

**UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID**

**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS**

**Máster en Física Nuclear**



**TRABAJO DE FIN DE MÁSTER**

**Función espectral del argón para experimentos de neutrinos**

**David Cardona Ochoa**

Directores

Raúl González Jiménez

Jose Manuel Udias

**Curso académico 2021-22**



# Índice general

<b>1. Introduction</b>	<b>1</b>
<b>2. Neutrinos</b>	<b>2</b>
2.1. Oscilaciones de neutrinos en el vacío . . . . .	2
2.1.1. Oscilaciones entre dos sabores . . . . .	3
2.1.2. Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) . . . . .	4
2.1.3. Influencia de los efectos nucleares sobre los parámetros de oscilación . . . . .	6
<b>3. Dispersión de electrones</b>	<b>7</b>
3.1. Dispersión Inclusiva de electrones - $(e, e')$ . . . . .	7
3.2. Dispersión exclusiva de electrones - $(e, e'p)$ . . . . .	7
3.2.1. Cinemática . . . . .	8
3.3. Sección eficaz de $(e, e'p)$ . . . . .	9
3.3.1. Plane Wave Impulse Approximation (PWIA) . . . . .	10
3.3.2. Distorted Wave Impulse Approximation (DWIA) . . . . .	12
<b>4. Resultados</b>	<b>14</b>
4.1. Cálculo Inclusivo $(e, e')$ . . . . .	14
4.2. Cálculo exclusivo $(e, e'p)$ . . . . .	16
4.2.1. Cálculos con Montecarlo . . . . .	21
<b>5. Conclusión</b>	<b>23</b>

# Índice de figuras

2.1. Esquema de la configuración del experimento. . . . .	5
3.1. Esquema de la reacción (e,e'p) y sus variables cinemáticas . . . . .	8
3.2. Representación de la cinemática paralela . . . . .	9
3.3. Diagrama para el proceso (e,e'p) en la <i>Impulse Approximation</i> . . . . .	10
3.4. Diagrama para el proceso (e,e'p) en la DWIA . . . . .	12
4.1. Distribución de missing energy en Argón . . . . .	15
4.2. Función espectral utilizada para los cálculos SFA. . . . .	15
4.3. Sección eficaz inclusiva para el Argón calculada a $E_i = 2,222$ GeV y $\theta_e = 15,541^\circ$ con el modelo de la función espectral (SFA) y con el modelo con potencial óptico relativista (ROP), comparada con los resultados experimentales. . . . .	16
4.4. Sección eficaz inclusiva para el Argón calculada a $E_i = 2,222$ GeV y $\theta_e = 1,5^\circ$ con el modelo de la función espectral (SFA) y con el modelo con potencial óptico relativista (ROP). . . . .	16
4.5. Esquema simple del experimento . . . . .	17
4.6. Comparación del espacio de fases en Em-Pm . . . . .	17
4.7. Sección eficaz en función de Em para el Argón calculada con modelo de la función espectral (SFA) y con modelo con potencial óptico relativista (ROP), comparada con los resultados experimentales. . . . .	18
4.8. Comparación de secciones eficaces ROP y SFA reescaladas con la medida. . . . .	18
4.9. Sección eficaz en función de Pm para el Argón calculada con modelo de la función espectral (SFA) y con modelo con potencial óptico relativista (ROP), comparada con los resultados experimentales. . . . .	19
4.10. Espacio de fases de Em-Pm para la cinemática y aceptancias dadas . . . . .	19
4.11. Resultados de la sección eficaz en función de $P_m$ obtenidos con ambos modelos comparados con los resultados experimentales para diferentes cortes en $E_m$ . . . . .	20
4.12. Sección eficaces en función de Em para el Argón calculada utilizando método Montecarlo comparada con los resultados experimentales. . . . .	21
4.13. Sección eficaz en función de Pm para el Argón calculada calculada utilizando método Montecarlo comparada con los resultados experimentales. . . . .	21
4.14. Resultados de la sección eficaz en función de $P_m$ obtenidos con ambos modelos comparados con los resultados experimentales para diferentes cortes en $E_m$ . . . . .	22

## Resumen

El argón es un núcleo de gran interés en futuros experimentos de neutrinos, ya que este es el componente principal de los detectores de DUNE, por lo que conocer su estructura y su respuesta frente a las interacciones con neutrinos es de vital importancia para la reducción de las incertidumbres en la medición de los parámetros de oscilación dentro de las precisiones que se quieren actualmente. Una herramienta poderosa para conocer las propiedades de los núcleos es la dispersión de electrones, que son más fáciles de controlar y de describir que otro tipo de pruebas. En este trabajo se utilizaron dos modelos de dispersión exclusiva de electrones, uno basado en la función espectral y en potenciales ópticos relativistas, para reproducir las mediciones realizadas por el JLab [1] de la sección eficaz  $(e,e'p)$  del argón.

## **Abstract**

Argon is a nucleus of great interest in future neutrino experiments, since it is the main component of the DUNE detectors, knowing its structure and its response to interactions with neutrinos is of vital importance for the reduction of the uncertainties in the measurement of the oscillation parameters within the precisions currently desired. A powerful tool to study the properties of nuclei is electron scattering, which is easier to control and describe than other types of probes. In this work, two exclusive electron scattering models were used, one based on the spectral function and other based on relativistic optical potentials, to reproduce the measurements made by the JLab [1] of the  $(e, e'p)$  cross section of argon.

# Capítulo 1

## Introduction

Gracias a la variedad de experimentos involucrando tanto neutrinos solares [2, 3] y atmosféricos [4–6], como neutrinos producidos en plantas nucleares y aceleradores [7–9]; el fenómeno de oscilación de neutrinos [10, 11] es un hecho establecido, demostrando que, a diferencia de lo predicho por el modelo estándar, los neutrinos tienen masa y están mezclados [12]. Después de estos experimentos y mediciones preliminares de las diferencias de masas y los parámetros de mezcla, la física de neutrinos está entrando en una etapa de mediciones de alta precisión de la mano de experimentos como el Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) que entre sus metas está el estudio de violación de la simetría de Carga-Paridad (CP) leptónica, lo que nos daría información acerca del origen de la asimetría de materia-antimateria. Estudios de este tipo requieren una determinación muy precisa de los parámetros de mezcla de los neutrinos, que a su vez requieren un entendimiento profundo de las interacciones entre los neutrinos y los núcleos que conforman a los detectores que son las mayores fuentes de incertidumbre en estos experimentos [13].

Un requisito indispensable que debe cumplir cualquier modelo de interacciones neutrino-núcleo es la habilidad de describir también la dispersión de electrones. Los experimentos de dispersión de electrones son una herramienta poderosa para investigar las propiedades del núcleo. De la dispersión elástica, por ejemplo, es posible extraer información acerca de los factores de forma y las distribuciones de carga, mientras que procesos cuasielásticos, como  $(e, e'p)$ , pueden dar información directa acerca de propiedades monoparticulares del núcleo. Si se considera que el proceso de dispersión involucra nucleones individuales e ignorando las interacciones entre estados finales, la sección eficaz del proceso toma una forma factorizada simple en términos de la función espectral, que representa la probabilidad de arrancar un protón con cierto momento  $\mathbf{P}$ , dejando al núcleo con cierta energía de excitación  $E_m$ .

Durante los últimos años se ha querido aplicar el formalismo de la función espectral al estudio de las interacciones neutrino-núcleo, y bajo condiciones similares a las descritas anteriormente es posible obtener una sección eficaz para este proceso que involucra el uso de la función espectral para la descripción de las propiedades del núcleo inicial. Por esto, este trabajo se centra en la obtención de esta cantidad para un núcleo de interés en experimentos de neutrinos que es el argón en DUNE, ya que es de vital importancia conocer su respuesta ante las interacciones con neutrinos para mitigar esta fuente de incertidumbre en la determinación de los parámetros de oscilación dentro de las precisiones requeridas actualmente.

# Capítulo 2

## Neutrinos

### 2.1. Oscilaciones de neutrinos en el vacío

Las oscilaciones de neutrinos son un fenómeno mecano-cuántico propuesto por Pontecorvo [14] en el cual los neutrinos cambian de sabor a medida que se propagan en el espacio. Años después fue descrito por él mismo y Gribov [10], y por Maki, Nakagawa y Sakata [11] como consecuencia de la mezcla de los diferentes sabores y existencia de sus masa. La siguiente es una derivación simplificada de la probabilidad de oscilación de neutrinos. El tratamiento completo necesita estar enmarcado en teoría cuántica de campos.

En el caso más general se consideran  $n$  autoestados de sabor  $|\nu_\alpha\rangle$  como combinación lineal de  $n$  autoestados de masa  $|\nu_j\rangle$ . Los estados de sabor evolucionan con el operador de traslación de espacio-tiempo, avanzando una distancia  $L$  y un intervalo de tiempo  $t$ , según:

$$|\nu_\alpha, t, L\rangle = \sum_{j=1}^n U_{\alpha j}^* |\nu_j, t, L\rangle \quad \text{donde} \quad |\nu_j, t, L\rangle = e^{-i(E_j t - p_j L)} |\nu_j, 0, 0\rangle, \quad (2.1)$$

donde  $E_j = \sqrt{p_j^2 + m_j^2}$  es la expresión para la energía relativista. Por la unitariedad de la matriz de mezcla es posible expresar los estados de masa como superposición de estados de sabor. Con esto la expresión anterior

$$|\nu_\alpha, t, L\rangle = \sum_{j=1}^n U_{\alpha j}^* e^{-i(E_j t - p_j L)} |\nu_j, 0, 0\rangle = \sum_{j=1}^n U_{\alpha j}^* e^{-i(E_j t - p_j L)} \left( \sum_{\beta} U_{\beta j} |\nu_\beta, 0, 0\rangle \right). \quad (2.2)$$

Reorganizando, se obtiene

$$|\nu_\alpha, t, L\rangle = \sum_{\beta} \left( \sum_{j=1}^n U_{\alpha j}^* e^{-i(E_j t - p_j L)} U_{\beta j} \right) |\nu_\beta, 0, 0\rangle. \quad (2.3)$$

Multiplicando a ambos lados por  $\langle \nu_\beta, 0, 0 |$  se tiene la amplitud de probabilidad de oscilación.

$$A_{\alpha \rightarrow \beta}(t, L) = \langle \nu_\beta, 0, 0 | \nu_\alpha, t, L \rangle = \sum_{j=1}^n U_{\alpha j}^* e^{-i(E_j t - p_j L)} U_{\beta j}. \quad (2.4)$$

La probabilidad de oscilación es entonces

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(t, L) = |A_{\alpha \rightarrow \beta}(t, L)|^2 = |\langle \nu_{l\beta}, 0 | \nu_\alpha, t, L \rangle|^2 \quad (2.5)$$

$$= \left| \sum_{j=1}^n U_{\alpha j}^* e^{-i(E_j t - p_j L)} U_{\beta j} \right|^2 \quad (2.6)$$

$$= \sum_{k,j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i[(E_j - E_k)t - (p_j - p_k)L]}. \quad (2.7)$$

La fase de la expresión anterior, que se llamará  $\phi_{ij}$ , se puede escribir como

$$\phi_{ij} = (E_j - E_k)t - (p_j - p_k)L \quad (2.8)$$

$$= (E_j - E_k) \left[ t - \frac{E_j + E_k}{p_j + p_k} L \right] + \frac{m_j^2 - m_k^2}{p_j + p_k} \quad (2.9)$$

Aquí se hacen un par de asunciones que simplifican la expresión y resultan en la expresión usada usualmente para la probabilidad de oscilación. Con  $E_j = E_i = E$  y  $p_j = p_i = p$  [15], se obtiene la fase

$$\phi_{ij} = \frac{m_j^2 - m_k^2}{2p} L. \quad (2.10)$$

Así, se obtiene la expresión usual para la probabilidad de oscilación

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L) = \sum_{k,j} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* e^{-i \left( \frac{\Delta m_{jk}^2}{2E} \right) L}, \quad (2.11)$$

donde  $\Delta m_{jk}^2$  son las diferencias de masas al cuadrado. Para resaltar el caracter oscilatorio, esta misma expresión se puede escribir como

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L) = \sum_j |U_{\alpha j}|^2 |U_{\beta j}|^2 + 2 \sum_{j>k} U_{\alpha k}^* U_{\beta k} U_{\alpha j} U_{\beta j}^* \cos \left( \frac{\Delta m_{jk}^2}{2E} L \right). \quad (2.12)$$

Las oscilaciones dependen de dos factores: la distancia recorrida y la energía de los neutrinos. Los experimentos de oscilaciones de neutrinos están caracterizados por estos dos factores, dado que estos indican a cuales diferencias de masas son sensibles.

### 2.1.1. Oscilaciones entre dos sabores

El caso de oscilación entre dos neutrinos es una aproximación útil ya que muchos experimentos no son sensibles a oscilaciones de tres sabores, por lo tanto el análisis se puede hacer con este modelo efectivo que depende de menos parámetros y expresiones más simples. En el caso de dos neutrinos, la matriz de mezcla,

$$U = \begin{pmatrix} U_{\alpha j} & U_{\alpha k} \\ U_{\beta j} & U_{\beta k} \end{pmatrix}, \quad (2.13)$$

sería una matriz que depende únicamente de un ángulo y una fase si se considera que son partículas de Majorana,

$$U = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & e^{i\lambda} \end{pmatrix}, \quad (2.14)$$

o ninguna si son de Dirac ( $\lambda = 0$ ). Si se calcula la probabilidad de oscilación utilizando la Ec.(2.11) se obtiene

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(L) = \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m_{jk}^2}{2E}, \quad (2.15)$$

a esta se llama usualmente probabilidad de aparición. La longitud  $L$  para la cual  $\frac{\Delta m_{jk}^2}{4p}$  es igual a  $\pi$  se le llama longitud de oscilación, dada por

$$L_{osc} = 4\pi \frac{E}{\Delta m_{jk}^2}. \quad (2.16)$$

Para una energía dada  $E$ , para observar oscilaciones de neutrinos, se debe satisfacer que

$$\Delta m_{jk}^2 \geq \frac{E}{L}. \quad (2.17)$$

Se dice que un experimento es sensible a  $\Delta m_{jk}^2$ , cuando se cumple esa condición, por lo tanto los experimentos se pueden clasificar de acuerdo a esta condición, utilizando la energía  $E$  y la longitud de oscilación correspondientes. En la tabla se clasifican diferentes tipos de experimentos según sus sensibilidades [12].

Fuente	Tipos de neutrinos	E[MeV]	L[km]
Reactor	$\bar{\nu}_e$	1	1
Reactor	$\bar{\nu}_e$	1	100
Acelerador	$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	$10^3$	1
Acelerador	$\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$	$10^3$	1000
Atmosféricos	$\nu_{e,\mu}, \bar{\nu}_{e,\mu}$	$10^3$	$10^4$
Solares	$\nu_e$	1	$1,5 \times 10^8$

Cuadro 2.1: Sensibilidad de diferentes experimentos de oscilaciones

### 2.1.2. Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE)

El Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) es el experimento más grande de su tipo, encargado de examinar las interacciones de los neutrinos con un detalle sin precedentes. En este experimento, se dispara el haz de neutrinos más poderoso del mundo, desde las instalaciones del Fermilab en Illinois, a través de la tierra, alrededor de 1300 kilómetros, hasta unos detectores ubicados a unos 1.5 kilómetros de profundidad en lo que era una mina de oro en Dakota del Sur. Estos detectores contienen alrededor de 70000 toneladas de argón líquido, material ideal para la medición detallada de las interacciones de los neutrinos. Además, de medir propiedades de neutrinos provenientes de los haces creados en Fermilab, también se utilizará para mediciones de neutrinos provenientes de supernovas y para buscar señales de procesos subatómicos raros como el decaimiento del protón.

## Visión General

Dune tiene 3 componentes centrales: una fuente de neutrinos de alta intensidad generada usando un acelerador de protones ubicado en Fermilab, un detector alejado (Far Detector) situado en Sanford Underground Research Facility (SURF) y un detector cercano (Near Detector) ubicado justo delante de la fuente, como se ve en la Fig(2.1). El detector lejano será un Liquid Argon Time-Projection Chamber (LArTPC), un tipo de detector de partículas que utiliza un campo eléctrico junto con un material sensible, en este caso argón líquido, para reconstruir la trayectoria e interacción de una partícula en 3D.

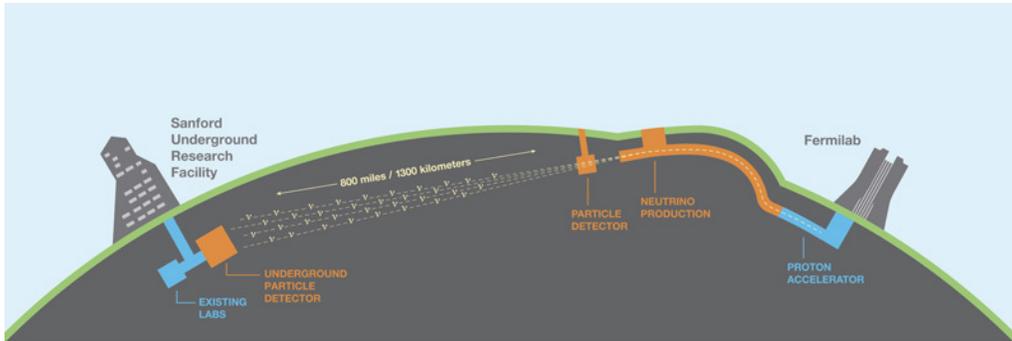


Figura 2.1: Esquema de la configuración del experimento.

El Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) es el encargado de proveer el haz de neutrinos más intenso del mundo pasando por ambos detectores. Gracias a un acelerador de protones de última generación que está en construcción en el Fermilab, se generará un haz de protones con una potencia de entre 1.0 MW y 1.2 MW, que se envía al LBNF donde apunta y se enfoca, con un rango amplio de energía de entre 60 GeV y 120 GeV, hacia un blanco del cual se genera un haz secundario, creando un flujo intenso de neutrinos viajando en dirección a los detectores de DUNE.

El haz intenso de neutrinos, junto con el LArTPC en el detector lejano, y el detector cercano multi-propósito, crean una plataforma experimental para un rango amplio de estudios, desde sus metas primarias que se centran en responder por qué hay más materia que antimateria, estudiar la dinámica de estallidos de supernovas y la existencia del decaimiento del protón, hasta mediciones de secciones eficaces de neutrinos, estudios de efectos nucleares y la búsqueda de materia oscura. Además, avances en tecnología durante la construcción del LArTPC, podrían abrir la posibilidad de observar fenómenos de bajas energías como el flujo de neutrinos solares o flujos difusos de neutrinos provenientes de supernovas.

## Detectores de Dune

El detector lejano consiste de 4 módulos de LArTPC, cada uno contenido en un criostato que contiene 17500 toneladas de Argón líquido (LAr). Una pequeña cantidad de neutrinos que entran en estos detectores colisionará con los núcleos del argón con la energía suficiente para extraer un protón o un neutrón. Al eyectar un protón, este ionizará otros átomos de argón en su camino. Los electrones de la ionización perderán energía a medida que pasan por el argón en forma de fotones de centelleo, los cuales

son absorbidos por tubos foto-multiplicadores y posteriormente convertidos en señales de corriente para ser analizadas. También es posible obtener señales de luz gracias a radiación de Cherenkov, por lo que es importante poder clasificar ambas fuentes de luz. Una componente única del LArTPC es que los electrones de ionización en sí mismos también son medidos, recolectándolos después de viajar por el volumen de argón. Por esto es necesario que el argón sea lo suficientemente puro para que estos electrones no se pierdan gracias a capturas electrónicas por las impurezas.

### 2.1.3. Influencia de los efectos nucleares sobre los parámetros de oscilación

Al día de hoy nos encontramos en un gran esfuerzo experimental global, con múltiples experimentos en curso y en camino, que tienen como meta determinar con gran precisión los parámetros de oscilación de los neutrinos. Todos estos experimentos utilizan detectores conformados por núcleos de números másicos entre  $A=12-56$ , por lo que el entendimiento de la respuesta de estos núcleos a interacciones con neutrinos y antineutrinos dentro de un amplio rango de energías (  $100 \text{ MeV} - 10 \text{ GeV}$ ) es muy importante para las metas planteadas.

Gran parte del problema se debe a que para poder extraer los parámetros de oscilación de las expresiones para la probabilidad se debe conocer la energía del neutrino, como se ve en la expresión general Ec.(2.11) y en Ec.(2.15) para la oscilación entre dos sabores, y esta debe ser reconstruida a partir de la medición de la cinemática del leptón cargado producido.

La dificultad en esto viene de la habilidad de poder modelar secciones eficaces donde se tenga en cuenta que los neutrinos, al ser partículas producidas por el decaimiento de otras, no tienen una energía bien determinada sino que está ampliamente distribuida de acuerdo al flujo incidente lo que significa que cualquier dato medido podría recibir contribuciones de parte de un cierto rango de energías y de diferentes mecanismos de reacción. Para que un modelo teórico sea útil para los LBNE, este debe cubrir regiones cinemáticas amplias y usar descripciones relativistas. Sin embargo, la descripción de los procesos cuasi-elásticos de corriente cargada juega un rol importante, ya que este mecanismo de reacción es el dominante alrededor de las energías donde se encuentran los máximos de oscilación de neutrinos de experimentos como DUNE que está a  $\sim 0,8 \text{ GeV}$  [16] y  $\sim 0,6 \text{ GeV}$  en Hyper-Kamiokande [17], por lo que su contribución a las incertidumbres sería considerable respecto a los demás mecanismos [18]. Es por esto que en este trabajo nos centramos exclusivamente en el sector cuasi-elástico de energías.

# Capítulo 3

## Dispersión de electrones

### 3.1. Dispersión Inclusiva de electrones - $(e, e')$

La dispersión electrón-núcleo presenta contribuciones de múltiples canales de reacción, dependiendo de la energía y del momento transferido, se puede tener dispersión elástica, dispersión cuasi-elástica, procesos en los que se arrancan múltiples nucleones, hasta deep-ineslastic scattering, entre otros. Si bien tener un modelo que explique bien todas estas reacciones, más otras complicaciones que se atribuyen a las interacciones de los estados finales, es un trabajo complejo; un requisito importante para saber si se va por buen camino es tener buenos resultados a la hora de calcular procesos inclusivos, que son más simples. Un proceso inclusivo es aquel en donde solo se detecta el electrón dispersado, mientras que se integran todas las demás variables, las hadrónicas que no son detectadas, lo que significa que provee información menos específica en comparación con procesos exclusivos como  $(e, e'p)$  [19].

Desde un punto de vista teórico, este proceso es más fácil de describir ya que no se necesita información específica acerca de los estados hadrónicos finales. Estos procesos han sido estudiados ampliamente usando diferentes modelos, aquellos que usan la función espectral [20, 21], o utilizan modelos de gas de Fermi [22], o modelos de campo medio relativistas [23–25].

### 3.2. Dispersión exclusiva de electrones - $(e, e'p)$

A diferencia de los procesos inclusivos  $(e, e')$  que incluyen contribuciones de varios canales distintos, los experimentos exclusivos, donde el estado final se selecciona e identifica completamente, presentan contribución de un solo canal de reacción, lo que facilita relativamente su descripción teórica. En estos experimentos, el electrón dispersado, junto al nucleón eyectado (que en el caso de ser un protón se les llama  $(e, e'p)$ ) son detectados en coincidencia en sus respectivos espectrómetros, gracias a esto la energía y el momento de estas dos partículas se miden, y sabiendo la energía del electrón inicial, será posible determinar la energía transferida al núcleo gracias a la conservación del cuadrimomento. Este tipo de experimentos son herramientas poderosas para estudiar la estructura de los núcleos, sus niveles de energía y propiedades monoparticulares de los nucleones en el núcleo [26].

### 3.2.1. Cinemática

En la dispersión electrón-núcleo, un electrón incidente con cuádrimomento inicial  $k_i^\mu = (E_i, \mathbf{k}_i)$  es dispersado por un núcleo de masa  $M_A$  y termina con un cuádrimomento final  $k_f^\mu = (E_f, \mathbf{k}_f)$ . Esto usualmente está descrito usando la aproximación del intercambio de un único fotón, llamada aproximación de Born de primer orden. Además de esto, bajo ciertas condiciones, se puede considerar que este único fotón interactúa con un único nucleón, en este caso un protón, mientras que los demás nucleones actúan como espectadores, a esto se le conoce como Aproximación de Impulso. Este fotón transfiere un cuádrimomento  $Q^\mu = k_i^\mu - k_f^\mu = (\omega, \mathbf{q})$  al núcleo. El núcleo inicial tiene un cuádrimomento  $P_A^\mu = (E_A, \mathbf{P}_A)$ , luego el protón es arrancado del núcleo por el electrón y se obtiene un núcleo residual con cuádrimomento  $P_{A-1}^\mu = (E_{A-1}, \mathbf{P}_{A-1})$  y el protón arrancado con  $P_p^\mu = (E_p, \mathbf{P}_p)$ .

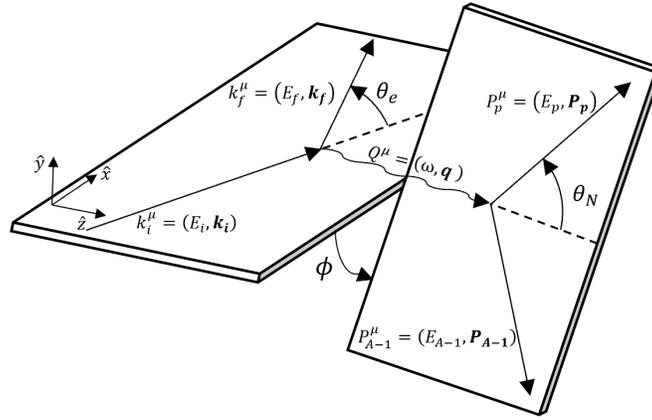


Figura 3.1: Esquema de la reacción (e,e'p) y sus variables cinemáticas

La reacción (e,e'p) puede separarse en dos partes, la parte electrónica y la parte nuclear. La parte electrónica está definida por el plano formado por los vectores incidente  $\mathbf{k}_i$  y saliente del electrón  $\mathbf{k}_f$ , denominado plano de dispersión. El ángulo de dispersión, ángulo que forma el electrón dispersado respecto a la dirección inicial se denomina  $\theta_e$ . Por otro lado, el plano formado por el vector de momento transferido  $\mathbf{q}$  y el vector del momento del protón eyectado se llama plano de reacción. El ángulo entre estos dos vectores lo llamaremos  $\theta_N$  y el ángulo entre los planos, lo llamaremos  $\phi$ , todo esto se puede ver en la Fig.(3.1). Si se detecta el protón en  $\phi = 0^\circ$  o  $\phi = 180^\circ$ , significa que los dos planos coinciden y se dice que las mediciones están hechas *in-plane*. Por otro lado, si  $\theta_N = 0$  significa que los vectores  $\mathbf{q}$  y  $\mathbf{P}_p$  están alineados, a esto se le llama cinemática paralela.

Dos cantidades importantes en este proceso son el *momento perdido*  $\mathbf{P}_m$  y la *energía desaparecida*  $E_m$ . El momento perdido está dado por

$$\mathbf{P}_m \equiv \mathbf{P}_A - \mathbf{P}_{A-1}, \quad (3.1)$$

en la Fig(3.2) se ve la configuración de los momentos en la cinemática paralela. La energía desaparecida se define como la energía que convierte en energía interna, que no se observa como energía cinética en el estado final.

$$E_m \equiv \omega - T_p - T_{A-1}. \quad (3.2)$$

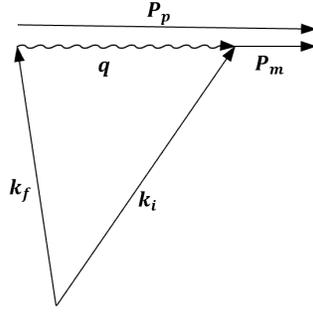


Figura 3.2: Representación de la cinemática paralela

donde  $T_p$  y  $T_{A-1}$  son las energías cinéticas del protón y del sistema residual respectivamente. Explotando la conservación de energía en el vértice de reacción, asumiendo que el núcleo inicial está en reposo, se tiene que

$$E_i + M_A = E_f + E_p + E_{A-1} \quad (3.3)$$

$$\omega = (M_p + T_p) + (M_{A-1} + T_{A-1}) - M_A, \quad (3.4)$$

Donde  $M_p$  es la masa del protón y  $M_{A-1}$  es la masa del sistema residual. Sustituyendo Ec.(3.4) en Ec.(3.2) se tiene

$$E_m = M_p + M_{A-1} - M_A, \quad (3.5)$$

esta expresión indica que  $E_m$  también representa la diferencia de energías de ligadura entre los estados nucleares final e inicial. Además, si el sistema residual está en su estado fundamental,  $E_m$  representa la energía de separación del protón arrancado.

### 3.3. Sección eficaz de (e,e'p)

La sección eficaz diferencial para este proceso se puede escribir en la forma [27, 28]

$$\frac{d^6\sigma}{dE_p d\Omega_p dE_f d\Omega_f} = K \frac{\alpha^2 E_f}{Q^4 E_i} L^{\nu\mu} W_{\nu\mu}, \quad (3.6)$$

donde  $K = |\mathbf{P}_p| E_p / (2\pi)^3$ , mientras que  $\Omega_p$  y  $\Omega_f$  son los ángulos sólidos especificando la dirección del protón arrancado y del electrón dispersado respectivamente.  $\alpha = 1/137$  es la constante de estructura fina. El tensor  $L^{\nu\mu}$ , considerando que en el límite ultrarelativista se puede ignorar la masa de los electrones, se puede escribir como

$$L^{\nu\mu} = 2 [k_i^\nu k_f^\mu + k_i^\mu k_f^\nu - g^{\nu\mu} (k_i \cdot k_f)], \quad (3.7)$$

donde  $g^{\nu\mu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$ . Está completamente definido por la cinemática del electrón. Por otro lado, toda la información acerca de la estructura del núcleo blanco y las interacción de estados finales (FSI por sus siglas en inglés) se encuentran dentro del tensor nuclear,  $W_{\nu\mu}$ , que se obtiene a partir de productos bilineales de los operadores de corriente nuclear,

$$W^{\mu\nu} = \langle A-1 \mathbf{P}_p | J_\mu | A \rangle \langle A | J_\nu^\dagger | A-1 \mathbf{P}_p \rangle \quad (3.8)$$

donde  $|A\rangle$  y  $|A-1 \mathbf{P}_p\rangle$  describen los estados nucleares inicial y final respectivamente.

### 3.3.1. Plane Wave Impulse Approximation (PWIA)

Ahora bien, si consideramos que estamos en un rango de cinemática tal que el electrón puede interactuar a través del fotón virtual con un nucleón ligado individual (que no está en su capa de masa) con cierta energía  $E$  y momento  $p$ , mientras que los demás nucleones actúan como observadores, y además ignoramos las interacciones producidas al final entre el núcleo residual y el electrón y el protón resultantes, se tiene la llamada *Plane Wave Impulse Approximation* (PWIA) ya que como las partículas producidas al final de la reacción dejan de interactuar, estas se pueden describir a través de ondas planas. En la Fig.(3.3) se observa el diagrama para la reacción (e,e'p) dentro de estas consideraciones.

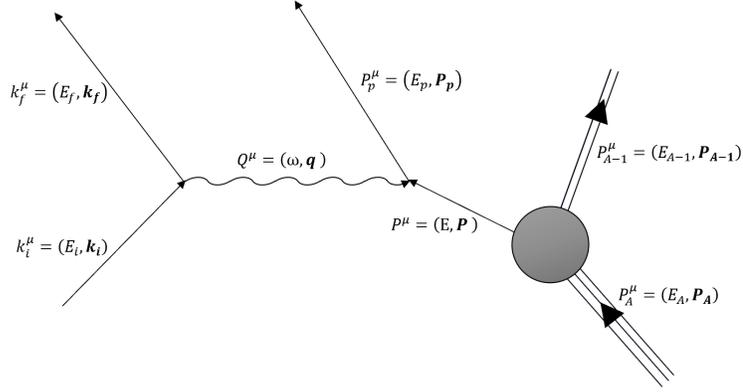


Figura 3.3: Diagrama para el proceso (e,e'p) en la *Impulse Approximation*.

De esta aproximación, por conservación de momento en los vértices hadrónicos en la Fig.(3.3), nuevas relaciones entre los momentos del sistema,

$$\mathbf{P}_A = \mathbf{P} + \mathbf{P}_{A-1}, \quad (3.9)$$

en donde si el núcleo blanco está en reposo, que es nuestro caso,  $\mathbf{P}_A = 0$ , se obtiene que el núcleo residual termina con un momento igual en magnitud al que tenía el nucleón eyectado, o bien  $\mathbf{P} = -\mathbf{P}_{A-1}$ . Esto también significa que, utilizando la definición para el missing momentum de la Ec. (3.1),

$$\mathbf{P}_m = \mathbf{P}, \quad (3.10)$$

el missing momentum corresponde al momento que tenía el nucleón eyectado dentro del núcleo. Bajo estas condiciones la sección eficaz se reduce a la forma siguiente [19, 28], también llamada forma factorizada

$$\frac{d^6\sigma}{dE_p d\Omega_p dE_f d\Omega_f} = R K \sigma_{ep} S(p_m, E_m), \quad (3.11)$$

donde  $p_m = |\mathbf{P}_m|$ ,  $R$  es un factor que toma en cuenta el retroceso del núcleo residual,  $K$  es el mismo factor que en la sección eficaz de la sección anterior,  $\sigma_{ep}$  es la sección eficaz para la dispersión de un electrón por un protón constituyente del núcleo pero fuera de su capa de masa, y  $S(p_m, E_m)$  es la función espectral que relaciona al estado base del núcleo  $A$  con el estado final del núcleo residual  $A-1$ . En general, la función espectral se puede escribir como [1, 19, 20, 29]

$$S(E, p) = \sum_{\alpha} |\phi_{\alpha}(p)|^2 f_{\alpha}(E_m - E_{\alpha}), \quad (3.12)$$

donde  $\phi_{\alpha}(p)$  es la función de onda asociada a cada estado del modelo de capas  $\alpha$  y  $f_{\alpha}(E_m - E_{\alpha})$  es la distribución de missing energy con máximo en  $E_{\alpha}$  correspondiente a la energía de ese estado de modelo de capas. Esta distribución, dentro del modelo de partículas independientes (IP), en el que se asume que los nucleones se comportan como partícula independiente moviéndose bajo un campo medio, es una delta de Dirac, así la función espectral se puede escribir como

$$S(E, p)_{\text{IP}} = \sum_{\alpha} |\phi_{\alpha}(p)|^2 \delta(E - E_{\alpha}), \quad (3.13)$$

ya que los nucleones en el núcleo se encuentran en autoestado discretos de energía. Sin embargo este modelo es solo una aproximación a lo que ocurre realmente en el núcleo, la existencia de correlación entre nucleones hacen que estos no estén exactamente en su capa de masa correspondiente, su energía y momento no cumplen la relación  $E^2 = p^2 + M_N^2$ , por lo que que estos estados discretos se ensanchan y la distribución pasa a ser una distribución continua con picos centrados en estos estados de modelo de capas, que usualmente se describen como Gaussianas centradas en la energía de cada capa y normalizadas según la ocupación de la capa correspondiente. Adicional a estos picos, la función espectral suele tener un fondo que toma en cuenta procesos más complicados debido a estas correlaciones, lo que añade una cola que se extiende a zonas de energía y momentos altas[19]. Así que es posible escribir una función espectral más realista que toma en cuenta los estados de modelo de capas más los efectos de las correlaciones en el fondo [30], simplemente

$$S(E, p) = S(E, p)_{\text{SP}} + S_{\text{BG}}(E, p), \quad (3.14)$$

donde  $S(E, p)_{\text{SP}}$  es la función espectral de la Ec.(3.12) y  $S_{\text{BG}}(E, p)$  es la contribución de este fondo.

La función espectral se puede interpretar como la probabilidad de que un nucleón con momento inicial  $p$  y energía de enlace  $E$  pueda ser removido de un núcleo  $A$  en un estado inicial  $A_i$  y dejar al núcleo residual  $A-1$  en un estado  $(A-1)_f$  con energía  $E = E_m$ . Pero como en la PWIA se tiene, según lo discutido anteriormente, que  $\mathbf{P}_m = \mathbf{P}$  y recordando que  $E_m$  representa la energía de separación del protón eyectado, entonces  $S(E, p) \rightarrow S(E_m, p_m)$ . Así, la función espectral se puede interpretar como la probabilidad de que se pueda encontrar un nucleón con un momento inicial igual a  $p_m$  y una energía de enlace  $E_m$  dentro del núcleo blanco.

Desafortunadamente, la forma factorizada de la sección eficaz, Ec.(3.11), no se cumple en la naturaleza; debido a la existencia de las interacciones nucleares entre los productos de la reacción, FSI, el protón saliente tiene que ser descrito por una onda distorsionada, ahora el momento de este no corresponde directamente con el momento perdido medido y se debe usar un nuevo formalismo que toma todo esto en cuenta, la *Distorted Wave Impulse Approximation* (DWIA). Si bien es posible definir una sección eficaz que recupera la estructura factorizada en términos de una función espectral distorsionada  $S^D(p_m, E_m, \mathbf{P})$  [1, 28],

$$\frac{d^6\sigma}{dE_p d\Omega_p dE_f d\Omega_f} = RK\sigma_{ep} S^D(p_m, E_m, \mathbf{P}), \quad (3.15)$$

esta ya no es una propiedad intrínseca del núcleo ya que ahora depende explícitamente del momento del protón eyectado y su aplicabilidad es limitada, además de esto, existen efectos de distorsión sobre las ondas planas por efectos electromagnéticos, llamada distorsión de Coulomb, que invalida aún más la imagen de la sección eficaz factorizada [31].

### 3.3.2. Distorted Wave Impulse Approximation (DWIA)

La PWIA para la reacción de extracción de un solo nucleón  $A(e, e'p)B$  nos da una imagen atractiva, como se vio en la sección anterior, en la que la sección eficaz es un producto entre la sección eficaz de dispersión de electrones con un nucleón,  $\sigma_{ep}$ , y la probabilidad de que la extracción del nucleón con momento  $\mathbf{P}_m$  deja al núcleo residual con una missing energy  $E_m = m_p + m_{A-1} - m_A$ , representada en la función espectral  $S(p_m, E_m)$ . Por lo que en las condiciones donde este modelo simple es aplicable, la sección eficaz sirve como un puente entre el experimento y la estructura monoparticular del núcleo. Sin embargo, la función espectral en sí no es un observable, sino que debe ser deducida a partir de mediciones de la sección eficaz utilizando un modelo de reacción apropiado. Por lo tanto es necesario utilizar un modelo más refinado que tome en cuenta las interacciones nucleares entre el núcleo y el nucleón eyectado (FSI), como se ve en la Fig.(3.4), además de tomar en cuenta la distorsión de Coulomb.

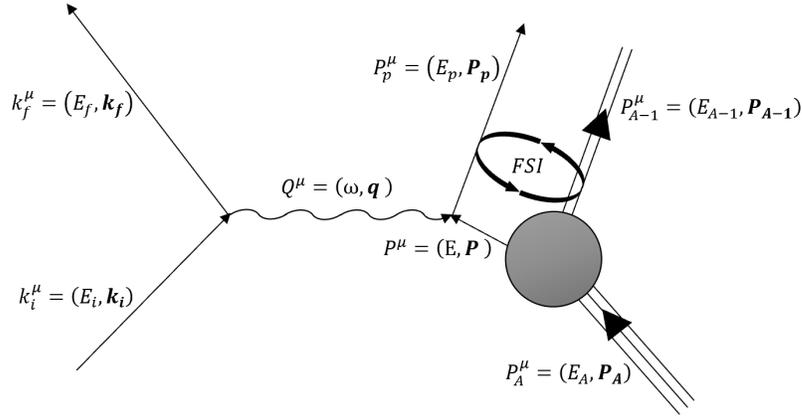


Figura 3.4: Diagrama para el proceso  $(e, e'p)$  en la DWIA

Para tener en cuenta las FSI se utiliza *Distorted Wave Impulse Approximation* (DWIA), este es un modelo utilizado para incluir los efectos de un potencial de campo medio dado por la presencia de los demás nucleones durante la dispersión del protón y del electrón. En este caso las funciones de onda de estos ya no son ondas planas sino unas funciones de onda dadas por la solución de la ecuación de Dirac o de Schrödinger en presencia de este potencial de campo medio. El potencial, usualmente dado por un potencial óptico, es de origen fenomenológico, creado a partir de parámetros obtenidos de datos de experimentos de dispersión protón- núcleo [32]. Estos potenciales ópticos contienen una parte real que describe la dispersión elástica de del nucleón eyectado al propagarse por el medio nuclear y parte una imaginaria que toma en cuenta las pérdidas debido a canales inelásticos. Por esta razón este modelo únicamente describe situaciones en las que un solo nucleón contribuye a la sección eficaz. Estos potenciales

ópticos pueden ser relativistas y no relativistas sin embargo, los potenciales no relativistas tienen un rango de energía limitado en el que son verdaderamente útiles, para energías por encima de los 200 MeV es necesario el uso de cálculos relativistas [33]. Estos potenciales ópticos relativistas tienen la capacidad de tomar en cuenta de forma exacta la distorsión de Coulomb en las ondas del electrón [34, 35].

Considerando que dentro de la IA el fotón se considera que está interactuando con nucleones individuales y dentro del modelo de partículas independientes, la corriente nuclear en la expresión para el tensor hadrónico Ec.(3.8) se puede escribir en términos de operadores de corriente de nucleones  $\hat{J}_N^\mu$  [36]:

$$J^\mu = \int d\mathbf{p} \bar{\psi}_F^N(\mathbf{p} + \mathbf{q}) \hat{J}_N^\mu \psi_B^N(\mathbf{p}), \quad (3.16)$$

donde  $\psi_F^N$  y  $\psi_B^N$  son las funciones de onda del nucleón final y del nucleon ligado respectivamente, obtenidos solución de la ecuación de Dirac de la forma descrita anteriormente. Esto permite definir un tensor hadrónico,  $W_\alpha^{\mu\nu}$ , para cada capa  $\alpha$  y a su vez una sección eficaz para cada capa, de la forma

$$\left( \frac{d^6\sigma}{dE_p d\Omega_p dE_f d\Omega_f} \right)_\alpha = K f_\alpha(E_M - E_\alpha) L^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^\alpha, \quad (3.17)$$

donde,  $K$  es un factor cinemático, y  $f_\alpha(E_M - E_\alpha)$  es la distribución en energía perdida de cada capa, descrita en la sección anterior, que toma en cuenta los efectos de las correlaciones y al ancho de los estados más allá del modelo de partícula independiente.

# Capítulo 4

## Resultados

El propósito de este trabajo es reproducir los resultados obtenidos por JLab [1] de la medición de la sección eficaz exclusiva del proceso (e, e'p) para argón, en la que se usó un haz de electrones de 2.222 GeV en la que los electrones dispersado se midieron en  $\theta_e = 21,5^\circ$ , mientras que el protón eyectado se midió en  $\theta_N = -50,0^\circ$ . Para esto utilizamos dos modelos, uno basado en la imagen factorizada usando la función espectral (que llamaremos SFA por Spectral Function Approach) y otro utilizando un modelo basado en un potencial óptico relativista (ROP por sus siglas en inglés).

### 4.1. Cálculo Inclusivo (e,e')

Como se mencionó anteriormente, una forma para comprobar la posible utilidad de los modelos utilizados es realizar los cálculos para el proceso inclusivo correspondiente (e, e'). Debido a que no existen mediciones para la misma cinemática que el experimento exclusivo, entonces se realiza la comparación con un experimento con cinemática similar [37]. En la que se tiene un haz de electrones de 2.222 GeV y se miden los electrones dispersados a un ángulo  $\theta = 15,541^\circ$ . En este caso el cálculo inclusivo se hace calculando la sección eficaz (e, e'p) para diferentes valores del momento transferido y en cada paso integrando sobre las variables del protón.

En ambos modelos la distribución de energía perdida,  $f_\alpha(E_m - E_\alpha)$ , se hizo considerando las capas como distribuciones Gaussianas de la forma

$$f_\alpha(E_m - E_\alpha) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_\alpha} \exp\left[-\frac{(E_m - E_\alpha)^2}{2\sigma_\alpha^2}\right], \quad (4.1)$$

donde  $E_\alpha$ , que corresponde a los valores de los diferentes estados de modelo de capas de argón, y el ancho  $\sigma_\alpha$ . Los valores de estos parámetros utilizados en el ROP son los utilizados por el JLab [1]. En la fig.(4.1), se ve el perfil resultante utilizado, normalizando cada capa de forma que la integral de cada Gaussiana sea la proporción de protones sobre los protones totales.

Adicionalmente en el caso del SFA, las funciones de onda utilizadas para construir la función espectral de la Ec.(3.12), son funciones de onda obtenidas a partir de un modelo de campo medio relativista. La función espectral utilizada se encuentra en la Fig.(4.2).

Para el ROP se utilizó un potencial que se obtiene a partir de un ajuste dependiente de la energía del nucleón dispersado, pero independiente del número másico A, ya que

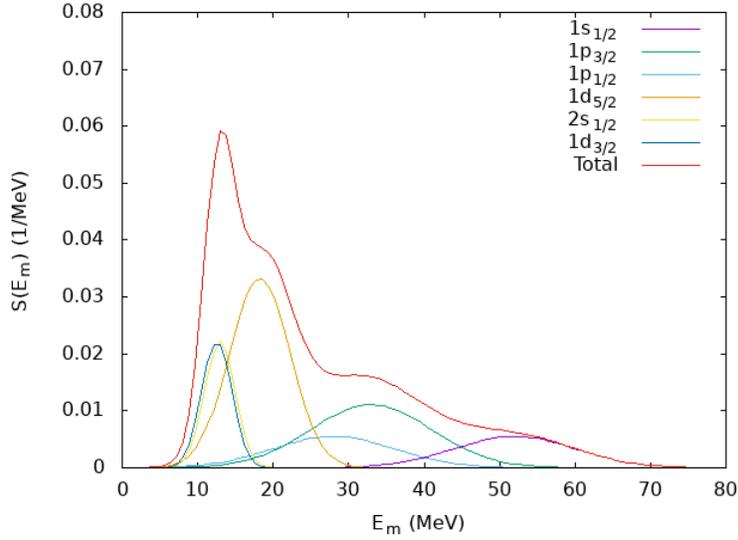


Figura 4.1: Distribución de missing energy en Argón

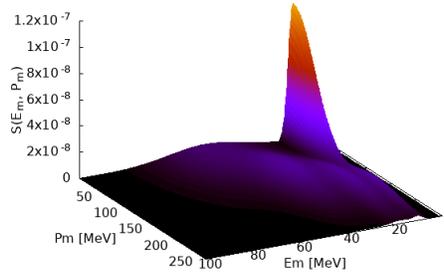


Figura 4.2: Función espectral utilizada para los cálculos SFA.

fueron ajustados con datos correspondientes a un solo núcleo (EDAI por sus siglas en inglés), en este caso para un blanco de  $^{40}\text{Ca}$  (EDAI-Ca) obtenido en [32]. Se utiliza este potencial basándose en la idea de que el campo medio del  $^{40}\text{Ca}$  y el  $^{40}\text{Ar}$  son similares, al tener la misma cantidad de nucleones, un número similar de protones y ambos ser núcleos par-par, resulta una suposición razonable. Con este potencial se calculan las funciones de onda mencionadas en la Ec.(3.16), que se usan posteriormente para obtener el tensor hadrónico y con esto la sección eficaz requerida.

En la fig.(4.3) vemos el resultado de comparar las secciones eficaces dobles calculadas en función de la energía del electrón dispersado para ambos modelos usados con las mediciones experimentales. Se puede ver que el modelo SFA se ajustan bien al pico cuasi-elástico de los resultados experimentales, ubicándose alrededor de los 2 GeV y estando aproximadamente a la misma altura aunque no se ajusta perfectamente. Por otro lado el ROP, si bien está bien ubicado respecto al pico cuasi-elástico del experimento, este subestima el valor de la sección eficaz por alrededor de la mitad, esto se debe a que los datos experimentales incluyen contribuciones de canales de reacción más allá de los considerados en este modelo.

En la Fig.(4.4) está la sección eficaz inclusiva calculada con la cinemática del experimento exclusivo. Si bien no existen datos experimentales para comparar, se presenta de forma ilustrativa. Se puede ver que la sección eficaz en Fig.(4.3) es diez veces mayor

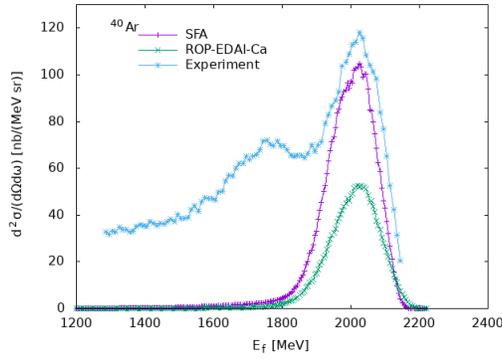


Figura 4.3: Sección eficaz inclusiva para el Argón calculada a  $E_i = 2,222$  GeV y  $\theta_e = 15,541^\circ$  con el modelo de la función espectral (SFA) y con el modelo con potencial óptico relativista (ROP), comparada con los resultados experimentales.

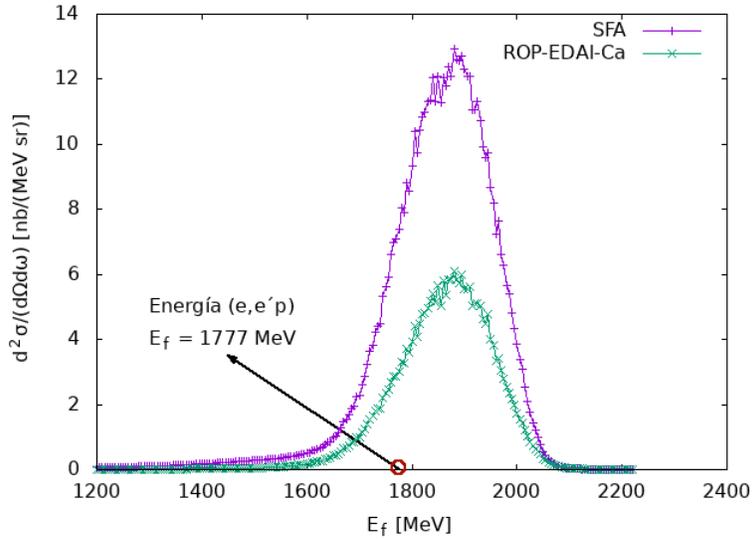


Figura 4.4: Sección eficaz inclusiva para el Argón calculada a  $E_i = 2,222$  GeV y  $\theta_e = 1,50$  con el modelo de la función espectral (SFA) y con el modelo con potencial óptico relativista (ROP).

que esta. Además, la posición del pico está ligeramente desplazado hacia la izquierda. En esta figura también se observa la ubicación de la energía del experimento exclusivo, que se encuentra cerca pero no exactamente en el centro del pico cuasi-elástico, lo que significa que la utilización de la IA razonable, ya que su validez depende de que tan cerca se esté del centro del pico cuasi-elástico.

## 4.2. Cálculo exclusivo (e,e'p)

Sabiendo que los modelos funcionan relativamente bien a la hora de reproducir la sección eficaz inclusiva, ahora se procede a calcular las secciones eficaces exclusivas que aparecen en [1] donde se miden el electrón y el protón en coincidencia. La cinemática

es ligeramente distinta a la anterior, el haz incidente sigue siendo de 2.222 GeV, pero ahora el electrón es detectado en  $\theta_e = 21,5^\circ$  y el protón se detecta en  $\theta_N = -50^\circ$ , además de eso se encuentran en cinemática in-plane, como se ve en la Fig.(4.5).

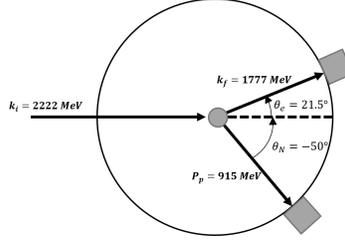


Figura 4.5: Esquema simple del experimento

Para realizar el cálculo de las secciones eficaces y reproducir lo obtenido por el JLab, inicialmente utilizamos las aceptancias reportadas en [1],  $\pm 3$  mrad para los ángulos en el plano de reacción y  $\pm 6$  para lo ángulos fuera del plano, además de  $dp/p = \pm 0,06$  para los momentos. Generamos múltiples cinemáticas utilizando los parámetros del experimento como valores centrales y variamos aleatoriamente en torno a estos según las aceptancias mencionadas para calcular las secciones eficaces junto con los valores de  $E_m$  y  $P_m$  correspondientes.

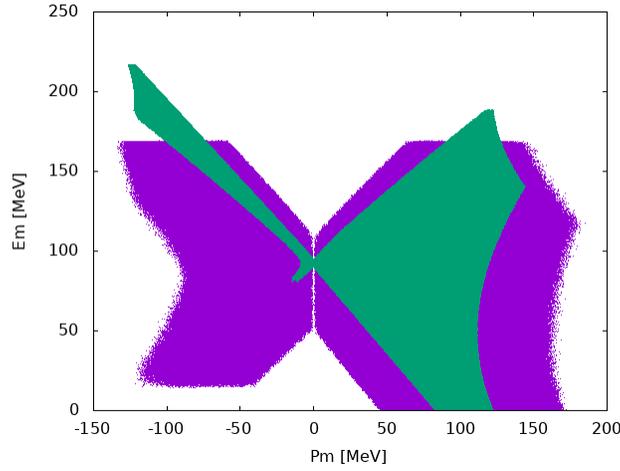


Figura 4.6: Comparación del espacio de fases en Em-Pm

Con esto hicimos cinco histogramas, uno sumando los valores de las secciones eficaces obtenidas en bins de  $E_m$ , otro en bins  $P_m$  y otros tres en bins de  $P_m$  pero ubicados en diferentes cortes de  $E_m$ . El número de bins determinado por la cantidad de puntos de cada gráfica correspondiente, y luego dividiendo cada bin por su ancho respectivo, finalmente se divide todo por la cantidad de puntos totales. Esto no resultó exitoso en absoluto, los resultados estaban muy alejados de lo que queríamos. Para remediar esto nos comunicamos con algunos de los autores para corroborar la información proporcionada en el artículo, que nos contestaron con unos valores corregidos para las aceptancias,  $\pm 30$  mrad para los ángulos sobre el plano, y  $\pm 60$  mrad para los ángulos fuera del plano, además de un  $dp/p$  de  $\pm 0.04$ . En la Fig.(4.10) se ve la gran diferencia entre ambos grupos de aceptancias.

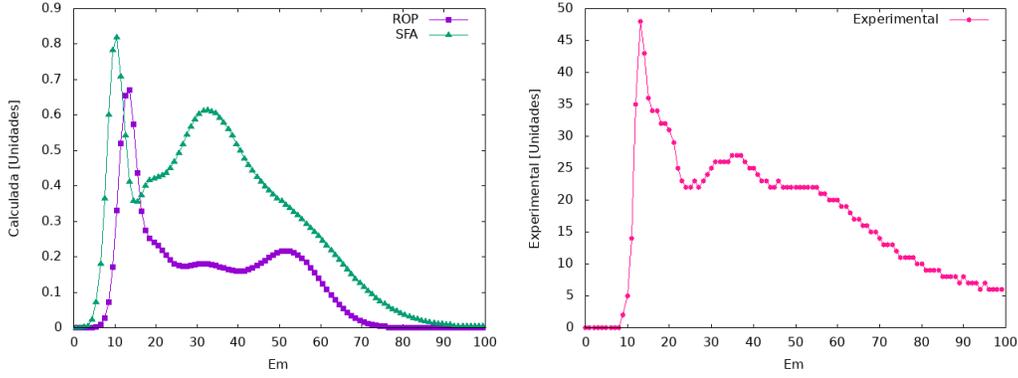


Figura 4.7: Sección eficaz en función de  $E_m$  para el Argón calculada con modelo de la función espectral (SFA) y con modelo con potencial óptico relativista (ROP), comparada con los resultados experimentales.

En la Fig.(4.7) se puede ver que con este método la escala de las secciones eficaces calculadas no concuerdan con la escala de los datos experimentales, sin embargo todas comparten ciertas similitudes en su forma. Si bien el resultado con el ROP y el experimento son los más parecidos entre sí, los tres resultados comparten también algunas características como la ubicación de sus diferentes picos. Se ve que la función espectral usada en el SFA sobrestima la sección eficaz en la capaz más internas. Además de eso la cola de la sección eficaz medida se extiende a energías más altas que en nuestros dos cálculos, hasta más de 100 MeV, por lo que se necesitaría agregar un fondo más amplio que tome en cuenta esto o mecanismos de reacción más allá del DWIA.

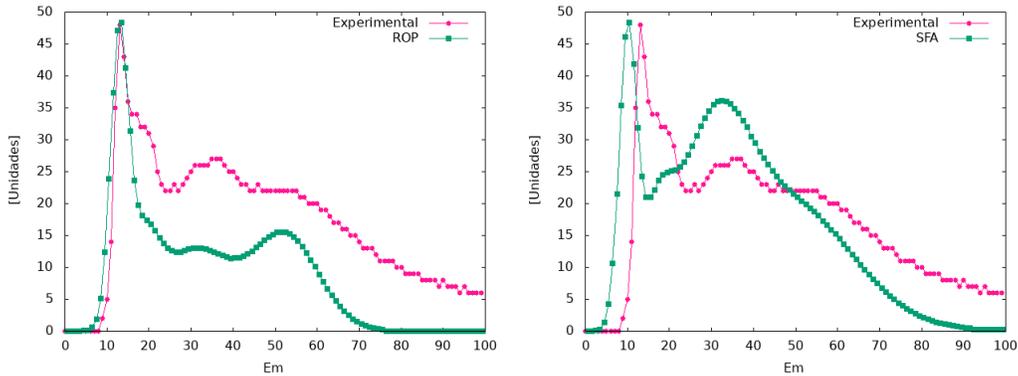


Figura 4.8: Comparación de secciones eficaces ROP y SFA reescaladas con la medida.

En la Fig(4.8) se compara la sección eficaz ROP y la SFA con la experimental reescalando de forma que sus máximos coincidan, aquí se ve claramente que el primer pico de nuestro cálculo ROP coincide con el de la medición mientras que el de SFA está desplazado hacia la izquierda. Esto y el hecho de que los picos tienen una proporción distinta respecto a los medidos indica que la función espectral utilizada no tiene una distribución en  $E_m$  realista y debería utilizarse otra, como la usada en el ROP.

Pasa algo similar para la sección eficaz en función de  $P_m$ , en este caso las escalas tampoco coinciden pero tienen formas aún más parecidas. Una diferencia importante es que nuestros resultados tienen sus picos desplazados hacia la derecha respecto al de

los resultados de JLab, además que nuestra sección eficaz se hace cero para  $P_m = 0$ , a diferencia de los resultados experimentales que toma valores mayores que cero desde  $P_m = -40$  MeV hasta  $P_m = 150$  MeV.

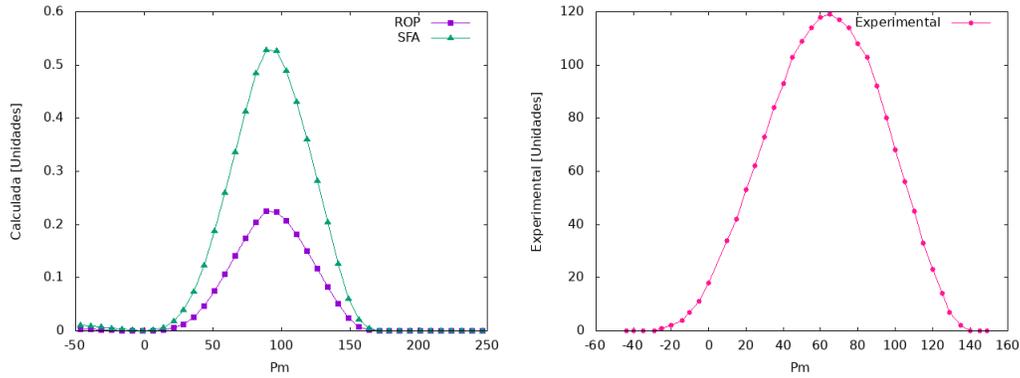


Figura 4.9: Sección eficaz en función de  $P_m$  para el Argón calculada con modelo de la función espectral (SFA) y con modelo con potencial óptico relativista (ROP), comparada con los resultados experimentales.

Para indagar un poco sobre la razón de esta diferencia podemos ver la Fig.(4.10) donde está el espacio de fases  $E_m - P_m$  para la cinemática y aceptancias dadas. Se puede ver claramente una franja en la que no se encuentra ningún punto del espacio de fases que es  $P_m = 0$ . Esto explica el resultado de la sección eficaz en función de  $P_m$ , como no hay puntos a lo largo de  $P_m = 0$ , la sección eficaz será cero en esta posición. Esto es indicio de que las aceptancias proporcionadas por los autores no son las correctas ya que sus resultados experimentales no concuerdan con las cinemáticas posibles con las aceptancias utilizadas.

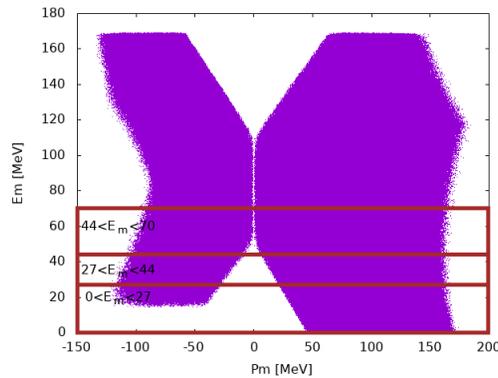


Figura 4.10: Espacio de fases de  $E_m$ - $P_m$  para la cinemática y aceptancias dadas

Lo mismo ocurre cuando se comparan los resultados para los diferentes cortes en  $E_m$  en la Fig.(4.11). El experimento tiene valores no cero de la sección eficaz para  $P_m = 0$  en todos los cortes, y así como en la situación anterior, al ver las franjas correspondientes a los cortes en la Fig.(4.10), no hay puntos en cero ni en algunas áreas alrededor de cero por lo que la sección eficaz debería ser cero en esas zonas.

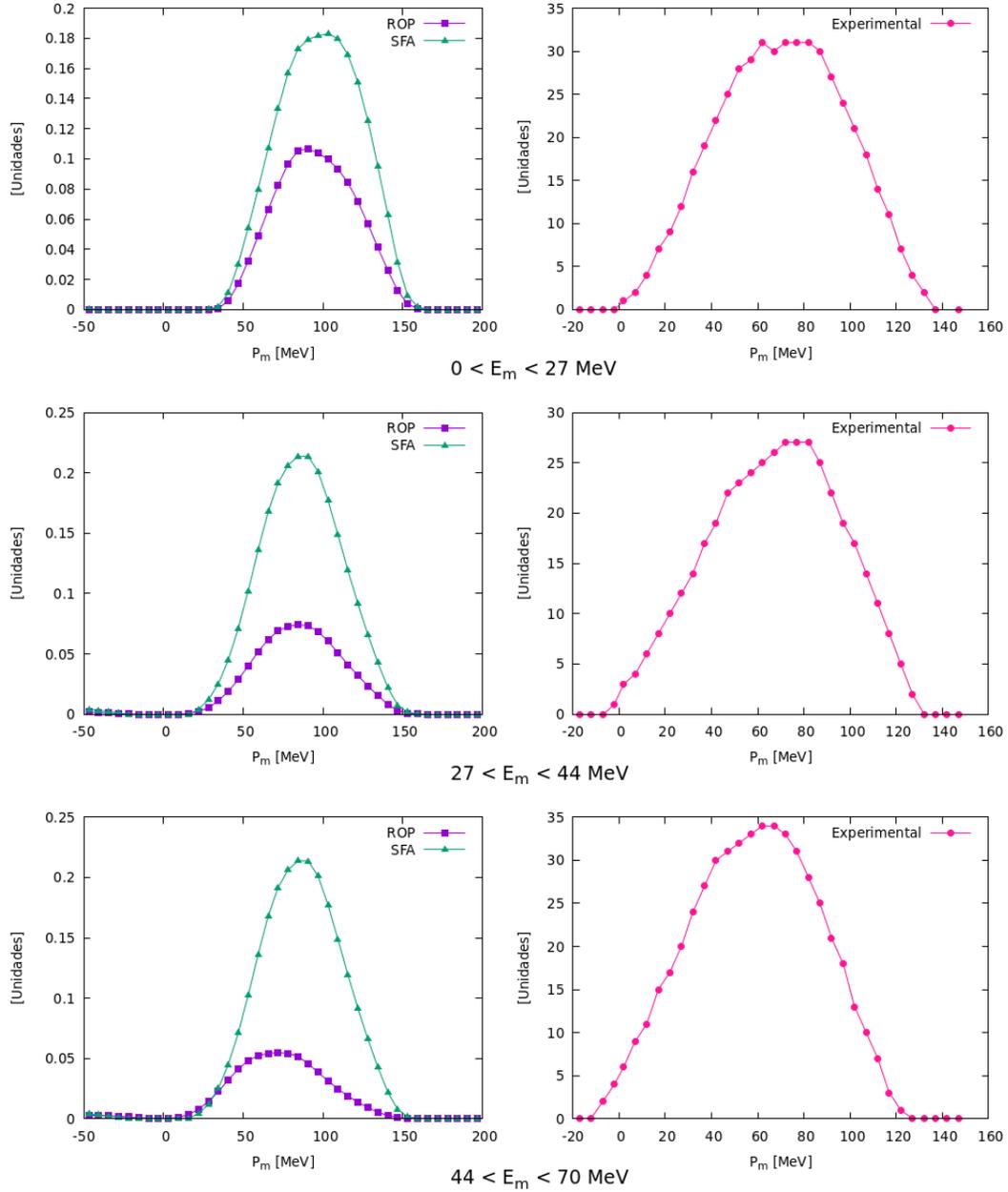


Figura 4.11: Resultados de la sección eficaz en función de  $P_m$  obtenidos con ambos modelos comparados con los resultados experimentales para diferentes cortes en  $E_m$

### 4.2.1. Cálculos con Montecarlo

Para intentar resolver los problemas respecto a la escala del cálculo anterior, calculamos las mismas secciones eficaces pero utilizando un Montecarlo basado en el método de aceptar-rechazar. En la Fig.(4.12) se puede ver que el problema de la escala sigue estando presente, esta siendo más grandes los resultados calculados. Ocurre una situación similar al método anterior en las que el ROP presenta una estructura similar a la de las mediciones pero sobrestimando en gran medida la contribución del pico inicial, mientras que el SFA sobrestima las contribuciones de los picos en el medio.

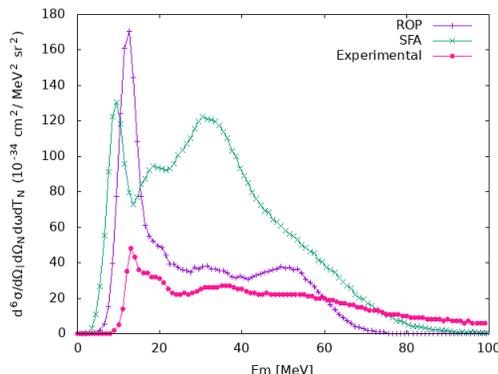


Figura 4.12: Sección eficaces en función de  $E_m$  para el Argón calculada utilizando método Montecarlo comparada con los resultados experimentales.

Por otro lado, en la Fig.(4.13) se tiene la sección eficaz en función de  $P_m$ , aquí la escala está mucho mejor controlada, la altura del pico del SFA es bastante parecido al medido, mientras que el resultado con el ROP está alrededor de 40 % más bajo, lo que se debe a que hay contribuciones de otros canales presentes en la medición que no se toman en cuenta en el modelo de ROP usado.

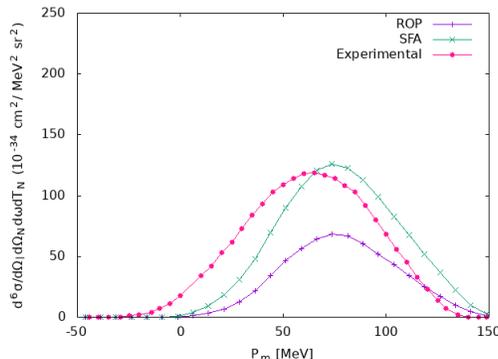


Figura 4.13: Sección eficaz en función de  $P_m$  para el Argón calculada utilizando método Montecarlo comparada con los resultados experimentales.

Es claro que sigue ocurriendo lo mismo que antes ya que la cinemática sigue siendo igual, independientemente de la forma en la que se calculó la sección eficaz, por lo que esta sigue siendo cero alrededor de  $P_m = 0$ , a diferencia de los experimentos que sí lo presentan. Igualmente en la Fig.(4.14) donde se comparan las secciones eficaces en

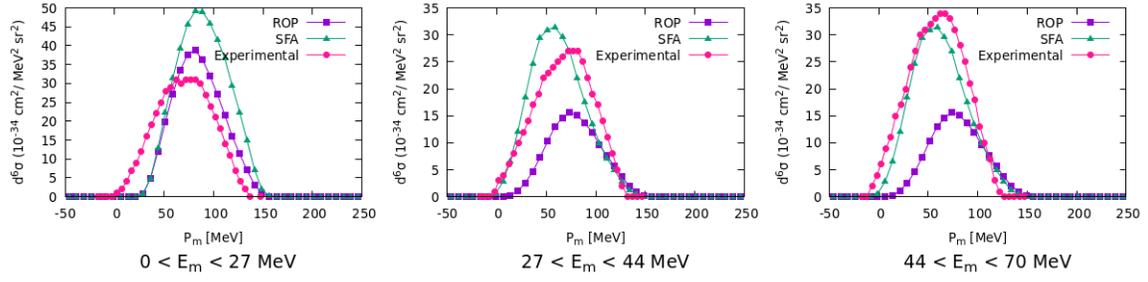


Figura 4.14: Resultados de la sección eficaz en función de  $P_m$  obtenidos con ambos modelos comparados con los resultados experimentales para diferentes cortes en  $E_m$

función de  $P_m$  para los diferentes cortes en  $E_m$ , aunque las escalas y las formas siguen pareciéndose, tenemos los resultados desplazados hacia la derecha y sin componentes alrededor de  $P_m = 0$ .

# Capítulo 5

## Conclusión

La importancia de conocer la estructura nuclear del argón para los futuros experimentos de neutrinos es indudable, ya que el hecho de que este sea el componente principal de los detectores de DUNE hace que conocer su respuesta frente a las interacciones con neutrinos sea necesaria para reducir en la mayor medida posible las incertidumbres asociadas al desconocimiento de esto. Una de las herramientas más importantes para poder conocer la estructura y comportamiento de los núcleos son los experimentos de dispersión de electrones, que bajo ciertas condiciones nos dan acceso a la llamada función espectral, la cual nos da información acerca de como está distribuido el momento y la energía de los nucleones dentro del núcleo más del modelo capas. Si bien la función espectral deja de ser una propiedad intrínseca del núcleo a la hora de utilizar modelos un poco más realistas para este tipo de experimentos, esta sigue siendo un buena fuente de información sobre las propiedades del núcleo estudiado. En este trabajo calculamos la sección eficaz diferencial para un proceso de dispersión exclusiva de electrones ( $e, e'p$ ) en el régimen cuasi-elástico utilizando un modelo basado en la función espectral y otro modelo basado en un potencial óptico relativista, con lo cual se esperaba reproducir las mediciones experimentales del Jlab [1]. Utilizamos también dos formas de calcular estas secciones eficaces, un tanto problemática respecto a las escalas obtenidas y otra utilizando un Montecarlo de aceptación-rechazo que controlaba un poco mejor el problema de las escalas. A lo largo del trabajo encontramos que existen inconsistencias con los parámetros experimentales presentados por el JLab ya que las aceptancias reportadas en [1] estaban lejos de dar resultados congruentes con los presentados. Consultamos con algunos de los autores que nos dieron otros valores para estas aceptancias, que al ser más amplias sí nos dieron resultados más prometedores pero aún así inconsistentes respecto al espacio de fases resultante, específicamente en la presencia de contribuciones a la sección eficaz en  $P_m = 0$  que según la cinemática no debería ocurrir, por lo que creemos que siguen siendo incorrectas estas aceptancias.

# Bibliografía

- [1] L. Gu, D. Abrams, A. M. Ankowski, L. Jiang, B. Aljawrneh, S. Alsalmi, J. Bane, A. Batz, S. Barcus, M. Barroso, O. Benhar, V. Bellini, J. Bericic, D. Biswas, A. Camsonne, J. Castellanos, J.-P. Chen, M. E. Christy, K. Craycraft, R. Cruz-Torres, H. Dai, D. Day, S.-C. Dusa, E. Fuchey, T. Gautam, C. Giusti, J. Gomez, C. Gu, T. Hague, J.-O. Hansen, F. Hauenstein, D. W. Higinbotham, C. Hyde, C. Keppel, S. Li, R. Lindgren, H. Liu, C. Mariani, R. E. McClellan, D. Meekins, R. Michaels, M. Mihovilovic, M. Murphy, D. Nguyen, M. Nycz, L. Ou, B. Pandey, V. Pandey, K. Park, G. Perera, A. J. R. Puckett, S. N. Santiesteban, S. Širca, T. Su, L. Tang, Y. Tian, N. Ton, B. Wojtsekhowski, S. Wood, Z. Ye, and J. Zhang (The Jefferson Lab Hall A Collaboration), [Phys. Rev. C \*\*103\*\*, 034604 \(2021\)](#).
- [2] Q. R. Ahmad (SNO Collaboration), [Phys. Rev. Lett. \*\*89\*\*, 011301 \(2002\)](#).
- [3] R. Davis, D. S. Harmer, and K. C. Hoffman, [Phys. Rev. Lett. \*\*20\*\*, 1205 \(1968\)](#).
- [4] Y. Fukuda *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration), [Phys. Rev. Lett. \*\*81\*\*, 1562 \(1998\)](#).
- [5] Y. Ashie *et al.* (The Super-Kamiokande Collaboration), [Phys. Rev. Lett. \*\*93\*\*, 101801 \(2004\)](#).
- [6] K. (Super-Kamiokande Collaboration), [Phys. Rev. Lett. \*\*110\*\*, 181802 \(2013\)](#).
- [7] M. H. Ahn *et al.* (K2K Collaboration), [Phys. Rev. D \*\*74\*\*, 072003 \(2006\)](#).
- [8] P. Adamson *et al.* (MINOS Collaboration), [Phys. Rev. Lett. \*\*101\*\*, 131802 \(2008\)](#).
- [9] K. Abe *et al.* (T2K Collaboration), [Phys. Rev. Lett. \*\*111\*\*, 211803 \(2013\)](#).
- [10] V. Gribov and B. Pontecorvo, [Physics Letters B \*\*28\*\*, 493 \(1969\)](#).
- [11] Z. Maki, M. Nakagawa, and S. Sakata, [Progress of Theoretical Physics \*\*28\*\*, 870 \(1962\)](#).
- [12] M. Tanabashi *et al.* (Particle Data Group), [Phys. Rev. D \*\*98\*\*, 030001 \(2018\)](#).
- [13] L. Alvarez-Ruso, M. S. Athar, M. Barbaro, D. Cherdack, M. Christy, P. Coloma, T. Donnelly, S. Dytman, A. de Gouvêa, R. Hill, P. Huber, N. Jachowicz, T. Katori, A. Kronfeld, K. Mahn, M. Martini, J. Morfín, J. Nieves, G. Perdue, R. Petti, D. Richards, F. Sánchez, T. Sato, J. Sobczyk, and G. Zeller, [Progress in Particle and Nuclear Physics \*\*100\*\*, 1 \(2018\)](#).

- [14] B. Pontecorvo, *Sov. Phys. JETP* **6**, 429 (1957).
- [15] C. Giunti and C. W. Kim, *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics* (Oxford University Press, 2007).
- [16] R. Acciarri *et al* and DUNE Collaboration, “Long-baseline neutrino facility (lbnf) and deep underground neutrino experiment (dune) conceptual design report volume 2: The physics program for dune at lbnf,” (2015).
- [17] K. Abe *et al* and Hyper-Kamiokande Proto-Collaboration, *Progress of Theoretical and Experimental Physics* **2015** (2015).
- [18] A. M. Ankowski and C. Mariani, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **44**, 054001 (2017).
- [19] O. Benhar, D. Day, and I. Sick, *Rev. Mod. Phys.* **80**, 189 (2008).
- [20] O. Benhar, N. Farina, H. Nakamura, M. Sakuda, and R. Seki, *Phys. Rev. D* **72**, 053005 (2005).
- [21] A. M. Ankowski and J. T. Sobczyk, *Phys. Rev. C* **77**, 044311 (2008).
- [22] A. M. Ankowski, O. Benhar, and N. Farina, *Phys. Rev. D* **82**, 013002 (2010).
- [23] C. Maieron, M. C. Martínez, J. A. Caballero, and J. M. Udías, *Phys. Rev. C* **68**, 048501 (2003).
- [24] M. C. Martínez, P. Lava, N. Jachowicz, J. Ryckebusch, K. Vantournhout, and J. M. Udías, *Phys. Rev. C* **73**, 024607 (2006).
- [25] M. B. Barbaro, J. A. Caballero, A. De Pace, T. W. Donnelly, R. González-Jiménez, and G. D. Megias, *Phys. Rev. C* **99**, 042501 (2019).
- [26] O. Benhar, *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* **139**, 15 (2005), proceedings of the Third International Workshop on Neutrino-Nucleus Interactions in the Few-GeV Region.
- [27] C. Itzykson and J. B. Zuber, *Quantum Field Theory*, International Series In Pure and Applied Physics (McGraw-Hill, New York, 1980).
- [28] J. J. Kelly, “Nucleon knockout by intermediate energy electrons,” in *Advances in Nuclear Physics*, edited by J. W. Negele and E. Vogt (Springer US, Boston, MA, 2002) pp. 75–294.
- [29] C. Giusti, *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* **139**, 105 (2005), proceedings of the Third International Workshop on Neutrino-Nucleus Interactions in the Few-GeV Region.
- [30] O. Benhar, A. Fabrocini, S. Fantoni, and I. Sick, *Nuclear Physics A* **579**, 493 (1994).
- [31] D. Gross and R. Lipperheide, *Nuclear Physics A* **150**, 449 (1970).

- [32] E. D. Cooper, S. Hama, B. C. Clark, and R. L. Mercer, [Phys. Rev. C \*\*47\*\*, 297 \(1993\)](#).
- [33] A. Meucci, C. Giusti, and F. D. Pacati, [Phys. Rev. C \*\*64\*\*, 014604 \(2001\)](#).
- [34] S. Gardner and J. Piekarewicz, [Phys. Rev. C \*\*50\*\*, 2822 \(1994\)](#).
- [35] J. M. Udías, P. Sarriguren, E. Moya de Guerra, E. Garrido, and J. A. Caballero, [Phys. Rev. C \*\*48\*\*, 2731 \(1993\)](#).
- [36] J. M. Udías and J. R. Vignote, [Phys. Rev. C \*\*62\*\*, 034302 \(2000\)](#).
- [37] H. Dai, M. Murphy, V. Pandey, D. Abrams, D. Nguyen, B. Aljawrneh, S. Alsalmi, A. M. Ankowski, J. Bane, S. Barcus, O. Benhar, V. Bellini, J. Bericic, D. Biswas, A. Camsonne, J. Castellanos, J.-P. Chen, M. E. Christy, K. Craycraft, R. Cruz-Torres, D. Day, S.-C. Dusa, E. Fuchey, T. Gautam, C. Giusti, J. Gomez, C. Gu, T. Hague, J.-O. Hansen, F. Hauenstein, D. W. Higinbotham, C. Hyde, C. M. Jen, C. Keppel, S. Li, R. Lindgren, H. Liu, C. Mariani, R. E. McClellan, D. Meekins, R. Michaels, M. Mihovilovic, M. Nycz, L. Ou, B. Pandey, K. Park, G. Perera, A. J. R. Puckett, S. N. Santiesteban, S. Širca, T. Su, L. Tang, Y. Tian, N. Ton, B. Wojtsekhowski, S. Wood, Z. Ye, and J. Zhang (The Jefferson Lab Hall A Collaboration), [Phys. Rev. C \*\*99\*\*, 054608 \(2019\)](#).