

1

Centelladores

1.1

Detectores centelladores

Los detectores centelladores hacen uso de que ciertos materiales, cuando son expuestos a radiación ionizante, emiten un pequeño destello de luz, es decir un centelleo. Este fenómeno ocurre cuando la radiación interactúa con la materia, excitando e ionizando un gran número de átomos y moléculas, las cuales al volver a su estado fundamental, se desexcitan emitiendo fotones con rango de energía en el espectro visible o en los alrededores de él.

La mayoría de los materiales transparentes producen una pequeña cantidad de luz de centelleo cuando sobre ellos incide radiación ionizante. Sin embargo, en algunos pocos la conversión de energía de excitación a luz es eficiente: a éstos los llamamos materiales centelladores. En ellos, podemos distinguir dos procesos de emisión de luz: fluorescencia y fosforescencia.

Por un lado, la fluorescencia es un proceso instantáneo, hablando en la escala de tiempos de transiciones atómicas. Este fenómeno ocurre cuando la emisión de luz en el orden de los 10 ns posteriores a la interacción de la radiación con el material. Por el otro, si la emisión es retardada al proceso lo llamamos fosforescencia. El retardo, generado porque la excitación de la radiación incidente dio lugar a un estado metaestable, puede durar minutos o hasta horas, dependiendo del material.

Un detector centellador cuenta con un material centellador como primer transductor, el cual transforma la radiación ionizante en fotones visibles. Para poder obtener información útil debemos adicionar un fotodetector, que convierta la luz de centelleo en una señal eléctrica. El fotodetector más utilizado en un detector centellador

es el tubo fotomultiplicador, (PMT, de sus siglas en inglés, *photomultiplier tube*). Actualmente, la tecnología de semiconductores ha permitido el desarrollo de fotodiodos que, por sus prestaciones, pueden reemplazar adecuadamente a los PMT. En el presente capítulo, nos referiremos los PMT de modo que remitimos al lector al capítulo correspondiente de este volumen para el abordaje de los fotodetectores semiconductores.

Conceptualmente, un fotomultiplicador cuenta con un photocátodo y un multiplicador de electrones. El primero es una fina capa de un compuesto que emite electrones cuando absorbe fotones en el espectro visible o en las cercanías de él. Los electrones emitidos por el photocátodo son llamados fotoelectrones. El segundo, de nombre sugestivo, es un arreglo de electrodos conectados a alta tensión que permite obtener ganancias de 10^6 . Más adelante en este capítulo, volveremos sobre los PMT.

En la figura 1.1 se puede ver el esquema de un detector centellador. La partícula a detectar interactúa con el material centellador y deja una fracción de su energía (o toda) en éste, una porción de la cual se transforma en fotones visibles. El reflector y la guía de luz conducen una gran cantidad de fotones hacia el photocátodo del fotomultiplicador. Los fotoelectrones emitidos por el photocátodo se multiplican del orden de un millón de veces en el multiplicador de electrones del tubo fotomultiplicador, dando lugar a un pulso de corriente. Esta señal, que sobre una carga típica genera una tensión del orden de decenas de mV, se la procesa electrónicamente para analizar y contar los pulsos, con el objetivo de obtener información acerca de la radiación incidente.

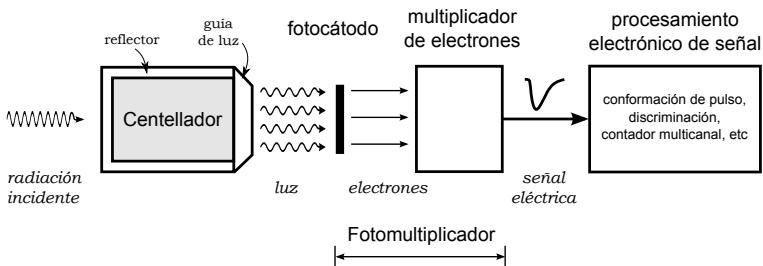


Figura 1.1: Esquema de un detector centellador, acompañado a un fotomultiplicador.

Para fijar ideas, podemos resumir el funcionamiento de un detector succinctamente en los siguientes eventos:

- La radiación ionizante interactúa con el material centellador, transfiriendo parte de su energía (o toda) como ionización y excitación.

- Parte de la energía absorbida es liberada en forma de luz visible, a través de los mecanismos de centelleo.
- Mediante reflectores, guías de luz y/o fibras ópticas, la luz emitida se la encauza hacia el fotodetector.
- El photocátodo del fotomultiplicador absorbe los fotones y emite fotoelectrones.
- El arreglo multiplicador de electrones magnifica los electrones incidentes en el orden de 10^6 .
- La corriente eléctrica de salida del fotomultiplicador es procesada electronicamente, primero en una etapa analógica, y luego en otra digital.

Los materiales centelladores se los puede dividir en dos categorías: materiales orgánicos e inorgánicos. La física del mecanismo de centelleo, la respuesta a la radiación ionizante y las aplicaciones varían en cada caso.

1.1.1. Centelladores orgánicos

Generalidades

Los centelladores orgánicos se conforman de un material centellador, llamado en forma coloquial *flúor* debido a que éste es el responsable de la fluorescencia, disuelto en un solvente base. Los centelladores más frecuentes se encuentran en soluciones líquidas o en matrices poliméricas, dando lugar a los centelladores líquidos y a los centelladores plásticos, respectivamente.

Los compuestos centelladores son hidrocarburos aromáticos, es decir, compuestos contienen átomos de carbono ligados entre sí en forma de anillo. Entre los más extensamente utilizados podemos mencionar a PTP, B-PBD, PPO y POPOP, compuestos de nombre químico impronunciable¹. Sus fórmulas químicas son, respectivamente, C₁₈H₁₄, C₂₄H₂₂N₂O, C₁₅H₁₁NO y C₂₄H₁₆N₂O₂, es decir que son materiales ricos en carbono y en hidrógeno, cuyo número atómico promedio está entre 3,5 y 5.

Los materiales centelladores se conforman como mezcla de dos de estos compuestos, en donde uno de ellos es el centellador primario y el otro el denominado *wavelength shifter*. El primero, del orden de 20 veces más concentrado que el segundo, posee emisión en el espectro UV (300-370 nm). El segundo, absorbe los fotones UV y los reemite en longitudes de onda más largas, lo cual puede ser deseable por dos motivos: para ajustar los fotones con la respuesta espectral del photocátodo y para disminuir la absorción de estos fotones por el mismo centellador.

Mecanismo de centelleo

Los compuestos aromáticos poseen los llamados orbitales moleculares π , en los cuales los electrones no se encuentran asociados a un átomo en particular, sino que están delocalizados en la molécula. Estos orbitales son los que generan los enlaces químicos entre los átomos de carbono que forman el anillo característico de estos compuestos. La luz de centelleo se genera por transiciones entre niveles energéticos de electrones de valencia. En la figura 1.2 se puede ver un diagrama de energías esquemático, donde hemos graficado el estado fundamental, un estado excitado singlete de spin S_1 y otro triplete T_1 . El fundamental es un estado singlete y lo notamos S_0 . Además, asociado a cada nivel electrónico hay una estructura de subniveles energéticos de excitaciones de modos vibracionales moleculares. La diferencia de energía entre niveles electrónicos está en el orden de los 3 eV, mientras que entre los subniveles vibracionales, en el orden de los 0,15 eV.

¹por ejemplo, 1,4-di-[2-(5-phenyloxazolyl)]-benzene

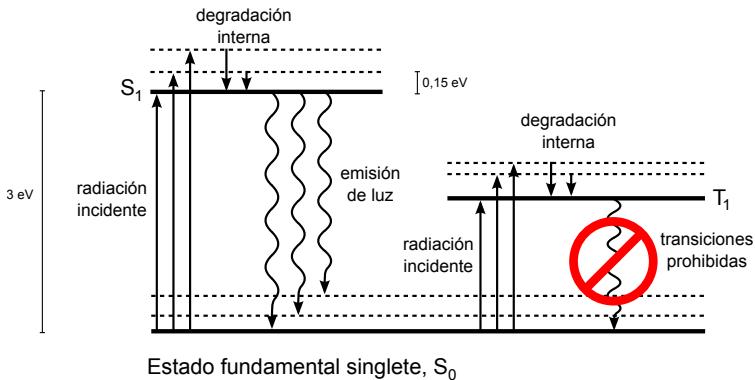


Figura 1.2: Niveles energéticos en una molécula de centellador orgánico.

La energía cedida por la radiación a través de ionización y excitación, hace que los electrones de valencia pueblen tanto los estados excitados electrónicos como los subniveles vibracionales, tal como está expresado por las flechas de trazo recto en la figura. En el caso de excitaciones a estados singlete, los modos vibracionales decaen inmediatamente (en un tiempo menor a los 10 ps) al estado S_1 sin la emisión de radiación, en un proceso conocido como *degradación interna*. Desde S_1 , los electrones decaen tanto al estado fundamental S_0 como a sus subniveles vibracionales emitiendo radiación en el espectro visible o alrededores (flechas onduladas). Este proceso ocurre en un tiempo de unos pocos nanosegundos y corresponde a la antes mencionada *fluorescencia*. El hecho de que los electrones decaigan desde S_1 a estados vibracionales de S_0 , transición de menor energía que la requerida para el salto $S_0 \rightarrow S_1$, explica la transparencia de los centelladores a su propia radiación. Esto es así dado que a temperatura ambiente prácticamente todos los electrones ocupan el estado fundamental S_0 y no sus subniveles vibracionales, en donde debemos recordar que temperatura ambiente corresponde a $kT = 0,025$ eV. En la figura 1.3 mostramos esquemáticamente el corrimiento al rojo (a energías menores) del espectro de emisión respecto al de absorción.

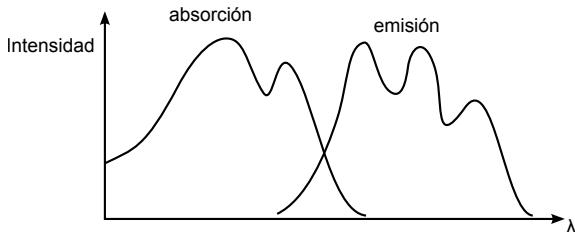
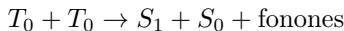


Figura 1.3: Corrimiento al rojo del espectro de emisión respecto al de absorción, conocido como Stokes shift, que explica la transparencia de los centelladores plásticos a su propia luz emitida.

Para un estado triplete, también ocurre un proceso de degradación interna, el cual lleva a los electrones que pueblan los subniveles vibracionales al estado T_1 . Mientras que, energéticamente, las transiciones $T_0 \rightarrow S_0$ son posibles, están prohibidas por reglas de selección. Los electrones en T_0 , decaen al interactuar con electrones de otra molécula excitados en su correspondiente nivel T_0



proceso que deja una molécula en el estado S_1 , que luego decaerá emitiendo radiación con el proceso antes descripto. Esta luz se emite con un cierto retardo, el cual es característico de la interacción entre moléculas excitadas, y representa la componente lenta o retardada del centelleo: la fosforescencia. La contribución de esta componente a la luz total no es significativa, salvo para ciertos materiales orgánicos.

Una característica remarcable de estos procesos es su rapidez, con tiempos de decaimiento en el orden de unos pocos nanosegundos o menos. Por otro lado, debido a la naturaleza molecular de la luminescencia de estos materiales, los centelladores orgánicos pueden ser utilizados en numerosas formas sin perder sus propiedades.

Centelladores líquidos

Los centelladores líquidos son soluciones de material centellador en un solvente líquido. Los solventes más utilizados son xileno, tolueno, benceno, fenilciclohexano, trietilbenceno y decalina. La concentración del material centellador primario está entre 2 y 4 gramos por litro de solvente.

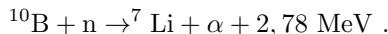
Como mencionamos al describir el mecanismo de centelleo, el tiempo de respuesta de los centelladores líquidos es corto, en el orden de unos pocos nanosegundos o menos. Otra característica destacable es su bajo costo respecto a otros centelladores. Por ello, los cente-

lladores líquidos son frecuentemente utilizados en aplicaciones que requieren grandes volúmenes.

Por ejemplo,

[citar la sección del uso de los centelladores en detectores de experimentos de HEP].

Su carácter líquido les otorga una gran ventaja: se les puede diluir en volumen otra sustancia. Así, por ejemplo, para detectar neutrones se les puede diluir algún material convertidor, por ejemplo, boro-10. Cuando un neutrón interactúa con un núcleo de ^{10}B se da la siguiente reacción exotérmica



El litio y la partícula alpha se reparten la energía liberada como energía cinética y son ahora éstos quiénes, al frenarse, ionizan y excitan al centellador para producir fotones.

Podemos encontrar otro ejemplo de esta aplicación cuando se desea medir radioactividad de emisores beta de baja energía, tal es el caso del carbono-14 o del tritio. La medición de carbono-14 es frecuentemente utilizada para datar restos arqueológicos. En el caso del tritio, un ejemplo donde resulta pertinente su medición es en las centrales nucleares de agua pesada, como las Centrales Nucleares Atucha I y II y Embalse, de Argentina. El agua pesada (D_2O) es una molécula de agua formada por un átomo de oxígeno y dos átomos de deuterio, (^2H , nucleido estable) y sus propiedades fisicoquímicas son prácticamente iguales a las del agua ordinaria. Conforme el núcleo de un reactor opera, el deuterio presente en el agua pesada se transforma en tritio mediante la captura de un neutrón.

Tanto el ^{14}C como el ^3H son emisores beta puros de energía máxima aproximada de 150 keV y 18 keV, respectivamente, lo que implica un bajo poder de penetración de los electrones emitidos. Como concepto general, para que un detector mida la presencia de una partícula ionizante, ésta debe interactuar con el material sensible del mismo, en nuestro caso, centellador. Si el material sensible se encuentra encapsulado y los electrones tienen bajo poder de penetración, éstos no lograrán atravesar la cobertura y no interactuarán con el material sensible (o, a lo sumo, lo harán en unos pocos micrones cerca de su superficie, lo cual puede dar lugar a señales de muy bajo nivel que no superen los umbrales de discriminación). En el caso en que se utilicen centelladores líquidos con estos radionucleídos diluidos en volumen, la emisión de los electrones se da desde el seno del fluido. De esta forma se garantiza que, en su proceso de frenado, los electrones cedan toda su energía al material sensible, maximizando la cantidad de fotones generados.

Continuando con la digresión, para hallar información fidedigna sobre decaimientos nucleares, remitimos al lector a los sitios de Laboratoire National Henri Becquerel, laboratorio nacional de metrología en materia de radiaciones ionizantes de Francia², y de Korea Atomic Energy Research Institute³ (nos tomamos la licencia de prescindir del nombre en su idioma original), siendo estos países potencias en materia de energía nuclear.

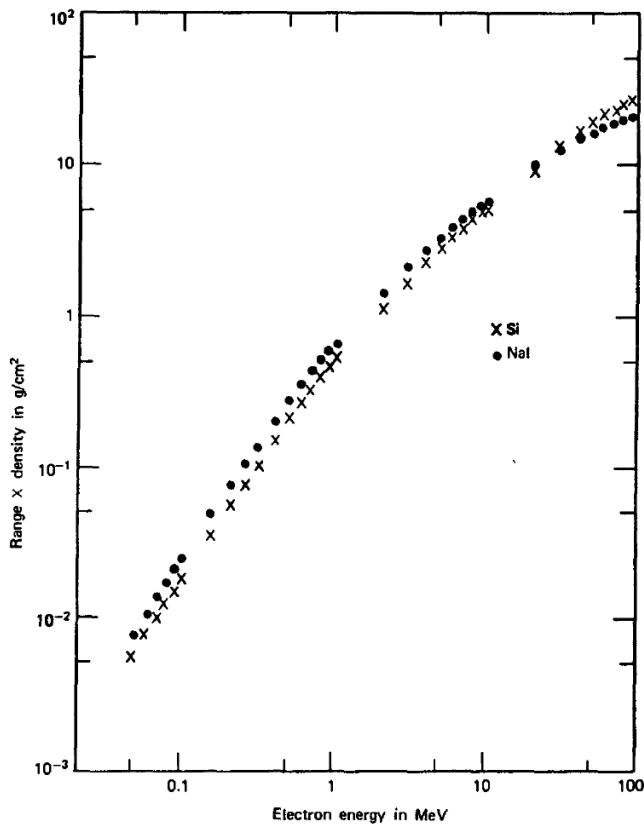


Figura 1.4: Rango de electrones en función de su energía inicial en silicio y ioduro de sodio. Extraída de Knoll [1]

Antes aseveramos que un electrón de 150 keV tiene un bajo poder de penetración; daremos, ahora, una breve justificación. La figura 1.4 fue extraída de un libro clásico de detectores, *Radiation detection and measurement* de R.W. Knoll.

²www.nucleide.org

³atom.kaeri.re.kr

tion and measurement, de Glenn Knoll [1]. En ella está graficado el alcance de electrones en función de su energía, al atravesar silicio y ioduro de sodio. Si uno expresa el alcance normalizado a la densidad, tal como en la figura, se verifica que el alcance prácticamente no depende del número atómico. Trabajar con distancias en unidades de masa por superficie es muy frecuente en el ámbito de detectores. Del gráfico, obtenemos que el alcance de un electrón de 150 keV de energía es aproximadamente $0,04 \text{ g/cm}^2$. La densidad de los centelladores líquidos es del orden de 1 g/cm^3 , de modo que el alcance en ellos, en unidades de longitud, es igual al alcance normalizado dividido la densidad del material. En este caso $400 \mu\text{m}$. En una primera aproximación, los gases en condiciones normales de presión y temperatura son 1000 veces menos densos que el agua. Por ejemplo, el aire a nivel del mar tiene una densidad apenas por encima de 1 kg/m^3 , mientras que un metro cúbico de agua pesa una tonelada. De aquí podemos inferir que el alcance de un electrón de 150 keV en aire es 400 mm.

Centelladores plásticos

Los centelladores plásticos corresponden a la categoría más extendida de centelladores utilizados en física nuclear y de altas energías. Éstos constan de una matriz polimérica (un plástico base) con un material centellador disuelto. En su proceso de fabricación, el material centellador primario se disuelve en el solvente precursor para luego polimerizar la solución, dando lugar al plástico con el centellador disperso en forma homogénea. Los plásticos base más utilizados son el poliestireno (plástico del que están hechos, por ejemplo, las cajitas de CDs, los cubiertos plásticos y los vasos descartables), el polimetilmetacrilato (más conocido como acrílico) y polivinilcloruro.

El material centellador se conforma con una concentración del orden de 1% en peso (aproximadamente 10 g/l) del centellador primario (PPO, por ejemplo) y de 0,05 % en peso del wavelength shifter (POPOP, por ejemplo). Luego de su disolución en el solvente base y posterior polimerización, ambas especies químicas quedan uniformemente distribuidas en la matriz polimérica. Cuando una partícula ionizante atraviesa el centellador, el material primario emite en el UV, espectro en el cual el camino libre medio de la luz en el plástico es de unos pocos milímetros. El wavelength shifter absorbe los fotones UV y reemite en una longitud de onda más larga. Según lo demande la aplicación, se puede agregar un segundo wavelength shifter, para ajustar el espectro de la luz de centelleo con la respuesta espectral del fotodetector.

Los centelladores plásticos son sencillos de fabricar y se los puede mecanizar en la forma deseada. Comercialmente se pueden conse-

uir en diversas geometrías, barras de diversas secciones, cilindros, prismas, finas láminas, a un costo relativamente bajo.

Por su carácter de centellador orgánico, su tiempo de decaimiento es corto. Por esta razón, este tipo de detectores se lo utiliza para obtener información precisa de tiempos de arribo de partículas cargadas.

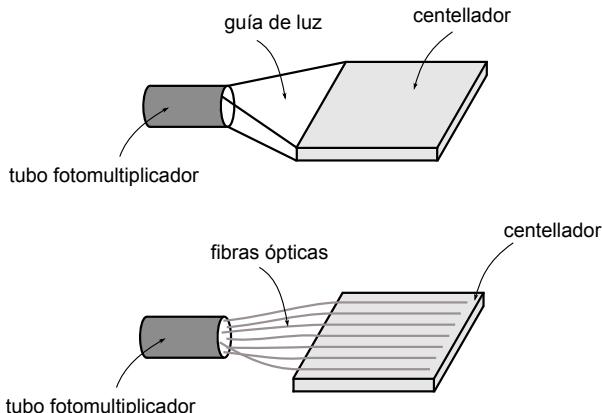


Figura 1.5: Montaje frecuentemente utilizado para montar un centellador de gran área con un PMT mediante una guía de luz maciza o fibras ópticas.

En muchas aplicaciones se desea trabajar con centelladores de gran área. Por razones de costos, generalmente, los fotodetectores poseen un área menor que la de los centelladores. Con el objetivo de que al fotodetector llegue la mayor cantidad de luz de centelleo, se debe utilizar las llamadas guías de luz. El principio físico explotado para esto es la reflexión total interna.

Una geometría muy utilizada para detectar partículas cargadas por medio de centelladores plásticos se puede ver en la figura 1.5. En el esquema superior, una guía de luz de acrílico macizo dirige los fotones de centelleo hacia el fotomultiplicador. En el inferior, la luz es transportada hacia el PMT a través de un arreglo de fibras ópticas.

Mediante argumentos de conservación del volumen del espacio de fases (teorema de Liouville), se puede mostrar que el flujo de fotones es “incompresible”. Es decir, un flujo dado en la entrada de una guía de luz no puede ser concentrado en un área transversal menor en la salida. Si el área de salida de la guía de luz es menor que el área de entrada, y si el cambio de área transversal es suave, entonces la intensidad de la luz de salida se reducirá según la relación de las áreas.

Para evitar estas pérdidas en aplicaciones donde se requieren centelladores de gran área, se utiliza una guía de luz de plástico dopado con un wavelength shifter, el cual absorbe fotones y los reemite en una longitud de onda más larga. De esta manera, la restricción de la “incompresibilidad” no se aplica y es posible guiar a la luz de centelleo en forma eficiente. El wavelength shifter puede ser incorporado tanto en la guía de luz de plástico maciza como en las fibras ópticas.

1.1.2. Centelladores inorgánicos

Generalidades

Los centelladores inorgánicos son cristales crecidos en hornos de alta temperatura. Los más extensamente usados son haluros de metal alcalino, es decir, compuestos binarios de un metal del grupo 1 con un halógeno (iodo, flúor), usualmente con una pequeña cantidad de impurezas activadoras. El compuesto más utilizado es el NaI(Tl), ioduro de sodio dopado con talio como activador, seguido por CsI(Tl), ioduro de cesio, también dopado con talio como impureza activadora. Entre los cristales no alcalinos podemos mencionar a BGO (siglas en inglés de $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, germanato de bismuto) y BaF₂, fluoruro de bario.

En general, los centelladores inorgánicos poseen un tiempo de decaimiento del orden de los 300 ns, lo que los coloca entre 2 y 3 órdenes de magnitud por encima de los orgánicos. Otra desventaja importante de ciertos cristales inorgánicos es su higroscopidad. NaI(Tl), el centellador inorgánico más utilizado, es un ejemplo paradigmático. Para utilizar el cristal sin degradar sus propiedades, se lo debe recubrir con una envoltura estanca, para evitar que el mismo absorba humedad del aire ambiente.

La gran ventaja de los cristales inorgánicos es su *stopping power*, debido a su alta densidad y alto número atómico. Además, de todos los centelladores son los que poseen mayor intensidad lumínica de salida, es decir, entregan mayor cantidad de fotones por unidad de energía absorbida, lo cual se traduce en una mejor resolución en energía de la partícula ionizante a medir. Esto los hace adecuados para detección y espectroscopía de rayos gamma.

Además de los cristales, vale mencionar que algunos gases poseen la propiedad de centelleo. El nitrógeno y el oxígeno presentes en el aire atmosférico son los responsables del brillo color verdoso de las auroras polares, cuando partículas cargadas provenientes del Sol ingresan en la alta atmósfera. Sin embargo, su eficiencia como centelladores es baja, por lo que no son frecuentemente utilizados como detectores.

A continuación, describiremos el mecanismo de centelleo de los cristales inorgánicos, una de las categorías de centelladores más utilizada.

Mecanismo de centelleo

Mientras que en un material centellador orgánico el mecanismo de producción de luz es de naturaleza molecular, en uno inorgánico es característico de su estructura electrónica de bandas, propia de una red cristalina.

La estructura electrónica de bandas describe aquellos rangos de energía que un electrón puede tener (llamados bandas permitidas), y aquellos rangos de energía a los que un electrón no puede acceder (bandas prohibidas, o “band gaps”). Se denomina banda de valencia al rango de energías más alto que se encuentra ocupado por electrones en el cero absoluto. Los electrones que pueblan esta banda (y las de inferior energía también) se encuentran asociados a un sitio de la red. Por otro lado, los electrones que pueblan la banda de conducción, rango por encima de la banda de valencia, se encuentran delocalizados y pueden moverse libremente por el cristal. La banda de conducción puede estar superpuesta con la de valencia y poblada de electrones, tal es el caso de los metales; o bien puede estar separada por un rango de energías prohibido, el band gap, tal es el caso de los semiconductores y los aisladores. En los semiconductores, a temperatura ambiente, la excitación térmica hace que algunos electrones de la banda de valencia pueblen la banda de conducción. En el caso de los aisladores, el band gap es mayor y la energía de origen térmico no es suficiente para generar transiciones de la banda de valencia a la de conducción. En ellos, la banda de valencia está normalmente llena, mientras que la de conducción, vacía. Los materiales centelladores caen dentro de esta última clasificación.

En un centellador inorgánico, si un electrón absorbe energía y logra ser promovido a la banda de conducción, deja un hueco en el lugar que ocupaba en la banda de valencia. Si el electrón logra desexcitarse, se recombina con el hueco y recupera su lugar en la banda de valencia. En un cristal puro, la desexcitación mediante la emisión de un fotón es un proceso inefficiente. El agregado de impurezas, llamadas “activadores”, genera sitios especiales en la red en donde la estructura de bandas del cristal puro se modifica. Esto crea estados energéticos accesibles dentro de la banda prohibida, a través de los cuales los electrones pueden desexcitarse para volver a la banda de valencia. eligiendo adecuadamente al activador, las transiciones de electrones entre sus estados excitados y su fundamental de conlleven la emisión de fotones visibles. Estos sitios de desexcitación son también llamados centros de luminiscencia o centros de recombinación y su estructura dentro del cristal determina el espectro de emisión del centellador. En la figura 1.6 puede verse un esquema de los niveles energéticos de un cristal dopado con activador. El presente modelo explica por qué el cristal es transparente a la luz emitida por los centros de luminiscencia: la energía de los fotones emitidos no es suficiente para excitar electrones de la banda de valencia a la de conducción.

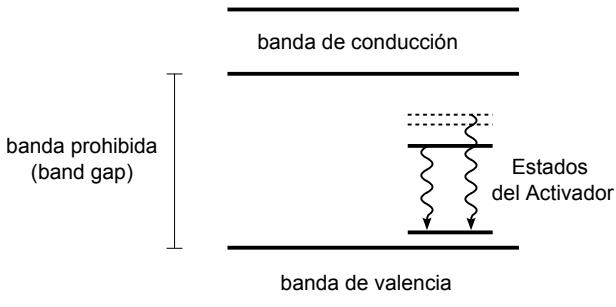


Figura 1.6: Esquema de las bandas energéticas en un cristal inorgánico centellador.

Cuando una partícula ionizante interactúa con el centellador, promueve una gran cantidad de electrones de la banda de valencia a la de conducción. Los electrones, y los respectivos huecos creados, pueden moverse libremente por el cristal, ya sea en forma independiente o apareados formando una configuración electrón-hueco, llamada excitón. Cuando un átomo activador capture sucesivamente un electrón y un hueco, forma configuraciones excitadas, donde el hueco toma su estado fundamental y el electrón algún nivel energético excitado, graficados en la figura 1.6 con líneas punteadas. Si el estado formado posee transiciones al fundamental permitidas, éstas ocurrirán rápidamente, con vidas medias del orden de los 50 a 500 ns, liberando la energía mediante un fotón visible. Dado que la migración de los electrones y huecos toma tiempos mucho menores a las vidas medias de las desexcitaciones del activador, el tiempo de respuesta del centellador está gobernado por estas últimas, en tanto todas las configuraciones excitadas de átomos activadores se forman instantáneamente en la citada escala de temporal.

En el proceso de captura de electrones y huecos por parte de un átomo activador, puede ocurrir que se forme una configuración metaestable, en la cual la transición directa al fundamental está prohibida. Sin embargo, mediante la absorción de energía térmica, el electrón es capaz de acceder a niveles energéticos desde los cuales puede decaer mediante la emisión de un fotón visible. Este mecanismo representa la componente lenta de emisión de luz, es decir, la fosforescencia.

Finalmente, los defectos de la red cristalina, dislocaciones, sitios intersticiales e impurezas, representan trampas para la carga liberada por la radiación ionizante. Éstas capturan electrones y huecos y generan recombinaciones en donde la energía liberada se traduce en fonones, es decir, en excitaciones térmicas de la red, lo cual se traduce en ineficiencia en la generación de luz de centelleo.

1.1.3. Comparación entre centelladores

Las principales diferencias entre los centelladores orgánicos y los inorgánicos son su densidad, número atómico promedio y su tiempo de respuesta y decaimiento. Su costo, propiedades mecánicas y resistencia a la radiación son otros factores que determinan las aplicaciones de cada tipo de centellador. En la tabla de la figura 1.7 están listadas propiedades de algunos centelladores relevantes.

Centellador	tipo	$\rho[\text{g}/\text{cm}^3]$	fotones/MeV	τ_{decay} [ns]	λ_{max} [nm]
NaI(Tl)	inorg	3,67	$38 \cdot 10^3$	230	410
CsI(Tl)	inorg	4,51	$65 \cdot 10^3$	1300	560
BGO	inorg	7,13	$8,2 \cdot 10^3$	300	480
NE104	plástico	1,03	$10 \cdot 10^3$	1,8	406
NE224	líquido	0,88	$12 \cdot 10^3$	2,5	425

Figura 1.7: Propiedades de algunos cristales inorgánicos. Extraída y adaptada de Radiation Detection and measurement, Glenn Knoll, 4ta edición, págs 230 y 238.

Los centelladores orgánicos tienen un Z promedio en el orden de 4 y una densidad del orden de $1 \text{ g}/\text{cm}^3$. Los inorgánicos presentan una fracción de atómicos con Z grande y densidades mayores, por ejemplo, para el NaI(Tl), CsI(Tl) y BGO, de 3,67 ; 4,51 y 7,13 g/cm^3 ; respectivamente. Dado que los mecanismos de interacción de los fotones con la materia, dependen fuertemente de Z (fotoeléctrico con Z^5 , Compton con Z y creación de pares con Z^2) y de la cantidad de átomos por unidad de volumen, los centelladores inorgánicos resultan adecuados para la detección y espectrometría de fotones. Los centelladores plásticos pueden ser utilizados para este fin, pero la sensibilidad a los fotones será considerablemente menor.

En el caso de partículas cargadas, la emisividad de fotones por unidad de energía absorbida de inorgánicos y orgánicos son del mismo orden de magnitud. Los cristales mencionados, NaI(Tl), CsI(Tl) y BGO, presentan $3,8$; $6,5$ y $0,8 \times 10^4$ fotones/MeV; respectivamente; comparado con $\approx 1 \times 10^4$ fotones/MeV de los centelladores orgánicos. De aquí que, a la hora de escoger el centellador para esta aplicación, otros factores sean los preponderantes, en donde los orgánicos resultan frecuentemente escogidos.

Otra aplicación importante de los centelladores orgánicos, ricos en hidrógeno, es la detección de neutrones rápidos, con energía entre 1 keV y 10 MeV. Los neutrones incidentes hacen scattering elástico con los protones del material centellador, arrancándolos de la molécula constituyente con una cierta energía cinética. El frenado

do del protón transfiere energía al material centellador circundante dando lugar a luz de centelleo.

Los centelladores orgánicos presentan tiempos de respuesta y decaimiento órdenes de magnitud por debajo de los inorgánicos (con escasas excepciones). La rápida respuesta permite obtener información de tiempos, es decir, la diferencia temporal entre dos eventos con gran precisión, como por ejemplo el arribo sucesivo de dos partículas. El tiempo de decaimiento está relacionado con el tiempo muerto en el que detector y electrónica no pueden discriminar el arribo de una nueva partícula, limitando, así, la tasa de conteo máxima del sistema. Entonces, los centelladores orgánicos resultan adecuados cuando se desean obtener rápidas respuestas o altas tasas de conteo.

Con respecto a las propiedades mecánicas, los plásticos resultan mucho más nobles para maquinar que los cristales inorgánicos. Por supuesto, los líquidos no toman parte de esta disputa. Los inorgánicos son frágiles y pesados, lo cual limita su mecanizado y manipulación. Además, algunos presentan higroscopicidad, como el NaI(Tl), el centellador inorgánico por antonomasia, lo cual obliga a mantenerlos en una envuelta para aislarlos de la humedad ambiente. Nada de eso ocurre con los plásticos: se los puede inyectar en moldes, extruir, laminar, tornear y cortar sin dificultades.

La radiación ionizante, como idea general, daña la materia. En los cristales inorgánicos, induce dislocaciones y sitios intersticiales en la red, crea tensiones mecánicas y provoca migración de impurezas. En los plásticos, degrada las cadenas poliméricas, destruyéndolas y creando entrecruzamiento y reticulado. La consecuencia de estos efectos es la pérdida de transparencia de los materiales, lo que afecta su desempeño como detectores centelladores. Los tratamientos térmicos revierten estos efectos en los cristales inorgánicos: si supera la temperatura de recristalización, los defectos de la red migran y la transparencia se reestablece parcial o totalmente. En los plásticos, esta regeneración es limitada o nula. En los orgánicos líquidos y plásticos, además, la radiación rompe enlaces químicos y destruye irreversiblemente las moléculas de centellador primario y wavelength shifter, disminuyendo su emisividad.

Para un centellador orgánico, una dosis de 1 kGy genera una pérdida del desempeño significativa. El umbral de daño para los inorgánicos es más extendido: los haluros alcalinos dopados, como por ejemplo el NaI(Tl), sufren daños a partir de dosis de 10 Gy; mientras que, en el otro extremo, el BaF₂ pierde desempeño a partir de 10⁵ Gy.

1.1.4. Fotomultiplicadores

Para que un centellador sea útil en como detector de partículas es necesario acoplarle un fotodetector que traduzca la luz liberada en una señal eléctrica. Los tubos fotodetectores (PMT) son los dispositivos adecuados para esto, aunque, sin embargo, los avances tecnológicos de las últimas décadas en tecnología de semiconductores ha permitido el desarrollo de los fotodiodos de avalancha operados en modo Geiger (APD, *Avalanche PhotoDiode*). Remitimos al lector al capítulo ... presente volumen para una detallada descripción de los APD.

Un PMT cuenta con un photocátodo, el cual libera electrones cuando sobre él inciden fotones visibles, llamados fotoelectrones; y con un arreglo de electrodos conectados a alta tensión creciente llamados díodos, encargados de la multiplicación de los fotoelectrones. En la figura 1.8 se puede ver un esquema de un centellador acoplado a un tubo fotomultiplicador (PMT).

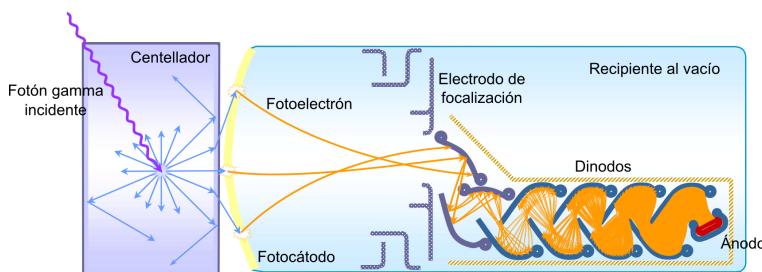


Figura 1.8: Esquema de un tubo fotomultiplicador acoplado a un centellador.

El photocátodo es una fina capa de material fotosensible, de unos pocos nm, cuya función es liberar la mayor cantidad de electrones como sea posible, dada una cantidad de fotones incidentes. Cuando un fotón incide él, transfiere su energía a un electrón del material, alrededor de 3 eV para un centellador con emisión en la región azul/violeta. La trayectoria del electrón tiene una distribución angular muy extendida. El efecto fotoeléctrico, dominante a estas energías, eyecta electrones con poca predilección por la dirección inicial del fotón, dado que el núcleo del átomo de donde se arranca el electrón toma parte del momento del fotón. A temperatura ambiente, la energía media de los electrones es 0,025 eV, con lo cual, el electrón perderá energía por colisiones en su trayecto hacia la superficie del material. Si, al llegar allí, aún posee suficiente energía como para superar la barrera energética inherente a la interfase material/vacío, el electrón podrá escapar del material. Esta barrera es frecuentemente llamada *función trabajo*, que para los metales

superá los 4 eV, puede estar en el orden de 1,5 eV para semiconductores dopados ad hoc. Así, puede verse que tan solo una porción de los electrones liberados por los fotones incidentes serán capaces de escapar del photocátodo.

En la figura 1.9 se pueden ver los espectros de emisión de algunos centelladores inorgánicos y la respuesta espectral de dos tubos fotomultiplicadores. En la figura 1.10 se pueden ver el espectro de emisión de un centellador orgánico comercial. Como idea general, es deseable que los máximos del espectro de emisión del centellador y de la respuesta espectral del photocátodo coincidan, para lo cual es frecuente el uso de wavelength shifters.

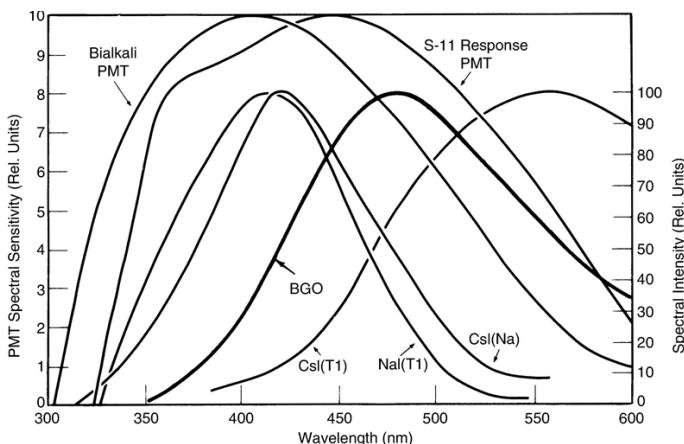


Figura 1.9: Espectros de emisión de algunos centelladores inorgánicos y respuesta espectral de dos tubos fotomultiplicadores. Extraído de Radiation Detection and Measurement, 4ta edición, de Glenn Knoll, pág 237.

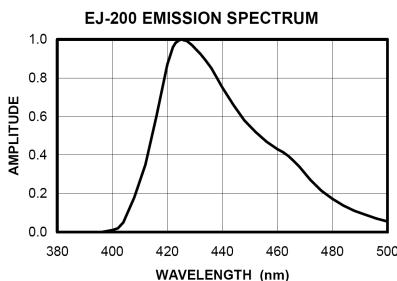


Figura 1.10: Espectro de emisión del centellador plástico EJ-200, de Eljen Technology. Extraído de la hoja de datos de su página web, eljentechnology.com

Cuando un fotón incide sobre un díodo con la energía cinética suficiente, puede arrancar electrones secundarios del material. De los electrones excitados por el electrón indicante, tan solo una pequeña fracción logrará escapar del díodo para aportar a la multiplicación, por razones similares a las antes expuestas. El factor de multiplicación de un díodo, δ , se define como la cantidad de electrones secundarios emitidos por electrón incidente. Los materiales frecuentemente utilizados en los díodos tienen un $\delta \approx 5$, de modo que para obtener ganancias de 10^6 , típica de un PMT comercial, es necesario un arreglo del orden de 10 díodos.

El último de los díodos es el ánodo. Dado que, en general, la memoria no es el mejor aliado de un Físico, uno constantemente se suele preguntar por el cátodo y el ánodo y sus polaridades. Aquí, una frase simpática para recordar: el ánodo es el destino de los electrones. De donde se debe entender que el ánodo es aquel electrodo con potencial positivo, el cual atrae electrostáticamente a las cargas negativas.

Para que el electrón liberado en el photocátodo sea atraído por el primer díodo, éste debe estar a mayor potencial que aquél. Del mismo modo, el segundo díodo debe estar a mayor potencial que el primero, y así, sucesivamente, en donde el ánodo debe poseer el mayor potencial de todos los electrodos. Las formas de lograr esto están representadas en la figura 1.11. En el circuito (a), el photocátodo está conectado a tierra, mientras que el ánodo, a alta tensión positiva. En el (b), el photocátodo está conectado a alta tensión negativa, y el ánodo, a tierra.

En principio, ambas configuraciones resultan equivalentes; sin embargo, la opción (a) es la más extendida. En general, es preferible colocar el blindaje eléctrico del sistema centellador-PMT a tierra, por razones de seguridad eléctrica. En la configuración (a), el blindaje, el photocátodo y la tierra del detector, es decir, el retorno de la salida del PMT, están todos cortocircuitados. En la opción (b), se debe tener especial cuidado de que no hayan pérdidas de corriente entre el blindaje y el photocátodo, lo que requiere un montaje adecuado. Sin embargo, hay dos aplicaciones en la cual la opción (b) es preferida. La primera de ellas se da cuando se desean mediciones precisas de tiempos. En este circuito se prescinde del capacitor C_c , de modo que se puede acoplar el ánodo directamente a la línea de transmisión de $50\ \Omega$. La segunda, si desea medir niveles de corriente continua a través del ánodo, en lugar de pulsos, por ejemplo, para detectar muy altas tasas de dosis, en las que no se pueden resolver los pulsos en forma individual. En ese caso, en lugar de conectar un discriminador a la salida del PMT, se debe conectar un electrómetro, dispositivo adecuado para medir bajas corrientes, por debajo del μA .

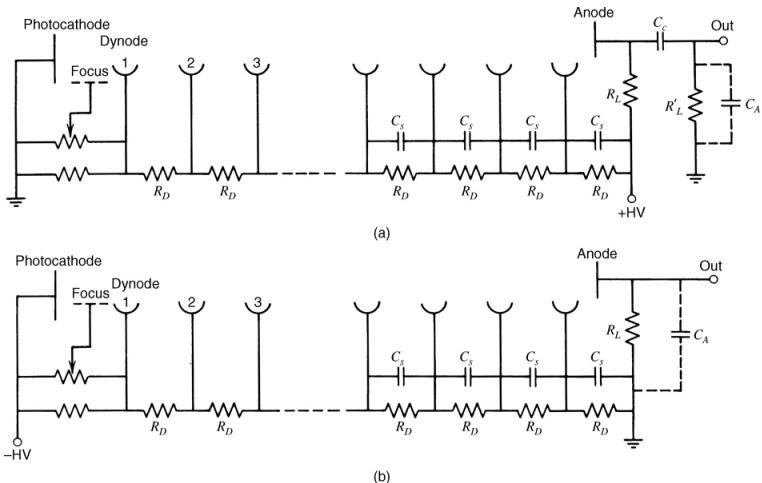


Figura 1.11: Circuitos de polarización de un PMT. Extraído de Radiation Detection and Measurement, 4ta edición, de Glenn Knoll, pág 295.

Experimento

En esta sección relataremos las tareas realizadas en el Curso de Instrumentación. Para comenzar, describiremos los dispositivos utilizados, muchos de los cuales son muy frecuentes en experimentos de Física nuclear y de partículas. Luego, haremos lo propio con los detectores utilizados para finalmente pasar al desarrollo experimental y la determinación de la vida media del muon.

Discriminador

Un módulo discriminador es un dispositivo electrónico que compara la amplitud de una señal analógica en forma de pulso con un nivel de tensión de umbral ajustable. Si la amplitud de la señal de entrada no supera el nivel de tensión fijado, la salida del discriminador permanece como un cero lógico. Si, en caso contrario, la señal supera el umbral, en la salida aparece un pulso cuadrado cuyo tiempo en alto y amplitud, en general, pueden ser fijados.

Para el experimento, contamos con un discriminador Phillips Scientific, modelo 710, de estándar NIM⁴, el cual se puede ver en la figura 1.12. Dado que el estándar NIM tiene prefijados los niveles correspondientes a los unos y ceros lógicos, el dispositivo sólo permite ajustar el nivel de tensión de umbral (marcado en el frente del equipo con la letra T, de threshold) y el tiempo en alto del pulso (marcado con la letra W, de width). Estos niveles se pueden fijar a través de un potenciómetro multivuelta accesible desde el frente del equipo mediante un destornillador pequeño.

En la figura 1.13 se puede ver un esquema de un detector centellador acoplado a un fotomultiplicador, cuya salida está conectada a un discriminador.

⁴El estándar NIM (Nuclear Instrumentation Module) es una norma que define especificaciones mecánicas y eléctricas para módulos electrónicos utilizados en física experimental nuclear y de partículas.

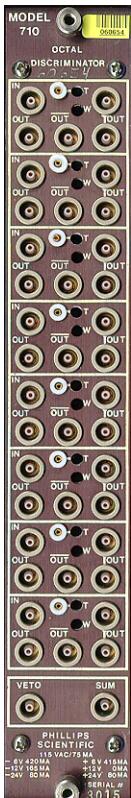


Figura 1.12: Discriminador utilizado en las mediciones liminares. Extraido de Fermilab Electronics Equipment Pool Catalog website, <http://www-esd.fnal.gov/esd/catalog/>

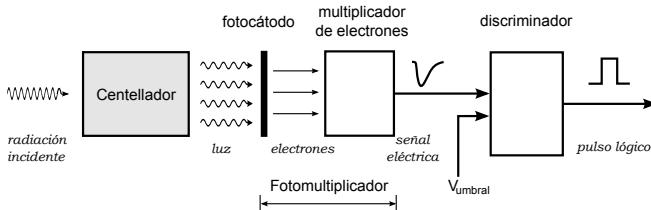


Figura 1.13: Esquema de la formación de una señal en la cadena centellador-PMT-discriminador.

Módulo de coincidencias

Un módulo de coincidencias es un circuito electrónico que entrega un pulso digital en su salida, cuando en sus entradas aparecen pulsos digitales en coincidencia. Para nuestros experimentos utilizamos un módulo marca Lecroy, modelo 364ALP, también de estándar NIM, el cual se puede ver en la figura 1.14. Éste posee dos submódulos independientes, cada uno de los cuales permite definir niveles de coincidencias de 1 a 4, según la cantidad de canales que se desea utilizar. La salida del circuito se pone en nivel alto durante un tiempo fijo de 4 ns, o bien durante el tiempo en que los pulsos de las entradas coincidan. Este ajuste se realiza mediante una llave dispuesta en el frente del equipo.



Figura 1.14: Módulo de coincidencias utilizado en la obtención de las eficiencias de los detectores. Extraído de Fermilab Electronics Equipment Pool Catalog website, <http://www-esd.fnal.gov/esd/catalog/>

Contador de pulsos (Visual Scaler)

El Contador utilizado es marca Joerger, modelo VS. Es un contador doble, con dos displays de 8 dígitos. Cumple con el standard NIM, y aunque su ancho es el doble de un módulo típico, calza perfectamente dentro de los gabinetes establecidos por la norma. En la figura 1.15 puede verse una foto del mismo. Cada canal posee una entrada de compuerta, tal que el circuito cuenta los pulsos si en ella hay un uno lógico, y una entrada de reinicialización, además de un botón para reinicialización manual. De este modo, es posible sincronizar ambos canales para que comiencen a contar al mismo tiempo.

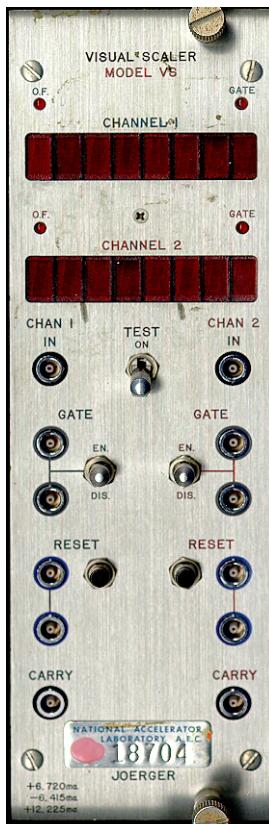


Figura 1.15: Contador de pulsos (Visual Scaler en inglés) utilizado. Extraido de Fermilab Electronics Equipment Pool Catalog website, <http://www-esd.fnal.gov/esd/catalog/>

Detector

En la figura 1.16 se puede ver un esquema del detector utilizado, el cual fue traído a Buenos Aires de Fermilab. Éste consta de un centellador plástico en forma de lámina rectangular, de 370 x 835 x 10 mm³, con un arreglo de fibras ópticas como guía de luz y wavelength shifter. Las fibras se encuentran distribuidas sobre la lámina de centellador y empalman con el fotomultiplicador (modelo RCA6342-A) mediante una pieza dispuesta en la estructura representada en la figura de color gris oscuro. El arreglo de centellador y fibras ópticas está encapsulado en chapa de aluminio.

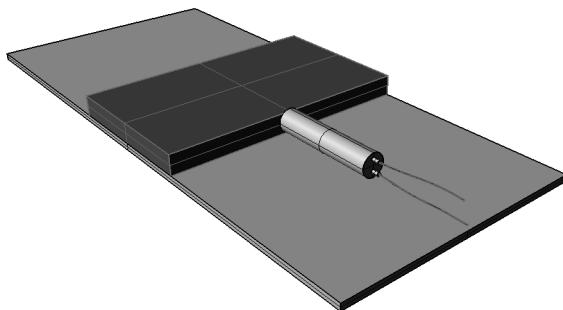


Figura 1.16: Detector usado en el experimento.

1.2.1. Desarrollo experimental

La primera tarea fue estudiar la eficiencia de los detectores. Para ello, se montaron los tres detectores uno encima del otro, como se puede ver en la figura 1.17. Los detectores 1 y 3 fueron conectados a una tensión fija de -1600 V (fuente Berkeley Zener Regulated Photomultiplier Divider Panel), mientras que el detector 2 fue polarizado con una fuente de alta tensión variable (Stanford Research, modelo PS350). En la figura 1.18 se pueden ver las respectivas fotos de las fuentes.

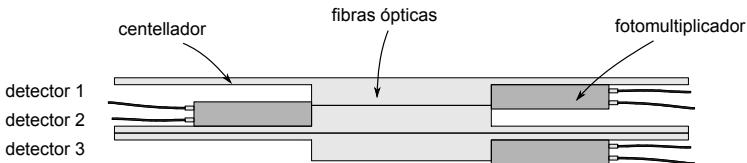


Figura 1.17: Arreglo de detectores utilizado tanto para determinar su eficiencia como para medir la vida media del muon.

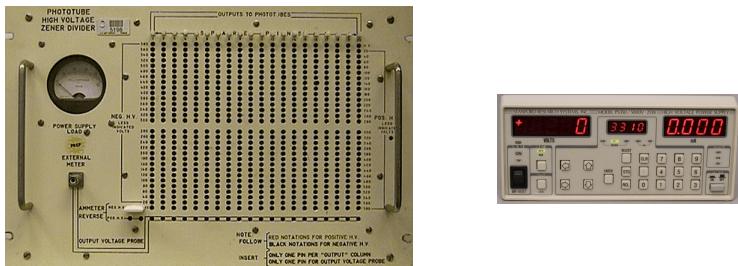


Figura 1.18: Fuentes de alta tensión utilizadas para polarizar los PMT.

Variar la tensión de polarización del fotomultiplicador implica modificar su ganancia. A través del divisor resistivo, la tensión polariza los díodos, los cuales atraen a la avalancha creciente de electrones. La energía cinética con la que los electrones impactan contra éstos está relacionada con la cantidad de electrones secundarios que serán arrancados. Entonces, para una dada cantidad de fotones incidentes en el photocátodo, el cambio de polarización se traduce en un cambio en la amplitud del pulso de corriente proporcional.

Si, para un nivel de umbral de discriminador y una tasa de irradiación fijos, se grafica la tasa de conteo de un detector en función del valor absoluto de la tensión de polarización del fotomultiplicador, se observará un comportamiento monótono creciente. Por debajo de aproximadamente 1200 V la tensión no es suficiente para que

la aceleración de los electrones contra los díodos logre arrancar electrones secundarios, con lo cual, no se obtendrán pulsos que superen el umbral del discriminador. Para polarizaciones por encima de aproximadamente 1700 V, todos los pulsos generados por el detector superarán el umbral del discriminador.

Recapitulando, para determinar la eficiencia montamos los tres detectores, uno encima del otro. En la figura 1.19 se puede ver una foto del arreglo. Los detectores 1 y 3 se conectaron a tensión fija, mientras que el 2, a tensión variable. La salida de cada fotomultiplicador fue conectada a sendas entradas del módulo discriminador, como se puede ver en el esquema de la figura 1.20.



Figura 1.19: Foto del arreglo de detectores utilizados.

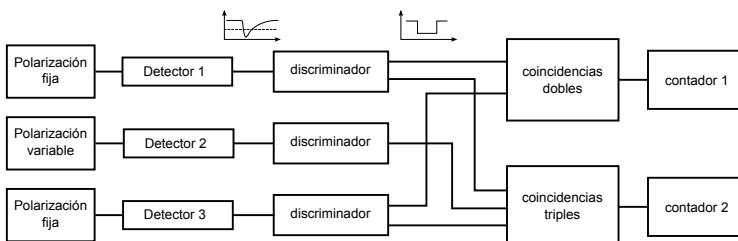


Figura 1.20: Esquema conceptual del arreglo experimental para determinar la eficiencia de los detectores.

Las salidas de los discriminadores de los detectores 1 y 3 fueron conectadas a uno de los submódulos de coincidencias, en el cual se fijó un nivel de coincidencias dobles. Por otro lado, las salidas de los tres discriminadores fueron conectadas al otro submódulo de coincidencias, en el cual se fijó un nivel de coincidencias triples (los discriminadores, como se puede ver en la figura 1.12, poseen más de una salida).

Si los detectores 1 y 3 entregan un pulso en coincidencia temporal, entonces un muon los ha atravesado, y el contador asociado al submódulo de coincidencias dobles aumentará su número de cuentas en 1. Si, además, el muon es detectado por el detector 2, el contador asociado al submódulo de coincidencias triples aumentará su número de cuentas en 1. De esta manera, el cociente entre el número de cuentas en coincidencias triples y el número de cuentas en coincidencias dobles representará la eficiencia del detector 2. Es decir, la relación entre la cantidad de muones detectados por el detector 2 y la cantidad de muones que efectivamente pasaron por el arreglo de los detectores.

En la figura 1.21 se puede ver un gráfico de la eficiencia de uno de los detectores (centellador más fotomultiplicador) en función de la tensión de polarización del fotomultiplicador. Rotando los detectores de posición, se repitió el mismo proceso descrito para hallar la eficiencia de cada uno de ellos. Los resultados obtenidos fueron 98,65 ; 99,50 y 99,75 %.

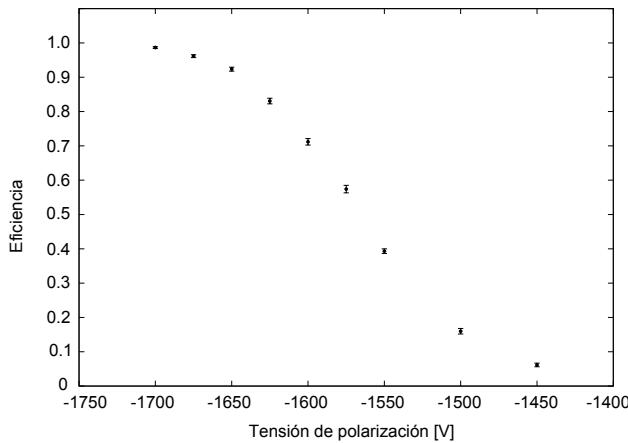


Figura 1.21: Gráfico de la eficiencia del PMT en función de la tensión de polarización.

1.2.2. Vida media del muon

El muon es una partícula elemental de la familia de los leptones, similar al electrón, con carga negativa y spin 1/2. Como toda partícula elemental, tiene su correspondiente antipartícula, el *antimuón o muon positivo*, de igual masa y spin pero con carga contraria. Se les denota, respectivamente, como μ^- y μ^+ .

Posee una masa de 106 MeV/c², aproximadamente 200 veces la masa del electrón. Es inestable y decae a un electrón y neutrinos mediante la fuerza débil.

$$\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$$

en donde la presencia de ambos neutrinos garantiza la conservación del número leptónico [2]. Las tres partículas comparten los 100 MeV de la masa de muon. El espectro de energía del electrón producto del decaimiento de muon se asemeja mucho al espectro de energías del electrón producto del decaimiento beta de ciertos nucleídos, por ejemplo, el mencionado ¹⁴C. Es decir que el electrón se queda con la energía máxima disponible en la reacción, en este caso 100 MeV, con baja probabilidad. Se verifica que, tanto en el espectro del decaimiento beta como en del muon, la energía media del electrón es aproximadamente 1/3 de la energía máxima disponible, en el presente caso, 30 MeV. Por su parte, los neutrinos interactúan muy poco con la materia y son muy difíciles de detectar.

La probabilidad de decaimiento del muon sigue una ley exponencial, en donde la distribución de muones con tiempo de vida t , $N(t)$, puede escribirse como

$$N(t) = N_0 \exp(-t/\tau_\mu)$$

en donde τ_μ es la vida media del muon y N_0 , la normalización. En el vacío, $\tau_\mu = 2,197 \mu s$, tanto para μ^- como para μ^+ [3].

Los muones son producidos en forma natural, debido a los rayos cósmicos. Partículas cargadas provenientes del espacio exterior, tales como protones, partículas α , núcleos de hierro, llegan a la Tierra e interactúan con las moléculas del aire de la alta atmósfera. Producto de estas interacciones, se producen lluvias de partículas secundarias. La mayoría de ellas decae rápidamente, mientras que unas pocas logran alcanzar la superficie terrestre. En este último grupo, entre electrones y positrones, encontramos a los muones, tanto positivos como negativos. El flujo de muones a nivel del mar, para un área paralela a la superficie de la Tierra, es de 1 muon por

centímetro cuadrado por minuto. El detector utilizado posee un área aproximada de 3000 cm^2 , lo cual garantiza una tasa de conteo razonable para realizar experimentos que requieren una gran cantidad de datos en los tiempos de un taller de detectores de algunas semanas.

La energía media de los muones que llegan a la superficie de la tierra es aproximadamente 4 GeV [4]. Debido a su masa, en presencia de un campo electromagnético, muones de 4 GeV no son abruptamente acelerados y, en consecuencia, no pierden energía por radiación de frenado en forma significativa. El principal mecanismo de pérdida de energía son las colisiones, a través de las cuales ionizan y excitan los átomos y moléculas del medio en el que se desplazan. En la figura 1.22 se puede ver el stopping power de muones en hidrógeno gaseoso, hierro y uranio. Allí podemos ver que aún para el uranio, de $Z = 92$, recién por encima de 100 GeV las pérdidas por radiación contribuyen a las pérdidas totales de energía. Vale recordar que las pérdidas por radiación de frenado son proporcionales a Z^2 .

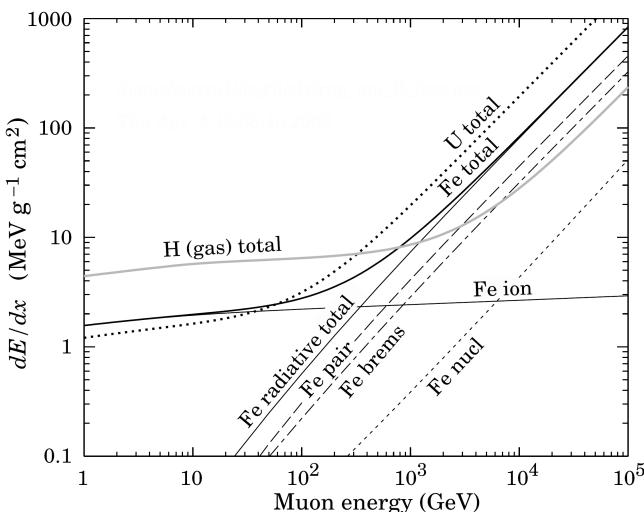


Figura 1.22: Stopping power de muones negativos en hidrógeno, hierro y uranio en función de la energía. Extraído de Review of Particle Physics, July 2010, pág 296

En el gráfico de la figura 1.23 se muestra el stopping power de muones positivos en cobre para varios órdenes de magnitud de momento. En la figura 1.24 se puede ver el stopping power de muones debido a colisiones para varios órdenes de magnitud de momento,

en hidrógeno líquido, helio gaseoso, carbono, aluminio, hierro, estaño y plomo. En el último, no están incluídos la pérdida de energía por radiación. De estos gráficos podemos considerar a los muones cósmicos como partículas de ionización mínima (MIP, de sus siglas en inglés, *minimum ionizing particle*). Una MIP pierde, en su interacción con la materia, entre 1 y 2 MeV cm²/g. En el caso de un centellador plástico, de densidad aproximada de 1 g/cm³, un muon cósmico dejará del orden de 2 MeV/cm al atravesarlo.

Los centelladores de los detectores utilizados eran de 1 cm de espesor aproximadamente, de modo que, a 10⁴ fotones por MeV (ver figura 1.7), un muon generará 2 10⁴ fotones. Suponiendo que tan solo un 10 % de ellos llegan al photocátodo, el cual tiene una eficiencia de 20 %, contamos con 400 fotoelectrones inciales. Luego de una amplificación típica de 10⁶, la carga total colectada a la salida del PMT es del orden de 60 pC. Si la duración del pulso es aproximadamente 20 ns y esta corriente fluye a través de una resistencia de 50 Ω, la amplitud del pulso estará en orden de los 150 mV, lo cual se verificó experimentalmente.

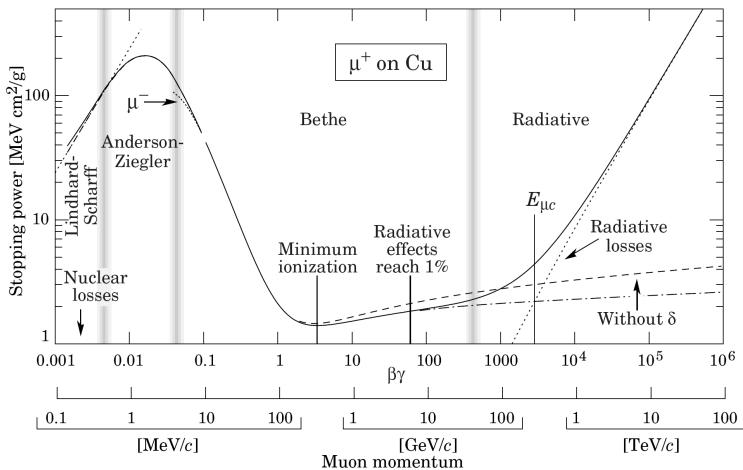


Figura 1.23: Stopping power de muones positivos en cobre en función del momento, para varios órdenes de magnitud. Review of Particle Physics, July 2010, pág 286.

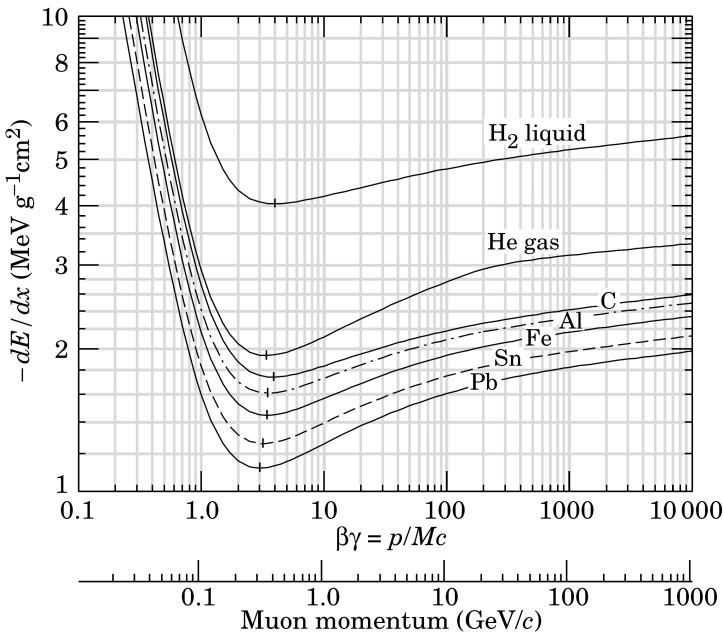


Figura 1.24: Tasa de pérdida de energía promedio por colisiones en hidrógeno líquido, helio gaseoso, carbono, aluminio, hierro, estaño y plomo. No están incluidos la pérdida de energía por radiación, la cual es significativa para muones de 50 GeV en hierro. (Ver figura 1.22). Review of Particle Physics, July 2010, pág 287.

Volvamos al arreglo de los tres detectores apilados uno encima del otro. Supongamos que un muón tiene la energía justa como para atravesar el primer detector y detenerse en el segundo, dentro del material centellador plástico. Una vez que el muón se detuvo, el mismo decaerá siguiendo una ley exponencial, cuya vida media es $2.2 \mu s$. Luego de este tiempo, las tres partículas producto del decaimiento saldrán despedidas. Como mencionamos, los neutrinos no son detectables, con lo cual, para medir la vida media del muón sólo podremos detectar el electrón. El mismo saldrá con una energía media de 30 MeV en forma isotrópica, dado que la conservación del momento está garantizada por la presencia de los neutrinos.

Para fijas ideas, analicemos un caso en particular, por ejemplo, el esquematizado en la figura 1.25. Un muón cósmico con la energía adecuada, atravesará el detector 1 y se frenará dentro del 2, lo cual creará sendos pulsos en coincidencia. Transcurrido un tiempo promedio igual a la vida media del muón, un electrón saldrá con 30 MeV de energía media y será detectado por alguno de los detecto-

res, en este caso el 3, creando un pulso en dicho detector. Entonces, la idea del experimento es medir el tiempo que transcurre entre la aparición del pulso en coincidencia en los detectores 1 y 2, y la aparición del pulso en alguno de los detectores.

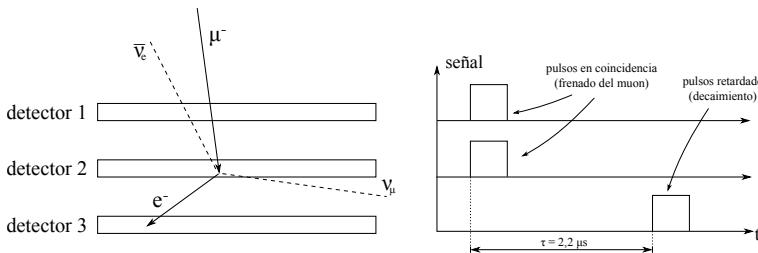


Figura 1.25: Esquema de una trayectoria del muon y del electron en líneas sólidas, y de los neutrinos en líneas punteadas.

La electrónica necesaria para llevar a cabo la medición de la vida media del muon es un discriminador por detector, un módulo de coincidencias y un sistema que registre los tiempos en los pulsos ocurren. Luego, haciendo la diferencia entre los tiempos del pulso producto del electrón (o positrón) de decaimiento y del pulso en el detector 2 producto del frenado del muon se obtiene la vida del muon. Por la naturaleza estadística del fenómeno, se debe realizar el experimento repetidas veces para, con el ensamble, observar la dependencia exponencial del mismo y de allí obtener el parámetro buscado.

En el caso del experimento llevado a cabo en el taller, contamos con la versión 2.52 de placa Quarknet, desarrollada en Fermilab para este tipo de experimentos con fines pedagógicos. La misma cuenta con cuatro canales y todos los circuitos mencionados: un discriminador por canal, un módulo de coincidencias y un sistema de registro del tiempo de los pulsos TDC (*time-to-digital converter*). En la figura 1.19 se puede ver la placa apoyada sobre los detectores. El registro del tiempo de los pulsos se realiza como se esquematiza en la figura 1.26. La placa guarda los tiempos en los que el pulso de corriente atraviesa el umbral con un flanco descendente y con un flanco ascendente, llamándolos *leading time* y *trailing time* respectivamente.

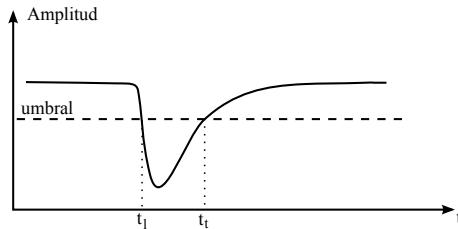


Figura 1.26: Registro del tiempo de ocurrencia de un pulso de la placa Quarknet.

La energía media de los muones que llegan a la superficie terrestre es suficiente como para atravesar el arreglo de los tres detectores sin detenerse. Es decir que en la mayoría de los casos se obtendrán pulsos en coincidencia triple. Para poder identificar los eventos en los cuales el muon se detuvo en el centellador 2, la placa Quarknet cuenta con una ventana temporal llamada *veto*. Cuando el circuito detecta una coincidencia doble entre los detectores 1 y 2, se abre la ventana temporal del *veto*, de 200 ns de duración. Si dentro de ella aparece un pulso en el detector 3, el evento se desecha. Para evitar que la ausencia del pulso en éste se deba a ineficiencias del detector 3, en esa posición se colocó al que registró la mayor eficiencia en las mediciones liminares realizadas. De esta manera nos aseguramos de que el muon efectivamente se frenó en el detector 2 y así contabilizar la menor cantidad de eventos espurios.

Puede ocurrir el caso en que la energía que electrón deja en el detector 2 cuando sale despedido sea suficiente como para generar un pulso que supere el nivel de umbral del discriminador. En esta situación, luego del retardo debido al decaimiento de muon, aparecerá un pulso en el detector 2 y eventualmente otro pulso en el detector 1 o 3, según la dirección de salida del electrón. En la figura 1.27 hemos representado el caso en que el electrón sale hacia el detector 1 y, además, debido a la longitud de la traza de ionización, genera un segundo pulso en el detector 2. El caso 111 de la figura 1.25 vemos que el electrón no deja una traza significativa en el detector 2 y, por ello, la luz generada en el centellador 2 no es suficiente como para generar un pulso.

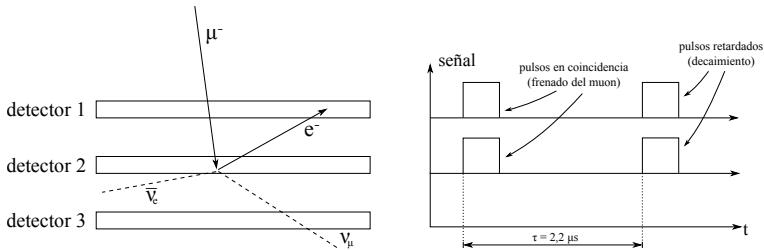


Figura 1.27: Esquema de una trayectoria del muon y del electrón en líneas sólidas, y de los neutrinos en líneas punteadas. En este ejemplo, el electrón deja un segundo pulso en el detector 2.

Para identificar los distintos casos, hemos determinado una nomenclatura de tres dígitos que van entre 0 y 2. Cada dígito representa la cantidad de pulsos que un detector contó, en donde el primer dígito es la cantidad de pulsos contados por el detector 1 y así sucesivamente. En la figura 1.28 hemos representado todos los casos en los que la detección del electrón permite, en principio, determinar la vida media del muon, omitiendo a los neutrinos, indetectables con el equipo utilizado. Como ejemplo, en el caso 220 (dos pulsos en el detector 1, dos pulsos en el detector 2 y ninguno en el 3) el muon atraviesa el detector 1 y se detiene en el 2, mientras que la trayectoria del electrón impacta en el detector 1, dejando una traza de ionización en el 2 tal que alcanza para inducir un segnudo pulso en él.

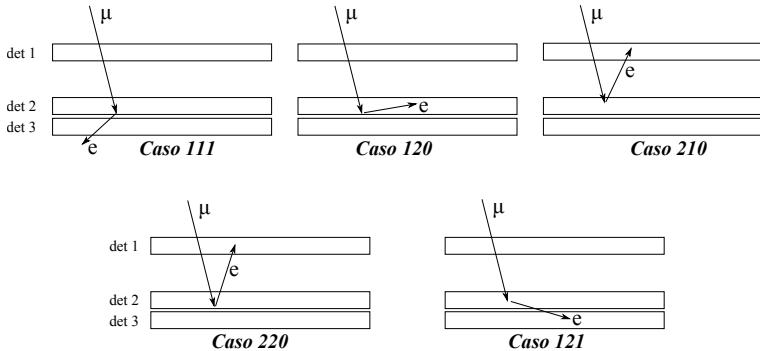


Figura 1.28: Esquema de todos los casos detectables en los cuales el muon se detiene efectivamente en el detector 2 y decae a electrón.

1.2.3. Capturas del muon en el material absorbente

A nuestro detector llegan μ^- y μ^+ con flujos prácticamente iguales. Los μ^- , al frenarse, comienzan a orbitar en torno a los núcleos constituyentes del material absorbente, y existe una probabilidad de que el núcleo capture al muon y se lleven a cabo una reacción nuclear. Esta probabilidad depende del material absorbente, y es proporcional a Z^2 . Entonces, dada una población de muones orbitando en torno a núcleos del material absorbente, la tasa de desaparición de los muones tiene dos contribuciones: la desaparición por el decaimiento del muon, λ_d ; y la desaparición por captura del muon por parte del núcleo, λ_c ,

$$\lambda_{total} = \lambda_d + \lambda_c$$

$$\lambda_{total} = \frac{1}{\tau_\mu} + \lambda_c$$

en donde τ_μ es la vida media del muon en el vacío. Esta probabilidad de captura generará que los muones, que sin la presencia de los núcleos habría decaído a tiempos largos, sean capturados y no eyecten electrones que dejen traza. Es decir que éstos eventos no serán contabilizados en nuestro experimento. Por ello, la vida promedio obtenida de esta población se achicará respecto a la vida media del muon en el vacío. Cuanto mayor sea la probabilidad de captura, mayor será el apartamiento de aquélla respecto de ésta.

En nuestro experimento, por un lado, todos los muones positivos que se frenen en el detector decaerán siguiendo la ley exponencial. Por el otro, algunos muones negativos decaerán, mientras que otros serán capturados. De modo que la vida media que podremos determinar con el arreglo será menor que la vida media en el vacío, por el efecto de las capturas en el material. Dado que la probabilidad de captura es proporcional a Z^2 y que nuestro detector tiene partes de aluminio, no todos los casos fueron tomados como eventos para la determinación de la vida media del muon. Entonces, tratamos de excluir todos aquellos en los que el muon se haya podido detener en las partes de aluminio del detector, principalmente en las cubiertas de los centelladores. Por ejemplo, en el caso 111, eventualmente, el muon puede detenerse en el aluminio de cobertura que se encuentra entre los detectores 2 y 3. Allí, su probabilidad de captura será mayor que si se hubiese detenido dentro del centellador del detector 2, básicamente de carbono. Del mismo modo, en los casos 120 y 220 existe la posibilidad de que el muon se haya detenido en el aluminio de presente entre los centelladores de los detectores 2 y 3.

Los casos tomados como eventos para la determinación de τ_μ fueron el 121 y el 210. En el primero, la probabilidad de que el electrón se haya detenido en el aluminio, interactúe con el centellador del detector 2 y haga backscattering hacia el 3 para dejar allí una traza es baja, dado que el backscattering de electrones aumenta con el Z del absorbente, siendo despreciable para el carbono. En el caso 210, el muon se frena en los primeros micrones del centellador 2, generando una gran cantidad de fotones por ionización que da lugar a un pulso, dado que en la última parte de su trayecto deja de ser una MIP y el stopping power aumenta órdenes de magnitud. El electrón con su energía media de 30 MeV, deja una traza de ionización rala al salir del centellador 2 y en su trayecto al detector 1, por lo que puede esperarse que no dé lugar a un pulso en el detector 2. Debido a estas consideraciones, es de esperarse que el valor obtenido para τ_μ esté cerca del valor reportado en el vacío. Aún así, nuestro arreglo sólo nos permitirá obtener un valor de la vida media efectivo, τ_{Eff} , el cual contemplará las capturas.

Una variante del experimento consistió en interponer entre los detectores 2 y 3 una placa de acero de 5 mm de espesor, para verificar que la vida media medida se aparta de la del vacío debido a las capturas en el absrbente. En el caso del hierro, de $Z = 26$, la probabilidad de captura es mucho mayor que en carbono, por lo que es de esperarse que la mayoría de los muones negativos que se detengan en la placa de hierro sean capturados. Aquí, en todos los casos excepto en el 111 hay una probabilidad de que el muon se detenga en carbono y no en el acero. Por ello, para esta variante sólo tomamos en cuenta los casos 111 para el análisis.

Un problema que debimos enfrentarnos fue el de determinar el espesor de la placa de acero a colocar. La solución debió ser un compromiso entre colocar una placa gruesa para detener una gran cantidad de muones, y lo suficientemente fina para que los electrones producto del decaimiento puedan escapar. Para electrones, las pérdidas de energía en su proceso de frenado es la suma de dos contribuciones: las pérdidas por colisiones y las pérdidas por radiación de frenado.

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{tot}} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_c + \left(\frac{dE}{dx} \right)_r$$

La relación entre ambas contribuciones es, aproximadamente [5],

$$\frac{(dE/dx)_r}{(dE/dx)_c} \simeq \frac{E Z}{700}$$

con E en MeV. Para el acero, esencialmente hierro, $Z = 26$. To-

mando la energía media del electrón del espectro de decaimiento de ≈ 30 MeV,

$$\frac{(dE/dx)_r}{(dE/dx)_c} \cong 1,1$$

Entonces, para electrón de 30 MeV en hierro, las pérdidas por radiación de frenado representan la mitad de las pérdidas totales. Las pérdidas por radiación de frenado se pueden escribir como [6]

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_r = N (E + m_0 c^2) \sigma_{rad}$$

con N la cantidad de átomos por cm^3 en el caso ultrarrelativista $E > 137m_0 c^2 Z^{-1/3} = 23$ MeV,

$$\sigma_{rad} = 4\sigma_0 Z^2 \left[\ln \left(183Z^{-1/3} + \frac{1}{18} \right) \right]$$

con $\sigma_0 = 0,58$ mbarn/núcleo. Entonces,

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_r \cong 15 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$$

De donde un electrón de 30 MeV en hierro, pierde

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{tot} \cong 2 \left(\frac{dE}{dx}\right)_r \cong 30 \frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$$

Es decir, que una placa de 0,5 cm de acero será adecuada.

1.2.4. Resultados

Mediante un programa de PC dedicado a adquirir datos mediante la placa Quarknet, tomamos datos del arreglo de los tres detectores durante 297 horas, en las cuales registramos 39.454 eventos totales. De éstos, 12054 corresponden a los casos 121 y 210. En la figura 1.29 se muestra un histograma de los eventos decaimiento correspondientes a dichos casos, y en línea sólida el ajuste exponencial realizado para obtener la vida media efectiva, τ_{Eff} , de la forma

$$N(t) = A \exp\left(-\frac{t}{\tau_{\text{Eff}}}\right) + B$$

en donde el parámetro constante, B , representa los eventos espurios no correlacionados.

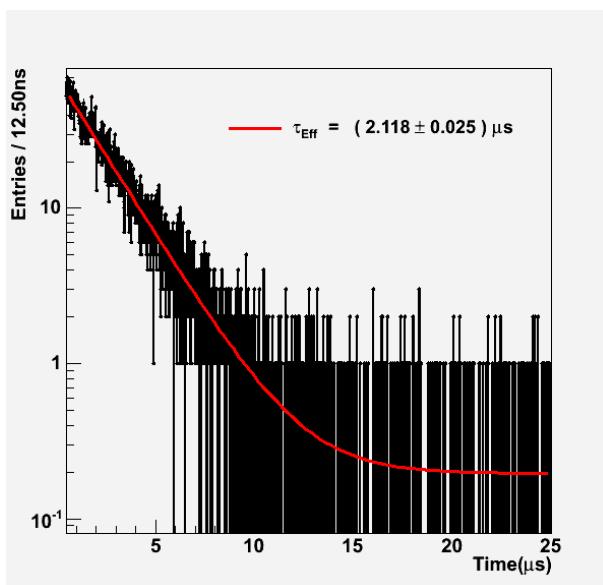


Figura 1.29: Histograma de los eventos de decaimiento del muón. En línea sólida se muestra el ajuste realizado para obtener la vida media.

La vida media efectiva obtenida en el carbono fue $\tau_{\text{carbono}} = (2,118 \pm 0,025) \mu\text{s}$. Tal como se esperaba, es menor que el valor en el vacío, $\tau_\mu = 2,197 \mu\text{s}$. En la figura 1.30 se puede ver un histograma de los eventos registrados para el arreglo de los tres detectores con una placa de acero entre los detectores 2 y 3, y el ajuste exponencial realizado. El resultado de la vida media efectiva obtenido con la

placa de acero fue $\tau_{\text{hierro}} = (2,100 \pm 0,037) \mu\text{s}$

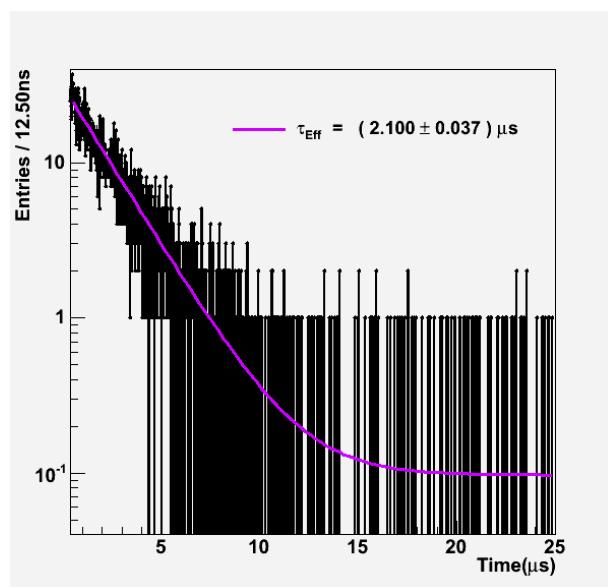


Figura 1.30: Histograma de los eventos de decaimiento del muon. En línea sólida se muestra el ajuste realizado para obtener la vida media.

Centelladores en detectores de Física de altas energías

En esta sección describiremos la utilización de los centelladores en los grandes detectores utilizados en experimentos de Física de altas energías. Por un lado, haremos mención a los calorímetros utilizados en los detectores de aceleradores y colisionadores de partículas. Por el otro, trataremos los grandes detectores utilizados para detectar neutrinos.

1.3.1. Calorímetros

Un calorímetro es un dispositivo que se utiliza para medir la energía de las partículas que sobre él inciden. Para ello, las partículas son detenidas completamente y su energía es absorbida por al aparato. En general, los calorímetros son una parte de los detectores utilizados en aceleradores y colisionadores.

Las partículas que llegan al calorímetro, con excepción de los muones y neutrinos, interactúan con el material que lo constituye y dan lugar a partículas secundarias. Éstas, a su vez, dan lugar a más partículas lo cual desencadena una lluvia. Cuando esta lluvia se extingue, deposita toda su energía en el calorímetro, los cuales se diseñan de un tamaño mayor que el tamaño de las lluvias. A través de diversos mecanismos, esta energía es detectada y medida. En nuestro caso, haremos hincapié en la utilización de centelladores, aunque vale mencionar otros detectores, como detectores de radiación de Cherenkov y medición de ionización en argón líquido.

Para poder obtener información acerca de la naturaleza y dirección de las partículas incidentes, los calorímetros se segmentan transversal y axialmente. En general, cada segmento posee material sensible en forma independiente, lo cual representa un canal electrónico. Además de la carga total colectada en los fotodetectores asociados a los centelladores de cada canal, el número de segmentos o canales excitados por la lluvia es de utilidad a la hora de obtener la energía depositada. Mientras, la identidad de las partículas se puede inferir sobre la base de la forma de la lluvia registrada.

Existen dos tipos de calorímetros: los homogéneos y los de muestreo. Un calorímetro homogéneo es aquél en el cual todo su volumen es sensible, es decir, que está completamente hecho de material que al interactuar con las partículas incidentes aporta a la señal. Uno de muestreo consiste en un arreglo de material absorbente pasivo de alta densidad y material sensible activo, los cuales se disponen intercalados entre sí. El primero no cumple otra función que la de

frenar a las partículas incidentes, mientras que el segundo es el encargado de generar las señales.

En la figura 1.31 se puede ver un corte transversal del detector CMS del Large Hadron Collider, el cual representa un estereotipo de los detectores de colisionadores. El primer componente del detector, el más cercano a la tubería en donde colisionan las partículas aceleradas, es un *tracker*, generalmente hecho de detectores de silicio. Allí, las partículas cargadas (líneas sólidas en la figura) dejan una traza de pares electrón-hueco, lo que permite reconstruir las trayectorias de los eventos, curvas debido a la presencia de un campo magnético generado por el solenoide. Luego, los calorímetros detienen y absorben todas las partículas excepto los muones y neutrinos. Y, finalmente, la trayectoria de los muones es reconstruida mediante otro *tracker*, generalmente diseñado con detectores gaseosos.

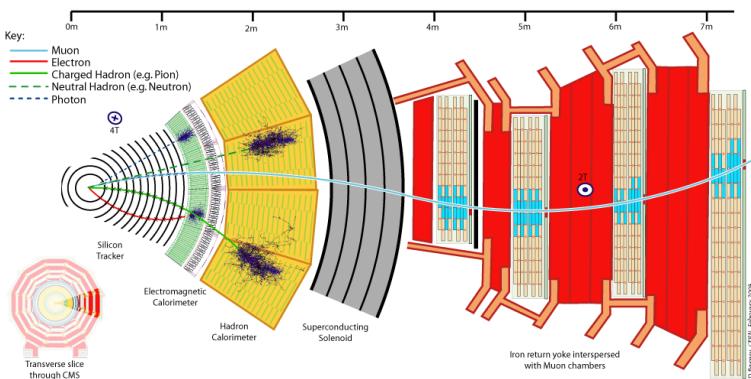


Figura 1.31: Corte transversal del detector CMS, del Large Hadron Collider. Extraído de su página web, cms.cern.ch

En los detectores de experimentos en aceleradores y colisionadores suele haber un calorímetro electromagnético y uno hadrónico. El primero, ubicado más cerca del punto de colisión, es el encargado de detener completamente y medir la energía de fotones y electrones. El segundo detiene y mide las partículas restantes que interactúan por la fuerza fuerte, es decir, todas las que atravesaron el calorímetro electromagnético excepto los muones y neutrinos.

El mecanismo de interacción de los fotones con la materia dominante a altas energías es la creación de pares: el electrón y el positrón creados salen eyectados compartiendo la energía inicial de fotón. En el caso de un electrón, al interactuar con la materia a energías superiores a 100 MeV irradia fotones de alta energía por radiación de frenado. Definimos la longitud de radiación (*radiation length*, en

inglés), X_0 , como una longitud característica en la que estas interacciones ocurren cuando fotones y electrones atraviesan la materia. Las siguientes definiciones para X_0 resultan equivalentes: i) es la distancia promedio que un electrón recorre perdiendo energía por radiación de frenado hasta quedarse con $1/e$ de su energía inicial; ii) es $7/9$ del camino libre medio recorrido por un fotón de alta energía para que interactúe por creación de pares.

Entonces, cuando un fotón o un electrón de alta energía inciden sobre un material absorbente, se inicia una cascada de eventos de naturaleza electromagnética. La energía de cada nueva partícula creada va decreciendo hasta que la lluvia se extingue. Dado que la creación de pares y la radiación de frenado son mecanismos proporcionales a Z^2 , para construir un calorímetro electromagnético se escogen materiales con alto número atómico como parámetro prioritario, y luego con alta densidad. Aunque, sin embargo, los costos pelean cabeza a cabeza con estos criterios de selección.

A la fecha, se han construido calorímetros electromagnéticos de ambos tipos: homogéneos y de muestreo. Entre los detectores utilizados, podemos mencionar a los centelladores de cristales inorgánicos de alto Z , como BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) y PWO (PbWO_4); detectores de radiación de Cherenkov sin propiedades de centelleo, como vidrio plomado o floururo de plomo; y gases nobles licuados en los cuales se mide ionización como, por ejemplo, argón líquido.

El calorímetro electromagnético del detector CMS mostrado en la figura 1.31 es homogéneo, hecho completamente de PWO [7]. Como se puede ver en la tabla de la figura 1.32, el PWO posee una alta densidad y un alto número atómico promedio lo cual se traduce en una X_0 pequeña, y además un tiempo de decaimiento corto. Esto permitió el diseño de un calorímetro compacto, productor de lluvias rápidas y bien definidas. Como contrapartida, su emisividad de fotones es baja y cambia significativamente con la temperatura. Para lidiar con este problema, se construyó un sistema de control de temperatura el cual mantiene las 100 toneladas de cristal a 18°C , dentro de un rango de $0,05^\circ\text{C}$. Por otro lado, a pesar de presentar una alta resistencia a la radiación, las intensas dosis recibidas dentro del detector crean centros de color en el cristal, afectando el flujo de fotones a través de él. Para compensar esto, se diseñó un sistema de monitoreo de luz basado en láser para calibrar los cristales *in situ*. De todas maneras, los 18°C nominales de operación del detector superan la temperatura de recristalización del PWO, lo cual recuece y reestablece la transparencia del material cuando no se producen colisiones en CMS.

Parámetro	ρ [g/cm ³]	X_0 [cm]	dE/dx [MeV/cm]	τ_{decay} [ns]	RLY [%]	$d(\text{LY})/dT$ [%/°C]	¿higros- cópico?	Detector
NaI(Tl)	3,67	2,59	4,8	230	100	-0,2	sí	Crystal Ball
CsI(Tl)	4,51	1,86	5,6	1300	165	0,3	leve	BaBar
BGO	7,13	1,12	9,0	300	21	-0,9	no	BELLE
PWO	8,3	0,89	10,1	10^r	$0,29^r$	-2,7	no	L3
				30^l	$0,083^l$			CMS

RLY: Emisión de luz relativa, *Relative Light Yield*, normalizada al NaI(Tl)
 $d(\text{LY})/dT$: Variación de la emisividad de luz con la temperatura, medida a temperatura ambiente
 r: componente rápida
 l: componente lenta

Figura 1.32: Propiedades de algunos cristales inorgánicos. Extraído y adaptado de Review of Particle Physics, July 2010, pág 306.

El resto de las partículas de alta energía, si bien a su paso deja una traza de ionización, logra atravesar el calorímetro electromagnético. Dado que las pérdidas por radiación de frenado de los hadrones son despreciables, para detenerlos no hay otra alternativa que la fuerza bruta: interponer en su trayecto una gran cantidad de materia. Los calorímetros hadrónicos son calorímetros de muestreo. Los materiales absorbentes más adecuados por su alta densidad son el tungsteno y el uranio empobrecido, en donde los metales preciosos como el iridio, platino y oro, si bien extremadamente densos, poseen costos prohibitivos. Hierro, cobre y plomo, abundantes, de bajo costo, aunque de relativa baja densidad, resultan frecuentemente elegidos. El material sensible interpuesto entre el absorbente puede ser centellador plástico, argón líquido o gas de ionización.

En la figura 1.33 se puede ver un esquema de un corte del calorímetro hadrónico central de ATLAS, llamado *tile barrel*, dado que sus componentes están maquinados en forma de placas rectangulares, de 300 x 150 mm² y 3 mm de espesor [8]. La tubería donde colisionan los protones a alta energía se extiende en el eje \hat{z} , mientras que los hadrones producto de la colisión se mueven en \hat{r} . El material absorbente utilizado es acero y el sensible, centellador plástico. El polímero base utilizado es poliestireno, con una dilución de 1,5 % de PTP y 0,044 % de POPOP. Las placas de centellador fueron recubiertas con Tyvek (nombre comercial de DuPont para papel de fibra de polietileno, frecuentemente utilizada en sobres de servicio postal y trajes de fajina overol), lo cual significó una ganancia de luz del 20 % respecto del centellador desnudo. El corte de la figura permite ver cómo se disponen las placas absorbentes y centelladoras en forma interpenetrada. La lectura de los centelladores se hace a través de fibras ópticas dopadas con wavelength shifter y tubos fotomultiplicadores, en donde un conjunto de placas de centellador se las agrupa formando una celda. El Tile barrel y el Tile extended barrel, tal se pueden identificar en la figura 1.34, constan de 5.000

celdas de centelladores, a cada una de las cuales se les acoplaró dos PMT, dando lugar a 10.000 canales de electrónica.

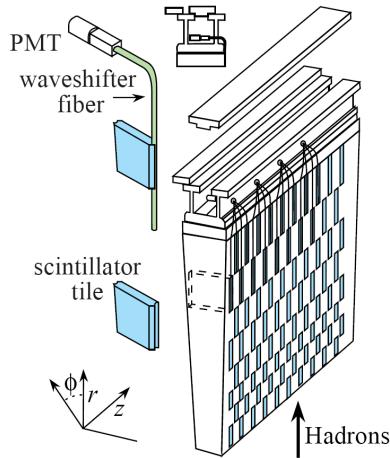


Figura 1.33: AtlasHCal. Extraído y adaptado de Review of Particle Physics, July 2010, pág 321.

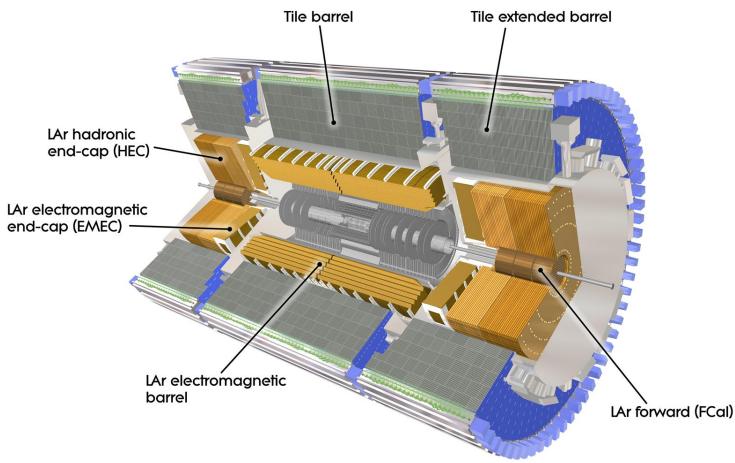


Figura 1.34: Calorímetro del detector ATLAS, del Large Hardon Collider. Extraído de su página web, atlas.ch

1.3.2. Grandes detectores de neutrinos

Los neutrinos son partículas elementales, eléctricamente neutras, de spin 1/2. Las evidencias actuales indican que los neutrinos tienen masa, pero aún no se ha logrado medirla con exactitud. No tienen carga eléctrica, por lo que no interactúan electromagnéticamente con las partícula cargadas constituyentes de la materia, como los protones y electrones. Tampoco interactúan a través de la fuerza fuerte, y solo lo hacen mediante la fuerza débil, la cual tienen un rango extremadamente corto. Es por esto que los neutrinos pueden viajar grandes distancias a través de la materia sin interactuar con ella. De aquí que los detectores de neutrinos suelan ser grandes, llegando tener masas sensibles de 50.000 toneladas, como el detector Super-Kamioande, en Japón. Además, es frecuente que sean construidos bajo tierra, para reducir la radiación de fondo, en donde el principal componente de interferencia son los muones originados en los rayos cósmicos.

Los neutrinos se producen en los decaimientos radioactivos beta, en reacciones nucleares solares, en los reactores nucleares o en reacciones nucleares en la atmósfera inducidas por rayos cósmicos. Además, pueden producirse como haces, cuando piones y kaones, obtenidos al hacer colisionar protones contra un blanco, decaen en vuelo a muones y neutrinos. Entre las líneas de investigación actuales podemos mencionar a los neutrinos solares, de reactores, supernova y atmosféricos, geoneutrinos, además de búsquedas de violaciones del número bariónico, búsqueda de partículas exóticas como el monopolo magnético y atrofísica de neutrinos y rayos cósmicos en diversos regímenes de energía.

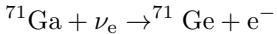
A la fecha, tres principios para detectar neutrinos han sido desarrollados. El primero, utilizado en los detectores iniciales de neutrinos solares, consiste en un proceso radioquímico, en donde una especie transmuta inducida por los neutrinos incidentes. Dado el decaimiento beta del neutrón

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$$

la reacción

$$n + \nu_e \rightarrow p + e^-$$

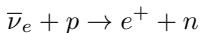
es posible, de modo que un neutrino electrónico puede inducir transmutación nuclear, si su energía incidente supera un umbral. Por ejemplo, el detector SAGE (*Soviet American Gallium Experiment*) hizo uso de la reacción



para medir el flujo de neutrinos solares. El segundo consiste en medir la radiación de Cerenkov de las partículas creadas en la interacción del neutrino con la materia. Como ejemplo, podemos mencionar uno de los mecanismos de detección utilizado por el detector SNO (Sudbury Neutrino Observatory, sito en Canadá). Este detector, de 1.000 toneladas de agua pesada utilizó, la reacción $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ (en donde la d representa deuterio, presente en el ${}^2\text{H}_2\text{O}$). Si el electrón eyectado supera la velocidad de la luz en el agua pesada, emite fotones por radiación de Cherenkov.

El tercer método utiliza centelladores. Las partículas cargadas producidas en las reacciones de los neutrinos con la materia dejan una traza de ionización y excitación que es convertida en fotones, a través de los mecanismos que hemos descripto. Como ejemplo, describiremos el detector KamLAND (*Kamioka Liquid Scintillator Antineutrino Detector*), construido en Japón [10].

KamLAND es un detector de centelleo líquido, que detecta neutrinos electrónicos a través de la reacción



en donde $\bar{\nu}_e$ interactúa con un protón presente en el centellador, ceando un positrón y un neutrón. El positrón pierde rápidamente su energía cinética al ionizar y excitar las moléculas del centellador, y se aniquila con un electrón emitiendo dos fotones de 0,511 MeV. Por su lado, el neutrón producido se termaliza y es capturado por otro protón, dando lugar a un núcleo de deuterio con la emisión instantánea de un fotón gamma de 2,2 MeV. El tiempo medio de captura del neutrón es $\approx 200 \mu\text{s}$, tiempo en el que se aleja una distancia promedio de algunos centímetros del vértice de interacción del neutrino. En el centellador líquido, esta secuencia de eventos produce dos destellos de luz: el primero aparece por la suma de la ionización producida por el positrón, los fotones de aniquilación y la termalización del neutrón; el segundo, por el fotón gamma de la captura neutrónica y su interacción Compton a través del centellador.

El detector está situado en una caverna dentro de la mina Kamioka, bajo aproximadamente 1000 m de roca, los cuales hacen de blindaje a los rayos cósmicos. Consta de un detector interno (ID, *inner detector*) y un detector externo (OD, *outer detector*), separados por un recipiente esférico de acero inoxidable de 18 metros de diámetro. El ID es quién detecta los $\bar{\nu}_e$, mientras que el OD actúa de voto a

los señales producidas por los rayos cósmicos, además de servir de blindaje a los fotones gamma provenientes de la roca de la caverna.

El ID es un globo de 13 m de diámetro lleno de 1200 m³ de centellador líquido, suspendido dentro del recipiente de acero inoxidable. Las partículas producto de la interacción de los antineutrinos producen luz la cual es colectada por los PMT montados en la cara interna del recipiente metálico. El globo, transparente, de 135 μm de espesor, está hecho de copolímero de ethylene vinyl alcohol y de nylon. El volumen entre el globo y el recipiente de inoxidable está lleno de 1800 m³ de aceite separador sin propiedades de centelleo (dodecano e isoparafina). Éste hace de blindaje ante los gamma energéticos de los radioisótopos naturales presentes en la roca, como el ²⁰⁸Tl y los decaimientos del ⁴⁰K presentes en los virdios de los PMT.

El centellador líquido consiste en una mezcla 80:20 en volumen de dodecano:pseudocumene, con 1,4 g/l de PPO como dopante centellador. La longitud de atenuación del líquido es del orden de los 10 m para fotones de 400 nm, por lo que no resultó necesario la adición de un wavelength shifter. La densidad del centellador es solo 0,04 % mayor que la del aceite separador, para evitar grandes tensiones en las cuerdas que suspenden el globo.

Dado que la detección de neutrinos involucra una tasa de eventos muy baja, el fondo de radiación debe ser reducido al máximo. Para ello, tanto el centellador como el aceite separador fueron purificados hasta lograr concentraciones de uranio, torio y potasio de $3,5 \cdot 10^{-18}$ g ; $5,2 \cdot 10^{-17}$ g ; y $2,7 \cdot 10^{-16}$ g por gramo de solvente, respectivamente. Los elementos mencionados, son los principales componentes de la radiación natural de fondo de origen terrestre, además del gas radón.

El detector exterior (OD) es un detector de radiación de Cherenkov, que hace de veto a los rayos cósmicos. De forma cilíndrica, contiene de 3000 m³ de agua pura y un arreglo de PMT para detectar la luz de Cherenkov. El OD, además, hace de blindaje a los neutrones y gamma provenientes de afuera del detector, reduciendo su pasaje al ID. El agua es constantemente recirculada para disipar el calor producido en los PMT, tanto del ID como del OD.

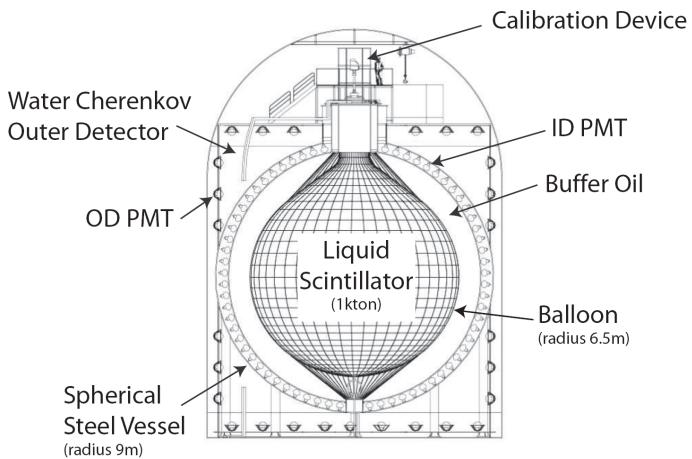


Figura 1.35: Esquema del detector KamLAND. Extraído de la referencia [9].

Material de consulta

- Nuclear radiation detection de William Price.
- Radiation detection and measurement, Glenn Knoll, 4ta edición.
- Review of particle physics 2010.
- Introduction to radiological physics and radiation dosimetry, de Frank Attix.
- Techniques for nuclear and particle experiments, W.R. Leo.
- The Physics of particle detectors, Dan Green, Cambridge Monographs on particle physics, nuclear physics and cosmology.
- The atomic nucleus, Robley Evans.
- Experimental Techniques In Nuclear And Particle Physics, Stefaan Tavernier, 2010.

Bibliografía

- [1] Glenn Knoll, Radiation detection and measurement, 3ra edición, pág 44.
- [2] Halzen y Martin, Quarks and Leptons: an introductory course in modern particle physics, cap 12.
- [3] Review of Particle Physics, July 2010, pág 516.
- [4] Review of Particle Physics, July 2010, pág 270.
- [5] Glenn Knoll, Radiation detection and measurement, 3ra edición, pág 43.
- [6] The atomic nucleus, Robley Evans, pág 604.
- [7] The Electromagnetic Calorimeter of CMS, Technical Design Report, CERN / LHCC 97 - 33, CMS TDR 4, 15 December 1997.
- [8] The Production and Qualification of Scintillator Tiles for the ATLAS Hadronic Calorimeter, The Tile Calorimeter Group of the ATLAS Collaboration, September 1, 2008.
- [9] Tesis doctoral de Kazumi Tolich, Stanford University, marzo de 2008, pág 24.
- [10] Tesis doctoral de Kazumi Tolich, Stanford University, marzo de 2008.