



Estudio sistemático de reacciones de núcleos ligeros
estables débilmente ligados

D. José Luis León García

Tutores:

Dr. Juan Pablo Fernández García

Dr. Marcos Aurelio González Álvarez

Dpto. Física Atómica, Molecular y Nuclear

Facultad de Física

Sevilla, julio de 2019

Índice general

Resumen	1
1. Introducción	3
1.1. Tipos de reacciones nucleares	4
1.2. Potenciales de interacción	6
1.2.1. Potencial de Coulomb	6
1.2.2. Potencial nuclear: modelo óptico	8
1.2.2.1. Potencial fenomenológico: potencial de Woods-Saxon	8
1.2.2.2. Potencial microscópico: potencial de São Paulo	9
1.2.2.3. Resumen de los potenciales ópticos a utilizar	13
1.3. Amplitud de dispersión y sección eficaz	14
1.4. Núcleos ligeros estables débilmente ligados	17
1.5. Experimentos	18
2. Objetivos	21
3. Análisis de modelo óptico	23
3.1. Sistemática para núcleos estables fuertemente ligados	24
3.2. Estudio de la intensidad de la parte imaginaria del potencial óptico	34
3.2.1. Potencial Woods-Saxon interno	34

3.2.2. Potencial Woods-Saxon superficial	39
3.2.3. Potencial de São Paulo	44
3.3. Sensibilidad a variaciones de la densidad de materia nuclear del proyectil .	47
3.3.1. Estudio de la variación de la difusividad de materia nuclear	47
3.3.2. Sensibilidad a distintos modelos de densidad de materia nuclear . .	54
3.4. Estudio de la intensidad de la parte real e imaginaria del potencial óptico .	57
4. Conclusiones	67
Bibliografía	69
Anexo	73

Resumen

Los procesos de reacciones nucleares entre dos núcleos se describen generalmente en términos de sus secciones eficaces. Esta cantidad otorga, esencialmente, una medida de la probabilidad de que ocurra una determinada reacción, y se puede calcular con exactitud a partir de una descripción analítica correcta de la interacción entre ambos núcleos.

Desde el experimento de la dispersión de partículas α en una lámina de oro, realizado por Hans Geiger y Ernest Marsden bajo la dirección de Ernest Rutherford, esta magnitud ha ido cobrando un papel cada vez más significativo en la Física Atómica, Nuclear y de Partículas. Por ello mismo, la sección eficaz de un proceso es uno de los observables más importante.

El presente trabajo estudia, de manera sistemática, secciones eficaces de la dispersión elástica a distintos ángulos de núcleos ligeros estables débilmente ligados: ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ y ${}^{10}\text{B}$; todos ellos usados como proyectil y acelerados contra un mismo blanco pesado, ${}^{120}\text{Sn}$, a energías en torno a sus respectivas barreras de Coulomb.

Así mismo, se analizan las distribuciones angulares de las dispersiones elásticas en el ámbito del modelo óptico, utilizando para ello diferentes modelos de potenciales nucleares: potenciales fenomenológicos de tipo Woods-Saxon y el potencial microscópico de doble convolución de São Paulo (*São Paulo Potential*, SPP). Con distintos modelos teóricos, se estudia la sensibilidad de los datos experimentales con la intensidad del potencial nuclear. Además, utilizando un potencial microscópico, se estudia dicha sensibilidad en función de distintos modelos de densidad de materia nuclear.

Todo esto al objeto de establecer una sistemática para las reacciones con núcleos ligeros

estables débilmente ligados.

Capítulo 1

Introducción

La Física es la rama de la ciencia que estudia la naturaleza, o expresado de otra manera, la sucesión regular de eventos [1]. Como toda disciplina, tiene un grado de especialización en función de su objeto de estudio. Tal es el caso de la Física Nuclear, la cual tiene como finalidad la comprensión del núcleo atómico; sus componentes, su estructura y sus interacciones.

El núcleo atómico, formado por protones y neutrones, se rige por las leyes de la mecánica cuántica, lo cual implica que es posible asociarle una función de onda que describa su estado. En el rango de energías de interés del presente trabajo, comprendido entre 19 y 50 MeV, el núcleo atómico puede ser considerado en la aproximación no relativista, por lo que dicha función de onda cumple la ecuación de Schrödinger, cuya versión independiente del tiempo es:

$$\hat{H}\Psi = E\Psi, \quad (1.1)$$

donde Ψ es la función de onda (en este caso asociada al núcleo atómico), \hat{H} es el hamiltoniano que describe al sistema y E es la energía del mismo. El hamiltoniano es un operador, que descrito en el ámbito de la mecánica cuántica resulta:

$$\hat{H} = \hat{T} + \hat{V}, \quad (1.2)$$

siendo \hat{T} el operador energía cinética y \hat{V} el operador energía potencial, el cual describe el tipo de interacción existente, y de ésta dependerá su forma analítica. Por ejemplo, en el

caso de una partícula libre, al no existir interacción alguna, el operador energía potencial (denominado también como potencial a secas) es cero. En el presente trabajo, todos los operadores se describen en el espacio de coordenadas.

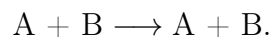
1.1. Tipos de reacciones nucleares

Las reacciones nucleares son procesos en los que un núcleo proyectil A colisiona con un núcleo blanco B para dar lugar a diversos productos. En función de cuáles sean dichos productos, se habla de que ha tenido lugar un tipo de reacción u otro; notar que en un mismo experimento de dispersión pueden ocurrir distintas reacciones nucleares [2]. Existen dos formas de expresar una reacción nuclear:

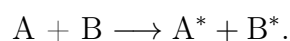
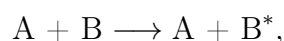
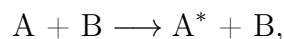
1. $A + B \longrightarrow C + D$,
2. $B(A,C)D$,

siendo C y D los productos de reacción. En función de éstos, se detallan a continuación los distintos tipos o canales de reacción:

- Dispersión elástica: los núcleos proyectil y blanco se dispersan sin que haya cambio en su estructura interna, conservándose así la energía cinética.



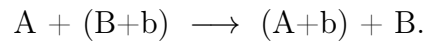
- Dispersión inelástica: el núcleo proyectil y/o el blanco sufren cambios en su estructura interna al ser dispersados.



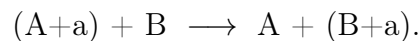
1.1. Tipos de reacciones nucleares

- Reacciones de transferencia: una parte del núcleo proyectil se transfiere al blanco, o viceversa.

- *Pick-up*:

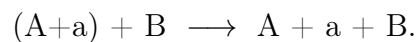


- *Stripping*:

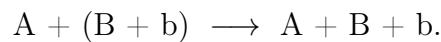


- Reacciones de ruptura: el proyectil o el blanco se fragmentan al producirse la colisión. Los eyectiles pueden poblar estados excitados ligados o no ligados, siendo estos últimos referentes a los estados del continuo de energías del eyectil.

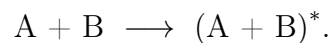
- *Break-up*:



- *Knock-out*:



- Fusión: el proyectil y el blanco se funden para dar lugar a un nuevo núcleo más pesado. Este nuevo núcleo puede nacer en un estado excitado.



Sea cual sea el tipo de reacción producida, en todas ellas se conserva la energía total. Se define el valor Q de una reacción como la cantidad de energía que dicha reacción libera o absorbe del medio [3].

$$Q = (m_r - m_p) c^2 - \varepsilon_p, \tag{1.3}$$

siendo m_r y m_p la masa de los reactivos y de los productos respectivamente, y ε_p la energía de excitación de los productos (notar que no se tienen en cuenta las energías de excitación

de los reactivos porque en un experimento de dispersión resulta altamente complicado mantener proyectil y/o blanco en estados excitados, pero se podría añadir el término correspondiente a la energía de excitación de los reactivos en la ecuación).

Si $Q \geq 0$, la reacción puede producirse sea cual sea la energía del proyectil; se habla entonces de reacción exotérmica. Por contra, si $Q < 0$, la reacción se denomina endotérmica, es decir, se debe superar un umbral de energía para que dicha reacción tenga lugar. En el caso particular de la dispersión elástica, $Q=0$.

Con la finalidad de estudiar las reacciones nucleares y obtener mediante cálculos teóricos sus secciones eficaces, es de vital importancia conocer los potenciales de interacción presentes en dichas reacciones.

1.2. Potenciales de interacción

Las reacciones nucleares se rigen por dos tipos de interacciones: la interacción coulombiana (de largo alcance, figura 1.1) y la interacción nuclear (de corto alcance, figura 1.1), siendo el potencial de interacción resultante la suma algebraica de estas dos interacciones:

$$\hat{V} = \hat{V}_C + \hat{U}_N, \quad (1.4)$$

donde \hat{V}_C es el potencial de Coulomb y \hat{U}_N es el potencial nuclear.

1.2.1. Potencial de Coulomb

La interacción coulombiana es un caso particular de interacción electromagnética, que da cuenta del hecho de que ambos núcleos tienen una determinada carga eléctrica debido a sus protones. La expresión analítica del potencial coulombiano viene dada por:

$$\hat{V}_C = \frac{Z_A Z_B e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad \text{para } r \geq R, \quad (1.5)$$

$$\hat{V}_C = \frac{Z_A Z_B e^2}{8\pi\epsilon_0 R^3} (3R^2 - r^2) \quad \text{para } r < R, \quad (1.6)$$

1.2. Potenciales de interacción

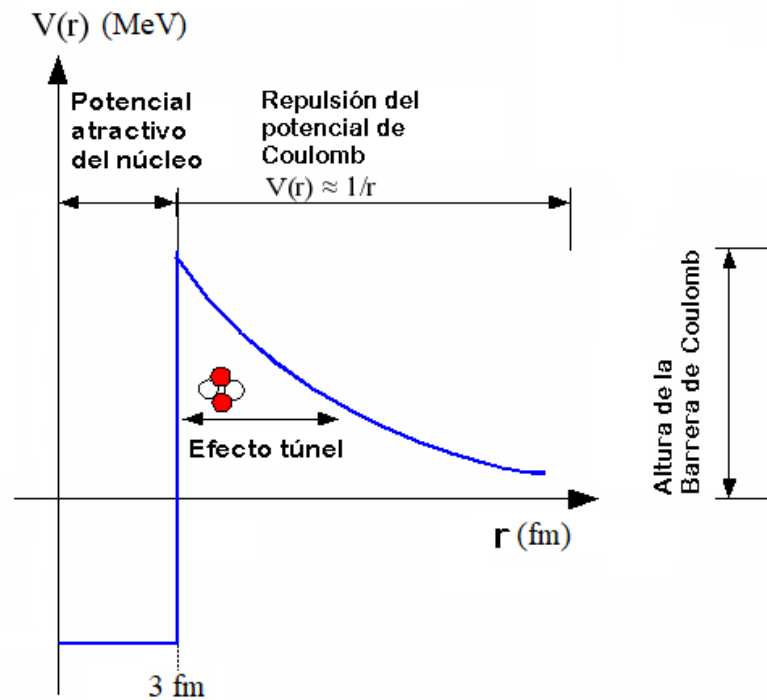


Figura 1.1: Potencial resultante, en primera aproximación, de la interacción entre dos núcleos atómicos, suma del potencial nuclear (más interno) y del coulombiano (más superficial).

donde Z_A y Z_B son los números atómicos de los núcleos A y B, respectivamente; e es la carga eléctrica del protón; ϵ_0 es la permitividad eléctrica en el vacío; R es la suma de los radios nucleares y r es la distancia que separa a ambos núcleos [4,5]. R viene dado por:

$$R = r_0 \left(A_p^{1/3} + A_t^{1/3} \right), \quad (1.7)$$

donde A_p y A_t es el número másico del núcleo proyectil y blanco, respectivamente, y r_0 es el radio reducido. Un valor típico para r_0 es 1.06 fm, derivado de experimentos de dispersión de electrones [6].

Debido a que los núcleos atómicos tienen carga positiva, la interacción coulombiana entre ellos es siempre repulsiva, originándose así la barrera de Coulomb (figura 1.1). En primera aproximación, dicha barrera representa la energía necesaria que debe tener el proyectil incidente para experimentar el potencial nuclear debido al blanco [3].

1.2.2. Potencial nuclear: modelo óptico

La interacción nuclear es una interacción residual, producto de la interacción fuerte entre quarks (constituyentes de los nucleones). Desde mediados del siglo pasado, esta interacción ha sido descrita en el ámbito del modelo óptico (MO). En dicho modelo, el potencial nuclear es un potencial complejo, tal y como se muestra en la ecuación (1.8), capaz de explicar formalmente los diversos fenómenos que pueden ocurrir en una reacción nuclear. El núcleo incidente (el cual puede ser interpretado como una onda) puede ser dispersado, transmitido o absorbido. Estos sucesos son análogos a los fenómenos de la reflexión, refracción y absorción de la luz producidos por un medio material de índice de refracción complejo, de ahí la denominación de modelo óptico. La parte imaginaria del índice de refracción da cuenta de la absorción de la luz; en el caso nuclear, la parte imaginaria del potencial (W_i) describe aquellos fenómenos no elásticos; la existencia de dichos fenómenos genera una absorción en el canal elástico de la reacción nuclear. La parte real del potencial (V_r) representa la interacción nuclear en sí misma [2, 7, 8].

$$\hat{U}_N = \hat{V}_r + i\hat{W}_i. \quad (1.8)$$

Para describir tanto la parte real como la parte imaginaria del potencial nuclear, se emplean formas analíticas tales como potenciales fenomenológicos (por ejemplo, el potencial Woods-Saxon) o potenciales microscópicos, como el potencial de São Paulo [9]. En ambos casos, determinados parámetros nos ayudan a simular de un modo simple la interacción existente y la absorción de flujo elástico, con la finalidad de reproducir los datos experimentales [7].

1.2.2.1. Potencial fenomenológico: potencial de Woods-Saxon

Es la forma analítica más utilizada para describir el potencial óptico, bien la propia función Woods-Saxon o bien sus derivadas (figura 1.2). Un potencial de tipo Woods-Saxon puede describirse mediante:

$$\hat{U}_N(r) = \frac{V_0}{1 + e^{\frac{r-R_r}{a_r}}} + i \frac{W_0}{1 + e^{\frac{r-R_i}{a_i}}}, \quad (1.9)$$

1.2. Potenciales de interacción

donde V_0 y W_0 son las profundidades de la parte real e imaginaria del potencial óptico, R_r y R_i son los radios de la parte real e imaginaria del potencial óptico, a_r y a_i son las difusividades de la parte real e imaginaria, respectivamente, y r la distancia de interacción. Notar que, en el rango de energías de interés, el potencial nuclear es atractivo y elimina flujo del canal elástico, por tanto, V_0 y W_0 son cantidades negativas [10,11].

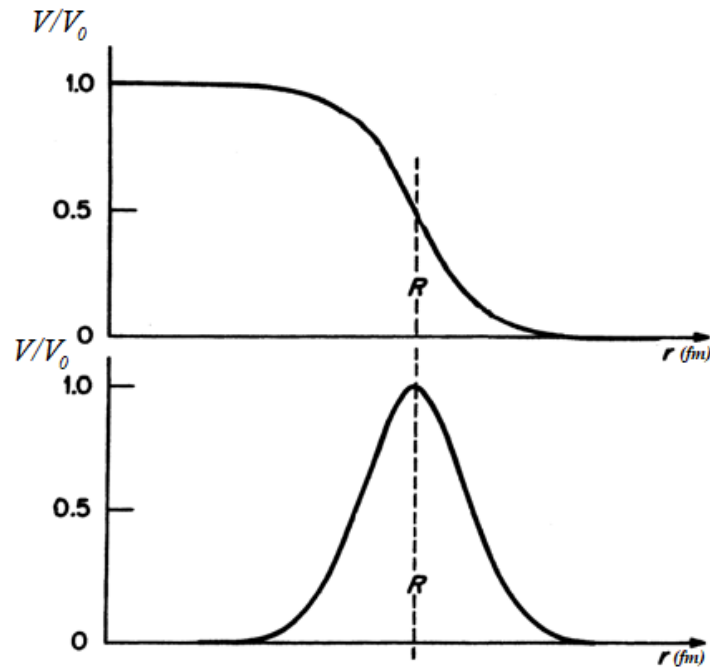


Figura 1.2: Ejemplos de potenciales fenomenológicos tipo Woods-Saxon: arriba se muestra la función Woods-Saxon y abajo su derivada [12].

Los potenciales de tipo Woods-Saxon contienen seis parámetros, descritos en el párrafo anterior, y son determinados con la finalidad de ajustar las predicciones teóricas a los resultados experimentales. Para trabajar de manera más eficiente, primero se investiga la sensibilidad del potencial óptico a la variación de estos parámetros. Generalmente, estos potenciales muestran mayor sensibilidad a variaciones de su difusividad.

1.2.2.2. Potencial microscópico: potencial de São Paulo

Las reacciones nucleares entre núcleos estables son descritas satisfactoriamente por los potenciales microscópicos, obtenidos a partir de la doble convolución de las densidades de

materia y la interacción efectiva nucleón-nucleón [10]. Los potenciales de doble convolución poseen mayor sentido físico que los fenomenológicos. En general, tienen la forma:

$$V_F(r) = \int \int \rho_1(\vec{r}_1)\rho_2(\vec{r}_2)v_{NN}(\vec{r} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2)d\vec{r}_1d\vec{r}_2, \quad (1.10)$$

donde $\rho_i(\vec{r}_i)$ es la densidad de materia del núcleo i referida desde el propio núcleo, \vec{r} es la distancia de interacción y v_{NN} es la interacción efectiva nucleón-nucleón [9].

A la hora de elegir la interacción nucleón-nucleón, hay que tener en cuenta el fenómeno llamado no localidad de Pauli. Es un efecto cuántico no local asociado al intercambio de nucleones entre los núcleos proyectil y blanco, nacido de la naturaleza fermiónica de los nucleones [4, 13]. Para solucionar este problema, se define un potencial local equivalente; en este trabajo se utiliza el potencial de São Paulo (SPP) [10]:

$$V_{SPP}(r) = V_F(r)e^{-4v^2/c^2} = \int \int \rho_1(\vec{r}_1)\rho_2(\vec{r}_2)V_1\delta(\vec{r} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2)d\vec{r}_1d\vec{r}_2e^{-4v^2/c^2}, \quad (1.11)$$

siendo v la velocidad relativa entre el proyectil y el blanco, c la velocidad de la luz en el vacío y $V_1\delta(\vec{r} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2)$ es la interacción nucleón-nucleón, descrita en este caso como una interacción de contacto, con $V_1 = -456$ MeV. Este valor de V_1 ha sido calculado a partir del estudio sistemático sobre datos experimentales de dispersiones elásticas [9, 13, 14].

La densidad de materia del núcleo i puede ser calculada como la doble convolución de la densidad de nucleones por la distribución de materia del nucleón. No obstante, un modelo sencillo para describir la densidad de materia nuclear es el modelo de dos parámetros de Fermi (2pF), el cual supone una densidad isótropa [9, 15]:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r-R_0}{a_m}}}, \quad (1.12)$$

con ρ_0 (densidad central del núcleo), R_0 (radio de la distribución de densidad de materia) y a_m (difusividad de la densidad de materia del núcleo) relacionados mediante la condición de normalización:

$$4\pi \int_0^\infty \rho(r)r^2dr = A. \quad (1.13)$$

1.2. Potenciales de interacción

con A el número másico del núcleo. De esta manera, sólo hay dos parámetros linealmente independientes; esta condición de normalización se emplea para hallar ρ_0 . R_0 se determina imponiendo que su radio cuadrático medio sea igual al obtenido experimentalmente mediante dispersión de electrones [9]. El radio cuadrático medio se define como:

$$r_{rms} = \sqrt{\frac{\int r^2 \rho(r) dr}{\int \rho(r) dr}}, \quad (1.14)$$

resultando R_0 por la sistemática empleada en [9]:

$$R_0 = 1.31A^{1/3} - 0.84 \pm 0.07 \text{ fm}. \quad (1.15)$$

Por otro lado, a_m se calcula a partir de la derivada del logaritmo natural de la densidad de materia en la superficie del núcleo [9]:

$$a_m \simeq - \left. \frac{\rho(r)}{\frac{d\rho(r)}{dr}} \right|_{r=R_0+2fm}. \quad (1.16)$$

Con la sistemática descrita en [9], se obtiene:

$$a_m = 0.56 \pm 0.03 \text{ fm}. \quad (1.17)$$

Los valores obtenidos de las ecuaciones (1.15) y (1.17), al ser sustituidos en la ecuación (1.12), ajustan de una excelente manera las predicciones teóricas y los resultados experimentales de la densidad de materia de una gran variedad de núcleos.

El modelo 2pF resulta de gran utilidad por su sencillez y a la vez reproducibilidad de resultados experimentales y teóricos. No obstante, puede ser un modelo no muy realista al asumir que todos los núcleos atómicos son esféricos. Existen otros modelos, tales como NL3 (*non-linear Lagrangian density 3*) [16] y DDME1 (*density-dependent meson-exchange 1*) [17], los cuales son más realistas y tienen en cuenta distintas propiedades del núcleo como su deformación, característica de los núcleos de ${}^9\text{Be}$ y ${}^{10}\text{B}$. En la tabla 1.1 se presentan los parámetros de deformación cuadrupolar β que se emplean para calcular la densidad de materia de estos dos núcleos, junto con las correspondientes energías de ligadura teóricas y experimentales.

Proyectil	β	$E_{B,teo}$ (± 0.001 MeV)	$E_{B,exp}$ (± 0.001 MeV)
${}^9\text{Be}$	0.807	-57.355	-58.163
${}^9\text{Be}$	0.824	-57.898	-58.163
${}^{10}\text{B}$	0.495	-64.527	-64.749
${}^{10}\text{B}$	0.536	-65.075	-64.749

Tabla 1.1: Parámetros de deformación cuadrupolar de las densidades nucleares de los núcleos ${}^9\text{Be}$ y ${}^{10}\text{B}$. Para cada núcleo, la fila superior corresponde al parámetro de deformación cuadrupolar utilizado para calcular la densidad de materia nuclear en el NL3, mientras que la fila inferior es el utilizado para el modelo DDME1 [18].

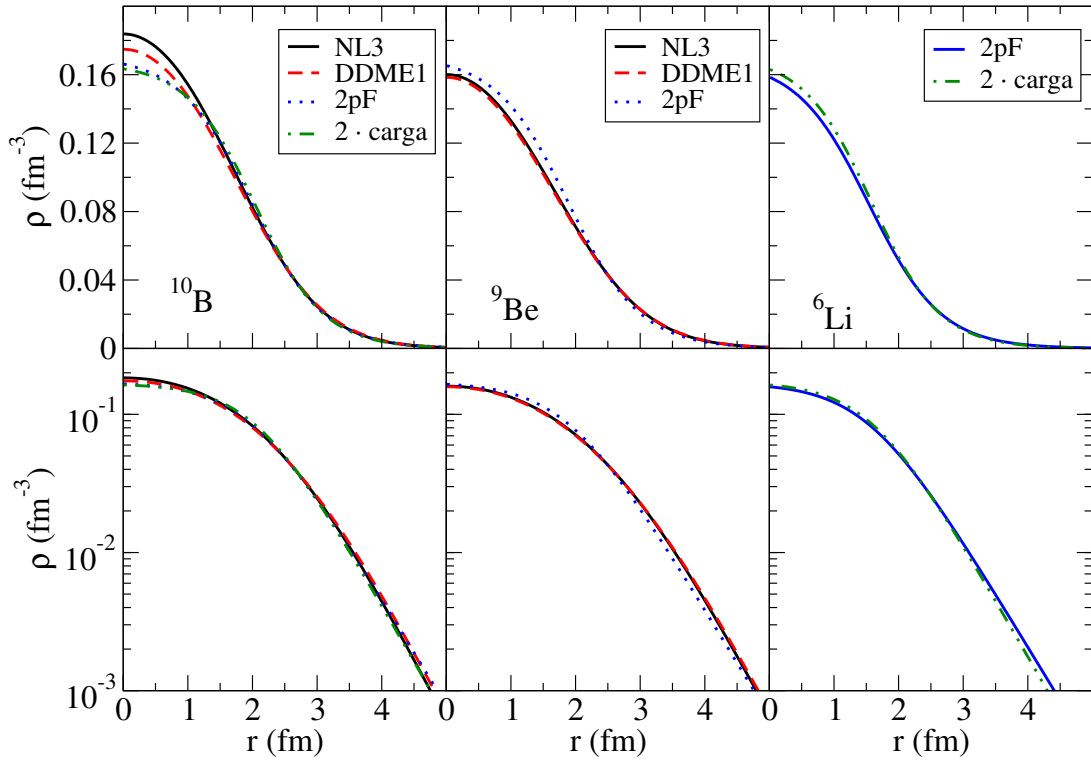


Figura 1.3: Comparación de los modelos de densidad empleados en el presente trabajo (salvo el modelo 2·carga); arriba en escala lineal, abajo en escala semilogarítmica.

En la figura 1.3 se representan, como ejemplo, los distintos modelos mencionados para los núcleos de ${}^9\text{Be}$ y ${}^{10}\text{B}$; además se muestra otro modelo simple de densidad de materia, el modelo descrito en la misma figura como 2·carga, el cual se basa en que protones y neutrones tienen una masa y distribución de ésta iguales (notar que este modelo sólo es

1.2. Potenciales de interacción

válido para núcleos con número másico par). Se observa que todos los modelos son muy similares entre sí, principalmente en la zona más superficial de los núcleos. A energías en torno a la barrera de Coulomb, los datos experimentales de secciones eficaces de dispersión elástica son más sensibles a variaciones de la densidad de materia nuclear en la superficie.

1.2.2.3. Resumen de los potenciales ópticos a utilizar

En [14] se utilizó por primera vez el siguiente modelo de potencial nuclear, el cual emplea la misma geometría para la parte real y para la parte imaginaria del potencial óptico, basándose en la ecuación (1.11) y utilizando como modelo de densidad de materia el modelo 2pF (1.12):

$$\hat{U}_N(r) = N_r V_{SPP}(r) + i N_i V_{SPP}(r), \quad (1.18)$$

siendo N_r y N_i números reales que representan efectos de polarización y absorción de flujo elástico, respectivamente. Los efectos de polarización son responsables de las excitaciones virtuales de los núcleos y su vuelta al estado fundamental [19]. En particular, se emplearon en [14] $N_r = 1.00$ y $N_i = 0.78$; este modelo se denominará de ahora en adelante MO1 (Modelo Óptico 1).

Incluso a energías por debajo de la barrera coulombiana, un canal que puede estar presente en los experimentos de dispersión es fusión, posible por el efecto túnel (penetración de barrera). Al objeto de cuantificar la contribución de fusión a la pérdida de flujo elástico, es común utilizar un potencial interno (figura 1.1) de tipo Woods-Saxon para describir la parte imaginaria del potencial óptico con los siguientes parámetros: $W_0 = -100$ MeV, $r_0 = 1.06$ fm y $a_i = 0.25$ fm [20]. En este estudio, la parte real de dicho potencial viene dada por el potencial de São Paulo, junto con el modelo de dos parámetros de Fermi.

$$\hat{U}_N = V_{SPP} + i \frac{W_0}{1 + e^{\frac{r-R_i}{a_i}}}. \quad (1.19)$$

Se hará referencia al modelo MO2 cuando se emplee la ecuación (1.19) con parámetros típicos de un potencial interno; por contra, se hablará de modelo MO3 al utilizar la misma ecuación pero con parámetros que representen un potencial más superficial.

La sistemática descrita en [14] es válida para describir reacciones con núcleos estables fuertemente ligados. Para estudiar reacciones con otro tipo de núcleos (como los estables débilmente ligados), permitimos variar la norma de la parte imaginaria del potencial óptico en la ecuación (1.18) (este modelo se denominará de ahora en adelante MO4) o variar ambas normas, N_r y N_i , en la misma ecuación (este modelo se denominará MO5).

Dichos potenciales ópticos descritos se utilizan para determinar la amplitud de dispersión y, por tanto, la sección eficaz teórica.

1.3. Amplitud de dispersión y sección eficaz

Una vez que se conoce con precisión el potencial de interacción, se puede resolver la ecuación de Schrödinger, y obtener así la función de onda saliente que describe al núcleo dispersado; la función de onda entrante (correspondiente al núcleo incidente) viene descrita por una onda plana:

$$\Psi_i = B e^{i\vec{k}_0 \vec{r}}, \quad (1.20)$$

con B una constante arbitraria [21]. Tomando la dirección del eje z en la dirección del vector de onda \vec{k}_0 :

$$\Psi_i = B e^{ik_0 z}. \quad (1.21)$$

Si la dispersión es isótropa, la onda dispersada tendrá simetría esférica:

$$\Psi_f = B \frac{e^{ikr}}{r}. \quad (1.22)$$

Sin embargo, en general la amplitud de la onda dispersada tiene una dependencia con la dirección de dispersión, es decir, depende de θ y ϕ . Por lo tanto, viene descrita por:

$$\Psi_f = B f(\theta, \phi) \frac{e^{ikr}}{r}, \quad (1.23)$$

siendo $f(\theta, \phi)$ la amplitud de dispersión. En los experimentos de dispersión, el sistema presenta simetría respecto a la dirección de incidencia, lo cual se traduce en que la función

1.3. Amplitud de dispersión y sección eficaz

de onda es independiente del ángulo azimutal ϕ . Teniendo en cuenta esta simetría, la función de onda total resulta:

$$\Psi(k, \theta) = \Psi_i + \Psi_f = B \left(e^{ik_0z} + f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \right). \quad (1.24)$$

Dicha función de onda puede ser desarrollada como una suma de funciones radiales multiplicadas por polinomios de Legendre:

$$\Psi(k, \theta) = B \sum_l (2l + 1) i^l R_l(k, l) P_l(\cos \theta), \quad (1.25)$$

y de igual manera puede ser expandida la amplitud de dispersión, obteniéndose:

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_l (2l + 1) (S_l - 1) P_l(\cos \theta), \quad (1.26)$$

donde $S_l = e^{2i\delta_l}$ es la matriz de dispersión, y δ_l es el corrimiento de fase de la onda l . En este caso particular, donde el potencial de interacción se compone de un potencial de largo alcance (el coulombiano) y otro de corto alcance (el nuclear), el corrimiento de fase se descompone en uno correspondiente a la interacción coulombiana (sea α_l) y otro correspondiente al nuclear (sea β_l), resultando la amplitud de dispersión:

$$\begin{aligned} f(\theta) &= \frac{1}{2ik} \sum_l (2l + 1) (e^{2i(\alpha_l + \beta_l)} - 1) P_l(\cos \theta) = \\ &= \frac{1}{2ik} \sum_l (2l + 1) e^{2i\alpha_l} (e^{2i\beta_l} - e^{-2i\alpha_l}) P_l(\cos \theta) = \\ &= \frac{1}{2ik} \sum_l (2l + 1) e^{2i\alpha_l} [(e^{2i\beta_l} - 1) + (-e^{-2i\alpha_l} + 1)] P_l(\cos \theta) = \\ &= \frac{1}{2ik} \sum_l (2l + 1) [e^{2i\alpha_l} (e^{2i\beta_l} - 1) + (e^{2i\alpha_l} - 1)] P_l(\cos \theta) = \\ &= f_N(\theta) + f_C(\theta), \end{aligned} \quad (1.27)$$

donde $f_C(\theta)$ es la amplitud de dispersión correspondiente sólo a la interacción coulombiana y $f_N(\theta)$ es una amplitud de dispersión dependiente del potencial coulombiano y del nuclear.

A partir de esta amplitud de dispersión, se puede obtener la sección eficaz diferencial de la siguiente manera [21]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{J_i} \frac{dN}{d\Omega}, \quad (1.28)$$

siendo J_i el flujo de núcleos incidentes y $\frac{dN}{d\Omega}$ el número de núcleos dispersados por elemento de ángulo sólido. El flujo, o corriente, se define como:

$$\vec{J} = \frac{i\hbar}{2m} \left(\Psi \vec{\nabla} \Psi^* - \Psi^* \vec{\nabla} \Psi \right), \quad (1.29)$$

donde m es la masa del núcleo descrito mediante la función de onda Ψ . El flujo de núcleos incidentes se define como:

$$J_i = |B|^2 \frac{\hbar k_0}{m}. \quad (1.30)$$

Ahora bien, el número de núcleos dispersados por ángulo sólido se calcula como:

$$\frac{dN}{d\Omega} = J_f r^2 = |B|^2 \frac{\hbar k}{m} |f(\theta)|^2. \quad (1.31)$$

Por tanto, la sección eficaz diferencial de dispersión se define como:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{k}{k_0} |f(\theta)|^2, \quad (1.32)$$

y teniendo en cuenta que el proceso de interés es la dispersión elástica, $k = k_0$, resulta:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{El} = |f(\theta)|^2, \quad (1.33)$$

La sección eficaz de un determinado suceso otorga una medida acerca de la probabilidad de que ocurra el mismo. En el caso en el que el potencial de interacción sea estrictamente coulombiano y la dispersión sea también elástica, se obtiene la sección eficaz de Rutherford.

Los distintos modelos de potenciales ópticos descritos previamente se particularizan para el núcleo objeto de estudio, se sustituye dicho potencial óptico en la ecuación de Schrödinger (1.1) y, al resolverla y seguir el formalismo descrito en esta sección, se acaba obteniendo la sección eficaz diferencial elástica teórica, por la ecuación (1.33), la cual se acaba comparando luego con la sección eficaz experimental medida en el laboratorio para ese mismo núcleo. En el presente trabajo, los núcleos de interés son: ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ y ${}^{10}\text{B}$; es decir, núcleos ligeros estables débilmente ligados. A continuación, se presentan algunas de sus características más importantes.

1.4. Núcleos ligeros estables débilmente ligados

Como su propio nombre indica, los núcleos ligeros estables débilmente ligados son aquellos núcleos atómicos que no sufren ningún tipo de decaimiento radiactivo, su número másico A es relativamente pequeño (por dar una orientación, del orden de la decena), su energía de ligadura por nucleón es menor que la de sus vecinos, por lo que tienen un umbral de ruptura bajo, y poseen una estructura de clúster [22]. Ejemplos de este tipo de núcleos son el ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ y ${}^{10}\text{B}$; estos cuatro núcleos conformarán el foco de estudio en el presente trabajo. En la tabla 1.2 se recogen las principales características de interés de los cuatro núcleos nombrados.

Núcleo	E_B/A (± 0.001 MeV)	S_{1n} (± 0.001 MeV)	clúster	ε_B (± 0.001 MeV)
${}^6\text{Li}$	5.332	5.660	$\alpha + d$	1.474
${}^7\text{Li}$	5.606	7.251	$\alpha + t$	2.468
${}^9\text{Be}$	6.463	1.574	$\alpha + \alpha + n$	1.574
${}^{10}\text{B}$	6.475	8.437	$\alpha + \alpha + d$	4.461

Tabla 1.2: Breve descripción de los cuatro núcleos objeto de estudio, junto con su energía de ligadura por nucleón (E_B/A), energía de separación de un neutrón (S_{1n}) y umbral de ruptura (ε_B) [18].

El núcleo de ${}^7\text{Li}$ está constituido por el clúster $\alpha + t$. Es uno de los núcleos más pesados formados en el universo primitivo, tras el Big Bang, y en mayor cantidad que el otro isótopo estable de litio, el ${}^6\text{Li}$, compuesto del clúster $\alpha + d$. El ${}^7\text{Li}$ tiene un primer estado excitado a 478 keV, mientras que el del ${}^6\text{Li}$ se encuentra a 2186 keV [18]. Ambos poseen una energía de ligadura por nucleón anormalmente baja; de hecho los isótopos de litio tienen la menor energía de ligadura por nucleón de entre todos los núcleos estables con número atómico Z mayor que tres. Tanto para las reacciones con ${}^6\text{Li}$ como para aquellas que involucran a ${}^7\text{Li}$, se espera que el canal de ruptura sea relevante debido al bajo umbral de ruptura de los clúster [23].

El núcleo de ${}^9\text{Be}$ presenta una estructura de Borromeo, compuesto por dos partículas α y un neutrón débilmente ligado. En este tipo de estructura si uno de los constituyentes se

desliga del clúster, los otros dos se desligan también. Dada la pequeña energía de ligadura del neutrón, este núcleo no presenta ningún estado excitado; se espera que los canales de transferencia y ruptura sean relevantes en las reacciones que involucren a este núcleo [24].

Por último, el núcleo de ^{10}B está compuesto por el clúster $\alpha + \alpha + d$, con un primer estado excitado a 718 keV [18]. En este caso, el umbral de ruptura del clúster es mayor que la de los otros tres núcleos, y puede que el canal de ruptura no sea relevante [22].

Estudiar reacciones que involucran a núcleos ligeros débilmente ligados es un paso crucial para entender mejor la nucleosíntesis primordial y las reacciones nucleares que tienen lugar en las estrellas [24, 25]. Los modelos de estructura de estos núcleos son fundamentales para conocer cómo interaccionan y conocer el porqué de sus abundancias en el universo actual.

Con este fin, se llevaron a cabo medidas experimentales empleando estos núcleos descritos como proyectil y acelerados contra un blanco a energías en torno a sus respectivas barreras de Coulomb. Para todos los proyectiles descritos, el blanco elegido fue ^{120}Sn por ser un núcleo estable, pesado y tener sus dos primeros estados excitados bien separados en energía: 1171 y 2400 keV [18], permitiendo así a los experimentales resolver bien los picos en los espectros. Además, también se consigue resolver los picos correspondientes al primer estado excitado de los núcleos de ^7Li y ^{10}B , resultando éstos entre el pico de dispersión elástica y los picos de excitación del blanco, en sus respectivos espectros.

A continuación, se describen estos experimentos.

1.5. Experimentos

Las medidas de las reacciones $^6\text{Li} + ^{120}\text{Sn}$, $^7\text{Li} + ^{120}\text{Sn}$ y $^{10}\text{B} + ^{120}\text{Sn}$ formaron parte de la campaña experimental E-125 llevada a cabo en el Laboratorio Abierto de Física Nuclear (LAFN) en el Instituto de Física de la Universidad de São Paulo, Brasil. Las medidas realizadas durante dicha campaña fueron: $^6\text{Li} + ^{120}\text{Sn}$ a $E_{\text{LAB}} = 19, 24$ y 27 MeV; $^7\text{Li} + ^{120}\text{Sn}$ a $E_{\text{LAB}} = 20, 22, 24$ y 26 MeV; $^{10}\text{B} + ^{120}\text{Sn}$ a $E_{\text{LAB}} = 31.5, 33.5, 35.0$ y 37.5 MeV. Dichas medidas fueron tomadas gracias al detector SATURN (*Silicon Array based*

1.5. Experimentos

on *Telescopes of USP for Reactions and Nuclear applications*), colocado en la cámara de dispersión, la cual estaba conectada al acelerador pelletron tándem de 8 MV. El sistema de detección SATURN consistía en nueve detectores de barrera de superficie a intervalos de 5°, cubriendo un total de 40° en cada tanda de medida [22, 25].

Por otro lado, los datos experimentales correspondientes a la reacción ${}^9\text{Be} + {}^{120}\text{Sn}$ fueron tomados con una selección de ocho detectores de barrera de superficie, con una separación angular entre cada uno de ellos de 5°. El sistema de detección se encontraba a la salida del acelerador tándem TANDAR de 20 MV en Buenos Aires, Argentina. Las medidas fueron tomadas a $E_{\text{LAB}} = 26.0, 27.0, 28.0, 29.5, 31.0, 42.0$ y 50.0 MeV [24].

Capítulo 2

Objetivos

Como se comentó anteriormente, estudiar las reacciones en las que intervienen núcleos ligeros débilmente ligados y conocer las estructuras de dichos núcleos es un paso fundamental para entender mejor la abundancia de éstos en el universo y cómo estos núcleos interaccionan. En general, los núcleos ligeros estables débilmente ligados tienen un umbral de ruptura bajo y una estructura de clúster. En este escenario, el fenómeno de ruptura puede ocurrir por excitación directa a estados ligados o del continuo tanto del proyectil como del blanco.

Los núcleos ligeros estables débilmente ligados pueden ser producidos sin mayor dificultad en aceleradores convencionales, como los pelletron tándem de Brasil y Argentina anteriormente citados, obteniéndose un haz muy puro, bien colimado, monoenergético y con una alta intensidad. Esta última propiedad resulta muy importante, pues es un ingrediente fundamental para obtener una buena estadística a la hora de analizar los resultados. Naturalmente, en función del tipo de reacción que se quiera estudiar, la estadística de los resultados correspondientes a esa reacción en concreto dependerá del valor de la sección eficaz de dicha reacción. Por este motivo, el canal de reacción más conveniente desde un punto de vista de simplicidad y estadístico es el canal elástico.

El objetivo del presente trabajo es estudiar las distribuciones angulares de dispersión elástica de los núcleos ligeros estables débilmente ligados ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ y ${}^{10}\text{B}$, acelerados contra un mismo blanco pesado, ${}^{120}\text{Sn}$, a energías en torno a las respectivas barreras

coulombianas: $V_B \simeq 21$ MeV para ${}^6,7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$, $V_B \simeq 28$ MeV para ${}^9\text{Be} + {}^{120}\text{Sn}$ y $V_B \simeq 35$ MeV para ${}^{10}\text{B} + {}^{120}\text{Sn}$.

Se analiza la sensibilidad de los datos experimentales a las partes real e imaginaria del potencial óptico y, además, se estudia si efectos de estructura pueden ser importantes a la hora de ajustar distribuciones angulares de dispersión elástica de estos proyectiles débilmente ligados.

Capítulo 3

Análisis de modelo óptico

En este capítulo, se recogen los resultados del estudio sistemático de los núcleos ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ y ${}^{10}\text{B}$ empleando los distintos modelos ópticos descritos en el apartado 1.2.2.3. A modo de resumen y recordatorio, se especifican las ecuaciones que rigen dichos modelos en la siguiente tabla.

Modelo óptico	Ecuación
MO1	$V_{SPP} + i0.78V_{SPP}$
MO2	$V_{SPP} + iW_{fus}$
MO3	$V_{SPP} + iW_{sup}$
MO4	$V_{SPP} + iN_i V_{SPP}$
MO5	$N_r V_{SPP} + iN_i V_{SPP}$

Tabla 3.1: Ecuaciones correspondientes a cada modelo óptico utilizado en el estudio.

Para cada núcleo y modelo óptico estudiado, la ecuación correspondiente a dicho modelo se sustituía en la ecuación de Schrödinger, descrita por la igualdad (1.1), y como resultado final se obtenía la sección eficaz diferencial elástica teórica, derivada de la ecuación (1.33), y se comparaba con los datos experimentales. Tanto la sección eficaz diferencial teórica como la experimental se dividían previamente por la correspondiente sección eficaz diferencial Rutherford.

El convenio de errores y cifras significativas utilizado en la presente memoria es el siguiente: el error de cualquier dato tabulado es de una unidad en la última cifra significativa salvo que se especifique lo contrario; para cálculos realizados mediante fórmulas, se ha realizado una propagación cuadrática de errores. El error se mostrará con dos cifras significativas si el valor es menor de 25; en caso contrario, se mostrará con una sola cifra significativa. Este convenio de errores y cifras significativas se ha mantenido siempre que ha sido posible.

3.1. Sistemática para núcleos estables fuertemente ligados

Como punto de partida, se empleó la sistemática ya establecida en [14] para reacciones con núcleos estables fuertemente ligados: un potencial nuclear descrito por el modelo óptico MO1. Las densidades de materia empleadas en los cálculos venían dadas por la ecuación (1.12) (modelo de dos parámetros de Fermi, 2pF) utilizando los valores obtenidos de (1.15) y (1.17) en dicho modelo. El objetivo era ver cómo se comportaba esta sistemática con núcleos ligeros estables débilmente ligados a energías en torno a sus respectivas barrera de Coulomb.

Como puede observarse en las figuras 3.1 y 3.2, las distribuciones angulares elásticas de los núcleos de ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$ son compatibles con las previsiones teóricas de dicha sistemática establecida. Para ${}^9\text{Be} + {}^{120}\text{Sn}$ (figura 3.3), pese a que se puedan considerar compatibles, queda evidente que hay margen de mejora en el ajuste de los datos experimentales. Para ${}^{10}\text{B} + {}^{120}\text{Sn}$ (figura 3.4) los datos experimentales y los cálculos teóricos son claramente incompatibles. Queda patente la necesidad de probar un modelo distinto de potencial óptico para ajustar los datos experimentales del ${}^9\text{Be}$ [24] y, especialmente, del ${}^{10}\text{B}$ [22, 26], lo cual indica un cambio significativo en el flujo de absorción en comparación con los otros proyectiles débilmente ligados.

3.1. Sistemática para núcleos estables fuertemente ligados

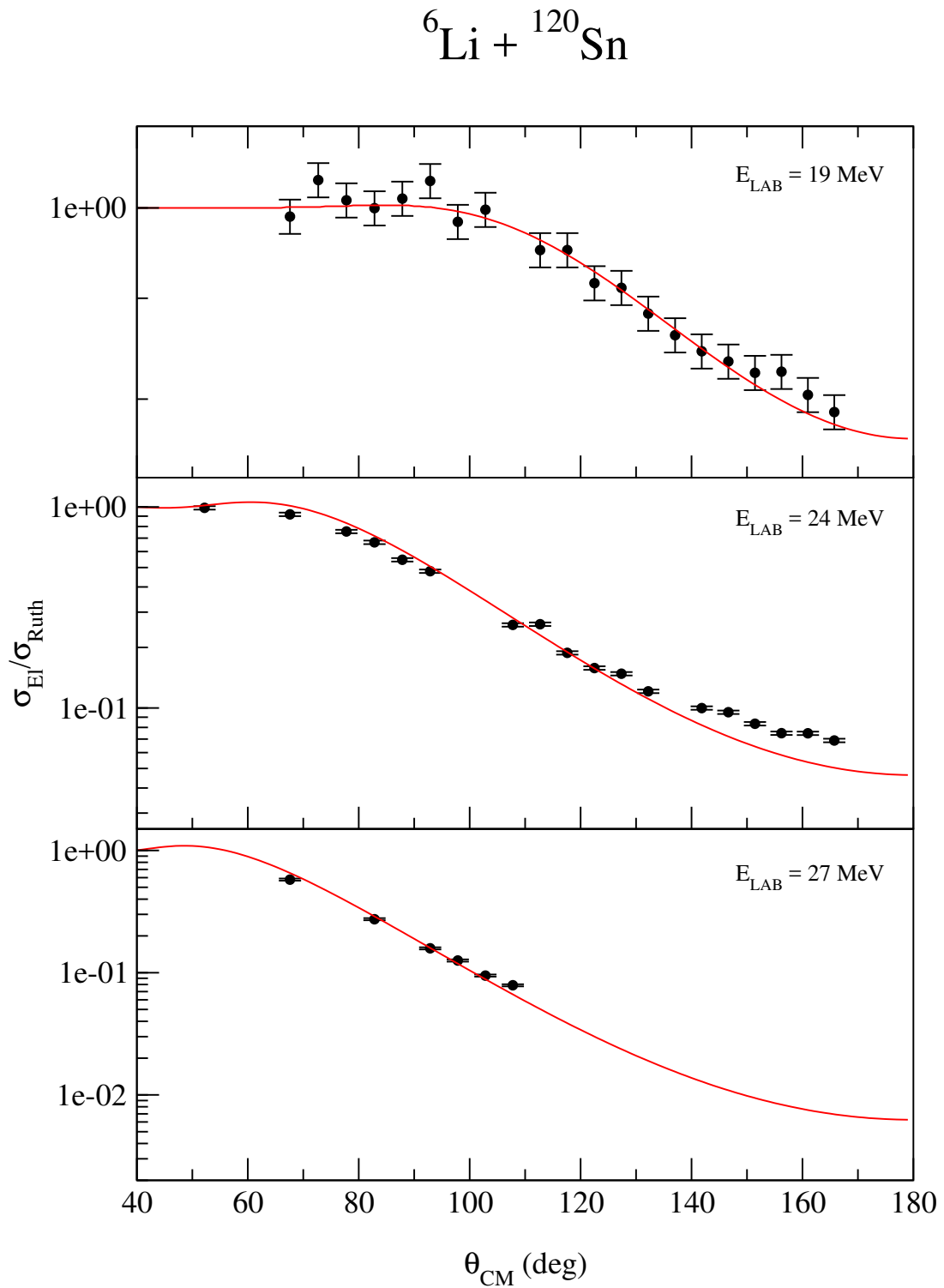


Figura 3.1: Distribución angular experimental y teórica relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso ${}^{120}\text{Sn}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo en el ámbito del modelo MO1.

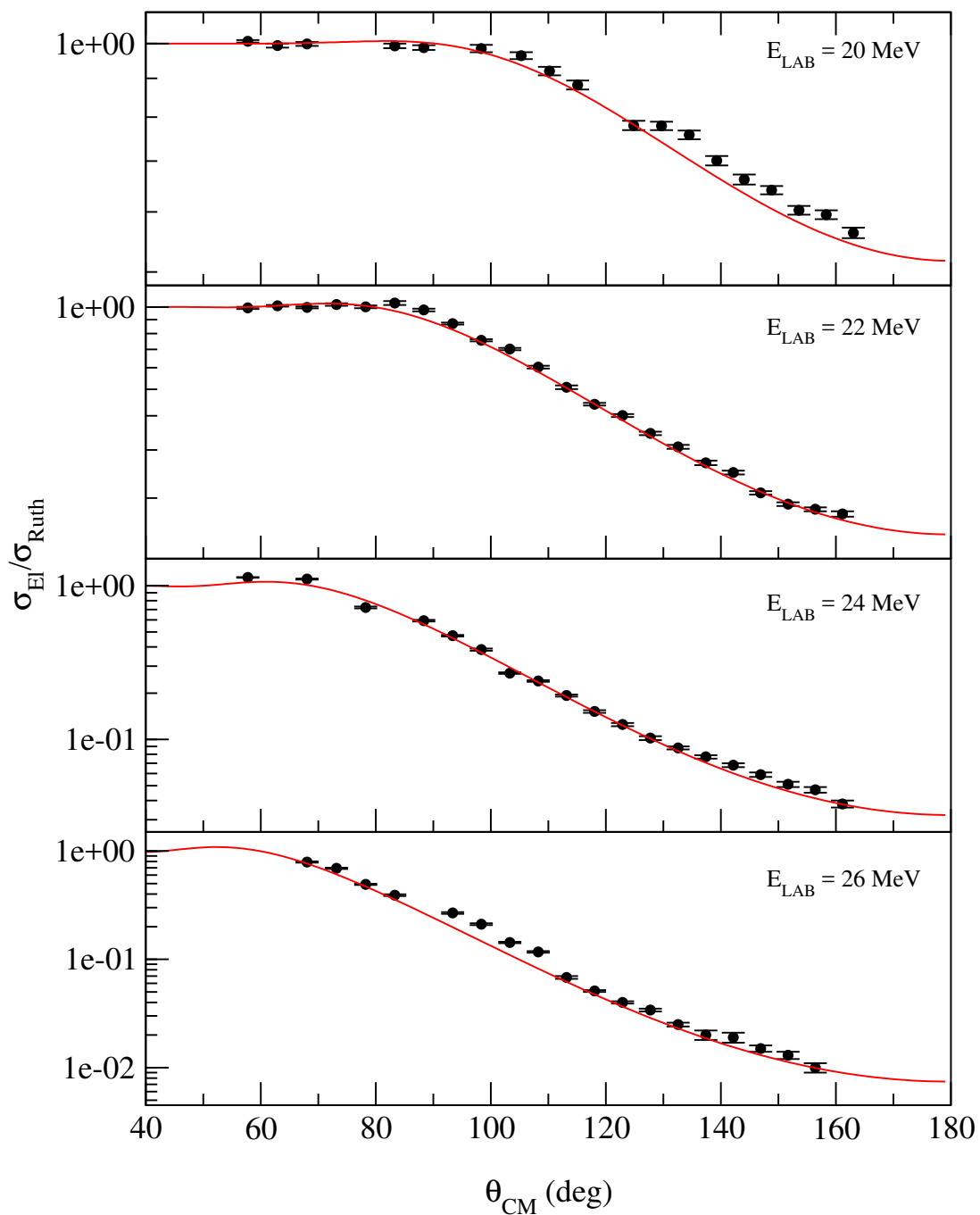
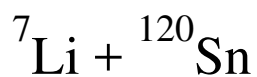


Figura 3.2: Distribución angular experimental y teórica relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso ${}^{120}\text{Sn}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo en el ámbito del modelo MO1.

3.1. Sistemática para núcleos estables fuertemente ligados

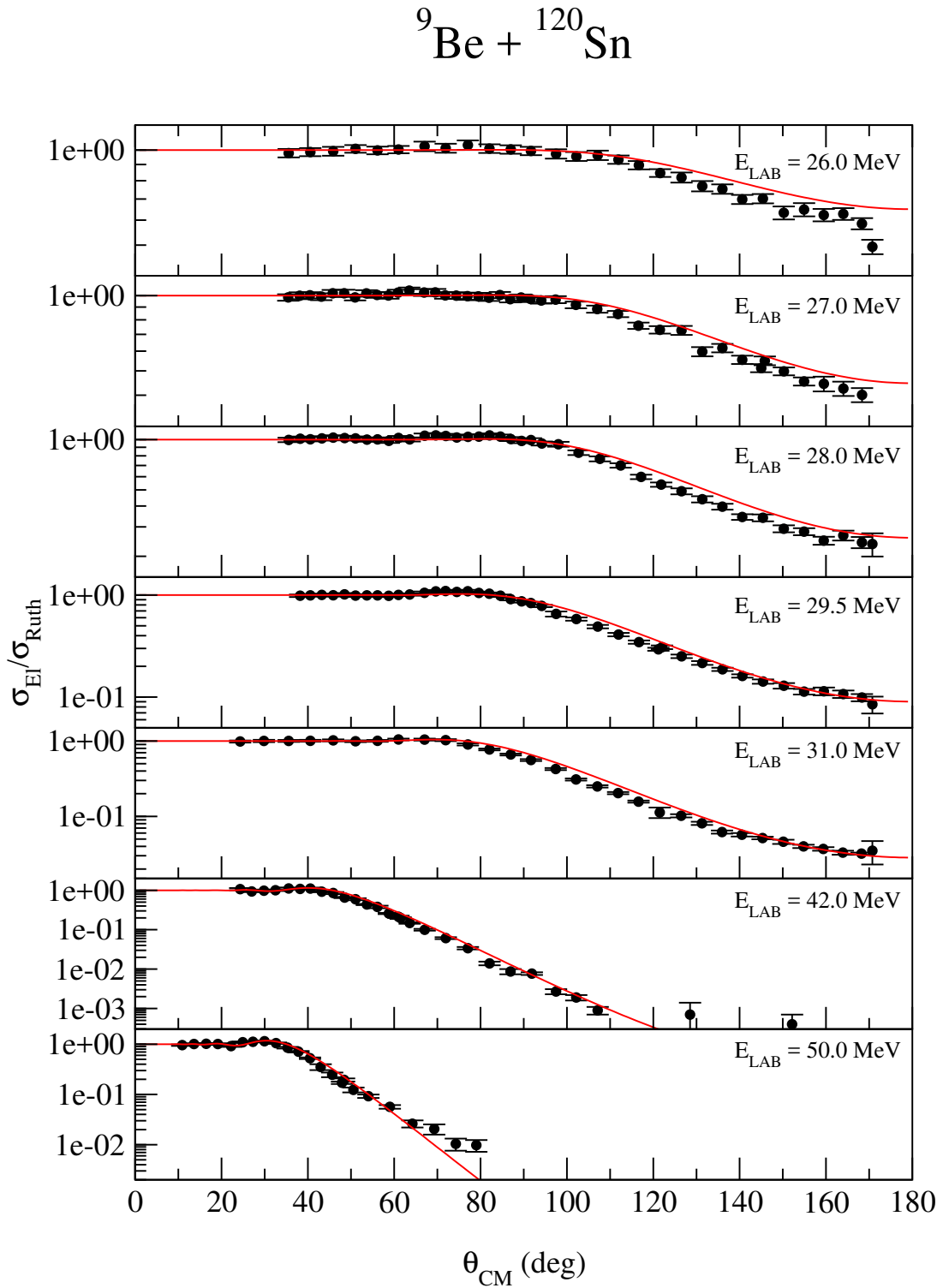


Figura 3.3: Distribución angular experimental y teórica relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso ${}^{120}\text{Sn}({}^9\text{Be}, {}^9\text{Be}){}^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo en el ámbito del modelo MO1.

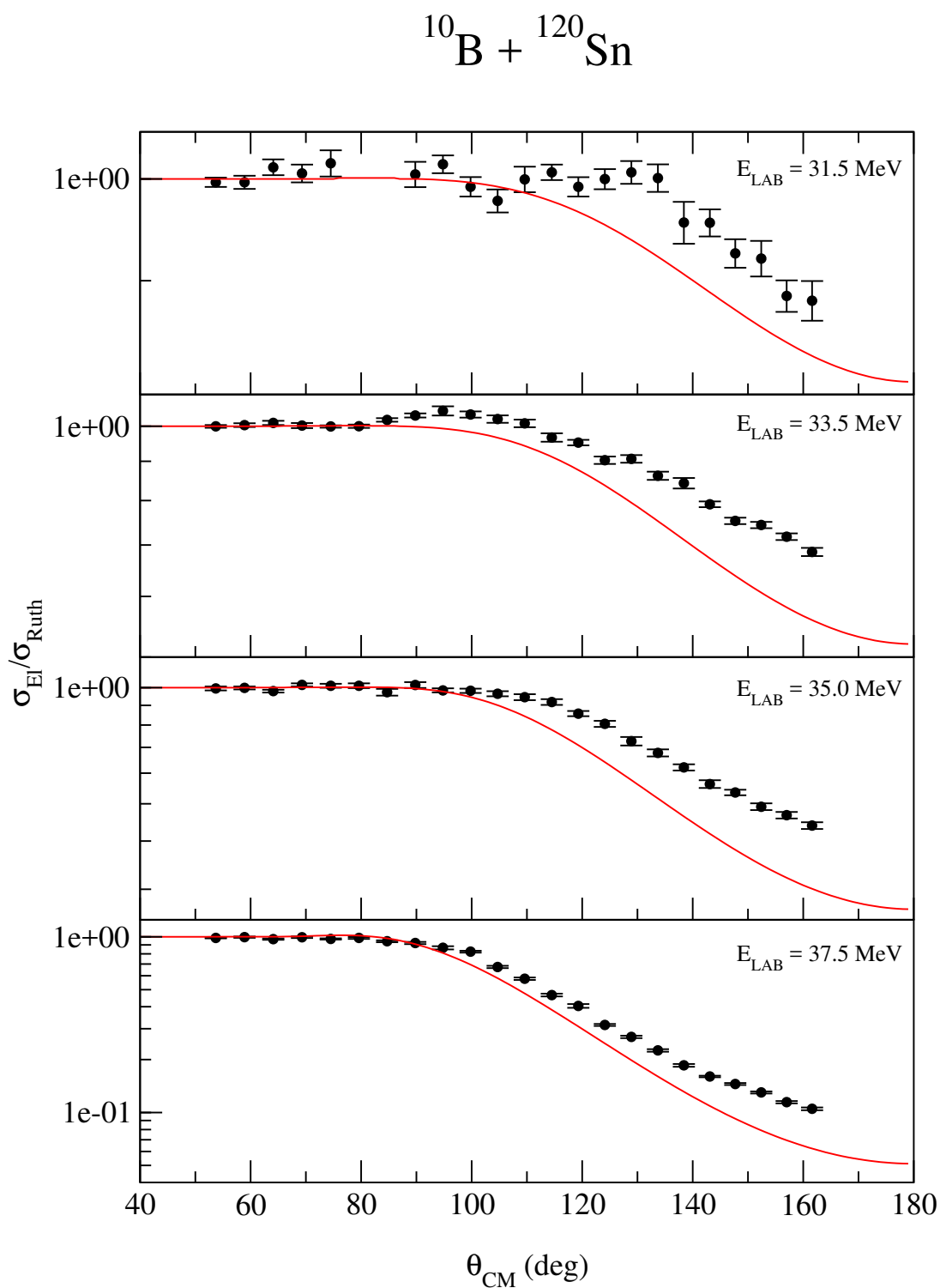


Figura 3.4: Distribución angular experimental y teórica relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso $^{120}\text{Sn}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B})^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo en el ámbito del modelo MO1.

3.1. Sistemática para núcleos estables fuertemente ligados

Seguidamente, se estudió la dependencia de la distribución angular de dispersión elástica con la intensidad de la parte imaginaria del modelo de MO1, variando ésta en $\pm 20\%$. Los resultados de estos cálculos se muestran en las figuras 3.5 - 3.8; la curva verde punteada corresponde a la distribución angular resultante de disminuir la intensidad de la parte imaginaria del potencial un 20% ($N_i = 0.62$), la curva roja continua corresponde al cálculo realizado con $N_i = 0.78$ y la curva azul discontinua al realizado con un aumento de 20% en la parte imaginaria ($N_i = 0.94$). En general, se observa que los datos experimentales de ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ y ${}^9\text{Be}$ muestran compatibilidad con las predicciones teóricas, hecho que no sucede para ${}^{10}\text{B}$.

Dado que el modelo MO1 no era capaz de ajustar los datos experimentales correspondientes al ${}^9\text{Be}$ y, fundamentalmente, al ${}^{10}\text{B}$, se recurrió a estudiar las distribuciones angulares elásticas en el ámbito del modelo MO2, ya que fusión es un canal que siempre puede ocurrir incluso a energías muy por debajo de la barrera de Coulomb. Dicho estudio se muestra en la siguiente sección (página 34).

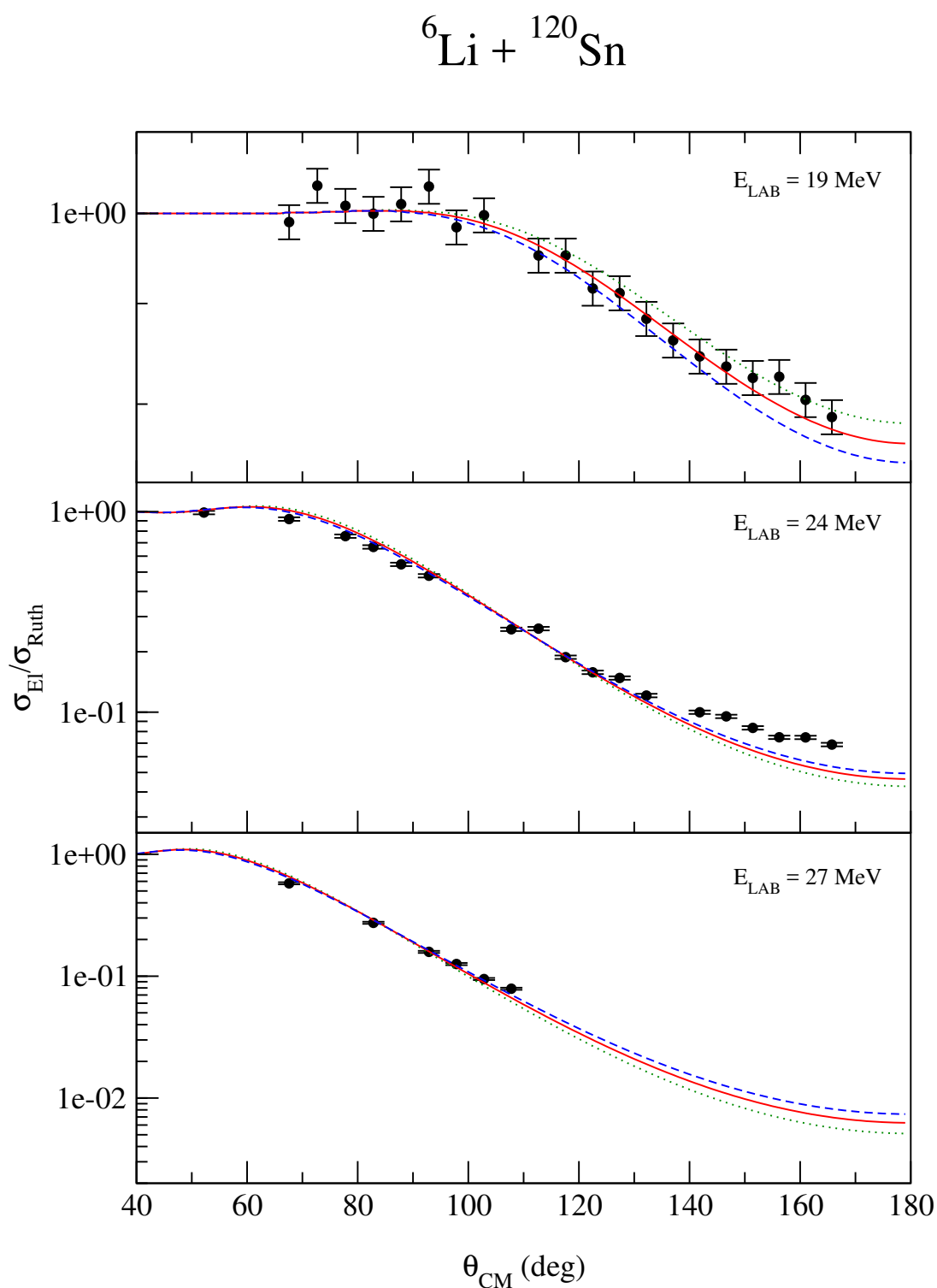


Figura 3.5: Distribución angular experimental y teórica relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso ${}^{120}\text{Sn}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo, variando en $\pm 20\%$ la intensidad de la parte imaginaria en la sistemática MO1.

3.1. Sistemática para núcleos estables fuertemente ligados

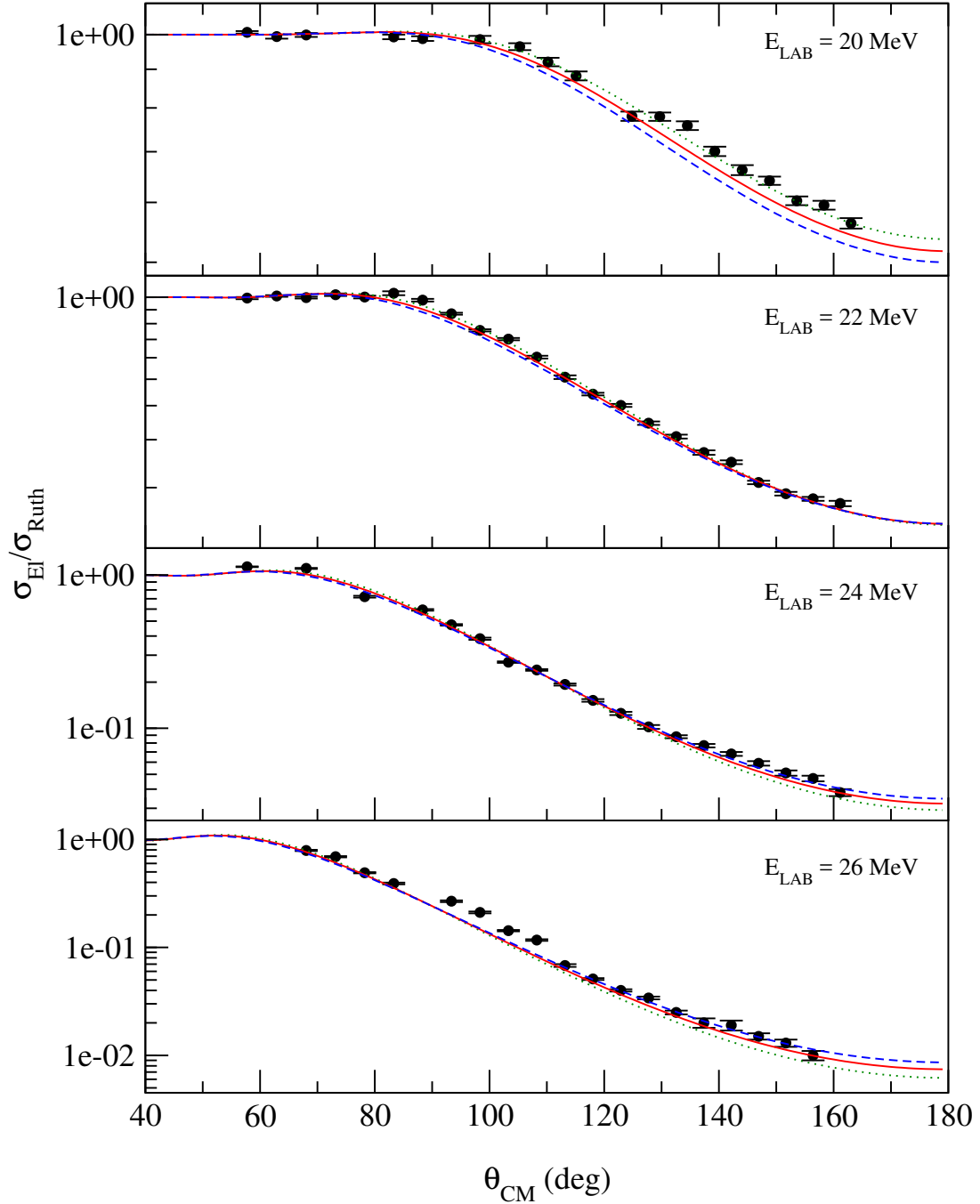
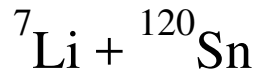


Figura 3.6: Distribución angular experimental y teórica relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso ${}^{120}\text{Sn}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo, variando en $\pm 20\%$ la intensidad de la parte imaginaria en la sistemática MO1.

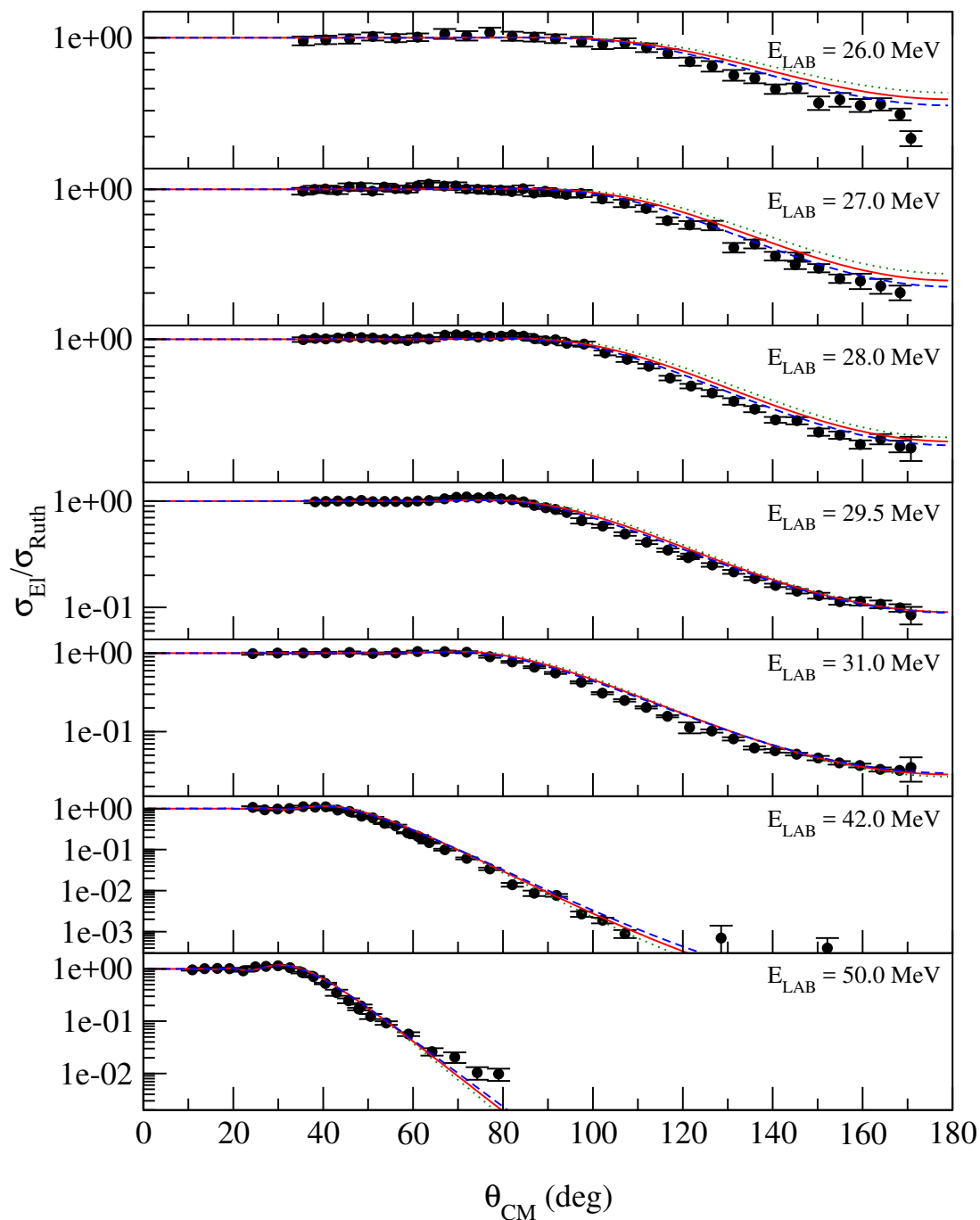
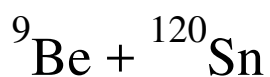


Figura 3.7: Distribución angular experimental y teórica relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso ${}^{120}\text{Sn}({}^9\text{Be}, {}^9\text{Be}){}^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo, variando en $\pm 20\%$ la intensidad de la parte imaginaria en la sistemática MO1.

3.1. Sistemática para núcleos estables fuertemente ligados

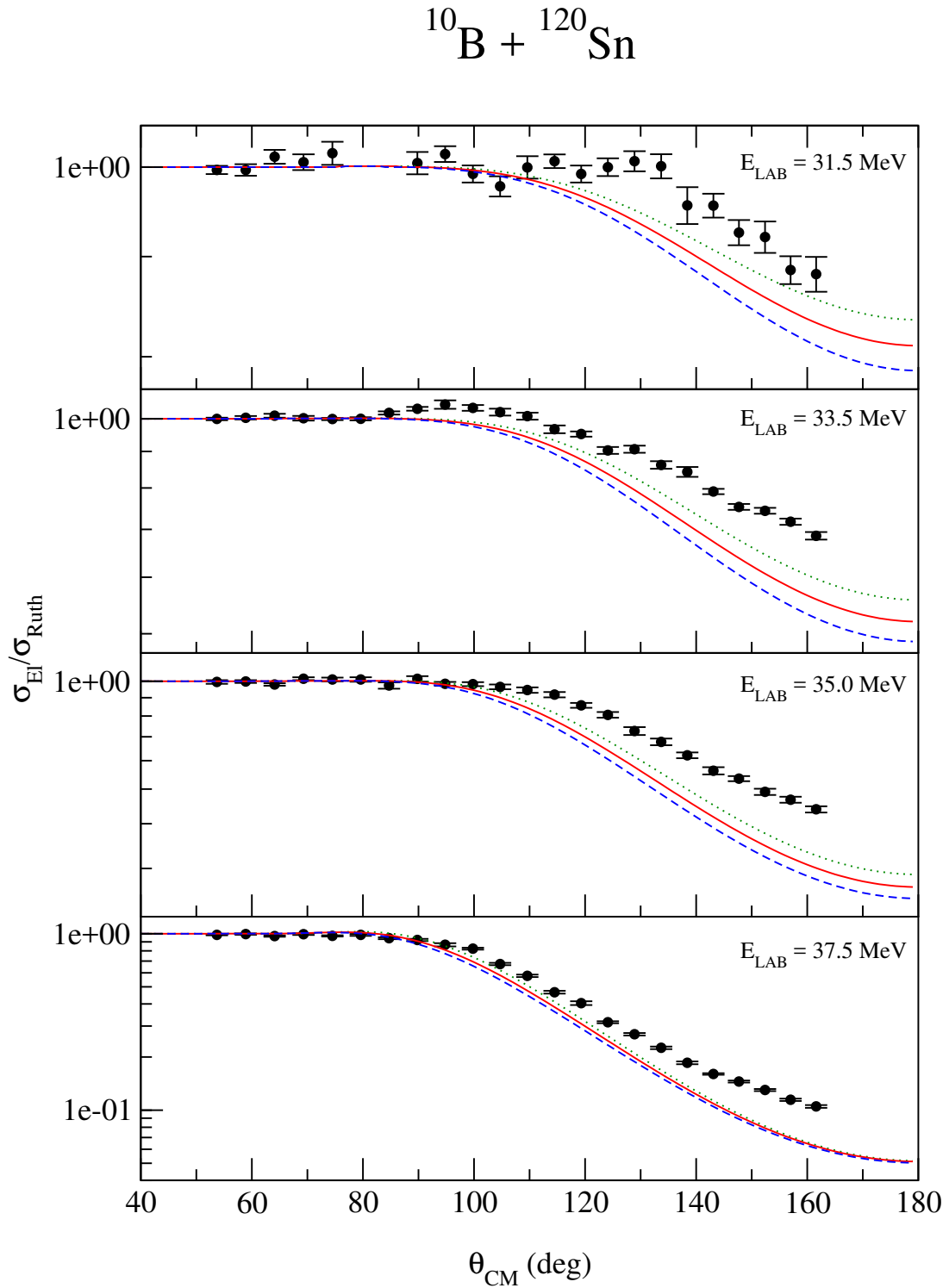


Figura 3.8: Distribución angular experimental y teórica relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso $^{120}\text{Sn}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B})^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo, variando en $\pm 20\%$ la intensidad de la parte imaginaria en la sistemática MO1.

3.2. Estudio de la intensidad de la parte imaginaria del potencial óptico

3.2.1. Potencial Woods-Saxon interno

A continuación, se analizaron los datos experimentales empleando un potencial interno de tipo Woods-Saxon, como el descrito en la ecuación (1.19) (o equivalentemente, trabajando en el ámbito del modelo MO2). El objetivo en esta ocasión fue cuantificar la absorción de flujo elástico debida a reacciones de fusión. Para ello, se utilizaron parámetros típicos de un potencial de fusión: $W_0 = -100$ MeV, $r_0 = 1.06$ fm y $a_i = 0.25$ fm. Los resultados de estos cálculos se compararon, para cada proyectil estudiado, con los resultados del modelo MO1, visualizando así la contribución de fusión en estas reacciones. De la figura 3.9 a la figura 3.12, la curva roja continua representa el cálculo teórico de sección eficaz elástica empleando el modelo MO1, mientras que la curva azul discontinua representa el mismo cálculo pero en el ámbito del modelo MO2, con los parámetros previamente descritos.

Para cada núcleo estudiado, los resultados muestran que la pérdida de flujo elástico no puede ser atribuible exclusivamente a fusión, debe haber otras reacciones nucleares que causen dicha pérdida de flujo elástico, probablemente periféricas. Además, también puede observarse que, a ángulos traseros y a energías por encima de la barrera de Coulomb, la sección eficaz elástica experimental es mayor que la calculada empleando el potencial de fusión, lo cual quiere decir que no fusionan tantos núcleos como predice el modelo. Todo esto se traduce en la presencia de otros procesos periféricos no elásticos, debidos a la acción de un potencial más superficial.

3.2. Estudio de la intensidad de la parte imaginaria del potencial óptico

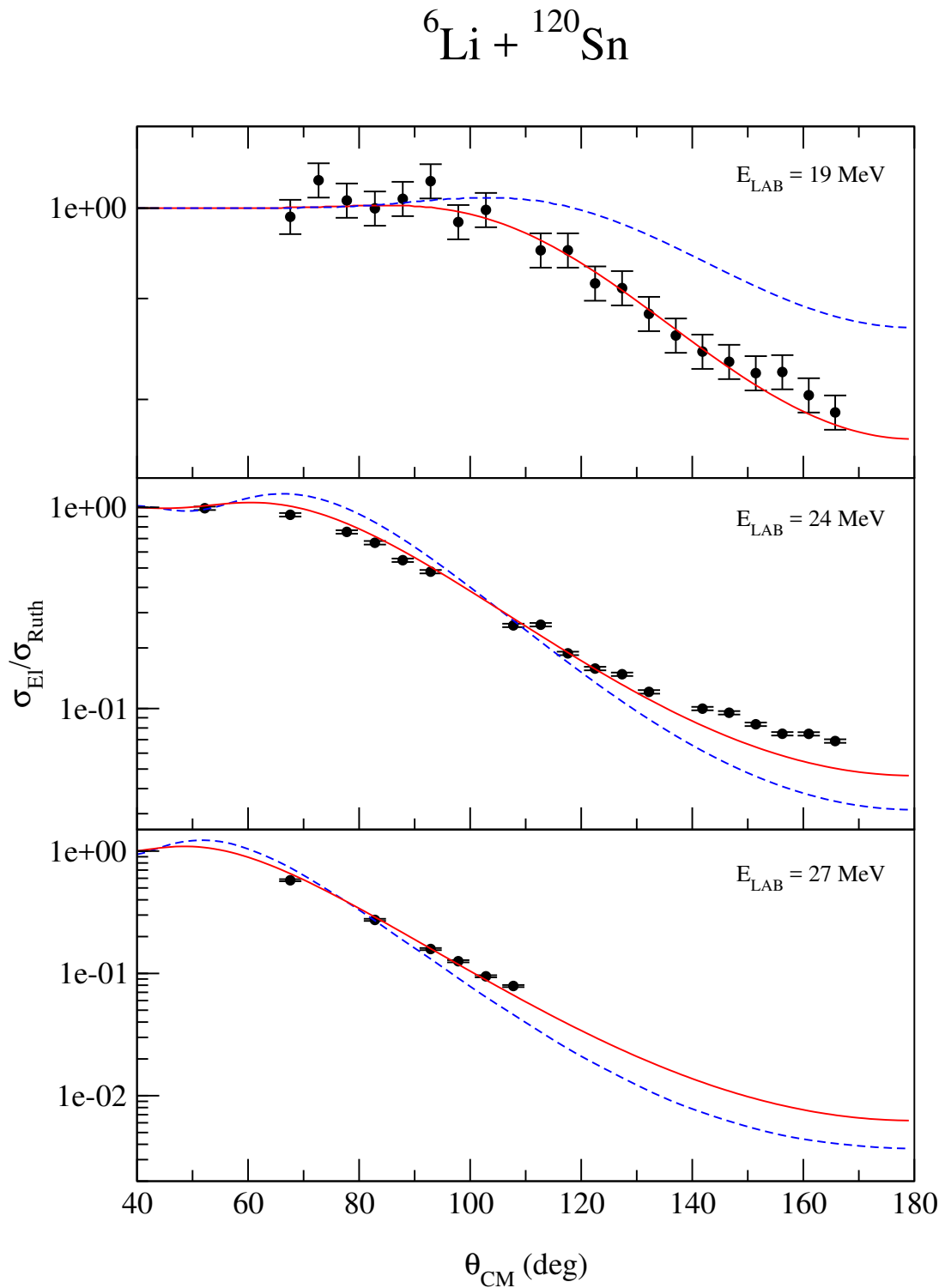


Figura 3.9: Distribución angular experimental relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso ${}^{120}\text{Sn}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo, junto con sus correspondientes predicciones teóricas del modelo MO1 y del modelo MO2.

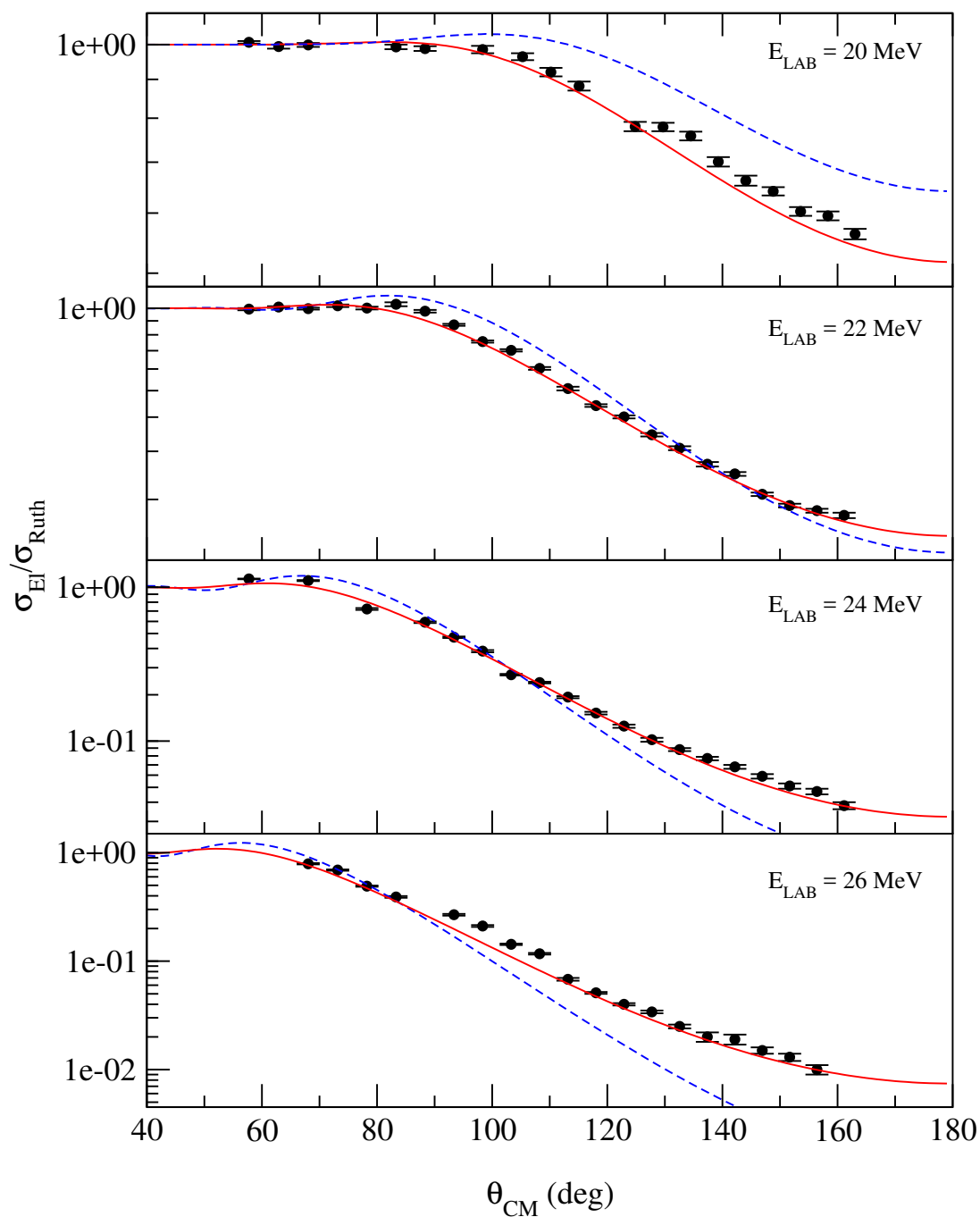
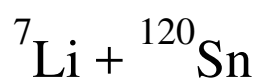


Figura 3.10: Distribución angular experimental relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso ${}^{120}\text{Sn}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo, junto con sus correspondientes predicciones teóricas del modelo MO1 y del modelo MO2.

3.2. Estudio de la intensidad de la parte imaginaria del potencial óptico

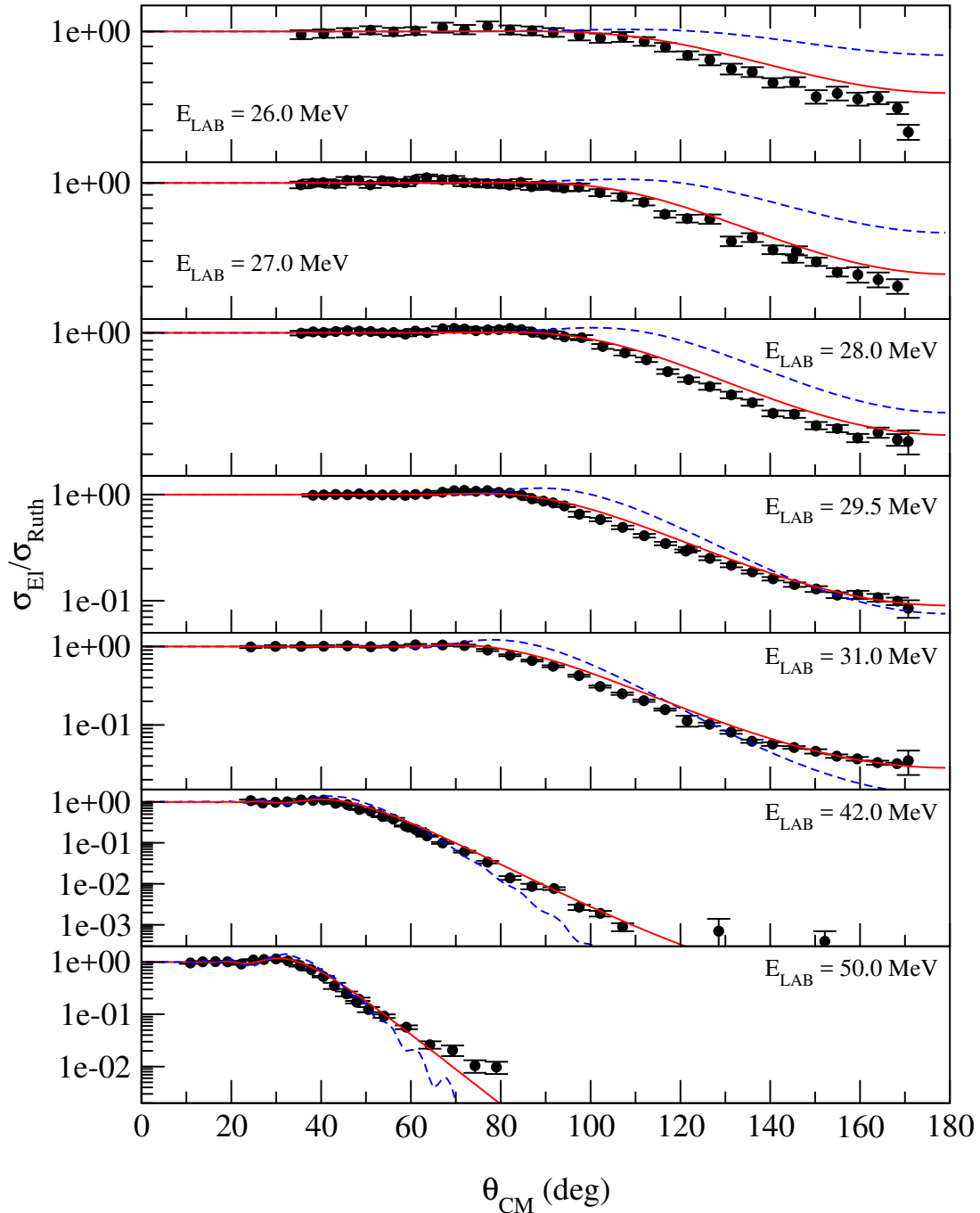
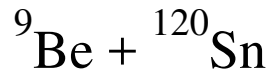


Figura 3.11: Distribución angular experimental relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso ${}^{120}\text{Sn}({}^9\text{Be}, {}^9\text{Be}){}^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo, junto con sus correspondientes predicciones teóricas del modelo MO1 y del modelo MO2.

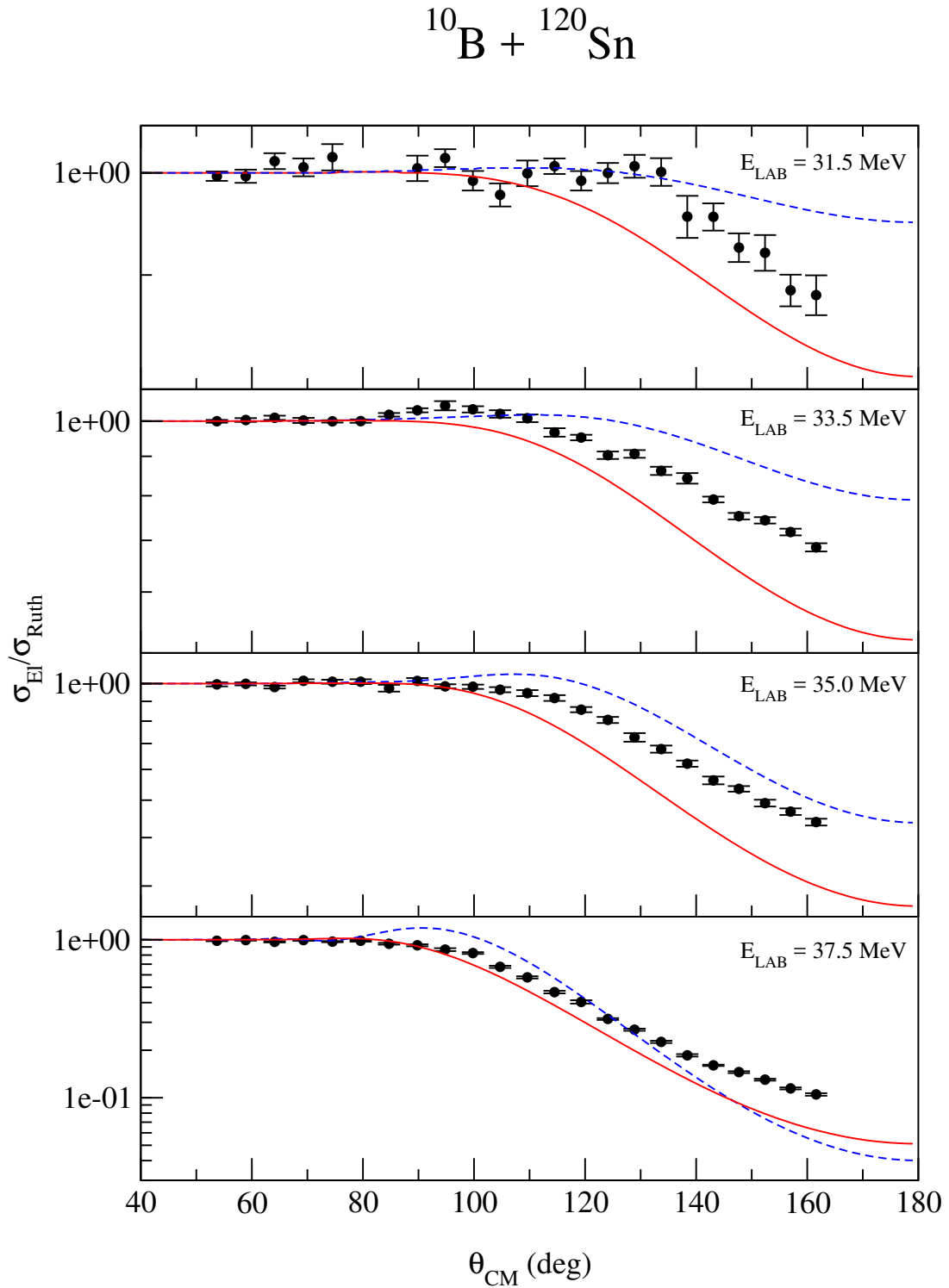


Figura 3.12: Distribución angular experimental relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso $^{120}\text{Sn}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B})^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo, junto con sus correspondientes predicciones teóricas del modelo MO1 y del modelo MO2.

3.2. Estudio de la intensidad de la parte imaginaria del potencial óptico

3.2.2. Potencial Woods-Saxon superficial

Posteriormente, mediante la herramienta SFRESCO, subrutina del código FRESCO [27], se obtuvieron las parejas de parámetros (W_0 , a_i) que mejor ajustaban los datos experimentales (ver tabla 3.2), manteniendo $r_0 = 1.06$ fm. Los valores óptimos de la difusividad del potencial, \bar{a}_i , fueron obtenidos ponderando cada valor de la difusividad por su correspondiente valor de χ^2 . Sustituyendo los parámetros obtenidos en la ecuación (1.19), se obtuvieron las distribuciones angulares teóricas de dispersión elástica; la finalidad de estos cálculos fue verificar la conclusión obtenida anteriormente: la interacción nuclear entre ambos núcleos es más superficial, y los resultados de estos cálculos muestran este hecho. Estos resultados se engloban dentro del modelo etiquetado como MO3 y se representan en las figuras 3.13 - 3.16 por la curva roja continua.

Proyectil	Parámetros parte imaginaria
${}^6\text{Li}$	$W_0 = -120$ MeV $a_i = 0.62 - 0.66$ fm $\bar{a}_i = 0.65$ fm
${}^7\text{Li}$	$W_0 = -120$ MeV $a_i = 0.62 - 0.66$ fm $\bar{a}_i = 0.65$ fm
${}^9\text{Be}$	$W_0 = -30$ MeV $a_i = 0.65 - 0.71$ fm $\bar{a}_i = 0.67$ fm
${}^{10}\text{B}$	$W_0 = -65$ MeV $a_i = 0.41 - 0.46$ fm $\bar{a}_i = 0.44$ fm

Tabla 3.2: Parámetros obtenidos mediante la herramienta SFRESCO para ajustar las distintas distribuciones angulares elásticas de cada núcleo proyectil.

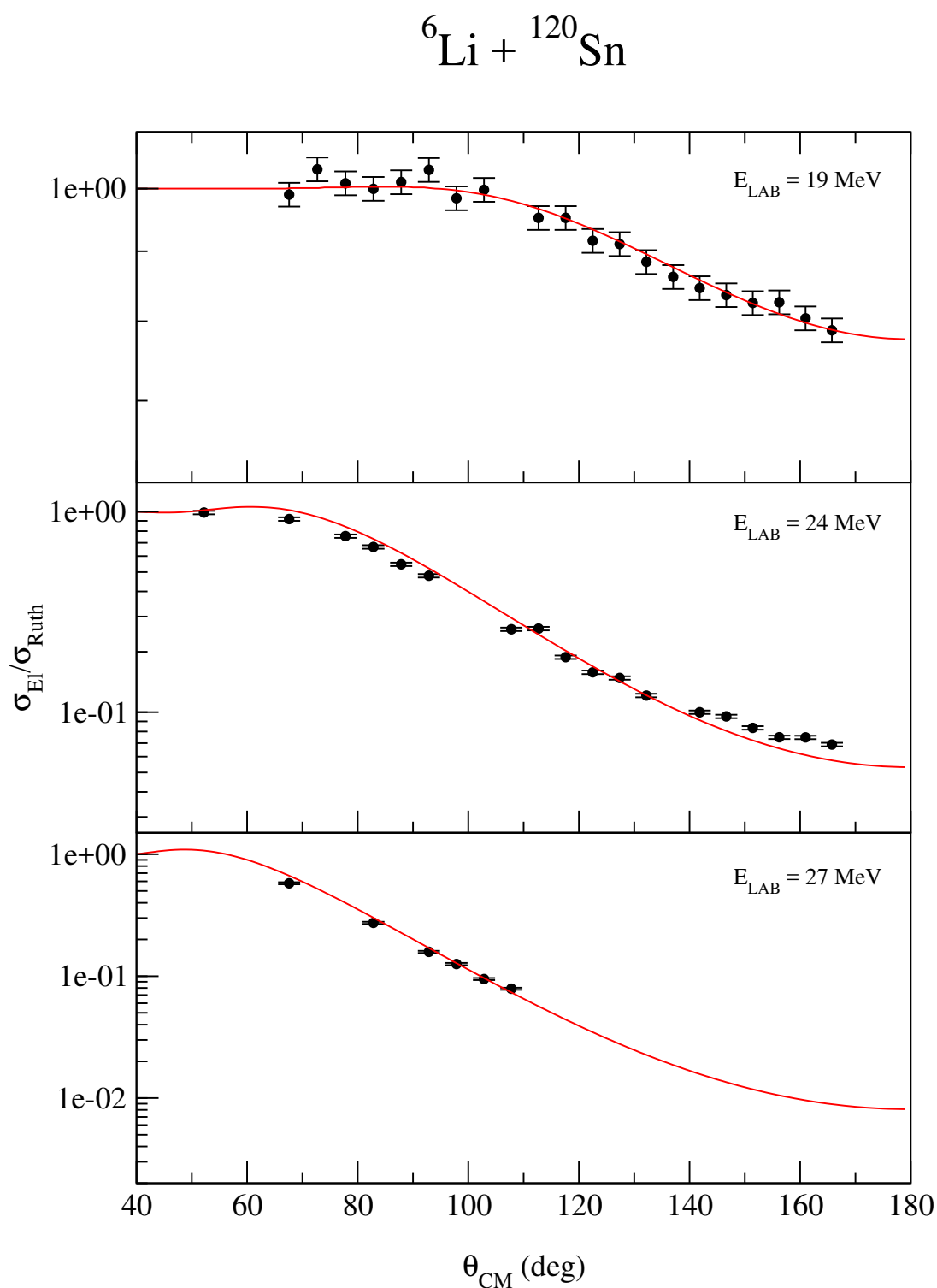


Figura 3.13: Distribución angular experimental relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso ${}^{120}\text{Sn}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo, junto con sus correspondientes predicciones teóricas del modelo MO3.

3.2. Estudio de la intensidad de la parte imaginaria del potencial óptico

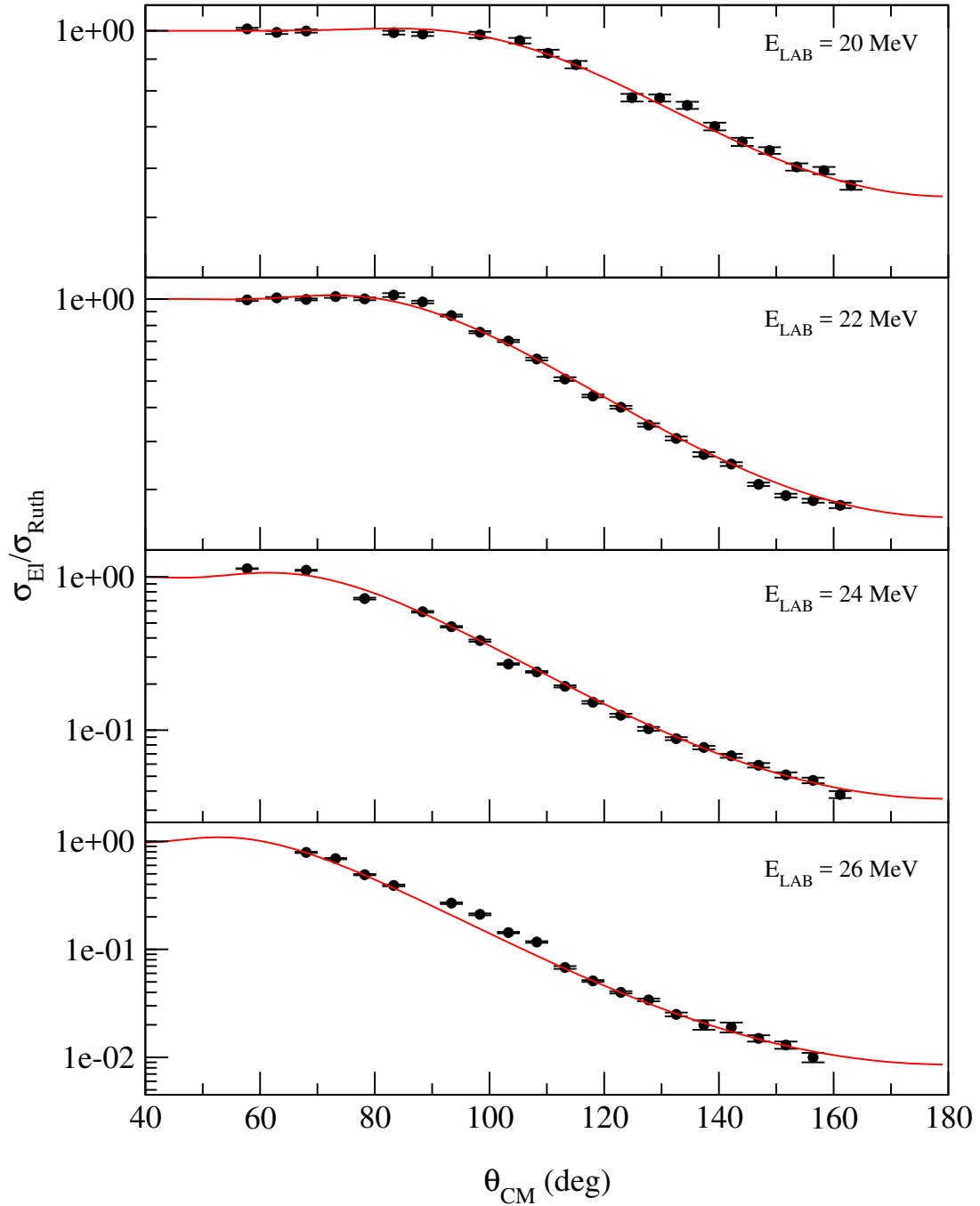
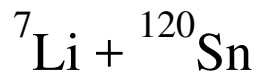


Figura 3.14: Distribución angular experimental relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso ${}^{120}\text{Sn}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo, junto con sus correspondientes predicciones teóricas del modelo MO3.

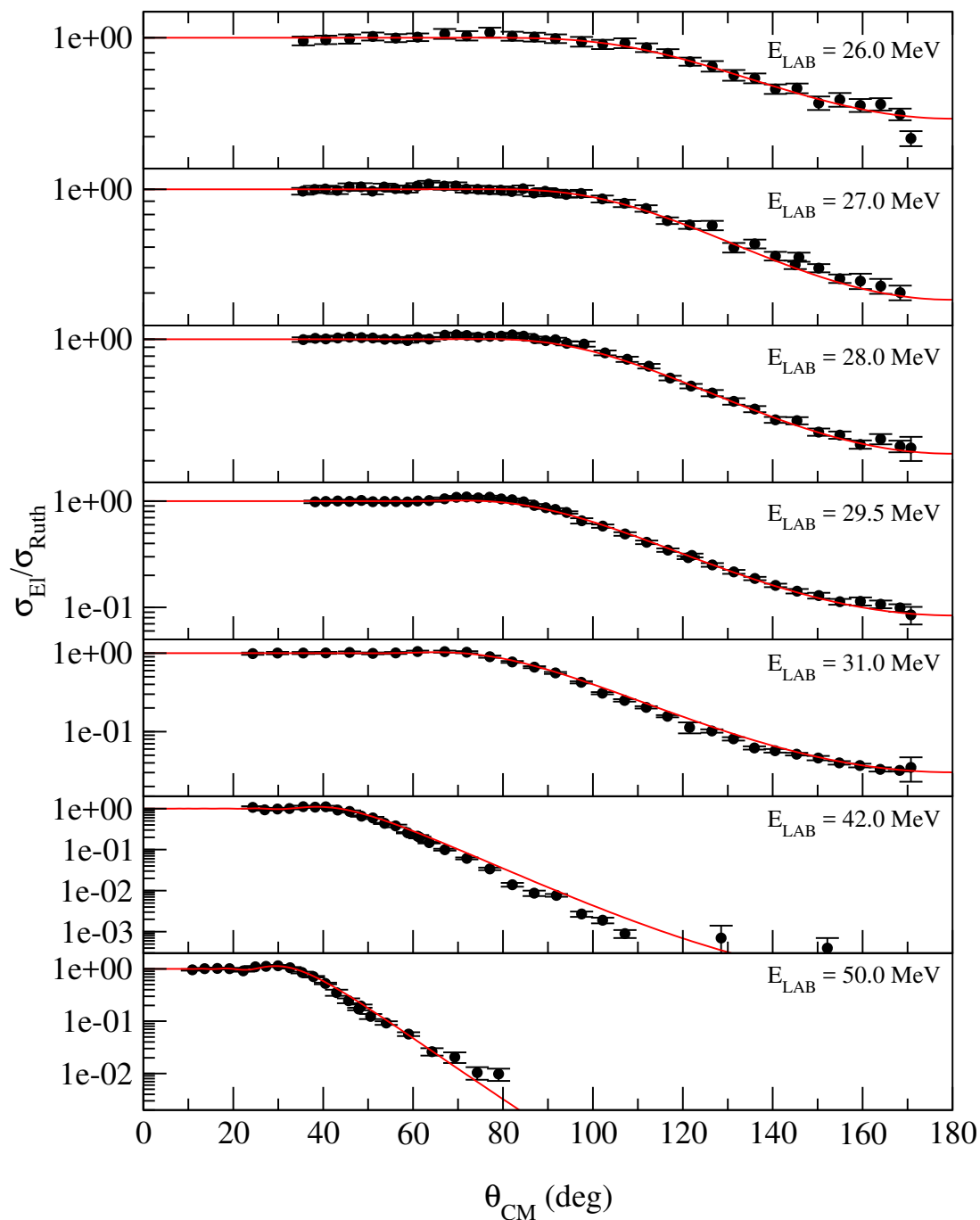
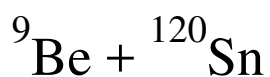


Figura 3.15: Distribución angular experimental relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso ${}^{120}\text{Sn}({}^9\text{Be}, {}^9\text{Be}){}^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo, junto con sus correspondientes predicciones teóricas del modelo MO3.

3.2. Estudio de la intensidad de la parte imaginaria del potencial óptico

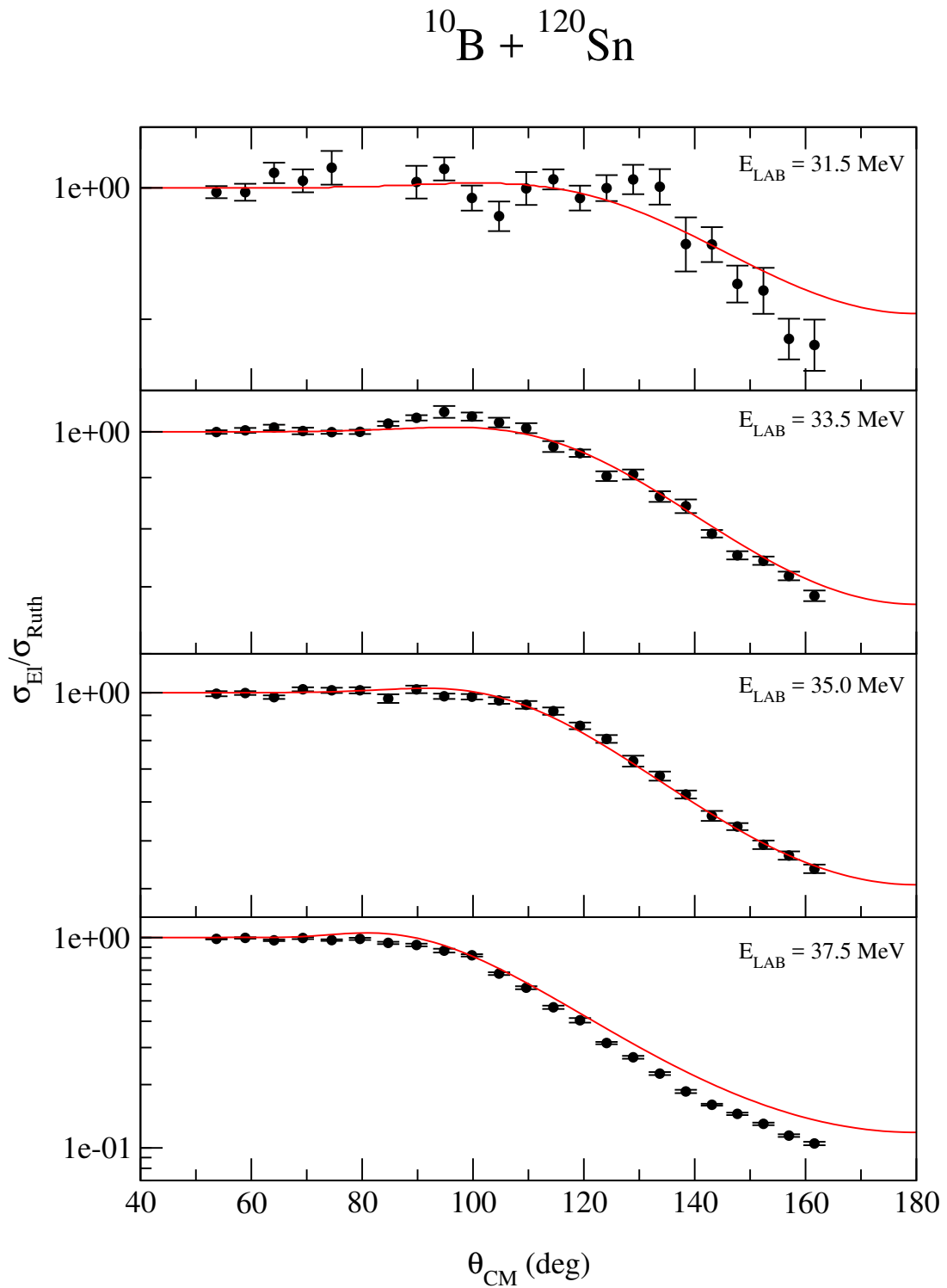


Figura 3.16: Distribución angular experimental relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso $^{120}\text{Sn}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B})^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo, junto con sus correspondientes predicciones teóricas del modelo MO3.

Como se puede observar en las figuras 3.13 - 3.16, los datos experimentales se ajustan con una difusividad de la parte imaginaria del potencial óptico mayor que la definida para calcular distribuciones angulares de fusión. Con esto se ratifica que la interacción nuclear comienza a ser notable a largas distancias. Cabe resaltar las similitudes entre la geometría de los potenciales imaginarios (tipo Woods-Saxon) empleados para ajustar los datos experimentales de los sistemas $^{6,7}\text{Li} + ^{120}\text{Sn}$. Resaltar, a la vez, las diferentes geometrías de los potenciales ^9Be , $^{10}\text{B} + ^{120}\text{Sn}$. Pese a las diferentes geometrías, la difusividad de la parte imaginaria del potencial óptico empleado para ajustar los datos de los sistemas $^{6,7}\text{Li}$, $^9\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ es del orden de un 50% mayor que la utilizada para ajustar los datos pertenecientes a $^{10}\text{B} + ^{120}\text{Sn}$. Esto es un indicativo de que la intensidad de la parte imaginaria del potencial debe disminuir para ajustar los datos experimentales de ^{10}B .

3.2.3. Potencial de São Paulo

De nuevo con la ayuda de SFRESCO, se buscó el valor de N_i que minimizaba el valor de χ^2 , para cada energía de trabajo de los núcleos ^9Be y ^{10}B , obteniendo luego el mejor N_i medio como la media de los distintos valores de N_i hallados, ponderados cada uno por su correspondiente valor de χ^2 . Estas nuevas distribuciones angulares teóricas son mostradas en las figuras 3.17 y 3.18, representadas por la curva azul discontinua (modelo MO4); al objeto de comparar, la curva roja continua representa los cálculos en el ámbito del modelo MO1.

Proyectil	Blanco	N_r	N_i
^6Li	^{120}Sn	1.00	0.78
^7Li	^{120}Sn	1.00	0.78
^9Be	^{120}Sn	1.00	1.14
^{10}B	^{120}Sn	1.00	0.35

Tabla 3.3: Sistemas analizados teóricamente, con sus respectivas normalizaciones que representan la absorción de flujo elástico en cada caso.

3.2. Estudio de la intensidad de la parte imaginaria del potencial óptico

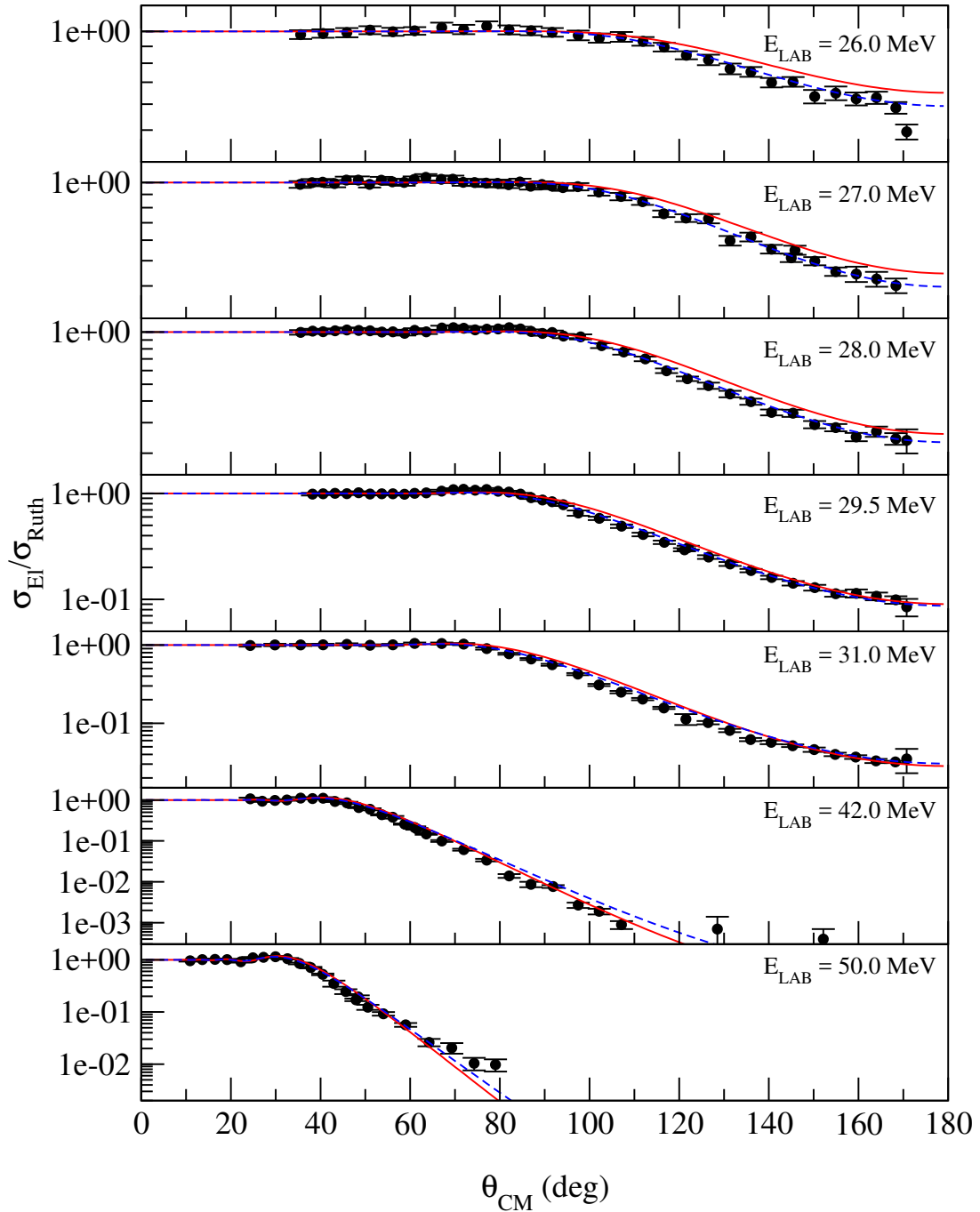
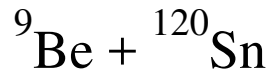


Figura 3.17: Distribución angular experimental relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso ${}^{120}\text{Sn}({}^9\text{Be}, {}^9\text{Be}){}^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo, junto con sus correspondientes predicciones teóricas del modelo MO1 y MO4.

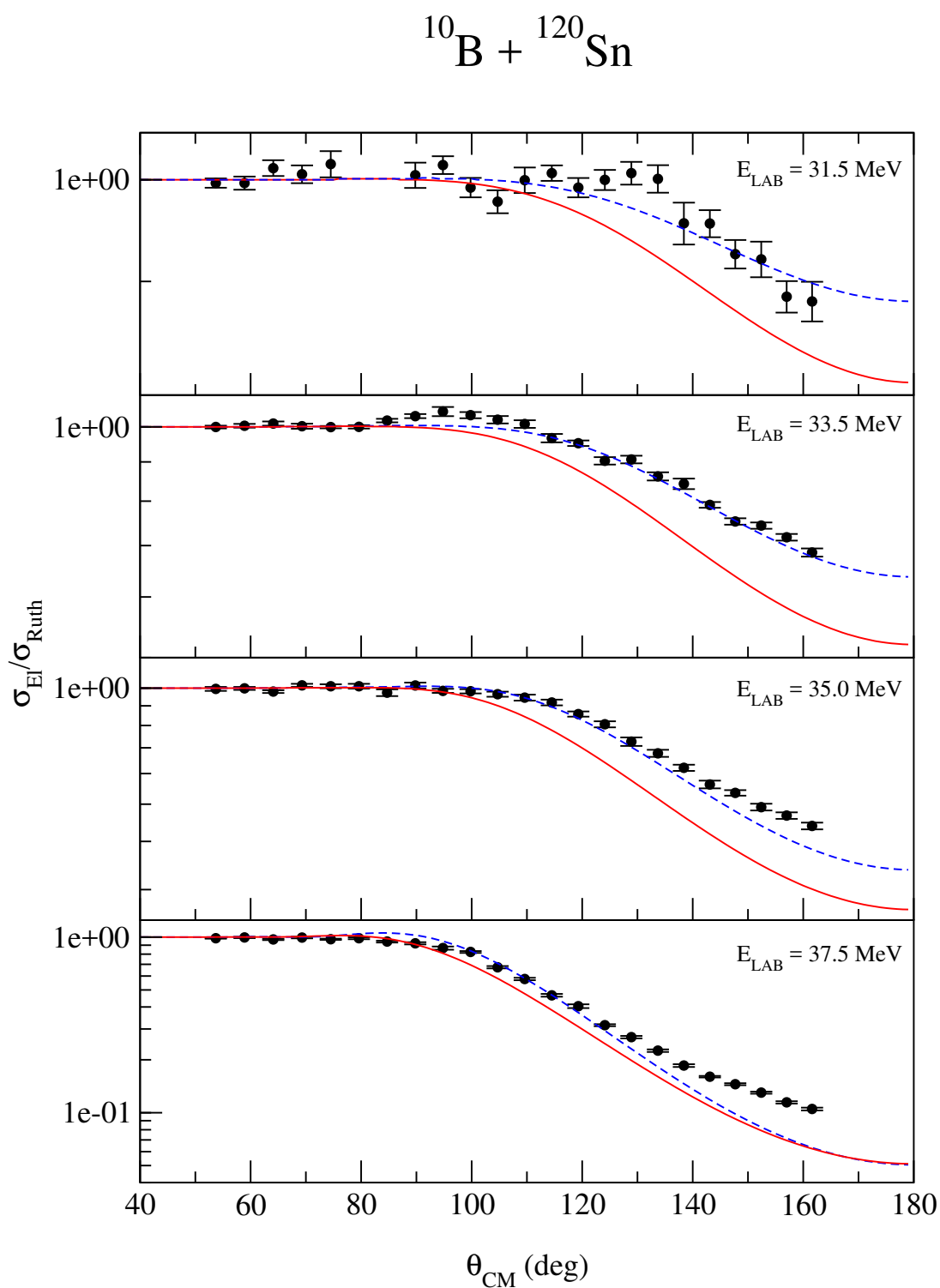


Figura 3.18: Distribución angular experimental relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso $^{120}\text{Sn}(^{10}\text{B},^{10}\text{B})^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo, junto con sus correspondientes predicciones teóricas del modelo MO1 y MO4.

3.3. Sensibilidad a variaciones de la densidad de materia nuclear del proyectil

Los resultados muestran un mejor ajuste de los datos experimentales por parte del modelo MO4; se confirma así que son necesarias renormalizaciones de la parte imaginaria del modelo MO1 para los núcleos de ${}^9\text{Be}$ y ${}^{10}\text{B}$ (ver tabla 3.3), tal y como se dedujo anteriormente.

3.3. Sensibilidad a variaciones de la densidad de materia nuclear del proyectil

3.3.1. Estudio de la variación de la difusividad de materia nuclear

Al igual que se probó la sensibilidad de las distribuciones angulares a variaciones de la intensidad de la parte imaginaria del potencial óptico (sección 3.1), se procedió a probar la sensibilidad a variaciones de la difusividad de la densidad de materia del núcleo proyectil en la ecuación (1.12), es decir, en el modelo 2pF; en este caso con una variación de $\pm 5\%$ (desviaciones obtenidas en [9]). Dicha variación de la difusividad de la densidad de materia se ejecutó tanto para el modelo MO1 como para el modelo MO4. De la figura 3.19 hasta la figura 3.24, la curva roja continua representa el resultado obtenido con $a_m = 0.56$ fm, valor medio obtenido para la mayoría de núcleos [9]. La curva azul discontinua representa los cálculos realizados con el mismo modelo considerando una desviación de -5% de la difusividad ($a_m = 0.53$ fm). Por último, la curva verde punteada representa los cálculos realizados pero con una desviación de $+5\%$ ($a_m = 0.59$ fm).

Los resultados muestran que una variación del $\pm 5\%$ en la difusividad de la densidad de materia del proyectil produce el mismo efecto que variar N_i un 20% , englobando a los datos experimentales cuando se considera el mejor modelo (MO1 o MO4) en cada caso. A priori, el ${}^9\text{Be}$ podría ser ajustado empleando el modelo MO1 con $a_m = 0.59$ fm, mientras que los datos correspondientes al ${}^{10}\text{B}$ quedan lejos de poder ser ajustados dentro del modelo MO1.

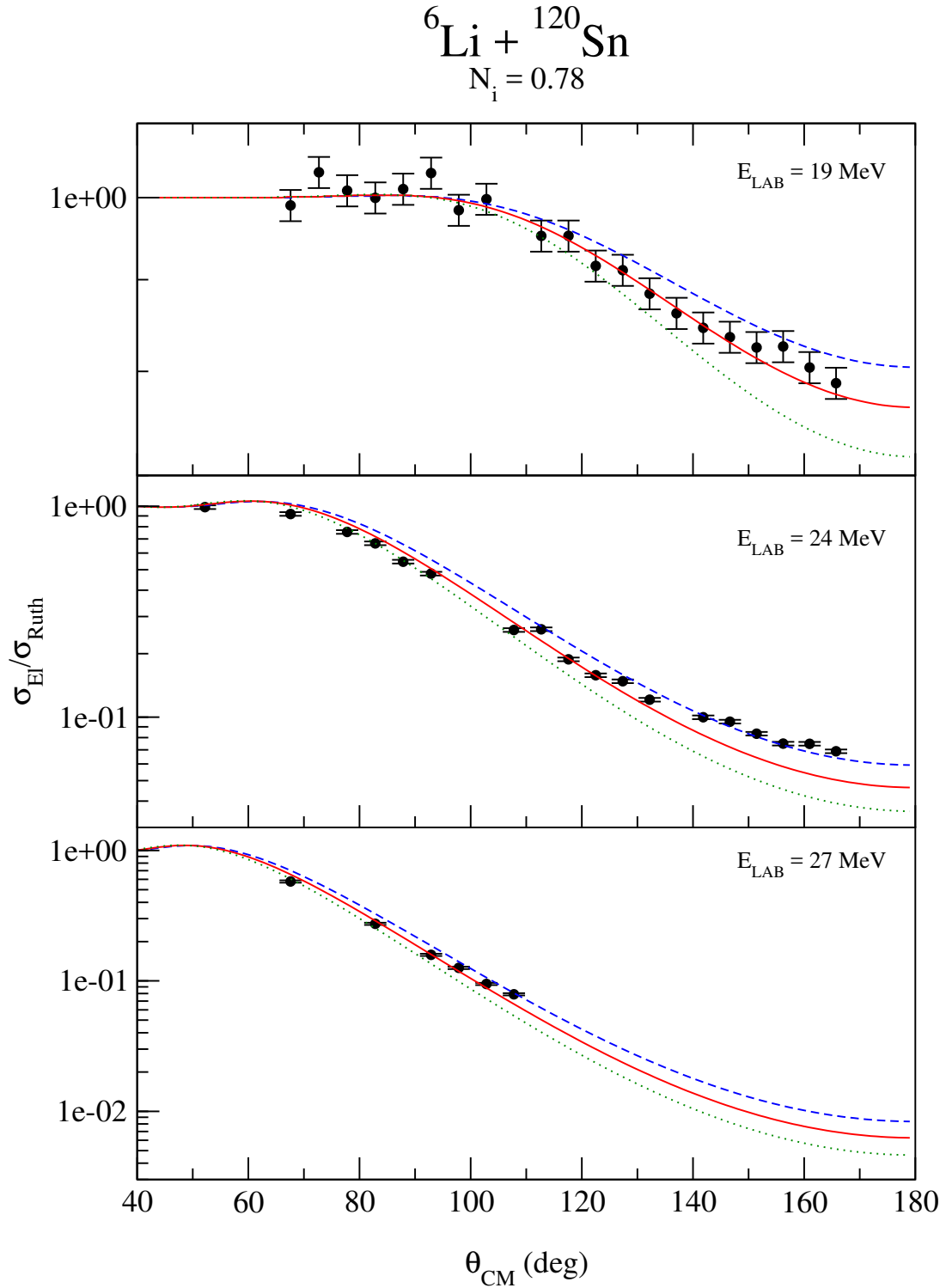


Figura 3.19: Distribución angular experimental relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso ${}^{120}\text{Sn}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo, junto con sus correspondientes predicciones teóricas del modelo MO1 para distintos valores de la difusividad de densidad de materia nuclear.

3.3. Sensibilidad a variaciones de la densidad de materia nuclear del proyectil

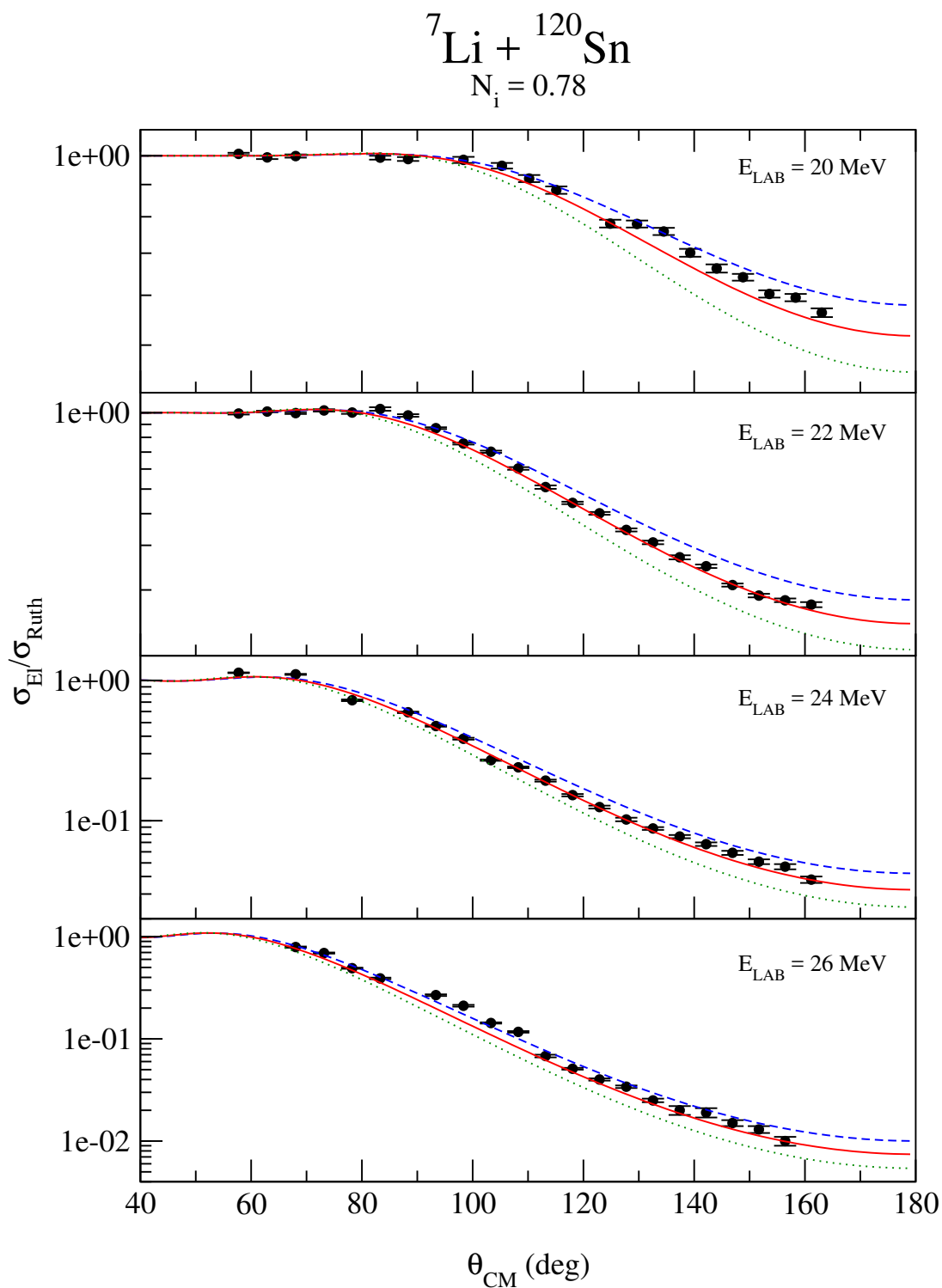


Figura 3.20: Distribución angular experimental relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso ${}^{120}\text{Sn}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo, junto con sus correspondientes predicciones teóricas del modelo MO1 para distintos valores de la difusividad de densidad de materia nuclear.

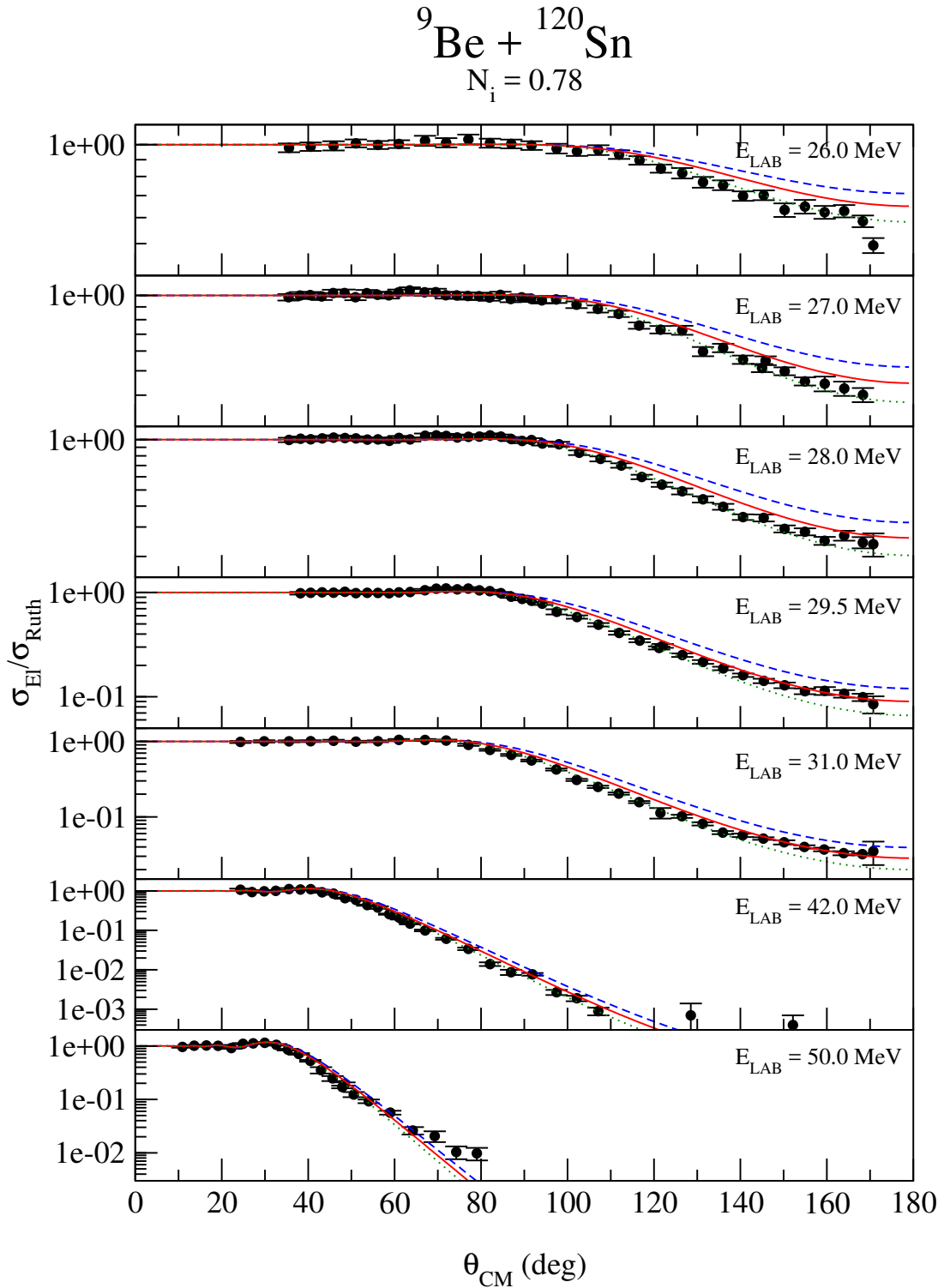


Figura 3.21: Distribución angular experimental relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso ${}^{120}\text{Sn}({}^9\text{Be}, {}^9\text{Be}){}^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo, junto con sus correspondientes predicciones teóricas del modelo MO1 para distintos valores de la difusividad de densidad de materia nuclear.

3.3. Sensibilidad a variaciones de la densidad de materia nuclear del proyectil

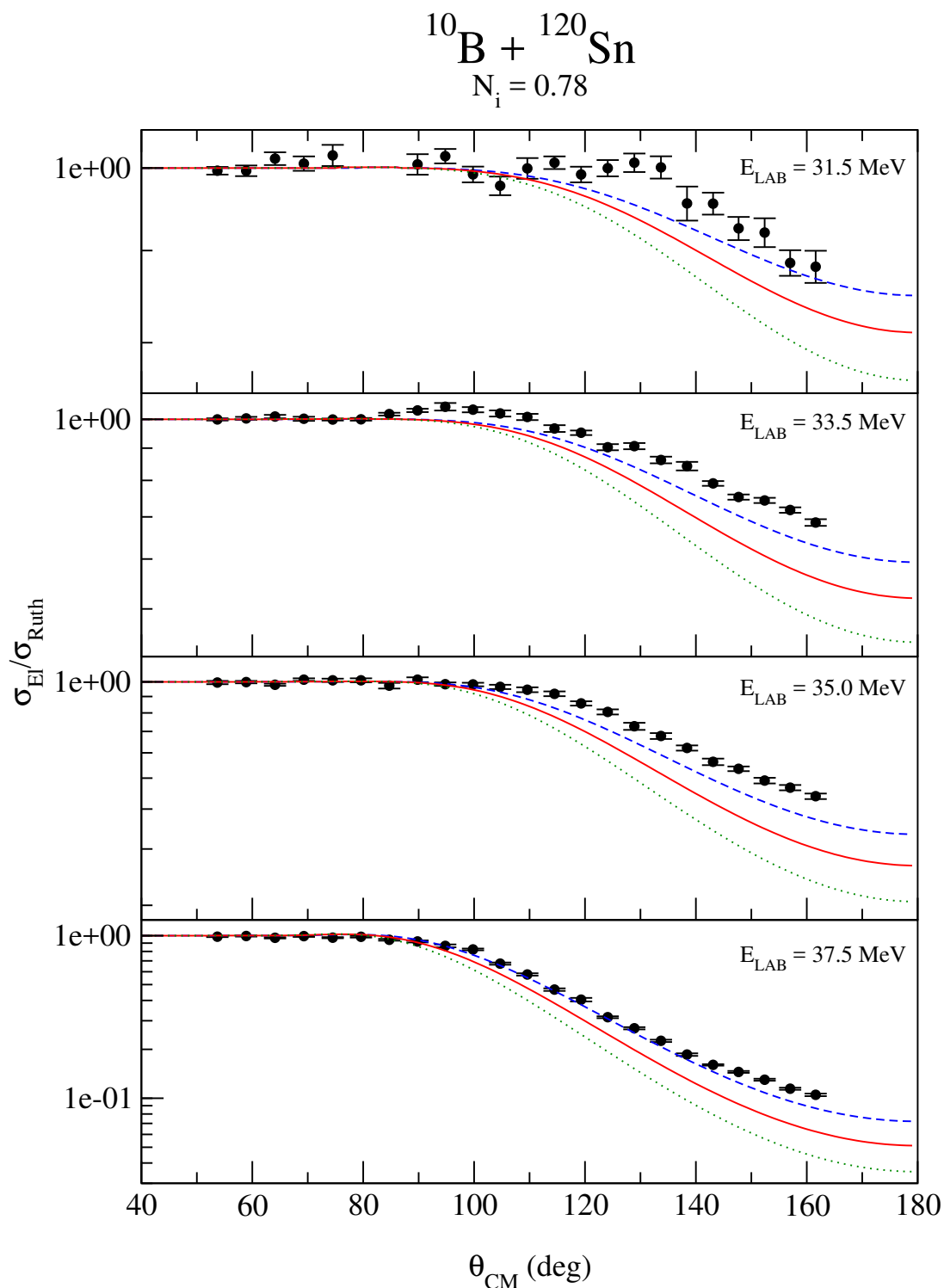


Figura 3.22: Distribución angular experimental relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso $^{120}\text{Sn}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B})^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo, junto con sus correspondientes predicciones teóricas del modelo MO1 para distintos valores de la difusividad de densidad de materia nuclear.

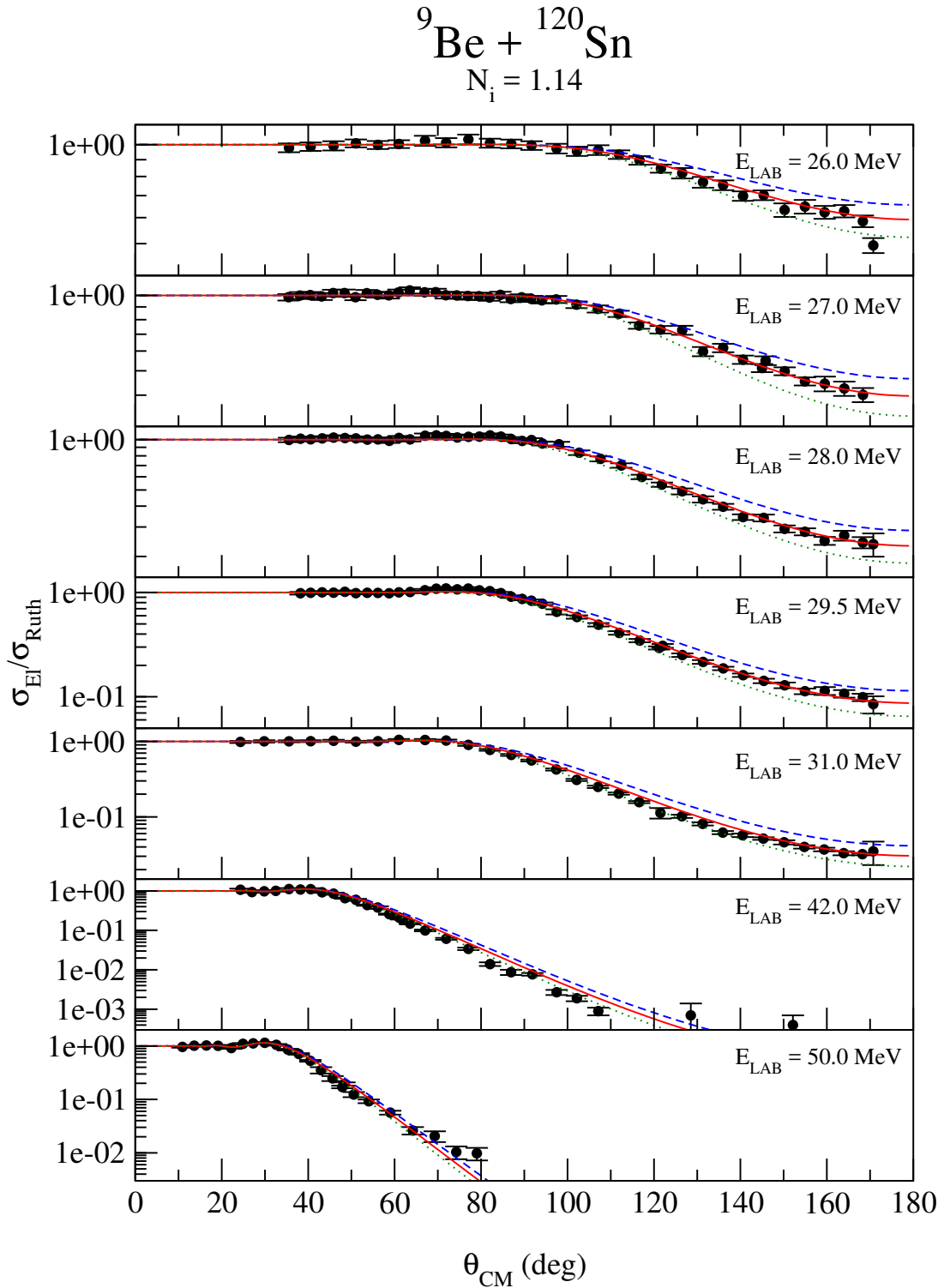


Figura 3.23: Distribución angular experimental relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso ${}^{120}\text{Sn}({}^9\text{Be}, {}^9\text{Be}){}^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo, junto con sus correspondientes predicciones teóricas del modelo MO4 para distintos valores de la difusividad de densidad de materia nuclear.

3.3. Sensibilidad a variaciones de la densidad de materia nuclear del proyectil

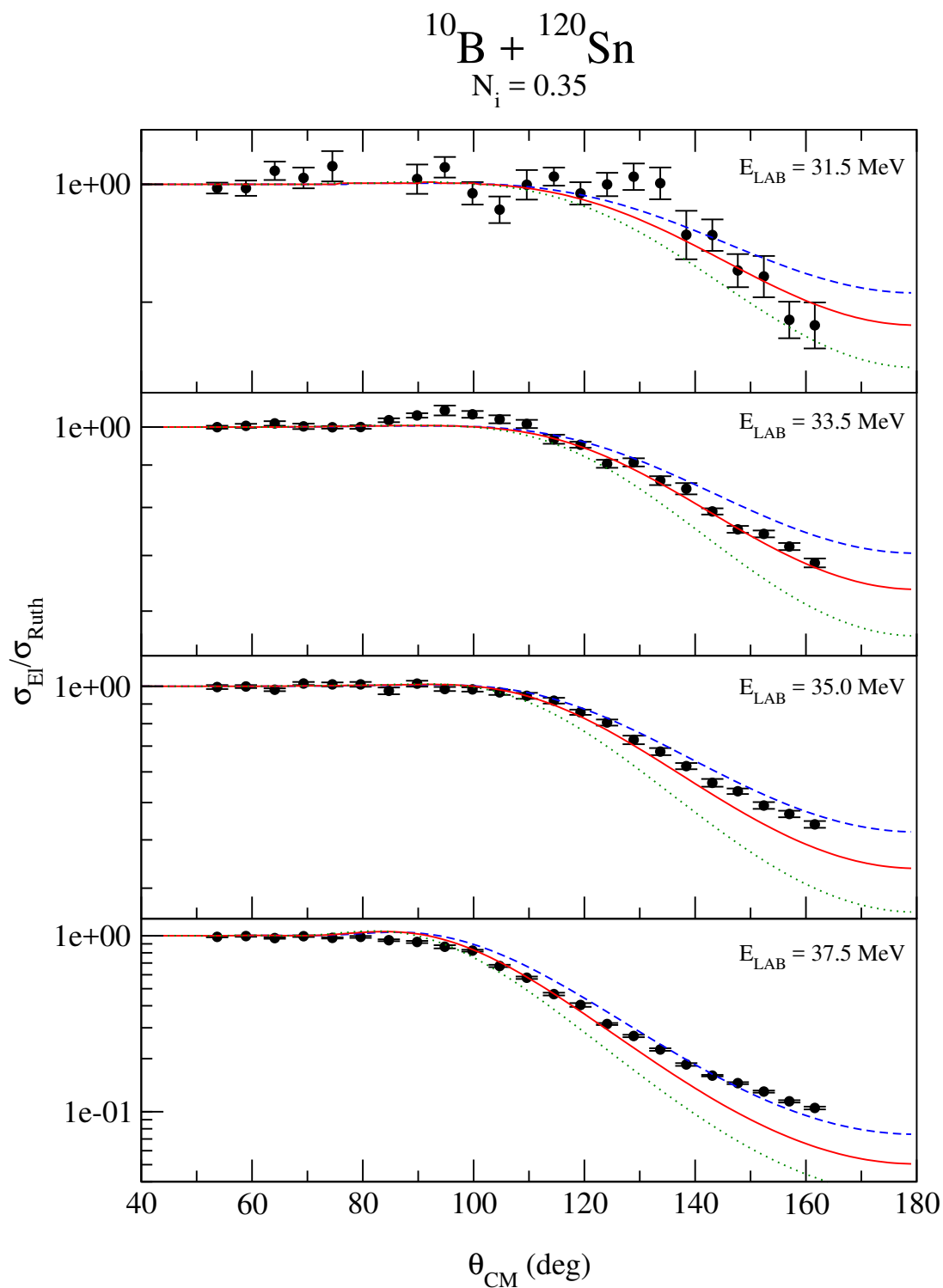


Figura 3.24: Distribución angular experimental relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso $^{120}\text{Sn}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B})^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo, junto con sus correspondientes predicciones teóricas del modelo MO4 para distintos valores de la difusividad de densidad de materia nuclear.

3.3.2. Sensibilidad a distintos modelos de densidad de materia nuclear

Posteriormente, para los núcleos de ${}^9\text{Be}$ y ${}^{10}\text{B}$, se compararon las distribuciones angulares de dispersión elásticas teóricas del modelo 2pF, empleado hasta ahora para describir la densidad de materia nuclear, con otros dos modelos: NL3 y DDME1, dentro del ámbito del modelo óptico MO4. Como se comentó anteriormente, las nuevas densidades de materia nuclear fueron calculadas con los parámetros de deformación cuadrupolar β mostrados en la tabla 1.1. En las figuras 3.25 y 3.26, la curva roja continua representa los cálculos realizados con el modelo 2pF y una difusividad de densidad de materia nuclear $a_m = 0.56$ fm. La curva verde discontinua corresponde a los resultados considerando el modelo NL3 y la curva azul punteada representa los cálculos realizados con el modelo DDME1. Insistir que estos dos últimos modelos considerados tienen en cuenta la deformación de la densidad de materia nuclear de los proyectiles ${}^9\text{Be}$ y ${}^{10}\text{B}$.

Para el caso del ${}^9\text{Be}$, se observa que no hay diferencia apreciable entre considerar un modelo de densidad de materia u otro; los tres modelos de densidad son muy parecidos tal y como muestra la figura 1.3, lo que sugiere que mantener la validez del modelo óptico MO1 con $a_m = 0.59$ fm puede no ser realista. En el caso del ${}^{10}\text{B}$, claramente el modelo NL3 ajusta mejor los datos a ángulos traseros a medida que aumenta la energía de trabajo. Por tanto, se tienen indicios de que, en el caso del ${}^{10}\text{B}$, la sección eficaz elástica podría estar influenciada por la deformidad del núcleo.

3.3. Sensibilidad a variaciones de la densidad de materia nuclear del proyectil

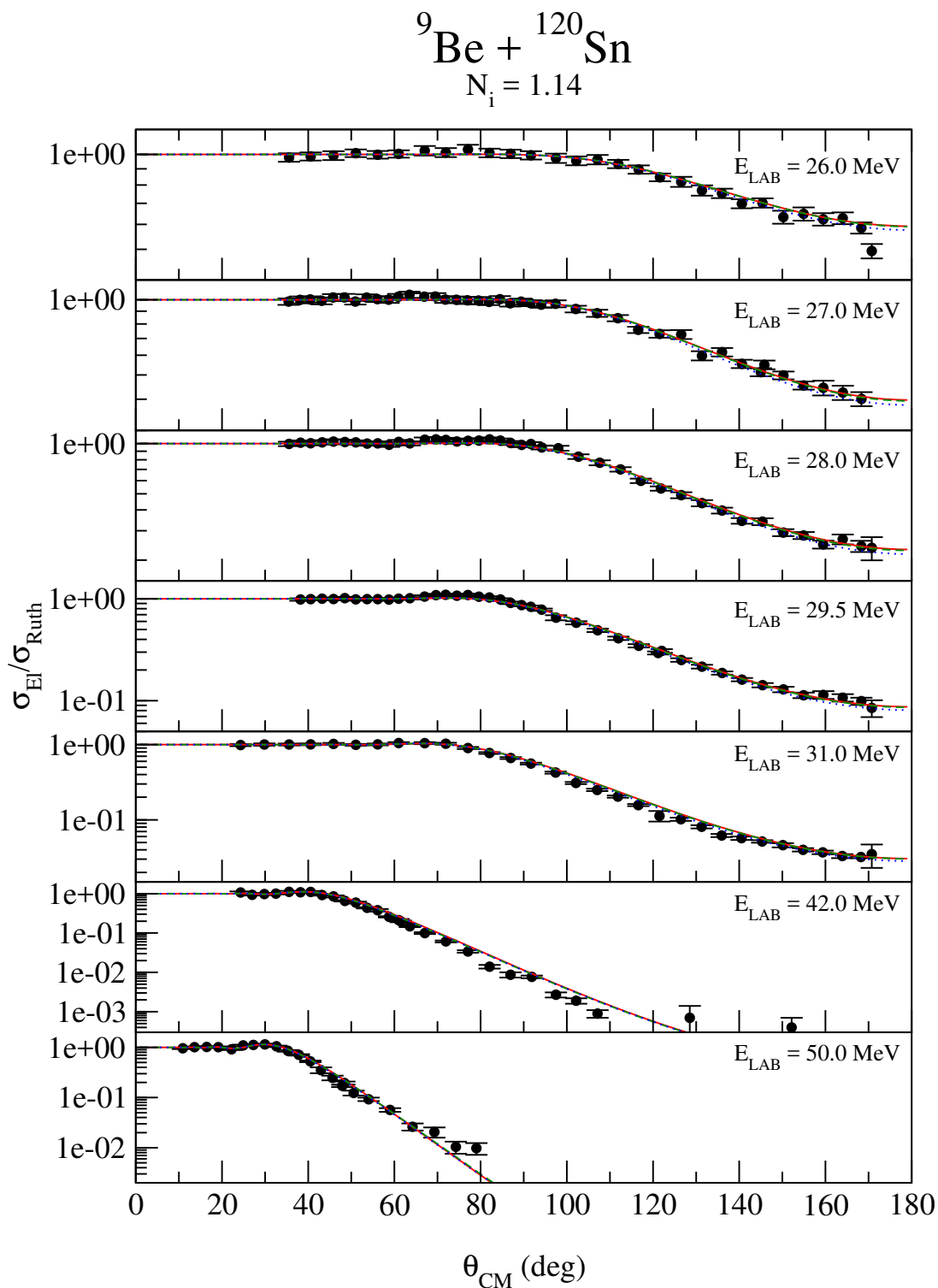


Figura 3.25: Distribución angular experimental relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso ${}^{120}\text{Sn}({}^9\text{Be}, {}^9\text{Be}){}^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo, junto con sus correspondientes predicciones teóricas para distintos modelos de densidad de materia nuclear dentro del modelo MO4.

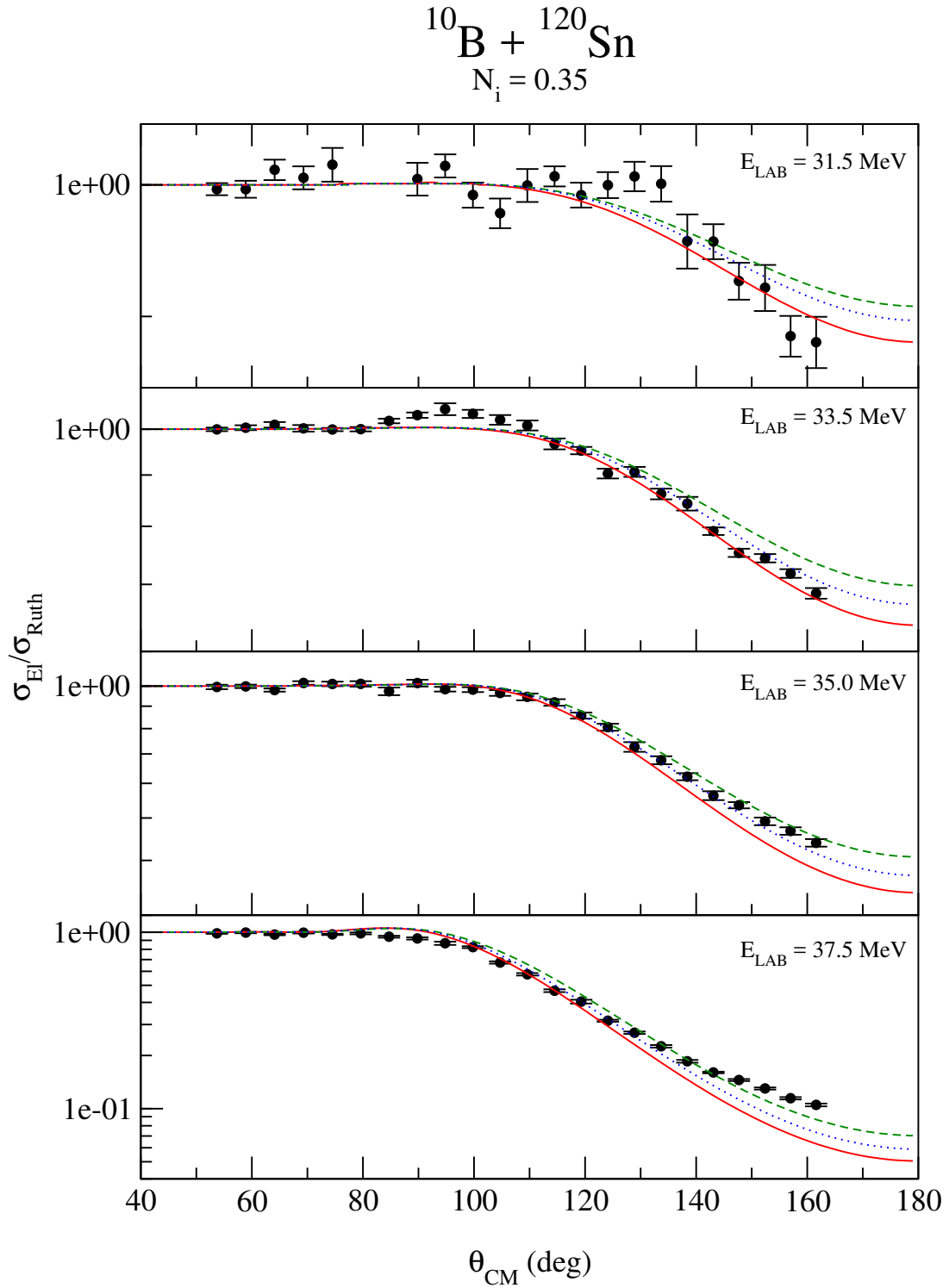


Figura 3.26: Distribución angular experimental relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso $^{120}\text{Sn}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B})^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo, junto con sus correspondientes predicciones teóricas para distintos modelos de densidad de materia nuclear dentro del modelo MO4.

3.4. Estudio de la intensidad de la parte real e imaginaria del potencial óptico

Por último, se trabajó en el ámbito del modelo MO5. De nuevo con la ayuda de SFRESCO, se encontraron las parejas (N_r, N_i) que mejor ajustaban los datos experimentales; dichas parejas se encuentran recogidas en la tabla 3.4. Al permitir que varíe la intensidad de la parte real del potencial nuclear, se tiene acceso a estudiar los posibles efectos del potencial de polarización. Las correspondientes distribuciones angulares elásticas obtenidas a partir de estos cálculos se compararon, para cada proyectil, con las obtenidas considerando el modelo MO1 para ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$ y el modelo MO4 para los núcleos ${}^9\text{Be}$ y ${}^{10}\text{B}$. La finalidad de tal comparación fue demostrar que una variación en N_i es mucho más fundamental que una variación en N_r ; en otras palabras, los datos experimentales muestran una menor sensibilidad a variaciones de la intensidad de la parte real del potencial óptico.

Además, para los casos de ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$, las distribuciones angulares de dispersión elástica obtenidas también se compararon con las resultantes utilizando el potencial de Cook, ampliamente conocido por ajustar sistemáticamente distribuciones angulares para los isótopos ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$. Dicho potencial es el resultado de describir tanto la parte real como la imaginaria del potencial óptico con potenciales de tipo Woods-Saxon, resultando la ecuación (1.9) [28]. Cada uno de estos núcleos tiene su parametrización propia del potencial, la cual se especifica en la tabla 3.5 y ha sido obtenida en [28].

Sistema inicial	$E_{\text{LAB}} (\pm 0.2 \text{ MeV})$	N_r	N_i	χ^2
${}^6\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$	19.0	0.75 ± 0.24	0.90 ± 0.18	9.0 ± 0.5
${}^6\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$	24.0	0.900 ± 0.008	1.68 ± 0.06	100 ± 5
${}^6\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$	27.0	1.067 ± 0.017	1.65 ± 0.12	6.0 ± 1.0
${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$	20.0	0.93 ± 0.04	0.66 ± 0.05	34.6 ± 1.9
${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$	22.0	0.995 ± 0.006	0.599 ± 0.019	90 ± 4
${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$	24.0	0.99 ± 0.01	0.79 ± 0.01	$(51 \pm 3) \cdot 10$
${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$	26.0	0.798 ± 0.006	0.586 ± 0.017	410 ± 23
${}^9\text{Be} + {}^{120}\text{Sn}$	26.0	1.15 ± 0.21	1.21 ± 0.17	17.7 ± 0.6
${}^9\text{Be} + {}^{120}\text{Sn}$	27.0	0.80 ± 0.13	1.36 ± 0.13	19.6 ± 0.5
${}^9\text{Be} + {}^{120}\text{Sn}$	28.0	1.10 ± 0.05	1.10 ± 0.08	33.2 ± 0.8
${}^9\text{Be} + {}^{120}\text{Sn}$	29.5	1.04 ± 0.03	1.18 ± 0.06	57.2 ± 1.4
${}^9\text{Be} + {}^{120}\text{Sn}$	31.0	1.099 ± 0.014	1.64 ± 0.07	39.4 ± 1.3
${}^9\text{Be} + {}^{120}\text{Sn}$	42.0	1.58 ± 0.04	1.59 ± 0.09	38.0 ± 1.4
${}^9\text{Be} + {}^{120}\text{Sn}$	50.0	1.32 ± 0.06	1.68 ± 0.16	46.2 ± 2.0
${}^{10}\text{B} + {}^{120}\text{Sn}$	31.5	1.80 ± 0.19	0.09 ± 0.06	24.1 ± 1.1
${}^{10}\text{B} + {}^{120}\text{Sn}$	33.5	1.06 ± 0.04	0.290 ± 0.023	73 ± 3
${}^{10}\text{B} + {}^{120}\text{Sn}$	35.0	0.85 ± 0.03	0.366 ± 0.024	20.6 ± 0.9
${}^{10}\text{B} + {}^{120}\text{Sn}$	37.5	0.724 ± 0.009	0.703 ± 0.018	138 ± 6

Tabla 3.4: Normalizaciones de la parte real (N_r) y de la parte imaginaria (N_i) del potencial de São Paulo empleadas para realizar los cálculos teóricos en el ámbito del modelo MO5.

3.4. Estudio de la intensidad de la parte real e imaginaria del potencial óptico

Proyectil	Parámetros		Rango de validez
	Parte real	Parte imaginaria	
${}^6\text{Li}$	$V_0 = -109.5 \text{ MeV}$ $R_r = 6.540 \text{ fm}$ $a_r = 0.811 \text{ fm}$	$W_0 = -29.6 \text{ MeV}$ $R_i = 7.566 \text{ fm}$ $a_i = 0.884 \text{ fm}$	$24 \leq A \leq 208$ $13 \leq E_{LAB} \leq 156 \text{ MeV}$
${}^7\text{Li}$	$V_0 = -114.2 \text{ MeV}$ $R_r = 6.343 \text{ fm}$ $a_r = 0.853 \text{ fm}$	$W_0 = -12.6 \text{ MeV}$ $R_i = 8.577 \text{ fm}$ $a_i = 0.809 \text{ fm}$	$24 \leq A \leq 208$ $28 \leq E_{LAB} \leq 88 \text{ MeV}$

Tabla 3.5: Parámetros empleados en el potencial de Cook para calcular las distribuciones angulares de dispersión elásticas en las reacciones ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$. Para ambos núcleos, el radio R de la fórmula (1.6) fue $R = 6.412 \text{ fm}$.

En las figuras 3.27 - 3.30, la curva roja continua representa la distribución angular teórica obtenida mediante el modelo MO1 (para ${}^{6,7}\text{Li}$) o MO4 (para ${}^9\text{Be}$ y ${}^{10}\text{B}$), mientras que la curva azul discontinua representa el resultado de aplicar el modelo MO5.

En las figuras 3.27 y 3.28, la curva verde punteada corresponde a la distribución angular resultante de emplear el potencial de Cook [28].

Efectivamente, se comprueba que los distintos sistemas estudiados muestran una menor sensibilidad a variaciones en la intensidad de la parte real del potencial óptico; los efectos de polarización son casi insignificantes, excepto en el caso del ${}^{10}\text{B}$. Para los núcleos de ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ y ${}^9\text{Be}$, variar la parte imaginaria del potencial óptico puede resultar más fundamental ya que representa la apertura y el cierre de canales de reacción.

Por otro lado, se comprueba que la predicción teórica otorgada por el potencial de Cook se asemeja más a los datos experimentales a medida que aumenta la energía del proyectil. Este hecho es coherente en el ${}^7\text{Li}$ puesto que las energías de trabajo se encuentran fuera del rango de validez del potencial de Cook. En el caso del ${}^6\text{Li}$, la razón es otra: la reacción ${}^6\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ reportada en este trabajo nunca antes fue medida a energías en torno a la barrera de Coulomb. La parametrización de Cook fue obtenida a partir del ajuste de multitud de distribuciones angulares experimentales, medidas para distintas reacciones y a distintas

energías. Por tanto, los datos correspondientes a esta reacción en concreto nunca formaron parte del ajuste experimental de Cook, siendo posible así tan alta discrepancia entre la predicción teórica y los resultados experimentales.

3.4. Estudio de la intensidad de la parte real e imaginaria del potencial óptico

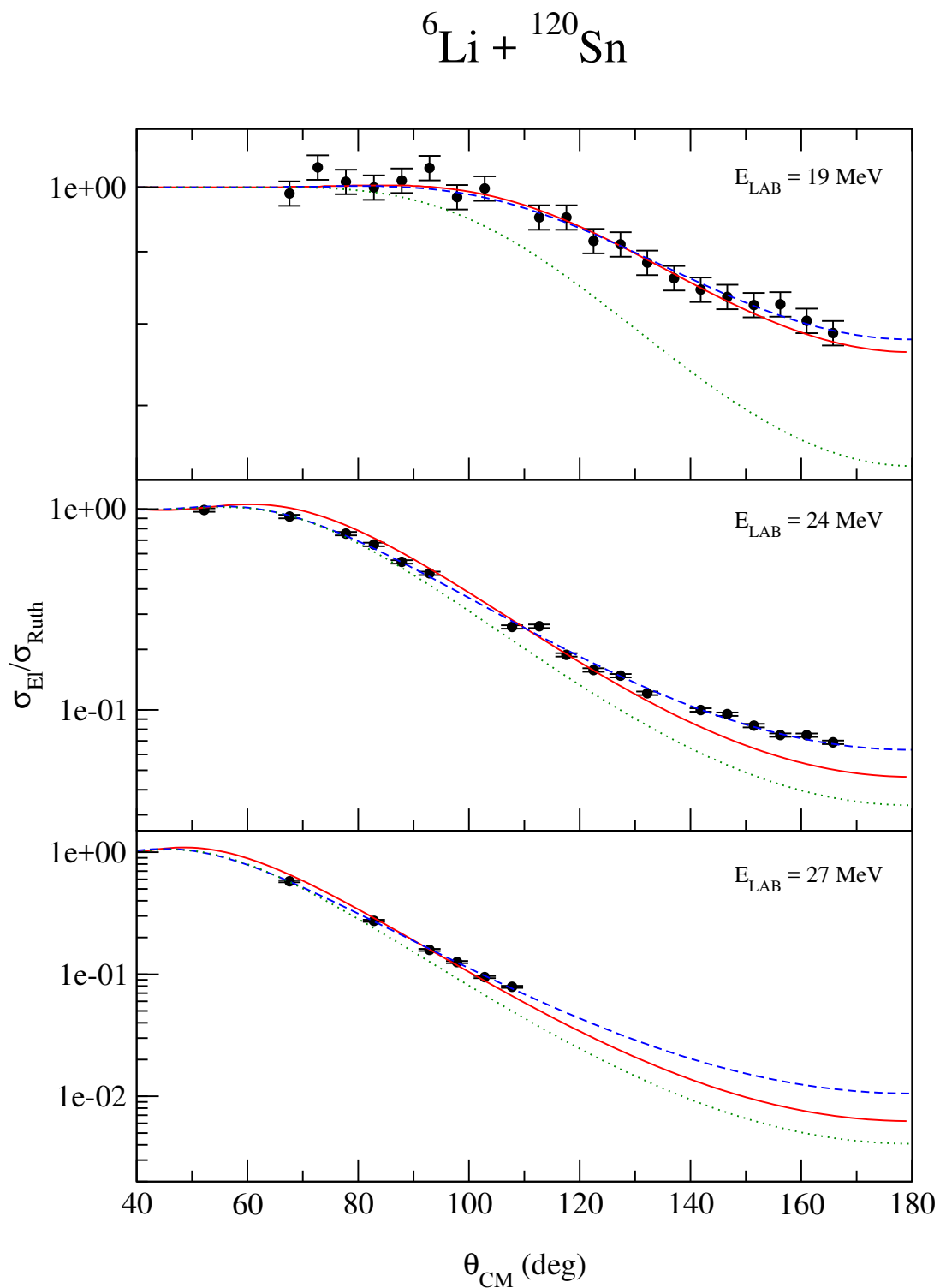


Figura 3.27: Distribución angular experimental relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso ${}^{120}\text{Sn}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo, junto con sus correspondientes predicciones teóricas del modelo MO1, el modelo MO5 y el potencial de Cook.

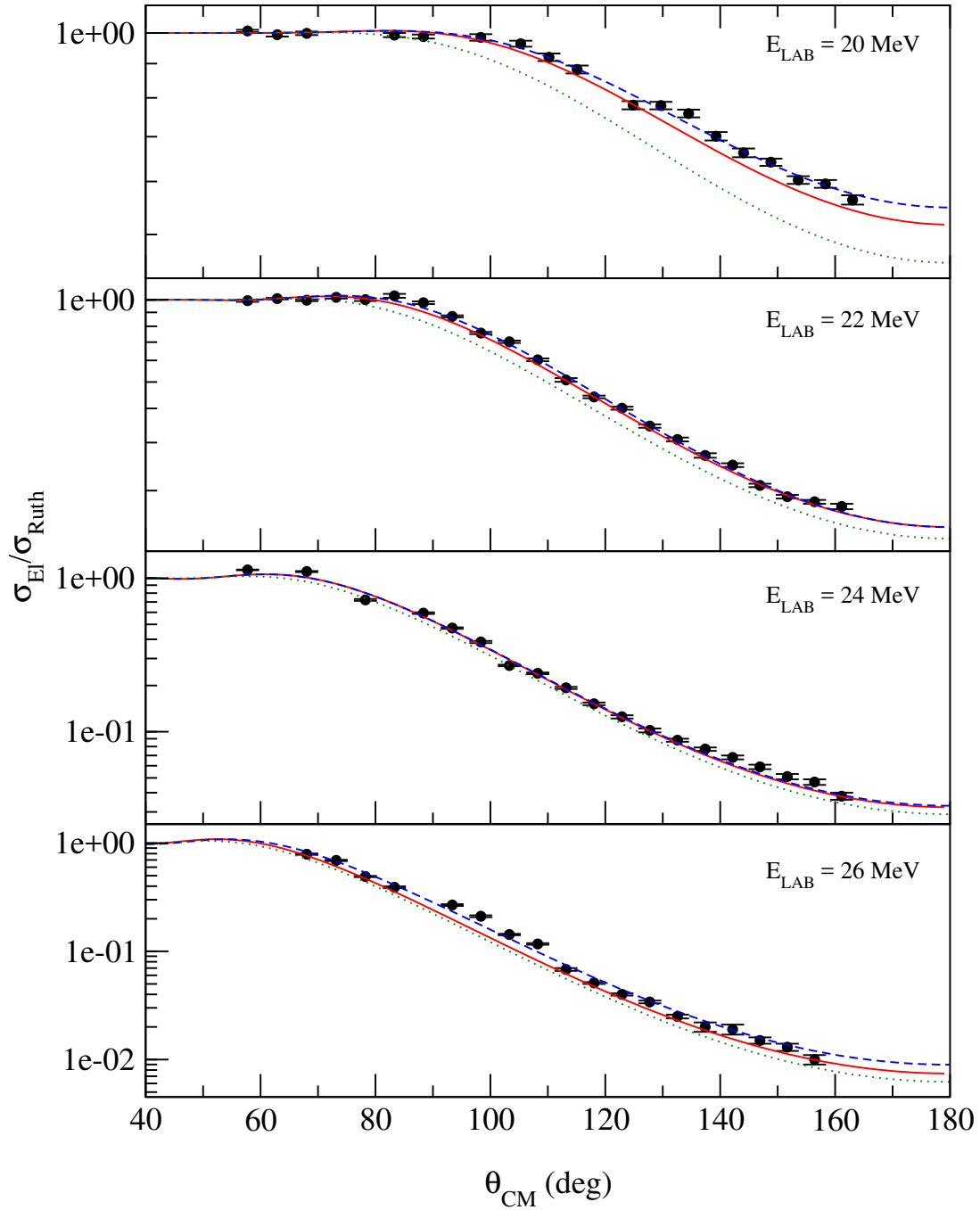
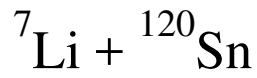


Figura 3.28: Distribución angular experimental relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso ${}^{120}\text{Sn}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo, junto con sus correspondientes predicciones teóricas del modelo MO1, el modelo MO5 y el potencial de Cook.

3.4. Estudio de la intensidad de la parte real e imaginaria del potencial óptico

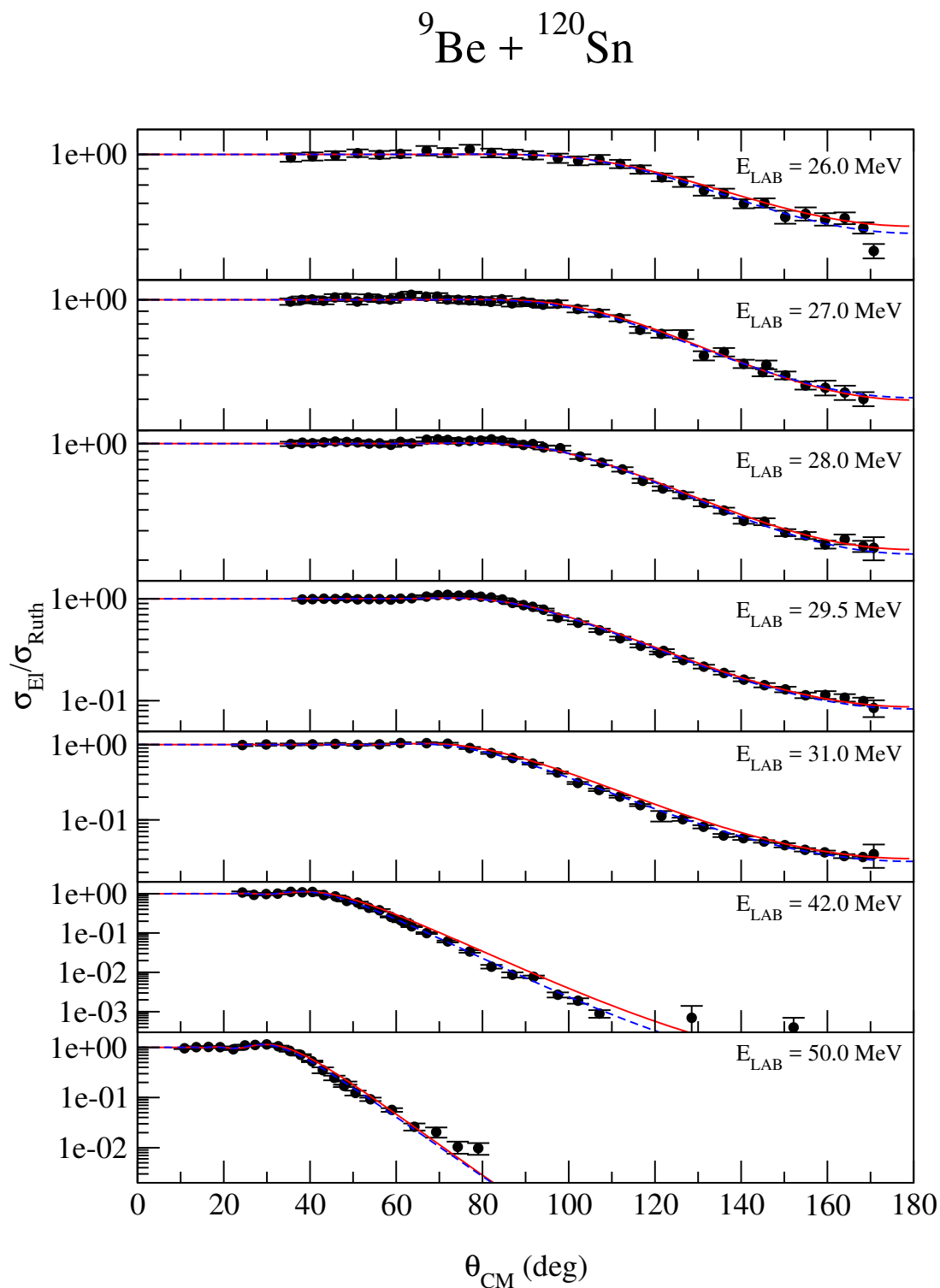


Figura 3.29: Distribución angular experimental relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso ${}^{120}\text{Sn}({}^9\text{Be}, {}^9\text{Be}){}^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo, junto con sus correspondientes predicciones teóricas del modelo MO4 y MO5.

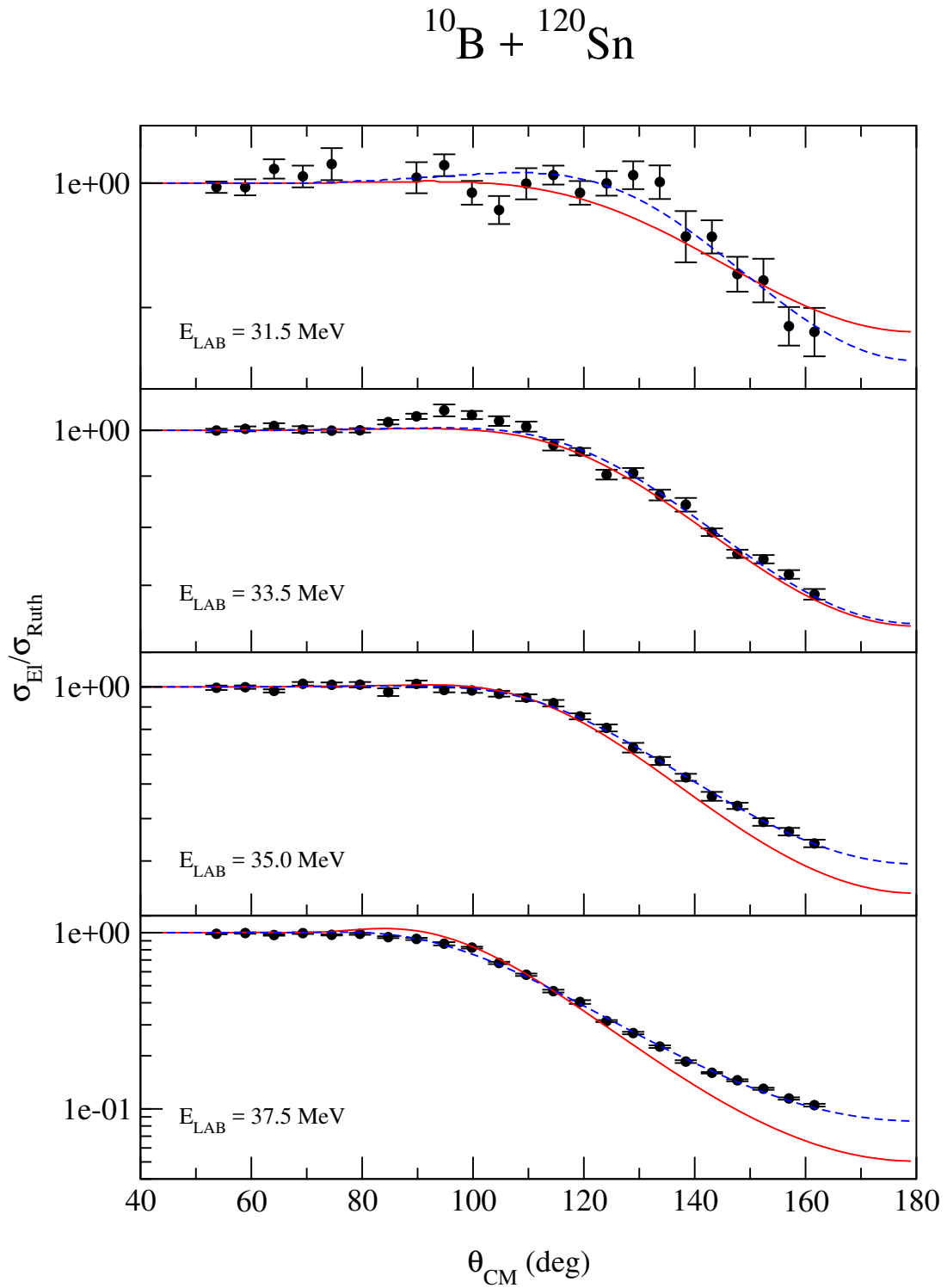


Figura 3.30: Distribución angular experimental relativa a la sección eficaz Rutherford del proceso $^{120}\text{Sn}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B})^{120}\text{Sn}$ para las distintas energías de trabajo, junto con sus correspondientes predicciones teóricas del modelo MO4 y MO5.

3.4. Estudio de la intensidad de la parte real e imaginaria del potencial óptico

En base a lo anteriormente expuesto y a objeto de sistematizar, se volvió finalmente a trabajar en el ámbito de los modelos MO1 y MO4 para comparar las distintas intensidades de los potenciales ópticos, determinados para cada sistema. En la figura 3.31, se representa la intensidad de la parte imaginaria del potencial óptico en el punto donde la interacción nuclear (parte real del mismo potencial óptico) es igual al umbral de ruptura de los diferentes proyectiles, en el ámbito del modelo MO1 para los núcleos ${}^6\text{Li}$ y ${}^7\text{Li}$ y del modelo MO4 para los núcleos ${}^9\text{Be}$ y ${}^{10}\text{B}$. Alrededor de este punto, se puede observar cómo la absorción de flujo, representada por la parte imaginaria del potencial óptico, es mucho mayor para el caso del ${}^9\text{Be}$ que para los demás proyectiles. En esta región superficial de interacción, se espera que los datos experimentales sean mucho más sensibles a la intensidad del potencial óptico, al estar estudiando reacciones a energías en torno a la barrera de Coulomb.

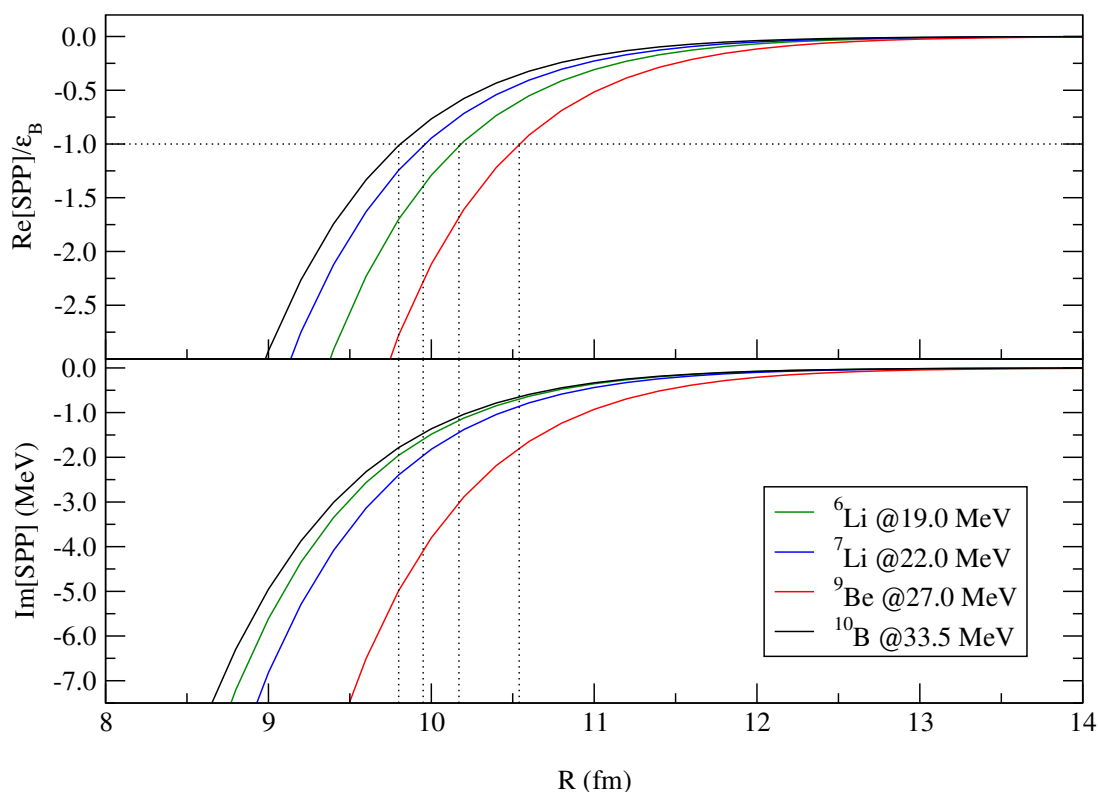


Figura 3.31: Curvas de la parte real dividida por el umbral de ruptura y de la imaginaria del potencial de São Paulo como función de la distancia de interacción.

Capítulo 4

Conclusiones

De todo cuanto antecede se deducen las siguientes conclusiones:

- En este trabajo hemos analizado sistemáticamente distribuciones angulares de la dispersión elástica de los núcleos ligeros estables débilmente ligados ${}^6,7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ y ${}^{10}\text{B}$ acelerados contra el mismo blanco estable pesado ${}^{120}\text{Sn}$. Todos los sistemas fueron medidos y analizados a energías en torno a sus respectivas barreras de Coulomb.
- En este contexto, realizamos los análisis de modelo óptico con distintos potenciales: fenomenológicos tipo Woods-Saxon y microscópicos de doble convolución.
- Estudiamos el ajuste del conjunto de datos referente a cada sistema como función de la parte real e imaginaria de los potenciales ópticos.
- En lo que se refiere a los potenciales microscópicos de doble convolución, estudiamos posibles efectos de estructura sobre los ajustes de los datos experimentales.
- Observamos que el conjunto de datos de los sistemas ${}^6,7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ es compatible con la sistemática establecida para reacciones de núcleos estables fuertemente ligados. Este mismo conjunto de datos no pudo ser convenientemente ajustado por potenciales sistemáticos fenomenológicos establecidos para reacciones de estos proyectiles acelerados contra distintos blancos a distintas energías.

- El conjunto de datos referentes a los sistemas ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B} + {}^{120}\text{Sn}$ no sigue la sistemática establecida para reacciones de núcleos estables fuertemente ligados. Son, por tanto, necesarias renormalizaciones de las partes imaginaria y/o real del potencial óptico para conseguir un mejor ajuste de los cálculos teóricos a los datos experimentales en estos sistemas.
- El sistema ${}^9\text{Be} + {}^{120}\text{Sn}$ presenta mayor absorción de flujo elástico en comparación con los demás sistemas estudiados.
- El sistema ${}^{10}\text{B} + {}^{120}\text{Sn}$ presenta menor absorción de flujo elástico en comparación con los demás sistemas estudiados.
- Estos resultados pueden explicarse con los valores de umbral de ruptura y de energía de separación de un neutrón, presentados en el trabajo.
- El modelo óptico basado en el potencial de doble convolución de São Paulo es capaz de cuantificar diferencias importantes en los mecanismos de reacción de los diferentes proyectiles, los cuales son fuertemente dependientes de sus propiedades estructurales, distancias de interacción y energías de bombardeo.
- La coherencia de los resultados obtenidos y las incógnitas aún por resolver nos invitan a seguir analizando los núcleos de ${}^9\text{Be}$ y ${}^{10}\text{B}$, y a realizar medidas que involucren a más núcleos ligeros estables débilmente ligados y a analizar los datos experimentales obtenidos con el mismo proceder.

Bibliografía

- [1] Maxwell, J. C. *Matter and Motion*; Van Nostrand: Nueva York, 1878.
- [2] Joachain, C. J. *Quantum Collision Theory*; North-Holland: Nueva York, 1975.
- [3] Thompson, I. J.; Filomena, M. N. *Nuclear Reactions for Astrophysics*; Cambridge University: Nueva York, 2009.
- [4] Cândido-Ribeiro, M. A.; Chamon, L. C.; Pereira, D.; Hussein, M. S.; Galetti, D. “Pauli nonlocality in heavy-ion rainbow scattering: A further test of the folding model”. *Physical Review Letters*, **1997**, 78 (17), 3270–3273.
- [5] Griffiths, D. J. *Introduction to electrodynamics*; 3^a ed.; Prentice Hall: Nueva Jersey, 1999.
- [6] Chamon, L. C.; Pereira, D.; Rossi, E.S.; Silva, C. P.; Dias, H.; Losano, L.; Ceneviva, C. A. P. “Isotopic dependence of the ion-ion potential in the systems $^{16}\text{O} + ^{58,60,62,64}\text{Ni}$ ”. *Nuclear Physics A*, **1996**, 597 (2), 253–268.
- [7] Hodgson, P. E. “Nuclear optical model”. *Reports on Progress in Physics*, **1971**, 34 (3), 1249.
- [8] Fernández-García, J. P.; Álvarez, M. A. G.; Chamon, L. C. “Investigation of Coulomb dipole polarization effects on reactions involving exotic nuclei”. *Physical Review C*, **2015**, 92 (1), 0146041-0146047.
- [9] Chamon, L. C.; Carlson, B. V.; Gasques, L. R.; Pereira, D.; De Conti, C.; Álvarez, M. A. G.; Hussein, M. S.; Cândido-Ribeiro, M. A.; Rossi, E. S.; Silva, C. P. “Toward

-
- a global description of the nucleus-nucleus interaction”. *Physical Review C*, **2002**, *66* (1), 0146101-01461013.
- [10] Di Pietro, A. “Phenomenological optical potentials”. *The European Physical Journal Plus*, **2018**, *133* (10), 404-418.
- [11] Woods, R. D.; Saxon, D. S. “Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering”. *Physical Review*, **1954**, *95* (2), 577-578.
- [12] Hildebrand, A.; Blomgren, J.; Ataç, A.; Bergenwall, B.; Johansson, C.; Klug, J.; Mermod, P.; Nilsson, L.; Pomp, S.; Esterlund, M.; Dangtip, S.; Tippawan, U.; Phansuke, P.; Jonsson, O.; Renberg, P. U.; Prokoev, A.; Nadel-Turonski, P.; Elm-gren, K.; Olsson, N.; Blideanu, V.; Le Brun, C.; Lecolley, J. F.; Lecolley, F. R.; Louvel, M.; Marie-Noury, N.; Schweitzer, C.; Eudes, Ph.; Haddad, F.; Lebrun, C.; Koning, A. J. “Elastic neutron scattering at 96 MeV”. *American Institute of Physics*, **2005**, *769* (1), 853-856.
- [13] Álvarez, M. A. G.; Alamanos, N.; Chamon, L. C.; Hussein, M. S. “Study of the effects of Pauli blocking and Pauli nonlocality on the optical potential”. *Nuclear Physics A*, **2005**, *753* (1-2), 83-93.
- [14] Álvarez, M. A. G.; Chamon, L. C.; Hussein, M. S.; Pereira, D.; Gasques, L. R.; Rossi Jr., E. S.; Silva, C. P. “A parameter-free optical potential for the heavy-ion elastic scattering process”. *Nuclear Physics A*, **2003**, *723* (1-2), 93-103.
- [15] De Vries, H.; De Jager, C. W.; De Vries, C. “Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic electron scattering”. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **1987**, *36* (3), 495-536.
- [16] Lalazissis, G. A.; König, J.; Ring, P. “New parametrization for the Lagrangian density of relativistic mean field theory”. *Physical Review C*, **1997**, *55* (1), 540-543.

Bibliografía

- [17] Nikšić, T.; Vretenar, D.; Finelli, P.; Ring, P. “Relativistic Hartree-Bogoliubov model with density-dependent meson-nucleon couplings”. *Physical Review C*, **2002**, *66* (2), 243061-2430615.
- [18] National Nuclear Data Center. <https://www.nndc.bnl.gov/qcalc/> (visitada 21 de Febrero de 2019).
- [19] Brandan, M. E.; Satchler, G. R. “The interaction between light heavy-ions and what it tells us”. *Physics Report*, **1997**, *285* (4-5), 143-243.
- [20] Chamon, L. C.; Pereira, D.; Rossi Jr., E. S.; Silva, C. P.; Lichtenthailer-Filho, R.; Gomes, L. C. “Experimental investigation of the ion-ion potential for the $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ system at large interaction distances”. *Nuclear Physics A*, **1995**, *582* (1-2), 305-313.
- [21] Zettili, N. *Quantum Mechanics: Concepts and Applications*; John Wiley & Sons: Nueva York, 2001.
- [22] Álvarez, M. A. G.; Rodríguez-Gallardo, M.; Gasques, L. R.; Chamon, L. C.; Oliveira, J. R. B.; Scarduelli, V.; Freitas, A. S.; Rossi, E. S.; Zagatto, V. A. B.; Rangel, J.; Lubian, J.; Padron, I. “Elastic scattering, inelastic excitation, and $1n$ pick-up transfer cross sections for $^{10}\text{B} + ^{120}\text{Sn}$ at energies near the Coulomb barrier”. *Physical Review C*, **2018**, *98* (2), 0246211-0246218.
- [23] Luong, D. H.; Dasgupta, M.; Hinde, D. J.; Du Rietz, R.; Rafiei, R.; Lin, C. J.; Evers, M.; Diaz-Torres, A. “Predominance of transfer in triggering breakup in sub-barrier reactions of $^{6,7}\text{Li}$ with ^{144}Sm , $^{207,208}\text{Pb}$, and ^{209}Bi ”. *Physical Review C*, **2013**, *88* (3), 0346091-03460913.
- [24] Arazi, A.; Casal, J.; Rodríguez-Gallardo, M.; Arias, J. M.; Lichtenthäler-Filho, R.; Abriola, D.; Capurro, O. A.; Cardona, M. A.; Carnelli, P. F. F.; De Barbará, E.; Fernández-Niello, J.; Figueira, J. M.; Fimiani, L.; Hojman, D.; Martí, G. V.; Martínez-Heimman, D.; Pacheco, A. J. “ $^9\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ scattering at near-barrier

- energies within a four-body model”. *Physical Review C*, **2018**, *97* (4), 0446091-04460910.
- [25] Zagatto, V. A. B.; Lubian, J.; Gasques, L. R.; Álvarez, M. A. G.; Chamon, L. C.; Oliveira, J. R. B.; Alcántara-Núñez, J. A.; Medina, N. H.; Scarduelli, V.; Freitas, A.; Padron, I.; Rossi, E. S.; Shorto, J. M. B. “Elastic scattering, inelastic excitation, and neutron transfer for ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ at energies around the Coulomb barrier”. *Physical Review C*, **2017**, *95* (6), 0646141-0646148.
- [26] Gasques, L. R.; Freitas, A. S.; Chamon, L. C.; Oliveira, J. R. B.; Medina, N. H.; Scarduelli, V.; Rossi, E. S.; Álvarez, M. A. G.; Zagatto, V. A. B.; Lubian, J.; Nobre, G. P. A.; Padron, I.; Carlson, B. V. “Elastic, inelastic, and $1n$ transfer cross sections for the ${}^{10}\text{B} + {}^{120}\text{Sn}$ reaction”. *Physical Review C*, **2018**, *97* (3), 0346291-0346298.
- [27] Thompson, I. J. “Coupled channels methods for Nuclear Physics”. *Computer Physics Reports*, **1988**, *7* (4), 167-212.
- [28] Cook, J. “Global optical-model potentials for the elastic scattering of ${}^6,7\text{Li}$ projectiles”. *Nuclear Physics, Section A*, **1982**, *388* (1), 153-172.

Anexo

En el presente anexo, para cada reacción estudiada en el capítulo 3, se muestran los datos correspondientes al ángulo de dispersión en el sistema centro de masas (θ_{CM}) y a la sección eficaz elástica relativa a la sección eficaz Rutherford ($\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$).

${}^6\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$

θ_{CM} (°)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$	θ_{CM} (°)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$
67.6	0.990 ± 0.020	122.5	0.916 ± 0.018
72.7	1.033 ± 0.021	127.4	0.911 ± 0.018
77.8	1.009 ± 0.020	132.2	0.884 ± 0.018
82.8	1.000 ± 0.020	137.0	0.862 ± 0.017
87.9	1.011 ± 0.020	141.8	0.846 ± 0.017
92.9	1.032 ± 0.021	146.6	0.836 ± 0.017
97.9	0.984 ± 0.020	151.4	0.825 ± 0.017
102.8	0.998 ± 0.020	156.2	0.826 ± 0.017
112.7	0.952 ± 0.019	161.0	0.804 ± 0.016
117.6	0.952 ± 0.019	165.7	0.788 ± 0.016

Tabla 1: Datos experimentales correspondientes a ${}^6\text{Li}$ con una energía cinética de incidencia $E_{\text{lab}} = 19$ MeV.

θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$	θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$
52.2	0.990 ± 0.020	122.5	0.158 ± 0.003
67.6	0.919 ± 0.018	127.4	0.148 ± 0.003
77.8	0.755 ± 0.015	132.2	0.1210 ± 0.0024
82.8	0.667 ± 0.013	141.8	0.0999 ± 0.0020
87.9	0.546 ± 0.011	146.6	0.0952 ± 0.0019
92.9	0.479 ± 0.010	151.4	0.0835 ± 0.0017
107.8	0.259 ± 0.005	156.2	0.0749 ± 0.0015
112.7	0.261 ± 0.005	161.0	0.0748 ± 0.0015
117.6	0.188 ± 0.004	165.7	0.0689 ± 0.0014

Tabla 2: Datos experimentales correspondientes a ${}^6\text{Li}$ con una energía cinética de incidencia $E_{\text{lab}} = 24$ MeV.

θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$
67.6	0.578 ± 0.012
82.8	0.274 ± 0.005
92.9	0.158 ± 0.003
97.7	0.126 ± 0.003
102.8	0.0947 ± 0.0019
107.8	0.0789 ± 0.0016

Tabla 3: Datos experimentales correspondientes a ${}^6\text{Li}$ con una energía cinética de incidencia $E_{\text{lab}} = 27$ MeV.

${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$

θ_{CM} ($^\circ$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$	θ_{CM} ($^\circ$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$
57.7	1.007 ± 0.004	124.8	0.780 ± 0.011
62.9	0.994 ± 0.006	129.7	0.779 ± 0.010
68.0	0.999 ± 0.006	134.5	0.758 ± 0.010
83.3	0.993 ± 0.007	139.3	0.701 ± 0.010
88.3	0.988 ± 0.007	144.1	0.662 ± 0.010
98.3	0.985 ± 0.011	148.8	0.641 ± 0.008
105.2	0.964 ± 0.010	153.6	0.603 ± 0.008
110.2	0.920 ± 0.012	158.3	0.595 ± 0.008
115.1	0.882 ± 0.012	163.0	0.563 ± 0.009

Tabla 4: Datos experimentales correspondientes a ${}^7\text{Li}$ con una energía cinética de incidencia $E_{\text{lab}} = 20$ MeV [25].

θ_{CM} ($^\circ$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$	θ_{CM} ($^\circ$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$
57.7	0.993 ± 0.009	113.2	0.509 ± 0.008
62.9	1.011 ± 0.007	118.0	0.441 ± 0.005
68.0	0.997 ± 0.008	122.9	0.401 ± 0.005
73.2	1.022 ± 0.011	127.7	0.345 ± 0.005
78.2	1.002 ± 0.012	132.6	0.308 ± 0.005
83.3	1.035 ± 0.017	137.4	0.269 ± 0.005
88.3	0.976 ± 0.011	142.2	0.248 ± 0.004
93.4	0.870 ± 0.007	146.9	0.209 ± 0.003
98.3	0.756 ± 0.007	151.7	0.190 ± 0.003
103.3	0.702 ± 0.007	156.4	0.182 ± 0.003
108.2	0.603 ± 0.007	161.1	0.175 ± 0.004

Tabla 5: Datos experimentales correspondientes a ${}^7\text{Li}$ con una energía cinética de incidencia $E_{\text{lab}} = 22$ MeV [25].

θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$	θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$
57.7	1.133 ± 0.006	122.9	0.125 ± 0.003
68.0	1.105 ± 0.009	127.7	0.102 ± 0.003
78.2	0.722 ± 0.010	132.6	0.088 ± 0.002
88.3	0.592 ± 0.007	137.4	0.077 ± 0.002
93.4	0.473 ± 0.005	142.2	0.068 ± 0.002
98.3	0.384 ± 0.006	146.9	0.059 ± 0.002
103.3	0.270 ± 0.003	151.7	0.051 ± 0.002
108.2	0.240 ± 0.003	156.4	0.047 ± 0.002
113.2	0.193 ± 0.003	161.1	0.038 ± 0.002
118.0	0.152 ± 0.003		

Tabla 6: Datos experimentales correspondientes a ${}^7\text{Li}$ con una energía cinética de incidencia $E_{\text{lab}} = 24$ MeV [25].

θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$	θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$
68.0	0.791 ± 0.010	118.0	0.051 ± 0.001
73.2	0.692 ± 0.009	122.9	0.040 ± 0.001
78.2	0.492 ± 0.006	127.7	0.034 ± 0.001
83.3	0.391 ± 0.007	132.6	0.025 ± 0.001
93.4	0.268 ± 0.005	137.4	0.020 ± 0.002
98.3	0.211 ± 0.004	142.2	0.019 ± 0.002
103.3	0.143 ± 0.002	146.9	0.015 ± 0.001
108.2	0.117 ± 0.002	151.7	0.013 ± 0.001
113.2	0.068 ± 0.002	156.7	0.010 ± 0.001

Tabla 7: Datos experimentales correspondientes a ${}^7\text{Li}$ con una energía cinética de incidencia $E_{\text{lab}} = 26$ MeV [25].

${}^9\text{Be} + {}^{120}\text{Sn}$

θ_{CM} ($^\circ$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$	θ_{CM} ($^\circ$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$
35.6	0.98 ± 0.03	111.9	0.93 ± 0.03
40.6	0.97 ± 0.03	116.7	0.90 ± 0.03
45.9	0.99 ± 0.03	121.6	0.846 ± 0.024
51.0	1.00 ± 0.03	126.5	0.82 ± 0.03
56.1	1.00 ± 0.03	131.3	0.77 ± 0.03
61.0	1.00 ± 0.03	136.0	0.75 ± 0.03
67.0	1.03 ± 0.04	140.6	0.698 ± 0.023
72.0	1.01 ± 0.03	145.4	0.702 ± 0.024
77.1	1.04 ± 0.04	150.2	0.63 ± 0.03
82.1	1.01 ± 0.03	154.9	0.65 ± 0.03
87.0	1.01 ± 0.03	159.5	0.62 ± 0.03
91.7	0.99 ± 0.03	164.0	0.63 ± 0.03
97.5	0.97 ± 0.03	168.3	0.585 ± 0.024
102.2	0.96 ± 0.03	170.7	0.49 ± 0.03
107.1	0.96 ± 0.03		

Tabla 8: Datos experimentales correspondientes a ${}^9\text{Be}$ con una energía cinética de incidencia $E_{\text{lab}} = 26.0$ MeV [24].

θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$	θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$
35.5	0.98 ± 0.03	89.4	0.98 ± 0.03
38.1	1.00 ± 0.03	91.6	0.97 ± 0.03
40.5	1.00 ± 0.03	94.1	0.96 ± 0.03
43.1	0.99 ± 0.03	97.4	0.96 ± 0.03
45.8	1.02 ± 0.03	102.1	0.92 ± 0.03
48.4	1.02 ± 0.03	107.0	0.88 ± 0.03
50.9	0.98 ± 0.03	111.8	0.844 ± 0.024
53.6	1.02 ± 0.03	116.6	0.758 ± 0.022
56.0	1.01 ± 0.03	121.5	0.73 ± 0.03
58.6	1.00 ± 0.03	126.5	0.73 ± 0.03
60.9	1.03 ± 0.03	131.3	0.60 ± 0.03
63.5	1.05 ± 0.03	136.0	0.617 ± 0.024
66.9	1.03 ± 0.03	140.6	0.554 ± 0.021
69.5	1.03 ± 0.03	145.0	0.513 ± 0.019
71.8	1.03 ± 0.03	145.8	0.549 ± 0.022
74.4	1.00 ± 0.03	150.3	0.498 ± 0.018
77.0	1.00 ± 0.03	154.9	0.454 ± 0.017
79.5	0.99 ± 0.03	159.5	0.44 ± 0.03
81.9	0.98 ± 0.03	164.0	0.43 ± 0.03
84.5	1.01 ± 0.03	168.3	0.40 ± 0.03
86.9	0.97 ± 0.03		

Tabla 9: Datos experimentales correspondientes a ^9Be con una energía cinética de incidencia $E_{\text{lab}} = 27.0$ MeV [24].

θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$	θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$
35.6	1.00 ± 0.03	89.5	0.98 ± 0.03
38.2	1.01 ± 0.03	91.7	0.99 ± 0.03
40.6	1.01 ± 0.03	94.2	0.95 ± 0.03
43.2	1.02 ± 0.03	98.0	0.94 ± 0.03
45.9	1.03 ± 0.03	102.7	0.84 ± 0.03
48.5	1.02 ± 0.03	107.7	0.77 ± 0.03
51.0	1.02 ± 0.03	112.5	0.701 ± 0.022
53.7	1.00 ± 0.03	117.2	0.598 ± 0.018
56.1	1.00 ± 0.03	121.8	0.538 ± 0.016
58.8	0.98 ± 0.03	126.6	0.491 ± 0.020
61.0	1.02 ± 0.03	131.4	0.439 ± 0.019
63.6	1.00 ± 0.03	136.0	0.397 ± 0.016
67.0	1.06 ± 0.03	140.6	0.344 ± 0.014
69.6	1.06 ± 0.03	145.4	0.340 ± 0.016
71.9	1.05 ± 0.03	150.2	0.292 ± 0.014
74.5	1.03 ± 0.03	154.9	0.281 ± 0.014
77.0	1.04 ± 0.03	159.5	0.248 ± 0.014
79.6	1.04 ± 0.03	164.0	0.267 ± 0.018
82.0	1.06 ± 0.03	168.3	0.242 ± 0.019
84.6	1.04 ± 0.03	170.8	0.24 ± 0.04
87.0	1.01 ± 0.03		

Tabla 10: Datos experimentales correspondientes a ^9Be con una energía cinética de incidencia $E_{\text{lab}} = 28.0$ MeV [24].

θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$	θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$
38.2	0.99 ± 0.03	91.6	0.835 ± 0.023
40.6	0.99 ± 0.03	94.2	0.782 ± 0.021
43.2	1.00 ± 0.03	97.5	0.65 ± 0.04
45.9	0.99 ± 0.03	102.2	0.582 ± 0.021
48.5	1.02 ± 0.03	107.1	0.491 ± 0.019
51.0	0.99 ± 0.03	111.9	0.410 ± 0.016
53.7	0.99 ± 0.03	116.7	0.346 ± 0.013
56.1	0.99 ± 0.03	121.2	0.294 ± 0.010
58.7	0.98 ± 0.03	122.0	0.308 ± 0.013
61.0	1.00 ± 0.03	126.6	0.251 ± 0.010
63.6	1.01 ± 0.03	131.4	0.216 ± 0.009
67.0	1.05 ± 0.03	136.0	0.187 ± 0.007
69.6	1.09 ± 0.03	140.6	0.161 ± 0.006
61.9	1.09 ± 0.03	145.4	0.142 ± 0.007
74.5	1.07 ± 0.03	150.2	0.129 ± 0.008
77.0	1.09 ± 0.03	154.9	0.113 ± 0.007
79.6	1.05 ± 0.03	159.5	0.114 ± 0.010
82.0	1.03 ± 0.03	164.0	0.107 ± 0.009
84.6	0.99 ± 0.03	168.3	0.099 ± 0.008
87.0	0.91 ± 0.03	170.7	0.085 ± 0.016
89.5	0.868 ± 0.024		

Tabla 11: Datos experimentales correspondientes a ^9Be con una energía cinética de incidencia $E_{\text{lab}} = 29.5$ MeV [24].

Anexo

θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$	θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$
24.3	0.99 ± 0.03	107.0	0.250 ± 0.009
29.8	1.00 ± 0.04	111.9	0.204 ± 0.007
35.6	1.00 ± 0.03	116.6	0.157 ± 0.005
40.6	1.01 ± 0.03	121.5	0.113 ± 0.018
45.9	1.02 ± 0.03	126.5	0.102 ± 0.005
51.0	1.00 ± 0.03	131.3	0.081 ± 0.004
56.1	1.01 ± 0.03	135.9	0.062 ± 0.003
61.0	1.05 ± 0.03	140.5	0.057 ± 0.003
67.0	1.05 ± 0.03	145.3	0.0516 ± 0.0020
71.9	1.03 ± 0.03	150.1	0.046 ± 0.003
77.1	0.90 ± 0.03	154.8	0.040 ± 0.002
82.1	0.773 ± 0.022	159.4	0.037 ± 0.002
87.0	0.663 ± 0.019	163.9	0.033 ± 0.002
91.7	0.559 ± 0.016	168.2	0.032 ± 0.001
97.4	0.425 ± 0.014	170.7	0.035 ± 0.012
102.1	0.309 ± 0.010		

Tabla 12: Datos experimentales correspondientes a ^9Be con una energía cinética de incidencia $E_{\text{lab}} = 31.0$ MeV [24].

θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$	θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$
24.3	1.07 ± 0.07	61.0	0.214 ± 0.013
27.0	0.93 ± 0.04	61.5	0.198 ± 0.010
29.8	0.98 ± 0.06	63.6	0.148 ± 0.006
32.5	1.00 ± 0.04	67.1	0.100 ± 0.005
35.6	1.12 ± 0.07	71.9	0.061 ± 0.003
38.2	1.09 ± 0.04	77.1	0.0340 ± 0.0024
40.6	1.11 ± 0.07	82.1	0.0140 ± 0.0015
43.2	0.92 ± 0.03	86.9	0.0087 ± 0.0013
45.9	0.85 ± 0.05	91.9	0.0077 ± 0.0006
48.5	0.656 ± 0.024	97.5	0.0027 ± 0.0004
51.0	0.59 ± 0.04	102.2	0.0019 ± 0.0003
53.7	0.436 ± 0.016	107.1	0.0009 ± 0.0002
56.1	0.38 ± 0.03	128.5	0.0007 ± 0.0007
58.8	0.258 ± 0.010	152.1	0.0004 ± 0.0003

Tabla 13: Datos experimentales correspondientes a ^9Be con una energía cinética de incidencia $E_{\text{lab}} = 42.0$ MeV [24].

θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$	θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$
10.9	0.96 ± 0.03	43.0	0.35 ± 0.05
13.6	1.01 ± 0.04	45.6	0.25 ± 0.03
16.5	1.02 ± 0.04	47.9	0.171 ± 0.009
19.2	1.01 ± 0.04	48.4	0.195 ± 0.014
22.2	0.92 ± 0.03	50.5	0.124 ± 0.014
24.9	1.10 ± 0.04	54.0	0.092 ± 0.007
27.3	1.12 ± 0.03	59.0	0.057 ± 0.005
29.7	1.15 ± 0.04	64.2	0.026 ± 0.004
32.6	1.05 ± 0.04	69.3	0.021 ± 0.005
35.3	0.85 ± 0.03	74.3	0.010 ± 0.003
37.8	0.710 ± 0.024	79.0	0.010 ± 0.003
40.5	0.527 ± 0.020		

Tabla 14: Datos experimentales correspondientes a ^9Be con una energía cinética de incidencia $E_{\text{lab}} = 50.0$ MeV [24].

$^{10}\text{B} + ^{120}\text{Sn}$

θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$	θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$
53.7	0.997 ± 0.005	119.3	0.992 ± 0.010
58.9	0.997 ± 0.007	124.1	1.000 ± 0.010
64.1	1.012 ± 0.008	128.9	1.007 ± 0.012
69.3	1.006 ± 0.009	133.7	1.001 ± 0.014
74.5	1.016 ± 0.014	138.4	0.956 ± 0.021
89.8	1.005 ± 0.013	143.1	0.956 ± 0.013
94.8	1.015 ± 0.009	147.7	0.926 ± 0.014
99.8	0.992 ± 0.010	152.4	0.921 ± 0.017
104.7	0.978 ± 0.012	157.0	0.886 ± 0.014
109.6	1.000 ± 0.013	161.6	0.882 ± 0.018
114.5	1.007 ± 0.008		

Tabla 15: Datos experimentales correspondientes a ^{10}B con una energía cinética de incidencia $E_{\text{lab}} = 31.5$ MeV [22].

Anexo

θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$	θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$
53.7	1.000 ± 0.004	114.5	0.967 ± 0.012
58.9	1.003 ± 0.006	119.3	0.952 ± 0.008
64.1	1.010 ± 0.006	124.1	0.903 ± 0.010
69.3	1.002 ± 0.008	128.9	0.907 ± 0.010
74.5	0.999 ± 0.004	133.7	0.862 ± 0.011
79.6	1.000 ± 0.005	138.4	0.843 ± 0.013
84.7	1.019 ± 0.005	143.1	0.791 ± 0.007
89.8	1.033 ± 0.006	147.7	0.753 ± 0.007
94.8	1.047 ± 0.014	152.4	0.743 ± 0.007
99.8	1.036 ± 0.010	157.0	0.718 ± 0.007
104.7	1.022 ± 0.011	161.6	0.686 ± 0.008
109.6	1.009 ± 0.011		

Tabla 16: Datos experimentales correspondientes a ^{10}B con una energía cinética de incidencia $E_{\text{lab}} = 33.5$ MeV [22].

θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$	θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$
53.7	0.996 ± 0.012	114.5	0.918 ± 0.016
58.9	0.999 ± 0.009	119.3	0.857 ± 0.013
64.1	0.980 ± 0.008	124.1	0.806 ± 0.015
69.3	1.017 ± 0.009	128.9	0.726 ± 0.018
74.5	1.012 ± 0.012	133.7	0.677 ± 0.014
79.6	1.012 ± 0.015	138.4	0.621 ± 0.012
84.7	0.973 ± 0.020	143.1	0.562 ± 0.013
89.8	1.016 ± 0.018	147.7	0.535 ± 0.009
94.8	0.984 ± 0.012	152.4	0.491 ± 0.010
99.8	0.982 ± 0.013	157.0	0.467 ± 0.009
104.7	0.965 ± 0.015	161.6	0.439 ± 0.009
109.6	0.945 ± 0.017		

Tabla 17: Datos experimentales correspondientes a ^{10}B con una energía cinética de incidencia $E_{\text{lab}} = 35.0$ MeV [22].

θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$	θ_{CM} ($^{\circ}$)	$\sigma_{El}/\sigma_{Ruth}$
53.7	0.986 ± 0.006	114.5	0.466 ± 0.009
58.9	0.996 ± 0.008	119.3	0.404 ± 0.010
64.1	0.970 ± 0.009	124.1	0.315 ± 0.004
69.3	0.994 ± 0.011	128.9	0.270 ± 0.004
74.5	0.972 ± 0.008	133.7	0.226 ± 0.004
79.6	0.985 ± 0.012	138.4	0.186 ± 0.003
84.7	0.943 ± 0.012	143.1	0.1604 ± 0.0017
89.8	0.922 ± 0.013	147.7	0.1452 ± 0.0019
94.8	0.866 ± 0.018	152.4	0.1301 ± 0.0018
99.8	0.823 ± 0.011	157.0	0.1145 ± 0.0017
104.7	0.674 ± 0.011	161.6	0.1050 ± 0.0020
109.6	0.578 ± 0.009		

Tabla 18: Datos experimentales correspondientes a ^{10}B con una energía cinética de incidencia $E_{\text{lab}} = 37.5$ MeV [22].