

Estudios de sensibilidad a SN utilizando un detector TPC esférico

Trabajo de Fin de Máster

Autor:

Francisco López Gómez

Directores:

Javier Alberto Galán Lacarra

David Díez Ibáñez

Facultad de Ciencias

2021

Resumen

El análisis de eventos astronómicos mediante diferentes mensajeros provenientes del medio interestelar es uno de los campos más desarrollados en el campo de la astrofísica, especialmente en el estudio de sucesos raros como las supernovas. Uno de los grandes problemas es la posibilidad de que estos mensajeros pueden interactuar y alterarse a lo largo de su trayectoria. Por este motivo una de las últimas propuestas considera la detección de neutrinos como mensajeros ideales, en especial nos centraremos en el proceso de dispersión elástica coherente de neutrinos por un núcleo ($CE\nu NS$). Este canal de detección nos permitiría predecir y detectar eventos de supernovas mucho antes que cualquier otro experimento. Actualmente los detectores de neutrinos requieren de una gran extensión, lo cual limita en gran medida la cantidad de detectores disponibles y el control de los mismos. En este trabajo estudiaremos el diseño un detector gaseoso TPC con geometría esférica (STPC) y su viabilidad gracias a su bajo ruido electrónico y umbral de detección. Analizaremos las distintas características del detector, como el gas blanco a utilizar así como las diferentes configuraciones del mismo teniendo en cuenta su geometría, ubicación y la posible adición de un tanque de agua como sistema de reducción del fondo de detección. Para ello realizaremos análisis y simulaciones de las diferentes contribuciones al fondo de la señal de neutrinos donde obtendremos una señal de $6.38 \text{ eventos keV}^{-1}\text{s}^{-1}$ con un fondo de $7 \text{ eventos keV}^{-1}\text{s}^{-1}$, concluyendo la posible viabilidad de la construcción del detector STPC en superficie con un tanque de agua usando mayores presiones o blindajes.

Abstract

The analysis of astronomical events through multiple messengers coming from interstellar medium is one of the most developed fields in the branch of astrophysics, in particular the rare event search like supernovae. One of the biggest issues is the chance that this messengers can interact and disturb along its trajectory. For this reason the latest proposals consider neutrino detection as ideal messengers, especially we will exploit the benefits of coherent elastic neutrino-nucleus scattering ($CE\nu NS$). This detection channel would allow us predict and detect early supernovae long before any other experiment. Nowadays neutrino detection requires detectors covering large areas, which is the biggest limitation in the quantity and operation thereof. In this dissertation we are going to focus on the design and viability of a spherical time projection chamber (STPC) due to its low electronic noise and energy threshold. We will analyze the different characteristics of the detector, the target gas to be used as well as various configurations given the geometry, location, and the possible addition of a water tank like a background reduction system. For this purpose simulations are required to study the neutrino signal background, in which we get a signal with $6.38 \text{ events keV}^{-1}\text{s}^{-1}$ with a background of $7 \text{ events keV}^{-1}\text{s}^{-1}$, concluding the likely viability of aboveground STPC detector surrounded by a water tank with higher pressures or shields.

Agradecimientos

Quiero agradecer a mis directores Javier Galán Lacarra y David Díez Ibáñez por su gran ayuda, dedicación y paciencia que han tenido durante la realización de este trabajo. También quiero agradecer a mi familia por darme el apoyo incondicional durante este tiempo y permanecer siempre conmigo.

Índice

1. Introducción	1
2. Objetivos del trabajo	1
3. Supernovas: Producción y detección	2
3.1. Fuentes de emisión en supernovas	3
4. Neutrinos como mensajeros del universo	6
4.1. Principios de detección	7
4.2. Experimentos actuales con capacidad de detección de neutrinos	9
5. Cámaras de proyección temporal	11
5.1. Cámara esférica (STPC)	12
6. Metodología y software	14
7. Análisis del gas blanco	16
8. Análisis del fondo	19
8.1. Fondo cósmico	19
8.2. Fondo por activación	20
8.3. Fondo natural	22
9. Reconstrucción de eventos. Fondo y señal	22
9.1. Optimización de la señal	22
9.2. Fondos de detección	23
9.2.1. Fondo de detección para diferentes tanques de agua	23
9.2.2. Fondo de detección para diferentes materiales	24
9.2.3. Fondo de detección óptimo	26
10. Conclusiones	27
Bibliografía	28

1. Introducción

El estudio de los cuerpos celestes del universo ha sido una de las disciplinas físicas realizadas desde antes de la aparición de los propios fundamentos de la física clásica. El interés tras esta investigación se encuentra en la expansión de nuestro conocimiento sobre el cosmos así como los efectos que pueden provocar los diferentes objetos astronómicos sobre nuestro planeta, por ejemplo, la conocida influencia que posee nuestro satélite más cercano sobre las mareas terrestres. A lo largo de la historia muchos avances teóricos han permitido ir explicando en cierta medida el comportamiento de los diferentes cuerpos, pero uno de los mayores avances en la modelización completa del universo y su contenido fue gracias a ley de gravitación universal propuesta por Isaac Newton en 1687. Gracias a esta el comportamiento de la mayoría de los cuerpos celestes estaba ya predecido y la astrofísica se encontraba en su apogeo, sin embargo, todavía existían pequeños problemas inexplicables tales como la precesión del perihelio de Mercurio o la velocidad de rotación de estrellas de una galaxia.

Para solucionar estos problemas existieron muchas propuestas, incluso la propia modificación de la ley de gravitación; pero no fue hasta la Relatividad General de Albert Einstein que todos estos problemas fueron solucionados. Por supuesto, la relatividad general como teoría debe ser puesta a prueba experimentalmente para seguir validándola. Por ello el desarrollo teórico de la descripción del universo también iba acompañada de avances tecnológicos en el referente a la detección y estudio de los objetos y sucesos astronómicos. Uno de los eventos más importantes de todo el cosmos son las supernovas (SN), grandes explosiones de cuerpos celestes capaces de iluminar una galaxia y con gran información para los astrofísicos. El estudio de SN se realiza mediante la detección de los elementos y partículas emitidas durante la explosión, entre las que se encuentran fotones, neutrinos, rayos cósmicos o núcleos atómicos. A pesar de la gran cantidad de material expulsado en una SN, la detección directa solamente es posible para fotones y neutrinos.

La ventaja de los neutrinos respecto a los fotones es que estos últimos tardan más tiempo en llegar debido a que interactúan durante su viaje, y por tanto los neutrinos es un método de detección temprana de supernovas. Para detectar los neutrinos existen diferentes procesos, pero la dispersión elástica coherente entre neutrino y núcleos atómicos ($CE\nu NS$) se ha mostrado como uno de los canales de detección con mayor sección eficaz de todos los conocidos. La gran desventaja aparece en la señal obtenida por el retroceso nuclear, que solo es de unos pocos keV, por lo que se requieren detectores sensibles a depósitos de energía tan bajos. Las cámaras de proyección temporal (TPC) se componen de vasijas rellenas de un gas noble sometido a un campo eléctrico que sufrirá el retroceso nuclear. Este diseño nos permite alcanzar umbrales de detección inferiores al keV y tener un bajo ruido electrónico, crucial en los experimentos de sucesos raros. Aun así harán falta estudios sobre los fondos de detección para tener niveles que no enmascaren nuestra señal además de otras técnicas y blindajes que nos permitan obtener una mejor señal, especialmente importante al buscar un detector fuera de un laboratorio subterráneo.

2. Objetivos del trabajo

El objetivo principal del trabajo aquí expuesto es el estudio de un detector esférico con tecnología TPC con umbral de detección sub-keV para la detección temprana de supernovas a través de la emisión de neutrinos durante la misma; así como la viabilidad de su construcción fuera de un laboratorio subterráneo mejorando la competitividad que los detectores actuales presentan, lo que reduciría costes de desarrollo y problemas de logística, mantenimiento, etc,

pero supone un problema desafiante al estar expuesto a la radiación cósmica.

Para ello realizaremos un análisis teórico y bibliográfico de las supernovas y las propiedades de los neutrinos emitidos (secciones 3 y 4). Tras escoger el proceso por el cual detectaremos los neutrinos pasaremos a relatar el funcionamiento del detector TPC esférico (sección 5). La metodología para el estudio del detector mediante simulaciones se enumerará en la sección 6. Después pasaremos a obtener los resultados de los análisis en las diferentes partes de interés del detector, como el gas blanco (sección 7) y los fondos de detección cósmico, por activación y natural (sección 8). Finalmente discutiremos brevemente el proceso de optimización y mejora de la señal y comentaremos los resultados (sección 9) para diferentes configuraciones del detector.

3. Supernovas: Producción y detección

Las supernovas son uno de los posibles finales del ciclo de vida de una estrella masiva o una enana blanca. Durante una gran parte de su vida, las estrellas se dedican a fusionar átomos de hidrógeno en helio en su núcleo alcanzando temperaturas de 10^7 K y presiones de 10^9 bar. Estas reacciones liberan grandes cantidades de energía que tienden a expandir la estrella, oponiéndose así a la fuerza gravitatoria que tiende a colapsar la estrella sobre sí misma debido a su gran masa. Tras millones de años la estrella llegará a un punto donde la cantidad de hidrógeno a fusionar será insuficiente, por lo que comenzará a fusionar núcleos de helio. Este proceso irá aumentando progresivamente la metalicidad de la estrella y continuará hasta que el producto generado en la fusión sea hierro, el elemento con la mayor energía de ligadura por nucleón posible. Aquí la estructura de la estrella es drásticamente diferente ya que ahora está compuesta por múltiples capas con un núcleo de hierro y elementos más ligeros según nos alejamos (figura 1a). En este punto crítico, donde la estrella ya no es capaz de fusionar elementos, pueden existir cuatro mecanismos [1] que den lugar al colapso: si la estrella posee un núcleo metálico con una masa superior a la masa de Chandrasekhar ($1.44 M_{\odot}$) la presión de degeneración debida al principio de exclusión de Pauli entre los núcleos de hierro será incapaz de contrarrestar la presión gravitatoria; en núcleos compuestos de oxígeno, magnesio y neón, estos dos últimos elementos pueden empezar a producir captura electrónica y liberar la energía suficiente como para fusionar oxígeno, de manera que se empiezan a producir elementos del grupo del hierro mientras la temperatura y densidad sigue aumentando hasta el colapso; para estrellas con masas superiores a $250 M_{\odot}$ se puede producir radiación γ en el núcleo, lo que puede dar lugar a la fotodesintegración de los núcleos y reducir la temperatura y presión de la estrella; y un último colapso puede ocurrir cuando tras la fusión del helio en el núcleo se han generado las suficientes parejas electrón-positrón como para reducir la presión que contrarresta la gravedad.

Salvo ciertos casos todas las supernovas generadas mediante estos procesos se conocen como tipo II ya que sus espectros de emisión contienen las líneas de emisión del hidrógeno. En el caso de supernovas tipo I, la estrella participante en el proceso presenta una masa y temperatura insuficiente como para que su núcleo sea capaz de producir hierro mediante fusión, tan solo será capaz de generar un núcleo de carbono y oxígeno. Cuando las capas exteriores de la estrella se vean arrancadas por los vientos estelares y se genere una nebulosa planetaria, el núcleo quedará expuesto y pasará a conocerse como una enana blanca. Dicha enana blanca continuará emitiendo radiación proveniente de la época en la que era capaz de fusionar elementos, sin embargo, si mediante algún proceso la enana blanca consigue aumentar su masa hasta $1.44 M_{\odot}$, por ejemplo en un sistema binario, la presión de degeneración será insuficiente y la enana blanca colapsará en una supernova tipo Ia.

También existen supernovas tipo Ib y tipo Ic según la presencia de líneas de emisión de otros elementos químicos como helio y silicio ionizado (figura 1b), aunque estas supernovas han sido solamente observadas en regiones de formación estelar.

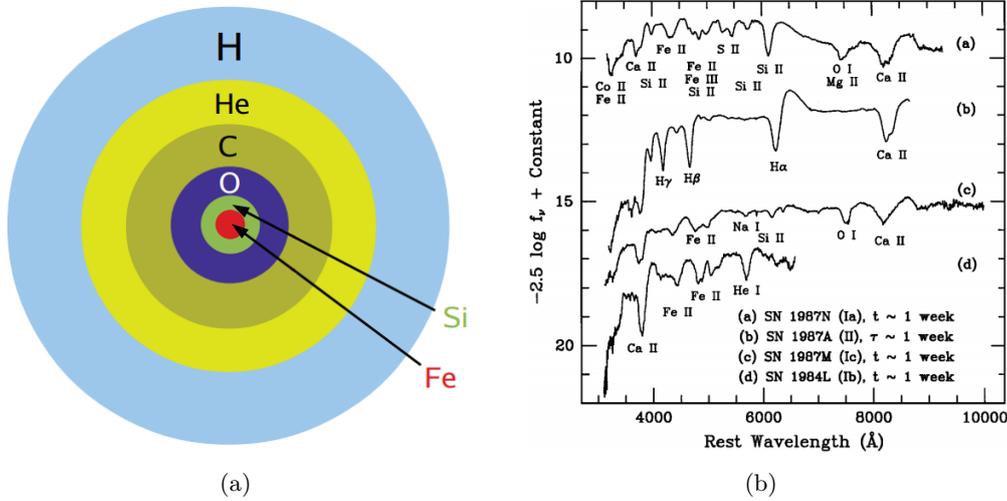


Figura 1: (a) Estructura de capas de una estrella [2] tras llegar al límite de su capacidad de fusionar núcleos y (b) espectros de emisión de diferentes tipos de supernovas [3], donde podemos observar la ausencia de líneas de emisión de hidrógeno en la SN tipo I.

3.1. Fuentes de emisión en supernovas

Tras el colapso de la estrella en una supernova, gran parte de los elementos químicos conocidos son generados en un corto periodo de tiempo, los cuales serán disgregados por todo el medio interestelar a través de la onda de choque producida. Además de estos núcleos, otros tipos de partículas pueden generarse durante un mayor periodo de tiempo y en mayor abundancia. Estas partículas se conocen como mensajeros, ya que a partir de ellas podemos obtener información sobre la supernova. Cabe destacar que, como veremos a continuación, cada mensajero presenta sus propias características por lo que debemos adaptar nuestros detectores según nuestro objetivo.

1. Fotonos: La emisión de fotonos durante una SN es principalmente debida a las desintegraciones de los elementos químicos generados en la propia explosión. Debido a la gran variedad de elementos químicos, los rangos de energía oscilan desde ondas de radio hasta rayos γ producidos por ejemplo mediante la desintegración β^+ y desexcitación del ^{56}Ni donde se emiten fotonos de 1.56 MeV. Este mensajero ha sido el más utilizado en la detección de eventos astronómicos a pesar de que a grandes distancias los fotonos pueden sufrir interacciones electromagnéticas con el medio interestelar.
2. Ondas gravitacionales: Debido a la asimetría de la energía emitida durante la explosión de una supernova esta es capaz de generar un cambio en el momento cuadrupolar, y parte de la energía emitida puede propagarse mediante ondas gravitacionales, grandes fluctuaciones del espacio-tiempo capaces de recorrer distancias de millones de años luz por todo el universo. Las ondas emitidas presentan un periodo cerca del milisegundo, por lo cual los detectores de ondas gravitacionales actuales son capaces de detectarlos, aunque todavía no se ha medido ninguna onda gravitacional proveniente de supernovas. No obstante estos detectores presentan además grandes complicaciones ya que las ondas gravitacionales al

llegar a la tierra solamente son capaces de generar distorsiones de 10^{-18} m por lo que son necesarios detectores de varios kilómetros, tales como LIGO o VIRGO.

3. Rayos cósmicos: Protones, partículas α y núcleos atómicos son expulsados en una SN en lo que se conocen como rayos cósmicos, ráfagas de partículas a velocidades relativistas. Cuando estas partículas llegan a la atmósfera terrestre, interactúan y generan más partículas secundarias como piones o neutrones. Estos a su vez siguen interactuando y se producen las conocidas cascadas electromagnéticas (EAS) compuestas de muones, neutrinos, electrones y fotones. Estos mensajeros son utilizados principalmente para estudios en la frontera de energías, aunque para reconstruir el rayo cósmico tras la cascada hace falta conocer todas las partículas generadas en el proceso que se dispersan a lo largo de kilómetros.
4. Neutrinos: Una de las partículas más elusivas del universo, el neutrino, es generado en cantidades del orden de 10^{58} , llevándose consigo una energía de 10^{56} MeV. Existen múltiples mecanismos de generación de neutrinos: captura electrónica de un núcleo o protón, desintegración de un par electrón-positrón, fotoaniquilación o Bremsstrahlung entre nucleones. Pese a esto, existe una clara diferencia en los espectros de cada sabor de neutrino debida a las posibles interacciones de cada uno. Mientras los neutrinos electrónicos pueden interactuar mediante los bosones Z^0 y W^\pm , lo que se conocen como corrientes neutras (NC) o cargadas (CC), los neutrinos muónicos y tauónicos solo interactúan mediante NC. Durante este trabajo no tendremos en cuenta la probabilidad de oscilación entre sabores, ya que es una característica propia de cada supernova y energía del neutrino. Las diferentes interacciones de cada sabor se verán reflejadas en los procesos capaces de generarlos así como la facilidad de propagación durante la supernova. Existen 6 fases previas a la aparición de una supernova en la que se producen neutrinos, que son las siguientes:
 - a) Comienzo del colapso: Cuando la estrella o enana blanca supera la masa de Chandrasekhar, su temperatura empieza a elevarse hasta unos pocos MeV, momento en el que los fotones generados poseen la energía suficiente como para romper los núcleos de hierro en elementos más ligeros o nucleones. Esto provoca un aumento de la temperatura, y mientras la densidad sigue aumentando, la energía que poseen los electrones permite que los núcleos y nucleones realicen captura electrónica, liberando así neutrinos electrónicos.
 - b) Trampa de neutrinos: Conforme la densidad sigue aumentando en el interior de la estrella los neutrinos electrónicos dejan de ser capaces de escapar del núcleo estelar debido a la dispersión mediante NC con los neutrones, ya que su sección eficaz domina sobre la dispersión con protones. En las capas más externas donde la densidad aún no es suficiente se siguen generando y escapando neutrinos electrónicos.
 - c) Comienzo de la onda choque: Pocos milisegundos después de que los neutrinos no puedan escapar y la densidad alcance los 10^{12} g cm $^{-3}$, los nucleones más internos de la estrella empiezan a sentir la repulsión entre ellos, lo que se opone a una mayor compresión. Este balanceo de fuerzas genera una onda de choque que viaja hacia afuera del núcleo, evitando temporalmente su colapso (figura 2).
 - d) Ráfaga de neutrinos: Las continuas ondas de choque disminuyen localmente la densidad del medio hasta un punto en el que el núcleo se vuelve transparente a los neutrinos, lo que genera la principal ráfaga de neutrinos que emitirá la supernova en todo el proceso. Esta pérdida de neutrinos electrónicos genera una caída en el

valor del número leptónico, por lo que la aparición de positrones para compensar esta pérdida se ve favorecida. Estos positrones pueden aniquilarse con los electrones del medio y generar pares neutrino-antineutrino de cualquier sabor.

- e) Estancamiento y reignición del proceso: Mientras la onda de choque se desplaza por el medio algunos de los núcleos son desintegrados debido a la brusca diferencia de temperatura, presión y otras condiciones entre la zona anterior y posterior al frente de ondas. Esta desintegración, junto a la emisión previa de la ráfaga de neutrinos reduce el avance de la onda, deteniendo el inicio de la explosión de la supernova. El método exacto por el cual se reinicia el proceso es desconocido hoy en día, pero se considera que los neutrinos pueden ser capturados por los nucleones y emitir así electrones y positrones que dejarán su energía en el medio. Mientras la onda de choque seguirá acumulando material en el interior del núcleo que favorece la emisión de todo tipo de neutrinos, e instantes después se producirá la explosión.
- f) Enfriamiento : Tras la acumulación de material en el futuro núcleo de la estrella de neutrones (incluso después de la explosión) la estrella comienza a enfriarse mediante el mecanismo de Kelvin-Helmholtz¹ y liberar la energía restante en forma de neutrinos de cualquier sabor durante un tiempo equivalente a la escala temporal de la difusión de neutrinos (≈ 13 s). Aun así, los neutrinos generados al inicio poseen energías en torno a los 100 MeV, por lo que la probabilidad de escape es casi nula. Estos irán depositando parte de su energía antes de escapar de la estrella con energías de unas pocas decenas de MeV; de hecho, esta deposición de energía se considera que es la suficiente como para empezar a formar ya elementos químicos superiores al hierro.

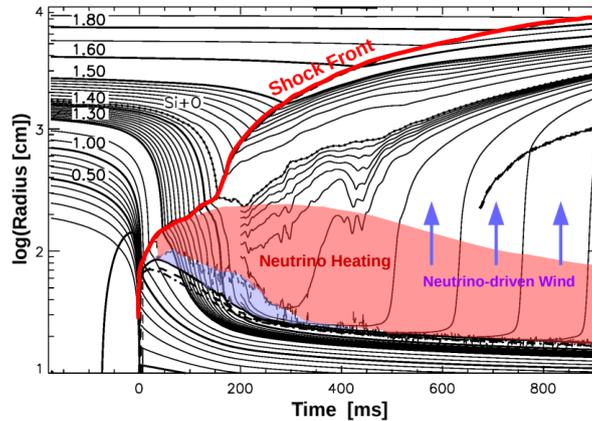


Figura 2: Evolución de las fases de emisión de neutrinos durante una supernova para estrellas de diferentes masas [4]. Podemos observar cómo evoluciona el frente de ondas, considerado a tiempo $t=0$, así como las zona de estancamiento (azul), reignición (rojo) y el viento de neutrinos (momento en el que la energía de los neutrinos se cede para formar elementos químicos).

Pese a la gran cantidad de neutrinos generados, la mayoría de estos serán indetectables debido a que su única interacción con la materia se realiza mediante la fuerza débil cuya sección eficaz de interacción es del orden de 1 pb.

La detección de neutrinos es relativamente novedosa aunque existen múltiples experimentos que han permitido confirmar propiedades de los neutrinos, como la oscilación de neutrinos. Por

¹Este explica como el enfriamiento de una estrella o astro reduce la presión opuesta a la presión gravitatoria, de manera que las densidades y temperaturas del núcleo aumentan, lo que calienta parcialmente la estrella y permite emitir aún grandes cantidades de energía mediante diferentes procesos o partículas.

supuesto, las supernovas no son las únicas fuentes de neutrinos por lo que necesitamos analizar los tipos de neutrinos generados por otras fuentes.

4. Neutrinos como mensajeros del universo

La emisión de neutrinos en eventos astronómicos no es solamente característico de las supernovas, existen muchos procesos en el universo capaces de generar grandes cantidades de estas partículas, sin embargo, cada uno de estos emite en un rango de energías característico, por lo que identificar el rango de energías de emisión nos permite conocer el rango de energías en el que debemos buscar en nuestro detector y por tanto saber si necesitamos detectores con una mayor sensibilidad o menor umbral. Si clasificamos los neutrinos según su origen nos encontramos los siguientes casos:

- Solares: El Sol, la estrella más cercana a la Tierra, genera energía mediante procesos de fusión termonuclear conocidos como los ciclos $p-p$ y CNO. En estos procesos se fusionan átomos de hidrógeno en helio, y durante el proceso se liberan fotones, neutrinos y energía. La mayoría de la energía es emitida mediante fotones o calor. Tan solo un 2-3% de la energía de cada proceso se la llevan los neutrinos, lo que deja una energía promedio en torno 0.53 MeV, con un flujo de $10^{11} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.
- Atmosféricos: Como mencionamos en la sección 3.1, uno de los mensajeros del universo posible son los rayos cósmicos, los cuales generan cascadas electromagnéticas al interactuar con la atmósfera. En estas cascadas una de las posibles partículas que pueden generarse son los neutrinos, aunque debido al gran número de fuentes de rayos cósmicos y el amplio rango de energías que estos abarcan, el espectro de neutrinos generados es uno de los más amplios, empezando desde unos pocos GeV hasta 10^{11} GeV, lo que se aleja en gran medida de nuestra región de interés.
- Big Bang: También conocidos como neutrinos reliquia (CNB), estas partículas se desacoplaron de la materia un segundo después del Big Bang. Aunque la densidad de neutrinos reliquia actual es en parte comparable con la radiación del fondo de microondas ($\langle n_\nu \rangle = 56 \text{ cm}^{-3}$, $\langle n_\gamma \rangle = 450 \text{ cm}^{-3}$) la cual es detectable, la temperatura de estos neutrinos según la teoría de nucleosíntesis actual se encuentra en $T_\nu = (4/11)^{1/3}T_\gamma = 1.95 \text{ K} \approx 1.67 \cdot 10^{-4} \text{ eV}$, por lo que resulta totalmente imposible la detección actual de estas partículas.
- Supernova: Los neutrinos emitidos aquí poseen energías de MeV, cuyo espectro de energías es visible en la figura 3 según la siguiente expresión [5]

$$\frac{dN}{dE_\nu} = \frac{252\Lambda}{31\pi^2 T} \frac{(E_\nu/T)^4}{1 + e^{E_\nu/T}} \quad (4.1)$$

donde E_ν es la energía de cada neutrino, T la temperatura en la emisión (3.5, 5 y 8 MeV para ν_e , $\bar{\nu}_e$ y otros sabores, respectivamente) y $\Lambda = U_\nu/T$ con U_ν la energía total emitida en forma de neutrinos ($\approx 5 \cdot 10^{52}$ erg). A pesar de que las supernovas más cercanas observadas se encuentran a miles de parsecs nuestro detector será sensible a estos neutrinos.

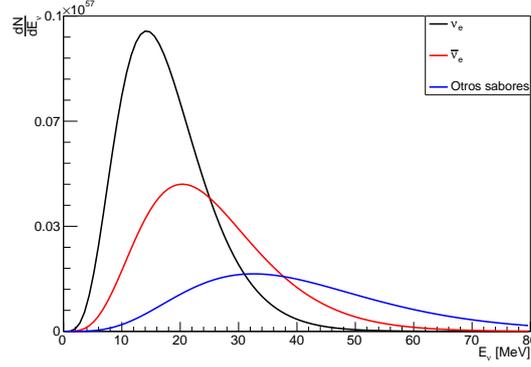


Figura 3: Distribución de energías en la emisión de neutrinos por una SN. Como vemos los neutrinos electrónicos son los más abundantes durante la ráfaga, por ello y debido a que presentan una mayor sección eficaz con diferentes objetivos, nos centraremos en estos.

Además de estas fuentes, también existen más procesos capaces de generar neutrinos indirectamente, tales como agujeros negros, *quasars*, *blazars*, o núcleos galácticos activos. En estos la materia se ve acelerada hasta energías de EeV, lo que genera rayos cósmicos de ultra alta energía. Estos rayos cósmicos son capaces de interactuar con el CMB generando piones de alta energía, $p + \gamma_{\text{CMB}} \rightarrow n + \pi^+$, los cuales pueden desintegrarse en neutrinos, aunque las energías que son capaces de alcanzar los neutrinos aquí son de EeV con flujos de $10^{-24} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, lo que los hace también indetectables.

4.1. Principios de detección

Después de conocer los neutrinos emitidos en supernovas pasemos a estudiar como interactúa el neutrino con la materia, ya que escoger un canal de detección específico nos limitará la capacidad de eventos detectables así como la tecnología de los sensores necesaria para registrar los productos del proceso. La mayoría de los detectores de neutrinos se encuentran en uno de los siguientes tres grupos según la partícula con la que interactúa:

1. **Electrones:** Este canal de detección es uno de los más usados debido a su facilidad por su construcción, ya que no requiere de ningún tipo de material detector especial como cristales centelleadores o gases nobles y además ha permitido extraer información de parámetros del Modelo Estándar y predicciones. La interacción que sucede es una dispersión elástica de un neutrino con un electrón mediante corrientes cargadas o neutras, fácilmente registrable por cualquier sensor.
2. **Nucleones:** El principal canal de detección en este grupo es el decaimiento beta inverso (IBD) $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$. Esta reacción tiene un umbral de energía de 1.8 MeV, por lo que los neutrinos de energías inferiores no pueden ser detectados. Ya que la sección eficaz es mucho mayor este es uno de los principales canales escogidos en los detectores de agua de gran extensión, como Super-Kamiokande. También existe la dispersión elástica entre neutrinos y nucleones, aunque su sección eficaz es inferior al IBD y necesita umbrales por debajo del MeV.
3. **Núcleos:** Una de las interacciones mediante CC es la captura del neutrino, $\nu_e + \frac{A}{Z}X \rightarrow e^- + \frac{N-1}{Z+1}Y$, donde la sección eficaz cambiará en función del núcleo y de la energía del neutrino. También existen reacciones donde se inducen neutrones, como en el plomo; pero como

podemos ver en la figura 4 la mayor de las secciones eficaces se corresponde a la dispersión elástica coherente del neutrino con el núcleo (CE ν NS). Aquí el neutrino interactúa mediante NC y genera un retroceso nuclear de energía ínfima, motivo por el cuál este canal ha sido de los últimos en detectarse experimentalmente.

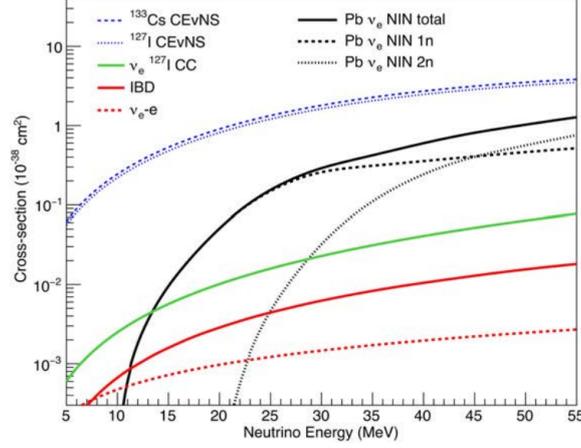


Figura 4: Sección eficaz del CE ν NS para diferentes núcleos y otros procesos donde también interactúan neutrinos [6]. Vemos como la dispersión elástica nos proporciona una mayor capacidad de detección respecto al plomo, aunque la dificultad de detectar el retroceso de energía había impedido utilizar e identificar este canal hasta ahora.

Al poseer la mayor interacción con los neutrinos, será la dispersión elástica coherente el proceso que tendremos en cuenta a la hora de escoger el detector. Mediante la dispersión del neutrino, la energía que adquirirá el núcleo a través del retroceso será:

$$E_{recoil} = \frac{2m_N(E_\nu \cos \theta)^2}{(E_\nu + m_N)^2 - (E_\nu \cos \theta)^2} \quad (4.2)$$

donde m_N es la masa del núcleo y $\theta \in [0, \pi/2]$ es el ángulo de dispersión. Si consideramos el caso de máxima energía depositada cuando $\theta = 0$, el rango de energías de detección de eventos debidos a neutrinos electrónicos se encuentra en el rango de los MeV [6], con máximos en 3.4, 0.7 y 0.1 MeV según el gas a elegir (figura 5a), por lo que escoger núcleos ligeros mejora nuestra señal. Aun así escogeremos núcleos pesados que nos proporcionan una menor señal, ya que estos poseen una mayor sección eficaz de dispersión y nos dejarán una mayor cantidad de eventos en nuestro detector.

Con el espectro de energías de neutrinos y conociendo el tipo de interacción que sucede, podemos estimar el ritmo de eventos promedio que detectaremos durante la ráfaga, que será [5]:

$$C_v = 153 \left(\frac{R}{4m} \right)^3 \left(\frac{N}{22} \right)^2 \left(\frac{10 \text{ kpc}}{D} \right)^2 \frac{U_\nu}{5 \cdot 10^{53} \text{ erg}} \frac{P}{10 \text{ atm}} \frac{300 \text{ K}}{T_0} \quad (4.3)$$

donde R es el radio externo de la vasija que contiene el gas del detector, N el número neutrónico del gas, D la distancia a la supernova, P la presión del gas, T_0 la temperatura del gas y U_ν la energía total liberada en forma de neutrinos. En la figura 5b podemos ver una de los posibles señales que serían capaces de dejar los neutrinos para los diferentes gases, donde observamos la necesidad de un detector con un umbral de pocos keV para no perder la señal, lo cual puede ocurrir con algunos de los experimentos ya existentes.

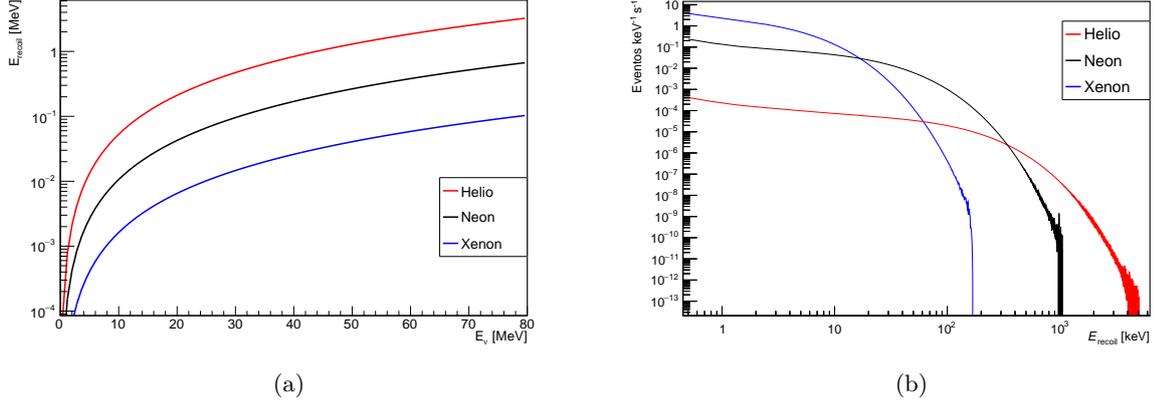


Figura 5: (a) Máxima energía depositada por la dispersión elástica de un neutrino con un núcleo para los posibles gases blanco y (b) señal de neutrinos en un detector a 10 bar.

4.2. Experimentos actuales con capacidad de detección de neutrinos

Para tener un referente respecto a la detección de neutrinos presentaremos brevemente las características de los detectores de neutrinos actuales, tanto aquellos centrados solamente en neutrinos provenientes de supernovas como otros cuyo objetivo son neutrinos de diferentes orígenes pero también disponen de la sensibilidad suficiente para los rangos de energías vistos.

HALO

Helium and Lead Observatory (HALO) es un detector ubicado en el laboratorio de SNO-LAB, Canadá, dedicado a la búsqueda de neutrinos generados en supernovas y perteneciente al grupo de detectores de neutrinos SNEWS. Está compuesto de 79 t de plomo y 128 detectores de neutrones y se basa en la posible transmutación que puede suceder si un neutrino interacciona con un núcleo de plomo, $\nu + \text{Pb} \rightarrow e^- + \text{Bi} + \gamma + n$ lo que genera un neutrón el cual es termalizado y detectado. Debido a que la detección se realiza de manera indirecta mediante los neutrones, es necesario que los sistemas y detectores se encuentren rodeados de 10^4 L de agua para evitar cualquier neutrón externo generado por rayos cósmicos. Todo esto se ve reflejado en poseer uno de los peores umbrales de detección, de 10.7 MeV.

nEXO

next Enriched Xenon Observatory (nEXO) es un experimento ubicado en el laboratorio SNO-LAB dedicado en este caso a la búsqueda de la desintegración doble beta del ^{136}Xe . Para ello consta de un tanque de xenón líquido de 5 t rodeado por 1.7 kt de agua y fotomultiplicadores (PMT). En este detector también puede suceder un evento de scattering elástico de un neutrino, aunque la energía de deposición y su señal generada se encontraría por debajo del ruido electrónico del detector. Otra posibilidad es la producción de un positrón mediante un decaimiento beta inverso capaz de emitir fotones mediante radiación Cherenkov. El detector registraría un aumento en la detección de energía en torno a los 2 MeV, pero sería imposible obtener más información del evento debido al fondo de fotones que existe.

JUNO

Jiangmen Underground Neutrino Observatory (JUNO) es un experimento multipropósito ubicado en China. Consta de un tanque esférico con 20 kt de alquibenceno $C_6H_5C_nH_{2n+1}$ que actúa como líquido centelleador rodeado por $5 \cdot 10^4$ PMT junto a un sistema de veto de muones. Se encuentra diseñado para el estudio de la jerarquía de masas de los neutrinos, para lo cual emplea neutrinos generados artificialmente en reactores nucleares cercanos. Debido al material centelleador empleado, la detección de neutrinos de supernovas podría ser posible, principalmente mediante procesos IBD o dispersión elástica junto a un umbral de detección de 1 MeV [7].

KamLAND

Kamioka Liquid Scintillator Antineutrino Detector (KamLAND) es un detector de antineutrinos electrónicos ubicado en el observatorio de Kamioka, Japón. Consta de un tanque de acero relleno de 1 t de líquido centelleador rodeado por 1879 PMT y un tanque de agua de 3.2 kt que actúa como veto de muones. Este detector es capaz de observar los procesos de scattering coherente e IBD que son capaces de producir los neutrinos emitidos por supernovas. Aunque está destinado al estudio de neutrinos generados en reactores, este experimento sería capaz de detectar neutrinos de supernovas con un umbral de 1.8 MeV y una significancia de 3σ [8].

NOvA

NuMI Off-Axis ν_e Appearance (NovA) es un experimento ubicado en Fermilab y diseñado para el estudio de las propiedades de los neutrinos generados artificialmente y la obtención de medidas para diferentes parámetros del Modelo Estándar. Consta de dos detectores ubicados en Fermilab y Minnesota constituidos por 300 y 14 toneladas métricas de líquido centelleador. A pesar de que sería sensible a los neutrinos de supernovas mediante IBD o dispersión con electrones, la reconstrucción de la trayectoria del evento sería imposible debido a la construcción de los planos de lectura, tan solo sería capaz de reconstruir la energía del neutrino incidente.

Borexino

El experimento Borexino, ubicado en Laboratorio Nacional Gran Sasso, está enfocado en el estudio de neutrinos solares por lo que alcanza sensibilidades por debajo del MeV, con un umbral de 250 keV [9]. Está compuesto por una esfera rellena de 10^3 t de líquido centelleador y una cubierta de $2.1 \cdot 10^3$ t de agua purificada junto a 200 PMT que funcionan como veto de muones. Al contrario que otros experimentos menos enfocados en la búsqueda de neutrinos de supernovas, aquí existen múltiples canales de detección de neutrinos, pero aquellos con un mayor número de eventos son los debidos a IBD y la excitación de átomos de ^{12}C mediante corrientes neutras, consiguiendo teóricamente más de 100 neutrinos detectados en ráfagas de 10 s [10].

Como vemos existen una gran cantidad de propuestas para la detección de neutrinos tanto de manera directa como indirecta incluso en experimentos dedicados a otros propósitos, sin embargo ninguno de ellos tiene en cuenta el canal de detección de dispersión con el núcleo. Gracias a esto los eventos esperados en nuestro detector son mucho mayores con áreas de detección más reducidas como vemos en la tabla 1.

Detector	Tipo	Masa (kt)	Eventos
STPC (1.5 m)	Xe-CH ₄ (0.5 %)	0.07	100
STPC (3 m)	Xe-CH ₄ (0.5 %)	0.61	810
STPC (5 m)	Xe-CH ₄ (0.5 %)	2.87	3750
Super-Kamiokande	H ₂ O	32	7000
LVD	C _n H _{2n}	1	300
KamLand	C _n H _{2n}	1	300
Borexino	C _n H _{2n}	0.3	100
IceCube	Gran extensión	600*	10 ⁶
Baksan	C _n H _{2n}	0.33	50
MiniBooNE	C _n H _{2n}	0.3	200
HALO	Pb	0.08	30
Daya Bay	C _n H _{2n}	0.33	100
NovA	C _n H _{2n}	15	4000
SNO+	C _n H _{2n}	0.8	300
MicroBooNE	Ar	0.17	17
LBNE	Ar	34	3000
Hyper-Kamiokande	H ₂ O	560	110000
JUNO	C _n H _{2n}	20	6000
RENO-50	C _n H _{2n}	18	5400
PINGU	Gran extensión	600*	10 ⁶

Tabla 1: Características de los diferentes detectores de neutrinos actuales y propuestos[11], junto a la STPC propuesta en este trabajo. Los valores con asterisco indican un funcionamiento especial del detector debido a su construcción.

Aunque el objetivo de la STPC es tener un bajo umbral de detección y bajo fondo para un tamaño reducido, en caso de igualdad de masa de gas blanco nuestro detector es capaz de obtener un 100 % más de eventos en el peor de los casos y 500 % en el caso de los detectores de mayor masa como Super-Kamiokande.

5. Cámaras de proyección temporal

En el campo de la detección de neutrinos vemos como existe una gran variedad de detectores de partículas, cada uno con sus propias características y especificaciones que se adecuan a los diferentes experimentos de investigación. En su conjunto, todos los detectores se pueden clasificar en uno de estos tipos según la señal detectada:

1. Centelleador: Estos detectores se componen en la mayoría de los casos de un cristal inorgánico centelleador, como el CsI o NaI(Tl), capaz de emitir fotones en el rango visible-UV cuando una partícula interacciona con el cristal. Normalmente el número de fotones emitidos es muy reducido, por lo que se necesitan sensores fotomultiplicadores capaces de convertir esta señal en electrones y amplificarla, de manera que la señal sea medible por la electrónica.
2. Calor: Estos detectores consisten en un material absorbente, normalmente un cristal dieléctrico y diamagnético que recoge las deposiciones de energía de aquella partícula que lo atraviese. Esta energía se convierte en movimiento de fonones, y por tanto una temperatura detectable. Este es el caso de los bolómetros, detectores de calor con la mejor sensibilidad de todos (1 fonón generado cada 10 meV de energía depositada), pero que necesitan ser refrigerados a temperaturas criogénicas.

3. Ionización: Una partícula atraviesa la parte del dispositivo rellena por un gas noble o una mezcla que se puede encontrar en estado metaestable. Cuando la partícula atraviesa el medio, ioniza el mismo y genera cargas que son derivadas mediante campos eléctricos o magnéticos generados entre un cátodo y ánodo. El número de cargas que llegan y se miden en el ánodo depende de las propiedades de la partícula, tales como su carga o energía. En esta categoría se encuentran las cámaras de ionización, los contadores Geiger o las cámaras de proyección temporal.

También existen detectores híbridos, capaces de medir dos de las señales descritas anteriormente. En este trabajo nos vamos a centrar en los detectores de ionización, especialmente en el estudio de una cámara de proyección temporal (TPC).

Un diseño común de las TPC consiste en una cámara cilíndrica rellena de un elemento noble gaseoso o en fase líquida tal como Xenón o Argón con una geometría de campo eléctrico uniforme, como es el caso del detector TREX-DM (figura 6). A la mitad del cilindro se dispone de una membrana que actúa como cátodo, generando dos campos eléctricos en la dirección longitudinal y sentidos opuestos. En ambos extremos de la cámara cilíndrica se encuentran detectores encargados de obtener la trayectoria y el número de cargas generadas cuando una partícula deposita energía en el volumen blanco. De esta manera se pueden registrar las coordenadas r , θ y ϕ del depósito de energía inicial, así como el valor de dicha energía.

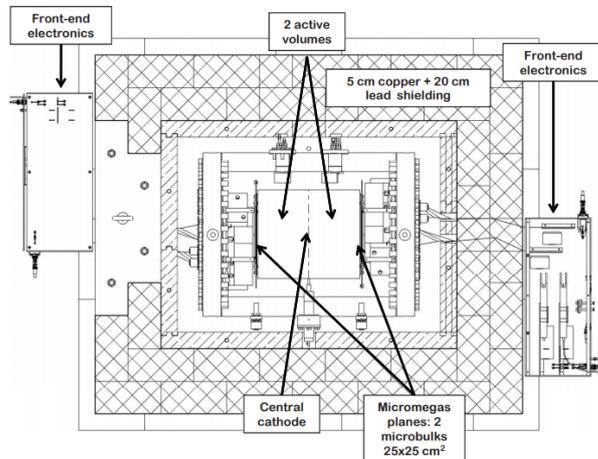


Figura 6: Esquema de la cámara de proyección temporal usada en el detector TREX-DM, en el LSC [12]. Podemos visualizar en la parte central las zonas de detección, donde se generan campos eléctricos uniformes que derivan los electrones hacia ambos lados y son detectados mediante planos de lectura MicroMegas.

5.1. Cámara esférica (STPC)

Hemos visto en la sección 5 el funcionamiento de un detector TPC con una geometría cilíndrica, aunque actualmente existen muchas modificaciones, tanto sobre la geometría, la dirección de los campos eléctricos o la posición de los detectores. Nosotros nos centraremos en una cámara de proyección temporal con geometría esférica (STPC), donde el campo eléctrico tendrá una dirección radial y los detectores se ubicarán en el centro geométrico de la esfera.

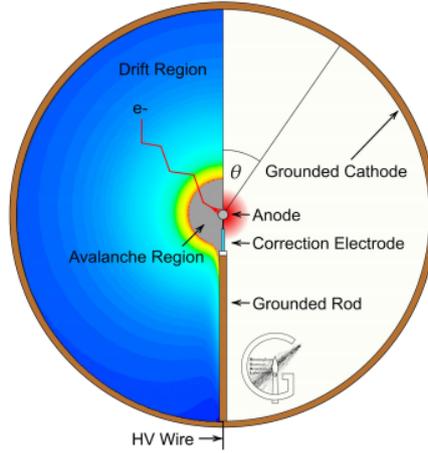


Figura 7: Concepto sobre la STPC. Podemos observar cómo los electrones generados por la partícula que atraviesa el detector se dirigen hacia la misma dirección, el ánodo central que genera el campo eléctrico.

La motivación del estudio de un detector con esta geometría viene dada por sus mejoras respecto a las geometrías convencionales de los detectores empleados actualmente en cualquier experimento de búsqueda de sucesos de bajo fondo. Una de las principales trabas en el desarrollo de detectores de bajo fondo es el ruido electrónico, proveniente de la no idealidad de los circuitos electrónicos. Este ruido introduce un fondo que nos impide disminuir el umbral de detección y reduce la relación señal-ruido. Este ruido puede ser modelado estudiando las contribuciones de las diferentes partes del circuito más general y comúnmente usado para la conversión de la detección de partículas a una señal digital que puede verse en la figura 8.

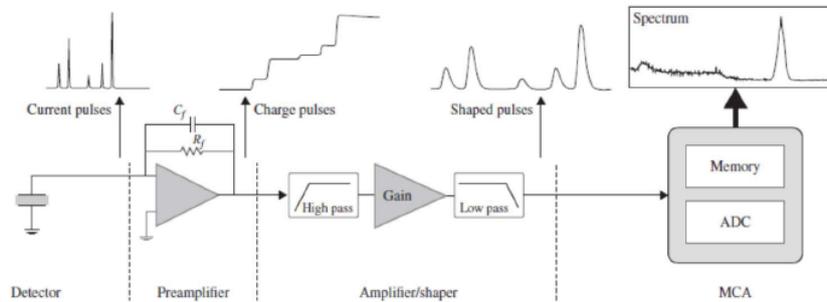


Figura 8: Circuito de procesamiento de señales de un detector. Podemos observar las partes principales como el preamplificador, que amplifica las señales de mV, el amplificador/conformador encargado de filtrar parte del ruido electrónico y dar forma a la señal para aumentar el SNR y evitar el solapamiento de señales (*pile-up*), y por último el convertidor analógico-digital que transforma la señal eléctrica a una señal normalizada para que esta sea binarizada y entendible para un ordenador.

Cada una de las etapas del circuito introduce un ruido dependiente de múltiples factores, pero que en su conjunto podemos modelizar mediante la siguiente expresión [13]

$$Q_n^2 = \left(\frac{e^2}{8}\right) \left[\left(2q_e I_d + \frac{4K_B T}{R_P} + i_{na}^2\right) \tau + (4K_B T R_S + e_{na}^2) \frac{C_{det}^2}{\tau} + 4A_f C_{det}^2 \right] \quad (5.1)$$

donde los dos últimos términos provienen del ruido térmico y el ruido Flicker. Ambos dependen cuadráticamente de la capacidad del detector C_D , por lo que minimizar este parámetro es vital para reducir el umbral de detección. En un detector esférico, la capacidad es menor respecto a un detector de placas plano-paralelas en un factor $2 \cdot 10^3$, por lo que el ruido electrónico puede disminuir hasta un factor 10^6 .

Otra ventaja de un detector esférico es la capacidad de contener el mayor volumen para una superficie dada (reduciendo así la contribución al fondo de contaminación superficial de los materiales) y poseer una mayor resistencia de los materiales ante presiones elevadas del gas blanco, tanto en términos de tensión del material así como los límites de seguridad delimitados por los diferentes reglamentos europeos, en los cuales el número de uniones entre diferentes partes del detector limitan la presión máxima permitida. Normalmente los detectores esféricos se construyen mediante una única unión de dos semiesferas, por lo que dichas restricciones no existen en nuestro caso.

Además de esto, en un detector convencional de placas plano-paralelas, el área de detección se compone de un plano de lectura compuesto por múltiples sensores que recogen los electrones y los procesan como una señal eléctrica. Esto significa que para aumentar el área de detección hace falta aumentar el área del sistema en su conjunto, lo que podría llegar a ser necesario si se necesitase una mayor resolución espacial sobre el trazado de las diferentes partículas. En el caso de un detector esférico, la zona de lectura es el ánodo central, y el número de sensores vendrá delimitado por el radio del ánodo y por tanto la relación área-número de sensores se ve mejorada cada vez que el tamaño del detector aumenta.

6. Metodología y software

El objetivo final de este trabajo es principalmente estudiar la viabilidad de un detector TPC esférico para la detección de SN, como mencionamos anteriormente. Para ello la metodología empleada consta de la elección y estudio del gas (sección 7), del que extraeremos su propiedad principal como es el tiempo de deriva. Después examinaremos cuales son las posibles contribuciones al fondo del detector, donde obtendremos el número de eventos esperados para cada una de las componentes (sección 8). Por último comentaremos brevemente el proceso de reconstrucción de los eventos y la optimización de la señal (sección 9), para la cual necesitaremos el tiempo de deriva y nos sitúa desde una perspectiva más realista respecto a la respuesta que tendría nuestro detector; y discutiremos los resultados del fondo del detector para diferentes configuraciones, donde podremos observar las ventajas e inconvenientes de los diferentes materiales o tamaños de blindaje.

Todo este proceso se realizará con la ayuda de simulaciones en GEANT4 [14], un software de simulación para estudiar el paso de diferentes partículas a través de la materia. Este software se basa en el lenguaje de programación C++ y es comúnmente usado en la física nuclear y de partículas, aunque también es utilizado en el ámbito de la física médica y en aplicaciones aeroespaciales.

Una de las bases de las simulaciones consiste en la construcción de la geometría del detector. Este se realiza en un archivo de extensión GDML (*Geometry Description Markup Language*) [15],

un lenguaje diseñado especialmente para describir geometrías de detectores u otros sistemas relacionados con el ámbito de la física. Este archivo lo hemos segmentado en tres ficheros llamados *setup*, *geometry* y *materials*, los cuales contienen información sobre las dimensiones del detector y parámetros del gas, la definición de los diferentes volúmenes de la geometría y los materiales de cada sección del detector, respectivamente (ver Anexo, secciones 2, 3 y 4).

Cabe destacar que la geometría que utilizaremos en nuestras simulaciones tendrá dos modificaciones respecto a la figura 7: el conducto de cobre que conecta y alimenta el ánodo con la fuente externa de alto voltaje será eliminado, y el ánodo así como la región de avalancha serán simplificadas por una esfera central multi-sensor que albergaría el ánodo y los detectores para la reconstrucción de eventos. De esta manera el coste computacional de las simulaciones será mucho menor pero las principales propiedades del detector no se verán distorsionadas. En ciertos casos, también añadiremos un tanque de agua de dimensiones variables, en el cual se encontrará la STPC sumergida. Podemos visualizar la geometría en la figura 9, donde vemos la esfera interior que actúa de cátodo, la corteza esférica exterior que encierra el gas noble y el tanque de agua circundante.

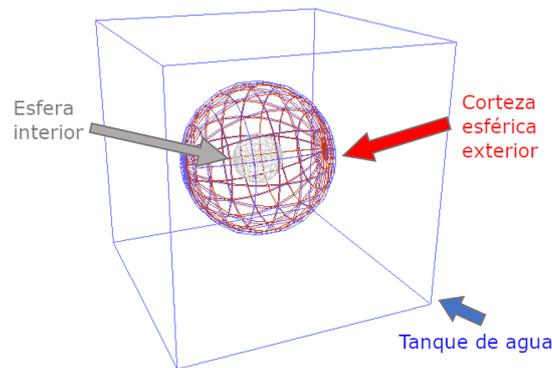


Figura 9: Geometría del detector empleada en las simulaciones, constituida por la esfera interior, la corteza exterior que encierra el gas blanco y el tanque de agua.

Por otra parte, la Universidad de Zaragoza ha desarrollado un *framework* conocido como REST (*Rare Event Searches Toolkit*) [16] que se integra al software de GEANT4, permitiendo el uso de diferentes herramientas de análisis y estudio de los procesos físicos generados en los detectores TPC. Un ejemplo de los archivos empleados para la simulación de los fondos de detección mediante REST y GEANT4 se puede visualizar en el Anexo (sección 5). Dentro de REST también se encuentra incorporado ROOT [17], un framework de análisis de datos diseñado por el CERN para el manejo de grandes cantidades de datos. Cuando GEANT4 realiza la simulación sobre el archivo GDML, este crea un fichero *.root* que puede almacenar toda la información de los eventos e interacciones ocurridas entre las partículas y el detector. Haciendo uso de dicho lenguaje realizaremos las simulaciones para el estudio de los posibles gases blanco del detector así como las diferentes componentes que pudieran contribuir al fondo de detección en nuestra STPC (ver Anexo, secciones 6 y 7) construyendo una base de datos de la que escogeremos eventos aleatoriamente según los valores experimentales. El código empleado también se encuentra disponible en el repositorio GitLab [18].

7. Análisis del gas blanco

En este apartado estudiaremos los posibles gases a elegir como gas blanco para las partículas que atraviesen el detector. Para ello realizaremos simulaciones Monte Carlo mediante la interfaz Magboltz del programa Garfield++ [19] que permite obtener diferentes propiedades de gases nobles así como de mezclas. Una de las componentes principales de un detector TPC es el volumen sensible, la zona del detector donde las diferentes partículas interaccionan con el medio y depositan su energía mientras generan diferentes procesos físicos a lo largo de su recorrido. Este volumen suele estar constituido por uno o dos elementos químicos en la mayoría casos, aunque existen excepciones donde otras mezclas son utilizadas para optimizar ciertas propiedades. Además estos compuestos pueden encontrarse en forma líquida o gaseosa, no obstante el uso de compuestos gaseosos es el más común debido a su fácil mantenimiento, flexibilidad, mayor velocidad de deriva, etc.

Primero vamos a estudiar diferentes compuestos, constituidos en un gran porcentaje por un gas noble debido a la baja reactividad química de los mismos y en menor medida tendremos diferentes moléculas o *quenchers* tales como el metano (CH_4) o el isobutano (C_4H_{10}) para ver las posibles mejoras que podrían ofrecernos. Estos gases estarán sometidos a un campo eléctrico radial que vendrá impuesto por el potencial eléctrico al que se encuentra conectado el ánodo (V) y los dos radios característicos de nuestro detector, correspondientes a la corteza esférica y cátodo (r_{cat}), y la esfera interior y ánodo (r_{an}). Tomaremos como valores estándar $V=750$ V, $r_{an}=50$ cm y $r_{cat}=1.5$ m. Entonces el campo eléctrico en dirección radial a una distancia r desde la superficie del ánodo será:

$$\vec{E}(r) = \frac{V}{r^2} \frac{r_{an}r_{cat}}{r_{cat} - r_{an}} \vec{r} \quad (7.1)$$

El gas se puede encontrar a diferentes presiones, pero en la realidad existen limitaciones técnicas que nos impiden trabajar con detectores a altas presiones. En este trabajo llegaremos a estos valores irrealizables técnicamente para estudiar cuales serían las ventajas más evidentes, sin embargo por ahora vamos a trabajar con presiones de máximo 10 bar. Los gases nobles que tomaremos como base en cada compuesto serán xenón, neón, argón y helio; y las propiedades a estudiar serán el coeficiente de difusión, la velocidad de deriva y el tiempo de deriva (figuras 10, 11 y 12); siendo esta última la más importante y necesaria para la reconstrucción de los eventos.

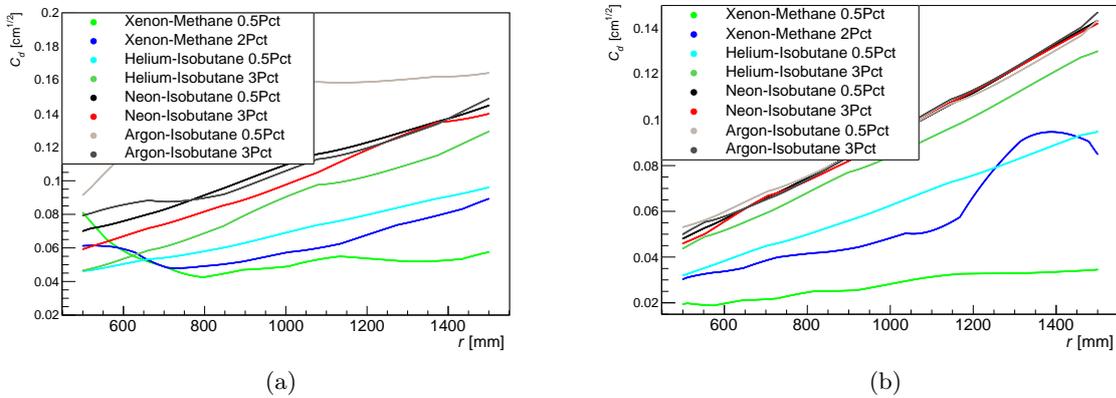


Figura 10: Coeficientes de difusión de los diferentes gases para presiones de 1 bar(a) y 10 bar(b) en una STPC con $r_{an}=500$ mm y $r_{cat}=1500$ mm. Vemos como a presiones de 10 bar el comportamiento de los distintos gases se iguala, predominando las mezclas de Argón y Neón.

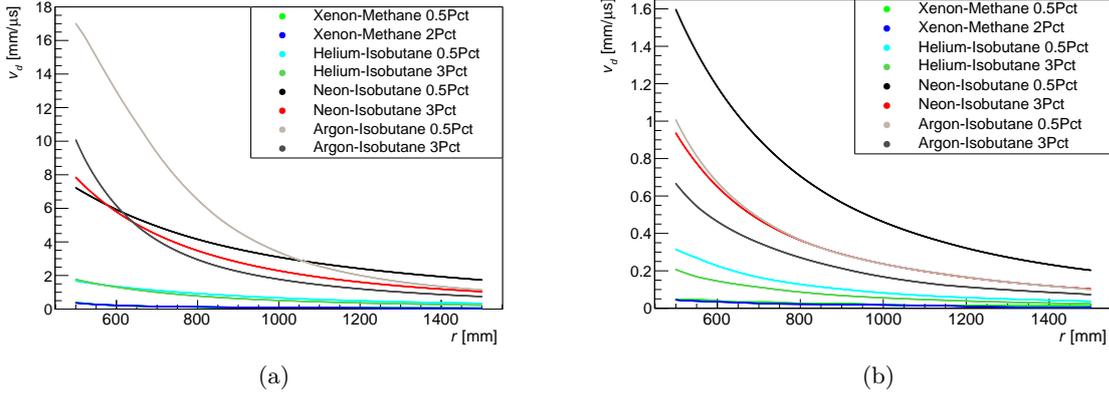


Figura 11: Velocidad de deriva de los diferentes gases para presiones de 1 bar(a) y 10 bar(b) en una STPC con $r_{an}=500$ mm y $r_{cat}=1500$ mm. A grandes distancias las velocidades de deriva en la mayoría de los gases son iguales y según se reduce las mezclas de neón y argón se vuelven más eficientes en términos de deriva electrónica.

Como vemos en la figura 10 los coeficientes de difusión son muy dependientes del porcentaje de *quencher* que se utiliza así como del gas noble empleado. Para tener una visión más general podemos ver el coeficiente de difusión promedio que llevaría un electrón en todo su recorrido en la tabla 2.

Compuesto	C_d ($\text{cm}^{1/2}$)	
	P= 1 bar	P= 10 bar
Xe - CH_4 (0.5 %)	0.052	0.028
Xe - CH_4 (2 %)	0.063	0.057
He - C_4H_{10} (0.5 %)	0.070	0.063
He - C_4H_{10} (3 %)	0.087	0.085
Ne - C_4H_{10} (0.5 %)	0.107	0.094
Ne - C_4H_{10} (3 %)	0.100	0.093
Ar - C_4H_{10} (0.5 %)	0.148	0.094
Ar - C_4H_{10} (3 %)	0.108	0.095

Tabla 2: Coeficientes de difusión promedios para cada uno de los diferentes gases en diferentes condiciones de presión. Para presiones de 1 bar el gas ideal se compone de Ar- C_4H_{10} (0.5 %), mientras que para 10 bar los gases compuestos de argón y neón son prácticamente equivalentes.

De esta manera podemos observar como las mezclas que permitirían en promedio un mayor flujo de electrones a través del medio serían aquellas compuestas con argón para presiones de 1 bar, o mezclas de argón y neón para 10 bar. La velocidad de deriva, la cual nos indica la velocidad de las partículas cargadas en un medio específico de presión dada y bajo la acción de un campo eléctrico externo, también nos muestra como los *quenchers* afectan al comportamiento particular de cada gas, siendo inservible en el xenón pero mejorando hasta un 50 % la deriva electrónica en el argón. Además la velocidad de deriva nos permite obtener la propiedad más importante, el tiempo de deriva.

El tiempo de deriva se define como el tiempo que tardaría en recorrer un electrón una distancia dada mientras se encuentra en un medio con un campo eléctrico. En la figura 11 hemos obtenido las velocidades de deriva para intervalos de 1 mm, por lo que el tiempo de deriva de un electrón en un 1 mm será $t_d = 1/v_d$, y el tiempo de deriva desde cualquier punto a

una distancia r de la superficie del ánodo será

$$t_d(r) = \int_0^r \frac{1}{v_d(E(r))} \quad (7.2)$$

Realizando esta integral numéricamente podemos visualizar para cada gas el tiempo total de deriva en la figura 12 para presiones de 1 bar y 10 bar.

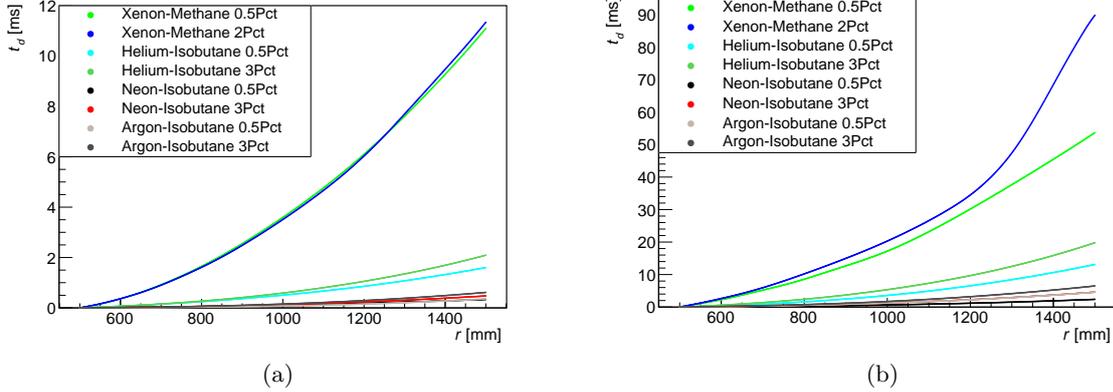


Figura 12: Tiempo de deriva total de los diferentes gases para presiones de 1 bar(a) y 10 bar(b) en una STPC con $r_{an}=500$ mm y $r_{cat}=1500$ mm.

Claramente podemos observar que los tiempos de deriva mínimos son para los gases compuestos de argón y neón, teniendo tiempos de deriva máximos por debajo de 1 ms; sin embargo y a pesar de las múltiples ventajas vistas en estas mezclas, el gas a utilizar en el detector será el compuesto por Xe-CH₄. Una de las principales razones para realizar esta elección recae en el proceso de interacción mediante CE ν NS, cuya sección eficaz es [20]:

$$\sigma = \frac{G_F^2}{4\pi} N^2 E^2 \quad (7.3)$$

donde G_F es la constante de Fermi, E la energía y N el número de neutrones del núcleo que interacciona. Entonces para aumentar la probabilidad de interacción el único parámetro que podemos modificar a voluntad es N , por lo que escoger como gas uno compuesto de xenón supone un aumento en la probabilidad de interacción respecto al argón o neón de un factor 12 y 5, respectivamente. Además el tiempo de deriva que presenta el xenón es superior respecto a los demás gases pero no llega a ser lo suficientemente elevado como para tener problemas respecto a pérdidas de señal por *pile-up* de sucesos de fondo, sabiendo que las ráfagas de neutrinos emitidas por supernovas tienen una duración en torno a 13s, según reportó Super-Kamiokande [21].

Un último motivo para el uso de xenón es el amplio conocimiento que se tiene de las cadenas radiactivas de sus isótopos activados cosmogénicamente a diferencia de los generados en el neón [22]. Respecto al argón, a pesar de que existen ciertos experimentos que trabajan con este elemento en estado líquido como DUNE hace falta implementar un sistema de eliminación de ³⁹Ar, un isótopo presente en el argón natural y emisor de radiación β^- de 565.5 keV. Debido a que este isótopo se genera mediante activación cosmogénica o activación neutrónica del potasio, ³⁹K(n,p)³⁹Ar y su periodo de semidesintegración es de 269 años, la actividad que puede llegar a alcanzar el mismo es de 1.01 Bq/kg [23], lo que supone una gran fuente de fondo a bajas energías.

8. Análisis del fondo

Una parte crucial en el estudio de detectores es la modelización sobre el fondo debido a las diferentes contribuciones provenientes de múltiples fuentes como materiales, rayos cósmicos u otros. La correcta identificación de cada componente del fondo nos permitirá identificar cualquier anomalía proveniente de un suceso raro así como buscar posibles mejoras para reducir el fondo total. En esta sección estudiaremos las posibles contribuciones al fondo de sucesos de nuestro detector en diferentes configuraciones de la STPC en superficie. También analizaremos que ocurre si llevásemos la STPC a un laboratorio subterráneo como los experimentos de bajo fondo actuales (figura 13). De esta manera la roca de diferentes montañas como la montaña del Tobazo que cubre el Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC) con 800 m de roca (o equivalentemente 2500 m de agua [24]) actúa como filtro y atenúa la posible radiación cósmica. Nuestro objetivo será explorar la capacidad de realizar el detector en superficie en diferentes configuraciones, evitando en la medida de lo posible ubicarlo en un laboratorio subterráneo pero siendo competitivo con los demás experimentos.

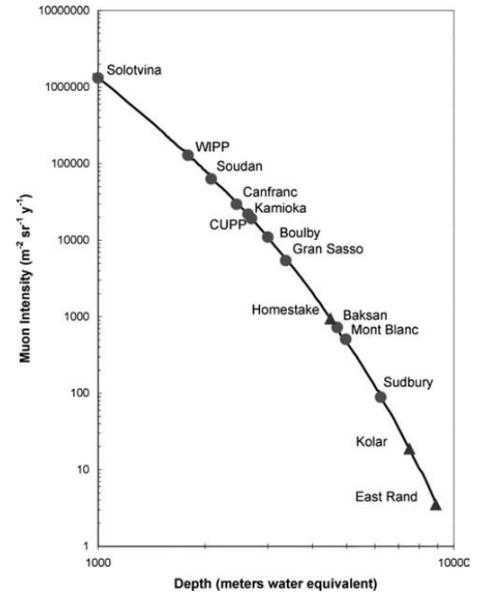


Figura 13: Flujo de muones para diferentes laboratorios subterráneos.

8.1. Fondo cósmico

Los rayos cósmicos que provienen de violentos eventos en el universo son capaces de viajar grandes distancias hasta llegar a la Tierra, donde al interaccionar con la atmósfera genera lo que se conocen como cascadas atmosféricas (*Extensive Air Showers*, EAS). Estas generan una gran cantidad de partículas, estables e inestables, que son capaces de alcanzar la superficie terrestre y por tanto a nuestro detector. Las principales partículas generadas en estas cascadas son fotones, muones y neutrones, cuyos flujos a nivel del mar podemos ver en la tabla 3. Debido a que trabajamos con flujos, el número de partículas susceptibles de contribuir al fondo aumentará según el tiempo máximo de deriva que posee el gas blanco, en este caso Xe-CH₄ (0.5%).

Partícula	Flujo ($m^{-2}s^{-1}$)	Eventos esperados				
		Xe - CH ₄ (0.5%)				
		1 bar	10 bar	90 bar	100 bar	115 bar
γ ($1 < E < 10$) MeV	1005.31	279	1349	4578	4685	4812
γ ($10 < E < 100$) MeV	502.65	139	674	2289	2342	2406
γ ($0.1 < E < 100$) GeV	125.66	35	169	572	586	601
Neutrones	63	17	85	287	294	302
Muones (nivel del mar)	125	35	168	569	582	598
Muones (LSC) ($\cdot 10^{-3}$)	5	1.4	6.7	22.8	23.3	23.9

Tabla 3: Flujos de partículas [25][26] y eventos esperados para cada una de las componentes cósmicas de fondo simuladas para la mezcla Xe-CH₄ (0.5%) durante el tiempo máximo de deriva de este compuesto ($t_d=11.10$ ms a 1 bar). Vemos como la presión afecta significativamente a los eventos, ya que el tiempo de deriva máximo aumenta según la presión. También observamos como la diferencia de flujos de muones del LSC respecto a nivel del mar elimina esta contribución.

Cabe destacar que estos valores son los obtenidos a partir de las distribuciones modelos en [25] y [26], pero al implementar el detector harían falta mediciones de las diferentes componentes del flujo en la ubicación del detector durante varias épocas del año, debido a la variación del flujo de rayos cósmicos por el efecto este-oeste, donde el campo magnético de la tierra desvía las partículas según el ángulo cenital, y a la ley del $\cos^2(\theta)$ que también modifica la distribución angular visible en la figura 14.

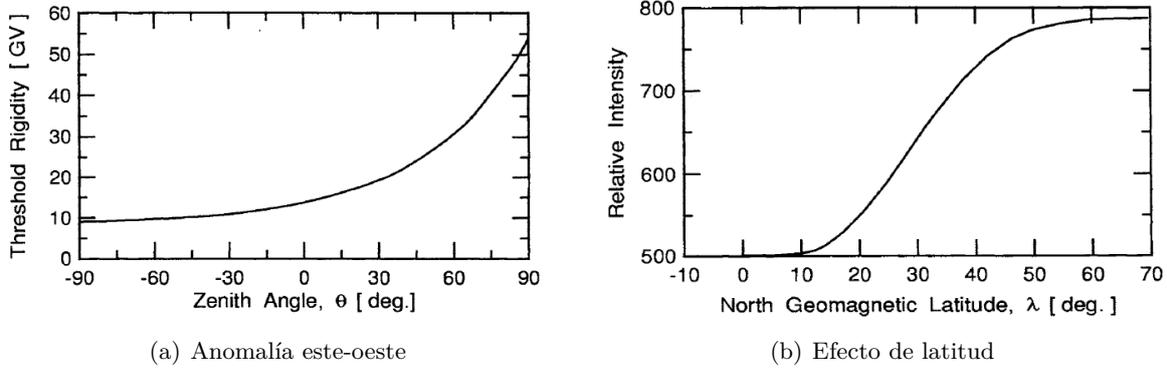


Figura 14: Variación de la rigidez (energía por unidad de carga) e intensidad del flujo de rayos cósmicos según el ángulo cenital y latitud [25].

8.2. Fondo por activación

Cuando un rayo cósmico produce una cascada de partículas en la atmósfera, dichas partículas pueden interactuar con nuestro gas, pero también pueden generar otros isótopos tanto en el gas como en los materiales del detector, proceso que se conoce como activación. Aunque en las cascadas se producen diferentes tipos de partículas, como fotones o protones, la partícula que produce la mayoría de las activaciones son los neutrones, debido a que estos son estables, neutros y son capaces de alcanzar mayores energías fácilmente al tener una alta masa. Si un neutrón alcanza un núcleo y es capturado pueden generarse: un núcleo excitado, $n + {}^A_Z X \rightarrow {}^{A+1}_Z X^*$, que normalmente tenderá a desexcitarse emitiendo fotones; u otro elemento, ${}^A_Z X + n \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + p$ el cual tenderá a decaer emitiendo radiación β^- y por tanto electrones que serían capaz de interactuar con nuestro gas; o puede darse la situación de que el neutrón generado tenga una energía lo suficientemente alta como para producir una fisión nuclear en un átomo pesado, lo que puede producir cualquier par de elementos como vemos en la figura 15. Un método común para eliminar este fondo es rodear los detectores con agua u otros blindajes para suprimir el flujo de neutrones. Sin embargo los muones todavía son en parte capaces de atravesar grandes distancias de roca u otro blindaje, por lo que procesos de captura muónica, espalación del núcleo (gran emisión de neutrones debido al impacto del muón) u otros serán capaces de generar partículas secundarias en su recorrido.

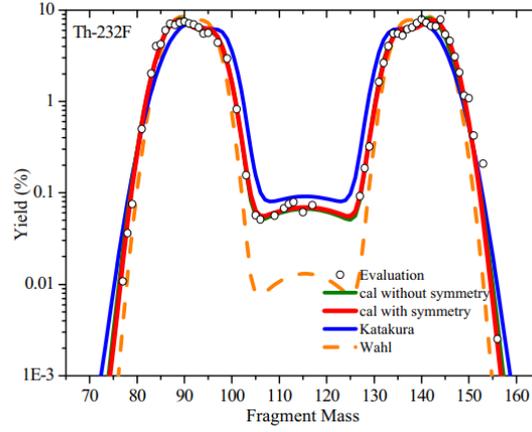


Figura 15: Porcentaje de los productos generados en la fisión mediante neutrones generados por otros productos de fisión sobre ^{232}Th , elemento presente en los materiales de nuestra STPC [27].

En este trabajo utilizaremos como materiales de la STPC; cobre, titanio y acero inoxidable; y como gas blanco la mezcla de Xe-CH₄ (0.5 %). Para conocer los isótopos generados por activación emplearemos los proporcionados en la bibliografía [28], donde se recogen los isótopos generados en diferentes materiales y han sido medidos experimentalmente, o en su defecto, calculados mediante diferentes *softwares* como GEANT4 o ACTIVIA [29]. Los valores proporcionados son los ritmos de producción de cada núcleo, R, el cual es obtenido mediante la siguiente expresión:

$$R = N \int \sigma(E)\phi(E)dE \quad (8.1)$$

donde N es el número de núcleos sometidos al flujo de rayos cósmicos ϕ , y σ es la sección eficaz de producción. Debido a que el ritmo de producción depende de N, la cantidad de isótopos generados dependerá de la geometría empleada, las densidades de los materiales y la presión del gas. Podemos ver los ritmos empleados en las tabla 4.

Núcleos generados	^{46}Sc	^{48}V	^{54}Mn	^{56}Co	^{57}Co	^{58}Co	^{59}Fe	^{60}Co
$T_{1/2}$	83.79 d	15.97 d	312.19 d	77.24 d	271.81 d	70.85 d	44.94 d	5.27 y
R (átomos/día/kg)	2.33	3.4	13.3	9.3	44.8	68.9	4.1	29.4

Núcleos generados	^7Be	^{46}Sc	^{48}V	^{54}Mn	^{56}Co	^{58}Co
$T_{1/2}$ (d)	53.22	83.79	15.97	312.19	77.24	70.85
R (átomos/día/kg)	389	19	34.6	233	20.7	51.8

Núcleos generados	^{46}Sc	^{40}K
$T_{1/2}$	83.79 d	$1.25 \cdot 10^9$ y
R (átomos/día/kg)	275.5	22.1

Núcleos generados	^3H	^7Be	^{125}Sb	^{121}Te	^{123}Te	^{127}Xe
$T_{1/2}$	12.31 y	53.22 d	2.76 d	154.00 d	119.31 d	36.36 d
R (átomos/día/kg)	31.6	32	51	21.2	18.5	162

Tabla 4: Ritmos de producción de los isótopos generados en cobre, acero inoxidable, titanio y xenón mediante activación.

Después de obtener los ritmos para cada elemento podemos deducir la actividad de los mismos mediante la siguiente expresión

$$A = R \left[1 - e^{-\lambda t_E} \right] e^{-\lambda t_D} \quad (8.2)$$

donde t_E es el tiempo de exposición del núcleo estable a los rayos cósmicos y t_D es el tiempo que ha permanecido el material blindado ante los rayos cósmicos, normalmente bajo tierra o en tanques de agua. En el caso de tener el detector en superficie, podemos tomar como valores para ambos tiempos $t_E=1000$ años y $t_D=0$. En el caso del LSC tomaremos $t_E=0.5$ años y $t_D=2$ años.

8.3. Fondo natural

Además del fondo por activación, también existe en menor medida un fondo natural. Este proviene de los isótopos radioactivos que se encuentran en los propios materiales antes de extraerlos de la naturaleza o contaminan los materiales cuando estos se tratan en las industrias al construir cada una de las partes que constituyen el detector. Según la cantidad de material empleado en la esfera, la contribución de los fondos naturales puede llegar a ser relevante. Teniendo en cuenta las presiones a analizar vistas en la tabla 3, escogeremos como material para la esfera: cobre (1, 10 y 100 bar), acero inoxidable (115 bar) y titanio (90 bar). Estas presiones se corresponden al 66 % del valor máximo teórico y legal que son capaces de aguantar un detector esférico dados los grosores de la vasija calculados y disponibles en el Anexo, sección 1. Con los valores del espesor obtenidos en cada caso y las actividades de cada contribución al fondo natural visible en la tabla 5 podremos deducir el número de eventos esperados para cada contribución.

Elementos	^{238}U	^{232}Th	^{40}K
$T_{1/2}$ (y)	$4.51 \cdot 10^9$	$1.405 \cdot 10^{10}$	$1.277 \cdot 10^9$
A (mBq/kg)	0.012	0.041	0.061

Tabla 5: Actividades de los fondos naturales presentes en el cobre [30].

9. Reconstrucción de eventos. Fondo y señal

Tras haber discutido las diferentes contribuciones al fondo del detector podemos pasar finalmente a estudiar el proceso de detección y el método por el cual nuestro detector sería capaz de reconstruir los eventos originales a partir de todas las partículas secundarias y deposiciones de energía en el gas blanco. Por último analizaremos los fondos de detección de la STPC donde se incluirán la señal de neutrinos y todas las contribuciones de los fondos previamente vistos.

9.1. Optimización de la señal

Cuando las diferentes partículas atraviesen el detector estas irán perdiendo energías de forma que se originan pequeños depósitos o *hits* de energía. Estos depósitos serán recibidos por los sensores en un tiempo que depende de la distancia del ánodo hasta el depósito, y por tanto depende del tiempo de deriva en cada gas. De esta manera los datos que trataría un sensor único que abarcase todo el ánodo serían los depósitos de energía y sus tiempos asociados. Normalmente la disposición del área de detección está compuesta por múltiples sensores de menor tamaño lo que permite mejorar la electrónica de cada módulo de detección y tener una mayor precisión a la hora de reconstruir las trayectorias a partir de los depósitos, sin embargo los algoritmos necesarios para reconstruir la señal en conjunto de todos los módulos de detección dependen notablemente del sensor empleado y demás características que no se abarcan en este trabajo.

Después de haber recibido todos los hits con su tiempo asociado podemos realizar una agrupación o *clustering* que consistirá en segmentar nuestra esfera en (t_d, θ, ϕ) como una red de

manera que reconstruiremos un único evento a partir de todas las trazas y depósitos detectados, al igual que haría un conjunto de sensores. Para ello todos los hits que caigan en un rango dado tendrán asociados un sensor de la esfera. Luego agruparemos las celdas contiguas no vacías para obtener la energía del evento inicial. Al realizar el *clustering* uno de los parámetros más importantes es el tamaño de cada celda, ya que escoger un valor demasiado alto podría mezclar depósitos cercanos provenientes de diferentes eventos, pero un valor ínfimo podría tomar como eventos diferentes hits relativamente distanciados. Además el número de celdas radiales nos indicará la resolución temporal que necesitamos en los sensores y el número de celdas angulares permitirá conocer la cantidad de sensores necesarios. Para optimizar el tamaño de las celdas hemos simulado depósitos de 5 keV uniformemente distribuidos en todo el gas y se ha realizado el clustering para diferentes tamaños, admitiendo una capacidad o eficiencia de clustering del 90 %. Tras esto encontramos que el mínimo número de celdas óptimo es (450,150,100) para cada dirección (figura 16). Dado que 450 es el número óptimo de celdas en dirección radial, necesitaríamos una resolución temporal de $t_d/450 = 25\mu s$, lo cual no supone ningún problema para la electrónica de los sensores actuales. Con el número de celdas en ambos ángulos y suponiendo unos sensores de 1 cm^2 de área de detección tendríamos 15.000, siendo 31.415 el máximo número de sensores posibles para la esfera interna de 50 cm.

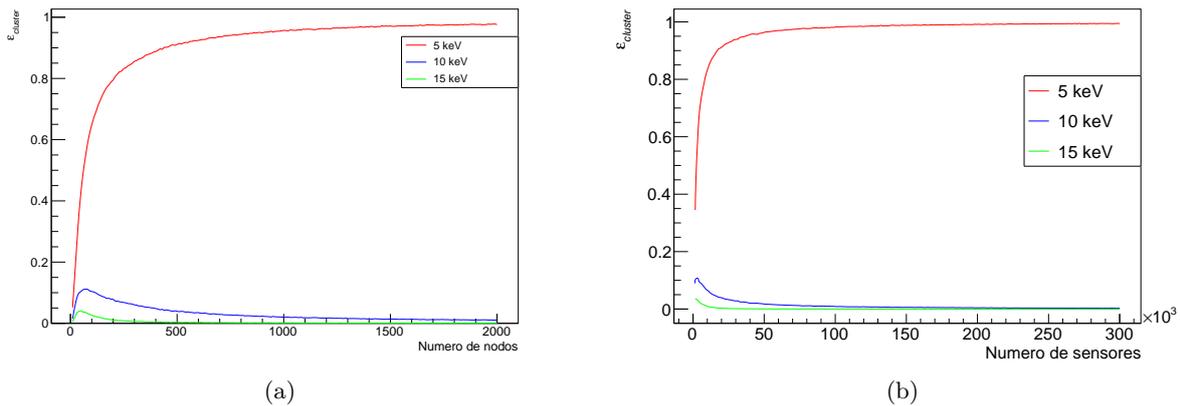


Figura 16: Eficiencia de clustering en función del número de celdas en dirección radial(a) y el número de sensores(b). Los valores escogidos como óptimos (450,150,100) corresponden al primero de los valores capaz de llegar al 90 % de eficiencia, reduciendo así la posibilidad de separar hits dependientes.

9.2. Fondos de detección

Finalmente, tras optimizar la red para la reconstrucción de eventos para las distintas contribuciones y elegir los valores óptimos de la segmentación en (t_d, θ, ϕ) , podemos pasar a ver los resultados finales del fondo de detección para una STPC en las condiciones estudiadas en las secciones anteriores, es decir, con presiones de 1, 10, 90, 100 y 115 bar para vasijas constituidas de cobre, titanio y acero inoxidable, y rodeadas por tanques de agua de 1, 3, 5, 10 y 2500(LSC) m.

9.2.1. Fondo de detección para diferentes tanques de agua

Primero veremos la configuración de la STPC compuesta de cobre rellena de $\text{Xe-CH}_4(0.5\%)$ a 1 bar en tanques de agua de 3, 5 y 10 m, además del LSC o equivalentemente 2500 m de agua (figura 17).

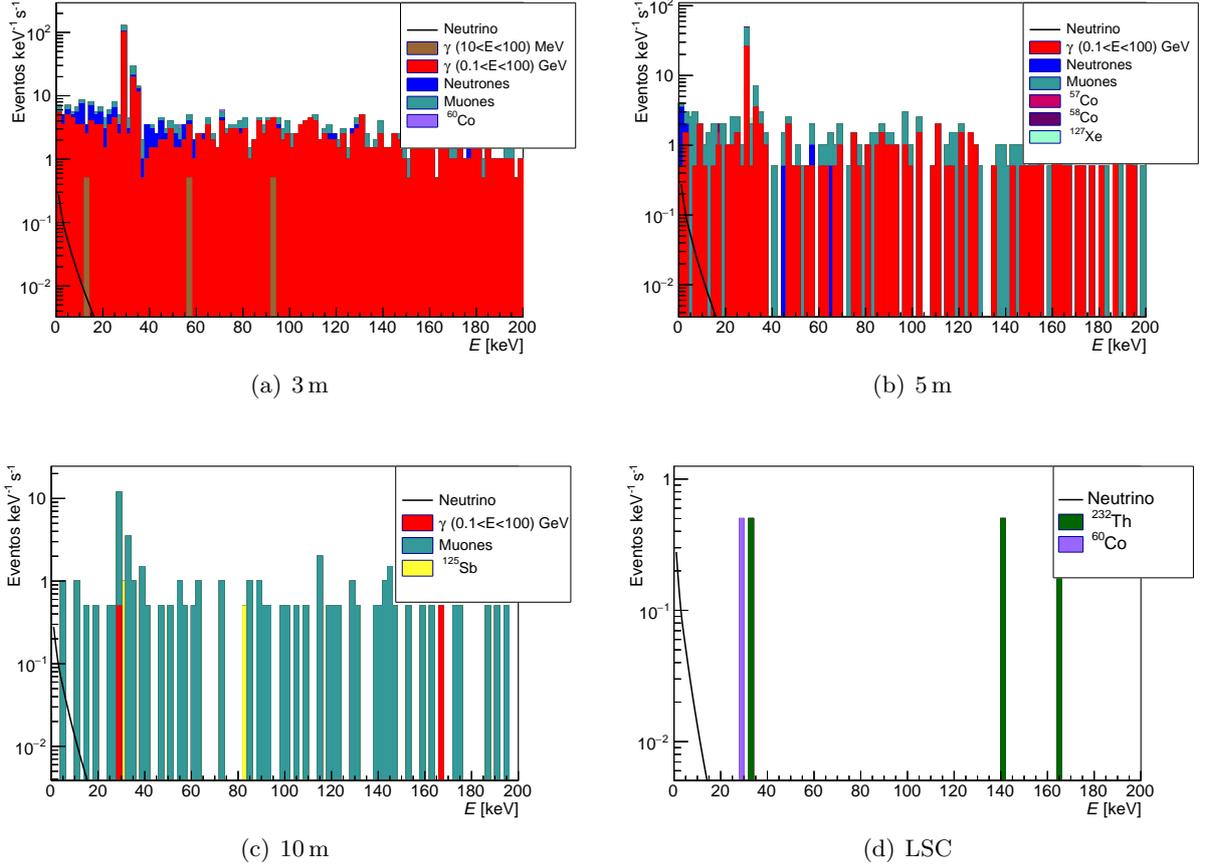


Figura 17: Fondos de detección para una STPC de cobre rellena de $\text{Xe-CH}_4(0.5\%)$ a 1 bar y diferentes tamaños de tanque agua (a,b,c) y fondo esperado en el LSC (d). Vemos como según aumenta el tamaño del tanque la contribución de los fotones disminuye considerablemente, casi llegando a desaparecer para 10 m de agua. A pesar de que en el LSC el fondo es casi nulo, nuestro objetivo será conseguir un fondo similar con el detector en superficie.

Para una STPC a 1 bar podemos ver como la presencia del tanque de agua es vital para reducir los fotones de baja energía, eliminando así una posibles contribución en la región de energías donde esperamos la señal de los neutrinos. Los muones en cambio tienen el mayor impacto en nuestro fondo, tanto como por el fondo de detección como por las fluorescencias generadas en el xenón a 29.46 keV o 33.59 keV [31]. A pesar de tener este fondo para tanques de agua mayores, vemos como la señal ya no se encuentra rebasada por el fondo y podríamos tener una pequeña señal de neutrinos. Gracias a la pureza del cobre, los fondos provenientes por activación y contaminación de la vasija son despreciables excepto el ^{60}Co , que puede llegar a dejar ciertos eventos ocasionalmente. En el caso de ubicar nuestra STPC en el LSC, vemos como el fondo sería prácticamente nulo, y las principales contribuciones provendrían de eventos originados en el material o el propio gas con energía más altas, fuera del rango de los neutrinos.

9.2.2. Fondo de detección para diferentes materiales

Finalizando vamos a ver los resultados de los fondos de detección para presiones superiores, lo que conllevará un aumento de la señal de neutrinos así como la cantidad de material necesario para la propia estructura del detector y por tanto un aumento significativo en los fondos contaminación, visibles en la figura 18. Los demás fondos también aumentarán debido al incremento en la cantidad de depósitos de energía que se generarán en el detector. Estas presiones

las alcanzaremos también usando otros materiales para la vasija, además de cobre, como serán el acero inoxidable y el Titanio.

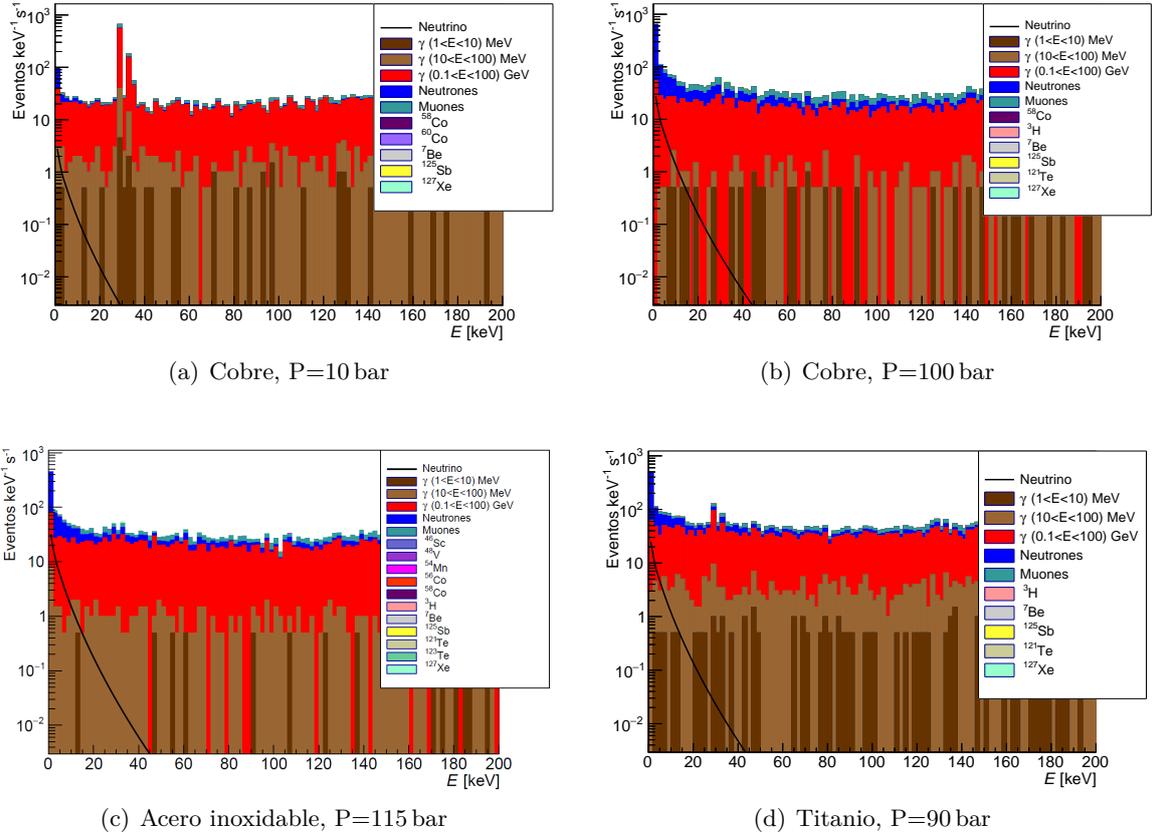


Figura 18: Fondos de detección para una STPC rellena de Xe-CH₄(0.5%) en diferentes vasijas y presiones. En todos los fondos se ha dispuesto un tanque de agua de 1 m para reducir las componentes debidas al fondo cósmico y apreciar las ventajas de cada configuración.

Como podemos observar en la figura 18, en todos los casos comienzan a aparecer contribuciones debidas a la activación del Xenón y la presión extrema a la que se encuentra sometida el gas, pero son despreciables respecto al extenso fondo debido a la componente cósmica. Más específicamente, para cada uno de los materiales también surgen eventos debidos principalmente a la activación de los materiales de la vasija, aunque su contribución al fondo es en parte despreciables. Un método para eliminar la contribución proveniente de la activación o contaminación de los materiales consiste en fiducializar el volumen de detección. Para ello obtendremos la posición de cada track a partir de la posiciones individuales y energía de cada depósito, y debido a que los hits de eventos provenientes de estos eventos se encontrarán en las zonas más externas del gas, podemos quitar todos los eventos detectados en esta zona. En la figura 19a podemos observar cual es la posición de cada uno de los eventos registrados y como la mayoría cuyo origen está en la vasija se encuentran más cercanos a ella. Podemos fiducializar los eventos detectando solamente aquellos que caen dentro de 1.3 m, lo que nos deja con el espectro de la figura 19b.

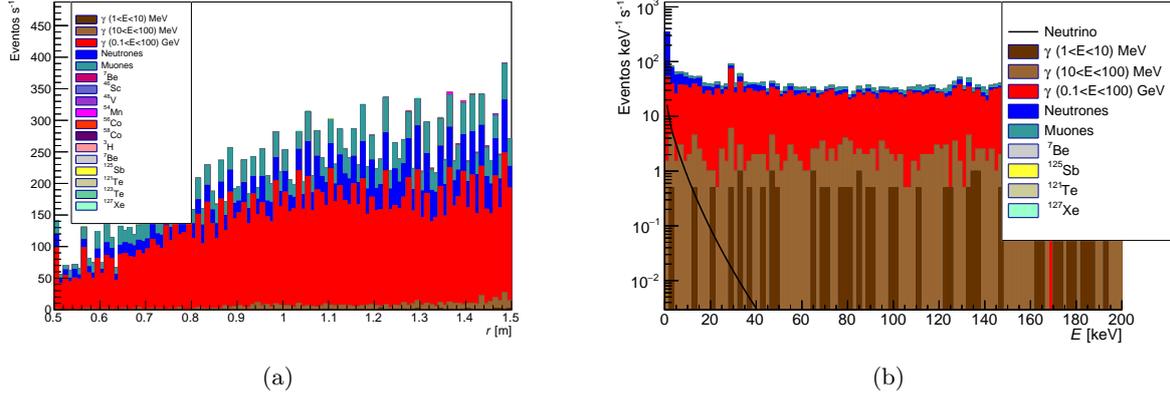


Figura 19: Distribución radial de los eventos en una STPC compuesta por Titanio a 90 bar(a) y fondo de detección tras la fiducialización del volumen de gas blanco(b). En este caso la fiducialización se ha realizado con 20 cm.

A pesar de esta restricción, el fondo continúa ocultando la señal y debido a que reducir el volumen de detección también reduce la señal de neutrinos, la relación señal-ruido esperable será mucho menor que en el fondo de detección original. De esta manera queda demostrado que el uso de materiales diferentes, cuyo objetivo era conseguir una mayor presión y señal, no nos supone una ventaja debido al ínfimo aumento de la señal respecto a la vasija de cobre y la mayor contaminación de estos materiales; y por tanto nos hace descartarlos para la construcción de nuestra STPC.

9.2.3. Fondo de detección óptimo

Por último tenemos las configuraciones del detector sobre las que esperamos los mejores resultados, que constan de una vasija de cobre de 5 cm de espesor rellena de Xe-CH₄(0.5%) a una presión de 10 bar, todo rodeado por un tanque de agua de diferentes tamaños. Los fondos de detección esperados para estas configuraciones pueden visualizarse en la figura 20.

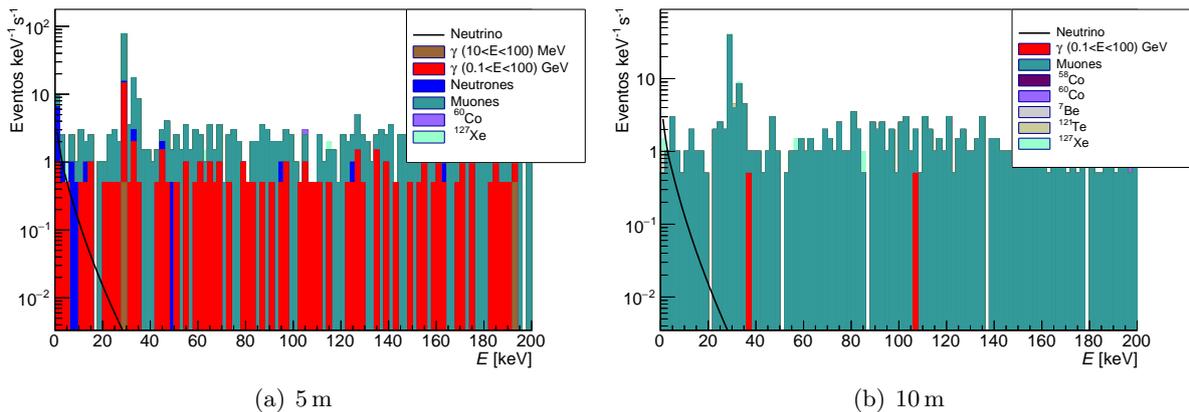


Figura 20: Fondos de detección para una STPC de cobre a 10 bar y diferentes tamaños de tanque agua. Al igual que en la figura 17 vemos la desaparición casi en su totalidad del fondo de fotones a partir de 5 m de agua.

Debido a que la presión es diez veces superior, esperábamos que tanto la señal como el fondo aumenten el mismo factor, sin embargo podemos ver en el tabla 6 como el aumento de presión supone una mejora respecto a la configuración de la figura 17 con 1 bar, ya que la señal aumenta

en un orden de magnitud pero el fondo de detección solamente aumenta en un factor 7. En el caso de 5 m aparece una contribución importante debido a los neutrones, especialmente en la zona de más baja energía donde esperamos la mayor cantidad de neutrinos y por tanto supone un gran problema. Aumentar el tanque de agua a 10 m soluciona casi totalmente dicho inconveniente como vemos en la figura 20b y la señal ya se muestra superior al fondo del detector, aunque la contribución proveniente del fondo de muones enmascara la señal en gran parte, obteniendo 0.62 eventos $\text{keV}^{-1}\text{s}^{-1}$ más de fondo respecto a la señal. En el caso de las demás contribuciones vemos que a estos niveles de presión siguen sin tener efecto sobre el fondo del detector, solo influyen para presiones inabarcables técnicamente como las de la figura 18, y algunas componentes como el ^{60}Co pueden ser eliminadas fiducializando las zonas mas cercanas a la vasija de cobre, aunque debido a la baja contribución que tiene sobre el fondo no sería adecuado fiducializar para evitar empeorar la relación señal-ruido final.

Tanque de agua (m)	5		10	
Presión (bar)	10	1	10	1
Señal de neutrinos (eventos $\cdot\text{keV}^{-1}\text{s}^{-1}$)	6.38	0.64	6.38	0.64
Fondo de detección (eventos $\cdot\text{keV}^{-1}\text{s}^{-1}$)	16.5	15	7	1

Tabla 6: Fondos de detección y señal para presiones de 1 y 10 bar con 5 y 10 m de agua.

10. Conclusiones

La búsqueda de nuevos métodos para extraer información sobre los diferentes eventos que ocurren en nuestro universo es cada vez un tema de mayor investigación, pero debido a las dificultades que se presentan en el camino, tales como unas distancias astronómicas o la propia presencia de otros astros, los neutrinos se han mostrados como un posible candidato a mensajero de diferentes sucesos astronómicos como las supernovas. Además, la aparición de un nuevo proceso de interacción detectado experimentalmente en los últimos años, la dispersión elástica coherente entre neutrino y núcleo ha sido un gran aliciente, tanto como para otros experimentos como para este trabajo. Precisamente esta ventaja también supone el mayor reto del proceso, ser capaz de diseñar un detector sensible a señales de pocos keV que proporcionan los neutrinos. Para ello las cámaras de proyección temporal se muestran como la mejor y casi única opción posible debido a su umbral sub-keV. Normalmente la construcción de un detector de búsqueda de sucesos raros como este se realizaría en un laboratorio subterráneo, pero conseguir desarrollarlo en superficie supondría un gran avance y abaratamiento de los costes.

Este reto nos ha obligado a realizar un estudio de las características principales del detector para conseguir el mejor funcionamiento, especialmente centrándonos en el gas blanco. El tiempo de deriva, uno de los principales propiedades del gas, nos indica que una composición de Ar- C_4H_{10} es la ideal a emplear, pero la elección del Xe- CH_4 (0.5%) se nos muestra como forzosa para mantener el propósito principal del detector, registrar neutrinos.

También ha sido necesario estudiar todas las posible contribuciones al fondo de detección que tendría nuestro detector. El fondo cósmico supone la mayor contribución al fondo de detección, tanto como por las propias partículas como por las partículas secundarias capaces de generar. Para eliminar casi en su totalidad esta contribución se ha dispuesto de un tanque de agua capaz de reducir hasta dos órdenes de magnitud el nivel de fondo. Los fondos por activación y contaminación de los materiales han sido estudiados y caracterizados teniendo en cuenta las limitaciones técnicas del detector. Sobre este fondo no ha sido posible aplicar ningún tipo de

blindaje, sin embargo debido a su bajo impacto en el fondo final no ha supuesto ningún problema.

Para caracterizar de forma más realista la respuesta que tendrían los múltiples sensores albergados en el interior del detector, se ha segmentado la carga y realizado el proceso de *clustering*, consiguiendo una eficiencia sobre depósitos aislados de energía superior al 90%. Además esta segmentación nos permitiría realizar una fiducialización del volumen para eliminar las contribuciones del fondo proveniente de la vasija del detector.

Finalmente hemos observado las diferentes configuraciones posibles del detector, llegando a la conclusión de que la configuración ideal de las mencionadas en este trabajo es mediante el uso de cobre como material para su construcción, Xe-CH₄(0.5%) como gas blanco sometido a una presión de 10 bar, y un tanque de agua de 10 m o superior para la atenuación del fondo cósmico. En las situaciones vistas en este trabajo nos encontramos en límite de detección, sin embargo, observando que el aumento de la presión conlleva un incremento de la señal en igual medida (un factor 10) pero un crecimiento menor del fondo (un factor 7), algunas posibles soluciones serían aumentar la presión (teniendo en cuenta los límites técnicos) por ejemplo a 20 bar, o mantener una presión de 10 bar pero incrementando el tamaño del tanque de agua, por ejemplo, a 100 m para reducir el fondo de muones hasta un nivel inferior a la señal de neutrinos.

Bibliografía

- [1] A. Heger, C. L. Fryer, S. E. Woosley, N. Langer, and D. H. Hartmann. How massive single stars end their life. *The Astrophysical Journal*, 591(1):288–300, jul 2003.
- [2] H. Thomas Janka, Florian Hanke, Lorenz Huedepohl, Andreas Marek, Bernhard Mueller, and Martin Obergaulinger. Core-collapse supernovae: Reflections and directions, 2012.
- [3] Alexei V. Filippenko. Optical spectra of supernovae. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 35(1):309–355, 1997.
- [4] Hans-Thomas Janka. Neutrino emission from supernovae. *Handbook of Supernovae*, page 1575–1604, 2017.
- [5] J. D. Vergados and Y. Giomataris. Dedicated supernova detection by a network of neutral current spherical tpc detectors. *Physics of Atomic Nuclei*, 70(1):140–149, Jan 2007.
- [6] D. Akimov et al. Observation of Coherent Elastic Neutrino-Nucleus Scattering. *Science*, 357(6356):1123–1126, 2017.
- [7] Kuo-Lun JEN. *Simulation Studies on Supernova Neutrino Detections in JUNO*. Zenodo, Jun 2018.
- [8] K. Asakura and et al. Kamland sensitivity to neutrinos from pre-supernova stars. *The Astrophysical Journal*, 818(1):91, Feb 2016.
- [9] Roberto Tartaglia. Borexino: the technical description. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 461(1):327–328, 2001. 8th Pisa Meeting on Advanced Detectors.
- [10] L Cadonati, F.P Calaprice, and M.C Chen. Supernova neutrino detection in borexino. *Astroparticle Physics*, 16(4):361–372, Feb 2002.
- [11] K. Scholberg. Supernova neutrino detection. *AIP Conference Proceedings*, 1666(1):070002.

-
- [12] J. Castel, S. Cebrián, I. Coarasa, T. Dafni, J. Galán, F. J. Iguz, I. G. Irastorza, G. Luzón, H. Mirallas, A. Ortiz de Solórzano, and et al. Background assessment for the trex dark matter experiment. *The European Physical Journal C*, 79(9), Sep 2019.
- [13] Helmuth Spieler. Semiconductor detector systems. *Semiconductor Detector Systems*, pages 1–512, 01 2007.
- [14] J. Allison et al. Geant4 developments and applications. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 53:270–278, 02 2006.
- [15] Radovan Chytráček, Jeremy McCormick, Witold Pokorski, and Giovanni Santin. Geometry description markup language for physics simulation and analysis applications. *Nuclear Science, IEEE Transactions on*, 53:2892 – 2896, 11 2006.
- [16] Javier Galan, Kaixiang Ni, Luis Obis, Gloria Luzon, Juan Antonio Garcia Pascual, David Diez, Cristina Margalejo, Konrad Altenmueller, Igor Irastorza, and Ke Han. REST-for-physics/framework:, July 2021.
- [17] R. Brun and F. Rademakers. ROOT: An object oriented data analysis framework. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 389:81–86, 1997.
- [18] Francisco López. Repositorio del código en gitlab. <https://lfna.unizar.es/flopez/tfm>. 2021.
- [19] H. Schindler and R. Veenhof. Garfield++ — simulation of ionisation based tracking detectors, 2018. <http://garfieldpp.web.cern.ch/garfieldpp>.
- [20] A. Drukier and L. Stodolsky. Principles and applications of a neutral-current detector for neutrino physics and astronomy. *Phys. Rev. D*, 30:2295–2309, Dec 1984.
- [21] K. Hirata et al. Observation of a neutrino burst from the supernova sn1987a. *Phys. Rev. Lett.*, 58:1490–1493, Apr 1987.
- [22] J. Amaré et al. Cosmogenic production of tritium in dark matter detectors. *Astroparticle Physics*, 97:96–105, 2018.
- [23] P. Benetti et al. Measurement of the specific activity of ^{39}Ar in natural argon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 574(1):83–88, 2007.
- [24] J. Galan et al. Low X-ray background measurements at the Underground Canfranc Laboratory. *EAS Publ. Ser.*, 53:155–163, 2012.
- [25] Peter Grieder. Cosmic rays at earth. *Cosmic Rays at Earth by P.K.F. Grieder. Elsevier Science, 2001.*, -1, 01 2001.
- [26] James Ziegler. Terrestrial cosmic rays. *IBM Journal of Research and Development*, 40:19–40, 01 1996.
- [27] Wenjie Zhu et al. A new evaluation of fission product yields for the neutron induced fission of u-233 and th-232. *Fusion Engineering and Design*, 125:608–614, 2017.
- [28] Susana Cebrián. Cosmogenic activation in double beta decay experiments. *Universe*, 6(10), 2020.

- [29] Johannes Back and Y. Ramachers. Activia: Calculation of isotope production cross-sections and yields. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 586, 10 2007.
- [30] J. Castel et al. Background assessment for the TREX Dark Matter experiment. *Eur. Phys. J. C*, 79(9):782, 2019.
- [31] T.H.V.T. Dias et al. The response of xenon x-ray detectors to full-energy absorption and fluorescence-escape events: measurement and modelling. *IEEE Transactions on Nuclear Science*, 43(3):1432–1441, 1996.