

UNIVERSIDAD NACIONAL DE INGENIERIA

FACULTAD DE CIENCIAS



TESIS

**“SIMULACIÓN DE UN DETECTOR CÁMARA DE
PROYECCIÓN TEMPORAL TPC DE DOBLE FASE DE
ARGÓN CON FOTOMULTIPLICADORES DE SILICIO
SiPMs PARA LA DETECCIÓN DE NEUTRINOS”**

PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE
MAESTRO EN CIENCIAS EN FÍSICA

ELABORADO POR:
IVANCOVISH JULIAN HUANCCO MAMANI

ASESOR:
Dr. CARLOS JAVIER SOLANO SALINAS

Lima-Perú

2018

DEDICATORIA

A MI DIFUNTO PADRE: Con todo mi amor dedico ésta tesis a la persona más importante de mi vida y que me enseñó que lo más importante en la vida son los valores y la familia.

JOSE HUANCCO ZELA

A MI HERMANA: Por su ayuda incondicional y de quien me siento orgulloso por su lucha tenaz que ha tenido para lograr sus metas.

EUFEMIA HUANCCO MAMANI

“SIMULACIÓN DE UN DETECTOR CÁMARA DE PROYECCIÓN TEMPORAL TPC DE DOBLE FASE DE ARGÓN CON FOTOMULTIPLICADORES DE SILICIO SiPMs PARA LA DETECCIÓN DE NEUTRINOS”

Ivancovich Julian Huancoco Mamani

código: 20166387G

Tesis para Optar el Grado Académico de
Maestro en Ciencias en Física

2018

Resumen

La Cámara de Proyección Temporal TPC de doble fase es un detector de partículas que consiste en una cámara cilíndrica que contiene argón (líquido y gas) que están separados por una malla y un Multiplicador de Electrones LEM. Además, un conjunto de Fotomultiplicadores de Silicio SiPMs se colocan en ambos extremos de la cámara. Este detector se utiliza en el estudio de la detección de eventos de centelleo e ionización causados por partículas cargadas que interactúan con el argón, los electrones de ionización producidos en esta interacción, después de ser arrastrados en el volumen de argón líquido, son extraídos por un grupo de cuadrículas en el gas y se introduce en los orificios de un LEM, donde se produce la amplificación de la carga, para ser finalmente detectado por los SiPMs. En el presente trabajo, la TPC de doble fase se simula esquemáticamente utilizando Geant4, así como la respuesta de los procesos físicos a través de FTFP_BERT (modelo en cascada de Bertini y modelo pre-compuesto) como un modelo hadrónico y NuBeam como un haz de neutrinos. Además, se analizan las características optoelectrónicas de los SiPMs. El modelo se usa para identificar la producción de partículas asociada a través de las interacciones neutrino-núcleo. Los resultados obtenidos en la simulación sugieren que tal identificación es posible con la TPC de doble fase y se pueden obtener resultados más confiables refinando aún más la simulación.

Palabras clave: Cámara de Proyección Temporal, Multiplicador de electrones, Fotomultiplicador de silicio, Eficiencia de recolección de luz, partículas cargadas, neutrinos.

“SIMULATION OF A DUAL PHASE ARGON TIME PROJECTION CHAMBER TPC DETECTOR WITH SILICON FOTOMULTIPLIERS SiPMs FOR NEUTRINOS DETECTION”

Ivancovish Julian Huancoco Mamani

código: 20166387G

Tesis para Optar el Grado Académico de
Maestro en Ciencias en Física

2018

Resumen

The dual phase argon Time Projection Chamber TPC is a particle detector consisting of a cylindrical chamber containing argon (liquid and gas) that are separated by grids and a Large Electron Multiplier LEM. Besides, a set of silicon photomultipliers SiPMs are placed at both extremes. This detector is used in the study of scintillation and ionizing events detection caused by charged particles that interact with the argon, the ionization electrons produced in this interaction, after drifting in the volume of liquid argon LAr are extracted by a group of grids in the gas phase and introduced into the holes of a LEM, where the charge amplification takes place, to finally be detected by the SiPMs. In the present work, the dual phase TPC is simulated schematically using Geant4, as well as the response of the physical processes through FTFP_BERT (Bertini cascade model and pre-composed model) as a hadronic model and Nu-Beam as a neutrino beam. In addition, the optoelectronic characteristics of SiPMs are analyzed. The model is used to identify the associated production of particles through neutrino-nucleus interactions. Results obtained in the simulation suggest that such identification is possible with the dual phase TPC and can be obtained more reliable results by further refining the simulation.

Key words: Time Projection Chamber, Large Electron Multiplier, Silicon Photomultiplier, Light Collection Efficiency, charged particles, neutrinos.

Agradecimientos

Gracias a mi asesor, Dr. Javier Solano Salinas, por sus correcciones, sugerencias y explicaciones que aclararon el panorama al analizar el presente trabajo de investigación.

Al Consejo Nacional De Ciencia Y Tecnología (CONCYTEC) por el financiamiento brindado para concluir la maestría y a la facultad de ciencias de la Universidad Nacional de ingeniera.

Índice general

Resumen	II
Agradecimientos	IV
Índice general	V
Índice de figuras	VII
Índice de tablas	XI
Abreviaciones	XII
1. Introducción	1
2. Antecedentes Teóricos y Motivación	3
Motivación de neutrinos	3
2.1.1. Fuentes de Neutrinos	4
2.1.2. Interacciones y detección de neutrinos	5
2.2. Detectores de neutrinos	9
2.2.1. La Cámara de Proyección Temporal	10
2.2.1.1. La cámara de ionización de argón líquido	10
2.2.1.2. La TPC líquido de argón y sus aplicaciones	11
2.3. Argón líquido como objetivo	13
2.3.1. Pérdida de energía de partículas en la materia	14
2.3.1.1. Interacciones de partículas cargadas	15
2.3.1.2. Interacciones de fotones	18
2.3.2. Ionización	19
2.3.2.1. Producción de pares ion-electrón	19
2.3.2.2. Recombinación de carga	20
2.3.3. Centelleo	22
2.3.3.1. Centelleo de argón líquido	22
2.3.3.2. Centelleo de gas de argón	23
2.3.4. Transporte de electrones	24
2.3.4.1. Arrastre y difusión	25
2.3.5. Extracción de electrones de líquido a gas	27
2.3.5.1. Centelleo proporcional en gas	28

2.4.	Amplificación de carga en gas	29
2.4.1.	Avalancha de Townsend	29
3.	Cámara de Proyección de Temporal TPC de doble fase de argón	31
3.1.	Principio de funcionamiento de la TPC de doble fase	31
3.2.	Fotomultiplicadores de Silicio SiPMs	33
3.3.	Diseño y Funcionalidad General	33
3.3.1.	Características requeridas para el experimento TPC	34
3.3.2.	Definición de la eficiencia de detección de fotones PDE	35
3.3.3.	Diseño y entrada de la cámara de argón	36
4.	Simulación de la Cámara de Proyección Temporal de doble fase	39
4.1.	Configurando una simulación Monte-Carlo usando Geant4	39
4.1.1.	Aspectos estructurales de la simulación	40
4.1.2.	Funcionalidad de seguimiento y escalonamiento	41
4.1.3.	Desarrollo de aplicaciones para la configuración de la TPC	43
4.1.4.	Interfaz de medición, análisis y control de ejecución (IMACE)	45
4.2.	Materiales y construcción del detector	47
4.2.1.	Detectores	47
4.3.	Discusión de la validez física	48
4.3.1.	Calculo del Código fuente	48
4.3.1.1.	Eficacia de la recolección de luz (LCE)	48
4.3.1.2.	Eficiencia relativa de la recolección de Luz (rLCE)	49
4.3.1.3.	Rendimiento de luz (LY)	50
4.3.1.4.	Fracción de área superior (AFT)	50
4.4.	Simulaciones iniciales de una TPC	50
4.5.	Simulación de Tubos Fotomultiplicadores PMTs	53
4.5.1.	Configuración de campos eléctricos	55
4.5.2.	Simulaciones de campo de arrastre	57
5.	Resultados	60
5.1.	Resultados de eficiencia en PMTs	60
5.2.	Análisis de eficiencia en SiPMs	66
5.3.	Pruebas para partículas (pión, muon y neutrino muónico)	68
6.	Conclusiones	74
6.1.	Trabajo futuro	75
A.	Demostración de perdida de energía por colisiones en gases	76
B.	Aspectos principales del código en Geant4	80
	Bibliografía	84

Índice de figuras

2.1. NuMI Beam: Representación esquemática de la producción de haces de neutrinos en Fermilab y flujos de ν_μ y ν_e 735 km de distancia del objetivo NuMI, tanto dentro como fuera del eje para la configuración del haz de energía baja y media [15].	5
2.2. Cálculo de la sección transversal del ν_μ de corriente cargada [16].	7
2.3. Representación de interacciones neutrino-nucleón mediante diagramas de Feynman.	8
2.4. Diferentes fuentes de neutrinos determinan el rango de energías y los experimentos que estudian dichos rangos de energías [17].	9
2.5. Representación esquemática del principio de funcionamiento de la Time Projection Chamber (TPC).	11
2.6. Izquierda: diagrama de fase de argón con el punto triple a 83.81 K y 0.689 bar [38]. Derecha: espectro de energía del rayo beta emitido por el isótopo ^{39}Ar [39].	14
2.7. Izquierda: coeficiente de atenuación de diferentes procesos para las interacciones fotón-argón [44]. Derecha: potencia de parada en argón para diferentes partículas. Las curvas se calculan según la ecuación de Bethe, incluida la corrección de densidad para el argón líquido. Los puntos son datos simulados [45] en argón de baja densidad y virados para tener en cuenta los efectos radiactivos. La pequeña diferencia en energías mayores de 3 GeV entre la función analítica y los datos simulados para los protones se debe a la corrección de densidad. . .	16
2.8. Muon cruzando el argón líquido. Izquierda: comparación de la pérdida de energía restringida para diferentes cortes de energía T_{cut} y Δ_p/x para diferentes espesores x . Derecha: pérdida de energía restringida con respecto al corte de energía para diferentes energías de muón T_μ	17
2.9. Izquierda: el recíproco del factor de recombinación R en el argón líquido trazado frente a $\mathcal{E}^{-1}dE/dx$ para tres valores del campo eléctrico \mathcal{E} . Los tres conjuntos de puntos de datos [50] están en la misma línea recta, lo que muestra que la ley modificada de Birks es una buena aproximación en el rango considerado de dE/dx y \mathcal{E} . La función de ajuste también se muestra. Derecha: Dependencia de los electrones de arrastre recolectados y la luz de centelleo como una función del campo eléctrico [51] cuando se irradia argón líquido con electrones de ≈ 1 MeV	21
2.10. La gráfica de la izquierda muestra la velocidad de arrastre de los electrones en el argón líquido en función del campo eléctrico. La medición se realizó en argón líquido a 89 K por Amoroso y colaboradores [65] y en 87 K por Walkowiak [64]. La gráfica de la derecha muestra la proporción del coeficiente de difusión de electrones D y la movilidad de electrones μ que cambia el campo eléctrico como se informa en [66]. El coeficiente de difusión se calcula multiplicando D/μ por la velocidad de arrastre medida por Walkowiak y dividiendo por el campo eléctrico.	26

2.11. Velocidad de arrastre de electrones en Xe y Ar (tanto gaseosa como líquida) en función de la intensidad de campo eléctrico en el eje x superior, y en función del campo eléctrico dividido por la presión en el eje x inferior. Figura tomada de [68].	27
2.12. La imagen de la izquierda muestra la dependencia del tiempo de extracción en el campo eléctrico en argón líquido ($T = 87.4$ K) como se informa en [71]. La imagen de la derecha [69] muestra la eficiencia de extracción para componentes rápidos y lentos en función del campo eléctrico en argón líquido ($T = 90$ K). Como se describe en el documento, debido a las limitaciones de la electrónica, la medición del componente lento tiene un carácter semicualitativo.	28
2.13. Izquierda: secciones transversales de átomos de argón electrónico para diferentes tipos de interacciones [75]. Derecha: distribución de energía de electrones libres bajo la acción de un campo eléctrico externo en gas argón puro a 1 atm y 20 C simulado con Magboltz 8.4 [76].	29
3.1. Esbozo de principio de funcionamiento de la TPC de doble fase [77]	32
3.2. Ilustración esquemática de un SiPM por Ketek.	34
3.3. Izquierda: Representación de los elementos básicos que constituyen un PMT. Derecha: Fotografía del modelo PMT R8520-406 con base montada.[84] . . .	37
4.1. Estructura de G4Event	41
4.2. Implementación del SiPM en la simulación de Geant4: la forma geométrica y las medidas corresponden al verdadero SiPM. La parte que recoge la luz se define como un volumen sensible (cuadrado gris) que puede contar el ingreso de fotones (líneas verdes).	48
4.3. Cámara de proyección temporal típica de argón de una fase representado por: partículas primarias (color azul), interacciones en la cámara (color rojo), fotones producidos en en la interacción (color verde).	51
4.4. Deposición de energía para protones	51
4.5. Simulaciones de interacciones para diferentes partículas con una energía de 1 GeV, donde la rayos de color azul significa las partículas primarias incidentes, el color rojo interacciones con el argón, el color verde significa los fotones producidos.	52
4.6. Distribución de la energía depositada en la cámara (en MeV) para muones (azul), protones (negro) y piones (rojo) a 1 GeV.	53
4.7. Descripción general de un tubo fotomultiplicador inferior simulado.	53
4.8. Izquierda: TPC simulado en Geant4 con la distribución de fotones detectados. Los fotones se detienen por los mecanismos de reflexión y el campo eléctrico. Derecha: interacción del haz de muones de 1GeV y la respuesta del detector.	54
4.9. Parámetros de Análisis	55
4.10. Configuración general del campo eléctrico que incluye (a) arrastre de la región (b) extracción de líquido a gas (c) arrastre hacia agujeros LEM (d) agujeros LEM (e) arrastre hacia el ánodo (f) campos cerca de las bandas de ánodo. La configuración mostrada corresponde a compartir la misma carga entre las vistas X e Y.[32]	56
4.11. Simulación para encontrar el número mínimo de anillos de configuración de campos con una geometría simplificada. Al implementar dos planos en lugar de las mallas y variar el número de electrodos de conformación, se identificó el mejor equilibrio entre la homogeneidad de campo y los problemas de espacio. La homogeneidad del campo está indicada por las líneas negras de arrastre de electrones.	58

4.12. Simulaciones de las líneas de arrastre de electrones en el TPC. En el lado izquierdo, se muestran las líneas de arrastre de electrones que comienzan justo al lado de la malla del cátodo. Las líneas de arrastre que comienzan cerca del borde inferior del TPC están deformadas y dobladas hacia el eje cilíndrico. En el lado derecho, las líneas de arrastre comienzan en una posición más elevada en zy , las inhomogeneidades de campo en la esquina no tienen influencia en los arrastres, que por lo tanto muestran una línea recta.	59
5.1. Izquierda: Eficiencia de recolección de luz en (TOP PMTs). Derecha: Eficiencia de recolección de luz en (BOTTOM PMTs). Sin el amplificador de electrones LEM.	60
5.2. Eficiencia de recolección de luz en la región S2. Izquierda: Eficiencia de recolección de luz en (TOP PMTs). Derecha: Eficiencia de recolección de luz en (BOTTOM PMTs), con el amplificador de electrones LEM.	61
5.3. Eventos detectados en la TPC (vista sobre el eje x e y). Izquierda: Eventos detectados en (TOP PMTs). Derecha: Eventos detectados en (BOTTOM PMTs).	61
5.4. Porcentaje total de eventos detectados en los fotomultiplicadores PMTs.	62
5.5. Eficiencia de recolección de luz en función de R^2 y z (radio y altura). Izquierda: Eficiencia de recolección de luz en BOTTOM PMTs. Derecha: Eficiencia de recolección de luz en BOTTOM PMTs.	62
5.6. Eficiencia relativa de recolección de luz en ambos extremos BOTTOM Y TOP PMT	63
5.7. Izquierda: Eficiencia de recolección de luz relativa de la simulación. Derecha: Eficiencia de recolección de luz relativa medidas en XENON100 [72].	63
5.8. Mapas de rendimiento de luz para diferentes volúmenes en la dirección z de la TPC. Todas las mallas se implementan de manera suficiente con un índice de refracción definido por los volúmenes. La simulación se procesa con 10^5 eventos, una reflectividad de PTFE del 95 % y una longitud de absorción de 20 cm para el argón líquido.	65
5.9. Influencia de la reflectividad de teflón en el rendimiento de luz para fotones ópticos de 1 GeV con el volumen de argón líquido, simulado con una longitud de absorción de 20 cm.	65
5.10. Fuente externa de fotones ópticos ubicados en la posición (0,-150,-84.5)mm.	66
5.11. LCE promedio tomadas en 4 distintas posiciones por una fuente de fotones ópticos de 10^6 número de eventos.	66
5.12. Porcentaje total de eventos detectados en los fotomultiplicadores de silicio SiPMs.	67
5.13. Eficiencia de recolección de luz en los fotomultiplicadores de silicio.	67
5.14. Procesos de interacción primarios y secundarios producidos en la TPC a través de interacción pión-argón.	68
5.15. Producción de partículas producidas en la TPC a través de interacción pión-argón.	69
5.16. Procesos de interacción primarios y secundarios producidos en la TPC a través de interacción pión-argón.	70
5.17. Producción de partículas producidas en la TPC a través de interacción muón-argón.	70
5.18. Simulación Monte Carlo del depósito de energía en el vía CC por muon (rojo) y pión (azul).	71
5.19. Eventos detectados de partículas con respecto al rango de energía 0-10 GeV; neutrino muonico (azul), muon(rojo), pión(negro).	72

5.20. Un ejemplo de producción de pión coherente CC de un neutrino en TPC. La dirección entrante del neutrino es a lo largo de la coordenada horizontal; la pista muon corresponde a la más adelante, formando un ángulo de 5° con la dirección entrante de neutrinos. El ángulo de apertura entre el muon y la trayectoria del pión es 15° Se ve un pliegue en la trayectoria del pión.	73
A.1. Partícula incidente dispersada por una carga estacionaria Ze en reposo	76
A.2. Partícula incidente de carga ze	77
A.3. Pérdida de energía en función de $\beta\gamma$	79
A.4. Pérdida total de energía $-dE/dx$ para muones en cobre. [41]	79

Índice de tablas

2.1. Resumen de los experimentos reales que explotan la TPC.	12
2.2. TPC de argón líquido futuro y propuesta para estudios de neutrinos y búsquedas de desintegración de protones.	13
2.3. Cantidades relevantes relacionadas con el argón.	14
3.1. Diferencias entre SiPMs y PMTs [86].	38
4.1. Parámetros de Análisis	55
5.1. Valores usados para el detector, tomados del experimento XENON100 [72].	60
5.2. Eventos detectados en función del rango de energía para las partículas cargadas.	71
5.3. Eventos detectados en función de los intervalos de energía.	72

Abreviaciones

TPC	T ime P rojection C hamber
PMT	P hoto M ultiplier T ubes
SiPM	S ilicon P hoto M ultiplier
LEM	L arge E lectron M ultiplier
FTEP_BERT	F riTiof P recoumpund BERT ini
QGSP_BERT	Q uark- G luon S tring P recompound BERT ini
PDE	P hoto D etection E ficiency
APD	A valanche P hoto D iode
QEL	Q uasi E Lastic S cattering
RES	R esonance E lastic
Scattering DIS	D eep I nelastic S cattering
FSI	F inal S tate I nteraction
VUV	V acumm U ltra V iolet
Geant4	G Eometry A Nd T racking
LCE	L ight C ollection E ficiency
LY	L ight Y ield
AFT	A rea F raction T op
NEST	N oble E lement S imulation T echnique

Capítulo 1

Introducción

“¿De qué está hecha la materia?” Es una pregunta centenaria en física y ciertamente una de las más fundamentales. Ha estado incomodando a generaciones de científicos que trabajan en los diferentes campos de investigación. Gracias a los primeros químicos como Robert Boyle, se revivió la antigua idea griega de un átomo como componente elemental de la materia. Algunos de los investigadores más conocidos y famosos han contribuido a asegurar este concepto como Daniel Bernoulli, John Dalton, Amedeo Avogadro, James C. Maxwell y, por supuesto, Albert Einstein, por nombrar solo algunos.

Sin embargo, rápidamente quedó claro que existen partículas más pequeñas e incluso más fundamentales que proporcionan un gran campo de juego para los físicos hasta ahora. Modelos atómicos por J.J. Thomson, Ernest Rutherford o Niels Bohr prepararon el terreno para grandes campos de investigación como la física nuclear y de partículas y condujeron a nuevas teorías exitosas como la mecánica cuántica, convirtiendo el inicio del siglo XX en uno de los periodos más emocionantes y pioneros en la historia de la física. Las teorías se han mejorado, se han introducido nuevos modelos. Y dado que los físicos siempre han amado romper cosas para descubrir lo que hay dentro, se ha formado un gran “zoo de partículas” que puede explicar un sinnúmero de fenómenos fascinantes e interacciones del modelo estándar y más allá de modelo estándar. Uno de estos grandes hitos en la física de partículas es, sin duda, el descubrimiento del neutrino. Fue propuesto por Wolfgang Pauli en 1930 como una partícula hipotética neutra y al principio se lo llamó “el neutrón”. Su existencia fue verificada por Reines (Premio Nobel 1995) y Cowan en 1956 usando reacciones nucleares como fuente de neutrinos. Después de eso, una serie de experimentos diferentes han estado buscando propiedades de neutrinos desconocidos. Goldhaber realizó una medición directa de su helicidad, mientras que Lederman, Schwartz y Steinberger (Premio Nobel 1988) pudieron probar la distinción entre el neutrino electrónico ν_e y el neutrino muón ν_μ . Otro experimento muy importante con impacto en la imagen del neutrino fue establecido por Wu et al. en 1956 proporciona evidencia de la violación de la paridad de carga (CP) en el sector de leptones. La familia de los neutrinos

ligeros se completó con el descubrimiento del tercer sabor de neutrinos (neutrino tau ν_τ) en 2000 por el experimento DONUT [1–3].

El logro más reciente en la física de neutrinos es la detección de oscilaciones de neutrinos por Takaaki Kajita y Arthur B. McDonald que mostraron que los neutrinos son partículas masivas [4]. Esto ha llevado a una nueva era de interés en la física de los neutrinos y ha abierto nuevas perspectivas en la física teórica y experimental. Una de ellas es el estudio de la producción de partículas asociadas en interacciones neutrino-materia.

Actualmente, hay varios experimentos en todo el mundo que intentan observar estas interacciones que tienen implicaciones de largo alcance en la física nuclear y de partículas más allá del modelo estándar. Uno de ellos es el experimento MINERVA [5], que tiene por objetivo medir con alta precisión la sección de choque de neutrinos, y antineutrinos, a energías intermedias con diferentes blancos. Para ello usa el haz de neutrinos producidos en el NuMI–BeamLine en Fermilab (Illinois, USA). Siendo su canal principal de interacción la dispersión cuasi-elástica neutrino-nucleón, teniendo también sensibilidad a la dispersión resonante, producción coherente de piones y dispersión inelástica profunda. El conocimiento adecuado de la interacción de los hadrones (kaones, hiperones, piones, protones) con los núcleos durante su propagación en el detector, es uno de los requisitos necesarios para obtener una gran precisión en la identificación de eventos tales como los que corresponden a la dispersión inelástica profunda [6]. Otro experimento importante DUNE [7] que está en proceso de construcción, utiliza una Cámara de Proyección Temporal (TPC) de argón líquido. El grupo de investigación de física experimental de altas energías de la Universidad Nacional de Ingeniería está contribuyendo al desarrollo de los detectores en cuanto a calibración y análisis de datos, de igual manera se pretende caracterizar los tubos fotomultiplicadores (PMT) como fotomultiplicadores de silicio (SiPMs) con respecto a su aplicabilidad a la detección de luz de centelleo en argón.

El objetivo de este trabajo es simular de forma detallado la configuración de la TPC de doble fase utilizando simulaciones Geant4, así como la propagación de la luz de centelleo dentro de la cámara de argón. Se investiga la influencia de la geometría y la eficiencia más óptima en PMTs y SiPMs para la detección de partículas neutrinos. En el capítulo 2, se describen los conceptos básicos teóricos sobre naturaleza de los neutrinos junto con una descripción general de los experimentos actualmente en funcionamiento en ese campo de investigación. En este contexto, también se introduce el experimento TPC de doble fase. El Capítulo 3 comprende la caracterización de los PMTs, SiPMs, Amplificador de electrones (LEM) y explica las propiedades más importantes de la configuración de TPC de argón de doble fase. En el capítulo 4 se proporciona una descripción detallada de la simulación, así como su capacidad y rango de validez tomando en cuenta los procesos de sus características optoelectrónicas. Finalmente, el capítulo 5 describe los resultados de sus características más importantes de la simulación y pruebas iniciales de detección de partículas.

Capítulo 2

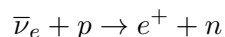
Antecedentes Teóricos y Motivación

2.1. Investigación de neutrinos

Los neutrinos son los constituyentes menos entendidos de la materia; pero nuestro universo está en gran parte impregnado de ellos. Son fermiones casi sin masa, neutros. La más importante de sus características es que rara vez interactúan con la materia; podríamos considerarlos como partículas fantasmales. Las propiedades básicas de los neutrinos, sin carga eléctrica y poca masa, fueron hipotetizados por W.Pauli en 1930 para explicar la aparente pérdida de energía en el proceso de desintegración beta radiactiva [8].

E. Fermi en 1934 elaboró la teoría de la desintegración beta y le dio su nombre a la partícula. Se emite un neutrino de electrones con un positrón en desintegración beta positiva, mientras que un antineutrino electrónico se emite con un electrón en desintegración beta negativa [9].

A pesar de tales predicciones, los neutrinos no se detectaron experimentalmente durante más de 20 años, debido a la debilidad de sus interacciones con la materia. La primera evidencia de neutrinos se dio en 1956 a partir del experimento de Cowan y Reines [10], donde descubrieron el antineutrino electrónico ($\bar{\nu}_e$) a través de la reacción:



Los neutrinos son los componentes básicos del Modelo Estándar. Al igual que los quarks y los leptones cargados, los neutrinos son fermiones spin-1/2, pero son eléctricamente neutros e interactúan con otras partículas solo a través de una interacción débil mediada por los bosones cargados W^\pm y el bosón neutro Z^0 .

Hay tres neutrinos “sabores”: ν_e, ν_μ, ν_τ . Cada uno de estos se acopla a través de la interacción débil al leptón cargado del mismo sabor: e, μ, τ .

La identificación de ν_μ como distinta de ν_e se llevó a cabo en 1962 por L. Lederman, M. Schwartz y J. Steinberger en Brookhaven National Laboratories [11]. El descubrimiento del neutrino tau fue anunciado en 2000 por el experimento DONUT, en Fermilab, que fue construido para detectar específicamente ese tipo de neutrinos [1].

2.1.1. Fuentes de Neutrinos

Los neutrinos se generan en interacciones y decaimientos débiles. Los neutrinos pueden ser producidos por fuentes naturales o artificiales.

- Fuentes naturales:

- Neutrinos de procesos de fusión nuclear en el Sol [neutrinos solares] (ν_e tipo de electrones, de pocos KeV a 15 MeV)

- Neutrinos de explosiones de supernova [neutrinos SuperNova] (10 MeV - 100 MeV)

- Cascada de neutrinos atmosféricos iniciadas por núcleos de rayos cósmicos primarios, principalmente de decaimiento π , K y μ [Neutrinos atmosféricos] (ν_e, ν_μ 100 MeV -100 GeV)

- Fuentes artificiales:

- Reactores de neutrinos del proceso de fusión nuclear, desintegración β ($\bar{\nu}_e$, 1 MeV - 10 MeV)

- Trampa de haz de neutrinos ($\nu_e, \nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ 10 MeV - 50 MeV)

- Neutrinos de aceleradores (principalmente $\nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$, 1 GeV - 100 GeV)

Las fuentes artificiales de ν permiten limitar la sistemática en los flujos; un programa extendido con haces de neutrinos de línea base larga (LBL) en Europa, EE. UU. y Japón está activo o en proceso de lanzamiento. Recientemente se aprobó un programa de línea de base corta (SBL) de nueva generación en Fermilab, EE. UU. [7].

Los haces de neutrinos se crean en decaimientos débiles de hadrones de vida corta. En este caso, se extrae un haz de protones de un acelerador complejo y los protones colisionan en un objetivo, por ejemplo, grafito y se producen partículas secundarias de vida corta, como piones y kaones. Estas partículas viajan una distancia relativamente corta (unos pocos cientos de metros) a través de un “tubo de decaimiento”. Una buena fracción de ellas se descompone produciendo neutrinos que continúan en la misma dirección, formando un haz de neutrinos, mientras que todas las otras partículas como los protones restantes y los mesones sin decaer son absorbidos por grandes bloques de hierro o concreto. De los tres tipos conocidos de neutrinos, un haz producido de esta manera contiene principalmente neutrinos muónicos, como se ilustra en la figura 2.4.

Los haces de neutrinos de línea de base larga que están en uso o planificados, que en su mayoría proporcionan haces de ν_μ , son: [12]

- J-PARC Neutrino Facility en Japón, de Tokai a Kamioka, a 295 km de distancia, con una configuración de haz fuera del eje, donde el centro de la dirección del haz de neutrinos se desplaza unos grados respecto al detector Super-Kamiokande (experimento T2K).
- CNGS (CERN Neutrinos to Gran Sasso) Del CERN al Laboratorio Nacional Gran Sasso (LNGS), a 732 km de distancia (experimentos OPERA e ICARUS).
- NuMI (Neutrinos at the Main Injector) de Fermilab, IL, al norte de Minnesota, a 735 km de distancia (experimentos NOVA, MINOS) [13].
- LBNF (Long Baseline Neutrino Facility), De Fermilab, IL, a Sanford, Dakota del Sur, a 1300 km de distancia (experimento DUNE) [7] (Planificado).

Uno de los haces de neutrinos de base corta que se usan actualmente es el haz de neutrinos Booster en Fermilab, que produce principalmente ν_μ para experimentos de línea de base corta como Mini-Boone y ahora MicroBoone [14].

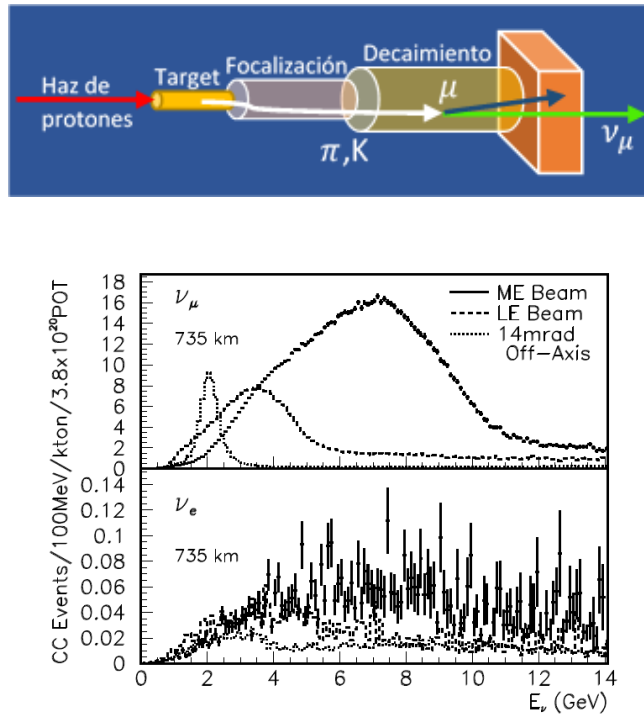


FIGURA 2.1: NuMI Beam: Representación esquemática de la producción de haces de neutrinos en Fermilab y flujos de ν_μ y ν_e 735 km de distancia del objetivo NuMI, tanto dentro como fuera del eje para la configuración del haz de energía baja y media [15].

2.1.2. Interacciones y detección de neutrinos

Los neutrinos solo pueden experimentar interacciones débiles.

Las interacciones débiles de neutrinos pueden proceder a través de interacciones de corriente cargada y neutra, con núcleos y electrones atómicos a energías más bajas, y con p (protones), n (neutrones) en núcleos y con q (quarks) en nucleones a energías más altas. Para neutrinos de alta energía, la interacción de corriente cargada en p, n (q, \bar{q}) en núcleos (nucleones) generalmente se descompone en tres canales:

$$\begin{aligned}\sigma_{tot} &= \sigma_{QEL} + \sigma_{RES} + \sigma_{DIS} = \\ &= \sigma_{0\pi} + \sigma_{1\pi} + \sigma_{n\pi}\end{aligned}\tag{2.1}$$

El primer término en la 2.1, σ_{QEL} , se refiere a la Dispersión Cuasi Elástica, descrita con un Lagrangiano V-A Corriente-Corriente [16] :

$$\nu_l + n \rightarrow l^- + p\tag{2.2}$$

El segundo término en 2.1, σ_{RES} , es el canal de excitación de resonancia:

$$\nu_l + N \rightarrow l + \Delta/N^* \rightarrow l + \pi + N'\tag{2.3}$$

donde N es el nucleón del estado fundamental Δ (y N^*) son estados excitados que se descomponen con la producción de π . la resonancia Δ se considera como un “nucleón excitado” N; su masa en reposo es 1232 MeV, con $S = 0, I = \frac{3}{2}, J^P = \frac{3}{2}^+$. Se descompone rápidamente a través de la interacción fuerte en un nucleón y un pión ($\Delta \rightarrow N\pi, \tau = 5 \times 10^{-24}s$). Hay cuatro partículas de resonancia $\Delta(1232)$: $\Delta^{++}(uuu), \Delta^+(uud), \Delta^0(udd), \Delta^-(ddd)$. Cada uno de ellos podría descomponerse en un pión cargado o neutro y en un protón o neutrón.

$$\begin{array}{ll}\Delta^{++} \rightarrow p + \pi^+, & \Delta^0 \rightarrow n + \pi^0 \\ \Delta^+ \rightarrow n + \pi^+ & \Delta^0 \rightarrow p + \pi^- \\ \Delta^+ \rightarrow p + \pi^0 & \Delta^- \rightarrow n + \pi^-\end{array}$$

Como podemos ver en la figura 2.2, el canal de dispersión QE es el proceso principal en la región alrededor de 1 GeV de energía de neutrinos. El canal de excitación por resonancia aparece en el rango “intermedio” de energía (0.5-5 GeV); en esta región, los efectos nucleares tienen un papel no despreciable. Estos efectos incluyen el movimiento del nucleón objetivo N en el núcleo padre, el bloqueo de Pauli ¹ y los efectos de unión a nucleones, así como las

¹El bloqueo de Pauli ocurre cuando los estados de transición finales están llenos, por lo que un electrón entrante ya no puede hacer esa transición. (consecuencia directa del principio de exclusión de Pauli).

correlaciones de múltiples nucleones, el sombreado y las interacciones del estado final (FSI) en la materia nuclear. Esto causa una supresión de la sección transversal ν -N y un aumento del error sistemático debido al modelo elegido para FSI. Por lo tanto, se necesita una modelización adecuada de los efectos nucleares para tener un mejor conocimiento del canal de interacción RES- ν [17].

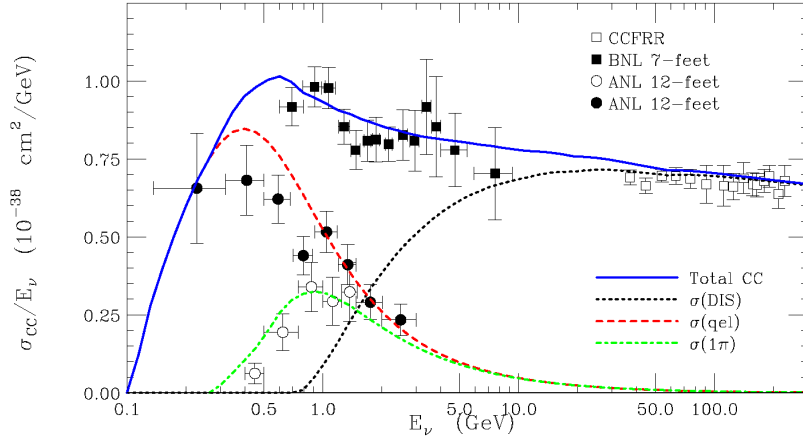


FIGURA 2.2: Cálculo de la sección transversal del ν_μ de corriente cargada [16].

El tercer término en la ecuación 2.1, σ_{DIS} , corresponde a los modos de Interacción Inelástica Profunda en quarks, descrito con un Lagrangiano V-A con el propagador W^\pm masivo [16]:

$$\nu_l + N \rightarrow l + X \quad (2.4)$$

El hadrón saliente X suele ser un pión, junto con un leptón cargado; el proceso DIS comienza alrededor de 500 MeV de energía de neutrinos (necesaria para la producción de piones) y su sección transversal aumenta linealmente con la energía de neutrinos E_ν .

Sin embargo, los neutrinos tienen secciones transversales de interacción muy pequeñas con constituyentes medianos, ver ecuación 2.5:

$$\begin{aligned} \sigma(\nu A)[1MeV] &\approx 10^{-44} cm^2, && \text{Neutrinos de baja energía, dispersión en átomos A} \\ \sigma(\nu N)[1GeV] &\approx 10^{-38} cm^2, && \text{Canales QE y RES, dispersión en nucleones N} \\ \sigma(\nu q)[10GeV] &\approx 10^{-37} cm^2, && \text{Canal DIS, dispersión en quarks q} \end{aligned} \quad (2.5)$$

La detección de neutrinos siempre es indirecta; se pueden detectar en las interacciones débiles que experimentan con núcleos, nucleones o quarks dependiendo de la energía. Por lo tanto, para tener tasas de interacción cuantificables, grandes flujos de neutrinos, detectores masivos y un largo tiempo de exposición son necesarios.

Por ejemplo, para el experimento MicroBooNE [14] en la línea de haz de neutrinos Booster: 60 toneladas (60 m^3), objetivo de argón líquido en un año de exposición (exposición efectiva a un flujo de neutrinos: 4 meses) a un flujo de neutrinos con $\langle E_\nu \rangle = 1 \text{ GeV}$, el número de interacciones de neutrinos esperadas N_{int} en nucleones objetivo, especialmente neutrones:

$$\nu + n \rightarrow p + \mu$$

es calculado en la ecuación 2.6.

$$N_{int} = \sigma \Delta t \cdot n \cdot \Phi \approx 2 \times 10^4 \quad (2.6)$$

σ es la sección transversal de interacción por nucleón para $\langle E_\nu \rangle$ del haz de neutrinos, Φ es el flujo de neutrinos $= 1.2 \times 10^4 \frac{v}{\text{cm}^2 \text{s}}$, Δt es el tiempo de exposición ($\approx 10^7 \text{ s}$), n es el número de centros de dispersión en el objetivo T ($n = \frac{NM_T N_A}{A_T}$, donde M_T y A_T son la masa efectiva y la masa nuclear del objetivo y N es la cantidad de neutrones, para LAr en MicroBooNE: $\rho_T = 1.4 \text{ gcm}^{-3}$ y $V_T = 60 \text{ m}^3$, $M_T = \rho_T V_T$, $A = 40$, $N = 22$).

Los detectores recogen señales de las partículas detectables (partículas cargadas, productos de desintegración de núcleos o átomos excitados) que se producen por las colisiones de neutrinos con los constituyentes del material objetivo. Una representación básica de interacción neutrino-núcleo se muestra en la figura 2.3, donde el neutrino leptónico l ya sea de tipo (μ, e, τ) interactúa con un protón o neutrón vía un bosón de corriente cargada W^+ cuyo estado final es su mismo leptón cargado más el cambio del núcleo.

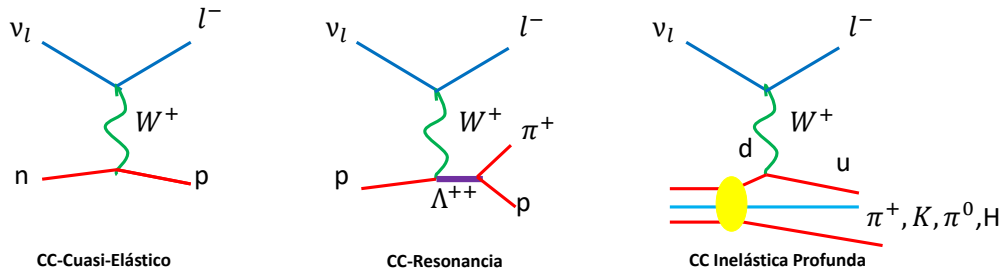


FIGURA 2.3: Representación de interacciones neutrino-nucleón mediante diagramas de Feynman.

Se han utilizado varias tecnologías de detección en función de:

- Rango de energía de neutrinos
- Objetivos de la física
- Diferentes fuentes de neutrinos (experimentos subterráneos para neutrinos solares y atmosféricos para reducir el fondo, experimentos de superficie para neutrinos de reactores y aceleradores).

En general, los detectores de neutrinos se basan en la re de carga de ionización (cámaras de burbujas, cámaras de proyección temporal ...) o la detección de luz emitida, ya sea de centelleo o Cherenkov (por ejemplo, Super-K), en todos los casos producidos por las partículas cargadas que salen de una interacción de neutrinos con los constituyentes del medio.

La figura 2.4 muestra un resumen de las diferentes fuentes de neutrinos que determinan el rango de energía y los experimentos actuales que estudian dichos rangos de energías.

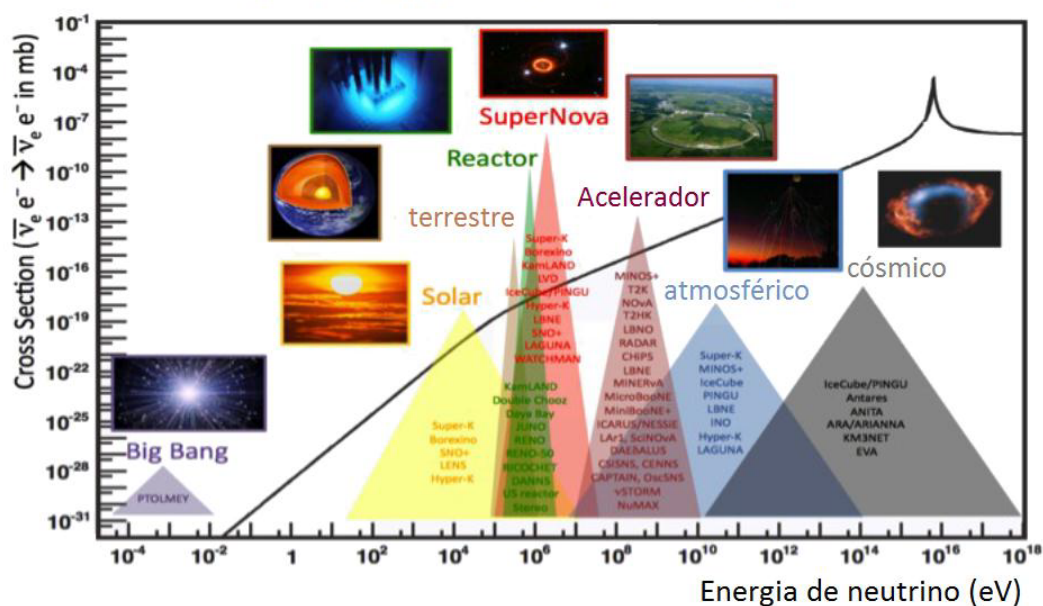


FIGURA 2.4: Diferentes fuentes de neutrinos determinan el rango de energías y los experimentos que estudian dichos rangos de energías [17].

2.2. Detectores de neutrinos

Con el fin de aumentar la posibilidad de detectar eventos raros como las interacciones de neutrinos e indicios de materia oscura, el dispositivo ideal debería ser masivo y denso para restringir las dimensiones. Dado que los eventos son generalmente pocos, el detector debe poder discriminar de manera efectiva el fondo (background) en una base de evento por evento, una tarea que se simplifica si se puede visualizar la topología del evento y se puede identificar la partícula involucrada. El detector que incorpora todas estas características es la Cámara de Proyección Temporal de argón líquido (TPC). El argón líquido es un medio adecuado y activo para un detector de partículas: es un excelente centellador, y los electrones de ionización son libres para ser arrastrados en argón líquido ultra-puro. A continuación, describimos brevemente el principio de TPC y sus aplicaciones con gases nobles licuados como detectores neutrinos y de materia oscura.

2.2.1. La Cámara de Proyección Temporal

La Cámara de Proyección Temporal (TPC) fue inventada por David Nygren [18] en 1974. El principio de la operación se muestra en la figura 2.5. Se aplica un campo eléctrico uniforme en un volumen lleno de gas, de modo que las cargas libres pueden ser arrastradas distancias macroscópicas a lo largo de las líneas de campo. Una partícula ionizante que cruza una porción del volumen activo crea pares de iones de electrones a lo largo de su recorrido. Los electrones y los iones están separados por el campo eléctrico, y se mueven en dirección opuesta. Durante el arrastre, la distribución de electrones se mueve rígidamente, dejando su forma esencialmente inalterada. Cuando los electrones están en la vecindad del ánodo, donde se recolectan finalmente, inducen pulsos de corriente. Los electrones generalmente se multiplican en gas cerca del ánodo para aumentar la amplitud de la señal. Cuando el ánodo está segmentado, la posición del electrodo proporciona la coordenada del evento proyectada en el plano del ánodo, y la coordenada de arrastre es proporcional al tiempo de arrastre. La densidad de ionización es proporcional a la pérdida de energía de la partícula por unidad de camino, y esto proporciona información sobre la naturaleza de la partícula. En otros términos, esta tecnología es capaz de identificación de imágenes tridimensionales de partículas. Los TPC llenos de gas, generalmente inmersos en un campo magnético para medir el momento de la partícula desde la curvatura de la trayectoria, se usan como un dispositivo de seguimiento, por ejemplo, detectores de seguimiento en colisionadores o experimentos de objetivos fijos.

2.2.1.1. La cámara de ionización de argón líquido

Las cámaras de ionización de argón líquido explotan el hecho de que en el argón líquido puro los electrones pueden ser arrastrados libremente bajo la acción de un campo eléctrico externo. La carga liberada por una partícula ionizante es proporcional a la energía de la partícula liberada en el argón. Dos electrodos, el ánodo y el cátodo, delimitan un espacio lleno de argón líquido, y los electrones de ionización, moviéndose hacia el ánodo, inducen a una señal.

Para aumentar la energía depositada (y, en consecuencia, la carga involucrada), varios electrodos de ánodo y cátodo se pueden alternar en serie. El metal de los electrodos, más denso que el argón líquido, sirve tanto para ralentizar las partículas cargadas como para convertir las partículas neutras (neutrones y fotones) en partículas cargadas (y por lo tanto detectables). De esta forma, la partícula entrante se detiene dentro del detector (posiblemente generando una cascada electromagnética o hadrónica), permitiendo la medición de su energía. Este detector es un calorímetro de muestreo basado en argón líquido como medio activo, y fue propuesto por Willis y Radeka [19] en 1974. En el mismo contexto, también se desarrollaron preamplificadores de bajo ruido adecuados para este tipo de aplicaciones.

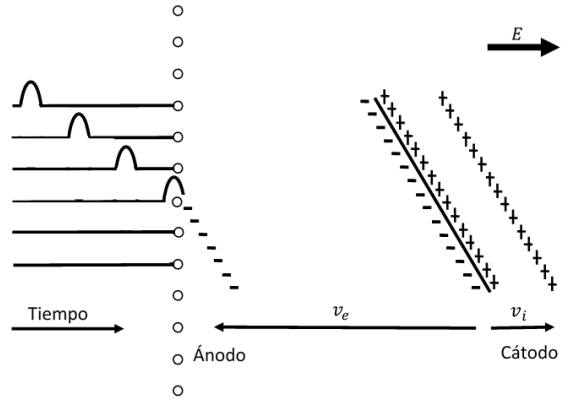


FIGURA 2.5: Representación esquemática del principio de funcionamiento de la Time Projection Chamber (TPC).

2.2.1.2. La TPC líquido de argón y sus aplicaciones

La idea de reemplazar el gas en un TPC con argón líquido fue propuesta en 1977 por Carlo Rubbia [20]. En las tablas 2.1 y 2.2 se enumeran los experimentos actuales y los experimentos futuros o propuestos basados en TPC de gases nobles liquados. El argón líquido TPC es la fusión de la cámara de ionización de argón líquido con la tecnología TPC. Se puede pensar como una cámara de burbujas electrónica, en analogía con las capacidades de rastreo e identificación de partículas en un medio denso de la cámara de burbujas. Además, es un calorímetro excelente para eventos contenidos en el volumen activo.

La TPC de argón líquido ofrece un objetivo denso, sensible y uniforme, y proporciona la topología tridimensional completa del evento, la identificación de partículas de la evaluación dE/dx y una resolución de energía muy buena. Esto lo convierte en un detector ideal para la física de neutrinos: las buenas capacidades de imagen son el punto clave de la discriminación de fondo. Por ejemplo, el distintivo de la apariencia de ν_e a partir de un haz puramente ν_μ es un electrón energético creado a través de una interacción de corriente cargada. Una fuente importante de antecedentes es la interacción de corriente neutra de un ν_μ que produce un π^0 que se descompone inmediatamente en dos fotones, que pueden emular la cascada electromagnética del electrón. Este tipo de eventos se puede discriminar con la reconstrucción, la topología del evento y la identificación de las partículas involucradas.

	objetivo	masa	física
50L[21]	argón de fase única	65 kg	secciones transversales de neutrinos interacción quasielástica
T32[22]	argón de fase única	170 kg	haz de partículas cargadas identificación de partículas
ArgoNeuT[23]	argón de fase única	240 kg	secciones transversales de neutrinos interacción de baja energía
ICARUS[24]	argón de fase única	478 ton	secciones transversales de neutrinos oscilaciones de neutrinos neutrinos astrofísicos
ZEPLIN[25]	doble fase de xenón	12 kg	Materia oscura
Dark Side[26]	doble fase de argón	50 kg	Materia oscura
XENON [27]	doble fase de xenón	100 kg	Materia oscura
WArP[28]	doble fase de argón	140 kg	Materia oscura
LUX[11][29]	doble fase de xenón	300 kg	Materia oscura
ArDM[30]	doble fase de argón	850 kg	Materia oscura

TABLA 2.1: Resumen de los experimentos reales que explotan la TPC.

Los TPC líquidos de argón también son adecuados para búsquedas directas de materia oscura según XENONN1T [31]. El argón líquido proporciona una buena auto protección y se puede obtener una excelente discriminación de background (eventos β, γ y de rayos X) a partir de la distribución temporal de los fotones de centelleo y de la carga de ionización a la relación de luz de centelleo. La carga de ionización involucrada en los eventos interesantes es muy pequeña, y se requiere algún tipo de amplificación de señal. Esto se puede lograr en el gas, extrayendo los electrones de la fase líquida.

El concepto de TPC de doble fase se puede extender a otros gases nobles, como el xenón (ver tabla 2.1). La carga generalmente se lee detectando la luz de centelleo secundario proporcional que es producida por los electrones que son arrastrados en el campo eléctrico alto en el gas, después de su extracción del líquido. La resolución espacial alcanzable depende en gran medida de la dimensión de los dispositivos sensibles a la luz. Esto introduce una compensación entre la capacidad de imagen, las dimensiones y el costo del detector.

Una evolución adicional de la TPC de argón líquido es la amplificación de la carga y su lectura directa, que extiende las capacidades de seguimiento e imagen de TPC para reducir los umbrales de energía, y esto se puede lograr utilizando un dispositivo de amplificación de carga en el gas: el Gran Multiplicador de Electrones (LEM), ofrece varias ventajas [32]:

- Mejora la relación señal/ruido, facilitando la reconstrucción de la trayectoria tridimensional y la calorimetría de los eventos.
- La degradación de la señal debido a pérdidas de carga y difusión en trayectos largos de arrastre puede recuperarse.

- Las trayectorias de partículas por debajo del umbral (por ejemplo, fotones blandos de bremsstrahlung, cascadas electromagnéticas o retrocesos nucleares) en TPC de argón líquido estándar pueden detectarse, mejorando la resolución energética general.
- Resuelve la separación espacial de señales pequeñas y mejora el background debido a los neutrones en los experimentos de búsqueda directa de materia oscura.

	objetivo	masa	física
MicroBooNE [14]	argón de fase única	80 ton	secciones transversales de neutrinos oscilaciones de neutrinos
MODULAR [33]	argón de fase única	20 kton	oscilaciones de neutrinos violación CP decaimiento de protones
LAr40 [34]	argón de fase única	30 kton	oscilaciones de neutrinos violación CP decaimiento de protones
GLACIER[35]	doble fase de argón	100 kton	oscilaciones de neutrinos violación CP decaimiento de protones

TABLA 2.2: TPC de argón líquido futuro y propuesta para estudios de neutrinos y búsquedas de desintegración de protones.

En la siguiente sección 2.3, revisamos el argón como objetivo, centrándonos en las características relevantes para el trabajo experimental y la interpretación de los datos adquiridos. En particular, nos concentramos en las interacciones de partículas cargadas y fotones en argón líquido, en la producción de fotones de centelleo y pares de ion-electrón, y en las propiedades de transporte de electrones en gas argón, en argón líquido y en la interfaz líquido-gas.

2.3. Argón líquido como objetivo

La elección del argón líquido como medio activo es sugerido por una serie de propiedades interesantes. El argón líquido es fácil de tratar, es equivalente al nitrógeno líquido en términos de criogenia. Es barato debido a que constituye alrededor del 1% de la atmósfera de donde se extrae. Su densidad es de 1.4 g/cm^3 , esto significa que las partículas que atraviesan un núcleo depositan energía significativa y es más probable que sucedan interacciones. Al pasar una partícula cargada, centellea, se ioniza y la carga liberada no se reabsorbe inmediatamente. Es químicamente inactivo, la mayoría de las impurezas se pueden filtrar fácilmente a niveles mejores que la parte por billón. Tiene una gran rigidez dieléctrica, que facilita el uso de alto voltaje.

En la tabla 2.3, se resumen algunas de las cantidades y propiedades más relevantes del argón. El diagrama de fase de argón se muestra en la gráfica a la izquierda de la figura 2.6. En la gráfica de la derecha se muestra el espectro de las partículas β emitidas por la descomposición de ^{39}Ar . De hecho, hay rastros de isótopos radiactivos de larga vida presentes en el argón

natural, ^{39}Ar y ^{42}Ar . Ambos decaen a través de la emisión β^- con una etapa final de 600 keV y una vida media de 32.9 años para el ^{42}Ar , y 565 keV y 269 años para el ^{39}Ar [36]. La actividad de ^{39}Ar se mide en 1 Bq por kg de argón natural [37].

parámetro	valor
número atómico (Z)	18
peso atomico	39.948
densidad del líquido	1.4 g/cm ³
punto de ebullición a 1 atm	87.3 K
triple punto	83.81 K, 0.689 bar
calor de evaporación	6.44 kJ/mol
constante dieléctrica de líquido (ϵ_l)	1.5
primer potencial de ionización (I_1)	15.7 eV
brecha de energía de argón líquido (E_{gap})	14.3 eV
energía de excitación media (I)	188 eV
energía promedio para ionización en gas (W_g)	26.4 eV
energía promedio para la ionización en líquido (W_l)	23.6 eV
longitud de onda de centelleo (componente dominante)	128 mm
Longitud de dispersión Rayleigh en líquido	90 cm
longitud de radiación en líquido	14 cm
longitud de interacción en líquido	85 cm
Radio de Molière en líquido	9 cm
MIP que para el poder líquido	2.1 MeV/cm
energía crítica en líquido para electrones	30 MeV
energía crítica en líquido para muones	500 MeV

TABLA 2.3: Cantidades relevantes relacionadas con el argón.

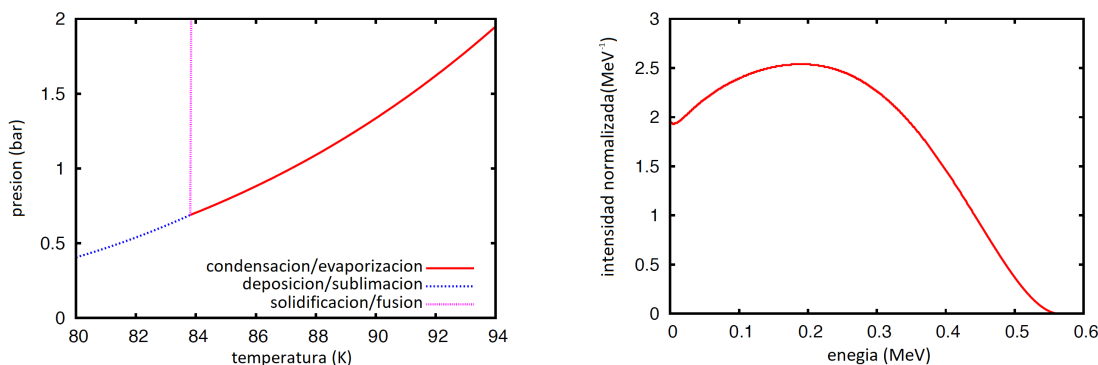


FIGURA 2.6: Izquierda: diagrama de fase de argón con el punto triple a 83.81 K y 0.689 bar [38]. Derecha: espectro de energía del rayo beta emitido por el isótopo ^{39}Ar [39].

2.3.1. Pérdida de energía de partículas en la materia

La siguiente sección es un breve resumen de los procesos involucrados en las interacciones de partículas con la materia. Las revisiones completas se pueden encontrar en [40]. El foco está en las interacciones de fotones y muones con el argón, ya que estos aspectos son ampliamente utilizados en los siguientes capítulos.

2.3.1.1. Interacciones de partículas cargadas

Una partícula cargada moderadamente relativista más pesada que el electrón pierde su energía atravesando un medio principalmente en colisiones contra los electrones de los átomos. Las colisiones son frecuentes, y una pequeña cantidad de energía generalmente se transfiere a un solo electrón, esto hace que la pérdida de energía parezca continua. Los átomos se excitan e ionizan si la energía transferida es mayor que la energía de enlace del electrón. La pérdida promedio de energía por unidad de grosor del material (normalizado según su densidad) dE/dx , también conocida como potencia de frenado, se describe mediante la ecuación de Bethe [41] (para más detalle ver anexo A:

$$-\frac{dE}{dx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{max}}{I^2}\right) - 2\beta^2 - \delta(\beta\gamma) \right] \quad (2.7)$$

Válido en el rango $0.1 \lesssim \beta\gamma \lesssim 10^3$. Aquí β es la velocidad de la partícula incidente normalizada a la velocidad de la luz (c), γ es el factor de Lorentz asociado, z (positivo definido) es la carga de la partícula incidente en unidades de la carga del electrón, $K = 0.1535 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$, Z y A son el número atómico y la masa atómica del absorbente, $m_e = 511 \text{ keV}/c^2$ es la masa del electrón, $T_{max} = \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{1+2\gamma m_e/M+(m_e/M)^2}$ es la energía máxima que se puede transferir a un electrón libre en una sola colisión por la partícula incidente de masa M , I es la energía de excitación media del absorbedor (188 eV para argón) y $\delta(\beta\gamma)$ es la corrección del efecto de densidad del material.

En general, el potencial de frenado es mayor para velocidades más bajas de las partículas incidentes. Alcanza un mínimo alrededor de $\beta\gamma \approx 3-4$ y el valor del mínimo se puede parametrizar como una función del número atómico del absorbedor con $-(dE/dx)_{min} \approx (2.35 - 0.28 \log(Z)) \text{ MeV cm}^2/\text{g}$. El aumento después del mínimo, conocido como aumento relativista, se debe al efecto relativista que aumenta la componente ortogonal de campo eléctrico a la velocidad de una partícula cargada ultra-relativista.

Los objetivos densos, como el argón líquido, al pasar la partícula se polarizan a lo largo de la trayectoria. La polarización protege el campo eléctrico y suprime la contribución de la colisión distante a la ionización. Este efecto se tiene en cuenta al introducir el parámetro $\delta(\beta\gamma)$ Que se puede aproximar para materiales dieléctricos con la siguiente función [42]:

$$\begin{aligned} \delta &= 0 && \text{para } X < X_0 \\ \delta &= 4.6052X + C + a(X_1 - X)^m && \text{para } X_0 < X < X_1 \\ \delta &= 4.6052X + C && \text{para } X > X_1 \end{aligned}$$

donde $X = \log_{10}(\beta\gamma)$ y para el argón los parámetros son $X_0 = 0.201$, $X_1 = 3$, $a = 0.196$, $m = 3$ y $C = -5.217$, valores dados según [43]. El efecto neto de esta corrección es suprimir el aumento relativista de la pérdida de energía promedio a $\beta\gamma$ alto. El potencial de frenado para las diferentes partículas en argón se muestra en la figura 2.7 (derecha). Tenga en cuenta que el potencial de frenado de los electrones aumenta mucho más en comparación con las otras partículas. Esto se debe a los efectos radiactivos, discutidos más adelante en el texto.

Grandes cantidades de energía transferidas a un solo electrón son raras. Cuando el electrón recibe suficiente energía para cubrir una distancia significativa en el medio e ionizarlo más, se llama rayo δ . Tales electrones con energía cinética $I \ll T \leq T_{max}$ se distribuyen de acuerdo con [41]:

$$\frac{d^2N}{dTdx} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \frac{F(T)}{T^2} \quad (2.8)$$

donde $F(T)$ es un factor dependiente de spin muy cercano a la unidad para $T \ll T_{max}$.

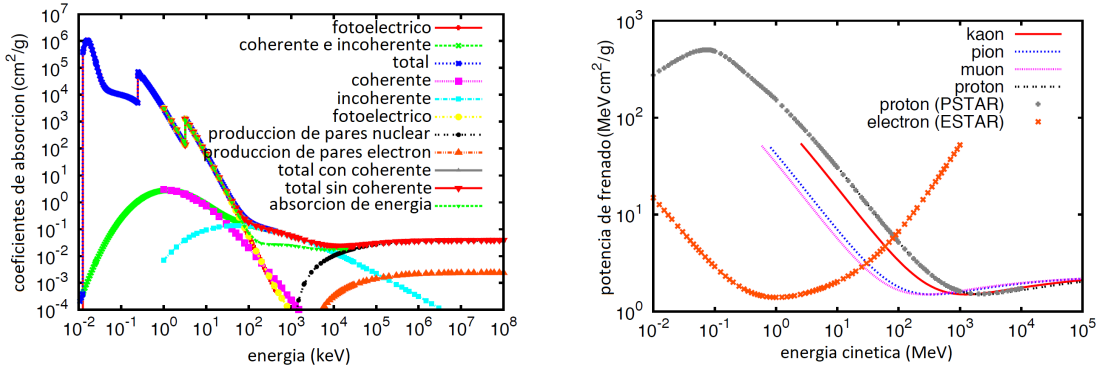


FIGURA 2.7: Izquierda: coeficiente de atenuación de diferentes procesos para las interacciones fotón-argón [44]. Derecha: potencia de parada en argón para diferentes partículas. Las curvas se calculan según la ecuación de Bethe, incluida la corrección de densidad para el argón líquido. Los puntos son datos simulados [45] en argón de baja densidad y virados para tener en cuenta los efectos radiactivos. La pequeña diferencia en energías mayores de 3 GeV entre la función analítica y los datos simulados para los protones se debe a la corrección de densidad.

Si omitimos los rayos δ con energías $T > T_{cut}$ en el cálculo del potencial de frenado, obtenemos la llamada pérdida de energía promedio restringida por camino unitario, que se puede escribir como [41]:

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{res} = Kz^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\log\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{cut}}{I^2}\right) - \beta^2(1 + T_{cut}/T_{max}) - \delta(\beta\gamma) \right] \quad (2.9)$$

Se convierte en la ecuación de Bethe para $T_{cut} \rightarrow T_{max}$, y difiere de él por la pérdida de energía no considerada por camino unitario $\int_{T_{cut}}^{T_{max}} T(d^2N/dTdx)dT$. El aumento relativista debido a la gran energía transferida a pocos electrones se suprime, y en general $\beta\gamma$ la pérdida

de energía restringida alcanza una zona plana (Fermi Plateau), que depende de T_{cut} (ver figura 2.8).

La distribución que describe la energía liberada por una partícula cargada que cruza un espesor finito x del absorbedor es la función de Landau. Se extiende a infinito con una gran cola de alta energía para describir los rayos δ . Más allá de T_{max} , la distribución de Landau no tiene ningún significado físico. De hecho, la media de la distribución que se extiende a la entidad no está definida. Experimentalmente, la energía media depositada sufre grandes variaciones debido a los rayos δ , está dominada por la cola de la distribución Landau y, por lo tanto, es muy sensible a los cortes. La distribución Landau exhibe un pico prominente, y su posición, el llamado valor más probable Δp , es una cantidad bien definida que se puede expresar como [41]:

$$\Delta_p = \xi \left[\log\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I}\right) + \log\left(\frac{\xi}{I}\right) + j - \beta^2 - \delta(\beta\gamma) \right], \quad \xi = K \frac{Z}{A} \frac{x}{\beta^2} \quad (2.10)$$

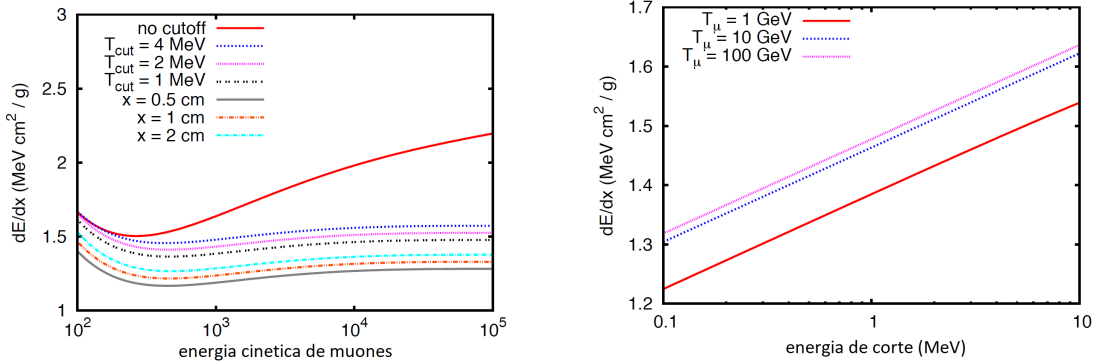


FIGURA 2.8: Muon cruzando el argón líquido. Izquierda: comparación de la pérdida de energía restringida para diferentes cortes de energía T_{cut} y Δ_p/x para diferentes espesores x . Derecha: pérdida de energía restringida con respecto al corte de energía para diferentes energías de muón T_μ .

donde x está en g/cm^2 y $j = 0.2$. Además de la pérdida de energía restringida, también Δ_p/x alcanza una zona plana que depende de x .

En la figura 2.8, resumimos las características de la pérdida de energía en argón líquido mediante un muón. La gráfica de la izquierda muestra, en función de la energía cinética del muón, una comparación de la pérdida de energía promedio por unidad de camino calculada a partir de la ecuación de Bethe, la pérdida de energía restringida para diferentes cortes de energía y Δ_p/x para diferentes espesores de argón líquidos. En la gráfica de la derecha, la pérdida de energía promedio restringida se traza frente a la energía de corte para diferentes energías cinéticas de muón.

Los procesos radiactivos como la producción de pares electrón-positrón, bremsstrahlung e interacción fotonuclear se convierten en la fuente principal de pérdida de energía por encima de la energía crítica, definida como la energía a la que las pérdidas de energía radiactiva y de ionización son iguales. Para los electrones en el argón líquido, es alrededor de unas pocas decenas de MeV, lo que provoca el aumento rápido del potencial de frenado que se muestra en la figura 2.7. Para los muones y piones, la energía crítica es de alrededor de unos cientos de GeV y mucho más alta para las partículas más pesadas. La energía crítica también depende del material absorbente, y para los muones se parametriza empíricamente en función del número atómico con [41]:

$$\begin{aligned} E_{\mu c} &= 7980 \text{ GeV} / (Z + 2.03)^{0.879} && \text{para gases} \\ E_{\mu c} &= 5700 \text{ GeV} / (Z + 1.47)^{0.838} && \text{para sólidos} \end{aligned} \quad (2.11)$$

En gases, la energía crítica es mayor que en sólidos porque el efecto de densidad es menor. Para el argón líquido, la energía crítica del muón es de aproximadamente 500 GeV. La pérdida de energía a través de procesos radiactivos no puede considerarse continua, ya que se caracteriza por pequeñas secciones transversales, grandes fluctuaciones de energía y producción de cascadas electromagnéticas y hadrónicas.

2.3.1.2. Interacciones de fotones

Los fotones de baja energía interactúan con la materia principalmente a través de la dispersión de Rayleigh, donde no se transfiere energía al absorbente, y por medio del efecto fotoeléctrico. Este último proceso se caracteriza por la absorción del fotón y la emisión de un electrón de energía $E_{ph} - E_b$, donde E_{ph} y E_b son la energía del fotón y la energía de enlace del electrón en el átomo. La sección transversal fotoeléctrica, que se escala aproximadamente con el número atómico del absorbente como Z^{4-5} , es una función discontinua de la energía del fotón debido a los diferentes umbrales de fotoionización, que reflejan los niveles atómicos.

La dispersión de Compton se vuelve dominante en las energías intermedias de los fotones. El fotón está dispersado por los electrones casi libres del absorbente, y transfiere una fracción de su energía en el rango $0 - 2E_{ph}^2 / (m_e + 2E_{ph})$, dependiendo del ángulo de dispersión del fotón. La probabilidad de que un fotón se someta a la dispersión de Compton es proporcional al número de electrones, lo que significa que depende linealmente del número atómico del absorbente. El fotón puede sufrir dispersión múltiple de Compton antes de ser absorbido por efecto fotoeléctrico.

Para energías mayores que $2m_e c^2$, el fotón que interactúa en el campo eléctrico del núcleo puede aniquilar y producir un par electrón-positrón. Al aumentar la energía de los fotones, la

producción de pares se convierte en el proceso más importante de la interacción de los fotones con la materia. Como función del número atómico, la sección transversal de la producción de pares se escala aproximadamente como Z^2 .

El coeficiente de absorción de fotones se define como $(\rho\lambda)^{-1}$, con λ como el libre medio del fotón y ρ la densidad del absorbente la figura 2.7 (izquierda) muestra el coeficiente de absorción de fotones en argón para diferentes procesos [44].

Los fotones y electrones de alta energía producen en material un proceso en cascada conocido como cascada electromagnética. De hecho, los fotones producen principalmente pares electrón-positrón, mientras que los electrones y los positrones irradian principalmente un fotón. La cascada evoluciona hasta que la energía de cada partícula cae por debajo de la energía crítica. La distancia promedio sobre la cual un electrón de alta energía pierde $1 - 1/e$ de su energía por bremsstrahlung, o, de forma equivalente, $7/9$ del camino libre medio de un fotón de alta energía, se denomina longitud de radiación x_0 . Es una característica de cada material, y para el argón líquido su valor es de 14 cm. El radio de un cilindro paralelo al eje de la cascada que contiene el 90 % de la energía depositada por la cascada se denomina radio de Molière, y para el argón líquido es de 9.3 cm. Estas dos son las cantidades típicas utilizadas para describir las cascadas electromagnéticas.

2.3.2. Ionización

Como ya se ha descrito, una partícula se ralentiza en la materia principalmente en colisiones contra los electrones de los átomos², ionizándolos y saliendo de ellos. Los pares de iones de electrones producidos tienden a recombinarse con una probabilidad que depende de la densidad de ionización local y del campo eléctrico externo aplicado. En esta sección abordamos la cantidad de carga producida y recogida en un campo eléctrico determinado y la potencia de frenado.

2.3.2.1. Producción de pares ion-electrón

La energía media W requerida para producir pares ion-electrón depende del material absorbente, la energía y la naturaleza del proyectil. A partir de consideraciones de conservación de energía, uno puede escribir [46]:

$$W = E_i + E_{ex}N_{ex}/N_i + \epsilon$$

donde N_i es el número de iones ionizados individualmente creados en un E_i de pérdida de energía promedio, N_{ex} es el número de átomos excitados a un E_{ex} de pérdida promedio, y

²Para partículas con velocidades comparables a la velocidad de los electrones en el átomo, las colisiones nucleares se vuelven una contribución relevante a la pérdida de energía

ϵ es la energía cinética promedio de los electrones de N_i con energía por debajo del nivel de excitación más bajo. E_i es un poco más grande que el primer potencial de ionización I_1 (ver tabla 2.3), porque la partícula pierde energía para ionizar y excitar átomos ya ionizados. $E_{ex}N_{ex}/N_i$ tiene en cuenta la energía consumida en la excitación.

2.3.2.2. Recombinación de carga

Sin campo eléctrico, los electrones liberados se recombinan en un tiempo determinado, definidos por dos efectos opuestos: la difusión, que tiende a dispersar la carga, y la atracción de Coulomb, que tiende a juntarla. El electrón se puede recombinar con el ion padre (recombinación inicial) o con otro ion (recombinación columnar o caja). Dependiendo de la densidad de ionización, una forma es más relevante que la otra. El efecto de un campo eléctrico aplicado externamente es separar los electrones de los iones. El resultado es que una fracción R de las cargas iniciales no se recombina.

Teniendo en cuenta solo un único par de electrones-iones, la recombinación inicial bajo el efecto de un campo eléctrico \mathcal{E} bajo puede evaluarse como [47]:

$$R = e^{-r_{kT}/r_0}(1 + \mathcal{E}/\mathcal{E}_{kT}) \quad (2.12)$$

donde r_{kT} es la distancia a la cual la energía térmica del electrón es igual a la energía potencial de Coulomb, r_0 es la distancia promedio de un electrón después de la termalización del electrón, y $\mathcal{E}_{kT} = kT/(q_e r_{kT})$, con q_e la carga del electrón, es el límite de validez del modelo. La predicción no es precisa en campos muy bajos, ya que $R \rightarrow e^{-r_{kT}/r_0} \neq 0$ para $\mathcal{E} \rightarrow 0$, y esto es desmentido por los experimentos, es decir, $R \rightarrow 0$ para $\mathcal{E} \rightarrow 0$.

La recombinación columnar se describe con las siguientes ecuaciones diferenciales:

$$\begin{aligned} \partial n_e / \partial t &= \mu_e \vec{\epsilon} \cdot \vec{\nabla} n_e + D_e \nabla^2 n_e - \alpha n_i n_e \\ \partial n_i / \partial t &= -\mu_i \vec{\epsilon} \cdot \vec{\nabla} n_i + D_i \nabla^2 n_i - \alpha n_i n_e \end{aligned} \quad (2.13)$$

donde los subíndices e y i refiere a los electrones e iones respectivamente, n es la densidad, μ es la movilidad, D es el coeficiente de difusión y α el coeficiente de recombinación. Se encuentra una solución aproximada [48] para los gases que requiere $\mu_e = \mu_i$, $D_e = D_i$ y tratar $\alpha n_i n_e$ como una perturbación. El modelo no se justifica en el argón líquido porque la recombinación es grande, y la movilidad y los coeficientes de difusión de los electrones y los iones son muy diferentes. Una alternativa es considerar los iones como partículas estacionarias, omitir la distribución de electrones y asumir una distribución de carga inicial uniforme en una caja de dimensión a . En este caso, uno puede escribir el coeficiente de recombinación como [49]:

$$R = \frac{4a^2\mu_e\mathcal{E}}{N_0\alpha} \log\left(1 + \frac{n_0\alpha}{4a^2\mu_e\mathcal{E}}\right) \quad (2.14)$$

con n_0 el número inicial de electrones e iones en la caja. El modelo no tiene ninguna restricción en el campo eléctrico, de hecho en el campo cero toda la carga se recombina y en el campo infinito toda la carga permanece libre. La densidad de ionización se tiene en cuenta al introducir n_0 y a . Si se deja $n_0\alpha/(4a^2\mu_e)$ como parámetro libre, se encuentra que su valor es 0.84 kV/cm para electrones de ≈ 360 keV y 470 kV/cm para partículas $\alpha \approx 5$ MeV. Con estos valores, los datos se reproducen bien hasta niveles de 10 kV/cm.

Para describir con una sola fórmula los efectos del campo eléctrico y la densidad de ionización (que se supone que es proporcional a la pérdida de energía promedio por camino unitario), se propone una ley de Birks modificada [50]:

$$R = \frac{A}{1 + \frac{k}{\mathcal{E}} \frac{dE}{dx}} \quad (2.15)$$

Esta forma funcional es adecuada para $dE/dx < 35$ MeV/cm y para campos eléctricos en el rango 0.2-0.5 kV/cm. Debe considerarse como una expresión fenomenológica para parametrizar los datos. El ajuste de R a los datos de protones y frenado de muones da $A = 0.8$ y $k = 0.0347$ kV/MeV. En el gráfico de la izquierda de la figura 2.9, $1/R$ se traza como una función de $\mathcal{E}^{-1}dE/dx$ para tres conjuntos de datos [50] en $\mathcal{E} = 0.2$ kV/cm, 0.35 kV/cm y 0.5 kV/cm, junto con la función ajustada. Aproximadamente el 70 % de los electrones de ionización producidos por muones ionizantes mínimos en argón líquido y un campo eléctrico de 0.5 kV/cm pueden arrastrarse libremente.

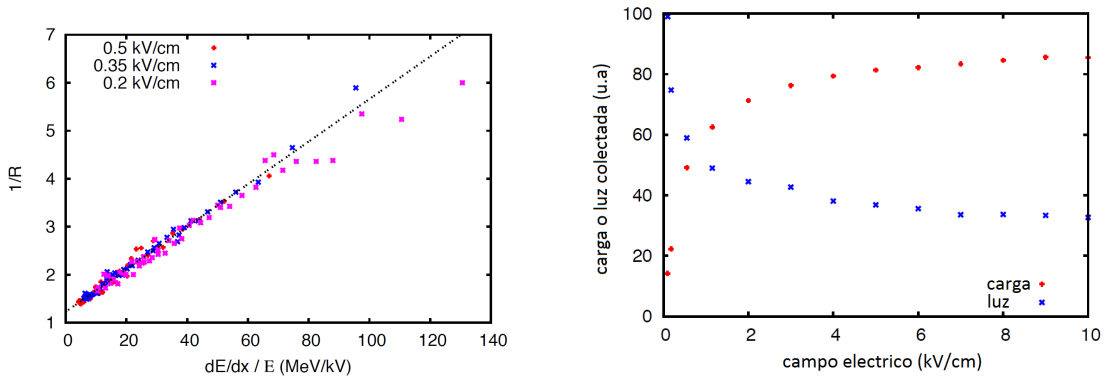


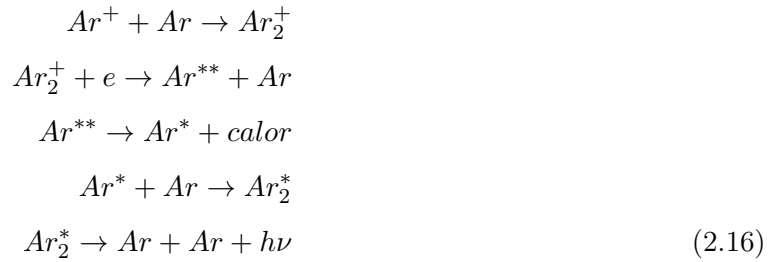
FIGURA 2.9: Izquierda: el recíproco del factor de recombinación R en el argón líquido trazado frente a $\mathcal{E}^{-1}dE/dx$ para tres valores del campo eléctrico \mathcal{E} . Los tres conjuntos de puntos de datos [50] están en la misma línea recta, lo que muestra que la ley modificada de Birks es una buena aproximación en el rango considerado de dE/dx y \mathcal{E} . La función de ajuste también se muestra. Derecha: Dependencia de los electrones de arrastre recolectados y la luz de centelleo como una función del campo eléctrico [51] cuando se irradia argón líquido con electrones de ≈ 1 MeV .

2.3.3. Centelleo

Los mecanismos de centelleo del argón son similares para los estados condensados y gaseosos y análogos para todos los gases nobles. La luz de centelleo se atribuye principalmente a la desexcitación de los dímeros de argón (estados moleculares diatómicos excitados de argón) con la posterior emisión de un fotón en la región de Vacío Ultravioleta (VUV).

2.3.3.1. Centelleo de argón líquido

Dos procesos contribuyen al centelleo en líquido, específicamente, la luminiscencia de recombinación y la luminiscencia del excitón auto atrapado [51–53]. Como su nombre indica, el primero se deduce de la recombinación de un electrón y un estado ionizado de acuerdo con [54]:



Un átomo de argón ionizado Ar^+ forma un dímero de argón ionizado Ar_2^+ , que colisionando contra un electrón térmico e , forma un átomo de argón altamente excitado Ar^{**} . Ar^{**} desexcita de forma no radiactiva a un estado excitado Ar^* , que, colisionando con un átomo de argón neutro Ar , forma un dímero de argón excitado Ar_2^* . Ar_2^* finalmente se descompone en dos átomos de argón en el estado fundamental que emite un fotón con energía $h\nu$. La luminiscencia del excitón auto atrapado parte de un átomo de argón excitado y se describe en los dos últimos pasos del proceso anterior:



Los dos casos pueden separarse aplicando un campo eléctrico lo suficientemente fuerte como para evitar la recombinación de electrones. Se espera que la cantidad de luz disminuya con el aumento del campo eléctrico. La cantidad de luz producida en el campo eléctrico solo se debe al excitón auto atrapado. En la figura 2.9 (derecha) este comportamiento se muestra cuando

el argón es bombardeado con electrones de ≈ 1 MeV . Tenga en cuenta que la suma de la carga de ionización y la luz de centelleo es independiente del campo eléctrico.

El espectro de los fotones de centelleo está dominado por (≈ 10 nm de ancho) con un pico de 128 nm [55], llamado segundo continuo. El argón es transparente a esta longitud de onda, porque el fotón no es lo suficientemente energético como para ser absorbido por efecto fotoeléctrico, pero puede ser absorbido por impurezas diluidas en el líquido, y puede ser dispersado elásticamente de acuerdo con la dispersión de Rayleigh. La longitud de onda corta hace que los fotones sean difíciles de detectar directamente, un problema generalmente resuelto mediante el uso de una molécula ³ de desplazamiento o cambiador de longitud de onda que absorbe un fotón VUV que emite un fotón visible o UV.

El número máximo de fotones de centelleo producidos por unidad de energía depositada es igual a la suma del número de átomos ionizados N_i más el número de átomos excitados N_{ex} . En este caso, la energía W_{ph} utilizada por una partícula para producir un fotón de centelleo se relaciona con la energía W utilizada para producir un par de iones y electrones mediante:

$$W_{ph} = \frac{W}{(1 + N_{ex}/N_i)} \quad (2.18)$$

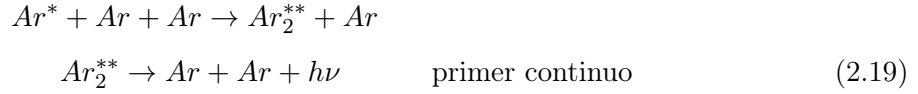
Considerando que $W = 23.6$ eV [57] y $N_{ex}/N_i = 0.19-21$ [52], uno obtiene $W_{ph} = 19.5$ eV [54]. Sin embargo, la producción de fotones puede ser suprimida por algún tipo de enfriamiento. Dos ejemplos de reducción de centelleo ya discutidos son la presencia de un campo eléctrico externo y la presencia de impurezas diluidas en el líquido. Además, los procesos dependientes de la transferencia de energía lineal LET como $Ar^* + Ar^* \rightarrow Ar + Ar^+ + e$, a alta LET, y electrones de escapes ⁴, a bajo LET, pueden ocurrir. Todos estos mecanismos dan como resultado un aumento de W_{ph} . En ausencia de impurezas y sin campo eléctrico, la energía requerida para producir un fotón de centelleo se convierte en 27.1 eV para ≈ 5 MeV de partículas α y 24.4 eV para electrones de 1 MeV. Para una revisión de estos procesos, ver [58] y referencias en el mismo. De acuerdo con lo que ya se discutió, se espera que un muón ionizante mínimo tenga un LET similar a un electrón de 1 MeV, por esta razón podemos estimar que en el argón líquido un muón produce aproximadamente 8.5×10^4 centelleos de fotones por centímetro.

2.3.3.2. Centelleo de gas de argón

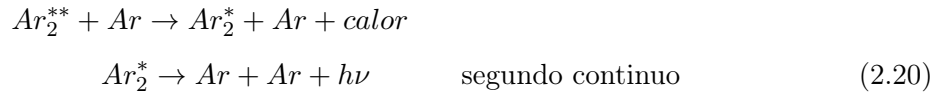
En el gas de argón, el espectro de emisión de fotones del centelleo primario es similar al de los contadores proporcionales de centelleo de gas [59] y de emisión [60], y esta analogía se extiende a todos los gases nobles. Esto sugiere que los mecanismos de centelleo son similares y se pueden resumir de la siguiente manera [61]:

³Tetrafenil-butadieno evaporado (TPB) es muy popular en aplicaciones de argón líquido [56].

⁴Electrones que pierden la recombinación rápida y recombinan en milisegundos.



o



donde Ar es el átomo noble neutro, Ar^* es el átomo excitado, Ar_2^{**} es el dímero molecular vibracionalmente excitado, Ar_2^* es el dímero molecular vibracionalmente relajado y $h\nu$ es el fotón ultravioleta VUV. La recombinación del ion Ar^+ no es relevante para presiones inferiores a 3 atm, además la cantidad de fotones producidos es independiente del campo eléctrico aplicado. El proceso de tres cuerpos se justifica por el hecho de que el tiempo de aumento de la señal es inversamente proporcional al cuadrado de la presión del gas [61].

El espectro de emisión en la región VUV consiste principalmente en dos tipos denominados: primer continuo, debido a la desexcitación de Ar_2^{**} , y el segundo continuo, desplazado a longitudes de onda más grandes alcanzó un máximo de 128 nm, atribuido a la desexcitación de Ar_2^* y análogo a lo que ocurre en líquido. La abundancia del primer continuo con respecto al segundo continuo disminuye al aumentar la densidad del gas, porque el proceso no radiativo $Ar_2^{**} + Ar \rightarrow Ar_2^* + Ar$ se vuelve más probable. El primer continuo desaparece a alta presión [59]. Una estructura, llamada tercer continuo, también se observa en longitudes de onda mayores, y se atribuye a los átomos de argón doblemente ionizados [62].

2.3.4. Transporte de electrones

La presencia de un campo eléctrico induce a los electrones libres, tanto en el gas como en el argón líquido, al adquirir un movimiento neto denominado arrastre, a lo largo del campo. De acuerdo con la teoría cinética estándar de los gases, la velocidad de arrastre es una función creciente del campo eléctrico \mathcal{E} (al menos para valores pequeños). Las secciones transversales de colisión de átomos de electrones son bien conocidas y se logra una concordancia extraordinaria entre las cantidades calculadas y medidas en el gas. En el Capítulo 3 discutiremos más en detalle las propiedades de transporte de los electrones en el gas. Aquí nos centramos en las propiedades de transporte de los electrones en el argón líquido, es decir, el arrastre y la difusión, y en los efectos que las impurezas electronegativas tienen sobre los electrones al arrastre.

2.3.4.1. Arrastre y difusión

Las aproximaciones típicas válidas en el gas, es decir, el corto tiempo pasado por los electrones en una colisión con respecto al tiempo de vuelo libre, no pueden usarse en líquido, lo que complica el tratamiento del transporte de electrones. El potencial de dispersión debe cambiarse a potenciales efectivos que consideran la polarización del líquido debido a las cargas libres y campos eléctricos externos, y la superposición de los potenciales de los átomos vecinos (el electrón nunca puede considerarse libre). Al hacer esto en particular para el argón líquido, se encuentra que el mínimo de Ramsauer⁵ en la sección transversal del electrón-argón desaparece [63] y se alcanza un acuerdo razonable con la velocidad de arrastre medida hasta los campos eléctricos de 10 kV/cm.

Aunque el argón líquido no se puede considerar como un gas muy denso, se mantienen algunas características típicas del gas. Por ejemplo, trazas de dopantes moleculares, como el nitrógeno, aumentan la velocidad de arrastre [64], y esto puede explicarse en el marco de la teoría cinética estándar de los gases. De hecho, en argón puro, los electrones con energías por debajo del primer potencial de excitación (alrededor de 12 eV, ver la gráfica de la izquierda en la figura 2.13 que se encuentra en la sección 2.4.1) no pueden perder energía mediante colisiones inelásticas, mientras que en presencia de nitrógeno pueden perder energía excitando las moléculas de nitrógeno a los estados de vibración y rotación con energías alrededor de 2-3 eV. De esta forma, la energía de equilibrio de los electrones se reduce, y lo mismo ocurre con la sección transversal de electrones de argón, ya que la sección transversal de transferencia de impulso en el rango 1-10 eV (después del mínimo de Ramsauer) aumenta con la energía del electrón. De acuerdo con la teoría cinética estándar de los gases, la velocidad de arrastre es inversamente proporcional al producto de la raíz cuadrada de la energía promedio de los electrones y la sección transversal total. Se deduce que la velocidad de arrastre aumenta siempre que la cantidad de impurezas sea una fracción pequeña, y la mayoría de las colisiones de electrones ocurre contra el argón.

Para explicar dos fenómenos distintos del transporte de electrones observados en el argón líquido, la velocidad de arrastre en función del campo y el aumento de la velocidad de arrastre en el argón dopado, se necesitan dos interpretaciones, y no conocemos una teoría única capaz de para describir ambos fenómenos.

La velocidad de arrastre electrónica en función del campo eléctrico se ha medido con gran precisión [64], y los resultados se muestran en el diagrama izquierdo de la figura 2.10. Depende de la temperatura, y una función empírica [64] aproxima tanto la dependencia del campo eléctrico, en el rango 0.5-13 kV/cm, y en la temperatura, en el rango 87-94 K. El resultado se puede resumir diciendo que la velocidad de arrastre disminuye con una tasa igual a -1.72%/K. Para campos eléctricos inferiores a 0.5 kV/cm, la aproximación empírica anterior no es válida,

⁵Efecto Ramsauer: mínimo en la sección eficaz de difusión de electrones en argón

y los datos a 89 K se aproximan en el rango de 50 V/cm-1 kV/cm por una función polinómica [65].

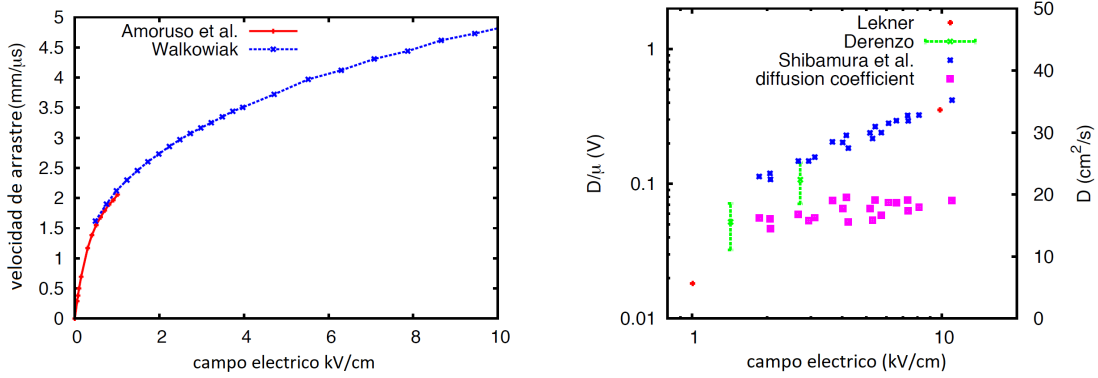


FIGURA 2.10: La gráfica de la izquierda muestra la velocidad de arrastre de los electrones en el argón líquido en función del campo eléctrico. La medición se realizó en argón líquido a 89 K por Amoruso y colaboradores [65] y en 87 K por Walkowiak [64]. La gráfica de la derecha muestra la proporción del coeficiente de difusión de electrones D y la movilidad de electrones μ que cambia el campo eléctrico como se informa en [66]. El coeficiente de difusión se calcula multiplicando D/μ por la velocidad de arrastre medida por Walkowiak y dividiendo por el campo eléctrico.

La medición del coeficiente de difusión D en el argón líquido es mucho más pobre que la velocidad de arrastre. Desde el modelo de Einstein de electrones en equilibrio térmico, la relación del coeficiente de difusión y la movilidad es $D/\mu = kT/q_e$, donde k , T y q_e son la constante de Boltzmann, la temperatura absoluta y la carga de electrones. A 87 K, $kT = 7.5$ meV, que es un valor mucho más bajo que lo que se mide a partir de la relación D/μ en presencia de un campo eléctrico [66, 67], como se muestra en el diagrama de la derecha de la Figura 2.10. Se puede concluir que ya a 1 kV/cm los electrones están fuera de equilibrio térmico, y pueden considerarse cálidos con respecto al argón líquido. De forma similar a lo que sucede en la fase gaseosa, se espera que la dispersión no sea isotrópica, cuando se aplica un campo eléctrico externo. Los valores de D citados aquí se refieren al componente ortogonal (transverso) con respecto al campo eléctrico. El coeficiente de difusión calculado mediante la multiplicación de D/μ , informado en [66], con $\mu = v_d/\mathcal{E}$, reportado en [64], está aumentando lentamente de 15 cm²/s a 20 cm²/s en el rango del campo eléctrico 2-10 kV/cm. No hay datos disponibles para campos eléctricos más bajos, aunque el límite para $\mathcal{E} \rightarrow 0$ debe ser $D = 3.8$ cm²/s, deducido de la relación de Einstein y de la movilidad en campos inferiores a 100 V/cm [67].

El valor para el campo eléctrico de arrastre en un TPC es de alrededor de 1 kV/cm, lo que lleva a una velocidad de arrastre de aproximadamente 2×10^5 cm/s, como se muestra en la figura 2.11.

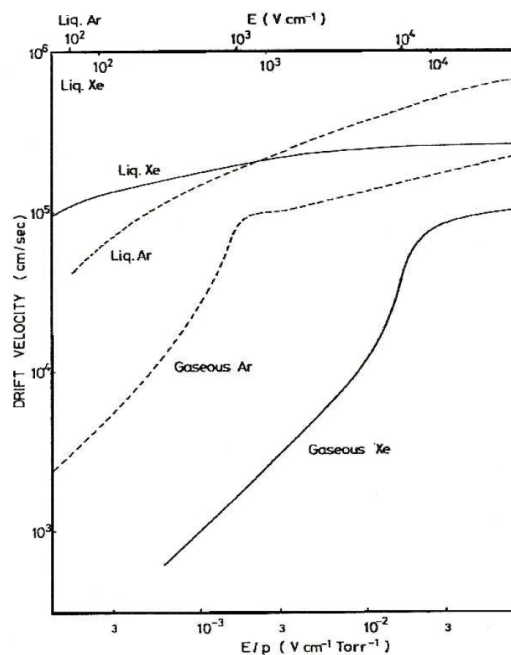


FIGURA 2.11: Velocidad de arrastre de electrones en Xe y Ar (tanto gaseosa como líquida) en función de la intensidad de campo eléctrico en el eje x superior, y en función del campo eléctrico dividido por la presión en el eje x inferior. Figura tomada de [68].

2.3.5. Extracción de electrones de líquido a gas

La transferencia de electrones en exceso desde un fluido no polar condensado a su gaseoso saturado usando un campo eléctrico es un fenómeno investigado desde los años setenta [69]. En particular, en el argón se demuestra experimentalmente que los electrones se extraen en dos etapas. Cerca del punto triple parte de la carga se emite en escalas de tiempo que pueden ser tan altas como 1 ms, dependiendo fuertemente del campo eléctrico aplicado [70], mientras que a temperaturas más altas la emisión lleva menos de 100 ns. En campos eléctricos altos, el tiempo de extracción lento se reduce, y la fracción de los electrones extraídos lentamente se vuelve insignificante (ver figura 2.12).

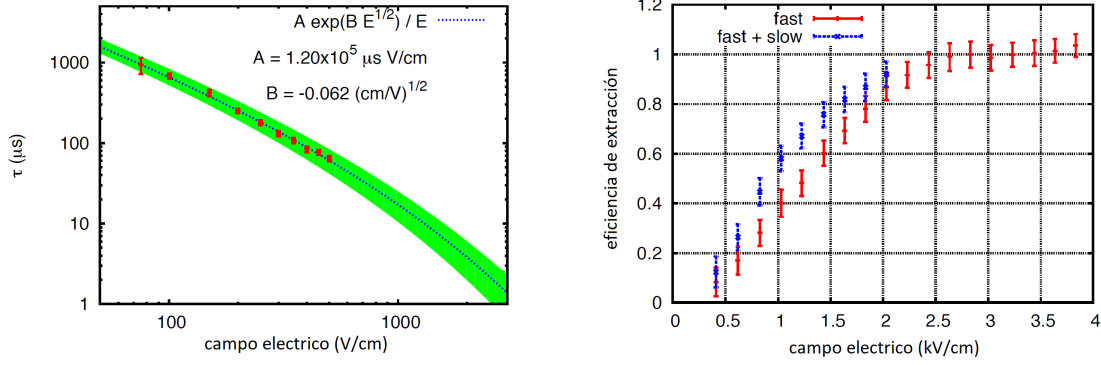


FIGURA 2.12: La imagen de la izquierda muestra la dependencia del tiempo de extracción en el campo eléctrico en argón líquido ($T = 87.4 \text{ K}$) como se informa en [71]. La imagen de la derecha [69] muestra la eficiencia de extracción para componentes rápidos y lentos en función del campo eléctrico en argón líquido ($T = 90 \text{ K}$). Como se describe en el documento, debido a las limitaciones de la electrónica, la medición del componente lento tiene un carácter semicualitativo.

2.3.5.1. Centelleo proporcional en gas

El centelleo proporcional en argón, también conocido como centelleo secundario y luminiscencia, es el fenómeno de generar fotones en gas en presencia de cargas libres y un campo eléctrico. En un campo eléctrico definida, que depende de la densidad del argón, la cantidad de fotones es proporcional al número de electrones, al campo eléctrico y a la longitud del camino cubierto por los electrones.

El rango del campo eléctrico se define de tal manera que, entre dos colisiones sucesivas, los electrones arrastrados, acelerados por el campo eléctrico, obtienen suficiente energía para excitar los átomos de argón, pero no para ionizarlos. En el caso de que el campo eléctrico sea más bajo, no se producen fotones, en el caso de que sea más grande, porque se crea una nueva carga, la cantidad de luz crece casi exponencial con el campo y la longitud del camino. Para la discusión sobre la amplificación de carga en gas, vea la sección 2.4.

Para tener en cuenta la densidad del argón, la cantidad utilizada es el campo eléctrico reducido, definido como el campo eléctrico dividido por la densidad atómica del argón ($1 \text{ Td} = 10^{-17} \text{ Vcm}^2$), y el rendimiento de luz reducido, definido como el número de fotones producidos por electrón por unidad de longitud de camino dividido por la densidad de argón (la justificación de esta elección se da en la Sección 2.4.1).

Los electrones, cuando se extraen del argón líquido al gas, producen centelleo proporcional. En un campo eléctrico de 4.5 kV/cm , corresponde a un campo de extracción de 3 kV/cm en líquido, más de 1 cm un electrón genera aproximadamente 200 fotones. Dado que la cantidad total de luz producida es proporcional a la carga extraída, este método también es utilizado por algunos experimentos de gases nobles de doble fase para las búsquedas directas de Materia Oscura según [72, 73] para detectar la carga de ionización.

2.4. Amplificación de carga en gas

En esta sección describimos los mecanismos más relevantes implicados en la multiplicación de electrones y en las descargas en el gas, y damos una breve reseña de los detectores de amplificación de carga más importantes que trabajan en el gas.

2.4.1. Avalancha de Townsend

En un gas, un electrón acelerado bajo la acción de un campo eléctrico (E) gana energía que se libera en colisiones contra átomos neutros. Además del movimiento aleatorio difusivo del electrón, se obtiene una velocidad neta (v_d) en la dirección del campo (pero opuesta), y el fenómeno se denomina arrastre de electrones. Bajo la suposición de que la duración de la dispersión es corta en comparación con el tiempo promedio entre colisiones τ_c , y que los electrones experimentan colisión elástica solamente, de modo que la magnitud absoluta de su velocidad no cambia apreciablemente (la masa del átomo es mucho mayor que la masa del electrón), la velocidad de arrastre se puede escribir como [74]:

$$v_d = q_e E \tau_m / m_e \quad (2.21)$$

donde q_e es la carga del electrón, m_e es la masa del electrón, $\tau_m = \tau_c / (1 - \overline{\cos(\theta)})$ es el tiempo de colisión efectivo para la transferencia de momento, y $\overline{\cos(\theta)}$ es el coseno promedio de la dispersión el ángulo θ . τ_m es inversamente proporcional a la densidad del gas ρ y a la sección transversal de transferencia de momento σ_m [74]. En general, depende de la energía de los electrones y, por lo tanto, de E . Esto hace que v_d sea proporcional a E solo para campos eléctricos bajos.

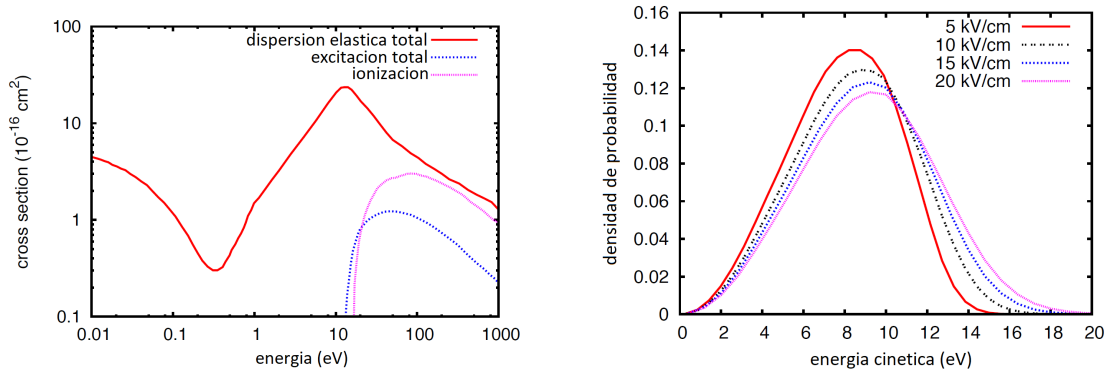


FIGURA 2.13: Izquierda: secciones transversales de átomos de argón electrónico para diferentes tipos de interacciones [75]. Derecha: distribución de energía de electrones libres bajo la acción de un campo eléctrico externo en gas argón puro a 1 atm y 20 C simulado con Magboltz 8.4 [76].

Se debe señalar que la energía cinética debido al arrastre es mucho menor que la energía cinética debido al movimiento térmico. Un cálculo más realista debería tener en cuenta los detalles de la distribución de la velocidad del electrón. La energía cinética de los electrones aumenta (1) disminuyendo la densidad del gas y la sección transversal del átomo de electrones y (2) aumentando el campo eléctrico. En otras palabras, el pico de la distribución de la energía del electrón se mueve a energías más altas con el aumento del campo eléctrico, como se muestra en el diagrama de la derecha de la figura 2.13. Muestra los resultados de un cálculo realizado utilizando Magboltz 8.4 [76] en gas de argón puro a 1 atm y 20 C.

El incremento relativo de electrones viene dado por:

$$dn/n = \alpha dx \quad (2.22)$$

donde α es primer coeficiente de Townsend o la primera descarga, el número de electrones producidos por un electrón que viaja 1cm en la dirección del campo depende de la energía, presión, temperatura, gas. A partir de esto, se obtiene:

- Numero total de electrones originada por n_0 : $n = n_0 e^{\alpha x}$
- Se define la ganancia o amplificación como: $G = n/n_0 = e^{\alpha x}$

El primer coeficiente de Townsend puede parametrizarse como: $\alpha = PAe^{BP/E}$, donde P es la presión del gas, E es el campo eléctrico, A y B son constantes que dependen del gas válidas para un rango de E.

Para un gas determinado a presión constante la cantidad de electrones en la avalancha depende del número de electrones generados por la partícula incidente y del campo eléctrico aplicado.

Capítulo 3

Cámara de Proyección de Temporal TPC de doble fase de argón

3.1. Principio de funcionamiento de la TPC de doble fase

La cámara de proyección de temporal de doble fase es una TPC que utiliza argón líquido en la parte posterior y con una fase gaseosa en la parte superior como volumen activo para detectar señales de centelleo e ionización creadas dentro del argón líquido por partículas entrantes, simulado en Geant4.

Este TPC de argón de doble fase consiste en un volumen cilíndrico con una altura de 170 mm y un diámetro de 80mm (con fines comparativos) fabricado en politetrafluoroetileno (PTFE), más conocido como Teflón. PTFE se elige debido a su alta reflectividad para los fotones de 128 nm, que se generan por la interacción de diferentes partículas con argón líquido [72]. La parte superior e inferior del volumen del detector está equipada con un total de 14 tubos fotomultiplicadores (PMTs) para la detección de luz de centelleo. Estos tubos fotomultiplicadores detectan señales de luz débiles debido al efecto fotoeléctrico, donde los electrones, llamados foto-electrones (pe), son emitidos desde un cátodo bialcalino debido a la irradiación de fotones y amplificados a una señal detectable.

Las partículas entrantes inducen electrones (foto-excitación y foto-ionización) o retrocesos nucleares en el argón y producen señales de centelleo e ionización. La señal de centelleo (S1) producida en el volumen de líquido se refleja principalmente en la superficie del argón líquido y se detecta por los PMTs de fondo. Debido a dos campos eléctricos aplicados externamente, los electrones de la ionización se arrastran a lo largo de la cámara hasta que alcanzan la fase gaseosa y son extraídos en ella por el segundo campo. El primer campo eléctrico de la malla inferior, tal como se muestra en la figura 4.10, puesto a potencial negativo (cátodo), a la malla central, puesta a tierra (malla de puerta), se llama el campo de arrastre $E_{arrastra}$ y tiene una fuerza de campo eléctrica de 1kV/cm.

El segundo campo eléctrico, aplicado entre la malla de la puerta y la malla superior, fijado en el potencial positivo (ánodo), se denomina campo de extracción $E_{extraccion}$ y tiene un campo eléctrico de 8 kV/cm . Para proteger los PMTs, se instalan dos mallas adicionales delante de cada patrón de PMT (ver figura 4.10). Los electrones en la fase gaseosa son acelerados por el campo de extracción y producen una segunda señal de centelleo, causada por interacciones con átomos de argón en la fase gaseosa (centelleo proporcional), que es recogida principalmente por los PMTs superiores y se llama señal S2. El tamaño de la señal S2 es directamente proporcional al número de electrones extraídos.

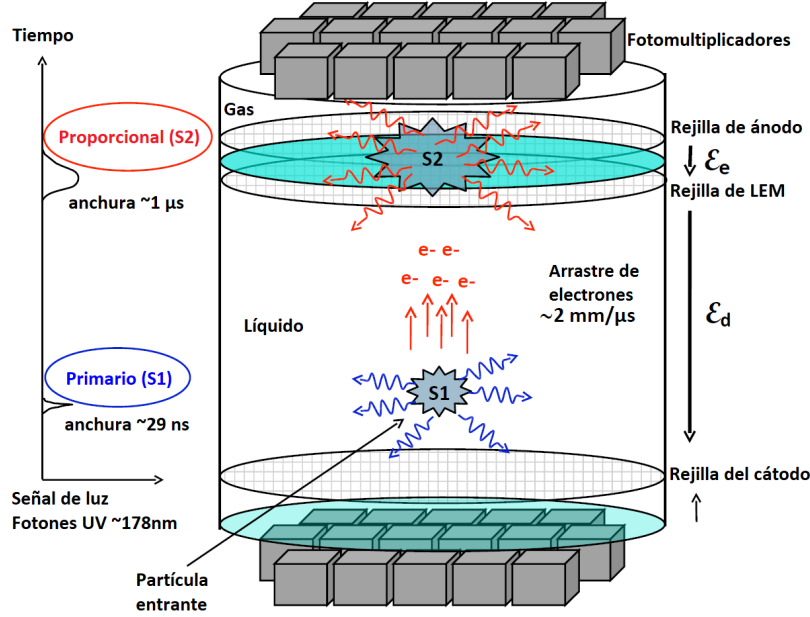


FIGURA 3.1: Esbozo de principio de funcionamiento de la TPC de doble fase [77]

En la figura 3.1, se muestran el origen de la señal S1 (centelleo) y la señal S2 (centelleo debido a electrones ionizados) y el impacto en el patrón del PMT superior. Las dimensiones no representan el detector real en cada detalle.

Como se ha descrito anteriormente, se puede realizar una reconstrucción de posición usando la TPC de doble fase. La profundidad de la posición de interacción (coordenada z) puede determinarse por el tiempo de arrastre de los electrones a partir de la ionización (véase la figura 3.1). Estos electrones tienen una velocidad constante de aproximadamente $2 \text{ mm}/\mu\text{s}$ [32]. Las PMT están dispuestas en una matriz cilíndrica $2 - 3 - 2$. Debido a esto, las coordenadas x e y se pueden calcular a partir del patrón de impactos de los PMT superiores. La calidad de esta reconstrucción de posición 3D completa se limita al número de PMT en la matriz superior. Mientras que la resolución de las coordenadas $xy - z$ están normalmente definidas por la forma y los patrones del PMT, la posición z de la interacción, dependiendo de la velocidad de arrastre y del tiempo de arrastre, se puede obtener con una resolución de unos pocos milímetros.

La simulación del campo eléctrico para este TPC de argón se lleva a cabo mediante el uso del software de análisis de elementos finitos COMSOL [78].

3.2. Fotomultiplicadores de Silicio SiPMs

3.3. Diseño y Funcionalidad General

Un fotomultiplicador de silicio (SiPM) es un dispositivo de detección de fotones individuales pixelado donde cada píxel es un fotodiodo de avalancha (APD)¹ operado en modo geiger [79]. Una APD es una variación de un fotodiodo de unión p-n con un suministro de voltaje con polarización inversa que crea un campo eléctrico en las proximidades de la unión. Cuando se absorbe un fotón óptico y se crea un par electrón-hueco en la capa de absorción a través del efecto fotoeléctrico, se produce una ruptura eléctrica². El electrón (o el agujero) se acelera en el campo eléctrico y puede crear pares secundarios de electrones y orificios en un proceso llamado ionización por impacto [80]. Estos secundarios también se aceleran y se desencadena una avalancha. Es posible una ganancia del orden de 10^6 comparable a un tubo fotomultiplicador común (PMT) que permite la detección de fotones individuales. Eso es posible porque una APD se opera a unos pocos voltios por encima del voltaje de ruptura, el punto donde una unión p-n se vuelve conductiva:

$$U_{\text{voltaje de polarización}} = U_{\text{ruptura}} + U_{\text{sobrante}} \quad (3.1)$$

Esto se llama modo geiger. Las ventajas se encuentran en un tiempo de subida de señal muy rápido de nanosegundos o incluso menos y en la reducción del ruido del proceso de multiplicación de los pares electrón-hueco. Un SiPM tiene aproximadamente 1000 microceldas por mm^2 , donde cada píxel consiste en un fotocátodo con una resistencia de extinción en serie para interrumpir las avalanchas. La alta uniformidad de los píxeles garantiza una ruptura constante en todas las celdas y, por lo tanto, da como resultado la resolución de un solo fotón.

Una desventaja de los SiPMs es el alto nivel de ruido térmico a temperatura ambiente que causa una tasa de conteo oscuro³ entre 100 kHz y hasta varios MHz. Sin embargo, el conteo oscuro disminuye rápidamente con la disminución de la temperatura. Las mayores ventajas son la baja tensión de funcionamiento de 20 a 70 voltios en comparación con un PMT con una fuente de alimentación del orden de 1 keV, las dimensiones compactas de los SiPMs y su independencia de los campos magnéticos [80, 81].

En la figura 3.2, se representa el diseño de un SiPM desarrollado por Ketek [82]. La capa antireflectora maximiza la transmisión de luz, principalmente para un cierto rango de longitud de onda.

¹APD: son fotodetectores que se pueden considerar como el equivalente semiconductor de los fotomultiplicadores.

²Ruptura eléctrica: cuando el voltaje aplicado a través de él excede el voltaje de ruptura (voltaje mínimo que hace que una porción de un aislador se vuelva eléctricamente conductora).

³Conteo oscuro: es la tasa promedio de conteos registrados sin luz incidente

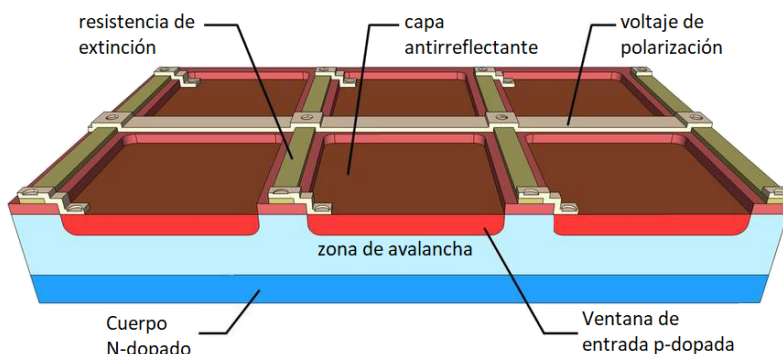


FIGURA 3.2: Ilustración esquemática de un SiPM por Ketek.

Sin embargo, se deben considerar dos efectos adicionales que juegan un papel importante en la caracterización de SiPMs [81]:

Interacción cruzada: durante una avalancha en un píxel, algunos fotones se emiten aleatoriamente debido a la recombinación de pares electrón-agujero. En una fracción de casos, uno de estos fotones puede ser capturado por un píxel vecino y desencadenar otra avalancha que conduzca a una señal adicional.

Pulso posterior: si el silicio tiene un defecto en la red, un electrón de una avalancha puede ser capturado y atrapado allí. En un lanzamiento subsecuente, causa otra avalancha retrasada.

Ambos efectos se resumen dentro del término avalanchas correlacionadas y deben tenerse en cuenta en el experimento y especialmente en el análisis de los datos producidos. La probabilidad de avalanchas correlacionadas disminuye con la temperatura. La interacción cruzada puede estar limitada por trincheras que se colocan entre los píxeles, mientras que el pulso posterior depende de la pureza del silicio. El cálculo de la probabilidad de interferencia y pulso posterior es esencial para la caracterización de SiPM y la determinación de la eficiencia de detección de fotones (PDE) correcta, la última de las cuales se analizará en 3.3.2.

3.3.1. Características requeridas para el experimento TPC

Dado que la alta resolución de energía es necesaria para que la TPC logre la máxima sensibilidad, también los SiPM deben cumplir ciertos requisitos para que sean un componente confiable del experimento. Las características más importantes se describen en esta sección (de [83]):

Alta radiopureza: cualquier contenido radioactivo en el material de silicio contribuiría al ruido y, por lo tanto, debería limitarse lo mejor posible. Comparado con otras fuentes como el propio recipiente, los SiPMs solo deben aportar contribuciones menores.

Tasa de conteo oscuro: como se mencionó anteriormente, el ruido térmico es un gran problema a temperatura ambiente y solo disminuye para temperaturas más bajas. El requisito

para TPC es una tasa de conteo oscuro de no más de 50 Hz/mm². Un valor que se puede lograr a la temperatura del argón líquido, es decir, inferior a 83.81 K y 0.689 atm (ver figura 2.6).

Compatibilidad con argón líquido: SiPMs y todos los demás instrumentos y materiales en el recipiente deben tener niveles de gases muy bajos, ya que cualquier contaminante limitará el tiempo de vida del electrón en la TPC, lo que es necesario debido a la distancia de arrastre potencialmente larga hacia el ánodo. Por lo tanto, los SiPMs deben ser probados para su aplicabilidad en LAr. Además, las soluciones con revestimientos o materiales de envase adicionales, como los cambiadores de longitud de onda o los revestimientos antirreflectantes, se ven perjudicados debido a su mayor riesgo de ser inadecuados para la operación en detectores de gases nobles en comparación con los detectores.

Tamaño de detector y electrónica adecuados: dado que la mayoría de las partes del interior de la TPC estarán cubiertas por SiPMs, se necesitan muchos canales de lectura. Para limitar su número, el tamaño de un solo detector debe ser de al menos 1 cm².

Probabilidad de avalanchas correlacionadas: la interacción cruzada y el pulso posterior causan avalanchas correlacionadas adicionales que contribuyen a la señal. Su probabilidad debe limitarse al 20 % para que no influyan en la resolución de energía de todo el detector.

Eficiencia de detección de fotones (PDE): la eficiencia de los SiPMs para la detección de luz de centelleo a 100-125 nm debe ser al menos del 15 % para poder lograr una eficacia de detección global deseada para la luz de centelleo en la TPC del 10 %.

3.3.2. Definición de la eficiencia de detección de fotones PDE

La información en esta sección se basa principalmente en el artículo “Characterisation studies of silicon photomultipliers” [81] si no se indica de forma diferente. La eficiencia de detección de fotones, o PDE corto, es una probabilidad para un fotón entrante de longitud de onda λ para ser detectado por el SiPM. Esta cantidad depende fuertemente de la longitud de onda y, en general, se define como

$$PDE(\lambda) = \epsilon_{Geo} \cdot QE(\lambda) \cdot \epsilon_{avalancha} \quad (3.2)$$

donde los tres factores constituyentes son:

- **La eficiencia geométrica** ϵ_{Geo} , describe la fracción de área activa a área total. Eso significa que no toda la superficie del SiPM es sensible a los fotones, pero una fracción importante está ocupada por zanjas, camino de circuito para voltaje de polarización y resistencias de enfriamiento (compare la figura 3.2). Este factor puede variar mucho

entre los diferentes modelos de SiPMs. Hamamatsu Photonics, por ejemplo, la eficiencia cuantifica geométrica de sus modelos tienen un amplio rango de 30-80% [84].

- **La eficiencia cuántica QE**, que es la probabilidad de que un fotón incidente genere un par electrón-hueco y dependa de la longitud de onda.
- **La probabilidad de avalancha** $\epsilon_{avalancha}$, que es una probabilidad combinada de electrón y agujero para iniciar una ruptura eléctrica. Eso significa que cada par creado de electrón-agujero desencadena una avalancha solo con una cierta probabilidad.

El PDE como se define en la ecuación 3.2 básicamente describe la fracción de fotones incidentes que realmente se detecta. Por lo tanto, el PDE también se puede expresar de la siguiente manera [85]:

$$PDE = \frac{N_{Detectado}}{N_{Incidente}} \quad (3.3)$$

$N_{Detectado}$ número de fotones detectados y $N_{Incidente}$ que lo convierte en una cantidad que se puede medir con una configuración como la que se describe en las siguiente sección 3.3.3. Tenga en cuenta que la cantidad de fotones detectados $N_{Detectados}$ es el número de fotones capturados por el SiPM y que causan una señal menos el número de fotones N_{oscuro} que representan el conteo oscuro, es decir, los fotones detectados por el SiPM cuando se operan en oscuridad total [85]. Dado por $N_{Detectado} = N_{SiPM} - N_{oscuro}$.

3.3.3. Diseño y entrada de la cámara de argón

Mientras que la pared exterior de la celda de argón está hecha de acero inoxidable, la parte interior está hecha completamente de cobre, lo que permite un pequeño gradiente de temperatura en toda la celda. Dentro de esta copa de cobre se colocan todos los instrumentos adicionales para la caracterización de SiPMs. La celda se representa en la figura 4.8 de la sección 4 y consta de las siguientes partes principales:

Tubo fotomultiplicador como referencia:

Este dispositivo de detección de fotones, que comúnmente se abrevia con PMT, es básicamente un tubo de vacío con una ventana de entrada para los fotones tal como se muestra en la figura 3.3. La luz entrante crea un electrón en el fotocátodo a través del efecto fotoeléctrico externo que luego se acelera hacia un dínodo. La emisión de electrones secundaria causa una multiplicación del primer electrón antes de que se acelere a otros dinodos. Después de una cascada de dinodos, todos los electrones emitidos son recogidos por el ánodo al final del tubo y crean una señal aproximadamente proporcional a la cantidad de luz incidente [86].

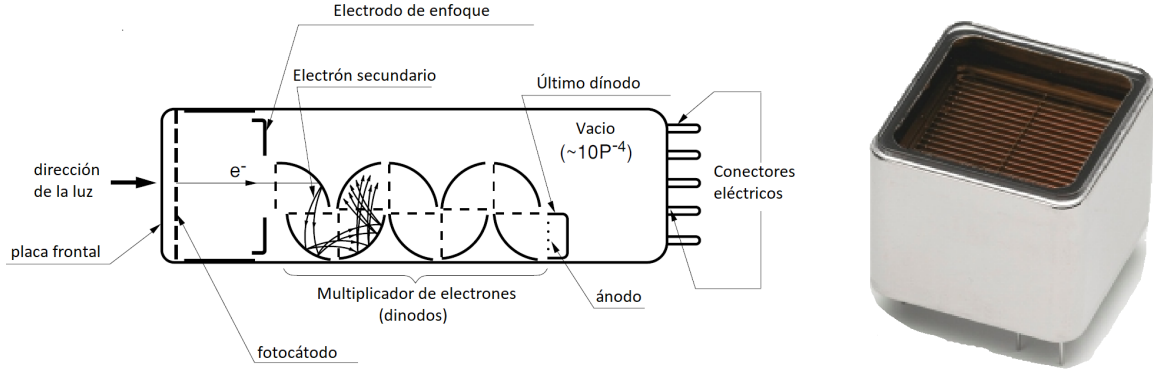


FIGURA 3.3: Izquierda: Representación de los elementos básicos que constituyen un PMT. Derecha: Fotografía del modelo PMT R8520-406 con base montada.[84]

El PMT de referencia debe tener una eficiencia de conteo de fotones conocida ⁴ para poder comparar los flujos de fotones entre SiPMs y PMTs que es la cantidad importante para la determinación de PDE. El PMT utilizado en esta configuración es el modelo R8520-406 de Hamamatsu Photonics K.K. y tiene una eficiencia cuántica medida de $QE=30\%$ que se define como la relación entre el número de fotoelectrones emitidos desde el fotocátodo y el número de fotones incidentes. La eficacia de conteo de fotones se expresa mediante la siguiente relación [86]:

$$\varepsilon_{PMT} = QE(\lambda)\varepsilon_D \quad (3.4)$$

donde ε_D denota la eficiencia de recolección de los dinodos, para lo cual el fabricante proporciona un valor de aproximadamente 70%. El área sensible de este PMT tiene un tamaño de $20.5 \times 20.5 \text{ mm} = 420.25 \text{ mm}^2$. Está calibrado para la detección de luz de centelleo VUV en argón líquido y gaseoso [86, 87].

Tablero amplificador y fotomultiplicador de silicio:

La simulación en este trabajo implementa un SiPM de Hamamatsu (modelo PM3350) que tiene un tamaño de $1.0 \times 1.0 \text{ mm}^2$. De hecho, estos SiPMs fueron optimizados para la luz azul y por lo tanto tienen una sensibilidad máxima de alrededor de 420 nm. El PDE es, por lo tanto, fuertemente dependiente de la longitud de onda [84]. Por esa razón, se utiliza un cambiador de longitud de onda que absorbe un fotón entrante y lo remite con una longitud de onda diferente, idealmente cerca del rango más sensible. El tamaño real de este SiPM revestido con Lumogen podría determinarse entonces que es $1.6 \times 1.6 \text{ mm}^2 = 2.56 \text{ mm}^2$ usando un cuadro y luego se implementó con estas medidas (ver sección 4.2).

⁴También simplemente se llama eficacia de detección. Estos términos fueron adaptados de [86]

Diferencias entre Fotomultiplicadores de silicio SiPMs y Tubos fotomultiplicadores PMTs:

Las diferencias mas resultantes entre estos detectores son: el campo magnético, una ganancia superior y la tensión de polarización, mencionados en la tabla 3.1. El campo magnético es aprovechado para que la partícula incidente sea deflactada con el fin de estimar el momento de dicha partícula. Por otro lado, una tensión de polarización pequeña significa que el material conserva sus propiedades como conductor.

	SIPM	PMT
ganancia	$10^5 a 10^7$	$10^5 a 10^7$
rango espectral	320 a 900 nm	190 a 1700 nm
rango dinamico	limitado por # de microcélulas	limitado por la corriente dividida
Tensión de polarización	$\sim 60V$	$\sim 1000V$
robustez mecánica	aspero	bueno
campo magnético	inmune	otra protección
salida oscura	hasta 1000KCPS (ruidoso)	hasta 500CPS (tranquilo)
complejidad de diseño	compensación de temperatura	Alto voltaje
exposición a la luz ambiental	sin daño	puede ser dañado
sensibilidad a la temperatura	medio	bajo
tiempo de calentamiento	instantaneo	requerido (minutos)
sincronización del sistema	rapido	muy rapido

TABLA 3.1: Diferencias entre SiPMs y PMTs [86].

Hardware:

Los detectores se mantienen en su lugar mediante un soporte de teflón unido a un espaciador de aluminio que es reemplazable por versiones más largas o más cortas. El espacio variable se usa para ajustar la distancia entre la fuente y los detectores y, por lo tanto, para aumentar o disminuir el rendimiento de luz en los detectores. Esta característica se tomo aleatoriamente porque no se podía estimar de antemano cuál era la distancia ideal entre la fuente y los detectores y con una optimización del espaciador intercambiable sin un gran esfuerzo.

Fuente:

La luz de centelleo que debe ser detectada por los SiPMs, es creada por fotones ópticos que interactúan con la cámara como un haz de partículas. La cámara de argón y su interior se implementó en Geant4 para la simulación. Toda la estructura del código se describirá en el capítulo 4 con mucho detalle. Las medidas de todas las partes y su ubicación se ingresan lo más exactamente posible con una precisión de hasta 0,1 mm para que coincida con un experimento real. Esto cuenta especialmente para el tamaño y la posición de los detectores y su distancia a la fuente. El soporte de teflón y los espaciadores que están por debajo de los PMTs y SiPMs también se implementaron. Se asumió que las contribuciones a las señales que se originan en las reflexiones desde detrás de los detectores son muy pequeñas y, por lo tanto, no significativas. Los colores se eligen al azar y no corresponden a ningún color de los detectores y componentes reales de la celda ni a sus materiales.

Capítulo 4

Simulación de la Cámara de Proyección Temporal de doble fase

4.1. Configurando una simulación Monte-Carlo usando Geant4

Geant4 (Geometry and Tracking) [88] es una herramienta para la simulación del paso de partículas a través de materia. Se basa en rutinas Monte Carlo y se encuentra desarrollado en C++. Se trata de un conjunto de librerías, no de una aplicación. Por lo tanto, el usuario deberá generar sus propias aplicaciones a partir del conjunto de librerías que proporciona Geant4. Las aplicaciones desarrolladas pueden ejecutarse mediante macro lenguaje ¹.

En la simulación de Monte Carlo, los muones y piones con energías cinéticas de [1 GeV] se envían a un objetivo fijo. En caso de que ocurra una interacción dentro del espesor del objetivo, se registra el tipo de interacción y las partículas secundarias producidas. Cada partícula secundaria producida en esa interacción se pone en la pila (G4 Stacking Action) y se recopila su código, posición y cuatrimomento. Los eventos de Monte Carlo producidos por la simulación de Geant4 luego se analizan a través de un módulo de C++ llamado ROOT [88].

El objetivo de estudio de estas interacciones pión-núcleo y muon-núcleo a través de esta simulación es proporcionar una validación de los modelos de Geant4 en el intervalo de energía de nuestro interés, especialmente la lista de física FTFP_BERT (FriTiof Precoumpund) y QGSP_BERT (Quark-Gluon String Precompound con Bertini cascade) , donde el modelo Bertini Cascade [89] es utilizado para las interacciones de pión en este rango de energía, en comparación con los datos experimentales de sección transversal disponibles para varios materiales objetivo. El modelo de Bertini genera el estado final para la dispersión inelástica de hadrones en el nucleón dentro del núcleo y las posteriores reintervenciones del primer

¹El macro lenguaje: es un pseudo lenguaje basado en comandos. Al utilizar Geant4 se utilizan comandos definidos intrínsecamente por el programa, o nuevos comandos definidos por el usuario en la aplicación que se ha desarrollado. Los comandos se clasifican en: Directorio, subdirectorio, comando, parámetro.

producto dentro del núcleo (cascada intranuclear). Además como fuente de neutrinos se usa la clase Nu-Beam. El núcleo objetivo se trata como un medio nuclear promedio, en el que se supone que los nucleones tienen una distribución de impulso de gas de Fermi. El estado final de cada colisión se muestrea según los datos de la sección transversal de partícula libre. Los clústeres de nucleones se consideran solo en el caso de la absorción de piones que requiere al menos dinucleones. Los efectos nucleares, es decir, los secundarios que pueden interactuar con otros protones y neutrones dentro del núcleo, y así sucesivamente hasta que los últimos secundarios escapan del núcleo o son absorbidos. Este modelo reproduce datos detallados de sección transversal para nucleones, piones y kaones en la región por debajo de 1 GeV y se espera que lo haga razonablemente bien en la región multi-GeV.

4.1.1. Aspectos estructurales de la simulación

La arquitectura modular y flexible de Geant4 permite a los usuarios elegir solo los componentes que se necesitan para su aplicación específica. Por lo tanto, el marco se puede personalizar y extender en todos los dominios. Todos los dominios clave están vinculados por un flujo unidireccional de dependencias y crean una estructura jerárquica para el conjunto de herramientas. Los aspectos más importantes del diseño se enumeran a continuación y se resumen en la figura 4.1.

Eventos: representa la unidad principal de la simulación. Un evento contiene un vértice y una partícula (primarios) y, después del procesamiento, proporciona aciertos, digitalizaciones y trayectorias. Por razones de rendimiento, el contenido no se almacena permanentemente y el usuario debe implementar una clase de acción de usuario para acceder a él.

Representación de geometría y detector: para describir la estructura geométrica y la propagación de partículas a través de ella, se utiliza el concepto de volúmenes lógicos y físicos. Mientras que el volumen lógico contiene el tamaño, la forma y el material de un objeto, el volumen físico es responsable de su posición espacial dentro del llamado volumen madre. Se forma una estructura de árbol jerárquica de volúmenes.

Seguimiento: el rendimiento de una simulación depende del tiempo que se pasa por cada paso. Por lo tanto, las partículas en Geant4 se transportan en lugar de considerarse automáticas y el dominio de seguimiento dirige la invocación de los procesos de transporte paso a paso. El `SteppingManager` elige la longitud del paso de acuerdo con los materiales y los procesos de física implementados por el usuario. Idealmente, es lo más grande posible limitar el número de pasos para cada partícula, pero aún debe ser lo suficientemente pequeño como para mantener la precisión de la simulación. Las longitudes de paso son propuestas por procesos en forma de una distancia media a una interacción en el material actual o al límite geométrico más cercano.

Procesos físicos: se ajustan a una interfaz básica `G4VProcess`. Los usuarios pueden aplicar una de las 7 principales categorías de procesos que Geant4 proporciona o construye procesos propios. En este trabajo, `G4EmStandardPhysics` se utiliza para el manejo de procesos básicos de electrones, positrones, fotones y hadrones, junto con un `PhysicsConstructor` creado especialmente para procesos ópticos como el centelleo y la dispersión de Rayleigh.

Partículas y materiales: son un conjuntos de base de datos que sirven para describir las propiedades físicas de partículas y materiales de uso. En la clase `G4ParticleDefinition` se almacenan las propiedades básicas de las partículas, como la masa o la carga, así como una lista de procesos que se aplican a ella. Las partículas siempre se definen como singleton para hacer que todos los procesos se refieran a las mismas propiedades de partícula. Los materiales llevan una denominada `MaterialPropertiesTable` que maneja su composición y propiedades de superficie para fotones ópticos y se pasan a la construcción del detector junto con el volumen lógico [88].

La interacción de los dominios mencionados anteriormente se resume en el siguiente párrafo con un enfoque principal en el procedimiento de seguimiento de las partículas en función de los procesos físicos correspondientes.

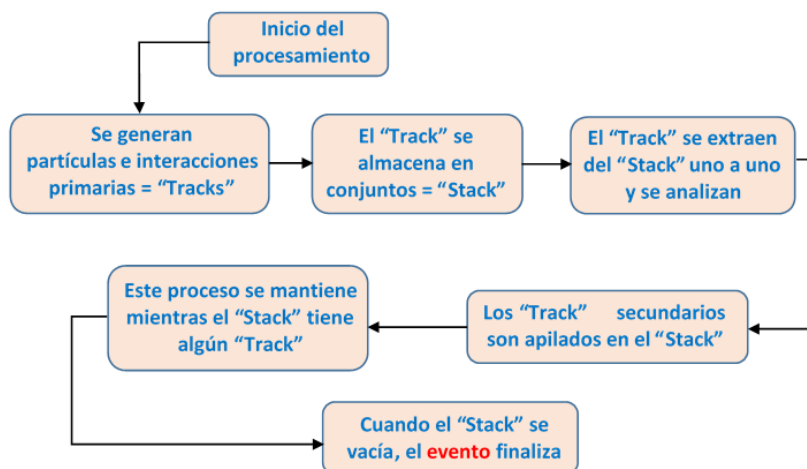


FIGURA 4.1: Estructura de G4Event

4.1.2. Funcionalidad de seguimiento y escalonamiento

Toda la información en este capítulo está tomada de [88].

Jerarquía de seguimiento: como ya se mencionó, el evento es la unidad más importante de la simulación y contiene todas las trayectorias (Tracks) de todas las partículas y secundarias que se van a simular a partir del primer vértice hasta el momento en que se absorbe o se interacciona. El proceso de seguimiento tiene una estructura jerárquica. Cuando se inicia un evento, `G4EventManager` pasa una trayectoria al `G4TrackingManager` que contiene información como la posición actual o la hora desde el inicio. Como cualquier partícula se simula paso a paso

y proporciona una forma de simulación eficiente e imparcial, una trayectoria es básicamente la suma de todos los pasos. El `G4SteppingManager` controla la simulación paso a paso y selecciona el proceso que propone la longitud de paso más corta para preservar la máxima precisión. La unidad más corta en cualquier simulación está representada por `G4Step`, una clase que contiene toda la información transitoria entre dos pasos. Estas son, entre otras, las coordenadas de la partícula, el volumen actual, la energía total y depositada, así como el momento y su dirección. Se puede acceder a toda la información mediante las denominadas clases `UserAction` descritas en 4.1.4.

Interacciones y longitud de paso: cualquier interacción de la partícula con el medio se basa en un proceso de física y un determinado modelo físico. Este último implementa la producción de partículas secundarias. El proceso de física, sin embargo, se define por un estado inicial y final particular de la partícula que experimenta ese proceso y, por lo tanto, tiene una sección transversal bien definida y duración media. Los procesos determinan la interacción e influyen en la elección de `G4SteppingManager` de la longitud del paso:

Considerando una partícula incidente, se puede calcular la distancia a la interacción o decaimiento, que se caracteriza por el camino libre medio² λ . La probabilidad de que la partícula no haya sufrido una interacción dentro de una distancia s se puede expresar de la siguiente manera:

$$P(s) = e^{-n_\lambda} \quad (4.1)$$

$$\text{donde } n_\lambda = \int_0^s \frac{ds'}{\lambda(s')} \quad (4.2)$$

n_λ denota un múltiplo del camino libre medio λ , el último de los cuales varía con la energía de la partícula y no es continuo en los límites de los volúmenes. Además, el camino libre medio depende de la sección transversal y la densidad del medio. Todo eso es proporcionado por los procesos de física utilizados. La distribución de probabilidad de $n\lambda$ es exponencial según 4.1. Por lo tanto:

$$n_\lambda = -\ln(\eta), \eta \in (0; 1) \quad (4.3)$$

donde η es un número aleatorio distribuido uniformemente usando métodos Monte-Carlo. De esta forma, la distancia al punto de interacción se simula para todos los procesos asociados con la partícula (cada uno con un número aleatorio diferente). Otros procesos como la pérdida continua de energía también contribuyen a limitar la longitud del paso y a preservar la precisión. El proceso con la menor distancia es invocado por `G4SteppingManager`. Entonces, la partícula o bien interactúa, produce secundarias o se absorbe o, si no se aplica ninguna de

²Camino libre medio: distancia o espacio entre dos colisiones sucesivas de las moléculas de un gas.

ellas, su información de energía e impulso se actualiza y la partícula obtiene otro cambio para interactuar en el siguiente paso. En el último caso, el algoritmo anterior comienza de nuevo.

El Proceso Electromagnético Estándar: implementa una variedad de interacciones entre electrones, positrones, fotones y hadrones cargados y puede registrarse en Geant4 a través de la G4EmStandardPhysics en la Lista de Física. Un fotón, por ejemplo, puede someterse a Dispersión Compton o efecto fotoeléctrico, ya que se proporcionan procesos de electrones como Bremsstrahlung, ionización o radiación sincrotrón. Los efectos de las estructuras de capas de los átomos se promedian en este paquete de física.

Al comienzo de una ejecución de simulación, el proceso electromagnético establece tablas de rangos de partículas y longitudes de absorción de fotones para cada material. El rango de partículas, por ejemplo, para una partícula alfa en argón, se calcula mediante la integración numérica de la pérdida de energía por distancia recorrida. Durante la simulación, el proceso de pérdida de energía impone un límite en el tamaño del paso, mientras que la pérdida de energía ΔT por paso se calcula usando una aproximación para tamaños de pasos suficientemente pequeño s llamado límite de pérdida lineal:

$$\Delta T \approx s \left| \frac{dE}{dX} \right| \quad (4.4)$$

En general, la pérdida de energía por distancia cubierta se describe mediante una fuerza de retardo en la partícula llamada potencial de frenado:

$$S(E) = -\frac{dE}{dx} = - \left[\left(\frac{dE}{dx} \right)_{NR} + \left(\frac{dE}{dx} \right)_{ER} \right] \quad (4.5)$$

donde NR es retroceso nuclear y ER retroceso de electrones, estos están estrechamente relacionados al retroceso atómico³.

4.1.3. Desarrollo de aplicaciones para la configuración de la TPC

Esta sección explica algunos aspectos principales para la construcción del código para la simulación de la luz de centelleo en la configuración de la TPC de doble fase ⁴ basada en el marco existente, la interfaz y la estructura de diseño del experimento XENON1T[31]. Se eligió este experimento debido a que son los pioneros en la construcción de una TPC de doble con xenón. Sin embargo, lo usan para detección de materia oscura.

³Cuando el momento de la partícula que interactúa se transfiere al átomo como un todo sin alterar los grados de libertad no traslacionales del átomo.

⁴Debido al extenso código no se mostrara en esta tesis si desea ver el código dirijase al repositorio <https://gitlab.com/ivancovish/TPC-mc>

Para configurar una aplicación propia, Geant4 proporciona una interfaz abstracta para ocho clases, tres de las cuales son obligatorias para que el programa funcione. Se inicializan al comienzo de cada simulación. Los otros cinco denominados `UserAction` classes permiten al usuario modificar el comportamiento predeterminado de la simulación y recopilar datos. Las tres clases necesarias son:

G4VUserDetectorConstruction: esta clase construye todas las formas geométricas junto con sus materiales y les asigna una posición específica. Un `G4Material` puede ser establecido por el usuario mediante la construcción de moléculas y definir una densidad o ser elegido desde la base de datos a través de `G4NistManager`. Las superficies y su comportamiento se establecen también en la construcción del detector y se definen como el borde geométrico entre dos volúmenes. También el color y otros atributos de visualización se pueden asignar aquí.

G4VUserPhysicsList: todas las partículas, procesos físicos y modelos se cargan dentro de esta clase. El usuario puede volver a elegir una lista de física predefinida, pero generalmente las aplicaciones exigen requisitos y procesos especiales, por lo que el usuario no tiene otra opción que configurar su propia lista de física. Como un proceso de física, se registró `G4EmStandardPhysics` (para más detalles, consulte la sección 4.1.2) junto con una colección de procesos ópticos propiamente dichos llamada `PhysicsConstructor`. Aquí, se registran todas las partículas necesarias para la simulación del centelleo: electrones, partículas alfa y fotones ópticos, por lo que un fotón se considera óptico si su longitud de onda es mayor que el espaciado atómico típico, también llamado gamma y descrito por una clase separada [90]. Este constructor para procesos ópticos contiene absorción y dispersión de Rayleigh, así como interacciones de límites con superficies implementadas en la construcción del detector. El centelleo se genera mediante el uso de NEST-Add-On, donde NEST significa Técnica de simulación de elementos nobles. Sus contenidos y principios de trabajo se describen en [90].

G4VPrimaryGeneratorAction: esta clase crea el primer vértice de la simulación. Esto incluye la partícula primaria, su energía y la dirección de momento comenzando en una cierta posición. Para la configuración de la TPC, se usaron partículas cargadas como muon y pión. Para cada evento, la energía y la posición de inicio son para 1 GeV y en el centro de la cámara respectivamente.

Todas las clases obligatorias antes mencionadas deben pasarse a `G4RunManager` en la función principal para que se inicialicen con el kernel de ejecución al comienzo de la ejecución. Una ejecución es la unidad más grande que contiene tantos eventos (es decir, varias simulaciones individuales de partículas en argón), como el usuario desea procesar y la inicia `G4RunManager` utilizando el método `beamOn()`. También se inicializan al principio las clases de acción de usuario, que son clases virtuales que el usuario puede anular para controlar diferentes partes en diferentes etapas de la simulación. Estos son: `RunAction`, `EventAction`, `TrackingAction`, `SteppingAction`, `StackingAction`.

El último personaliza el acceso a las pilas de trayectorias pero no se usó en esta simulación y no se analizará con más detalle. La implementación predeterminada vacía de estas clases permite al usuario heredar solo de las clases que se necesitan. En este trabajo, las clases de **UserAction** requeridas se implementan todas dentro de una clase singleton que era parte de una unidad de programación integral más grande llamada Interfaz de medición, análisis y control de ejecución IMACE.

4.1.4. Interfaz de medición, análisis y control de ejecución (IMACE)

La razón por la cual se implementó esta interfaz es construir una conexión entre la simulación de partículas rudimentaria por un lado y el procedimiento de análisis de datos del otro lado. Es un punto de interconexión de las partes del programa proporcionadas por Geant4 y el código definido por el usuario que está personalizando la simulación para la propia aplicación. Consta de cuatro clases que dependen unas de otras y que están conectadas al resto del código: **Analysis**, **RunControl**, **Messenger** y **ScriptWriter**. Para dar una visión general de la funcionalidad, el nombre de la interfaz es dado de la siguiente manera:

La parte de **Medición** de esta interfaz es responsable del proceso de toma de datos. Implementa las clases de acción del usuario proporcionando datos de manera ordenada y entregándolos al análisis. El Análisis contiene un conjunto de métodos que escriben scripts individualmente para cada ejecución con el fin de preparar el análisis de datos con los programas C++ una vez que la simulación ha finalizado. Estos programas que no son componentes integrales de la aplicación Geant4 se invocan posteriormente y analizan los datos preprocesados, produciendo así los resultados finales. **RunControl** administra todos los parámetros para la simulación, que se pueden establecer mediante argumentos en la función `main()` o se utilizan los valores predeterminados almacenados. Las partes del programa, como la construcción del detector del generador primario, recogen los parámetros desde allí al comienzo de una ejecución y configuran la simulación con estos valores. Al hacerlo, se puede cambiar una gran cantidad de parámetros sin la necesidad de volver a compilar todo el código.

RunControl: se implementa como singleton, lo que significa que solo se puede instanciar un objeto una vez que se inicia el programa. Esto es necesario ya que **RunControl** funciona como administrador de todos los parámetros que luego se distribuyen a las partes individuales de la simulación. Se pueden cambiar 25 diferentes parámetros usando argumentos para la función `main()` al iniciar el programa. Si no se pasa ningún valor o el valor ingresado no es válido, se usa la configuración predeterminada. Los parámetros variables abarcan desde los ajustes organizativos, como la ruta de salida y el nombre del archivo, hasta las propiedades que pueden modificar una ejecución completa: el usuario ahora puede decidir si se va a utilizar GAr o LAr y puede establecer su densidad. La energía y el tipo de partícula, el valor de corte y el rendimiento de centelleo se pueden cambiar, así como las propiedades ópticas y de superficie. Las configuraciones para el seguimiento y la cantidad de salidas de línea de comando se pueden

modificar y también propiedades cruciales de la construcción del detector como la posición del SiPM y la eficiencia de los detectores. `RunControl` también implementa un método que crea una semilla para el motor aleatorio usando la fecha y hora actuales. Además, para evitar que se sobrescriban los datos, `RunControl` crea un archivo de salida predeterminado para cada ejecución, utilizando la hora y la fecha como nombre de archivo.

Analysis: implementa las clases `UserAction`. Está construido como un singleton para asegurarse de que solo una instancia recopile datos y los escriba en el archivo. El tratamiento de todas las clases de `UserAction` en una sola clase hace que el acceso a las diferentes etapas de la simulación sea mucho más cómodo y fácil de manejar. Esta clase es la parte esencial de la interfaz, ya que recopila todos los valores importantes de los pasos y las trayectorias de cada evento que son relevantes para el análisis.

Por lo tanto, al comienzo de la simulación se prepara una nueva ejecución configurando la ruta de acceso y el nombre de salida en el método `PrepareNewRun()`. Cuando una ejecución es nisha, `EndOfRunAction()` invoca métodos del `ScriptWriter` para compilar scripts de C++ y `GnuPlot` para el preanálisis de los datos y también imprime salidas de línea de comando concluyentes. Durante un evento que consiste en que una partícula alfa es emitida al argón por la fuente `PreUserTrackingAction()` cuenta el número de fotones, electrones, gammas u otras partículas que se emiten y que el usuario está interesado. Finalmente, la `SteppingAction()` cuenta los fotones que golpean los detectores. Para el cálculo de la relación de flujo de fotones R se cuentan todos los fotones, pero cada uno de los detectores también puede equiparse con una especificidad. `Geant4` en realidad proporciona interfaces para áreas sensibles y impactos de detección, pero la implementación en `IMACE` es más rápida y fácil de manejar, ya que desde la preparación de una ejecución hasta el escaneo de cada paso, toda la recopilación de datos ocurre en una clase.

También es posible conectar más clases de análisis y lectura a esta y gestionar centralmente todo dentro de una misma clase. Por ejemplo, esto se hizo para configurar un método para calcular los rangos de partículas de todas las partículas en las que el usuario está interesado.

Messenger: crea encabezado y pie de página para los archivos de datos que contienen todos los parámetros que se usaron y también muestra mensajes de error. Por ejemplo, si los parámetros ingresados son incorrectos o están fuera de rango, el método `PrintMainArgError()` explica el error y proporciona una lista de todas las configuraciones de variables y los comandos necesarios para cambiarlas.

ScriptWriter: es una clase que crea automáticamente scripts que se pueden cargar después de la ejecución para crear histogramas de las diferentes señales de detector o gráficos de dispersión donde las señales del detector se trazan una contra la otra, etc. Esto permite un análisis más rápido y un acceso más fácil a una primera visualización de los datos producidos. Donde luego los datos son analizados en ROOT.

4.2. Materiales y construcción del detector

4.2.1. Detectores

Como se mencionó en el capítulo 2 el uso de argón es la más accesible con respecto a otros materiales similares. Además del medio en el que se producen y propagan los fotones, los detectores se implementan en la simulación para la detección de la luz de centelleo. Para el SiPM se usó un modelo ya establecido en la clase `G4Sipm` que simula SiPMs dentro de simulaciones de detectores (existentes)⁵ con características propias de los SiPM que usa como referencia a HamamatsuS1036211100 [91], mientras que el PMT fue simulado con referencia al dispositivo Hamamatsu R8520-406[87].

El SiPM y el PMT se implementan con el tamaño y la proporción exactos como los detectores en la configuración real (La implementación de SiPM fueron acopladas a nuestra TPC). El área sensible total del SiPM se midió en $1\text{ cm} \times 1\text{ cm} = 1\text{ cm}^2$. El área del fotocátodo del PMT es $2\text{ cm} \times 2\text{ cm} = 4\text{ cm}^2$ [87] que hace que su superficie sensible sea 4 veces más grande que la del SiPM. PMT y SiPM tienen un espectro de sensibilidad específico, es decir, la eficiencia para detectar fotones depende de la longitud de onda de la luz entrante. Como la luz de centelleo solo tiene un rango espectral limitado (ver sección 2.4), se descuida el cambio en la eficiencia de detección a través de este rango.

La detección de fotones en la simulación se realiza definiendo volúmenes sensibles que pueden incrementar un contador cuando un fotón ha ingresado al volumen. La cara frontal del volumen coincide con el tamaño real del área sensible de cada detector. Cuando se cuenta un fotón, la clase de análisis de la interfaz IMACE guarda su ID de trayectoria para que ningún fotón pueda contabilizarse accidentalmente dos veces durante el proceso de seguimiento. A modo de ejemplo, el conjunto de SiPMs se representa en la figura 4.2, el marco SiPM (gris pixelado) indica el borde del volumen sensible (cuadrado gris). Los fotones que se muestran en color verde inciden en la superficie. La implementación de los PMTs es análoga. Partes principales del código se muestran en el apéndice B.

⁵el código que fue trabajado para la simulación de SiPM fue tomado de <https://github.com/ntim/g4sipm> y cuya documentación para la implementación esta en <https://forge.physik.rwth-aachen.de/public/g4sipm/>

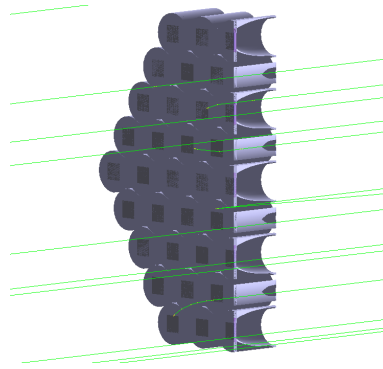


FIGURA 4.2: Implementación del SiPM en la simulación de Geant4: la forma geométrica y las medidas corresponden al verdadero SiPM. La parte que recoge la luz se define como un volumen sensible (cuadrado gris) que puede contar el ingreso de fotones (líneas verdes).

Cabe señalar que se hicieron un conjunto de SiPMs como se aprecia en la figura 4.2 con píxeles, de tal manera que ocupen el tamaño completo de los PMTs.

4.3. Discusión de la validez física

La simulación debe cumplir ciertos requisitos para representar y reproducir una medida en la configuración experimental real. Por lo tanto, en esta sección se realiza y analiza una serie de pruebas con respecto a cantidades importantes como el número y la energía de los fotones emitidos. Además, el comportamiento de la simulación bajo la variación de condiciones como la densidad del gas y la energía de partículas, y se compara con la bibliografía citada para probar la fiabilidad física y la validez del programa.

4.3.1. Cálculo del Código fuente

Análisis de algunas características optoelectrónicas

4.3.1.1. Eficacia de la recolección de luz (LCE)

La eficiencia de la recolección de luz (LCE) es el porcentaje de fotones que llegan a los PMT fuera de una posición dada en el volumen de detección relativo a la cantidad de fotones iniciales. La LCE absoluta se puede obtener del Monte Carlo de la siguiente ecuación tomada de [92]

$$LCE(x, y, z) = \frac{N_{detectado}(x, y, z) \cdot QE \cdot CE \cdot QE_{incremento}}{N_{generado}(x, y, z)} \quad (4.6)$$

(donde (x, y, z) es el contenedor correspondiente)

- $N_{detectado}(x, y, z)$: La cantidad de fotones detectados en (x, y, z) e impactos en un fotocátodo PMT o SiPM ((están registrados por PMTHitCollection) corregidos por QE y CE (30 % y 50 % respectivamente correspondiente al modelo usado de PMT)).
- QE : Eficiencia cuántica que debe aplicarse por PMT.
- $QE_{incremento}$: Eficiencia cuántica incrementada que adquiere el detector debido a la ganancia del PMT (100 %).
- CE : Eficiencia de recolección de los PMT (desde el fotocátodo hasta el primer dínodo).
- $N_{generado}(x, y, z)$: La cantidad de fotones generados en (x, y, z) .

Cálculo exacto en el código fuente

Las simulaciones⁶ se realizan con 1 fotón por evento Geant4, por lo tanto, tenemos un máximo de un PMT o SiPM activado y podemos usar la información `pmthitID` para cada evento. Esto nos proporciona directamente el ID del PMT que nos permite usar el QE correspondiente y verificar si el PMT está excluido del análisis. Se registra un impacto en el PMT cada vez que se registra un fotón en el foto cátodo PMT (50 % de CE). En la figura 4.8 se muestra la distribución de fotones detectados en la TPC.

$$LCE(x, y, z) = \frac{\sum_{\text{eventos dentro del TPC}}^n SiPMhits_n \cdot QE(SiPMID_n) \cdot CE \cdot QE_{incremento}}{\sum_{\text{eventos dentro del TPC}}^n fotones_{generados}(x, y, z)} \quad (4.7)$$

4.3.1.2. Eficiencia relativa de la recolección de Luz (rLCE)

La eficiencia relativa de la recolección de Luz (rLCE) se define como la LCE relativo a su valor medio y se puede obtener para el MC y datos reales:

$$rLCE_{MC}(x, y, z) = \frac{LCE(x, y, z)}{LCE_{media}} \quad (4.8)$$

$$rLCE_{data}(x, y, z) = \frac{LY(x, y, z)}{LY_{media}} \quad (4.9)$$

⁶Las simulaciones en ROOT de características opto electrónicas se ubican en <https://gitlab.com/ivancovich/Analysis-Root>.

4.3.1.3. Rendimiento de luz (LY)

El TPC también se puede describir mediante un rendimiento de luz, el cual es la fracción de pérdida de energía en los fotones. Para realizar este cálculo de rendimiento de luz de forma tridimensional, que otros pueden verificar la simetría a pequeña escala de diferentes volúmenes de detector, el detector se divide en 1000 volúmenes, 10 volúmenes en cada dirección. El rendimiento de luz en cada uno de estos volúmenes puede obtenerse mediante la siguiente ecuación 4.10, tomada de [92].

El rendimiento de la luz de la simulación MC se usa (para el rendimiento medio de fotones del NEST (Noble Element Simulation Technique) tomados de [58, 93] ($W = 50$ ph/keV, a 32 keV, a 150 V/cm))

$$LY(x, y, z) = \frac{1}{W} \cdot LCE(x, y, z) \quad (4.10)$$

$1/W$: energía promedio que se requiere para producir un fotón de centelleo.

4.3.1.4. Fracción de área superior (AFT)

La fracción de área de la parte superior (AFT), básicamente es la fracción de área donde se detectan los eventos y está dada directamente por el MC asumido de LCE.

$$AFT = \frac{N_{detectado\ superior}(x, y, z) \cdot QE \cdot CE \cdot QE_{incremento}}{N_{detectado}(x, y, z)} \quad (4.11)$$

Cálculo exacto en el código fuente

$$AFT_{MC} = \frac{\sum_n^{n} SiPMhits_n \cdot QE(SiPMID_n) \cdot CE \cdot QE_{incremento}}{\sum_n^{n} SiPMhits_e \cdot QE(SiPMID_n) \cdot CE \cdot QE_{incremento}} \quad (4.12)$$

$$AFT_{data} = \frac{LY_{\text{área superior}}}{LY} \quad (4.13)$$

4.4. Simulaciones iniciales de una TPC

Para la simulación de la cámara de proyección temporal TPC de doble fase se necesitó primero simular una TPC simple (de una fase) para una representación correcta de procesos físicos

e identificación correcta de interacciones de partículas con el argón y posteriormente realizar pruebas de deposición de energía. Se simuló la geometría cilíndrica en cuyo interior hay una placa definida de manera inicial como detector para hacer pruebas de deposición de energía tal como se muestra en la figura 4.3 y cuyo resultado de deposición de energía realizados en ROOT se muestra en la figura 4.3b.

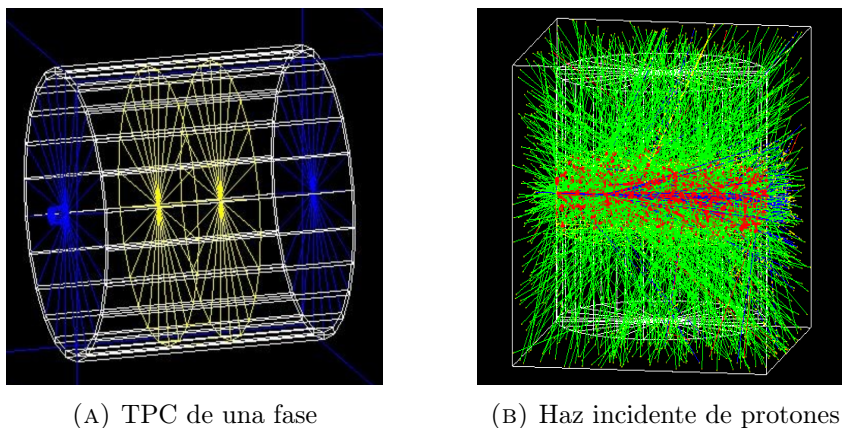


FIGURA 4.3: Cámara de proyección temporal típica de argón de una fase representado por: partículas primarias (color azul), interacciones en la cámara (color rojo), fotones producidos en en la interacción (color verde).

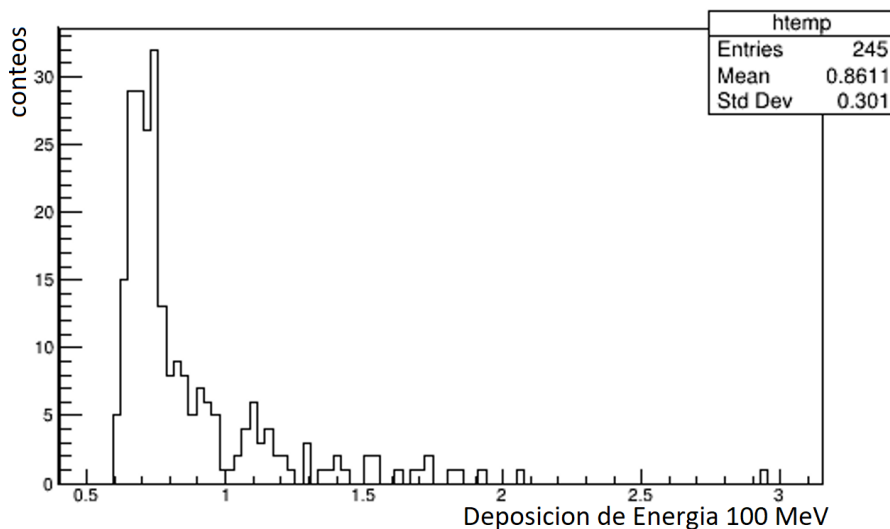
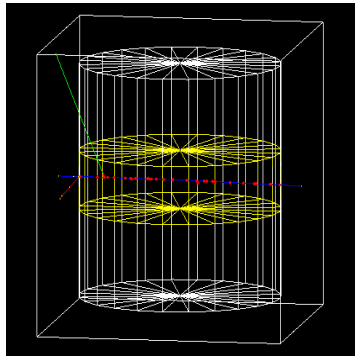


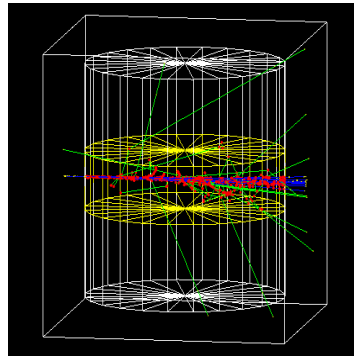
FIGURA 4.4: Deposición de energía para protones

Efectivamente el gráfico 4.4 tiene una distribución de Landau que corresponde a la ecuación de Bethe discutida en la sección 2.3.1. Lo que indica la interacción protón con el argón se dio a 70 MeV con 35 eventos detectados.

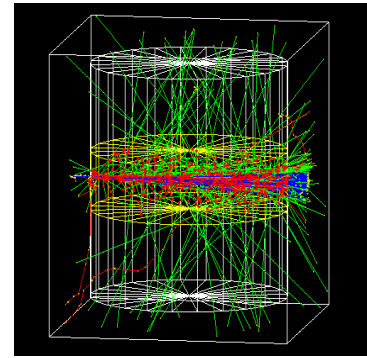
De la misma manera se pueden realizar simulaciones para diferentes partículas cargadas como se muestra en la figura 4.5 y su respectivo gráfico de momento en función de pérdida de energía en la figura 4.6.



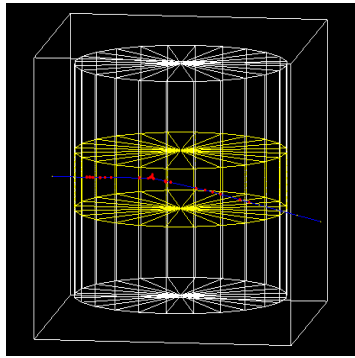
(A) Haz de muones con 1 evento.



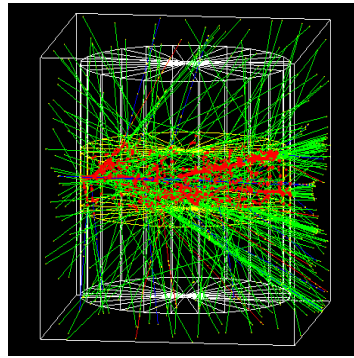
(B) Haz de muones con 10 eventos.



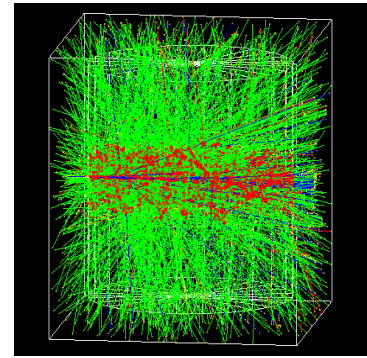
(C) Haz de muones con 100 eventos.



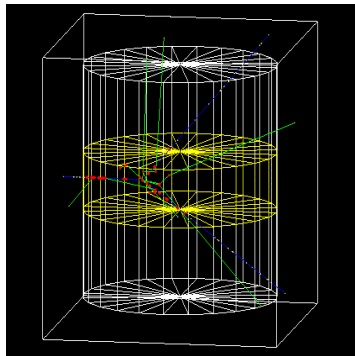
(D) Haz de piones positivos con 1 evento.



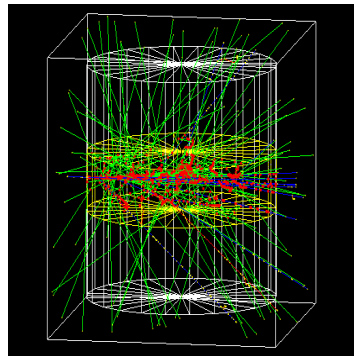
(E) Haz de piones positivos con 10 eventos.



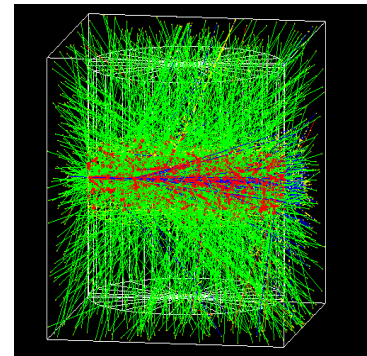
(F) Haz de piones positivos con 100 eventos.



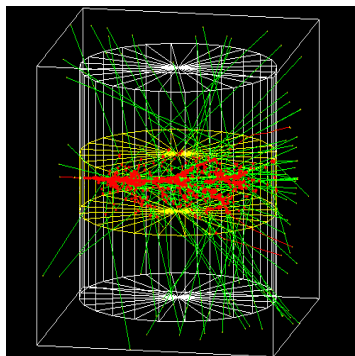
(G) Haz de protones con 1 evento.



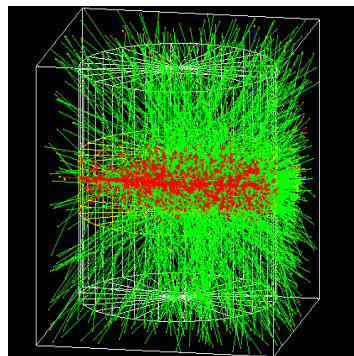
(H) Haz de protones con 10 eventos.



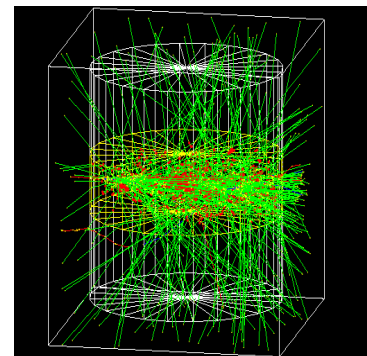
(I) Haz de protones con 100 eventos.



(J) Haz de electrones con 1 evento.



(K) Haz de electrones con 10 eventos.



(L) Haz de electrones con 100 eventos.

FIGURA 4.5: Simulaciones de interacciones para diferentes partículas con una energía de 1 GeV, donde la rayos de color azul significa las partículas primarias incidentes, el color rojo interacciones con el argón, el color verde significa los fotones producidos.

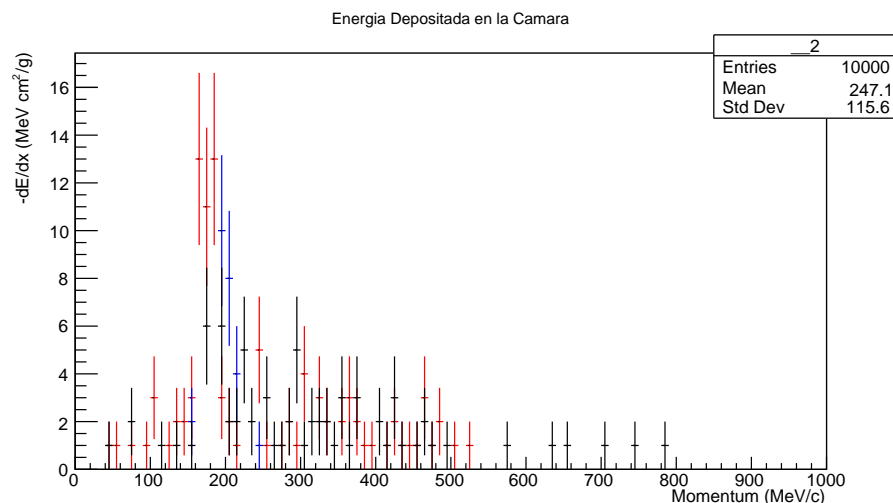
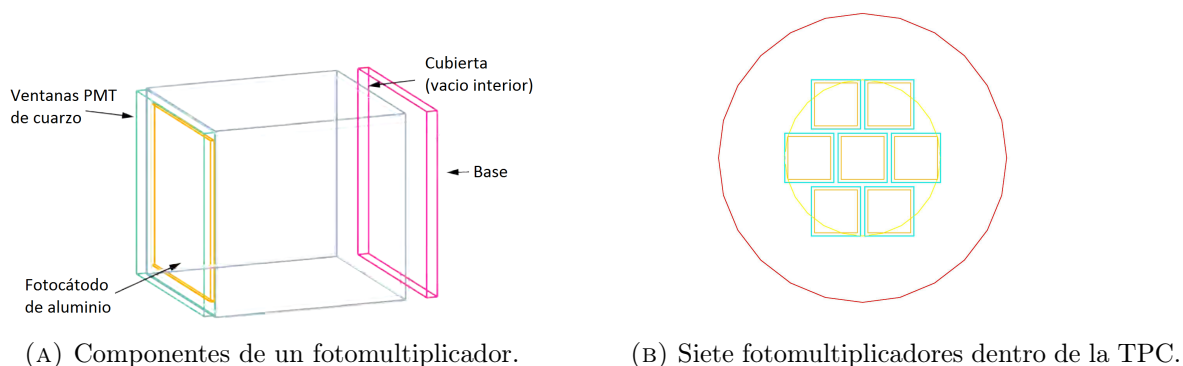


FIGURA 4.6: Distribución de la energía depositada en la cámara (en MeV) para muones (azul), protones (negro) y piones (rojo) a 1 GeV.

En la figura 4.6 se observa la de deposición de energía dE/dx vs momento para; muones, piones y protones. También se observa una ligera separación entre los picos característicos ubicados en 200 MeV que básicamente significa que las partículas a esa energía empezaran a depositar energía.

4.5. Simulación de Tubos Fotomultiplicadores PMTs

Para simular un tubo fotomultiplicador PMT se tomaron en cuenta cuatro volúmenes como se muestra en la figura 4.7a. Cada volumen está conectado a otro, definido por un material y compuesto a un solo tubo fotomultiplicador. Un PMT consiste en una ventana de cuarzo basada en un revestimiento de acero. En este caso, se colocó un fotocátodo de aluminio y volúmenes con vacío interior. Estos volúmenes se fusionaron cuando un PMT simulado comenzó a trabajar, definiendo la capacidad de recolectar los impactos en el PMT al fotocátodo. Para la construcción del conjunto de PMTs, solo se procedió a realizar una repetición volúmenes, Para finalmente ser ubicados en la la parte superior e inferior de la cámara denominados TOP PMTs y BOTTOM PMTs respectivamente.



(A) Componentes de un fotomultiplicador. (B) Siete fotomultiplicadores dentro de la TPC.
 FIGURA 4.7: Descripción general de un tubo fotomultiplicador inferior simulado.

Finalmente, la simulación de la geometría y procesos físicos de la cámara de proyección temporal de doble fase fueron logradas tal como se aprecia en la figura 4.8.

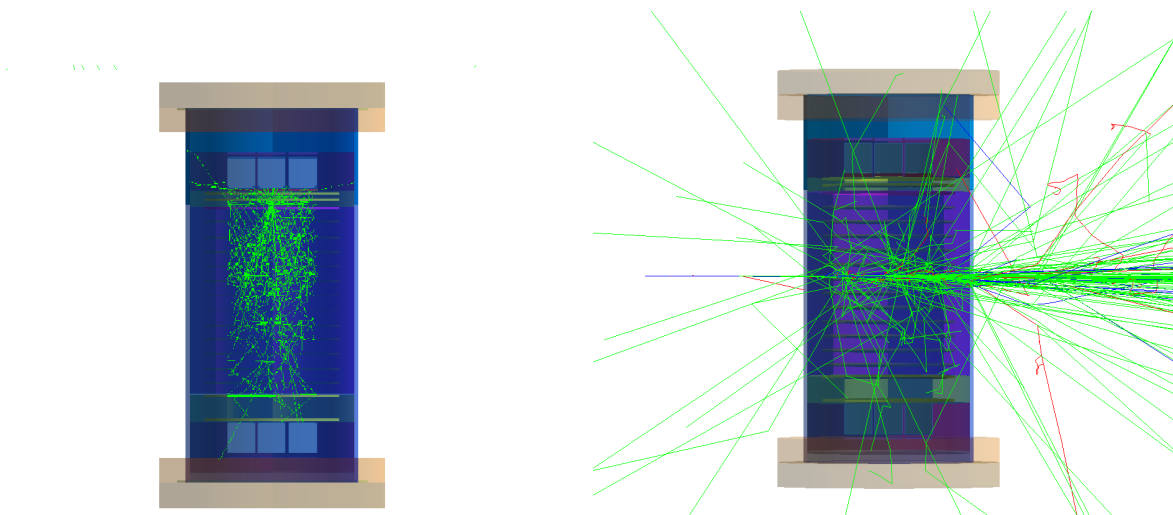


FIGURA 4.8: Izquierda: TPC simulado en Geant4 con la distribución de fotones detectados. Los fotones se detienen por los mecanismos de reflexión y el campo eléctrico. Derecha: interacción del haz de muones de 1GeV y la respuesta del detector.

En Geant4 los parámetros de interés primarios están dados en la tabla 4.1. Donde cada uno representa una “tupla” que básicamente es un “tipo de dato” secuencial y sirve para agrupar varios valores, como si fueran un único valor. Estas nos permiten crear de una forma rápida: una función, una estructura, una variable, o una constante para almacenar una agrupación de datos. Estos datos son analizados y graficados en ROOT tal como se observa en la figura 4.9. Donde el numero de eventos e impactos en el detector son de tipo “int (números enteros)”, para el análisis de energía, reconstrucción de posición son de tipo “vector (zona de almacenamiento contiguo que contiene una serie de elementos del mismo tipo)”, para la interpretación e identificación de datos son de tipo “string (cadenas secuenciales de texto)” y para resultados de deposición de energía son de tipo “float (representa la aproximación de un número real)”.

Nombre	Tipo	Descripción
eventid	int	número de evento
ntpmthits	int	
nbpmthits	int	
pmthits	int	
etot	float	depósito total de energía G4 en este evento
nsteps	int	número de pasos G4
trackid	int	identificador de seguimiento
type	string	tipo de partícula
parentid	int	seguimiento de partícula principal
parenttype	string	tipo de partícula de principal
creaproc	string	proceso que creó esta partícula
edproc	string	proceso para este depósito de energía en particular
xp	vector <float>	x coordenada de depósito de energía (mm
yp	vector <float>	y coordenada del depósito de energía (mm)
zp	vector <float>	z coordenada del depósito de energía (mm)
ed	vector <float>	depósito de energía (keV)
time	vector <float>	tipo de partícula de primaria
type_pri	string	tipo de partícula de primaria
e_pri	vector <float>	energía de primaria (keV)
xp_pri	vector <float>	x coordenada de la partícula primaria (mm)
yp_pri	vector <float>	y coordenada de la partícula primaria (mm)
zp_pri	vector <float>	z coordenada de la partícula primaria (mm)

TABLA 4.1: Parámetros de Análisis

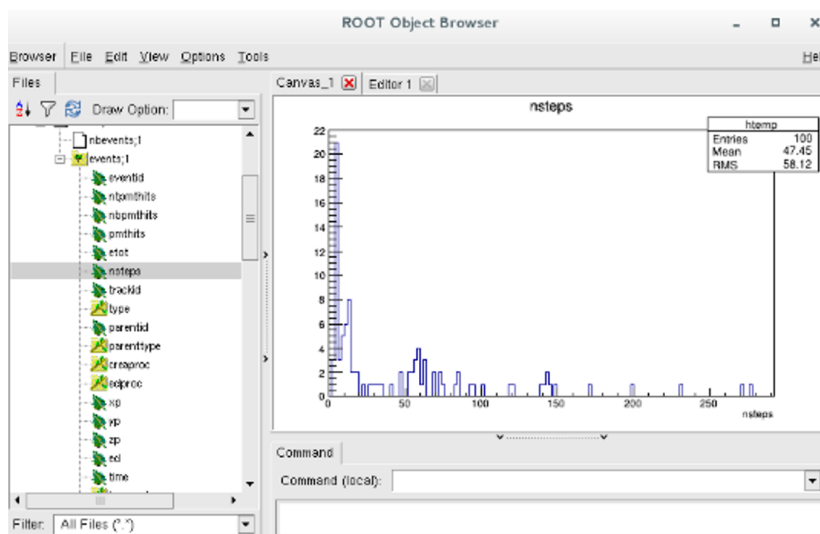


FIGURA 4.9: Parámetros de Análisis

4.5.1. Configuración de campos eléctricos

La configuración del campo eléctrico está limitada por unos pocos requisitos los cuales fueron tomados de otro experimento que usa amplificadores de electrones LEM [32] y son: (a) el campo de arrastre se establece en 1 kV/cm, que corresponde a una velocidad de arrastre de 2 mm/ μ s y el factor de recombinación de pares de electrones-iones es 70 % para trayectorias ionizantes mínimas; (b) con el fin de extraer electrones de forma rápida y eficaz del líquido a la fase de gas, se aplican campos de extracción superiores a 2.5 kV/cm; (c) el campo dentro

de los agujeros LEM de 1 mm de espesor debe alcanzar 35.5 kV/cm ; (d) los puntos fuertes de los campos de transferencia deben minimizar el uso de altos voltajes. Con tales campos, la carga producida en el líquido debe arrastrarse, extraerse y recolectarse de forma eficiente en el plano del ánodo. Las cargas eléctricas atravesarán varias regiones con diferentes campos eléctricos. La transparencia de la malla de extracción de arrastre del sistema-Ánodo-LEM se debe maximizar mediante la elección adecuada de los campos de transferencia.

Además, la cantidad de carga recogida en las vistas X e Y del ánodo depende de sus potenciales y geometría. Por lo tanto, la configuración del campo eléctrico de todo el sistema se ha simulado numéricamente y optimizado, utilizando COMSOL Multiphysics4 [78]. La carga se emite a la fase gaseosa por medio de un campo de extracción de 3 kV/cm . Para maximizar la transparencia de LEM, el campo entre la malla de extracción en GAR y el electrodo LEM inferior se reduce hasta 1.5 kV/cm y el campo entre LEM y Ánodo es igual a 3 kV/cm . La tensión correspondiente aplicada a través de los dos electrodos del LEM de 1 mm de espesor es tan alta como 3.55 kV . Las dos vistas del ánodo se mantienen con el mismo potencial y sus geometrías están diseñadas para recoger cantidades iguales de carga. La figura 4.10 muestra las líneas de campo eléctrico calculadas. El efecto de la línea de campo apretando en los agujeros se muestra en el área ampliada correspondiente. El impacto de las mallas de extracción en las líneas de campo también es visible. Notamos que debido a la constante dieléctrica cambiante, el campo sobre el líquido es 1.5 más fuerte que en el líquido.

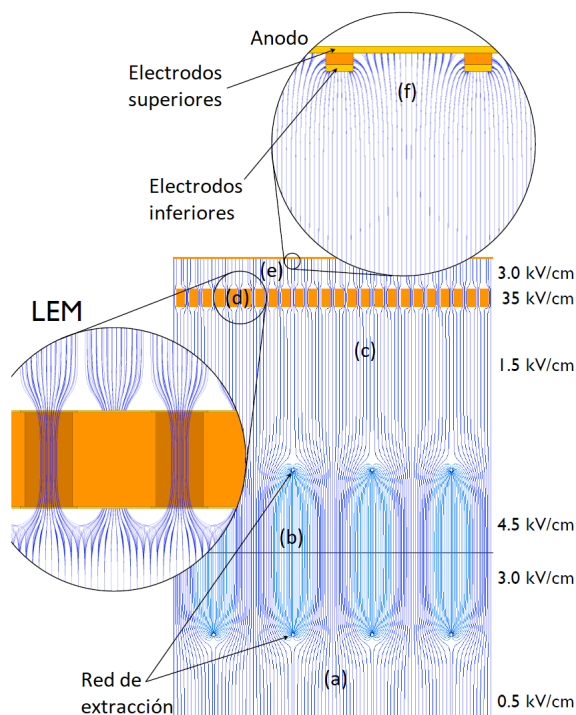


FIGURA 4.10: Configuración general del campo eléctrico que incluye (a) arrastre de la región (b) extracción de líquido a gas (c) arrastre hacia agujeros LEM (d) agujeros LEM (e) arrastre hacia el ánodo (f) campos cerca de las bandas de ánodo. La configuración mostrada corresponde a compartir la misma carga entre las vistas X e Y.[32]

4.5.2. Simulaciones de campo de arrastre

La estructura del electrodo de conformación de campo también se simuló para optimizar el diseño. El software Comsol Multiphysics fue empleado para estas simulaciones. Esta simulación de campo se puede simplificar enormemente explotando la simetría axial del TPC, donde el campo se puede calcular en dos dimensiones. Esto no es del todo correcto porque las mallas utilizadas tienen una estructura reticular cuadrática, pero para las simulaciones, se manejan como cables individuales con el diámetro y el tono correctos. Por lo tanto, proporciona una buena guía en caso de diseño de campo. Las mallas y los anillos de configuración de campo se implementan correctamente tanto en tamaño como en el volumen de TPC y el criostato de acero. No se consideran otras instalaciones como PMTs, cables, resistencias y otras partes internas. La estructura de teflón no consiste en cortes individuales, sino que se maneja como una sola pieza. Una visualización de la configuración de la simulación se muestra como una descripción general en la figura 4.11, donde dos modos de visualización se combinan en una imagen. En el lado izquierdo, el potencial eléctrico dentro del criostato se muestra como un gráfico de superficie. En el lado derecho, el potencial se muestra mediante líneas de equipotencial, que son perpendiculares a las líneas de campo eléctrico. El rectángulo interior describe el volumen de TPC llenado con LAr hasta un punto entre la malla central y el ánodo, como se desea para una operación adecuada. Por encima del nivel de líquido, se coloca el argón gaseoso en la simulación para completar la implementación de TPC.

Para el cálculo de los campos, los electrodos están configurados para diferentes potenciales eléctricos. La malla inferior se fija a tierra para fines de chequeo y al cátodo, se aplica la malla superior, -17 kV. El espacio entre estas dos mallas es de 19 mm. En el diseño real realizado, el anillo que soporta la malla del cátodo es más ancho que los otros anillos y tiene un diámetro interno de 90 mm. De esta forma, el cilindro de PTFE se puede colocar encima. Debido a su forma diferente, el anillo influye un poco en las líneas de campo, pero como se muestra, el impacto es pequeño (ver figura 4.12).

Comenzando con el cátodo, la jaula de campo anterior está compuesta por 12 anillos de configuración de campo configurados a un potencial de disminución continua con pasos de (-17/13) kV. Encima de esta jaula, tres mallas están apiladas, que consisten en una malla de tierra (malla de compuerta) que separa el campo de arrastre y la región de campo de extracción, una malla de ánodo que produce el campo de extracción y otra vez una malla de chequeo. El espacio entre estas tres mallas es de 5 mm y el espacio entre el electrodo de detección superior y el final del volumen de TPC es de 3 mm.

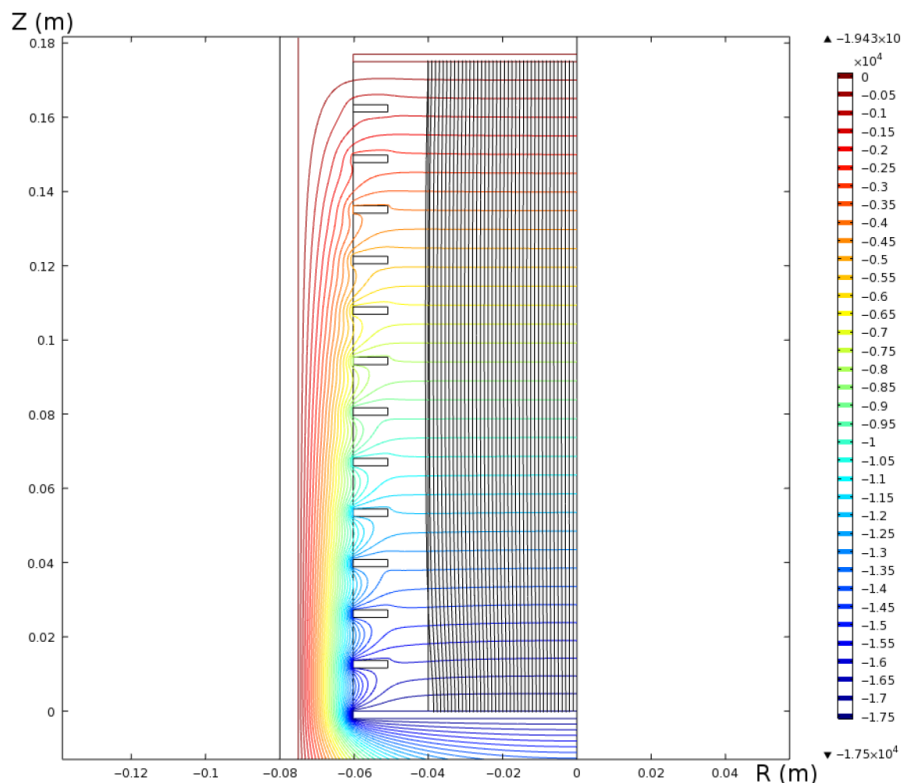


FIGURA 4.11: Simulación para encontrar el número mínimo de anillos de configuración de campos con una geometría simplificada. Al implementar dos planos en lugar de las mallas y variar el número de electrodos de conformación, se identificó el mejor equilibrio entre la homogeneidad de campo y los problemas de espacio. La homogeneidad del campo está indicada por las líneas negras de arrastre de electrones.

Para encontrar el diseño final, se realizó una investigación básica para probar el diseño de campo para el mejor equilibrio entre la homogeneidad de los problemas de campo y espacio. Las simulaciones que usan solo dos planos para crear el campo de arrastre se implementan para eso. Al cambiar el número de anillos de configuración y, por lo tanto, su distancia, se puede encontrar el número mínimo de anillos como se muestra en la figura 4.11. La figura muestra nuevamente las líneas de equipotencial dentro del TPC y, además de eso, las líneas de arrastre de electrones se muestran en negro, que siguen las líneas de campo eléctrico. Mediante este método de visualización, se identificó una configuración con 12 anillos para proporcionar un campo razonablemente homogéneo y un espacio de montaje de 13 mm para las resistencias entre cada anillo.

Con otras simulaciones, se puede demostrar que las líneas equipotenciales se deforman alrededor del cátodo debido a la influencia del campo a continuación. Para la configuración real, se calcula una curvatura diferente de las líneas de arrastre cerca de los bordes. La figura 4.12 da una impresión de las líneas de arrastre reales que muestran una flexión en el área del cátodo hacia el eje medio, claramente visible en el diagrama del lado izquierdo. El campo creado debajo del cátodo es mucho más alto que el anterior y se filtra a través de la malla sumando vectorial con el campo allí. Esto tiene una influencia limitada que afecta principalmente los

arrastres que comienzan en el área alrededor de los bordes inferiores del TPC. En principio, las correcciones al algoritmo de reconstrucción de posición se pueden aplicar para tener en cuenta el arrastre no uniforme para eventos en esta región. En el lado derecho de la figura 4.12, las líneas de arrastre de electrones se muestran con un punto de partida diferente en z . Estas líneas de arrastre no se ven afectadas por la deformación del campo cerca de los bordes inferiores del TPC y muestran, por lo tanto, un comportamiento recto excelente.

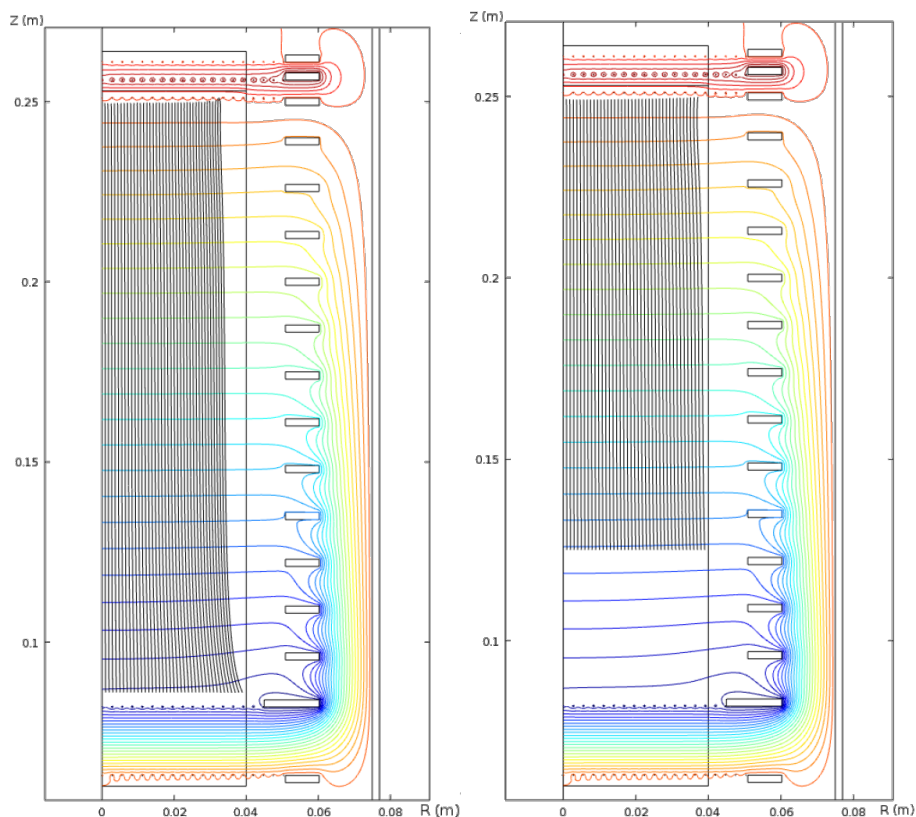


FIGURA 4.12: Simulaciones de las líneas de arrastre de electrones en el TPC. En el lado izquierdo, se muestran las líneas de arrastre de electrones que comienzan justo al lado de la malla del cátodo. Las líneas de arrastre que comienzan cerca del borde inferior del TPC están deformadas y dobladas hacia el eje cilíndrico. En el lado derecho, las líneas de arrastre comienzan en una posición más elevada en z , las inhomogeneidades de campo en la esquina no tienen influencia en los arrastres, que por lo tanto muestran una línea recta.

Capítulo 5

Resultados

5.1. Resultados de eficiencia en PMTs

Para el análisis inicial de la eficiencia en Cámara de Proyección Temporal (TPC) de doble fase de argón y de los tubos fotomultiplicadores (PMTs), se usaron fotones ópticos como fuente en lugar de una fuente radioactiva como cobalto, cesio, etc, debido a que interactúan de forma similar con el argón dejando un rastro como en la figura 4.8 de la izquierda. El número de eventos generados de fotones ópticos fueron 10^6 . La señal S1 y S2 de las partículas interactuantes en la cámara son detectadas por los fotomultiplicadores y guardadas como datos. Estos datos obtenidos en Geant4 fueron manejados con ROOT a fin de obtener la distribución de fotones en la TPC. Por otro lado, se usaron algunas propiedades ópticas para la TPC tal como se muestra en la tabla 5.1.

setGArTeflonReflectivity	95 %	setLArRefractionIndex	1.63
setLArAbsorbtionLength	100 cm	setLArMeshTransparency	89.5 %
setGArAbsorbtionLength	100 m	setGArMeshTransparency	89.5 %
setLArRayScatterLength	30 cm		

TABLA 5.1: Valores usados para el detector, tomados del experimento XENON100 [72].

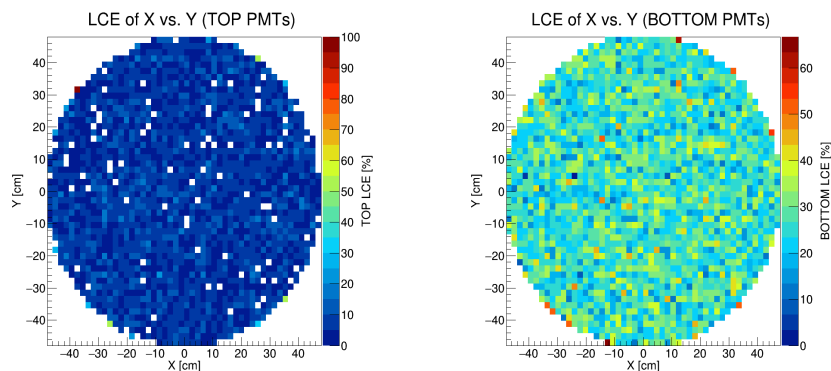


FIGURA 5.1: Izquierda: Eficiencia de recolección de luz en (TOP PMTs). Derecha: Eficiencia de recolección de luz en (BOTTOM PMTs). Sin el amplificador de electrones LEM.

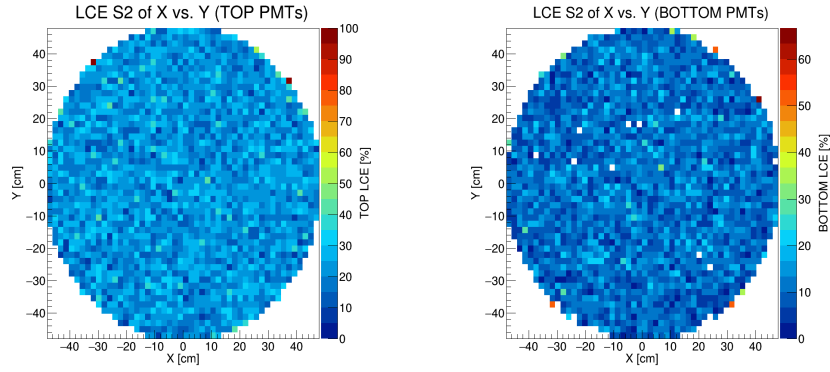


FIGURA 5.2: Eficiencia de recolección de luz en la región S2. Izquierda: Eficiencia de recolección de luz en (TOP PMTs). Derecha: Eficiencia de recolección de luz en (BOTTOM PMTs), con el amplificador de electrones LEM.

En la figura 5.1, lado izquierdo, claramente se aprecia una baja incidencia de fotones en los tubos fotomultiplicadores de la parte superior (TOP PMTs) debido a que no se usó el amplificador de electrones LEM y esto hace que los fotomultiplicadores no detecten señales características. Al no usar el dispositivo LEM hace que solo se puedan detectar eventos en los tubos fotomultiplicadores de la parte inferior (BOTTOM PMTs), lado derecho de la figura 5.1, los eventos producidos después de algunas interacciones serán dispersados en toda la cámara gracias a reflexiones del teflón (ver más adelante). Por otro lado, la figura 5.2 muestra un incremento en la señal S2 para la detección de fotones en los TOP PMTs, donde se usó el amplificador de electrones (LEM). Además el lado derecho de la figura 5.2 es una representación de como los BOTTOM PMTs detectarían algunas señales de S2.

Se analizó la cantidad de eventos detectados en los PMTs una vez lista configuración de la TPC tal como se aprecia en la figura 5.3.

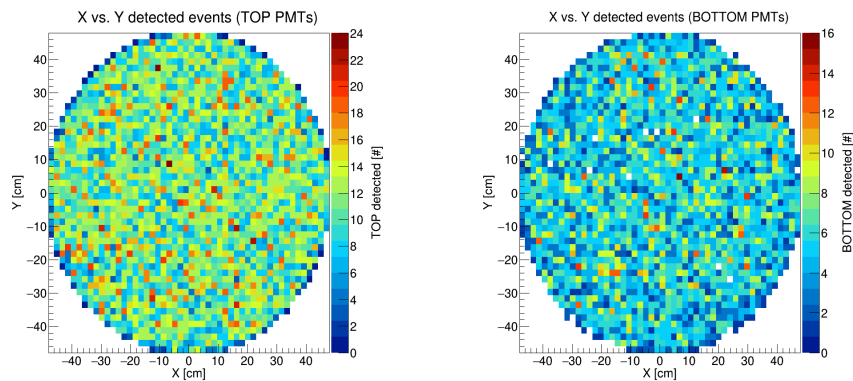


FIGURA 5.3: Eventos detectados en la TPC (vista sobre el eje x e y). Izquierda: Eventos detectados en (TOP PMTs). Derecha: Eventos detectados en (BOTTOM PMTs).

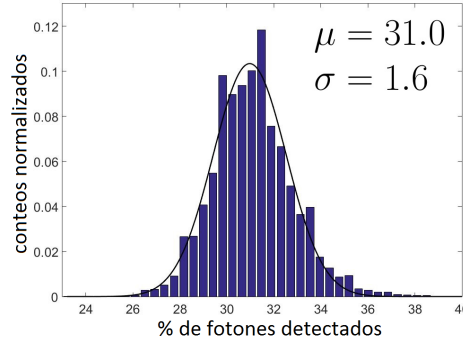
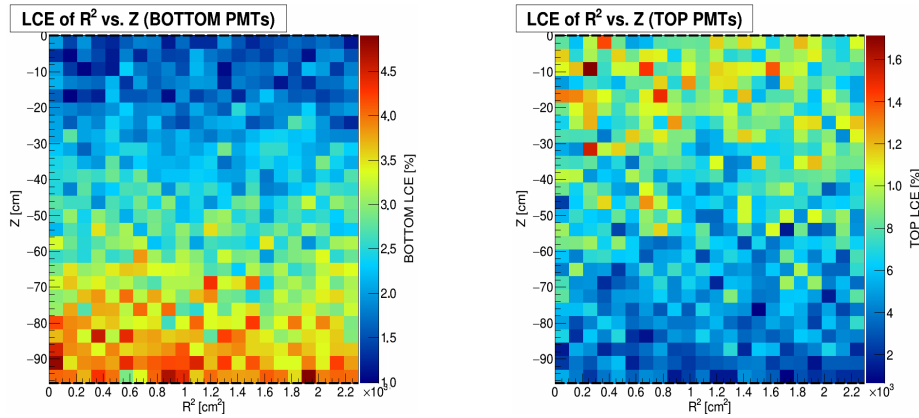


FIGURA 5.4: Porcentaje total de eventos detectados en los fotomultiplicadores PMTs.

La distribución de eventos detectados que se muestran en la figura 5.3 tienen forma de píxeles. Estos píxeles representan los fotocátodos en los PMTs y de igual forma representa el área sensible en los fotomultiplicadores de silicio SiPMs. La suma de todos estos píxeles de colores representa el total de eventos detectados. El hecho de que los eventos detectados en los TOP PMTs sea mayor a los BOTTOM PMTs es debido a los procesos de producción de pares electrón-positrón, donde los electrones son arrastrados a lo largo de la cámara y luego detectados por los TOP PMTs con mayor proporción que a los BOTTOM PMTs.

Se obtuvieron 304 979 eventos detectados por los TOP PMTs y BOTTOM PMTs, es decir $\approx 31\%$ de fotones detectados de 10^6 eventos generados, como se muestra en la figura 5.4.


 FIGURA 5.5: Eficiencia de recolección de luz en función de R^2 y z (radio y altura). Izquierda: Eficiencia de recolección de luz en BOTTOM PMTs. Derecha: Eficiencia de recolección de luz en TOP PMTs.

La eficiencia de recolección de luz (LCE) de la simulación de la TPC en función de la posición vertical z y del radio cuadrado r^2 se muestran en la figura 5.5. Como se esperaba, la LCE es mucho mayor en la parte inferior de la TPC que en la parte superior debido a reflexiones del teflón. La LCE promedio estimada es de $\approx 4.59\%$ usando la ecuación 4.7.

Para hallar la eficiencia de recolección de luz relativa (rLCE) se usó la LCE del experimento XENON100 [72], donde obtuvieron una eficiencia de $\approx 7.24\%$. Para este análisis se usó la ecuación 4.8 y su respectivo gráfico se aprecia en la figura 5.6.

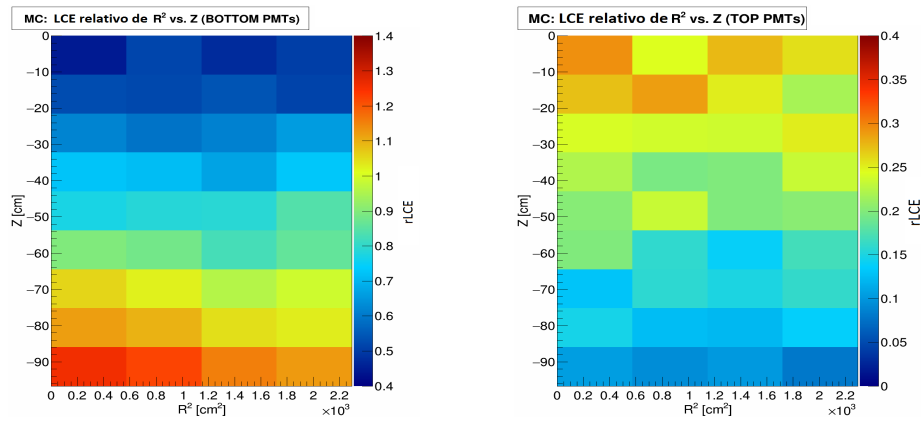


FIGURA 5.6: Eficiencia relativa de recolección de luz en ambos extremos BOTTOM Y TOP PMT

Como se observa en la figura 5.6 el resultado aproximado para la eficiencia relativa de luz (rLCE) es de ≈ 1.5773 . Se tuvo que asumir que nuestra TPC no es muy eficiente para la detección de fotones. Esto podría deberse a que aun falta refinar la simulación en cuanto a las reflexiones de las mallas que están ubicadas entre el líquido y el gas. Sin embargo, a partir de estos resultados se realizó una representación de mapa tridimensional con fines comparativos tal como se muestra en la figura 5.7.

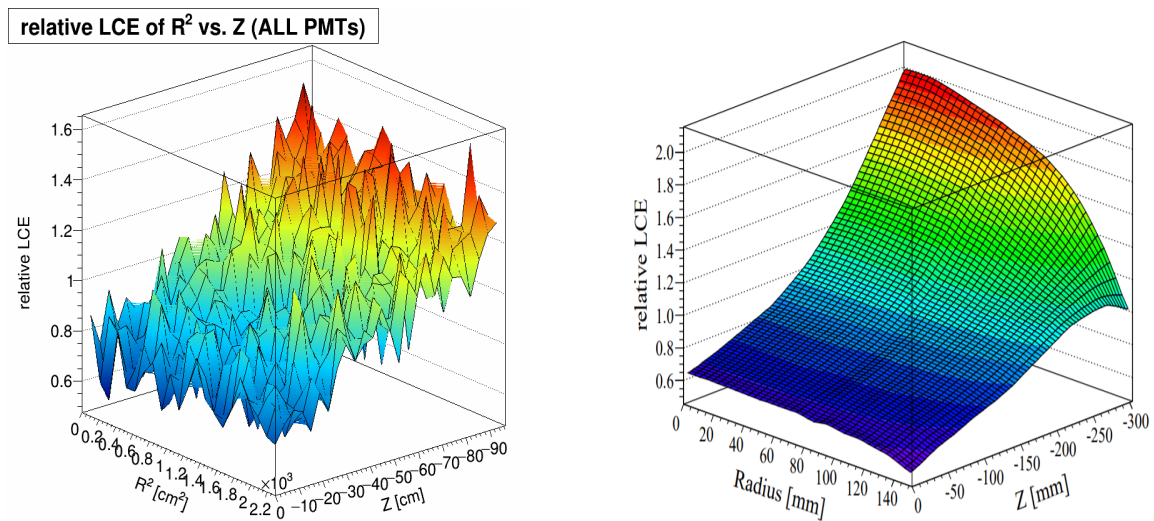


FIGURA 5.7: Izquierda: Eficiencia de recolección de luz relativa de la simulación. Derecha: Eficiencia de recolección de luz relativa medidas en XENON100 [72]

Como se observa en la figura 5.7 de la derecha, la eficiencia de recolección de luz LCE relativa está en la parte inferior ($z = -300$ mm) de la TPC, y se da una dependencia del radio. Esto es causado por la superficie de xenón líquido, que refleja los fotones y así aumenta su camino.

La eficiencia de recolección de luz LCE relativa de la figura 5.7 se tomó para una longitud de absorción de argón líquido de 20 cm, una reflectividad del 95 % y el haz incidente con 10^6

fotones ópticos a 1 GeV de energía. El gráfico de la derecha representa la recolección de luz relativa en el xenón, en el que tiende a perder eficiencia de recolección de luz a medida que se aleja del centro de la cámara, mientras que, para nuestra TPC que utiliza argón muestra uniformidad con respecto al radio.

Por otro lado, como se mencionó en la sección 4.3.1, la TPC también se puede describir mediante un rendimiento de luz (LY). Para realizar este cálculo de rendimiento de luz de forma tridimensional, que ofrece la posibilidad de verificar la simetría a pequeña escala de diferentes volúmenes de detector, el detector se dividió en 1000 volúmenes, 10 volúmenes en cada dirección. El rendimiento de luz en cada uno de estos volúmenes se obtuvo mediante la ecuación 4.10 de la sección 4.3.1 donde también se tomó en cuenta la eficiencia cuántica QE, tomado de [92].

$$LY_i = \frac{1}{W} \cdot \frac{QE \cdot N_i}{N_{inicial}}$$

En este cálculo de rendimiento de luz, W es la energía promedio que se requiere para producir un fotón de centelleo como se explica en la sección 4.3.1, QE es la eficiencia cuántica promedio de los PMTs, N_i es el número de fotones que impactan en los PMTs generados en cada volumen, y $N_{inicial}$ es el número simulado de fotones en cada volumen. Debido a la distribución uniforme de los fotones ópticos, $N_{inicial}$ también se obtuvo como $N_{inicial} = N_{simulado} \cdot \frac{V_i}{V_{tot}}$, en el cual $N_{simulado}$ es la cantidad total de fotones simulados, V_i la fracción del volumen y V_{tot} el volumen de todo la TPC. El mapa resultante se muestra en la figura 5.8.

Cuatro regiones particulares en el eje z se muestran en la figura 5.8, desde la parte superior hasta la parte inferior. El LY es mucho mayor en la parte inferior ($z = -152.30$ mm a $z = -169$ mm), con valores de (2.1 ± 0.1) pe/keV en la región z de 16.7 mm altura, como en la parte superior ($z = -2$ mm a $z = -18.70$ mm), con valores de (0.9 ± 0.1) pe/keV. Como se esperaba antes, el LY disminuye para radios mayores, pero no se puede obtener asimetría o variación en la geometría del detector. Esto también es una verificación para ver si el paquete de simulación funciona correctamente. Este valor de LY depende en gran medida de las propiedades de la geometría, como la longitud de absorción del argón líquido o la reflectividad de PTFE. Por lo tanto, se realizaron más simulaciones con diferentes propiedades de geometría.

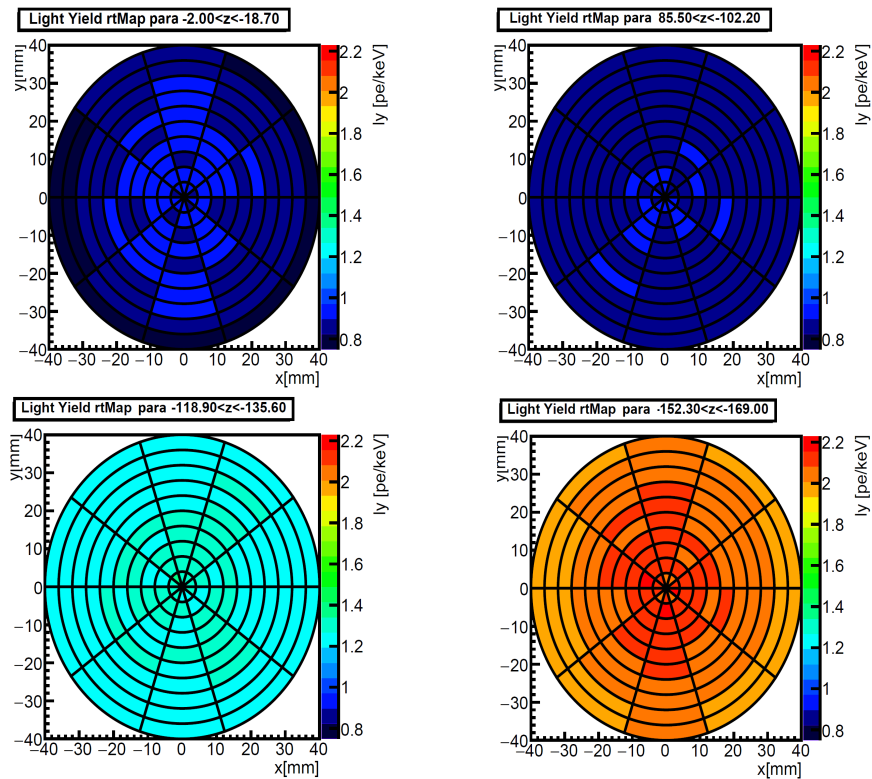


FIGURA 5.8: Mapas de rendimiento de luz para diferentes volúmenes en la dirección z de la TPC. Todas las mallas se implementan de manera suficiente con un índice de refracción definido por los volúmenes. La simulación se procesa con 10^5 eventos, una reflectividad de PTFE del 95 % y una longitud de absorción de 20 cm para el argón líquido.

Influencia de la reflectividad

El impacto de la reflectividad del teflón (PTFE) se simuló utilizando el mapa del rendimiento de luz (LY) para diferentes valores de la reflectividad. Por lo tanto, se implementaron diferentes valores de reflectividad para el PTFE y, de hecho, pueden modificarse sin volver a compilar el paquete de simulación. Este estudio se realizó para determinar la reflectividad del PTFE para el experimento TPC. Para obtener esto, el LY medido se puede combinó con las simulaciones, que se muestran en la figura 5.9.

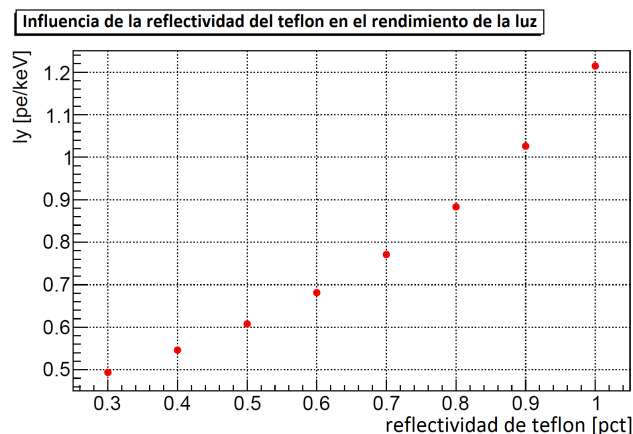


FIGURA 5.9: Influencia de la reflectividad de teflón en el rendimiento de luz para fotones ópticos de 1 GeV con el volumen de argón líquido, simulado con una longitud de absorción de 20 cm.

Como se puede ver en la figura 5.9, el LY aumenta con un valor de reflectividad mayor. Para obtener el LY en el experimento TPC, se pueden usar varias fuentes de calibración como cesio, cobalto, etc. En el caso de aceleradores se usan muones como calibración.

5.2. Análisis de eficiencia en SiPMs

Con respecto al análisis de la eficiencia de detección de fotones PDE para fotomultiplicadores de silicio (SiPMs), definido en la ecuación 3.3, cuatro puntos fueron elegidos al azar con la finalidad de reconocer la dispersión de fotones al inicio de cada interacción tal como se muestra en las figuras 5.11, cuya fuente incidente esta en la parte exterior esto con el fin de obtener un dispersión homogénea a lo largo de la cámara como muestra en la figura 5.10.

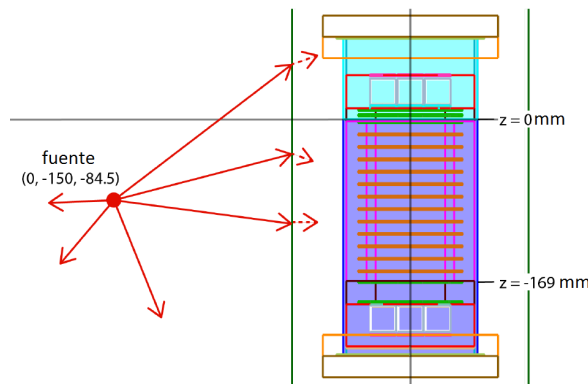


FIGURA 5.10: Fuente externa de fotones ópticos ubicados en la posición (0,-150,-84.5)mm.

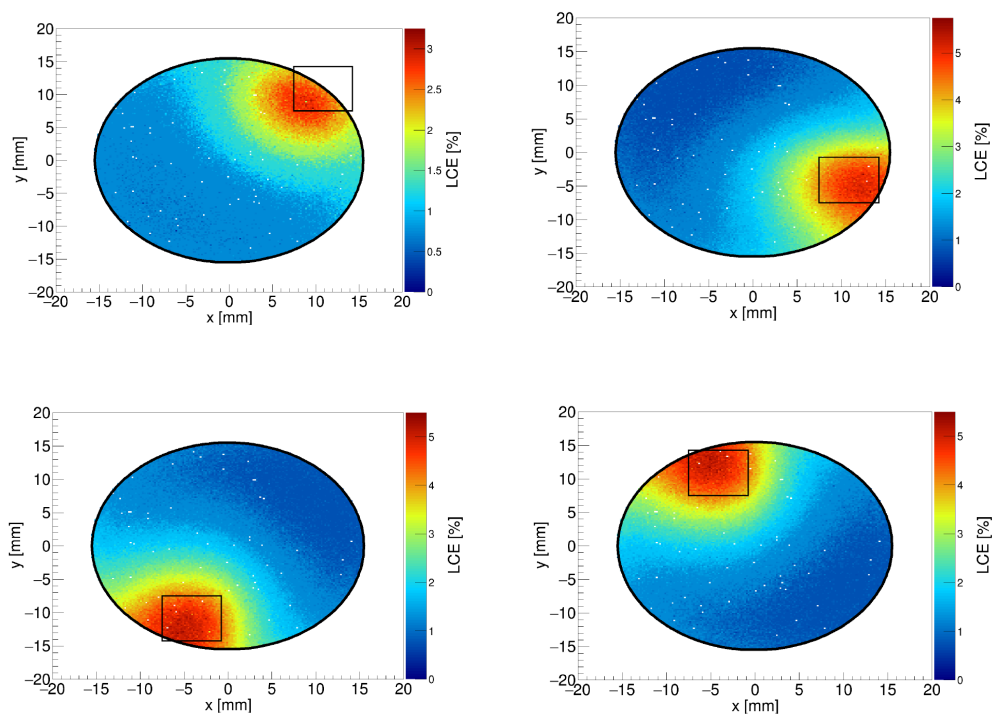


FIGURA 5.11: LCE promedio tomadas en 4 distintas posiciones por una fuente de fotones ópticos de 10^6 número de eventos.

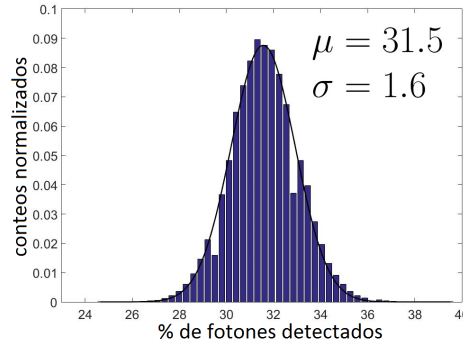


FIGURA 5.12: Porcentaje total de eventos detectados en los fotomultiplicadores de silicio SiPMs.

La figura 5.12 indica un $\approx 31.5\%$ de fotones detectados en los SiPMs es decir 322 580 fotones detectados de 10^6 eventos generados. Este resultado representa un incremento de 0.5% con respecto a los PMTs. A partir de esto se obtuvo un máximo LCE de $\approx 5\%$ por fotomultiplicador de silicio SiPM, lo que indica una mejora con respecto a los tubos fotomultiplicadores PMTs con solo $\approx 4.59\%$.

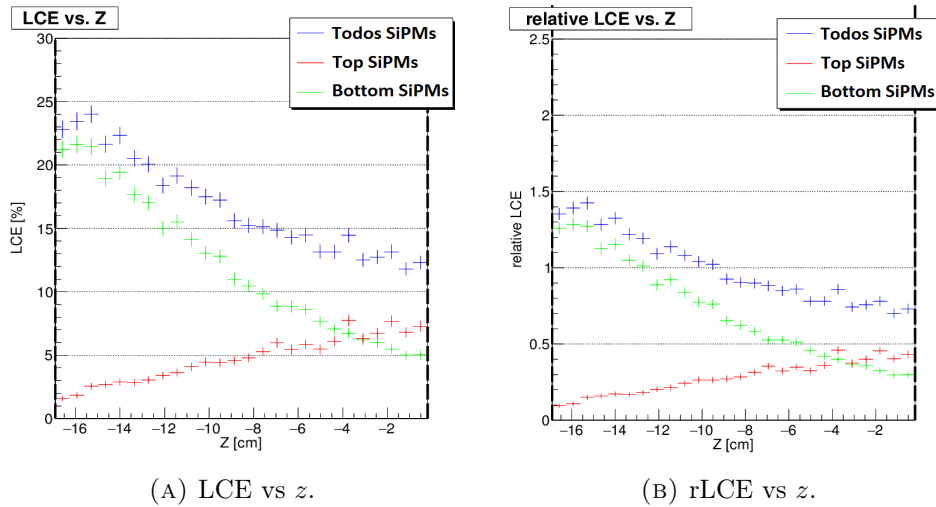


FIGURA 5.13: Eficiencia de recolección de luz en los fotomultiplicadores de silicio.

Los diagramas de la figura 5.13 muestran las posiciones posibles del haz de partículas en la cámara a fin de que la eficiencia de recolección de luz (LCE) sea equivalente en ambos fotomultiplicadores de silicio SiPMs, es decir si el haz incide en la posición $z=-16$ cm la LCE en los BOTTOM SiPMs será de $\approx 23\%$ y en los TOP SiPMs será de $\approx 2\%$ lo que indica que solo hay detección en la parte inferior, y el hecho de que tenga un mayor porcentaje de LCE es debido a la reflectividad del teflón en el argón líquido. Por otro lado, si el haz incide en la posición $z=-30$ cm tendrá la LCE en ambos SiPMs de $\approx 5\%$ lo que afirma que es la posición más óptima en la que el haz de partículas debe incidir.

De la misma manera eficiencia de recolección de luz relativa (rLCE) a lo largo del eje z de acuerdo a lo establecido en la ecuación 4.7 se obtiene un valor de ≈ 0.6944 .

5.3. Pruebas para partículas (pión, muon y neutrino muónico)

Para la identificación de partículas, los observables son: P, el momento medido en la cámara; E, la energía depositada en la TPC central; dE/dx , la energía de ionización depositada en la cámara principal, y para $P > 0,1$ GeV los fotones iniciales detectados en el detector.

Dado que tenemos buena respuesta de la TPC de doble fase en cuanto a las características optoelectrónicas, se realizaron pruebas para el pión y muon. El número de eventos asignados para el haz de partículas fueron de 10^6 con una energía de 1 GeV.

Pión

Como pruebas iniciales para algunas partículas cargadas se eligió el pión. Como se mencionó en el capítulo 2 el pión es mesón π^\pm que tiene una masa de $139.6 \text{ MeV}/c^2$ y una vida media de 2.6×10^{-8} segundos. La desintegración principal es en un muon y un neutrino $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu/\bar{\nu}_\mu$. El π^0 es un poco más ligero, teniendo una masa de $135.0 \text{ MeV}/c^2$ y una vida media mucho más corta, de 8.4×10^{-17} segundos. La desintegración principal es a dos fotones $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$. A partir de estos decaimientos del pión se pueden identificar procesos que involucran la interacción pión-argón. El pión es una partícula importante, debido a que deja un rastro de centelleo en la TPC que sirve para la detección de neutrinos.

Las figuras 5.14 y 5.15 se muestran los procesos primarios y el tipo de partícula producida respectivamente, a través de la interacción pión-argón.

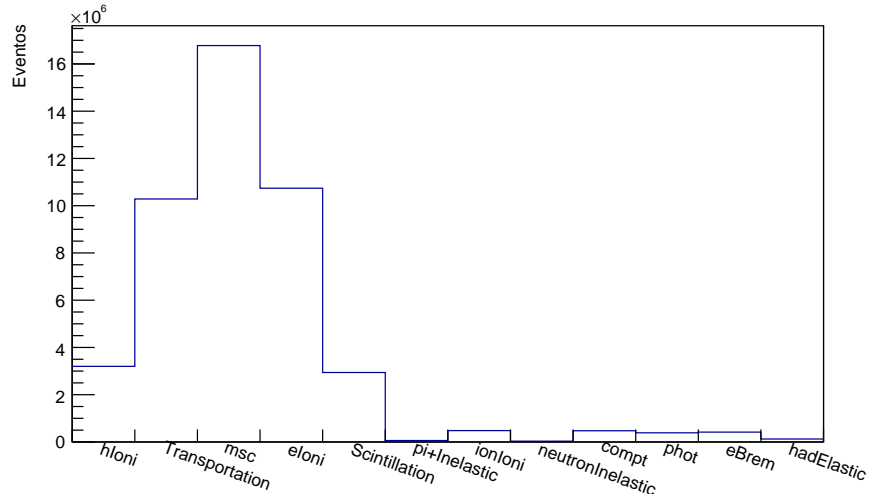


FIGURA 5.14: Procesos de interacción primarios y secundarios producidos en la TPC a través de interacción pión-argón.

En la figura 5.14 se observa que los procesos de interacción primarios tales como ionización, centelleo, dispersión múltiple (msc) y procesos de transporte de electrones, registran más eventos que los procesos secundarios tales como: procesos Bremsstrahlung (eBrem), efecto Compton. Por otro lado, cada uno de estos procesos contribuye a aparición de eventos secundarios y diferentes partículas tal como se aprecia en la figura 5.15.

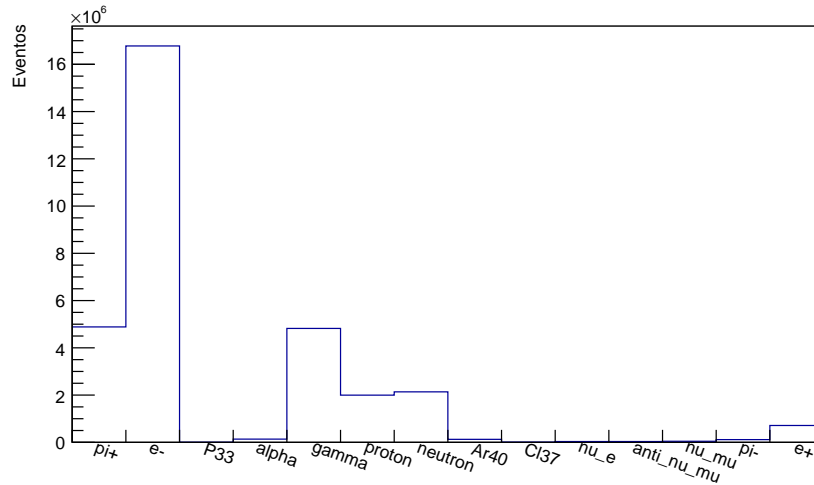


FIGURA 5.15: Producción de partículas producidas en la TPC a través de interacción pión-argón.

En la figura 5.15 se identifican electrones en mayor cantidad (debido a la producción de pares ion-electrón), positrones, fotones. Dado que los piones también interactúan fuertemente también fueron afectados los protones y neutrones dando lugar a apariciones de algunos neutrinos en cantidades pequeñas.

Muon

De igual manera se calculó la pérdida de energía y los procesos llevados a cabo en el momento de la detección con el argón. El proceso de decaimiento que sigue es el siguiente: $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e/\bar{\nu}_e + \bar{\nu}_\mu/\nu_\mu$. Es muy poco frecuente que aparezca en su desintegración un par de fotones y e-positrón. Las figuras 5.16 y 5.17 muestran las partículas y procesos generados a partir de interacción muon-argón. Aquí los electrones y positrones generados por el muón tienen energías superiores a 100 keV. Estas partículas interactúan más tarde en todo el material que lo ioniza y liberan electrones de energía más baja también cerca de la trayectoria del muón.

La distribución de energía esperada de los fotones producidos a lo largo del camino del muón se ilustra en la figura 5.18. Estos también son una fuente de una producción en cascada de un gran número de electrones de baja energía con camino libre medio de aproximadamente décimas a cientos de nanómetros a través de procesos como la dispersión Compton y efecto fotoeléctrico.

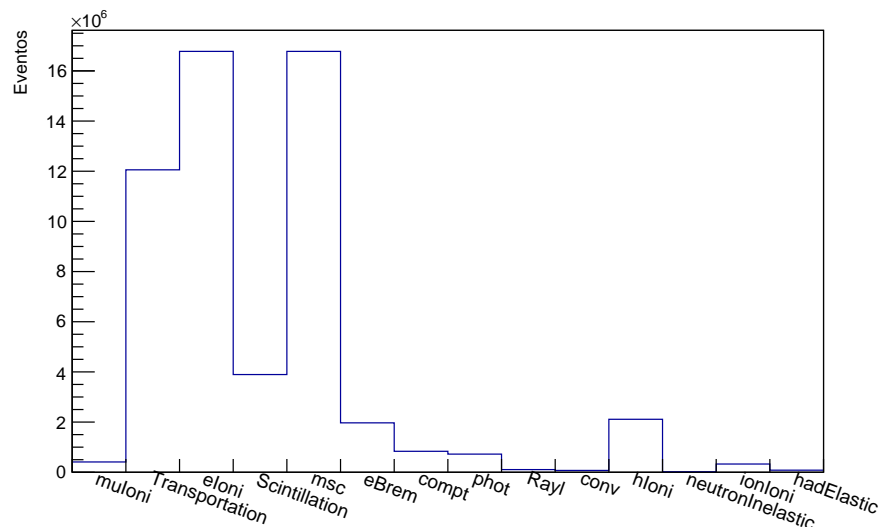


FIGURA 5.16: Procesos de interacción primarios y secundarios producidos en la TPC a través de interacción pión-argón.

La figura 5.16 muestra los procesos de interacción primarios llevados a cabo en la interacción como: ionización, centelleo, procesos de dispersión múltiple (multiscattering), efecto Comptom, efecto fotoeléctrico. Se observa que el número de eventos detectados por ionización son iguales a los procesos de dispersión múltiple, esto debido a que los muones son partículas mínimamente ionizantes y cada una estas también producirán dispersión mínima.

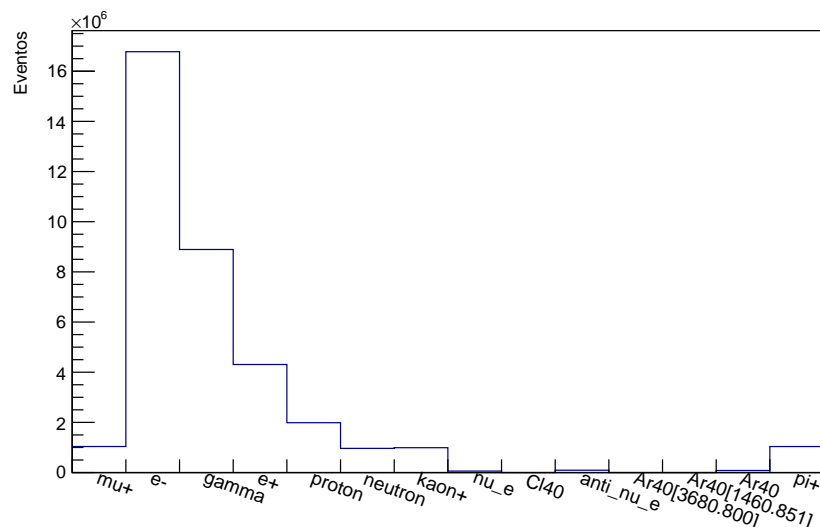


FIGURA 5.17: Producción de partículas producidas en la TPC a través de interacción muón-argón.

La figura 5.17 muestra los procesos producidos por la interacción muon-argón donde se aprecia la producción de pares electrón-positrón que dan lugar a la producción de fotones que son detectado por los fotomultiplicadores. También se observan cambios en los protones y neutrones es decir en el núcleo. Algunas partículas de piones y kaones en pequeñas proporciones son detectadas debido a que estas partículas provienen de una interacción entre las partículas

secundarias. Además se aprecia producción de neutrinos, esto debido a que el programa está diseñado para dicha detección gracias al modelo de cascada de Bertini y/o a que los muones también dan lugar a algunos neutrinos.

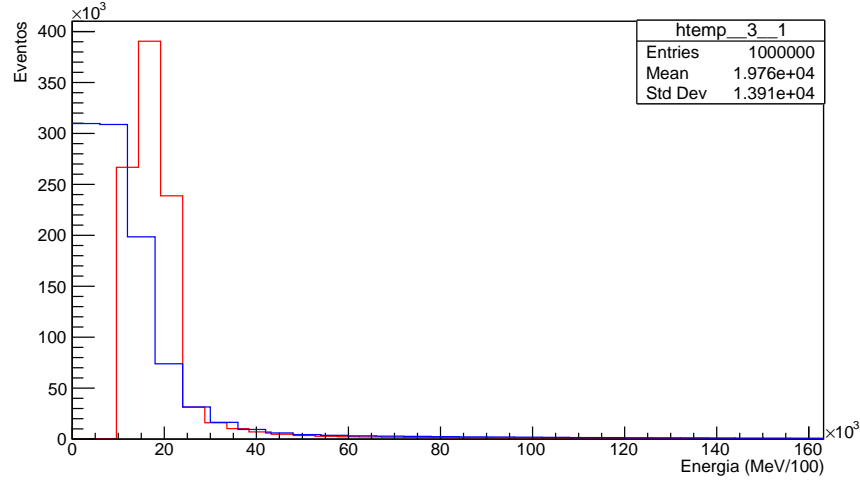


FIGURA 5.18: Simulación Monte Carlo del depósito de energía en el vía CC por muon (rojo) y pión (azul).

Partícula	Energía (MeV)							
	100-150	150-200	200-250	250-300	300-350	350-400	400-450	
Muon μ^- ($\times 10^3$)	267	389	237	32	13	5	3	
pión π^+ ($\times 10^3$)	305	199	73	32	13	5	2	

TABLA 5.2: Eventos detectados en función del rango de energía para las partículas cargadas.

La figura 5.18 y la tabla 5.2 representan la energía depositada de las partículas cargadas: muon y pión a 1 GeV de energía y 10^6 eventos, donde se aprecia que los muones empezarán a depositar energía a partir de 150 MeV y piones a partir de 100 MeV.

Neutrino muónico

Como se mencionó en el capítulo 2. Los neutrinos pueden producir estados individuales de pión al dispersarse coherentemente desde todo el núcleo. Ambos procesos de corriente neutra (CN) y corriente cargada (CC) son posibles. En estas interacciones, la transferencia de cuatrimomentos al núcleo objetivo, p, es pequeña, por lo que el núcleo permanece inalterado. En esta parte, nos enfocamos en la producción de piones y muones a través de neutrinos muónicos de CC en argón:

$$\nu_\mu + Ar \rightarrow \mu^- + \pi^+ + Ar'$$

$$\bar{\nu}_\mu + Ar \rightarrow \mu^+ + \pi^- + Ar'$$

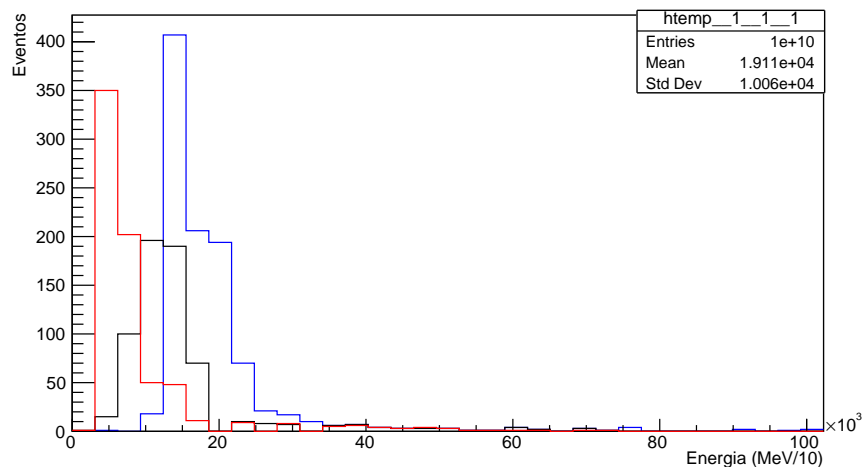


FIGURA 5.19: Eventos detectados de partículas con respecto al rango de energía 0-10 GeV; neutrino muonico (azul), muon(rojo), pión(negro).

# eventos Partícula	Energía (10 MeV)							
	80-113	113-146	146-179	179-212	212-245	245-278	278-312	
Muon μ^-	0	301	202	50	48	11	9	
pión π^+	1	15	100	196	190	70	10	
$(\mu^- + \pi^+)$ +otros	18	407	206	194	70	21	17	

TABLA 5.3: Eventos detectados en función de los intervalos de energía.

En la figura 5.19 y la tabla 5.3 se observa la energía para eventos seleccionados como ν -CC a una energía de 10 GeV y 10^{10} eventos tomados como referencia del experimento NoVa [94, 95]. Se observaron ≈ 407 eventos de las partículas secundarias producidas por la interacción neutrinos-argón de Corriente Cargada entre el rango de energía 1.13-1.46 GeV, cuya representación del vértice de interacción producida por el neutrino-núcleo se aprecia en la figura 5.20, donde efectivamente se encuentran similitudes entre los experimentos de neutrinos y la simulación TPC de doble fase.

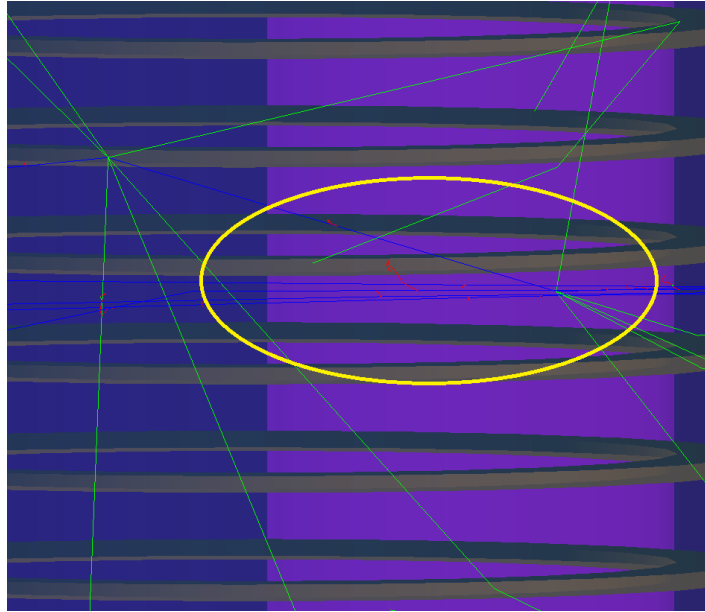


FIGURA 5.20: Un ejemplo de producción de pión coherente CC de un neutrino en TPC. La dirección entrante del neutrino es a lo largo de la coordenada horizontal; la pista muon corresponde a la más adelante, formando un ángulo de 5° con la dirección entrante de neutrinos. El ángulo de apertura entre el muon y la trayectoria del pión es 15° . Se ve un pliegue en la trayectoria del pión.

Capítulo 6

Conclusiones

Se diseñó una Cámara de Proyección temporal (TPC) de doble fase de argón con matrices de tubos fotomultiplicadores (PMTs) y fotomultiplicadores de silicio (SiPMs), que optimizan la geometría para obtener la mayor eficiencia posible en la detección de partículas cargadas y neutrinos a través de la eficiencia de recolección de luz (LCE) de manera homogénea en la cámara. La simulación de la geometría de la TPC se ha realizado con simulaciones Monte Carlo utilizando Geant4.

Para proporcionar un campo eléctrico de arrastre homogéneo en toda la cámara se usaron; un multiplicador de electrones (LEM) y 12 anillos de cobre de 2 mm de espesor separados cada cada uno por 10 mm.

El número de eventos simulados de fotones ópticos que interactúan con el argón en la posición $z=-30$ mm fueron 10^6 , determinándose $\approx 31.0\%$ de fotones detectados en los PMTs. La eficiencia de recolección de luz LCE en la TPC de argón usando PMTs fue de $\approx 4.59\%$ que es del mismo orden de magnitud del experimento XENON100 [72] que reportaron $\approx 7.52\%$.

Por otro lado, se determinó $\approx 31.5\%$ de fotones detectados en los SiPMs y la eficiencia de detección de fotones PDE $\approx 5\%$. Por lo tanto, los SiPMs son ligeramente más eficientes que los PMTs.

Se realizaron pruebas para las partículas cargadas como muones y piones en una TPC de una fase y la TPC de doble fase para determinar la validez de deposición de energía según la ecuación de Bethe.

Y como objetivo específico se logró simular la interacción neutrino-argón dando lugar a muones y piones en el vértice de interacción. En la figura 5.19, se observaron ≈ 407 eventos de las partículas secundarias producidas por la interacción neutrinos-argón de Corriente Cargada de 10^{10} eventos, cuya representación del vértice de interacción producida por el neutrino-núcleo se aprecia en la figura 5.20, donde efectivamente se encuentran similitudes entre los experimentos de neutrinos citados y la simulación TPC de doble fase.

6.1. Trabajo futuro

- El trabajo de tesis es una simulación, donde se considera un detector ideal pero con buenas aproximaciones con respecto a un detector real. Lo que en un futuro se espera probarlo en uno real, ya que a partir de simulaciones uno puede optimizar las funciones del detector.
- Como un siguiente avance se espera realizar el estudio de interacciones de neutrino-argón en mas detalle ya que es un amplio campo de estudio en física, y posteriormente se realizará el estudio de oscilaciones de neutrinos.

Apéndice A

Demostración de pérdida de energía por colisiones en gases

Consideremos una partícula de carga ze , atravesando una carga estacionaria Ze con parámetro de impacto b y velocidad v . Asumiendo que la partícula pasa muy rápido durante la colisión que podemos considerar en primera aproximación al blanco en reposo durante la colisión. en este caso la fuerza longitudinal ejercida se cancela y la fuerza transversal es según la figura:

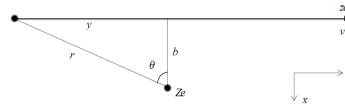


FIGURA A.1: Partícula incidente dispersada por una carga estacionaria Ze en reposo

Para una pequeña energía de transferencia la trayectoria de la partícula no es deflactada [96].

$$F_x = \frac{(Zze^2)}{r^2} \cos\theta \quad r = \frac{b}{\cos\theta}$$

$$F_x = \frac{(Zze^2)}{r^2} \cos^3\theta \tag{A.1}$$

El impulso suministrado al blanco es, por tanto:

$$\Delta p = \int F_x dt, \quad dt = \frac{dy}{y}, \quad y = b \tan\theta, \quad dy = b \sec^2\theta d\theta$$

$$\Delta p = \frac{(Zze^2)}{b^2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos^3\theta b / (v \cos^2\theta) d\theta$$

$$\Delta p = \frac{(2Zze^2)}{bv} \tag{A.2}$$

lo cual podemos escribirlo como:

$$\Delta p = \frac{(2Zze^2)}{b\beta c} \quad (\text{A.3})$$

Luego la energía cinética está dada por:

$$E_T = \frac{(\delta p^2)}{2m} = \frac{(4Z^2z^2e^4)}{(2b^2\beta^2c^2m)} \alpha \frac{Z^2}{m} \quad (\text{A.4})$$

La materia de la partícula blanco consiste de un núcleo de carga Ze y masa aproximadamente a m_p con Z electrones de carga e y masa m_e . Así

$$\frac{\text{Energía trasferida al núcleo}}{\text{Energía trasferida a los electrones}} = \frac{Z^2/Am_p}{Z1/m_e} \approx \frac{Z/Am_p}{Z/m_e} = \frac{m_e}{2m_p} \quad (\text{A.5})$$

Dado la razón entre la masa del electrón y el protón, es razonable considerar solo la pérdida de energía de los electrones. Para un solo electrón tenemos:

$$E_e = \frac{(2z^2e^4)}{(b^2\beta^2c^2m_e)}$$

El número de electrones por partícula a lo largo de dx y parámetro de impacto b y db es $n(2\pi b)dbdx$ (figura siguiente), donde n es el número de electrones por cm^3 . Así toda la energía transferida al electrón atómico es:

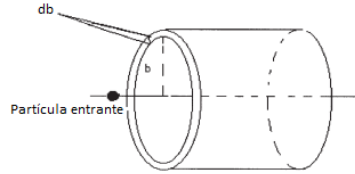


FIGURA A.2: Partícula incidente de carga ze

Interactúa en un parámetro de impacto entre b y $b + db$.

$$E_b = \frac{(2z^2e^4)}{(b^2\beta^2c^2m_2)} n(2\pi b)dbdx$$

$$E_b = \frac{(4\pi n z^2 e^4)}{(m v^2)} \frac{db}{b} dx \quad (\text{A.6})$$

Así, para el parámetro de impacto entre b y db , la energía perdida en un dx es:

$$-\frac{dE_b}{dx} = \frac{(4\pi n z^2 e^4) db}{(mv^2) b} \quad (\text{A.7})$$

y la energía total perdida por la colisión puede ser calculada por integración de un b_{min} a b_{max} .

$$-\frac{dE_b}{dx} = \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{(4\pi n z^2 e^4) db}{(mv^2) b} - \frac{dE_b}{dx} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{mv^2} \ln \frac{b_{max}}{b_{min}} \quad (\text{A.8})$$

Luego, el límite superior b_{max} puede ser estimado considerando que el tiempo de colisión no puede exceder con el periodo asociado al electrón enlazado, es decir $\tau \approx (1/\hat{\nu})$ donde $\hat{\nu}$ es la frecuencia media característica de electrones de excitación. El hecho es que, si el tiempo de colisión es mucho más grande que el típico periodo de revolución, el paso de la partícula puede ser considerado similar a un proceso adiabático proceso en el cual no es afectado la energía del electrón. Además, en energías relativistas la región del espacio en una fuerza de campo eléctrico máximo es contraída por el factor de Lorentz γ . Así, para b_{max} tenemos[96]: $\tau \approx (1/\hat{\nu}) \approx (b_{max}/\gamma)1/\beta c$, $b_{max} = \gamma\beta c/\hat{\nu}$ Introduciendo la energía de excitación principal $I = h\nu$ obtenemos: $b_{max} = \gamma\beta ch/2I$ El límite inferior b_{min} es evaluado considerando el grado en la cual el tratamiento clásico es empleado. En el marco de enfoque clásico la onda característica de las partículas se obvia. esta suposición es válida siempre y cuando el parámetro de impacto es más grande que la longitud de onda De Broglie del electrón en el sistema centro de masa de la interacción. Así podemos asumir:

$$b_{min} \approx h/(2p_c m) \quad (\text{A.9})$$

Como la masa del electrón es mucho más pequeña que la masa de la partícula entrante, el sistema centro de masa es aproximadamente asociado a la partícula entrante y por el contrario la velocidad del electrón es opuesta y casi de igual valor de la partícula entrante v . Así, tenemos $p_c m \approx m\gamma\beta c$ y $b_{min} \approx h/2m\gamma\beta c$ Sustituyendo los valores de b_{min} y b_{max} , obtenemos:

$$-\frac{dE_b}{dx} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{(mv^2)} \ln \frac{c^2 \beta^2 \gamma h}{I 2m\gamma\beta c h} \rightarrow -\frac{dE_b}{dx} = \frac{\pi n z^2 e^4}{mv^2} \ln \frac{2m\gamma^2 \beta^2 c^2}{I} \quad (\text{A.10})$$

Finalmente, usamos el valor de la energía máxima transferida [2] $W_m = 2mc^2\gamma^2\beta^2$:

$$-\frac{dE_b}{dx} = \frac{(2\pi n z^2 e^4)}{(mv^2)} \ln \frac{(2m\gamma^2 \beta^2 c^2 W_{max})}{I^2} \quad (\text{A.11})$$

Esquemáticamente, la variación de la pérdida de energía media por unidad de espesor, dE/dx , tiene el comportamiento de la figura A.3 como una función de $\beta\gamma$.

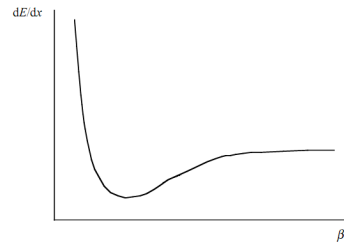


FIGURA A.3: Pérdida de energía en función de $\beta\gamma$

Bajo la aproximación en que solo una pequeña fracción de la energía cinética incidente es transferida a los electrones atómicos.

La expresión de uso más extendido para el cálculo del potencial de frenado o pérdida de energía media está dada por la fórmula de Bethe-Bloch [41]. En la figura A.4 se ilustra la deposición de energía para un amplio rango de energía y en e cual solo nos interesa la región de bethe-bloch por el rango de energía.

$$-\frac{dE_b}{dx} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0^2} \frac{4\pi n Z z^2 e^4}{m_e c^2 \beta^2} \frac{\ln 2 m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I_0} - \beta^2 \tag{A.12}$$

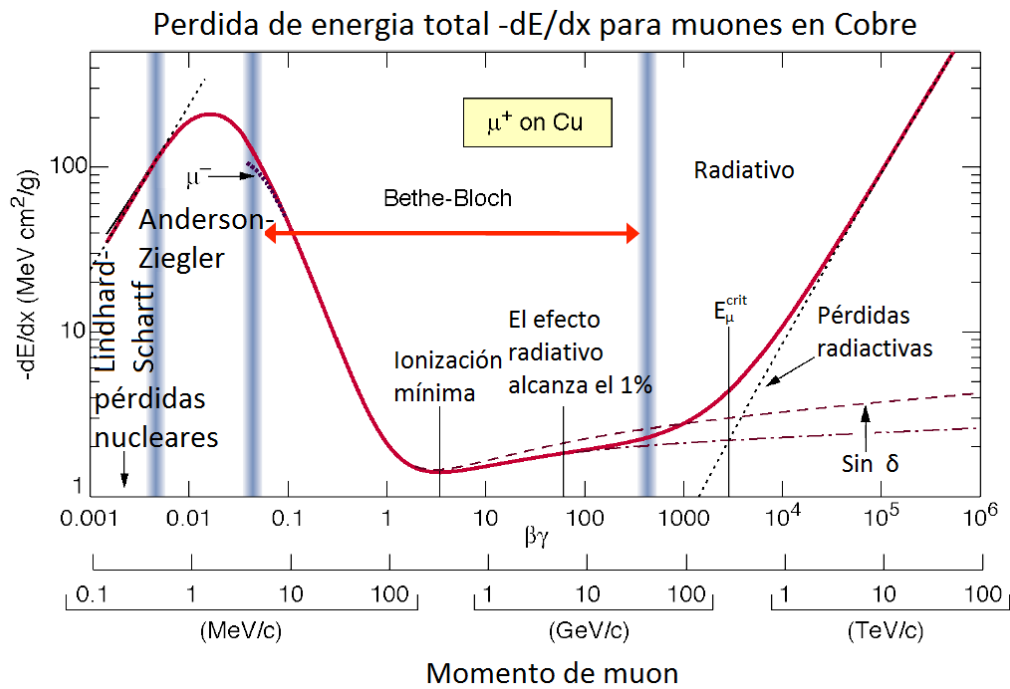


FIGURA A.4: Pérdida total de energía $-dE/dx$ para muones en cobre. [41]

Apéndice B

Aspectos principales del código en Geant4

Definición de elementos

```
void DetectorConstruction::defineElements() {  
    // define Elements. They will be stored by GEANT4.  
    new G4Element("Hydrogen", "H", 1, 1.008 * CLHEP::g / CLHEP::mole);  
    new G4Element("Boron", "B", 5, 10.811 * CLHEP::g / CLHEP::mole);  
    new G4Element("Carbon", "C", 6, 12.011 * CLHEP::g / CLHEP::mole);  
    new G4Element("Oxygen", "O", 8, 15.9994 * CLHEP::g / CLHEP::mole);  
    new G4Element("Sodium", "Na", 11, 22.98977 * CLHEP::g / CLHEP::mole);  
    new G4Element("Aluminum", "Al", 13, 26.981538 * CLHEP::g / CLHEP::mole);  
    new G4Element("Silicon", "Si", 14, 28.0855 * CLHEP::g / CLHEP::mole);  
    new G4Element("Potassium", "K", 19, 39.0983 * CLHEP::g / CLHEP::mole);  
}
```

nombre bajo qué elemento se almacena Z peso atomico

Definición de materiales

```
void DetectorConstruction::defineMaterials() {  
    // define Materials. They will be stored by GEANT4.  
    G4Material* polystyrene = new G4Material("Polystyrene", 1.0320 * CLHEP::g / CLHEP::cm3, 2, kStateSolid);  
    polystyrene->AddElement(G4Element::GetElement("Hydrogen", true), 8);  
    polystyrene->AddElement(G4Element::GetElement("Carbon", true), 8);  
    G4Material* borosilicateGlass = new G4Material("Borosilicate Glass", 2.23 * CLHEP::g / CLHEP::cm3, 6, kStateSolid);  
    borosilicateGlass->AddElement(G4Element::GetElement("Boron", true), 0.040064);  
    borosilicateGlass->AddElement(G4Element::GetElement("Oxygen", true), 0.539562);  
    borosilicateGlass->AddElement(G4Element::GetElement("Sodium", true), 0.028191);  
    borosilicateGlass->AddElement(G4Element::GetElement("Aluminum", true), 0.011644);  
    borosilicateGlass->AddElement(G4Element::GetElement("Silicon", true), 0.377220);  
    borosilicateGlass->AddElement(G4Element::GetElement("Potassium", true), 0.003321);  
}
```

cantidad de elementos estado de la materia estado de la materia densidad

átomos por unidad

abundancia atómica relativa en el material elemento para agregar

Definición de volúmenes

```
G4VPhysicalVolume* DetectorConstruction::Construct() {
    // first create the world
    G4Box* world = new G4Box("World", 0.5 * CLHEP::m, 0.5 * CLHEP::m, 0.5
        * CLHEP::m);
    // logical volume defines the volume but not its placement in the world
    // Air is a predefined material, I was too lazy to define it
    _logicalWorld = new G4LogicalVolume(world, G4Material::GetMaterial("Air"
        true), "World");
    // physical volume places logical volume somewhere in the world, you can
    // place a logical volume multiple times
    _physicalWorld = new G4PVPlacement(0, G4ThreeVector, _logicalWorld,
        "World", 0, false, 0, true);
    // define scintillator 4cm X 40cm * 1 cm in size
    G4Box* scintillator = new G4Box("Scintillator", 2 * CLHEP::cm, 20
        * CLHEP::cm, 0.5 * CLHEP::cm);
    G4LogicalVolume* logicalScintillator = new G4LogicalVolume(scintillator,
        G4Material::GetMaterial("Polystyrene", true), "Scintillator");
    new G4PVPlacement(0, G4ThreeVector, logicalScintillator, "Scintillator",
        _logicalWorld, false, 0, true);
    return _physicalWorld;
}
```

definir la forma del volumen por subclase de G4VSolid

definir el volumen físico, la posición de ajuste y la orientación

definir volumen lógico, configurar el material del volumen

devolver el puntero al volumen principal del detector

Definición de sensibilidad del detector

```
@brief Detector class extending G4VSensitiveDetector
class Detector: public G4VSensitiveDetector {
public:
    * Constructor
    Detector(const char* name);
    * Constructor setting the name of the detector to "Detector"
    Detector();
    * Destructor
    virtual ~Detector();
    * This function will be called automatically at the end of each event
    virtual void EndOfEvent(G4HCofThisEvent* aHC);
    * This function will be called automatically at the beginning of each event
    virtual void Initialize(G4HCofThisEvent* aHC);
    * This accessor can be used to access the collection of hits stored in
    virtual G4THitsCollection<DetectorHit>* GetHitsCollection();
    * This function will be called whenever a particle passes through the
    virtual G4bool ProcessHits(G4Step*aStep, G4TouchableHistory*R0hist);
};
```

inicializar el detector y los contenedores para los impactos de las partículas almacenadas antes de cada evento

interfaz para manejar impactos almacenados después de cada evento

llamado por G4SteppingManager para informar sobre partículas

Definición de impactos

```
G4bool Detector::ProcessHits(G4Step* aStep, G4TouchableHistory* R0hist) {
    G4THitsCollection<DetectorHit>* hc = GetHitsCollection();
    if (hc == NULL)
        return false;
    // create hit and store it.
    DetectorHit* hit = new DetectorHit(aStep);
    hc->insert(hit);
    return true;
}

DetectorHit::DetectorHit(G4Step* aStep) {
    // construct from aStep
    _preStepPoint = aStep->GetPreStepPoint()->GetPosition();
    _postStepPoint = aStep->GetPostStepPoint()->GetPosition();
    _particle = aStep->GetTrack()->GetDefinition();
    _energyDeposit = aStep->GetTotalEnergyDeposit();
    if (_particle == G4OpticalPhoton::Definition()) {
        aStep->GetTrack()->SetTrackStatus(fKillTrackAndSecondaries);
        _energyDeposit += aStep->GetTrack()->GetMomentum().mag() * CLHEP::c_light;
    }
}
```

almacenar impacto

clase con información sobre la partícula

ofrece acceso al volumen actual

Puede obtener todo tipo de información a través de la interfaz G4Step *

También puedes hacer cambios arbitrarios en la partícula

Acceder a los impactos almacenados al final del evento

```

* @brief EventAction class extending G4UserEventAction that can be submitted
class EventAction: public G4UserEventAction {
public:
    * Constructor[]
    EventAction(TH1* dataHist);

    * Destructor[]
    virtual ~EventAction();

    * @override G4UserEventAction::BeginOfEventAction[]
    virtual void BeginOfEventAction(const G4Event* anEvent);

    * @override G4UserEventAction::EndOfEventAction[]
    virtual void EndOfEventAction(const G4Event* anEvent);
}

```

interfaz de G4UserEventAction

```

void EventAction::EndOfEventAction(const G4Event* anEvent) {
// access hit collections and handle the stored hits
for (int i = 0; i < anEvent->GetHCofThisEvent()->GetNumberOfCollections(); i++) {
    G4VHitsCollection* hits = anEvent->GetHCofThisEvent()->GetHC(i);
    double totalEnergy = 0;
    for (unsigned int j = 0; j < hits->GetSize(); j++) {
        totalEnergy += ((DetectorHit*)hits->GetHit(j))->GetEnergyDeposit();
    }
    _dataHistogram->Fill(hits->GetSize());
}
}

```

acceder a los hits almacenados a través de G4Event *

Definición de PhysicsList

```

class PhysicsList: public G4VModularPhysicsList {
public:
    * Constructor[]
    PhysicsList();

    * Destructor[]
    ~PhysicsList();

    * Sets the cuts for particle production.[]
    void SetCuts();
};

PhysicsList::PhysicsList() {
// a number of physics constructors to handle particle creation and process
// definition
RegisterPhysics(new G4EmStandardPhysics());
// suppress messages
SetVerboseLevel(0);

// this value defines the minimal range of a particle that should be
// considered for tracking in GEANT4. It makes sense reducing the cut
// value if you have small detector components
defaultCutValue = 1 * mm;
}

void PhysicsList::SetCuts() {
    SetCutsWithDefault();
}

```

toda la física que necesitamos para los muones

Definición de PrimaryGeneratorAction

```

PrimaryGeneratorAction::PrimaryGeneratorAction() {
    _gun = new G4ParticleGun(G4MuonMinus::Definition());
}

PrimaryGeneratorAction::~PrimaryGeneratorAction() {
    delete _gun;
}

void PrimaryGeneratorAction::GeneratePrimaries(G4Event* anEvent) {
    G4double x = (G4UniformRand() - .5) * 10 * CLHEP::cm;
    G4double y = (G4UniformRand() - .5) * 50 * CLHEP::cm;
    G4double z = 1 * CLHEP::cm;
    _gun->SetParticlePosition(G4ThreeVector(x, y, z));
    double phi = G4UniformRand() * CLHEP::twopi;
    double cosTheta = - G4UniformRand();
    double sinTheta = sqrt(1 - cosTheta * cosTheta);
    _gun->SetParticleMomentumDirection(G4ThreeVector(sinTheta * sin(phi),
        sinTheta * cos(phi), cosTheta));

    double energy = 1 * CLHEP::GeV;
    _gun->SetParticleEnergy(energy);
    _gun->GeneratePrimaryVertex(anEvent);
}

```

G4ParticleGun produce partículas primarias. Lo cargamos con un μ^-

Establece la posición inicial de la partícula

Establece la dirección de la partícula

Establece la energía y el evento

Inicialización

```

// Construct the default run manager
G4RunManager* runManager = new G4RunManager;

// set mandatory initialization classes
G4UserDetectorConstruction* detector = new DetectorConstruction();
runManager->SetUserInitialization(detector);
G4UserPhysicsList* physics = new PhysicsList();
runManager->SetUserInitialization(physics);

// set mandatory user action class
runManager->SetUserAction(new PrimaryGeneratorAction());
// event action is optional
runManager->SetUserAction(new EventAction(dataHistogram));

// Initialize G4 kernel
runManager->Initialize();

// Initialize vis manager
G4VisManager* visManager = new G4VisExecutive;
visManager->Initialize();

// Get the pointer to the UI manager and set verbosity
G4UImanager* UI = G4UImanager::GetUIpointer();

if (macro == "") {
    // Start a run
    G4int numberOfEvent = 1000000;
    if (display)
        runManager->BeamOn(numberOfEvent);
} else {}

// Job termination
//
// Free the store: user actions, physics_list and detector_description are
// owned and deleted by the run manager, so they should not
// be deleted in the main() program !

if (display) {
    G4UISession* session = new G4UITerminal(new G4UITcsh);
    session->SessionStart();

    delete session;
}

delete visManager;
delete runManager;

```

G4RunManager es el back-end del marco de simulación

Definición de geometría

Definición física

Establece el estado inicial

Nuestra propia clase EventAction utilizada para la lectura

algo de inicialización

Ejecutar simulación

Comience la consola del comando GEANT4

limpiar

Bibliografía

- [1] K. Kodama et al. Observation of tau neutrino interactions. *Phys. Lett.*, B504:218–224, 2001.
- [2] D. Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. Physics textbook. Wiley, 2008.
- [3] N. Schmitz. *Neutrinophysik*. Teubner Studienbücher Physik. Vieweg+Teubner Verlag, 2013.
- [4] Nobe1 Prize. The nobel prize in physics 2015.
- [5] MINERvA Technical Design Report. 2006.
- [6] Comparando modelos hadrónicos con el detector de testbeam en minerva - mes de la investigación-pucp.
- [7] R. Acciarri et al. Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE). 2015.
- [8] Wolfgang Pauli. Open letter to the group of radioactive people at the Gauverein meeting in Tübingen. Letter, December 1930.
- [9] Luca Nanni. Fermi theory of beta decay: A first attempt at electroweak unification. 2018.
- [10] C. L. Cowan, F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse, and A. D. McGuire. Detection of the free neutrino: A Confirmation. *Science*, 124:103–104, 1956.
- [11] G. Danby et al. Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 9:36–44, 1962.
- [12] Deborah A. Harris. Oscillation measurements with calorimeters: Why does nu_{int} matter? *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 139:33 – 38, 2005. Proceedings of the Third International Workshop on Neutrino-Nucleus Interactions in the Few-GeV Region.
- [13] Gregory Pawloski. The MINOS experiment. *PoS*, HQL2016:004, 2017.
- [14] David Kaleko. *MicroBooNE: The Search For The MiniBooNE Low Energy Excess*. PhD thesis, Columbia U., 2017.
- [15] P. Adamson et al. The NuMI Neutrino Beam. *Nucl. Instrum. Meth.*, A806:279–306, 2016.

- [16] Flavio Cavanna. Nuint: Neutrino interactions in the intermediate energy range. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 139:9 – 14, 2005. Proceedings of the Third International Workshop on Neutrino-Nucleus Interactions in the Few-GeV Region.
- [17] M. Betancourt et al. Direct Measurement of Nuclear Dependence of Charged Current Quasielasticlike Neutrino Interactions Using MINER ν A. *Phys. Rev. Lett.*, 119(8):082001, 2017.
- [18] D. R. Nygren. The Time Projection Chamber: A New 4 pi Detector for Charged Particles. *eConf*, C740805:58, 1974.
- [19] W.J. Willis and V. Radeka. Liquid-argon ionization chambers as total-absorption detectors. *Nuclear Instruments and Methods*, 120(2):221 – 236, 1974.
- [20] C. Rubbia. The Liquid Argon Time Projection Chamber: A New Concept for Neutrino Detectors. 1977.
- [21] F. Arneodo et al. Performance Of A Liquid Argon Time Projection Chamber Exposed To The WANF Neutrino . *Phys. Rev.*, D74:112001, 2006.
- [22] T Maruyama and J-PARC T32 Collaboration. A tagged low-momentum kaon test-beam exposure with a 250l lar tpc (j-parc t32). *Journal of Physics: Conference Series*, 308(1):012008, 2011.
- [23] C. Anderson et al. First Measurements of Inclusive Muon Neutrino Charged Current Differential Cross Sections on Argon. *Phys. Rev. Lett.*, 108:161802, 2012.
- [24] S. Amerio et al. Design, construction and tests of the icarus t600 detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 527(3):329 – 410, 2004.
- [25] D.Yu. Akimov et al. Wimp-nucleon cross-section results from the second science run of zeplin-iii. *Physics Letters B*, 709(1):14 – 20, 2012.
- [26] T. Alexander et al. Light Yield in DarkSide-10: A Prototype Two-Phase Argon TPC for Dark Matter Searches. *Astropart. Phys.*, 49:44–51, 2013.
- [27] Shayne Edward Reichard. *The search for dark matter in xenon: Innovative calibration strategies and novel search channels*. PhD thesis, Purdue U., 2016-12.
- [28] P. Benetti et al. First results from a dark matter search with liquid argon at 87k in the gran sasso underground laboratory. *Astroparticle Physics*, 28(6):495 – 507, 2008.
- [29] A. Bradley et al. Radon-related backgrounds in the lux dark matter search. *Physics Procedia*, 61:658 – 665, 2015. 13th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics, TAUP 2013.

- [30] André Rubbia. Ardm: a ton-scale liquid argon experiment for direct detection of dark matter in the universe. *Journal of Physics: Conference Series*, 39(1):129, 2006.
- [31] E. Aprile et al. The XENON1T Dark Matter Experiment. *Eur. Phys. J.*, C77(12):881, 2017.
- [32] A. Badertscher et al. First operation of a double phase LAr Large Electron Multiplier Time Projection Chamber with a two-dimensional projective readout anode. *Nucl. Instrum. Meth.*, A641:48–57, 2011.
- [33] D. Angeli et al. Towards a new Liquid Argon Imaging Chamber for the MODULAR project. *JINST*, 4:P02003, 2009.
- [34] B. Baller. Status of lbne lar and lar1 at fnal. *2nd International Workshop towards the Giant Liquid Argon Charge Imaging Experiment*, 2011.
- [35] André Rubbia. Underground neutrino detectors for particle and astroparticle science: The giant liquid argon charge imaging experiment (glacier). *Journal of Physics: Conference Series*, 171(1):012020, 2009.
- [36] S.Y.F. Chu, L.P. Ekström, and R.B. Firestone. The lund/lbnl nuclear data search.
- [37] 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.
- [38] Eric W. Lemmon et al. *NIST Standard Reference Database 23: Reference Fluid Thermodynamic and Transport Properties - REFPROP*. National Institute of Standards and Technology, Standard Reference Data Program, Gaithersburg, 9.0 edition, 2010.
- [39] International Commission on Radiological Protection. *Radionuclide Transformations: Energy and Intensity of Emissions*. Number n.º 38 in Annals of the ICRP. International Commission on Radiological Protection, 1983.
- [40] G.F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, 2000.
- [41] C. Patrignani et al. Review of Particle Physics. *Chin. Phys.*, C40(10):100001, 2016.
- [42] R.M. Sternheimer et al. Density effect for the ionization loss of charged particles in various substances. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 30(2):261 – 271, 1984.
- [43] Wolfgang Lohmann, Roberto Kopp, and Rüdiger Voss. *Energy loss of muons in the energy range 1-10000 GeV*. CERN Yellow Reports: Monographs. CERN, Geneva, 1985.
- [44] M. J. Berger and other. Xcom: Photon cross sections database (version 1.5), Dec 2017.
- [45] M. J. Berger and other. Estar, pstar, and astar: Computer programs for calculating stopping-power and range tables for electrons, protons, and helium ions (version 1.2.3)., Jul 2017.

- [46] R.L. Platzman. Total ionization in gases by high-energy particles: An appraisal of our understanding. *The International Journal of Applied Radiation and Isotopes*, 10(2):116 – 127, 1961.
- [47] L. Onsager. Initial recombination of ions. *Phys. Rev.*, 54:554–557, Oct 1938.
- [48] G. Jaffé. Zur Theorie der Ionisation in Kolonnen. II. *Annalen der Physik*, 393:977–1008, 1929.
- [49] J. Thomas and D. A. Imel. Recombination of electron-ion pairs in liquid argon and liquid xenon. *Phys. Rev.*, A36:614–616, 1987.
- [50] S. Amoruso et al. Study of electron recombination in liquid argon with the icarus tpc. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 523(3):275 – 286, 2004.
- [51] S. Kubota et al. Recombination luminescence in liquid argon and in liquid xenon. *Phys. Rev.*, B17(6):2762–2765, 1978.
- [52] S. Kubota, T. Doke, et al. Evidence of the existence of exciton states in liquid argon and exciton-enhanced ionization from xenon doping. *Phys. Rev. B*, 13:1649–1653, Feb 1976.
- [53] Shinzou Kubota et al. Dynamical behavior of free electrons in the recombination process in liquid argon, krypton, and xenon. *Phys. Rev. B*, 20:3486–3496, Oct 1979.
- [54] Tadayoshi Doke and Kimiaki Masuda. Estimation of absolute photon yields in liquid argon and xenon for relativistic (1 mev) electrons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 291(3):617 – 620, 1990.
- [55] T. Heindl et al. The scintillation of liquid argon. *EPL*, 91(6):62002, 2010.
- [56] W. M. Burton and B. A. Powell. Fluorescence of tetraphenyl-butadiene in the vacuum ultraviolet. *Appl. Opt.*, 12(1):87–89, Jan 1973.
- [57] M. Miyajima et al. Average energy expended per ion pair in liquid argon. *Phys. Rev.*, A9:1438–1443, 1974.
- [58] Tadayoshi Doke et al. Absolute scintillation yields in liquid argon and xenon for various particles. *Japanese Journal of Applied Physics*, 41(3R):1538, 2002.
- [59] Masayo Suzuki and Shinzou Kubota. Mechanism of proportional scintillation in argon, krypton and xenon. *Nuclear Instruments and Methods*, 164(1):197 – 199, 1979.
- [60] Tetsuhiko Takahashi et al. Emission spectra from ar-xe, ar-kr, ar-n₂, ar-ch₄, ar-co₂ and xe-n₂ gas scintillation proportional counters. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 205(3):591 – 596, 1983.

- [61] Shinzou Kubota et al. Mechanism of scintillation of helium, helium-argon, and helium-neon gas mixtures excited by alpha particles. *Phys. Rev.*, 165:225–230, Jan 1968.
- [62] J Wieser, A Ulrich, A Fedenev, and M Salvermoser. Novel pathways to the assignment of the third rare gas excimer continua. *Optics Communications*, 173(1):233 – 245, 2000.
- [63] J. Lekner. Motion of electrons in liquid argon. *Phys. Rev.*, 158:130–137, Jun 1967.
- [64] W. Walkowiak. Drift velocity of free electrons in liquid argon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 449(1):288 – 294, 2000.
- [65] S Amoruso et al. Analysis of the liquid argon purity in the icarus t600 tpc. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 516(1):68 – 79, 2004.
- [66] Eido Shibamura et al. Ratio of diffusion coefficient to mobility for electrons in liquid argon. *Phys. Rev. A*, 20:2547–2554, Dec 1979.
- [67] E. Buckley et al. A study of ionization electrons drifting over large distances in liquid argon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 275(2):364 – 372, 1989.
- [68] E. Aprile and T. Doke. Liquid Xenon Detectors for Particle Physics and Astrophysics. *Rev. Mod. Phys.*, 82:2053–2097, 2010.
- [69] B.A. Dolgoshein et al. New method of registration of ionizing-particle tracks in condensed matter. *JETP Lett. (USSR) (Engl. Transl.) 11: 351-3 (5 Jun 1970).*, 1 1970.
- [70] E. M. Gushchin et al. Emission of hot electrons from liquid and solid argon and xenon. *JETP Lett. (USSR) (Engl. Transl.) 55: 860-2 (5 Jun 1982).*
- [71] A.F. Borghesani et al. Electron transmission through the ar liquid-vapor interface. *Physics Letters A*, 149(9):481 – 484, 1990.
- [72] E. Aprile et al. The xenon100 dark matter experiment. *Astroparticle Physics*, 35(9):573 – 590, 2012.
- [73] Diego González-Díaz et al. Gaseous and dual-phase time projection chambers for imaging rare processes. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 878:200 – 255, 2018. Radiation Imaging Techniques and Applications.
- [74] Y.P. Raizer, V.I. Kisin, and J.E. Allen. *Gas Discharge Physics*. Springer Berlin Heidelberg, 2011.
- [75] Garfield - simulation of gaseous detectors, September 2015.

- [76] S.F. Biagi. Monte carlo simulation of electron drift and diffusion in counting gases under the influence of electric and magnetic fields. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 421(1):234 – 240, 1999.
- [77] E. Aprile et al. Design and Performance of the XENON10 Dark Matter Experiment. *Astropart. Phys.*, 34:679–698, 2011.
- [78] Now available: Comsol multiphysics® and comsol server™ version 5.3a.
- [79] N. Dinu. *Instrumentation on silicon detectors: from properties characterization to applications*. Habilitation à diriger des recherches, Université Paris Sud - Paris XI, October 2013.
- [80] Brian F. Aull et al. Geiger-mode avalanche photodiodes for three-dimensional imaging. *Lincoln Laboratory Journal*, pages 335–350, 2002.
- [81] Patrick Eckert et al. Characterisation Studies of Silicon Photomultipliers. *Nucl. Instrum. Meth.*, A620:217–226, 2010.
- [82] KETEK. Microcell construction.
- [83] C. Rethmeier. Characterization of vuv sensitive sipms for nexo. *Journal of Instrumentation*, 11(03):C03002, 2016.
- [84] Hamamatsu Photonics K.K. A technical guide to silicon photomultipliers (sipm).
- [85] Seul Ki Yang et al. Precision measurement of the photon detection efficiency of silicon photomultipliers using two integrating spheres. *Opt. Express*, 22(1):716–726, Jan 2014.
- [86] Hamamatsu Photonics K.K. Photomultiplier tube handbook (all chapters).
- [87] E. Aprile et al. Measurement of the quantum efficiency of hamamatsu r8520 photomultipliers at liquid xenon temperature. *Journal of Instrumentation*, 7(10):P10005, 2012.
- [88] S. Agostinelli et al. GEANT4: A Simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth.*, A506:250–303, 2003.
- [89] D.H. Wright and M.H. Kelsey. The geant4 bertini cascade. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 804:175 – 188, 2015.
- [90] H Wenzel, J Yarba, and A Dotti. The geant4 physics validation repository. *Journal of Physics: Conference Series*, 664(6):062066, 2015.
- [91] Hamamatsu. Implementation of the hamamatsu s10362-11-100 series mppc.
- [92] Y. Wei, Q. Lin, X. Xiao, and K. Ni. Study of light detection and sensitivity for a ton-scale liquid xenon dark matter detector. *JINST*, 8:T06002, 2013.

-
- [93] Noble element simulation technique nest, <http://nest.physics.ucdavis.edu/>.
- [94] Fermilab at work, nonmaximal thrill seekers. <http://news.fnal.gov/2016/07/nonmaximal-thrill-seekers/>.
- [95] R. Acciarri et al. First Measurement of Neutrino and Antineutrino Coherent Charged Pion Production on Argon. *Phys. Rev. Lett.*, 113(26):261801, 2014. [erratum: *Phys. Rev. Lett.*114,no.3,039901(2015)].
- [96] C. Leroy and P.G. Rancoita. *Principles of Radiation Interaction in Matter and Detection*. World Scientific, 2009.