

ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ В.Н. КАРАЗІНА

(повне найменування вищого навчального закладу)

ІННІ «ФІЗИКО-ТЕХНІЧНИЙ ФАКУЛЬТЕТ»

(назва факультету)

КАФЕДРА ФІЗИКИ ЯДРА ТА ВИСОКИХ ЕНЕРГІЙ ІМЕНІ О.І. АХІЄЗЕРА

(повна назва кафедри)

Пояснювальна записка

до дипломного проекту (роботи)

БАКАЛАВРА

(освітньо-кваліфікаційний рівень)

на тему

укр. Аналіз пружного α - ^{58}Ni розсіювання в діапазоні енергій $E_\alpha = 104 - 699$ MeV за моделлю S-матриці

англ. Analysis of elastic α - ^{58}Ni scattering in the energy region $E_\alpha = 104 - 699$ MeV by S-matrix model

Виконав: студент 4 курсу навчання за ОПП бакалавр

Спеціальність 105 «Прикладна фізика та наноматеріали»

Освітня програма «Прикладна фізика»

Анатайчук Андрій Віталійович

(прізвище та ініціали)

(особистий підпис)

Керівник: Кузнєцов П.Е.

(прізвище та ініціали)

(особистий підпис)

Рецензент: Литовченко С.В.

(прізвище та ініціали)

(особистий підпис)

АНОТАЦІЯ

Метою цієї роботи є аналіз пружного розсіювання α -частинок на ядрах ^{58}Ni для енергій від 26 до 175 MeV/нуклон з використанням оригінальної шестипараметричної S-матричної моделі з урахуванням кулонової взаємодії та ефектів сильного ядерного поглинання та заломлення розсіяних хвиль. Наведено енергетичну залежність параметрів моделі, диференціального і повного перерізів реакції, кута ядерної райдуги, а також деякі інші графіки. Результати, отримані за допомогою S-матриці краще узгоджуються з експериментальними даними, ніж значення отримані для оптичної моделі для аналогічних енергій.

ABSTRACT

The purpose of this work is to analyze the elastic scattering of α -particles on ^{58}Ni nuclei for energies from 26 to 175 MeV/nucleon was carried out using the original six-parameter S-matrix model, taking into account the Coulomb interaction, the effects of strong nuclear absorption, and refraction of scattered waves. The energy dependence of the model parameters, the differential and total cross sections of the reaction, the angle of the nuclear rainbow, as well as some other graphs are presented. The results, obtained using the S-matrix, are in better agreement with the experimental data than those obtained by the optical model for similar energies.

ЗМІСТ

Вступ.....	4
Розділ 1. Огляд літератури.....	8
Розділ 2. Теоретична модель.....	11
Розділ 3. Аналіз отриманих розрахунків та порівняння з експериментальними даними.....	15
Висновок.....	27
Перелік використаних джерел.....	29

ВСТУП

Вивчення розсіювання α -частинок на ядрах є фундаментальною областю досліджень у ядерній фізиці. Такі експерименти є особливо важливими при середніх і високих енергіях, оскільки вони дають інформацію про властивості ядер і сили, які їх зв'язують. Дані, отримані в результаті цих експериментів, аналізуються за допомогою теоретичних моделей, таких як оптична модель та модель матриці розсіювання (S-матриці). Ці моделі надають нам потужні інструменти для інтерпретації та отримання інформації про характеристики атомного ядра.

Оптична модель є першим успішним і найбільш популярним підходом опису взаємодії адронів для проміжної області енергій. Ця модель використовує комплексні потенціали з уявною частиною, яка описує поглинання падаючого адрону, і реальною частиною, яка описує ядерне заломлення (рефракцію), що має велику схожість до характерних оптичних систем. Такий підхід вимагає чисельного розв'язання рівняння Шредінгера для отримання різних властивостей розсіювання та дослідження їхніх внутрішніх фізичних характеристик.

Як можна буде побачити, ядерне розсіювання в області проміжних енергій ($E_n \geq 25 - 30$ МеВ/нуклон) має велику кількість ефектів аналогічних до оптики. Особливо помітним є явище ядерної дифракції повністю аналогічне до явища дифракції світла в класичній оптики. Ця особливість пов'язана з наявністю хвильових властивостей у мікрооб'єктів, що також називають корпускулярно-хвильовим дуалізмом. Ядерні дифракційні теорії опираються на фізичне порівняння цих двох дуже схожих розділів фізики.

У цій роботі досліджуються експериментальні дані, отримані з пружного розсіювання α - ^{58}Ni для області енергій альфа-частинок $E_\alpha = 104 - 699$ МеВ за допомогою S-матричної моделі. Ця модель вимагає спеціальної параметризації в просторах моменту імпульсу та прицільного параметра. Перевагою S-матричної моделі є можливість отримати аналітичні вирази для

амплітуд і перерізів великої кількості досліджуваних процесів. Ця особливість дозволяє нам досліджувати залежність цих величин від різних параметрів S -матриці та отримати глибше розуміння їх фізичного значення. Крім того, належним чином параметризована S -матриця містить лише відносно невелику кількість параметрів із чіткою фізичною інтерпретацією та може полегшити аналіз експериментальних даних у широкому діапазоні енергій і кутів розсіювання, де спостерігаються різні явища ядерного розсіювання, наприклад: розсіювання Фраунгофера та Френеля, райдужне розсіювання, кросовери та структури Ейрі. Також такий підхід дозволяє зрозуміти певні особливості поведінки диференціального перерізу ядерних процесів. У свою чергу, оптична модель має декілька недоліків, а саме невизначеність вибору параметрів потенціалу та неермітовість гамільтоніана. Як наслідок, точність оптичної моделі погіршується при високих енергіях.

У пружному розсіюванні альфа-частинок на важких ядрах в діапазоні енергій 104-699 MeV спостерігається швидке загасання фраунгоферових коливань диференціального перерізу при малих кутах розсіювання. Далі спостерігається широкий пік, який часто пояснюють райдужним розсіюванням, з наступним поступовим зменшенням поперечного перерізу до більших кутів розсіювання [1-3]. Крім того, зі збільшенням енергії падаючої альфа-частинки максимум райдуги стає менш помітним, а поперечний переріз для кутів вищих за кут райдуги швидко зменшується, головним чином через "дальню частину" амплітуди розсіювання. Ця величина відповідає розсіюванню від дальньої сторони ядра мішені відносно детектора.

Райдужне розсіювання спостерігається, коли у ядра-мішені наявна деяка невелика прозорість для розсіяних легких ядер. У таких випадках падаюча легка частинка проникає у внутрішню область ядра-мішені, що надає додаткову інформацію про його внутрішню структуру через аналіз диференціального перерізу. Явище райдужного розсіювання відіграє важливе значення для розуміння ядерних зіткнень при проміжних енергіях та

спостерігалось в пружному розсіюванні легких і проміжних ядер, таких як ^3H , ^3He , ^6Li , ^9Be , ^{11}B та ^{12}C [2].

Картина райдужного розсіювання в області проміжних енергій для легких і середніх ядер-мішеней та при дещо вищих енергіях для важких ядер, також визначається поєднанням поглинальних і заломлюючих властивостей ядра, крім цього потрібно враховувати кулонову взаємодію частинок. Особливий інтерес представляє поведінка перерізу в області перетину (кросоверу) ближньої та дальньої складових амплітуди розсіювання (кросовер Фраунгофера) для широкого діапазону енергій пружного розсіювання альфа-частинок.

Для дослідження поведінки диференціального поперечного перерізу, потрібно встановити зв'язок між квантовою функцією відхилення та прицільним параметром або моментом імпульсу. У випадках, коли функція відхилення має чіткий виражений мінімум при від'ємних значеннях, можна спостерігати ядерне райдужне розсіювання. Однак для деяких ядер (таких як ^9Be , ^{12}C) низька прозорість процесу розсіювання призводить до лише слабкої ознаки райдужного розсіювання, відомої як райдужний привид.

Метою цієї роботи є дослідження закономірності явищ заломлення, що спостерігаються при пружному розсіюванні α -частинок на ^{58}Ni при енергіях від 26 до 175 МеВ/нуклон. Явища дифракції та заломлення, а також механізми взаємодії α -частинок з ^{58}Ni проаналізовано за допомогою оригінальної S-матричної моделі в широкому діапазоні енергій (від 104 до 699 МеВ). У дослідженні використовується класичний підхід S-матриці [1], який враховує ефекти поглинання та заломлення та спочатку був призначений для опису пружного розсіювання на легких ядрах при проміжних енергіях. З використанням експериментальних даних пружного розсіювання α -частинок на ^{58}Ni , можна підібрати параметри матриці розсіювання, які найкраще описують експериментальний результат. Також в роботі досліджено поведінку поперечного перерізу в області кросовера Фраунгофера та кути ядерної райдуги в широкому діапазоні енергій для пружного α - ^{58}Ni розсіювання.

Щоб оцінити якість підгонки даних, отриманих за допомогою S-матричної моделі, також представлені результати альтернативної шестипараметричної оптичної моделі [4], яка використовується для аналізу пружного розсіювання α -частинок на ^{58}Ni в діапазоні енергій від 288 до 699 MeV (деякі інші енергії також аналізуються за результатами оптичної моделі з експериментів [6, 5, 7]).

У роботі узагальнено результати восьми експериментів, в яких отримані значення диференціальних перерізів пружного розсіювання α - ^{58}Ni для різних енергій альфа-частинок E_α , а саме: 104 [5], 139 [6], 172,5 [7], 240 [8], 288 [9], 340 [9], 386 [10], 480 [9], 699 [9] MeV.

На додаток до опису явища ядерної райдуги в пружному розсіюванні α - ^{58}Ni , у цій роботі також розглядається залежність від енергії кута кросовера Фраунгофера та кута ядерної райдуги, а також зміни у формі квантової функції відхилення та модулю матриці розсіювання в залежності від моменту імпульсу. Крім цього, поглиблено вивчається поведінка кількох параметрів, а саме: параметра ядерної рефракції δ_1 , ядерний коефіцієнт прозорості ε , лінійні розміри $L_{0,1}/k$ і параметри розмиття (дифузності) $\Delta_{0,1}/k$ в зонах сильного поглинання (0) та ядерної рефракції (1) як функції енергії, а також енергетичну залежність повного перерізу реакції σ_r .

Результати виявляють плавну, фізично обґрунтовану зміну параметрів моделі з енергією, які можна чітко пояснити в напівкласичній інтерпретації.

РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД ЛІТЕРАТУРИ

Явище оптичної дифракції було відкрито ще в XVII столітті італійським вченим Франческо Марією Грімальді. Але явище дифракції елементарних частинок було відкрито лише в XX столітті американськими вченими Клінтоном Девіссоном та Лестером Джермером, а також незалежно від них Джорджем Томсоном, які експериментально відкрили дифракцію електронів на кристалах в 1927 році. Ці дослідження були покликані підтвердити або спростувати відому гіпотезу Луї де Бройля, яка полягає в наявності у будь-якої масової частинки не лише корпускулярних, а й хвильових властивостей. Саме цьому ефекту зобов'язане існування явища ядерної дифракції [11].

Явища ядерної дифракції з'являються при певних доволі великих значеннях енергії, що пов'язано з наявністю сильного поглинання налітаючих частинок, тобто поведуть себе дуже схоже до чорного екрану в оптиці. В 1940 році Георг Плачек та Ганс Бете показали, що пружне нейтрон-ядерне розсіювання схоже на дифракцію Фраунгофера для світла від чорного шару в оптиці [12]. Ця робота поклала початок дослідженням в області ядерної дифракції.

В 1945 році А. І. Ахієзер та І. Я. Померанчук дослідили пружне розсіювання заряджених частинок (протонів) поглинаючими ядрами для вивчення впливу кулонової взаємодії на дифракційну картину розсіювання [13]. Цей підхід був узагальнений Дж. Блером в 1954 р. для важчих заряджених налітаючих частинок [14]. Це наближення отримало назву Ахієзера-Померанчука-Блера та було використано для аналізу різних експериментальних даних пружного розсіювання протонів, дейтронів, ядер ^3He та α -частинок.

Дифракційні ядерні процеси є прямими ядерними реакціями, тобто реакціями, в яких налітаюча частинка при зіткненні з ядром взаємодіє лише з одним або іноді декількома нуклонами ядра. Час протікання прямих ядерних реакцій збігається за порядком величини з часом прольоту налітаючою частинкою відстані порядку лінійного розміру ядра. При побудові моделі ядерної дифракції слід враховувати також ефекти прозорості ядра, розмиття

ядерної поверхні (через відсутність різкої границі ядра та зміну густини ядерної матерії) та багато інших ефектів (наприклад, кулонову взаємодію заряджених частинок, спин, несферичність ядер).

В 1953 році Г. Фешбах, Ц. Портер та В. Вайскопф запропонували оптичну модель ядерного розсіювання [15, 16]. В цій моделі адрон-ядерне розсіювання розглядається за аналогією до розсіювання світлової хвилі сферичною краплею рідини з певним значенням показника заломлення та коефіцієнту поглинання. В такому підході нуклон-нуклона взаємодія між окремими нуклонами ядра та налітаючими частинками замінюється ефективним двочастинковим комплексним потенціалом (де реальній частині відповідає заломлення, а уявній – поглинання), тобто складна багаточастинкова проблема замінюється простішою задачею двох тіл.

Пружне дифракційне розсіювання нуклонів ядрами зі слабкою кулоновою взаємодією в області проміжних енергій аналогічне розсіюванню Фраунгофера для світла в оптиці. У свою чергу, при наявності достатньо великих електричних зарядів, кулонова взаємодія суттєво змінює дифракційну картину розсіювання. В цьому випадку сильне електричне поле ядра діє на налітаючу частинку як розсіювальна лінза, якщо заряди налітаючого адрона та ядра мають однакові заряди, та як фокусувальна лінза, коли знаки заряду відрізняються. При цьому в експерименті спостерігається картина дифракції Френеля пружного розсіювання частинок ядрами.

Райдужне розсіювання – це важливий тип ядерного розсіювання, який спостерігається в основному при розсіюванні середніми та важкими ядрами легких ядер ^3He , ^4He , ^6Li в області енергій 25-30 МеВ/нуклон.

Дифракційне розсіювання обумовлене сильним ядерним поглинанням. Тому воно відбувається біля поверхні ядра та визначається геометрією зіткнення, тобто розмірами та електричними зарядами частинок, що зіштовхуються, а також шириною розмиття ядерної поверхні. У свою чергу,

райдужне розсіювання пов'язане з наявністю невеликої прозорості ядра відносно налітаючого легкого ядра. При райдужному розсіюванні відбувається взаємне проникнення ядер, що зіштовхуються, а диференціальний переріз таких процесів містить цінну інформацію про внутрішню будову ядер. В 1959 році К. Форд та Дж. Уїллер першими розглянули явище райдужного розсіювання в атомних та ядерних зіткненнях [17].

Явище ядерної дифракції є більш різноманітним явищем фізичним явищем, ніж оптична дифракція, оскільки непружні та квазіпружні процеси не мають аналогів в оптиці. Тому аналіз експериментальних даних дифракційної взаємодії адронів з ядрами в області проміжних енергій дозволяє отримати важливу інформацію про ядерну структуру та механізми різноманітних ядерних процесів [11].

На сьогодні існує декілька модифікацій оптичної моделі, запропонованої в 1953 році. Але в цій роботі увагу було зосереджено на методі параметризації шестипараметричної матриці розсіювання, яка була запропонована Ю.А. Бережним та В.В. Пилипенком у 1995 році [1]. Метою було здобування фізичних параметрів S-матриці для реакцій α - ^{58}Ni та порівняння отриманих результатів з сучасною шестипараметричною оптичною моделлю [4].

Результати цієї роботи стали основою статті, підготовленою мною до публікації у співавторстві з Ю.А. Бережним, В.В. Пилипенком, П.Е. Кузнєцовим, та Г.М. Онищенком.

РОЗДІЛ 2. ТЕОРЕТИЧНА МОДЕЛЬ

У S-матричній моделі частинки розглядаються як невзаємодіючі у початковому та кінцевому станах, тобто розташовані на нескінченно далекій відстані. Взаємодія між частинками відбуваються лише під час процесу розсіювання та описуються S-матрицею. S-матриця пов'язує початковий $\psi(\mathbf{r}, t = -\infty)$ та кінцевий $\psi(\mathbf{r}, t = \infty)$ стани частинок, і містить всю інформацію про процес розсіювання. Таким чином дія цього унітарного оператора може бути описана:

$$\psi(\mathbf{r}, t = \infty) = \hat{S} \psi(\mathbf{r}, t = -\infty). \quad (1)$$

У цій роботі використовується формула Факсена-Холтсмарка для амплітуди пружного розсіювання за допомогою елементів S-матриці:

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(S_l - 1)P_l(\cos \theta), \quad (2)$$

де θ – кут розсіювання, k – хвильовий вектор для налітаючої частинки, l – момент імпульсу налітаючої частинки відносно мішені, S_l – діагональний елемент матриці розсіювання у базисі власних значень l та $P_l(\cos \theta)$ – поліном Лежандра порядку l .

Цей вираз можна отримати, якщо записану за визначенням амплітуду розсіяння розвинути за поліномами Лежандра, це аналогічно розвиненню за парціальними хвилями.

Також використано оригінальну параметризацію S-матриці як функції кутового моменту [1]:

$$S(L) = \eta(L) \exp(2i[\delta_r(L) + \sigma_c(L)]), \quad (3)$$

$$\eta(L) = \exp[(\ln \varepsilon)g(L, L_0, \Delta_0)], \quad (4)$$

$$2\delta_r(L) = \delta_1 g^2(L, L_1, \Delta_1), \quad (5)$$

$$g(L, L_j, \Delta_j) = \frac{\sinh(L_j/\Delta_j)}{\cosh(L_j/\Delta_j) + \cosh(L/\Delta_j)}, \quad j = 0, 1 \quad (6)$$

де $L = l + 1/2$, $\eta(L)$ – модуль матриці розсіювання, $\delta_r(L)$ та $\sigma_c(L)$ – ядерна (рефракційна) та кулонова фази, $\varepsilon \ll 1$ – прозорість ядерної матерії, δ_1 – величина ядерного заломлення, L_j та Δ_j – параметри, що визначають лінійні розміри та розмиття для зони сильного поглинання при $j = 0$ та для зони ядерної рефракції при $j = 1$. Таким чином, обрана модель включає шість вільних параметрів, які повинні бути визначені з процедури підгонки: $\delta_1, \varepsilon, L_0, \Delta_0, L_1, \Delta_1$.

Слід зазначити, що $g(L, L_j, \Delta_j)$ має вигляд симетричної функції сходинки, а Δ_j якраз і визначає її розмиття. Функція модуля матриці розсіювання $\eta(L)$ може змінюватися в межах від 0 до 1, де $\eta(L) = 0$ означає повне поглинання, а $\eta(L) = 1$ відсутність поглинання.

На відміну від інших параметрів, кулонова фаза $\sigma_c(L)$ може бути точно визначена у квазікласичному наближенні. Для цього потрібно скористатися формулою для квазікласичної фази розсіювання $\delta_{wkb}(L)$:

$$\delta_{wkb}(L) = \frac{\pi L}{2} + k \int_{r_{min}}^{\infty} \left(\sqrt{1 - \frac{U(r)}{E} - \frac{L^2}{k^2 r^2}} - 1 \right) dr - k r_{min} \quad (7)$$

де E – енергія налітаючої частинки, $U(r)$ – енергія потенційної взаємодії частинок, r – відстань між частинками, r_{min} – найменша відстань зближення між частинками, що визначається з умови рівності нулю кореня під інтегралом.

В наших розрахунках вважаємо, що потенційна енергія налітаючої частинки з ядром може бути записана як взаємодія точкового заряду з рівномірно зарядженим шаром:

$$U_c(r) = \begin{cases} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_c} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2} \right), & r < R_c \\ \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}, & r \geq R_c \end{cases} \quad (8)$$

де $R_c = r_c A^{1/3}$ – радіус зарядженого шару, що визначається з краплинної моделі ядра ($r_c \approx 1.3$ фм), A – масове число ядра-мішені, а Z_1 та Z_2 – зарядові числа налітаючої частинки та мішені відповідно (наприклад, в нашому випадку $Z_1 = 2$ для α -частинки та $Z_2 = 28$ для ^{58}Ni).

Тоді, підставляючи (8) в (7) та проводячи інтегрування, отримуємо вираз для кулонової фази $\sigma_c(L)$ у квазікласичному наближенні:

$$\sigma_c(L) = \begin{cases} -\frac{1}{2}\sqrt{L_c^2 - L^2} - \frac{1}{4}p \ln \left[\frac{(aR_c^2 - p + \sqrt{L_c^2 - L^2})^2}{p^2 + L^2} \right] - n + \\ + n \ln(kR_c - n + \sqrt{L_c^2 - L^2}) + L \left[\frac{1}{2} \tan^{-1} \frac{L^2 + apR_c^2}{L\sqrt{L_c^2 - L^2}} + \right. \\ \left. + \tan^{-1} \left(L \frac{n\sqrt{L_c^2 - L^2} - L^2 - nkR_c}{L^2\sqrt{L_c^2 - L^2} + nL^2 + n^2kR_c} \right) + \frac{\pi}{4} \right], & L < L_c \\ \frac{n}{2} \ln(L^2 + n^2) + L \tan^{-1} \frac{n}{L} - n, & L \geq L_c \end{cases} \quad (9)$$

де використовуються позначення $L_c = \sqrt{k^2 R_c^2 - 2nkR_c}$, $k = \sqrt{2mE}/\hbar$, $a = \sqrt{nk/R_c^3}$, $p = (3nk/R_c - k^2)/(2a)$, $n = \mu Z_1 Z_2 e^2 / (\hbar^2 k)$ – параметр Зоммерфельда та $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ – зведена маса.

Для розрахунку диференціального перерізу пружного розсіювання використовується така властивість амплітуди пружного розсіювання:

$$\sigma(\theta) \equiv \frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2. \quad (10)$$

Квантова функція відхилення $\Theta(L)$ пов'язана з фазою розсіювання $\delta(L) = \delta_r(L) + \sigma_c(L)$ наступною формулою:

$$\Theta(L) = 2 \frac{d\delta(L)}{dL}. \quad (11)$$

Кут ядерної райдуги θ_r визначається як глибина в точці мінімуму квантової функції відхилення (11).

Для спрощення аналізу складних форм залежності, що спостерігаються в поперечних перерізах пружного розсіювання, таких як кросовер Фраунгофера або ядерна райдуга, амплітуди розсіювання зручно розвинути за допомогою процедури Фуллера, яка розкладає амплітуди на ближню та дальню компоненти (як описано в [1,19,20]). У квазікласичному випадку, такі амплітуди відповідають ближньому та дальньому краям розсіювача відповідно. Дальня (знак плюс) та ближня (знак мінус) амплітуди, взяті з [19], мають такий вигляд:

$$f^{\pm}(\theta) = f_R^{\pm}(\theta) + \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) [S(L) - \exp(2i\sigma_c(l+1/2))] Q_l^{\pm}(\cos \theta) \quad (12)$$

де $Q_l^{\pm}(\cos \theta) = \frac{1}{2} \left(P_l(\cos \theta) \mp i \frac{2}{\pi} Q_l(\cos \theta) \right)$, де $Q_l(\cos \theta)$ – функція Лежандра другого роду, $f_R^{\pm}(\theta)$ – дальня та ближня амплітуди Резерфорда з [19]. Як можна бачити, сума такого розвинення дійсно дорівнює початковій амплітуді $f(\theta)$.

Таке розбиття дає змогу розглядати різні картини ядерного розсіювання як інтерференцію цих субамплітуд (наприклад, дифракція Фраунгофера), а деякі процеси в більшості випадків визначаються тільки ближньою амплітудою розсіювання (дифракція Френеля, кулонова райдуга), або лише дальньою амплітудою розсіювання (ядерна райдуга).

Існує умова, яка визначає тип дифракційної картини при розсіюванні заряджених частинок ядрами, які сильно поглинають, вона має такий вигляд:

$$L_0 \sin \theta_c \ll 1, \text{ розсіювання Фраунгофера;} \quad (13)$$

$$L_0 \sin \theta_c \gtrsim 1, \text{ розсіювання Френеля,} \quad (14)$$

де $L_0 = l_0 + 1/2$, l_0 – граничний орбітальний момент, який відповідає прольоту частинки поблизу границі ядра мішені, θ_c – критичний кут, тобто кут, під яким частинка при проходженні повз границю ядра.

Для визначення параметрів моделі виконувалася мінімізація функціоналу $\chi^2/(N - n - 1)$ (де N – кількість експериментальних точок, а n – кількість вільних параметрів), за допомогою градієнтного методу з метою досягнення найкращої відповідності розрахованого перерізу пружного розсіювання та експериментальних даних. Для всіх розглянутих даних була прийнята рівномірна експериментальна похибка 10%. Експериментальні дані для цієї роботи були взяті з електронної бази даних ядерних експериментів EXFOR.

РОЗДІЛ 3. АНАЛІЗ ОТРИМАНИХ РОЗРАХУНКІВ ТА ПОРІВНЯННЯ З ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИМИ ДАНИМИ

В цьому розділі наведені результати аналізу наявних даних пружного розсіювання іонів ^4He на ядрі ^{58}Ni в діапазоні енергій $E_\alpha = 104 - 699$ MeV, метою якого є вивчення закономірностей явищ заломлення (прояви ефекту ядерної райдуги та кросовера Фраунгофера) в широкому діапазоні енергії α -частинок. Крім того, ми прагнемо визначити доцільність опису диференціальних перерізів розсіювання ^4He проміжними ядрами при проміжних енергіях за допомогою S-матричної моделі як альтернативи оптичній моделі. Щоб досягти цього, ми використали шестипараметричне зображення моделі S-матриці [1], яке було успішним для аналізу розсіювання ^4He на легких ядрах (^{12}C [2], ^{24}Mg [3] та інші) для діапазону енергій від 50 до 386 MeV і на важкому ядрі (^{208}Pb [18]) для енергій від 104 до 699 MeV. Параметри S-матриці для досліджуваних випадків розсіювання ми отримали шляхом аналізу наявних експериментальних даних (9 наборів даних) для пружного розсіювання α - ^{58}Ni при енергіях 104 [5], 139 [6], 172,5 [7], 240 [8], 288 [9], 340 [9], 386 [10], 480 [9] і 699 [9] MeV.

Диференціальні перерізи пружного розсіювання α - ^{58}Ni в області енергій $E_\alpha = 104 - 699$ MeV були розраховані для згаданих дев'яти значень енергії на основі S-матричної параметризації у вигляді (3) – (6), (9) і наведені на Рис. 1-9. Під час розрахунку амплітуди розсіювання (в сумі у формулі (2)), враховувалися доданки в широкому діапазоні значень l , щоб забезпечити достатню точність обчислених перерізів. Параметри S-матриці знаходили шляхом їх підгонки до відповідних експериментальних даних [5–10] і далі аналізували їх енергетичну залежність (табл. 1). Для порівняння на Рис. 3, 5, 6, 8, 9 також представлені диференціальні перерізи, розраховані на основі шестипараметричної оптичної моделі. У таблиці 1 для порівняння також наведено значення χ^2/N_{optic} .

Проаналізовані поперечні перерізи демонструють помітні дифракційні картини розсіювання (як показано на Рис. 1 - 9). У випадку розсіювання ^4He на ядрі ^{58}Ni спостерігається помітний прояв ядерного райдужного розсіювання для всіх проаналізованих енергій, що видно з характерної форми функції відхилення. Функція відхилення, позначена $\Theta(L)$, має симетричну форму відносно свого мінімуму в області від'ємних значень, що є ознакою ефекту ядерної райдуги.

E, MeV	k, фм ⁻¹	L_0	L_0/k , фм	L_1	L_1/k , фм	Δ_0	Δ_0/k , фм	Δ_1	Δ_1/k , фм	ε	δ_1	σ_c	χ^2/N , S-m	χ^2/N , optic	σ_r , мб	θ_r
104	4.20	24.0	5.7	19.8	4.7	2.61	0.62	5.14	1.22	0.023	27.5	19.4	1.4	5.4*	1669	90.8
139	4.86	27.5	5.7	24.4	5.0	3.53	0.73	5.81	1.20	0.026	21.4	23.0	2.0	6.2*	1761	62.4
172.5	5.42	29.9	5.5	26.6	4.9	3.83	0.71	6.56	1.21	0.034	19.2	26.0	1.2	2.8*	1637	49.8
240	6.42	36.6	5.7	29.8	4.6	4.96	0.77	8.36	1.30	0.071	14.6	31.2	5.1	-	1686	29.6
288	7.05	40.7	5.8	37.0	5.2	5.01	0.71	7.72	1.10	0.165	9.9	34.4	1.4	4.0	1483	21.9
340	7.67	44.2	5.8	39.3	5.1	6.01	0.78	9.03	1.18	0.131	9.8	37.7	2.5	2.6	1600	18.4
386	8.20	46.3	5.6	41.7	5.1	7.60	0.93	9.75	1.19	0.129	8.8	40.4	1.1	-	1678	15.4
480	9.18	69.2	7.5	42.9	4.7	9.53	1.04	11.75	1.28	0.221	7.5	45.4	2.5	2.6	2474	10.8
699	11.2	49.4	4.4	66.1	5.9	6.36	0.57	13.91	1.24	0.557	2.9	55.7	2.8	5.0	510	3.6

Таблиця 1. Еволюція параметрів S матриці з енергією E , повний переріз реакції σ_r , кут ядерної райдуги θ_r , та значення χ^2/N розраховані для перерізу пружного розсіювання (значення з * були взяті зі статей з експериментами для оптичної моделі).

На основі Рис. 1 - 9, можна стверджувати, що запропонована параметризація матриці розсіювання може досить точно описати складну поведінку диференціальних перерізів пружного розсіювання α -частинок на ядрах ^{58}Ni в широкому діапазоні енергій і кутів розсіяння. Експериментально отримані поперечні перерізи демонструють дифракцію Фраунгофера з великою кількістю осциляцій при малих кутах розсіювання, що супроводжується зменшенням амплітуди коливань і появою широкого максимуму, що вказує на наявність ядерного райдужного розсіювання, після якого спостерігається поступове зменшення поперечного перерізу. Крім того, S -матрична модель дає більш точні результати, ніж оптична модель (див. Рис. 3, 5, 6, 8, 9 і стовпці таблиці 1 з χ^2/N).

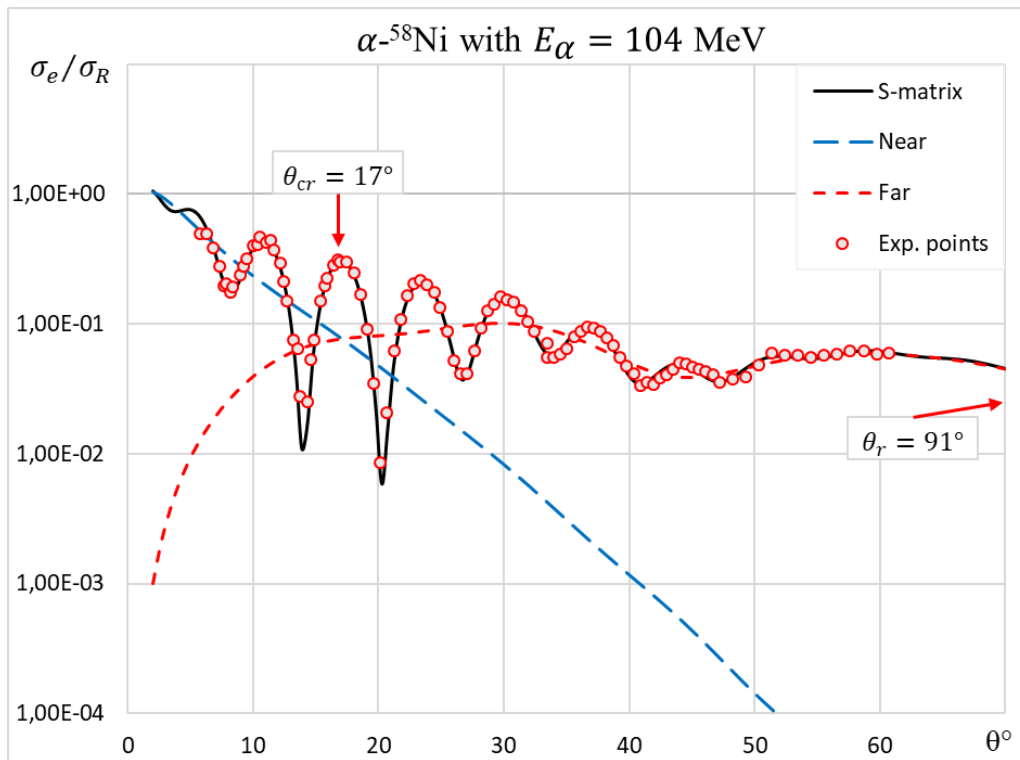


Рисунок 1. Диференційний переріз (нормований на резерфордів), розрахований за допомогою параметризації S -матриці (3) – (6), (9) для пружного розсіювання α - ^{58}Ni при $E_\alpha = 104$ MeV (суцільна чорна лінія), значення дальньої (червона пунктирна лінія) та ближньої (синя пунктирна лінія) амплітуд. Експериментальні дані з [5].

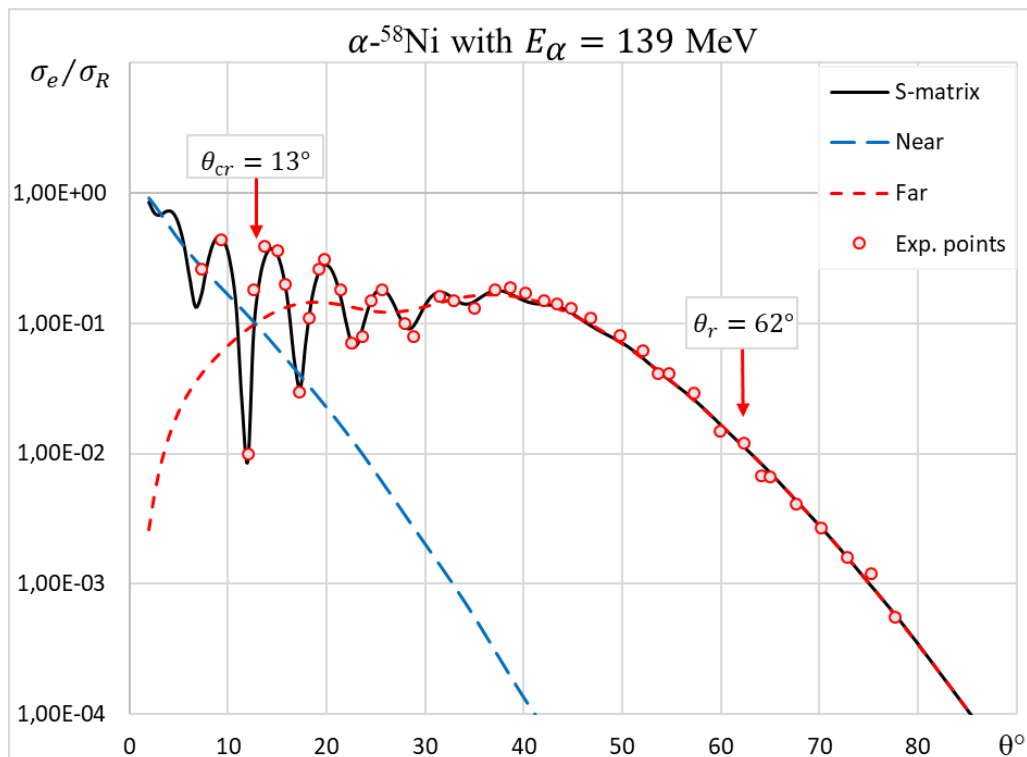


Рисунок 2. Залежності як на Рис.1, але для $E_\alpha = 139$ MeV (суцільна чорна лінія), значення дальньої (червона пунктирна лінія) та ближньої (синя пунктирна лінія) амплітуд. Експериментальні дані з [6].

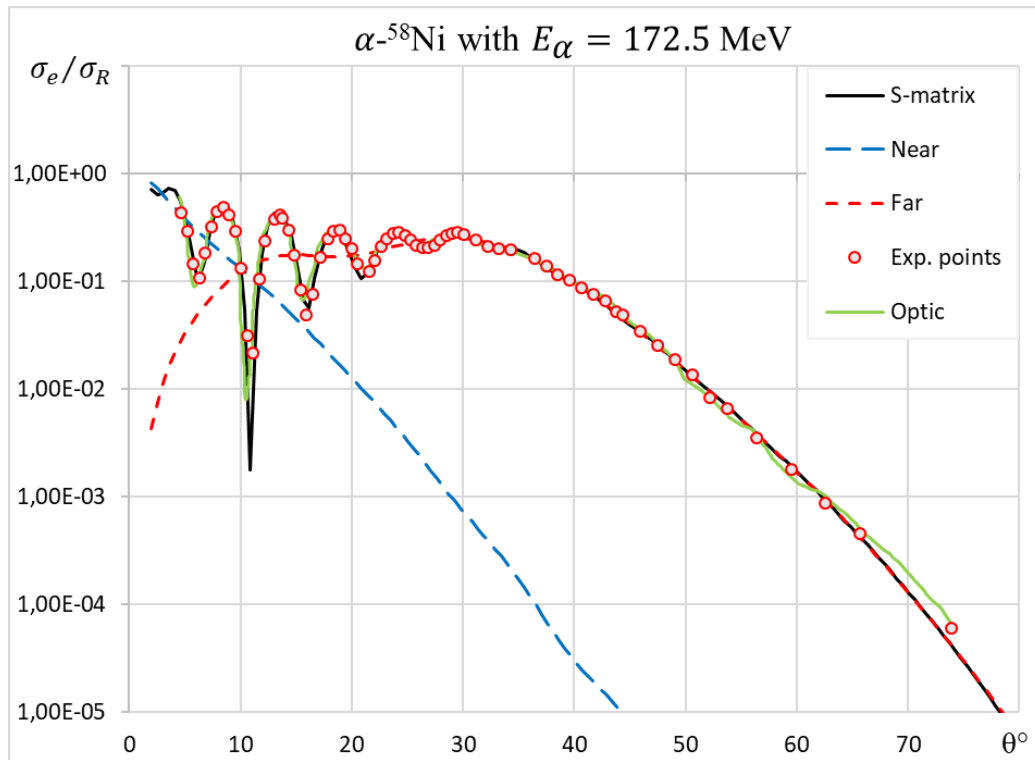


Рисунок 3. Залежності як на Рис.1, але для $E_\alpha = 172.5$ MeV (суцільна чорна лінія), значення дальньої (червона пунктирна лінія) та ближньої (синя пунктирна лінія) амплітуд, суцільна зелена лінія для оптичної моделі з [7]. Експериментальні дані з [7].

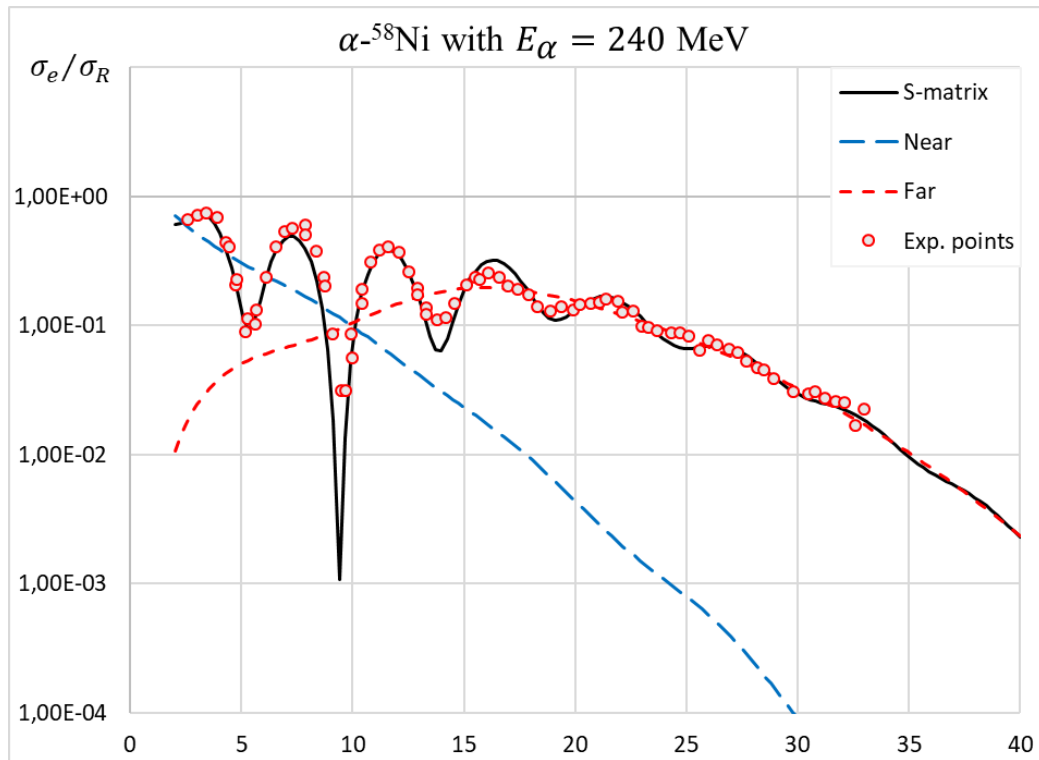


Рисунок 4. Залежності як на Рис.1, але для $E_\alpha = 240$ MeV (суцільна чорна лінія), значення дальньої (червона пунктирна лінія) та ближньої (синя пунктирна лінія) амплітуд. Експериментальні дані з [8].

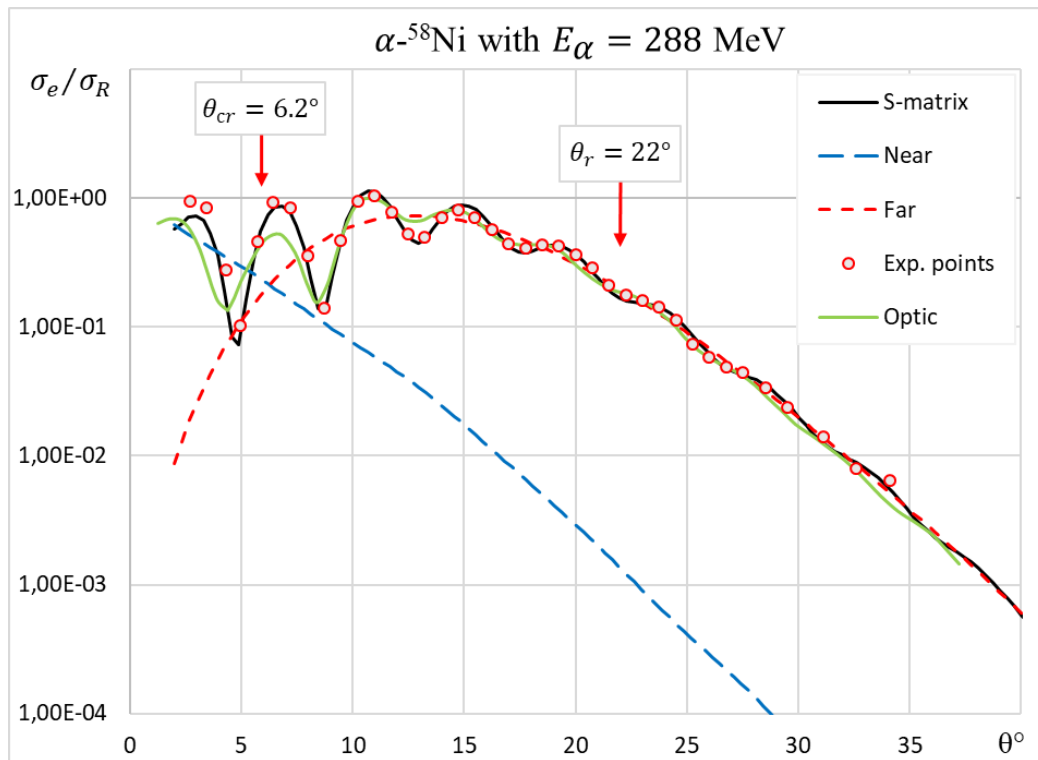


Рисунок 5. Залежності як на Рис.1, але для $E_\alpha = 288$ MeV (суцільна чорна лінія), значення дальньої (червона пунктирна лінія) та ближньої (синя пунктирна лінія) амплітуд, суцільна зелена лінія для оптичної моделі з [4]. Експериментальні дані з [9].

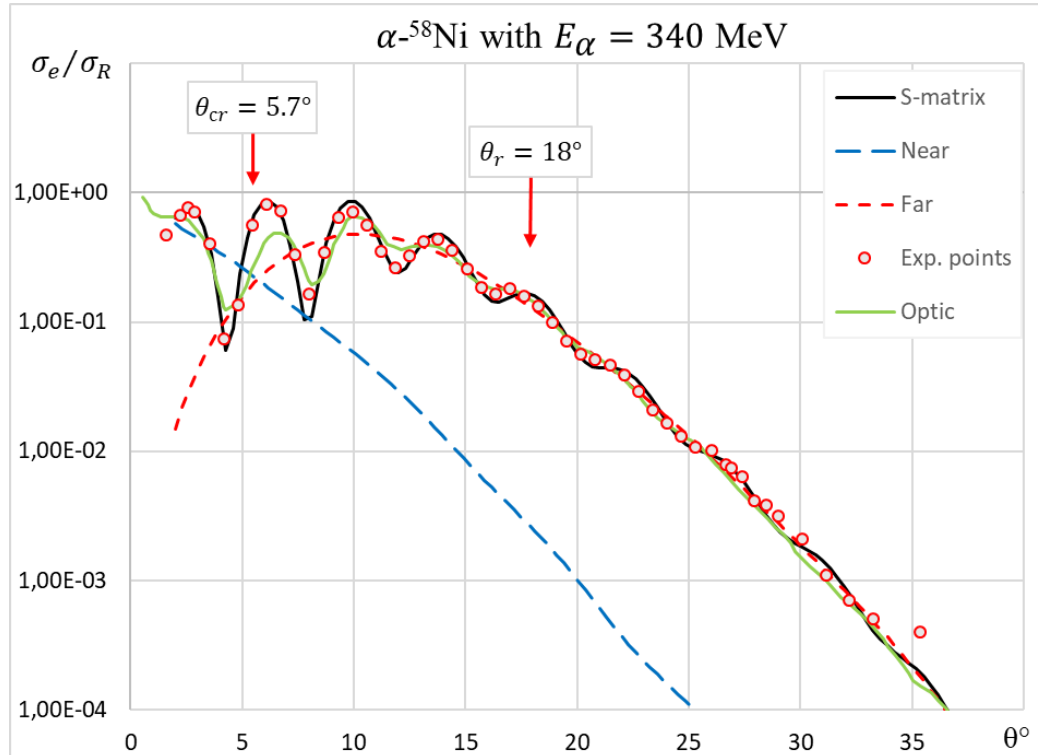


Рисунок 6. Залежності як на Рис.1, але для $E_\alpha = 340$ MeV (суцільна чорна лінія), значення дальньої (червона пунктирна лінія) та ближньої (синя пунктирна лінія) амплітуд, суцільна зелена лінія для оптичної моделі з [4]. Експериментальні дані з [9].

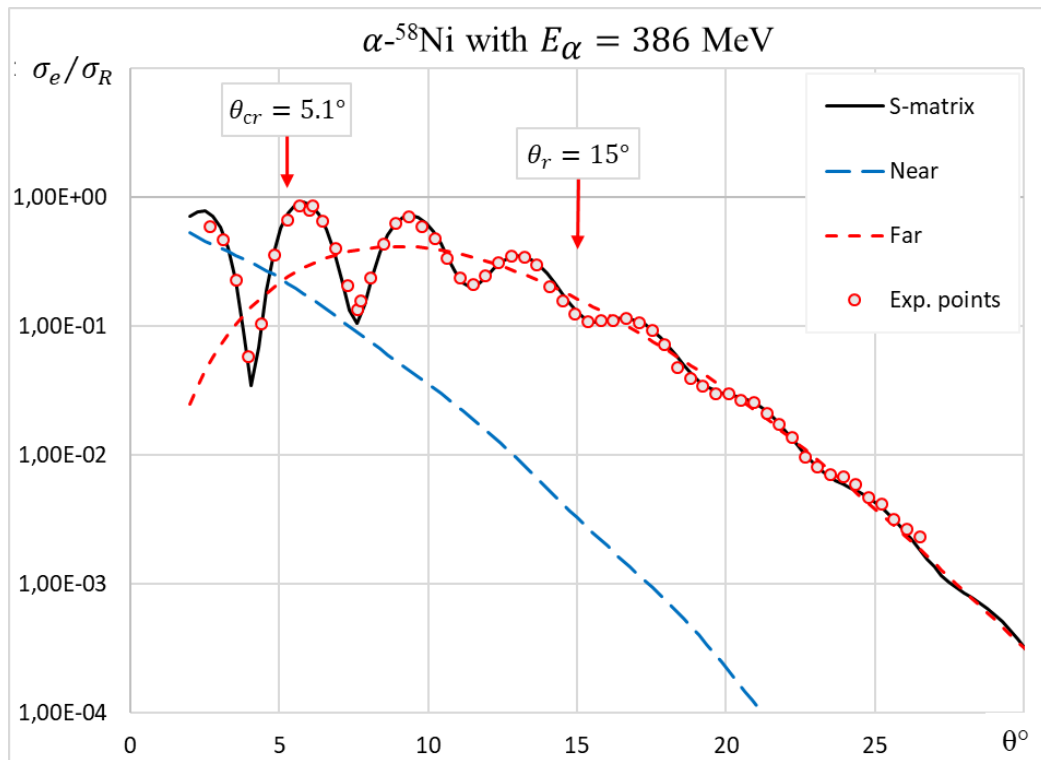


Рисунок 7. Залежності як на Рис.1, але для $E_\alpha = 386$ MeV (суцільна чорна лінія), значення дальньої (червона пунктирна лінія) та ближньої (синя пунктирна лінія) амплітуд. Експериментальні дані з [10].

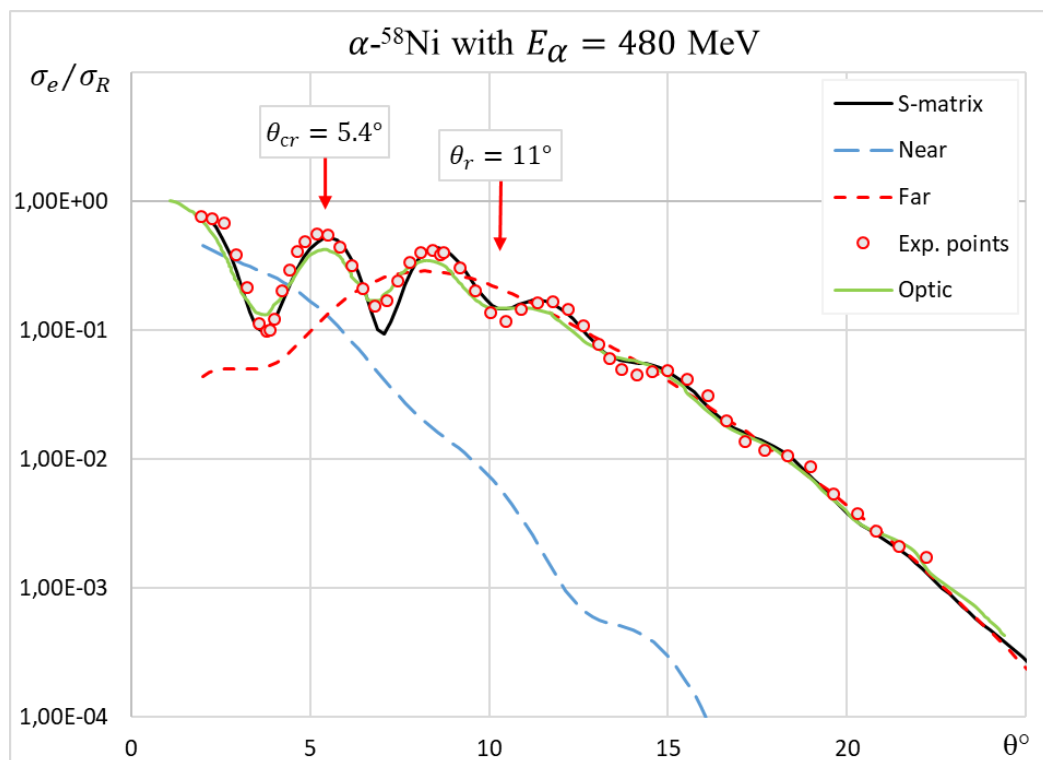


Рисунок 8. Залежності як на Рис.1, але для $E_\alpha = 480$ MeV (суцільна чорна лінія), значення дальньої (червона пунктирна лінія) та ближньої (синя пунктирна лінія) амплітуд, суцільна зелена лінія для оптичної моделі з [4]. Експериментальні дані з [9].

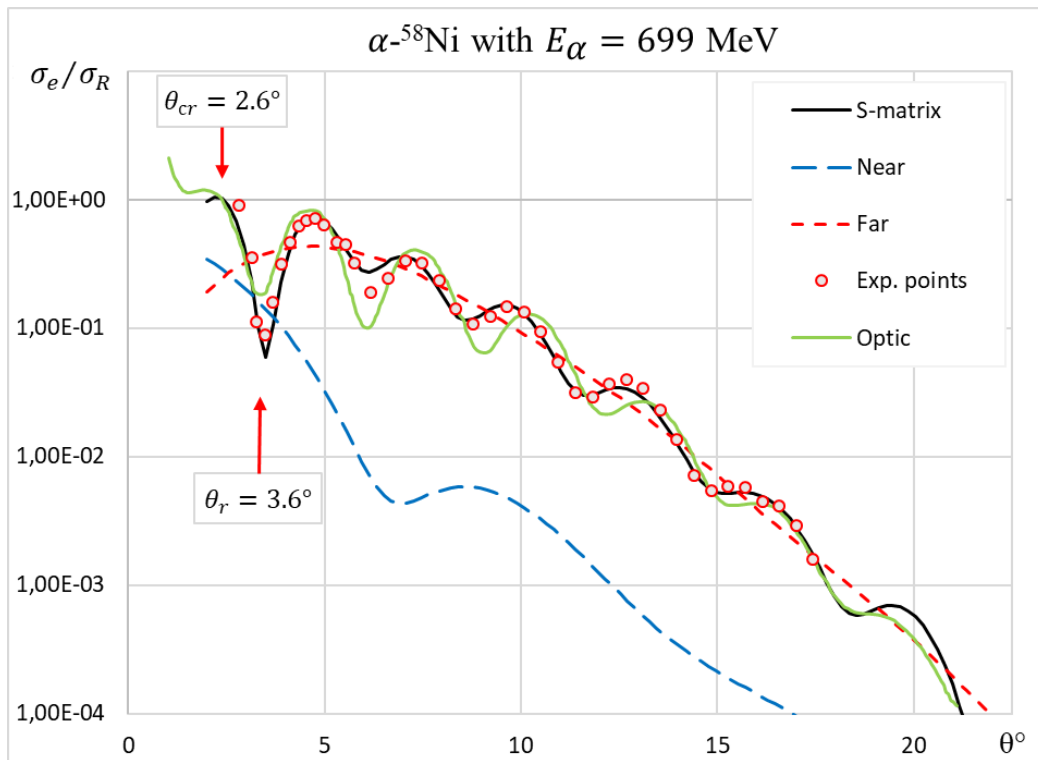


Рисунок 9. Залежності як на Рис.1, але для $E_\alpha = 480$ MeV (суцільна чорна лінія), значення дальньої (червона пунктирна лінія) та ближньої (синя пунктирна лінія) амплітуд, суцільна зелена лінія для оптичної моделі з [4]. Експериментальні дані з [9].

Розглянемо поведінку залежності параметрів S-матриці від моменту імпульсу L при різних значеннях енергії. Графіки на Рис. 10, 11 ілюструють поведінку квантової функції відхилення $\theta(L)$ і модуля S-матриці $\eta(L)$ для всіх досліджуваних енергій. На Рис. 10 показано, що квантова функція відхилення $\theta(L)$ демонструє глибокий мінімум, який характерний для ядерної райдуги. При підвищенні рівня енергії глибина цього мінімуму значно зменшується. Отже, на основі Рис. 10 і таблиці 1 можна зробити висновок, що кут ядерної райдуги θ_r зменшується зі збільшенням енергії. На Рис. 11 видно, що функція $\eta(L)$ має вигляд дифузної сходинок, яка швидко змінюється при $L \approx L_0$, тобто демонструє ефект сильного поглинання α -частинок ядром ^{58}Ni при $L < L_0$. Можна побачити відхилення від загальної тенденції для поведінки модуля S-матриці $\eta(L)$ при високих енергіях і помітну девіацію значень ε , L_0 і Δ_0 при цих енергіях, що особливо помітно на Рис.12, 14, 16.

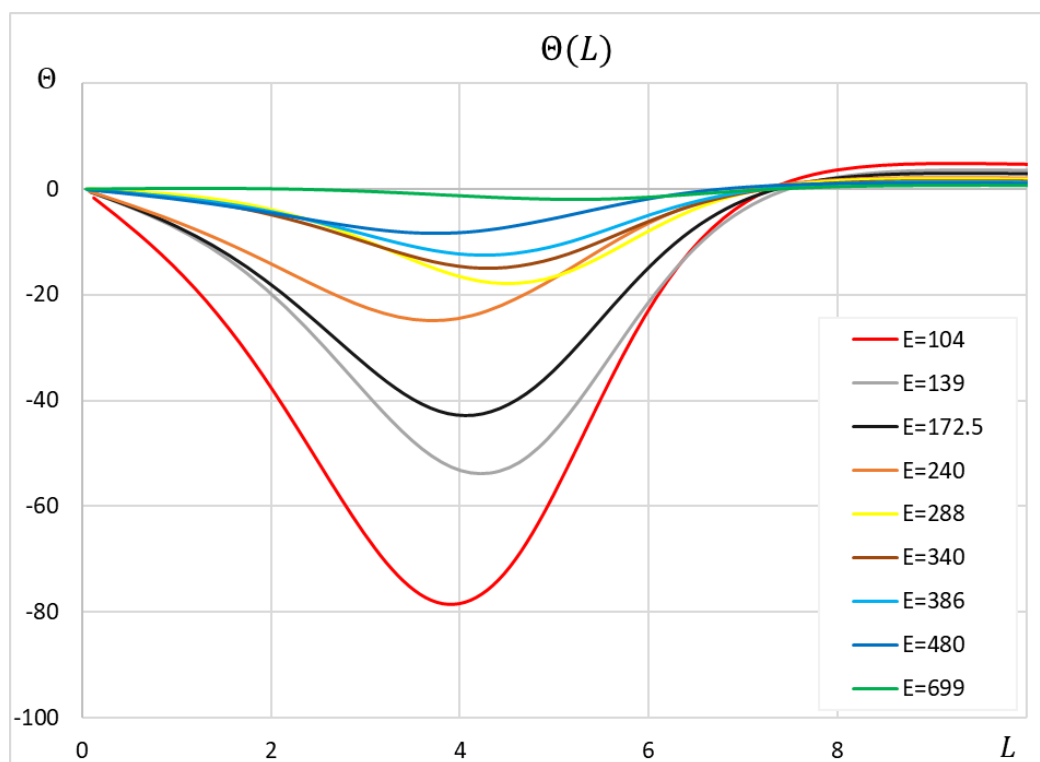


Рисунок 10. Залежність квантової функції відхилення $\Theta(L)$ (градуси) від моменту імпульсу L для різних енергій.

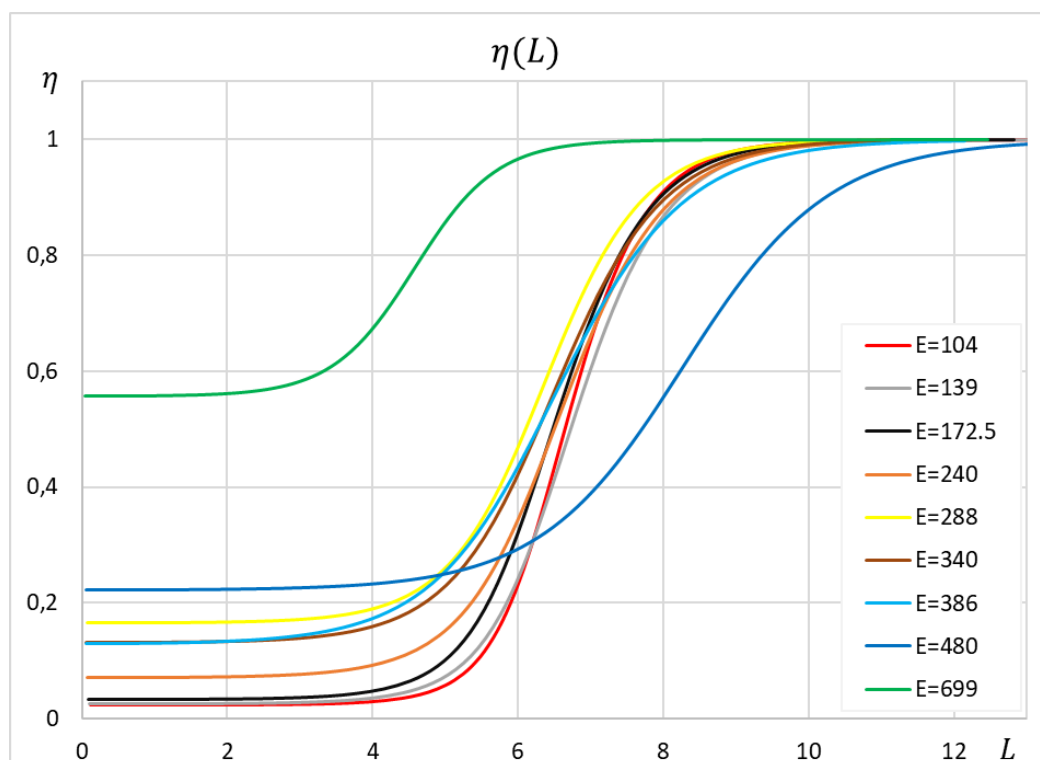


Рисунок 11. Залежність модуля матриці розсіювання $\eta(L)$ від моменту імпульсу L для різних енергій.

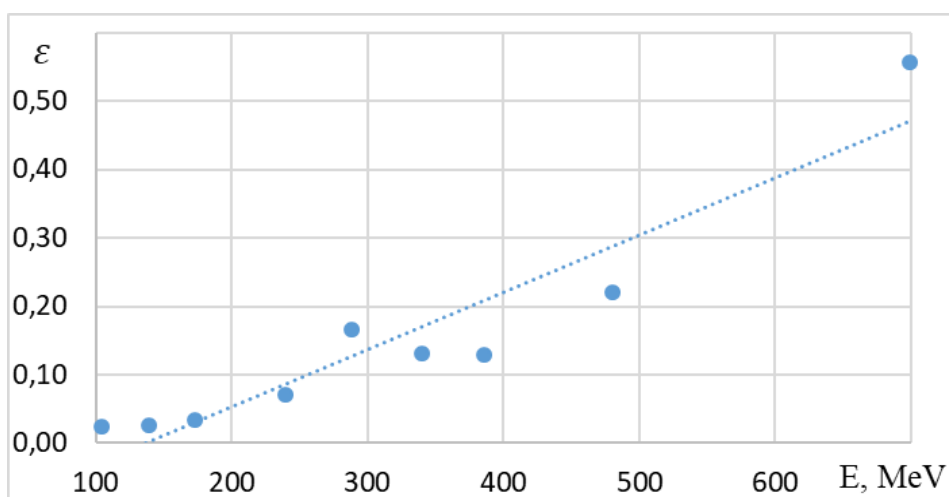


Рисунок 12. Коефіцієнт прозорості ядерної матерії ε , розрахований за допомогою параметризації S -матриці (2) – (6), (9) для пружного розсіювання α - ^{58}Ni , як функція енергії.

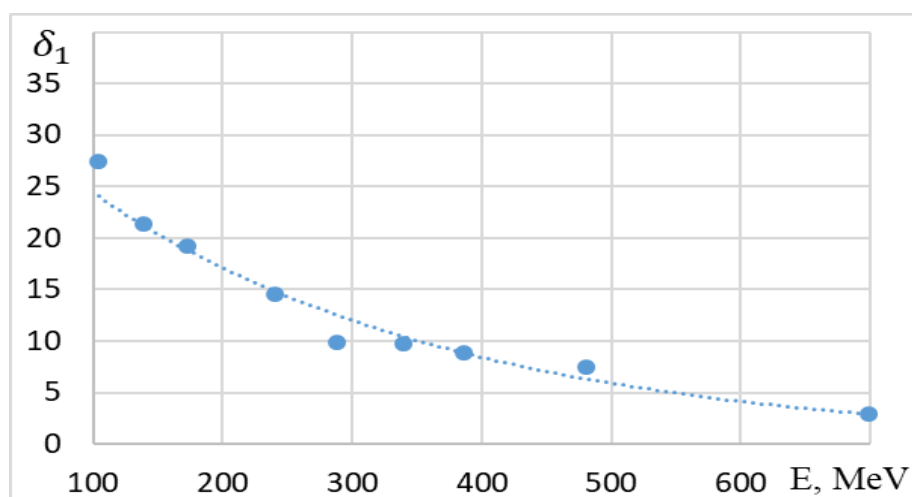


Рисунок 13. Величина фази ядерної рефракції δ_1 від енергії, розрахована так само як на Рис. 12.

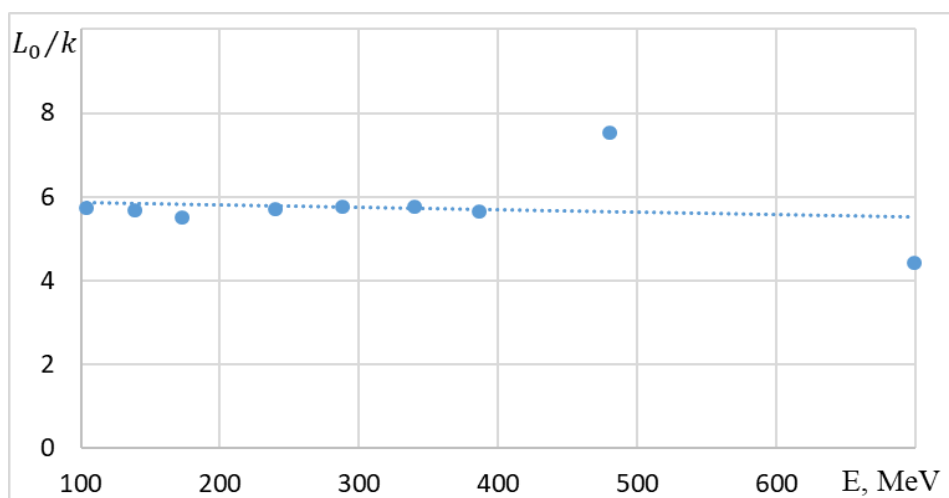


Рисунок 14. Залежність лінійних розмірів зони сильного поглинання L_0/k від енергії, розрахована так само як на Рис. 12.

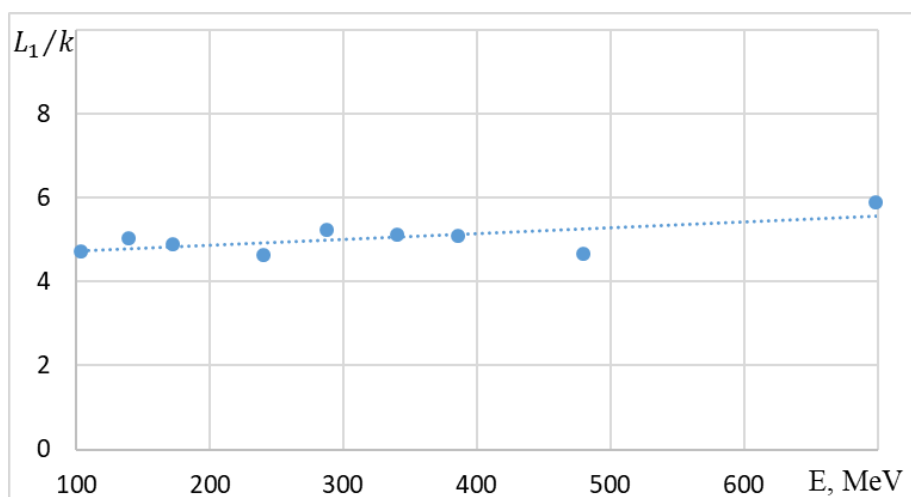


Рисунок 15. Залежність лінійних розмірів зони ядерної рефракції L_1/k від енергії, розрахована так само як на Рис. 12.

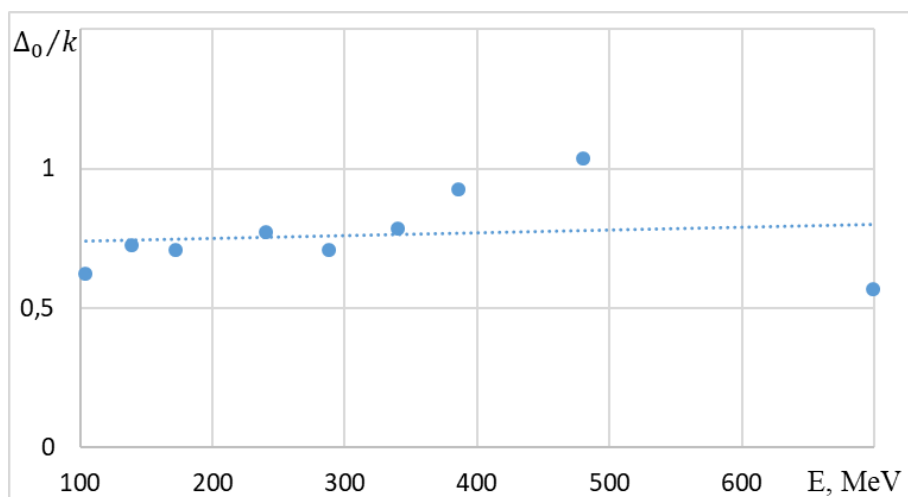


Рисунок 16. Залежність параметру розмиття зони сильного поглинання Δ_0/k від енергії, розрахована так само як на Рис. 12.

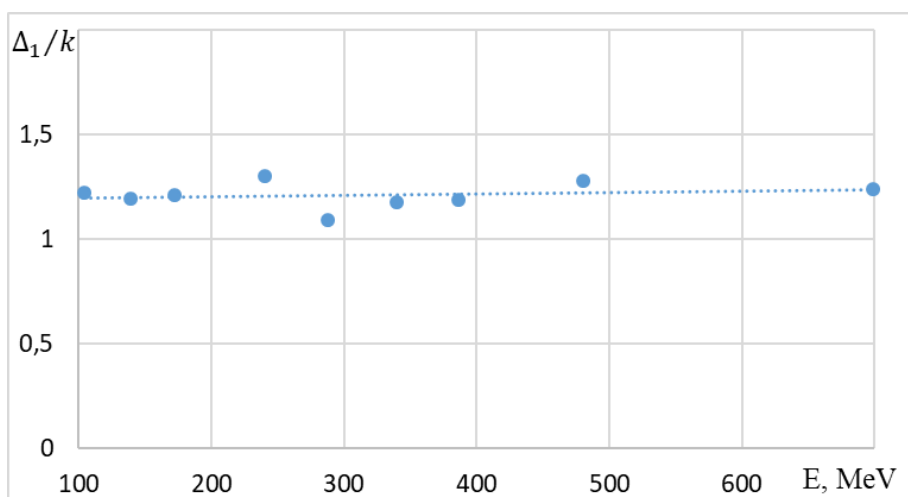


Рисунок 17. Залежність параметру розмиття зони ядерної рефракції Δ_1/k від енергії, розрахована так само як на Рис. 12.

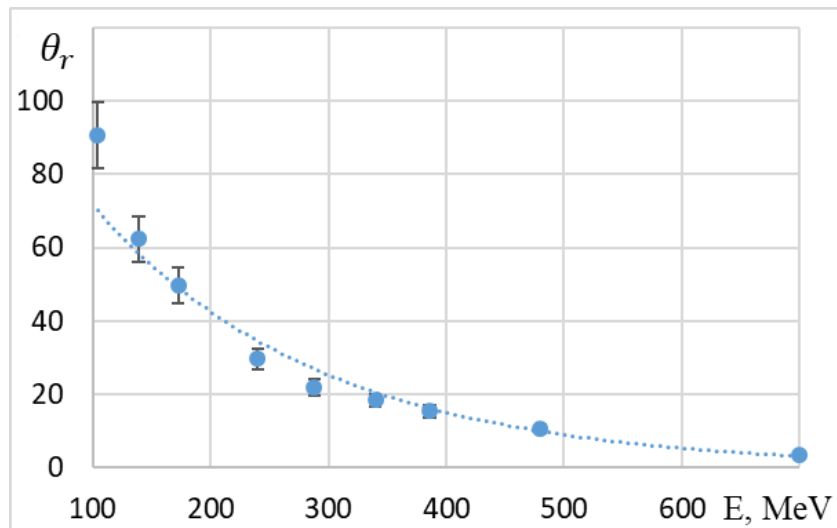


Рисунок 18. Кут ядерної райдуги θ_r , розрахований на основі параметризації S -матриці (2) – (6), (9) для пружного розсіювання α - ^{58}Ni в залежності від енергії. Вуса похибок відповідають 10% похибці для експериментальних даних.

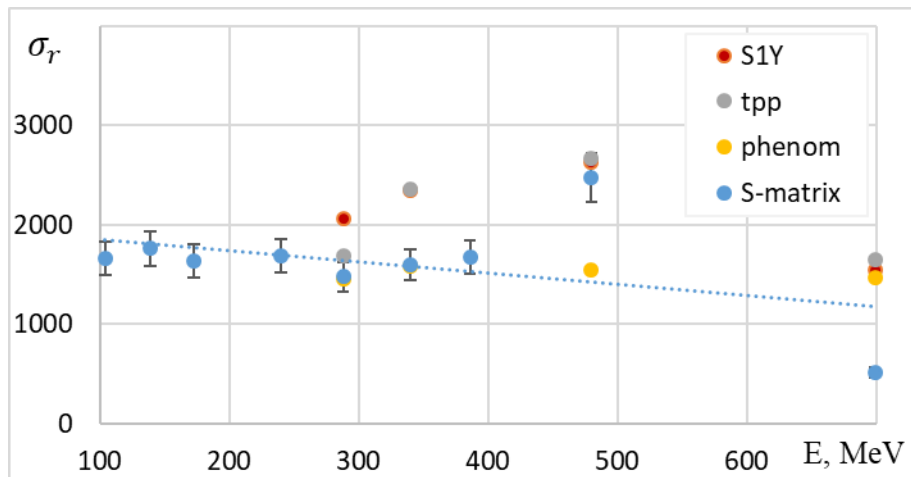


Рисунок 19. Повний переріз реакції σ_r (мбарн) в залежності від енергії, розрахований так само як Рис. 18, в порівнянні з різними оптичними моделями, запропонованими в [4].

Після аналізу значень параметрів в таблиці 1 і Рис. 12 - 17, можна спостерігати еволюцію параметрів S -матриці з енергією. Лінійні радіуси L_0/k і L_1/k , а також розмиття Δ_0/k і Δ_1/k мають лінійну поведінку з досить малим кутом нахилу, тобто значення майже постійні (лише для високих енергій спостерігаються деякі відхилення для L_0/k , L_1/k і Δ_0/k). Коефіцієнт прозорості ядерної матерії ε зростає з приблизно лінійною тенденцією зі зростанням енергії, крім енергії $E_\alpha = 699$ MeV, де $\varepsilon = 0.557$. Величина фази

ядерного розсіювання δ_1 зменшується за експоненціальним законом $\delta_1 \sim \exp(-aE_\alpha)$, $a \approx 0.004$.

Кут ядерної райдуги θ_r зменшується експоненціально зі збільшенням енергії (Рис. 18) і також може бути апроксимований виразом $\theta_r \sim \exp(-bE_\alpha)$, $b \approx 0.005$. На Рис. 19 також показано зміну повного перерізу реакції σ_r з енергією, розрахованого за S-матричною моделлю та порівняно з результатами отриманими за допомогою оптичної моделі [4]. Можна бачити, що при низьких енергіях повний переріз σ_r залишається практично незмінним, але далі, при підвищенні енергії помітно відхиляється від лінійного закону. Ці відхилення можуть бути обумовлені проблемою неоднозначного вибору параметрів моделі при підгонці даних, свідчити про наявність неврахованих ефектів та навіть про обмеженість застосування моделі S-матриці при високих енергіях.

Слід зазначити, що результати, які отримані при високих енергіях, визначені не досить однозначно, можуть існувати мінімуми, які мають трохи більший χ^2/N , але краще співвідносяться з результатами при менших енергіях для інших параметрів. Існує думка, що потрібно вибрати інші значення мінімуму при $E_\alpha = 480,699$ MeV, це припущення базується на необхідності збереження значення повного перерізу реакції σ_r , бо немає фізичних причин вважати, що значення повного перерізу реакції повинно сильно змінюватися при цих енергіях.

ВИСНОВОК

Дослідження диференційних перерізів пружного розсіювання α -частинок проміжними ядрами ^{58}Ni у проміжній області енергії дає суттєве розуміння механізмів ядерної взаємодії, а також поглинальних та заломлюваних властивостей ядерної речовини.

Представлений аналіз показує, що запропонована шестипараметрична модель матриці розсіювання добре описує диференціальні перерізи пружного розсіювання α -частинок проміжними ядрами ^{58}Ni в широкому діапазоні кутів розсіювання ($\sim 5-90^\circ$) та енергій (104-699 MeV). При цьому, обрана модель краще описує експериментальні результати в порівнянні з загальновідомою шестипараметричною оптичною моделлю. Крім цього, обрана модель надає теоретичне пояснення властивостей ефекту ядерної райдуги при пружному розсіюванні.

Результати, отримані за допомогою феноменологічної моделі матриці розсіювання, правильно відображають диференціальні перерізи пружного розсіювання α - ^{58}Ni у широкому діапазоні енергій від 104-699 MeV. Ці результати свідчать про існування сильного ядерного заломлення в досліджуваних випадках розсіювання та надають докази для інтерпретації проаналізованих даних за допомогою «ядерної райдуги».

Диференціальні перерізи пружного розсіювання α -частинок на ядрі-мішені ^{58}Ni вказують на наявність ефекту ядерної райдуги при всіх досліджених енергіях в діапазоні 26-175 MeV/нуклон. Були визначені параметри матриці розсіювання шляхом підгонки експериментальних даних для пружного α - ^{58}Ni розсіювання з використанням оригінального S-матричного підходу. Додатково досліджено зміну залежності кута ядерної райдуги θ_r та кута кросовера Фраунгофера θ_{cr} за різних енергій. Також було досліджено поведінку форм квантової функції відхилення $\theta(L)$ і модуля S-матриці $\eta(L)$ для різних значень енергії. Було підтверджено, що функція відхилення зберігає майже симетричний профіль в області від'ємних значень відносно

свого мінімуму. Крім того, кут ядерної райдуги θ_r демонструє експоненціальний спад $\theta_r \sim \exp(-bE_\alpha)$, $b \approx 0.005$ в залежності від енергії налітаючої частинки.

У цій бакалаврській роботі був виконаний аналіз поведінки параметрів S-матриці: величини ядерної рефракції δ_1 , коефіцієнта прозорості ядерної речовини ε , лінійних розмірів L_0 та розмиття Δ_0 області сильного поглинання, лінійних розмірів L_1 та розмиття Δ_1 області ядерної рефракції. Було знайдено, що δ_1 зменшується приблизно як $\exp(-aE_\alpha)$, $a \approx 0.004$, у той час як інші параметри мають лінійну залежність від енергії.

Відхиленню від лінійної залежності при високих енергіях для повного перерізу реакції можуть відповідати невраховані ефекти або проблеми пов'язані з неоднозначністю вибору параметрів моделі при підгонці даних. Тому отриманні результати потребують подальшого аналізу.

Отримані результати можуть бути використані не лише для більш детального дослідження властивостей ядра ^{58}Ni , але також для подальшого дослідження моделей матриці розсіювання, які дають кращий опис ядерного розсіювання при проміжних енергіях у порівнянні з оптичною моделлю. Область застосування подібних моделей порівняна з областями застосування ядерної фізики середніх енергій, тобто дуже велика.

ПЕРЕЛІК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

1. Yu.A. Berezhnoy, V.V. Pilipenko. Analysis of refraction effects in nuclear scattering on the basis of the S -matrix approach // *Mod. Phys. Lett. A* (10). 1995, №31, p. 2305-2312.
2. Yu.A. Berezhnoy, G.M. Onyshchenko, V.V. Pilipenko. Analysis of α - ^{12}C elastic scattering at intermediate energies by the S -matrix model // *Int. J. Mod. Phys. E* (26). 2017, №5, 1750027.
3. Yu.A. Berezhnoy, A.S. Molev, G.M. Onyshchenko, V.V. Pilipenko. Unified S -matrix analysis of Airy structures in α - ^{24}Mg elastic and inelastic scattering // *Int. J. Mod. Phys. E* (27). 2018, №7, 18500611.
4. K.O. Behairy, Z.M.M. Mahmoud, M.A. Hassanain. Elastic and Inelastic α -Scatterings from ^{58}Ni , ^{116}Sn , and ^{208}Pb Targets at 288, 340, 480, and 699 MeV // *Braz. J. Phys.* (45). 2015, p. 673-686.
5. H. Rebel, R. Löhken, G.W. Schweimer et al. Elastische und inelastische Streuung von 104 MeV Alpha-Teilchen an $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ // *Zeitschrift für Physik A Hadrons and nuclei* (256). 1972, p. 258-290.
6. D.A. Goldberg, S.M. Smith, H.G. Pugh et al. Scattering of 139-MeV Alpha Particles by ^{58}Ni and ^{208}Pb // *Phys. Rev. C* (7). 1973, p. 1938-1950.
7. J. Albiński, A. Budzanowski, H. Dabrowski et al. α -particle scattering from Ni isotopes at $E_\alpha = 172.5$ MeV // *Nuclear Physics A* (445). 1985, №3, p. 477-494.
8. Y.-W. Lui, D.H. Youngblood, H.L. Clark et al. Isoscalar giant resonances for nuclei with mass between 56 and 60 // *Phys. Rev. C* (73). 2006, 014314.
9. B. Bonin, N. Alamanos, B. Berthier et al. Alpha-nucleus elastic scattering at intermediate energies // *Nuclear Physics A* (445). 1985, №3, p. 381-407.
10. B.K. Nayak, U. Garg, M. Hedden et al. “Bi-modal” isoscalar giant dipole strength in ^{58}Ni // *Physics Letters B* (637). 2006, №1-2, p. 43-47.

11. Ю.А. Бережний, В.П. Михайлюк, В.В. Пилипенко. Дифракційні ядерні процеси // Видавництво “Наукова думка” НАН України. 2014. ISBN 978-966-00-1434-3.
12. G. Placzec, H.A. Bethe. The elastic scattering of fast neutrons // *Phys. Rev.* (57). 1940, №11, p. 1075A.
13. A.I. Akhiezer, I.Ya. Pomeranchuk. On the elastic scattering of fast charged particles by nuclei // *Journ. Phys. (USSR)* (9). 1945, №6, p. 471-476.
14. J.S. Blair. Theory of elastic scattering of alpha particles by heavy nuclei // *Phys. Rev.* (95). 1954, p. 1218-1222.
15. H. Feshbach, C.E. Porter, V.F. Weisskopf. The formation of compound nucleus in neutron reactions // *Phys. Rev.* (90). 1953, p. 166-167.
16. H. Feshbach, C.E. Porter, V.F. Weisskopf. Model for nuclear reactions with neutrons // *Phys. Rev.* (96). 1954, p. 448-464.
17. K.W. Ford, J.A. Wheeler. Semiclassical description of scattering // *Ann. Phys.* (7). 1959, p. 259-286.
18. Y.A. Berezhnoy, G.M. Onyshchenko, P.E. Kuznietsov, V.V. Pilipenko, I.I. Yakymenko. Analysis of α -²⁰⁸Pb Elastic Scattering at a Wide Energies by the S-Matrix Model // *East Eur. J. Phys.*. 2022, №4, p. 48-56.
19. R.C. Fuller. Qualitative behavior of heavy-ion elastic scattering angular distributions // *Phys. Rev. C* (12). 1975, p. 1561-1574.
20. D.R. Dean, N. Rowley. Nearsides-farsides analysis of inelastic heavy-ion scattering // *J. Phys. G: Nucl. Phys.* (10). 1984, №4, p. 493-516.