
**Desarrollo de software de análisis y reconstrucción de
sucesos en Cámaras de Proyección Temporal.**

Dirigido por Gloria Luzón Marco

Universidad de Zaragoza - Master en Física y Tecnologías Físicas
Curso 2013-2014

Pablo Pons Valencia

Prefacio

Este trabajo se corresponde a la memoria del Trabajo Fin de Máster del Máster en Física y Tecnologías Físicas de la Universidad de Zaragoza. El trabajo está dedicado al desarrollo de software para Cámaras de Proyección Temporal (TPC) que empleen electrónica T2K con procesador AFTER. Esto responde a los distintos experimentos que se están llevando a cabo en la Universidad de Zaragoza que cumplen estas mismas características como son NEXT, TREX-DM y CAST.

Las cámaras TPC son un tipo de detector empleado en la Búsqueda de Sucesos Raros. Este tipo de experimentos son habituales en la física de bajas energías donde la nueva física que espera a ser descubierta reside en aquellos sucesos con una probabilidad de darse muy pequeña y que sólo podrán ser detectados con una instrumentación y unas herramientas increíblemente sensibles. Esto requiere la colaboración de distintos métodos que permitan reducir el ritmo de fondo lo máximo posible.

En este trabajo se afrontan las herramientas de análisis por software empezando por el nivel más bajo, la interpretación de los pulsos electrónicos. El objetivo consiste en, dados los datos recogidos por el detector a partir de una señal eléctrica, realizar un software capaz de dar una descripción espacial de los eventos que permita emplear criterios físicos para un análisis de mayor nivel.

Posteriormente este software se pondrá a prueba mediante el análisis de un conjunto de medidas del prototipo NEXT-MM, destinado a estudiar la viabilidad de emplear micro-megas en el experimento NEXT. Las medidas tienen como objetivo caracterizar algunas propiedades del gas empleado en el detector, Xe/TMA (97,8 %/2,2 %), para distintos campos de deriva. Este gas se espera que ofrezca beneficios frente al xenón puro para la detección de la desintegración doble beta sin neutrinos del ^{136}Xe al mejorar la resolución en energía y reducir la difusión longitudinal y transversal.

Finalmente se ofrecerá un sumario del trabajo realizado así como cual serían los pasos adecuados a seguir para la mejora del software. También se mostrará una breve conclusión sobre los resultados de los parámetros obtenidos para el gas y su influencia en el experimento NEXT.

Índice general

Prefacio	III
1. Búsqueda de Sucesos Raros	1
1.1. Introducción	1
1.2. Problemas en la física nuclear	2
1.2.1. Desintegración doble beta sin neutrinos	2
1.2.2. Materia Oscura	3
1.2.3. Axiones	4
2. Detectores Gaseosos	5
2.1. Ionización en gases	5
2.2. Transporte de electrones en gases	6
2.3. Cámaras de Proyección Temporal	7
2.4. Planos de lectura Micromegas	8
3. Análisis de Pulso	11
3.1. Electrónica T2K	11
3.1.1. Características	11
3.1.2. Función respuesta	12
3.1.3. Conversión de datos	12
3.2. Análisis de la Forma de los Pulso	13
3.2.1. Linea base	14
3.2.2. Localización de gaussianas	14
4. Propiedades de un gas	17
4.1. NEXT - Micromegas	17

4.2. Medida de los parámetros del gas	19
4.2.1. Velocidad de Deriva	19
4.2.2. Difusión Longitudinal	21
4.2.3. Difusión Transversal	22
Sumario	25

Capítulo 1

Búsqueda de Sucesos Raros

1.1. Introducción

Los experimentos considerados de *Búsqueda de Sucesos Raros* vienen definidos por una cuestión experimental y no exclusivamente física. Este tipo de experimentos están caracterizados por tratar de detectar un efecto cuyo ritmo es pequeño en comparación con el fondo en la región de interés. Esta definición es muy amplia y, por lo tanto, permite ser aplicada a distintas ciencias o distintas áreas dentro de la física. Concretamente, para nosotros, nos resultarán de especial interés aquellos efectos que puedan darse dentro de la Física Nuclear y la Física de Partículas.

Estas dos áreas de la física comparten habitualmente los mismos tipos de detectores. Éstos estarán caracterizados principalmente por dos elementos: el estado de volumen sensible y el sistema de medición del detector. La partícula incidente puede interaccionar mediante distintos procesos físicos en el volumen sensible del detector, depositando una parte o el total de su energía cinética en forma de calor, luz e ionización. La proporción en que la energía quede depositada en cada una de estas tres formas dependerá del estado y del material del que esté constituido. El detector dispondrá de un sistema de medida que permita estimar la energía depositada en una o más de estas formas.

El Suceso Raro que deseemos detectar vendrá dado por una energía característica, sin embargo la amplitud de probabilidad de que se produzca será muy pequeña. Esto implica la necesidad de aplicar diversos métodos que maximicen el ritmo del suceso frente al ritmo del fondo. Es importante una buena resolución energética que permita identificar y resolver los pequeños picos debidos a la señal en el caso de que ésta tenga una energía determinada, como sucede, por ejemplo, en la desintegración doble beta sin neutrinos. El uso de materiales radiopuros, es decir materiales cuya concentración de isótopos inestables sea muy baja, y en situar el detector en un laboratorio subterráneo, donde éste quede blindado frente a rayos cósmicos, permite reducir el ritmo de fondo. Otro aspecto, muy dependiente del experimento, es el uso de técnicas de análisis que permitan discriminar eventos de fondo en función de otros observables que no sean la energía total del evento.

1.2. Problemas en la física nuclear

Uno de los primeros experimentos que podríamos considerar de Búsqueda de Sucesos Raros es la detección del neutrino [1], cuya probabilidad de interacción es muy pequeña al interaccionar exclusivamente mediante la fuerza débil. Ahora, en la actualidad, podemos encontrar distintos fenómenos cuyos experimentos comparten esta definición como son la masa y la naturaleza de los neutrinos masivos, la existencia de la materia oscura y la conservación de la simetría CP en la cromodinámica cuántica.

1.2.1. Desintegración doble beta sin neutrinos

Después de que los neutrinos (ν_e) fuesen postulados por Pauli para solucionar el problema de la conservación energía-momento en la desintegración beta, y tras su detección en el año 1956, éste ha formado parte del Modelo Estándar como una partícula sin masa y absolutamente neutra, es decir, sin carga eléctrica, sin momento dipolar eléctrico intrínseco y sin momento dipolar magnético intrínseco. Posteriormente entraron a formar parte también los neutrinos muónico (ν_μ) y tauónico (ν_τ) así como sus antipartículas ($\bar{\nu}_e, \bar{\nu}_\mu, \bar{\nu}_\tau$). Estas nuevas partículas cumplían la conservación de los números cuánticos aditivos *carga leptónica* (L) y *carga leptónica de sabor* (L_l) en los procesos físicos en los que participaban.

Sin embargo en 1960 surgió lo que se conoció como *problema de los neutrinos solares*, donde los neutrinos electrónicos procedentes del Sol eran un tercio respecto a lo estimado de acuerdo Modelo Estándar Solar. Este problema continuo siendo un misterio hasta principios del actual siglo, en que fueron medidos conjuntamente los neutrinos electrónicos, muónicos y tauónicos procedentes del Sol [2]. Se observó que la suma de los tres tipos de neutrinos sí que se ajustaba al total de neutrinos electrónicos que se esperaba anteriormente. Esto indicó, y posteriormente se verificó, que los neutrinos sufrían oscilaciones y que por lo tanto debían de tener masa [2, 3, 4, 5]. Los experimentos de oscilaciones tienen la capacidad de medir las diferencias cuadráticas entre dos estados de masa, pero no pueden medir la masa absoluta.

Las partículas masivas con carga, todas las partículas del Modelo Estándar salvo los neutrinos, deben de satisfacer la ecuación de Dirac. Sin embargo los neutrinos, al ser partículas absolutamente neutras, pueden satisfacer la ecuación de Dirac o la ecuación de Majorana, es decir, existen dos mecanismos por los que darle masa. Al tratarse de partículas masivas disponen de una rica fenomenología que no existía previamente en el Modelo Estándar. El interés de los experimentos radica en detectar algún tipo de evento exclusivo de uno de los mecanismos de generación de masa. Ambos modelos contemplan procesos en los que se viola la conservación de carga leptónica de sabor, algunos de estos procesos ya han sido detectados, sin embargo no permiten determinar el mecanismo de masa. No obstante, se encuentran discrepancias entre los dos modelos en la conservación de la carga leptónica, las partículas de Dirac conservan la carga leptónica pero las partículas de Majorana permiten procesos en los que la carga leptónica se viola en dos unidades $\Delta L = 2$ [6].

La desintegración doble beta sin neutrinos es uno de estos procesos que podrían darse en el caso de que el neutrino fuese una partícula de Majorana. En este proceso dos neu-

trones del núcleo se convierten en protones emitiéndose dos electrones. La suma de las energías cinéticas de estos dos electrones está perfectamente determinada por la diferencia de masas entre el núcleo padre y las partículas resultantes. Esto ofrece una deposición de la energía muy característica, formada por una traza principal finalizada por dos blobs, uno en cada extremo. Experimentos como NEXT se valen de este estudio topológico para reducir los eventos de fondo [7]. Por lo tanto, la detección de este proceso de desintegración permitiría determinar que los neutrinos son partículas de Majorana, mientras que el ritmo de desintegración estaría directamente relacionado con la *masa efectiva de Majorana* del neutrino electrónico [8]. La medida de esta masa efectiva permitiría, además, determinar la jerarquía de masas de los neutrinos, debido a que los experimentos de oscilaciones solo miden diferencias cuadráticas la jerarquía no es conocida todavía, pudiendo ser directa, inversa o degenerada.

1.2.2. Materia Oscura

La materia oscura se propone en el año 1933 por Fritz Zwicky [9]. Se observó que las velocidades orbitales de las galaxias en los cúmulos eran mucho mayores que la esperada a partir de la estimación de la masa de éstas a partir de la masa luminosa. Sin embargo esta teoría no se hizo eco hasta que más tarde otras observaciones aportaban indicios de la existencia de esta materia, como la velocidad de rotación de las galaxias [10] y las lentes gravitacionales.

La materia oscura tiene una definición muy amplia, es toda aquella materia que o bien es incapaz de interactuar electromagnéticamente o que pudiendo no emite radiación suficientemente intensa para ser visto a distancias astronómicas y que es capaz de contribuir al campo gravitatorio. La materia oscura queda dividida a su vez en materia oscura caliente y fría. La materia oscura caliente son partículas muy ligeras y que por lo tanto alcanzan velocidades relativistas, entre las partículas conocidas se encontrarían los neutrinos, mientras que la materia oscura fría son cuerpos muy masivos y que no alcanzan velocidades relativistas donde encontraríamos cuerpos celestes como las estrellas enanas marrones o los planetas, también conocidos genéricamente como MACHO.

Sin embargo, a partir de las estimaciones, todo este conjunto de partículas y cuerpos astronómicos no serían suficientes para explicar las observaciones de la contribución de la materia oscura al campo gravitatorio. La hipótesis más extendida es que debe existir un nuevo tipo de partícula aún no descubierta que se ajuste al concepto de materia oscura fría. Debe de tratarse de una partícula con masa que no interaccione electromagnéticamente. Dentro de esta consideración existen diferentes partículas teóricas como son los Axiones, los neutrinos estériles, partículas super-simétricas, WIMPs, etc.

Los métodos de detección de la materia oscura se dividen entre directos e indirectos. Los métodos de detección directos son aquellos que esperan detectar la materia oscura directamente a través de una interacción con el detector, mientras que los métodos de detección indirectos esperan medir alguna consecuencia de la materia oscura, como podrían ser desintegraciones o aniquilación de la materia oscura.

Hasta la fecha sólo el experimento DAMA/LIBRA considera que puede haber detectado

una señal de materia oscura [11]. Este experimento emplea un cristal centellador de NaI para realizar una detección directa de la materia oscura. En el análisis se busca una modulación anual en el flujo de materia oscura producida por la diferencia de velocidades de la tierra en las distintas estaciones respecto al halo de materia oscura. Sin embargo la masa estimada por el experimento, $\sim 3,2 \text{ keV}$, no está en acuerdo con otros experimentos que no han observado señal alguna y que consideran su umbral por debajo de esta valor.

1.2.3. Axiones

La cromodinámica cuántica es la teoría de las interacciones fuertes y que trata la interacción entre los quarks y los gluones. Esta teoría se caracteriza por tener que violar de forma natural la simetría-CP, sin embargo dicha violación no se ha observado experimentalmente [12] y eso es lo que da a lo que se conoce como el *Problema CP Fuerte* [13]. La solución más aceptada a este problema es la Teoría de Peccei-Quinn propuesta por Roberto Peccei y Helen Quinn en el año 1977 y que introduce una nueva partícula elemental teórica, el Axión [14, 15].

Existen distintos modelos para definir el Axión. La Teoría de Peccei-Quinn introduce una nueva simetría global llamada PQ y al romperse espontáneamente esta simetría, de forma similar al mecanismo de Higgs, se forma un pseudo-bosón de Godstone, el axión. Se predice que éste es neutro en carga y que su sección eficaz en interacciones fuertes y débiles es muy pequeña, lo que lo convierte en un posible candidato a materia oscura.

El Axión puede interactuar mediante el *Efecto Primakoff* por el cual el axión puede acoplarse a un intenso campo electromagnético transformándose en un fotón, y por el contrario podría acoplarse un fotón a un campo electromagnético y producir un axión. Este efecto podría explicar efectos como que fotones muy energéticos pudiesen recorrer grandes distancias sin ser absorbidos por la radiación de fondo, y es indispensable tenerlo en cuenta para tratar de detectar un flujo de axiones.

Los axiones pueden ser producidos en una estrella como el Sol mediante el efecto Primakoff. Estos se producen en el núcleo del sol mediante el acople de fotones con un campo electromagnético. Los experimentos que tratan de detectar este flujo de axiones disponen de helioscopios con un potente imán de tal forma que los axiones se reconviertan en fotones y puedan ser registrados por el detector, estos fotones se espera que tengan energías del orden de unos pocos keV. Entre este tipo de experimentos podemos encontrar el detector CAST.

Otro tipo de experimentos aspiran a generar los propios axiones a detectar. Estos experimentos utilizan potentes láseres con los que hacen incidir fotones contra un muro, situando un detector tras éste, de esta forma los fotones son absorbidos por el muro y no son registrados por el detector. Si se hace uso del efecto Primakoff y se introducen dos potentes imanes, uno entre el láser y la pared y el otro entre la pared y el detector, se espera que una pequeña fracción de los fotones sean transformados en axiones por el primer imán, atraviesen el muro, y sean transformados en fotones por el segundo imán, pudiendo ser medidos por el detector.

Capítulo 2

Detectores Gaseosos

El principal objetivo de un experimento de física de partículas es la detección de radiación y partículas. La forma en que interactúan con el volumen del detector y cómo es recogida dicha información dependerá ampliamente del experimento. Nos vamos a centrar en la detección de sucesos producidos en un detector gaseoso a partir de la ionización producida.

2.1. Ionización en gases

Cuando una partícula atraviesa un volumen gaseoso las moléculas pueden quedar excitadas o ionizadas. La posible interacción con las moléculas del gas es completamente aleatoria y puede caracterizarse en función de su recorrido libre medio, $\lambda = 1/(n\sigma)$, donde n es la densidad de electrones y σ es la sección eficaz efectiva, la cual va a depender en general de la energía de la partícula incidente.

Existen distintos fenómenos físicos mediante los cuales puede producirse ionización. Cuando se deposita suficiente energía en un átomo, uno de sus electrones ligados puede ser emitido produciendo la ionización del átomo y la formación de un par electrón-ión. La energía del electrón emitido dependerá de la energía de la partícula incidente y de la energía de ligadura. Si la energía con la que ha sido emitido es lo suficientemente grande, éste podrá interactuar con otro átomo produciendo otra ionización, y así sucesivamente mientras la energía de la partícula lo permita (Figura 2.1).

Lo que podemos medir, y a partir de lo que pretendemos determinar la energía depositada, es la cantidad de pares electrón-ión producidos. La cantidad de estos pares viene determinado por el valor experimental W , la energía media necesaria para formar un par electrón-ión. Este valor es siempre mayor a la energía necesaria para ionizar un átomo mediante la emisión del electrón menos ligado debido a que puede producirse la emisión del segundo electrón ligado o la excitación de un átomo. El valor W depende de la sección eficaz, el gas, el tipo de partícula incidente y su energía. Experimentalmente se ha encontrado que es de unos pocos keV par a los electrones y de unos pocos MeV par las partículas alfa. En el caso del xenón tiene un valor W del orden de $22\text{ eV}/(\text{par } e^- - \text{ión})$.

Por lo tanto, el número de pares electrón-ión puede obtenerse a partir de la energía de la partícula incidente y de la energía necesaria para crear un par, $N = E/W$. Esto puede ser generalizado a la cantidad de carga generada por la partícula incidente en un intervalo de la distancia recorrida en el gas a partir del poder de frenado, dE/dx ,

$$\frac{dN}{dx} = \frac{1}{W} \frac{dE}{dx}. \quad (2.1.1)$$

2.2. Transporte de electrones en gases

Una vez generados los electrones primarios en el volumen gaseoso es necesario transportarlos hacia un plano de lectura, para ello se emplea un campo eléctrico uniforme denominado campo de deriva mediante el cual los electrones adquieren una velocidad, velocidad de deriva, y evita que los electrones y los iones se recombinen. El comportamiento de los electrones primarios mientras son derivados hacia el plano de lectura viene expresado por la expresión diferencial,

$$-\frac{\partial n}{\partial t} + \alpha v_d n + D_T \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} n + \frac{\partial^2}{\partial y^2} n \right) + D_L \frac{\partial^2}{\partial z^2} n = 0, \quad (2.2.1)$$

donde n representa la distribución espacial de electrones en función del tiempo, α es el factor de attachment, la probabilidad de que los electrones primarios sean absorbidos por el gas durante su deriva, v_d es la velocidad de deriva, y D_T y D_L son la difusión transversal y longitudinal respectivamente.

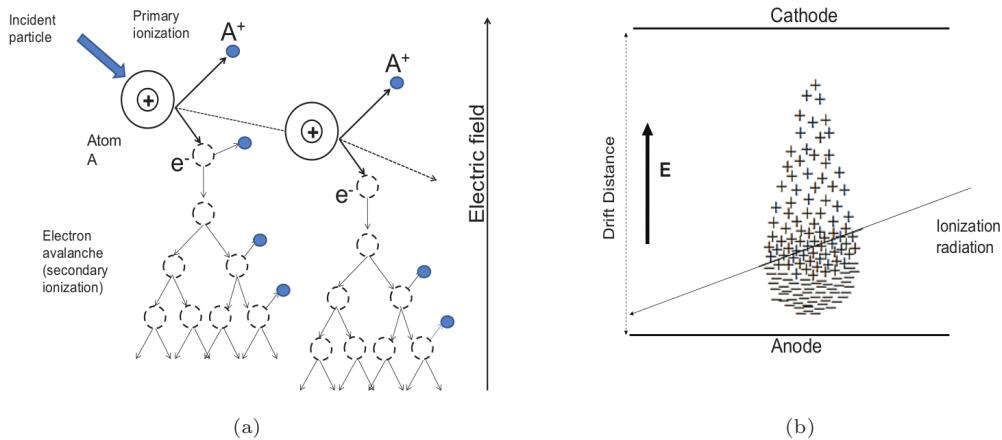


Figura 2.1: (a) Representación de las ionizaciones primarias producidas por la interacción de la partícula incidente con los átomos y el efecto de avalancha producido por los electrones emitidos al interactuar con el gas. (b) Representación de la deriva de los electrones y los iones producidos por una partícula incidente y sometidos a un campo de deriva.

Si consideramos la solución para el caso de una deposición puntual de n_0 electrones

obtenemos la expresión,

$$n(r, z, t) = \frac{n_0}{v_d t (4\pi D_T t) (4\pi D_L t)^{1/2}} \times \exp \left\{ -\frac{r^2}{4D_T t} \right\} \times \exp \left\{ -\frac{(z - v_d t)^2}{4D_L t} \right\} \times \exp \{ \alpha v_d t \}, \quad (2.2.2)$$

viendo que transcurrido un tiempo cualquiera los electrones tienen una distribución espacial gaussiana cuya varianza es directamente proporcional a dos veces la difusión por el tiempo. Así mismo, en el caso de que la distribución inicial no fuese puntual, podemos obtener la distribución de los electrones a un tiempo dado como la convolución del caso puntual por la traza de la partícula incidente.

Podemos redefinir la difusión, mediante la velocidad de deriva, en función de la distancia al plano de lectura y no del tiempo,

$$D_{L,T}^* = \sqrt{\frac{2D_{L,T}}{v_d}}, \quad (2.2.3)$$

de forma que la varianza de la nube electrónica se corresponderá con el producto de la nueva difusión al cuadrado por la distancia recorrida.

2.3. Cámaras de Proyección Temporal

Las Cámaras de Proyección Temporal (TPC) son un tipo de detector capaces de obtener información espacial de un evento producido en su interior. Las cámaras TPC son el producto de la evolución de una serie de detectores que empezaron con el contador proporcional monohilo, también conocido como contador Geiger-Müller.

Los contadores Geiger son detectores gaseosos en cuyo volumen puede interaccionar una partícula produciendo ionización, posteriormente esta carga es derivada y multiplicada en una región de avalancha, siendo detectada mediante el hilo o canal de lectura. Estos detectores están caracterizados por poder dar información temporal del evento pero, debido a que sólo tiene un canal, no son capaces de dar información espacial de éste.

En el año 1968 se produce un salto cualitativo en este tipo de detectores con el desarrollo de las Cámaras Proporcionales Multihilo (MWPC). En estos detectores la carga era derivada hacia un plano de lectura. Este plano estaba formado por un conjunto de hilos paralelos y equidistantes que cumplían la función de ánodo. En la región próxima a los hilos el campo adquiere una dependencia con $1/r$, por lo que eventualmente el campo será lo suficientemente intenso para producir un efecto de avalancha.

Al ser un detector multicanal, la disposición de los hilos permite recuperar información de la traza del evento. Sin embargo, este tipo de detectores sólo son capaces de dar información en una de las coordenadas. Posteriormente se desarrollaron cámaras con dos planos de lectura donde los hilos de cada plano son paralelos y equidistantes, pero donde la orientación de los dos planos es perpendicular. Estos detectores permiten recuperar información de la traza en las dos coordenadas del plano y reciben comúnmente el nombre de Cámaras Proporcionales Multihilo X-Y.

Los primeros diseños permitían recuperar información espacial sólo en las dos coordenadas del plano, pero no en su coordenada perpendicular donde sólo era posible recuperar información temporal. Por este motivo se desarrollaron las Cámaras de Deriva, cuyo objetivo era medir la distancia de deriva de los electrones primarios producidos por una partícula al atravesar el volumen del detector. Estas cámaras se caracterizan por poder medir independientemente el tiempo en que se produce el evento y el tiempo en que la carga es recogida por el plano de lectura, siendo su diferencia el tiempo de deriva. Conocido el tiempo de deriva y la velocidad de deriva de los electrones en función del gas utilizado en la cámara, es posible determinar la coordenada perpendicular al plano de lectura en unidades de longitud.

Las cámaras TPC combinan las capacidades de las cámaras MWPC y las Cámaras de Deriva, siendo capaces de obtener información espacial de la traza en las tres coordenadas. Su principio de funcionamiento es simple. Una partícula incidente causa ionización en el volumen gaseoso produciendo electrones primarios. Estos electrones son derivados debido a un campo eléctrico hacia el plano de lectura que actúa como ánodo. Al encontrarse próximos al plano de lectura los electrones entran en una región de multiplicación para que la señal sea lo suficientemente intensa para poder ser detectada. En caso de que el detector sea muy grande, del orden de decenas de centímetros o incluso metros, la difusión puede suponer un problema para recuperar información de la traza. Para solucionarlo se aplica un campo magnético paralelo al campo de deriva, confinando los electrones a trayectorias helicoidales y minimizando su dispersión.

2.4. Planos de lectura Micromegas

Todas las cámaras TPC comparten las propiedades citadas, recuperar información tridimensional del evento mediante la deriva de los electrones primarios. Sin embargo, a lo largo de los años se ha continuado el estudio del plano de lectura sustituyendo los planos de hilos por microestructuras más elaboradas.

El primero de estos detectores fue realizado en el año 1986 por Oed, que introdujo las microestructuras con el Micro Strip Gas Counter (MSGC) [16]. Este tipo de detector consistía en una sucesión de tiras metálicas paralelas impresas sobre una placa de vidrio separadas unos $50 - 100 \mu\text{m}$, las cuales se alternaban ánodo y cátodo. Un voltaje adecuado en el ánodo permitía campos de deriva uniformes del orden de cientos de V/cm y una región de avalancha de decenas de kV/cm .

Un tipo de detector empleado actualmente y sobre el que se continúa estudiando para mejorarlo son los detectores de *Micromegas* (Figura 2.2). Su nombre proviene del inglés 'Micro Mesh Gaseous Structure' y fueron ideados por I. Giomataris en el año 1994 [17]. El detector se encuentra dividido en dos regiones separadas por una malla metálica. La región comprendida entre la malla y el cátodo se trata de la región de deriva y dispone de un campo constante del orden del kV/cm . La región entre la malla y el ánodo dispone de un campo eléctrico intenso de las decenas de kV/cm y se trata de la zona en la que se produce el efecto de avalancha. La malla metálica permite esta diferencia en la intensidad del campo eléctrico entre las dos regiones, mientras que los agujeros permiten que los electrones la

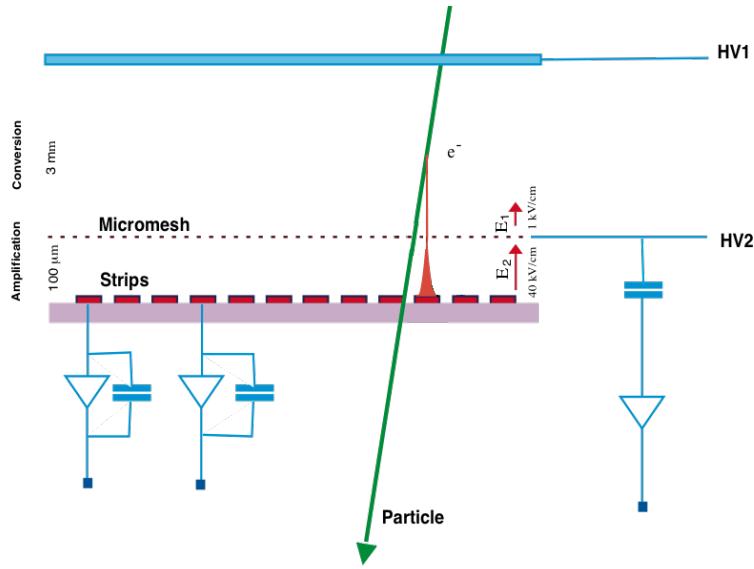


Figura 2.2: Representación de una cámara TPC con plano de lectura de Micromegas.

atraviesen. La distancia de la malla al ánodo es del orden de las decenas de μm . El ánodo se encuentra dividido en formas geométricas ocupando todo el plano, habitualmente tiras, cuadrados o hexágonos, disponiendo de un plano de lectura multicanal que recoge la carga y permite obtener información espacial de la traza.

Este tipo de planos de lectura tienen sólo 15 años, sin embargo se ha aplicado a diversos experimentos de física de partículas, física nuclear y astrofísica, así como a otras áreas como la imagen médica, ciencias de materiales e inspecciones de seguridad.

Han tenido un alto interés en la aplicación a experimentos de desintegración doble beta, donde su buena resolución espacial permite una caracterización topológica de la señal, discriminando sucesos de fondo [18, 19]. Se han usado también para la detección de axiones, como el experimento CAST [20], donde se deben distinguir los rayos X causados por los axiones. Detectores donde se ha reducido el fondo participan en el diseño conceptual de IAXO [21], experimento continuación de CAST. Entre las diversas aplicaciones fuera del campo de la física se ha planteado el uso en sistemas de Tomografía de Emisión de Positrones (PET) o en la Tomografía Computarizada por Emisión Simple de Fotones (SPECT). También ofrece la oportunidad de ser empleado como detector de neutrones en oposición a los detectores basados en ${}^3\text{He}$, isótopo de producción muy costosa, en una situación en que las técnicas neutrónicas cobran cada vez más importancia.

Capítulo 3

Análisis de Pulso

3.1. Electrónica T2K

La electrónica necesaria para extraer la información de los planos de lectura resulta muy compleja, ya que existe un gran número de canales y se deben evitar todo tipo de ruidos y acoplos, que estropearían la forma de los pulsos, fundamental para una buena resolución energética, así como las atenuaciones de una señal ya muy pequeña. Así, en mayor parte de los experimentos se deben diseñar una electrónica especial adaptada a sus necesidades.

El software de análisis a bajo nivel es muy dependiente de la electrónica, así como el software análisis a alto nivel es muy dependiente del detector y de la configuración de éste. El software que se ha desarrollado en este trabajo está orientado a ser utilizado con la electrónica T2K que emplea procesador AFTER.

La electrónica fue desarrollada para el experimento T2K (Tokai-to-Kamioka). Un experimento de oscilaciones de neutrinos localizado en Japón en el que se emplea un complicado detector para la caracterización del haz de neutrinos. Este detector está compuesto por tres grandes cámaras TPC dispuestas para la detección de muones y que emplean esta electrónica.

3.1.1. Características

La electrónica T2K es capaz de registrar 512 muestras temporales por canal, con una precisión de 12 bits y un ritmo entre 20 y 50 MHz. Cada tarjeta permite registrar 288 canales, pudiendo emplear hasta 6 tarjetas simultáneamente (1728 canales). El tiempo característico de la función respuesta, que determina la posición del pico, y del que hablaremos a continuación, puede adquirir hasta 16 valores diferentes entre 100 ns y 2 μ s.

3.1.2. Función respuesta

La función respuesta o respuesta a impulso, $h(t)$, es la señal de salida de la electrónica, $out(t)$, en el caso en que la señal de entrada se trata de una Delta de Dirac, $in(t) = \delta(t)$. Experimentalmente no puede introducirse una señal delta, pero sí una señal con una anchura temporal muy inferior a la de la señal respuesta. Se puede considerar que la transformación es lineal, en cuyo caso la señal de salida puede expresarse como la convolución de la señal de entrada por la función respuesta,

$$out(t) = (in * h)(t) = \int in(\eta)h(t - \eta)d\eta \quad (3.1.1)$$

Una de las representaciones más sencillas para la función respuesta es a partir de la idealización de un circuito RC de n -etapas. Esto permite pulsos unipolares o bipolares dados por las funciones,

$$h_{uni}(t) = e^n \left(\frac{t}{n\tau} \right)^n e^{-\frac{t}{\tau}} \Theta(t), \quad (3.1.2)$$

$$h_{bi}(t) = \frac{e^r}{\sqrt{n}} \left(n - \frac{t}{\tau} \right) \left(\frac{t}{r\tau} \right)^{n-1} e^{-\frac{t}{\tau}} \Theta(t), \quad (3.1.3)$$

donde τ representa el tiempo propio, *shapping time*, $\Theta(t)$ es la función escalón la cual asegura la causalidad, y en la función bipolar $r = n - \sqrt{n}$

El caso unipolar se caracteriza por tener un valor superior a cero tras la señal de entrada y que a medida que se incrementa el número de etapas la función respuesta tiende a una gaussiana. Por otra parte el caso bipolar se caracteriza por tener una primera parte positiva y una segunda negativa tras lo cual tenderá asintóticamente a cero.

La función de entrada de cada canal vendrá dada por la distribución de carga en función del tiempo que alcance el canal, mientras que la función respuesta de la electrónica T2K con procesador AFTER queda bien aproximada por la expresión,

$$h_{T2K}(t) = \left(\frac{t}{\tau} \right)^3 \exp \left\{ -3 \frac{t}{\tau} \right\} \sin \left(\frac{t}{\tau} \right) \Theta(t), \quad (3.1.4)$$

se trata de una expresión similar a la función respuesta unipolar de 3 etapas, pero modulada por un seno. A pesar de que la función respuesta es de un orden bajo, y de que esporádicamente se hace negativa, ha demostrado que un ajuste gaussiano describe suficientemente bien la señal de salida para los análisis realizados. La convolución de la función de entrada por la función respuesta satisface que el área de la función de salida sea proporcional a la función de entrada, o carga registrada, y por lo tanto, proporcional a la energía depositada.

3.1.3. Conversión de datos

Los datos de los eventos producidos en la cámara TPC, registrados por la electrónica T2K y almacenados en el disco duro del ordenador se encuentran guardados en una serie de

archivos binarios con un formato propio de la electrónica. La librería de software llamada *T2Kelectronics* permite trabajar los datos de adquisición, está escrita en C++ y emplea librerías de ROOT. ROOT, desarrollado en el CERN, consiste en un conjunto de librerías destinadas al almacenaje, tratamiento, análisis y representación de datos.

La librería T2Kelectronics está basada en una versión anterior [22] que ha sido adaptada para este trabajo. La conversión de los datos viene dada por el programa *acq2root*, éste carga los parámetros de ejecución de un archivo mediante la clase *T2Kconfig*. Durante el proceso el programa es capaz de leer el formato de los archivos de adquisición empleando la clase *T2Kreader*, que le permite interpretar toda la información registrada para cada evento. La clase *ReadoutDecoding* contiene información de cada detector y permite relacionar cada canal mediante su número con la posición geométrica que ocupan. Adicionalmente, la electrónica T2K asigna una marca de tiempo a cada evento, pero debido a que el reloj sólo mide hasta 42 segundos el programa asigna un valor absoluto a cada evento en función del anterior. En última instancia, toda esta información es guardada en un nuevo archivo empleando la clase *T2KrawEvent* como clase de almacenaje, ésta es un *TObject* lo que facilita su trabajo posterior con ROOT.

3.2. Análisis de la Forma de los Pulsos

Tras la conversión, cada canal de cada evento continua representado por un conjunto de 512 muestras que indican la señal de salida a intervalos regulares, pudiendo registrarse hasta 1728 canales en función del detector. Esta representación del evento no permite trabajar de una forma directa sobre él para obtener información física del evento. Por esta razón se decide desarrollar un software que permita la representación de cada canal como una función compuesta por un valor de fondo, linea base (b), y N gaussianas definidas por una altura a_i , su desviación estándar σ_i y el tiempo de máxima altura t_i ,

$$f(t) = b + \sum_i^N a_i * \exp \left\{ -\frac{(t - t_i)^2}{2\sigma_i^2} \right\}. \quad (3.2.1)$$

Se puede interpretar como la detección de N depósitos de energía puntuales distribuidos en la ventana temporal.

Esto nos ofrece varios problemas. El primero, es la necesidad de realizar un ajuste de las muestras a la función como último paso de la transformación. Esto implica un enorme gasto computacional, el cual crece con el número de parámetros de la función, es decir, el número de gaussianas. El segundo es la determinación del número de gaussianas esperadas, y que se van a introducir en la función. Y el tercero son los problemas de convergencia en el ajuste, lo que podría devolvernos eventos con un conjunto de gaussianas sin significado físico.

Para solucionar todos estos problemas el programa desarrollado para la transformación, *raw2pix*, trata de minimizar los problemas de convergencia y de tiempo de computación mediante la determinación metódica del número de gaussianas y de la asignación de unos parámetros iniciales en el ajuste que se estiman próximos al resultado final.

3.2.1. Línea base

El primer parámetro a resolver de un pulso es su línea base. Toda señal de salida, en el caso de no recibir señal de entrada, vendrá dada por un valor constante perturbado por una contribución debida al ruido. El experimento debe considerar una ventana temporal de medida lo suficientemente amplia como para que si el evento ocupa toda la altura de la cámara éste sea registrado enteramente y además existan muestras en el inicio del pulso y al final de éste que puedan ajustarse a esta línea base.

El método toma las primeras veinte muestras, obteniendo de ellas el valor medio y la desviación estándar. Hace lo mismo con las últimas veinte muestras. Realizando una comparación de ambos conjuntos de datos se considera el ajuste del pulso si los valores medios se aproximan lo suficiente dentro de un rango. En el caso de discrepar, el suceso se rechaza al considerar que el evento no está contenido en la ventana temporal o que la línea base es inestable. El valor inicial empleado en el ajuste para la línea base vendrá dado por el valor medio de las primeras veinte muestras.

3.2.2. Localización de gaussianas

La localización de las gaussianas en un caso ideal en que se dispone de una señal de salida próxima a la señal respuesta con una amplitud mucho mayor que el ruido va a ser sencilla. Ésta será una gaussiana localizada en el tiempo donde la señal de salida es máxima, la anchura vendrá dada por el shaping time y la amplitud por la diferencia del valor máximo de salida y la línea base. Sin embargo a medida que consideramos trazas más extensas la casuística se dispara y hay que tener muchas más consideraciones.

Umbral

El primer aspecto, una vez determinada la línea base, es determinar qué es ruido y qué es señal. Para ello se emplea el ruido obtenido de las primeras veinte muestras como su desviación estándar. Se considera que allí donde las muestras superen en un factor 7 esta desviación estándar existe señal. El factor escogido responde a un compromiso entre la necesidad de que dicho umbral sea lo menor posible para mejorar la resolución en energía y evitar la detección de ruido como señal, necesario para la buena convergencia de la función al realizar el ajuste.

Máximos locales

Una vez determinado el umbral disponemos de una serie de muestras, no necesariamente todas ellas consecutivas, que serán parte de nuestra señal. La primera forma de afrontar cómo pueden ser descritas por un conjunto de gaussianas es tal como lo haríamos en el caso ideal de señales puntuales aisladas, buscando los máximos locales. Podemos considerar que una muestra es un máximo local cuando su curvatura, calculada con los dos vecinos más próximos, es negativa, y si los dos valores vecinos son inferiores al valor de la muestra. Además, la muestra debe de superar el valor umbral.

De esta forma damos el valor de la amplitud como la diferencia del valor máximo respecto a la linea base y el tiempo de la gaussiana como el tiempo del valor máximo. Para la estimación inicial de la desviación estándar de la gaussiana se calcula la segunda derivada del conjunto de muestras en el punto del valor máximo haciendo uso de los dos valores vecinos. Teniendo en cuenta que la curvatura de una gaussiana en su máximo viene dada por

$$g''(0) = -\frac{a_i}{\sigma_i^2}, \quad (3.2.2)$$

podemos dar el valor inicial de la desviación estándar como

$$\sigma_i = \sqrt{-\frac{a_i}{g''(0)}}. \quad (3.2.3)$$

A este método se le añaden dos correcciones para mejorar su eficacia. En primer lugar, la anchura de las gaussianas establecen una distancia mínima entre ellas para que observarse como dos máximos locales. Sin embargo, en la zona próxima al pico donde la primera derivada es eventualmente nula el ruido puede ser lo suficientemente relevante como para que parezca observarse varios máximos locales. Por este motivo se introduce la condición de que exista un mínimo de muestras entre cada par de máximos locales. En nuestro caso fijamos este valor en 2, valor razonable que permitía evitar éste efecto.

En segundo lugar debemos de tener en cuenta que la observación de dos o más máximos locales no las convierte en gaussianas aisladas de forma general, sólo podemos considerarlo cuando entre un par de ellas encontramos muestras que se encuentran por debajo del umbral. Entonces, para dar unos valores iniciales para las amplitudes más precisos se considera una corrección, en la que se mantienen fijas las anchuras y los tiempos, y en las que la amplitud de cada máximo local es resultado de las contribución de cada una de las gaussianas en dicho punto. Esto da como resultado un sistema lineal de ecuaciones que es posible invertir y mediante el cual obtenemos parámetros que aproximan más la función al conjunto de muestras.

Puntos de inflexión

Una función gaussiana tiene dos puntos de inflexión, uno a cada lado del valor máximo. Puede darse el caso de que dos gaussianas se encuentren lo suficientemente próximas como para observar sólo un máximo local pero que se puede producir un cambio en la tendencia de la primera derivada, observándose tres puntos de inflexión a uno de los lados. Estos son calculados en cada muestra a partir de la propia muestra y de los primeros vecinos mediante la segunda derivada.

En este caso se tomará una gaussiana con centro en el segundo de los puntos de inflexión, con una amplitud igual al valor de la muestra en el punto de inflexión menos la linea base y la contribución de la gaussiana próxima determinada mediante el máximo local, y dándole como desviación estándar la misma que la gaussiana contigua.

Este análisis se extraña al caso en que no existe una gaussiana aislada. Es esta situación se buscan los casos en que existen tres puntos de inflexión entre uno de los máximos locales y el mínimo local comprendido entre los dos máximos.

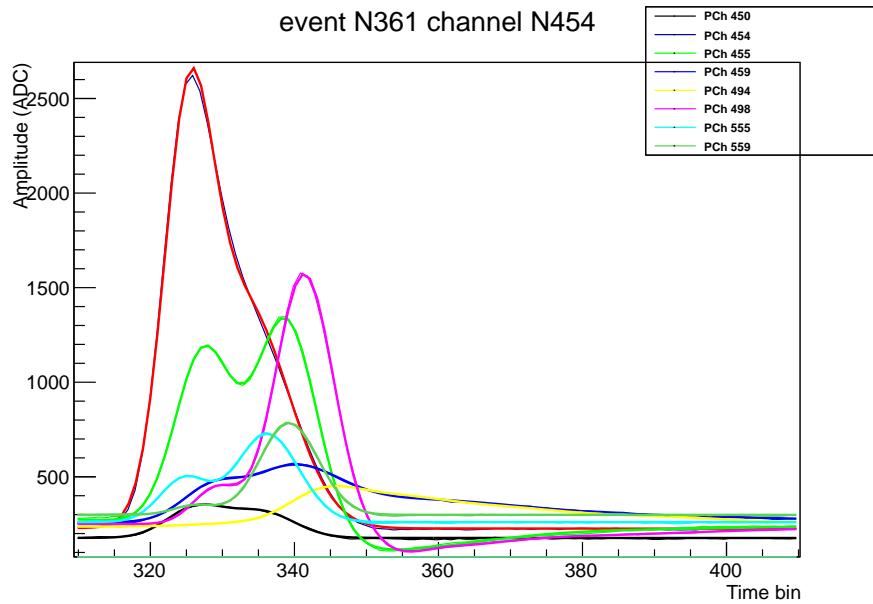


Figura 3.1: Representación del ajuste de uno de los eventos. Cada canal queda representado en trazado fino el valor de las muestras y en trazado grueso la función de ajuste. La función de ajuste del canal de mayor amplitud queda destacado en rojo.

Ajuste

Determinado el número de gaussianas y los parámetros iniciales estimados, se somete la función a una rutina de ajuste mediante la minimización de las desviaciones cuadráticas de la función respecto a las muestras.

Representación del evento

Finalmente el evento queda almacenado en la clase *T2KpixEvent*, la cual es un *TObject* facilitando el trabajo bajo ROOT. Este objeto contendrá información global del evento, como el tiempo en que se ha producido y la suma del área de las gaussianas. También dispondrá de la información de cada depósito de energía, que caracterizados por gaussianas dispondrán de cinco parámetros: las posiciones X e Y correspondientes al canal de lectura, el tiempo del máximo de la gaussiana, la desviación estándar de ésta dada en tiempo y la amplitud de la gaussiana dada en una unidad arbitraria devuelto por la electrónica.

Capítulo 4

Propiedades de un gas

4.1. NEXT - Micromegas

La herramienta para el análisis de la forma de los pulsos expuesta en el capítulo anterior es lo suficientemente general para trabajar con cualquier detector con un plano de lectura (pixelizado o en tiras) que emplee una electrónica T2K. Para poner esta herramienta a prueba se han empleado datos recogidos por el prototipo NEXT-Micromegas (NEXT-MM).

Este prototipo forma parte de NEXT, que espera medir la masa efectiva de Majorana a partir de la desintegración doble beta sin neutrinos del ^{136}Xe . El prototipo está diseñado para estudiar la viabilidad un plano de lectura de Micromegas en una cámara TPC a alta presión.

En primer lugar deberemos conocer las peculiaridades del detector, especialmente aquellas que nos afectan al realizar el análisis de los datos. Consiste en una vasija hermética con un sistema de gas que permite la recirculación de éste. En su interior, el volumen activo del detector es un cilíndrico de 38 cm de altura y 15 cm de radio. El cátodo se encuentra situado en la parte superior mientras que el ánodo, con la mesh y un plano de lectura pixelizado, se encuentra en la parte inferior. El lateral del cilindro está delimitado por un conjunto de anillos cuyo potencial permite que el campo de deriva en el interior sea lo más uniforme posible. El plano de lectura se encuentra dividido en cuatro sectores, teniendo cada uno 288 canales de lectura cuadrados, píxeles, de 8 mm de lado, de forma que cada sector está conectado a una

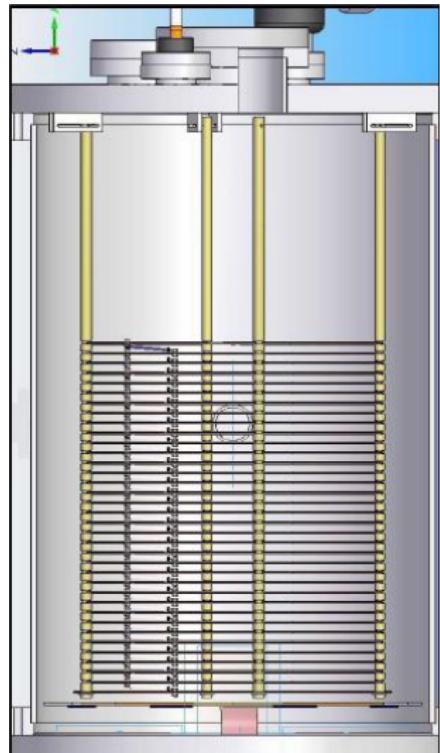


Figura 4.1:
Esquema de NEXT-Micromegas.

tipo	energía (keV)	R_{csda} @1bar (cm)
2º excitado ^{237}Np	59,54	2,0
Xe- K_β	33,64	0,8
Xe- K_α	29,80	0,6
escape Xe- K_α	29,74	0,6
1º excitado ^{237}Np	26,35	0,45
escape Xe- K_β	25,90	0,45

Tabla 4.1: Compendio de los distintos picos del espectro así como su energía y rango csda.

tarjeta de la electrónica T2K.

Las medidas utilizadas para comprobar el paquete de software son las correspondientes a los días comprendidos entre el 28 de Marzo y el 9 de Abril de 2013 y fueron previstas para obtener información sobre los parámetros del gas. Las medidas de este periodo tienen tres aspectos importantes a tener en cuenta: la muestra radioactiva utilizada para caracterizar el detector, la mezcla de gas empleada en el interior del detector y el voltaje de deriva.

Durante estas medidas se empleó una fuente de ^{241}Am situada sobre el cátodo, en el eje de simetría del cilindro. Este isótopo se caracteriza por desintegrarse emitiendo una partícula alfa de 5,5 MeV. El núcleo hijo, ^{237}Np , suele quedar en el primer excitado (2,31 %) o en el segundo excitado (35.9 %), desexcitándose mediante la emisión de un fotón de 26,3 keV o 59,54 keV respectivamente.

El objetivo es que los fotones de la desexcitación interactúen en la cámara, conociendo a su vez el tiempo en que se ha producido la desintegración. Para ello se emplea un detector de silicio sobre la muestra de americio con un umbral alto para detectar la partícula alfa emitida, mientras que el cátodo dispone de una abertura en el metal de 2 cm de radio ocupado por una estructura que mantenga la muestra y que sea transparente a los fotones emitidos. Se emplea la condición de coincidencia de que tanto el detector de silicio como las micromegas superen un cierto umbral para registrar un evento de forma que se minimice, en la medida de lo posible, las coincidencias aleatorias.

Debido a que el objetivo del experimento es medir la desintegración doble beta sin neutrinos del ^{136}Xe , el gas debe de estar compuesto mayoritariamente por xenón con la posibilidad de estar mezclado en una pequeña proporción con otro compuesto que mejore las propiedades del gas para la medida. En este caso se emplea Trimetilamina (TMA), un compuesto que se espera que en combinación con xenón en una proporción adecuada mejore la resolución en energía y la resolución espacial mediante la disminución de la difusión longitudinal y transversal. En las medidas en cuestión se empleo una mezcla de 97,8 % de xenón y 2,2 % de TMA.

Otro aspecto importante es el análisis del espectro teniendo en cuenta los rayos X del xenón y los picos de escape, así como la longitud de la traza de los electrones o rango (Tabla 4.1). El xenón tiene dos rayos X en el rango de interés, Xe- K_β de 33,64 keV y Xe- K_α de 29,80 keV, y que podrían ser detectados. Además existe la posibilidad de que el fotón de 59,54 keV produzca la emisión de uno de los rayos X y que este escape del detector con lo que sería detectado un evento con la diferencia de las energías. Para el caso en que

escapase un $\text{Xe-}K_{\alpha}$ observaríamos un pico de 29,74 keV y cuando escapase un $\text{Xe-}K_{\beta}$ el evento sería de 25,90 keV. El gas empleado opera a una presión de 1 bar. En este gas a esta presión un fotón de 30 keV tendrá un rango CSDA (aproximación de frenado continuo) de ~ 6 mm.

Finalmente, dicho periodo se corresponde con una serie de cinco medidas en las que se modificó el campo de deriva en el rango 65 – 165 V/cm para comprobar la dependencia de las propiedades del gas en función de dicho campo.

El software descrito en el capítulo anterior ha sido utilizado para analizar los pulsos de cada canal y representarlos como un conjunto de gaussianas donde a cada una se le asigna una posición X-Y, una energía, un tiempo y una anchura temporal.

4.2. Medida de los parámetros del gas

En nuestro estudio queremos evaluar la difusión transversal y longitudinal así como la velocidad deriva en función del campo de deriva. Este análisis es independiente de la calibración del detector, por lo que podemos representar el espectro en unidades arbitrarias dadas por la electrónica sin necesidad de asignar un factor de calibración por canal (Figura 4.2). Podemos observar claramente dos picos, el de mayor energía se corresponde con el pico de 59,54 keV, mientras que el de menor energía consiste en la superposición de los otros picos debido a que la resolución en energía no es lo suficientemente buena como para resolverlos.

Debido a las magnitudes que queremos medir, nos interesan aquellos eventos que sean lo más puntuales posibles. Todos los procesos que componen el pico de menor energía se caracterizan por depositar toda su energía en una única traza y que esta sea de una longitud igual o menor a la longitud lateral de un pixel. Por el contrario el pico de mayor energía puede disponer de eventos que depositen toda su energía en una única traza con una longitud de unos 2 cm o de producir un rayo X que sea absorbido dentro del volumen activo encontrándose dos trazas. Por este motivo el análisis se ha restringido a los eventos del pico de menor energía tomando los eventos con una energía comprendida entre 1/2 y 3/2 de la posición del pico.

4.2.1. Velocidad de Deriva

La velocidad de deriva podemos estimarla a partir de la expresión para la velocidad media, conociendo la distancia que separa el ánodo y el cátodo así como los tiempos

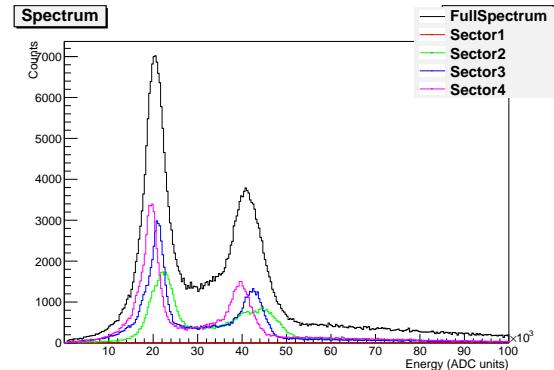


Figura 4.2: Espectro total del día 28 de Marzo representado en negro junto a los espectros en función del sector según el esquema de colores.

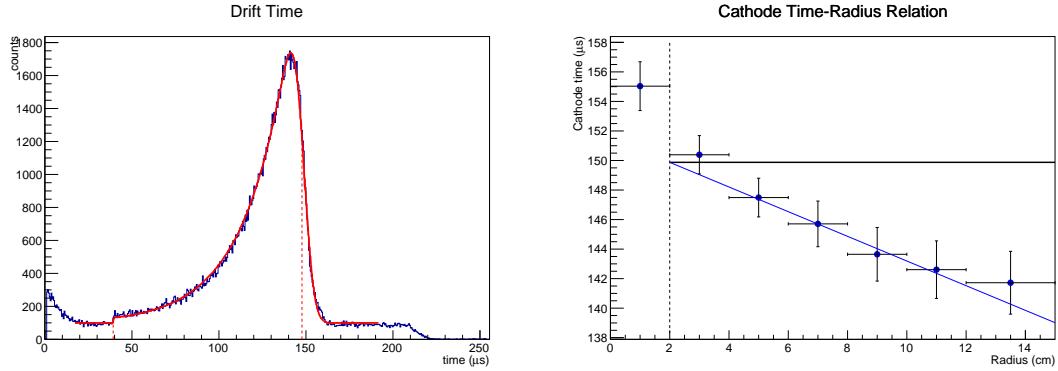


Figura 4.3: (Izquierda) Distribución de eventos en función del tiempo de llegada empleando la posición central de la gaussiana con más carga, así como su ajuste a la expresión 4.2.1. (Derecha) Estimación del tiempo del cátodo en función del radio y su regresión lineal para determinar la posición del cátodo.

en que son detectados los eventos que se producen en cada extremo de la cámara. De la distribución de eventos en función del tiempo (Figura 4.3 Izquierda) se puede observar una distribución de eventos constante de fondo debido a las coincidencias aleatorias. Así mismo se observa un escalón para un valor de tiempo pequeño que se corresponde con el tiempo del ánodo. A partir del tiempo del ánodo el número de eventos crece debido a que existe mayor interacción en la zona próxima a la fuente hasta que se alcanza el tiempo del cátodo. No obstante, en el tiempo del cátodo no existe un corte abrupto y esto requiere tener en cuenta otro factor del detector.

En primera aproximación consideramos que el número de sucesos en función del tiempo decae exponencialmente, de acuerdo a la absorción y obviando efectos geométricos, y que existe un error en la estimación del tiempo del cátodo que puede ser caracterizado por una gaussiana de desviación estándar σ_g . Realizando la convolución de ambas funciones obtenemos la ecuación,

$$f(t) = A \exp \{t/\tau\} \left[\operatorname{Erf} \left(\frac{t_{cat} - \sigma_g^2/\tau - t}{\sqrt{2}\sigma_g} \right) - \operatorname{Erf} \left(\frac{t_{ano} - \sigma_g^2/\tau - t}{\sqrt{2}\sigma_g} \right) \right] \Theta(t - t_{ano}) + B, \quad (4.2.1)$$

donde A es una constante proporcional al número de eventos recogidos, τ está relacionada con la probabilidad de absorción de los fotones, t_{cat} y t_{ano} son los tiempos del cátodo y ánodo respectivamente y B es la densidad de eventos aleatorios. Empleando esta expresión y realizando un ajuste a la distribución se resuelven todos los parámetros.

Para comprender el qué produce esta dispersión en el tiempo del cátodo hay que recordar el agujero que permite el paso de los fotones de la muestra al volumen activo, el cual produce dos efectos. En primer lugar en la zona próxima al agujero se encuentra una perturbación del campo eléctrico donde no será constante. En segundo lugar para radios mayores al borde del agujero se producirá una colimación, la cual se encontrará sombreada debido a la no puntualidad de la fuente. Para mejorar la precisión de la medida del tiempo

del cátodo se puede estudiar éste en función del radio (Figura 4.3 Derecha), y realizar una regresión lineal para los puntos con un radio $4 < R < 12$, aquellos colimados y que no se vean afectados por la perturbación del campo eléctrico del agujero ni de los anillos. Esta recta debe contener también el centro de la muestra radioactiva y el borde del agujero del cátodo, por lo que el cátodo se encontrará en el valor de tiempo en que la recta obtenida tenga valor $R = 2$ cm.

En la Figura 4.4 se representan los datos obtenidos en las medidas realizadas con NEXT-Micromegas y se comparan los resultados con resultados de otros montajes así como con los casos de xenón y TMA puro. Los resultados se complementan con los valores obtenidos numéricamente del programa Magboltz 10.0.1. Magboltz es un programa capaz de estimar numéricamente la velocidad de deriva, así como las difusiones longitudinal y transversa, a partir de las secciones eficaces de las moléculas. Se puede observar que los resultados obtenidos se encuentran sistemáticamente por encima de los valores obtenidos por Magboltz ofreciendo velocidades de deriva más rápidas.

4.2.2. Difusión Longitudinal

Para el estudio de la difusión longitudinal deben realizarse varias consideraciones. En primer lugar, considerada una deposición puntual de la carga su evolución temporal establece que la distribución de ésta al ser detectada tendrá un perfil gaussiano cuya varianza será proporcional al tiempo transcurrido por un factor que es la difusión longitudinal. En segundo lugar consideramos que la distribución inicial de la carga puede describirse como una gaussiana a lo largo de la traza. En tercer lugar, como en el capítulo anterior, consideramos que la función respuesta puede aproximarse a una gaussiana de una anchura relacionada con el 'shapping time'.

La medida la podemos expresar como la convolución de los tres factores. La convolución de dos o más gaussianas da como resultado otra gaussiana cuya varianza es la suma de las varianzas individuales. Con ello obtenemos que la varianza de la señal medida será igual a

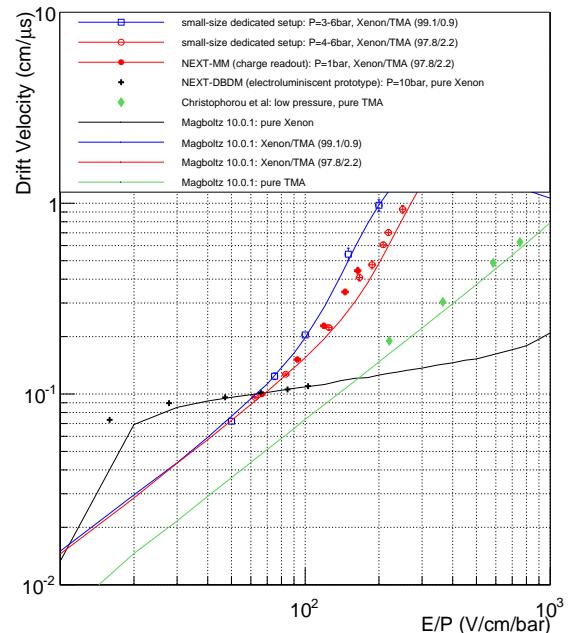


Figura 4.4: Presentación de los resultados de la velocidad de deriva para NEXT-MM y su comparación con los resultados numéricos dados por Magboltz 10.0.1. Se incluye comparación con otros experimentos incluyendo el caso de xenón y TMA puros.

un factor constante más la difusión longitudinal por el tiempo más un factor de dispersión debido a la dirección de la traza. Representando la distribución de eventos en función del tiempo y de la varianza (Figura 4.5 Arriba) se observa una correlación de los eventos. Tomando la varianza de mayor probabilidad a distintos tiempos, y realizando una regresión lineal de ésta frente al tiempo, obtenemos la difusión longitudinal de los electrones en el gas. También observamos la posibilidad de, dada la correlación, eliminar gran parte de las coincidencias aleatorias.

En la Figura 4.5 Abajo se puede observar los valores obtenidos para las distintas medidas, así como la comparación con los resultados numéricos obtenidos con Magboltz para la misma concentración así como para xenón y TMA puro. Podemos observar como el TMA tiene una difusión mucho menor que el xenón y que la adición de pequeñas cantidades de TMA al xenón aproximan la difusión de la mezcla a la del primero, reduciéndose hasta un factor 3 en los campos de deriva bajo los que opera el detector. Los valores obtenidos en el análisis difieren a los obtenidos con Magboltz siendo los primeros ligeramente superiores.

4.2.3. Difusión Transversal

La estimación de la difusión transversal se enfrenta a un problema debido al montaje. A partir de la evolución temporal de una deposición puntual se puede observar que la distribución de carga en los ejes del plano de lectura adquiere un perfil gaussiano por lo que lo habitual sería realizar un ajuste en dos dimensiones de forma similar a como lo hicimos con los pulsos en la dirección perpendicular al plano para calcular la difusión longitudinal. Sin embargo en este caso la difusión transversal típica es del orden $D_T^* = 250 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}} \times \sqrt{\text{bar}}$, esto supone que la desviación estándar de dicha gaussiana será $\sim 1 \text{ mm}$ para el caso en que el evento se produzca junto al

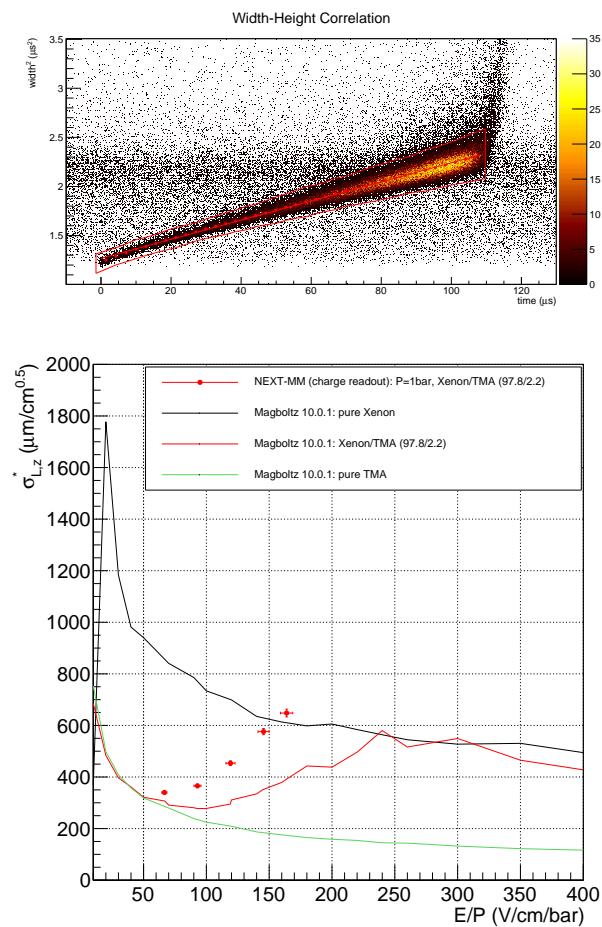


Figura 4.5: (Arriba) Ajuste lineal de los eventos a la distribución en función de la varianza y el tiempo. (Abajo) Representación de los valores obtenido para la difusión longitudinal, y la comparación frente a los valores numéricos obtenidos con Magboltz 10.0.1 para la misma concentración del gas así como para xenón y TMA puros.

cátodo, una distancia muy inferior a la del lado de un píxel. Esto supone que la multiplicidad, número de píxeles que superarán el umbral al recibir carga va a ser muy pequeño y no se podrá realizar el ajuste en dos dimensiones. Se requiere realizar un nuevo planteamiento.

Para ello vamos a considerar la mayor carga depositada en un píxel sobre el total de carga del evento. Dada la gran dispersión que se encuentra en el observable vamos a aplicar el corte dada la correlación de la anchura debida a la difusión longitudinal frente a la altura, y a realizar una media de todos los eventos en distintos intervalos de la altura (Figura 4.6).

Para considerar esto matemáticamente partimos de la siguiente expresión,

$$\left\langle \frac{Q_{\max}}{Q} \right\rangle = \left[\frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-L/2}^{L_2} \frac{1}{\sqrt{2\pi\hat{v}_r}} \exp \left\{ -\frac{(x-x_0)^2}{2\hat{v}_r} \right\} dx dx_0 \right]^2, \quad (4.2.2)$$

el área de una gaussiana normalizada sobre un píxel cuando su centro, x_0 , se encuentra sobre éste. Se integra a todas las posiciones que puede adquirir que puede adquirir el centro de la gaussiana sobre el píxel y se normaliza por la longitud del lado, L . El factor cuadrático es debido a que debe integrarse en la dos direcciones del cuadrado que es el píxel. El resultado de la integral viene dado por la ecuación,

$$\left\langle \frac{Q_{\max}}{Q} \right\rangle = \frac{\left[2\hat{v}_r \left(\exp \left\{ -\frac{L^2}{2\hat{v}_r} \right\} - 1 \right) + \sqrt{2\pi}L\sqrt{\hat{v}_r} \operatorname{Erf} \left(\frac{L}{\sqrt{2\hat{v}_r}} \right) \right]^2}{2\pi L^2 \hat{v}_r}. \quad (4.2.3)$$

Al igual que en el caso de la difusión longitudinal consideramos que la deposición media de carga inicial puede describirse como una gaussiana con varianza \hat{v}_0 . La varianza de la gaussiana medida, \hat{v}_r , vendrá entonces dada por,

$$\hat{v}_r = \hat{v}_0 + D_T^{*2} * z. \quad (4.2.4)$$

Realizando el ajuste el conjunto de puntos a esta expresión recuperamos finalmente un valor para la difusión transversal.

Este método se ha aplicado también con eventos simulados verificando su precisión en condiciones ideales, pero debido a que no se ha encontrado bibliografía en la que se obtuviese la difusión transversal en el caso de que el tamaño del píxel fuese comparable al tamaño de la nube electrónica como es nuestro caso, el método puede estar

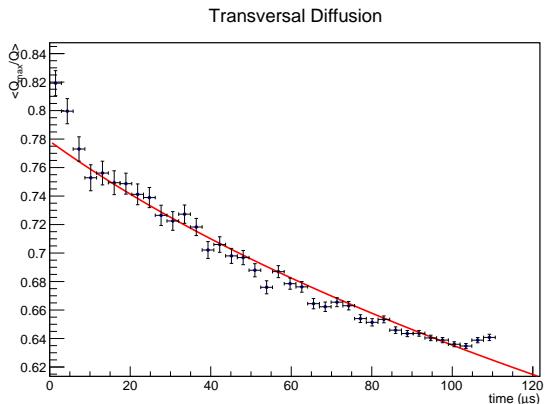


Figura 4.6: Representación del promedio del observable mayor carga depositada sobre un pixel sobre la carga del evento para distintos valores del tiempo y ajustado a la expresión 4.2.3.

sujeto a errores sistemáticos no cuantificados. Por otra parte, en la Figura 4.7 se pueden encontrar representados los distintos valores medidos para la difusión transversal. Se muestran juntos a los valores obtenidos numéricamente mediante Magboltz para la misma concentración así como para xenon y TMA puro. En la figura se observa que, aunque los valores medidos se desvían de los obtenidos con Magboltz, los valores son del mismo orden y se desvían de los resultados numéricos de la misma forma que lo hacen la velocidad de deriva o la difusión transversal.

Parte de la discrepancia puede residir en el hecho de que no se conoce con precisión la proporción exacta de TMA en la mezcla (los parámetros son muy sensibles a pequeñas variaciones). Se trata de un gas que es difícil de eliminar del sistema de recirculación una vez se ha introducido y, por ello, la simple medida del gas de entrada puede que no sea lo suficientemente precisa. Por otra parte, el propio código Magboltz no está totalmente probado para TMA, por lo que, es otra posible razón de las discrepancias en las comparaciones.

Los resultados aquí presentados fueron expuestos en el 3rd Conference on Micro-Pattern Gaseous Detectors celebrado en julio de 2013 en Zaragoza como parte de un póster con el nombre “Xe-TMA for high-pressure Time Projection Chambers”. Posteriormente quedó recogido en los proceedings del congreso publicados en el Journal of Instrumentation tras una revisión por pares [24].

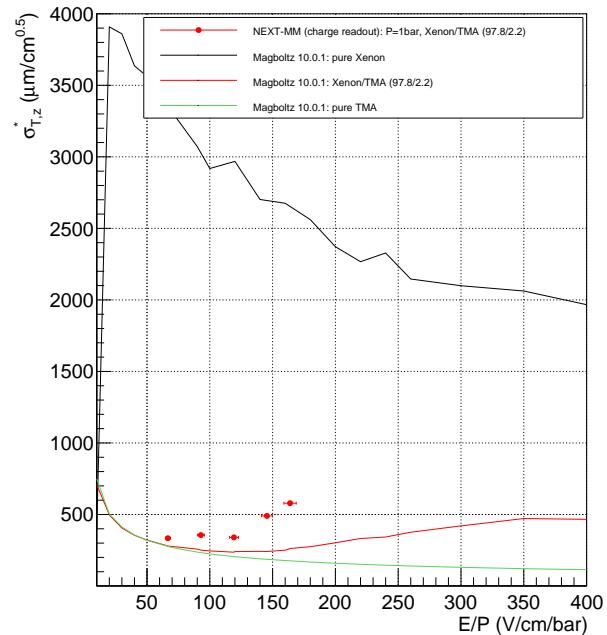


Figura 4.7: Representación de los valores obtenidos en NEXT-MM frente a los obtenidos numéricamente con Magboltz para la misma concentración así como para xenon y TMA puro.

Sumario

En este trabajo se ha ofrecido una breve introducción a la Búsqueda de Sucesos Rápidos. Se han mostrado un conjunto de fenómenos físicos que quedarían agrupados en esta categoría y cómo afectaría su detección a distintas áreas de la física nuclear y de partículas.

Se ha mostrado cómo interactúan las partículas en el detector formando una traza de electrones primarios y cómo estos son derivados hacia el ánodo mientras sufren difusión, hasta ser multiplicados en la zona de avalancha, recogidos y amplificados por el canal en el plano de lectura y finalmente registrados en un ordenador. Se ha realizado un breve recorrido histórico acerca de los detectores gaseosos hasta llegar a las Cámaras de Proyección Temporal con plano de Micromegas, sus usos actuales y las posibles aplicaciones.

Se ha narrado la metodología que sigue el software desarrollado, el cual permite interpretar la señal de salida de cada canal de 512 muestras como una linea base y N gaussianas, operando en el marco de trabajo ROOT. Este software se espera que pueda ser útil en diversos experimentos desarrollados en la Universidad de Zaragoza que consisten en una cámara TPC con electrónica T2K. Las capacidades del software de análisis de pulsos se han puesto a prueba al analizar un conjunto de datos pertenecientes al prototipo NEXT-MM, en las que se pretendía caracterizar la mezcla gaseosa utilizada.

La mezcla en cuestión no se encuentra hasta la fecha debidamente caracterizada. Los resultados obtenidos se han comparado con resultados numéricos calculados mediante Magboltz, ambos se aproximan aunque existen desviaciones sistemáticas que habría que determinar de donde proceden. Los resultados muestran que la difusión longitudinal y transversal mejoran considerablemente respecto al xenón puro, ofreciendo una resolución espacial mejor y por lo tanto mejorando las condiciones para el experimento NEXT. El número de medidas elaboradas ayudan a disponer de una buena estimación del orden de los parámetros, pero no una buena caracterización del gas para conocer cual sería el punto óptimo de operación, por lo que sería recomendable realizar una caracterización más profunda de esta mezcla.

El software de análisis ha demostrado no sufrir problemas de convergencia con eventos prácticamente puntuales, ofreciendo la oportunidad de realizar medidas de los parámetros del gas. Así mismo, los eventos de fondo de mayor energía y longitudes de traza más largas no han mostrado problemas de convergencia mayores respecto a los eventos de americio. Sin embargo, sería recomendable enfrentar estas herramientas a un estudio en que las trazas fuesen largas para asegurarse de su utilidad para cualquier análisis de bajo nivel que emplee electrónica T2K.

Bibliografía

- [1] F. Reines et al, *Evidence for high-energy cosmic ray neutrino interactions*, Phys. Rev. Lett. **15**:429-433, 1965
- [2] Ahmad, Q.R. et al (SNO Collaboration), *Measurement of the Rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ Interactions Produced by ${}^8\text{B}$ Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory*, Phys. Rev. Lett. **87** (2001)071301
- [3] Fukuda Y. et al (Super-Kamiokande Collaboration), *Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos*, Phys. Rev. Lett. **81** (1998)1562
- [4] Abe, S. et al (The KamLAND Collaboration), *Precision Measurement of Neutrino Oscillation Parameters with KamLAND*, Phys. Rev. Lett. **100** (2008)221803
- [5] An, F.P. et al, *Observation of Electron-Antineutrino Disappearance at Daya Bay*, Phys. Rev. Lett. **108** (2012)171803
- [6] S.T. Petcov, *The Nature of Massive Neutrinos*, 2013, arXiv: 1303.5819v1
- [7] J.J. Gómez-Cadenas et al, *NEXT, high-pressure xenon gas experiments for ultimate sensitivity to majorana neutrinos*, Journal of Instrumentation **7**:C11007 (2012)
- [8] Frank T. et al, *Double beta decay, Majorana neutrinos, and neutrino mass*, Rev. Mod. Phys. **80** 481
- [9] Zwicky, F., *Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*, Helvetica Physica Acta **6**: 110-127
- [10] Rubin, V.C., Ford, W.K.Jr. *Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions*, The Astrophysical Journal **159**: 379
- [11] R. Bernabei et al, *New results from DAMA/LIBRA*, Eur. Phys. J. C, 67:39-49, 2010
- [12] C.A. Baket et al, *Improved experimental limit on the electric dipole moment of the neutron*, Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 131801
- [13] H.Y. Cheng, *The Strong CP Problem Revisited*, Phys. Rept. **158** (1988) 1
- [14] R.D. Peccei and H.R. Quinn, *CP Conservation in the Presence of Instantons*, Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 1440-1443

- [15] R.D. Peccei and H.R. Quinn, *Constraints imposed by CP conservation in the presence of instantons*, Phys. Rev. D. **16** (1977) 1791-1797
- [16] A. Oed, *Position-sensitive detector with microstrip anode for electron multiplication with gases*, Nucl. Instrum. Meth. A 263 (1988) 351
- [17] Y. Giomataris, Ph. Reboursgeard, J.P. Robert, G. Charpak, *MICROMEGAS: a high-granularity position-sensitive gaseous detector for high particle-flux environments*, Phys. Res. A 376 (1996) 29-35
- [18] S. Cebrián et al, *Pattern recognition of ^{136}Xe double beta decay events and background discrimination in high pressure xenon TPC*, Phys. G: Nucl. Part. Phys. 40 125203
- [19] Francisco José Iguaz Gutiérrez, *Development of a time projection chamber prototype with micromegas technology for the search of the double beta decay of ^{136}Xe* , PhD. Thesis, Universidad de Zaragoza (2010)
- [20] P. Abbon et al, *The MicroMegas detector of CAST experiment*, New J. Phys. 0, 170 (2007)
- [21] Armengaud, E. et al, *Conceptual Design of the International Axion Observatory (IA- XO)*, JINST 9 (2014) T05002
- [22] Alfredo Tomás Alquézar, *Developmen of Time Proyection Chambers with Micromegas for Rare Event Searches*, PhD. Thesis, Universidad de Zaragoza (2013)
- [23] Laura Seguí Iglesia, *Pattern Recognition in a High Pressure Time Projection Chamber prototype with a Micromegas readout for the ^{136}Xe double beta decay*, PhD. Thesis, Universidad de Zaragoza (2013)
- [24] V. Álvarez et al, *Characterization of a medium size Xe/TMA TPC instrumented with microbulk Micromegas, using low-energy γ -rays*, JINST **9** C04015 (2014)