Universitat de València

(ESTUDI GENERAL)

DEPARTAMENT DE FÍSICA ATÒMICA MOLECULAR I NUCLEAR

UNIVERSITAT DE VALÈNCIA

Estudio de fotomultiplicadores de gran fotocátodo para el telescopio submarino de neutrinos ANTARES

TRABAJO DE INVESTIGACIÓN

EMILIANO CARMONA FLORES

Noviembre 1999

D. JUAN JOSÉ HERNÁNDEZ REY, Científico Titular del C.S.I.C.,

CERTIFICA :

Que la presente memoria "Estudio de fotomultiplicadores de gran fotocátodo para el telescopio submarino de neutrinos ANTARES" ha sido realizada bajo mi dirección en el Departamento de Física Atómica, Molecular y Nuclear de la Universitat de València por D. Emiliano Carmona Flores y constituye su Trabajo de Investigación del Tercer Ciclo que sigue en este Departamento para optar al grado de Doctor en Física.

Y para que conste, en cumplimiento de la legislación vigente, firmo el presente Certificado en Burjassot a 2 de Noviembre de 1999.

Juan José Hernández Rey

Visto bueno del tutor : D. Juan Zúñiga Román.

A mi padre y a mi madre

Agradecimientos

Este trabajo ha sido posible gracias a la ayuda y la motivación que debo agradecer a muchas personas. Éstas son sólo unas líneas de agradecimiento sabiendo que en muchos casos no basta con unas simples palabras para darles las gracias.

Primero, agradecer a mi director D. Juan José Hernández Rey la confianza depositada en mí así como el apoyo y la ayuda prestada. Agradecer el haberme integrado en el grupo que estaba formando y haber confiado en mi desde el principio. Agradecer también todo el seguimiento que ha hecho de este trabajo desde el comienzo hasta sus últimas correcciones.

Agradecer también a D. Antonio Ferrer que me introdujera en el mundo de la física experimental de altas energías.

Agradecer a Juan Zúñiga su ayuda con los programas de minimización y también su ayuda, sus comentarios y sus correcciones en este trabajo que han hecho que ganara en claridad y calidad.

A Sergio agradecer sus comentarios y correcciones y también darle las gracias por todas las estancias en Marsella y que sin ninguna duda habrían sido muy diferentes si él no hubiera estado allí.

A Ramón, Gaelle y Juande por la ayuda prestada y por contagiar de alguna forma su entusiasmo.

A Stephane Basa por su ayuda para entender los fotomultiplicadores, por sus recomendaciones y consejos. Agradecer también al resto de colaboradores del CPPM de Marsella por la colaboración prestada.

A Juanba por todos las explicaciones, los consejos y todo el tiempo que me ha dedicado y que han ayudado sin ninguna duda a que este trabajo pudiera realizarse. Agradecerle que siempre estuviera en el laboratorio de al lado dispuesto a echar una mano y a explicar algo.

También a Jose Ramón y Andrés y también a Juanba por su ayuda con el soldador y las cuestiones más *hardware* de este trabajo.

A Mari Carmen, María José, Inés, Santi, Paco, Pablo, Anselmo, Marcos, Farida y Lucía porque con ellos es más fácil un trabajo que muchas veces se hace un poco duro. Por todos los momentos que hacen que seamos amigos y no solo compañeros.

A Rosario, Amparo, Paco, Javier y el resto de personas que habitualmente comparten el laboratorio de altas energías por toda la ayuda prestada y por hacer que el trabajo sea más agradable.

Finalmente quiero agradecer a mis padres y mis hermanos todo el apoyo que me han dado, sin el cual probablemente este trabajo no hubiera llegado a realizarse.

Gracias a todos.

Índice General

Introducción **1**

1 Astronomía con neutrinos de alta energía. El telescopio de neutrinos ANTARES **3**
- 1.1 Rayos cósmicos de alta energía . . . 3
  - 1.1.1 El flujo de rayos cósmicos primarios . . . 3
  - 1.1.2 Origen de los rayos cósmicos . . . 4
  - 1.1.3 Fotones de alta energía . . . 5
- 1.2 Astronomía con neutrinos de alta energía . . . 6
  - 1.2.1 Fuentes garantizadas de neutrinos de alta energía . . . 7
  - 1.2.2 Fuentes postuladas de neutrinos de alta energía . . . 9
- 1.3 El telescopio de neutrinos . . . 12
  - 1.3.1 Principio de detección . . . 12
  - 1.3.2 Señal y fondo. Flujos esperados . . . 15
- 1.4 El Telescopio de neutrinos ANTARES . . . 20
  - 1.4.1 Descripción General . . . 20
  - 1.4.2 Caracterización del emplazamiento del detector . . . 24
  - 1.4.3 Programa de construcción . . . 28
  - 1.4.4 Prestaciones de un detector de 0.1 Km^2 . . . 30
- 1.5 Otros telescopios de neutrinos . . . 34

2 Introducción a los fotomultiplicadores **37**
- 2.1 Introducción . . . 37
- 2.2 Principio de funcionamiento . . . 37
  - 2.2.1 El fotocátodo . . . 39
  - 2.2.2 El sistema de focalización . . . 41
  - 2.2.3 La cadena de amplificación. Los dínodos . . . 42
  - 2.2.4 El ánodo . . . 44
  - 2.2.5 El divisor de voltaje . . . 45
- 2.3 Caracterización de los fotomultiplicadores . . . 46
  - 2.3.1 Sensibilidad . . . 46
  - 2.3.2 Ganancia . . . 47
  - 2.3.3 Espectro de un fotoelectrón . . . 47
  - 2.3.4 Características temporales . . . 48
  - 2.3.5 Linealidad . . . 49
  - 2.3.6 Corriente Oscura . . . 50
  - 2.3.7 *After-pulses* . . . 52
  - 2.3.8 Estabilidad . . . 53

2.3.9 Uniformidad . . . 53
2.3.10 Parámetros ambientales . . . 54
2.3.11 Campo magnético . . . 55
2.3.12 Humedad . . . 55
2.3.13 Golpes mecánicos . . . 55
2.4 Requisitos de los fotomultiplicadores en ANTARES . . . 55
2.4.1 Área efectiva del fotomultiplicador . . . 56
2.4.2 Resolución temporal del fotomultiplicador . . . 57
2.5 Fotomultiplicadores estudiados . . . 58
2.5.1 ETL 9353 . . . 58
2.5.2 Hamamatsu R5912-02 . . . 59
2.5.3 Hamamatsu R7081-20 . . . 59

3 Laboratorio de medida de fotomultiplicadores 61
3.1 Descripción del montaje . . . 61
3.2 Adquisición de datos . . . 63
3.2.1 Electrónica NIM . . . 65
3.2.2 Electrónica CAMAC . . . 66
3.3 Otros componentes electrónicos . . . 69
3.4 Programas de adquisición . . . 70
3.5 Fuentes de luz empleadas . . . 74
3.5.1 LED azul . . . 74
3.5.2 Láser Nd-YAG . . . 75

4 Caracterización de los fotomultiplicadores para ANTARES 79
4.1 Estudios realizados . . . 79
4.2 Espectro de carga de un fotoelectrón . . . 80
4.2.1 Estadística de la fotoconversión . . . 80
4.2.2 Estadística de la amplificación . . . 81
4.2.3 Consideraciones prácticas sobre los fotomultiplicadores . . . 82
4.2.4 Deconvolución del espectro de un fotoelectrón . . . 84
4.3 Ajuste de los espectros de un fotoelectrón de los fotomultiplicadores estudiados . . . 86
4.4 Ganancia . . . 90
4.4.1 Amplitud de la señal de un único fotoelectrón . . . 94
4.4.2 Ganancia-amplitud . . . 96
4.5 Otros parámetros del espectro de carga de un fotoelectrón . . . 97
4.5.1 Pico/valle . . . 98
4.5.2 Resolución energética . . . 98
4.5.3 El valle . . . 99
4.5.4 Respuesta a distintos niveles de luz . . . 102
4.6 Sensibilidad al campo magnético . . . 107

5 Corriente oscura y *after-pulses* 113
5.1 Pulsos de corriente oscura . . . 113
5.1.1 Tasa de pulsos de corriente oscura . . . 113
5.1.2 Espectros de carga . . . 118
5.2 Exposición a una fuente de luz intensa . . . 126
5.3 *After-Pulses* . . . 128

5.3.1 *Pre-pulses* y *late-pulses* 130
5.3.2 *After-Pulses* 136
5.3.3 Resumen 139

Introducción

A pesar de que el Universo ha sido ampliamente estudiado en todas las longitudes de onda del espectro electromagnético, todavía no se sabe mucho sobre cuestiones como el origen de los rayos cósmicos más energéticos o las explosiones de rayos gamma (GRBs o *gamma ray bursts*). Las observaciones más recientes en el espectro de fotones muy energéticos han descubierto un Universo violento poblado de fuentes de rayos gamma de altas energías cuya existencia no se sospechaba. Existen fuertes motivaciones teóricas para estudiar la contrapartida de estas fuentes en el espectro de neutrinos de alta energía. En muchos escenarios la producción de fotones de muy alta energía debe estar acompañada de la producción de neutrinos. La ventaja de los neutrinos es que interaccionan muy débilmente, por lo que no son detenidos por la materia o la radiación que encuentran a su paso. Además, al igual que los fotones, no se ven desviados de su trayectoria por los campos eléctricos y magnéticos. Los neutrinos pueden abrir una nueva ventana al Cosmos que proporcione nuevos datos sobre los GRBs, el origen de los rayos cósmicos, la existencia de materia oscura, o incluso, sobre nuevos fenómenos hoy desconocidos.

La detección de neutrinos de alta y muy alta energía es una tarea difícil. Es necesaria una gran cantidad de materia para poder conseguir una tasa de sucesos suficientemente elevada, por lo que para poder llevar a cabo estudios de fuentes cósmicas con la estadística suficiente se necesita un área efectiva del orden del km^2. Los diversos métodos que se han propuesto para la observación de neutrinos cósmicos de alta energía van desde la detección de las ondas de radio de los electrones de la cascada electromagnética que producen al interaccionar con la materia de la Luna, hasta utilizar sensores sonoros para captar el ruido de la cascada producida al interaccionar con la atmósfera. Sin embargo, la detección de la luz de Cherenkov del muón resultado de la interacción de un neutrino con la materia, es la opción que se considera más viable. En la actualidad son varios los experimentos de este tipo dirigidos a la construcción de un telescopio de neutrinos de un km^2 de área efectiva.

ANTARES es uno de estos experimentos, cuya primera fase (año 2003) tiene como objetivo desplegar en el fondo del mar trece lineas con fotomultiplicadores en un lugar cercano a la costa del sur de Francia. Los fotomultiplicadores recogerán la luz del muón y mandarán la información hasta una estación en tierra por medio de un cable electro-óptico submarino. En la actualidad participan en el experimento físicos franceses de las universidades de Marsella, Mulhouse y Estrasburgo, así como del DAPNIA de Saclay; ingleses de las universidades de Oxford, Sheffield y Birminghan; holandeses de NIKHEF en Amsterdam; rusos del ITEP de Moscú y el grupo español del IFIC de Valencia. Además se cuenta con la colaboración de institutos de Ciencias del Mar (COM, IFREMER) y de astronomía (IGRAP) de Marsella.

Las prestaciones del detector dependerán críticamente de las características de los fotomultiplicadores que se empleen en su construcción, por lo que es necesario llevar a cabo un cuidadoso estudio de éstos a fin de seleccionar el que mejor se adapte a las características de nuestro experimento. En este trabajo se describen las medidas de caracterización que se han realizado en

Valencia. Con este fin hemos construido un laboratorio de estudio de fotomultiplicadores en el que se han obtenido los resultados que se exponen en este trabajo.

La estructura de esta memoria es como sigue. Los dos primeros capítulos constituyen una introducción al experimento y a los fotomultiplicadores. En el primero, se introducen las motivaciones para la búsqueda de neutrinos de alta energía y se plantea el principio de detección propuesto. También se hace una descripición detallada de ANTARES y de sus aplicaciones potenciales. El segundo capítulo contiene una introducción a los fotomultiplicadores, describiendo sus principales características. Asimismo, se exponen los requisitos que deben cumplir los fotomultiplicadores que se utilicen en el experimento.

Una parte sustancial de nuestro trabajo fue la puesta a punto de un laboratorio de caracterización de fotomultiplicadores. En el tercer capítulo describimos brevemente dicho laboratorio y el equipo empleado en la realización de las medidas.

Los capítulos cuarto y quinto contienen las medidas y los resultados obtenidos. El capítulo cuarto contiene los resultados obtenidos a partir del ajuste de los espectros de carga del fotomultiplicador al nivel de un fotoelectrón. Allí aparecen las medidas de la ganancia, la relación pico/valle, la resolución energética y la influencia del campo magnético terrestre. También se estudia la región del valle y el comportamiento del fotomultiplicador con distintos niveles de luz.

En el quinto capítulo se recogen los resultados obtenidos en el estudio de la corriente oscura y la tasa de *after-pulses*. Hemos estudiado la tasa de pulsos de corriente oscura a distintos umbrales, la distribución de carga de estos pulsos y la influencia de una fuerte exposición a la luz en la tasa de corriente oscura. También se recoge el estudio de las tasas de los diversos tipos de *after-pulses* para distintos voltajes de trabajo de los fotomultiplicadores.

La memoria finaliza con la exposición global de resultados y conclusiones.

Capítulo 1

Astronomía con neutrinos de alta energía. El telescopio de neutrinos ANTARES

1.1 Rayos cósmicos de alta energía

Nuestro planeta es permanentemente bombardeado por un flujo de partículas, conocidas como rayos cósmicos. Se sabe que algunos de estos rayos cósmicos poseen energías superiores a 10^{20} eV (mucho mayores de lo que se podrá alcanzar en un futuro próximo en cualquier acelerador terrestre), siendo desconocidos su origen y los mecanismos que los aceleran a esas energías. En la actualidad existe un creciente interés en conocer y estudiar rayos cósmicos cada vez más energéticos. Éstos han de ser producidos por algunos de los fenómenos más violentos y menos conocidos del Universo. Su estudio está ligado a cuestiones fundamentales sobre el origen del mismo y de la Física de Altas Energías.

1.1.1 El flujo de rayos cósmicos primarios

En todo momento existe un flujo isotrópico de partículas cargadas conocido como "*rayos cósmicos primarios*" que bombardean la Tierra (figura 1.1). La composición de este flujo está dominada principalmente por protones y núcleos más pesados. En este flujo de partículas cargadas se han detectado partículas con energías superiores a 10^{20} eV. El espectro de energías sigue una ley exponencial:

$$dN(E) \sim E^{-\alpha} dE \tag{1.1}$$

Amenudo se reemplaza el índice α por el llamado *índice espectral* $\gamma \equiv \alpha - 1$. El espectro de rayos cósmicos de alta energía en la Tierra está caracterizado por $\gamma \sim 1.7$.

El mecanismo acelerador que se cree responsable de buena parte del espectro (hasta energías de 10^{18} eV) es el mecanismo de Fermi de primer orden. Dicho mecanismo puede producir un espectro con $\gamma \sim 1 + \epsilon$, siendo ϵ un número pequeño. La explicación de que el índice espectral observado sea mayor se atribuye al tiempo de escape de los rayos cósmicos de la Galaxia. Se cree que los rayos cósmicos están confinados dentro de nuestra galaxia por campos magnéticos, y que la probabilidad de que escapen de la Galaxia depende de su energía. A partir de las proporciones observadas de algunos núcleos (i.e. carbono y oxígeno) en los rayos cósmicos primarios se ha determinado que el tiempo de escape es $\tau(E) \propto E^{-\kappa}$ con $\kappa \approx 0.6$, por debajo de 100 TeV (1 TeV=10^{12} eV). Por tanto:

$$dN(E) \sim E^{-(2+\epsilon+\kappa)} dE \tag{1.2}$$

con lo cual $\epsilon \approx 0.1$, consistente con la hipótesis de que el acelerador tiene un espectro "*duro*" ($\gamma \approx 1.1$) como se espera del mecanismo de Fermi de primer orden.

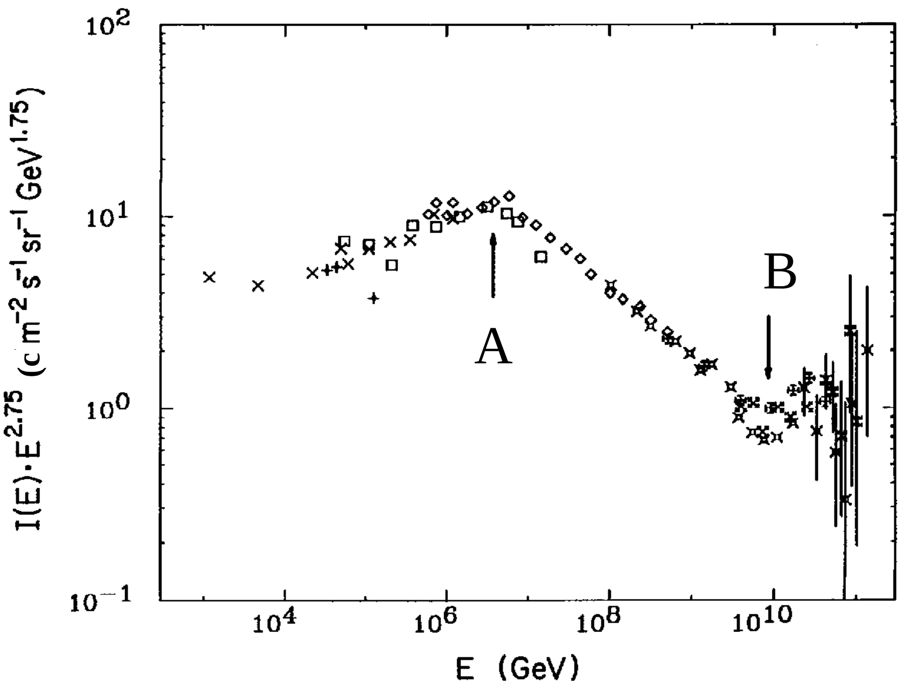


Figura 1.1: Espectro energético de los rayos cósmicos en la Tierra.

Al analizar en detalle el espectro de rayos cósmicos se encuentra que $\gamma \approx 1.7$ para $E < 1000$ TeV, y $\gamma \approx 2.0$ para $E > 1000$ TeV. Éste es el punto A de la figura anterior, marca la separación entre rayos cósmicos de origen galáctico y de origne extragaláctico. Por encima de 10^{19} eV (punto B) el espectro parece volver a $\gamma \sim 1.7$. En el caso de los neutrinos de alta energía ($E_\nu \geq 100$ MeV) se esperan distintos valores del índice espectral dependiendo de su orígen.

1.1.2 Origen de los rayos cósmicos

El modelo estándar de la aceleración de rayos cósmicos (mecanismo de Fermi de primer orden) consiste en la aceleración por ondas de choque de supernovas en el gas interestelar. En dicho modelo, las partículas son aceleradas al atravesar y volver a atravesar la onda de choque [1] de la supernova. Un ciclo de aceleración dura la suma de los tiempos que la partícula está delante y detrás del frente de onda. El tiempo total que dura la aceleración es limitado, puesto que también lo es el tiempo de vida de la onda de choque. La tasa de aceleración es:

$$\frac{dE}{dt} \backsimeq K\frac{u^2}{c}ZeB \tag{1.3}$$

siendo u la velocidad de la onda de choque, Ze la carga de la partícula acelerada, B el campo magnético y K una constante ($\sim$0.1) que depende de los detalles de la difusión en la vecindad de la onda de choque. Si T es el tiempo de vida de la onda de choque ($T \sim 1000$ años para la fase de expansión libre de la supernova), la distancia que recorre es $L \sim uT$. La energía máxima que se puede conseguir es $E_{max} < \frac{u}{c}ZeBL$. Tomando el caso más simple (B paralelo a la velocidad de la onda de choque) y $B \sim 3$ μGauss (un valor típico), la energía máxima es $< 10^{14}$ eV$\times Z$. Para conseguir más energía hace falta mayor B y/o mayor L.

Una alternativa para la aceleración a alta energía es la aceleración en fuentes compactas con campos magnéticos más fuertes. Fuentes de este tipo existen con cierta abundancia dentro de nuestra galaxia y pueden estar asociadas a fuentes puntuales de fotones y neutrinos de alta energía. Por encima de 100 TeV se cree que la aceleración de partículas cargadas se produce en estos escenarios. Algunas de las posibilidades que se barajan son los sistemas binarios de rayos X y restos de supernovas jóvenes. En la sección 1.2.2 se discuten con mayor detalle estas posibilidades.

Sin embargo, este mecanismo (que favorece la existencia de fuentes puntuales de partículas de alta energía) no es el único que puede explicar la existencia de rayos cósmicos de energías tan altas. Existen formas de extender el mecanismo de aceleración en supernovas, para poder explicar las más altas energías encontradas en los rayos cósmicos.

1.1.3 Fotones de alta energía

Hemos visto algunos de los posibles escenarios para la aceleración de partículas a alta energía, pero sólo son válidos para partículas cargadas. En el caso de partículas eléctricamente neutras como fotones y neutrinos, éstas tienen que ser creadas a partir de partículas cargadas previamente aceleradas. Los fotones de alta energía pueden tener dos orígenes. Por una parte, pueden provenir de la desintegración de los piones neutros de una cascada producida tras la interacción de una partícula cargada con un blanco (materia o radiación). Por otra, pueden ser producidos por electrones a través de radiación sincrotón, *bremstrahlung* y difusión Compton inversa. El primer mecanismo es hadrónico y el flujo de fotones tiene una contrapartida de neutrinos, mientras que el segundo tipo es electromagnético y en él no existe un flujo de neutrinos. La observación de fotones a energías por encima de 100 TeV sólo puede ser explicada mediante el mecanismo hadrónico. La observación de estos fotones probaría la existencia de un flujo de neutrinos de alta energía.

Por debajo de 200 GeV se han producido importantes descubrimientos en los últimos años gracias a las observaciones realizadas desde detectores colocados en satélites en órbita alrededor de la Tierra. La figura 1.2 muestra las fuentes de fotones de más de 100 MeV recogidas en el segundo catálogo EGRET. Algunas fuentes puntuales de fotones están asociadas a varios objetos astronómicos conocidos. Otras, sin embargo, no han sido identificadas todavía.

A más alta energía, del orden del TeV, es posible detectar la cascada electromagnética que producen los fotones al interaccionar con la atmósfera terrestre. Grandes redes de detectores se encargan de detectar los productos de esas cascadas reconstruyendo la dirección del fotón incidente.

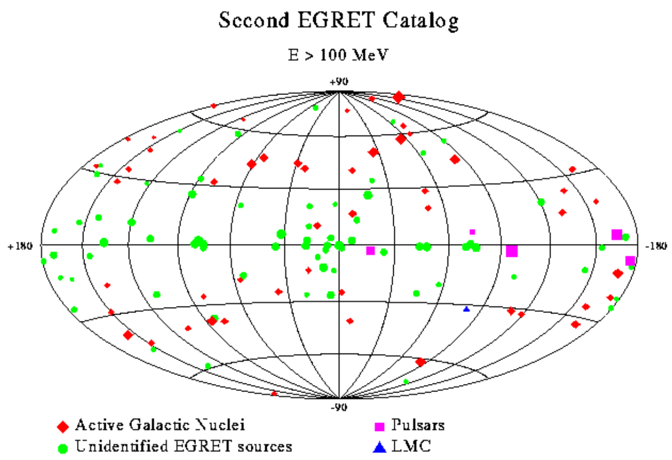


Figura 1.2: Fuentes de fotones de más de 100 MeV en el segundo catálogo EGRET.

La colaboración Whipple fue la primera en confirmar la detección de fotones de energías del orden del TeV procedentes de la galaxia Markarian 421, a unos 100 Mpc (1 pc$\approx$ 3.262 años luz). Este objeto no es uno de los más intensos, lo que hace suponer que otros objetos similares emiten también fotones en el rango del TeV, pero que no llegan a la Tierra porque son absorbidos durante el camino. Sólo llegan los fotones de Markarian 421 porque la distancia es más reducida. La razón es que los fotones del orden del TeV son eficientemente absorbidos al interaccionar con los fotones del infrarrojo producidos por las estrellas. Un fotón del TeV interacciona con un fotón en el infrarrojo produciendo un par e^+e^-. Fuentes más lejanas, pero más intensas que Markarian 421, no pueden verse desde la Tierra en el espectro de fotones de $\sim$TeV [2].

Las mismas fuentes de fotones de alta energía serán también fuentes de neutrinos de alta energía si el mecanismo de producción de fotones es hadrónico. Los neutrinos sí pueden ser detectados en el rango de alta energía puesto que no son absorbidos durante el camino.

1.2 Astronomía con neutrinos de alta energía

La Astronomía con neutrinos de alta energía abre un nuevo campo en la observación del Cosmos. Permitirá ver en el espectro de neutrinos la contrapartida a un universo extensivamente estudiado en todas las frecuencias del espectro electromagnético. Y permitirá mirar directamente al interior de algunos de los fenómenos más violentos del Universo (como por ejemplo agujeros negros o explosiones de rayos gamma).

Existen diferentes fenómenos en el Univeso que pueden producir neutrinos de distintas energías (ver figura 1.3). Los menos energéticos son reliquias del Big-Bang y están presentes desde el momento en que se desacoplaron de la materia en los 10 primeros segundos después del Big-Bang. Las estrellas, las supernovas o los reactores nucleares son otras fuentes de neutrinos. Los más energéticos son producidos por los rayos cósmicos en nuestra atmósfera (neutrinos atmosféricos) o fuera de ella.

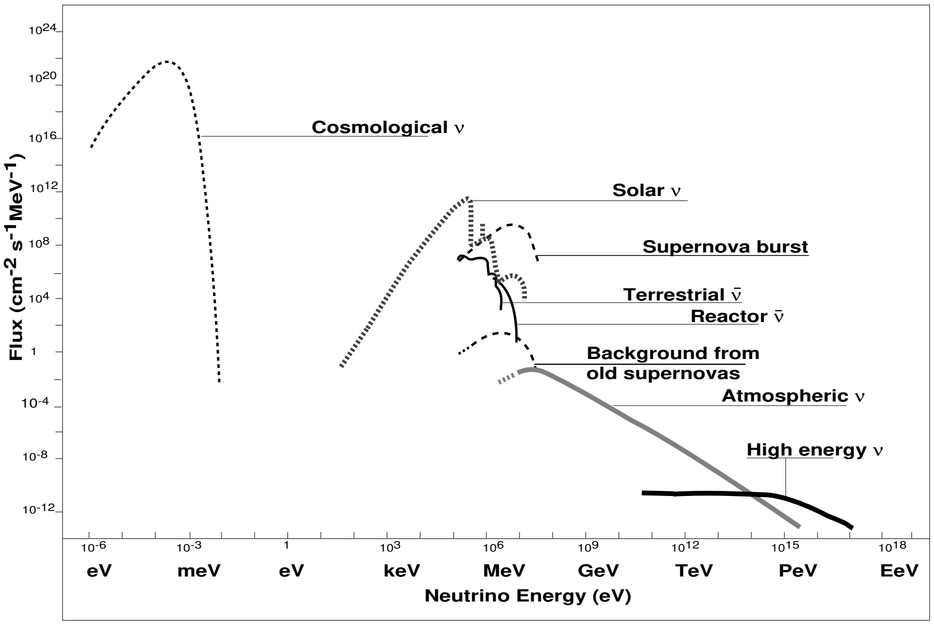


Figura 1.3: Fuentes de neutrinos en el Universo.

El neutrino fue postulado por Pauli en 1930 para poder explicar la distribución continua de energía del electrón en la desintegración β. El neutrino debía tener una serie de propiedades: espín 1/2, masa nula o prácticamente nula, no tendría carga eléctrica y sólo interaccionaría débilmente. Con estas propiedades durante un tiempo pareció imposible detectar un neutrino, sin embargo hoy en día existen ya muchos ejemplos de detección de neutrinos aprovechando los grandes flujos producidos en reactores nucleares y aceleradores o procedentes del sol. La masa del neutrino es una cuestión abierta que tiene importantes implicaciones. Si el neutrino poseyera masa, podría explicar buena parte de la materia oscura del Universo e indicaría que puede existir la oscilación de un neutrino de una familia a otra[1].

Actualmente, la existencia de fuentes astronómicas de neutrinos de alta energía no está respaldada por ninguna observación. Sin embargo, la existencia probada de partículas cargadas a energías por encima del PeV, y de fotones de energías por encima del TeV son razones poderosas para creer en la existencia de fuentes astronómicas de neutrinos de alta energía.

1.2.1 Fuentes garantizadas de neutrinos de alta energía

Hasta la fecha sólo existen dos ejemplos de detección de neutrinos cosmológicos. Se trata de los neutrinos de baja energía procedentes del Sol ($E_\nu \leq 10$ MeV) y de la supernova SN1987a ($E_\nu > 20$ MeV).

Se consideran fuentes garantizadas a aquellas cuyos flujos pueden ser predichos con una mayor precisión al no depender de modelos específicos. Las fuentes garantizadas que producirán neutrinos de energías por encima de los 100 MeV son las que se describen a continuación

[1]Las familias son los 3 grupos que se hacen de los leptones en el modelo estándar. Cada familia posee un neutrino y un antineutrino. El paso de un neutrino de una familia a otra (oscilación) sería posible si los neutrinos poseyeran masa.

1.2.1.1 Neutrinos atmosféricos

Se conoce por este nombre a los neutrinos que son producidos en la Tierra como consecuencia de la interacción de los rayos cósmicos primarios con la atmósfera terrestre. Estos neutrinos son producidos mayoritariamente en reacciones del tipo:

$$
\begin{array}{ll}
p \longrightarrow \pi^{+}(+K^{+}\cdots) \longrightarrow & \mu^{+} + \nu_{\mu} \\
& \downarrow \\
& e^{+} + \bar{\nu}_{\mu} + \nu_{e} \\
& \\
n \longrightarrow \pi^{-}(+K^{-}\cdots) \longrightarrow & \mu^{-} + \bar{\nu}_{\mu} \\
& \downarrow \\
& e^{-} + \nu_{\mu} + \bar{\nu}_{e}
\end{array}
\tag{1.4}
$$

Tanto protones como neutrones pueden producir mesones de carga distinta a la representada anteriormente, sin embargo los procesos con la misma carga se ven ligeramente favorecidos. En general, el flujo de neutrinos procedentes de la desintegración de mesones puede ser expresado como [3]:

$$
\frac{dN_{\nu}}{dE_{\nu}} = \frac{N_0(E_{\nu})}{1 - Z_{NN}} \left(\frac{A_{\pi\nu}}{1 + B_{\pi\nu}\cos\theta E_{\nu}/E_{\pi}^{C}} + 0.635 \cdot \frac{A_{K\nu}}{1 + B_{K\nu}\cos\theta E_{\nu}/E_{K}^{C}} + \cdots \right) \tag{1.5}
$$

el primer término de la suma representa la contribución de neutrinos procedentes de la desintegración de piones, el segundo de kaones y $(\cdots)$ de otros mesones. $A_{\pi\nu} = Z_{N\pi}(1-(m_{\mu}/m_{\pi})^2)^{\gamma}/(1+\gamma)$, $B_{\pi\nu}$ es una constante que depende de las longitudes de atenuación del muón y del pión. Las energías E_{π}^{C} y E_{K}^{C} son unas energías características para piones, kaones y otros mesones. Representan la competencia que existe entre el proceso de absorción y el de desintegración. Si $E_{\nu} \ll E_{i}^{C}$ entonces todos los mesones padres se desintegran, y el espectro de neutrinos será paralelo al de los rayos cósmicos primarios. Si $E_{\nu} \gg E_{i}^{C}$, entonces la ley exponencial del espectro aumenta en una potencia de E. Algunos valores típicos de estas energías son: $E_{\pi^{\pm}}^{C} \approx 115 GeV$, $E_{K^{\pm}}^{C} \approx 850 GeV$, $E_{D^{\pm}}^{C} \approx 4 \times 10^{7} GeV$.

En la actualidad el flujo de neutrinos atmosféricos ha sido detectado y estudiado ampliamente. Varios experimentos como Kamiokande - Superkamiokande, NUSEX, IMB, Frejus y Soudan estudian este flujo.

El espectro de energías de los neutrinos atmosféricos, sigue el espectro de energías de los rayos cósmicos primarios, con $\gamma \approx$1.7, hasta los $\sim$100 GeV y aumenta en una potencia de E, $\gamma \approx$2.7, por encima de esta energía. La energía a la que ocurre depende del ángulo cenital, con lo que el espectro de neutrinos atmosféricos posee una dependencia angular característica [4].

1.2.1.2 Neutrinos procedentes del plano galáctico y del Sol

Al igual que los rayos cósmicos interaccionan con la atmósfera terrestre dando lugar a los neutrinos atmosféricos, también lo hacen con el gas interestelar de nuestra galaxia [5]. Se origina inevitablemente un flujo difuso de fotones y neutrinos procedente de la desintegracion de los mesones producidos en estas interacciones. La desintegración de piones neutros genera fotones, mientras que la desintegración de piones cargados da lugar a un flujo de neutrinos. En la actualidad, el flujo de rayos gamma ya ha sido identificado por detectores de rayos gamma en satélites.

Como primera aproximación puede tomarse una densidad para el gas interestelar de 1 átomo/cm^3. Esta materia se encuentra concentrada en el disco de la Galaxia, con lo que también lo estará el flujo de neutrinos o fotones que se produce. La fracción del flujo de fotones al flujo de rayos cósmicos es directamente proporcional a la densidad lineal de materia ρR. Puede traducirse una medida del flujo de neutrinos del plano galáctico en un plano de las densidades lineales de gas interestelar en la Galaxia. Incluso, podrían detectarse fuentes puntuales de neutrinos procedentes de los brazos espirales de la Galaxia o de concentraciones de gas. Para un detector de neutrinos con un umbral de $\sim$1TeV (bastante conservador) con 1 Km^2 se esperarían 3 sucesos procedentes de un ángulo sólido de 0.07 sr de la dirección de Orión. Procedentes de 10° del disco galáctico, un detector similar situado en el Polo Sur que viera 1.1 sr tendría 50 sucesos/año.

El Sol es también otra fuente extraterrestre de neutrinos de alta energía. Estos neutrinos no son producidos de forma directa (como es el caso de los neutrinos procedentes de las reacciones nucleares en el interior del Sol), sino que proceden de la interacción de los rayos cósmicos primarios con la atmósfera solar. Se trata exactamente del mismo proceso que da lugar a los neutrinos atmosféricos. La diferencia está en que la atmósfera solar, más tenue, favorece la producción de neutrinos. La energía E_π^C es 20 veces mayor, al igual que la energía a la que aumenta la pendiente del espectro de neutrinos. El espectro de neutrinos procedentes del Sol será mayor que el espectro, promediados los ángulos, de neutrinos atmosféricos en un factor $\sim$2 a 10 GeV y un factor $\sim$3 a 1 TeV.

El problema es el pequeño ángulo sólido que subtiende el Sol (6.8×10^{-5} sr). El número de sucesos esperados en un año en 0.1 Km^2 es 5, con un umbral de 10 GeV. Si se tiene además en cuenta la difusion de los rayos cósmicos en el viento solar, el flujo de neutrinos a energías por debajo de 1 TeV se verá reducido significativamente. Es por tanto necesario un detector de 1 Km^2 para la observación de este flujo de neutrinos.

1.2.2 Fuentes postuladas de neutrinos de alta energía

Existen distintos modelos que predicen aceleradores cósmicos o partículas exóticas en cuyas desintegraciones pueden producir neutrinos de alta energía, aunque la existencia de alguna de estas fuentes de neutrinos es más que probable. Los flujos que se predicen dependen en gran medida del modelo propuesto. Esto las convierte en fuentes posibles en oposición a las fuentes garantizadas. Sin embargo, el estudio de estas fuentes constituyen un objetivo primordial para cualquier telescopio de neutrinos.

Se puede hacer una clasificación de este tipo de fuentes atendiendo a si los neutrinos tienen un origen acelerado o no.

1.2.2.1 Neutrinos de orígen acelerado

Como hemos visto, son varios los escenarios astronómicos en los que se puede lograr la aceleración de partículas cargadas a muy alta energía. Una vez aceleradas, estas partículas pueden colisionar con un blanco (materia o radiación) produciéndose una cascada de partículas que acabarán desintegrándose y produciendo neutrinos. Estos neutrinos llevarán parte de la energía inicial de la partícula primaria que produjo la cascada. Se trata del mismo proceso que origina los neutrinos atmosféricos, pero en este caso la fuente es extraterrestre, incluso extragaláctica.

Todos los escenarios en los que exista un flujo de partículas cargadas que interacciona con un blanco de materia o radiación son candidatos para la producción de neutrinos de alta energía:

- **Sistemas binarios de rayos X**

  Consisten en un objeto compacto (una estrella de neutrones o un agujero negro) y una estrella compañera no compacta. Forman un sistema dinámico complicado con trasvase de materia desde la estrella no compacta al compañero compacto a través de un disco de acreción. Se sabe que las estrellas de neutrones poseen campos magnéticos muy fuertes en su superficie (10^{12} G) con periodos de rotación en ocasiones de milisegundos. Tanto la acreción como la radiación magnética dipolar son fuentes posibles de energía para la aceleración de las partículas.

  Un ejemplo de sistema binario de rayos X es Cygnus X-3 del que se han detectado fotones de muy alta energía ($> 10^{12}$ eV). Estos objetos son fuentes puntuales dentro de la Galaxia.

- **Restos de jóvenes supernovas**

  Aunque en el mismo momento de la explosión la supernova emite un enorme flujo de neutrinos, la energía que poseen es muy pequeña para un telescopio de neutrinos. El problema para detectar estos neutrinos es que hace falta que la distancia a la supernova sea pequeña para que el flujo sea lo suficientemente grande. Esta posibilidad parece poco probable dado que las supernovas son poco frecuentes.

  Sin embargo, si se aceleran protones en el interior de los restos de una joven supernova, éstos pueden interaccionar con el material en expansión de la capa que rodea a la supernova tras la explosión. El tiempo durante el que este mecanismo de producción de neutrinos es significativo es como mucho de ~ 10 años tras la explosión, con una disminución gradual del flujo.

  Aunque no fue el caso de la supernova más reciente observada en nuestra galaxia (SN1987A), frecuentemente tras la explosión de la supernova queda un pulsar con un fuerte campo magnético y en rápida rotación. En este caso, tendríamos una fuente importante de neutrinos de alta energía. El principal inconveniente es que las supernovas son sucesos raros con poca probabilidad de ocurrir.

- **Núcleos Galácticos Activos (AGNs) y *Blazards***

  Los AGNs son uno de los objetos más energéticos del Universo conocido, con luminosidades en el rango de 10^{42} - 10^{48} erg/s. Se cree que esa energía es debida a la acreción de materia, al ritmo de varias masas solares por año, en un agujero negro supermasivo en el centro de una galaxia. El proceso estará limitado por el límite de Eddington [5]. No se conoce con seguridad el mecanismo capaz de acelerar partículas a unas energías tan elevadas como las observadas y tampoco la composición de los chorros relativistas que emanan de algunos AGNs.

  Los *Blazards* son objetos muy brillantes que expulsan enormes cantidades de energía. Resulta muy difícil explicar el origen de toda esa energía que emiten si se supone que la emisión es isotrópica, por ello, se cree que se trata de un AGN con uno de sus chorros orientados hacia la Tierra.

  Varios modelos predicen la emisión de neutrinos de alta energía en distintos lugares del AGN [6] (en el núcleo central, a lo largo de los chorros o en los puntos calientes donde terminan). La producción de neutrinos pasa por el mecanismo hadrónico: acelerar protones que después interaccionan con la radiación o con la materia. Aunque tampoco hay una evidencia directa de la emisión de neutrinos, el satélite EGRET ha observado la emisión de fotones de energías de 10^{10} eV por muchos de estos objetos. Asimismo, detectores de Cherenkov atmosféricos han detectado emisiones de fotones de más de 10^{12} eV.

- **Colisión con la radiación de fondo**

  Otra posibilidad es la interacción de rayos cósmicos de alta energía con la radiación de fondo de microondas. En este caso, el blanco está constituido por el mar de fotones remanentes del Big Bang que llenan todo el espacio con una densidad de $\sim$400 fotones/cm^3 y una energía promedio de unos 7×10^{-4} eV. El principal mecanismo de pérdida de energía es la fotoproducción de resonancias por rayos cósmicos que excedan [5]:

$$E_p \approx \frac{\Delta^2 - m_p^2}{2(1-\cos\theta)} \approx \frac{5 \times 10^{20}}{(1-\cos\theta)} eV \tag{1.6}$$

  Siendo θ el ángulo entre las direcciones del fotón y el protón. El máximo de la sección eficaz está en la resonancia Δ^+ ($s = 1.52\ GeV^2$). Δ^+ decae a $p\pi^0$ el 66% de las veces y a $n\pi^+$ el 33%. Los π^0 darán lugar a fotones de muy alta energía, mientras que los π^+ producirán neutrinos de alta energía a través de los mecanismos expuestos. En cada interacción el protón pierde 1/5 de su energía, de manera que la longitud de atenuación Λ_p es $\sim$ 10 Mpc.

- **GRBs (*Gamma Ray Bursts*)**

  Los GRBs son con diferencia los objetos más violentos del Universo conocido. Se trata de explosiones tremendamente energéticas de varios segundos de duración y que tienen lugar a distancias en el rango del corrimiento hacia el rojo de $z = 0.8 - 3.4$. Los datos indican una emisión de energía de $10^{52\pm1}$ erg sólo en rayos γ, suponiendo que la energía se emite isotrópicamente.

  Los GRBs podrían deberse a la formación de un agujero negro a partir de un sistema binario o dos estrellas de neutrones. Se sospecha que los GRBs y la posterior onda de choque son debidos a la concentración de una masa solar de energía en una región de un radio de unos 100 Km. La explosión resultante se expande ultrarelativísticamente con un factor de Lorentz ≥ 300 en el medio que la rodea.

  Los GRBs son interesantes desde el punto de vista de la astronomía de neutrinos porque debería existir una componente hadrónica en el fenómeno. Los protones acelerados por el GRB interaccionarán con el campo de radiación de la fuente produciendo un flujo de neutrinos en el rango de energías de $10^{14} - 10^{16}$ eV.

- **Lo desconocido**

  Finalmente no puede descartarse la existencia de fuentes insospechadas o desconocidas de neutrinos de alta energía. La apertura de una nueva ventana en la observación del Universo ha estado repetidamente acompañada de nuevos descubrimientos. La astronomía con neutrinos de alta energía quizás nos sitúe en disposición de descubrir nuevos fenómenos.

1.2.2.2 Neutrinos de orígen no acelerado

No todas las fuentes que se postulan para los neutrinos de alta energía parten de un acelerador cósmico. La detección de neutrinos de alta energía puede ser una prueba poderosa de la existencia de nuevos y exóticos fenómenos. Un caso es la evidencia astrofísica de que la mayor parte de la materia de nuestro Universo no es luminosa, lo que se conoce como *materia oscura*. Se han propuesto una larga lista de candidatos para explicar este problema, en particular, se han propuesto varias partículas con una sección eficaz en la escala débil y con masas en el rango del GeV-TeV que se conocen bajo el nombre genérico de WIMPS[2]. Si alguna de estas partículas existe, al desintegrarse o aniquilarse producirá inevitablemente neutrinos al final del proceso. Estos neutrinos se llevarán en forma de energía una parte de la masa de la partícula original.

Un candidato para la materia oscura es la partícula supersimétrica más ligera (LSP), que en una gran cantidad de modelos es el neutralino más ligero. El neutralino estable es el estado más ligero de los 4 estados que se forman a partir de los compañeros supersimétricos del bosón W, del fotón y de los 2 bosones de Higgs. Si los neutralinos son una fracción importante de la masa del halo galáctico, sufrirán colisiones elásticas con la materia y se acumularán en el centro de cuerpos masivos como el Sol o la Tierra.

Una vez allí, se aniquilarán produciendo neutrinos al final de las posibles cadenas de desintegración. Los neutrinos tendrán una energía que depende de la masa del neutralino (1/2 o 1/3 de la masa del neutralino). Por tanto, se puede esperar una fuente puntual de neutrinos en el centro del Sol y otra en la Tierra. Detectando este flujo con un telescopio de neutrinos se puede realizar una búsqueda indirecta de neutralinos en un región del espacio de parámetros algo diferente de la que permiten las búsquedas directas.

Pero los neutralinos no son los únicos candidatos a materia oscura. Se han predicho otras posibilidades como monopolos GUT, monopolos relativistas, SUSY *Q-balls*, cuerdas cósmicas, etc. Algunas de estas partículas con masas superiores a 10^{14} eV están mucho más allá de las energías alcanzables en un acelerador terrestre. La observación de los neutrinos procedentes de la desintegración de cualquiera de estos candidatos sería una prueba de su existencia.

1.3 El telescopio de neutrinos

1.3.1 Principio de detección

El principio para la detección de neutrinos de alta energía se basa en una idea propuesta por Markov [7] en 1960. El telescopio de neutrinos se coloca en el fondo del mar[3], donde detecta el neutrino a través de la luz Cherenkov emitida por los leptones resultantes de la interacción de corriente cargada de los neutrinos con el medio.

Los neutrinos electrónicos (ν_e, $\bar{\nu}_e$) sufren interacciones neutras y cargadas con los núcleos atómicos. Se produce una cascada hadrónica y otra electromagnética en el punto de la interacción. Las dimensiones de la cascada son pequeñas comparadas con el volumen del detector. En el caso de neutrinos tauónicos (ν_τ, $\bar{\nu}_\tau$) no se espera su producción en fuentes astronómicas. Si aparecieran producirían una señal similar a la que produce un ν_μ. El τ resultante de la interacción se desintegra al cabo de $\sim 3 \times 10^{-13}$s y puede producir una cascada electromagnética, una hadrónica o una mezcla de ambas.

La reacción estándar para la detección la producen los neutrinos muónicos (ν_μ, $\bar{\nu}_\mu$) que interaccionan con los núcleos a través de corrientes cargadas produciendo un muón y una cascada hadrónica:

$$\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + N \longrightarrow \mu^-(\mu^+) + X \tag{1.7}$$

Las corrientes neutras producirán una cascada hadrónica similar a la que producen las interacciones de los ν_e.

[2]Del inglés Weakly Interactive Massive Particle.

[3]O a gran profundidad en un medio óptico adecuado para la transmisión de la luz, como por ejemplo el hielo polar.

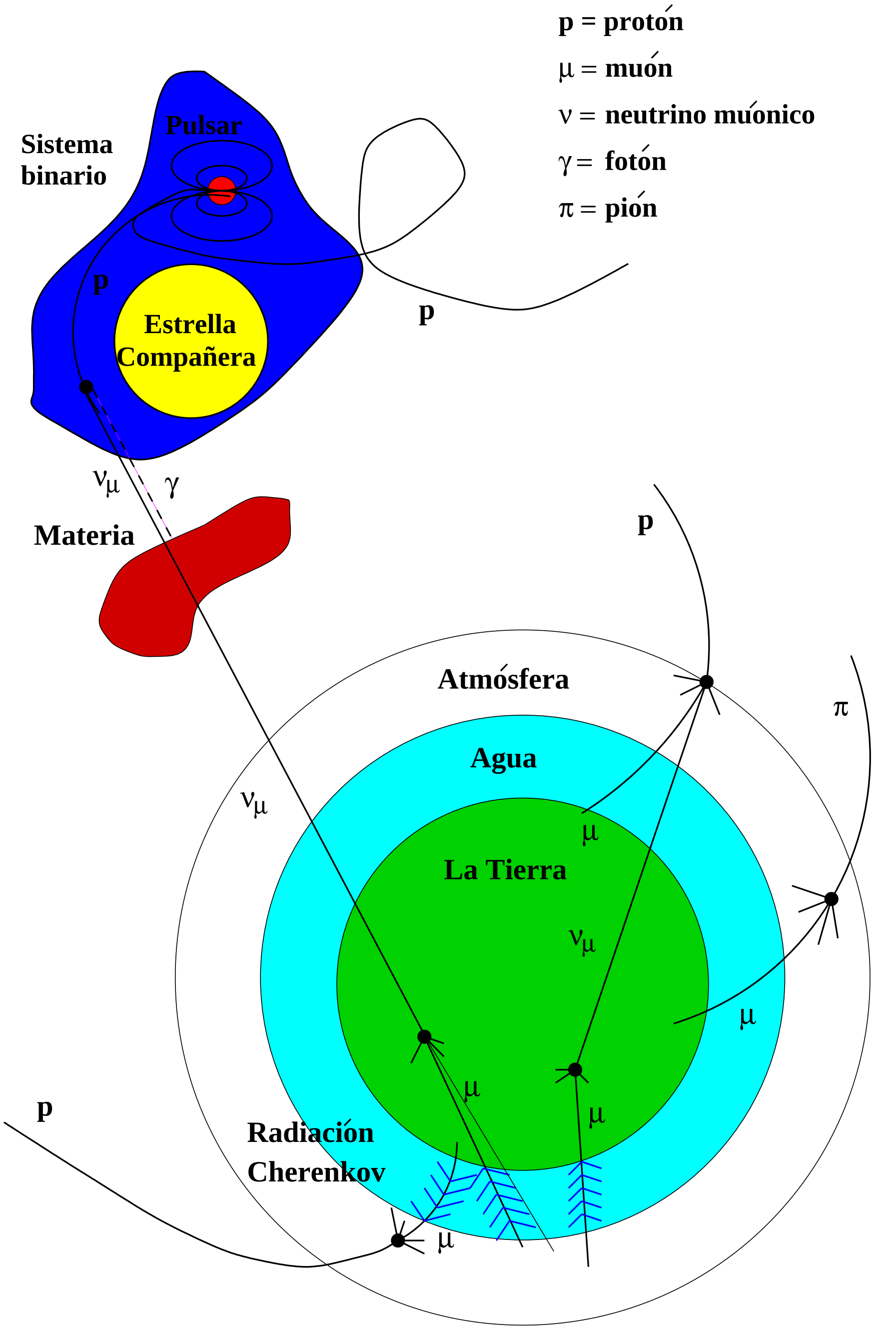


Figura 1.4: Principio de detección. El telescopio localizado en el fondo del mar detecta la luz Cherenkov producida por los muones resultantes de la interacción de un neutrino. La señal proviene de un acelerador galáctico y el fondo se debe tanto a muones atmosféricos directos como a muones inducidos por neutrinos atmosféricos.

Cuando los neutrinos muónicos llegan a la Tierra, la mayoría la atraviesan sin verse afectados. Sin embargo, en ocasiones tendrá lugar una interacción de tipo débil. El muón resultante de la colisión puede recorrer una distancia de varios kilómetros en la materia antes de detenerse, pudiendo atravesar el volumen del detector. La sección eficaz para la interacción de corriente cargada profundamente inelástica está dada por [8]:

$$\frac{d^2\sigma_{\nu N}}{dxdy} = \frac{2G_F^2 m_N E\nu}{\pi}\frac{M_W^4}{(Q^2+M_W^2)^2}\left[xq(x,Q^2)+x(1-y)^2\bar{q}(x,Q^2)\right] \tag{1.8}$$

donde $\nu = E_\nu - E_l$, $x = Q^2/2m_N\nu$ y $y = \nu/E_\nu$. Q^2 es el cuadrado de la transferencia de momento entre el neutrino y el leptón, m_N es la masa del nucleón, M_W es la masa del bosón W, G_F es la constante de Fermi. Esta fórmula es válida para las tres variedades de leptones, aunque en el telescopio de neutrinos los sucesos más interesantes son los producidos por neutrinos muónicos.

A no muy alta energía ($E_\nu << M_W^2/2m_N \approx 5$ TeV) la sección eficaz del neutrino crece linealmente con la energía del neutrino:

$$\sigma_{\nu N}(E_\nu) \simeq 0.67\times 10^{-38} E_\nu(GeV)cm^2 \tag{1.9}$$

$$\sigma_{\bar{\nu} N}(E_\nu) \simeq 0.34\times 10^{-38} E_\nu(GeV)cm^2 \tag{1.10}$$

A energías más bajas ($E_\nu < 100$ GeV) la sección eficaz permanece esencialmente constante.

El ángulo entre las trayectorias del neutrino incidente y el muón resultante de la interacción es pequeño y decrece con la energía del neutrino. El angulo medio con el que sale el muón respecto a la dirección incidente del neutrino se puede aproximar mediante la expresión:

$$<\vartheta_{\nu-\mu}> \approx \frac{0.7^\circ}{(E_\nu(TeV))^{0.6}} \tag{1.11}$$

A 1 TeV el ángulo medio entre el neutrino y el muón es de unos 0.7°. La diferencia disminuye al aumentar la energía del neutrino.

Un muón que atraviesa un medio material pierde su energía principalmente a través de ionización, producción de pares, *bremsstrahlung* y reacciones nucleares. Como las pérdidas por ionización son prácticamente constantes cuando el muón posee una energía por encima de ∼1 GeV y las pérdidas por los otros mecanismos aumentan linealmente con la energía del muón, la energía promedio perdida en el medio se puede aproximar por:

$$-\frac{dE}{dx} = a_{ion} + (b_{brems} + b_{pares} + b_{r.n.})E \tag{1.12}$$

La detección del muón y la reconstrucción de su traza, cuya dirección es prácticamente la del neutrino incidente, permite operar el detector como un telescopio de neutrinos. Para la detección del muón se utiliza la luz Cherenkov que emite el muón al atravesar un medio con una velocidad superior a la de la luz en ese medio. El umbral para producir luz Cherenkov es $\beta \geq 1/n$, donde n es el índice de refracción del medio y $\beta \equiv \frac{v}{c}$, siendo v la velocidad de la partícula y c la velocidad de la luz en el vacío. Por encima de este umbral, una pequeña parte de la energía del muón es emitida como un frente de onda electromagnético coherente. La energía que se pierde a través de este mecanismo (alrededor de 10^{-3} MeVcm^{-1}) es despreciable en comparación con la energía perdida por ionización total (típicamente 2 MeVcm^{-1} para partículas en el mínimo de ionización).

La luz Cherenkov es emitida en un cono con un ángulo constante respecto a la trayectoria de la partícula. En el caso de partículas relativistas ($\beta \approx 1$) el ángulo de Cherenkov es independiente de su energía:

$$\cos\theta_C = \frac{c/n}{\beta c} = \frac{1}{\beta n} \tag{1.13}$$

En el caso de muones en el agua, donde n=1.346, $\theta_c \simeq 42°$. La distribución espectral de los fotones emitidos viene dada por:

$$\frac{d^2N}{dx d\lambda} = \frac{2\pi}{137\lambda^2}\left(1 - \frac{1}{n^2\beta^2}\right) \tag{1.14}$$

donde λ es la longitud de onda en nanometros. Debido a la dependencia en $1/\lambda^2$ contribuirán más las longitudes de onda más cortas. Sin embargo, al considerar la atenuación de la luz en el medio y la aceptancia de los detectores, algunas longitudes de onda se verán fuertemente suprimidas y sólo serán detectadas si la luz recorre un camino muy corto. Por ello, los detectores encargados de detectar la luz Cherenkov (fotomultiplicadores) deberán estar optimizados para detectar las longitudes de onda que mejor se transmitan y no sólo las más cortas, a pesar de que son éstas las más favorecidas en la emisión Cherenkov.

1.3.2 Señal y fondo. Flujos esperados

Un telescopio de neutrinos localizado a una latitud de 43° Norte puede observar la mayoría del cielo (unos 3.5π sr) debido a la rotación de la Tierra. Sólo las declinaciones por encima de 47° no son nunca visibles. En la figura 1.5 puede apreciarse el mapa del cielo visto por un detector en esa latitud.

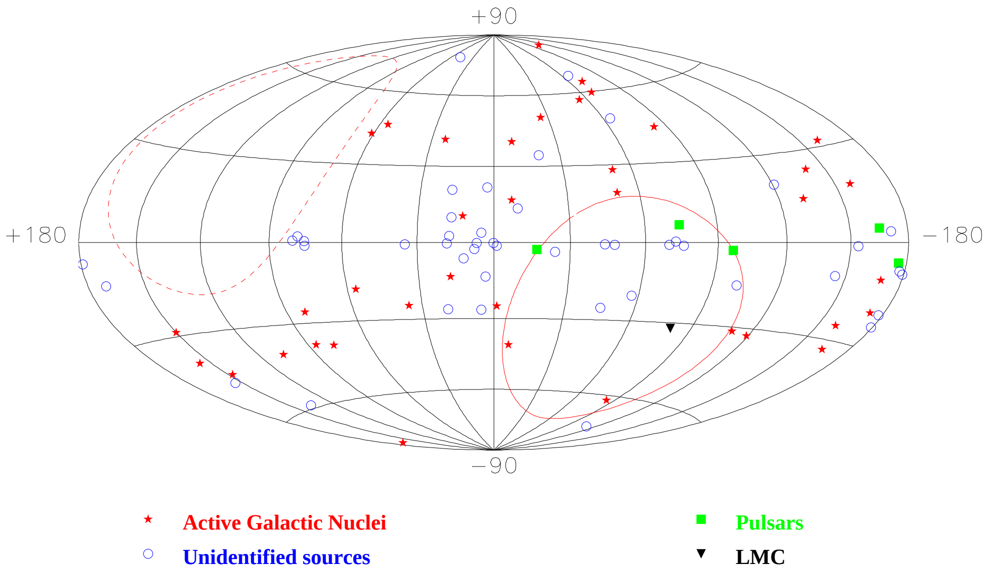


Figura 1.5: Imagen del cielo visible por un telescopio de neutrinos a 43° N. La región rodeada por la línea discontinua no es visible en ningún momento. La región rodeada por la línea continua es visible las 24 horas del día. El resto del cielo es parcialmente visible.

Como se indica en la figura 1.4, existen distintos flujos de muones que atraviesan el detector. Sólo parte del flujo total que llega al detector constituye la señal física, el resto es fondo cuya naturaleza determinará si es más o menos difícil de eliminar.

Es importante destacar que todos los flujos de neutrinos están acompañados de importantes incertidumbres. Para neutrinos atmosféricos dicha incertidumbre está en torno al 20%. Para los flujos que distintos autores predicen para fuentes extragalácticas no hay una estimación del error. En general cabe esperar una incertidumbre del 30% para la sensibilidad a fuentes galácticas y una incertidumbre mucho mayor para los flujos de fuentes extragalácticas. Otra fuente importante de incertidumbre a la hora de calcular el flujo de muones resultantes de la interacción de los neutrinos es la sección eficaz νN a energías por encima de 100 TeV.

1.3.2.1 Fondo físico

Se trata de aquellos fondos que acompañan a la física de interés y que son inevitables. Además del fondo físico, en un detector real existe algún otro tipo de señal inducida por fenómenos que no tienen que ver con la física que se estudia y que de algún modo coexisten con la señal física de interés.

Existen dos fuentes de fondo físico en cualquier telescopio de neutrinos. Por una parte tenemos los muones inducidos por las cascadas atmosféricas que producen los rayos cósmicos primarios y por otra, los neutrinos atmosféricos que dan lugar a muones de la misma forma que lo hacen los neutrinos de la señal.

La figura 1.6 muestra el flujo de muones inducidos por neutrinos atmosféricos y el flujo de muones atmosféricos directos en función del ángulo azimutal. Los muones atmosféricos directos son absorvidos por la Tierra, por lo que el flujo esperado es vertical descendente. Se trata de un flujo seis órdenes de magnitud superior al flujo de muones inducidos por neutrinos atmosféricos, que también se puede apreciar en la figura 1.6. En ocasiones, estos muones directos llegan en grupos de muones paralelos producidos en la misma cascada atmosférica, lo que los hace más peligrosos porque pueden inducir errores en la reconstrucción. Estos sucesos se conocen como paquetes de muones (*muon bundles*).

Este fondo es la razón por la que un telescopio de neutrinos debe estar a una gran profundidad, apantallado el máximo posible. En la figura 1.7 puede verse el flujo de muones atmosféricos en función de la profundidad equivalente en agua.

Los algoritmos que se encargan de la reconstrucción de las trazas deben tener al menos factores de rechazo de $1{:}10^6$ para no confundir ningún muón hacia abajo o *muon bundle* con un muón hacia arriba.

Sin embargo, los muones atmosféricos inducidos por los rayos cósmicos primarios no son el fondo más peligroso. Un problema mayor lo representan los muones inducidos por neutrinos atmosféricos, que constituyen un fondo irreducible. En este caso, la cascada producida por un rayo cósmico primario crea neutrinos atmosféricos que no se pueden distinguir de los neutrinos que procedan de un objeto astronómico.

Los neutrinos atmosféricos llegan al detector de todas direcciones, pero poseen una cierta dependencia angular, como se muestra en la figura 1.6. Además, como vimos en la sección 1.2.1.1, su flujo puede ser aproximado por una ley exponencial con un índice espectral que está una potencia de la energía por encima del de los rayos cósmicos primarios. El fondo cae de forma más rápida que la señal de fuentes astronómicas, cuyo flujo sigue el espectro de rayos cósmicos primarios. A alta energía los neutrinos de fuentes astronómicas dominarán sobre el fondo de neutrinos atmosféricos.

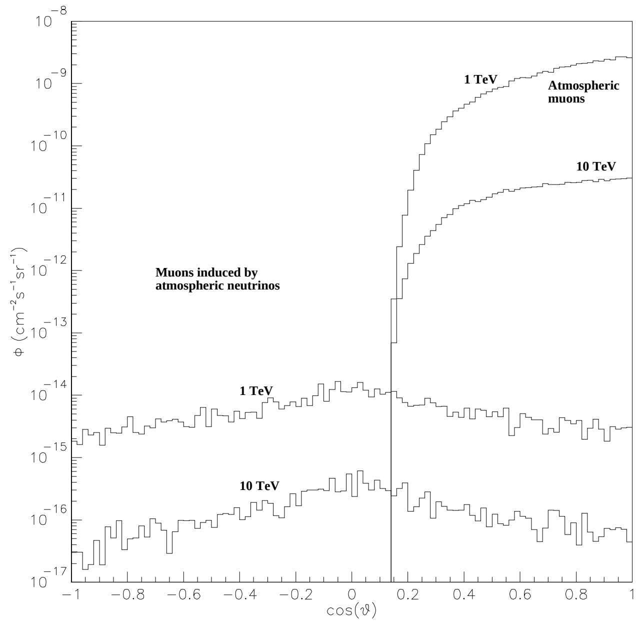


Figura 1.6: Flujo de muones atmosféricos y muones inducidos por neutrinos atmosféricos en función del ángulo azimutal y a una profundidad de 2300 m. El primer flujo es varios órdenes de magnitud superior, pero a partir de 90° (muones ascendentes) se reduce drásticamente al ser absorbidos por la Tierra. El flujo de muones inducidos por neutrinos atmosféricos presenta una clara dependencia angular.

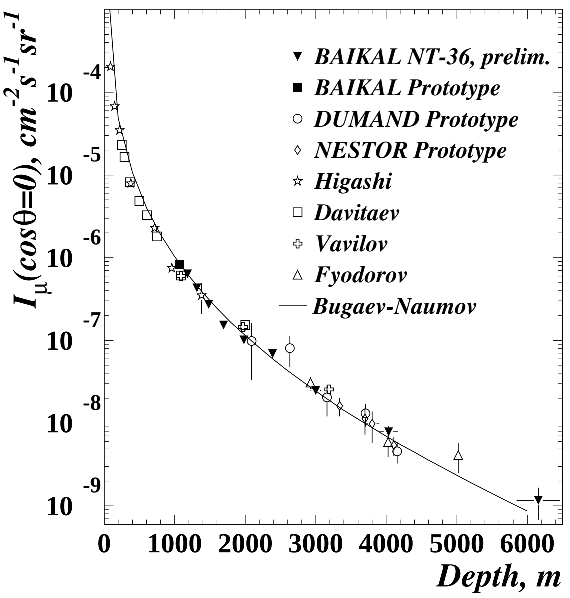


Figura 1.7: Flujo vertical de muones atmosféricos en función de la profundidad equivalente en metros de agua.

1.3.2.2 Señal física

A energías entre 10 TeV y 100 TeV el flujo de neutrinos atmosféricos cae por debajo del flujo que se predice para las distintas fuentes de neutrinos de alta energía. En la figura 1.8 puede compararse el flujo de neutrinos atmosféricos (ATM) con el flujo difuso de neutrinos predicho por distintos modelos.

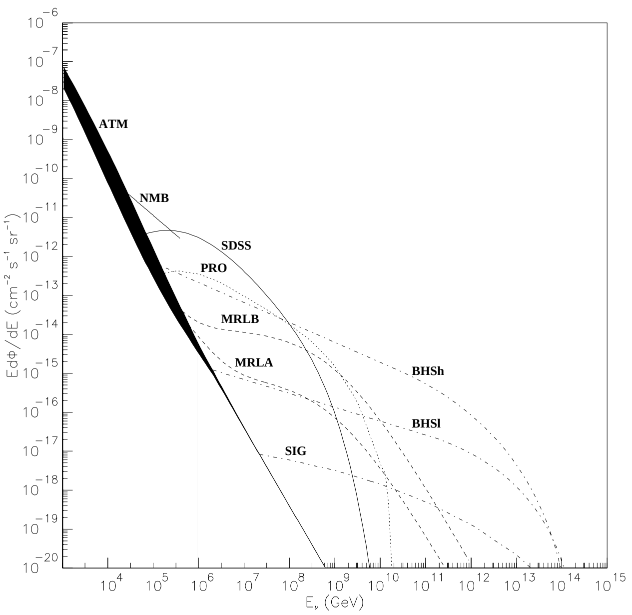


Figura 1.8: Flujos difusos de neutrinos predichos por distintos modelos. SDSS, NMB, MRLA y MRLB para AGNs son modelos de emisión de neutrinos, BHSl, BHShy SIG son modelos de emisión para defectos topológicos. La línea gruesa representa el flujo de neutrinos atmosféricos (ATM); la región de color negro representa los distintos ángulos cenitales. Todos los flujos están multiplicados por la energía del neutrino.

Para fuentes galácticas, se asume que el número de neutrinos emitido por unidad de tiempo y por unidad de energía disminuye como una potencia de la energía:

$$\frac{d^2N_\nu}{dE_\nu dt} = AE_\nu^{-\gamma} \tag{1.15}$$

con un índice espectral $\gamma \approx 2$ a partir de las observaciones de rayos gamma por debajo de 10 GeV. La luminosidad de la fuente está relacionada con el factor de normalización A, mediante la siguiente expresió:

$$\mathcal{L}_\nu = \int_{E_0}^{E_C} \frac{d^2N_\nu}{dE_\nu dt} E_\nu dE_\nu = \epsilon \mathcal{L}_p \tag{1.16}$$

siendo $\mathcal{L}_\nu$ y $\mathcal{L}_p$ las luminosidades de la fuente para neutrinos y para protones, integradas entre la energía mínima (E_0) y la energía de corte E_C. ϵ es el cociente entre la luminosidad de neutrinos y la de protones.

El flujo de neutrinos de una fuente situada a una distancia D del detector será:

$$\frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu} = \frac{A}{4\pi D^2} E_\nu^{-\gamma} \tag{1.17}$$

El flujo de muones esperados para una fuente de luminosidad $\mathcal{L}_p$ a una distancia D del detector y con una razón de la luminosidad de neutrinos a protones dada por ϵ será:

$$N_S = \Phi_0 \left(\frac{1\ kpc}{D}\right)^2 \left(\frac{\epsilon}{0.1}\right) \left(\frac{\mathcal{L}_p}{10^{38} erg\ s^{-1}}\right) ST \tag{1.18}$$

donde Φ_0 son valores de referencia calculados por simulación Monte Carlo. En la tabla 1.1 pueden verse algunos valores según el índice espectral y según el umbral de energía del neutrino. También se muestra el flujo de neutrinos atmosféricos.

Umbral de energía	$\gamma = 2.0$ ($cm^{-2}s^{-1}$)	$\gamma = 2.2$ ($cm^{-2}s^{-1}$)	Neutrin. atmosf. ($cm^{-2}\ s^{-1}sr^{-1}$)
10 GeV	3.0×10^{-13}	1.3×10^{-13}	1.5×10^{-13}
100 GeV	2.8×10^{-13}	1.2×10^{-13}	5.3×10^{-14}
1 TeV	1.7×10^{-13}	6.6×10^{-14}	5.9×10^{-15}
10 TeV	5.2×10^{-14}	1.5×10^{-14}	1.4×10^{-16}

Tabla 1.1: Valores de Φ_0 para distintos umbrales de energía del muón y para distintos valores del índice espectral. También se indica el flujo de muones inducidos por neutrinos atmosféricos para los mismos umbrales de energía.

Una fuente será detectable de forma individual cuando posea una luminosidad por encima de un valor mínimo [9]. Pero aún cuando esa fuente no sea detectable individualmente, contribuye al flujo difuso de neutrinos que emiten todas las fuentes del mismo tipo. Existen estimaciones de este flujo asumiendo que las fuentes están repartidas con una determinada densidad y siguen una distribución de luminosidades. En la tabla 1.2 se indica el número esperado de muones inducidos hacia arriba para los distintos modelos en un año y en un detector de 1 Km^2. De los modelos para emisión de neutrinos en AGNs, el modelo SDSS [10] tiene una contribución importante de *pp* y $p\gamma$ en el disco de acreción, el NMB [11] considera que las interacciones *pp* son la mayor fuente de neutrinos y PRO [12] junto con MRLA y MRLB [13] tienen en cuenta los neutrinos producidos en los jets de un *blazzard*. Para los defectos topológicos se consideran tres modelos: BHSl, BHSh [14] y SIG [15].

Además de los neutrinos atmosféricos y los procedentes de AGNs y defectos topológicos, hay otras fuentes de neutrinos de alta energía. Se esperan de 1.5 a 3.0 muones con energía de más de 1 TeV para neutrinos del plano galáctico en 0.1 Km^2·año. Por ejemplo, para la fuente extragaláctica 3C273 se esperan entre 0.1 y 25 en 0.1 Km^2·año. Y alrededor de 100 sucesos procedentes del Sol en el caso de neutralinos de 500 GeV de masa.

Modelo	$E_\mu^{min} = 1$ TeV	10 TeV	100 TeV	1 PeV	10 PeV	100 PeV
Atmosf. [4]	12000	280	3.6	0.4	0.004	-
SDSS [10]	4200	2700	1100	180	12	0.2
NMB [11]	6300	1700	130	-	-	-
MRLA [13]	330	50	5	0.7	0.2	0.02
MRLB [13]	370	80	20	9	2.6	0.4
PRO [12]	510	360	180	50	4.5	0.5
BHSl [14]	3.8	2.6	1.4	0.6	0.2	0.05
BHSh [14]	700	340	135	42	10	2
SIG [15]	0.05	0.04	0.02	0.01	0.005	0.001

Tabla 1.2: Número esperado de muones inducidos hacia arriba por año y Km^2 según los distintos modelos.

1.4 El Telescopio de neutrinos ANTARES

Desde 1996 la colaboración ANTARES [8] ha estudiado la mayoría de los aspectos críticos en la construcción y operación de un telescopio de neutrinos submarino. En el experimento colaboran tanto físicos de partículas como astrofísicos, además de institutos de ciencias del mar que prestan su equipo y conocimientos. El objetivo es construir una red tridimensional de fotomultiplicadores en el fondo del mar Mediterráneo, que cubra un área efectiva de 1 Km^2 que es el tamaño requerido para hacer observaciones astronómicas. La primera fase, la construcción de un detector de 0.1 Km^2 con 13 líneas para el año 2003, que permitirá obtener algunos resultados físicos interesantes, está ya en marcha.

1.4.1 Descripción General

El lugar que se ha escogido para la construcción del detector se encuentra en la costa sur de Francia a 20 millas náuticas de Toulon ($42°50'$N, $6°10'$E), a una profundidad de 2400 m (figura 1.9). Este lugar aprovecha la proximidad a la costa y las infraestructuras presentes en ella. Así por ejemplo, se cuenta con la colaboración del IFREMER[4] que presta sus barcos y sus instalaciones en La Seyne.

El detector estará constituido por varias líneas que contienen tubos fotomultiplicadores con un gran fotocátodo que optimiza la recogida de luz. Las líneas se mantienen en posición vertical por un peso en su extremo inferior y por boyas en el extremo superior. Su longitud será de unos 420 m. El material del que está construida la línea no es rígido, sino ligeramente flexible para evitar rupturas debido a las tensiones y sobresfuerzos mecánicos durante al inmersión. La parte activa de la línea

[4]Institute Français de Recherche pour l'Exploitation de la MER.

comienza a unos 100 m por encima del fondo del mar para evitar el fango y la suciedad del fondo que pueden ser removidos por las corrientes, y dejar recorrido suficiente para la emisión de los primeros fotones Cherenkov.

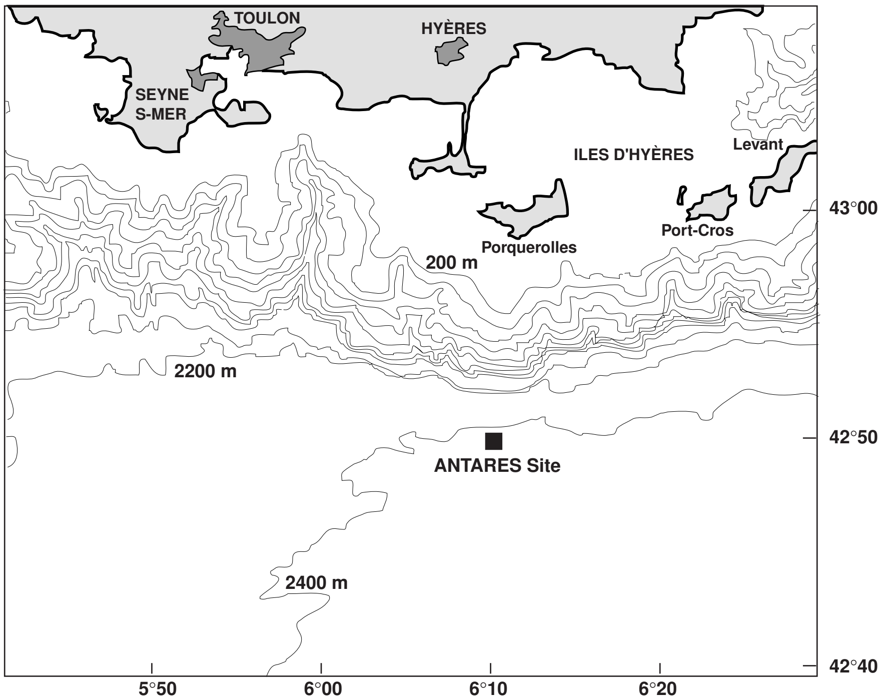


Figura 1.9: Mapa del lugar escogido para la localización de ANTARES.

Los fotomultiplicadores se alojarán en el interior de esferas resistentes a la presión (esferas *Benthos*). El acoplamiento óptico entre el fotocátodo del fotomultiplicador y la esfera se realiza con un gel que además fija el fotomultiplicador a la esfera. La convolución de la transmisividad del agua, la esfera, el gel y la eficiencia cuántica del fotomultiplicador seleccionará la longitud de onda más adecuada y que se sitúa en unos 470 nm. La figura 1.10 muestra la longitud de absorción del agua, la de la esfera *Benthos*, la del gel y la eficiencia cuántica del fotomultiplicador.

Además del fotomultiplicador, cada esfera contiene el convertidor de alta tensión para el fotomultiplicador, y el circuito electrónico (ARS) que se encarga de leer las señales que siguen a un disparo del sistema de adquisición (*trigger*). Asimismo, el fotomultiplicador se encuentra rodeado de una malla de μ-metal que le protege del campo magnético terrestre. Todo ello se conoce como un "*Módulo Óptico*" (véase la figura 1.11).

Los módulos ópticos se agrupan en tripletes y se fijan a la línea. Dentro de un mismo grupo, los tres módulos ópticos están colocados de tal forma que los ejes de los fotomultiplicadores forman un ángulo de 45° desde la horizontal, mirando hacia abajo. Las líneas se situarían en el plano horizontal siguiendo una forma aproximadamente espiral para evitar simetrías que causen ambigüedad en la reconstrucción de las trazas, y con un espaciado mínimo entre líneas de 60 a 80 m. La figura 1.12 muestra un posible esquema del detector.

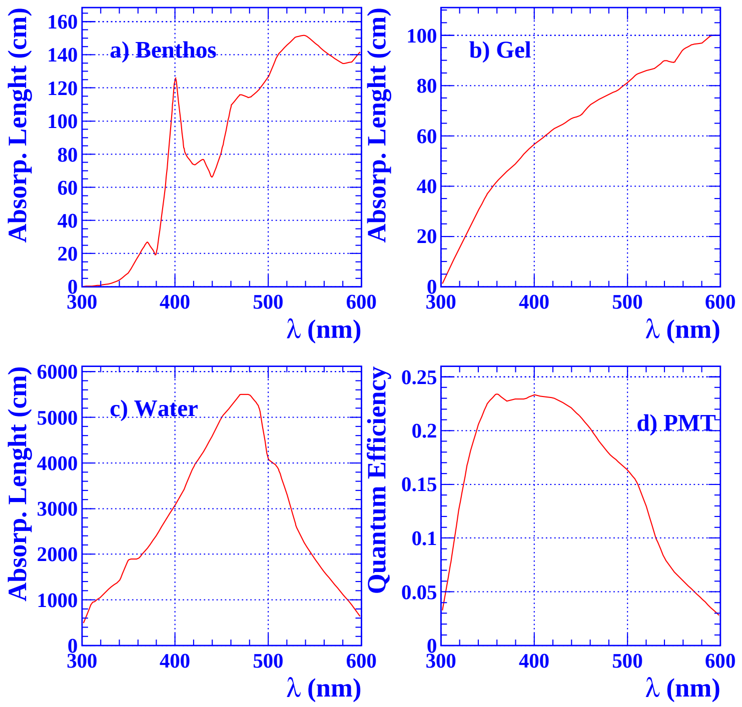


Figura 1.10: Longitud de atenuación de: (a) esfera *Benthos*, (b) gel óptico, (c) agua del mar y (d) eficiencia cuántica del fotomultiplicador.

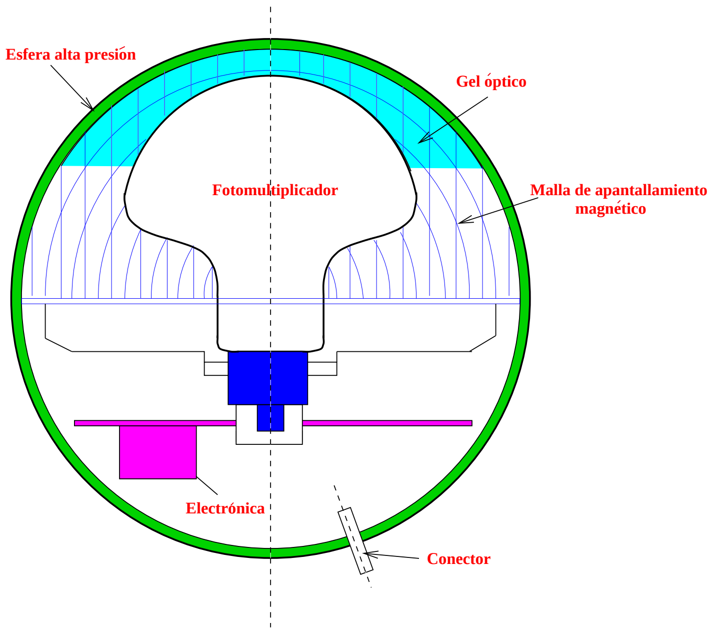


Figura 1.11: Imagen de un módulo óptico en la que se puede apreciar la disposición del fotomultiplicador y de la electrónica. Algunos componentes adicionales como el gel óptico, la malla de μ-metal y los conectores también pueden apreciarse en la figura.

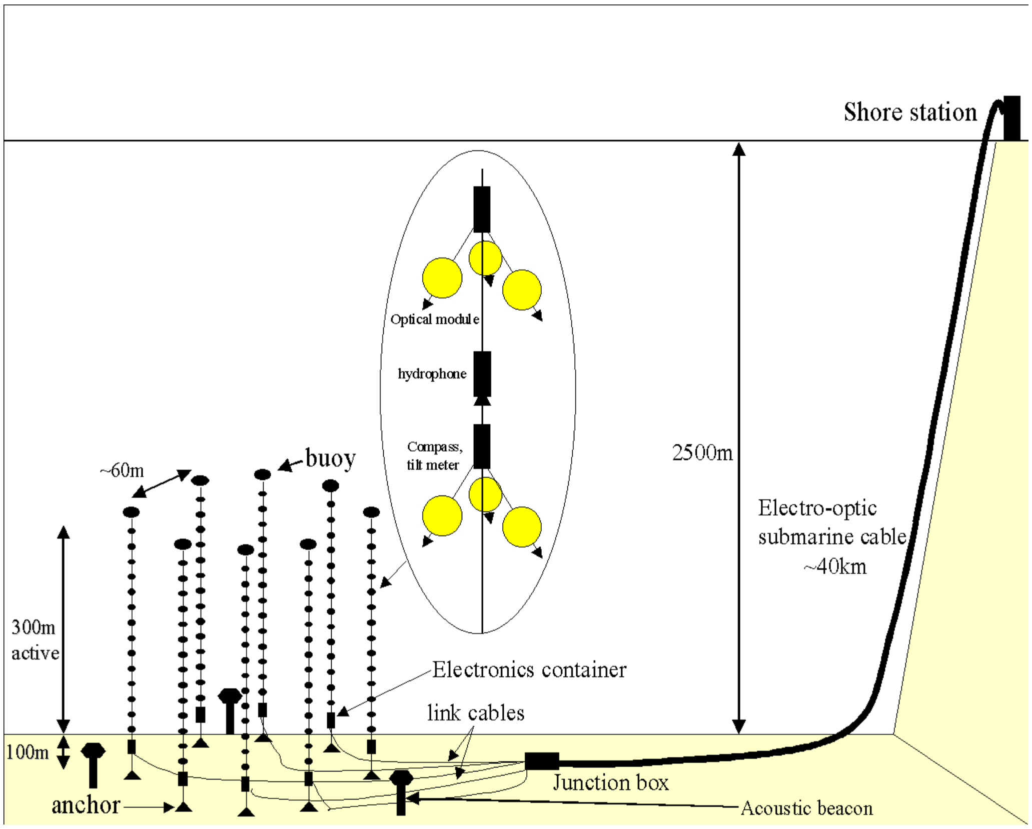


Figura 1.12: Vista esquemática del detector. Cada línea se encuentra unida a la llamada *junction box* y ésta a la estación en tierra por medio de un cable electro-óptico.

Debido a la corriente marina[5], las líneas sufrirán deformaciones y oscilarán ligeramente. Dado que es necesario conocer la posición de los módulos ópticos con una precisión de unos pocos centímetros, se utilizará un sistema comercial de posicionamiento acústico. Además de inclinómetros, en las líneas se colocarán hidrófonos cuya posición relativa se medirá con respecto a 4 balizas acústicas que rodean el detector. Con todo ello se conseguirá conocer la posición de un módulo óptico con una precisión mejor que 20 cm. Además, en el detector existirán varias fuentes de luz pulsadas que permitirán iluminar los módulos ópticos para su calibración temporal y en amplitud.

En cada línea, además de los módulos ópticos, se encuentran varios contenedores en los que se alojan distintos componentes electrónicos. Cada grupo de módulos ópticos posee un *Local Control Module* (LCM) y en la base de cada línea se coloca un *String Control Module* (SCM). Los contenedores electrónicos se comportan como un nodo de la red. Cada uno contiene la electrónica para el *trigger*, para el *slow control* (que se encarga de controlar y leer varios sensores), la distribución de energía y la distribución del reloj maestro. Cada SCM se conecta a una caja de uniones (*junction box*) que está conectada a un cable submarino electro-óptico. En la figura 1.13 puede verse un esquema de una línea en la que se destacan los principales componentes. El cable submarino electro-óptico unirá el detector con la costa (∼40 km). Al final del cable existirá una estación en

[5]La velocidad media medida en el lugar escogido para ANTARES es de ∼5 cm/s. La velocidad máxima que se ha medido es de ∼18 cm/s.

tierra que filtrará y registrará los datos.

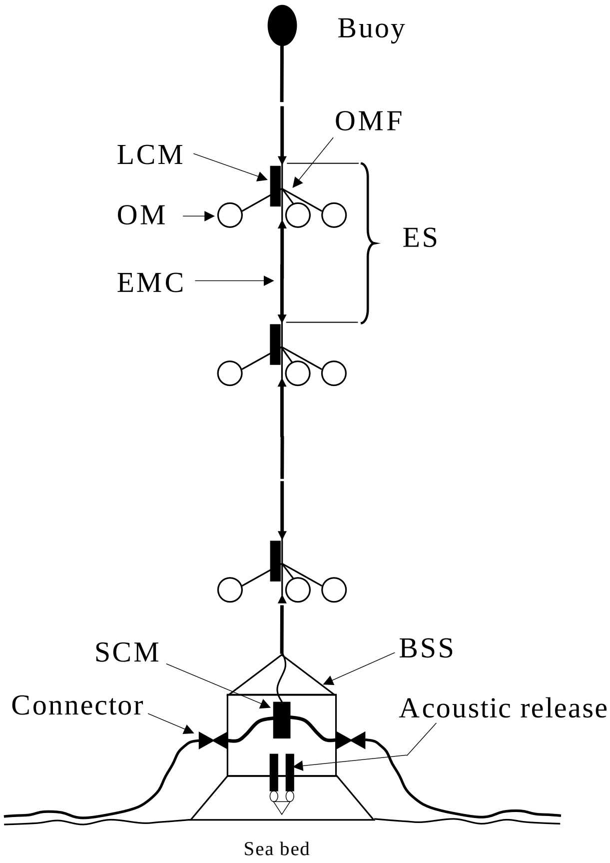


Figura 1.13: Vista esquemática de una línea.

Para disparar la adquisición de un suceso se utilizarán varios niveles. El primer nivel requiere coincidencias en un grupo de módulos ópticos, al menos dos módulos de los tres. El segundo nivel realiza combinaciones entre grupos, busca varios disparos de primer nivel en la misma línea o en líneas vecinas. Tras un disparo de segundo nivel todo el detector será leído. Posteriormente, un tercer nivel se aplicará en la estación en tierra imponiendo coincidencias temporales más estrictas sobre un número mayor de módulos ópticos.

1.4.2 Caracterización del emplazamiento del detector

Las prestaciones del futuro detector dependen de varios parámetros ambientales, entre los que cabe citar la transparencia del agua, la profundidad, los fondos ópticos, las corrientes submarinas y la sedimentación. Ha sido preciso estudiar algunas de estas características antes de elegir el lugar más conveniente. La medida de los principales parámetros se ha llevado a cabo con la inmersión y recuperación de tres líneas autónomas, cada una dedicada a la medida de uno de los principales parámetros ambientales a estudiar: el fondo óptico (*línea 1*), la sedimentación (*línea 2*) y las propiedades ópticas del agua (*línea 3*). En la figura 1.14 puede verse una representación esquemática de las tres líneas empleadas.

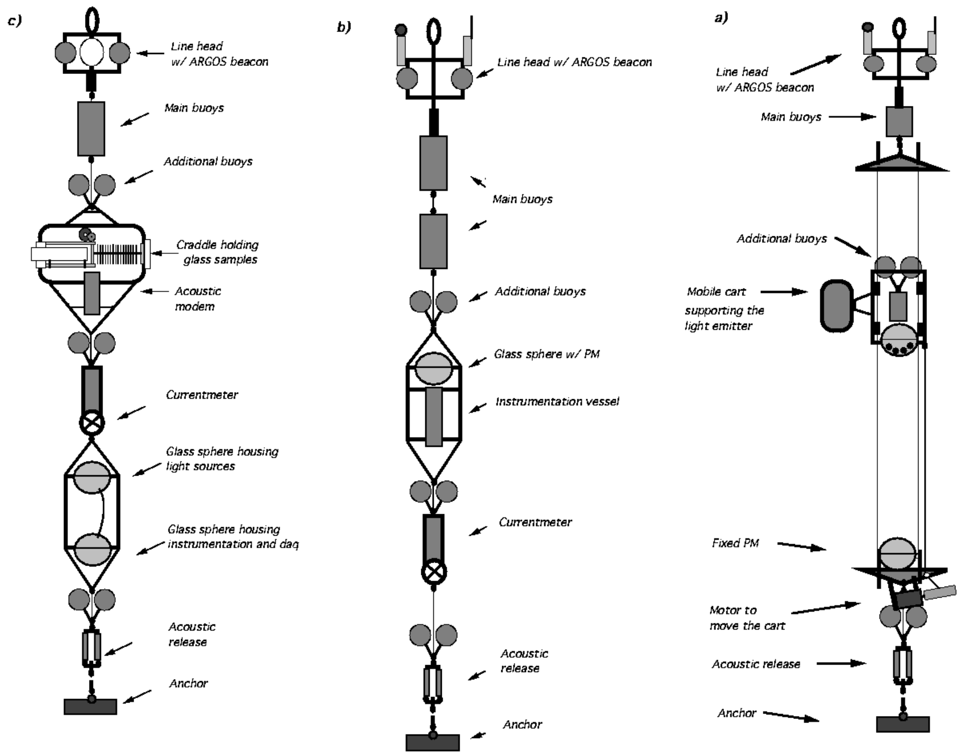


Figura 1.14: Vista esquemática de las tres líneas encargadas de la médida de los principales parámetros ambientales.

Las tres líneas se mantienen ancladas al fondo del mar con un lastre y en posición vertical con una boya en el extremo opuesto. La parte encargada de las medidas, que tiene una longitud de unos 50 m, se encuentra a unos 100 m sobre el fondo del mar. A continuación hay unos 30 m de instrumentación y cable hasta la boya. Cuando una línea ha terminado su programa de medidas se suelta del lastre gracias a un dispositivo al que se le transmite la orden acústicamente. Todas las líneas van equipadas con medidores de corriente y modems acústicos, además de la electrónica necesaria para leer y almacenar los datos.

La mayoría de los tests se han llevado a cabo en la localización que finalmente ha sido elegida para el detector, aunque no fue el único emplazamiento estudiado.

1.4.2.1 Fondo óptico

El fondo óptico (luz no Cherenkov) tiene importantes repercusiones en el diseño del *trigger*, de la electrónica y en la mecánica del detector. Las medidas del fondo óptico se han llevado a cabo con módulos ópticos idénticos a los que se emplearán en el detector. Se ha utilizado la llamada *línea 1* con varias configuraciones, como la mostrada en la figura 1.14, que permiten estudiar la dependencia temporal del fondo, su extensión espacial y su correlación con las corrientes submarinas.

Se ha determinado que el fondo óptico es debido a la desintegración del ^{40}K disuelto en el agua del mar y a las emisiones luminosas de distintos seres vivos (*bioluminiscencia*). La figura 1.15 muestra una medida típica de un módulo óptico *in situ*. Como puede apreciarse en la figura, sobre un nivel inferior de fondo de unos 40 kHz se superponen picos de hasta varios MHz. El nivel más bajo de fondo varía desde los 17 hasta los 47 kHz en una escala de tiempos de horas. Se estima que 17 kHz del nivel continuo de fondo son debidos a las desintegraciones del ^{40}K disuelto en el agua del mar [16]. Sin embargo, es poco probable que la modulación del nivel continuo del fondo óptico sea debida a una variación de la salinidad del agua. La contribución restante se debe a emisiones de bioluminiscencia por colonias de bacterias o microorganismos de densidad variable en el tiempo. Los picos son también producidos por emisiones de bioluminiscencia, y muestran un alcance espacial muy grande y una clara dependencia estacional

Para minimizar el impacto de este tipo de fondos, se requieren coincidencias temporales muy estrictas entre al menos dos módulos de cada grupo. De este modo, se reduce la frecuencia hasta unos 100 Hz. El *trigger* para todo el detector se construirá a partir de este tipo de coincidencias. El efecto que tendrán estos fondos ópticos sobre el detector es despreciable hasta frecuencias de 100 kHz. El tiempo muerto al integrar sobre la distribución de la parte inferior de la figura 1.15 es inferior al 5%.

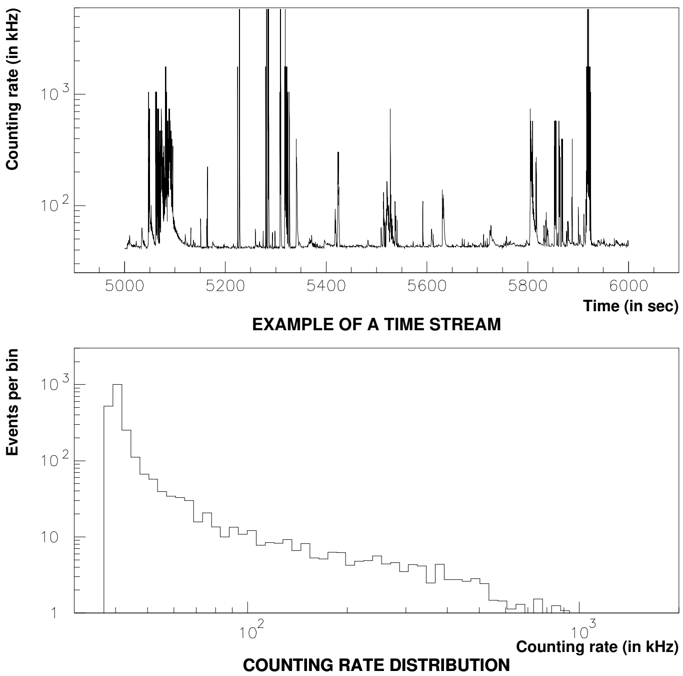


Figura 1.15: Gráfico superior: evolución temporal de la tasa de contaje en un módulo óptico. Gráfico inferior: distribución de probabilidad de la tasa de contaje.

1.4.2.2 Sedimentación

Una vez en el fondo del mar la superficie de los módulos ópticos se ensucia debido a dos procesos: crecimiento de bacterias y seres vivos en la superficie de contacto (*biofouling*) y caída de sedimentos en la parte superior de los módulos ópticos. Las bacterias son casi transparentes, pero los sedimentos se adhieren a la superficie del módulo óptico reduciendo gradualmente su transparencia. Se han realizado medidas con diversas versiones de la *línea 2* para cuantificar este fenómeno.

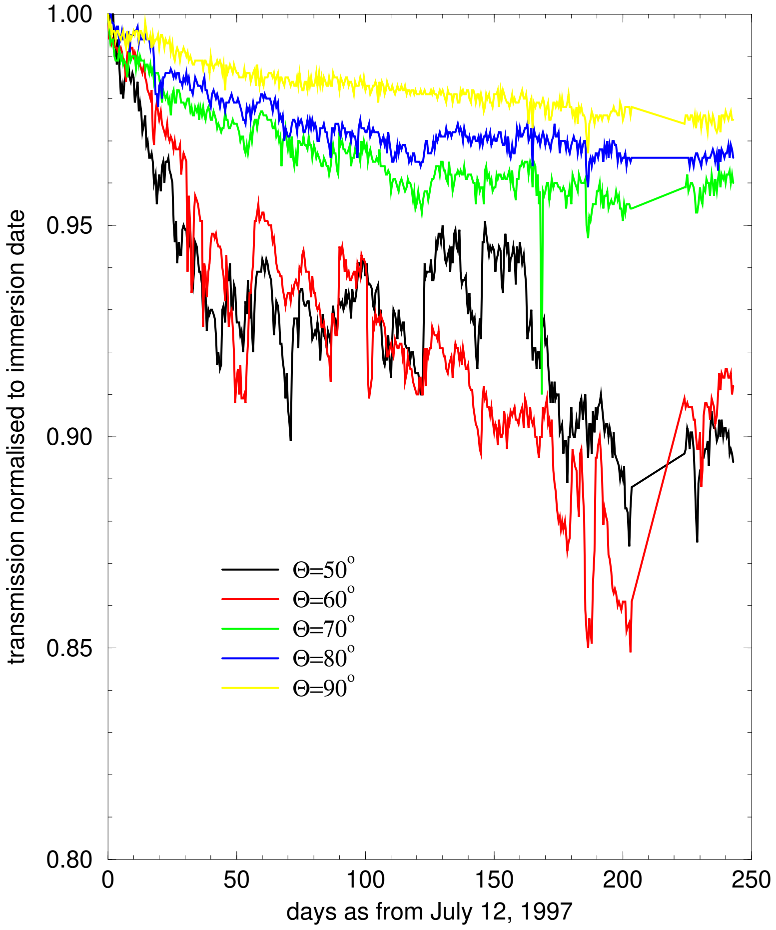


Figura 1.16: Pérdida de transparencia de un módulo óptico para distintos ángulos medidos desde la vertical.

En la figura 1.16 se muestra la cantidad de luz vista por varios diodos PIN colocados a distinto ángulo en un mismo módulo óptico. Puede apreciarse que la pérdida de transparencia es más importante cuanto más cerca está el diodo de la vertical, lo que indica que domina la precipitación de sedimentos. Como los módulos ópticos estarán orientados hacia abajo (135° con la vertical) para buscar sucesos "hacia arriba", la pérdida de transparencia es todavía menos importante. En la figura se puede ver que después de 250 días de inmersión la cantidad de luz que se recoge a 90° es aproximadamente el 97% de la que se recogía el primer día.

En la figura también puede apreciarse que ocasionalmente hay una recuperación global de la transparencia. Se ha comprobado que este fenómeno está correlacionado con la velocidad de la corriente submarina. Un aumento de la corriente limpia, por así decirlo, el módulo óptico permitiendo recuperar parte de la transparencia perdida anteriormente.

1.4.2.3 Propiedades ópticas del agua

Las propiedades ópticas del agua son de gran importancia puesto que afectan directamente a las prestaciones del detector. La atenuación de la luz en el agua determina la densidad de módulos ópticos y la difusión de la luz afectará a la resolución angular final. Estos dos parámetros deben ser medidos *in situ* y para ello se ha utilizado la *línea 3*.

La atenuación de la luz en el agua fue medida utilizando un carril en uno de cuyos extremos se localizaba un fotomultiplicador. Un carrito móvil transportaba un LED azul (466 nm) que era la fuente luminosa. La luz emitida por el LED era continua y se ajustaba su intensidad para conseguir la misma respuesta del fotomultiplicador independientemente de la distancia.

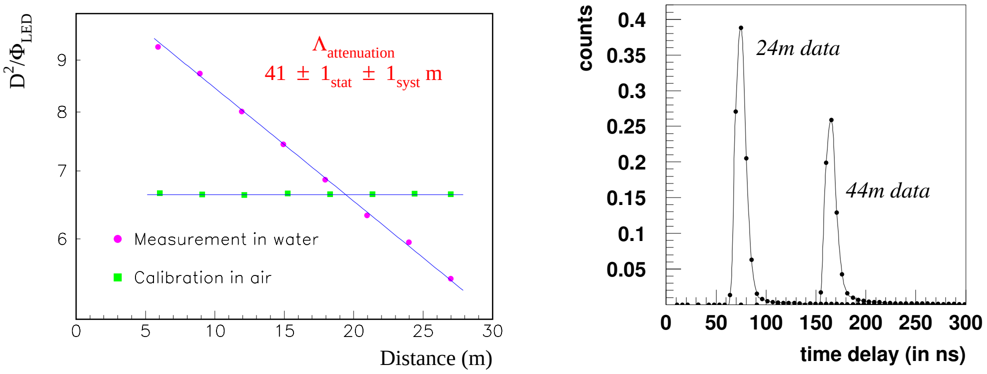


Figura 1.17: Izquierda: Resultado de la medida de la longitud de atenuación de la luz en el agua del mar a 2400 m de profundidad. Derecha: Distribución de los tiempos de llegada de los fotones para dos distancias entre la fuente de luz y el detector. La ditribución de 24 m está normalizada a la unidad, la de 44 m está normalizada en relación a la primera.

El resultado de la medida de la atenuación puede verse a la derecha de la figura 1.17. El resultado es una longitud de $41 \pm 1_{stad} \pm 1_{sist}$ metros.

En cuanto a la difusión, para ver los fotones que han sido difundidos se ha usado una fuente isotrópica pulsada. La intensidad de la fuente se ajusta de manera que sólo un pequeño porcentaje de las veces el fotomultiplicador ve más de un fotoelectrón. Un TDC se encarga de medir las diferencias de tiempo entre la emisión del pulso luminoso y la llegada de los fotones al fotomultiplicador. De esta forma, se pueden obtener distribuciones de tiempos de llegada de los electrones como las que aparecen a la derecha de la figura 1.17. A partir de estas distribuciones es posible determinar los parámetros que intervienen en la transmisividad de la luz en el agua: la longitud de absorción, la longitud de difusión y el ángulo medio de difusión.

1.4.3 Programa de construcción

El programa para la construcción del detector ANTARES comenzó en 1996, con la immersión de las tres líneas encargadas de la medida de los principales parámetros ambientales *in situ*. Hasta la fecha se han producido más de 20 inmersiones y recuperaciones.

Dentro de la primera etapa de I+D se han realizado varios estudios mecánicos relativos al diseño de las líneas y la forma en la que deben ser sumergidas. En el verano de 1998 se realizaron varias pruebas con un prototipo de línea (*línea 4*) que tenía la longitud de una línea real y algunos componentes electrónicos. La línea fue sumergida a 400 m y 2300 m de profundidad durante unas cuantas horas para encontrar el mejor procedimiento de inmersión y recuperación. Esta línea no poseía módulos ópticos instrumentados ni estaba conectada al cable submarino electro-óptico.

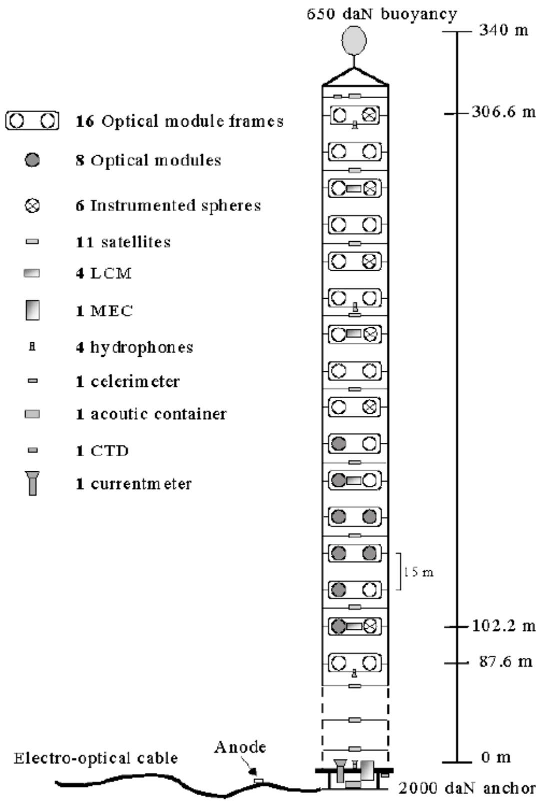


Figura 1.18: Vista esquemática de la línea 5.

El primer prototipo completo de una línea es la llamada *línea 5* (ver figura1.18). Esta línea además de poseer la longitud de una línea real (350 m) está equipada con toda la electrónica (sistemas acústicos de posicionamiento, controles lentos (*Slow Control*), distribución de energía, etc.) además de varios módulos ópticos y la electrónica para su lectura. Una vez en el fondo del mar la línea 5 será conectada a la costa a través del cable electro-óptico que ya ha sido tendido hasta el lugar escogido. Aunque esta línea ya será completamente funcional, su diseño mecánico no es todavía exactamente el que se ha propuesto para las futuras líneas del detector. Esta primera línea posee 16 armazones, separados 15 m entre ellos, en los que se colocan los módulos ópticos. De todos los módulos ópticos, sólo 8 contendrán un fotomultiplicador. La razón es que el cable electro-óptico actual sólo posee 4 fibras y por tanto no permite la lectura de más fotomultiplicadores. Algunos de los fotomultiplicadores mirarán hacia abajo y algunos horizontalmente. Los fotomultiplicadores que se instalarán son de 8" y 10" de Hamamatsu. Esta línea será sumergida durante el otoño de 1999.

Más adelante se construirá y sumergirá la *línea* D_2, añadiéndose a la línea 5. Esta nueva línea, además de poseer el diseño mecánico que se ha adoptado para el futuro, incluirá la nueva generación de chips de lectura y control del módulo óptico (ARS1). La construcción de la línea comenzará en el año 2000. Le seguirán nuevas líneas con el mismo diseño que se irán conectando al cable electro-óptico y entre sí. El objetivo es la construcción en una primera fase de una red de ~1000 fotomultiplicadores con un área efectiva de 0.1 Km^2 y una altura activa de ~0.3 Km. Se espera construir y sumergir unas 13 líneas en esta fase.

En la primera etapa, de intenso I+D, se han buscado soluciones a los principales problemas que involucra la construcción de un telescopio de neutrinos submarino. Con la *línea 5* se demuestra la viabilidad del proyecto tanto tecnológica como económicamente. La segunda etapa, servirá para conocer y solucionar los problemas que plantea el detector real bajo condiciones reales. Desde el punto de vista astronómico, 0.1 Km^2 no es adecuado para detectar algunos de los flujos de neutrinos de alta energía que se predicen, sin embargo es una superficie suficiente para estudiar el flujo de neutrinos atmosféricos, comenzar la búsqueda de neutralinos, quizás suficiente para detectar el flujo difuso de neutrinos astronómicos de alta energía y no es descartable que se puedan dar los primeros indicios de la existencia de fuentes puntuales. Asimismo, en esta etapa se puede llevar a cabo la búsqueda de oscilaciones en neutrinos atmosféricos.

La tercera etapa consistirá en extrapolar los conocimientos adquiridos en las etapas anteriores hasta la escala del Km^2. Durante varios años se irán añadiendo las líneas necesarias con este fin. No será necesario esperar hasta el final de esta fase para disponer de resultados físicos interesantes. Con cada nueva inmersión se ampliará gradualmente el área efectiva sobre la base de un detector ya operativo. Esto permitirá ir acumulando estadística durante la construcción.

1.4.4 Prestaciones de un detector de 0.1 Km^2

Para conocer las prestaciones que tendrá un futuro detector de 0.1 Km^2 de área efectiva se han utilizado programas de simulación y reconstrucción de los sucesos. Los estudios se han llevado a cabo tanto para la detección de neutrinos de fuentes astronómicas como para la oscilación de neutrinos.

1.4.4.1 Neutrinos de fuentes astronómicas

Las señales de los neutrinos se han simulado generando las distribuciones cinemáticas apropiadas de la interacción del neutrino y teniendo en cuenta la absorción y las pérdidas del muón en la Tierra.

Antes de reconstruir la traza de un muón, es necesario eliminar el fondo óptico debido al ^{40}K. Existe un *trigger hardware* que exige una coincidencia entre 2 módulos ópticos en un grupo. Para las fuentes astronómicas se exigen al menos 4 coincidencias en, al menos, 2 líneas [17]. Tras eliminar el ^{40}K mediante un pre-ajuste de la posible traza del muón, se realiza una búsqueda de los parámetros de la traza verdadera. No existe una solución analítica y se ha desarrollado un procedimiento que busca la traza más probable. La estimación de la energía de la traza se hace a partir de la cantidad de luz emitida por ésta. Se utilizan dos estimadores de la energía de la partícula uno para bajas energías y otro para alta energía.

Se han realizado varios estudios con el objeto de encontrar la configuración geométrica que maximice el volumen de detección, variando la disposición de las líneas y el número, orientación y distancia de los módulos ópticos. Para hacer astronomía la solución que se ha adoptado es aquella que ya hemos descrito y que tiene 3 módulos ópticos por grupo mirando hacia abajo (135° con la vertical), 12 m entre plantas en una línea, 30 plantas y $\sim$ 60 - 80 m entre líneas. En la figura 1.19 puede apreciarse un esquema del detector con estas características.

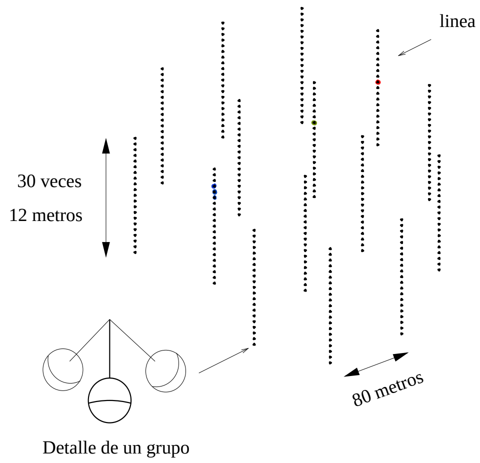


Figura 1.19: Vista esquemática del detector propuesto para la observación astronómica.

La simulación muestra que la resolución para el logaritmo de la energía ($\log(E)$) que se puede conseguir a 1 TeV es del 40%, decreciendo al 33% a 100 TeV (véase figura 1.20). Esto corresponde a un factor 3 en la energía del muón a bajas energías (por debajo de 10 TeV) y un factor 2 a altas energías (por encima de 10 TeV).

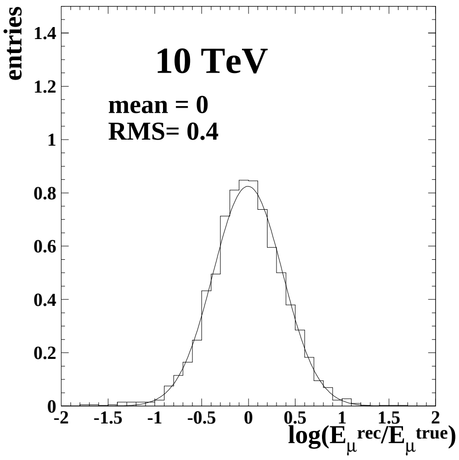


Figura 1.20: Resolución energética para muones de 10 TeV.

La figura 1.21 muestra la resolución angular que se puede alcanzar con este detector. La mitad de los sucesos son reconstruidos en un pixel de 0.19°. Con una resolución así se pueden identificar unos 200000 pixels por hemisferio. Por encima de 3 TeV la resolución angular no está dominada por el ángulo entre el muón y el neutrino, sino por los errores de reconstrucción.

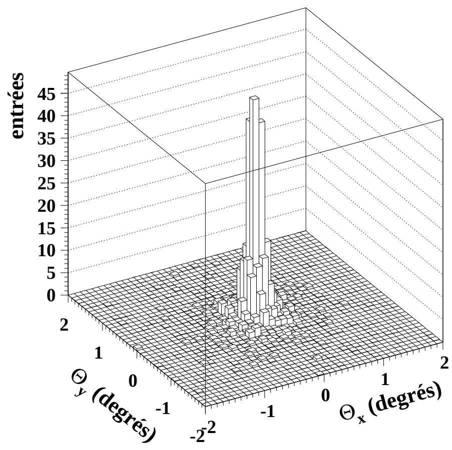


Figura 1.21: Resolución angular para la reconstrucción de los muones generados por un neutrino procedente de una fuente puntual (espectro de energías proporcional a $\frac{1}{E^2}$).

Modelo	$E_\mu^{verdadera} = 10$ GeV	1 TeV	10 TeV	100 TeV
Atmosféricos				
Volkova	2725±146	544±44	18±2	0.34±0.05
Modelos de AGN genéricos				
SDSS	354±13	334±12	260±12	132±10
NMB	591±15	454±13	206±9	53±4
Blazards				
PRO	45±2	43±2	35±2	21±2
MRLA	34±1	18.1±0.7	4.0±0.2	0.52±0.04
MRLB	37±1	21.1±0.8	6.6±0.4	2.4±0.3

Tabla 1.3: Número de muones reconstruidos como muones ascendentes por encima de distintos umbrales en la energía del muón.

El número de sucesos procedentes de fuentes difusas que serían aceptados en un año está resumido en la tabla 1.3. En este caso hay una elevada sensibilidad al fondo (neutrinos atmosféricos) que se podría reducir si sólo se integra sobre unas cuantas fuentes conocidas (10 ó 20). En el caso de fuentes puntuales la sensibilidad al fondo es menor, puesto que éste se distribuye sobre todos los pixels (∼200000). Una débil señal en un ángulo sólido pequeño será suficiente para detectar una fuente puntual. Aún en ese caso, la detección de las fuentes puntuales de luminosidades más elevadas requiere más de un año de toma de datos. La sensibilidad a GRBs está limitada por la detección de un suceso correlacionado en tiempo y espacio con la información óptica de otros detectores.

1.4.4.2 Oscilación de neutrinos con ANTARES

Aunque el objetivo principal es la construcción de un telescopio de neutrinos de 1 Km^2 de superficie efectiva, recientemente se ha sugerido la posibilidad de utilizar la primera fase de construcción de ANTARES para buscar oscilaciones de neutrinos. Es posible utilizar los neutrinos atmosféricos que atraviesan toda la Tierra de abajo hacia arriba para conseguir una línea base del orden del diámetro terrestre (12740 Km).

Las medidas publicadas por Super Kamiokande [18] muestran evidencias de un déficit del número de neutrinos muónicos frente al de electrónicos. La oscilación de neutrinos se ha utilizado como explicación. Bajo la hipótesis de mezcla de dos neutrinos, la probabilidad de oscilación está dada por:

$$P = \sin^2 2\theta \sin^2 \left(1.27 \frac{L}{E} \Delta m^2 \right) \tag{1.19}$$

donde θ es el ángulo de mezcla, L es la distancia recorrida por el neutrino en kilómetros, E es la energía del neutrino en GeV y Δm^2 es la diferencia del cuadrado de las masas en eV^2. Como se trata de neutrinos atmosféricos, la distancia L puede variar desde los 15 Km para los neutrinos descendentes hasta los 12740 Km para neutrinos ascendentes.

Los datos presentados por la colaboración Superkamiokande muestran evidencias de una oscilación $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_x$ (donde ν_x puede ser un ν_τ o un neutrino estéril) con $\sin^2 2\theta$ >0.82 y $10^{-3} < \Delta\ m^2 < 8 \times 10^{-3} eV^2$ con un nivel de confianza del 90%, siendo los valores más probables Δm^2=3.5 $\times 10^{-3}$ eV^2 y $\sin^2 2\theta$=1.0. La probabilidad de supervivencia se anula para $L/E = (2n+1) \times$ 562.2 Km/GeV, siendo n un número entero mayor o igual a cero (véase la figura 1.22).

En el caso de ANTARES se puede utilizar cada línea vertical de módulos ópticos como un detector individual. Esto permite reducir el umbral de detección de muones hacia arriba si se dispone de una alta densidad lineal de módulos ópticos. En el caso de interacciones de corriente cargada ν_μ N, la energía del muón está altamente correlacionada con la energía del neutrino original. A su vez, la energía del muón puede estimarse midiendo su alcance. Esto permitiría, en principio, explorar la región de valores de L/E entre 10 y 1000 Km/GeV buscando una disminución en el flujo de ν_μ.

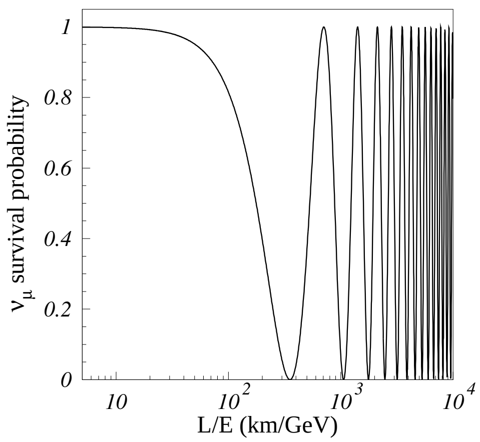
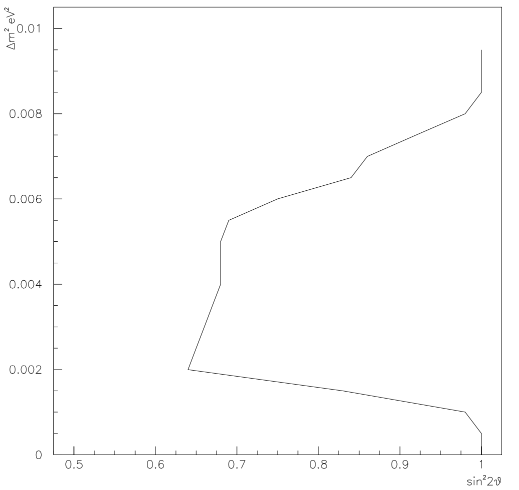


Figura 1.22: Probabilidad de supervivencia del ν_μ en función de L/E, para un determinado valor de $\sin^2 2\theta$ y Δm^2.

En la actualidad se planea utilizar las primeras 13 líneas del décimo de kilómetro cuadrado para realizar la búsqueda de oscilaciones de neutrinos.

Los estudios se han realizado para la medida de la oscilación de neutrinos atmosféricos en el rango de diferencia de masas Δm^2 entre 10^{-3} y 10^{-2} eV^2, que es la zona indicada por SuperKamiokande. La estrategia consiste en seleccionar sucesos prácticamente verticales. Utilizando una alta densidad lineal de módulos ópticos se puede medir el alcance del muón y obtener así su energía. Se rechazan todos los sucesos que sólo son vistos por una línea y que tras la reconstrucción dan un ángulo para la traza superior a 20°, o que son vistos por varias líneas, pero que tras la reconstrucción dan un ángulo mayor de 80°. Sólo se estudian sucesos contenidos. La longitud de oscilación, L, está relacionada con el ángulo de la traza (θ_Z) por $L \sim L_0 \cos\theta_Z$, siendo L_0 el diámetro de la Tierra (12740 Km).

El resultado del análisis sobre la base de tres años de toma de datos se muestra en la figura 1.23. A la izquierda aparece la región del espacio de parámetros de la oscilación (Δm^2 y $\sin^2 2\theta$) que se puede excluir con un nivel de confianza del 90% si no aparece la oscilación (área derecha de la curva). A la derecha aparece la región en la que se pueden medir los parámetros de la oscilación con un error relativo menor del 33% en más del 80% de los experimentos (área derecha de la curva).



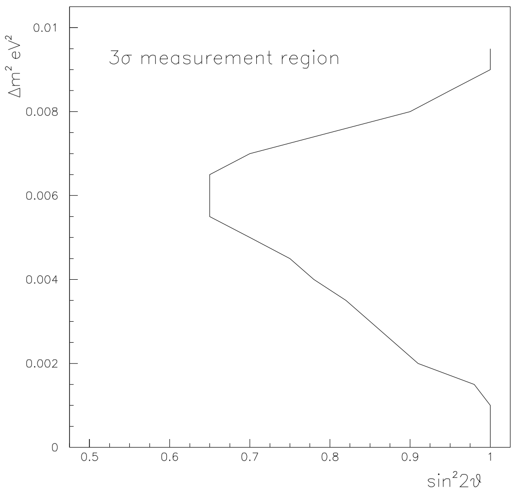


Figura 1.23: Izquierda: diagrama de exclusión al 90% de confianza con tres años de toma de datos. Derecha: región en la que se pueden medir los parámetros de la oscilación con un error relativo mejor que el 33% con tres años de toma de datos.

1.5 Otros telescopios de neutrinos

ANTARES no es el único proyecto existente para la construcción de un telescopio de neutrinos. En la actualidad existen otros proyectos de telescopios de neutrinos que se basan en los mismos fundamentos que ANTARES para detectar neutrinos de alta energía. Se trata de experimentos similares que aprovechan las ventajas que ofrecen otras localizaciones geográficas para su construcción.

Esta es una breve descripción de ellos.

- **DUMAND**

  Fue el proyecto pionero [19] aunque en la actualidad ha sido sustituido por AMANDA. Se tratababa de un telescopio submarino, en ciertos aspectos similar a ANTARES, que estaba situado en las islas Hawaii.

- **AMANDA**

  Es un proyecto en funcionamiento instalado en el polo sur [20]. En la actualidad ya hay varias líneas desplegadas. Las 4 primeras lo fueron en 1993-1994 a una profundidad de 1000 m bajo el hielo (AMANDA-A). Más tarde han sido desplegadas nuevas líneas a una profundidad entre 1500 y 2000 m (AMANDA-B). Comparado con el agua del mar, el hielo es un ambiente más limpio que no presenta bioluminiscencia ni ^{40}K. Sin embargo, presenta longitudes de difusión más pequeñas lo que dificulta la transmisión de la luz y empeora la resolución angular. En la actualidad ya han reconstruido algunos sucesos de muones hacia arriba.

- **BAIKAL**

  Se trata de un proyecto instalado en el lago Baikal [21], en Siberia, a una profundidad de 1000 m. Este experimento aprovecha la superficie helada del lago para la inmersión y recuperación de líneas con fotomultiplicadores. En abril de 1993 se sumergieron 36 fotomultiplicadores que fueron recuperados casi un año después. En la actualidad un número mayor de fotomultiplicadores se encuentra ya sumergido.

- **NESTOR**

  Es un proyecto que se planea instalar a una profundidad de 3800 m cerca de la costa de Pylos en el mar Egeo [22]. El proyecto consiste en una torre de 12 pisos hexagonales de 16 m de diámetro que soportan un total de 168 fotomultiplicadores.

Capítulo 2

Introducción a los fotomultiplicadores

En este capítulo se hace una breve introducción a los detectores de luz conocidos como fotomultiplicadores. En la sección 2.2 se estudian los componentes y el principio de funcionamiento de estos detectores. En la sección 2.3 se hace un breve repaso de las características más importantes para la caracterización de los fotomultiplicadores. En el apartado 2.4 introduce los requisitos que deben cumplir los fotomultiplicadores que se utilicen en ANTARES. Finalmente, se hace una breve introducción a los tres modelos de fotomultiplicadores que han sido estudiados en este trabajo.

2.1 Introducción

Los fotomultiplicadores son dispositivos de detección de luz que convierten la luz recibida en una señal eléctrica medible. El uso de los fotomultiplicadores ha experimentado un gran auge en los últimos años debido a los progresos conseguidos en el desarrollo de los fotocátodos y en las etapas de amplificación.

Son aparatos muy versátiles que permiten ser usados en un gran número de aplicaciones. La gran ventaja del fotomultiplicador sobre otros detectores luminosos es la amplificación por emisión secundaria. Se pueden conseguir factores de multiplicación desde 10^3 hasta 10^9. Además, en fotomultiplicadores rápidos se pueden conseguir respuestas del fotomultiplicador con tiempos de subida menores de un nanosegundo.

Desde 1902 en que Austin descubriera la *emisión secundaria* se ha investigado para encontrar superficies emisoras con las que conseguir una mayor multiplicación de electrones. En 1936 Zworykin desarrolló el primer tubo fotomultiplicador con varias etapas de amplificación. Los electrones viajaban por el tubo con la ayuda de un campo eléctrico y un campo magnético. En 1939 Zworykin y Rajchman desarrollaron un sistema electrostático de focalización cuya estructura es todavía la base de los fotomultiplicadores actuales.

En la actualidad los fotomultiplicadores son utilizados, además de en Física Nuclear y de Altas energías, en varias disciplinas como Biología, Medicina, Bioquímica, Medio Ambiente, Fotografía, en Astronomía, en la Industria, etc.

2.2 Principio de funcionamiento

Dentro de un fotomultiplicador los elementos esenciales son los siguientes:

- El *fotocátodo*, encargado de convertir el flujo luminoso en un flujo de electrones. Estos electrones producidos por efecto fotoeléctrico se conocen por *fotoelectrones* para remarcar su origen fotoeléctrico, en oposición a los otros electrones que se originan por emisión secundaria en los dínodos.

- El *sistema de focalización*, encargado de acelerar y dirigir los fotoelectrones hacia la cadena de amplificación.

- La *cadena de amplificación*, consistente en una serie de electrodos de emisión secundaria que reciben el nombre de *dínodos*.

- El *ánodo*, que finalmente recoge el flujo de electrones al final de la etapa de amplificación y produce la señal eléctrica de salida.

En la figura 2.1 puede verse un esquema de los componentes más importantes de un fotomultiplicador.

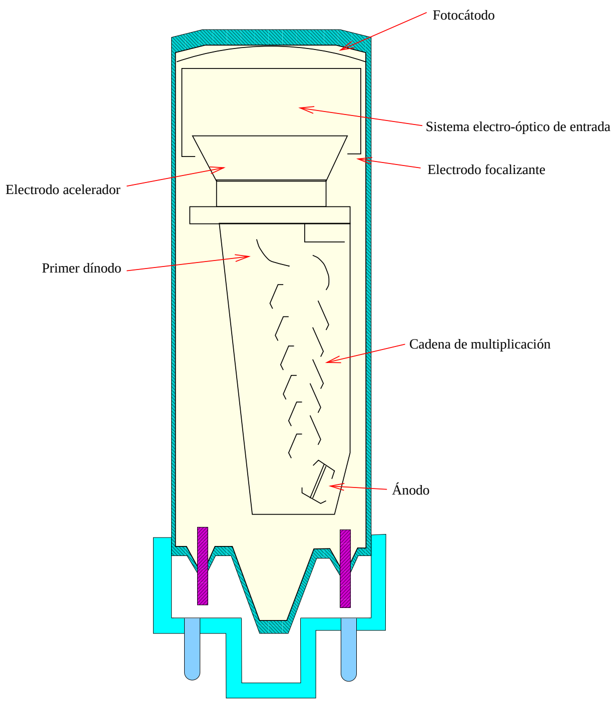


Figura 2.1: Esquema de un fotomultiplicador. El dibujo está basado en el primer fotomultiplicador rápido fabricado por Philips en 1956.

El funcionamiento del fotomultiplicador se basa en dos mecanismos fundamentales: el *efecto fotoeléctrico*, que tiene lugar en el fotocátodo del fotomultiplicador y la *emisión secundaria* que tiene lugar en la cadena de dínodos.

Un fotón incidente se convierte, por efecto fotoeléctrico en el fotocátodo, en un electrón. El electrón es focalizado mediante un campo eléctrico hacia el sistema de amplificación formado por varios dínodos. La cadena de dínodos se encargan de amplificar el número de electrones en sucesivas etapas mediante el mecanismo de emisión secundaria. La amplificación que se puede conseguir depende del tipo de fotomultiplicador y puede superar factores de 10^9 en algunos casos.

El sistema de focalización es un sistema de electrodos que realiza el acoplamiento entre el fotocátodo y la cadena de dínodos. Se encarga de focalizar y acelerar los fotoelectrones hasta el sistema de amplificación. Por su parte, el ánodo recoge la carga acumulada al final de la cadena de amplificación para extraerla del fotomultiplicador como una señal eléctrica.

2.2.1 El fotocátodo

Los fotocátodos son fabricados normalmente a partir de materiales semiconductores fotoemisivos. Hay dos tipos principales de fotocátodos: *semitransparentes* y *opacos*. Los semitransparentes son los más extendidos. Son depositados en la cara interna de la ventana de manera que los electrones son emitidos desde la cara opuesta a la iluminada. El grosor de la capa que se deposita depende de dos factores. Por una parte, una lámina más gruesa aumenta las probabilidades de que la luz interaccione y se produzca el efecto fotoeléctrico. Por otra, para que los fotoelectrones emitidos no sean de nuevo absorbidos, la lámina que se deposita no debe ser demasiado gruesa.

Los materiales más utilizados para los fotocátodos son plata-oxígeno-cesio (AgOCs), antimonio-cesio (SbCs) y compuestos bi y tri-alcalinos (SbKCs, SbRbCs y $SbNa_2KCs$). La sensibilidad de los distintos materiales en función de la longitud de onda puede apreciarse en la figura 2.2. Los límites vienen impuestos por el umbral de fotoemisión del fotocátodo (longitudes de onda largas) y por la transmitividad de la ventana (longitudes de onda cortas).

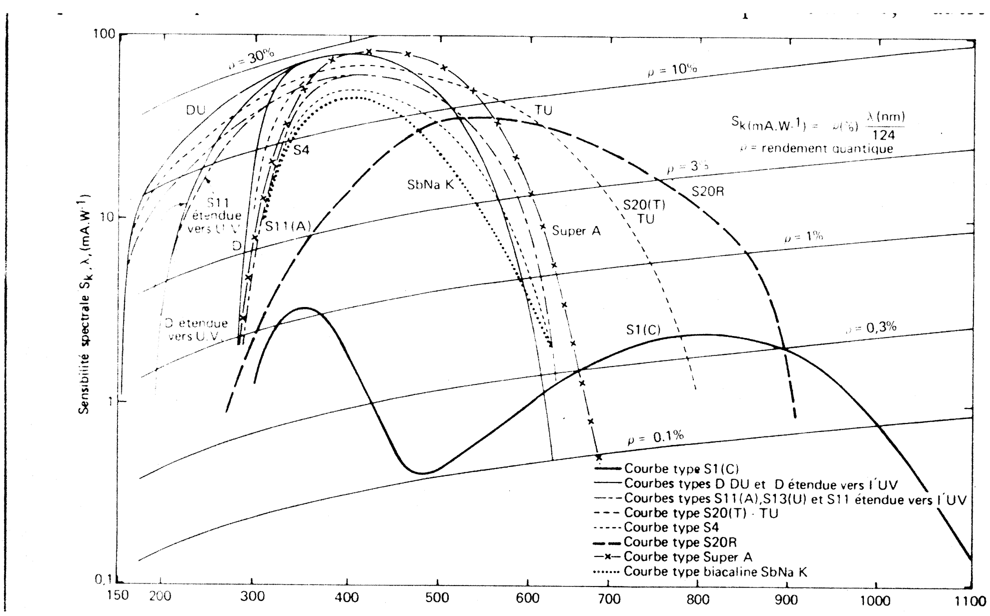


Figura 2.2: Sensibilidad de distintos materiales comunmente usados en la fabricación del fotocátodo de los fotomultiplicadores.

2.2.1.1 Ventana de admisión

La ventana de admisión es el primer elemento que la luz encuentra a su llegada al fotomultiplicador. Se trata de un material transparente a la luz (aunque esto puede depender de la longitud de onda) que sirve para aislar el fotomultiplicador del exterior, ya que en el interior del fotomultiplicador se ha hecho el vacío. Además, en el caso de los fotocátodos semitransparentes contiene en su cara interior al fotocátodo.

Su mayor inconveniente es la limitación que imponen en la sensibilidad espectral del fotomultiplicador. El material de la ventana provoca un corte en la transmitividad en las longitudes de onda más cortas, reduciendo así la región en la que es sensible el fotomultiplicador.

Algunos materiales comunmente utilizados como los borosilicatos presentan longitudes de onda de corte entre 250 y 300 nm. Otros materiales como el LiF o el MgF_2 permiten reducir la longitud de onda de corte. Por debajo de 105 nm la radiación ultravioleta sólo puede ser estudiada con fotomultiplicadores colocados en el vacío, sin la presencia de ninguna ventana.

En la tabla 2.1 aparecen algunas características de los principales materiales utilizados en las ventanas de los fotomultiplicadores.

Tipo de Ventana	**λ de corte (Reducción al 10%)**	**Índice de refracción** n	**@λ (nm)**
Vidrio	300	1.54	400
Borosilicato	270	1.50	400
Vidrio UV	190	1.49	400
Silicio fundido	160	1.47	400
		1.50	250
Zafiro (Al_2O_3)	145	1.80	400
MgF_2	115	1.40	400
LiF	105	1.40	400

Tabla 2.1: Diferentes características de los materiales más utilizados en la construcción de las ventanas de los fotomultiplicadores.

Otros problemas que pueden plantear las ventanas son: la reflexión de la luz por la diferencia entre el índice de refracción del aire y de la ventana, y la presencia de elementos radiactivos en su material.

2.2.1.2 El efecto fotoeléctrico

El modelo de bandas explica el efecto fotoeléctrico en el fotocátodo. Por ejemplo, en un metal todos los niveles energéticos por encima de la energía de Fermi (E_F) están prácticamente vacíos. El potencial de un electrón en el vacío excede a E_F en $W = E_0 - E_F$. Para ser emitido al vacío, un electrón que ocupe el estado de máxima energía en el metal debe ganar la suficiente energía cinética para saltar esta barrera de potencial. En el caso del efecto fotoeléctrico, esa energía cinética adicional es proporcionada por un fotón de la longitud de onda adecuada (fotoemisión).

En el caso de un semiconductor las cosas son un poco más complicadas. El nivel de Fermi está en la banda prohibida entre la banda de conducción y la banda de valencia por lo que hace falta energía para llevar los electrones hasta la banda de valencia (E_g) y de allí al exterior. En este caso W es mayor que para los metales, típicamente 5-6 eV. Sin embargo, se puede reducir el umbral de fotoemisión mediante un dopaje de tipo p más un adecuado tratamiento de la superficie. El cesio es el material más adecuado para el dopaje permitiendo reducir el umbral de fotoemisión hasta 1.4 eV ó $<$1 eV si también se utiliza oxígeno.

Por tanto, para la emisión de un electrón por efecto fotoeléctrico se necesita al menos un cuanto de luz de la energía adecuada. Esto no quiere decir que todos los fotones que lleguen al fotocátodo con la longitud de onda adecuada produzcan efecto fotoeléctrico. Los electrones que han adquirido la energía necesaria para saltar al vacío deben desplazarse hasta el límite de la red cristalina para poder salir. La *profundidad de escape* es la distancia máxima desde la que puede escapar un electrón del cristal.

En los metales los electrones excitados pueden colisionar con los electrones libres de la banda de conducción y perder su exceso de energía después de varias colisiones. Volverán al equilibrio térmico tras recorrer una distancia relativamente corta. La profundidad de escape es de unos pocos radios atómicos. En el caso de los semiconductores, un electrón excitado perderá su energía fundamentalmente por colisiones más débiles con la red cristalina (creación de fonones). En este caso, la profundidad de escape puede ser de varias decenas de nanometros.

2.2.2 El sistema de focalización

Su propósito es focalizar todos los fotoelectrones producidos hacia el área útil del primer dínodo. El sistema suele ser más complicado para fotocátodos grandes y suele requerir de uno o más electrodos extra. Los dos requisitos principales que se le exige al sistema de focalización son: máxima recolección de fotoelectrones e independencia del tiempo de tránsito.

Idealmente, el sistema de focalización debe recoger todos los fotoelectrones producidos en el fotocátodo con independencia de su punto de origen o velocidad inicial. Se define la *eficiencia de colección* como el cociente entre el número de fotoelectrones que alcanzan el área útil del primer dínodo y el número total de fotoelectrones emitidos. Este número suele ser superior al 80%, pudiendo depender de la longitud de onda. Por otra parte, se exige que el tiempo de tránsito de los fotoelectrones desde el fotocátodo hasta el primer dínodo sea independiente del punto de origen y de la velocidad inicial. Esto es especialmente importante en los fotomultiplicadores rápidos.

Las variaciones en el tiempo de tránsito entre el fotocátodo y el primer dínodo tienen dos componentes:

- Una componente cromática debida a la distribución inicial de velocidades de los fotoelectrones a la salida del fotocátodo. Al salir, el fotoelectrón tendrá dos componentes en su velocidad, una normal al catódo (con energía E_n) y otra tangencial (con energía E_t). El tiempo de tránsito disminuye debido a la componente normal como:

  $$\Delta t_n = \frac{1}{\mathcal{E} e}\sqrt{2m_e \Delta E_n} \tag{2.1}$$

  donde $\mathcal{E}$ es el campo eléctrico en la superficie del fotocátodo, e la carga del electrón y m_e la masa del electrón.

- Una componente geométrica debida a las diferencias en los tiempos de tránsito entre las trayectorias de diferente recorrido, que depende del punto de impacto en el fotocátodo. También contribuyen las inhomogeneidades del campo eléctrico en el espacio atravesado por los electrones. La diferencia en el tiempo de tránsito de dos electrones que atraviesan un campo eléctrico uniforme ($\mathcal{E}$) recorriendo una distancia L y $L + \Delta L$ es:

  $$\Delta t = \Delta L \sqrt{\frac{m_e}{2e\mathcal{E} L}} \tag{2.2}$$

La forma de reducir las fluctuaciones en el tiempo de tránsito es disminuyendo o aumentando el campo eléctrico en la superficie del cátodo y minimizando las diferencias entre las trayectorias de los fotoelectrones. En fotomultiplicadores rápidos esto se consigue mediante varios electrodos de focalización adicionales.

2.2.3 La cadena de amplificación. Los dínodos

Para conseguir una amplificación desde uno o varios fotoelectrones hasta una señal detectable se utiliza una estructura de electrodos (llamados *dínodos*) que acelera los electrones de una etapa a la siguiente. El diseño de estos electrodos es tal que los electrones golpean el siguiente dínodo con energías de varios centenares de electronvoltios. Como consecuencia de la colisión de los electrones acelerados con el siguiente dínodo, se produce la emisión de nuevos electrones (*emisión secundaria*), obteniéndose una multiplicación del número total de electrones en cada etapa. Con este mecanismo es posible obtener factores de multiplicación por encima de 10^8, como es el caso de los fotomultiplicadores estudiados en este trabajo.

Al igual que en el fenómeno de la fotoemisión, existen tres etapas en el fenómeno de la emisión secundaria. Primero, los electrones primarios transfieren energía a los electrones del material de los dínodos. Los electrones primarios pierden su energía según varios procesos que dependen de su energía (excitación de niveles atómicos profundos, generación de rayos X, excitación de electrones de la banda de valencia a la de conducción, etc.). A continuación, los nuevos electrones excitados se difunden en el material. Finalmente, los electrones excitados que lleguen a la superficie del material y que dispongan de energía suficiente saltarán al vacío.

Los electrones excitados en el seno del material se difunden hacia la superficie. En su camino, pierden parte de su energía inicial a través de colisiones con otros electrones o interacciones con la red cristalina. Los que llegan a la superficie con el exceso de energía suficiente atraviesan la barrera de potencial y contribuyen a la emisión secundaria.

La probabilidad de escape de un electrón excitado es mayor cuanto más cerca esté de la superficie, descendiendo exponencialmente con la profundidad. El número total de electrones excitados es proporcional a la energía inicial de los electrones primarios. El cociente del número de electrones secundarios emitidos y el número de electrones primarios se denomina *coeficiente de emisión secundaria* (δ).

No todos los electrones emitidos por un dínodo alcanzan al siguiente. Cada espacio entre dínodos está caracterizado por una eficiencia de colección (n_i). El producto de la eficiencia de colección por el coeficiente de emisión secundaria varía como una potencia del voltaje aplicado al dínodo i (V_i):

$$n_{i-1}\delta_i = k_i V_i^{\alpha} \tag{2.3}$$

donde el exponente α presenta valores típicos entre 0.65 y 0.75. El factor de amplificación total se puede expresar como el producto de las ganancias en cada etapa

$$G = \prod_{i=1}^{N} g_i = \prod_{i=1}^{N} \delta_i n_{i-1} \tag{2.4}$$

siendo N el número total de etapas de amplificación del fotomultiplicador.

Las prestaciones que se consiguen en la cadena de amplificación del fotomultiplicador dependen muy especialmente de dos características fundamentales de los dínodos: su composición y su disposición geométrica.

2.2.3.1 Material de los dínodos

Los materiales con coeficientes de emisión secundaria satisfactorios pueden ser tanto aislantes como semiconductores. Son muy utilizados en los dínodos materiales como AgMg, CuBe y NiAl. Estos compuestos no son útiles como emisores secundarios, pero sí lo son los óxidos (como MgO, BeO y Al_2O_3) que se forman en su superficie.

Se han desarrollado materiales semiconductores con afinidad electrónica negativa que permiten conseguir coeficientes de emisión secundaria mayores. Uno de esos materiales es el GaP(Cs), que es capaz de proporcionar entre 20 y 50 electrones a partir de un electrón de energía entre 400 y 800 eV. También algunos materiales que se utilizan en el fotocátodo (en particular $SbCs_3$) pueden ser utilizados para conseguir la emisión secundaria en los dínodos.

2.2.3.2 Geometría de los dínodos

Una cuestión fundamental en el diseño de los fotomultiplicadores es la disposición geométrica de los dínodos. Todas tratan de incrementar el coeficiente de emisión secundaria y reducir las fluctuaciones en el tiempo de tránsito de los elelctrones desde el fotocátodo hasta el ánodo. También se quiere evitar que exista una retroalimentación entre etapas. Para ello hay que conseguir un fuerte aislamiento en el sentido contrario al del desarrollo de la cascada.

Las geometrías más extendidas en el diseño de la cadena de amplificación son las siguientes (véase la figura 2.3):

· *Venetian-blind*. Se trata de láminas inclinadas respecto al eje del tubo y alineadas de forma paralela como se puede apreciar en la figura. La gran superficie del primer dínodo permite utilizar un sistema de focalización relativamente sencillo. Esta geometría proporciona una elevada eficiencia de colección y una gran estabilidad en la ganancia. Por contra, se consiguen pobres características temporales.

· *Box* y *box and grid*. Poseen una gran área de recolección en el primer dínodo y por tanto buena eficiencia de colección. Sin embargo, no poseen buenas características temporales debido al pequeño campo eléctrico en la superficie de las cajas.

· *Linear focusing*. Los dínodos están diseñados para asegurar una focalización progresiva de las trayectorias de los electrones a lo largo de la multiplicación. Se reducen las fluctuaciones en el tiempo de tránsito de los electrones y proporcionan una respuesta muy rápida. Para conseguir un buen acoplamiento entre los electrodos de focalización y los de la cadena de amplificación, los primeros dínodos tienen una forma y configuración diferentes de la del resto.

· *Circular cage*. Esta disposición de los dínodos permite fotomultiplicadores muy compactos, lo que se traduce en buenas respuestas temporales. En la actualidad casi todos los fotomultiplicadores con fotocátodo opaco utilizan esta disposición.

· *Mesh dynodes*. Se trata de planos formados por alambres finos. Poseen una eficiencia de colección muy pobre, pero con un buen diseño pueden trabajar en presencia de campos magnéticos de hasta 1 Tesla.

· *Foil dynodes*. Consiste en láminas de metal perforadas con una apertura bien definida. El área de colección es grande al igual que la eficiencia de colección entre dínodos. Pueden trabajar en campos magnéticos de hasta unas decenas de militeslas.

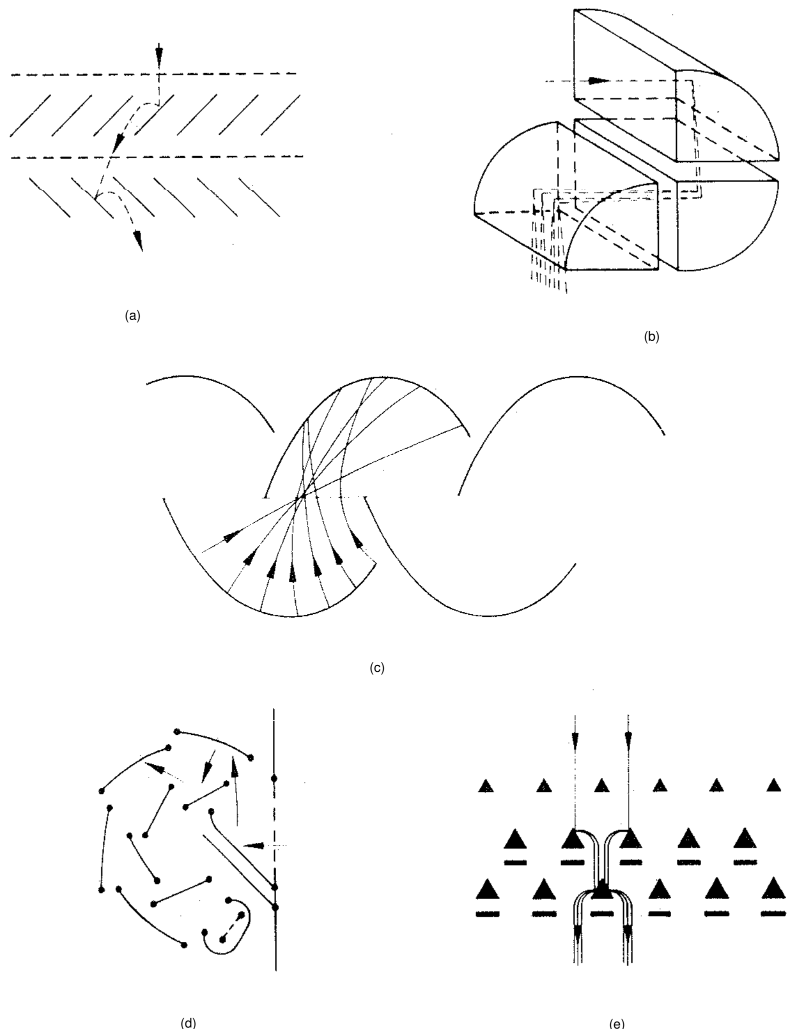


Figura 2.3: Diferentes geometrías utilizadas en el diseño de la etapa de multiplicación de un fotomultiplicador: (a) *venetian blind*, (b) *box*, (c) *linear focusing*, (d) *circular cage* y (e) *mesh dynodes*.

2.2.4 El ánodo

El ánodo es el electrodo que se encarga de recoger toda la carga generada tras la amplificación. Este electrodo es distinto de los dínodos y debe:

- Recoger todos los electrones secundarios emitidos por el último dínodo.

- Minimizar los efectos de carga espacial para asegurar una respuesta lineal.

- Acoplar la impedancia del ánodo a la impedancia característica del conector de salida.

En la figura 2.4 dos esquemas con ánodo en forma de rejilla colocado cerca del último dínodo. Con esta configuración los electrones secundarios emitidos por el penúltimo dínodo pasan a través del ánodo para amplificarse en el último dínodo. Los electrones emitidos por el último dínodo sí que son recogidos por el ánodo.

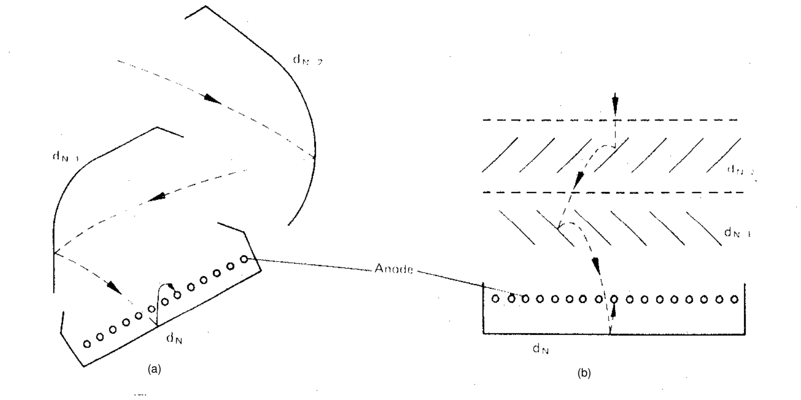


Figura 2.4: Dos configuraciones espaciales para la recogida de la carga en el ánodo. La primera con electrodos focalizantes y la segunda con venecianos. El ánodo posee forma de rejilla y se coloca muy cerca del último dínodo.

2.2.5 El divisor de voltaje

Cada dínodo ha de estar a un voltaje que ha de ser progresivamente mayor que el del dínodo anterior para poder conducir la cascada de electrones a lo largo de la cadena de amplificación. Aunque se podría suministrar el voltaje independientemente a cada dínodo, en la práctica resulta más conveniente utilizar un divisor de voltaje. El divisor de voltaje consiste en una serie de resistencias entre la tierra y el alto voltaje. La corriente se reparte por el divisor de voltaje y suministra el potencial requerido en cada dínodo y electrodo focalizante.

El factor más importante a la hora de diseñar un divisor de voltaje es la corriente de la señal de salida. El divisor de voltaje ideal es aquel que mantiene los dínodos a un potencial fijo, con independencia de la corriente de salida del fotomultiplicador. En la figura 2.5 puede apreciarse el efecto que tiene la corriente de salida en el voltaje de los dínodos.

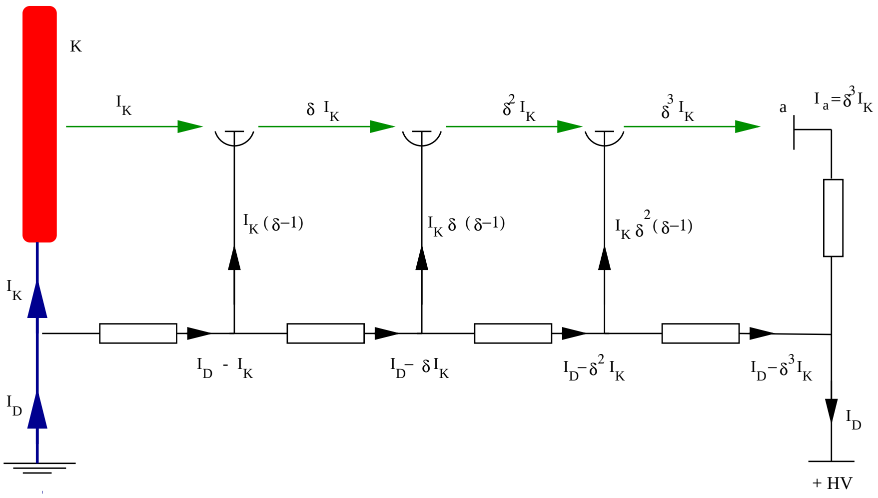


Figura 2.5: Esquema de un divisor de voltaje para un supuesto fotomultiplicador con 3 etapas.

En el esquema anterior, δ es la ganancia en cada dínodo. Un incremento en la corriente I_K provoca una disminución en el voltaje ΔV entre dínodos y por tanto una disminución en la ganancia del fotomultiplicador. Un adecuado diseño del divisor de voltaje debe minimizar este efecto.

Cuando se trata de aplicaciones en las que el fotomultiplicador trabaja en modo pulsado (el suministro de luz no es contínuo), es necesario mantener los voltajes entre los dínodos constantes, lo que puede conseguirse utilizando capacidades desacopladoras. En aplicaciones pulsadas debe cumplirse que $\hat{I}_a$ (la corriente que se genera en el ánodo en un pulso) sea mucho mayor que I_D y que a la vez $\bar{I}_a$ (la corriente integrada de $\hat{I}_a$ sobre un periodo de tiempo adecuado) sea mucho menor que I_D [23].

Los fotomultiplicadores, en caso de no ser suministrados con su divisor de voltaje, cuentan con el diseño que recomienda el fabricante. Sin embargo, en numerosas ocasiones se modifica el divisor de voltaje para conseguir mejores prestaciones en alguna aplicación particular.

2.3 Caracterización de los fotomultiplicadores

Las propiedades que se emplean para caracterizar los fotomultiplicadores dependen en gran medida del tipo de aplicación en que se utilicen. Las principales características de cualquier fotomultiplicador aparecerán reflejadas en su hoja de especificaciones. Algunas se refieren al tubo de forma global, pero otras hacen referencia a alguna de las partes del fotomultiplicador.

A continuación se describen los principales parámetros que caracterizan las prestaciones de un fotomultiplicador.

2.3.1 Sensibilidad

Es un parámetro que caracteriza la eficiencia de las conversiones de la luz en fotoelectrones. Se define la sensibilidad del fotocátodo como el cociente entrela corriente en el cátodo (I_k) y el flujo incidente. Cuando se expresa en unidades radiométricas se denomina *sensibilidad radiante del cátodo*:

$$S_k(A/W) = \frac{I_k(A)}{\Phi_e(W)} \tag{2.5}$$

y expresada en unidades fotométricas se denomina *sensibilidad luminosa del cátodo*:

$$S_k(A/lm) = \frac{I_k(A)}{\Phi_\nu(lm)} \tag{2.6}$$

Para describir la sensibilidad del fotocátodo de forma completa es necesario añadir la longitud de onda ($S_{k,\lambda}$). La sensibilidad radiante se acostumbra a dar para una longitud de onda dada. La sensibilidad luminosa se suele especificar para las longitudes de onda que sean típicas de una aplicación particular. Se suele distinguir entre la sensibilidad luminosa a la luz blanca, producida con un filamento de tungsteno a 2856 K, y la sensibilidad a la luz azul. Ésta última también se llama *corning blue* y es la sensibiliad a la luz de un filamento de tungsteno a 2856 K que atraviesa un filtro Corning C.S. N° 5-58.

Existe otra forma de expresar la sensibilidad del fotocátodo y es utilizando el cociente entre el número de fotoelectrones emitidos (n_k) y el número de fotones incidentes en el fotocátodo (n_γ).

Esta cantidad se denomina *eficiencia cuántica* y es una forma más intuitiva de expresar la eficiencia del fotocátodo. La eficiencia cuántica y la sensibilidad radiante están relacionadas por la expresión:

$$\eta(\lambda) = S_{k,\lambda}\frac{hc}{\lambda e} \tag{2.7}$$

2.3.2 Ganancia

La ganancia del fotomultiplicador se define como el cociente entre la corriente en el ánodo (I_a) y la corriente en el cátodo (I_k):

$$G = \frac{I_a}{I_k} \tag{2.8}$$

En el caso límite en que la corriente en el fotocátodo esté formada por un único fotoelectrón, la ganancia estará dada por el número total de electrones recogidos por el ánodo, es decir, la carga de la señal de un único fotoelectrón.

La ganancia total de un fotomultiplicador depende del número de dínodos (N) y del factor de emisión secundaria (δ_i), que depende de la energía del electrón incidente. A su vez, la energía del electrón depende del potencial entre dínodos (V_i) que es una fracción del voltaje total aplicado ($V_i = k_i V$). Por tanto:

$$G = \prod_{i=1}^{N} \beta_i V_i^{\alpha} = KV^{N\alpha} \tag{2.9}$$

donde K es una constante que depende del material de los dínodos y de la división del voltaje entre ellos.

La variación de la ganancia con el voltaje aplicado vendrá dada por:

$$\frac{dG}{G} = N\frac{dV}{V} \tag{2.10}$$

lo que indica que la ganancia está sujeta a fuertes variaciones si se producen pequeñas variaciones en el voltaje del fotomultiplicador, por lo que es muy importante disponer de una fuente de tensión muy estable.

2.3.3 Espectro de un fotoelectrón

Cuando a un fotomultiplicador le llega un flujo luminoso muy débil es posible que los pulsos luminosos originados por fotoelectrones individuales estén bien separados y se puedan estudiar individualmente. Debido a la naturaleza estadística del proceso de emisión secundaria, los pulsos de un único fotoelectrón muestran grandes fluctuaciones en su amplitud-carga.

Integrando las señales de un fotoelectrón se puede estudiar la distribución de su carga. Esta distribución es lo que se conoce como espectro de un único fotoelectrón. La figura 2.6 muestra un espectro típico. De este espectro se puede obtener importante información sobre el funcionamiento del fotomultiplicador, por ejemplo:

- La carga media de la señal de un fotoelectrón. Se obtiene a partir de la media del pico de un único fotoelectrón en el espectro de carga. A partir de este valor se puede obtener la ganancia del fotomultiplicador.

- El cociente Pico-Valle (P/V). Es el cociente entre la altura en el espectro del pico de un fotoelectrón y el valle entre el *pedestal* (pico a la izquierda del espectro) y el pico de un fotoelectrón (pico más ancho a la derecha). Este parámetro indica la capacidad del fotomultiplicador para resolver los sucesos de un único fotoelectrón.

- La resolución energética. Se define como la anchura del pico de un fotoelectrón (σ_{1pe}) dividida por la posición del pico en el espectro (μ_{1pe}). Se suele expresar como un porcentaje.

En el capítulo 4 se tratan con detalle éstas y otras características de los fotomultiplicadores estudiados.

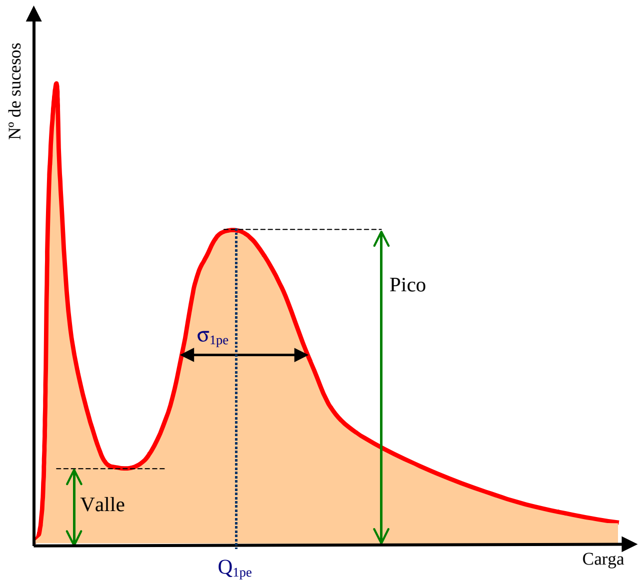


Figura 2.6: Espectro de carga de la señal de un fotoelectrón.

2.3.4 Características temporales

En muchas de las aplicaciones de los fotomultiplicadores son decisivas sus propiedades temporales. En esta sección se describen algunas de las características temporales más importantes.

2.3.4.1 Anchura del pulso de respuesta

Se denomina así a la anchura del pulso en el ánodo como respuesta a una función delta de luz. En la práctica no es posible mandar una función delta de luz al fotomultiplicador, pero sí un pulso luminoso cuya anchura sea mucho menor que la respuesta del fotomultiplicador. La anchura de la señal en el ánodo es una convolución de la función de luz que llega al fotomultiplicador y de la función respuesta. La respuesta del fotomultiplicador (t) será:

$$t = \sqrt{t_{ánodo}^2 - t_{luz}^2} \tag{2.11}$$

La anchura del pulso de luz depende del nivel de iluminación y es mínima cuando la señal ha sido producida por un único fotoelectrón.

2.3.4.2 Tiempo de subida

Se suele definir como el tiempo para pasar del 10% al 90% (de forma equivalente del 90% al 10% para el tiempo de bajada) de la amplitud máxima de la señal en el ánodo como respuesta a una delta de luz. Este tiempo varía fuertemente dependiendo del tipo de fotomultiplicador. Puede ser de hasta 1 ns en fotomultiplicadores rápidos con focalización lineal.

2.3.4.3 Tiempo de tránsito

Se llama así a al periodo de tiempo que va desde la llegada de luz al fotocátodo hasta la salida de la señal correspondiente del ánodo. El valor medio del tiempo de tránsito de un gran número de pulsos varía con el voltaje de alimentación del fotomultiplicador según $1/\sqrt{V}$.

El tiempo de tránsito suele ser del orden de decenas de nanosegundos para fotomultiplicadores grandes. En general, la mayor contribución al tiempo total es debida al tránsito entre el fotocátodo y el primer dínodo. El tiempo de tránsito también difiere dependiendo del punto de la superficie del fotocátodo que ha sido iluminado.

La dispersión del tiempo de tránsito[1] es la anchura de la distribución de los tiempos de tránsito medidos cuando pulsos de luz idénticos llegan a la misma parte del fotocátodo. La resolución temporal de un fotomultiplicador se define como el FWHM (o la σ) de la distribución de probabilidad de las fluctuaciones. Prácticamente es proporcional a $1/\sqrt{n}$, donde n es el número de fotoelectrones por pulso. Al igual que el tiempo de tránsito, el TTS depende de la región del fotocátodo iluminada, del voltaje aplicado (especialmente entre el fotocátodo y el primer dínodo) e incluso de la longitud de onda de la luz. El caso más desfavorable (mayor dispersión) se produce cuando llegan pulsos de un fotoelectrón distribuidos por toda la superficie del fotocátodo. En este caso, a las fluctuaciones debidas a la llegada de fotoelectrones individuales se suman las fluctuaciones debidas al impacto en diferentes puntos del fotocátodo.

2.3.5 Linealidad

La linealidad de un fotomultiplicador es la proporcionalidad entre el número de electrones recogidos en el ánodo y el número de fotones incidentes. En teoría, para un cátodo lineal, es equivalente al grado de proporcionalidad entre el número de electrones recogidos en el ánodo y el número de fotoelectrones. La razón es que el número de fotoelectrones debe ser proporcional al de fotones.

Los límites en la linealidad vienen impuestos por factores de índole interna y externa.

2.3.5.1 Causas internas

Carga espacial. Con una gran densidad de corriente eléctrica en el fotomultiplicador aumenta la densidad espacial de carga, que puede afectar a las trayectorias de los electrones originando pérdidas, o incluso hacer que algunos electrones vuelvan al dínodo en el que se

[1] En inglés *Transit Time Spread* o TTS.

originaron. La pérdida de linealidad por carga espacial puede depender de la geometría de los dínodos.

La linealidad se puede mejorar utilizando un voltaje creciente en lugar de igual para las últimas etapas del fotomultiplicador, aumentando así la tensión entre las últimas etapas y reduciendo el efecto relativo de la carga espacial. El efecto de la carga espacial en la linealidad dura el tiempo de tránsito entre dínodos, es decir, de 1 a 2 ns.

Resistencia del cátodo. El sistema de focalización del fotomultiplicador se diseña bajo la suposición de que todo el fotocátodo es una superficie equipotencial. Cuando esta condición no se cumple, las trayectorias de los fotoelectrones hasta el primer dínodo se ven afectadas y baja la eficiencia de colección en el primer dínodo. Esto puede ocurrir en fotocátodos semitransparentes cuando la corriente en el fotocátodo es muy grande comparada con la resistencia del material. Para reducir este efecto al mínimo es recomendable utilizar un voltaje desde el fotocátodo hasta el primer dínodo de más de 100 V.

2.3.5.2 Causas externas

Fuente de alimentación. Los cambios en los voltajes entre dínodos afectan a la ganancia al influir en el coeficiente de emisión secundaria de los dínodos. Esto puede ocurrir porque la corriente en el ánodo tiende a reducir el potencial entre el último dínodo y el ánodo. Se produce un desajuste en la distribución del voltaje que provoca una variación en la ganancia comparable a la que produciría un incremento de voltaje de la misma cantidad.

Una forma de disminuir la dependencia de la ganancia en la corriente del ánodo es utilizar diodos zener, en lugar de resistencias, para las últimas dos etapas.

2.3.6 Corriente Oscura

Recibe el nombre de corriente oscura (en inglés *dark current* o también *dark noise*) la corriente que circula por el ánodo cuando el fotomultiplicador está sometido a un voltaje en oscuridad total. Esta corriente tiene dos componentes:

- Una componente continua debida a fugas en el vidrio o las superficies aislantes.
- Otra componente consistente en pulsos de algunos nanosegundos de duración.

Las causas de la corriente oscura son varias y el efecto que tiene cada una en un fotomultiplicador en particular puede depender de muchos factores: voltaje aplicado, temperatura, condiciones de almacenamiento del tubo, condiciones de iluminación, etc. Algunas de las causas de la corriente oscura son temporales y otras son permanentes. Las principales causas aparecen a continuación.

2.3.6.1 Corrientes de fuga

Ésta es la única contribución a la componente continua de la corriente oscura. Se debe a la conductividad de los soportes de los electrodos, la base, el soporte del fotomultiplicador, etc. En el interior del tubo la conductividad depende de los metales alcalinos usados. En el exterior depende del polvo, la suciedad, grasa, etc. que se depositan.

La componente de corrientes de fuga de la corriente oscura aumenta linealmente con el voltaje del fotomultiplicador. Es la componente primordial de la corriente oscura cuando el fotomultiplicador trabaja a bajas ganancias o a bajas temperaturas (baja emisión por efecto termoiónico).

2.3.6.2 Emisión termoiónica

Una de las principales componentes de la corriente oscura es la emisión termoiónica en el fotocátodo aunque también puede ocurrir en los dínodos. Ésta viene gobernada por la ley de Richardson [24]:

$$J = AT^2 \exp(-W_{th}/kT) \tag{2.12}$$

donde J es la densidad de corriente, A es una constante, T es la temperatura absoluta, k es la tonstante de Boltzmann y W_{th} es la energía necesaria para extraer un electrón del fotocátodo por efecto termoiónico. Para semiconductores es menor que el umbral de fotoemisión, de 1 a 2 eV en fotocátodos sensibles a la luz visible.

De acuerdo con la expresión anterior, la componente termoiónica de la corriente oscura disminuirá rápidamente al disminuir la temperatura. A temperatura ambiente la emisión termoiónica es la causa predominante de la corriente oscura. A bajas temperaturas la tasa de corriente oscura tiende a estabilizarse a medida que baja la temperatura.

Los pulsos de corriente oscura (en inglés llamados *dark pulses*) producidos en el fotocátodo serán del nivel de un fotoelectrón, los producidos en los dínodos se amplificarán menos que los amplificados desde el fotocátodo. La distribución de carga de los pulsos de corriente oscura depende en gran medida del tipo de fotomultiplicador.

2.3.6.3 Efectos de campo

Aunque los campos eléctricos del fotomultiplicador sean bajos, siempre existe emisión de electrones al arrancar el campo eléctrico electrones de los electrodos. Este efecto se ve agravado por la adsorción de metales alcalinos en los dínodos, lo que reduce su afinidad electrónica. Los electrones así emitidos bombardean el vidrio protector u otras superficies con lo que se producen fotones que pueden acabar llegando al fotocátodo y produciendo efecto fotoeléctrico.

La tasa de pulsos debido a los efectos de campo no depende de la temperatura, pero aumenta muy rápidamente con el voltaje aplicado. A voltajes elevados, es la principal componente de la corriente oscura.

2.3.6.4 Radiación de fondo

Otra causa de pulsos de corriente oscura es la radiación debida a los rayos cósmicos o a los materiales del tubo. Los elementos radiactivos naturales (por ejemplo ^{40}K) presentes en los materiales del fotomultiplicador pueden ser una fuente de corriente oscura. También las partículas cargadas de alta energía de los rayos cósmicos, que pueden producir luz Cherenkov en la ventana del fotomultiplicador y dar lugar a varios fotones a la vez.

2.3.6.5 Exposición

Una exposición previa a la luz es una causa temporal de corriente oscura. Aún cuando el fotomultiplicador está apagado, una exposición a la luz normal aumenta considerablemente la tasa de corriente oscura. El incremento depende de factores como la duración, el flujo incidente o la longitud de onda.

El periodo que puede necesitar un fotomultiplicador después de una exposición prolongada a la luz puede ser incluso de dias.

2.3.7 *After-pulses*

Los post-pulsos (en inglés, *after-pulses*) son pulsos espúreos que aparecen inducidos por pulsos verdaderos (aquellos que sí han sido producidos por un pulso de luz). El mayor inconveniente de los *after-pulses* es que están correlacionados temporalmente con el pulso verdadero. Esto puede ser particularmente perjudicial en aplicaciones temporales o que requieran el uso de coincidencias. También son perjudiciales cuando se está interesado en el contaje del número de pulsos totales, o cuando se producen dentro de la ventana para integrar la carga de un pulso verdadero.

Los *after-pulses* poseen dos orígenes principales: reacciones luminosas e ionización de gases residuales. Estas dos componentes se pueden distinguir por el tiempo que separa los *after-pulses* del pulso verdadero.

La relación entre pulsos verdaderos y pulsos espúreos se suele cuantificar mediante la tasa de *after-pulses* que se puede definir como el cociente entre el número de *after-pulses* y el número de pulsos verdaderos. También se puede cuantificar mediante el cociente de la carga contenida en los *after-pulses* y la carga contenida en los pulsos verdaderos. En los dos casos se expresa como un porcentaje. Cuando se expresan las tasas de *after-pulses* es muy importante señalar el intervalo de tiempo tras el pulso verdadero que se ha considerado. La tasa de *after-pulses* puede variar sensiblemente dependiendo de las condiciones de la medida.

La tasa de *after-pulses* puede reducirse disminuyendo el voltaje entre el fotocátodo y el primer dínodo o disminuyendo la ganancia de todo el fotomultiplicador. Los efectos de los *after-pulses* también pueden minimizarse utilizando técnicas de coincidencia o imponiendo un veto tras un pulso del fotomultiplicador.

Los diferentes tipos de *after-pulses* se describen a continuación. Además de los pulsos producidos tras el pulso verdadero también hay que considerar la posibilidad de que algún pulso se produzca inmediatamente delante del pulso verdadero. Estos últimos pulsos son los llamados pre-pulsos (en inglés, *pre-pulses*).

2.3.7.1 Reacciones luminosas. Pulsos tardíos

Bajo el nombre de pulsos tardíos (en inglés, *late-pulses*) se agrupan aquellos *after-pulses* que son producidos por reacciones luminosas y que están más próximos en tiempo al pulso verdadero.

Los electrodos al ser bombardeados por los electrones también pueden emitir luz. Aunque el diseño del fotomultiplicador lo evita, algunos de los fotones emitidos en las últimas etapas pueden llegar hasta el fotocátodo y producir de nuevo el efecto fotoeléctrico. El tiempo de retraso de los *late-pulses* con respecto al pulso verdadero es el tiempo que tarda la luz en viajar hasta el fotocátodo más el tiempo de tránsito de los electrones. Típicamente se producen de 20 a 100 ns tras el pulso verdadero.

2.3.7.2 Ionización de gases residuales. *After-pulses*

El nombre genérico *after-pulses* engloba a todos los falsos pulsos inducidos por un pulso verdadero, sin embargo, este nombre se aplica también a los falsos pulsos producidos por la ionización de una molécula de algún gas residual en el fotomultiplicador. Estos pulsos se producen mucho tiempo después que los *late-pulses*, típicamente desde centenares de nanosegundos hasta varios microsegundos después del pulso verdadero.

En el interior de un fotomultiplicador debe existir el vacío, pero en la práctica quedan trazas de gas, los materiales emiten gases o el helio de la atmósfera puede atravesar el vidrio de la ventana del fotomultiplicador. Las moléculas de estos gases pueden ser ionizadas por los electrones producidos bien en el sistema de entrada electro-óptico, bien en la cadena de amplificación.

Los iones producidos en el sistema electro-óptico de entrada son acelerados hacia el fotocátodo con un campo eléctrico que depende del voltaje entre el fotocátodo y el primer dínodo. Al llegar al fotocátodo originan uno o varios fotoelectrones. El tiempo de tránsito de los iones depende del diámetro del fotocátodo y de la diferencia de voltaje con el primer dínodo. Como la masa del ión es varios órdenes de magnitud superior a la de un electrón, este tiempo es considerablemente mayor. Típicamente del orden del microsegundo. Los iones que se producen habitualmente son H_2^+, He^+ y CH_4^+ y aparecen mayoritariamente en las últimas etapas de la cadena de amplificación, donde la corriente de electrones es mayor. A diferencia de los *after-pulses* producidos por iones en el sistema electro-óptico de entrada, la amplitud relativa de estos pulsos es independiente del voltaje entre el fotocátodo y el primer dínodo. Sin embargo, aumenta rápidamente con la ganancia.

2.3.8 Estabilidad

La salida de un fotomultiplicador varía con el tiempo de operación. La variación de la respuesta de un fotomultiplicador en el tiempo se suele denominar *deriva* y *características de vida* [25] del fotomultiplicador. Además se habla de una *fatiga* del fotomultiplicador como resultado de su funcionamiento, de la alta tensión aplicada, etc.

Cuando las variaciones en el funcionamiento del fotomultiplicador tienen lugar en periodos de tiempo cortos se denominan *derivas*. Cuando tienen lugar en periodos de tiempo más largos que 10^3 o 10^4 horas, se las denomina *características de vida* del fotomultiplicador. Estas variaciones suelen ser debidas a variaciones en el factor de emisión secundaria más que a variaciones en la sensibilidad del cátodo, ya que los cátodos suelen poseer muy buena estabilidad sobre largos periodos de operación. La estabilidad se suele interpretar como las variaciones de la ganancia con el tiempo de operación.

La deriva por unidad de tiempo suele mejorar con tiempos de funcionamiento largos. Esta tendencia continúa incluso si el fotomultiplicador no se utiliza durante un pequeño periodo de tiempo. Por tanto, de cara a reducir la deriva, es importante llevar a cabo un calentamiento (*warm-up*) del fotomultiplicador antes de utilizarlo.

Debe realizarse un calentamiento del fotomultiplicador de una a dos horas para conseguir una operación estable antes de comenzar a ser usado. Cuando la corriente en el ánodo es más alta el tiempo de calentamiento puede ser más corto, mientras que si es más baja, tendrá que ser más largo. Si durante la operación del fotomultiplicador la corriente en el ánodo va a ser baja, bastará con dejar el fotomultiplicador funcionando en la oscuridad durante una o dos horas.

Cuando interesa conseguir una muy buena estabilidad es necesario llevar a cabo un *envejecimiento*. Consiste en dejar funcionando el fotomultiplicador desde unas horas hasta varios días sin que la corriente en el ánodo sobrepase el máximo.

Además, algunos fotomultiplicadores que van a ser usados por primera vez necesitan de un cocinado (*cooking*) que consiste en mantener el fotomultiplicador en funcionamiento durante varios días y en completa oscuridad. De este modo, se puede conseguir una drástica reducción de su tasa de corriente oscura.

2.3.9 Uniformidad

Pequeñas imperfecciones en el proceso de fabricación del fotocátodo hacen que existan pequeñas variaciones espaciales de la sensibilidad del fotocátodo. Este efecto se pone de manifiesto al iluminar pequeños puntos en el fotocátodo. La uniformidad depende de la longitud de onda de la luz incidente, degradándose al aumentar la longitud de onda. La razón es que al estar más cerca la energía del fotón al corte inferior, la fotoconversión depende fuertemente de las condiciones en la superficie fotoemisiva [26].

Pero la uniformidad no depende exclusivamente del fotocátodo. También puede depender de la tensión entre el fotocátodo y el primer dínodo. Si el voltaje no es el adecuado puede cambiar la recolección de fotoelectrones emitidos en distintos puntos del fotocátodo, especialmente en fotocátodos grandes. La estructura de la cadena de dínodos también puede afectar a la uniformidad.

2.3.10 Parámetros ambientales

Algunas de las características de los fotomultiplicadores, como la corriente oscura, pueden verse afectadas por varias condiciones ambientales. A continuación recogemos algunas consideraciones que ayudan a optimizar el funcionamiento de los fotomultiplicadores y a alargar su vida.

2.3.10.1 Temperatura

Los fotomultiplicadores, por la naturaleza del fotocátodo y de los materiales de los dínodos, son sensibles a variaciones en la temperatura. Esto puede afectar principalmente:

- La curva de respuesta espectral del fotomultiplicador. La sensibilidad espectral del fotomultiplicador no se suele ver muy afectada por la temperatura. Las variaciones más importantes se producen cerca del umbral de fotoemisión. La sensibilidad con la temperatura depende del tipo de fotocátodo.

  Los fotocátodos de tipo S11 son los que experimentan un cambio mayor en la sensibilidad. En los fotocátodos bialcalinos de tipo SbKCs la variación es muy pequeña en el rango de 400 a 500 nm, donde la sensibilidad es máxima. Las cátodos trialcalinos poseen variaciones de sensibilidad espectral de signo opuesto a las variaciones de temperatura. Independientemente del tipo de fotocátodo, el cambio residual en la sensibilidad (histéresis) que sigue a un ciclo de cambios en la temperatura es mucho menor del 1% y se puede despreciar.

- La componente termoiónica de la corriente oscura. La componente termoiónica de la corriente oscura obedece la ley de Richardson (ecuación 2.12). La tasa de aumento depende principalmente del material del fotocátodo aunque puede variar considerablemente de un fotomultiplicador a otro del mismo tipo. La razón es que otros componentes de la corriente oscura poseen otros coeficientes de temperatura que pueden diferir en importancia relativa de un fotomultiplicador a otro. Esta es la razón por la que la corriente oscura y la tasa de pulsos de corriente oscura no continuan disminuyendo por debajo de una determinada temperatura.

- La ganancia y sensibilidad del ánodo. Las variaciones de temperatura pueden afectar la emisión secundaria en los dínodos y por tanto afectar a la ganancia. Las variaciones de ganancia dependen de la temperatura y hasta cierto punto de la estructura de la multiplicación.

  Las variaciones en la sensibilidad del ánodo pueden reflejar variaciones en la sensibilidad del catódo y en la ganancia. A ciertas temperaturas y longitudes de onda pueden llegar a ser iguales y opuestas, cancelándose sus efectos.

Los cambios inducidos por variaciones de temperatura suelen ser reversibles, sin embargo, es posible que exista cierto grado de histéresis que desaparezca gradualmente.

2.3.11 Campo magnético

Un campo magnético, aún tan débil como el terrestre, puede alterar las prestaciones del fotomultiplicador. La variación de sensibilidad en el ánodo es el resultado de la variación de las trayectorias de los electrones y la correspondiente variación de las eficiencias de colección en todas las etapas. Los fotomultiplicadores más sensibles son aquellos altamente focalizados. Un fotomultiplicador con una geometría en la cadena de amplificación del tipo *venetian blind* será más insensible que uno con focalización lineal.

El efecto del campo magnético se manifiesta mucho más en el sistema electro-óptico de entrada, donde las trayectorias de los electrones son mayores. El efecto será mucho mayor en fotomultiplicadores con gran fotocátodo. Aumentando el voltaje del primer dínodo los electrones tendrán más energía y disminuirá el efecto del campo magnético. El efecto del campo magnético es menor cuando está alineado a lo largo del eje del fotomultiplicador. Los fotomultiplicadores con focalización lineal son más sensibles al campo magnético cuando el campo magnético es paralelo a los dínodos.

2.3.12 Humedad

La operación de los fotomultiplicadores en atmósferas húmedas puede provocar problemas de aislamiento. La corriente de fugas puede aumentar debido a la condensación especialmente en los pines y en la base de plástico.

2.3.13 Golpes mecánicos

Los fotomultiplicadores deben ser protegidos contra golpes y vibraciones. Los golpes y las vibraciones pueden transmitirse a los dínodos y afectar la ganancia.

2.4 Requisitos de los fotomultiplicadores en ANTARES

Son varios los requisitos impuestos en los fotomultiplicadores para ANTARES [27] como consecuencia de los estudios físicos que se pretende llevar a cabo y de las características del detector. Los más importantes aparecen a continuación.

- **Tamaño del fotomultiplicador compatible con el de la esfera Benthos**. Como los fotomultiplicadores van a estar alojados en el interior de las esferas resistentes a la presión (esferas *Benthos*) su tamaño debe ser tal que pueda caber junto con los otros componentes que configuran un módulo óptico (malla de μ-metal, gel óptico, electrónica, etc.). Esto impone que el radio de curvatura del fotocátodo sea menor de 19.0 cm y que la altura total del fotomultiplicador sea menor de 35 cm.

- **Tiempo de subida de la señal menor de 5 ns y su anchura a mitad del máximo menor de 10 ns**. Este requisito se impone para conseguir buena resolución temporal en los sucesos. Dado que la traza del muón se reconstruye a partir de los tiempos de llegada de la luz a cada fotomultiplicador, la resolución angular del detector está relacionada con su resolución temporal. Para conseguir una buena resolución angular es preciso tener una buena resolución temporal.

- **Tasa de pulsos de corriente oscura inferior a unos 20 Hz/cm^2 de fotocátodo**. Se consideran los pulsos que sobrepasan un umbral de 0.5 fotoelectrones. Este requisito supone que en un fotomultiplicador de 10" la tasa de corriente oscura no represente más allá de

10 kHz, el 25% de la tasa de cuentas debida al ^{40}K. En un fotomultiplicador de 8" no debe ser mayor de unos 6 kHz.

- **Amplitud de la señal de un fotoelectrón superior a 50 mV**. Una vez sumergidos los fotomultiplicadores en el mar, sólo cuando la traza de un muón pase relativamente cerca dejará una señal de varios fotoelectrones. Lo más frecuente serán sucesos de un único fotoelectrón. Por tanto, se requiere una buena respuesta ante un único fotoelectrón. Para evitar el uso de amplificadores y debido al ruido electrónico, se exige que los fotomultiplicadores trabajen con señales de un único fotoelectrón cuya amplitud sea superior a 50 mV. Con los requisitos temporales que se imponen, estos valores suponen una ganancia de trabajo del fotomultiplicador igual o superior a 10^7, la cual debe conseguirse a un voltaje no excesivamente alto.

- **Linealidad en el ánodo mejor que 30-50 fotoelectrones y en el último dínodo mejor que 60-100 fotoelectrones.** Se desea leer la señal del fotomultiplicador del ánodo y del último dínodo de cada fotomultiplicador. Cuando la traza de un muón pase muy cerca de un módulo óptico dejará varios fotoelectrones. La información del número de fotoelectrones producidos puede ser utilizada para reconstruir la energía del muón. Esto significa que los fotomultiplicadores deben tener una buena linealidad para poder calcular el número correcto de fotoelectrones a partir de la carga recogida. La señal del ánodo debe mantener la linealidad dentro de un 10% hasta un límite de unos 30-50 fotoelectrones. Por encima de este número se podrá leer la señal del último dínodo, lo que permitirá aumentar el rango de linealidad. Para el último dínodo se exige que la linealidad esté dentro de un 10% hasta unos 60-100 fotoelectrones.

- **Tasa de *pre-pulses*, *late-pulses* y *after-pulses* menor que el 1%, 1% y 10% respectivamente**. Estos pulsos son peligrosos porque están sincronizados con el pulso verdadero por lo que pueden ser peligrosos en la reconstrucción de algunos tipos de sucesos como los multimuones.

- **Cociente pico/valle del orden de dos**. En el espectro de carga de un fotoelectrón se exige que el cociente entre el pico y el valle sea del orden de dos (o superior). Los fotomultiplicadores que cumplan este requisito poseerán una buena resolución para los sucesos de un único fotoelectrón, lo que asegura la calibración del fotomultiplicador con la señal de un fotoelectrón.

- **Otros**. Existen otras propiedades como estabilidad, tolerancia a las condiciones ambientales, a los golpes mecánicos, etc. para los que no se ha definido un criterio todavía, pero que pueden ser importantes.

El fotomultiplicador más conveniente que se vaya a utilizar debe, además de cumplir todos estos requisitos, optimizar dos condiciones más que se relacionan directamente con las prestaciones de todo el detector. Se trata del área efectiva del fotomultiplicador y de su resolución temporal (TTS).

2.4.1 Área efectiva del fotomultiplicador

El número de fotomultiplicadores que se planea utilizar es bastante elevado, unos 1000 fotomultiplicadores en 13 líneas para la primera fase. Sin embargo, la densidad de fotomultiplicadores apenas llega a unos 10^{-5} por metro cúbico. En estas condiciones, el área efectiva del detector, que determina el número de neutrinos cósmicos que se pueden detectar, está directamente relacionada con el área del fotocátodo del fotomultiplicador. Para aumentar la señal en nuestro detector conviene que el área de cada fotomultiplicador sea lo mayor posible, dentro de las limitaciones impuestas por la esfera Benthos.

La relación entre el área del fotomultiplicador y la del detector se puede cuantificar si se considera el número de fotolectrones que ve un fotomultiplicador cuando un muón pasa a una distancia d, $N_{pe}(d)$:

$$N_{pe}(d) \approx A_{PK} \times \eta \times \epsilon_{col} \times \frac{\Phi_\gamma^0}{d} e^{-d/L_{aten}} \tag{2.13}$$

donde A_{PK} es el área del fotocátodo, η es la eficiencia cuántica, ϵ_{col} es la eficiencia de colección, Φ_γ^0 es el número de fotones emitidos por la fuente a una distancia de un metro y L_{aten} es la longitud de atenuación de la luz en el agua (55 m para λ=480 nm).

La distancia a la cual un muón podrá ser detectado (R_{ef}) será aquella para la cual $N_{pe} = 1$. A partir de la expresión anterior obtenemos:

$$R_{ef} \propto A_{PK} \times \eta \times \epsilon_{col} \tag{2.14}$$

El producto del área del fotomultiplicador por la eficiencia cuántica y de colección es lo que se llama área efectiva del fotomultiplicador (A_{ef}). Si el flujo de neutrinos emitido por una fuente cósmica es Φ_ν, el número de neutrinos detectados por una línea del detector en un intervalo de tiempo t será aproximadamente:

$$S = \pi \times R_{ef}^2 \times \Phi_\nu \times t \tag{2.15}$$

donde t es el tiempo de observación de la fuente.

2.4.2 Resolución temporal del fotomultiplicador

La relación entre la resolución temporal del fotomultiplicador y la resolución angular del detector se obtiene a partir de una simulación completa del detector teniendo en cuenta el efecto del *trigger* y del algoritmo de reconstrucción. A partir de simulaciones Monte Carlo [17] se ha obtenido:

$$\sigma_\theta = 0.2^\circ \times \sqrt{\left(\frac{\sigma_{cal}}{1ns}\right)^2 + \frac{\sigma_{TTS}}{1ns}} \tag{2.16}$$

donde σ_{cal} tiene en cuenta errores sistemáticos como los de calibración (~1 ns) y σ_{TTS} es la incertidumbre debida a las fluctuaciones en el tiempo de tránsito de los electrones en el fotomultiplicador. Lo que aparece como σ_{TTS} es el RMS de la distribución de tiempos de tránsito, no el FWHM. El objetivo es conseguir una calibración global del detector con una precisión del orden de 1 ns. Por ello, para no degradar significativamente la resolución temporal σ_{TTS} debe ser también del orden de 1 ns.

Una razón por la que conviene tener una buena resolución temporal es por la presencia del fondo isotrópico de neutrinos atmosféricos. La única forma de ver un objeto astronómico puntual es contando el número de sucesos en un bin particular del cielo y detectando un exceso de señal sobre el fondo. La significancia de detección de una fuente está dada por el cociente señal/fondo. El fondo vendrá dado por:

$$B = \pi \times R_{ef}^2 \times \Phi_{fondo} \times \frac{\sigma_\theta^2}{4\pi} \times t \tag{2.17}$$

donde Φ_{fondo} es el flujo de neutrinos atmosféricos por unidad de ángulo sólido.

Para incrementar la eficiencia de detección de una fuente puntual hay que incrementar el cociente $\frac{A_{ef}}{\sigma_\theta}$. Para ello, y según lo que hemos visto, los fotomultiplicadores deben optimizar el factor de calidad:

$$Q = \frac{A_{ef}}{\sqrt{1 + \frac{\sigma_{TTS}}{1ns}}} \tag{2.18}$$

Esto significa buscar fotomultiplicadores de gran fotocátodo con muy buena resolución temporal.

2.5 Fotomultiplicadores estudiados

Se han estudiado tres fotomultiplicadores que se ajustaban bien a los requisitos mencionados en la sección anterior.

Por una parte el modelo R5912-02 y el modelo R7081-20 de la compañía japonesa Hamamatsu y por otra parte el modelo 9353 de la inglesa ETL (*Electron Tubes Limited*). Hasta la fecha estos son los modelos más adecuados para ANTARES que ofrecen las dos compañías aunque existen contactos para hacer nuevos desarrollos, más adecuados para este detector, por estas y otras compañías.

El número total de fotomultiplicadores estudiados ha sido de cuatro, dos de ETL y uno de cada modelo de Hamamatsu. Todos los fotomultiplicadores comparten la característica de un fotocátodo semiesférico de gran diámetro, unido a una cadena de amplificación que permite ganancias superiores a 10^8. A continuación se describen algunas de las características de cada uno de estos modelos.

2.5.1 ETL 9353

Se trata de un fotomultiplicador con un fotocátodo semiesférico de 8" de diámetro. El fotocátodo, compuesto de biálcali, posee una eficiencia cuántica en el máximo del 20% en los 470 nm.

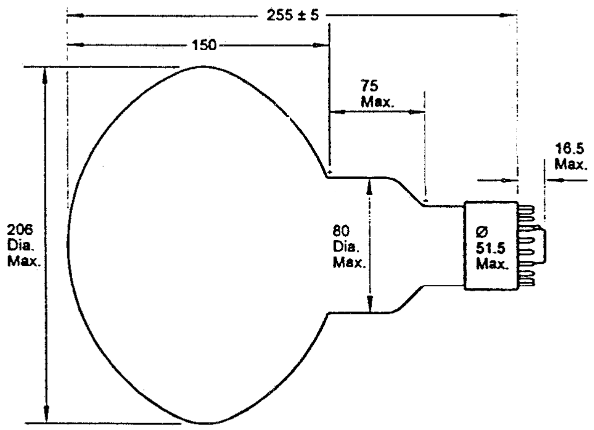


Figura 2.7: Esquema del fotomultiplicador ETL9353

La cadena de amplificación de 12 etapas le permite alcanzar una ganancia de 10^8 en torno a los 1400 V. El TTS es de ~ 2 ns, según el fabricante.

Se han estudiado dos fotomultiplicadores de este modelo, con número de serie 477 y 481. Un esquema de este modelo de fotomultiplicador aparece regogido en la figura 2.7.

2.5.2 Hamamatsu R5912-02

Al igual que el anterior es un fotomultiplicador de fotocátodo semiesférico de 8" de diámetro. También está hecho de biálcali con el máximo de eficiencia cuántica del 20% a 470 nm.

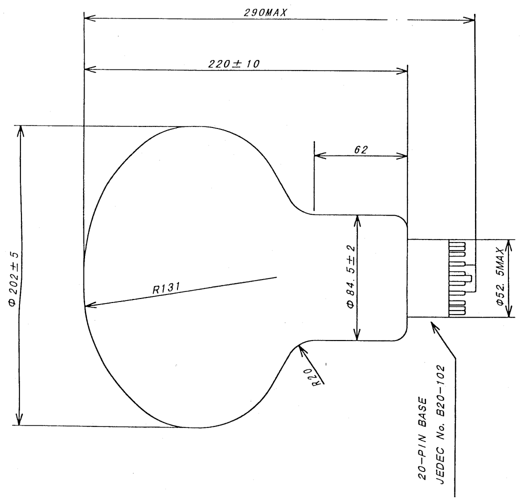


Figura 2.8: Esquema del fotomultiplicador Hamamatsu R5912.

En este caso la cadena de amplificación es de 14 etapas (dos más que el fotomultiplicador de ETL) con lo que puede alcanzar ganancias de hasta 10^9, en torno a unos 1700 V según el fabricante. También según Hamamatsu, el cociente pico/valle está por encima de 2.5 y el TTS es del orden de 2.5 ns.

El fotomultiplicador estudiado posee el número de serie BB6940. La figura 2.8 muestra un diagrama de este fotomultiplicador.

2.5.3 Hamamatsu R7081-20

Se trata de un modelo mejorado a partir del modelo R5912-02. En este caso el fotocátodo semiesférico posee un diámetro de 10", lo que representa un aumento del 25% sobre el 8"[2].

En la figura 2.9 se muestra un diagrama con sus dimensiones. Este modelo posee la misma cadena de amplificación que el 8", por lo que comparten el mismo divisor de voltaje. Los parámetros del fotomultiplicador son, según el fabricante, similares a los del 8", excepto la tasa de corriente oscura y el TTS. En este caso estos dos parámetros son mayores, lo que depende en gran medida del tamaño del fotocátodo.

[2]Este es el aumento dado por el cociente de los diámetros. En la práctica, el aumento real de la superficie efectiva del fotomultiplicador se mide examinando toda la superficie del fotomultiplicador.

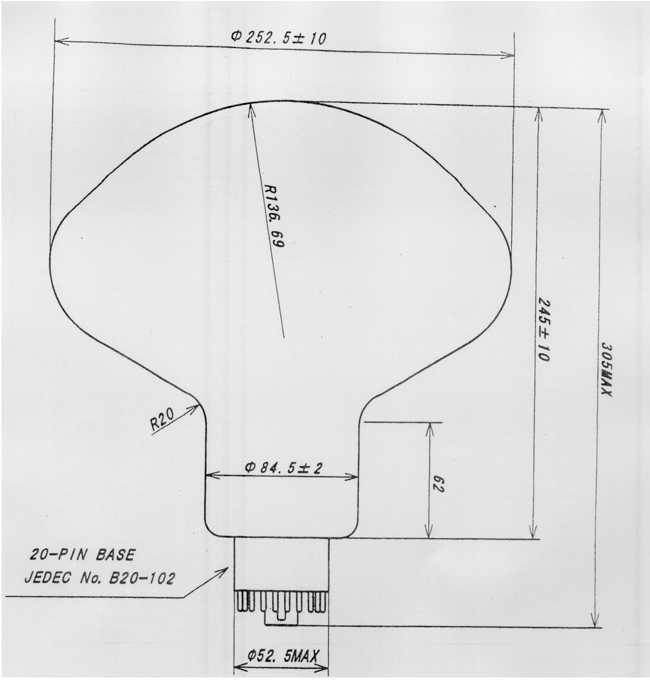


Figura 2.9: Esquema del fotomultipliador R7081.

El fotomultiplicador estudiado es el que posee el número de serie ZW1773.

Capítulo 3

Laboratorio de medida de fotomultiplicadores

En este capítulo hacemos una breve descripción del laboratorio y del equipo utilizado para obtener las medidas y los resultados que aparecen en los siguientes dos capítulos. La caracterización de fotomultiplicadores vino precedida por la preparación y puesta a punto de los medios necesarios para llevar a cabo los diversos estudios. Antes de comenzar las medidas fue necesario habilitar soluciones mecánicas para colocar los fotomultiplicadores y las fuentes de luz, escribir los programas que controlan la adquisición de datos y comprobar la fiabilidad de todo el montaje: mecánica, electrónica, programas, etc.

En este capítulo se describe dicho montaje y los diversos medios empleados en las medidas.

3.1 Descripción del montaje

Como hemos visto, los fotomultiplicadores son dispositivos muy sensibles a la luz y que por tanto es preciso operar en condiciones de muy baja iluminación. En nuestro laboratorio, los fotomultiplicadores trabajan en un espacio completamente aislado de la luz ambiental. Se ha construido una gran caja oscura de madera (80 cm $\times$ 80 cm $\times$ 140 cm) cuyo diseño impide la entrada de luz en el interior. Además, una cortina de tela opaca recubre la caja aumentando su hermeticidad.

En el interior se coloca el fotomultiplicador en posición vertical. Una malla de μ-metal conectada a tierra rodea al fotomultiplicador proporcionándole aislamiento frente al campo magnético terrestre. En la parte superior de la caja se coloca la fuente de luz. Como fuentes luminosas disponemos de LEDs azules Nichia NSPB500 y de un láser de Nd-YAG cuya luz es transportada hasta la caja a través de una fibra óptica. Para difundir la luz se utiliza un difusor lambertiano[1].

La distancia entre el fotomultiplicador y la fuente luminosa se ha mantenido constante a una distancia de más de 50 cm lo que asegura una iluminación uniforme sobre el fotocátodo. Sin embargo, el diseño de la caja permite variar esta distancia en caso necesario. En la figura 3.1 puede verse un esquema del interior de la caja.

[1] La luz es difundida siguiendo una distribución angular en $\cos\theta$. El objetivo es conseguir una iluminación cercana a onda plana sobre todo el fotocátodo del fotomultiplicador.

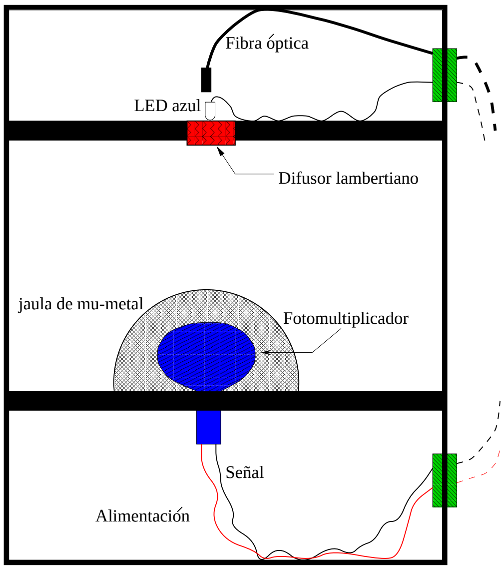


Figura 3.1: Esquema del interior de la *caja oscura* donde se colocan los fotomultiplicadores y la fuente de luz.

Figura 3.2: Fotografía de un fotomultiplicador Hamamatsu R5912-02 (8") en el interior de la caja oscura. En ella aparece también un disquete como referencia de tamaño.

Las conexiones necesarias entre el interior de la caja y el exterior se realizan a través de unas placas de aluminio que contienen conectores LEMO y de alta tensión. La fibra óptica se hace pasar por un agujero en la placa superior. Como puede apreciarse en la figura, al fotomultiplicador se conectan el cable que lleva el voltaje de alimentación y otro que extrae la señal del ánodo. Cuando se utiliza el LED azul es necesario un cable que lleve la señal pulsadora del LED. El resto de conexiones en la placa de aluminio permiten alimentar otro fotomultiplicador o fotodiodo, cuando alguna medida así lo requiera.

La figura 3.2 muestra una imagen de uno de los fotomultiplicadores en el interior de la caja oscura. En la figura también se observan las conexiones que se han realizado en la caja. Las conexiones que no se utilizan están tapadas para evitar el paso de luz a través de ellas.

En la caja oscura se ha instalado un sistema de seguridad que desconecta la fuente de alimentación del PM en caso de que se abra accidentalmente la caja cuando el PM está en funcionamiento.

3.2 Adquisición de datos

Las medidas que se llevan a cabo proporcionan información que debe ser leída, interpretada y finalmente almacenada en un lugar que asegure su recuperación. Además, todo ello debe realizarse de una forma rápida y eficiente. Por ello, elegimos una arquitectura basada en GPIB (IEEE488) para el sistema de adquisición. El bus GPIB es un estándar para la comunicación empleado en una gran cantidad de dispositivos comerciales (osciloscopios, generadores de pulsos, fuentes de alimentación, etc). Permite la conexión de hasta un máximo de 32 dispositivos en una misma red. Cada uno posee una dirección GPIB única para poder ser controlado de forma independiente.

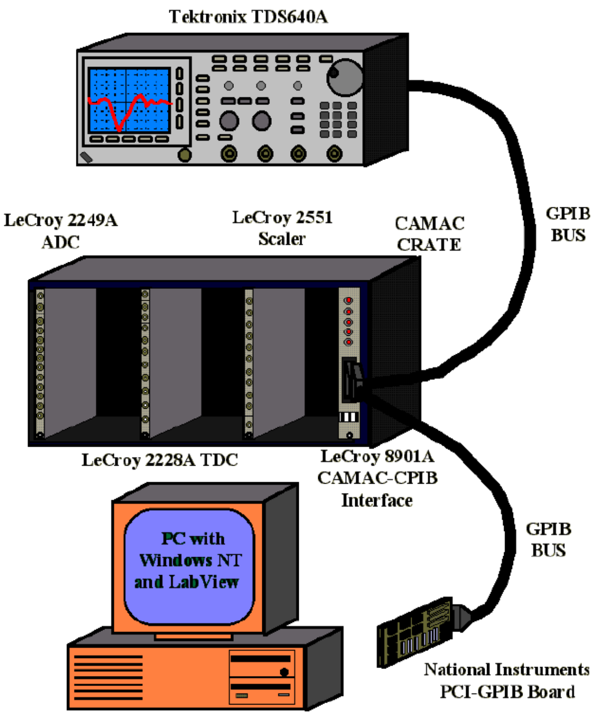


Figura 3.3: Conexión de dispositivos a través del bus GPIB (IEEE488).

Tanto el osciloscopio como el *controlador de crate*[2] CAMAC están conectados por medio del bus GPIB con el ordenador. La conexión del GPIB con el ordenador se hace a través de la tarjeta de

[2]En inglés *crate controller*, controlador de las operaciones de lectura/escritura de los módulos en el *crate* CAMAC.

National Instruments PCI-GPIB. En la figura 3.3 se muestra la forma en la que están conectados los dispositivos GPIB.

En la figura 3.4 se representa un esquema general que muestra como está organizada la adquisición de datos.

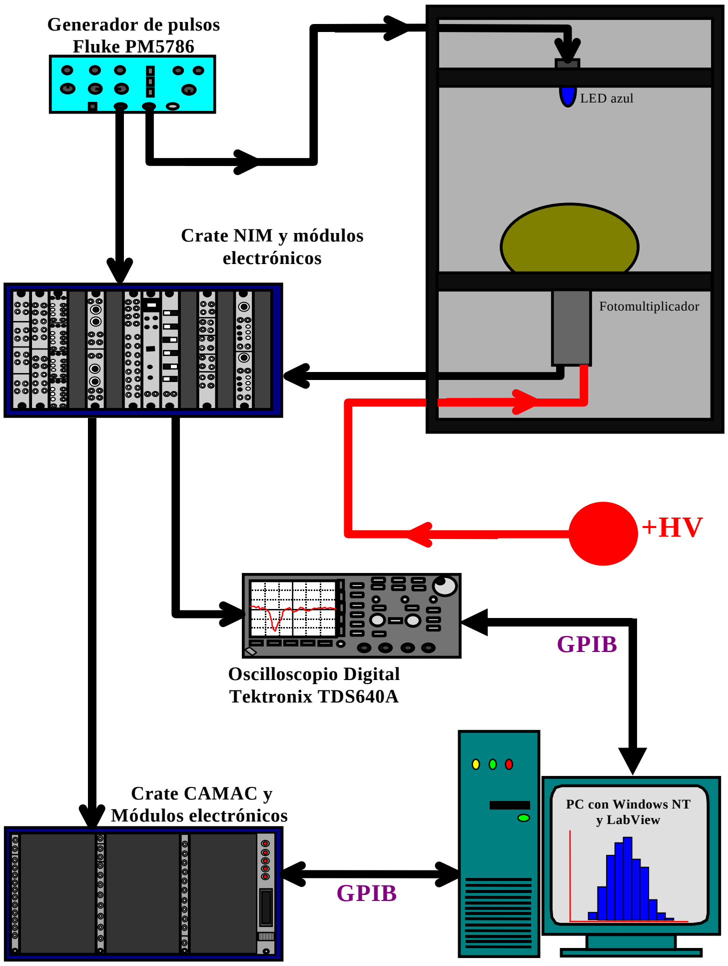


Figura 3.4: Esquema general del sistema de adquisición. El generador de pulsos se utiliza para dar la señal de disparo para el LED (o el láser). El ordenador puede comunicarse a través del bus GPIB con el *crate* CAMAC o con el osciloscopio por medio de los programas desarrollados a tal efecto.

La electrónica empleada en la adquisición de los datos está dividida en dos partes. La parte NIM encargada de realizar diversas operaciones sobre las señales antes de ser digitalizadas, y la parte CAMAC encargada de realizar medidas de carga, de diferencias de tiempos y de número de pulsos. En la figura 3.5 mostramos el armario (*rack*) donde están instaladas las *crate* NIM y CAMAC. En la parte inferior de la fotografía aparece también el generador de pulsos empleado.

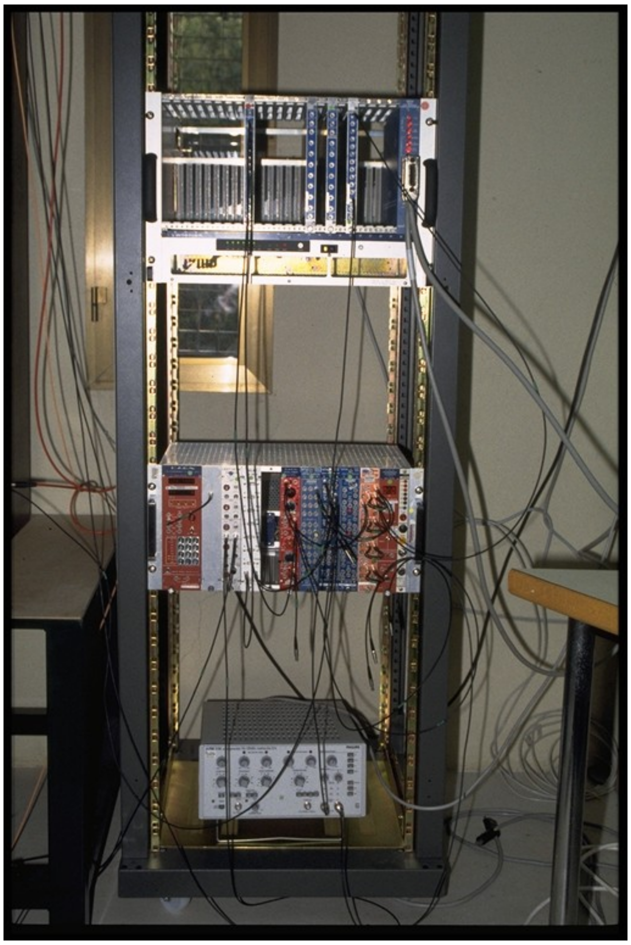


Figura 3.5: Armario donde se encuentran la *crate* CAMAC (arriba), la *crate* NIM (en medio) y el generador de pulsos Fluke PM5786 (abajo).

3.2.1 Electrónica NIM

Dentro de los estándares de la electrónica empleada en física nuclear y de partículas el estándar NIM es uno de los más empleados. Describe tanto el tipo de señal como las características mecánicas y eléctricas de los módulos y la *crate* (cajón) donde se alojan. Los módulos más empleados en nuestros distintos montajes han sido:

- Fuente de Alimentación CAEN N470. Es la fuente de alto voltaje empleada para alimentar los diferentes fotomultiplicadores estudiados. Se trata de una fuente estabilizada de voltaje que permite alimentar con voltajes independientes hasta un máximo de cuatro canales. El voltaje máximo es de 8000 V y la corriente máxima de 1 mA. Esta fuente de alimentación puede ser controlada remotamente mediante el protocolo CAENET y el módulo CAMAC C117B de CAEN.

  Es importante una buena calibración de la fuente de alta tensión puesto que con el tiempo la fuente puede derivar y el voltaje que se selecciona puede ser distinto del que le llega al fotomultiplicador. La fuente ha sido calibrada en varias ocasiones durante el periodo de medidas para asegurar que el voltaje indicado era el correcto.

- *Light Diode Driver* (LDD). Se trata de un módulo NIM que puede pulsar un LED y producir pulsos de luz muy cortos ($\approx$ 2 ns). Para ello necesita una señal de disparo que debe ser la señal NIM complementaria del pulso que se desea producir en el LED. Este módulo permite controlar la cantidad de luz emitida mediante un tornillo en el módulo o mediante un voltaje continuo aplicado exteriormente con una fuente de voltaje.

- Amplificador Lineal. Se trata de un amplificador rápido que permite amplificar la señal en un factor 10. Posee 12 canales independientes y un máximo de dos salidas para cada canal. Todas las salidas del canal utilizado deben estar terminadas con una impedancia de 50 Ω.

- *Linear Fan In-Fan out*. Este es un módulo capaz de proporcionar hasta cuatro señales idénticas a la señal de entrada. También puede invertir la señal de entrada, proporcionando hasta cuatro señales de signo opuesto a la original. En nuestros montajes este módulo ha servido principalmente para conseguir una señal negativa a partir de las señales positivas que proporcionan los fotodiodos o para conseguir cuatro señales del fotomultiplicador idénticas que son suministradas a distintos discriminadores. El precio que hay que pagar por la inversión del signo de la señal es una importante atenuación si la amplitud es mayor de 1 V.

- Atenuador Programable. Es un módulo que permite atenuar la señal hasta en 66 dB (20 dB $\equiv$ factor 10). Al igual que la fuente de alimentación CAEN N470, este módulo también puede ser controlado remotamente via el protocolo CAENET.

- Discriminador de Fracción Constante. Es un módulo que proporciona una señal lógica NIM (de unos –800 mV de amplitud) si la señal que le llega sobrepasa el umbral fijado. El umbral puede regularse desde un mínimo de $\approx$30 mV hasta un máximo de 1 V. La señal es generada al 20% de la altura máxima, con lo cual se reducen las fluctuaciones (*jitter*) que aparece en un discriminador convencional con señales de distinta amplitud. Tres tornillos en el panel frontal de cada uno de los cuatro discriminadores integrados en el mismo módulo permiten un ajuste del umbral de discriminación, un ajuste de la duración de la señal producida y un ajuste fino del cero.

- *Dual Timer*. Este módulo puede generar una puerta de amplitud –800 mV cuya duración es variable. La mayoría de las veces se ha utilizado para generar la puerta de integración en el ADC. Sin embargo, es un módulo muy versátil que permite su utilización en distintos montajes.

- Módulo de retrasos. Es un módulo que permite retrasar las señales de forma pasiva (haciendo viajar la señal por un cable). La ventaja del retraso pasivo es que no introduce ruido adicional, el inconveniente es que atenúa las señales, tanto más cuanto mayor sea el retraso.

Todos estos módulos están alojados en una *crate* NIM de 200 W. Esta *crate* proporciona alimentación y soporte mecánico a los módulos, pero no realiza ninguna operación sobre ellos. Las conexiones entre los módulos se realizan a través de conectores y cables de tipo LEMO.

3.2.2 Electrónica CAMAC

Una vez la señal está preparada (para ser integrada, para medir diferencias de tiempos, etc.) se lleva hasta los módulos CAMAC para ser digitalizada y obtener la información que finalmente se transportará hasta el ordenador para su lectura. Los módulos CAMAC se encuentran alojados en una *crate* CAMAC. Esta *crate*, a diferencia de la NIM, no sólo alimenta los módulos y les ofrece soporte mecánico, sino que posee un sistema de transmisión de señales que permite que cada módulo pueda comunicarse con el módulo que ocupa las estaciones 24 y 25, llamado controlador del *crate* (*crate controller*). El controlador es el módulo encargado de arbitrar la lectura/escritura de los módulos CAMAC utilizando el protocolo CAMAC. En nuestro caso, el controlador es un módulo que además hace de interfaz entre CAMAC y GPIB.

Los módulos CAMAC empleados son los siguientes:

- LeCroy 8851A Interfaz GPIB-CAMAC. Este es el módulo que se encarga de controlar las distintas operaciones CAMAC y a la vez hace de interfaz con el bus GPIB que conecta el *crate* con el PC. Todas las operaciones CAMAC pasan por este módulo.

  Las instrucciones que vayan dirigidas a un módulo CAMAC situado en el *crate* deben ser enviadas via GPIB hasta el 8851A. Una vez allí este módulo las lee y actúa en consecuencia, ejecutando la función CAMAC que haya sido indicada (borrar contenidos de un módulo, escribir sobre un módulo, leer de un módulo, esperar a que un módulo envíe una señal LAM, etc.).

  Desde el punto de vista del GPIB, este módulo es un dispositivo más. Posee una dirección de GPIB como la de cualquier otro dispositivo, como por ejemplo, el osciloscopio. La forma de acceder a un módulo CAMAC en particular dentro de la *crate* es la prescrita en el protocolo CAMAC. Cada módulo tiene una dirección única que es el número de la estación que ocupa en el *crate* y se añade una subdirección dentro del módulo en aquellos casos en que es necesario (por ejemplo para indicar qué canal del módulo se va a leer cuando existen varios). Los módulos le indican al controlador que han terminado una adquisición, mediante una señal conocida como LAM (*Look At Me*)

- LeCroy 2249A ADC. Se trata de un ADC[3] con 12 cananles independientes, capaz de integrar la carga de una señal eléctrica en un rango de 0 a 256 pC con una resolución de 10 bits (0.25 pC/bin). El 2249A puede integrar simultáneamente la carga de sus 12 canales con una PUERTA (en inglés *GATE*) común para todos.

  La PUERTA es la señal lógica que es preciso mandar al ADC para que éste pueda integrar la carga en el intervalo de tiempo que comprende la señal. El pulso a integrar debe estar dentro de la región definida por la PUERTA. Cuando lo que se integra es ruido (no hay señal en coincidencia con la PUERTA) un ADC integra una carga que no es cero. El valor de la carga al integrar ruido es lo que se conoce como *pedestal*. Como una señal está siempre superpuesta sobre el ruido, el resultado de cualquier integración de carga es la carga correspondiente a la señal más el pedestal. Por tanto, siempre hay que sustraer la contribución del pedestal a cualquier carga medida con el ADC. El valor del pedestal se puede ajustar de forma independiente para cada canal mediante un tornillo presente en uno de los laterales del módulo.

  El modo de operación del 2249A ADC es el siguiente. El ADC espera la llegada de una PUERTA que le indique que puede comenzar la integración. Con la llegada de una PUERTA el módulo ya no es sensible a la llegada de más puertas. Cuando ha terminado la integración de carga, el ADC genera una señal LAM que le indica al controlador que ya puede ser leído. Una vez leído el módulo y borrados los datos de la última integración de carga, el módulo está listo para una nueva adquisición con la llegada de la siguiente PUERTA.

[3]Del inglés Analogic to Digital Converter, conversor analógico-digital

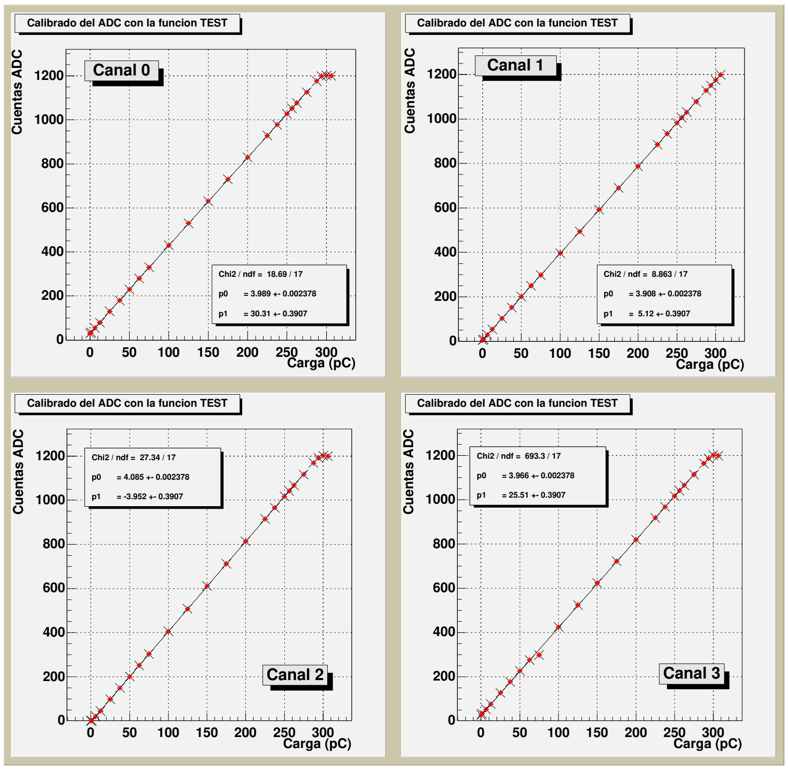


Figura 3.6: Ejemplo del calibrado del ADC para los canales 0 a 3. Puede observarse que el bit de *overflow* se comporta como un bit adicional capaz de prolongar el rango dinámico del ADC de los 1024 canales nominales hasta unos 1200.

Todas estas operaciones no se realizan de forma automática dentro del *crate* CAMAC, sino que requieren unos programas ejecutándose en el PC que den al controlador las órdenes: esperar, leer el ADC, inicializarlo, etc. En la sección 3.4 se describen las rutinas para la adquisición de datos.

Es necesario comprobar que las especificaciones del ADC se cumplen, por lo que hemos realizado un calibrado del ADC (véase la figura 3.6). Además, hemos comprobado que la carga integrada por el ADC es la misma que la que se obtiene utilizando el osciloscopio.

- LeCroy 2228A TDC. En este caso se trata de un módulo capaz de medir diferencias de tiempo entre dos señales lógicas NIM. Posee una resolución de 11 bits y puede operar en tres escalas de tiempos: 50 ps/canal, 100 ps/canal y 200 ps/canal. Posee 8 canales independientes que pueden medir diferencias de tiempo con respecto a una misma señal de INICIO.

  El funcionamiento del TDC es completamente análogo al del ADC con la diferencia de que el comienzo de la medida la da la señal de INICIO y termina en cada canal con la llegada de la señal de FIN o bien simultáneamente en todos con la llegada de la señal de FIN COMÚN[4].

  Se ha realizado un calibrado del TDC utilizando para ello un generador de pulsos capaz de generar dos señales NIM independientes con un retraso relativo variable. Un ejemplo del

[4]En inglés COMMON STOP.

calibrado de un canal del TDC aparece en la figura 3.7.

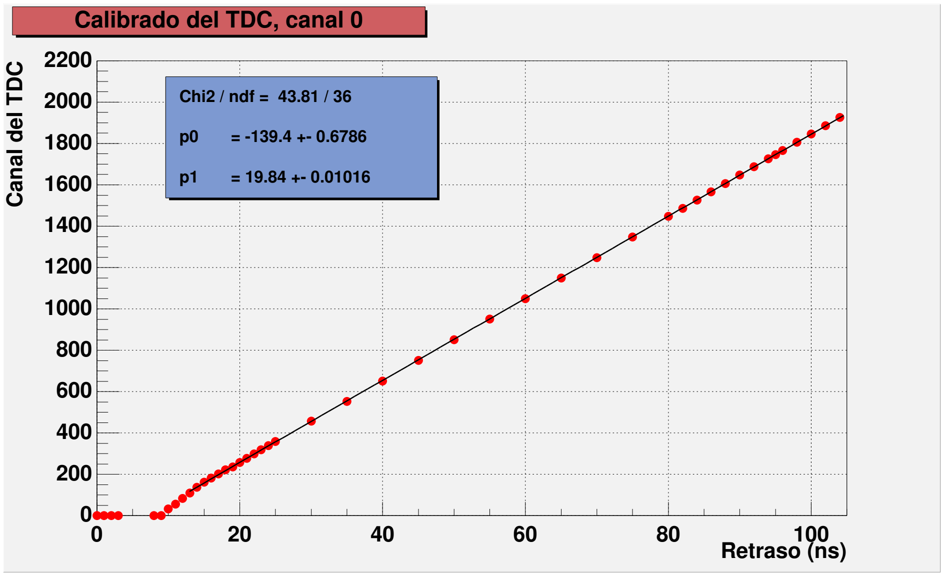


Figura 3.7: Ejemplo del calibrado del canal 0 del TDC para la escala de 50 ps/canal. Se han generado dos señales con distintos retrasos relativos y se ha medido la respuesta del TDC. Por debajo de 15 ns de retraso no es conveniente la utilización del TDC, por debajo de 10 ns no funciona.

- LeCroy 4451 Scaler. Este es un módulo CAMAC capaz de contar el número de señales lógicas NIM que le llegan hasta un máximo de $2^{16} - 1$ (16 bits), a cada uno de sus 12 canales independientes. Su operación es más sencilla que la de los otros módulos CAMAC, puesto que se limita a contar pulsos hasta que el controlador le pide leer el número o pone a cero el contador.

- CAEN C117B. Este módulo CAMAC sirve para controlar de forma remota la fuente de alimentación NIM (CAEN N470) y el atenuador NIM programable. Algunos módulos CAEN tienen la posibilidad de conectarse entre ellos a través del protocolo CAENET mediante un cable LEMO que conecte los distintos dispositivos. Este módulo CAMAC es la interfaz entre los protocolos CAMAC y CAENET. La secuencia para acceder a un módulo CAEN via CAENET es la siguiente: desde el ordenador se manda la instrucción a través del bus GPIB hasta la interfaz GPIB-CAMAC, ésta le manda la instrucción al módulo CAEN C117B y éste via CAENET la manda hasta el módulo correspondiente.

El control de todos los módulos CAMAC se realiza mediante programas escritos bajo LabView [28].

3.3 Otros componentes electrónicos

- El osciloscopio [29]. Además de una pieza fundamental del laboratorio, el osciloscopio también ha sido una parte importante del sistema de adquisición. Hemos utilizado un Tektronix

TDS640A que posee un ancho de banda de 500 MHz y capacidad de recoger 2×10^9 muestras por segundo. Se encuentra conectado al ordenador a través del bus GPIB (ver figura 3.3) con lo que se pueden controlar todas sus funciones desde el PC con la ayuda de los programas adecuados. Las posibilidades que ofrece el osciloscopio van desde la medida de algunos parámetros interesantes de la señal del fotomultiplicador (amplitud, tiempo de subida, duración, etc.) hasta el muestreo de la señal con 500, 1000 ó 2000 puntos, lo que permite analizar toda la forma de onda con gran precisión.

El programa para el manejo del osciloscopio a través del GPIB también ha sido escrito bajo LabView^{TM}.

- Generador de Pulsos. El generador de pulsos Fluke PM5786 se ha utilizado para generar señales de INICIO o de disparo (*trigger*) en varios de los montajes utilizados. Posee dos canales de salida que, sin embargo, no son independientes. El canal B es el complementario del A ($B = \bar{A}$). Esto es muy útil puesto que el *light diode driver* NIM necesita una señal NIM complementaria para pulsar el LED, lo cual deja libre la salida A para hacer otras operaciones (señal de DISPARO). El generador proporciona pulsos positivos o negativos de amplitud, frecuencia y duración variables. La aplicación fundamental que le hemos dado ha sido la de generar la señal adecuada para pulsar la fuente de luz que se utilice en cada caso.

- Otros. Además, se han utilizado otros dispositivos de uso general, como han sido fuentes de alimentación de bajo voltaje, polímetros, fotodiodos, etc.

3.4 Programas de adquisición

La adquisición de datos está controlada por unos programas que se ejecutan en el PC donde también se almacenan los datos. Desde una simple operación de lectura de un dispositivo (osciloscopio, ADC, TDC...) hasta las operaciones más complicadas, todo se controla desde el PC. Los programas han sido escritos bajo el entorno de desarrollo LabView^{TM} 4.1 que utiliza un lenguaje de programación visual muy intuitivo (véase la figura 3.8). El sistema operativo bajo el que corren todos los programas es Windows NT^{TM} Server 4.0.

La utilización de este entorno de desarrollo presenta varias ventajas. Por una parte, es un sistema que permite el desarrollo de aplicaciones de forma sencilla aprovechando muchas rutinas de bajo nivel de los estándares en adquisición de datos más empleados (en particular GPIB). Además, permite modificar fácilmente cualquier programa para adaptarlo a nuevas necesidades, reduciendo considerablemente el tiempo de desarrollo de nuevos programas.

Entre sus inconvenientes cabe destacar que la utilización de LabView^{TM} impone una mayor lentitud en la adquisición. Sin embargo, este inconveniente es poco importante en un sistema de adquisición pequeño como el de nuestro laboratorio.

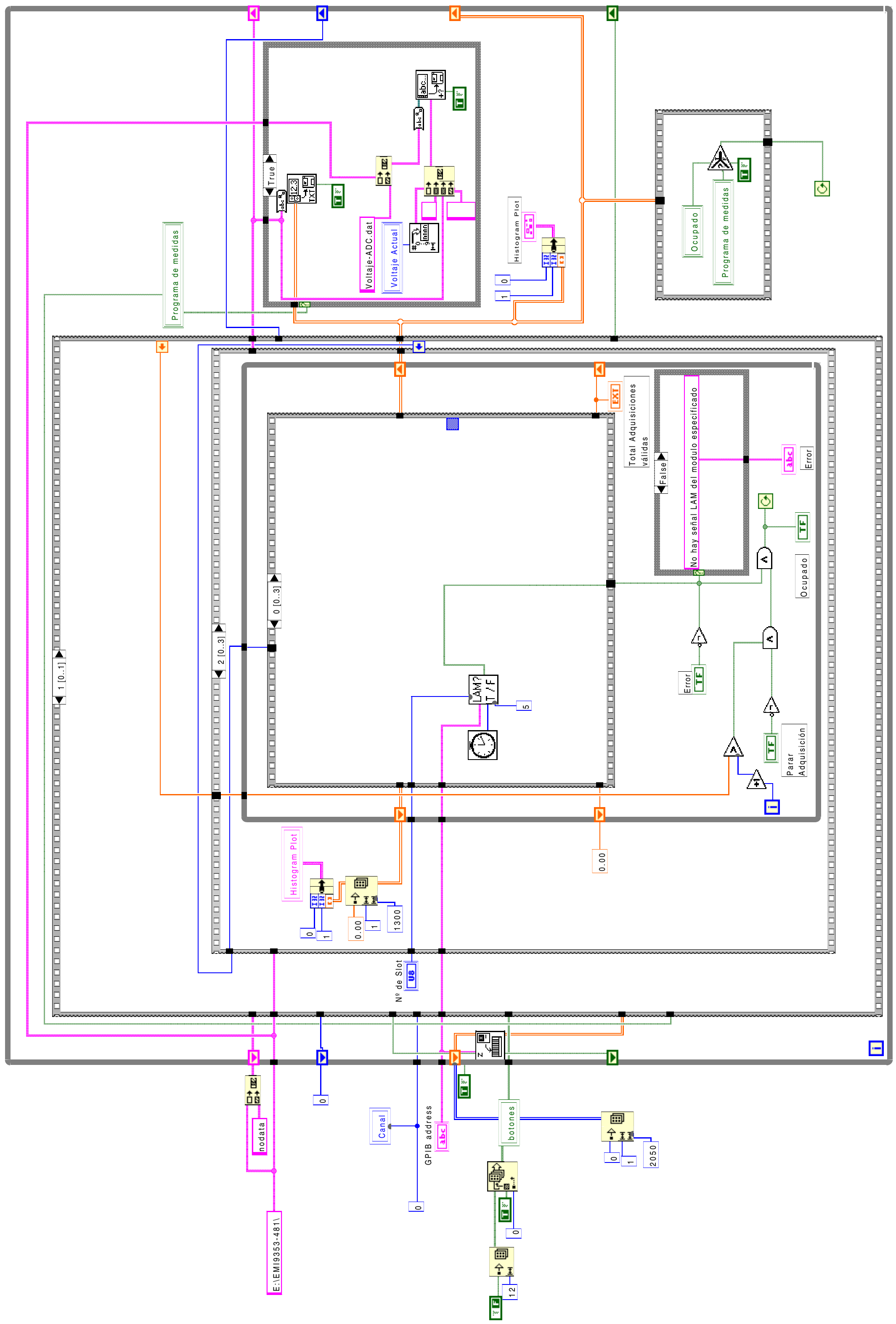


Figura 3.8: Ejemplo del código de uno de los programas para la adquisición de datos escrito en el lenguaje visual del paquete de desarrollo LabView^{TM}.

Cada uno de los programas que se escriben en LabView^{TM} es un *instrumento virtual* o *VI*. Un *VI* se puede escribir de forma que la pantalla del ordenador se convierta en la interfaz con el instrumento. Se pueden crear botones que actúan sobre el instrumento enviando una orden o indicadores que leen el estado del instrumento. En nuestro caso, hemos creado un *VI* para cada módulo CAMAC, el ADC, el TDC, el SCALER y el controlador CAENET.

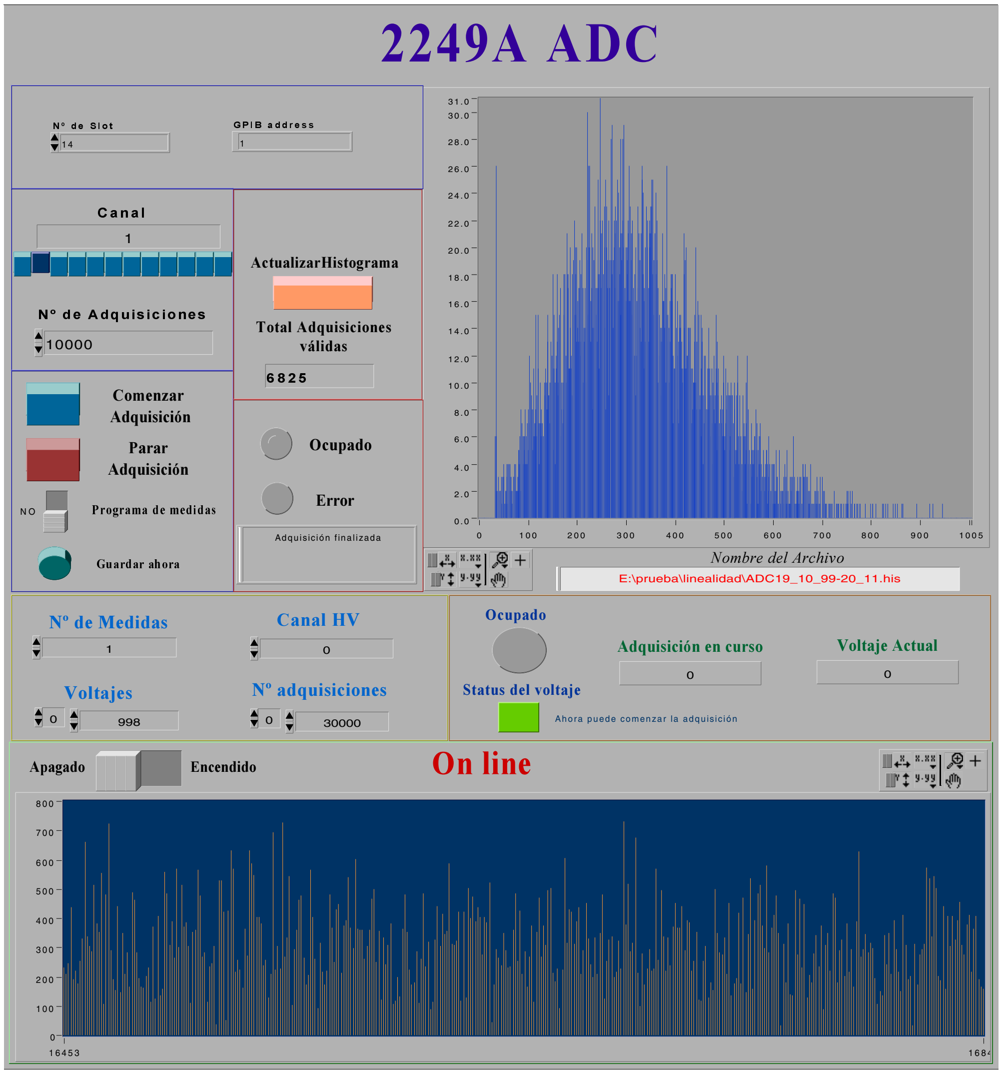


Figura 3.9: Panel frontal del VI encargado de la adquisición de datos con el ADC. Este panel permite elegir el canal del ADC cuya carga se integrará, elegir el número de adquisiciones, programar medidas a varios voltajes, etc. Asimismo, se puede visualizar los datos a medida que se van adquiriendo y su representación en un histograma, como muestra la figura.

En cuanto al osciloscopio, no se ha creado un único *VI*. La razón es que el osciloscopio posee demasiadas funciones y opciones como para poder controlarlo todo desde un único programa. Se ha optado por crear dos *VI*s, uno que permite leer los datos de cualquier medida que realice el osciloscopio (carga, amplitud, retraso entre señales, etc.) y otro que adquiere toda la forma de onda de la señal para buscar picos en ella.

En las figuras 3.9 y 3.10 mostramos dos ejemplos del aspecto externo que presentan estos programas. El primero es el *VI* que controla la adquisición con el ADC, el segundo es el encargado de la adquisición de la forma de onda con el osciloscopio.

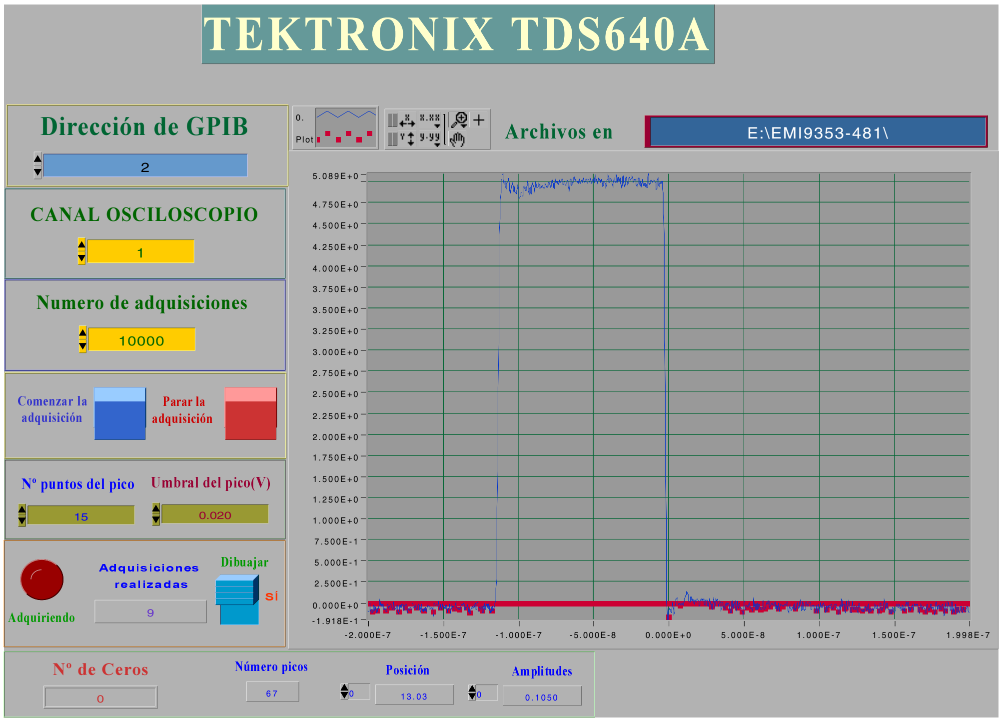


Figura 3.10: Panel frontal del VI utilizado para la adquisición de la forma de onda tomada en el osciloscopio. En este caso, el panel frontal permite seleccionar varias opciones de la adquisición.

Los programas para el control de los módulos CAMAC siguen todos la misma filosofía. Primero se habilita en el módulo que se va a utilizar la posibilidad de producir señales LAM, para ello se utiliza la función CAMAC correspondiente. A continuación se espera a que ese módulo proporcione la señal LAM. Esto depende del módulo: en el caso del ADC ocurrirá cuando termine una integración, en el caso del TDC cuando llegue la señal de FIN, en el caso del Scaler no hay producción de señales LAM y el módulo puede ser leído en cualquier momento. Los módulos que producen una señal LAM son interrogados sobre el estado de su señal LAM hasta que terminan la digitalización y generan la señal. En ese momento, el módulo en cuestión puede ser leído utilizando la función CAMAC correspondiente. A continuación hay que borrar los contenidos del módulo y dejarlo preparado para la siguiente adquisición. Los controladores escritos en LabView^{TM} permiten realizar todas estas operaciones de forma sencilla y transparente a través del bus GPIB.

En el caso del osciloscopio la comunicación se realiza a través de cadenas ASCII que convenientemente formateadas son transmitidas hasta el osciloscopio a través del GPIB. Las características de las funciones a utilizar, así como la información para formatear adecuadamente las cadenas, se encuentra en el manual del osciloscopio.

Los datos adquiridos con cualquiera de los programas anteriores son almacenados en ASCII en el disco duro del ordenador. Posteriormente, son leídos y analizados utilizando el programa ROOT [30]. Se trata de un programa que permite el análisis y representación de datos. Los datos ya analizados pueden ser almacenados con el formato binario que utiliza ROOT en ntuplas, histogramas, etc.

3.5 Fuentes de luz empleadas

Para caracterizar los parámetros más importantes del fotomultiplicador se han utilizado fuentes de luz pulsadas que proporcionaban una pequeña cantidad de luz (típicamente unos pocos fotoelectrones).

Desde el punto de vista de la longitud de onda, es interesante tener una fuente luminosa que se aproxime el máximo posible a las condiciones con las que se encontrará el fotomultiplicador en el detector. Por ello, es interesante utilizar una longitud de onda cercana al azul (470 nm).

Las dos fuentes de luz empleadas han sido un LED azul (λ=475 nm) pulsado con dos tipos de controladores, y un láser de Nd-YAG en el verde (λ=532 nm).

3.5.1 LED azul

Los LEDs son fuentes de luz baratas que permiten conseguir cantidades de luz moderadas (por ejemplo 10^8 γ/pulso) en varias longitudes de onda. Nosotros hemos trabajado con LEDs Nichia NSPB500 que emiten en el azul. Para conseguir del LED pulsos de luz lo más estrechos posibles hemos utilizado nuestro generador de pulsos en combinación con dos circuitos pulsadores. Por un lado el *Light Diode Driver* NIM y por otro un circuito desarrollado en Sheffield por uno de los institutos de la colaboración.

El esquema para pulsar el LED es similar en los dos casos. Por un lado se necesita un nivel de corriente continua que regule la cantidad de luz emitida y por otro una señal de disparo cuya anchura controle la duración del pulso de luz.

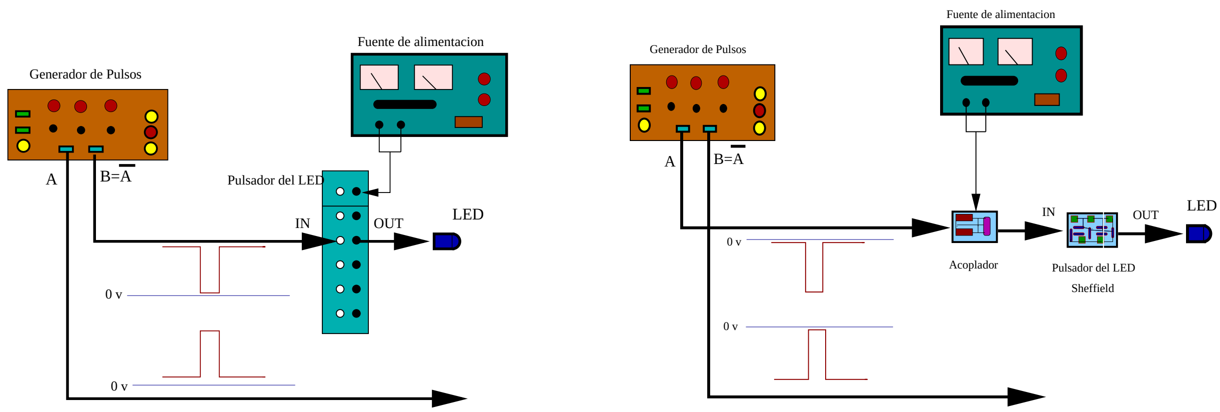


Figura 3.11: Esquema de los dos montajes empleados para pulsar el LED.

Se ha medido la anchura del pulso del LED con el pulsador de Sheffield, para ello se ha empleado un fotomultiplicador R5496 (340 ps de TTS). En la figura 3.12 se muestra la distribución de los tiempos de llegada de fotones individuales al fotomultiplicador. La distribución es una convolución de la distribución temporal de los fotones a la salida del LED y de la respuesta del fotomultiplicador.

Sin embargo, el fotomultiplicador tiene un TTS tan bajo que se puede considerar que su repuesta es una delta en relación con el pulso del LED.

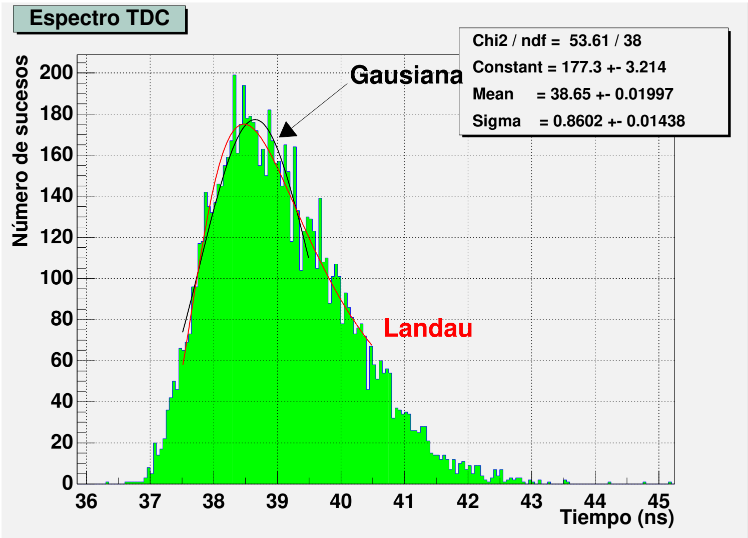


Figura 3.12: Anchura temporal del pulso de luz emitido por el LED pulsado por el circuito de Sheffield. La anchura a mitad de máximo (FWHM) del pulso es de 2 ns.

La distribución de la figura anterior ha sido ajustada con una gausiana y con una distribución de Landau.

3.5.2 Láser Nd-YAG

La otra fuente de luz que se ha empleado en parte de las medidas ha sido un láser de Nd-YAG capaz de producir un pulso de luz muy estrecho (FWHM $\sim$ 0.5 ns). Los láseres de neodimio pertenecen a la familia de los láseres de estado sólido. El neodimio se comporta como una impureza en un cristal de otro compuesto con iones de aproximadamente el mismo tamaño, el YAG ($Y_3AL_5O_{12}$), un cristal sintético. El dopaje con neodimio se realiza en concentraciones del orden de 10^{20} átomos por cm^3 de cristal. La emisión láser del Nd-YAG se produce en el infrarrojo, a 1064 nm, con una anchura de unos 0.45 nm. La vida media del estado excitado es de 240 μs.

En nuestro láser, el bombeo de energía se realiza con un diodo. Se consiguen pulsos luminosos muy cortos utilizando el mecanismo de *Q-switch* pasivo. Este mecanismo consiste en variar de forma drástica el factor de calidad Q:

$$Q = \frac{Energía\ almacenada\ por\ paso}{Energía\ disipada\ por\ paso} \tag{3.1}$$

Al pasar de un Q muy bajo a uno alto de forma repentina, se consigue una alta inversión de población, emitiéndose un pulso luminoso de gran intensidad y de corta duración. En este láser, un material absorbe la energía luminosa en el medio hasta que se satura y ya no es capaz de aceptar más. En ese momento cambian sus propiedades ópticas volviéndose transparente y deja escapar el pulso láser.

Para conseguir la emisión de luz en el visible, el láser incorpora un cristal doblador que divide la longitud de onda a la mitad. Se consiguen así pulsos láser de 532 nm (verde) a partir de los pulsos de 1064 nm (infrarrojo).

Figura 3.13: Fotografía del láser empleado. Nótese el pequeño tamaño tanto de la fuente de alimentación como de la cabeza del láser (el disquete de 3.5” sirve de referencia).

El láser (figura 3.13) consta de dos elementos. Por un lado la fuente de alimentación donde exite un transformador y el circuito encargado de pulsar el láser. Por otro, la cabeza donde se produce la emisión de luz. Este láser puede ser disparado a una frecuencia de hasta 1 kHz, o bien puede trabajar en un modo automático a una frecuencia fija en torno a 19 kHz. el paso de un modo a otro se realiza mediante unos controles situados en el interior del láser.

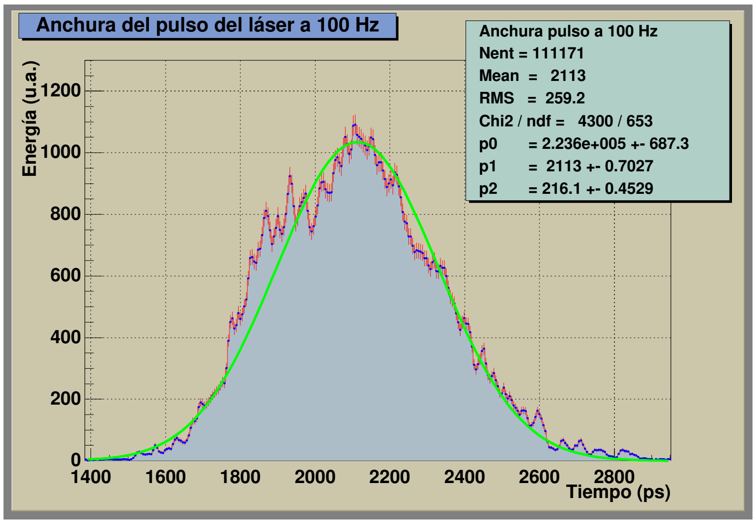


Figura 3.14: Anchura temporal del pulso de luz emitido por el láser de Nd-YAG. La anchura a mitad del pulso láser es de unos 500 ps.

La medida de la anchura temporal del pulso del láser ha sido realizada en el Instituto de Óptica

Daza de Valdés [31]. Allí se dispone de una *Streak Camera* capaz de realizar un muestreo del pulso con una resolución de hasta 5 ps. En la figura 3.14 puede verse una medida realizada con dicha *Streak Camera*.

El láser es disparado con una señal TTL, pero existe una gran fluctuación entre la llegada de la señal de disparo al láser y la producción del pulso luminoso (véase la figura 3.15), esto nos ha obligado a utilizar un fotodiodo para detectar el pulso de luz una vez ha sido emitido por el láser. Las fluctuaciones temporales (*jitter*) que introduce el fotodiodo son tan pequeñas que se pueden despreciar. A partir de la señal del fotodiodo se puede conseguir, por ejemplo, una señal de INICIO para el TDC o una PUERTA para el ADC.

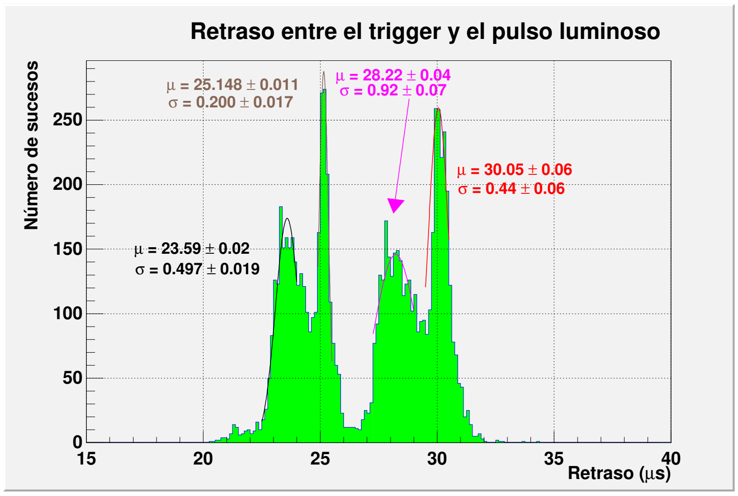


Figura 3.15: Fluctuaciones de las diferencias de tiempo entre la orden de disparo y el disparo del láser. Las fluctuaciones son del orden de centenares de nanosegundos y cambian con el tiempo.

El láser se coloca en una caja oscura más pequeña que la que contiene al fotomultiplicador. La luz se lleva hasta el fotomultiplicador utilizando una fibra óptica monomodo de 532 nm y es introducida en la fibra utilizando el montaje óptico que se representa en la figura 3.16.

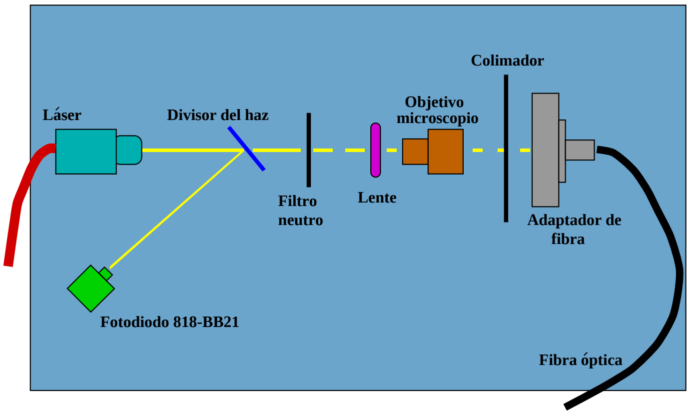


Figura 3.16: Montaje óptico utilizado para introducir la luz del láser dentro de la fibra que la transporta hasta la caja donde se encuentra el fotomultiplicador.

Como puede apreciarse en la figura anterior se utiliza un divisor para separar el haz en dos partes, una que se dirige al fotodiodo (Newport 818-BB-20) y la otra que se introduce en la fibra. Antes de llevar la luz hasta la fibra interesa atenuarla, puesto que el láser emite 35 nJ/pulso ($\sim 10^{11}$ γ/pulso). A continuación, se utiliza una lente de 25 mm de focal en combinación con un objetivo de microscopio. Variando la distancia relativa entre la lente y el objetivo se puede focalizar la luz sobre la fibra. La fibra está colocada en un soporte que permite un ajuste fino en el plano perpendicular al haz. La luz es transportada hasta la caja del fotomultiplicador y difundida mediante un difusor lambertiano a su salida de la fibra. De este modo se consigue una iluminación uniforme sobre la superficie del fotomultiplicador.

Capítulo 4

Caracterización de los fotomultiplicadores para ANTARES

4.1 Estudios realizados

Los estudios realizados consisten en la medida y caracterización de las propiedades de varios fotomultiplicadores para determinar si cumplen los requisitos exigidos por la colaboración ANTARES.

En la fecha de realización de este trabajo, aún no contábamos con los medios necesarios para medir la linealidad y las fluctuaciones del tiempo de tránsito (TTS), por lo que tales propiedades no se pudieron estudiar. Las medidas realizadas y que se encuentran detalladas en éste y el próximo capítulo son las siguientes:

- Medidas del espectro de carga de los fotomultiplicadores. Estudiando la distribución de carga del fotomultiplicador es posible conocer aspectos de su funcionamiento como:

  - **La ganancia**, a partir del ajuste del pico de un único fotoelectrón.
  - **La resolución energética**, que se obtiene midiendo la anchura y la media de la distribución.
  - **El pico/valle**.
  - **Otros** datos de interés del fotomultiplicador como son la parametrización utilizada para describir el valle, la respuesta del fotomultiplicador cuando llegan distintos niveles de luz cercanos al nivel de un fotoelectrón y el efecto del campo magnético terrestre.

- Corriente oscura y *after-pulses*:

  - **Tasa de pulsos de corriente oscura**. Se estudia el nivel de corriente oscura de los distintos fotomultiplicadores a distintas ganancias y para distintos umbrales de discriminación.
  - **Distribución de carga de la corriente oscura**. Se realiza un estudio similar al realizado al nivel de un fotoelectrón pero en lugar de utilizar una fuente luminosa, se utilizan los pulsos de corriente oscura del fotomultiplicador. Esto permite realizar una medida alternativa de la ganancia, el cociente pico/valle y la resolución energética.
  - **Sensibilidad tras sufrir una exposición a una fuente de luz intensa**. Se estudia el comportamiento de la tasa de pulsos de corriente oscura del fotomultiplicador tras haber sido expuesto (sin voltaje) a la luz ambiente durante unos 10 minutos.

- ***After-pulses***. Se estudia la tasa de *after-pulses* en distintos intervalos de tiempo.

4.2 Espectro de carga de un fotoelectrón

El nombre de espectro de carga de un sólo fotoelectrón es sólo aproximado. Cuando se utiliza esta denominación se hace referencia a un espectro de carga dominado por la señal amplificada a partir de un único fotoelectrón. Sin embargo, siempre existen otras contribuciones al espectro de carga, incluso cuando no se detecta ningún pulso producido por luz. Junto con la respuesta de un fotoelectrón, tendremos el pedestal y la repuesta de dos o más fotoelectrones que se amplifiquen simultáneamente. Este hecho es completamente inevitable y se debe a la estadística de la emisión de luz. Así pues, lo que se conoce como espectro de un fotoelectrón es un espectro de carga donde aparecen la contribución de cero, uno, dos o más fotoelectrones. El peso relativo de cada componente viene dado por la estadística que gobierne la emisión de luz en la fuente que, en la mayoría de las ocasiones, se considera de tipo Poisson.

Asimismo, los procesos de fotoconversión y de emisión secundaria son de naturaleza estadística. El número de electrones obtenidos tras la amplificación de un único fotoelectrón (la carga en el ánodo) está distribuido según una distribución que puede depender de factores como el tipo de cadena de amplificación o el material de los dínodos. Por tanto, el espectro de un fotoelectrón cambia de un modelo de fotomultiplicador a otro.

A continuación se hace un pequeño repaso de las cuestiones más imporantes relacionadas con los espectros de carga de un fotoelectrón.

4.2.1 Estadística de la fotoconversión

Para obtener el espectro de un solo fotoelectrón se utiliza una fuente luminosa que emita un número de fotones lo suficientemente pequeño como para que, en promedio, el fotomultiplicador vea menos de un fotoelectrón.

En estas condiciones, el flujo luminoso en el fotomultiplicador no es constante, sino que está sometido a fluctuaciones estadísticas puesto que el número de fotones que llega al fotocátodo sigue una distribución de Poisson. Esta hipótesis se puede justificar por el hecho de que los fotones son emitidos por la fuente de forma aleatoria [32] (dentro de la duración del pulso luminoso, si se está utilizando una fuente pulsada). En este caso, el número de fotones que llegan al fotocátodo en un tiempo τ, si la tasa media de llegada es I_p, viene dado por una distribución de Poisson de media $\bar{n} = I_p\tau$:

$$P(n;\bar{n}) = \frac{\bar{n}^n e^{-\bar{n}}}{n!} \tag{4.1}$$

El proceso que gobierna la conversión de fotones en fotoelectrones puede ser descrito con una distribución binomial. La probabilidad de éxito vendrá dada por la eficiencia cuántica. La convolución de la distribución de Poisson de la luz con la binomial de fotoconversión es una nueva distribución de Poisson con media el producto de la eficiencia cuántica (η) por la media de fotones que llegan al fotocátodo ($\bar{n}$):

$$\mu = \bar{n} \times \eta \tag{4.2}$$

Existe además una eficiencia de colección de los fotoelectrones para llevarlos hasta el primer dínodo, que puede incluirse en la expresión anterior. El resultado es que el número de fotoelectrones que llegan a la cadena de dínodos en disposición de ser amplificados correctamente fluctúa según una estadística de Poisson de media μ.

4.2.2 Estadística de la amplificación

Idealmente, un fotoelectrón que llega a la cadena de amplificación es amplificado a lo largo de las sucesivas etapas hasta dar lugar a un gran número de electrones que son recogidos en el ánodo. Como vimos en la sección 2.3.2, la ganancia total del fotomultiplicador es el producto de las ganancias en cada uno de los dínodos.

La mayoría de las veces se asume que la interpretación estadística para el fenómeno de emisión secundaria en un dínodo la proporciona una distribución de Poisson, pero lo cierto es que no es la descripción más adecuada. Cuando se supone una distribución de Poisson de media idéntica en todos los dínodos se obtienen distribuciones de carga de un fotoelctrón con picos. Sin embargo, es un hecho que no todos los fotomultiplicadores presentan un pico como respuesta a un solo fotoelectrón. En muchos casos sólo aparecen distribuciones decrecientes.

Para describir la amplia variedad de comportamientos encontrados en diferentes fotomultiplicadores se suele utilizar la distribución de Polya [33] [32]. Esta distribución describe comportamientos que varían desde una distribución de Poisson hasta una exponencial con lo que puede describir todos los comportamientos observados en la emisión secundaria. La forma matemática de esta distribución es la siguiente:

$$P(n; \mu, b) = \frac{\mu^n}{n!}(1 + b\mu)^{-n-1/b} \prod_{j=1}^{n-1} (1 + jb) \tag{4.3}$$

donde $P(n; \mu, b)$ es la probabilidad de que se emitan n electrones secundarios, siendo μ la media de la distribución y b el parámetro que controla la forma de la distribución. Para $b = 0$ la distribución se convierte en una distribución de Poisson y para $b = 1$ en una exponencial.

Se puede hacer una interpretación de la distribución de Polya respecto a la emisión secundaria. Para valores del parámetro b distintos de cero la distribución de Polya puede descomponerse en varias distribuciones de Poisson de medias distintas [32]. Las medias están distribuidas según una distribución de Laplace. Cuando $b = 0$, la distribución de las medias se convierte en una delta y todas las distribuciones de Poisson tienen la misma media. La interpretación que se hace es que pequeñas inhomogeneidades en las superficie del dínodo hacen que cada elemento de superficie posea una distribución de Poisson con una media distinta. El dínodo en su conjunto no sigue una distribución de Poisson.

En cada etapa, el número de electrones aumenta por el fenómeno de la emisión secundaria. Por cada electrón que llega a un dínodo saldrá un número n de electrones dado por una distribución de Polya distinta para cada dínodo. El problema es difícil de tratar analíticamente y requiere mucho tiempo de cálculo para hacerlo de forma numérica, aunque existen varios trabajos al respecto [34].

Aunque el tratamiento más correcto sea utilizar una distribuión de Polya para describir la emisión secundaria en cada etapa, para los fotomultiplicadores que estamos estudiando es posible utilizar algunas aproximaciones que simplifican considerablemente el problema. El elevado número de etapas (12 y 14), unido a una elevada ganancia del fotomultiplicador ($> 10^7$) permite que los sucesos correctamente amplificados a partir de un único fotoelectrón se distribuyan en un pico claramente identificable en el espectro de carga. Este pico, además, está bien aproximado por una gausiana. El inconveniente de esta aproximación es que, en la práctica, las distribuciones son ligeramente asimétricas, a diferencia de la gausiana. Sin embargo, la diferencia entre una gausiana y la distribución real de los sucesos amplificados a partir de un único fotoelectrón es lo suficientemente pequeña para considerar válida la aproximación.

Podemos aceptar que los sucesos amplificados a partir de un único fotoelectrón se distribuyen según una gausiana de media μ_{1pe} y varianza σ^2_{1pe}. La distribución producida por dos, tres o más fotoelectrones será la convolución de dos, tres o más picos de un fotoelectrón. El resultado se podrá aproximar por gausianas con una media y una varianza dadas por:

$$\mu_{Npe} = N_{pe} \times \mu_{1pe} \tag{4.4}$$
$$\sigma^2_{Npe} = N_{pe} \times \sigma^2_{1pe} \tag{4.5}$$

A partir de estas aproximaciones, se puede construir una función que represente la respuesta ideal del fotomultiplicador como la convolución del número de fotoelectrones que llegan con la respuesta del fotomultiplicador para ese número de fotoelectrones:

$$S_{Ideal}(x) = \sum_{n=1}^{\infty} P(n;\mu) \otimes G_n(x) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\mu^n e^{-\mu}}{n!} \frac{1}{\sigma_{1pe}\sqrt{2\pi n}} \exp\left(-\frac{(x-n\mu_{1pe})^2}{2n\sigma^2_{1pe}}\right) \tag{4.6}$$

Esta función contiene tres parámetros: μ, μ_{1pe} y σ_{1pe}. El primero, μ, es el número medio de fotoelectrones correctamente amplificados. Este número depende principalmente de la cantidad de luz recibida en el fotocátodo, pero también de las eficiencias cuántica y de recolección. Los parámetros μ_{1pe} y σ_{1pe} contienen la información sobre la respuesta del fotomultiplicador. El primero representa la ganancia promedio de los sucesos correctamente amplificados. El segundo representa la anchura de dicha distribución.

Sin embargo, esta expresión no es suficiente para describir la respuesta de un fotomultiplicador. Es necesario añadir nuevos términos que reflejen de forma más precisa su comportamiento.

4.2.3 Consideraciones prácticas sobre los fotomultiplicadores

Al trabajar con un fotomultiplicador es necesario considerar otros efectos además de la estadística de fotoconversión y amplificación.

En ausencia de luz, el ADC integra un valor de la carga distinto de cero, es lo que se conoce como pedestal. Además, también en ausencia de luz, podemos integrar una carga debida a la componente continua de la corriente oscura. Este valor de la carga integrada en ausencia de luz es lo que definimos en la sección 3.2.2 como pedestal.

Todas las integraciones de carga poseen la contribución del pedestal que se suma al valor de la carga integrada en un pulso cuando lo haya. El pedestal puede ser descrito en buena aproximación por una gausiana definida por su media (μ_{ped}) y su sigma (σ_{ped}), que son dos nuevos parámetros. Así pues, la señal ideal será la convolución del pedestal con la señal ideal:

$$S_{Real}(x) = \frac{1}{\sigma_{ped}\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-\mu_{ped})^2}{2\sigma^2_{ped}}\right) \otimes S_{Ideal}(x) \tag{4.7}$$

Idealmente, cuando se produce una integración en el ADC, tendremos un pulso bien amplificado que contribuye en la parte del pico de uno, dos o más fotoelectrones. Si no hay pulso tendremos una contribución al pedestal. En teoría no deben existir sucesos entre el pedestal y el pico de un fotoelectrón, es decir, con carga una fracción de la producida por un único fotoelectrón. Sin embargo, en la práctica existe una fracción importante de sucesos con carga repartida en esa zona. Como estos pulsos poseen una carga apreciable, tienen que proceder de la amplificación de algún suceso ya sea un pulso de corriente oscura o de luz. La zona entre el pedestal y el pico de un fotoelectrón la llamamos *valle*.

Una posibilidad que puede explicar la existencia de sucesos en el valle son los pulsos de corriente oscura. El ADC sólo integra durante la duración de la señal PUERTA, la cual está en coincidencia con las señal procedente del fotomultiplicador pero no con los pulsos aleatorios de la corriente oscura. Ocasionalmente, algún pulso de corriente oscura podría caer en el tiempo marcado por la PUERTA y ser integrado de forma accidental. Como no están en tiempo con la PUERTA, puede que sólo una parte del pulso esté contenida en el tiempo marcado por la PUERTA. El resultado es que la carga integrada es solo una fracción del total de carga del pulso.

Sin embargo, los pulsos de corriente oscura no pueden ser el origen de todos los sucesos con carga una fracción de la producida por un fotoelectrón. La razón es que cuando la tasa de pulsos de corriente oscura no es muy elevada, la probabilidad de que alguno de estos pulsos sea integrado accidentalmente en el ADC es bastante pequeña. Con una tasa de corriente oscura de 1 kHz (del orden de las observadas en la mayoría de nuestros fotomultiplicadores) y para una PUERTA de 100 ns de duración, la probabilidad de que un pulso de corriente oscura caiga en ella es de apenas 10^{-4}. Por otra parte, si no se emiten pulsos de luz pero se realizan adquisiciones, aparece claramente el pedestal pero no el valle. La abundancia de sucesos en el valle indica que son inducidos por la luz que llega al fotomultiplicador.

Una posibilidad es que el valle esté formado en su mayoría por sucesos de un fotoelectrón que no han sido satisfactoriamente amplificados. Su distribución de carga es algo más complicada que la de los sucesos correctamente amplificados. Presenta un comportamiento marcadamente exponencial inmediatamente a la derecha del pedestal y, a continuación, una zona que acaba confundiéndose con el pico de un fotoelectrón. Sin embargo, la forma del valle depende del tipo de fotomultiplicador.

La razón por la que existe una importante fracción de sucesos que no se amplifica correctamente puede tener su origen en una mala focalización de los electrones sobre el siguiente dínodo y en el coeficiente de *backscattering* de los dínodos [35]. El material de los dínodos puede presentar coeficientes de *backscattering* entre el 20 y el 30%. Esto significa que una fracción importante de los electrones que llegan a un dínodo no se amplifican sino que simplemente rebotan. Este fenómeno no tiene un efecto muy decisivo en los últimos dínodos donde el número de electrones de la cascada es muy elevado. Sin embargo, tiene un efecto apreciable en las primeras etapas, en particular en el primer dínodo.

No es fácil encontrar una función que describa la distribución de carga en el valle, en parte porque puede depender del modelo particular de fotomultiplicador. En algunos casos una exponencial es suficiente para obtener una representación aproximada. Sin embargo, en otros la función es más complicada. En nuestro caso, hemos utilizado una función suma de una exponencial y una gausiana. Se utiliza un parámetro, w, para describir la fracción de sucesos del total de un fotoelectrón, que van a parar al valle. La parte exponencial está descrita por un parámetro, α, que es su pendiente. La gausiana tiene una media y una sigma que se derivan de la de un fotoelectrón bajo la hipótesis de que en promedio se pierde una etapa de amplificación. Un tercer parámetro, β, da la fracción de sucesos que van a la exponencial y a la gausiana, lo que permite variar la forma del valle.

4.2.4 Deconvolución del espectro de un fotoelectrón

Cuando las características del fotomultiplicador lo permiten es posible realizar una deconvolución del espectro de un fotoelectrón. Para los fotomultiplicadores estudiados se ha realizado la deconvolución utilizando 8 parámetros. Estos parámetros contienen información sobre los fotomultiplicadores y son utilizados en su caracterización.

Los elementos que se distinguen en el espectro de un fotoelectrón son los siguientes (véase la figura 4.1):

1.- **El pedestal**. Es el pico que aparece más a la izquierda del espectro y supone la carga mínima que se puede integrar. Dado que el pedestal es la carga integrada cuando no hay señal, el pedestal aparecerá cuando no se produzca ningún fotoelectrón. La probabilidad de tener pedestal viene dada por la distribución de Poisson: $P(0;\mu) = e^{-\mu}$. La distribución de carga de los sucesos con cero fotoelectrones (pedestal) se puede describir mediante una gausiana con: $\mu_{pedestal}$ y $\sigma_{pedestal}$.

2.- **El valle**. Es la zona inmediatamente a la derecha del pedestal y que se extiende hasta el pico de un fotoelectrón. Se ha parametrizado utilizando tres parámetros: w, α y β. El valle está poblado por los sucesos que no han sido correctamente amplificados debido, entre otros fenómenos, al *backscattering* en los primeros dínodos.

3.- **El pico de un fotoelectrón**. Es un pico que está formado por todos aquellos sucesos que provienen de la correcta amplificación de un único fotoelectrón. El pico tiende a una forma gausiana cuando el número de etapas de amplificación y la ganancia por etapa son grandes. Dos nuevos parámetros sirven para describir este pico: μ_{1pe} y σ_{1pe}.

4.- **Los picos de más de un fotoelectrón**. Como vimos, estos picos se aproximan por gausianas cuyos parámetros se relacionan por consideraciones estadísticas con los parámetros de la gausiana del pico de un único fotoelectrón.

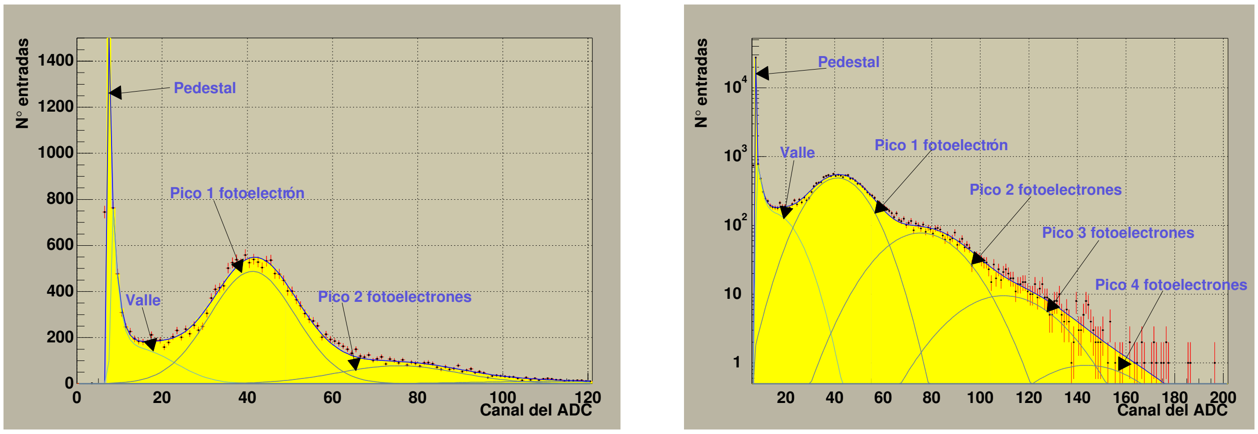


Figura 4.1: Izquierda: Deconvolución de un espectro de un fotoelectrón. En la figura aparecen los datos experimentales y las distintas componentes identificadas. Derecha: La misma figura en escala logarítmica. Se aprecia la altura real del pedestal y la pequeña contribución de los picos de 3 y 4 fotoelectrones.

Una vez tomado un espectro de carga del fotomultiplicador hay que deconvolucionar las distintas componentes mencionadas. Para ello hemos escrito un programa en C++ que realiza llamadas al paquete de minimización MINUIT [36]. La búsqueda de los mejores parámetros del ajuste se realiza mediante una minimización del χ^2.

Los ocho parámetros empleados en el ajuste son los siguientes:

- $\mathbf{P}_0 \equiv \mu$: Número medio de fotoelectrones vistos por el fotomultiplicador.
- $\mathbf{P}_1 \equiv \mu_{ped}$: Media de la gausiana que describe el pedestal.
- $\mathbf{P}_2 \equiv \sigma_{ped}$: Sigma de la gausiana que describe el pedestal.
- $\mathbf{P}_3 \equiv \mu_{1pe}$: Media de la gausiana que describe los sucesos de 1 fotoelectrón correctamente amplificados.
- $\mathbf{P}_4 \equiv \sigma_{1pe}$: Sigma de la gausiana que describe los sucesos de un fotoelectrón correctamente amplificados.
- $\mathbf{P}_5 \equiv w$: Fracción de sucesos de un fotoelectrón y que no son correctamente amplificados.
- $\mathbf{P}_6 \equiv \alpha$: Parámetro de la exponencial de la función utilizada para describir el valle.
- $\mathbf{P}_7 \equiv \beta$: Parámetro de repartición de los sucesos de la función valle entre la gausiana y la exponencial.

Dada la complejidad del ajuste es preciso proporcionarle al programa unos valores iniciales de los parámetros próximos al mínimo. Además, en el ajuste no se deja libre la normalización sino que se considera todo el espectro, incluyendo el pedestal, y se obtiene una estimación del número medio de fotoelectrones (P_0). La ventaja de ajustar todo el espectro es que se obtiene una descripción completa del funcionamiento del fotomultiplicador, desde el pedestal hasta los sucesos de varios fotoelectrones.

El ajuste es muy sensible a la variación de los parámetros, de modo que pequeñas diferencias en éstos dan importantes variaciones de χ^2. Esto se debe principalmente a que no se ha dejado libre la normalización, sino que se ha ajustado todo el espectro, incluyendo el pedestal. Para baja iluminación el pedestal está muy poblado y como la variación de éste es muy rápida y determina también el ajuste del resto de la curva, el ajuste global resulta ser muy sensible a cualquier variación. Así pues, un aumento del χ^2 en una unidad, que nos daría en ausencia de correlaciones el error a una desviación estándar en los parámetros, arroja variaciones de éstos menores de 10^{-4}.

No podemos aceptar estos valores como la estimación correcta del error. Por un lado, repitiendo el ajuste con los mismos datos, pero con diferentes valores iniciales de los parámetros obtenemos valores ajustados de éstos que difieren en cantidades ligeramente por encima del 5 por mil. Esto es debido a que mínimos locales cercanos, que en funciones de ajuste no tan sensibles pasarían inadvertidos, resultan encontrarse al nivel de una desviación estándar en este ajuste. Por otro lado, si volvemos a tomar diferentes espectros de señal en las mismas condiciones, comprobamos que los parámetros ajustados difieren en algo mayor del uno por ciento. Es decir, que los sistemáticos debidos a las condiciones experimentales (estabilidad del alto voltaje, estabilidad de la iluminación, etc) dominan sobre los errores estadísticos del ajuste. Consideramos que que son los errores sistemáticos (del orden del 2-4%) y no los estadísticos los que determinan la reproducibilidad del ajuste.

En cualquier caso, los ajustes describen las distribuciones con una exactitud muy por encima de la requerida en cualquier Monte Carlo que los utilice para calcular otras magnitudes físicas a partir de ellos.

4.3 Ajuste de los espectros de un fotoelectrón de los fotomultiplicadores estudiados

Los espectros de un fotoelectrón han sido tomados utilizando tanto el LED azul como el láser verde. El montaje que se ha utilizado se muestra en la figura 4.2.

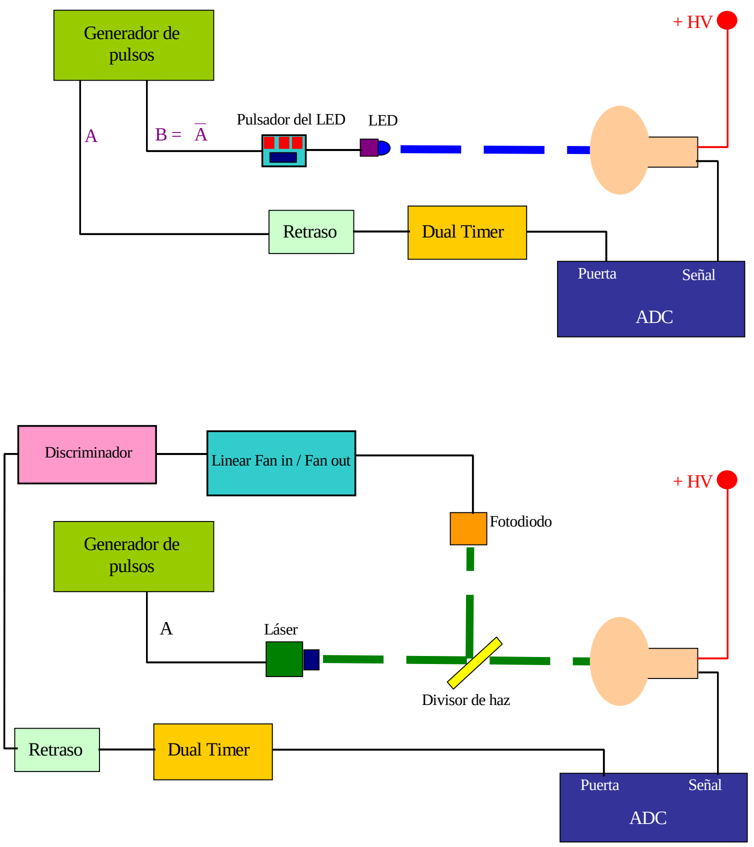


Figura 4.2: Esquema del montaje utilizado para la medida de los espectros de carga del fotomultiplicador al nivel de un fotoelectrón. En la parte superior aparece un montaje típico de los utilizados con el LED y en la parte inferior el montaje equivalente cuando se utiliza el láser.

El generador de pulsos proporciona una señal eléctrica que sirve para pulsar el LED o el láser. En el caso del LED, la propia señal que pulsa el LED proporciona la PUERTA de integración para el ADC. En el caso del láser es necesario utilizar la señal de un fotodiodo rápido para generar la PUERTA de integración. Para ello hay que invertir primero la señal del fotodiodo para conseguir una señal negativa y a continuación discriminarla para conseguir una señal lógica NIM. La señal del fotodiodo debe tener una amplitud de al menos unos 33 mV después de haber sido invertida en el Linear Fan in/Fan out para poder ser discriminada con el discriminador de fracción constante.

La PUERTA se retrasa convenientemente para que la señal del fotomultiplicador quede contenida en ella. Los datos del ADC son leídos a través del bus GPIB y almacenados en el ordenador.

Para todos los fotomultiplicadores se han tomado espectros de carga al nivel de un fotoelectrón.

Algunos ejemplos de los espectros de carga de los dos fotomultiplicadores de ETL estudiados (el 477 y el 481 del modelo 9353) pueden verse en las figuras 4.3 y 4.4.

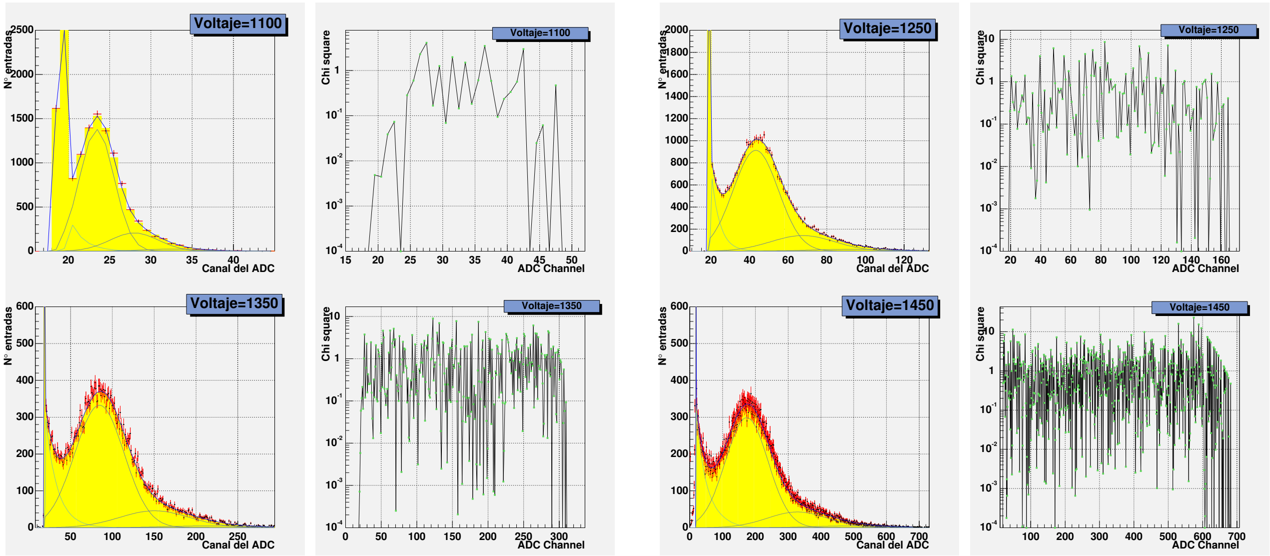


Figura 4.3: Varios ejemplos de ajustes del espectro de un fotoelectrón utilizando el modelo propuesto para el fotomultiplicador ETL9353-477. A la derecha de cada ajuste se muestra la contribución de cada punto al χ^2 total.

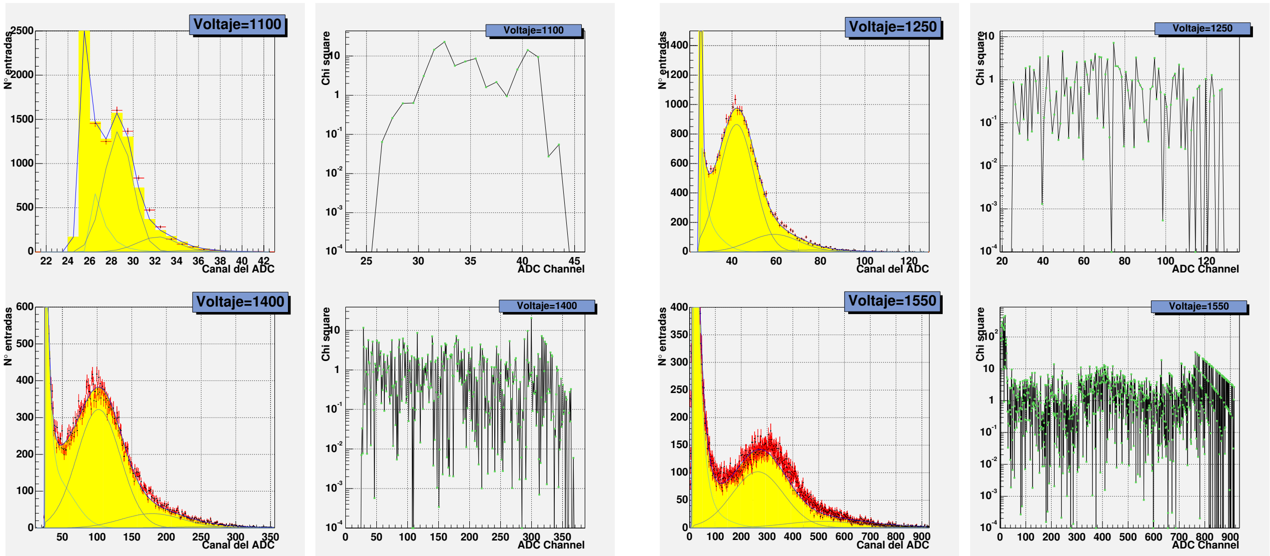


Figura 4.4: Varios ejemplos de ajustes del espectro de un fotoelectrón utilizando el modelo propuesto para el ETL9353-481. A la derecha de cada ajuste se muestra la contribución de cada punto al χ^2 total del ajuste.

En estas figuras puede observarse que los ajustes son, en general, buenos y reproducen la forma completa del espectro de un fotoelectrón para los distintos voltajes. La contribución de cada canal al χ^2 total está en torno a 1. El χ^2 por canal es plano y el cociente con el número de grados de libertad es próximo a 1. No obstante, para el fotomultiplicador ETL9353-481 los ajustes son peores que para el ETL9353-477. En ambos fotomultiplicadores basta con una simple exponencial para describir la zona del valle.

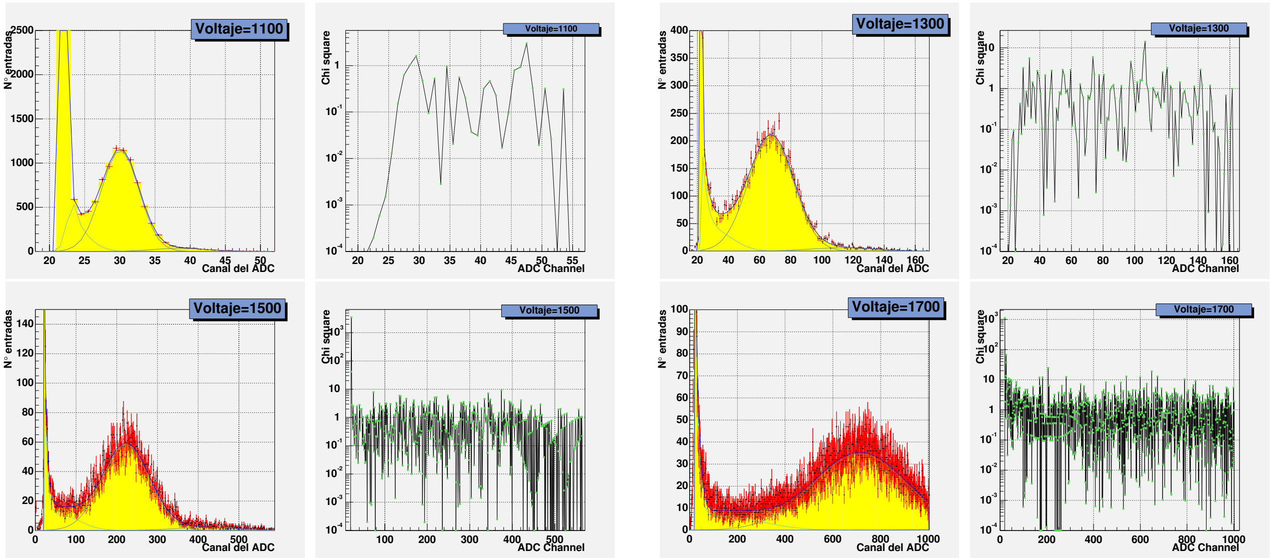


Figura 4.5: Varios ejemplos de ajustes del espectro de un fotoelectrón utilizando el modelo propuesto. Los datos corresponden al Hamamatsu R5912-02-bb6940. A la derecha de cada ajuste se muestra la contribución de cada punto al χ^2 total del ajuste.

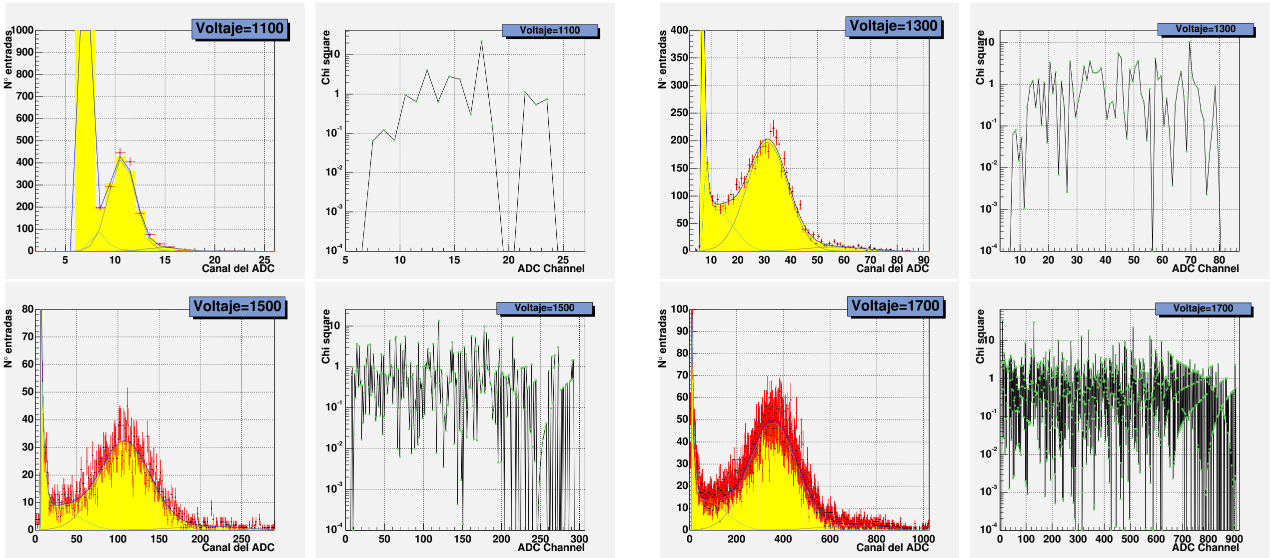


Figura 4.6: Varios ejemplos de ajustes del espectro de un fotoelectrón utilizando el modelo propuesto, el fotomultiplicador es el Hamamatsu R7081-20-ZW1773. A la derecha de cada ajuste se muestra la contribución de cada punto al χ^2 total del ajuste.

La figuras 4.5 y 4.6 contienen varios ejemplos de los ajustes realizados con los fotomultiplicadores Hamamatsu. En estos dos casos el valle es algo más complicado. En los voltajes más elevados se observa claramente que la exponencial a la derecha del pedestal se prolonga con una forma algo aplanada hasta llegar al pico de un fotoelectrón. No obstante, los ajustes son muy satisfactorios y se reproduce en muy buena aproximación todo el espectro de un fotoelectrón.

Existen grandes diferencias entre la respuesta de los fotomultiplicadores ETL y los Hamamatsu. Los ETL poseen un pico más ancho y asimétrico que los Hamamatsu, seguramente debido al menor número de etapas de amplificación (doce en lugar de catorce). También es muy diferente la forma del valle en los dos tipos de fotomultiplicador.

La calidad de los ajustes obtenidos queda confirmada por el valor del cociente entre el χ^2 y el número de grados de libertad (χ^2/ν). Este cociente se sitúa en valores muy próximos a la unidad cuando el ajuste es bueno. Un ejemplo de la calidad de los resultados obtenidos para los cuatro fotomultiplicadores estudiados puede apreciarse en la figura 4.7.

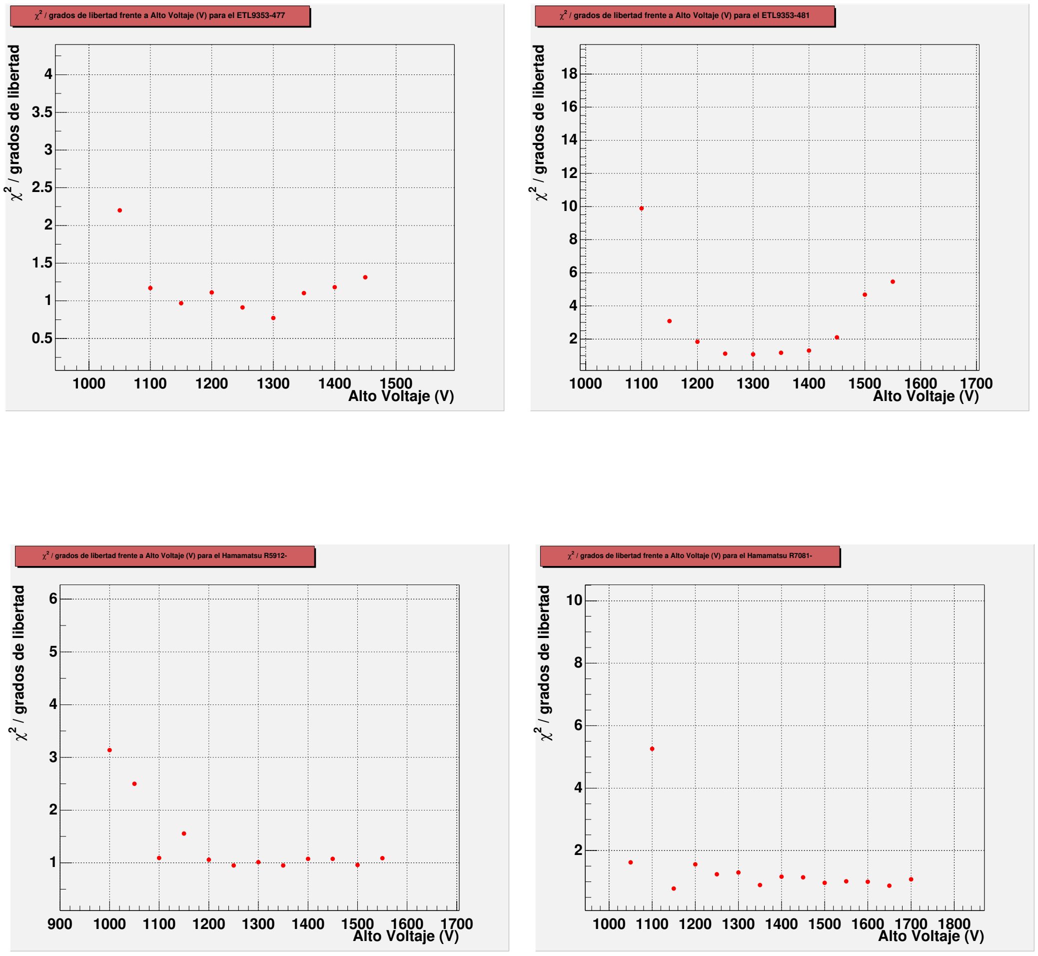


Figura 4.7: Valor del cociente χ^2/ν y confianza de los ajustes realizados a distintos voltajes para los cuatro fotomultiplicadores bajo estudio.

Los ajustes son, en general, buenos. El cociente χ^2/ν está en torno a la unidad lo que es indicativo de un buen ajuste. Sólo para el ETL9353-481 la mayoría de los ajustes no son buenos, empeorando al aumentar el voltaje. El problema de este fotomultiplicador es un elevadísimo nivel de corriente oscura que a ganancias elevadas altera el espectro de carga del fotoelectrón con un exceso de sucesos en el valle.

En términos generales se obtienen mejores resultados con los fotomultiplicadores Hamamatsu que con los ETL. Esto es de esperar puesto que el mayor número de dínodos de los Hamamatsu hace que los picos de uno o más fotoelectrones tiendan a una forma más gausiana que en el caso de los ETL.

Una vez garantizada la calidad de los ajustes se pueden utilizar los parámetros obtenidos en ellos para caracterizar la respuesta del fotomultiplicador. En las próximas secciones se muestran los estudios realizados sobre la base de los ajustes del espectro de carga.

4.4 Ganancia

Para estar por encima del nivel de ruido del circuito electrónico que digitaliza los pulsos de los fotomultiplicadores se requiere que la señal del fotomultiplicador sea del orden de 50 mV con una carga de 50 Ω. Este requisito implica que la ganancia del fotomultiplicador sea superior a 10^7. Para mantener ciertos márgenes de seguridad se exige que el fotomultiplicador pueda operar de forma segura a una ganancia de 10^8.

Para la medida de la ganancia hemos utilizado los datos obtenidos en el espectro de un fotoelectrón. El parámetro P_3 representa la carga promedio obtenida a partir de la amplificación de un único fotoelectrón. El ajuste proporciona la carga media expresada en canales de ADC. Con los datos del calibrado del ADC es posible convertir la carga expresada en canales a carga en electrones, lo que proporciona directamente el factor de amplificación del fotomultiplicador:

$$G = \frac{N^{\circ}canal \times k}{e} \tag{4.8}$$

donde k es el equivalente en carga de un canal del ADC (≈ 0.25 pC/canal) y e es la carga eléctrica del electrón (1.602×10^{-7} pC).

Los datos de ganancia frente al voltaje aplicado han sido ajustados utilizando dos tipos de función. Por un lado, una exponencial que da cuenta del comportamiento ideal de la ganancia con el voltaje. Por otro, el producto de una exponencial por un polinomio de segundo grado. Esta segunda expresión posee más grados de libertad y da cuenta de la saturación del fotomultiplicador y de otras posibles no linealidades [37]:

$$G(HV) = \exp[a + b \times (HV)] \tag{4.9}$$

$$G(HV) = \exp[a + b \times (HV)] \times [\alpha \times (HV)^2 + \beta \times (HV) + \gamma] \tag{4.10}$$

Los dos fotomultiplicadores ETL9353 presentan un comportamiento de la ganancia similar. Los resultados obtenidos para el 477 están resumidos en la figura 4.8. Allí aparecen los dos tipos de ajuste que se han realizado. La línea más delgada une los puntos experimentales y la línea gruesa es la proporcionada por el ajuste.

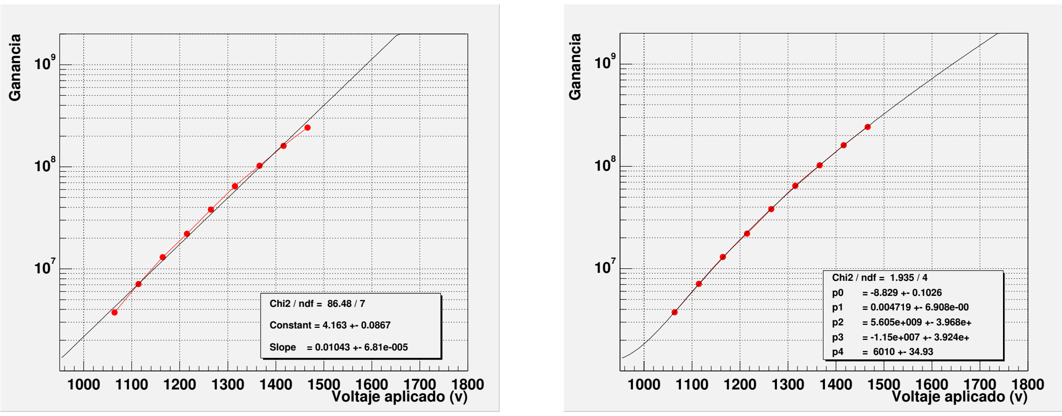


Figura 4.8: Datos de la ganancia del fotomultiplicador ETL9353-477 ajustados mediante una exponencial (izquierda) y ajustados mediante la segunda función (derecha).

El resultado de los ajustes es:

Ajuste	**Exponencial**	**Exponencial$\times$ gausiana**
a	4.16$\pm$0.09	-8.82$\pm$0.10
b	$(10.43\pm0.07)\times10^{-3}$	$(4.72\pm0.03)\times10^{-3}$
α	-	$(6.01\pm0.03)\times10^{3}$
β	-	$-(1.150\pm0.004)\times10^{7}$
γ	-	$(5.61\pm0.04)\times10^{9}$
χ^2/ν	12.36	0.48

Tabla 4.1: Resultados del ajuste de la ganancia con las dos funciones para el fotomultiplicador ETL9353-477.

A los ETL9353 no es conveniente suministrarles más de 1550 V. La ganancia máxima que pueden proporcionar por tanto es menor de 5×10^8. Los datos parecen alejarse ligeramente del comportamiento puramente exponencial. La segunda expresión reproduce mejor el comportamiento real del fotomultiplicador, indicando una cierta saturación a altos voltajes

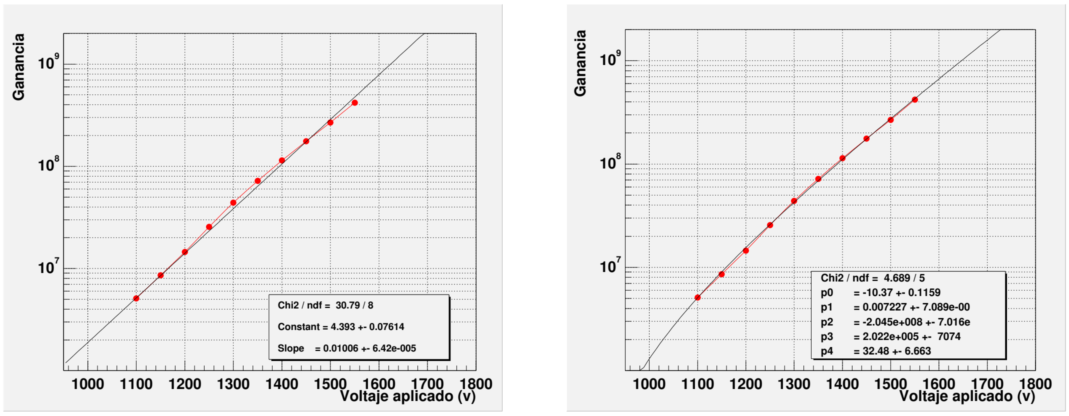


Figura 4.9: Izquierda: datos de la ganancia del fotomultiplicador ETL9353-481 ajustados mediante una exponencial. Derecha: ajuste de los mismos datos mediante la segunda función.

La ganancia del ETL9353-481 aparece en la figura 4.9. A pesar de haber conseguido peores ajustes con este fotomultiplicador se puede obtener una buena estimación de la ganancia. El resultado del ajuste es:

Ajuste	**Exponencial**	**Exponencial$\times$ gausiana**
a	4.39$\pm$0.08	-10.37$\pm$0.12
b	$(10.06\pm0.06)\times10^{-3}$	$(7.22\pm0.07)\times10^{-3}$
α	-	32$\pm$7
β	-	$-(2.02\pm0.07)\times10^{5}$
γ	-	$-(2.04\pm0.07)\times10^{8}$
χ^2/ν	25	0.94

Tabla 4.2: Resultados del ajuste de la ganancia con las dos funciones para el fotomultiplicador ETL9353-481.

Encontramos un comportamiento muy similar al del 477. La pendiente del ajuste a una simple exponencial es $(10.43\pm0.07)\times10^{-3}\ V^{-1}$ para el 477 y $(10.06\pm0.06)\times10^{-3}\ V^{-1}$ para el 481, siendo la diferencia menor del 4%. Para el 481 también se hacen patentes los efectos de saturación y se obtiene un mejor ajuste cuando se utiliza la expresión más compleja.

Los fotomultiplicadores Hamamatsu pueden alcanzar ganancias más elevadas (14 etapas frente a 12 de los ETL), pero a costa de un mayor voltaje. La ganancia máxima es de 10^9 y se alcanza alrededor de los 1700 V. Para ambos fotomultiplicadores los resultados son similares. En el caso del Hamamatsu R5912-02-BB6940 los resultados aparecen en la figura 4.10.

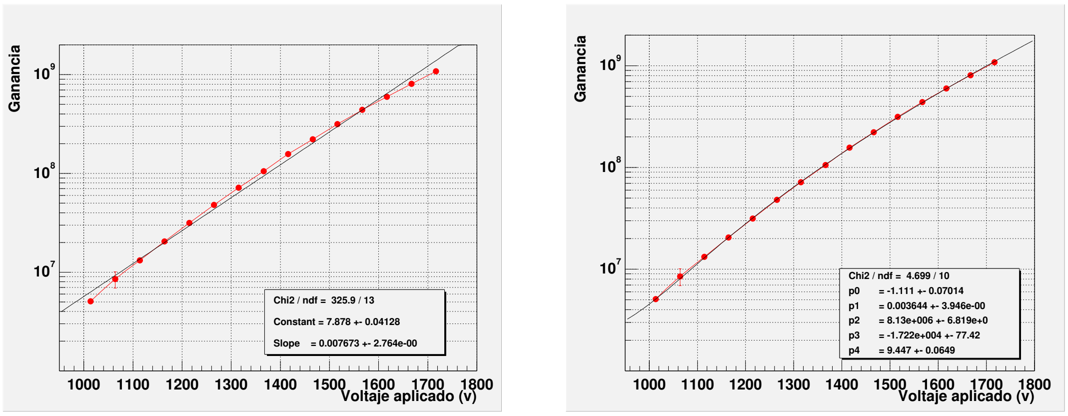


Figura 4.10: Ajuste de los datos de ganancia en función del voltaje para el fotomultiplicador Hamamatsu R5912-BB6940 mediante una exponencial (izquierda) y mediante la expresión más compleja (derecha).

Los ajustes proporcionan los siguientes resultados:

Ajuste	**Exponencial**	**Exponencial$\times$ gausiana**
a	7.87$\pm$0.04	-1.11$\pm$0.07
b	(7.67$\pm$0.03)$\times 10^{-3}$	(3.64$\pm$0.04)$\times 10^{-3}$
α	-	9.45$\pm$0.06
β	-	-(17.21$\pm$0.08)$\times 10^{3}$
γ	-	(8.13$\pm$0.07)$\times 10^{6}$
χ^2/ν	25	0.47

Tabla 4.3: Resultados del ajuste de la ganancia con las dos funciones para el fotomultiplicador Hamamatsu R5912-BB6940.

Se observa de nuevo una desviación del comportamiento ideal de la ganancia con el voltaje. La segunda función sí que permite reproducir la tendencia de los datos.

Finalmente, para el hamamatsu R7081-ZW1773, la figura 4.11 resume los resultados obtenidos:

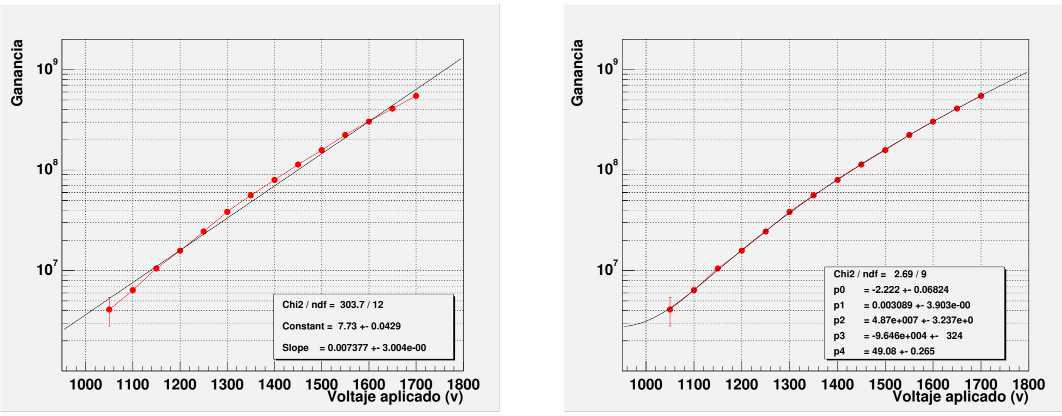


Figura 4.11: Izquierda: ajuste de los datos de ganancia en función del voltaje para el fotomultiplicador Hamamatsu R7081-ZW1773 mediante una exponencial. Derecha: ajuste de los mismos datos mediante la expresión más compleja.

Los ajustes proporcionan:

Ajuste	**Exponencial**	**Exponencial$\times$ gausiana**
a	7.73$\pm$ 0.04	-2.22$\pm$0.07
b	(7.37$\pm$0.03) $\times 10^{-3}$	(3.09$\pm$0.04)$\times 10^{-3}$
α	-	49.1$\pm$0.3
β	-	-(96.4$\pm$0.3)$\times 10^{3}$
γ	-	(4.87$\pm$0.03)$\times 10^{6}$
χ^2/ν	25	0.30

Tabla 4.4: Resultados del ajuste de la ganancia con las dos funciones para el fotomultiplicador Hamamatsu R7081-ZW1773.

Los resultados son similares a los del 8”, con la diferencia de que sistemáticamente el 8” posee el doble de ganancia que el 10" al mismo voltaje. Para este fotomultiplicador, la máxima ganancia (10^9) se obtendría a unos 1800 V. Sin embargo, se ha preferido no sobrepasar los 1700 V. La pendiente del ajuste exponencial para el 8"de Hamamatsu es $(7.67 \pm 0.03) \times 10^3\ V^{-1}$ mientras que para el 10" es $(7.37 \pm 0.03) \times 10^3\ V^{-1}$, por tanto, la diferencia entre los dos fotomultiplicadores es menor del 4%.

La figura 4.12 presenta en una misma gráfica los resultados obtenidos para todos los fotomultiplicadores estudiados. Las curvas de los dos ETL son aproximadamente paralelas y lo mismo ocurre para los dos Hamamatsu. A bajos voltajes los ETL poseen ganancias más pequeñas que los Hamamatsu, aumentando rápidamente hasta ser competitivos con éstos para ganancias entre 10^8 y 4×10^8 (cerca de su máximo).

Por su parte, los dos Hamamatsu presentan el mismo comportamiento, aunque siempre la ganancia del 10" (R7081-20-ZW1773) es la mitad de la del 8" (R5912-02-BB6940) para un voltaje dado. A bajos voltajes (<1300 V) el 8" presenta mayor ganancia que el resto, pero entre 1300 V y 1550 V los ETL son competitivos con el 8" de Hamamatsu y superiores al 10".

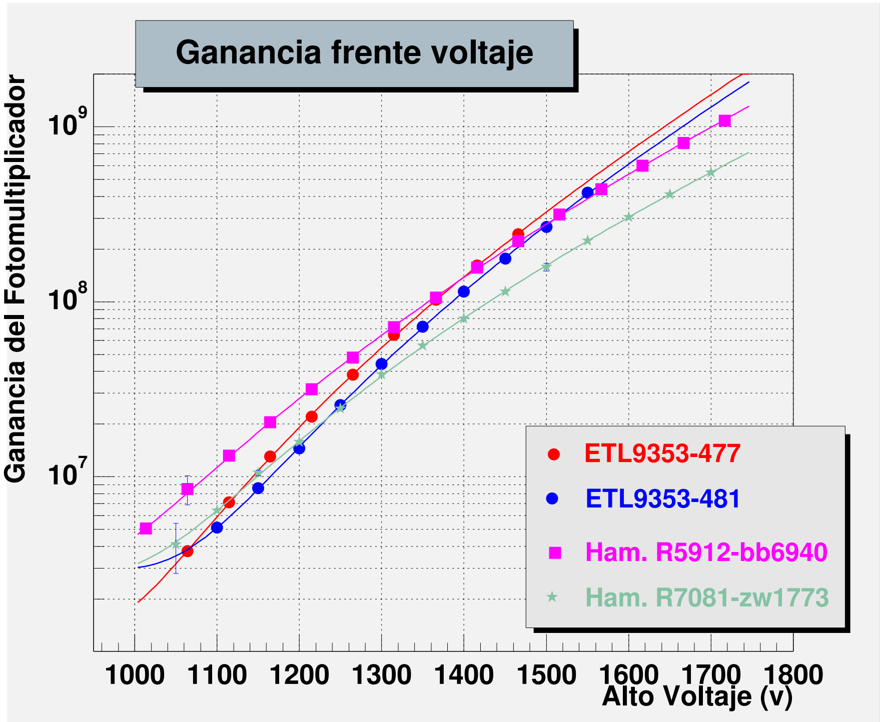


Figura 4.12: Comparación de la ganancia medida en los cuatro fotomultiplicadores estudiados.

Todos los fotomultiplicadores alcanzan ganancias entre 5×10^7 y 10^8 para voltajes entre 1350 V y 1450 V.

4.4.1 Amplitud de la señal de un único fotoelectrón

La ganancia del fotomultiplicador la hemos obtenido a partir de la carga de la señal de un fotoelectrón, el área del pulso en el ánodo. El área está relacionada con la amplitud de una forma que depende de muchos factores (cadena de amplificación, ganancia, velocidad de respuesta, divisor de voltaje, etc.) y será distinta entre diferentes fotomultiplicadores. Los fotomultiplicadores que se utilicen en ANTARES han de proporcionar una señal del fotoelectrón de al menos 50 mV para evitar la influencia del ruido electrónico. Por esto, además de la ganancia hemos estudiado la amplitud de las señales de un fotoelectrón. Se ha definido el *Voltaje Nominal* (HV_{nom}) como aquel voltaje del fotomultiplicador para el que se alcanza una amplitud promedio de 50 mV en las señales de un único fotoelectrón.

Los resultados para los dos ETL9353 pueden verse en la figura 4.13 y los de los Hamamatsu en la figura 4.14.

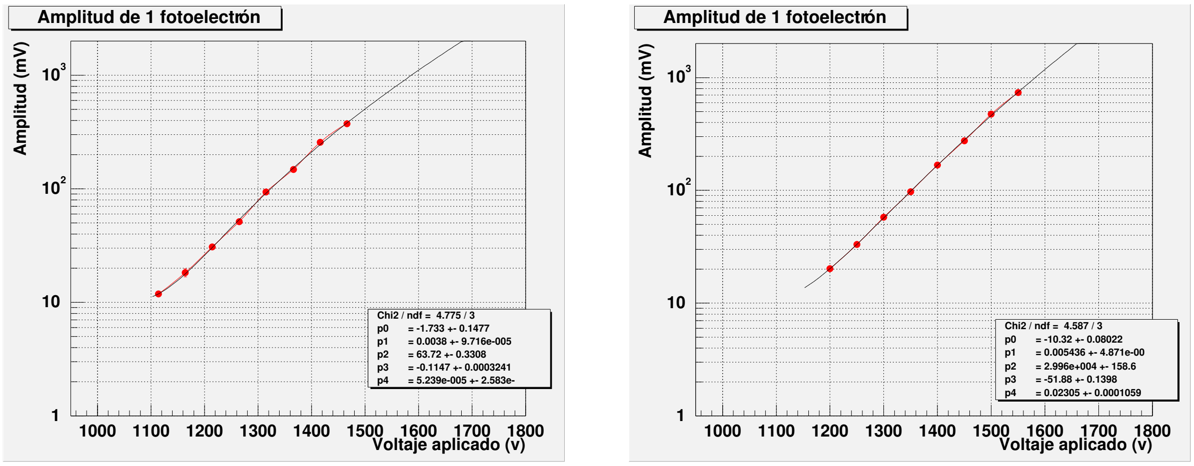


Figura 4.13: Izquierda: amplitud de la señal de un fotoelectrón frente al voltaje aplicado al fotomultiplicador para el ETL9353-477. Derecha: la misma gráfica para el ETL9353-481.

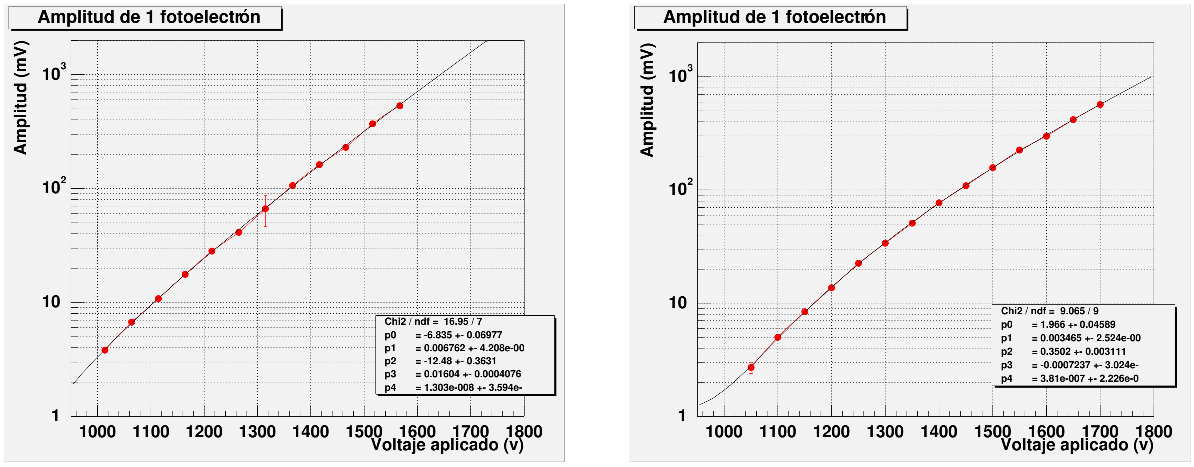


Figura 4.14: Izquierda: amplitud de la señal de un fotoelectrón frente al voltaje aplicado al fotomultiplicador para el Hamamatsu 8”. Derecha: la misma gráfica para el Hamamatsu 10”.

Los datos de amplitud han sido ajustados con la segunda expresión que se utilizó para la ganancia. No basta con una simple exponencial para describir la amplitud de la señal de un único fotoelectrón. Este hecho es más acusado en los Hamamatsu que en los ETL, probablemente porque poseen un rango dinámico mayor y es más difícil mantener la linealidad.

En la figura 4.15 aparece una comparación de todos los fotomultiplicadores. El fotomultiplicador ETL9353-477 posee el HV_{nom} más bajo, 1260 V. El ETL9353-481 y el Hamamasu R5912-BB6940 lo alcanzan a unos 1285 V. El Hamamasu R7081-ZW1733 lo alcanza a unos 1350 V.

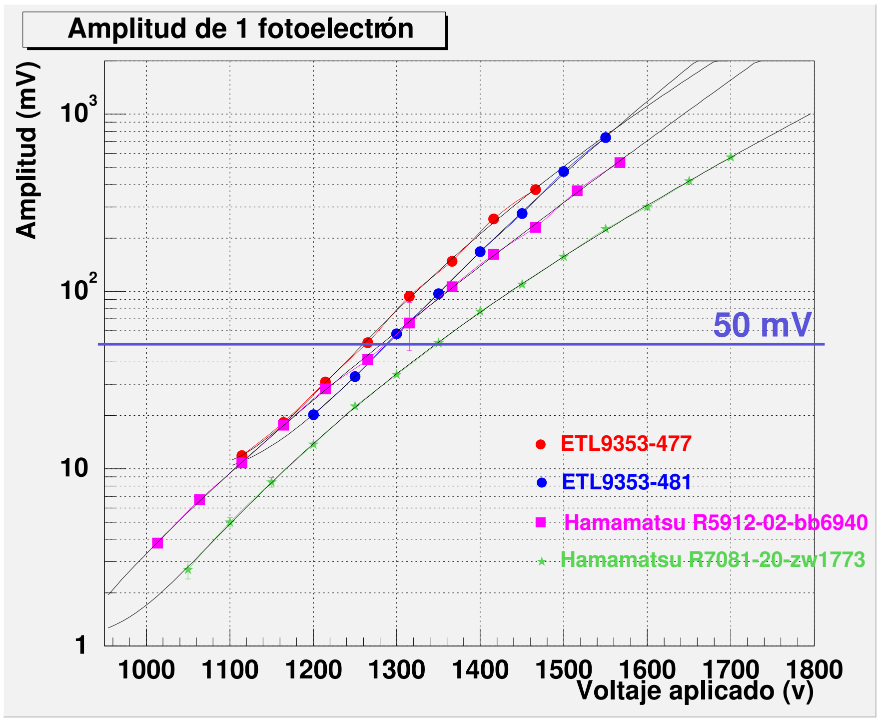


Figura 4.15: Comparación de los resultados obtenidos en el estudio de la amplitud de los cuatro fotomultiplicadores estudiados.

Desde el punto de vista de operación de los fotomultiplicadores interesa que HV_{nom} sea lo menor posible, lo que supone un menor impacto en el envejecimiento del fotomultiplicador. Se observa que los dos ETL y el 8" de Hamamatsu lo hacen entre 1250 V y 1300 V. El Hamamatsu 10", en cambio, necesita unos 1350 V. El mejor resultado lo consigue el ETL9353-477, y hasta donde se pueden comparar, para un mismo alto voltaje, los ETL ofrecen mayor amplitud que los Hamamatsu. Sin embargo, los Hamamatsu pueden trabajar a voltajes mucho mayores que los ETL.

4.4.2 Ganancia-amplitud

La relación entre la ganancia y la amplitud de las señales de un fotoelectrón aparece ilustrada en la figura 4.16

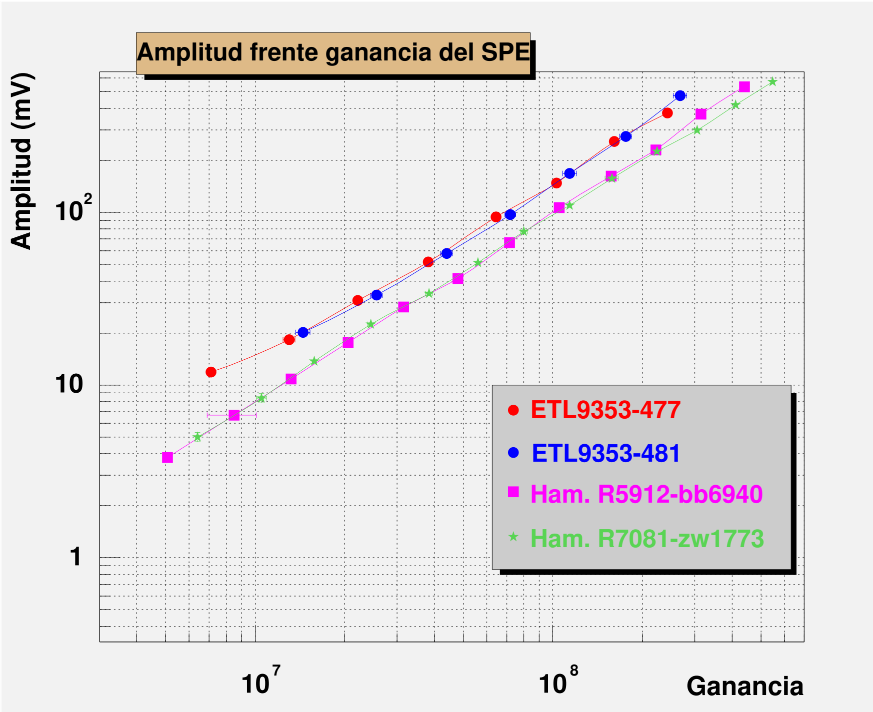


Figura 4.16: Relación entre la amplitud y la ganancia de la señal de un único fotoelectrón para los cuatro fotomultiplicadores bajo estudio. Se observan dos tendencias distintas: los dos ETL9353 y los dos Hamamatsu.

Como se aprecia en la figura anterior, los dos ETL9353 presentan exactamente el mismo comportamiento. Lo mismo ocurre para los Hamamatsu, que a pesar de ser modelos distintos, tienen características de construcción muy similares. Se observa que para una misma ganancia, la amplitud de los ETL es mayor. Los ETL alcanzan una amplitud de 50 mV para una ganancia de 4×10^7. En cambio, los Hamamatsu alcanzan los 50 mV a 6×10^7.

Esta gráfica pone en evidencia una propiedad intrínseca de los fotomultiplicadores, la relación entre la ganancia y la amplitud. Esta relación depende de la estructura interna y del funcionamiento de cada fotomultiplicador, como era de esperar, en la gráfica se observan dos tendencias distintas correspondientes a los dos modelos estudiados[1].

4.5 Otros parámetros del espectro de carga de un fotoelectrón

Del espectro de un único fotoelectrón se obtienen también dos parámetros que se utilizan frecuentemente para caracterizar un fotomultiplicador. Por un lado, la relación pico/valle (altura del pico de un fotoelectrón dividida por la altura del valle) que refleja la capacidad de resolver sucesos de un fotoelectrón. Por otro, la resolución energética que, además, da cuenta de las fluctuaciones de la ganancia.

[1]Se han estudiado tres modelos, pero la única diferencia entre el R5912-BB6940 y el R70811-ZW1773 de Hamamatsu es el diámetro de su fotocátodo.

4.5.1 Pico/valle

Segúno los requisitos impuestos por la colaboración ANTARES, el cociente pico/valle debe ser superior a 2. Los valores han sido calculados a partir de la curva que ajusta todo el espectro de un fotoelectrón buscando el mínimo en la región del valle y el máximo en la región del pico de un fotoelectrón. Los resultados obtenidos para los cuatro fotomultiplicadores aparecen reflejados en la siguiente figura.

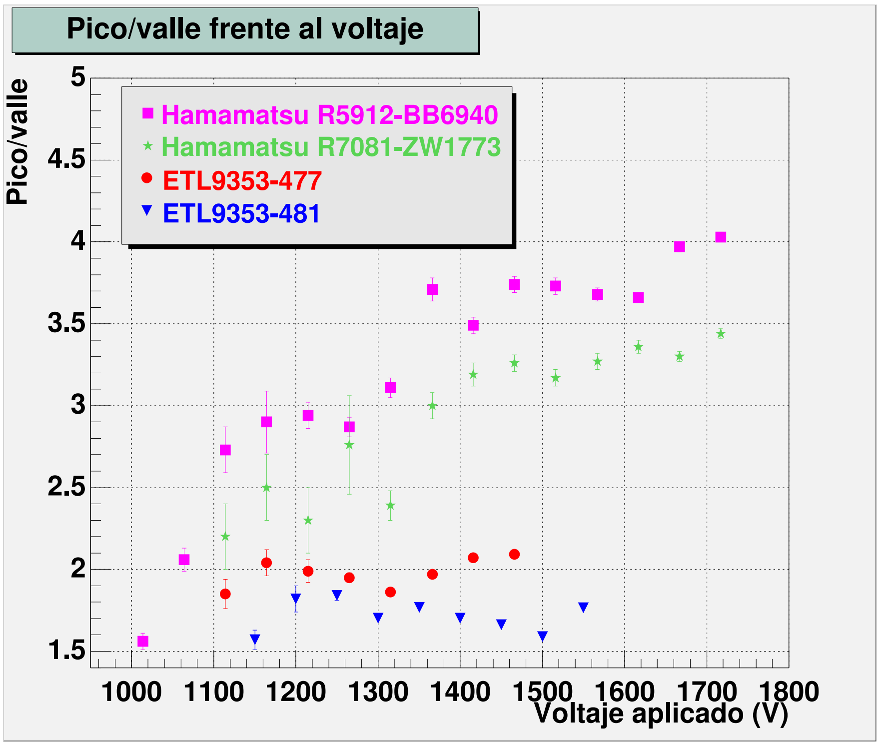


Figura 4.17: Relación pico/valle para los cuatro fotomultiplicadores estudiados.

Los fotomultiplicadores Hamamatsu ofrecen un cociente pico/valle muy superior. Para un mismo voltaje, el 8" ofrece mejores prestaciones que el 10". Para ambos fotomultiplicadores la relación mejora con el voltaje aplicado, llegando a ser superior a 3.0 por encima de los 1300 V (incluso 4 para el 8").

Para los ETL9353 los resultados son sensiblemente peores, en el límite de lo exigido. Presentan una relación pico/valle en torno a 2.0 para el 477 y en torno a 1.75 para el 481. Para estos fotomultiplicadores el cociente es relativamente independiente del voltaje aplicado.

4.5.2 Resolución energética

En la resolución energética (cociente entre los parámetros $P_4 = \sigma_{1_{pe}}$ y $P_3 = \mu_{1_{pe}}$ de los ajustes) también se observa que los fotomultiplicadores Hamamatsu ofrecen mejores prestaciones. Los datos obtenidos se resumen en la siguiente gráfica:

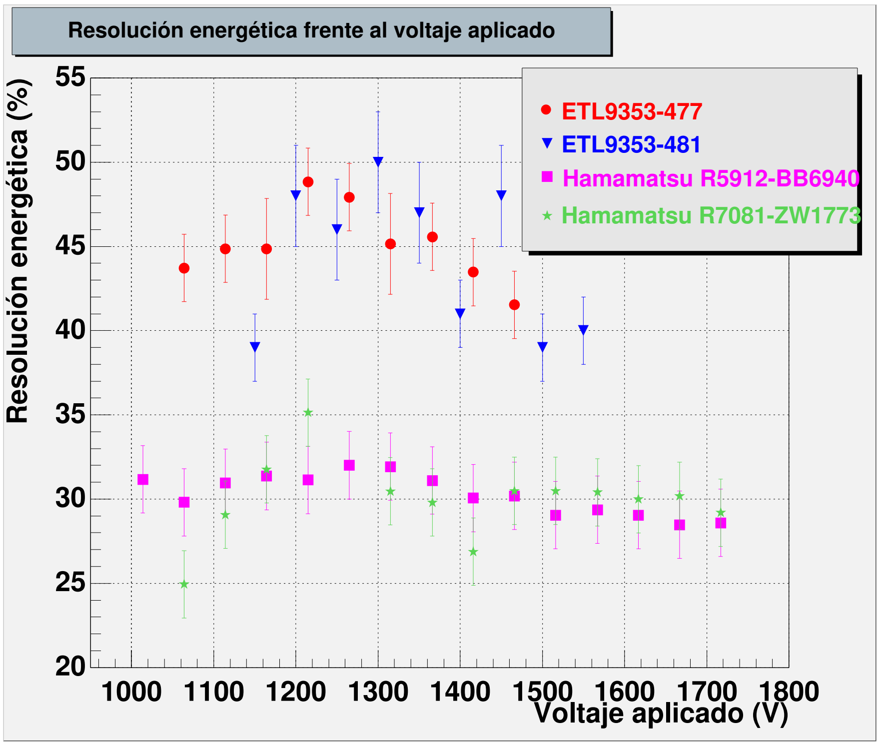


Figura 4.18: Resolución energética para los cuatro fotomultiplicadores estudiados.

Los ETL presentan una resolución energética entre el 40 y el 50% según el voltaje del fotomultiplicador. Para el 481 las fluctuaciones son mayores que para el 477. Los Hamamatsu presentan una resolución en torno al 30% con fluctuaciones más pequeñas y una gran independencia con respecto al voltaje aplicado. La importancia de la resolución energética la podemos ilustrar del siguiente modo. Para los Hamamatsu, con una resolución energética típica del 30% hay un 5% de sucesos del pico de dos fotoelectrones en la zona entre $\mu_{1pe} - \sigma_{1pe}$ y $\mu_{1pe} + \sigma_{1pe}$, y un 17% en la zona entre $\mu_{1pe} - 2\sigma_{1pe}$ y $\mu_{1pe} + 2\sigma_{1pe}$. Para los ETL, tomando una resolución energética media del 45%, los resultados son del 18% y el 43% repectivamente.

4.5.3 El valle

La deconvolución del espectro de carga del fotoelectrón permite obtener información sobre una región difícil de estudiar como es el valle. El valle no es una región de interés en sí misma, ya que contiene sucesos mal amplificados o adquisiciones accidentales de pulsos de corriente oscura. Sin embargo, ya que la deconvolución del espectro de carga de un fotoelectrón permite obtener una parametrización del valle, es posible utilizar estos parámetros para comprender el funcionamiento de los fotomultiplicadores en mayor detalle.

El parámetro con más información es P_5, es decir, w. Este parámetro representa la fracción de sucesos que van al valle, sobre el total de sucesos de un fotoelectrón. La hipótesis es que sólo la fracción $(1 - w)$ del total se amplifica correctamente y aparece en el pico de un fotoelectrón.

El programa de minimización ajusta el número de fotoelectrones medio ($P_0 \equiv \mu$) y a partir de este número calcula con la distribución de Poisson el número de sucesos del pedestal, del pico de un fotoelectrón, del de dos fotoelectrones, etc.

A partir del número de sucesos calculados para el caso de un único fotoelectrón calcula el número de sucesos en el valle. Los sucesos con dos fotoelectrones los reparte entre la gausiana de dos fotoelectrones, la convolución de la gausiana de un fotoelectrón con el valle o la convolución de dos valles. El programa realiza un cálculo similar en el caso de 3, 4 o más fotoelectrones.

En las figuras 4.19 y 4.20 aparece el parámetro P_5 para los cuatro fotomultiplicadores en función del voltaje aplicado.

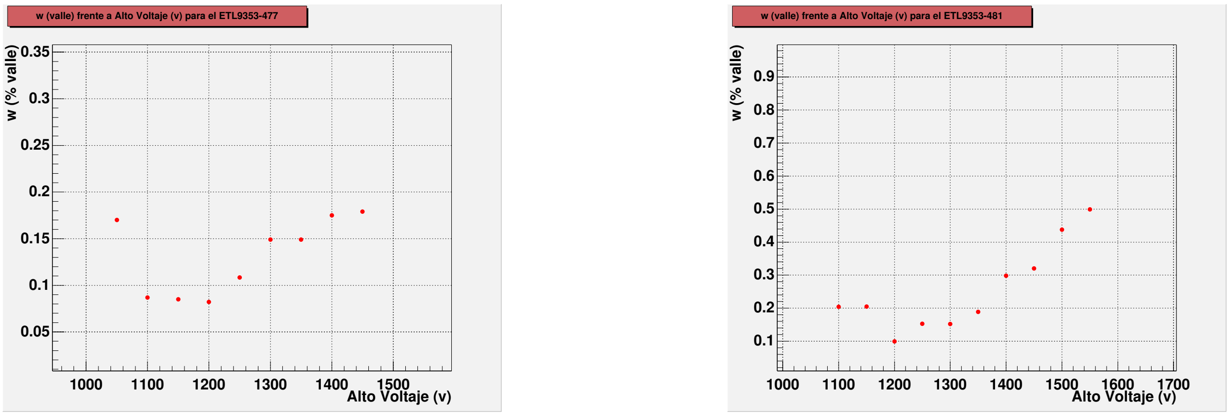


Figura 4.19: Valor del parámetro P_5 para los fotomultiplicadores de ETL a distintos voltajes. A la izquierda aparecen representados los datos del 477 y a la derecha los del 481.

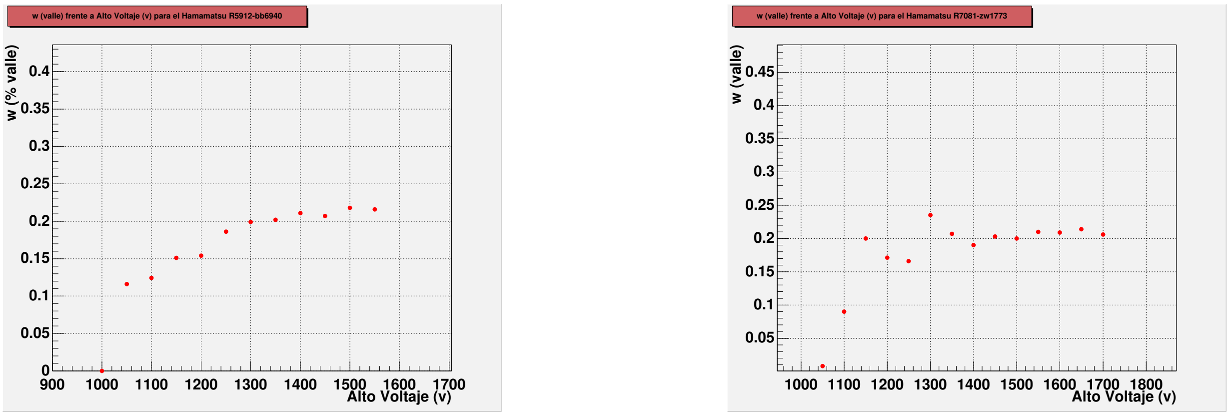


Figura 4.20: Valor del parámetro P_5 para los fotomultiplicadores de Hamamatsu a distintos voltajes. A la izquierda aparecen representados los datos del R5912-BB6940 y a la derecha los del R7081-ZW1773.

Se observa una clara diferencia entre los ETL y los Hamamatsu. Los Hamamatsu poseen un parámetro P_5 que aumenta ligeramente al aumentar el voltaje. A partir de unos 1300 V es aproximadamente estable con un valor de 0.2, lo que se puede interpretar como que un 20% de los fotoelectrones producidos no resultan bien amplificados y acaban en la región del valle.

Para el ETL9353-477 ocurre algo similar. P_5 aumenta paulatinamente con el voltaje. Sin embargo, no se alcanza una estabilización de forma tan clara como en el caso de los Hamamatsu. Para este fotomultiplicador el valor máximo de P_5 es de un 18%. Por tanto, hay un menor porcentaje de sucesos mal amplificados.

Para el ETL9353-481 la situación es bien distinta. A partir de los 1200 V el parámetro P_5 aumenta de forma progresiva y casi lineal. Este comportamiento se aleja bastante del presentado por los otros fotomultiplicadores. Como veremos en el capítulo 5, este fotomultiplicador está afectado por elevada tasa de corriente oscura, lo cual puede ser la causa de su comportamiento, al integrarse accidentalmente pulsos de corriente oscura. La probabilidad de que ocurra es baja salvo cuando la tasa de pulsos de corriente oscura es muy grande (decenas de kHz). P_5 aumenta al aumentar la tasa de pulsos de corriente oscura, por lo que aumenta al aumentar el voltaje. El valor máximo que se alcanza es del 50%, aunque ahora no se puede interpretar como fracción de sucesos mal amplificados.

Los otros parámetros del valle tienen que ver con la forma de la distribución de carga en dicha zona. Típicamente la distribución viene descrita por una exponencial para los ETL y una exponencial más una zona aproximadamente plana para los Hamamatsu. El valor del parámetro P_6 (exponencial del valle) en función del voltaje para los cuatro fotomultiplicadores aparece en las figuras 4.21 y 4.22.

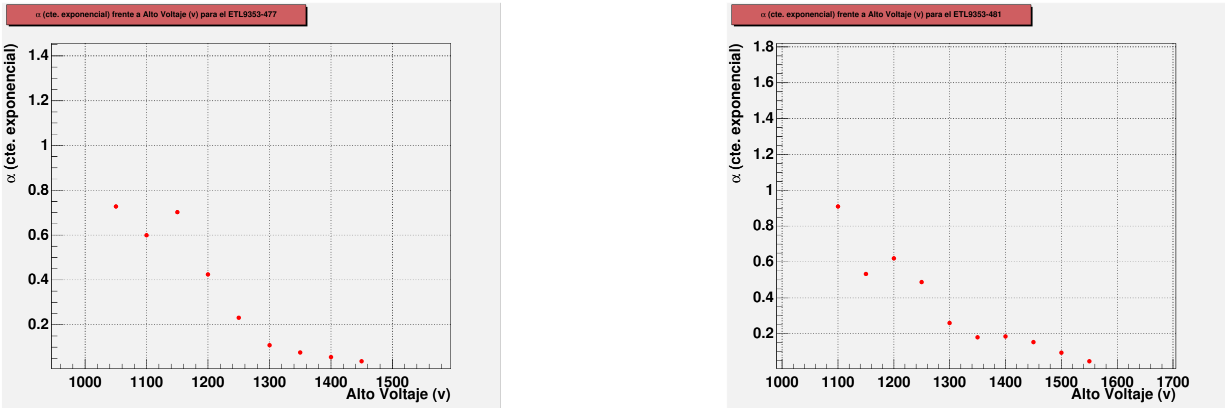


Figura 4.21: Valor del parámetro P_6 para los fotomultiplicadores de ETL. A la izquierda aparecen los datos del 477 y a la derecha del 481.

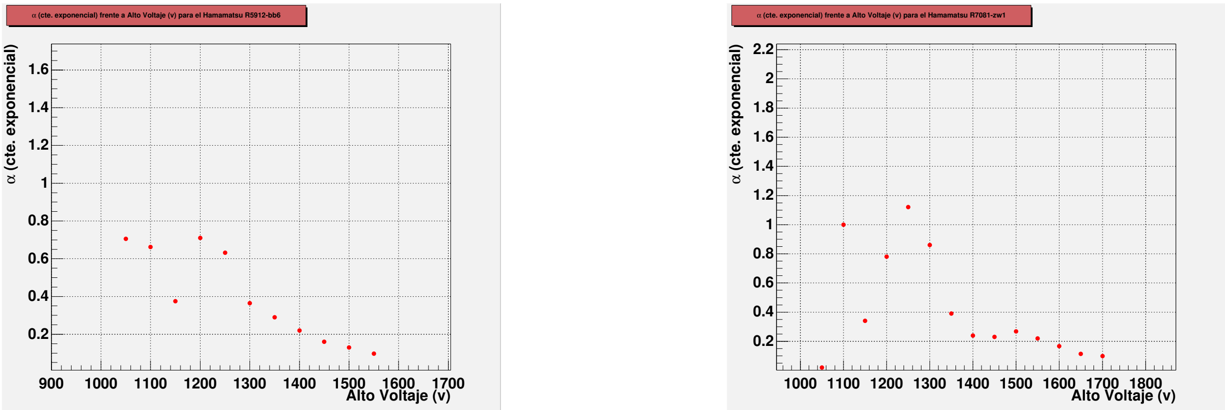


Figura 4.22: Valor del parámetro P_6 para los fotomultiplicadores de Hamamatsu: R5912-BB6940 (izquierda) y R7081-ZW1773 (derecha).

Los valores del parámetro P_7 (repartición entre exponencial y gausiana) aparecen en las figuras 4.23 y 4.24. Para los Hamamatsu se estabiliza entre 0.6 y 0.8 para el 8" y entre 0.8 y 1 para el 10". Para los ETL este parámetro experimenta fuertes variaciones en función del voltaje.

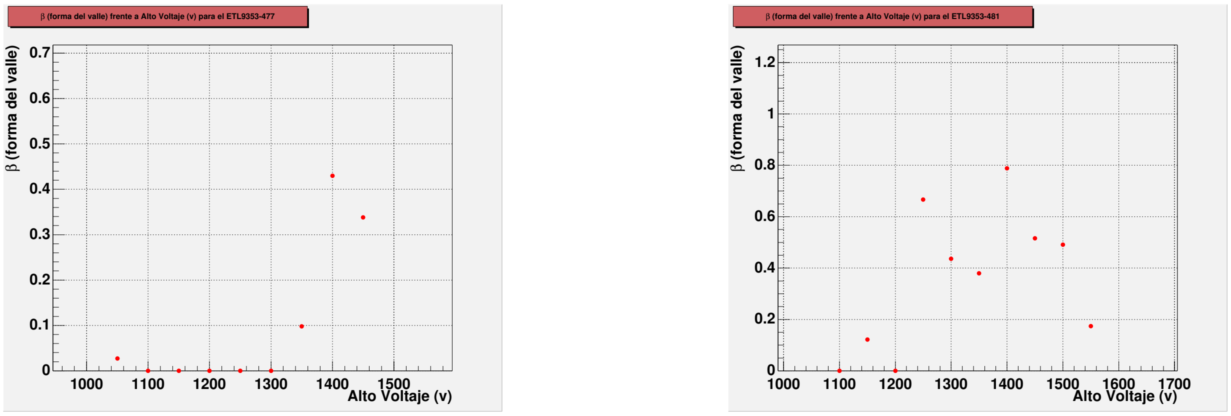


Figura 4.23: Valor del parámetro P_7 para los fotomultiplicadores de ETL. A la izquierda aparecen los datos para el 477 y a la derecha para el 481.

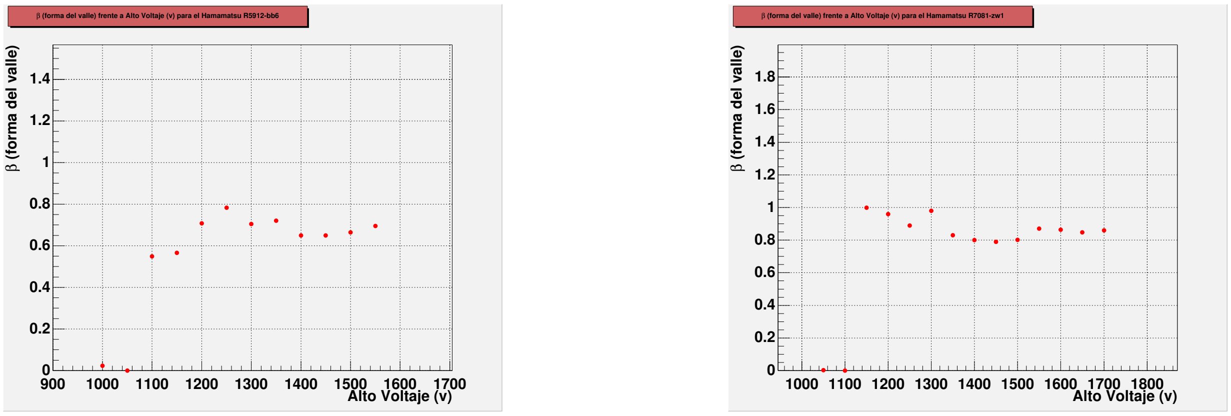


Figura 4.24: Valor del parámetro P_7 para los fotomultiplicadores de Hamamatsu. A la izquierda aparecen los datos para el R5912-BB6940 y a la derecha para el R7081-ZW1773.

4.5.4 Respuesta a distintos niveles de luz

El fotomultiplicador debe tener una buena respuesta al nivel de un fotoelectrón, pero también cuando el número medio de fotoelectrones es mayor (superior a 10 fotoelectrones). En este caso, la carga de los fotomultiplicadores se distribuye siguiendo una forma gausiana (convolución de las gausianas de cada número de fotoelectrones). Sin embargo, si el número de fotoelectrones no es muy grande (menos de 8 ó 9) la forma del espectro de carga no es una gausiana y hay que recurrir a los programas descritos anteriormente para ajustarlo.

El estudio de los espectros de carga a distintos niveles de luz se utiliza, además, para verificar el buen funcionamiento de los programas de minimización y las hipótesis en que se basan.

Para el ETL 9353-477 los ajustes obtenidos con distintos niveles de luz son buenos y reproducen bien todo el espectro de carga. La figura 4.25 contiene cuatro ajustes realizados a cuatro niveles de luz distintos.

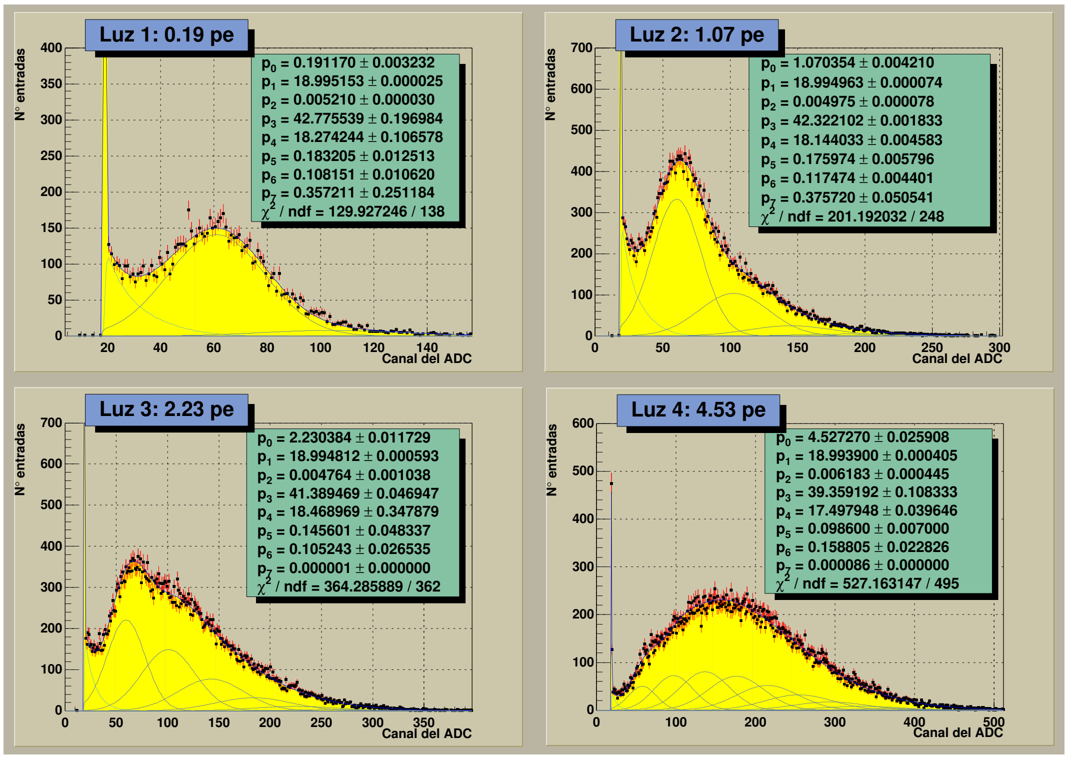


Figura 4.25: Ajuste de cuatro espectros de carga del fotomultiplicador ETL9353-477, para distintos niveles de luz.

La tabla 4.5 recoge los parámetros más importantes de los ajustes:

Nivel de luz	**Nivel 1**	**Nivel 2**	**Nivel 3**	**Nivel 4**
P_0 **(fotoelectrones)**	0.19	1.07	2.23	4.53
P_3 **(canales ADC)**	42.8	42.3	41.4	39.4
P_4 **(canales ADC**	18.3	18.1	18.5	17.5
P_5	0.18	0.18	0.15	0.10
χ^2/ν	130 / 138	201 / 248	364 / 362	527 / 495

Tabla 4.5: Parámetros más importantes del ajuste del espectro de varios fotoelectrones para el fotomultiplicador ETL9353-477.

Para los tres primeros niveles de luz hay poca diferencia en los parámetros del pico de un fotoelectrón (μ_{1pe} y σ_{1pe}). Para el cuarto nivel de luz (4.53 fotoelectrones) las diferencias son ligeramente mayores salvo para el parámetro P_5 para el que son mucho mayores.

Para el ETL9353-481 sabemos que los ajustes no son buenos debido a la tasa tan elevada de corriente oscura y su influencia en el valle. En la figura 4.26 aparecen cuatro ajustes con un número creciente de fotoelectrones. Aunque los ajustes no son muy buenos, como indica el cociente χ^2/ν, sí que se reproduce en buena aproximación la forma del espectro de carga.

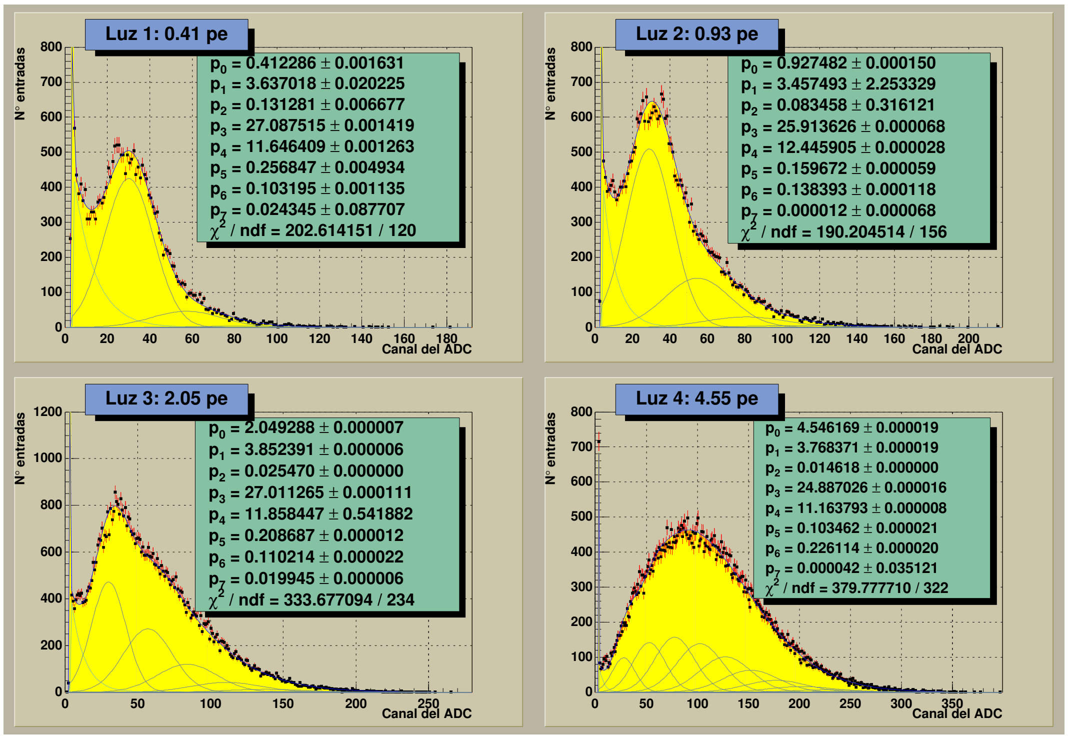


Figura 4.26: Ajuste de cuatro espectros de carga del fotomultiplicador ETL9353-481, para distintos niveles de luz.

Los parámetros más importantes se recogen en la tabla 4.6.

Nivel de luz	**Nivel 1**	**Nivel 2**	**Nivel 3**	**Nivel 4**
P_0 **(fotoelectrones)**	0.41	0.93	2.05	4.55
P_3 **(canales ADC)**	27.1	25.9	27.0	24.9
P_4 **(canales ADC)**	11.6	12.4	11.9	11.2
P_5	0.26	0.16	0.21	0.10
χ^2/ν	203 / 120	198 / 156	334 / 234	380 / 322

Tabla 4.6: Parámetros más importantes del ajuste del espectro de varios fotoelectrones para el fotomultiplicador ETL9353-481.

El efecto que produce aumentar más de un factor 10 la cantidad de luz (desde 0.41 fotoelectrones hasta 4.55 fotoelectrones) en el parámetro P_3 es relativamente pequeño. La variación es menor del

10%. La variación es similar en el caso del parámetro P_4. Por tanto, la estimación de la anchura del pico de un fotoelectrón y de su carga media se puede hacer mejor que un 10% en un rango de luz muy amplio. La situación es más complicada para el parámetro P_5 (fracción de sucesos mal amplificados), con variaciones de un ajuste a otro muy grandes. Esto puede estar relacionado con los repetidos problemas asociados a este fotomultiplicador.

En el caso del Hamamatsu R5912-BB6940 se obtienen buenos ajustes para distintos niveles de luz. Un ejemplo de cuatro ajustes aparece en la figura 4.27

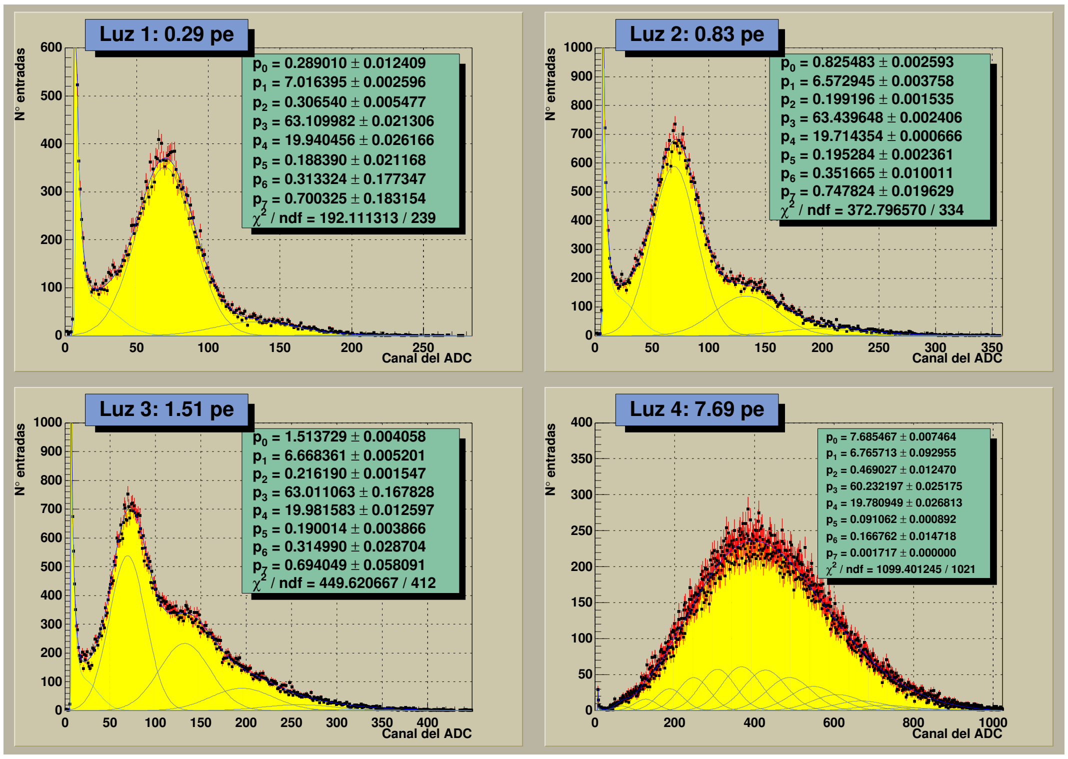


Figura 4.27: Ajuste de cuatro espectros de carga del fotomultiplicador Hamamatsu R5912-BB6940, para distintos niveles de luz.

Los parámetros más importantes que se extraen de estos ajustes aparecen en la tabla 4.7.

Nivel de luz	**Nivel 1**	**Nivel 2**	**Nivel 3**	**Nivel 4**
P_0 **(fotoelectrones)**	0.29	0.83	1.51	7.69
P_3 **(canales ADC)**	63.1	63.4	63.0	60.2
P_4 **(canales ADC)**	19.9	19.7	20.0	19.8
P_5	0.19	0.20	0.19	0.09
χ^2/ν	192 / 239	373 / 334	450 / 412	1099 / 1021

Tabla 4.7: Parámetros más importantes del ajuste del espectro de varios fotoelectrones para el fotomultiplicador Hamamatsu R5912-BB6940.

Para μ_{1pe} y σ_{1pe} los resultados son de nuevo bastante estables, con independencia del nivel de luz. Lo mismo ocurre para w. El último ajuste es el que presenta valores algo diferentes.

En el caso del fotomultiplicador Hamamatsu R7081-ZW1773 podemos ver los ajustes realizados sobre cuatro espectros de carga con distintos niveles de luz en la figura 4.28.

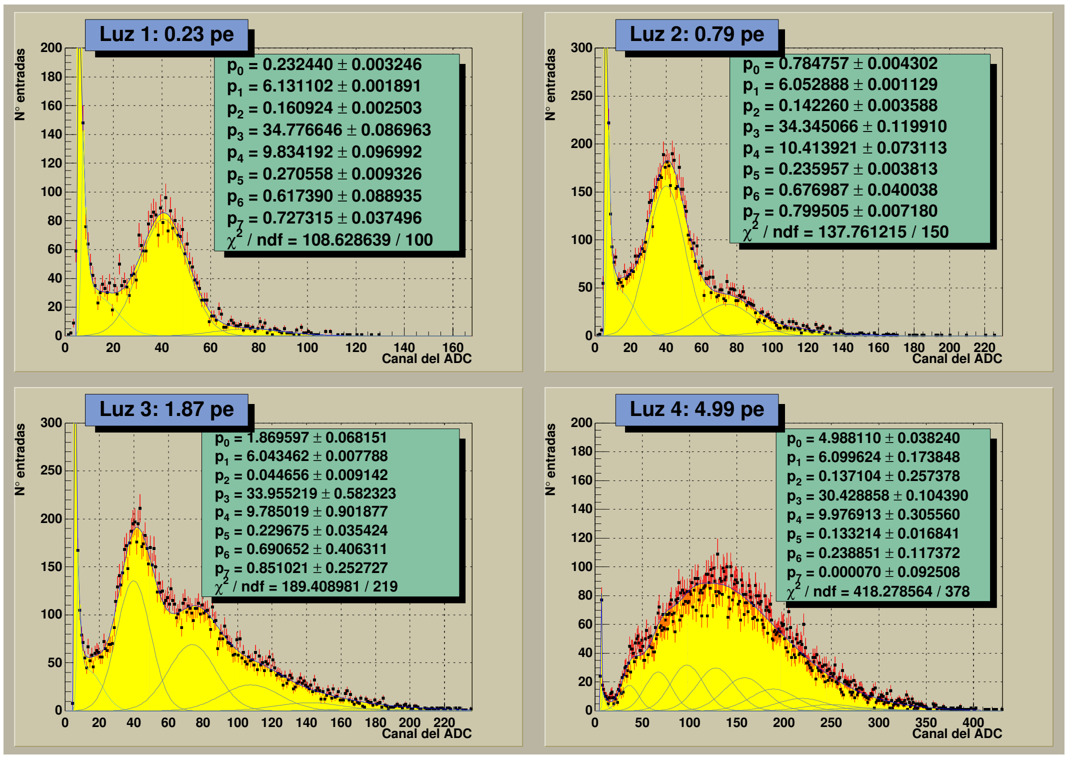


Figura 4.28: Ajuste de cuatro espectros de carga del fotomultiplicador Hamamatsu R7081-ZW1773, para distintos niveles de luz.

Se observa una mayor estabilidad de los parámetros al aumentar la iluminación sobre el fotomultiplicador. Sólo para el último caso, que supone más de 20 veces la luz recibida en el primero, los parámetros se alejan de los valores que toman en los otros tres ajustes. En el resto, son muy estables, incluso para el parámetro P_5 como cabe esperar si es válida la interpretación de que el valle es una fracción de sucesos de un fotoelectrón que no se amplifica correctamente.

Los resultados más importantes aparecen resumidos en la tabla 4.8.

Nivel de luz	Nivel 1	Nivel 2	Nivel 3	Nivel 4
P_0 (fotoelectrones)	0.23	0.79	1.87	4.99
P_3 (canales ADC)	34.8	34.3	34.0	30.4
P_4 (canales ADC)	9.83	10.4	9.79	9.98
P_5	0.27	0.24	0.23	0.13
χ^2/ν	109 / 100	138 / 150	189 / 219	418 / 378

Tabla 4.8: Parámetros más importantes del ajuste del espectro de varios fotoelectrones para el fotomultiplicador Hamamatsu R7081-ZW1773.

En resumen, los resultados con distintos niveles de luz son similares para los distintos fotomultiplicadores. Pero en el caso del ETL9353-481 se han observado algunas diferencias. Pare este fotomultiplicador, se obtienen buenos ajustes a distintos niveles de luz, desde 0.2 fotoelectrones hasta más de 7. Sin embargo, cuando el nivel de iluminación es superior a 4 fotoelectrones cambian algunos parámetros como μ_{1pe} y w, que deberían ser independientes del número medio de fotoelectrones.

A pesar de que el parámetro w de los ajustes cambia sensiblemente cuando el nivel de luz es alto, sí que es bastante estable cuando el nivel de luz es bajo (dos fotoelectrones o menos). Esto indica que es válida la hipótesis de relacionar el valle con fotoelectrones que no han sido correctamente amplificados en lugar de con el pedestal, como hacen algunos autores [38]. El cambio en el parámetro w cuando el nivel de luz es más elevado puede deberse a la dificultad de separar entre pedestal y valle cuando hay pocos sucesos en el pedestal.

4.6 Sensibilidad al campo magnético

Los campos magnéticos intensos afectan al buen funcionamiento de los fotomultiplicadores, alterando el recorrido de los electrones y la eficiencia de recolección en cada etapa. En el caso de ANTARES los fotomultiplicadores estarán sometidos únicamente al campo magnético terrestre que, pese a ser débil ($\sim$50 μTeslas), es un factor ambiental a tener muy en cuenta cuando se trabaja con fotomultiplicadores de gran fotocátodo. El gran recorrido existente entre el fotocátodo y el primer dínodo los hace especialmente sensibles al campo magnético terrestre. Es posible observar diferencias en sus prestaciones (ganancia, pico/valle, resolución energética) al estudiar distintas orientaciones del fotomultiplicador.

Para aislar los fotomultiplicadores se emplea una malla de μ-metal[2] que apantalla en gran medida el campo magnético (figura 4.29).

Figura 4.29: Imagen del fotomultiplicador Hamamatsu R7081-ZW1773 protegido por la malla de μ-metal que le reodea. En la imagen también aparece el cable utilizado para poner la malla a tierra.

[2] El μ-metal es una aleación de gran permeabilidad magnética compuesta de un 80% de niquel, un 15% de hierro y el 5% restante de cobre, molibdeno y cromo.

Se ha estudiado la respuesta del fotomultiplicador a una fuente de luz pulsada (LED y láser) al nivel de un fotoelectrón, comparando los resultados obtenidos con la malla de μ-metal con aquellos sin malla para diferentes orientaciones del fotomultiplicador con respecto a la dirección del campo magnético terrestre. El montaje que se utiliza para realizar estas medidas es el mismo que el utilizado en las medidas del espectro de un fotoelectrón presentadas en el capítulo anterior.

Las diferentes orientaciones se obtienen girando el fotomultiplicador sobre su eje vertical mientras ocupa la misma posición en el interior de la caja negra en la que se realizan todas las medidas. En el fotomultiplicador se han definido un eje X y un eje Y de acuerdo con la posición del primer dínodo de la cadena de amplificación. La dirección del Norte magnético se utiliza como referencia y se definen cuatro orientaciones llamadas *eje X*, *eje Y*, *eje anti-X* y *eje anti-Y* según que los ejes definidos sean paralelos o anti paralelos al Norte magnético. En la figura 4.30 mostramos un dibujo con la definición de estos ejes.

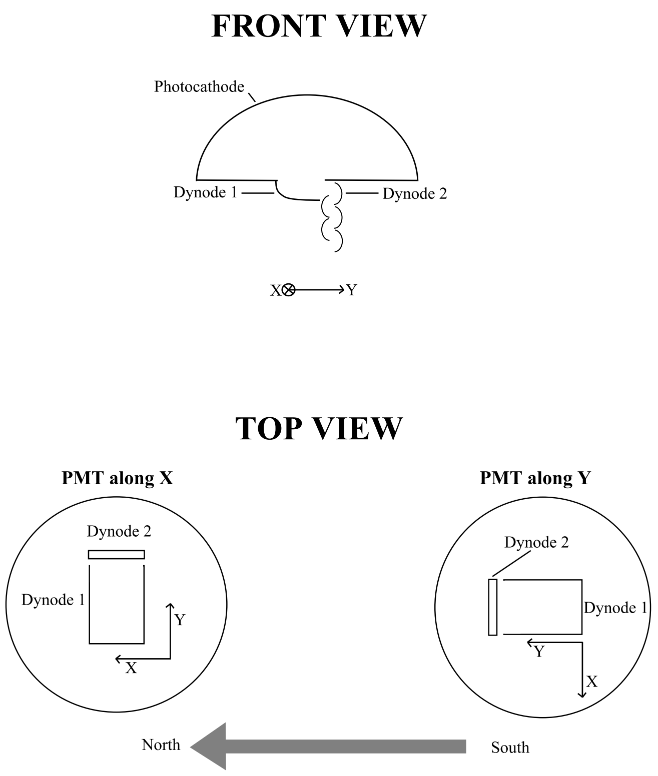


Figura 4.30: Dibujo de un fotomultiplicador y los ejes X e Y que se definen de acuerdo con la posición del primer dínodo. La dirección del Norte magnético se utiliza como referencia para definir las distintas orientaciones del fotomultiplicador.

Los resultados obtenidos aparecen agrupados en las tablas 4.9 a 4.12. Allí aparecen los parámetros más relevantes en la operación del fotomultiplicador: el parámetro $P_3 = \mu_{1pe}$ del ajuste del espectro de un fotoelectrón, la relación pico/valle y la resolución energética. El estudio se hace para las cuatro orientaciones que se han definido, comparándose los resultados con los obtenidos utilizando la malla de μ-metal. Se observa que existen unas orientaciones mucho más favorables que otras. Asimismo, se observa que la utilización de la malla de μ-metal permite mejorar las prestaciones del fotomultiplicador.

ETL9353-477:

Las prestaciones de este fotomultiplicador se ven afectadas sensiblemente por el campo magnético terrestre cuando no se utiliza la protección de μ-metal. Así aparece reflejado en los datos de la tabla 4.9. Se aprecia claramente la influencia del campo magnético cuando no se utiliza la protección de μ-metal. El caso más desfavorable es la orientación *anti-X*.

Orientación	μ_{1pe} Canales ADC	P/V	Resolución Energética (%)
Eje X	42 ± 2	1.66 ± 0.02	50 ± 3
Eje Y	41 ± 2	1.77 ± 0.02	46 ± 3
Eje anti-X	35.9 ± 1.8	1.29 ± 0.03	51 ± 3
Eje anti-Y	40 ± 2	1.68 ± 0.02	44 ± 2
Con μ-metal	41 ± 2	1.86 ± 0.02	41 ± 2

Tabla 4.9: Datos obtenidos para el ETL9353-477 para distintas orientaciones sin malla de μ-metal. También se indican los valores con la malla.

Estos datos vienen de los ajustes de los espectros que pueden observarse en la figura 4.31. En los espectros de carga se hace visible el efecto de las distintas orientaciones, especialmente en el caso más desfavorable, la orientación *anti-X*.

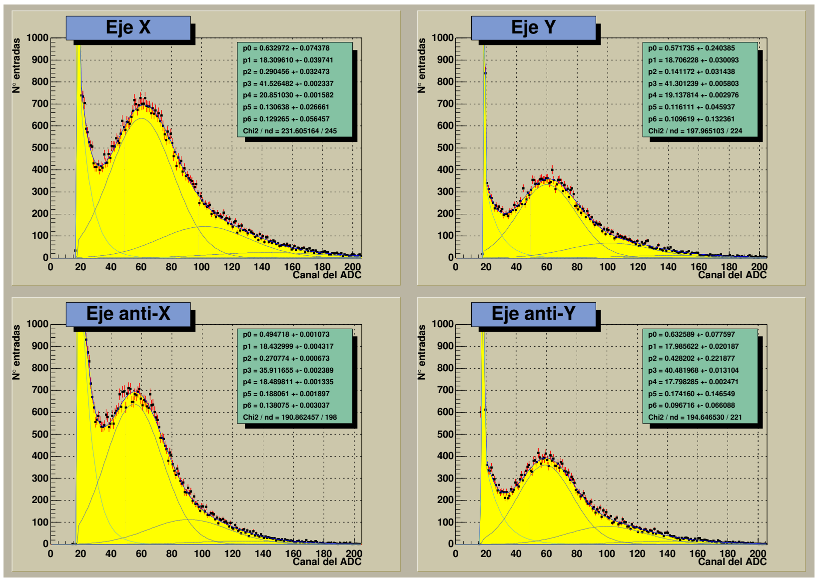


Figura 4.31: Espectro de un fotoelectrón tomado para las cuatro orientaciones definidas y sin utilizar la malla de μ-metal con el fotomultiplicador ETL9353-477.

No hay una medida con el ETL9353-481 porque su alta tasa de corriente oscura tras ser expuesto a la luz ambiental no permite realizar correctamente la medida. La razón es que es necesario abrir y cerrar la caja en repetidas ocasiones para cambiar la orientación del fotomultiplicador.

Hamamatsu R5912-BB6940:

La influencia del campo magnético terrestre en este fotomultiplicador aparece reflejada en los datos presentados en la tabla 4.10.

Orientación	μ_{1pe} Canales ADC	P/V	Resolución Energética (%)
Eje X	34.2 ± 1.7	3.00 ± 0.05	29.5 ± 1.5
Eje Y	33.9 ± 1.7	2.90 ± 0.04	29.9 ± 1.6
Eje anti-X	32.4 ± 1.7	3.19 ± 0.08	32.4 ± 1.7
Eje anti-Y	33.3 ± 1.7	3.19 ± 0.08	31.6 ± 1.6
Con μ-metal	35.0 ± 1.6	3.28 ± 0.05	30.3 ± 1.6

Tabla 4.10: Datos obtenidos para el Hamamatsu R5912-BB6940 para las distintas orientaciones sin malla de μ-metal. También aparece el resultado con malla de μ-metal.

La figura 4.32 muestra una de las series de medidas tomadas sin la protección de μ-metal.

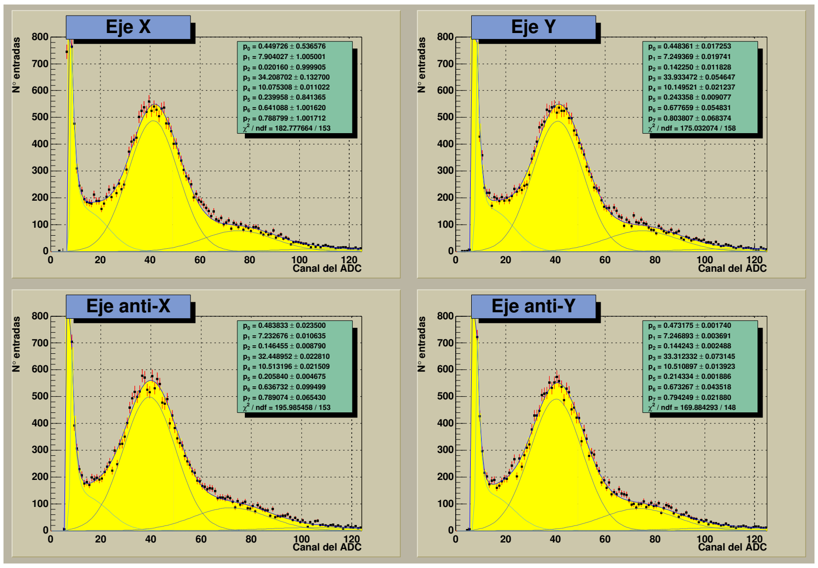


Figura 4.32: Espectro de un fotoelectrón tomado para las cuatro orientaciones definidas y sin utilizar la malla de μ-metal. El fotomultiplicador es el Hamamatsu R5912-BB6940.

Tanto en los datos de la tabla como en la figura anterior se observa que este fotomultiplicador es menos sensible que el ETL9353-477 al campo magnético. La orientación menos favorable sigue siendo la *anti-X*.

Hamamatsu R7081-ZW1773:

El efecto del campo magnético en este fotomultiplicador aparece reflejado en los datos de la tabla 4.11. La utilización de la malla de μ-metal reduce considerablemente el efecto del campo magnético, mejorando las prestaciones del fotomultiplicador. En la tabla 4.12 puede verse la influencia del campo magnético residual cuando se utiliza la malla de μ-metal. Estos datos proceden de los ajustes realizados a los espectros de un fotoelectrón tomados con malla de μ-metal. Los ajustes realizados para el caso sin malla de μ-metal aparecen en la figura 4.33.

Orientación	μ_{1pe} Canales ADC	P/V	Resolución Energética (%)
Eje X	34.1 ± 1.7	2.54 ± 0.03	31.1 ± 1.5
Eje Y	33.9 ± 1.7	2.52 ± 0.03	31.5 ± 1.6
Eje anti-X	31.9 ± 1.7	2.51 ± 0.03	33.4 ± 1.8
Eje anti-Y	32.4 ± 1.7	2.65 ± 0.03	32.1 ± 1.7

Tabla 4.11: Datos obtenidos para el Hamamatsu R7081-ZW1773 para distintas orientaciones sin malla de μ-metal.

Orientación	μ_{1pe} Canales ADC	P/V	Resolución Energética (%)
Eje X	33.8 ± 1.7	3.03 ± 0.03	30.5 ± 1.5
Eje Y	33.9 ± 1.7	2.95 ± 0.06	30.1 ± 1.6
Eje anti-X	33.3 ± 1.7	2.98 ± 0.03	31.0 ± 1.6
Eje anti-Y	33.6 ± 1.7	2.96 ± 0.03	31.1 ± 1.6

Tabla 4.12: Datos obtenidos para el Hamamatsu R7081-ZW1773 para distintas orientaciones con la malla de μ-metal.

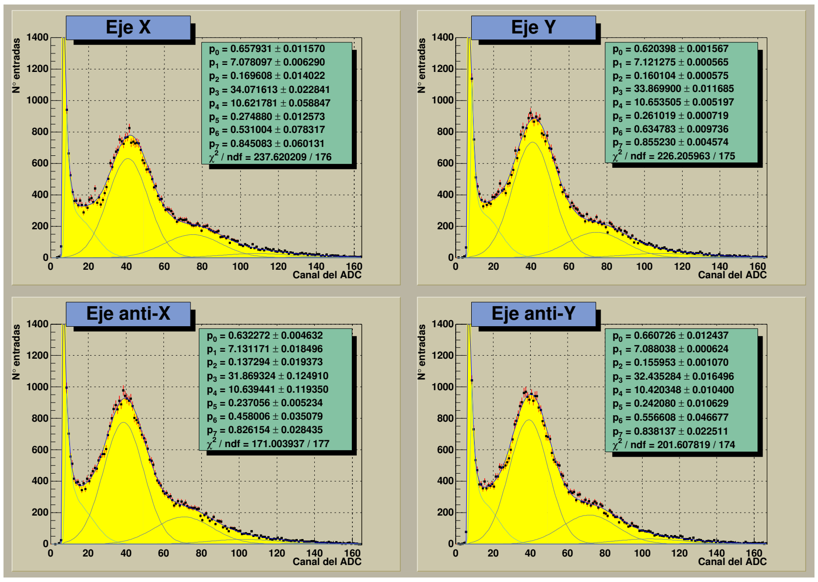


Figura 4.33: Espectro de un fotoelectrón tomado con el fotomultiplicador Hamamatsu R7081-ZW1773 para las cuatro orientaciones definidas sin utilizar la protección de μ-metal.

De estas medidas se concluye que los fotomultiplicadores ETL son mucho más sensibles al campo magnético que los Hamamatsu. También hemos visto que la utilización de la protección de la malla de μ-metal reduce el efecto del campo magnético en los fotomultiplicadores, aunque no lo anula completamente.

Todos los fotomultiplicadores estudiados poseen un sistema de amplificación con geometría de focalización lineal. Este sistema unido al fotocátodo de gran diámetro los hace muy sensibles al campo magnético. En todos los casos la orientación para la que son más sensibles es aquella en que la dirección del campo magnético es paralela a los dínodos. Con nuestra definición, esto corresponde a las orientaciones X y *anti-X*. Sin embargo, también se observa que para todos los modelos estudiados los efectos no son simétricos y son mayores en la orientación *anti-X*.

Capítulo 5

Corriente oscura y *after-pulses*

Para la completa caracterización de los fotomultiplicadores de cara a su utilización en ANTARES, es necesario conocer también otras propiedades como la corriente oscura, los *after-pulses*, la linealidad y el TTS. Las dos primeras se estudian en el presente capítulo, sin embargo, tanto la linealidad como el TTS no se han podido incluir en este trabajo, pues no disponíamos de la instrumentación necesaria.

5.1 Pulsos de corriente oscura

En la mayoría de las ocasiones son pulsos producidos por un electrón emitido por efecto termoiónico. Por tanto, son pulsos muy similares a los que produce un único fotoelectrón. Estos pulsos pueden ser utilizados para una calibración *in situ* de los fotomultiplicadores una vez instalados en el fondo del mar.

La tasa de pulsos de corriente oscura del fotomultiplicador es también importante por su relación con la eficiencia del detector y con sus prestaciones. Hemos estudiado, además, el efecto que una exposición a una fuente de luz intensa tiene sobre la tasa de corriente oscura.

5.1.1 Tasa de pulsos de corriente oscura

La corriente oscura de los fotomultiplicadores no es un problema grave para ANTARES. La razón es la radiactividad natural debida al ^{40}K disuelto en el agua del mar. Las medidas más recientes indican que el ^{40}K induce una tasa continua de pulsos de unos 20 kHz [16] en un fotomultiplicador con un fotocátodo de 8". El requisito que se impone a los fotomultiplicadores es que la corriente oscura contribuya menos del 25% del total de la tasa de cuentas.

Hemos utilizado un montaje como el mostrado en la figura 5.1 para estudiar la tasa de contaje de los pulsos de corriente oscura. A partir de la señal original del fotomultiplicador se obtienen cuatro señales equivalentes por medio del *Linear Fan in/Fan out*. Cada una de ellas se lleva a un discriminador de fracción constante (CFD) que proporciona una señal lógica NIM cuando un pulso de corriente oscura sobrepasa el umbral en milivoltios que se fija en cada uno de los cuatro discriminadores. De este modo, podemos medir simultáneamente la tasa de corriente oscura con cuatro niveles de discriminación. Los pulsos lógicos producidos en cada uno de los discriminadores son llevados a cuatro canales del *scaler* independientes. El umbral del discriminador se puede variar en un pequeño rango de valores. Por ello en ocasiones se utiliza un amplificador lineal o un atenuador antes del discriminador para aumentar dicho rango.

El umbral de los discriminadores se fija en milivoltios. Solo los pulsos de corriente oscura con una amplitud superior al umbral pasan la discriminación. Sin embargo, para poder comparar los resultados obtenidos a distintas ganancias y con varios fotomultiplicadores es más práctico expresar los umbrales en *fotoelectrones equivalentes* (fotoelectrones, para abreviar). El significado es distinto del utilizado al hablar de carga. Ahora un fotoelectrón equivale a la amplitud promedio de los pulsos amplificados a partir de un único fotoelectrón.

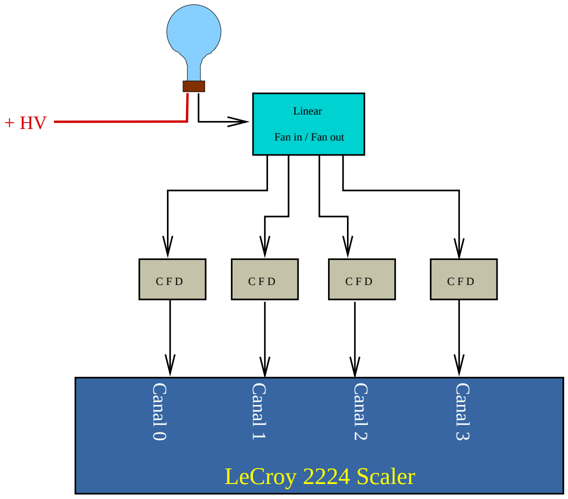


Figura 5.1: Montaje utilizado para la medida de la tasa de pulsos de corriente oscura. Cuando es necesario se utiliza un atenuador o un amplificador antes de llevar la señal hasta el discriminador.

Al menos en teoría se espera que la tasa de corriente oscura experimente una fuerte variación en torno al nivel de un fotoelectrón. La razón es que buena parte de los pulsos de corriente oscura son debidos a emisiones por efecto termoiónico. La señal inducida es similar a la producida por un único fotoelectrón amplificado. Como consecuencia, la tasa de corriente oscura está dominada por señales con una amplitud parecida a la de un fotoelectrón.

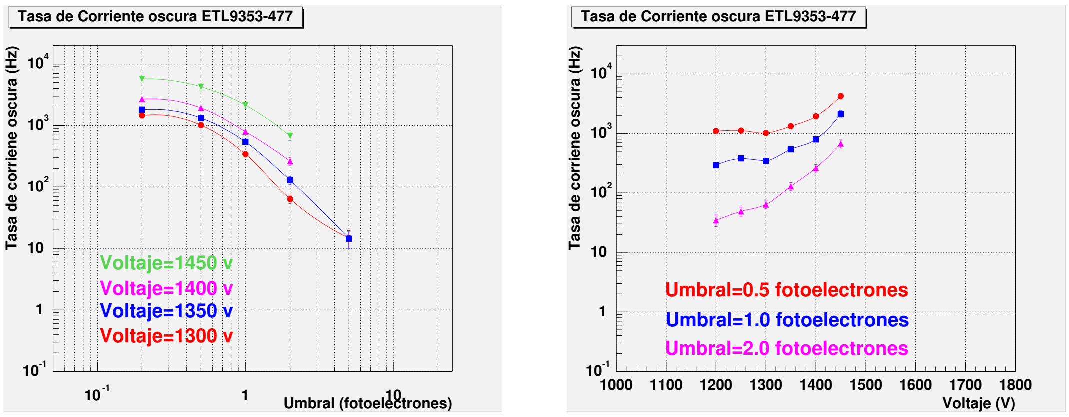


Figura 5.2: Izquierda: tasa de pulsos de corriente oscura del fotomultiplicador ETL9353-477 en función del umbral en el discriminador y para cuatro voltajes distintos. Derecha: tasa de pulsos de corriente para tres umbrales del discriminador distintos, en función del voltaje.

Para el ETL9353 se observan dos comportamientos bien diferentes en los dos modelos. Los resultados para el modelo 477 aparecen resumidos en la figura 5.2. Observamos en la gráfica de la izquierda que, tal y como se espera, al aumentar el umbral del discriminador disminuye la tasa de pulsos. La disminución es más importante para el umbral de un fotoelectrón. En la figura de la derecha se observa el aumento de la tasa de corriente oscura con el aumento del voltaje del fotomultiplicador para tres umbrales diferentes.

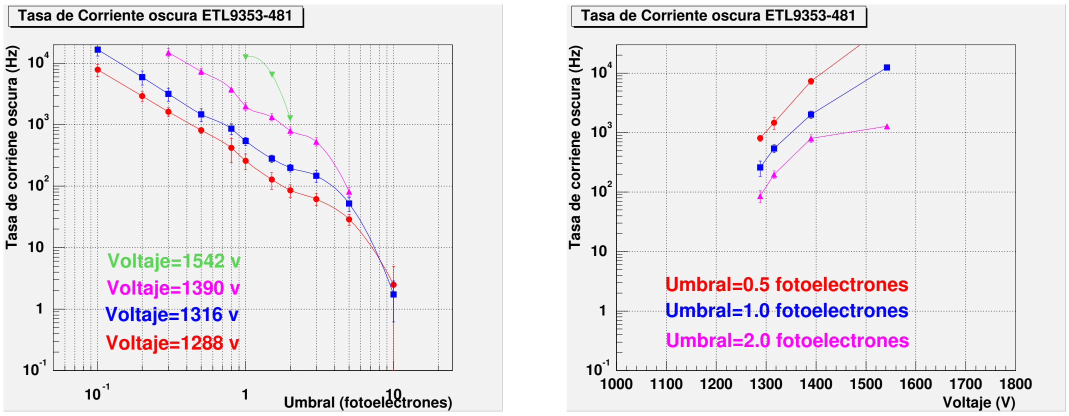


Figura 5.3: Izquierda: tasa de pulsos de corriente oscura del fotomultiplicador ETL9353-481 en función del umbral en el discriminador y para cuatro voltajes distintos. Derecha: tasa de pulsos del mismo fotomultiplicador en función del voltaje para tres umbrales del discriminador distintos.

La situación es bien diferente para el 481 (véase la figura 5.3). Se obtienen tasas de pulsos de corriente oscura mucho mayores que en el caso del 477. Además, no existe un salto en la tasa de cuentas con el umbral de un fotoelectrón, sino que la tasa de corriente oscura aumenta progresivamente al disminuir el umbral. También se observa un importante aumento de la tasa de corriente oscura al aumentar el voltaje del fotomultiplicador.

Es evidente que en este caso, no es válida la hipótesis de que la mayoría de pulsos de corriente oscura son producidos por efecto termoiónico al nivel de un fotoelectrón. Para este fotomultiplicador existe un importante número de sucesos de amplitud una fracción de fotoelectrón que, además, aumenta muy rápidamente al disminuir el umbral del discriminador.

Por tanto, este fotomultiplicador presenta un problema en su tasa de corriente oscura que no existe en el modelo 477. Es muy probable que los malos ajustes que se obtienen para el espectro de carga de un fotoelectrón, según vimos en el capítulo anterior, estén relacionados con este problema.

Para los fotomultiplicadores Hamamatsu la situación es bien distinta. Se observan tasas de corriente oscura mucho más bajas y con un comportamiento que se ajusta bien a lo esperado. Para el Hamamatsu 8” los resultados aparecen resumidos en la figura 5.4.

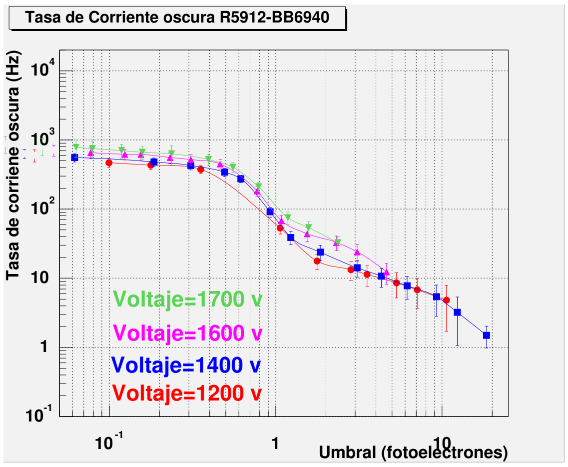


Figura 5.4: Tasa de pulsos de corriente oscura para el fotomultiplicador R5912-BB6940 en función del umbral en el discriminador y para varios voltajes.

Las medidas de la tasa de corriente oscura para este fotomultiplicador fueron realizadas fijando un umbral en milivoltios y cambiando el voltaje del fotomultiplicador. Posteriormente se realiza la conversión del umbral en milivoltios al umbral en fotoelectrones para cada voltaje. Al hacerlo así, no es posible representar la tasa de pulsos para un determinado umbral a distintos voltajes.

En los resultados para el R5912-BB6940, se observa el esperado descenso brusco de la tasa de corriente oscura en torno al nivel de un fotoelectrón. Esto indica que una fracción importante de los pulsos (los de menor amplitud) son producidos por efecto termoiónico. La segunda característica es que al disminuir el umbral, la tasa de corriente oscura aumenta suavemente hacia un valor límite que depende del voltaje, pero que está por debajo de 1 kHz en todos los casos. Finalmente, se observa que aunque la tasa de pulsos de corriente oscura aumenta con el voltaje aplicado, dicho aumento es mucho menor que el observado en los fotomultiplicadores de ETL.

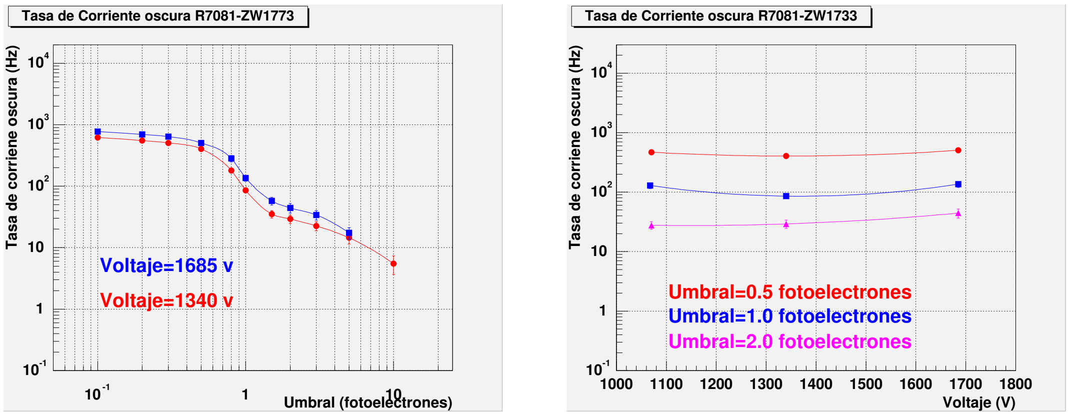


Figura 5.5: Izquierda: tasa de pulsos de corriente oscura del fotomultiplicador Hamamatsu R7081-ZW1773 en función del umbral en el discriminador y para dos voltajes distintos. Derecha: tasa de pulsos del mismo fotomultiplicador en función del voltaje para tres umbrales del discriminador distintos.

Como puede observarse en la figura 5.5 se obtienen resultados muy similares para el Hamamatsu 10" (R7081-ZW1773). En la figura de la izquierda se repite el mismo resultado que el obtenido para el Hamamatsu de 8". La tasa de corriente oscura experimenta un importante descenso al nivel de un fotoelectrón y existe un valor máximo al que tiende cuando disminuye el umbral. También se observa que existen pequeñas diferencias para los dos voltajes estudiados. Este hecho puede distinguirse con claridad en la gráfica de la derecha donde apenas sí aumenta la tasa de corriente oscura para un umbral dado al aumentar el voltaje.

En los casos del umbral de 0.5 y 1.0 fotoelectrones, la tasa de corriente oscura a 1070 V es mayor que a 1340 V. Esto puede ser debido a un pequeño error al fijar el umbral del discriminador con una amplitud tan pequeña (<4.06 mV). Como en las proximidades del nivel de un fotoelectrón la tasa de contaje es muy sensible al umbral selecionado, un pequeño error al fijar el umbral de discriminación provoca grandes diferencias en la tasa de contaje. Cuando el umbral es de 2.0 fotoelectrones el problema desaparece y la tasa aumenta al aumentar el voltaje.

En la figura 5.6 es posible comparar las tasas obtenidas en tres fotomultiplicadores para una ganancia de 10^8 en función del umbral. Se observa claramente la diferencia de comportamiento entre el Hamamatsu R5912-BB6940 y el ETL9353-481. El ETL9353-477 se mantiene en una situación intermedia entre los dos casos, con una tasa de contaje intermedia. El Hamamatsu R7081-ZW1773 no aparece en la figura porque no hay datos a ganancia 10^8 para este fotomultiplicador.

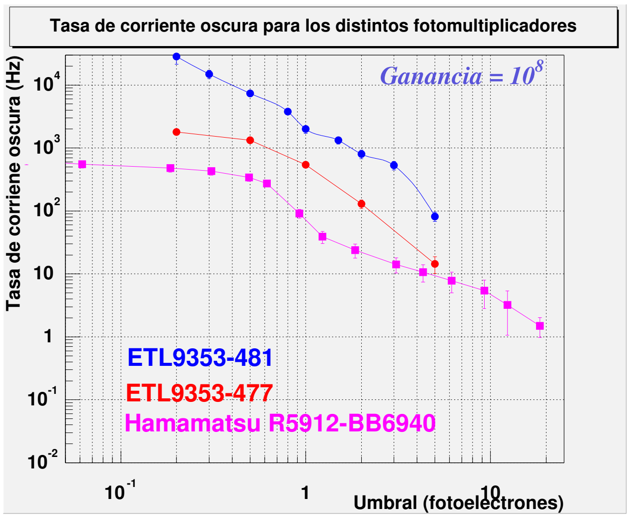


Figura 5.6: Tasa de cuentas de corriente oscura en función del umbral del discriminador para tres de los cuatros fotomultiplicadores estudiados. La ganancia a la que están hechas las medidas es 10^8 en los tres casos.

En cuanto al comportamiento de la tasa de cuentas de corriente oscura en función del voltaje, la figura 5.7 resume los datos obtenidos para tres de los fotomultiplicadores estudiados. El Hamamatsu 10" es poco sensible al aumento de voltaje. El ETL9353-477 aumenta progresivamente la tasa al aumentar el voltaje. Y el ETL9353-481 experimenta fuertes incrementos en su tasa de pulsos de corriente oscura al aumentar el voltaje.

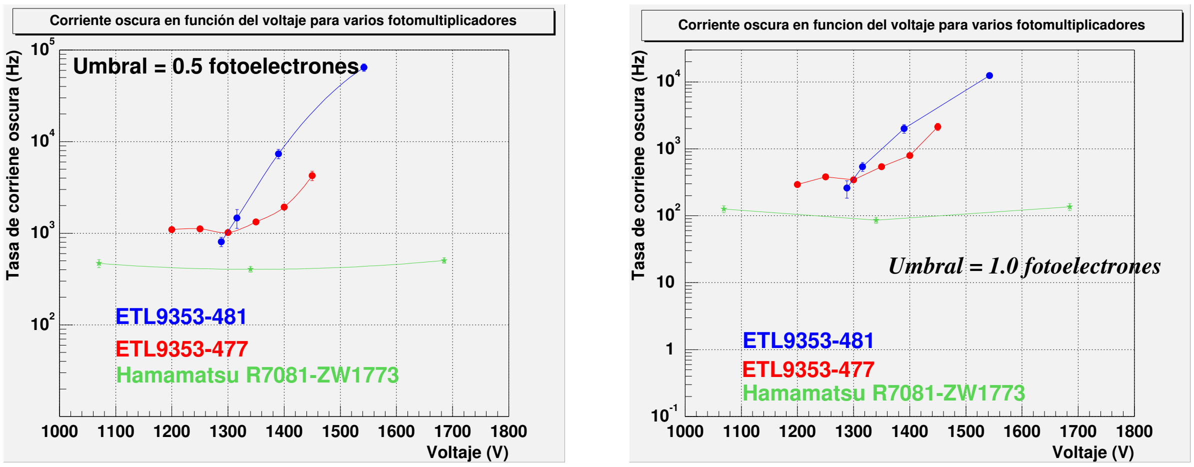


Figura 5.7: Tasa de pulsos de corriente oscura en función del voltaje para varios fotomultiplicadores. El umbral del discriminador se ha fijado a 0.5 fotoelectrones (izquierda) y a 1.0 fotoelectrones (derecha).

5.1.2 Espectros de carga

Para el estudio del espectro de carga de los pulsos de corriente oscura, en inglés *dark pulses*, se utilizó el montaje que puede verse en la figura 5.8.

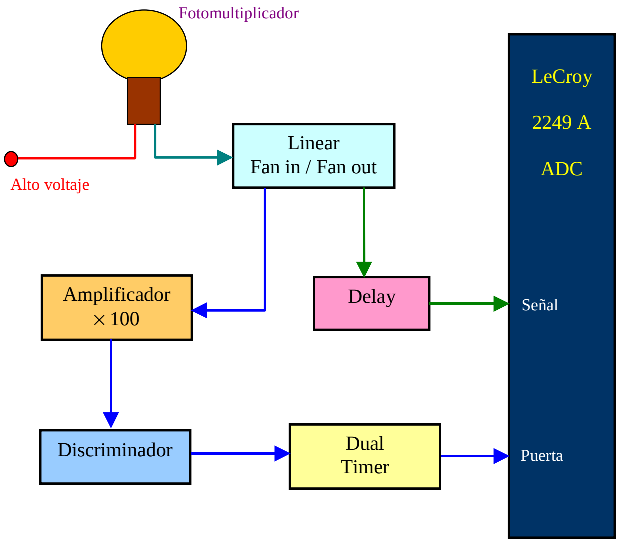


Figura 5.8: Montaje utilizado para la obtención del espectro de carga de los pulsos de corriente oscura de los fotomultiplicadores.

Como vemos en la figura, ahora la señal de PUERTA para el ADC se obtiene a partir del propio pulso de corriente oscura. Cuando se produce un pulso de corriente oscura, se consiguen dos pulsos idénticos al original utilizando el *Linear Fan in/Fan out*. Uno de los pulsos, amplificado un factor

100, sirve para abrir la PUERTA en el *Dual Timer* después de haber sido discriminado. El otro pulso es retrasado para que esté en tiempo con la PUERTA antes de ser integrado en el ADC.

La amplificación en un factor 100 de la parte que abre la puerta se realiza a fin de que pulsos muy pequeños, incluso ruido, puedan abrirla. El resultado es equivalente al obtenido en los espectros con luz cuando se adquiría pedestal. Así obtenemos un espectro de carga de forma similar al espectro de un fotoelectrón. Aparece un pedestal que nos da la carga que el ADC integra cuando no hay ningún pulso y aparece también la carga integrada cuando hay pulsos.

Cuando los pulsos de corriente oscura están dominados por aquellos producidos por efecto termoiónico, su espectro de carga es similar al espectro de carga de un fotoelectrón. Como hemos visto en el apartado anterior, esto sucede para el ETL9353-477 y los dos Hamamatsu (R5912-BB6940 y R7081-ZW1773), pero no para el ETL9353-481. Sin embargo, como existen otras fuentes de pulsos de corriente oscura además del efecto termoiónico, en los espectros de carga de la corriente oscura aparecerá una cola de sucesos de carga mucho mayor que la de un fotoelectrón.

En los espectros de carga de los pulsos de corriente oscura no es posible realizar ajustes como los empleados en el capítulo anterior para deconvolucionar la respuesta del fotomultiplicador al nivel de un fotoelectrón. En este caso, la relación entre el número de sucesos del pedestal y del pico de un fotoelectrón no viene dada por una distribución de Poisson, sino que es aleatoria. Además, ya no aparecen picos de dos o más fotoelectrones, sino que aparece una larga cola de sucesos con una carga que puede ser varias veces la carga de un fotoelectrón.

A partir del espectro de carga de los pulsos de corriente oscura puede calcularse la ganancia, el cociente pico/valle y la resolución energética de forma similar a como hicimos con los espectros de carga de un fotoelectrón. Si los resultados son similares a los obtenidos con los de un fotoelectrón podrían utilizarse los propios sucesos de corriente oscura para hacer una calibración *in situ* de los parámetros del fotomultiplicador.

Para ello es necesario realizar primero una comparación entre los resultados obtenidos en los espectros de carga tomados con una fuente luminosa y al nivel de un fotoelectrón, con los espectros de carga de los pulsos de corriente oscura. En la figura 5.9 aparecen dos ejemplos de la distribución de carga de los pulsos de corriente oscura. En la figura 5.10 aparecen los mismos espectros pero en escala logarítmica con el fin de mostrar la gran cantidad de sucesos que aparecen en la cola de la distribución.

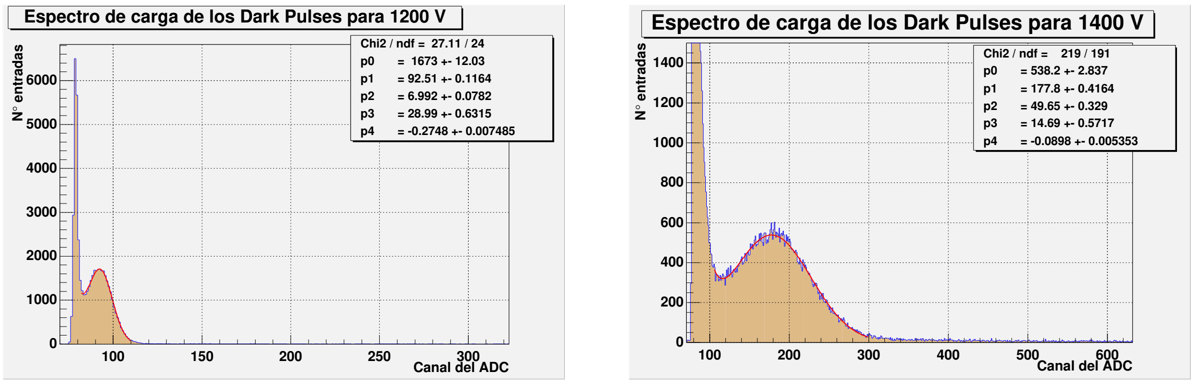


Figura 5.9: Espectros de carga de los pulsos de corriente oscura para el fotomultiplicador ETL9353-477 y para dos voltajes. Se aprecia la similitud con los espectros de un fotoelectrón tomados con luz. El pedestal puede ser descrito mediante una gausiana más ancha que la obtenida con luz.

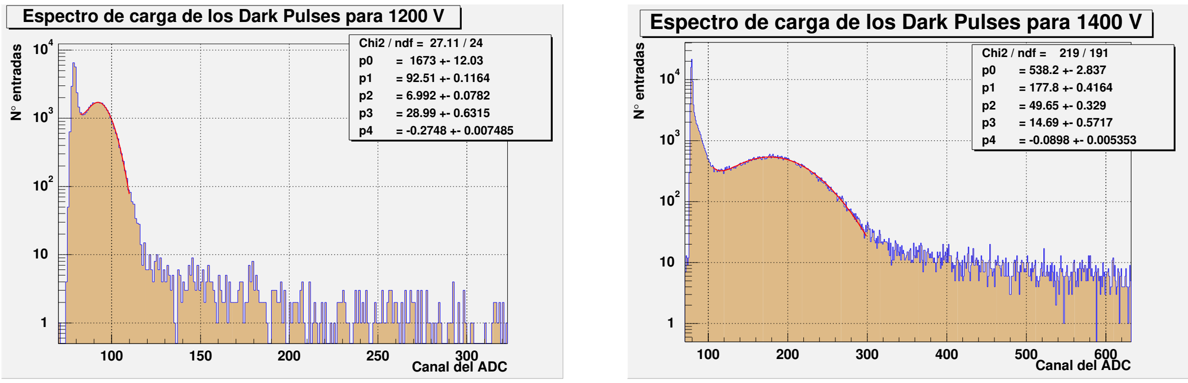


Figura 5.10: Espectros de la figura anterior en escala logarítmica. Se aprecia mejor la larga cola de sucesos con carga muy superior a la de un fotoelectrón.

Se ha ajustado la parte del pico correspondiente a un fotoelectrón mediante una función suma de una gausiana y una exponencial. Para calcular la carga neta tras la amplificación de un fotoelectrón es necesario sustraer la contribución del pedestal. Éste se ajusta mediante una gausiana, más ancha que en el caso de los espectros de carga con luz. Ello es debido a un mayor nivel de ruido causado por el paso de la señal del fotomultiplicador por el *Linear Fan in/Fan out* y también al retraso de la señal en el modulo de retrasos (*delay*).

Hemos medido espectros de carga similares para el fotomultiplicador Hamamatsu R5912-BB6940 (véase la figura 5.11) y para el Hamamatsu R7081-ZW1773 (véase la figura 5.12).

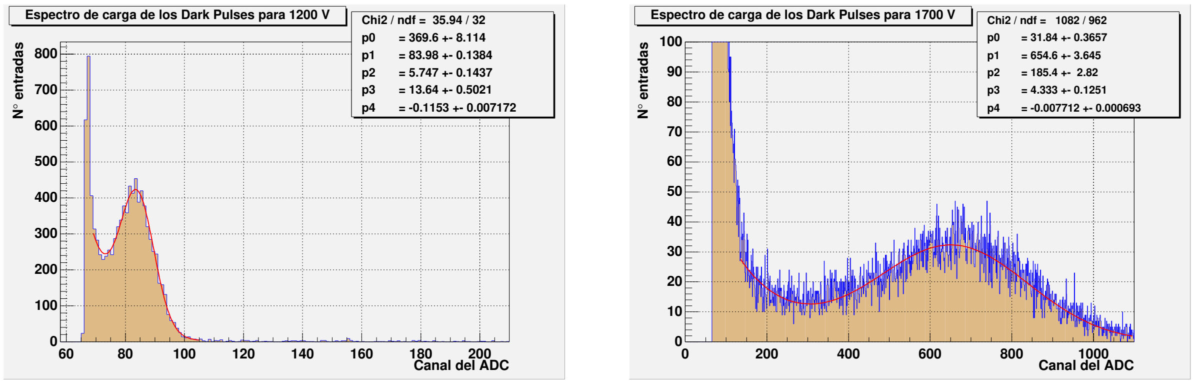


Figura 5.11: Espectros de carga de los pulsos de corriente oscura del fotomultiplicador Hamamatsu R5912-BB6940 para dos voltajes distintos. Nótese la similitud con los espectros obtenidos con luz al nivel de un fotoelectrón.

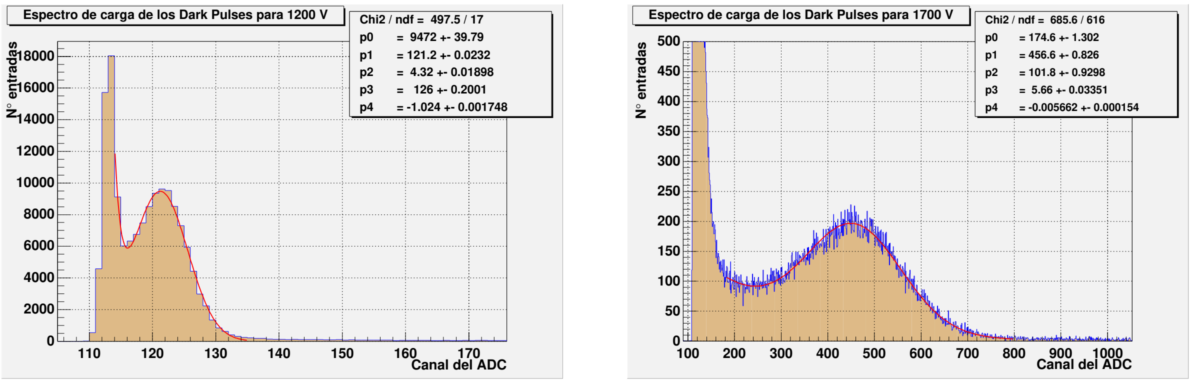


Figura 5.12: Espectros de carga de los pulsos de corriente oscura del fotomultiplicador Hamamatsu R7081-ZW1773 para dos voltajes distintos.

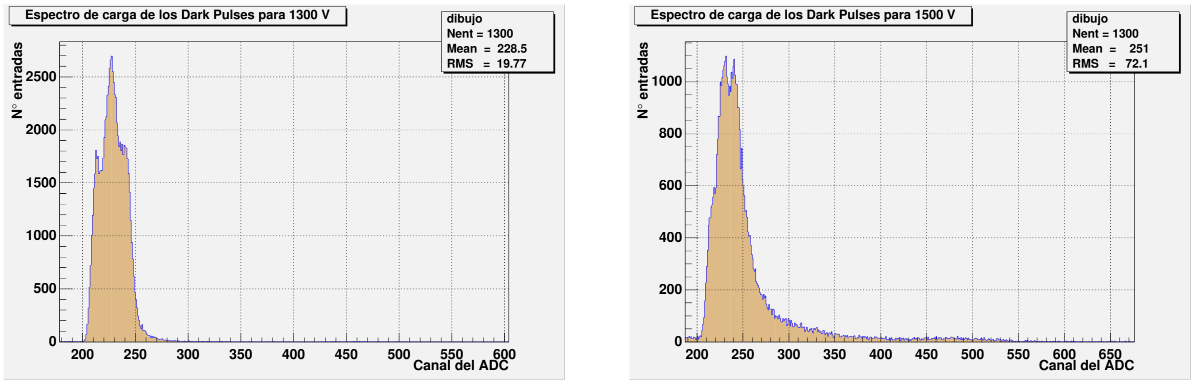


Figura 5.13: Espectros de carga de los pulsos de corriente oscura del fotomultiplicador ETL9353-481 para dos voltajes distintos. En este caso no es posible obtener una forma similar a la del espectro de un fotoelectrón.

Para el fotomultiplicador ETL9353-481 la situación es muy distinta a la observada en los otros tres fotomultiplicadores. En la figura 5.13 aparecen dos ejemplos de las distribuciones de carga medidas a distintos voltajes. Como ya lo indicaba su tasa de pulsos de corriente oscura, la distribución no está dominada por los pulsos de un fotoelectrón producidos por efecto termoiónico. La contribución más importante proviene de pulsos de amplitud por debajo de la del fotoelectrón. Esto se traduce en espectros de carga en los que no es posible identificar un pico de un fotoelectrón. En consecuencia, no es posible realizar ningún ajuste de los datos para obtener ganancia, pico/valle y resolución energética a partir de los datos de corriente oscura.

En la figura 5.13 puede observarse lo deformado que se encuentra el espectro de carga de este fotomultiplicador si lo comparamos con los de los otros fotomuliplicadores. El exceso de pulsos de corriente oscura de baja amplitud domina la distribución de carga. El pedestal se confunde con los pulsos integrados y da lugar a un gran pico con varios picos más pequeños seguido de la típica cola de sucesos con mucha carga.

A partir de los datos obtenidos en los ajustes de los espectros de carga a distintos voltajes de los pulsos de corriente oscura hemos obtenido la ganancia, el pico/valle y la resolución energética de la misma forma en que se hizo con los espectros con luz del capítulo anterior. Las figuras 5.14, 5.15 y 5.16 presentan una comparación de las curvas de ganancia obtenidas con luz (puntos gruesos) y las obtenidas con los pulsos de corriente oscura (triángulos). Los datos han sido ajustados mediante la función de cinco parámetros que incorpora los efectos de saturación.

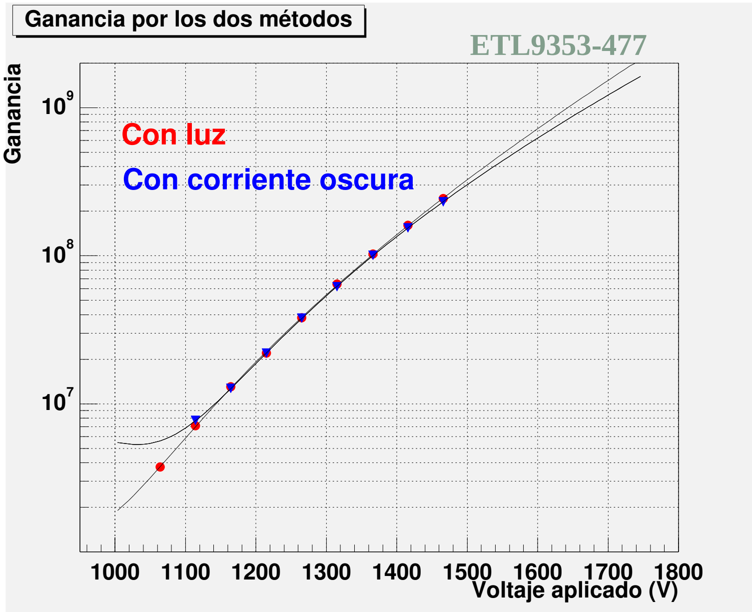


Figura 5.14: Ganancia obtenida por los dos métodos para el fotomultiplicador ETL9353-477. Los puntos gruesos corresponden a la medida realizada con luz, los triángulos con corriente oscura.

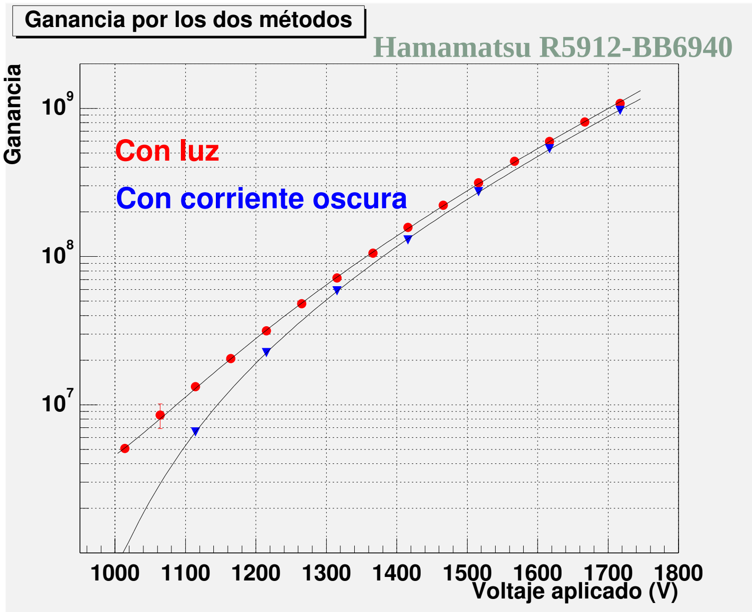


Figura 5.15: Ganancia obtenida por los dos métodos para el fotomultiplicador Hamamatsu R5912-BB6940.

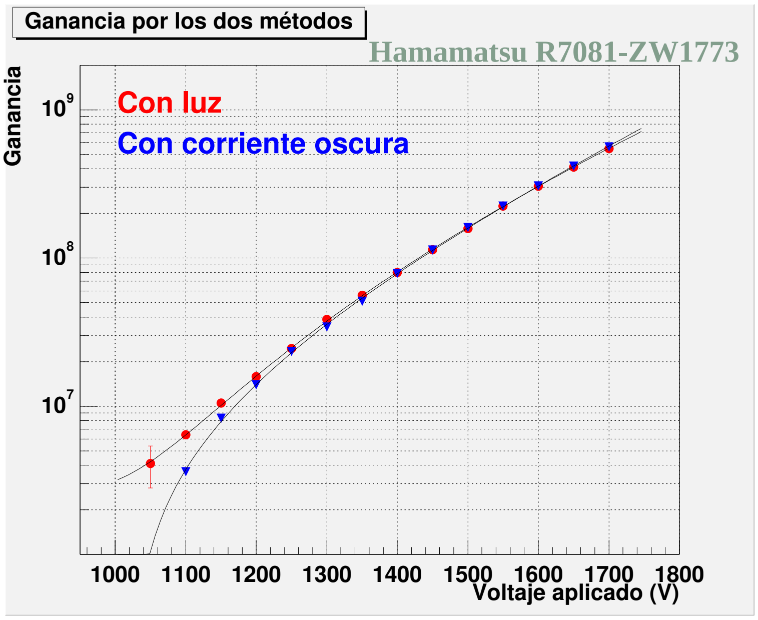


Figura 5.16: Ganancia obtenida por los dos métodos para el fotomultiplicador Hamamatsu R7081-ZW1773.

A partir de estos resultados se concluye que es posible obtener una muy buena aproximación de la ganancia de los fotomultiplicadores con el espectro de carga de la corriente oscura. Para los fotomultiplicadores Hamamatsu se observa que la discrepancia entre los dos métodos aumenta al disminuir el voltaje. Para voltajes más elevados, el acuerdo es mejor. La razón puede deberse a una peor estimación del pedestal para los Hamamatsu en comparación con el ETL. Si el pedestal no está bien estimado se producirá una subestimación de la ganancia que será más importante para los voltajes más pequeños.

A partir de estos datos parece posible realizar una medida de la ganancia del fotomultiplicador utilizando los pulsos de corriente oscura. La ventaja es que se puede obtener la ganancia de los fotomultiplicadores una vez colocados en el detector sin necesidad de utilizar ningún dispositivo adicional. Sin embargo, este resultado es preliminar a falta de conocer el comportamiento del fotomultiplicador una vez instalado en el mar y sometido a la tasa de pulsos del ^{40}K.

También se ha estudiado el cociente pico/valle y la resolución energética a partir del espectro de caga de los pulsos de corriente oscura.

Para el fotomultiplicador ETL9353-477 los resultados obtenidos para estos dos parámetros aparecen representados en la figura 5.17. Se han incluido los datos obtenidos con luz para poder apreciar mejor la diferencia entre las dos medidas.

En cuanto al pico/valle, se observa que la relación es peor para los pulsos de corriente oscura. Mientras que con luz (puntos gruesos en las gráficas) el valor es cercano a 2, para los pulsos de corriente oscura (representados por triángulos en las figuras) es ligeramente superior a 1.5. En cuanto a la resolución energética, el resultado es parecido. Existe una ligera degradación en comparación con los resultados obtenidos con luz. Se pasa de un valor en torno al 45% con luz, a un valor en torno al 50% utilizando pulsos de corriente oscura.

Podemos observar los resultados obtenidos para el Hamamatsu R5912-BB6940 en la figura 5.18.

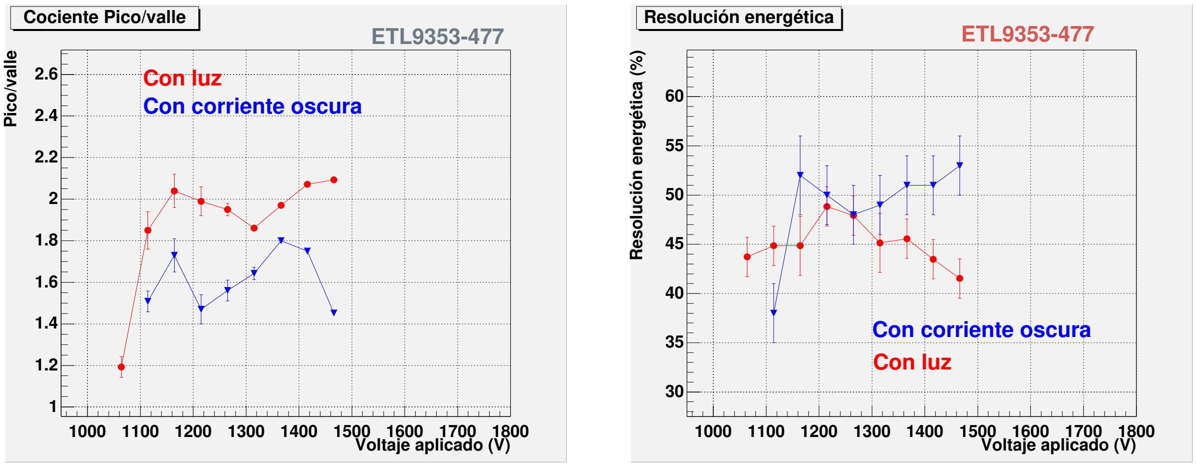


Figura 5.17: Relación pico/valle (izquierda) y resolución energética (derecha) obtenidos a partir de los pulsos de corriente oscura para el fotomultiplicador ETL9353-477. Se incluyen también los datos tomados con luz.

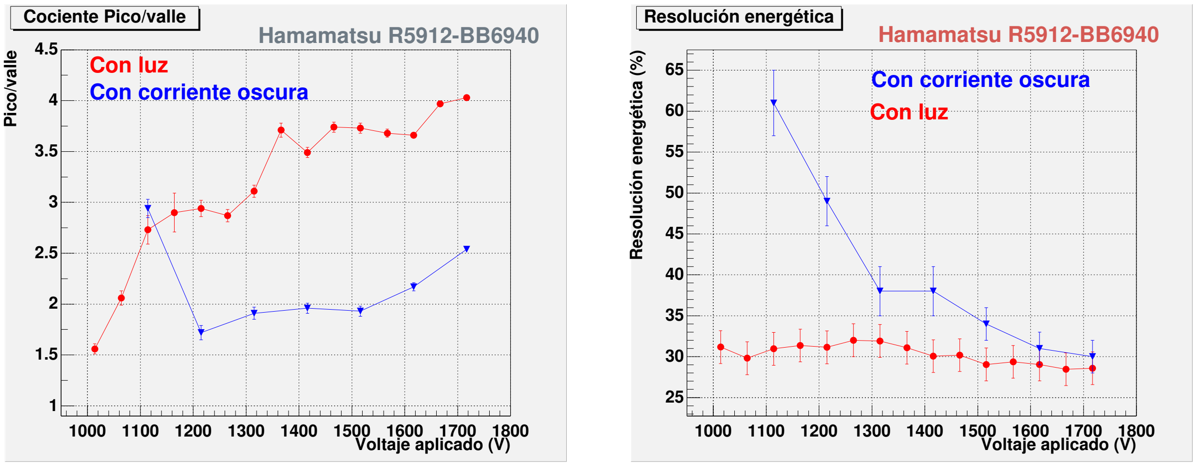


Figura 5.18: Pico/valle (izquierda) y resolución energética (derecha) obtenidos a partir de los pulsos de corriente oscura para el fotomultiplicador R5912-BB6940. En la gráfica también aparecen los datos tomados con luz.

Se observa que el cociente pico/valle de los pulsos de corriente oscura está en torno a 2, con tendencia a aumentar al incrementar el voltaje del fotomultiplicador. Sin embargo, está claramente por debajo de los resultados obtenidos con luz. La resolución energética mejora al aumentar el voltaje. Para voltajes por encima de 1500 V prácticamente coincide con los resultados obtenidos con luz.

Para el Hamamatsu R7081-ZW1773 los resultados son similares a los de los otros dos fotomultiplicadores (véase la figura 5.19). Por una parte, un pico/valle ligeramente peor (una diferencia en torno a una unidad del cociente) pero con la misma tendencia de aumento al incrementar el voltaje. Por otra parte, la resolución energética mejora al aumentar el voltaje hasta alcanzar los resultados obtenidos con luz cuando el voltaje es superior a 1400 V.

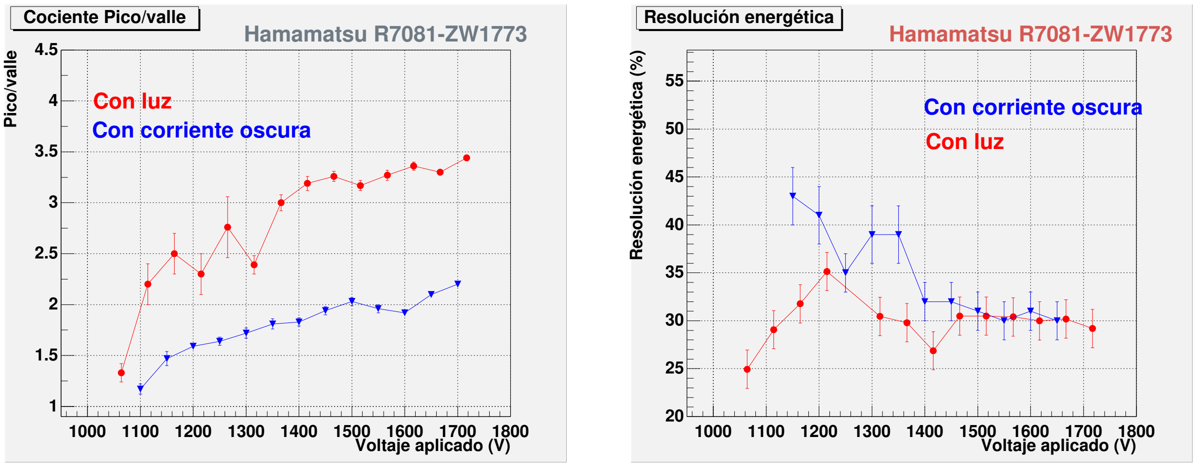


Figura 5.19: Pico/valle (izquierda) y resolución energética (derecha) obtenidos a partir de los pulsos de corriente oscura para el fotomultiplicador Hamamatsu R7081-ZW1773. También están incluidos los datos con luz.

Los resultados globales del pico/valle y resolución energética obtenidos a partir de la corriente oscura para los tres fotomultiplicadores en los que se pudo realizar este estudio aparecen representados en la figura 5.20.

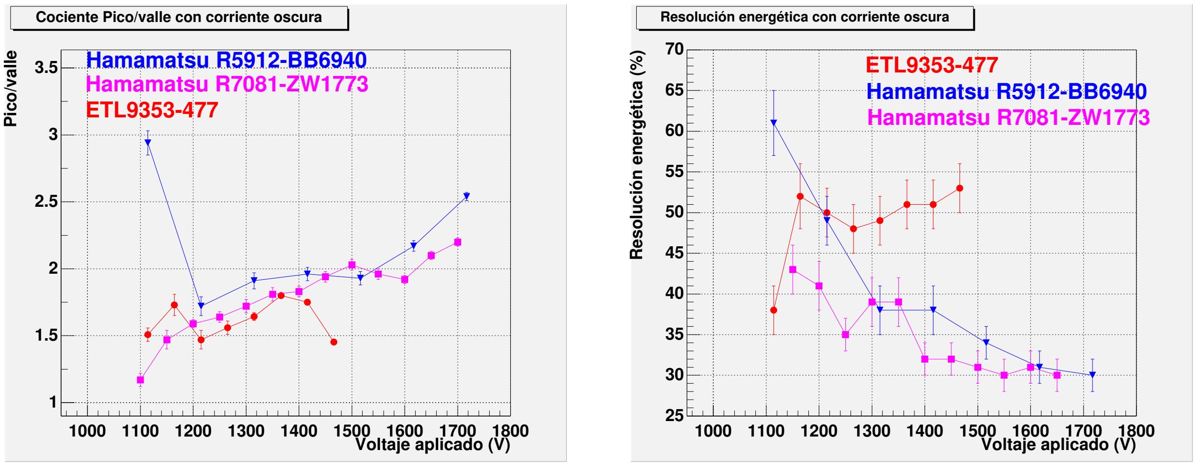


Figura 5.20: Pico/valle (izquierda) y resolución energética (derecha) obtenidos a partir de los pulsos de corriente en los tres fotomultiplicadores estudiados: ETL9353-477 (puntos gruesos), Hamamatsu R5912-BB6940 (cuadrados) y Hamamatsu R7081-ZW1773 (triángulos).

La comparación entre fotomultiplicadores permite ver que entre 1100 y 1400 V no hay gran diferencia en el pico/valle de los tres fotomultiplicadores cuando se calcula a partir de los pulsos de corriente oscura. Sin embargo, los fotomultiplicadores Hamamatsu poseen la misma tendencia y a voltajes superiores mejoran sus resultados hasta obtener un cociente por encima de 2, que era el valor exigido en un espectro con luz.

En el caso de la resolución energética, es más notable la diferencia entre fabricantes. Los Hamamatsu poseen una resolución que disminuye al aumentar el voltaje del fotomultiplicador hasta el punto de alcanzar los niveles con luz (30%) cuando el voltaje supera los 1500 V. El ETL9353-477 posee un comportamiento bien diferente en el que no se observa esa disminución con el voltaje y los valores parecen situarse en torno al 50%, que es un valor muy próximo al que se obtiene con luz.

En todos los casos vemos que las relaciones de pico/valle y resolución energética empeoran al utilizar el espectro de carga de los pulsos de corriente oscura. Sin embargo, el empeoramiento no es muy grande y los resultados son similares a los obtenidos con luz, especialmente cuando el voltaje aplicado es grande.

5.2 Exposición a una fuente de luz intensa

Durante el proceso de inmersión de las líneas, los fotomultiplicadores sufren la exposición a la luz solar. Todos los fotomultiplicadores que se utilicen deben soportar una exposición a una fuente de luz intensa, que puede afectar seriamente a su funcionamiento aún apagados. Además, en el fondo del mar hay una gran cantidad de seres vivos que emiten luz (*bioluminiscencia*). Como se explicó en el capítulo 1 las medidas realizadas *in situ* revelan que las emisiones de bioluminiscencia pueden llegar a saturar el fotomultiplicador. También en el proceso de calibración temporal del detector, al utilizar una fuente luminosa muy intensa para hacer un calibrado global, los fotomultiplicadores más cercanos recibirán una gran cantidad de luz.

Se espera que tras una exposición a una fuente de luz intensa, los fotomultiplicadores sean capaces de recuperar su tasa normal de corriente oscura tras un corto periodo de operación.

El fotomultiplicador ETL9353-477 fue apagado y expuesto a la luz de la habitación durante unos 10 minutos. A continuación se devolvió a la oscuridad de la caja negra y se alimentó a 1300 V. Se midió la tasa de pulsos de corriente oscura con cuatro umbrales del discriminador. Los resultados aparecen reflejados en la figura 5.21. Para el umbral de 0.5 fotoelectrones se necesitan unos 400 minutos para que el fotomultiplicador vuelva a una tasa de contaje doble de su tasa normal.

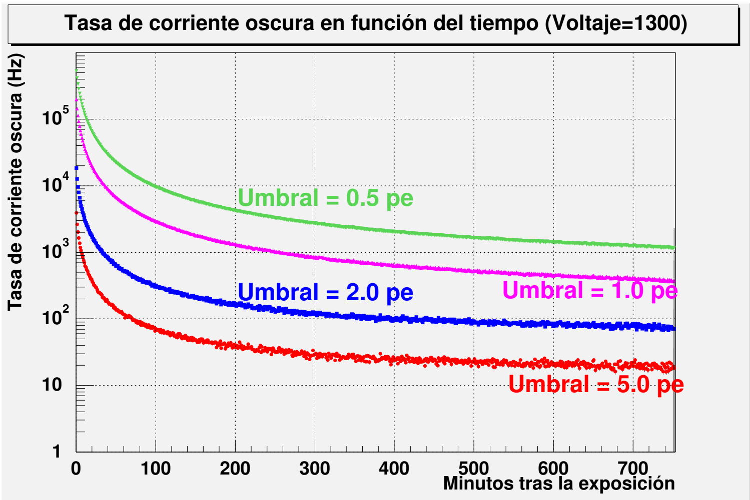


Figura 5.21: Evolución de la tasa de corriente oscura del fotomultiplicador ETL9353-477 tras una exposición a la luz ambiente para cuatro umbrales de discriminación.

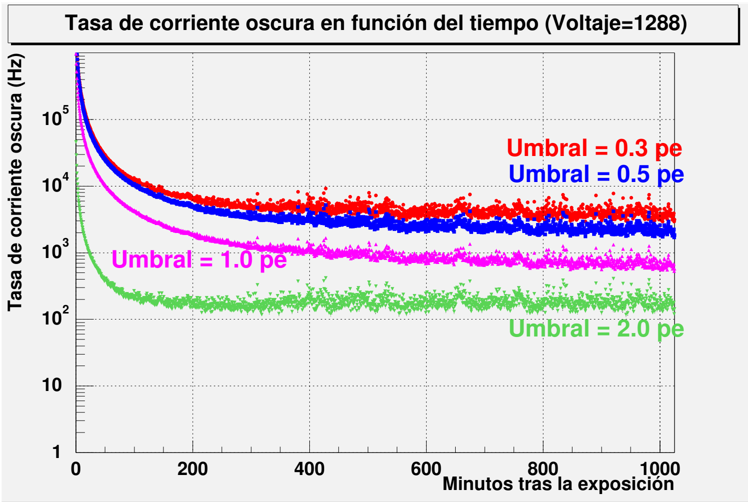


Figura 5.22: Evolución de la tasa de corriente oscura del fotomultiplicador ETL9353-481 tras una exposición a la luz ambiente para cuatro umbrales de discriminación.

La misma medida y en condiciones similares fue realizado para el ETL9353-481. Los resultados se pueden observar en la figura 5.22. Como hemos visto en varias ocasiones, este fotomultiplicador tiene un problema con su corriente oscura. En este caso observamos que inmediatamente tras la exposición a la luz la tasa de pulsos de corriente oscura es muy elevada, unas 1000 veces la tasa normal medida en la oscuridad (unos 800 Hz para un umbral de 0.5 fotoelectrones). Después de 1000 minutos la tasa de pulsos de corriente oscura con 0.5 fotoelectrones de umbral es 2.5 veces la tasa normal de operación. Todo indica que harán falta varios días en la oscuridad para recuperar el nivel que se midió antes de someter el fotomultiplicador a la luz de la habitación.

Para los Hamamatsu la situación es más favorable. La misma medida fue llevada a cabo con el R5912-02-BB6940 y el R7081-20-ZW1773. Los datos para el primero aparecen en la figura 5.23 y en la figura 5.24, para el segundo.

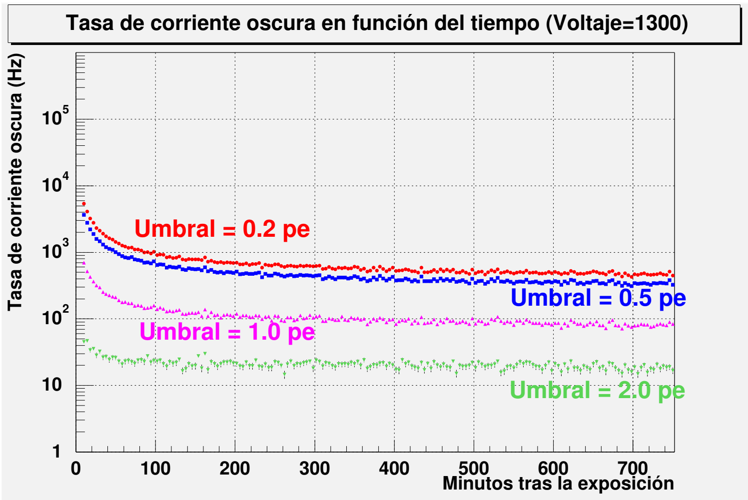


Figura 5.23: Evolución de la tasa de corriente oscura del fotomultiplicador Hamamatsu R5912-BB6940 tras una exposición a la luz ambiente para cuatro umbrales de discriminación.

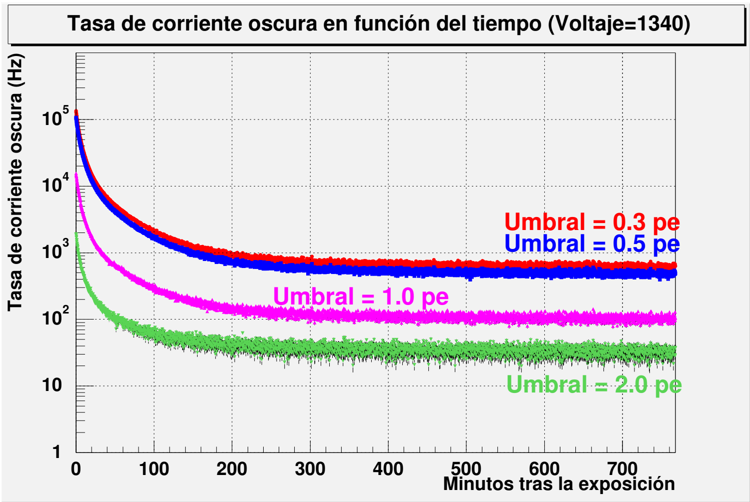


Figura 5.24: Evolución de la tasa de corriente oscura del fotomultiplicador Hamamatsu R7081-ZW1773 tras una exposición a la luz ambiente para cuatro umbrales de discriminación.

El R5912-BB6940 sólo necesita unos 80 minutos para volver a una tasa de pulsos de corriente oscura que sea el doble de la tasa normal para un umbral de 0.5 fotoelectrones. El R7081-ZW1773, sin embargo, necesita unos 180 minutos para tener una tasa de pulsos de corriente oscura doble de la que tenía antes de la exposición.

A la vista de estos resultados parece evidente que los fotomultiplicadores Hamamatsu son mucho menos sensibles a una exposición luminosa que los ETL. El 8" es especialmente rápido, pero incluso el 10" (que con un fotocátodo mayor es más sensible a la exposición) recupera niveles normales de corriente oscura al cabo de unas pocas horas. Por el contrario, los ETL son mucho más sensibles necesitando muchas más horas de oscuridad para recuperar su tasa normal de pulsos de corriente oscura. La situación es especialmente desfavorable para el ETL9353-481 que necesita hasta varios días de oscuridad. Ésta es otra manifestación más de los repetidos problemas que hemos encontrado en el ETL9353-481.

La mayor parte de la luz a la que fueron expuestos los fotomultiplicadores proviene de los tubos de neón del laboratorio. Esta luz posee una componente en las longitudes de onda más cortas que afecta mucho más al material del fotocátodo de lo que lo haría una exposición a la bioluminiscencia. Por ello, en cierta medida, esta prueba es más severa que las condiciones que encontrarán los fotomultiplicadores en el fondo del mar.

5.3 *After-Pulses*

Bajo el nombre genérico de pulsos tardíos (*after-pulses*) se agrupan aquellos pulsos inducidos de algún modo por un pulso verdadero. Estos falsos pulsos resultan particularmente peligrosos al estar correlacionados en tiempo con los pulsos verdaderos. Pueden impedir una reconstrucción correcta de algunos sucesos o imitar la señal que producen algunos sucesos físicos como los multi-muones.

En ANTARES se han usado las siguientes definiciones, para clasificar los *after-pulses* en *pre-pulses*, *late-pulses* y *after-pulses* según el momento en que se han producido:

- *pre-pulses*: producidos de 5 a 20 ns por delante del pulso verdadero.
- *late-pulses*: producidos de 10 a 50 ns tras el pulso verdadero.
- *after-pulses*: producidos de 50 ns a 16 μs tras el pulso verdadero.

La medida se hace con una iluminación muy débil que asegure un nivel de un fotoelectrón y utilizando un umbral de 0.5 fotoelectrones.

El requisito que se impone es que la tasa de pulsos en los diferentes intervalos de tiempo sea menor del 1% para *pre-pulses* y *late-pulses* y menor del 10% para los *after-pulses*.

Las medidas se realizan con la ayuda del osciloscopio. El procedimiento consiste en adquirir toda la forma de onda en un periodo de tiempo lo suficientemente largo como para cubrir el intervalo de tiempo en el que se quieren estudiar los *after-pulses*. En la figura 5.25 se representa el montaje utilizado en la medida de los *after-pulses* con el LED. En el caso del láser, el disparo lo da la señal de un fotodiodo en lugar de la señal del generador de pulsos.

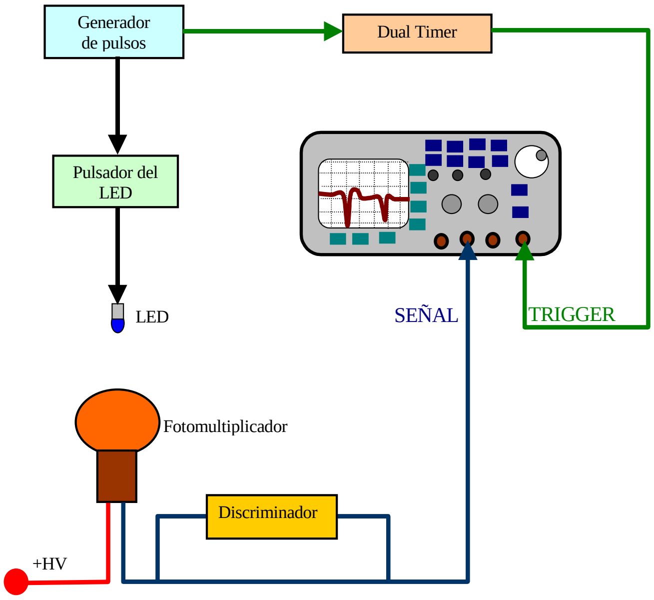


Figura 5.25: Esquema del montaje empleado en el estudio de los *after-pulses* utilizando el LED azul.

El método consiste en disparar la adquisición en el osciloscopio con una señal que indica cuando se ha producido la emisión de luz. En el osciloscopio se representa el canal que contiene la señal procedente del fotomultiplicador. Cuando se miden *late-pulses* y *pre-pulses* la escala de tiempo que se utiliza en el osciloscopio cubre unos 400 ns. Sobre esa escala de tiempos se hace un muestreo de 2000 puntos, con lo cual existe una diferencia de 0.2 ns entre dos puntos del muestreo. Con esta resolución es posible resolver bien los pulsos de los fotomultiplicadores. La salida del osciloscopio se lleva a través del bus GPIB hasta un programa en LabView^{TM} que utiliza un algoritmo de búsqueda de picos [28]. En el disco se guarda solamente el número de pulsos encontrados en cada adquisición, la amplitud de cada uno de los pulsos y su posición en la escala de tiempos (tiempo de llegada).

Cuando se buscan *after-pulses* entre 50 ns y 16 μs tras el disparo, se utiliza típicamente una escala total de 20 μs. En esta escala de tiempos la resolución es de 10 ns. En este caso los pulsos del fotomultiplicador no se pueden resolver con suficiente precisión y falla el algoritmo de búsqueda de picos. Para resolver el problema se utiliza el discriminador de fracción constante (CFD). Los pulsos que pasan el umbral se convierten en pulsos cuadrados de una amplitud de –800 mV y una anchura variable. La anchura se puede variar en el discriminador de manera que sea lo suficientemente ancha como para que la pueda identificar con facilidad el algoritmo de búsqueda de picos, pero lo suficientemente estrecha como para que no se apilen pulsos diferentes. La desventaja de utilizar el discriminador es que se pierde la información de la amplitud de los pulsos.

Se considera que un pulso es válido si supera el nivel de 0.5 fotoelectrones.

A continuación presentamos los resultados obtenidos en el estudio de las tasas de *pre-pulses*, *late-pulses* y *after-pulses*.

5.3.1 *Pre-pulses* y *late-pulses*

Para estudiar la tasa de *pre-pulses* y de *late-pulses* se estudia el número de pulsos en las ventanas que se definen para cada tipo de sucesos. El cociente se hace con respecto al número de sucesos aceptados, que son aquellos con al menos un pulso superior a 0.5 fotoelectrones en coincidencia con el pulso de luz. Todas las medidas se realizan al nivel de un fotoelectrón. Un suceso es una adquisición realizada con el osciloscopio en la que el algoritmo de búsqueda de picos ha encontrado un pulso de cualquier amplitud.

Con el objeto de analizar mejor la tasa de *late-pulses* se utilizan cuatro criterios diferentes para calcular su tasa. Su significado es el siguiente:

> *Criterio 1*: sólo se cuentan los *late-pulses* de más de medio fotoelectrón en el intervalo de 20 a 50 ns tras la zona del pulso verdadero y que acompañan a un pulso verdadero de más de medio fotoelectrón. Este es el criterio más restrictivo y el que se utiliza como referencia dentro de la colaboración ANTARES.
>
> *Criterio 2*: Se cuentan los *late-pulses* que cumplen el criterio anterior y aquellos pulsos de más de medio fotoelectrón de amplitud en el intervalo de 20 a 50 ns tras un pico verdadero que, sin embargo, no supera el umbral de medio fotoelectrón. Este criterio se introduce para contabilizar los sucesos con *late-pulses* pero sin un pulso verdadero que sobrepase el umbral de 0.5 fotoelectrones.
>
> *Criterio 3*: El mismo criterio que en el primer caso pero con una ventana para aceptar *late-pulses* de 20 a 100 ns tras el pico verdadero. Se amplía la zona en la que se consideran *late-pulses* para tener en cuenta que el *late-pulse* se sitúa típicamente a unos 50 ns tras el pulso verdadero.
>
> *Criterio 4*: El mismo criterio que en el segundo caso pero con la ventana de 20 a 100 ns tras el pico verdadero.

A continuación se presentan los resultados obtenidos para los fotomultiplicadores ETL9353-481, Hamamatsu R5912-BB6940 y Hamamatsu R7081-ZW1773. El fotomultiplicador ETL9353-477 tuvo que ser devuelto antes de poder realizar este estudio con él.

ETL9353-481:

En la figura 5.26 se muestra la distribución temporal del primer pulso de todos los sucesos que tienen un único pulso que sobrepasa el umbral de 0.5 fotoelectrones, para un voltaje de 1288 V (valor que correosponde al voltaje nominal). El tiempo cero viene dado por el *trigger* en el osciloscopio, que tiene lugar cuando llega la señal del fotodiodo que detecta la emisión de luz en el láser, o la señal del generador de pulsos en el caso de utilizar el LED.

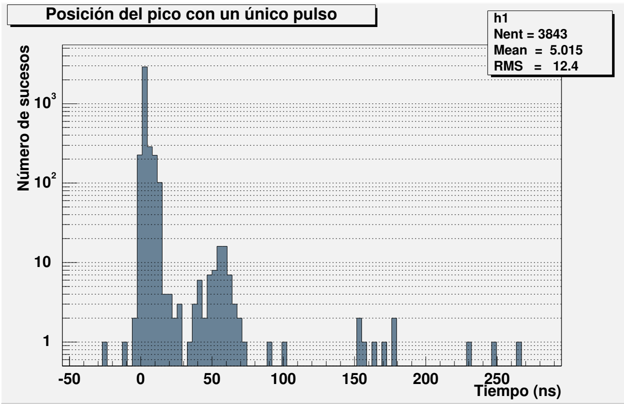


Figura 5.26: Posición en el tiempo de los pulsos que sobrepasan el nivel de medio fotoelectrón en aquellos sucesos en los que se ha detectado un único pulso. El voltaje es 1288 V y el fotomultiplicador es el ETL9353-481.

Los sucesos en los que sólo existe un pulso que sobrepasa el umbral de 0.5 fotoelectrones deben ser sucesos sin *late-pulses*. Cuando sean debidos a la luz se concentrarán en el pico de los pulsos verdaderos (producidos por luz). Cuando sean debidos a la corriente oscura no estarán correlacionados temporalmente con la emisión de luz. Por tanto, se espera que la immensa mayoría estén distribuidos en una gausiana centrada en el tiempo cero. En la práctica existe un pequeño retraso entre la llegada de la señal del fotodiodo y la llegada de la señal del fotomultiplicador y por eso el pico no está centrado en cero, sino en un tiempo positivo.

Sin embargo, se observa que existe un pequeño número de sucesos que se agrupan en un pico retrasado unos 50 ns con respecto al pico principal. El hecho de concentrarse tras el pico principal a una distancia fija indica que están sincronizados con la emisión de luz y que por tanto no son pulsos de corriente oscura. Por tanto, debe tratarse de *late-pulses* que acompañan a un suceso verdadero que no ha superado el umbral del medio fotoelectrón.

Sólo una fracción muy pequeña de los sucesos estudiados tienen dos pulsos o más. La mayoría tiene uno y muchos no llegan a tener ninguno que supere el umbral de 0.5 fotoelectrones. Sin embargo, como hemos visto, algunos de los sucesos con sólo un pulso son en realidad *late-pulses*. La figura 5.27 contiene la distribución en el tiempo de todos los pulsos de más de medio fotoelectrón (pulsos verdaderos y *late-pulses*).

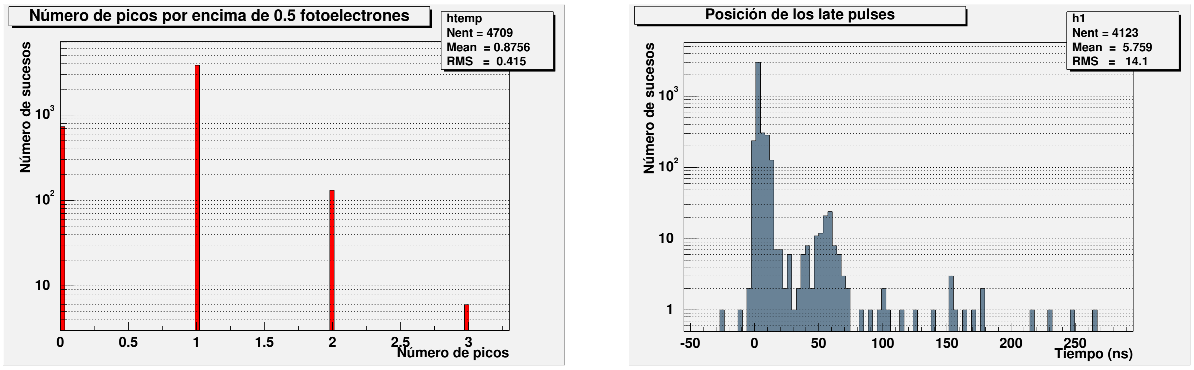


Figura 5.27: Número de pulsos (izquierda) y tiempo de llegada de los pulsos (derecha) para el fotomultiplicador ETL9353-481 para un voltaje de 1288 V.

La distribución en el tiempo de los pulsos de la figura 5.27 es similar a la de la figura 5.26, pero ahora contiene las contribuciones de los sucesos de dos o más pulsos que pasan el umbral. Claramente aparece un pico de *late-pulses* situado 51±1 ns tras el pico principal. La tasa de *late-pulses* de acuerdo con la ventana que se ha definido en el *criterio 1* es del 0.85±0.15 %. Si añadimos la contribución de *late-pulses* sin un primer pulso que sobrepasa el umbral de 0.5 fotoelectrones (*criterio 3*), entonces la tasa aumenta hasta el 2.6±0.3 %.

Sin embargo, la ventana de tiempos que se utiliza para definir los *late-pulses* no parece muy adecuada. La razón es que el pico de *late-pulses* está centrado justamente en el final de la ventana que se considera (50 ns). Si se amplía un poco más la definición, y se considera los *late-pulses* producidos en una ventana entre 10 y 100 ns tras el pico verdadero (*criterio 2*), entonces la tasa de *late-pulses* es del 1.5±0.2 % y del 4.4±0.3 % si se consideran en esa ventana de tiempos los *late-pulses* sin pulso verdadero de más de 0.5 fotoelectrones (*criterio 4*).

Para este fotomultiplicador también se ha estudiado lo que ocurre a 1390 mV. Los resultados aparecen en la figura 5.28. Allí puede observarse el número de pulsos de más de 0.5 fotoelectrones de amplitud en los distintos sucesos estudiados y también la distribución de todos estos pulsos en el tiempo.

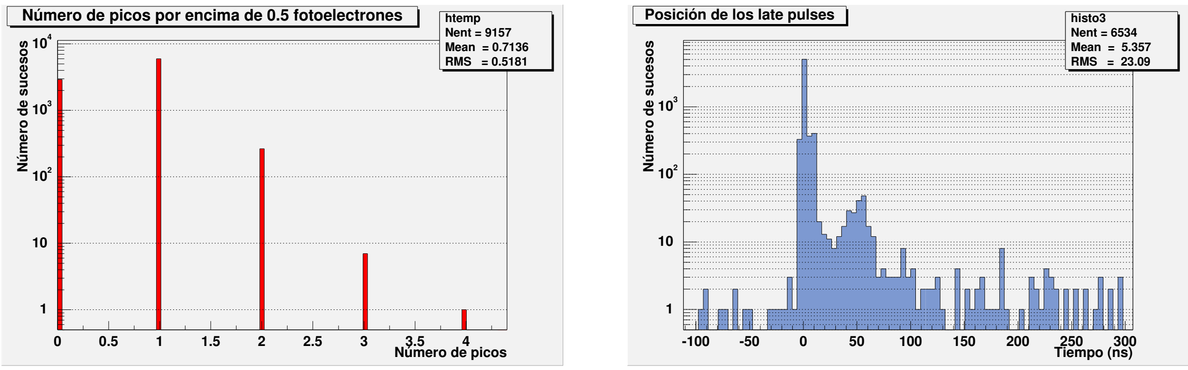


Figura 5.28: Número de pulsos (izquierda) y tiempo de llegada de los pulsos (derecha) para el fotomultiplicador ETL9353-481 para un voltaje de 1390 V.

Se observa que para un voltaje mayor es también mayor el número de sucesos con más de un pulso. Aumenta por tanto la tasa de *late-pulses*. El pico de *late-pulses* está situado a 48±1 ns, 3 ns menos que para el caso de 1288 V. Ahora para la ventana de 10 a 50 ns tras el pulso verdadero se obtiene una tasa de *late-pulses* del 1.02±0.13 % que aumenta hasta el 2.8±0.2 % con los *after-pulses* sin pulso verdadero. Al considerar la ventana de 10 a 100 ns las tasas aumentan hasta el 1.77±0.17 % y el 4.6±0.3 % respectivamente.

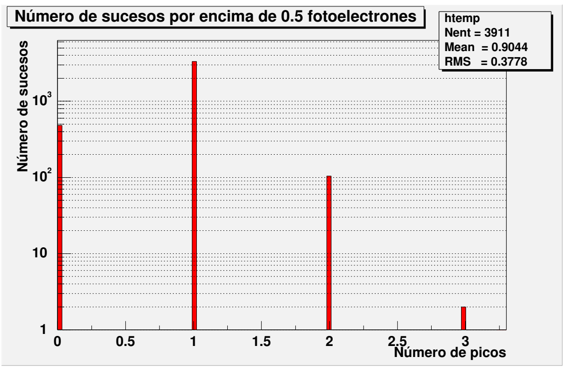
Para los *pre-pulses* se utilizan los mismos datos que los utilizados en la búsqueda de *late-pulses*. La forma de buscarlos es seleccionar sucesos con dos pulsos de manera que el segundo esté en la región de pulsos verdaderos y el primero dentro de la región definida por el criterio para los *pre-pulses*. A 1288 V y al utilizar la ventana de 5 a 20 ns delante del pulso verdadero la tasa de *pre-pulses* es del 2.3±0.2 %. Si se utiliza una ventana más restrictiva, de 10 a 20 ns, la tasa de *pre-pulses* se reduce al 0.41±0.10 %. A 1390 V la tasa de *pre-pulses* es del 2.4±0.2 % en el intervalo entre 5 y 20 ns antes del pulso verdadero, y del 0.18±0.06 % en el intervalo 10 a 20 ns antes del pulso verdadero.

Hamamatsu R5912-BB6940:

En este fotomultiplicador, como en el ETL9353-481, existe una fracción importante de sucesos que se concentran en el pico de *late-pulses* pero que no están precedidos de un pulso verdadero de más de 0.5 fotoelectrones de amplitud. Esto se aprecia en la distribución de los tiempos de los pulsos de los sucesos que sólo tienen un pulso por encima del umbral del medio fotoelectrón. Como en el caso del ETL935-481, la tasa de *late-pulses* cambia en gran medida dependiendo de si se consideran o no los *late-pulses* sin pulso verdadero.

Los resultados obtenidos para este fotomultiplicador a un voltaje de 1100 V aparecen en la figura 5.29, y para los voltajes de 1350 V y 1700 V en la figura 5.30.

Al aumentar el voltaje aumenta el número de sucesos en los que hay más de un pulso que sobrepasa el umbral del discriminador. También disminuye la separación temporal entre la gausiana de pulsos verdaderos y la de los *late-pulses*. A 1100 V la separación es de 58±3 ns, a 1350 V la separación es de 51.5±1.4 ns y a 1700 V, de 42±3 ns. La tasa de *late-pulses* también se incrementa con el aumento del voltaje. Los resultados están resumidos en la tabla 5.1.



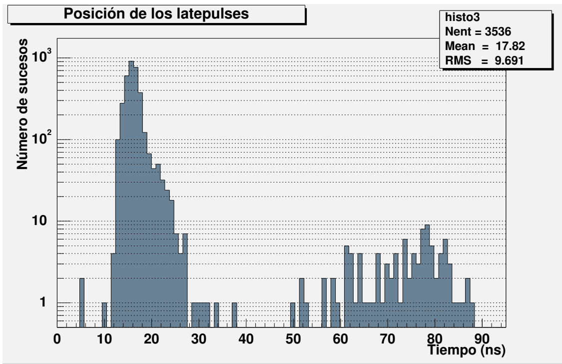


Figura 5.29: Número de pulsos (izquierda) y tiempo de llegada de los pulsos (derecha) para el fotomultiplicador Hamamatsu R5912-BB6940 para un voltaje de 1100 V.

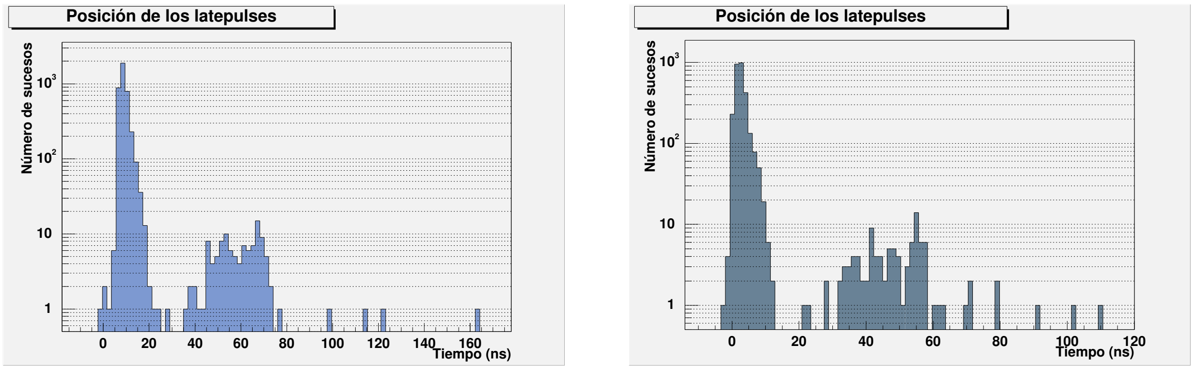


Figura 5.30: Distribución temporal de los pulsos del fotomultiplicador Hamamatsu R5912-BB6940 para un voltaje de 1350 V (izquierda) y de 1700 V (derecha).

	1100 V	1350 V	1700 V
Criterio 1	0.21 ± 0.08 %	0.42 ± 0.10 %	0.57 ± 0.14 %
Criterio 2	1.00 ± 0.17 %	1.6 ± 0.2 %	2.1 ± 0.3 %
Criterio 3	0.75 ± 0.15 %	0.52 ± 0.12 %	0.81 ± 0.17 %
Criterio 4	3.1 ± 0.3 %	2.8 ± 0.3 %	3.5 ± 0.4 %

Tabla 5.1: Tasas de *late-pulses* para el Hamamatsu R5912-BB6940 según los distintos criterios utilizados.

Se observa un aumento de las tasas de *late-pulses* al aumentar el voltaje de trabajo del fotomultiplicador. Sin embargo, se obseva una disminución al pasar de 1100 V a 1350 V para el tercer y cuarto criterio. La razón puede deberse a que el umbral para 1100 V no está bien fijado. Se trata de un efecto similar al que ocurría con el 10" al medir la tasa de corriente oscura en función del voltaje. Una mala estimación del umbral puede provocar cambios importantes en las tasas medidas. Al comparar los diferentes criterios se puede apreciar la importancia que tiene aumentar el rango de aceptación de *late-pulses* y la importancia de los *late-pulses* sin un pulso verdadero que sobrepase el umbral de medio fotoelectrón.

Para los *pre-pulses* los resultados dependen en gran medida del intervalo de tiempos que se considere. La tasa de *pre-pulses* considerando un intervalo de 5 a 20 ns por delante del pulso verdadero es del 2.3±0.3 % a 1100 V, del 1.9±0.2 % a 1350 V y del 2.3±0.3 % a 1700 V. Si lo que consideramos es el intervalo entre 10 y 20 ns previo al pulso verdadero, los resultados son: 0.03±0.03 % a 1100 V, del 0 % a 1350 V y del 0.07±0.05 % a 1700 V. En los resultados para *pre-pulses* se aprecia la importancia que tiene el intervalo que se utilice para su cálculo.

Hamamatsu R7081-ZW1773:

Al igual que en los dos casos anteriores, existe un cierto número de sucesos que podemos calificar de *late-pulses* pero que no poseen un pulso en la zona del pulso verdadero que sobrepase el nivel del medio fotoelectrón.

Los resultados obtenidos para este fotomultiplicador a un voltaje de 1070 V aparecen en la figura 5.31, y para los voltajes de 1340 V y 1685 V en la figura 5.32.

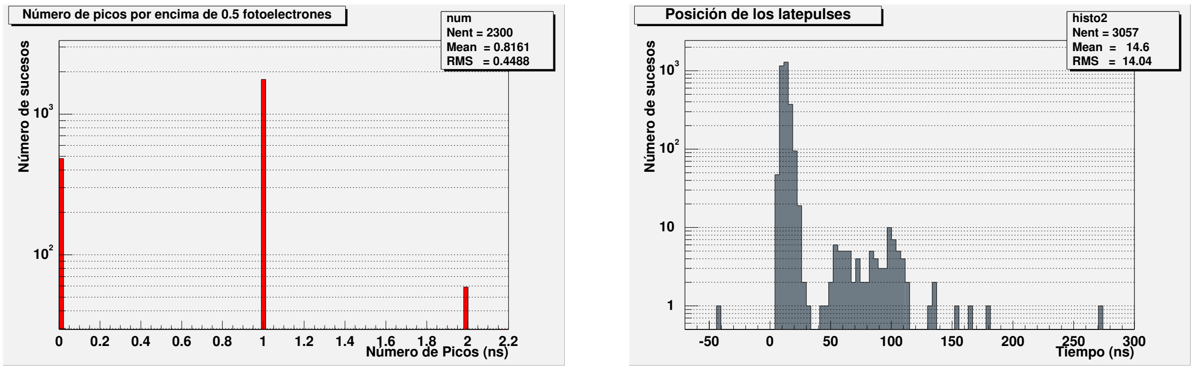


Figura 5.31: Izquierda: número de pulsos por encima del umbral de 0.5 fotoelectrones a 1340 V. Derecha: distribución temporal de los pulsos para 1070 V. El fotomultiplicador es el Hamamatsu R7081-ZW1773.

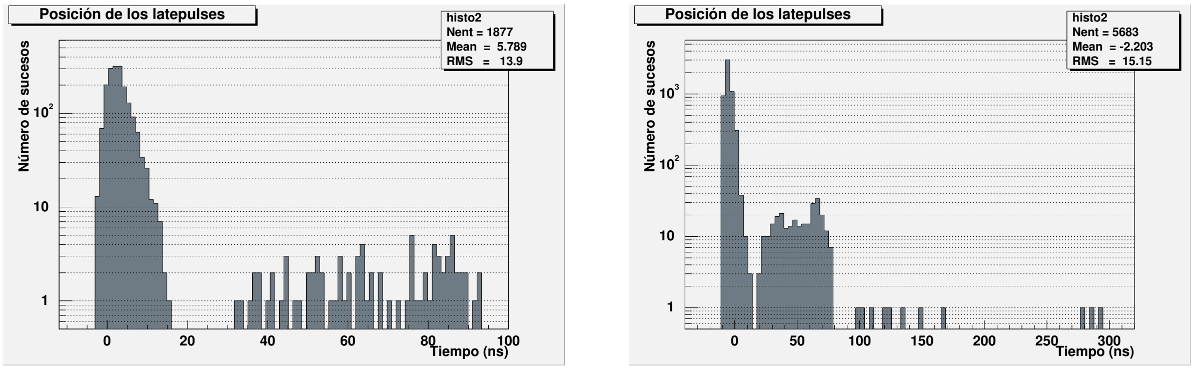


Figura 5.32: Distribución temporal de los pulsos del Hamamatsu R7081-ZW1773 para un voltaje de 1340 V (izquierda) y para un voltaje de 1685 V (derecha).

Los resultados son similares a los obtenidos con el Hamamatsu de 8". Como entonces, al aumentar el voltaje aumenta el número de sucesos en los que hay más de un pulso que sobrepasa el umbral del discriminador. También disminuye la separación temporal entre el pico de pulsos verdaderos y la de los *late-pulses*. A 1070 V la separación es de 70±4 ns, a 1340 V la separación es de 69±8 ns y 53.2±1.2 ns a 1685 V. Estos tiempos son mayores que en el caso del Hamamatsu R5912-BB6940 debido al mayor diámetro del fotocátodo, lo que provoca un mayor tiempo de tránsito de los electrones en el fotomultiplicador. Los resultados para la tasa de *late-pulses*, según los diferentes criterios definidos anteriormente, aparecen en la tabla 5.2.

	1070 V	**1340 V**	**1685 V**
Criterio 1	0.28 ± 0.10 %	0.46 ± 0.16 %	0.91 ± 0.13 %
Criterio 2	1.5 ± 0.2 %	1.9 ± 0.3 %	3.0 ± 0.2 %
Criterio 3	0.59 ± 0.14 %	1.0 ± 0.2 %	1.69 ± 0.18 %
Criterio 4	3.0 ± 0.3 %	3.6 ± 0.5 %	5.3 ± 0.3 %

Tabla 5.2: Tasas de *late-pulses* para el Hamamatsu R7081-ZW1773 según distintos criterios utilizados.

Al igual que para el 8", la tasa de *late-pulses* aumenta con el voltaje. También se observa la importancia de los *late-pulses* no precedidos por un pulso verdadero.

En cuanto a los *pre-pulses* los resultados son similares a los del 8". La tasa de *pre-pulses* considerando un intervalo de 5 a 20 ns por delante del pulso verdadero es del 2.5±0.3 % a 1070 V, del 2.3±0.4 % a 1340 V y del 0.78±0.12 % a 1685 V. Si lo que consideramos es el intervalo entre 10 y 20 ns previo al pulso verdadero, los resultados son: 0.10±0.06 % a 1070 V, 0.11±0.08 % a 1340 V y 0.04±0.03 % a 1685 V.

Al igual que ocurría con el R5912-BB6940, el intervalo que se considere para hacer el cálculo de la tasa de *pre-pulses* es decisivo. Podemos decir que en la región entre 5 y 10 ns antes del pulso verdadero se sitúan la mayor parte de los *pre-pulses*.

5.3.2 *After-Pulses*

Para los *after-pulses* la situación es similar a la de los *late-pulses*. Sólo se cuentan los pulsos que pasan el umbral de 0.5 fotoelectrones en un intervalo de tiempo de 50 ns a 16 μs tras el pulso verdadero. Sólo serán válidos los pulsos que acompañen a otro pulso producido dentro de la región de los pulsos verdaderos. Los resultados obtenidos para los fotomultiplicadores estudiados son:

<u>ETL9353-481:</u>

Se han estudiado los mismos voltajes que en el caso de los *late-pulses*: 1288 V que corresponde al voltaje nominal y 1390 V que corresponde a una ganancia de 10^8.

Al estudiar el número de pulsos por suceso que sobrepasan el umbral de 0.5 fotoelectrones al voltaje de 1288 V (HV_{nom}) obtenemos el resultado representado en la figura 5.33.

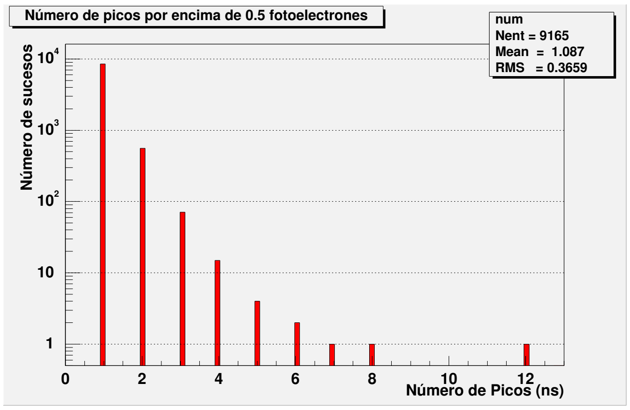


Figura 5.33: Número de pulsos que sobrepasan el umbral de 0.5 fotoelectrones al estudiar *after-pulses* para el fotomultiplicador ETL9353-481 a 1288 V.

A diferencia de lo que ocurría con los *late-pulses*, para los *after-pulses* el número de pulsos que sobrepasan el medio fotoelectrón en un suceso puede llegar a ser muy grande. Es interesante conocer como se distribuyen los tiempos de llegada de estos pulsos. En la figura 5.34 (izquierda) aparecen los tiempos de llegada de todos los pulsos de amplitud superior a medio fotoelectrón que se han contabilizado en todos los sucesos estudiados. El gráfico de la derecha muestra los pulsos de más de medio fotoelectrón de aquellos sucesos que poseen un pulso de más de medio fotoelectrón en la zona del pulso verdadero, por tanto, sólo aparecen los *after-pulses* y alguna coincidencia accidental debida a la corriente oscura. La cotribución debida a la corriente oscura ha sido sustraida al calcular las tasas de *after-pulses*.

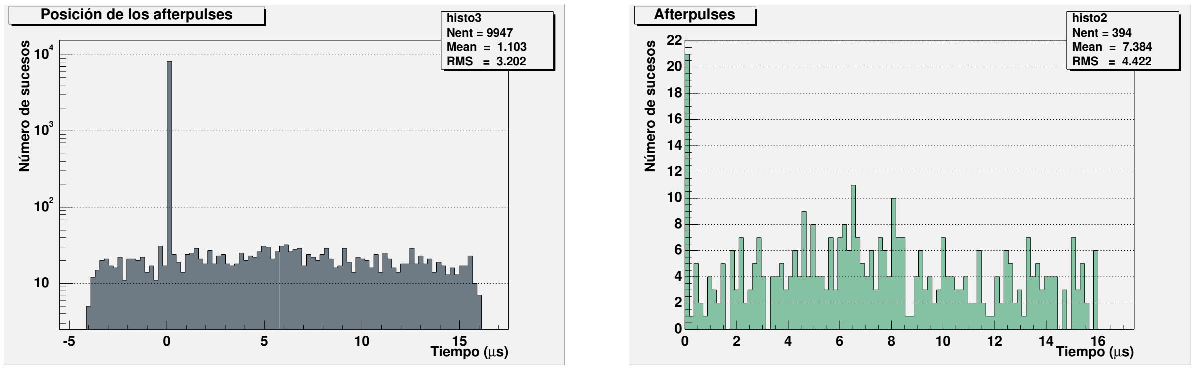


Figura 5.34: Izquierda: distribución de los tiempos de llegada de todos los pulsos que sobrepasan el umbral de 0.5 fotoelectrones. Derecha: sólo aquellos pulsos de más de medio fotoelectrón en coincidencia con un pulso en la región del pulso verdadero. El fotomultiplicador es el ETL9353-481 y el voltaje es 1288 V.

En la figura de la izquierda se observa que existe un gran número de pulsos distribuidos uniformemente en la escala de tiempos. Se trata de pulsos de corriente oscura que no están correlacionados con la emisión de luz. En la de la derecha sólo aparecen representados los pulsos sincronizados con un pulso verdadero de más de medio fotoelectrón. Se aprecia un ligero exceso de sucesos a unos 6-7 μs tras el pulso verdadero. La tasa de *after-pulses* para este fotomultiplicador y para el voltaje de 1288 V es del 5.4$\pm$0.3 %.

Para el caso en que el voltaje del fotomultiplicador es de 1390 V, los resultados se pueden ver en la figura 5.35.

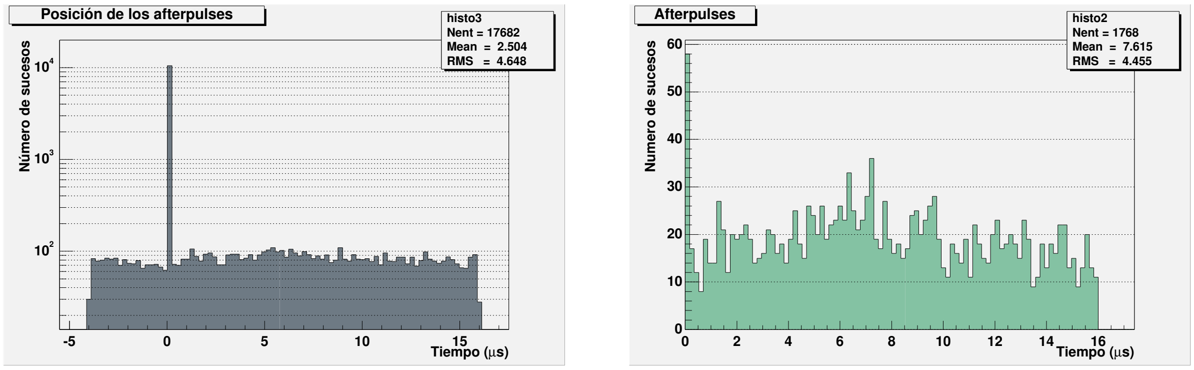


Figura 5.35: Izquierda: distribución de los tiempos de llegada de todos los pulsos que sobrepasan el umbral de 0.5 fotoelectrones. Derecha: sólo aquellos pulsos de más de medio fotoelectrón en coincidencia con un pulso en la región del pulso verdadero. El fotomultiplicador es el ETL9353-481 y el voltaje es 1390 V.

Al aumentar el voltaje aumenta el número de pulsos que puede llegar a haber en un suceso por encima del umbral de medio fotoelectrón. También aumenta la tasa de *after-pulses*. La tasa para el voltaje de 1390 V es del 6.7$\pm$0.4 %. En este caso, tampoco es posible distinguir con claridad un pico de *after-pulses* en la distribución de los tiempos de llegada de los pulsos.

Hamamatsu R5912-BB6940:

Al igual que en el caso del fotomultiplicador ETL9353-481, en un suceso puede haber muchos pulsos de una amplitud superior a 0.5 fotoelectrones. Los resultados obtenidos en la tasa de *after-pulses* a 1100 V se pueden ver en la figura 5.36. Allí aparecen la distribución del número de pulsos de más de medio fotoelectrón y la distribución temporal de estos pulsos.

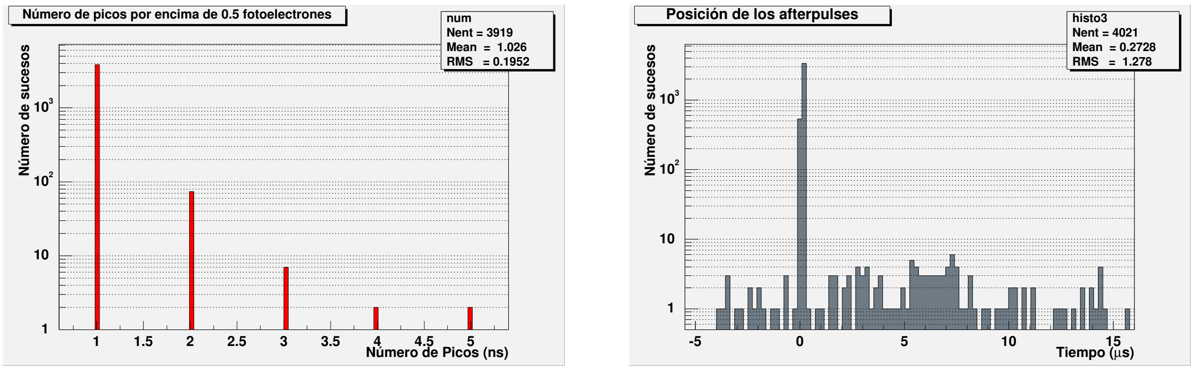


Figura 5.36: Izquierda: distribución del número de pulsos de más de medio fotoelectrón encontrados en todos los sucesos estudiados. Derecha: distribución temporal de todos los pulsos de más de medio fotoelectrón en todos los sucesos estudiados. El fotomultiplicador es el Hamamatsu R5912-BB6940 y el voltaje es 1100 V.

Las distribuciones temporales obtenidas en los otros dos voltajes estudiados, 1350 y 1700 V, aparecen representadas en la figura 5.37.

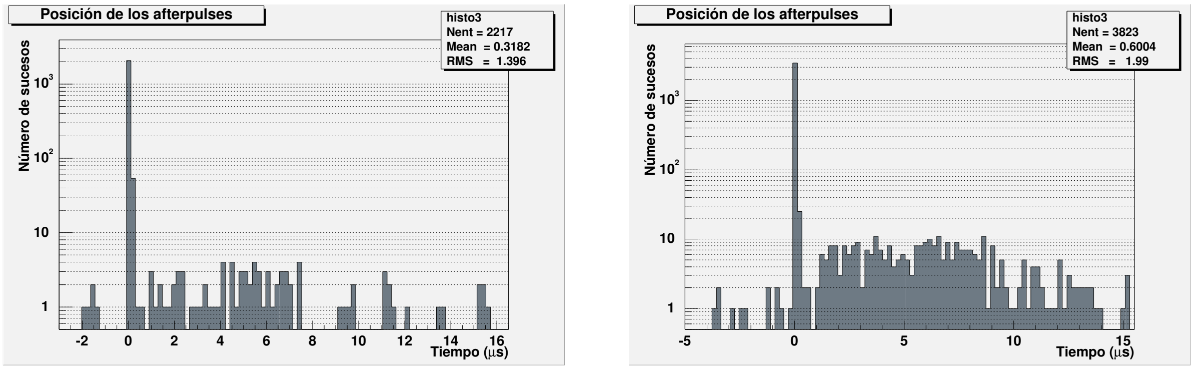


Figura 5.37: Distribución temporal de todos los pulsos por encima del umbral de 0.5 fotoelectrones en todos los sucesos estudiados. Los *after-pulses* aparecen como un exceso sobre el fondo debido a la corriente oscura. La gráfica de la izquierda corresponde a un voltaje de 1350 V y la de la derecha de 1700 V. El fotomultiplicador es el Hamamatsu R5912-BB6940.

Las tasas de *after-pulses* para este fotomultiplicador y para los tres voltajes estudiados son los siguientes: 1.6±0.2 % a 1100 V, 1.9±0.4 % a 1350 V y 7.0±0.5 % a 1700 V. Por tanto, a ganancias moderadas ($\leq 10^8$), la tasa de *after-pulses* se mantiene baja y aumenta considerablemente a ganancias más elevadas (10^9).

Para 1700 V se adivina la existencia de dos picos en la distribución temporal de los *after-pulses*. El primero a unos 3 μs tras el pico verdadero y el segundo a unos 7 μs. Para los otros dos voltajes estudiados es difícil de decir debido a la poca estadística recogida.

Hamamatsu R7081-ZW1773:
La situación es similar a la del caso anterior. En la figura 5.38 aparecen las distribuciones temporales de todos los pulsos de más de medio fotoelectrón que se han estudiado.

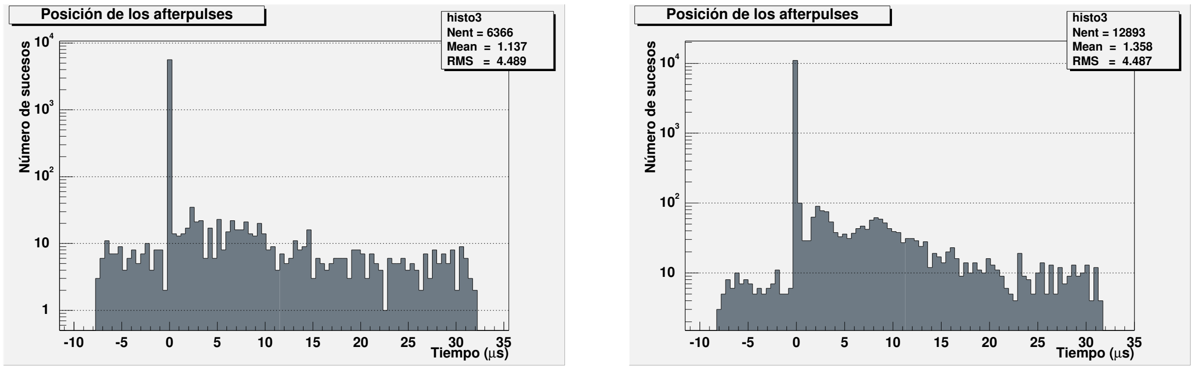


Figura 5.38: Distribución temporal de todos los pulsos por encima del umbral de medio fotoelectrón. El exceso debido a los *after-pulses* aparece como un exceso sobre el fondo continuo debido a la corriente oscura. La gráfica de la izquierda corresponde a un voltaje de 1340 V y la de la derecha de 1685 V. El fotomultiplicador corresponde al Hamamatsu R7081-ZW1773.

A partir de las distribuciones temporales anteriores se ha calculado la tasa de *after-pulses* para los tres voltajes estudiados: 1070 V, 1340 V y 1685 V. Los resultados son los siguientes: 0.55±0.14 %a 1070 V, 3.8±0.3 % a 1340 V y 8.4±0.3 % a 1685 V. En esta ocasión se observa un paulatino aumento de la tasa de *after-pulses* al aumentar el voltaje del fotomultiplicador.

En las distribuciones temporales se aprecian dos picos: uno centrado entre 2 μs y 3 μs tras el pico verdadero y otro unos 8 μs tras el pico verdadero. Sólo para el caso de 1700 V se aprecia con claridad puesto que en los otros la tasa de *after-pulses* es tan baja que es necesaria mucha más estadística para distinguirlo claramente. Dos picos diferentes pueden ser debidos a *after-pulses* provocados por dos iones distintos, uno más pesado y lento que el otro.

5.3.3 Resumen

El estudio de las tasas de los diferentes tipos de *after-pulses* utilizando la búsqueda de picos permite una buena resolución en la separación de picos próximos y permite realizar un estudio más profundo de los *after-pulses* del que se ha realizado aquí. Sin embargo, es lento y requiere una gran cantidad de tiempo para disponer de mucha estadística con la que calcular las tasas de *after-pulses*. Esto significa que hace falta mucho tiempo de toma de datos para reducir los errores con los que se mide la tasa de *after-pulses*.

Los resultados para el ETL9353 sólo incluyen el modelo 481. Para este fotomultiplicador la tasa de *pre-pulses* en el intervalo de 5 a 20 ns por delante del pico verdadero y al voltaje nominal (1288 V) está por encima del criterio impuesto (*pre-pulses*<1%). La tasa medida es del 2.3±0.2 %. Sin embargo, si se considera un intervalo más restringido, entre 10 y 20 ns, la tasa disminuye drásticamente al 0.4±0.10 %.

Los resultados obtenidos para los *pre-pulses* de los Hamamatsu al voltaje nominal son similares. Para el intervalo entre 5 y 20 ns anterior al pico verdadero las tasas son del 1.9±0.2 % y del 2.3±0.4 % para el 8" y el 10" respectivamente. Al considerar el intervalo de 10 a 20 ns anterior al pico verdadero las tasas para estos dos fotomultiplicadores se reducen al 0 % y al 0.11±0.08 %.

Para los *late-pulses* el criterio aceptado en la colaboración sólo considera de 10 a 50 ns tras el pulso verdadero. Al voltaje nominal, el resultado para el ETL9353-481 es una tasa del 0.85±0.15 %, para el Hamamatsu R5912-BB6940 es del 0.42±0.10 %, y del 0.46±0.16 % para el R7081-ZW1773. Todas están dentro del criterio impuesto (<1%).

Sin embargo, hemos comprobado dos hechos. Que la ventana de 0 a 50 ns corta por la mitad el pico de *late-pulses* que se produce en la distribución de los tiempos de llegada y que existe una importante fracción de sucesos que son *late-pulses*, pero que acompañan a un pulso verdadero que no sobrepasa el umbral de 0.5 fotoelectrones. Estas son las razones por las que se han definido los otros tres criterios utilizados en el cálculo de las tasas de *late-pulses*. Independientemente del criterio las tasas son más bajas en los Hamamatsu que en el ETL. Entre los Hamamatsu las tasas más bajas corresponden al 8".

Para los *after-pulses* propiamente dichos, los resultados son similares a los obtenidos en los *late-pulses*. El ETL posee una tasa ligeramente más elevada que la de los Hamamatsu. En este caso sólo se ha utilizado el criterio de la colaboración para calcular las tasas de *after-pulses*. Se cuenta el número de pulsos de más de medio fotoelectrón que acompañan a un pulso verdadero de más de medio fotoelectrón en una ventana de 50 ns a 16 μs tras el pulso verdadero. Las tasas obtenidas son: el 5.4±0.4 % para el ETL9353-481, el 1.9±0.4 % para el R591-BB6940 y el 3.8±0.3 % para el R7081-ZW1773. Todas las tasas cumplen el requisito que se impone a los fotomultiplicadores (< 10 %).

Conclusiones

En este trabajo se han presentado los resultados obtenidos en diversas medidas de tres modelos de fotomultiplicador bajo estudio para su posible utilización en el telescopio submarino de neutrinos ANTARES. Para ello hemos creado en Valencia un laboratorio de caracterización de fotomultiplicadores donde se han realizado todas las medidas presentadas.

Los fotomultiplicadores que se han estudiado son el **ETL9353** de 8 pulgadas de diámetro de fotocátodo y 12 etapas de amplificación de la compañía Electron Tubes (se analizaron dos ejemplares con números de serie **477** y **481**); el Hamamatsu **R5912-02** de 8 pulgadas de diámetro y 14 etapas de amplificación (se analizó un ejemplar con número de serie **BB6940**) y el Hamamatsu **R7081-20** de 10 pulgadas de diámetro de fotocátodo y 14 etapas de amplificación (se analizó un ejemplar con número de serie **ZW1773**).

Hemos estudiado la carga de la señal en el ánodo del fotomultiplicador como respuesta a niveles de luz del orden de un fotoelectrón (o ligeramente mayores). Hemos utilizado una deconvolución del espectro de carga mediante un ajuste para analizar la respuesta del fotomultiplicador. La función modelo utilizada permite obtener excelentes ajustes del espectro de carga de los fotomultiplicadores.

A partir de los parámetros de dichos ajustes hemos obtenido los siguientes resultados:

- Hemos determinado la **ganancia en función del voltaje** aplicado (sección 4.4) de los cuatro fotomultiplicadores estudiados. Todos ellos alcanzan un nivel de ganancia superior a 10^8 entre 1350 y 1450 V. En todos los fotomultiplicadores existe un ligero efecto de saturación de la ganancia al aumentar el voltaje.

- Todos los fotomultiplicadores cumplen sin problemas el requisito de superar un nivel de 50 mV de amplitud de la señal de un fotoelectrón. El voltaje depende del fotomultiplicador pero en todos los casos se sitúa entre 1250 y 1350 V.

- El cociente **pico/valle** (sección 4.5.1) de los fotomultiplicadores Hamamatsu es superior al de los ETL. Mientras los Hamamatsu poseen un cociente siempre superior a 2 que aumenta con el voltaje, los ETL se encuentran en torno a 2 para el 477 y ligeramente por debajo para el 481. La **resolución energética** (sección 4.5.2) de los Hamamatsu también es superior a la de los ETL, del orden del 30% con independencia del voltaje, mientras que la de los ETL varía entre el 40% y el 50%.

- Hemos estudiado la **región del valle** en los espectros de carga (sección 4.5.3). Se ha comprobado que, salvo para el ETL9353-481, se puede expresar el área del valle como fracción del total de sucesos de un fotoelectrón. Se obtiene un parámetro que tiende a alcanzar un valor estable al aumentar el voltaje y que se mantiene así hasta que el nivel de luz en el fotomultiplicador es elevado.

- A **diferentes niveles de luz** (sección 4.5.4) hemos observado que es posible deconvolucionar el espectro de carga a nivel de hasta 7 fotoelectrones y que los parámetros del pico de un fotoelectrón varían menos de un 10% sobre un rango de más de un factor 10 en el número medio de fotoelectrones.

- Hemos estudiado el **efecto del campo magnético terrestre** (sección 4.6) en los fotomultiplicadores a nivel de un único fotoelectrón. Hemos encontrado en todos los casos que la orientación más desfavorable es la llamada *anti-X* (dirección del campo magnético paralela a los dínodos). Se ha comprobado que el efecto es mayor en los fotomultiplicadores ETL que en los Hamamatsu. Con la malla de μ-metal se reduce sensiblemente el efecto del campo magnético, mejorando las prestaciones de los fotomultiplicadores.

Además de estudiar los espectros de carga hemos estudiado los pulsos de corriente oscura y la tasa de *after-pulses*. Las conclusiones más importantes son las siguientes:

- Hemos medido la **tasa de pulsos de corriente oscura** (sección 5.1.1), encontrando que todos los fotomultiplicadores, salvo el ETL9353-481, experimentan una bajada importante de su tasa de pulsos de corriente oscura en torno al nivel de un único fotoelectrón. Esto indica que el origen dominante de la corriente oscura es el efecto termoiónico. No es el caso del ETL9353-481, cuya tasa de corriente oscura aumenta progresivamente al disminuir el umbral de discriminación.

- La tasa de pulsos de corriente oscura al nivel de medio fotoelectrón y al voltaje nominal se sitúa, para todos los fotomultiplicadores salvo para el ETL9353-481, por debajo del límite superior impuesto (25% de la tasa debida al ^{40}K). La tasa de pulsos por encima de 0.5 fotoelectrones a ganancia 10^8 está alrededor de 1.0 kHz para el ETL9353-477 y es menor de 600 Hz para los Hamamatsu. La tasa aumenta con el voltaje del fotomultiplicador de forma rápida para los ETL y muy lentamente para los Hamamatsu.

- Se ha estudiado el **espectro de carga de los pulsos de corriente oscura** de todos los fotomultiplicadores salvo el del ETL9353-481 (sección 5.1.2), lo que resultó imposible por su elevada tasa de corriente oscura. Del ajuste de estos espectros se puede obtener una curva de ganancia muy próxima a la obtenida con luz. También hemos estudiado la relación pico/valle y la resolución energética, encontrándose resultados peores que los obtenidos con luz. Sin embargo, es posible llevar a cabo una calibración del fotomultiplicador utilizando los pulsos de corriente oscura.

- También se ha estudiado el **comportamiento de la tasa de corriente oscura tras una exposición de los fotomultiplicadores a la luz ambiente** (sección 5.2). Se ha comprobado que los fotomultiplicadores Hamamatsu son mucho menos sensibles que los ETL. En apenas unas horas de operación en la oscuridad recuperan sus tasas normales de corriente oscura. En cambio, el ETL9353-477 necesita varias horas de funcionamiento en la oscuridad para recuperarse, mientras que el ETL9353-481 presenta una mayor sensibilidad a la luz necesitando hasta varios días de completa oscuridad para recuperar su tasa habitual.

- Para la tasa de ***late-pulses* y *after-pulses*** (sección 5.3) se ha encontrado que los tres fotomultiplicadores para los que se ha hecho este estudio (ETL9353-481, Hamamatsu 8" y Hamamatsu 10") están dentro de los requisitos que se imponen: <1% para *late-pulses* y <10% para *after-pulses*. Para la **tasa de *pre-pulses***, si se considera la ventana propuesta para la medida, la tasa es superior a lo exigido. Hemos comprobado que la mayor contribución de *pre-pulses* proviene de la ventana de 5 a 10 ns antes del pico verdadero. También hemos comprobado que la tasa de *late-pulses* y *after-pulses* aumenta con el voltaje aplicado al fotomultiplicador y que existe una muy importante proporción de *late-pulses* producidos tras un pulso verdadero cuya amplitud es menor de medio fotoelectrón.

- En cuanto a la **distribución temporal de los *after-pulses***, para los *late-pulses* hemos encontrado que se distribuyen alrededor de un pico retrasado un tiempo que varía según el voltaje, pero que típicamente es de unos 50 ns. Esto significa que la ventana que se suele utilizar para contabilizar *late-pulses* subestima en gran medida la tasa de estos pulsos, por lo que es necesario considerar una ventana mayor para contabilizarlos todos. Al estudiar la distribución temporal de los *after-pulses*, sólo cuando hay mucha estadística es posible apreciar la existencia de picos retrasados varios microsegundos respecto al pico verdadero. En todos los fotomultiplicadorees se distingue una concentración de sucesos unos 7 μs tras el pico verdadero. En el caso de los Hamamatsu, además se aprecia otro pico unos 3 μs tras el pico verdadero.

Los resultados globales para los fotomultiplicadores son satisfactorios salvo para el ETL9353-481 que presenta una elevada tasa de corriente oscura, no debida al efecto termoiónico. Los otros tres fotomultiplicadores cumplen los requisitos impuestos aunque siempre las prestaciones de los Hamamatsu son ligeramente superiores a las de los ETL9353.

Así pues, el fotomultiplicador de 10" de Hamamatsu, el R7081, es la mejor opción de las estudiadas ya que, como hemos comprobado, une a un mayor tamaño del fotocátodo unas buenas características de funcionamiento.

Bibliografía

[1] Y.A. Gallant and A. Achterberg. Ultra high energy cosmic ray acceleration by relativistic blast waves. *astro-ph/9812316v2*, 1999.

[2] F. Halzen. The case for a kilometer-scale high energy neutrino detector. In *16th International Conference on Neutrino Physics ad Astrophysics (Neutrino 94), Eilat, Israel (1994).*

[3] C.H. Wiebusch. *The Detection of Faint Light in Deep Underwater Neutrino Telescopes.* PhD thesis, 1995.

[4] L. V. Volkova. Energy spectra and angular distributions of atmospheric neutrinos. *Sov.J.Nucl.Phys.31:784-790,1980, Yad.Fiz.31:1510-1521*, 1980.

[5] T.K. Gaisser, F.Halzen, and T. Stanev. Particle astrophysics with high energy neutrinos. *hep-ph/9410384*, 1994.

[6] F. Halzen and E. Zas. Neutrino fluxes from active galaxies: A model independent estimate. *astro-ph/9702193*, 1997.

[7] M. A. Markov. In *Proceedings of the Rochester Conference, New York (1960).*

[8] Colaboración ANTARES. A deep sea telescope for high energy neutrinos. *astro-ph/9907432*, 1999.

[9] L. Moscoso. Neutrino astronomy. In *XXVIInd Rencontres de Moriond (1997).*

[10] F.W.Stecker, C. Done, M.H. Salamon, and P. Sommers. High energy neutrinos from active galacti nuclei. *Phys. Rev. Lett. 66 (1991) 2697.*

[11] L.Ñellen, K. Mannheim, and P.L. Biermann. *Phys. Rev. D477 (1993) 5270.*

[12] R.J. Protheroe. High eenergy neutrinos from blazards. *astro-ph/9607165*, 1996.

[13] K. Mannheim. High energy neutrinos from extragalactic jets. *Astropart. Phys. 3 (1995), 295.*

[14] P. Bhattacharjee. Ultra high energy cosmic rays from topological defects (cosmic strings, monopoles, necklaces and all that). *hep-ph/9803029*, 1998.

[15] G. Sigl. Topological defect models of ultrahigh energy cosmic rays. *astro-ph/9610221*, 1996.

[16] N. Palanque. Environmental parameters measurement for an undersea neutrino telescope. ANTARES-Phys/1999-008.

[17] F. Hubaut. *Optimisation et caractérisation des performances d'un télescope sous-marin à neutrinos pour le projet ANTARES*. PhD thesis, Université de la Méditerranée Aix-Marseille II, 1999.

[18] The Super-Kamiokande Collaboration (Y. Fukuda et al.). Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos. *Phys.Rev.Lett.81 1562-1567, 1998.*

[19] Colaboración DUMAND. Dumand 2 - proposal. Technical report, Univ. Hawaii, HDC-2-88, 1988.

[20] F. Halzen. Results from amanda and future. In *18th International Conference on Neutrino Physics ad Astrophysics (NEUTRINO 98), Takayama, Japón (1998).*

[21] G.V. Domogatsky. Results from baikal. In *18th International Conference on Neutrino Physics ad Astrophysics (NEUTRINO 98), Takayama, Japón (1998).*

[22] B. Monteleoni. Nestor a deep sea physics laboratory for the mediterranean. In *17th International Conference on Neutrino Physics ad Astrophysics (NEUTRINO 96), Helsinki, Finlandia (1996).*

[23] Photodetection Information Service. Voltage divider design. Technical report, Thorn EMI Electron Tubes, 1982.

[24] F. Robben. Noise in the measurement of light with photomultipliers. *Applied Optics*, 1971.

[25] Hamamatsu Photonics K. K. *Photomultiplier Tube.* 1994.

[26] I. Gil. Desarrollo de un banco de test para el estudio de detectores fotosensibles. caracterización de los fotomultiplicadores hamamatsu r5900 del calorímetro hadrónico tilecal de atlas. Tesis de licenciatura (1997).

[27] S. Basa and H. Lafoux. Photomultiplier specifications for the antares project. ANTARES-Opmo/1999-002.

[28] National Instruments. *LabView Instrument I/O VI Reference Manual.* 1996.

[29] Tektronix. *Tektronix TDS620A, TDS640A, TDS644A Digitalizing Oscilloscopes. User Manual.*

[30] R. Brun and F. Rademakers. The root system. Technical report, http://root.cern.ch/, 1999.

[31] Centro de Física Miguel Catalá Instituto de Óptica "Daza de Valdés". http://www.io.cfmac.csic.es/.

[32] Burle Industries inc. *Photomultiplier Handbook.* 1980.

[33] L. Janossy. Statistical problems of an electron multiplier. *Soviet Physics JETP*, 1955.

[34] A.G. Wright. A monte carlo simulation of photomultiplier. Technical report, THORN EMI Electron Tubes, 1988.

[35] Phillips Photonics. *Photomultiplier Tubes.* Phillips, 1994.

[36] *MINUIT, Function Minimization and Error Analysis. F. James. CERN Lybrary.*

[37] S. Basa. Test results of a 14 stage 8" hamamatsu photomultiplier (r5912-02). ANTARES-Opmo/1997-005.

[38] et al. E.H. Bellamy, G. Bellettini. Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier. Fermilab Library (1993).