$

El resultado es excelente sabiendo que el ajuste del segundo pico es muy difícil de hacer ya que no tenemos mucha estadística y que hemos hecho algunas aproximaciones para obtener fórmula del valor medio.

Hemos repetido la medida variando las condiciones para corroborar el resultado. Hemos medido con otro PMT, el ZB2836 alimentado a 800V, con mayor voltaje alimentando la LED (mayor probabilidad de obtener eventos de 2pe) y con el mismo tiempo de exposición; dándonos el siguiente perfil:

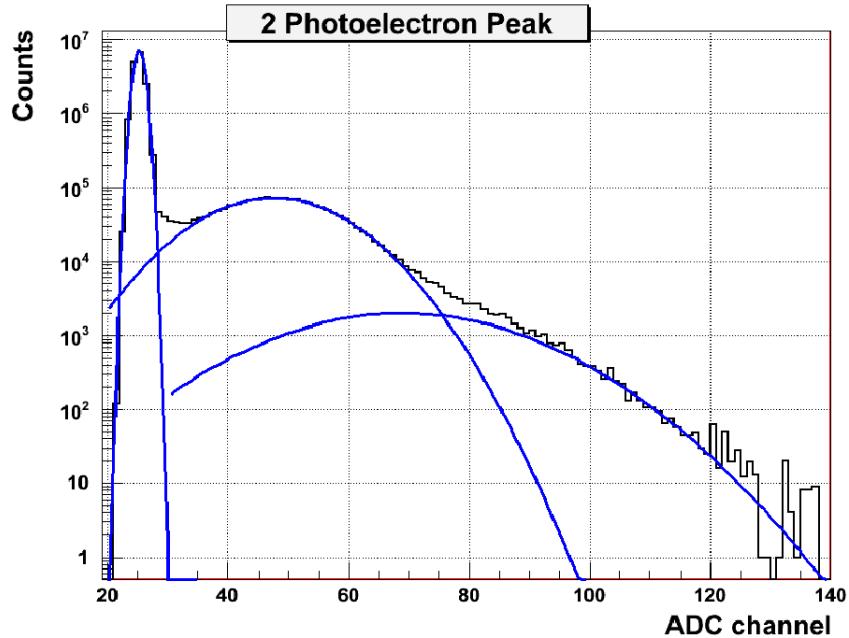


Figure 31: PMT RS8520-06SEL número de serie ZB 2836 con el pico de 1pe y con el de 2pe

donde los parámetros obtenidos son:

Pedestal	1pe	2pe
$p_0 = 7149000 \pm 2000$	$p_0 = 71880 \pm 70$	$p_0 = 2000 \pm 400$
$p_1 = 25.26 \pm 0.00$	$p_1 = 47.58 \pm 0.02$	$p_1 = 68.89 \pm 2$
$p_2 = 0.8487 \pm 0.0002$	$p_2 = 10.38 \pm 0.02$	$p_2 = 17.2 \pm 0.5$

Vamos a comprobar si se comporta de manera lineal, midiendo en número de canales del ADC la distancia entre los valores medios de los picos y el del pedestal:

$$gain_{1pe} = 47.58 - 25.26 = 22.32$$

$$gain_{2pe} = 68.89 - 25.26 = 43.63$$

$$\frac{43.63}{22.32} = 1.95$$

Ahora calculamos las áreas:

$$A_P = 7149000\sqrt{2\pi 0.8487^2} = 15208606.85$$

$$A_{1pe} = 1870231.45$$

$$A_{2pe} = 86228.012$$

Haciendo uso de las ecuaciones antes expuestas en el apartado (2.c.i), obtenemos un valor medio de:

$$\mu = \frac{A_{1pe}}{T} = \frac{1870231.45}{15208606.85} = 0.1229$$

Para comprobar que se comportan de manera poissoniana, calcularemos las áreas según la distribución de Poisson:

$$A_i = P(i; 0.1229) \cdot T$$

donde el subíndice “i” se vuelve a referir al número de fotonelectrones y T es el área total de las 3 gaussianas, en nuestro caso T=1837765.72. Entonces, las áreas serán:

$$A_P = P(0; 0.1229) \cdot T = e^{-0.1229} \cdot T = 15179170.4$$

$$A_{1pe} = P(1; 0.1229) \cdot T = 0.1229 \cdot A_P = 1865520.042$$

$$A_{2pe} = P(2; 0.1229) \cdot T = 0.1229 \cdot A_{1pe} / 2 = 114636.207$$

Vuelve a salir un resultado bastante bueno y que corrobora lo que queríamos demostrar.

Ahora mismo está en proceso el estudio de la linealidad con un número mayor de fotones, llegando hasta 100 fotones incidentes

3.2 Corriente Oscura

Las medidas de la corriente oscura las hemos hecho con el picoammetro Keithley 6485 y el PMT R8529-06SEL número de serie ZB2571. Como hemos comentado en el apartado 2.3, la exposición previa del PMT a la luz puede afectar tanto al valor de su ganancia como al de su corriente oscura. Es por ello que vamos a hacer varias medidas de la Corriente Oscura para así poder estimar el tiempo que tienen que estar los PMTs en completa oscuridad para funcionar correctamente.

Las medidas que hemos tomado y representado todas juntas en la figura 32, son las siguientes:

- El día 21-04-2010. Medida de prueba donde no se ha tomado ninguna precaución de evitar la exposición previa del PMT a la luz. La curva está representada de color azul claro y se encuentra separada de los demás
- El día 22-04-2010. Un día sin exposición a la luz. La representamos de color morado
- El día 23-04-2010. Dos días sin exposición a la luz. La representamos de naranja.
- El día 26-04-2010. Cinco días sin exposición a la luz. La representamos de amarillo.

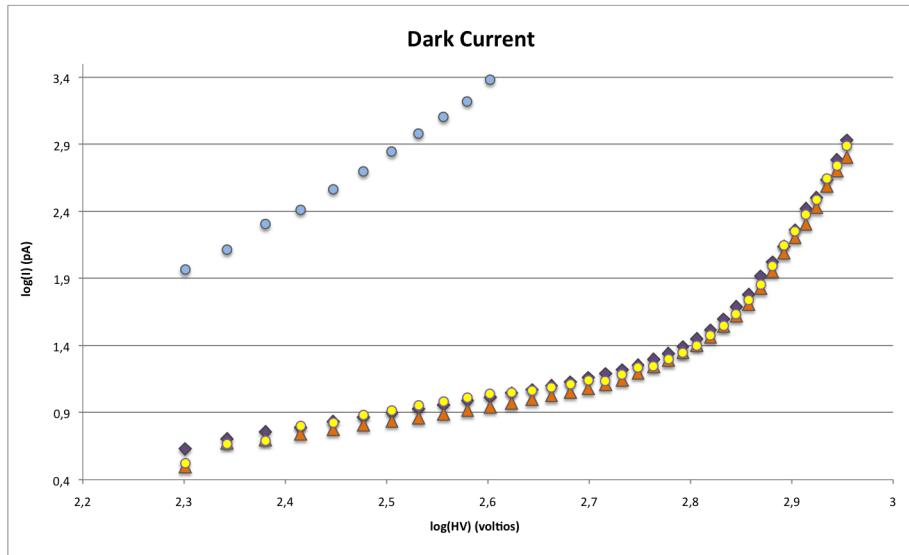


Figure 32: Corriente oscura medida en varios días

Para mejorar la visibilidad no hemos puesto las barras de error. En la figura 33 podemos verlas, siendo similares en las medidas de los distintos días Podemos concluir que con dejar el PMT en completa oscuridad durante dos días (curva naranja), los valores de la corriente oscura ya han alcanzado su mínimo.

Ahora vamos a monstrar el resultado del día 22 de Abril, representado en escala logarítmica y lo vamos a comparar con los valores típicos que nos ha dado Hamamatsu:

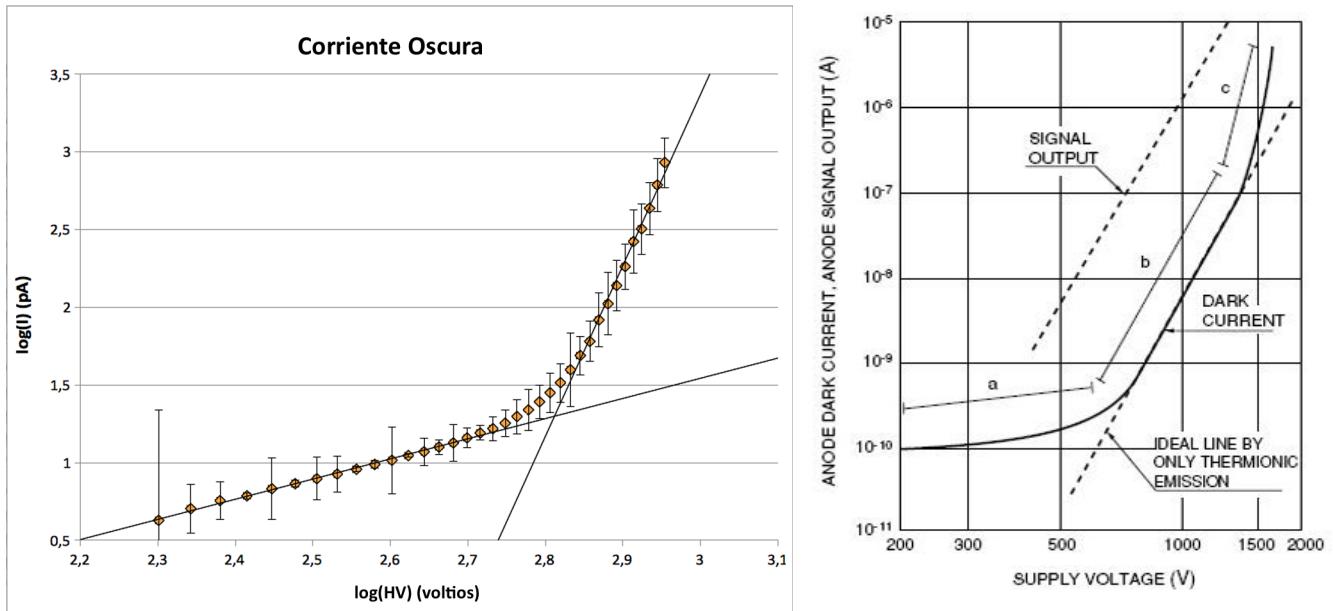


Figure 33: Corriente oscura, a la izquierda la medida en el IFIC y a la derecha curva típica de un PMT segúin Hamamatsu

Como podemos ver, se ajusta bastante bien a los valores típicos suministrados por Hamamatsu.

3.3 Eficiencia Cuántica

Aquí colocaremos las medidas de la eficiencia cuántica que obtengamos y las compararemos con los datos que nos da Hamamatsu de 3 PMTs calibrados. Para empezar, usaremos LEDs de 260nm, 285nm, 315nm, 341nm, 370nm y 400nm. Más adelante, cuando llegue al laboratorio, usaremos una lámpara de xenon acoplada a un monocromador

Realmente lo que vamos a medir no es exactamente la eficiencia cuántica (definida como el cociente entre el número de fotoelectrones y el número de fotones incidentes) sino que vamos a medir el producto entre eficiencia cuántica y eficiencia de colección y lo llamaremos QE'

$$QE' = QE \cdot CE$$

Para hacer esa medida vamos a usar una base en la que se habrá eliminado la cadena de multiplicación poniendo los dínodos del 2 al 10 al mismo potencial (cortocircuitados). Con ello conseguimos medir el número de fotoelectrones que llegan al primer dínodo.

También es necesario conocer la corriente oscura que tenemos tanto en el sistema PMT con base cortocircuitada como en el fotodiodo de referencia, medidas que podemos ver en la figura 34.

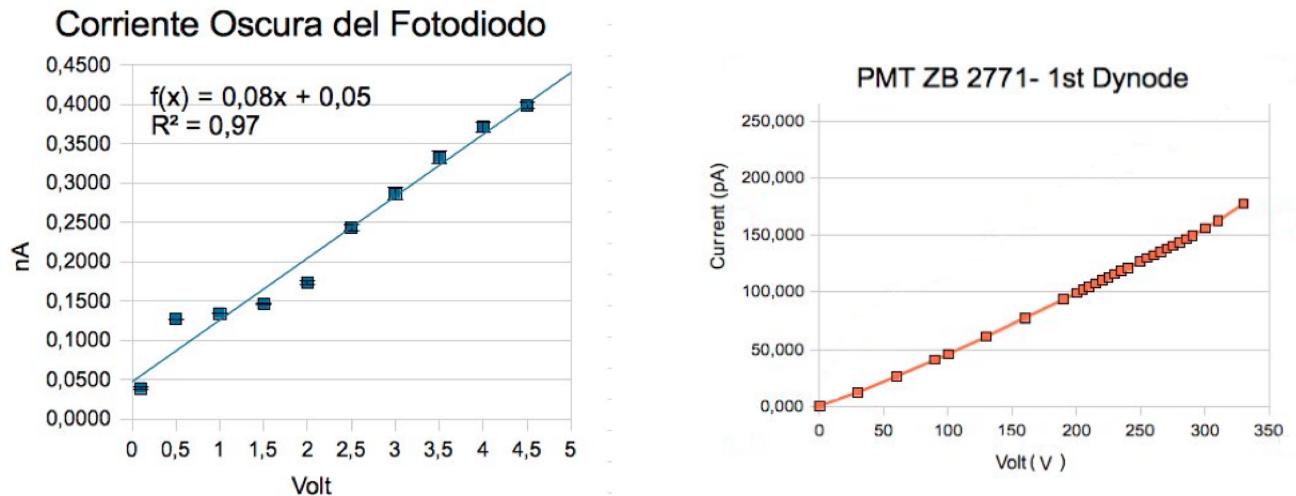


Figure 34: Medidas de la corriente oscura del fotodiodo de referencia S1337-1010BQ (izquierda) y del PMT R8520-06SEL número de serie ZB2771 (derecha)

Las medidas de la eficiencia cuántica están actualmente en desarrollo y estamos a la espera de recibir el equipo completo de lámpara de xenón y monocromador para poder realizar las medidas tal y como están descritas en la figura 20. Las medidas hechas por Hamamatsu de 3PMTs (figura 35) del conjunto del que disponemos nos servirán de referencia para validar nuestro procedimiento de medición de las $QE(\lambda)$ desconocidas de los otros PMTs.

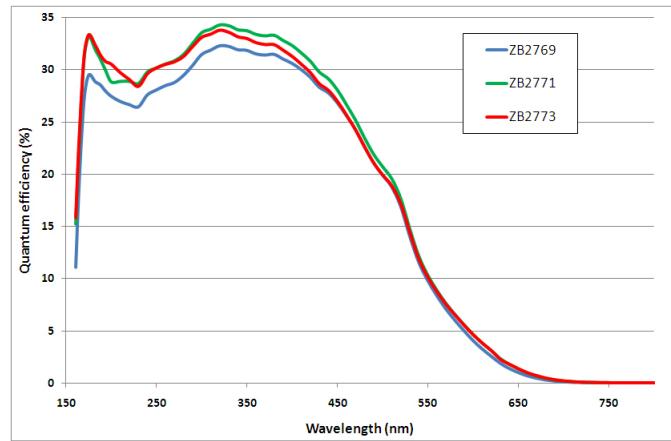


Figure 35: Medidas hechas por Hamamatsu de la eficiencia cuántica de los PMT R8520-06SEL, con números de serie ZB2769, ZB2771 y ZB2773

3.4 Elección de bases

Como ya hemos comentado antes, los PMTs pueden ser alimentados con dos polaridades distintas, la positiva y la negativa. Lo que ahora vamos a estudiar es si la elección de una base afecta al valor medido de la ganancia de un PMT.

Para ello, hemos cogido el PMT ZB2836 y hemos medido su ganancia a distintos voltajes con las dos bases y así poder comparar. El resultado es el que ahora vemos:

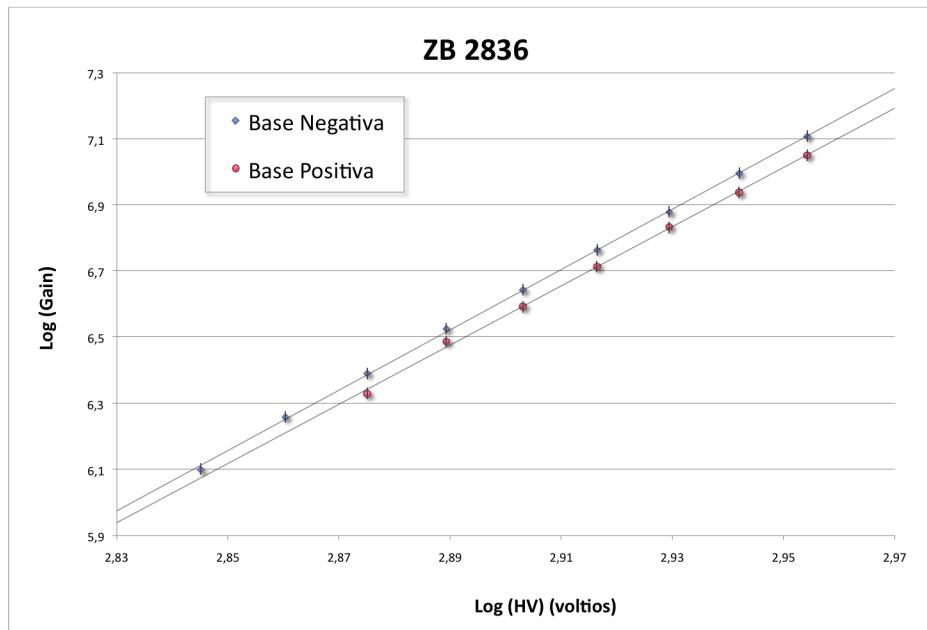


Figure 36: Comparación de las dos bases, la positiva y la negativa

En la figura 36, la ganancia en azul es la de la base negativa y la ganancia en naranja es la de la base positiva. Esta diferencia de carga medida por una base y otra es debida a que en la base positiva tenemos un condensador, llamado de desacoplo, al final del circuito que hace que se produzca una fluctuación de la línea de base dando lugar a un valor de la ganancia ligeramente menor que para la base negativa.

Es por esto que para el experimento NEXT usaremos la base negativa, para asegurarnos mayor estabilidad en la línea de base.

4 Resumen y conclusiones

- La naturaleza del neutrino es una incógnita que pretendemos resolver gracias a una nueva generación de detectores de desintegración doble beta sin neutrinos. Con este propósito estamos desarrollando NEXT, un detector que usando ^{136}Xe pretende medir la energía de la desintegración doble beta sin neutrinos mediante un conjunto de PMTs y determinar la topología de los sucesos usando SiPMs. Para reducir la radiación externa, instalaremos el detector en el laboratorio subterráneo de Canfranc (LSC).
- La caracterización de los PMTs consiste en medir su ganancia, su corriente oscura, su eficiencia cuántica y su linealidad en función del número de fotones incidentes y así poder conseguir saber la cantidad de luz que llega ese PMT a partir de la respuesta obtenida.
- Hemos realizado en este trabajo de Máster la caracterización de los 16 PMTs seleccionados para NEXT0 y NEXT1. Una vez caracterizados los PMTs, podemos calibrarlos para que dada una misma señal luminosa, tengamos una resolución en energía mejor que el 1%
- Para nuestro experimento necesitamos una calibración muy precisa del sistema multi-PMT para obtener un valor lo más exacto posible de la energía ($Q_{\beta\beta}$) de los eventos de $\beta\beta^{2\nu}$ y poder medir los esperados eventos $\beta\beta^{0\nu}$
- Los PMTs R8520-06SEL son excelentes para este experimento gracias a su radiopureza, su baja corriente oscura, alta ganancia y alta eficiencia cuántica a 175nm (30%), pero tienen el problema de aguantar sólo hasta 5bar de presión. Por tanto, queda pendiente el desarrollo por parte de Hamamatsu de PMTs que puedan soportar hasta 10bar que tendremos dentro del detector y el diseño por parte de NEXT de unas bases para esos PMTs que también aguanten esa presión, que sean radiopuras y que no degasifiquen.
- Queda pendiente la medida de la linealidad de la ganancia en función del número de fotones incidentes con más luz (ya que con la EL recibirán decenas de fotones), la medida de la eficiencia cuántica de todos los PMTs y la calibración del plano de 19 PMTs R8520-06SEL para el prototipo NEXT1.

References

- [1] Samuel S. M. Wong, *Introductory Nuclear Physics*, second edition, Ed. Wiley-VCH
- [2] H.V. Klapdor-Kleingrothaus, *Sixty years of double beta decay: from nuclear physics to beyond standard model particle physics*, Ed. World Scientific
- [3] M. Goeppert-Mayer, *Double Beta-Disintegration*, Phys. Rev **48** (1935) 512-516
- [4] G. Racah, *On the symmetry of particle and antiparticle*, Nuovo Cim. **14** (1937), 322.
- [5] Ettore Majorana, *Theory of the Symmetry of Electrons and Positrons*, Nuovo Cim. **14** (1937) 171-184
- [6] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al., Latest results from the Heidelberg-Moscow double-beta-decay experiment, Eur. Phys. J. A **12** (2001), 147 (arXiv:hep-ph/0103062)
- [7] C. E. Aalseth et al., *Neutrinoless double-beta decay of Ge-76: First results from the International Germanium Experiment (IGEX) with six isotopically enriched detectors*, Phys Rev. **C59** (1999), 2108-2113.
- [8] I. Abt et al., *A new Ge-76 double beta decay experiment at LNGS*, (arXiv:hep-ex/0501010).
- [9] Richard Gaitskell et al., *White paper on the Majorana zero-neutrino double-beta decay experiment* (arXiv:nucl-ex/0311013)
- [10] R. Benton Pahlka, *The SuperNEMO Experiment*, (arXiv:hep-ex/0810.3169)
- [11] H. V. Klapdor-Kleingrothaus, *Status of Evidence for Neutrinoless Double Beta Decay, and the Future: Genius and Genius-TF* (arXiv:hep-ph/0307330)
- [12] L. M. Ejzak, *The search for Neutrinoless Double Beta Decay in CUORE* (arXiv:0912.2994)
- [13] M. Breidenbach et al., *EXO, an advanced Enriched Xenon double-beta decay Observatory (Letter of Intent)*, 2001, <http://www-project.slac.stanford.edu/exo/>.
- [14] F. Grañena et al., *Letter of Intent to the LSC Scientific Committee*, (arXiv:hep-ex/09074054v1)
- [15] Nadia Yahlali et al., *NEXT: Neutrino Experiment with high pressure Xenon gas TPC*, Nucl. Instrum. Meth. **A617** (2010) 520-522.
- [16] J.J. Gómez Cadenas, J. Martín-Albo, J. Muñoz Vidal, M. Sorel, J. Phys. Conf. Ser. **171** (2009) 012068.
- [17] L. Fabbietti, *The PANDA GEM-based TPC Prototype*, (arXiv:nucl-ex/10044079v2)
- [18] Matthew Redshaw et al., *Mass and Double-Beta-Decay Q value of ^{136}Xe* , Phys. Rev. Lett **98** (2007) 053003.
- [19] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Ed. Springer-Verlag.

- [20] Nadia Yahlali, *R&D progress on NEXT PMTs*, NEXT Coimbra 2009 Meeting.
- [21] E. Carmona, *Estudio de fotomultiplicadores de gran fotocátodo para el telescopio submarino de neutrinos ANTARES*, Trabajo de de Investigación, Universitat de València, Noviembre 2009
- [22] J. D. Zornoza, *Characterization of two Photomultiplier Models and Study by Monte Carlo Simulation of several Calibration Systems based on Optical Beacons for the ANTARES Detector*, Trabajo de Investigación, Universitat de València, Marzo 2001.
- [23] Hamamatsu Photonics K. K., *Photomultiplier Tubes. Basics and Applications*, http://sales.hamamatsu.com/assets/applications/ETD/pmt_handbook_complete.pdf
- [24] A. Bueno, *Characterization of large area photomultipliers and its application to dark matter search with noble liquid detectors*, 2008 JINST **3** P01006.
- [25] R. Dossi et al., *Methods for a precise photoelectron counting with photomultipliers*, Nucl. Instrum. Meth. **A451** (2000) 623-637.
- [26] ROOT, a data analysis framework.
<http://root.cern.ch/drupal/>