

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-88-285

Д-21
А.С.Демьянова,¹ Е.Банг,² Ф.А.Гареев,
С.А.Гончаров,³ С.Н.Ершов, А.А.Оглоблин¹

ИССЛЕДОВАНИЕ
МЕЖЪЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
НА МАЛЫХ РАССТОЯНИЯХ
В УПРУГОМ РАССЕЯНИИ ${}^6\text{Li}$
И РЕАКЦИИ (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$)
НА ИЗОТОПАХ УГЛЕРОДА

Направлено в журнал "Nuclear Physics"

¹ Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова,
Москва

² Институт Н.Бора, Копенгаген

³ Научно-исследовательский институт ядерной
физики МГУ, Москва

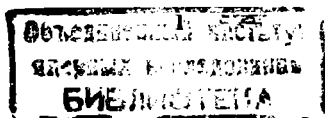
1988

I. ВВЕДЕНИЕ

Хорошо известно, что прямые ядерные реакции под действием налетающих ядер тяжелее нуклона носят поверхностный характер. Это связано, главным образом, с тем, что ядро-мишень является непрозрачным для падающих волн. Поэтому основной вклад в сечение прямых реакций вносит ограниченный набор орбитальных моментов, соответствующих т.н. радиусу сильного поглощения, который несколько превышает суммарный радиус сталкивающихся ядер. Обычная под малыми углами осциллирующая структура угловых распределений, определяемая величиной переданного момента, может быть интерпретирована как результат дифракции на краях поглощающей сферы (см., напр., ^{1/}). Иными словами, прямые ядерные реакции ведут себя аналогично упругому рассеянию, которое чувствительно лишь к периферийной части межъядерного взаимодействия. Сильное поглощение не позволяет зондировать на малых расстояниях в случае упругого рассеяния - ядро-ядерный потенциал, а в случае реакции - соответствующий формфактор.

При исследовании упругого рассеяния тем не менее был обнаружен эффект, который, несмотря на сильное поглощение, оказался чувствительным к взаимодействию на малых расстояниях. Это т.н. ядерная радуга ^{2/}, наблюдающаяся в рассеянии сравнительно легких ионов ($A = 2-12$) при энергиях ≈ 15 МэВ/нуклон (см., напр., обзор ^{3/}). Явление ядерной радуги состоит в том, что в области больших углов, где дифракционная структура затухает, сечение рассеяния возрастает, обнаруживая в некоторых случаях довольно интенсивный широкий максимум. Характер этого максимума таков, что ему может быть сопоставлено квазиклассическое радужное рассеяние ^{4/}. Соответствующему диапазону углов отвечают сравнительно малые прицельные параметры, вследствие чего рассеиваемые частицы испытывают преломляющее воздействие притягивающего ядерного потенциала на расстояниях, значительно меньших радиуса сильного поглощения.

Естественно поставить вопрос о том, существует ли аналог радужного рассеяния в прямых ядерных реакциях. Наблюдение такого эффекта



дало бы возможность изучать радиальную зависимость формфакторов вплоть до малых расстояний взаимодействия, что недоступно в обычных экспериментах. Оказывается, что в некоторых случаях угловые распределения неупругого рассеяния α - частиц с энергиями ≈ 100 МэВ (например ^{5/}) и ионов ⁶Li при $E = 90$ МэВ ^{6/} идентичны угловым распределениям упругого рассеяния в зоне проявления ядерной радуги, что указывает на возможное существование такой аналогии. В работе ^{7/} было предсказано существование ядерной радуги в реакции перезарядки (³He, t). Независимо в работе ^{8/} такое предположение было высказано относительно реакции (⁶Li, ⁶He) и получены первые экспериментальные данные, качественно указывающие на наблюдение радужных эффектов в реакции ¹⁴C (⁶Li, ⁶He) ¹⁴N. Количественный анализ данных, полученных в ^{8/}, с использованием разложения амплитуды реакции на ближнюю и дальнюю компоненты, был проведен в ^{9,10/}. В работе ^{11/} было сообщено о наблюдении радужных эффектов в реакции передачи ¹³C (¹²C, ¹³C) ¹²C.

В настоящей работе приводятся экспериментальные данные по реакции ¹⁴C (⁶Li, ⁶He) ¹⁴N, частично опубликованные в ^{8-10/}, новые данные по реакции ¹³C (⁶Li, ⁶He) ¹³N и подробный анализ полученных результатов.

2. ЭФФЕКТЫ ПРЕЛОМЛЯЮЩЕГО ДЕЙСТВИЯ ЯДЕРНОГО ПОЛЯ В РАССЕЯНИИ И РЕАКЦИЯХ

Прежде чем перейти к описанию и анализу экспериментальных данных, необходимо остановиться на особенностях упругого рассеяния и реакций в отношении преломляющего действия ядерного поля.

Основной характеристикой рассеяния является т.н. функция отклонения, которая в квазиклассическом приближении, качественно справедливом для ядро-ядерных столкновений в рассматриваемой области энергий, имеет вид

$$\theta_L = 2 \frac{d(\delta_L + \sigma_L)}{dL}, \quad (I)$$

где δ_L - ядерная, σ_L - кулоновская фаза.

Если функция отклонения имеет минимум в области отрицательных углов, то существует предельный угол рассеяния θ_{NR} , называемый углом ядерной радуги, отделяющий "освещенную" зону углов $|\theta| < |\theta_{NR}|$

от "теневого" $|\theta| > |\theta_{NR}|$, которая недоступна для классических частиц. Пример такой функции θ_L для конкретной системы ⁶Li + ¹⁴C приведен на рис. 6. При отсутствии поглощения сечение рассеяния должно иметь широкий максимум при углах $|\theta| < |\theta_{NR}|$ из-за конструктивной интерференции волн с разными L , отвечающими одному и тому же углу (классическое сечение обращается в бесконечность при $\theta = \theta_{NR}$), а "теневого" зоне соответствует экспоненциальный спад сечения. Такие кривые неоднократно наблюдались в рассеянии легких ионов.

Для реальных ядро-ядерных столкновений существование радужного максимума определяется интензивностью поглощения. Если оно таково, что волны с $L < L_{NR}$ практически не играют роли, то указанная интерференция пропадает, радужный максимум становится слабо выраженным или исчезает вообще и сечение обнаруживает лишь монотонный спад с углом. В таком случае правильнее говорить об эффектах преломления притягивающего ядерного поля, отклоняющего падающие частицы на отрицательные углы ^{12/}. Опыт показывает, что следы радужного рассеяния проявляются, даже если доля частиц, прошедших вглубь ядра, составляет $|\sigma_{L=L_{NR}}|^2 \sim 10^{-4}$.

Наконец, поглощение может быть настолько сильным, что и правая часть функции отклонения окажется заэкранированной. В таком случае мы возвращаемся к ситуации дифракционного рассеяния на поглощающей сфере, которому отвечает осциллирующий ход сечения во всем диапазоне углов.

С точки зрения изучения ядерного потенциала на малых расстояниях, наблюдение ядерной радуги не является принципиальным, важно, чтобы проявлялись преломляющие эффекты, вызывающие отклонение частиц на отрицательные углы. На практике, однако, довольно сложно надежно отличить кривые различного типа, если радужный максимум не наблюдается достаточно четко. Поэтому решающей проверкой того, играет ли в процессе рассеяния заметную роль преломление в поле притяжения, является разложение амплитуды рассеяния на ближнюю и дальнюю компоненты ^{13/}. Физический смысл такого разложения состоит в том, что при выполнении условий применимости квазиклассики ближней компоненте соответствуют частицы, рассеянные на ближайшем к детектору крае ядра, а дальней - на противоположном. Преобладание дальней компоненты под большими углами свидетельствует о том, что частицы отклоняются на отрицательные углы, попадая в детектор после прохождения определенного пути в глубине ядра.

дало бы возможность изучать радиальную зависимость формфакторов вплоть до малых расстояний взаимодействия, что недоступно в обычных экспериментах. Оказывается, что в некоторых случаях угловые распределения неупругого рассеяния α - частиц с энергиями ≈ 100 МэВ (например ^{5/}) и ионов ⁶Li при $E = 90$ МэВ ^{6/} идентичны угловым распределениям упругого рассеяния в зоне проявления ядерной радуги, что указывает на возможное существование такой аналогии. В работе ^{7/} было предсказано существование ядерной радуги в реакции перезарядки (³He, t). Независимо в работе ^{8/} такое предположение было высказано относительно реакции (⁶Li, ⁶He) и получены первые экспериментальные данные, качественно указывающие на наблюдение радужных эффектов в реакции ¹⁴C (⁶Li, ⁶He) ¹⁴N. Количественный анализ данных, полученных в ^{8/}, с использованием разложения амплитуды реакции на ближнюю и дальнюю компоненты, был проведен в ^{9,10/}. В работе ^{11/} было сообщено о наблюдении радужных эффектов в реакции передачи ¹³C (¹²C, ¹³C) ¹²C.

В настоящей работе приводятся экспериментальные данные по реакции ¹⁴C (⁶Li, ⁶He) ¹⁴N, частично опубликованные в ^{8-10/}, новые данные по реакции ¹³C (⁶Li, ⁶He) ¹³N и подробный анализ полученных результатов.

2. ЭФФЕКТЫ ПРЕЛОМЛЯЮЩЕГО ДЕЙСТВИЯ ЯДЕРНОГО ПОЛЯ В РАССЕЯНИИ И РЕАКЦИЯХ

Прежде чем перейти к описанию и анализу экспериментальных данных, необходимо остановиться на особенностях упругого рассеяния и реакций в отношении преломляющего действия ядерного поля.

Основной характеристикой рассеяния является т.н. функция отклонения, которая в квазиклассическом приближении, качественно справедливом для ядро-ядерных столкновений в рассматриваемой области энергий, имеет вид

$$\theta_L = 2 \frac{d(\delta_L + \sigma_L)}{dL}, \quad (I)$$

где δ_L - ядерная, σ_L - кулоновская фаза.

Если функция отклонения имеет минимум в области отрицательных углов, то существует предельный угол рассеяния θ_{NR} , называемый углом ядерной радуги, отделяющий "освещенную" зону углов $|\theta| < |\theta_{NR}|$

от "теневого" $|\theta| > |\theta_{NR}|$, которая недоступна для классических частиц. Пример такой функции θ_L для конкретной системы ⁶Li + ¹⁴C приведен на рис. 6. При отсутствии поглощения сечение рассеяния должно иметь широкий максимум при углах $|\theta| < |\theta_{NR}|$ из-за конструктивной интерференции волн с разными L , отвечающими одному и тому же углу (классическое сечение обращается в бесконечность при $\theta = \theta_{NR}$), а "теневого" зоне соответствует экспоненциальный спад сечения. Такие кривые неоднократно наблюдались в рассеянии легких ионов.

Для реальных ядро-ядерных столкновений существование радужного максимума определяется интенсивностью поглощения. Если оно таково, что волны с $L < L_{NR}$ практически не играют роли, то указанная интерференция пропадает, радужный максимум становится слабо выраженным или исчезает вообще и сечение обнаруживает лишь монотонный спад с углом. В таком случае правильнее говорить об эффектах преломления притягивающего ядерного поля, отклоняющего падающие частицы на отрицательные углы ^{12/}. Опыт показывает, что следы радужного рассеяния проявляются, даже если доля частиц, прошедших вглубь ядра, составляет $|S_{L=L_{NR}}|^2 \sim 10^{-4}$.

Наконец, поглощение может быть настолько сильным, что и правая часть функции отклонения окажется заэкранированной. В таком случае мы возвращаемся к ситуации дифракционного рассеяния на поглощающей сфере, которому отвечает осциллирующий ход сечения во всем диапазоне углов.

С точки зрения изучения ядерного потенциала на малых расстояниях, наблюдение ядерной радуги не является принципиальным, важно, чтобы проявлялись преломляющие эффекты, вызывающие отклонение частиц на отрицательные углы. На практике, однако, довольно сложно надежно отличить кривые различного типа, если радужный максимум не наблюдается достаточно четко. Поэтому решающей проверкой того, играет ли в процессе рассеяния заметную роль преломление в поле притяжения, является разложение амплитуды рассеяния на ближнюю и дальнюю компоненты ^{13/}. Физический смысл такого разложения состоит в том, что при выполнении условий применимости квазиклассики ближней компоненте соответствуют частицы, рассеянные на ближайшем к детектору краю ядра, а дальнейшей - на противоположном. Преобладание дальней компоненте под большими углами свидетельствует о том, что частицы отклоняются на отрицательные углы, попадая в детектор после прохождения определенного пути в глубине ядра.

С точки зрения рассматриваемой проблемы, прямая ядерная реакция не похожа на упругое рассеяние в двух отношениях. Во-первых, в реакциях входной канал не идентичен выходному: вылетающая частица может отличаться от падающей по заряду, массе, энергии, спине, изоспину, в результате чего потенциалы их взаимодействия с ядром-мишенью и, следовательно, траектории могут быть различными. Во-вторых, амплитуда реакции содержит и само взаимодействие, вызывающее переход, которое может привести к дополнительному изменению импульса. Это хорошо видно из формул метода искаженных волн.

При рассеянии амплитуда перехода $T_{a \rightarrow a} (V)$ определяется только оптическим потенциалом V . В случае реакции (предполагаем, что потенциал V сам не может вызвать перехода $a \rightarrow b$) амплитуда

$$T_{a \rightarrow b} = \langle \chi_b^{(-)} | F \chi_a^{(+)} \rangle \quad (2)$$

описывает переход, вызываемый фактором F , действующим на волны, "искаженные" перед этим потенциалом V . Фактор F определяется эффективными взаимодействиями U , действующими между нуклонами, и вызывает дополнительное по отношению к упругому рассеянию изменение импульса. Таким образом, даже при полной идентичности входного и выходного каналов траектория движения частицы, образовавшейся в результате реакции, может отличаться от случая упругого рассеяния. В результате прежняя связь угла отклонения с преломляющими свойствами потенциала будет нарушена. Разумеется, если реакция не является строго одноступенчатой, эта связь становится еще менее определенной, и в предельном случае составного ядра утрачивается совсем.

Высказанные соображения позволяют сформулировать условия, выполнение которых существенно при постановке эксперимента по поиску эффектов преломления ядерного поля в прямых реакциях:

1. Наличие эффектов преломления или ядерной радуги в упругом рассеянии изучаемой комбинации ядер.

2. Максимальная близость входного и выходного каналов (близкие заряды и равные массе налетающей и вылетающей частиц, малость энергии реакции Q).

3. Возможно большая "мягкость" реакции, т.е. сведение к минимуму дополнительной передачи импульса в результате самого перехода.

4. Хорошо установленное преобладание в реакции простого прямого механизма.

5. Достаточно большое сечение реакции, чтобы можно было проводить измерения под большими углами.

Разумеется, только опыт может ответить на вопрос, в какой степени выполнение этих условий действительно важно для существования или отсутствия преломляющих (радужных) эффектов в реакциях.

Указанные требования привели к тому, что для первого поискового эксперимента была выбрана реакция ${}^{14}\text{C} ({}^6\text{Li}, {}^6\text{He}) {}^{14}\text{N}$ с образованием состояния 3,95 МэВ. Действительно, на соседнем ядре ${}^{12}\text{C}$ при рассеянии ${}^6\text{Li}$ наблюдается слабая ядерная радуга /6,14/ и, следовательно, можно ожидать аналогичный эффект на ядре ${}^{14}\text{C}$. Систематика известных потенциалов позволяет ожидать, что параметры взаимодействия ${}^6\text{Li}$ с ${}^{14}\text{C}$ и ${}^6\text{He}$ с ${}^{14}\text{N}$ будут близкими, а энергия реакции $Q_{\text{осн}}$ достаточно мала (-3,35 МэВ). В отношении указанной выше "мягкости" реакции процесс перезарядки представляется оптимальным. Было показано /15/, что в рассматриваемой реакции, которая приводит к возбуждению гамов-теллеровского состояния 3,95 МэВ в ядре ${}^{14}\text{N}$, доминирует механизм одноступенчатой перезарядки с переворотом спина, и разработана теоретическая модель реакции.

Задача настоящей работы заключалась в следующем:

1. Измерение дифференциального сечения реакции ${}^{14}\text{C} ({}^6\text{Li}, {}^6\text{He}) {}^{14}\text{N}$ с образованием ${}^{14}\text{N}$ в состоянии 3,95 МэВ и, если окажется возможным, в основном состоянии.

2. Измерение упругого рассеяния ${}^6\text{Li} + {}^{14}\text{C}$ и извлечение оптического потенциала взаимодействия.

3. Усовершенствование разработанного ранее /15/ формализма для описания реакции (${}^6\text{Li}, {}^6\text{He}$).

4. Проведение тех же исследований для системы ${}^6\text{Li} + {}^{13}\text{C}$, где также можно ожидать преобладающей роли прямого процесса перезарядки в реакции (${}^6\text{Li}, {}^6\text{He}$).

3. ИЗМЕРЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерения упругого рассеяния ионов ${}^6\text{Li}$ в реакции (${}^6\text{Li}, {}^6\text{He}$) на изотопах углерода проводились на пучке трехзарядных ионов ${}^6\text{Li}$, ускоренных на изохронном циклотроне ИАЭ им. И.В. Курчатова до энергии 93 МэВ. Применялась стандартная методика, описанная ранее, например, в /6/.

В качестве мишеней использовались самоподдерживающиеся пленки ($1,0-1,4 \text{ мг/см}^2$) из изотопа ^{14}C с 85% обогащением и из изотопа ^{13}C ($\sim 1 \text{ мг/см}^2$, 86% обогащение). Подробно об изготовлении мишени ^{14}C методом пиролиза см. работу [16]. Ядра ^6Li и ^6He регистрировались телескопом из кремниевых полупроводниковых детекторов ΔE ($70-100 \mu$) - E ($\sim 3 \text{ мм}$), соединенных через спектрометрический тракт с вычислительной машиной ЕС-1010. Полное энергетическое разрешение было порядка 500 кэВ, определялось в основном разбросом энергий в пучке. Абсолютная ошибка составила примерно 15-20%. На рисунках указаны статистические ошибки.

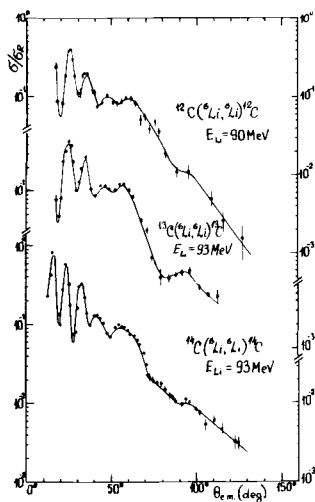


Рис. 1. Дифференциальные сечения упругого рассеяния ионов ^6Li в отношении к резерфордскому на ядрах ^{12}C , ^{13}C , ^{14}C . Кривые проведены по точкам.

компоненты может быть отнесено к области углов между 75° и 90° . Для $^6\text{Li} + ^{12}\text{C}$ вторая компонента менее заметна, возможно, из-за недостаточной точности.

Анализ полученных данных будет проведен ниже, сейчас отметим лишь, что поведение сечений рассеяния под большими углами отличается от чисто дифракционного.

На рис. 1 приведены сечения упругого рассеяния $^6\text{Li} + ^{13}\text{C}$ и $^6\text{Li} + ^{14}\text{C}$. Для сравнения показаны также данные по рассеянию $^6\text{Li} + ^{12}\text{C}$ при $E(^6\text{Li}) = 90 \text{ МэВ}$. Все три кривые очень похожи друг на друга. Под передними углами наблюдается несколько фраунгоферовских осцилляций с периодом около 10° , который слегка уменьшается от ^{12}C к ^{14}C . Последнее, вероятно, связано с ростом волнового числа $k \sim \sqrt{\mu E}$ ($k_{^{12}\text{C}} = 3,386 \text{ фм}^{-1}$, $k_{^{13}\text{C}} = 3,532 \text{ фм}^{-1}$, $k_{^{14}\text{C}} = 3,614 \text{ фм}^{-1}$) из-за увеличения приведенной массы и энергии. В районе 60° лежит более широкий максимум, интенсивность которого значительно превышает экспоненциально убывающую огибающую дифракционных пиков. Затем σ/σ_R быстро падает, примерно на порядок на интервале $25-30^\circ$, после чего спад замедляется. Наиболее четко перегиб в ходе сечения (при $\theta = 80^\circ-90^\circ$) наблюдается для системы $^6\text{Li} + ^{13}\text{C}$. Для $^6\text{Li} + ^{14}\text{C}$

начало второй, более слабо спадающей компоненты может быть отнесено к области углов между 75° и 90° . Для $^6\text{Li} + ^{12}\text{C}$ вторая компонента менее заметна, возможно, из-за недостаточной точности.

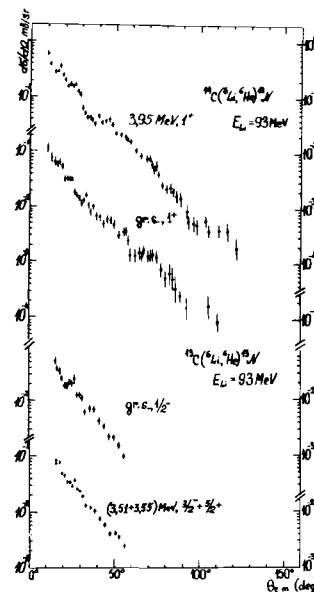


Рис. 2. Дифференциальные сечения реакции (^6Li , ^6He) на ядрах ^{14}C (состояния основное и $3,95 \text{ МэВ}$) и ^{13}C (состояния основное и неразрешенные $3,51$ и $3,55 \text{ МэВ}$).

На рис. 2 приведены дифференциальные сечения реакции (^6Li , ^6He) на ядре ^{14}C с образованием состояний ^{14}N $3,95 \text{ МэВ}$ и основного (оба 1^+) и на ядре ^{13}C с образованием ^{13}N в основном состоянии ($1/2^-$) и двух неразрешенных состояниях $3,51$ и $3,55 \text{ МэВ}$ ($3/2^-$ и $5/2^+$ соответственно). В наиболее тщательно измеренном угловом распределении реакции ^{14}C (^6Li , ^6He) ^{14}N ($3,95$) можно обнаружить те же особенности, что и в упругом рассеянии, но выраженные слабее: дифракционная структура до углов $\sim 50^\circ$ (с тем же периодом, но значительно менее глубокая), слабый широкий максимум в районе $\theta \sim 50^\circ-60^\circ$, сопровождающийся примерно монотонным уменьшением сечения до углов $\sim 90^\circ$, и затем более медленный спад. Остальные три кривые измерены с меньшей точностью и в более узком угловом диапазоне. Основной их особенностью является общий приблизительно экспоненциальный спад сечения с примерно таким же наклоном, что и в первом случае.

4. МЕТОД АНАЛИЗА РЕАКЦИЙ ПЕРЕЗАРЯДКИ (^6Li , ^6He)

4.1. Микроскопическое описание

Амплитуда реакции $A(\alpha, \beta)B$ в методе искаженных волн может быть записана в виде

$$T_{fi} = \int d\vec{r} \chi_f^{(-)*}(\vec{k}_f, \vec{r}) \langle B | V_{\beta\alpha} / \sum_{\beta\alpha} V_{\beta\alpha} | A \alpha \rangle \chi_i^{(+)}(\vec{k}_i, \vec{r}). \quad (3)$$

Здесь $\chi_i^{(+)}(\vec{k}_i)$ - искаженные волны, описывающие относительное движение ионов во входном (выходном) канале, $|A \alpha \rangle$ и $|B \beta \rangle$ - волновые функции налетающего и вылетающего иона, $|A \alpha \rangle$ и $|B \beta \rangle$ - волновые функ-

ции ядра мишени в начальном и конечном состояниях, индексы ρ и z нумеруют нуклоны налетающего иона и ядра-мишени, $V_{\rho z}$ - двухчастичное взаимодействие между ρ и z нуклонами в налетающем ионе и ядре-мишени соответственно.

Ограничиваясь только центральными и тензорными компонентами, локальное эффективное взаимодействие, которое вызывает реакцию (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$), можно представить в виде

$$V_{\rho z} = \sum_T \left\{ g_{ST}^C(|\vec{r}_{\rho z}|) \sigma_\rho^S \cdot \sigma_z^S + g_T^T(|\vec{r}_{\rho z}|) S_{\rho z}(\hat{r}_{\rho z}) \right\} \tilde{z}_\rho^T \cdot \tilde{z}_z^T, \quad (4)$$

где $\sigma_z^0 = 1$, $\sigma_z^1 = \vec{\sigma}_z$, $z_z^0 = 1$, $z_z^1 = \vec{z}_z$, $(4a)$

$$S_{\rho z}(\hat{r}_{\rho z}) = 3(\vec{\sigma}_\rho \cdot \hat{r}_{\rho z})(\vec{\sigma}_z \cdot \hat{r}_{\rho z}) - (\vec{\sigma}_\rho \cdot \vec{\sigma}_z), \quad (4б)$$

а $g_{ST}^C(|\vec{r}_{\rho z}|)$ ($g_T^T(|\vec{r}_{\rho z}|)$) определяет радиальную форму центральной (тензорной) части взаимодействия и зависит только от относительного расстояния $|\vec{r}_{\rho z}| = |\vec{r}_\rho - \vec{r}_z|$ между нуклонами, где \vec{r}_ρ - расстояние между центрами масс сталкивающихся ядер, \vec{r}_ρ (\vec{r}_z) - координата ρ (z) - нуклона относительно центра масс ядра A (A). В данной работе мы использовали радиальную зависимость эффективных сил в виде потенциалов Джави:

$$g_{ST}^C(r_{\rho z}) = V_{ST}^C \exp\{-r_{\rho z}/r_0\} / (r_{\rho z}/r_0),$$

$$g_T^T(r_{\rho z}) = V_T^T r_{\rho z}^2 \exp\{-r_{\rho z}/r_0\} / (r_{\rho z}/r_0), \quad (4в)$$

$$r_0 = 1.9 \text{ м.}$$

Обмен между взаимодействующими нуклонами для центральных сил учитывался в псевдопотенциальном приближении^{/17/}. Вкладом от тензорного обмена пренебрегали.

Для вычисления формфактора реакции $\langle B\beta | \sum_{\rho z} V_{\rho z} | A\alpha \rangle$ удобно сделать Фурье-преобразование взаимодействия (4)^{/18/}:

$$V_{\rho z}(\vec{r}_{\rho z}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}_{\rho z}} V_{\rho z}(\vec{k}) d\vec{k}, \quad (5)$$

тогда

$$V_{\rho z}(\vec{k}) = \sum_T \left\{ g_{ST}^C(k) + g_T^T(k) (\vec{\sigma}_\rho \cdot \vec{k})(\vec{\sigma}_z \cdot \vec{k}) + g_T^T(k) [(\vec{\sigma}_\rho \times \vec{k}) \cdot (\vec{\sigma}_z \times \vec{k})] \right\} z_\rho^T z_z^T, \quad (6)$$

$$g_T^T(k) = g_{ST}^C(k) - 2g_T^T(k), \quad (6a)$$

$$g_T^T(k) = g_{ST}^C(k) + g_T^T(k), \quad (6б)$$

$$g_{ST}^C(k) = 4\pi \int_0^\infty j_0(kr) g_{ST}^C(r) r^2 dr, \quad (6в)$$

$$g_T^T(k) = 4\pi \int_0^\infty j_2(kr) g_T^T(r) r^2 dr. \quad (6г)$$

В (6) явно выделены компоненты взаимодействия, связанные с передачей спина S , и произведено разложение их на компоненты продольные ($g_T^T(k)$) и поперечные ($g_T^T(k)$) по отношению к направлению импульса \vec{k} . В таком представлении центральные и тензорные взаимодействия рассматриваются на равноправной основе, поэтому учет тензорных компонент не вносит дополнительных усложнений в вычисления по сравнению с расчетами только с центральными силами.

Сделав в (5) мультипольное разложение, аналогично работе^{/18/}, можно получить следующее представление взаимодействия:

$$V_{\rho z}(\vec{r}_{\rho z}) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \int d\kappa \kappa^2 \sum_{\rho z \ell T} i^{\ell_\rho + \ell_z} \frac{d\rho d_z}{\ell} z_\rho^T z_z^T \times$$

$$\times \left\{ g_{ST}^C(k) (d_\rho d_z / \ell_0) \left[\mathcal{F}_{d_\rho}(\kappa \vec{r}_\rho) \times \mathcal{F}_{d_z}(\kappa \vec{r}_z) \right]_\ell \cdot \mathcal{F}_\ell(\kappa \vec{r}) + \right.$$

$$\left. + g_T^T(k) (d_\rho d_z / \ell_0) \left[\mathcal{F}_{d_\rho}^{S\ell}(\kappa \vec{r}_\rho) \times \mathcal{F}_{d_z}^{S\ell}(\kappa \vec{r}_z) \right]_\ell \cdot \mathcal{F}_\ell^S(\kappa \vec{r}) - g_T^T(k) (d_\rho d_z - 1 / \ell_0) \times \right.$$

$$\times \left\{ \left[\mathcal{F}_{d_\rho}^{S\ell}(\kappa \vec{r}_\rho) \times \mathcal{F}_{d_z}^{S\ell}(\kappa \vec{r}_z) \right]_\ell - \left[\mathcal{F}_{d_\rho}^S(\kappa \vec{r}_\rho) \times \mathcal{F}_{d_z}^S(\kappa \vec{r}_z) \right]_\ell \right\} \cdot \mathcal{F}_\ell^S(\kappa \vec{r}) \frac{1}{2} (1 + (-1)^{\ell_\rho + \ell_z}) -$$

$$\left. - \frac{i}{2} (1 - (-1)^{\ell_\rho + \ell_z}) \chi \left\{ \left[\mathcal{F}_{d_\rho}^S(\kappa \vec{r}_\rho) \times \mathcal{F}_{d_z}^{S\ell}(\kappa \vec{r}_z) \right]_\ell + \left[\mathcal{F}_{d_\rho}^{S\ell}(\kappa \vec{r}_\rho) \times \mathcal{F}_{d_z}^S(\kappa \vec{r}_z) \right]_\ell \right\} \cdot \mathcal{F}_\ell^S(\kappa \vec{r}) \right\},$$

где введены следующие обозначения:

$$\mathcal{F}_{j,\ell}(\kappa \vec{r}_i) = j_\ell(\kappa r_i) Y_{j,\ell}(\hat{r}_i), \quad (7a)$$

$$\mathcal{F}_{j,\ell}^S(\kappa \vec{r}_i) = j_\ell(\kappa r_i) [Y_\ell(\hat{r}_i) \times \vec{\sigma}_i^1]_{j,\ell}, \quad (7б)$$

$$F_{d,M}^{SH}(kr_i) = \sqrt{\frac{d}{2j+1}} F_{d-1,M}^S(kr_i) + \sqrt{\frac{d+1}{2j+1}} F_{d+1,M}^S(kr_i), \quad (7B)$$

$$F_{d,M}^{SL}(kr_i) = \sqrt{\frac{d+1}{2j+1}} F_{d-1,M}^S(kr_i) - \sqrt{\frac{d}{2j+1}} F_{d+1,M}^S(kr_i), \quad (7Г)$$

$$[Y_{\ell}^m(r_i) \times \sigma_i^{-1}]_{JM} = \sum_{\ell m} (\ell m \ 1 \mu | JM) Y_{\ell m}(r_i) \chi(\sigma_i^{-1})_{\mu}. \quad (7Д)$$

Используя это представление, для радиальной части формфактора $F_{\ell d p d z}(r)$, определенной обычным образом

$$\begin{aligned} \langle BB | \sum_{p z} V_{p z} | A q \rangle = \sum_{\ell d p d z} (\ell m \ d \mu_p | d z m_z) (J_A M_A \ d z m_z | J_B M_B) \cdot \\ \cdot (J_B M_B \ d \mu_p | J_A M_A) i^{-\ell} Y_{\ell m}^*(r) F_{\ell d p d z}(r), \end{aligned} \quad (8)$$

получаем:

$$\begin{aligned} F_{\ell d p d z}(r) = \int_0^{\infty} d\kappa \kappa^2 j_{\ell}(\kappa r) \frac{4}{\sqrt{\pi}} \sum_{T} (-1)^{T} \bar{T}_a \bar{T}_a (T_A M_A \ T M_T | T_A M_A) \frac{1}{T_A T_A} \cdot \\ \cdot (T_B M_B \ T M_T | T_A M_A) (-1)^{\frac{T}{2} - J_A} i^{\ell p + d z} \frac{j_p}{J_a J_b} I_{\ell d p d z}(\kappa), \end{aligned} \quad (9)$$

где для возбуждения в ядре-мишени состояний аномальной четности ($\ell_z = d_z \pm 1, s_z = 1$)

$$\begin{aligned} I_{\ell d p d z}(\kappa) = \frac{1}{2} (1 + (-1)^{\ell + d p + d z}) ((d_p \ 0 \ d z \ 0 | \ell 0) g_{OT}^{\ell}(\kappa) S_{aB}^{d_p, SH}(\kappa) S_{AB}^{\ell_z, SU}(\kappa) - \\ - (d_p \ 1 \ d z - 1 | \ell 0) g_T^{\ell}(\kappa) S_{aB}^{d_p, SL}(\kappa) S_{AB}^{\ell_z, SL}(\kappa)) + \\ + \frac{i}{2} (1 - (-1)^{\ell + d p + d z}) (d_p \ 1 \ d z - 1 | \ell 0) g_T^{\ell}(\kappa) S_{aB}^{d_p, S}(\kappa) S_{AB}^{\ell_z, SL}(\kappa) \end{aligned} \quad (10)$$

и для возбуждения в ядре-мишени состояний нормальной четности ($\ell_z = d_z, s_z = 0, 1$)

$$\begin{aligned} I_{\ell d p d z}(\kappa) = \frac{1}{2} (1 + (-1)^{\ell + d p + d z}) ((d_p \ 0 \ d z \ 0 | \ell 0) g_{OT}^{\ell}(\kappa) S_{aB}^{d_p, SH}(\kappa) S_{AB}^{\ell_z, T}(\kappa) S_{AB}^{\ell_z, T}(\kappa) + \\ + (d_p \ 1 \ d z - 1 | \ell 0) g_T^{\ell}(\kappa) S_{aB}^{d_p, S}(\kappa) S_{AB}^{\ell_z, S}(\kappa) - \\ - \frac{i}{2} (1 - (-1)^{\ell + d p + d z}) (d_p \ 1 \ d z - 1 | \ell 0) g_T^{\ell}(\kappa) S_{aB}^{d_p, SL}(\kappa) S_{AB}^{\ell_z, S}(\kappa). \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь $d_p(d_z)$ - угловой момент, переданный налетающему ядру (ядру-мишени), ℓ - изменение углового момента относительного движения сталкивающихся ядер.

В выражениях (10) и (11) использовались следующие обозначения фурье-образов переходных плотностей:

$$S_{aB}^{\ell p \ d p, T}(\kappa) = \langle J_B T_B | \sum_p d_p(\kappa r) [Y_{\ell}^m(r_p) \times \sigma_p^{-1}]_{J_p} \cdot Z_p^T | J_A T_A \rangle, \quad (12a)$$

$$S_{aB}^{d_p, SH}(\kappa) = \sqrt{\frac{d_p}{2j_p+1}} S_{aB}^{d_p-1 \ d p, T}(\kappa) + \sqrt{\frac{d_p+1}{2j_p+1}} S_{aB}^{d_p+1 \ d p, T}(\kappa), \quad (12б)$$

$$S_{aB}^{d_p, SL}(\kappa) = \sqrt{\frac{d_p+1}{2j_p+1}} S_{aB}^{d_p-1 \ d p, T}(\kappa) - \sqrt{\frac{d_p}{2j_p+1}} S_{aB}^{d_p+1 \ d p, T}(\kappa), \quad (12в)$$

$$S_{aB}^{d_p, S}(\kappa) = S_{aB}^{d_p \ d p, T}(\kappa). \quad (12г)$$

Аналогичные формулы справедливы и для переходных плотностей ядра-мишени.

4.2. Переходные плотности

Для расчета переходных плотностей ${}^6\text{Li} - {}^6\text{He}$ использовались волновые функции, вычисленные в рамках трехчастичной ($\alpha + N_1 + N_2$) модели /19/.

При вычислении переходных плотностей мы учитывали только компоненты, дающие главный вклад в нормировку волновой функции:

для ${}^6\text{Li}$:

1. $\lambda_a = \ell_a = L_a = 0, S_a = 1$

2. $\lambda_a = \ell_a = L_a = 1, S_a = 0$

3. $\lambda_a = 2, \ell_a = 0, L_a = 2, S_a = 1$.

для ${}^6\text{He}$:

1. $\lambda_b = \ell_b = L_b = S_b = 0$

2. $\lambda_b = \ell_b = L_b = S_b = 1$

3. $\lambda_b = \ell_b = 2, L_b = S_b = 0$.

Правила отбора дают, что переходная плотность ${}^6\text{Li} - {}^6\text{He}$ имеет две компоненты с квантовыми числами:

$$S = T = J_p = I, \quad L = 0 \text{ и } 2.$$

Заметим, что нами используется упрощающее предположение о том, что нуклоны α - частицы не принимают участия в реакции, т.е. в процессе перезарядки участвуют только валентные нуклоны.

Для описания основного состояния ядра ${}^{14}\text{C}$ и нижайших состояний I^+ ядра ${}^{14}\text{N}$ использовались волновые функции из работы [20], представляющие собой двухдырочные состояния в конфигурационном пространстве, ограниченном $1p$ - оболочкой, на одночастичном базисе функций гармонического осциллятора. В этой модели при переходе в основное состояние ядра ${}^{14}\text{N}$ доминирует компонента переходной плотности $S_{AB}^{\ell_1, \ell_2}$ с $\ell_1 = 2$, а при переходе в состояние $I^+(3,95 \text{ МэВ})$ - с $\ell_1 = 0$. Отметим, что волновые функции состояния $I^+(3,95 \text{ МэВ})$ перенормировались так, чтобы получить экспериментальное значение квадрата матричного элемента гамма-теллеровского перехода ($B(\text{GT})_{\text{эксп.}} = 2,73 \pm 0,12 / 2I$). Величина перенормировки составила 0,65.

Для расчета переходных плотностей системы ${}^{13}\text{C} - {}^{13}\text{N}$ использовались волновые функции СК из работы [22], где основные состояния рассматриваются как суперпозиция трехдырочных возбуждений в конфигурационном пространстве, ограниченном $1p$ - оболочкой. Переход в возбужденное состояние ядра ${}^{13}\text{N}$ $3/2^-(3,51 \text{ МэВ})$ рассматривался как одночастичный с уровня $1p_{1/2}$ на уровень $1p_{3/2}$.

4.3. Разложение на ближнюю и дальнюю компоненты

В методе искаженных волн амплитуду реакции можно представить в виде

$$T_{fi} = \sum_{\ell s j m} a_{\ell s j}^m P_{\ell}^m(\cos \theta), \quad (13)$$

где P_{ℓ}^m - присоединенные полиномы Лежандра, $a_{\ell s j}^m$ содержит коэффициенты разложения искаженных волн по парциальным и интегралы перекры-

тия радиальных частей парциальных волн и фактора реакции, (ℓ, s, j) - соответствуют передаче моментов относительного движения, спина, полного углового момента в реакции между сталкивающимися ядрами. Разложение амплитуды реакции на ближнюю (Б) и дальнюю (Д) компоненты основано на разбиении P_{ℓ}^m на две части [13]:

$$P_{\ell}^m(\cos \theta) = Q_{\ell m}^{(-)}(\cos \theta) + Q_{\ell m}^{(+)}(\cos \theta), \quad (14)$$

где $Q_{\ell m}^{(\pm)}$ определены следующим образом:

$$Q_{\ell m}^{(\pm)}(\cos \theta) = \frac{1}{2} (P_{\ell}^m(\cos \theta) \pm \frac{2i}{\pi} Q_{\ell m}^m(\cos \theta)). \quad (15)$$

В (15) Q_{ℓ}^m - функции Лежандра второго рода. В квазиклассическом пределе ($\ell \gg 1$) функции $Q_{\ell m}^{(\pm)}$ представляются в виде

$$Q_{\ell m}^{(\pm)}(\cos \theta) = \frac{1}{(2\pi(\ell + 1/2) \sin \theta)^{1/2}} \exp\left\{\mp i\left((\ell + 1/2)\theta - \frac{\pi}{4}\right)\right\}. \quad (16)$$

Таким образом, ближняя $T_{fi}^B = \sum a_{\ell s j}^m Q_{\ell m}^{(-)}$ и дальняя $T_{fi}^D = \sum a_{\ell s j}^m Q_{\ell m}^{(+)}$ компоненты амплитуды реакции описывают рассеяние на положительные и отрицательные углы соответственно.

Для реакции перезарядки, в отличие от упругого рассеяния (а также неупругого с учетом кулоновского возбуждения), точка пересечения ближней и дальней компонент находится при $\theta = 0^\circ$. Данное отличие связано с тем, что реакция перезарядки определяется короткодействующими взаимодействиями, в то время как упругое рассеяние (и неупругое с учетом кулоновского возбуждения) на малых углах определяется действующим кулоновским потенциалом, который приводит к сдвигу точки пересечения ближней и дальней компонент на конечный угол.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

5.1. Упругое рассеяние: выбор потенциалов

В анализе по оптической модели мы использовали лишь параметризацию потенциала в форме Вудса - Саксона, не прибегая к микроскопическим вычислениям типа свертки.

Поскольку угловые распределения для всех трех изотопов похожи, в качестве стартовых значений параметров были использованы данные, полученные из рассеяния ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$, которое исследовалось довольно

подробно. Следует, однако, заметить, что энергетически зависящие средние потенциалы, найденные в /23/, мало применимы для области больших углов, как и отмечалось самими авторами. Применение потенциалов работы /14/ дает сильное занижение сечения при углах $\theta \approx 90^\circ$. Примерно к такому же результату приводят потенциалы, полученные в /6/. Сделанные с их помощью вычисления показаны на рис. 3 (потенциал В, см. табл. I). По существу действительная часть потенциалов, найденных в /6, 14, 23/, описывает максимум в районе 60° и последующий экспоненциальный спад как результат проявления ядерной радуги ($\theta_{NR} = 93^\circ$ для набора В) и оказывается слишком мелкой, чтобы воспроизвести перегиб в кривой при $\theta \approx 90^\circ$.

В работе /24/ был найден средний энергетически зависящий потенциал, который давал общее удовлетворительное описание данных ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ при энергии $4,5 \div 90$ МэВ, включая и большие углы. Применение потенциала, параметры действительной части которого близки к /24/, привело к общему воспроизведению хода сечения (потенциал Д на рис. 3; табл. I, $\theta_{NR} = 144^\circ$).

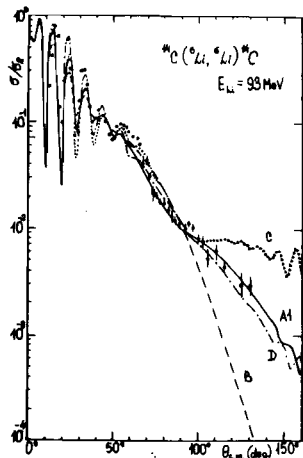


Рис. 3. Сравнение расчетов с различными потенциалами при описании упругого рассеяния ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ при $E_L = 93$ МэВ. Потенциалам А, В, С и Д (табл. I) отвечает сплошная, пунктирная, точечная и штрихпунктирная кривые соответственно.

В поисках лучшего описания сечения под большими углами были рассмотрены потенциалы с еще более глубокой действительной частью. Потенциал С (табл. I, $\theta_{NR} = 220^\circ$), аналогичный тому, который впервые был применен для описания сечения рассеяния ${}^6\text{Li}$ на ${}^{12}\text{C}$ при $E_L = 30$ МэВ во всем диапазоне углов и хорошо объяснял аномальный рост сечения к $\theta = 180^\circ/25'$, и близкий также к набору IV, полученному в работе /23/ для тех же целей, приводит к описанию дифракционной структуры в области малых углов, включая максимум в районе 60° , и последующего спада сечения до $\theta \sim 100^\circ$. Однако он дает затем значительное завышение сечения.

В итоге мы выбрали потенциал, глубина и диффузность действительной части которого близки к /23, 25/, а радиус значительно меньше и совпадает с радиусом потенциала В (потен-

циал А I, табл. I). Действительно, вычисления, сделанные на основе найденного потенциала, довольно хорошо описывают данные, как в области малых, так и в области больших углов. Этот потенциал оказывается достаточно глубоким для воспроизведения перегиба в районе $\theta \sim 90^\circ$. Предварительные расчеты рассеяния ${}^6\text{Li}$ на ${}^{13}\text{C}$ при $E = 93$ МэВ с применением потенциала А I сообщались в /9, 10/. Следует отметить, что в таблицу работы /10/ ошибочно включен потенциал В.

Для описания рассеяния ${}^6\text{Li}$ на ${}^{13}\text{C}$ и ${}^{12}\text{C}$ потенциал А I должен быть подвергнут незначительным изменениям (А2 и А3, табл. I, рис. 4).

Отметим, однако, что потенциалы семейства А фактически не воспроизводят максимума в районе 60° . К этому вопросу мы вернемся ниже.

5.2. Упругое рассеяние: преломляющие и радужные эффекты

На рис. 4 и 5 показано разложение сечения рассеяния для всех трех изотопов углерода на ближнюю и дальнюю компоненты (потенциалы А).

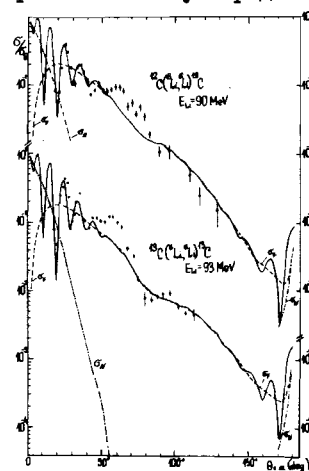


Рис. 4. Сравнение экспериментальных сечений упругого рассеяния ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ и ${}^6\text{Li} + {}^{13}\text{C}$ с расчетными (потенциалы А3 и А2 соответственно, сплошные кривые). Показано разложение сечений на ближнюю (штрихпунктирные кривые) и дальнюю (пунктирные кривые) компоненты.

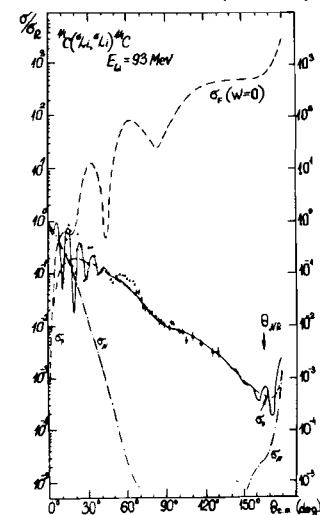


Рис. 5. Разложение сечения упругого рассеяния ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ вычисленного с потенциалом А I (сплошная кривая) на ближнюю (штрихпунктирная кривая) и дальнюю (пунктирная кривая) компоненты. В верхней части рисунка показана дальняя компонента σ_a ($w=0$) с нулевым поглощением. θ_{NR} - угол ядерной радуги.

Пересечение обеих компонент происходит при $\theta \sim 15^\circ$, и их интерференция приводит к фраунгоферовским осцилляциям в сечении. Все сечение в области углов за осцилляциями исчерпывается дальней компонентой. Этот результат указывает на существенную роль в рассеянии притягивающего действия ядерного поля, которое отклоняет падающие частицы на отрицательные углы. Ближняя компонента спадает очень быстро, что связано с тем, что кулоновские эффекты влияют мало.

Остановимся теперь на вопросе о том, в какой мере можно говорить о проявлении ядерной радуги. В первых работах для идентификации ядерной радуги считалось достаточным наблюдение экспоненциального спада сечения за дифракционными осцилляциями (см., например, ^{126/}). Такой подход может привести к ошибкам, т.к. исчезновение осцилляций не всегда можно надежно установить, и, во всяком случае, он не пригоден в случае ядерных реакций, где монотонное уменьшение сечений часто бывает связано с вкладом нескольких переданных моментов. Мы считаем необходимым выполнение следующих критериев, пригодных как для упругих, так и неупругих процессов:

1) Классическая функция отклонения для потенциала, описывающего упругое рассеяние, имеет минимум при углах $0^\circ < |\theta| < 180^\circ$ (случай, когда минимум лежит при $|\theta| > 180^\circ$, мы здесь рассматривать не будем).

2) Сечение рассеяния или реакции при углах, меньших радужного, имеет максимум или, по крайней мере, статистически значимый перегиб (в этом последнем случае иногда говорят о "духе" радуги ^{127/} или остаточной радуге). Ширина такого максимума по порядку величины равна $\Delta\theta_{NR} \sim 2\pi/\Delta L$, где ΔL — разность моментов волн, рассеянных на один и тот же угол и соответствующих разным ветвям функции отклонения. $\Delta\theta_{NR}$ значительно превышает ширину дифракционных осцилляций, которая равна $\Delta\theta \sim \pi/L_{gr}$, где L_{gr} — момент, отвечающий касательному столкновению. Теоретически в сечении могут наблюдаться и радужные максимумы второго и более высоких порядков.

3) Поскольку радуга есть явление, связанное с одним из краев ядра, радужный максимум в дифракционном сечении должен дублироваться в дальней компоненте, которая свободна от дифракционных осцилляций.

4) Ослабление поглощения делает радужный максимум более интенсивным, не меняя других его характеристик. Поэтому идеализированная "теоретическая" кривая радужного рассеяния может быть получена при занулении мнимой части в дальней компоненте. В квазиклассическом приближении сечение вблизи угла радуги определяется известной формулой, выраженной через функцию Эйри ^{14/}.

Указанные критерии довольно хорошо выполняются для изучаемого рассеяния ионов ${}^6\text{Li}$ на изотопах углерода.

На рис.6 приведена функция отклонения, имеющая минимум при $\theta_{NR} = -166^\circ$ и $L_{NR} = 15$. Соответствующая классическая траектория приводит к почти полному обороту налетающего иона ${}^6\text{Li}$, что связано с большой глубиной действительной части потенциала.

Перегиб в сечениях рассеяния в области 90° воспроизводится в дальней компоненте. Как видно из рис.5 (рассеяние ${}^6\text{Li}$ на ${}^{12}\text{C}$, для ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{13}\text{C}$ результат такой же), этому перегибу соответствует очень широкий главный максимум в дальней компоненте, вычисленной с нулевым поглощением (правая часть максимума не вырисовывается из-за близости θ_{NR} к 180° , приводящей к сингулярности $\sim 1/\sin\theta$). Таким образом, есть все основания считать, что в рассеянии ионов ${}^6\text{Li}$ на ионах углерода наблюдается остаточная ядерная радуга.

Интересно отметить, что наблюдаемый в области $\theta \sim 60^\circ$ максимум по положению и ширине хорошо соответствует вторичному радужному максимуму в дальней компоненте с $W = 0$. До сих пор вторичные максимумы не наблюдались, во-первых, из-за того, что образующие их парциальные волны проникают в ядро еще глубже и, следовательно, попадают в область еще более сильного поглощения и, во-вторых, т.к. они обычно приходятся на область интенсивных дифракционных осцилляций. В данном случае обсуждаемый максимум расположен значительно правее точки пересечения ближней и дальней компонент. Поскольку, однако, он плохо описывается расчетами с выбранными потенциалами семейства А, необходимо более внимательно рассмотреть вопрос о ядро-ядерном потенциале на малых расстояниях, в частности, о его поглощающей способности.

5.3. Чувствительность рассеяния к поведению потенциала на малых расстояниях

На рис. 6, наряду с функцией отклонения, показаны модули элементов матрицы рассеяния. Видно, что парциальному моменту L_{NR} , отвечающему радужному углу, соответствует величина $|S_L| \sim 0,5\%$, т.е. коэффициент пропускания составляет $(2-3) \cdot 10^{-5}$. Несмотря на такое сильное поглощение слабый радужный эффект тем не менее наблюдается, и это свидетельствует об определенной чувствительности рассеяния к довольно малым парциальным волнам ($L_{NR} = 15$, $L_{1/2} = 22$). Этот вывод подтверждается так называемой процедурой обрезания, при которой суммирование по L в амплитуде рассеяния начинается с некоторого $L > 0$.

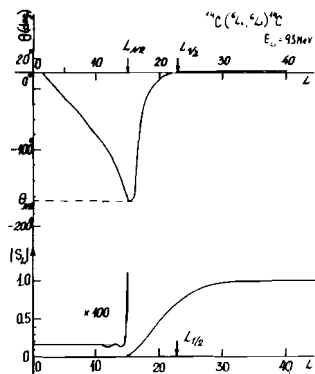


Рис. 6. Функция отклонения (вверху) и S -матрица (внизу) для упругого рассеяния ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$. Стрелками обозначены моменты, отвечающие радиусу сильного поглощения (L_{NR} и $L_{1/2} = 0,5$) и углу ядерной радуги (L_{NR}).

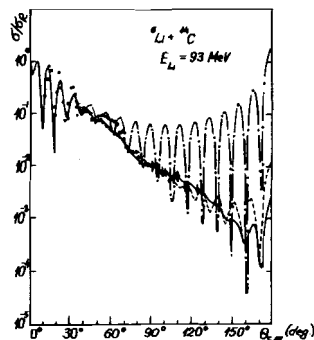


Рис. 7. Влияние обрезания по моменту на характер угловых распределений упругого рассеяния ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$. Сплошная кривая отвечает расчету с потенциалом А1 и суммированию парциальных амплитуд, начиная с $L = 0$, пунктирная - $L = 15$, штрихпунктирная - $L = 17$.

На рис. 7 показаны результаты таких вычислений, и из них следует, что учет волн с $L < 15$ еще незначительно ухудшает согласие с экспериментом. Аналогичная процедура обрезания по радиусу показала, что рассеяние чувствительно к действительной части потенциала вплоть до расстояний $\sim 3,0$ фм, что значительно меньше радиуса сильного поглощения ($R_{c.m.} = 6,4$ фм). На таких расстояниях глубина потенциала составляет ~ 80 МэВ.

Если максимум в районе 60° действительно является вторичным радужным максимумом, то это означало бы, что вклад в рассеяние вносят волны, начиная с $L \sim 8$ (см. функцию отклонения). Как мы видели, потенциалы А не обеспечивают такого глубокого проникновения внутрь ядра. Следовательно, надо попытаться модифицировать мнимую часть таким образом, чтобы ослабить поглощение в области малых парциальных волн, не нарушив при этом достигнутого согласия с экспериментом в остальном диапазоне углов, который отвечает большим прицельным параметрам.

Естественный путь решения этой задачи лежит во введении поверхностного поглощения. Заметим, что, как правило, ядро-ядерное рассеяние

нечувствительно к выбору радиальной зависимости мнимой части, и сравнимые результаты получаются как с объемным, так и с поверхностным поглощением; необходимо лишь обеспечить условия сильного поглощения.

На рис. 8 представлены различные варианты расчета с одной и той же действительной частью и мнимыми частями, имеющими разную радиальную зависимость (приведены на вставке), сплошные кривые соответствуют

стандартному потенциалу А1. Пунктирные кривые отвечают поверхностному поглощению, взятому в виде производной от потенциала Вудса - Саксона. Видно, что согласие в районе 60° заметно улучшается, однако возникает недопустимое расхождение при больших углах. Произвольная комбинация поверхностного и объемного поглощений (штрихпунктирные кривые) позволяет восстановить согласие при больших углах и несколько улучшить его в области 50° по сравнению с А1. По-видимому, подгонку можно еще улучшить, если, оставляя $W(r)$ до расстояний ~ 2 фм такой же, как в наборе А1, затем довольно резко ее уменьшать. Мы не стали этого делать в настоящей работе, т.к. уточнение потенциалов на таких малых расстояниях имеет смысл проводить совместно, как по мнимой, так и по действительной частям, а тогда избранная нами с самого начала Вудс - саксоновская зависимость не является адекватной.

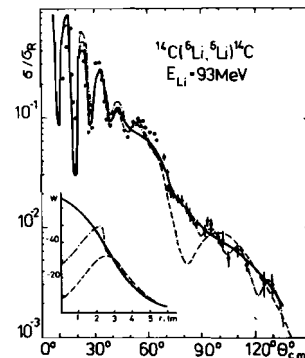


Рис. 8. Сечение упругого рассеяния ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$, вычисленные с различными мнимыми частями. Сплошная кривая соответствует потенциалу А1. Пунктир - потенциалу 2 (табл. 2), штрихпунктир - потенциалу 3 (табл. 2). На вставке к рисунку приведены мнимые части соответствующих потенциалов.

Вывод, который следует из проведенного рассмотрения, состоит в том, что наблюдаемые особенности дифференциальных сечений рассеяния оказываются чувствительными к параметрам ядро-ядерных взаимодействий вплоть до малых расстояний.

5.4. Реакция ${}^{14}\text{C} ({}^6\text{Li}, {}^6\text{He}) {}^{14}\text{N}$ (3,95 МэВ)

Предварительный вывод о наблюдении радужного эффекта был сделан^{/8/} на основании близости угловых распределений в реакции и упругом рас-

сеянии. При этом учитывалось, естественно, что механизм реакции (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) известен и является одноступенчатой перезарядкой. Расчеты, сделанные в [9,10], однозначно продемонстрировали доминирующий вклад под большими углами дальней компоненты и, следовательно, влияние ядерного поля притяжения. Однако расчетное сечение для углов свыше 40° было в два-три раза меньше экспериментального.

Одна из причин такого расхождения могла быть связана с тем, что во взаимодействии, вызывающем переход, не учитывались тензорные силы. В настоящей работе тензорные силы были введены (см. раздел 4), и соответствующие расчеты сечения реакции ${}^{14}\text{C} ({}^6\text{Li}, {}^6\text{He}) {}^{14}\text{N}$ (3,95 МэВ, I^+) представлены на рис. 9.

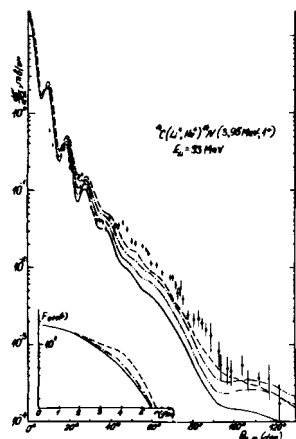


Рис. 9. Дифференциальные сечения реакции ${}^{14}\text{C} ({}^6\text{Li}, {}^6\text{He}) {}^{14}\text{N}$ (3,95 МэВ; I^+) при $E_{Li} = 93$ МэВ. Сплошная линия - расчет по методу искаженных волн при использовании во входном и выходном каналах потенциала $A1$. Теоретический формфактор $F_{\text{теор}}(r)$ ($V_{\text{н}}^{\text{н}} = 24,8$ МэВ, $V_{\text{н}}^{\text{н}}/V_{\text{н}}^{\text{с}} = 0,115$) показан сплошной линией в нижней части рисунка. Кривая штрих - две точки - расчет на основе теоретического формфактора при использовании потенциала $A1$, для которого поглощение (W) в выходном канале уменьшено на 10 МэВ по сравнению со входным. Штриховая и штрихпунктирные кривые - расчет на основе эмпирических формфакторов, указанных соответствующими линиями в нижней части рисунка, и при использовании во входном и выходном каналах потенциала $A1$.

Сплошная кривая отвечает теоретическому формфактору (см. раздел 4) и одинаковым потенциалам во входном и выходном каналах. Радиальная зависимость формфактора $F_{\text{эмп}}(r)$ с $l = 0$, $s = j = I$ показана на вставке рис. 9 также сплошной линией. По сравнению с расчетами [9,10] учет тензорных сил привел к уменьшению амплитуды дифракционных осцилляций, однако не улучшил согласия в области углов свыше 40° . Отметим, что в теоретической кривой наблюдается отчетливый перегиб в районе 90° , которому можно сопоставить экспериментальные точки в этой области углов, как это имело место и для упругого рассеяния.

Имеется два очевидных пути улучшения согласия расчетов с измерениями. Первый из них состоит в отказе от предположения об идентич-

ности потенциалов во входном и выходном каналах. Единственная экспериментальная информация о некотором различии полных сечений взаимодействия ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$ при больших энергиях [28] для оценки различия оптических потенциалов пока использована быть не может. Увеличения расчетного сечения под большими углами можно добиться, если уменьшить поглощение в выходном канале. Уменьшение $W ({}^6\text{He})$ на 10 МэВ приводит к заметному улучшению согласия теории с экспериментом под самыми большими углами, но в интервале 45° - 90° расхождение остается значительным (кривая штрих - две точки). Дальнейшее уменьшение приводит к слишком сильному завышению сечения при $\theta > 90^\circ$.

Второй путь связан с видоизменением теоретического формфактора. Эмпирический формфактор был выбран в виде

$$F_{\text{эмп}}^{\text{н}}(r) = F_{\text{эмп}}^{\text{теор}}(r) \left\{ 1 + \frac{4V \exp\{-x\}}{(1 + \exp\{-x\})^2} \right\}, \quad x = \frac{r-R}{a}. \quad (17)$$

Такая запись отвечает приподниманию теоретического формфактора на расстоянии R с интенсивностью V и шириной распределения a .

Довольно хорошее согласие может быть достигнуто, если выбрать $R = 4,5$ фм, $V = 0,7$, $a = 0,6$ фм (сечение и формфактор показаны пунктирной линией на рис. 9). При этом потенциалы входного и выходного каналов считались одинаковыми. Согласие, по-видимому, может быть еще улучшено более тщательной подборкой вносимого изменения. Очевидно, что отклонение эмпирического формфактора от теоретического будет меньше, если одновременно уменьшить поглощение для ${}^6\text{He}$. Штрихпунктирная кривая на рис. 9 иллюстрирует действие такого двойного изменения: формфактор взят в виде штрихпунктирной кривой на вставке ($R = 4,5$, $V = 0,2$, $a = 0,6$), а $W ({}^6\text{He})$ снова на 10 МэВ меньше, чем $W ({}^6\text{Li})$. Согласие, в общем, получается удовлетворительным, хотя и несколько хуже в области углов 40° - 90° по сравнению с предыдущей подгонкой.

Таким образом, можно сделать вывод, что для описания экспериментальных данных требуется определенное видоизменение теоретического формфактора на расстояниях 3 - 5 фм и, возможно, уменьшение поглощения в канале ${}^{14}\text{N} + {}^6\text{He}$ по сравнению с каналом ${}^{14}\text{C} + {}^6\text{Li}$.

На рис. 10 показано разложение дифференциального сечения, вычисленного с эмпирическим формфактором (пунктир на рис. 9). Как и в упругом рассеянии, дальняя компонента исчерпывает все сечения под большими углами, в том числе и перегиб в районе 90° . Зануление поглощения в дальней компоненте (пунктир на рис. 10) приводит к появлению в

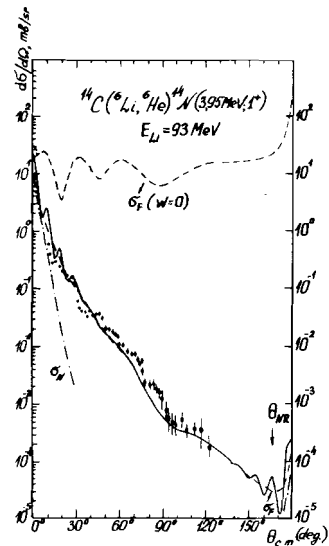


Рис. 10. Дифференциальные сечения реакции перезарядки ${}^6\text{Li}({}^6\text{He}){}^{14}\text{N}$ ($3,95 \text{ МэВ}; I^+$) при $E_L = 93 \text{ МэВ}$. Сплошная линия - расчет на основе эмпирического фактора (штриховая линия в нижней части, рис. 9) с использованием во входном и выходном каналах потенциала А1. Расчет сечений, соответствующий дальней σ_F (штриховая) и ближней σ_N (штрихпунктир) компонентам. В верхней части рисунка показан расчет сечения, соответствующего дальней компоненте при $W = 0$.

ней радужных осцилляций с таким же периодом, что и в случае упругого рассеяния (ср. с рис. 5), но с иным соотношением интенсивностей основного и вторичных максимумов. Повторя рассуждения предыдущего раздела, можно говорить о том, что перегиб при $\theta \sim 90^\circ$ соответствует оставшемуся радужному максимуму, хотя в

самых экспериментальных данных он никак не выделен среди других слабых широких максимумов, наблюдающихся при меньших углах.

Анализ чувствительности сечения к изменению взаимодействия на различных расстояниях, проведенный так же, как и для упругого рассеяния, показал, что зона чувствительности начинается примерно с 3 ф.м.

5.5. Реакция ${}^6\text{Li}({}^6\text{He}){}^{14}\text{N}$ (осн.)

Аналогичные расчеты были проведены и для основного состояния ${}^{14}\text{N}(I^+)$. На рис. 11 приведены экспериментальные значения сечений реакции ${}^6\text{Li}({}^6\text{He}){}^{14}\text{N}$ (осн. сост.) и результаты вычислений. В нижней части рисунка даны различные варианты используемых факторов. Не удалось воспроизвести сечение реакции в области углов свыше 30° ни с теоретическим фактором при одинаковом поглощении во входном и выходном каналах (сплошная кривая), ни при уменьшении поглощения на 10 МэВ в выходном канале по сравнению со входным (штрих - две точки).

Разумное согласие расчетов с экспериментом может быть получено путем довольно сильного видоизменения фактора, согласно выраже-

нию (17) при параметрах $R = 4,0 \text{ ф.м.}$, $V = 1,2$, $\alpha = 0,6 \text{ ф.м.}$ (пунктирная кривая на рис. 11). Если произвести одновременное изменение - фактора и поглощения (штрихпунктирные кривые), то уменьшение $W({}^6\text{He})$ на 10 МэВ требует сохранения существенной модификации фактора ($R = 4,0 \text{ ф.м.}$, $V = 0,9$, $\alpha = 0,6 \text{ ф.м.}$), в отличие от реакции с возбуждением уровня 3,95 МэВ, где ослабление поглощения допускало минимальное изменение теоретического фактора.

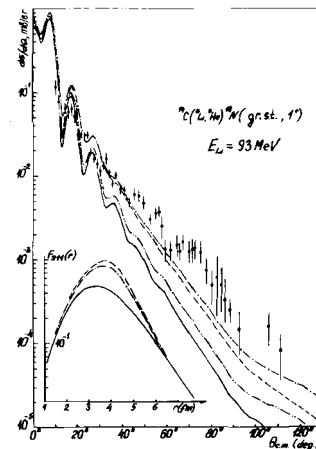


Рис. 11. Дифференциальные сечения реакции ${}^6\text{Li}({}^6\text{He}){}^{14}\text{N}$ (осн. сост.; I^+) при $E_L = 93 \text{ МэВ}$. Сплошная линия - расчет в рамках метода искаженных волн. Соответствующий этому расчету теоретический фактор $F_{21}(r)$, $(V_N^S = 24,8 \text{ МэВ}, V_1/V_2 = 0,115)$ показан сплошной линией в нижней части рисунка. Штрих - две точки - расчет на основе теоретического фактора при использовании потенциала А1, для которого поглощение (W) в выходном канале уменьшено на 10 МэВ по сравнению со входным. Штриховая и штрихпунктирные кривые - расчет на основе эмпирических факторов, указанных соответствующими кривыми в нижней части рисунка, и при использовании во входном и выходном каналах потенциала А1.

Таким образом, анализ реакции ${}^6\text{Li}({}^6\text{He}){}^{14}\text{N}$ (осн.) показывает, что теоретический фактор должен быть изменен. Как показывает предварительные данные по реакции ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, t){}^{14}\text{N}$ (осн.)^{29/}, в этом случае в факторе также необходимо изменение того же характера, что и в реакции $({}^6\text{Li}, {}^6\text{He})$.

Разложение сечения реакции ${}^6\text{Li}({}^6\text{He}){}^{14}\text{N}$ (осн.) на ближнюю и дальнюю компоненты демонстрирует преобладание дальней компоненты под большими углами. Недостаточная точность измерений при $\theta \approx 90^\circ$ не позволяет провести анализ с точки зрения наличия радужных эффектов.

5.6. Реакция ${}^6\text{Li}({}^6\text{He}){}^{13}\text{N}$

Сравнение расчетов с экспериментальными данными показано на рис. 12 (основное состояние ${}^{13}\text{N}, I/2^-$) и рис. 13 (неразрешенные состояния ${}^{13}\text{N}, 3,51$ и $3,55 \text{ МэВ}, 3/2^-$ и $5/2^+$ соответственно; расчет сле-

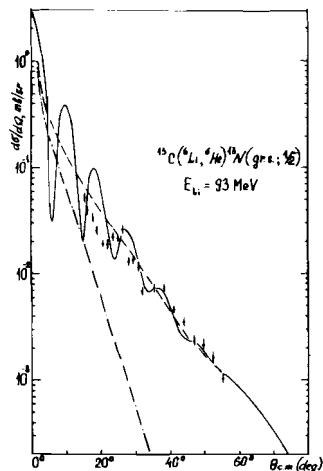


Рис. 12. Дифференциальные сечения реакции (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) на ядре ${}^{13}\text{C}$ с образованием ${}^{13}\text{N}$ в основном состоянии ($1/2^-$) при $E_{\text{Li}} = 93$ МэВ. Сплошная линия – расчет в рамках метода искаженных волн при использовании во входном и выходном каналах потенциала A2. Используемые силовые константы следующие: $V_{11}^{\text{C}} = 26,5$ МэВ, $V_1^{\text{T}}/V_{11}^{\text{C}} = 0,115$. Расчет сечений, соответствующий дальней σ_{F} (штриховая) и ближней σ_{N} (штрихпунктир) компонентам.

5.7. Механизм реакции ${}^{14}\text{C}({}^6\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{14}\text{N}$ при больших энергиях

В рамках микроскопического варианта МИВ, описанного в разделе 4 формализма, мы провели расчет сечений реакции ${}^{14}\text{C}({}^6\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{14}\text{N}$ при энергии $E_{\text{Li}} = 210$ МэВ. Результаты сравнивались с экспериментальными данными и расчетами, опубликованными ранее в работе^{/30/}. Параметры оптических потенциалов и отношение констант тензорной и центральной компонент эффективных сил ($V_1^{\text{T}}/V_{11}^{\text{C}} = 0,135$) мы брали такими, как в работе^{/30/}. На рис. 14 и 15 показаны экспериментальные данные и результаты расчетов (сплошные линии). Угловые распределения возбуждения гамма-теллеровского состояния хорошо согласуются с результатами расчетов в работе^{/30/}, однако значение константы $V_{11}^{\text{C}} = 10$ МэВ у нас на 30% меньше. Это обусловлено, по-видимому, различием в моделях, выбранных для описания ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$. Экспериментальные данные в целом воспроизводятся. Сдвиг в расчетных угловых распределениях примерно на 10° связан, по-видимому, с неточностью выбора оптических потенциалов, а

лан для состояния $3/2^-$). Видно, что использование теоретических факторов и одинаковых потенциалов во входном и выходном каналах приводит к удовлетворительному согласию с экспериментом. Следует заметить, однако, что измеренный диапазон углов в случае реакции на ${}^{13}\text{C}$ значительно меньше, чем в реакции на ${}^{14}\text{C}$. Отчетливо наблюдается преобладание дальней компоненты сечения, что демонстрирует общность этого результата для реакции (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) в изучаемой области энергий и масс ядер-мишеней.

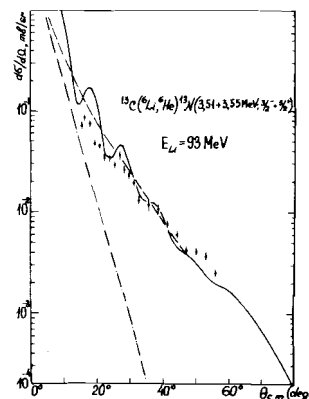


Рис. 13. Дифференциальные сечения реакции (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) на ядре ${}^{13}\text{C}$ с образованием ${}^{13}\text{N}$ в двух неразрешенных состояниях ($3/2^-$, $5/2^+$) при $E_{\text{Li}} = 93$ МэВ. Сплошная линия – расчет в рамках МИВ при использовании во входном и выходном каналах потенциала A2 для состояния $3/2^-$. Используемые силовые константы следующие: $V_{11}^{\text{C}} = 16,8$ МэВ, $V_1^{\text{T}}/V_{11}^{\text{C}} = 0,115$. Расчет сечений, соответствующий дальней σ_{F} (штриховая) и ближней σ_{N} (штрихпунктир) компонентам.

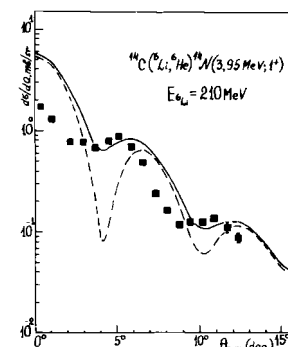


Рис. 14. Показаны дифференциальные сечения реакции ${}^{14}\text{C}({}^6\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{14}\text{N}$ ($3,95$ МэВ, 1^+) при $E_{\text{Li}} = 210$ МэВ, взятые из работы^{/30/}, и расчеты в рамках метода искаженных волн с учетом во взаимодействии тензорных и центральных сил (сплошная кривая) и с учетом только центральных сил (пунктир).

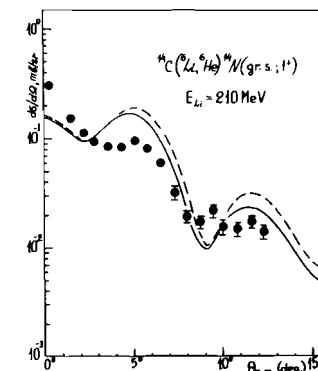


Рис. 15. Показаны дифференциальные сечения реакции ${}^{14}\text{C}({}^6\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{14}\text{N}$ с возбуждением основного состояния (1^+) в ${}^{14}\text{N}$ при $E_{\text{Li}} = 210$ МэВ, взятые из работы^{/30/}. Сплошная и пунктирные линии обозначают то же, что и на рис. 14.

существенное превышение на малых углах, как отмечалось и в^{/30/}, вероятно, обусловлено пренебрежением эффектом тензорного обмена. На рис. 14 и 15 показаны также результаты расчета с учетом только центральной компоненты взаимодействия (штриховая линия). Видно, что так же, как и при меньших энергиях учет тензорной компоненты приводит к сглаживанию осцилляций углового распределения, что улучшает согласие с экспериментом.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование упругого рассеяния ионов ${}^6\text{Li}$ и реакции перезарядки (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) на ядрах ${}^{13}\text{C}$ и ${}^{14}\text{C}$. Для теоретического описания реакции был разработан формализм на основе метода искаженных волн, учитывающий вклад в эффективное взаимодействие не только центральных, но и тензорных сил, а также позволяющий производить разложение сечения на ближнюю и дальнюю компоненты.

Угловые распределения рассеяния и реакции оказались в целом похожими друг на друга. И те, и другие обнаруживают под малыми углами дифракционную структуру, являющуюся следствием сильного поглощения и возникающую в результате интерференции ближней и дальней компонент. Под большими углами она переходит в более или менее монотонный спад. В тех случаях, когда измерения доведены с необходимой точностью до углов $\approx 100^\circ$, в угловых распределениях наблюдаются особенности недифракционного происхождения - максимум в районе 60° и слабый перегиб в районе 90° .

Во всех случаях сечение вне дифракционной зоны практически полностью исчерпывается дальней компонентой. Это свидетельствует о существенном влиянии ядерного поля притяжения на протекание рассеяния и реакции, делая возможным идентификацию взаимодействий, происходящих при весьма сильном сближении ядер. Анализ показал, что сечения чувствительны к расстояниям, меньшим радиуса сильного поглощения более чем в два раза. Важно отметить, что факт преобладания дальней компоненты под большими углами не связан с каким-либо конкретным ядром или уровнем, а имеет место для всех изученных случаев.

Рассмотрение вопроса о ядерном аналоге квазиклассического радужного рассеяния позволяет сделать вывод о наблюдении остаточной ядерной радуги как в упругом рассеянии, так и в реакции (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$). Для реакций перезарядки этот эффект обнаружен впервые, а с учетом

публикации части данных в^{/8/} - для прямых ядерных реакций вообще.

Учет тензорных сил при описании реакции (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) показал, что они сглаживают дифракционные осцилляции, не оказывая заметного влияния на сечение под большими углами. Последнее определяется потенциалами во входном и выходном каналах и фактором реакции на малых расстояниях. Использование одинаковых потенциалов для ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$ и теоретических факторов занижает сечение реакции ${}^{14}\text{C}$ (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) ${}^{14}\text{N}$ в зоне его монотонного спада в два-три раза. Согласие с экспериментом может быть частично улучшено уменьшением поглощения в канале ${}^{14}\text{N} + {}^6\text{He}$ примерно на 20% по сравнению с каналом ${}^{14}\text{C} + {}^6\text{Li}$, однако для получения удовлетворительного описания данных необходимо модифицировать факторы. Требуемое изменение фактора в случае состояния 3,95 МэВ можно сделать сравнительно небольшим, если одновременно изменить указанным выше образом и потенциал ${}^6\text{He}$. Однако для основного состояния различие между теоретическим и эмпирическим факторами во всех случаях остается большим, достигая фактора 2 на расстоянии ~ 4 фм. Этот результат подтверждается предварительным анализом^{/29/} реакции ${}^{14}\text{C}$ (${}^3\text{He}$, t) ${}^{14}\text{N}$, где сечение для состояния 3,95 МэВ удалось воспроизвести с помощью теоретического фактора, а для основного состояния потребовалось его видоизменение такого же характера, что и в реакции (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$).

Таким образом, настоящая работа продемонстрировала возможность получения из эксперимента информации о радиальной зависимости факторов прямых реакций, и для двух конкретных случаев такие данные были получены.

Возможно, что полученные в настоящей работе указания на различие между мнимыми частями потенциалов ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$ отражают реальность (см. ^{/28/}, где показано, что полные сечения взаимодействия ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$ отличаются друг от друга).

Обнаруженная чувствительность сечения реакции (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$) к потенциалу выходного канала открывает принципиальную возможность использовать реакции перезарядки для получения сведений о потенциалах взаимодействия радиоактивных ядер, включая малые расстояния. Здесь требуются большие исследования и, в первую очередь, сравнение данных о реакции (${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{He}$), полном сечении взаимодействия ${}^6\text{He}$ и проведение более точных расчетов.

Т а б л и ц а 1. Параметры оптических потенциалов в форме Вудса - Саксона для упругого рассеяния ионов ${}^6\text{Li}$ на изотопах углерода

V	$-V$, МэВ	γ_V^* , фм	α_V , фм	$-W$, МэВ	γ_W^* , фм	α_W , фм	J_V , МэВ/фм ³	J_W , МэВ/фм ³	S_V , фм ³	S_W , фм ³	θ_{MR} , градус	χ^2	Система	E , МэВ
AI	254,0	0,580	0,787	67,00	0,666	1,043	380	180	3,5	4,5	-166°	13,9	${}^{12}\text{C}(\xi_L; \xi_L) {}^{12}\text{C}$	93
B ^ж	167,6	0,580	0,900	90,80	0,390	1,310	290	150	3,8	5,0	-96°	17,4	--	93
C	174,2	0,770	0,614	67,01	0,666	1,043	405	175	3,4	4,4	-226°	14,4	--	93
D	134,5	0,799	0,634	83,7	0,687	0,925	350	210	3,5	4,1	-144°	18,0	--	93
A2	257,5	0,577	0,816	60,60	0,710	1,074	411	192	3,7	4,7	-171°	13,0	${}^{13}\text{C}(\xi_L; \xi_L) {}^{13}\text{C}$	93
A3	230,7	0,575	0,858	60,22	0,706	1,081	407	203	3,7	4,6		12,4	${}^{12}\text{C}(\xi_L; \xi_L) {}^{12}\text{C}$	90

* $R_L = \gamma_L (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, $\gamma_C = 0,73$.
ж См./6/.

ПРИМЕЧАНИЕ: В работе /31/ определена энергетическая зависимость объемных интегралов J_V для рассеяния ионов лития. При $E_L = 93$ МэВ полученные ими оценки совпадают с нашими (вариант AI).

Т а б л и ц а 2. Параметры оптического потенциала с использованием одной и той же действительной части и различных мнимых частей (объемное поглощение - 1, поверхностное поглощение - 2, объемное плюс поверхностное - 3) для системы ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ при $E_L = 93$ МэВ

#	$-V$, МэВ		α_V , фм		$-W$, МэВ		γ_W , фм		α_W , фм		$-W_D$, МэВ		γ_D , фм		χ^2		J_V , МэВ/фм ³	
	фм	фм	фм	фм	фм	фм	фм	фм	фм	фм	фм	фм	фм	фм	фм	фм	фм	фм
I(AI)	254	0,58	0,787	67,01	0,666	1,043									0,73	12,2	377	176
2	--	--	--	--	--	--					32,0	0,598	0,922	0,73	20,6	377	163	
3	--	--	--	19,6	0,56	0,06	32,0	0,590	0,920	0,73	16,9	377	13+159					

ЛИТЕРАТУРА

1. Greider K.R. In: "Nucl. Reactions Induced by Heavy Ions", ed. R. Bock, W. Hering, North-Holland Publ. Comp. - Amsterdam (1979) 217.
2. Goldberg D.A., Smith S.M.-Phys.Rev.Lett., 19 (1972) 500.
3. Демьянова А.С. Препринт ИАЭ-4139/2, 1985.
4. Ford K.W., Wheeler J.A.-Ann. Phys., 7 (1959) 259.
5. Peal R., Gils H.I., Rebel H.-Z.Phys., A313 (1983) 111.
6. Глухов Ю.А., Демьянова А.С., Дроздов С.И., Жуков М.В., Манько В.И., Новацкий Б.Г., Оглоблин А.А., Сакута С.Б., Степанов Д.Н., Чулков Л.В.-ЯФ, т.34, вып.2(8), 1981, с.312.
7. Бережный Ю.А., Пилипенко В.В.-ДАН УССР, сер. А., № 5 (1984) 52.
8. Демьянова А.С., Оглоблин А.А., Сухаревский В.В. Тезисы докладов XXXV совещания по яд.спектроскоп. и структуре атомн.ядра, Л.: Наука; апрель 1985, с.360.
9. Брагин В.Н., Гареев Ф.А., Гончаров С.А., Демьянова А.С., Ершов С.Н., Коровин П.П., Лебедев А.Л., Оглоблин А.А.-Письма в ЖЭТФ, т. 43, вып. II (1986) 504.
10. Demyanova A.S., Bragin V.N., Ogloblin A.A., Lebedev A.L., Bang J.M., Goncharov S.A., Ershov S.N., Gareev F.A. and Korovin P.P.-Phys. Lett., B194 (1987) 129.
11. Bohlen H.G., Chen X.S., Cramer J.G., Fröbrich P., Gebauer B., Lettau H., Miczajka A., von Oertzen W., Ulrich R. and Wilport T. -Z.Phys., A322 (1985) 322.
12. McVoy K.W. and Satchler G.R. - Nucl.Phys., A417 (1984) 157.
13. Fuller R.C.-Phys.Rev. C12 (1975) 1561; Hussein M.C. and McVoy K.W.-Progr. in Part. and Nucl. Phys., v.12 (1984) 103.
14. Cook J., Gils H.J., Rebel H., Majke Z., Klewe-Nebenius H. - Nucl.Phys., A388 (1982) 173.
15. Aleksandrov D.V., Glukhov Yu.A., Demyanova A.S., Ogloblin A.A., Sakuta S.B., Sukharevsky V.V., Tllokonnikov S.V., Fayans S.A., Gareev F.A., Ershov S.N., Borzov I.N. and Bang J.-Nucl.Phys., A435 (1985) 338.
16. Демьянова А.С., Новацкий Б.Г., Образцов А.Г., Семочкин В.А., Сидоренко Н.А., Сухаревский В.В., Швецов И.К.-Приборы и техника эксперимента, № 5 (1985) 196.
17. Schaeffer R.-Nucl.Phys., A158 (1971) 321.
18. Petrovich F., Philpott K.J., Carpenter A.W. and Carr J.A.-Nucl. Phys., A425 (1984) 609.
19. Kukuljin V.I., Krasnopolsky V.M., Voronchev V.T. and Sazonov P.B. -Nucl.Phys., A453 (1986) 365.
20. Vissher W.M., Ferrel R.A.-Phys.Rev. 107 (1957) 781.
21. Hernandez A.M., Daehnick W.W.-Phys.Rev., C24 (1981) 2235.
22. Singham M.K.-Nucl.Phys., A460 (1986) 597.
23. Vineyard M.F., Cook J., Kemper K.W. and Stephens M.N.-Phys.Rev., C30 (1984) 916.
24. Демьянова А.С., Манько В.И.-Ядерная физика, т. 36, вып. 5 (II), 1983, II89.
25. Chuev V.I., Davidov V.V., Novatsky B.G., Ogloblin A.A., Sakuta S.B., and Stepanov D.N.,-J. de Phys., 32 (1971) C6-161.
26. Devries R.M., Goldberg D.H., Watson J.W., Zisman M.S., Cramer J.G. -Phys.Rev.Lett., 39 (1977) 450.
27. Satchler G.R., Fulmer C.B., Auble R.L., Ball J.B., Bertrand F.E., Erb K.A., Gross E.E. and Hensley D.C.-Phys.Lett., 128B 147.
28. Tanihata I., Hamagaki H., Hashimoto O., Nagamiya S., Shida Y., Yoshikawa N., Yamakawa O., Sugimoto K., Kobayashi T., Greiner D.E., Takahashi N., Nojiri Y.-Phys. Lett., 160B (1985) 380.
29. Demyanova A.S., Ogloblin A.A., Lyshko Yu.V., Adodin V.V., Burtebaev N., Ershov S.N., Gareev F.A., Korovin P.P., Bang J.M., Goncharov S.A., Vaagen J.S., Inst. of Phys. Univ. of Bergen, Prep., No. 192 (1987).
30. Winfield J.S., Anantaraman N., Sam M. Austin, Ziping Chen, Galonsky A., van der Plicht J., Wu H.-L., Chang C.C. and Giangaru G. -Phys.Rev., C35 (1987) 1734.
31. Nadasen A. et al. -Phys.Rev. C37 (1988) 132.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 апреля 1987 года.