

УДК 539.17

РАССЕЯНИЕ π^{\pm} - и K^+ -МЕЗОНОВ НА ЛЕГКИХ КЛАСТЕРИЗОВАННЫХ ЯДРАХ

Е. Т. Ибраева

Институт ядерной физики Национального ядерного центра
Республики Казахстан, Алма-Ата

ВВЕДЕНИЕ	270
МЕЗОН-НУКЛОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ФОРМАЛИЗМ ДИФРАКЦИОННОЙ ТЕОРИИ	278
РАССЕЯНИЕ π^{\pm} - и K^+ -МЕЗОНОВ НА ЯДРЕ ${}^6\text{Li}$	291
РАССЕЯНИЕ МЕЗОНОВ НА ЯДРЕ ${}^7\text{Li}$	301
РАССЕЯНИЕ π^{\pm} - и K^+ -МЕЗОНОВ НА ЯДРЕ ${}^9\text{Be}$	312
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	322
ПРИЛОЖЕНИЕ	324
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	327

УДК 539.17

РАССЕЯНИЕ π^\pm - и K^+ -МЕЗОНОВ НА ЛЕГКИХ КЛАСТЕРИЗОВАННЫХ ЯДРАХ

Е. Т. Ибраева

Институт ядерной физики Национального ядерного центра
Республики Казахстан, Алма-Ата

На основе дифракционной теории Глаубера–Ситенко проведен анализ упругого и неупругого рассеяния π^\pm - и K^+ -мезонов на ядрах ${}^6,7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$. Показано, что сочетание волновых функций в потенциальных кластерных моделях с дифракционной теорией Глаубера–Ситенко дает возможность комплексно описать широкий круг вопросов упругого и неупругого рассеяния разного типа частиц в широком энергетическом диапазоне. Анализ адрон-нуклонных амплитуд на кварковом уровне позволил сравнить между собой разные типы взаимодействующих с нуклонами частиц: протонов, π^\pm - и K^+ -мезонов. Показано, как взаимодействие на элементарном уровне связано с параметрами феноменологических амплитуд и с поведением наблюдаемых величин. Установлена связь дифференциальных поперечных сечений с межкластерными потенциалами, в которых рассчитаны волновые функции ядер-мишеней, и сделаны выводы о том, какие типы потенциалов наиболее реалистически описывают всю совокупность экспериментальных данных. Оценен вклад разных кратностей рассеяния в операторе Ω в разные угловые диапазоны дифференциальных сечений и показано, что при расчете сечений с π^\pm -мезонами необходимо учитывать все кратности рассеяния и перерассеяния для описания сечений в широком диапазоне углов рассеяния и переданных импульсов, тогда как для K^+ -мезонов можно ограничиться одно- и двукратными соударениями. Обсуждается вклад в сечение различных компонент волновых функций и зависимость поведения сечения от разного типа рассеивающихся частиц и от их энергии. Сравнение с расчетами в оптической модели и в DWIA показало, что точность описания экспериментальных данных в дифракционной теории не уступает, а иногда и превосходит точность этих широко применяемых моделей за счет использования более реалистических волновых функций.

Within the diffraction theory of Glauber–Sitenko, elastic and inelastic hadrons (π^\pm and K^+ mesons) scattering on ${}^6,7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ nuclei has been analyzed. It is shown that combination of potential cluster wave function with Glauber–Sitenko diffraction theory gives the possibility of describing a wide circle of questions concerning elastic and inelastic scattering of various particles in a wide energy range. Hadron-nucleon amplitude analyses on the quark level allowed one to compare different types of the particles interacted with nucleons: protons, π^\pm and K^+ mesons. It was demonstrated how the elementary interaction is connected with phenomenological amplitude parameters and with the behaviour of the observed values. The connection of differential cross section with the intercluster potentials has been made. It was deduced, which types of potentials describe more realistically the total experimental data. Contribution of different scattering multiplicities in Ω operator into the angular ranges of differential cross section was estimated. It was shown that in calculation of differential cross section in case of π^\pm mesons the whole multiplicities of scattering and rescattering need to be taken into account for describing cross sections in a wide range of scattering angles and transferred momenta. In case of K^+ mesons only single and double collisions can be taken into account. The contribution of wave function various components into scattering cross section, and also the dependence of cross section behaviour on different types of incident particles and dependence on their energies are discussed. The comparison with the calculations carried out with the optical

model and DWIA showed that accuracy of experimental data described in the diffraction theory is very high due to using of more realistic wave function.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение взаимодействия адронов с ядрами является ключевой задачей теории атомного ядра и ядерных реакций. Это тест, позволяющий исследовать как структуру ядра, так и природу ядерных взаимодействий. Особый интерес представляет сравнение между собой рассеяния на одних и тех же ядрах-мишенях различных частиц, поскольку частицы разной природы по-разному взаимодействуют с нуклонами ядра и особенности их взаимодействия будут проявляться в наблюдаемых характеристиках.

Так, K^+ -мезоны поглощаются слабо и имеют большую длину свободного пробега в ядерной среде, что дает возможность использовать их в качестве зонда для исследования внутренней области ядра. π^\pm -мезоны поглощаются сильнее и взаимодействие их с ядром является в большей степени периферическим.

Рассеяние пионов на ядрах неплохо изучено в последние десятилетия с пуском мезонных фабрик LAMPF (Лос-Аламосская национальная лаборатория) [1–4], PSI (Институт П. Шерера, Швейцария) [5–9], КЕК (Национальная лаборатория физики высоких энергий, Япония) [10, 11], BNL (Брукхейвенская национальная лаборатория) [12], синхроциклотрона в ОИЯИ [13] и в CERN [14, 15]. Однако прогресс в экспериментальном изучении пион-ядерного рассеяния не привел к окончательному пониманию динамики этого взаимодействия. Экспериментальные измерения сечений проведены, в основном, в области широкого Δ_{33} -резонанса в $\pi^\pm N$ -взаимодействии, имеющего место в энергетической области от 100 до 250 МэВ, с максимумом при 165 МэВ. Область резонанса характеризуется сильным поглощением π^\pm -мезонов в упругом канале, что приводит к взаимодействию преимущественно в поверхностном слое ядра. При энергиях $E > 300$ МэВ измерения были также проведены [4, 10, 11] для ядер, начиная с ^{12}C . Эта область энергий привлекательна из-за того, что выше Δ_{33} -резонанса двухчастичное $\pi^\pm N$ -взаимодействие становится слабее (длина волны пиона короче), следовательно, π^\pm -мезоны проникают в ядро глубже и могут прозондировать его внутреннюю область.

Эксперименты по рассеянию K^+ -мезонов, проводимые в Ванкувере (TRIUMF), в CERN (PS), КЕК, на циклотроне BNL (AGS), позволили расширить круг изучаемых частиц. В BNL были измерены полные и дифференциальные поперечные сечения (ДПС) на ядрах ^{12}C , ^{28}Si и ^{40}Ca [16–22], в 1996 г. был поставлен эксперимент на ядре ^6Li [23], дополненный потом в работе [24]. Полная интерпретация этих данных будет зависеть от понимания механизма реакции и правильного описания структуры ядра.

Процессы взаимодействия адронов с ядрами при промежуточных энергиях (от сотен МэВ до нескольких ГэВ) можно примерно с одинаковым успехом изучать методом связанных каналов, в рамках оптической модели, в импульсном приближении с искаженными волнами (DWIA), с помощью диаграммной техники, в дисперсионной теории и в теории дифракционного рассеяния Глаубера–Ситенко (ГС). Мы предпочли последнюю, т. к. в области промежуточных энергий эта теория позволяет описывать адрон-ядерное рассеяние с высокой точностью и извлекать информацию непосредственно из измеренных величин.

Теория ГС, первоначально сформулированная авторами для процессов упругого и неупругого рассеяния быстрых протонов и π -мезонов на ядрах [25], нашла многочисленные применения для описания рассеяния других адронов: K -мезонов [26–29], антипротонов [30–32]; квазиупругого выбивания кластеров [33, 34], учета искажающих факторов, обусловленных перерассеянием [35, 36], в том числе для обратного рассеяния на углы, близкие к 180° [37]. В самые последние годы теория ГС применяется для расчета дифференциальных и полных сечений рассеяния на так называемых нейтроноизбыточных ядрах ${}^6,8\text{He}$, ${}^9,11\text{Li}$, ${}^{11,12,14}\text{Be}$ [38–40]. Эксперименты проводятся в инверсной кинематике, когда стабильную водородную мишень бомбардирует пучок радиоактивных ядер. Структура их определяется твердым кором и гало, образованным избыточными нейтронами в периферической области. По аналогии с «разбуханием» нуклонов, находящихся в ядерной среде, к ядрам гало также применяется термин «swelling» («разбухание»), но здесь увеличение размеров связано с наличием гало. Применение дифракционной теории в новой области исследований демонстрирует ее универсальность и эффективность в решении возникающих задач.

На современном уровне развития теории ядра и ядерных реакций не так важно описывать отдельные экспериментальные факты в рамках различных теорий, даже если при этом достигается хорошее согласие с экспериментом. Необходимо комплексное, целостное описание широкого круга явлений в рамках одной теории, с едиными входными параметрами, извлеченными из независимых экспериментов. Этот метод исследования в последние годы реализуется многими авторами при анализе различных процессов. В работах М. А. Жусупова [41, 42] такой подход к проводимым исследованиям назван спектроскопическим. Суть его состоит в том, чтобы с соответствующими волновыми функциями (ВФ) ядер описать как можно больше различных экспериментальных характеристик, начиная со статических: среднеквадратичного зарядового радиуса, энергии связи, энергетического спектра, магнитного и квадрупольного моментов, и заканчивая динамическими: дифференциальным и полным поперечными сечениями, поляризацией, функциями поворота спина. Анализируя результаты, полученные в такой постановке задачи, можно сделать более достоверные выводы как о структуре ядра, так и о механизме

взаимодействия. Тогда и предсказательная сила теории становится более очевидной.

Спектроскопический подход стал возможным после накопления достаточного экспериментального и теоретического материала для анализа после развития новых методов и способов вычисления ВФ ядер и наблюдаемых характеристик. Так, в настоящее время широко развивается метод расчета ВФ легких ядер [43–47], основанный на парных, микроскопически обоснованных потенциалах межкластерного взаимодействия, воспроизводящих фазовые сдвиги и имеющих глубоколежащие связанные состояния. Принцип Паули учитывается или приближенно, путем замены антисимметризации полной ВФ по всем нуклонам ядра на ортогональность ВФ к запрещенным состояниям по каждой паре кластеров, или полностью, по перестановкам всех нуклонов. Ядра с $A = 6, 7$ и 9 выбраны нами как наиболее удобные объекты: число нуклонов в них достаточно для того, чтобы выявить типичные свойства более тяжелых ядер и в то же время оно относительно невелико для того, чтобы можно было точно учесть микроскопические взаимодействия валентных нуклонов с α -остовом, принцип Паули, вклад многочастичных корреляций и т. п. К тому же из-за высокой степени кластеризации (${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + p + n$, $E_{\text{св}} = 3,47$ МэВ, ${}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + t$, $E_{\text{св}} = 2,46$ МэВ, ${}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha + n$, $E_{\text{св}} = 1,57$ МэВ) эти ядра привлекательны для изучения ядерной структуры и ядерных реакций в соответствующих каналах. В потенциальной кластерной модели рассчитаны ВФ ${}^6\text{Li}$ (в $\alpha 2N$ -модели) [43–45], ${}^7\text{Li}$ (в αt -модели) [48, 49] и ${}^9\text{Be}$ (в $2\alpha N$ -модели) [46, 47], которые хорошо описывают все статические и электромагнитные характеристики этих ядер. Известны и их преимущества по сравнению с ВФ многочастичной модели оболочек (не учитывающей эффектов нуклонных и кластерных корреляций) и метода резонирующих групп (МРГ) (имеющих настолько сложный вид, что это затрудняет их использование для исследования процессов с участием рассматриваемых ядер). Волновые функции ядер рассчитываются путем решения уравнения Шредингера с реалистическими потенциалами межкластерных взаимодействий. Полученные в численном виде ВФ разлагаются затем по многомерным гауссоидам и в таком аналитическом виде могут быть использованы в различных вычислительных процедурах. Этот метод предложен Кукулиным и первые ВФ ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$ рассчитаны им же [43, 46, 47].

В ранних работах по рассеянию π^\pm -мезонов на ядрах исследователей интересовали вопросы механизма пион-ядерного взаимодействия, уточнения ядерных размеров, переходных плотностей, обсуждался также вопрос пионного конденсата как некоторого состояния ядерной материи. Когда в [50] впервые было высказано предложение изучать пион-ядерное рассеяние на поляризованных ядрах, то для улучшения описания ДПС и устранения зависимости от энергии в Δ -потенциале авторы ввели Δ -ядерное спин-орбитальное взаимодействие в Δ -дырочной модели. Главная идея Δ -дырочной модели со-

стоит в том, что в возбужденных ядерных состояниях наряду с чисто нулевыми компонентами могут существовать такие, где одним из барионов, составляющих ядро, является Δ -изобара. Такие состояния называются Δ -дырочными. Они сильно связаны с пионным полем, поэтому вводится гамильтониан связи $\pi N \Delta$, который приводит к возможности распада $\Delta \rightarrow \pi N$ (с большой шириной Δ -состояния), и где главным взаимодействием является однопионный обмен $\Delta N \rightarrow N \Delta$. Преимущества Δ -дырочной модели авторы видят в том, что она позволяет включать многочастичные эффекты: связанных каналов, принципа запрета Паули, когерентного многократного рассеяния. Однако перечисленные свойства не являются определяющими в процессах многократного рассеяния — обычная формулировка вполне адекватно описывает их. Таким образом, можно констатировать, что если для описания рассеяния адронов на ядрах в качестве потенциала взаимодействия используется Δ -ядерный оптический потенциал, то это не приводит к новым результатам по сравнению с получаемыми в рамках теории многократного рассеяния в резонансной области.

Главным результатом теоретической разработки и экспериментальной проверки модели можно считать установление факта, что Δ -изобара выживает как отдельная разновидность бариона в ядерной материи и ее можно рассматривать как некую квазичастицу, порождаемую взаимодействием нуклона с другими нуклонами.

Помимо расчетов характеристик в оптической модели с Δ -ядерным оптическим потенциалом [50], расчеты проводились в рамках стандартной оптической модели [1, 2, 14, 51–53], DWIA [54–56], методом связанных каналов [8, 54], в модели сильного поглощения [57], в теории ГС [58–64].

Интересна работа [65], в которой рассеяние π^\pm -мезонов на ядре ^{12}C при импульсе 800 МэВ/с ($E_\pi = 673$ МэВ) исследовалось в рамках двух моделей: дифракционной и оптической. Показано, что расчеты в этих формализмах дают приблизительно одинаковые результаты для ДПС, незначительно различаясь лишь в области минимумов и больших углов рассеяния. В этой же работе изучен вклад разных кратностей рассеяния, вариаций $\pi^\pm N$ -амплитуд, различных ВФ ядра ^{12}C , эффектов ядерных корреляций и пионного поглощения. Вариации различных параметров и учет перечисленных эффектов не дают хорошего описания ДПС в минимуме, приходящемся на $\theta = 25^\circ$. Наилучшее согласие с экспериментальными данными получено с модифицированной изоскалярной $\pi^\pm N$ -амплитудой, когда реальная часть ее увеличена на 30 %, мнимая — на 10 %.

Во многих работах упор делался на изучение эффектов ядерной структуры, для чего ВФ ядер-мишеней выбирались в различных моделях: оболочечной [54, 55, 60], кластерной [6, 53, 54, 58], α -частичной (для ^{12}C , ^{16}O) [52, 66, 67], коллективной [2]. Учитывались эффекты квадрупольной деформации для ядер ^7Li [51, 53, 56] и ^9Be [68].

Данные по π^\pm -мезонному рассеянию, полученные до середины 80-х гг., имеются в обзорных статьях, докладах на конференциях, из которых упомянем [69, 70], и в монографии [71], где систематически изложены основные представления о пион-ядерном взаимодействии от потенциального до квантово-хромодинамического.

В настоящее время акцент переносится на изучение ядерных многочастичных проблем (например, возможного проявления сильных тензорных сил в пионной перезарядке), упругого рассеяния на зеркальных ядрах ($\pi^\pm{}^3\text{H}$, $\pi^\pm{}^3\text{He}$) в связи с нарушением зарядовой симметрии в сильных взаимодействиях, влияния ядерной среды на отдельные нуклоны и их резонансные состояния, поскольку рассеяние π^\pm - и K^+ -мезонов с энергией до 1 ГэВ является потенциальным источником информации о модификации ядерной среды из-за легкости их проникновения в глубь ядра и возбуждения большого класса барионных резонансов в ядрах.

Современные теоретические модели позволяют вычислить резонансную амплитуду, изучить характеристические свойства резонансов и то, как они изменяются в ядре. Так, в работе [72] упругое рассеяние π^\pm - и K^+ -мезонов на ядрах ${}^6\text{Li}$ и ${}^{12}\text{C}$ исследуется в области ядерно-кулоновской интерференции. Из измеренных в области малых углов ДПС извлечены отдельно реальная $\text{Re } F(0)$ и мнимая $\text{Im } F(0)$ части амплитуды, каждая из которых содержит независимую информацию о динамике мезон-ядерных взаимодействий, а их энергетическая зависимость дает дополнительную информацию о поведении резонансов в ядре. Кроме того, извлеченные величины $\text{Re } F(0)$ и $\text{Im } F(0)$ позволяют определить сдвиг резонансов в отдельных парциальных амплитудах, эффективную константу связи пион-ядро и проверить само дисперсионное соотношение.

Одна из первых работ, в которой изучалась ядерно-кулоновская интерференция при рассеянии протонов и π^\pm -мезонов с энергиями от 180 МэВ до 1 ГэВ на ядрах ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, была выполнена в рамках теории ГС [51] еще в 1971 г. В ней рассчитаны ДПС в передней области углов до 30° , которые неплохо согласуются с экспериментальными данными, полученными в CERN.

Самые последние работы в области рассеяния π^\pm -мезонов [11, 73, 74] посвящены различным аспектам этой проблемы. Эксперимент, поставленный в КЕК по квазиупругому рассеянию отрицательных пионов на ядрах ${}^2\text{H}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{12}\text{C}$ и др. при импульсе 950 МэВ/с, представлен в [11]. Измерены ДПС для переданных импульсов от 350 до 650 МэВ/с. Расчет в приближении случайных фаз хорошо описывает экспериментальные данные и представляет заключение о силе эффективного частично-дырочного взаимодействия в скаляр-изоскалярном канале. В теоретической работе [73] в рамках двухпетлевой киральной теории возмущений вычислены собственные энергии π^\pm - и K^+ -мезонов в антисимметричной ядерной материи, рассчитаны сдвиги масс π^+ и π^- в центре тяжелого ядра (Pb), сделан прогноз

об увеличении массы K^\pm -мезонов на 9 % в симметричной ядерной материи. В работе [74] вычислены нерелятивистские диаграммы одно- и двукратного рассеяния с полным учетом спиновых и изоспиновых эффектов для упругого рассеяния π^\pm -мезонов на ядрах ^3H и ^3He при энергиях от 142 до 256 МэВ. Расчет не содержит свободных параметров, базируясь лишь на ВФ ядра и фазах π^\pm -рассеяния. Несмотря на ряд упрощающих положений (таких как использование s -волновых функций мишеней, пренебрежение немассовыми эффектами, учет только P_{33} -волны в $\pi^\pm N$ -амплитуде), получено удовлетворительное, а при $E = 180$ МэВ хорошее согласие с экспериментальными данными.

Эти исследования лежат несколько в стороне от интересующих нас вопросов, но демонстрируют разносторонний интерес к проблеме пион-ядерного рассеяния и ее актуальность до настоящего времени.

Изучение K^\pm -ядерного рассеяния началось давно, но наиболее значительные работы выполнены в 80-х гг. [16, 26–28, 75–77]. Впервые сравнительный анализ упругого рассеяния K^+ - и K^- -мезонов на ядрах ^{12}C и ^{40}Ca в теории ГС при 800 МэВ/с дан в [75], неупругого рассеяния — в [26]. Данные для K^- -мезонов воспроизводятся лучше, чем для K^+ , хотя ожидается, что у последних более простой механизм взаимодействия. Очевидно, из-за того, что K^+ проникают в ядро глубже, чем K^- , сильнее проявляются чисто ядерные эффекты. Это подтверждается и тем, что в поверхностной области ядра, (там, где в основном происходит K^-A -взаимодействие), угловые распределения K^+A и K^-A не очень различаются, сильнее различие во внутренней области, где преимущество имеет K^+A -взаимодействие.

В работе [16] наряду с вычислениями ДПС упругого и неупругого $K^\pm^{12}\text{C}$ - и $K^\pm^{40}\text{Ca}$ -рассеяния в оптической модели и в DWIA проведено сравнение элементарных взаимодействий π^+ , K^+ и K^- с нуклонами на кварковом уровне. Проанализированы особенности K^+p -, K^-p - и π^+p -взаимодействий: первое — слабое с нерезонансным поведением, последние — более сильные, пертурбативные, с резонансной структурой. Далее мы увидим, как эти свойства элементарных амплитуд отразятся на поведении такой характеристики, как ДПС, при рассеянии K^+ - и π^\pm -мезонов.

В [27] в рамках КМТ-формализма (теория Кермана–Мак-Мануса–Талера — разновидность теории многократного рассеяния) проведен совместный анализ упругого рассеяния протонов и K^\pm -мезонов на ядрах ^{12}C и ^{40}Ca для определения плотности распределения нейтронов, но этот анализ дал неоднозначные результаты, поскольку проводился при разных энергиях протонов (1 ГэВ) и K^\pm -мезонов (446 МэВ), и не было достигнуто хорошее описание экспериментальных ДПС в случае $K^+^{12}\text{C}$. В работе сделан вывод о том, что необходимы дальнейшие измерения K^+N -элементарного процесса для более точного определения K^+N -амплитуды (что впоследствии и сделано в работе [29]).

В работе [28] рассеяние K^+ -мезонов на ядрах ^{12}C и ^{40}Ca изучается в дифракционной теории. Здесь впервые учтена спиновая и изоспиновая зависимость в $K^\pm N$ -амплитуде, оценен вклад процессов с двойным перевертыванием спина, который не превышает 5%. Показана важность учета вкладов разных кратностей рассеяния, возбуждения и девозбуждения нуклонов мишени в процессе рассеяния, корреляций Паули и центра масс. Предложено поставить эксперименты по неупругому рассеянию каонов на деформированных ядрах, что может дать проверку механизма взаимодействия.

Рассеяние K^\pm -мезонов на легчайших ядрах $^2,^3\text{H}$, $^3,^4\text{He}$ изучалось в [76] на основе решения уравнения Липпмана–Швингера с релятивистской кинематикой и в [77] — на основе различных дисперсионных методов. В работе [76] проведено детальное сравнение упругого π^- - и K^+ -рассеяния на ядре ^3He при нескольких значениях энергии от 40 до 800 МэВ. Показано, что некоторые особенности угловых распределений (абсолютная величина, положение минимумов, вклад многократного рассеяния, чувствительность к поправкам высоких порядков) проявляются по-разному при рассеянии этих частиц. В [77] исследовано влияние членов многократного рассеяния и кулоновских эффектов, в частности, рассчитаны длины рассеяний на дейтронах и α -частицах с учетом и без учета кулоновских поправок.

Различные аспекты K^\pm -ядерного и K^\pm -нуклонного рассеяния, свойств гиперядер и экзотических атомов представлены в обзорах [78, 79].

Новый этап в изучении K^+ -ядерного рассеяния наступил после того, как Сейгелом и Кауфманном [80] было предложено измерить отношение полных сечений на ядре и на дейтроне, отнесенное к числу нуклонов: $R = \frac{\sigma_{\text{tot}}(A)/A}{\sigma_{\text{tot}}(d)/2}$. Измерение такого отношения позволяет избежать статистических ошибок эксперимента и неточностей в определении фазовых сдвигов, поэтому должно являться наиболее достоверным свидетельством возможных эффектов ядерной среды.

После постановки экспериментов [17–24] по измерению полных сечений рассеяния K^+ -мезонов на ядрах и определения их отношения к сечению рассеяния на дейтроне идея об изменении свойств нуклонов (их массы, размеров, поперечных сечений при взаимодействии с различными частицами) в ядерной среде получила еще одно подтверждение.

Так, изучение аномального поведения R (увеличения на 10–15% по сравнению с расчетным) привело авторов многих работ [17–22, 80, 81] к выводу, что никакие традиционные поправки учета эффектов ядерной среды (ферми-движение, принцип Паули, виртуальные возбуждения, NN -корреляции, релятивистские «off-shell»-корреляции) не уничтожают этого расхождения. Причем превышение экспериментальной величины R над расчетной проявляется для всех ядер, слабо зависит от массового числа и не зависит от конкретного механизма реакции. Поэтому этот избыток был отнесен к фундамен-

тальному увеличению вероятности рассеяния K^+ на связанных нуклонах. Появилась идея о возможном увеличении размера нуклона («разбухании») в ядерной среде, по сравнению со свободным, из-за увеличения области мезон-нуклонного взаимодействия, которая широко обсуждается в последние годы. Вообще-то увеличение полного сечения на связанном нуклоне по сравнению со свободным можно объяснить несколькими причинами [19]: увеличением доминирующего в рассеянии S_{11} фазового сдвига, что может быть связано с частичным деконфайментом кварков в ядерной среде (отчего и происходит «разбухание»), «массовой перенормировкой» — свойством векторных мезонов, передающих K^+N -взаимодействие, изменять массу в зависимости от плотности, вкладом мезонных обменных токов и присутствием виртуальных π -мезонов в ядре. Эти объяснения приблизительно эквивалентны, и среди них невозможно сделать определенный выбор. В работе [29] соответствие рассчитанной и измеренной величин R достигнуто более аккуратной подгонкой параметров элементарной K^+N -амплитуды. В этой же работе приведены эти параметры при разных энергиях, которые мы и используем в дальнейшем.

После постановки в BNL экспериментов по определению R [19], а затем и ДПС [23, 24] на ядре ${}^6\text{Li}$ началось изучение различных аспектов рассеяния K^+ -мезонов на этом ядре: его сравнивали с рассеянием на более тяжелом ${}^{12}\text{C}$ [20–22, 29, 82–86]; обсуждались различные типы потенциалов [20–22, 85]; наряду с центральным учитывался квадрупольный вклад в рассеяние [24, 84]; рассчитывались размеры K^+N -твердого кора в составном ядре [86] (так, было показано, что размер нуклона в ядре увеличивается на 4% по сравнению со свободным, размер которого принимался равным 0,85 фм). Расчеты проводились в оптической модели и в DWIA [20–22, 83–86], в теории ГС [29], в приближении случайных фаз [82]. Во всех работах упор делался на учет эффектов ядерной среды, в частности, как показано в [20, 21], «разбухание» нуклонов может быть учтено через увеличение мнимой части оптического потенциала. То, что поглощающая часть оптического потенциала увеличивается с ростом средней ядерной плотности, может означать, что в K^+ -ядерном взаимодействии возбуждается новая степень свободы — мезонные обменные токи. Учет вклада мезонных обменных токов рассматривался в недавней работе [87] при рассеянии K^+ -мезонов на ядрах ${}^2\text{H}$ и ${}^{3,4}\text{He}$. Расчет проведен в потенциальной теории многократного рассеяния с K^+N -амплитудой, полученной в рамках стандартной киральной теории возмущения. При импульсах $q^2 < 0,5$ (ГэВ/с) 2 этот вклад очень мал и увеличивается при больших переданных импульсах.

Обзор литературных источников позволяет сделать следующие выводы: относительно мало работ, посвященных рассеянию π^\pm - и K^+ -мезонов на ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$ (по сравнению с ядрами ${}^4\text{He}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{40}\text{Ca}$ и др.), хотя интересные структурные особенности этих ядер и имеющиеся ВФ в современных двух- и трехчастичных моделях требуют их изучения в разных каналах

с разными пробными частицами. Мало работ, посвященных сравнительному анализу рассеяния разных частиц на одних и тех же ядрах в рамках одной теории.

Данная работа является продолжением предыдущей [88], в которой рассматривалось рассеяние протонов, антипротонов и отчасти π^\pm -мезонов. В настоящем обзоре не обсуждаются вопросы получения ВФ в мультикластерных динамических моделях, обоснованности, применимости и учета поправок к теории ГС, математического аппарата теории (вычисления центральных и спин-орбитальных матричных элементов в дифракционной теории с мультикластерными ВФ). Эти вопросы подробно освещены в предыдущей работе [88]. Продолжая изучение рассеяния в духе работы [88] и придерживаясь спектроскопического подхода, здесь мы сосредоточимся на других аспектах проблемы: анализе элементарного $\pi^\pm N$ - и $K^+ N$ -взаимодействия и сравнении его с NN -взаимодействием, на связи этих взаимодействий с параметрами феноменологических xN -амплитуд ($x \equiv \pi^\pm, K^+$), на отражении элементарных взаимодействий в рассеянии на ядерном уровне, на сравнении рассеяния π^\pm - и K^+ -мезонов на одних и тех же ядрах.

Обзор состоит из четырех разделов. В первом проведен анализ параметров мезон-нуклонных амплитуд и дан вывод матричного элемента в приближении двукратного рассеяния для K^+ -мезонов на ядре ${}^7\text{Li}$. В разд. 2–4 представлено рассеяние π^\pm - и K^+ -мезонов на ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$. Рассмотрены характерные зависимости ДПС от структуры ядер и динамики взаимодействия. Проведено сравнение результатов с экспериментальными данными и расчетами других авторов, из чего сделаны выводы о пригодности данного метода расчета, преимуществах используемых ВФ и т. д. В заключении подводятся итоги и формулируются основные выводы об упругом и неупругом рассеянии π^\pm - и K^+ -мезонов на исследуемых ядрах.

1. МЕЗОН-НУКЛОННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ФОРМАЛИЗМ ДИФРАКЦИОННОЙ ТЕОРИИ

Элементарные взаимодействия частиц со свободными нуклонами лежат в основе ядерных. Различие K^\pm - и π^\pm -взаимодействий с ядрами заключается в фундаментальном различии между $K^\pm N$ - и $\pi^\pm N$ -взаимодействиями.

Двойственность пионного взаимодействия в ядре состоит в том, что, с одной стороны, пионы являются переносчиками ядерных сил, с другой — зондом, позволяющим изучать природу этих же сил. В ядерной физике пион является легчайшим из виртуальных квантов поля с ненулевой массой во взаимодействии между двумя нуклонами. Он играет особую роль: на больших расстояниях ($r > 2$ фм) посредством однопионного обмена, обуславливая дальнедействующую часть силы, на средних ($2 > r > 0,8$ фм), осуществляя,

в основном, двухпионное поглощение, и на малых расстояниях ($r < 0,8$ фм), проявляя свои кварковые степени свободы. Внедряя π^\pm -мезон в ядро в качестве зонда и изучая немассовую динамику и слабые трехчастичные взаимодействия, можно получить отклик ядерной материи на поле сильного взаимодействия, т. к. виртуальные π^\pm -мезоны изменяют внутреннюю область ядра.

$\pi^\pm N$ -**взаимодействие** к настоящему времени изучено в широкой энергетической области. Основные свойства π -мезонов (см. табл. 1) дают ряд преимуществ в исследовании структуры ядра. Рассматривая одновременно упругое, неупругое и рассеяние с перезарядкой, можно изучить вклад спин-орбитального взаимодействия, процессов с переворотом спина, распределение нейтронов в ядре.

Особенности $\pi^\pm N$ -взаимодействия связаны с основными свойствами π^\pm -мезонов.

1. Малая масса по сравнению с нуклонами. Отношение $m_\pi/m_N \sim 1/6$, вследствие чего можно ожидать, что отдача нуклонов при рассеянии на них π^\pm -мезонов будет мала и нуклоны можно считать неподвижными в процессе рассеяния. Это дает преимущество для использования теории ГС, одним из основных постулатов которой является «замороженность» нуклонов во время рассеяния.

2. Наличие трех зарядовых состояний с разными проекциями изоспина (см. табл. 1) позволяет сравнить процессы упругого и неупругого рассеяния, одиночной и двойной перезарядки, связанные определенными изотопическими соотношениями.

3. $\pi^\pm N$ -амплитуда имеет пик в направлении вперед в лабораторной системе. Наличие такого пика позволяет использовать теорию ГС при более

Таблица 1. Характеристики некоторых элементарных частиц

Частица	Зар. сост.	Спин, четность	Изоспин	Масса, МэВ	Время жизни	$\langle r^2 \rangle_{ch}^{1/2}$, фм
Нуклон	p	$1^+/2$	$1/2$	938,3	Стабильный $0,932 \cdot 10^3$ с	0,86
	n			939,6		
Δ -изоб.	Δ^{++}	$3^+/2$	$3/2$	1232	120 МэВ	
Пион	π^+	0^-	1	139,6	$2,6 \cdot 10^{-8}$ с	0,66 ± 0,01
	π^-	0^-	1	139,6	$2,6 \cdot 10^{-8}$ с	
	π^0	0^-	1	135,0	$0,89 \cdot 10^{-16}$ с	
Каон	K^+	0^-	$1/2$	493,8	$1,235 \cdot 10^{-8}$ с	
	K^-	0^-	$1/2$	493,8		
	K^0	0^-	$1/2$	497,8		

низких начальных энергиях, чем для рассеяния других частиц, не имеющих такой особенности в амплитуде. Передний пик обуславливает рассеяние преимущественно вперед, что, в свою очередь, обеспечивает выполнение второго условия теории ГС — прямолинейного распространения налетающего пучка частиц (эйкональное приближение).

Самой характерной особенностью $\pi^\pm N$ -взаимодействия является наличие широкого Δ_{33} -резонанса, который естественным образом разделяет энергетическую область на три части: ниже резонанса $E < 100$ МэВ, резонанс $100 < E < 300$ МэВ и выше резонанса $E > 300$ МэВ.

В низкоэнергетической области взаимодействие определяется, в основном, s - и p -волнами. s -волновое взаимодействие слабо, о чем можно судить по характерным величинам длин πN - и NN -рассеяния: $a(\pi N) = 0,1 m_\pi^{-1}$, $a(NN) = 10 m_\pi^{-1}$, $m_\pi^{-1} = 1,4$ фм [71]. При $E = 100$ МэВ полное поперечное сечение $\sigma_{\text{tot}}(\pi^+ p) = 60$ мб, $\sigma_{\text{tot}}(\pi^- p) \approx 25$ мб [89] и уменьшается с уменьшением энергии. Все фазовые сдвиги действительные, что отвечает только открытому упругому каналу. Сечение неупругого рассеяния отличается от нуля только выше порога рождения π^0 -мезонов (165 МэВ).

Область резонанса. Максимум резонанса приходится на 180 МэВ, при этом $\sigma_{\text{tot}}(\pi^+ p) = 210$ мб, $\sigma_{\text{tot}}(\pi^- p) = 70$ мб [89]. Взаимодействие по-прежнему определяется s - и p -волнами, причем s -взаимодействие мало по сравнению с p , и заметно лишь около порога.

Высокоэнергетическая область характеризуется присутствием достаточного числа перекрывающихся резонансов, большой неупругостью из-за образования π^0 -мезонов. По мере увеличения энергии налетающих частиц поперечное сечение $\pi^\pm N$ -взаимодействия уменьшается и принимает значение 40 мб в области $E = 1,4$ ГэВ, сечение неупругого рассеяния σ_{inel} возрастает от 1–2 (при 300 МэВ) до 20 мб (при 1,4 ГэВ).

Какие черты $\pi^\pm N$ -взаимодействия присутствуют в π^\pm -ядерном и как они видоизменяются от того, что нуклоны находятся в связанном состоянии? Энергетическая зависимость σ_{tot} (его Δ -резонансная структура) сохраняется, но с небольшим сдвигом по энергии вниз и уширением пика с увеличением массового числа A . Так, для ${}^6\text{Li}$ пик располагается при $E = 165$ МэВ, для ${}^9\text{Be}$ при 162 МэВ [91]. Сдвиг происходит из-за кинематики и из-за модификации Δ_{33} внутри ядра, уширение — вследствие эффектов многократного рассеяния, ферми-движения нуклонов и связи Δ_{33} с другими каналами реакций.

Сравним полные и парциальные сечения π^+ на ядре ${}^7\text{Li}$ в максимуме резонанса при $E = 165$ МэВ [69, 91]: полное поперечное сечение $\sigma_{\text{tot}} \approx 500$ мб, сечение упругого рассеяния $\sigma_{\text{el}} \approx 140$ мб (что составляет $\sim 30\%$ от σ_{tot}), сечение поглощения $\sigma_{\text{abs}} \approx 120$ мб (25% от σ_{tot}). Сечение неупругого рассеяния еще больше: $\sigma_{\text{inel}} \approx 180$ мб. Все парциальные сечения имеют выраженный резонансный характер, так же, как σ_{tot} . Сечения других процессов (одиночной и двойной перезарядки) малы (≈ 40 мб для одиночной перезарядки), и

хотя они могут быть информативны в отношении динамики реакции, они не играют важной роли в процессе рассеяния.

Характерна зависимость длины свободного пробега λ_π от энергии. В области резонанса она достигает минимального значения ~ 1 фм [71], что меньше среднего межнуклонного расстояния. Это также говорит о том, что поглощение пионов увеличивается в области резонанса. Ядро становится непрозрачным, взаимодействие носит периферический характер, а рассеяние происходит, как на черном диске ($\sigma_{\text{tot}} \sim 2\pi R^2 \sim A^{2/3}$), из-за чего имеет выраженный дифракционный характер.

$K^\pm N$ -взаимодействие в области импульсов от сотен МэВ/с до 1,5 ГэВ/с изучается давно и плодотворно: проведен анализ фазовых сдвигов с включением двух изоспиновых каналов $T = 0$ и 1 , с учетом высших парциальных волн [93–96]; измерены полные сечения [93,96] и угловые распределения [16, 78, 92, 97, 98], что дало возможность проанализировать структурные особенности амплитуд и решить вопрос о наличии и отсутствии резонансных состояний в K^+N - и K^-N -системах. В недавней работе [87] по изучению вклада мезонных обменных токов в рассеяние каонов на дейтроне и ^3He использовалась K^+N -амплитуда, полученная в рамках стандартной киральной теории возмущений.

Особенности взаимодействия K^+ -мезонов с нуклонами определяются его специфическими свойствами: малым элементарным поперечным сечением, преобладанием s -волны, отсутствием резонансов, отсутствием или малостью неупругого канала (остальные перечислены в табл. 1). Энергетическая зависимость K^+N -взаимодействия слабая. Так, в интервале энергий от 30 до 500 МэВ σ_{tot} изменяется от 10 до 15 мб. Сечения неупругого рассеяния и рассеяния с перезарядкой малы; первое достигает значения 1 мб при 460 МэВ, второе — 2–3 мб при 100 МэВ и дальше возрастает до 10 мб при 315 МэВ [89]. Этим определяется большая проникающая способность K^+ -мезонов и интерес к использованию K^+ -мезонных пучков для зондирования внутренних областей ядра, где можно определить разные аспекты чувствительности нуклонов к их окружению. Теоретиков привлекает и то обстоятельство, что каон-нуклонная двухчастичная амплитуда слабее, чем другие амплитуды сильных взаимодействий, из чего можно сделать вывод о более быстро сходящемся ряде многократного рассеяния. Поэтому в импульсном приближении оптической модели поправки второго порядка к оптическому потенциалу будут малы [12, 20], так же обстоит дело и в теории ГС [29], в которой можно обрезать ряд многократного рассеяния в операторе Ω , ограничившись первой и второй кратностями. Таким образом, благодаря «слабости» K^+N -взаимодействия амплитуду рассеяния K^+ -мезонов с ядром можно рассчитать точнее, чем для других адронов.

Анализ элементарных xN -амплитуд. Одним из входных параметров дифракционной теории является элементарная xN -амплитуда (где x — адрон),

феноменологически описывающая взаимодействие рассеиваемой частицы с нуклонами ядра. Обычно она параметризуется следующим стандартным образом:

$$f_{xN}^c = \frac{k\sigma_{xN}^{\text{tot}}}{4\pi}(i + \varepsilon_{xN}^c) \exp(-\beta_{xN}^c q^2/2), \quad (1)$$

$$f_{xN}^s = \frac{k\sigma_{xN}^{\text{tot}}}{4\pi}qD_s(i + \varepsilon_{xN}^s) \exp(-\beta_{xN}^s q^2/2), \quad (2)$$

где k — импульс налетающего адрона; q — переданный импульс; σ_{xN}^{tot} — полное сечение рассеяния адрона на нуклоне; ε_{xN} — отношение действительной части амплитуды к мнимой; β_{xN} — параметр наклона конуса амплитуды; индексы c и s обозначают центральную и спин-орбитальную части амплитуды.

Параметры амплитуд, извлекаемые разными авторами из экспериментов по рассеянию адронов на нуклонах, зачастую неоднозначны и разбросаны по разным источникам. Разрозненность или отсутствие этих данных ограничивает возможности теории. Нами собраны и систематизированы параметры элементарных амплитуд для нуклонов, π^\pm - и K^\pm -мезонов [88, 99], небольшая часть которых приведена в табл. 2–4.

Хотя в данной работе мы не рассматриваем рассеяние протонов, но при анализе элементарных амплитуд приведем протонные данные при двух значениях энергий (табл. 2), чтобы, сравнив параметры амплитуд, увидеть характерные особенности рассеяния разных частиц.

Взаимодействие K^\pm -мезонов с нуклонами существенно отличается от остальных частиц. При одной и той же энергии величины σ_{xN}^{tot} и β_{xN}^c у них значительно меньше, а ε_{xN}^c больше. Малость величины β_{xN}^c , характеризующей радиус xN -взаимодействия ($x \equiv p, \pi^\pm, K^\pm$), указывает на преимущественный вклад в рассеяние s -волны, а малость σ_{xN}^{tot} — на то, что мнимая часть $K^\pm N$ -амплитуды (с которой σ_{xN}^{tot} связана оптической теоремой) тоже

Таблица 2. Сводка параметров pN -амплитуд

E_p , ГэВ	Тип взаим.	σ_{pN}^{tot} , фм ²	ε_{pN}	β_{pN} , фм ²	D_s , фм	ε_{pN}^s	β_{pN}^s , фм ²	Ссылка	№ набора
0,185	pp	2,5	1,22	0,529				[101]	1
	pn	4,77	0,84	0,697					
0,2	pp	2,36	1,15	0,56	-2,8	7,8	0,2	[102]	2
	pn	4,20	0,71	0,68	-2,8	7,8	0,2		
0,2	pp	2,19	-0,068	0,103				[103]	3
	pn	4,10	5,199	0,0534					

Таблица 3. Сводка параметров $\pi^\pm N$ -амплитуд, данные из работ [64, 100]

E_π , ГэВ	Тип взаим.	$\sigma_{\pi N}^{\text{tot}}$, фм ²	$\varepsilon_{\pi N}$	$\beta_{\pi N}$, фм ²	№ набора
0, 18	$\pi^- p$	6, 0	0, 18	0, 570	1
	$\pi^- n$	17, 6	-0, 03	0, 586	
0, 18	$\pi^+ pn^*$	12, 76	0, 114	0, 994	2
0, 2	$\pi^+ n$	11, 90	-0, 17	0, 873	3
0, 23	$\pi^+ pn^*$	9, 24	-0, 43	0, 55	4
0, 26	$\pi^+ n$	6, 61	-0, 731	0, 578	5
0, 26	$\pi^+ n$	6, 40	-0, 59	0, 44	6
0, 26	$\pi^- p$	3, 5	-0, 28	0, 435	7
0, 26	$\pi^- n$	9, 3	-0, 91	0, 462	

*Такая запись означает, что параметры $\pi^+ p$ - и $\pi^+ n$ -амплитуд не различаются.

Таблица 4. Сводка параметров $K^+ N$ -амплитуд, данные из работы [29]

E_K , ГэВ	Тип взаим.	σ_{KN} , фм ²	ε_{KN}	β_{KN} , фм ²
0, 20	$K^+ p$	1, 29	-2, 190	0, 0134
	$K^+ n$	1, 31	-0, 667	0, 0013
0, 23	$K^+ p$	1, 30	-1, 964	0, 0197
	$K^+ n$	1, 41	-0, 575	0, 0012
0, 375	$K^+ p$	1, 32	-1, 467	0, 0114
	$K^+ n$	1, 67	-0, 373	0, 0015
0, 468	$K^+ p$	1, 32	-1, 258	0, 0095
	$K^+ n$	1, 71	-0, 305	0, 0013
0, 534	$K^+ p$	1, 39	-0, 9074	0, 0065
	$K^+ n$	1, 75	-0, 105	0, 0011

мала. Об этом же свидетельствует величина ε_{xN}^c . То, что она в некоторых случаях больше единицы, означает, что действительная часть элементарной амплитуды в несколько раз больше мнимой, отвечающей за поглощение, т. е. рассеяние идет, в основном, через упругий канал. Эти факты объясняют, почему взаимодействие K^+ -мезонов с нуклонами гораздо слабее, чем протонов и π^\pm -мезонов, и необычно велика средняя длина свободного пробега K^+ -мезонов в ядерной среде (~ 6 фм).

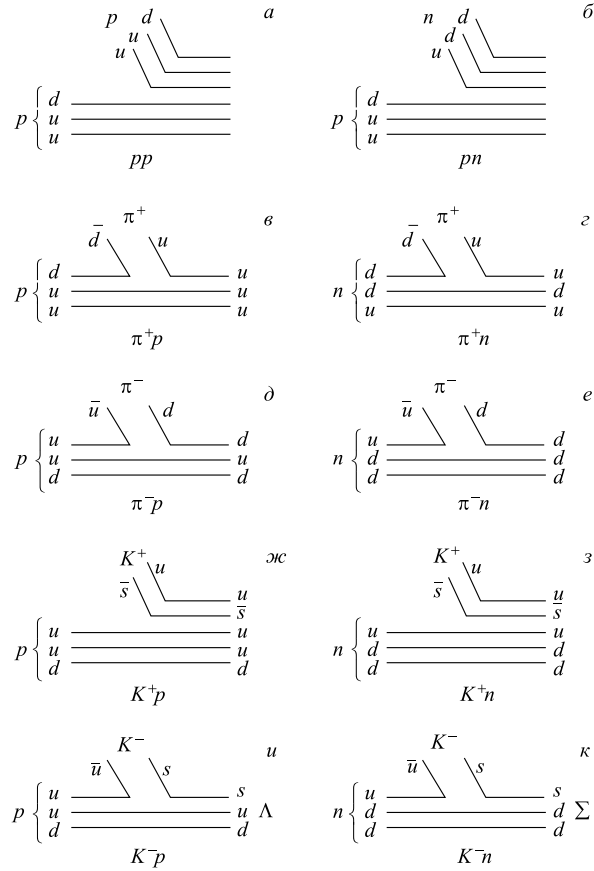


Рис. 1. Кварковые диаграммы элементарных xN -взаимодействий ($x \equiv p, \pi^\pm, K^\pm$)

Полное сечение взаимодействия протона, K^+ - и π^- -мезона с нейтроном больше, чем с протоном, что определяется разной изоспиновой зависимостью и видно из сравнения соответствующих σ_{xN}^{tot} . Это важно при использовании π^+ - и π^- -мезонов для зондирования нейтронных и протонных распределений в ядрах.

Рассмотрим теперь элементарные взаимодействия протонов, π^\pm - и K^\pm -мезонов с нуклонами на кварковом уровне. Нагляднее всего их можно представить в виде диаграмм, изображенных на рис. 1.

В области промежуточных энергий ($k \sim 800$ МэВ/с, что соответствует $E_p = 295$ МэВ) pN -взаимодействие нерезонансное (диаграммы $a, б$ на рис. 1),

но ДПС его достаточно большое ~ 35 мб/ср и важную роль играют спиново-зависимые члены.

В состав π^\pm -мезонов входят антикварки (\bar{d} в π^+ и \bar{u} в π^-), поэтому взаимодействие их с нуклонами имеет выраженный резонансный характер (самый заметный Δ_{33} -резонанс) (диаграммы $\nu-e$ на рис. 1). В π^+N -системе нет других открытых каналов, кроме перезарядки, ниже порога рождения π^0 -мезонов. Это предполагает большую поглощаемость пионов в области Δ_{33} -резонанса, кроме того, в элементарной амплитуде появляется передний пик. Поглощение пионов приводит к заметному затуханию Δ -дырочных состояний, которое частично компенсируется действием принципа Паули (он уменьшает ширину распада $\Delta \rightarrow \pi N$ вследствие уменьшения фазового пространства), но оно не полностью компенсирует поглощение: результирующая ширина Δ -дырочных состояний возрастает.

Взаимодействие каонов с нуклонами коренным образом отличается от описанных выше из-за наличия странного кварка и вследствие этого странного квантового числа $S \neq 0$. Так как у K^+ $S = 1$, а у K^- $S = -1$, то и взаимодействия K^+N и K^-N сильно различаются между собой (диаграммы $j-k$ на рис. 1). В K^-N -взаимодействии из-за аннигиляции $u\bar{u}$ -кварков образуются узкие резонансные состояния (Λ и Σ) и имеются открытые каналы ниже K^-N -порога. Взаимодействие сильное, ДПС его достигает 42 мб/ср (при $k = 800$ МэВ/с, что соответствует $E_K = 446$ МэВ). Напротив, в K^+N -системе пятикварковая структура не образует резонансов (до сих пор гипотетический Z^* -резонанс ($duu\bar{s}u$) не наблюдался), в основном, взаимодействие идет через упругий канал, оно гораздо слабее, чем в K^-N , и ДПС его равен 13 мб/ср.

О том, что K^+N наиболее слабое из всех сильных взаимодействий, говорит и анализ параметров K^+N -амплитуд, проведенный выше. К тому же в $K^\pm N$ -амплитуде доминируют только $l = 0$ и $l = 1$ парциальные волны, взаимодействие K^+ -мезонов с нуклонами по простоте можно сравнить с электронами, с тем преимуществом, что K^+ -мезон чувствителен к нейтронному взаимодействию и дает возможность реализовывать процессы с большой передачей импульса.

Чем K^\pm - и π^\pm -мезоны интересны как зонды для изучения ядерной структуры? Главным образом, механизмом их взаимодействий с нуклонами. K^+ -мезон, обладая странностью $+1$, не может поглотиться в ядре целиком, т. к. для него отсутствуют силы однопионного обмена с нуклоном. Для K^+ возможно только упругое или неупругое рассеяние на нуклоне, поэтому он является слабейшим из всех адронных зондов. Этот механизм отличен от взаимодействия π^\pm -мезонов, для которых имеет место, в основном, двухнуклонное поглощение. В $\pi^\pm N$ наблюдается сильное пертурбативное взаимодействие, имеющее сложную резонансную структуру, в этом оно больше похоже на K^-N , т. к. K^- -мезон также может быть легко поглощен единичным

нуклоном. Поэтому K^+ -мезоны должны быть более чувствительны к ядерной структуре, чем пионы.

Вычисление дифференциального поперечного сечения. Здесь изложена техника вычисления матричных элементов (амплитуд) рассеяния в теории ГС с ВФ, рассчитанными в потенциальной кластерной модели.

Преимущества теории ГС отмечались многими авторами [64, 66], и их можно суммировать в нескольких пунктах.

1. Относительная простота: зная лишь вид элементарной амплитуды и ВФ начального и конечного состояний ядра, можно вычислить матричный элемент взаимодействия, через который легко выражаются ДПС и поляризационные наблюдаемые.

2. Оператор многократного рассеяния Ω построен таким образом, что позволяет рассмотреть процесс рассеяния «микроскопически», т. е. проследить за отдельными столкновениями налетающих частиц с нуклонами (или кластерами) ядра, учесть разные кратности рассеяния и перерассеяния.

3. Параметры элементарных амплитуд (формулы (1), (2)) имеют простой физический смысл и легко сопоставляются с наблюдаемыми величинами: заполнение минимума в ДПС связывают обычно с параметром ε_{xN} , величину сечения в первом максимуме — с σ_{xN}^{tot} , радиус адрон-нуклонного взаимодействия — с β_{xN} .

Результатом является большая наглядность в интерпретации результатов, когда поведение рассчитанных величин можно связать и со структурными особенностями ВФ (а значит, и с потенциалами взаимодействия, в которых они рассчитаны), и с динамикой взаимодействия (вкладом разных кратностей рассеяния, параметрами элементарной амплитуды, зависимостью от энергии налетающих частиц и т. д.).

Важным моментом является использование подгоночных параметров в применяемой теории. Любая физическая теория содержит входные параметры. В них заключается информация о том, что не известно на сегодняшний день или что мы не можем учесть в теории. Они могут быть свободными (произвольными), как, например, параметры распределения плотности, или как-то жестко фиксироваться. В нашем расчете все входные данные берутся из независимых экспериментов. Так, параметры потенциалов, с которыми рассчитаны ВФ ядер-мишеней, фиксированы подгонкой фаз и всей накопленной спектроскопической информацией, параметры элементарных амплитуд взяты из соответствующих экспериментальных сечений. Таким образом, мы используем теорию, в которой нет ни одного свободного параметра, и в этом состоит преимущество дифракционной теории по сравнению, например, с оптической моделью и другими феноменологическими подходами, в которых физические эффекты поглощаются в подгоночных параметрах, смысл которых нелегко установить.

В дифракционной теории Глаубера матричный элемент рассеяния адрона на ядре запишется в следующем виде [25]:

$$M_{if}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int d^2\rho \exp(i\mathbf{q}\rho) \langle \Psi_f | \Omega(\rho_1, \dots, \rho_7) \delta(\mathbf{R}_7) | \Psi_i \rangle, \quad (3)$$

здесь Ψ_f, Ψ_i — ВФ конечного и начального состояний ядра-мишени (для определенности приведем вывод ДПС для ядра ${}^7\text{Li}$); $\mathbf{R}_7 = 1/7 \sum_{n=1}^7 \mathbf{r}_n$ — координата центра масс ядра; $\mathbf{k}(\mathbf{k}')$ — импульс налетающего (вылетевшего) адрона (в данном случае K^+ - или π^\pm -мезона) в с. п. м.; $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}'$ — переданный в реакции импульс. В случае упругого рассеяния ($|\mathbf{k}| = |\mathbf{k}'|$):

$$q = 2k \sin \frac{\theta}{2}, \quad k = \sqrt{\varepsilon^2 - m^2}, \quad (4)$$

где θ — угол рассеяния; ε, m — энергия и масса рассеиваемого мезона; $\hbar = c = 1$.

ВФ ядра ${}^7\text{Li}$ в кластерной αt -модели запишется следующим образом:

$$\Psi_i = \langle LM_L SM_S | JM_J \rangle \Phi_\alpha \Phi_t \Phi_{\alpha t} \chi_{1/2M_S}, \quad (5)$$

где $\chi_{1/2M_S}$ — спиновая функция нуклона; $\Phi_\alpha, \Phi_t, \Phi_{\alpha t}$ — ВФ α -частицы, тритона и их относительного движения соответственно, выбранные в следующем виде:

$$\Phi_\alpha = N_\alpha \sum_j C_j \exp(-\alpha_j R_\alpha^2), \quad (6)$$

$$\Phi_t = N_t \sum_k C_k \exp\left(-\frac{\alpha_k}{2} \sum_{i=1}^3 (\mathbf{r}_i - \mathbf{R}_t)^2\right), \quad (7)$$

$$\Phi_{\alpha t} = N_{\alpha t} R^L Y_{LM}(\mathbf{R}) \sum_i C_i \exp(-\alpha_i R^2). \quad (8)$$

Здесь $N_\alpha, N_t, N_{\alpha t}$ — нормировочные коэффициенты ВФ; $C_{i,(j,k)}$ и $\alpha_{i,(j,k)}$ — коэффициенты разложения, значения которых были взяты из следующих работ: [103] — для α -частиц, [104–106] — для t , [48, 49] — для αt . $\mathbf{R}_\alpha, \mathbf{R}_t$ — координаты центров масс α -частицы и тритона, $\mathbf{R} = \mathbf{R}_\alpha - \mathbf{R}_t$ — координата относительного движения α -частицы и тритона в ядре ${}^7\text{Li}$.

В работах многих авторов [17, 28, 29, 80] отмечалось, что из-за слабости K^+N -взаимодействия и большой средней длины свободного пробега K^+ -мезонов ряд многократного рассеяния для K^+A должен быстро сходиться и что доминировать будет однократное рассеяние. В работе [28] проведен прямой расчет вкладов разных кратностей рассеяния и показано, что в

$K^{+12}\text{C}$ -рассеянии сумма одно- и двукратных столкновений правильно описывает ДПС в области углов до 40° при импульсе 800 МэВ/с. В работе [21] показано, что для ядра ${}^6\text{Li}$ вклад в полное сечение от однократного рассеяния — 84 мб, а от двукратного — 5 мб, что составляет всего 6%. Поэтому в операторе Ω ограничимся одно- и двукратными соударениями:

$$\Omega = 1 - \left[1 - \sum_{\nu=1}^7 \omega_\nu + \sum_{\nu < \mu=1} \omega_\nu \omega_\mu \right]. \quad (9)$$

Запишем теперь функцию профиля:

$$\omega(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_i) = \frac{1}{2\pi i k} \int d^2 \mathbf{q} \exp(-i\mathbf{q}(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_i)) f_{kN}(q). \quad (10)$$

Здесь $\boldsymbol{\rho}_i$ — двумерные составляющие одночастичных координат нуклонов \mathbf{r}_i : $\mathbf{r}_i = (\boldsymbol{\rho}_i, z_i)$, $\boldsymbol{\rho}_i = (x_i, y_i)$; $f_{kN}(q)$ — элементарная K^+N -амплитуда, параметризованная стандартным образом (см. формулу (1)). Параметры амплитуд приведены в табл. 2–4.

Подставив выражение (1) в (10) и проинтегрировав по импульсу \mathbf{q} , получим

$$\omega(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_i) = F_N \exp(-(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_i)^2 \lambda_N), \quad (11)$$

где

$$F_N = \frac{\sigma_N}{4\pi\beta_{kN}}(1 - i\varepsilon_{kN}), \quad \lambda_N = \frac{1}{2\beta_{kN}}. \quad (12)$$

Перейдем теперь от одночастичных координат \mathbf{r}_i , $\boldsymbol{\rho}_i$ в операторе Ω и в ВФ к координатам Якоби $\{\tilde{\xi}_i\}$. Связь между ними может быть выражена следующим образом:

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\rho}_1 &= \tilde{\xi}_6 + \frac{1}{2}\tilde{\xi}_1 + \frac{1}{3}\tilde{\xi}_2, & \boldsymbol{\rho}_2 &= \tilde{\rho}\tilde{\xi}_6 - \frac{1}{2}\tilde{\xi}_1 + \frac{1}{3}\tilde{\xi}_2, & \boldsymbol{\rho}_3 &= \tilde{\xi}_6 - \frac{2}{3}\tilde{\xi}_2, \\ \boldsymbol{\rho}_4 &= \tilde{\xi}_7 + \frac{1}{2}(\tilde{\xi}_3 + \tilde{\xi}_5), & \boldsymbol{\rho}_5 &= \tilde{\xi}_7 - \frac{1}{2}(\tilde{\xi}_3 - \tilde{\xi}_5), & \\ \boldsymbol{\rho}_6 &= \tilde{\xi}_7 + \frac{1}{2}(\tilde{\xi}_4 - \tilde{\xi}_5), & \boldsymbol{\rho}_7 &= \tilde{\xi}_7 - \frac{1}{2}(\tilde{\xi}_4 + \tilde{\xi}_5). \end{aligned} \quad (13)$$

Знаком тильда (\sim) в формуле (13) обозначены двумерные векторы. Здесь $\tilde{\xi}_6 \equiv \boldsymbol{\rho}_t$, $\tilde{\xi}_7 \equiv \boldsymbol{\rho}_\alpha$.

Наличие δ -функции под знаком интеграла в матричном элементе (3) даст следующую связь между переменными: $\mathbf{R}_\alpha = -3/4\mathbf{R}_t$, $\boldsymbol{\xi}_7 = -3/4\boldsymbol{\xi}_6$, $\mathbf{R} =$

$-7/4\mathbf{R}_t$, $\mathbf{R} = -7/4\xi_6$. Запишем ВФ (6)–(8) в координатах Якоби:

$$\Phi_\alpha = N_\alpha \exp\left(-\frac{\alpha_j}{4}(\xi_3^2 + \xi_4^2 + 2\xi_5^2)\right), \quad (14)$$

$$\Phi_t = N_t \sum_k C_k \exp\left(-\frac{\alpha_k}{2} \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\xi_1^2}{2} + \frac{2}{3}\xi_2^2\right)\right), \quad (15)$$

$$\Phi_{\alpha t} = -N_{\alpha t} \frac{7}{4} \xi_6 Y_{LM}(\xi_6) \sum_i C_i \exp\left(-\frac{49}{16} \alpha_i \xi_6^2\right). \quad (16)$$

Подставив формулу (11) в (9), просуммировав по ν и μ и записав получившееся выражение в координатах Якоби (13), после некоторых преобразований получим для оператора Ω следующее выражение:

$$\Omega = \sum_{m=1}^{28} g_m \exp\left[-\sum_{\nu=1}^7 k_\nu^m \tilde{\xi}_\nu^2 - \sum_{\nu < \mu=1}^7 k_{\nu\mu}^m \tilde{\xi}_\nu \tilde{\xi}_\mu\right], \quad (17)$$

коэффициенты g_m , k_ν^m , $k_{\nu\mu}^m$ приведены в приложении, индексом m обозначено суммирование по кратностям рассеяния: $m = 1 \div 7$ — однократные соударения, $m = 7 \div 28$ — двукратные.

Подставив далее формулы (5), (14)–(16) в матричный элемент (3) и проведя суммирование коэффициентов Клебша–Гордана со сферическими функциями по проекциям моментов (с учетом того, что в основном состоянии ядро ${}^7\text{Li}$ имеет следующие квантовые числа: $J^\pi = 3^-/2$, $T = 1/2$, $L = 1$):

$$\begin{aligned} \sum_{\substack{M_L M'_L \\ M_S M'_S}} \left\langle 1M_L \frac{1}{2} M_S \left| \frac{3}{2} M_J \right\rangle \left\langle 1M'_L \frac{1}{2} M'_S \left| \frac{3}{2} M'_J \right\rangle \langle \xi_6 Y_{1M_L}(\xi_6) | \xi_6 Y_{1M'_L}(\xi_6) \rangle = \\ = \frac{3}{4\pi} [k_1 \xi_{6x}^2 + k_2 \xi_{6y}^2 + k_3 \xi_{6z}^2], \end{aligned} \quad (18)$$

где $k_1 = \frac{4}{3} - \frac{2}{\sqrt{3}}$; $k_2 = \frac{4}{3} + \frac{2}{\sqrt{3}}$; $k_3 = \frac{4}{3}$, получим матричный элемент вида

$$\begin{aligned} M_{if}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} C \sum_{ii'kk'} C_{kk'} C_{ii'} \times \\ \times \int d^2\rho \exp(i\mathbf{q}\rho) \prod_{\nu=1}^7 d\xi_\nu (k_1 \xi_{6x}^2 + k_2 \xi_{6y}^2 + k_3 \xi_{6z}^2) \times \\ \times \exp\left[-\frac{\alpha_{kk'}}{2} \left(\frac{1}{2}\xi_1^2 + \frac{2}{3}\xi_2^2\right) - \frac{\alpha_{jj'}}{2} (\xi_2^2 + \xi_4^2 + 2\xi_5^2) - \frac{49}{16} \alpha_{ii'} \xi_6^2\right] \Omega, \end{aligned} \quad (19)$$

где $C = \frac{7}{4}N_\alpha N_t N_{\alpha t}$, $C_{ii'} = C_i C_{i'}$, $C_{kk'} = C_k C_{k'}$, $\alpha_{ii'} = \alpha_i + \alpha_{i'}$; $\alpha_{jj'} = \alpha_j + \alpha_{j'}$; $\alpha_{kk'} = \alpha_k + \alpha_{k'}$.

Матричный элемент (19) несимметричен по координатам z и x , y из-за оператора Ω , который действует только на координаты x , y , поэтому представим его в виде произведения продольной (I_z) и поперечной (I_{xy}) составляющих:

$$M_{if}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} C \sum_{ii'jj'} C_{ii'} C_{jj'} \{I_{xy}(k_1 \xi_{6x}^2 + k_2 \xi_{6y}^2) I_z + I_{xy} I_z (k_3 \xi_{6z}^2)\}, \quad (20)$$

где

$$I_z = \int \prod_{\nu=1}^6 d\xi_{\nu z} \exp \left[-\frac{\alpha_{kk'}}{2} \left(\frac{1}{2} \xi_{1z}^2 + \frac{2}{3} \xi_{2z}^2 \right) - \frac{\alpha_{jj'}}{2} (\xi_{3z}^2 + \xi_{4z}^2 + 2\xi_{5z}^2) - \frac{49}{16} \alpha_{ii'} \xi_{6z}^2 \right], \quad (21)$$

$$I_{xy} = \sum_{m=1}^{28} g_m \int d\boldsymbol{\rho} \exp(i\mathbf{q}\boldsymbol{\rho}) \prod_{\nu=1}^6 d^2 \tilde{\xi}_\nu \exp \left[-\frac{\alpha_{kk'}}{2} \left(\frac{1}{2} \tilde{\xi}_1^2 + \frac{2}{3} \tilde{\xi}_2^2 \right) - \frac{\alpha_{jj'}}{2} (\tilde{\xi}_3^2 + \tilde{\xi}_4^2 + 2\tilde{\xi}_5^2) - \frac{49}{16} \alpha_{ii'} \tilde{\xi}_6^2 - \sum_{\nu=1}^6 k_\nu^m \xi_\nu^2 - \sum_{\nu < \mu=1}^6 k_{\nu\mu}^m \tilde{\xi}_\nu \tilde{\xi}_\mu \right], \quad (22)$$

$I_{xy}(k_1 \xi_{6x}^2 + k_1 \xi_{6y}^2)$ есть I_{xy} , подынтегральное выражение которого умножено на полином, приведенный в скобке, то же для $I_z(k_3 \xi_{6z}^2)$. Выражения (21) и (22) представляют собой многократные интегралы типа интегралов Пуассона, которые вычисляются аналитически. В интеграле (21) переменные разделяются, и для него сразу можно записать ответ:

$$I_z = \frac{\pi^3 \sqrt{6} \cdot 16 \cdot 4}{49 \cdot 7 \cdot \alpha_{kk'} \alpha_{jj'}^{3/2} \alpha_{ii'}^{3/2}}. \quad (23)$$

В интеграле (22) переменные не разделяются и интегрирование проводится последовательно по всем семи переменным (включая интегрирование по ρ , а т.к. одно интегрирование проведено с помощью δ -функции, то индекс ν пробегает значения от 1 до 6, а не до 7, как в формуле (17)). Ответ получается громоздким и приводить его мы не будем. Запишем лишь, как ДПС выражается через матричный элемент:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1} \sum_{M_J, M_{J'}} |M_{if}(\mathbf{q})|^2. \quad (24)$$

Здесь приведен вывод матричного элемента в приближении двукратного рассеяния. Чтобы установить точность этого приближения, нами также были выполнены расчеты с учетом всех кратностей рассеяния в глауберовском операторе Ω (вывод таких матричных элементов представлен в [88]). Далее будет показано, что для рассеяния K^+ -мезонов приближения двукратного рассеяния достаточно, чтобы описать ДПС при не слишком высоких энергиях.

2. РАСSEЯНИЕ π^\pm - И K^+ -МЕZOHOV НА ЯДРЕ ${}^6\text{Li}$

Современные экспериментальные данные по рассеянию K^+ -мезонов на ядре ${}^6\text{Li}$ получены в BNL [23] при $E_K = 0,375$ ГэВ и π^\pm -мезонов — в PSI при $E_\pi = 0,18; 0,24$ ГэВ [6] и $0,134; 0,164; 0,194$ ГэВ [8]. Они инициировали множество теоретических работ, в которых анализ этих данных проводился в оптической модели или в DWIA [20–22, 24, 54, 55, 81, 83–86], методом связанных каналов [8, 54], в теории ГС [6, 29, 58]. Качественно правильно передавая вид ДПС, эти расчеты во многих случаях не описывали детали угловых распределений, особенно для неупругого рассеяния.

Трехчастичные волновые функции и дифференциальное сечение. В наших работах [88, 107, 108] упругое и неупругое рассеяние π^\pm - и K^+ -мезонов изучалось в рамках дифракционной теории с трехчастичными $\alpha n p$ -ВФ ${}^6\text{Li}$, рассчитанными в [43] с различными потенциалами межкластерных взаимодействий. Причем, как было показано в [43] и будет видно в дальнейшем, определяющим является $N\alpha$ -взаимодействие, поэтому в используемых нами моделях из всех NN -взаимодействий (прямоугольной ямы, Афнана–Тана с отталкивательным кором, Рейда с мягким кором) предпочтение отдано последнему, а αN -взаимодействие варьировалось: в модели 1 оно выбрано в виде потенциала Сака–Биденхарна–Брейта, в модели 2 — в виде потенциала с четно-нечетным расщеплением фазовых сдвигов, учитывающим обмен нуклонами между частицами с разной массой.

Конфигурация ВФ определяется квантовыми числами λ, l, L, S , где l — угловой момент относительного движения α -частицы и центра масс двух нуклонов, λ — угловой момент относительного движения двух нуклонов, L и S — полные орбитальный и спиновый моменты ядра.

В ВФ основного состояния $J^\pi = 1^+$ ограничимся учетом двух конфигураций: $\lambda = l = L = 0, S = 1$ (S -волна) и $\lambda = 2, l = 0, L = 2, S = 1$ (D -волна):

$$\Psi_i = \Psi_L^{(\lambda l)} = \Psi_S^{(00)} + \Psi_D^{(20)}. \quad (25)$$

В обеих моделях доля S -волны составляет более 90% веса ВФ, доля D -волны — не более 7%. Однако, как будет показано в дальнейшем, эта

малая добавка играет важную роль в поведении ДПС в самой критичной области — дифракционного минимума в сечении. Суммарный вес остальных компонент не превышает нескольких процентов.

Для ВФ в первом возбужденном состоянии $J^\pi = 3^+$ учтены следующие конфигурации: $\lambda = 0, l = 2, L = 2$ (D_l -компонента, вес ее 73–74 %) и $\lambda = 2, l = 0, L = 2$ (D_λ -компонента, вес ее 22–25 %):

$$\Psi_f = \Phi_{M_J}^{(\lambda l)} = \Phi_{M_J}^{(02)} + \Phi_{M_J}^{(20)}. \quad (26)$$

Во всех моделях ВФ находятся из решения уравнения Шредингера вариационным методом и затем разлагаются по гауссоидам, что позволяет вычислить все матричные элементы аналитически, без потери точности при расчете многомерных интегралов.

Просуммировав квадрат матричного элемента (2) по проекциям моментов, получим, что амплитуды с проекциями $M_J = \pm 2$ равны, и поэтому в сечении они удваиваются, а амплитуды с $M_J = \pm 1$ равны 0. Для упругого рассеяния ДПС равно

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{3} \left\{ |\langle \Psi_S^{(00)} | \Omega | \Psi_S^{(00)} \rangle|^2 + \frac{6}{5} [|\langle \Psi_{D,M=0}^{(20)} | \Omega | \Psi_S^{(00)} \rangle|^2 + \right. \\ \left. + 2 |\langle \Psi_{D,M=2}^{(20)} | \Omega | \Psi_S^{(00)} \rangle|^2] + |\langle \Psi_D^{(20)} | \Omega | \Psi_D^{20} \rangle|^2 \right\}. \quad (27) \end{aligned}$$

Для неупругого рассеяния

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{7}{15} \left\{ |\langle \Phi_{M=0}^{(02)} | \Omega | \Psi_S^{(00)} \rangle|^2 + 2 |\langle \Phi_{M=2}^{(00)} | \Omega | \Psi_S^{(00)} \rangle|^2 + \right. \\ \left. + |\langle \Phi_{M=0}^{(20)} | \Omega | \Psi_S^{(00)} \rangle|^2 + 2 |\langle \Phi_{M=2}^{(20)} | \Omega | \Psi_D^{20} \rangle|^2 \right\}. \quad (28) \end{aligned}$$

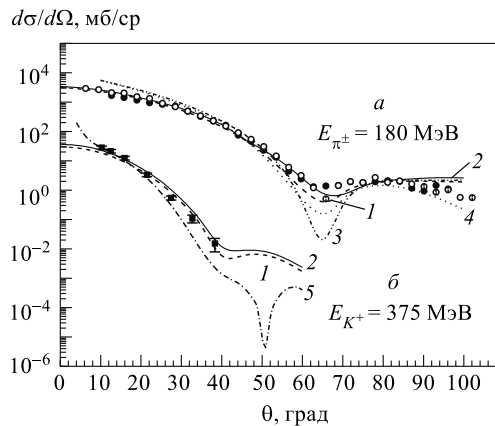
Из формул (27), (28) хорошо видны вклады в сечение, даваемые разными компонентами ВФ и разными проекциями момента M . При расчете ДПС каждый матричный элемент рассчитывался отдельно. В следующем пункте проведено обсуждение вклада их в суммарное сечение. Вывод матричных элементов, от которых зависят ДПС, приведен в работе [88].

Структурные и динамические особенности рассеяния π^\pm - и K^+ -мезонов. Основной упор в работе сделан на то, чтобы применить спектроскопический подход к изучению процессов упругого и неупругого рассеяния разного типа частиц на ядре, т. е. в рамках избранной нами теории (ГС) рассчитать сечения таких процессов с теми ВФ, которые хорошо воспроизводят все статические и электромагнитные характеристики этого ядра, тем самым расширив сферу описания этими ВФ различных ядерных взаимодействий. При этом мы сравним результаты наших расчетов с результатами, полученными

другими авторами (в рамках других теорий, с другими ВФ) и с имеющимися экспериментальными данными. Тогда можно будет сделать выводы как об особенностях взаимодействия частиц разной природы, так и о том, насколько адекватно используемые ВФ описывают структуру ядра. Теория ГС позволяет, кроме того, исследовать зависимость ДПС от вклада разных кратностей рассеяния в операторе Ω и от начальной энергии рассеиваемых частиц.

На рис. 2 показано ДПС упругого рассеяния π^\pm -мезонов (а) и K^+ -мезонов (б) в зависимости от двух модельных ВФ ${}^6\text{Li}$. Кривые 1 и 2 — расчет с ВФ в моделях 1 и 2 соответственно. Эти трехтельные $\alpha 2N$ -волновые функции рассчитаны с разными потенциалами αN -взаимодействия, и из-за этого примесь D -волны к основной S -компоненте у них разная. В модели 1 она составляет 3%, в модели 2 — 7% [43]. Сравнение кривых 1 и 2 на рис. 2, а и б показывает, что в области малых углов рассеяния сечения с разными ВФ не отличаются друг от друга, различия начинают проявляться в области дифракционного минимума и при больших углах рассеяния. Ближе к экспериментальным точкам располагается кривая 2, в ВФ которой вклад D -волны больше. Здесь же приведены расчеты других авторов, которые также использовали ВФ Кукулина в π^\pm -мезонном рассеянии. На рис. 2, а они обозначены цифрами 3 [66] и 4 [54]. В работе [66] ДПС рассчитывалось в модели ГС, в [54] — в DWIA с двумя оптическими потенциалами: первого порядка (кривая 4 на рис. 2) и второго порядка (с учетом парных корреляций нуклонов в ядре). С последним лучше описывается рассеяние на малые углы ($\theta < 40^\circ$), но при этом дифракционный минимум сдвигается в область меньших углов рассеяния и второй максимум располагается гораздо выше экспериментальных точек, поэтому на нашем рисунке мы его не приводим. В работах [54] и [66] в ВФ ${}^6\text{Li}$ (в модели 1) не был учтен вклад D -волны. В этом основное отличие предыдущих расчетов от представленного; по этой причине мини-

Рис. 2. ДПС упругого рассеяния адронов на ядре ${}^6\text{Li}$ в зависимости от разных модельных ВФ: а) рассеяние π^\pm -мезонов; б) рассеяние K^+ -мезонов. Чтобы результаты не сливались, экспериментальные данные и расчетные кривые для случая а) умножены на 10. На рис. 2–4 экспериментальные данные для случая а): \circ — рассеяние π^+ -мезонов; \bullet — π^- -мезонов [6]; для случая б): \bullet — рассеяние K^+ -мезонов [24]



мум у кривых 3 и 4 глубже, чем у кривых 1 и 2, в которых D -волна учтена. Таким образом, качество описания эксперимента для π^\pm -мезонов при малых углах рассеяния в теории ГС (кривые 1, 2) лучше, чем в DWIA (кривая 4), а при больших углах рассеяния ($\theta > 70^\circ$) несколько хуже, т. к. дифракционная теория в этой области неприменима.

Как упоминалось во введении, рассеяние K^+ -мезонов на ${}^6\text{Li}$ впервые измерено в [23], но там не разделены переходы на основное и первое возбужденное состояния ${}^6\text{Li}$ ($E^* = 2,18$ МэВ). Процедура разделения выполнена в работе [24], в которой показано, что небольшое отличие от первоначальных данных [23] имеет место при углах $\theta > 25^\circ$. Поэтому на рис. 2, б приведены пересчитанные экспериментальные данные из работы [24] (для перехода только на основное состояние ядра ${}^6\text{Li}$) и их же расчет в DWIA (кривая 5). Из сравнения кривых 1, 2 и 5 видно, что рассеяние K^+ -мезонов при $40^\circ > \theta > 20^\circ$ также лучше описывается дифракционной теорией, хотя в [24] было учтено не только центральное, но и квадрупольное нецентральное рассеяние, однако вклад его оказался слишком мал, чтобы повлиять на величину сечения. Особенно большое расхождение между кривыми 1, 2 и 5, достигающее нескольких порядков, имеется при $\theta = 50^\circ$, но вывод относительно пригодности различных модельных расчетов из этого сделать нельзя из-за отсутствия в этой области экспериментальных данных. Расчет, проведенный в работе [84] для рассеяния K^+ -мезонов в рамках DWIA с учетом квадрупольного рассеяния, дал хорошее согласие с экспериментальными данными и показал, что квадрупольное рассеяние начинает доминировать при углах свыше 35° , там, где монопольное рассеяние быстро убывает.

Таким образом, даже при не очень высоких энергиях (< 1 ГэВ), когда применение теории ГС может быть проблематичным, она не уступает DWIA, возможно, из-за использования реалистических ВФ, хорошо воспроизводящих процессы с небольшими переданными импульсами в области промежуточных энергий.

Рассмотрим теперь более детально структуру упругого ДПС в зависимости от вклада S - и D -волн. Их парциальный вклад показан на рис. 3 для π^\pm - (рис. 3, а) и K^+ -мезонов (рис. 3, б). Кривые 1–3 — ДПС с учетом только S -волны, D -волны и их сумма. В формуле (27) это соответствует вкладу первого (кривая 1), второго и третьего (кривая 2) и всех (кривая 3) членов. Хорошо видно, что ДПС с D -волной при $\theta = 0^\circ$ почти на два порядка меньше, чем ДПС с S -волной. Эта разница возникает от того, что при $\theta = 0^\circ$ оператор $\Omega = 1$ и интегралы перекрытия ВФ для S -волн ($\langle \Psi_S | \Psi_S \rangle$) на два порядка больше, чем для D -волн ($\langle \Psi_D | \Psi_S \rangle$). Однако минимум в ДПС у кривой 2 смещен в область меньших углов рассеяния примерно на 30° , а второй максимум ее совпадает с минимумом кривой 1 и частично заполняет его в суммарной кривой 3. Мы не приводим на рисунках расчет с последним членом формулы (27), т. к. он оказывается еще на два порядка меньше и на

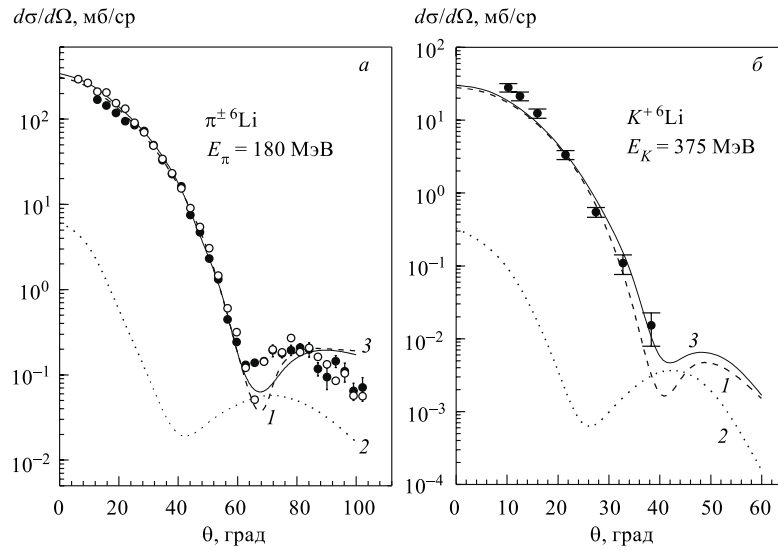


Рис. 3. Структура упругого ДПС на ядре ${}^6\text{Li}$ в зависимости от вклада S - и D -волн: а) рассеяние π^\pm -мезонов; б) рассеяние K^+ -мезонов. Кривые 1 и 2 — ДПС с учетом только S - и D -волн; кривая 3 — их суммарный вклад

ход сечения не влияет. В [88] для рассеяния протонов на ${}^6\text{Li}$ был получен аналогичный результат для обеих ВФ и показано, что степень заполнения минимума прямо зависит от веса D -волны.

Рассмотрим неупругое рассеяние на уровень $J^\pi = 3^+$, $E^* = 2,18$ МэВ и его зависимость от вклада разных компонент ВФ в ДПС (см. формулу (28)). Эта зависимость показана на рис. 4, а для рассеяния π^\pm - и на рис. 4, б для K^+ -мезонов. Сплошные кривые 1 на обоих рисунках — наш расчет с ВФ в модели 2. Мы не приводим расчет с ВФ в модели 1, он достаточно близок к модели 2. Кривые 2 (пунктирная) и 3 (точечная) показывают вклад компонент Ψ^{02} (первый и второй члены формулы (28)) и Ψ^{20} (третий и четвертый члены формулы (28)) в ДПС. То, что вес первой компоненты почти в три раза больше веса второй, видно в их парциальных вкладах в сечение, где основной вклад дает первая компонента (пунктирная), а вторая (точечная) является лишь малой добавкой. Для сравнения здесь же показан расчет с осцилляторной ВФ ${}^6\text{Li}$ (кривая 4 на рис. 4, а) и расчет в DWIA из работы [24] (кривая 4 на рис. 4, б). Осцилляторная ВФ хуже описывает экспериментальные данные. Это связано с тем, что для процессов с π^\pm -мезонами, которые идут в поверхностной области ядра, важно поведение ВФ на асимптотике, а ВФ гармонического осциллятора имеет быстро спадающую асимптотику, не

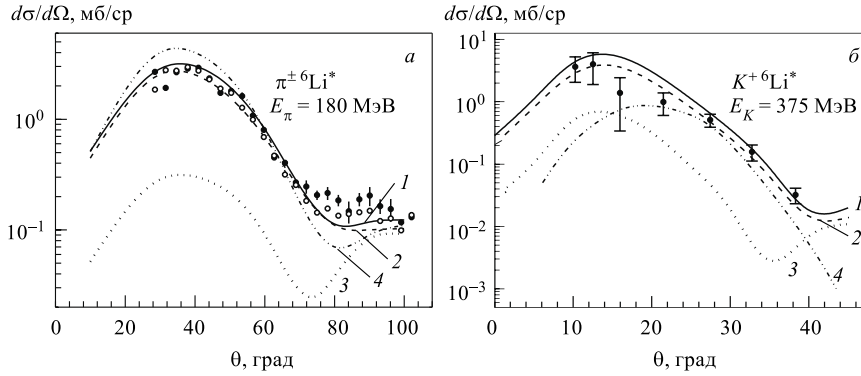


Рис. 4. ДПС неупругого рассеяния на уровень $J^\pi = 3^+$, $E^* = 2,18$ МэВ ядра ${}^6\text{Li}$ в зависимости от вклада разных компонент ВФ: а) рассеяние π^\pm -мезонов; б) рассеяние K^+ -мезонов. Кривая 1 — расчет с ВФ в модели 2; кривые 2 и 3 — вклад компонент $\Psi^{(02)}$ и $\Psi^{(20)}$ в ДПС; кривая 4 — расчет с осцилляторной ВФ (а) и расчет в DWIA из работы [24] (б)

отражающую реальное поведение ядерной ВФ. Поэтому ДПС с осцилляторной ВФ в минимуме в два раза меньше и в максимуме в два раза больше по сравнению с экспериментом [6, 8], если учесть логарифмический масштаб оси ординат. Расчет в DWIA (кривая 4 на рис. 4, б) неудовлетворительно описывает сечение при малых ($\theta < 15^\circ$) и средних ($\theta < 40^\circ$) углах рассеяния.

Как уже упоминалось в разд. 1, одним из преимуществ теории ГС является такой вид оператора Ω , который позволяет рассмотреть процесс рассеяния «микроскопически», т. е. учесть разные кратности рассеяния и рассчитать, какой вклад они дают в дифференциальное сечение и к чему приводит их интерференция. Этот вопрос обсуждался в работах Глаубера [25] и последующих [28, 65, 89]. Обычно учитывают разные кратности рассеяния на нуклонах ядра-мишени и их интерференцию. В нашем случае ядро ${}^6\text{Li}$ имеет в своем составе α -кластер и его ВФ рассчитана в модели, учитывающей этот факт. Тогда и в операторе Ω удобнее рассматривать соударения не с отдельными нуклонами, а с α -частичным кластером как бесструктурным образованием и дейтроном, который рассматривается как пара n и p . В соответствии с этим глауберовский оператор многократного рассеяния запишем в виде

$$\Omega_{6\text{Li}} = \Omega_\alpha + \Omega_d - \frac{1}{2} (\Omega_d \Omega_\alpha + \Omega_\alpha \Omega_d), \quad (29)$$

где

$$\Omega_d = \sum_{i=1}^2 \omega_i - \omega_1 \omega_2, \quad (30)$$

Ω_α записывается так же, как ω_i в формуле (10), но с элементарной $\pi^\pm\alpha$ -амплитудой, предложенной в [14]:

$$f_{\pi\alpha}(q) = \frac{k\sigma_{\pi\alpha}}{4\pi}(i + \varepsilon_{\pi\alpha}) \left(1 - \frac{q^2}{t_1}\right) \left(1 - \frac{q^2}{t_2}\right) \exp\left(-\frac{\beta_{\pi\alpha}q^2}{2}\right). \quad (31)$$

Параметры амплитуд приведены в работе [88]. Такая параметризация позволяет правильно описать дифракционную картину $\pi^\pm\alpha$ -рассеяния (с тремя максимумами и двумя минимумами в ДПС) в широком диапазоне переданных импульсов до $q^2 = 800$ (МэВ/с)², что достигается введением комплексных констант $t_{1,2}$, действительная часть которых определяет положение минимумов функции (31), мнимая часть — их глубину. Использование не только $\pi^\pm N$ -, но и $\pi^\pm\alpha$ -амплитуды дает возможность феноменологически учесть эффекты нуклонных корреляций, ферми-движения, принципа Паули, спиновые, которые трудно учесть в модели независимых нуклонов. Кроме того, введение $\pi^\pm\alpha$ -амплитуды позволяет, не ограничиваясь однократным рассеянием на нуклонах ядра-мишени, рассчитать все кратности рассеяния аналитически, что повышает точность расчета. Вначале такой подход был применен к α -частичным ядрам ^4He , ^{12}C , ^{16}O [14, 52, 66, 67], а затем распространен на другие ядра, содержащие α -частицу — ^6Li , ^7Li , ^9Be [88, 107, 108].

Вклад в ДПС от разных кратностей рассеяния и перерассеяния K^+ -мезонов на α - и d -кластерах показан на рис. 5 при $E_K = 375$ (рис. 5, *a*) и 534 МэВ (рис. 5, *б*). Кривые $I-4$ условно можно интерпретировать как рассеяние на дейтроне, α -частице, перерассеяние на обоих кластерах и суммарное рассеяние соответственно. Однако нельзя полностью отождествить, например, кривую I с рассеянием на дейтроне (даже виртуальным, находящимся в ядре), а кривую 2 — с рассеянием на α -частице, поскольку ДПС рассеяния на свободном дейтроне представляет собой квадрат матричного элемента от оператора многократного рассеяния Ω_d усредненного по ВФ дейтрона:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim |\langle \Psi_d | \Omega_d | \Psi_d \rangle|^2. \quad (32)$$

Наша же кривая I представляет собой квадрат матричного элемента от оператора Ω_d , усредненного по ВФ ^6Li :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim |\langle \Psi_{^6\text{Li}} | \Omega_d | \Psi_{^6\text{Li}} \rangle|^2. \quad (33)$$

Причем этот матричный элемент невозможно факторизовать на сомножители, отвечающие за рассеяние на d -, α -частице и взаимное αd -движение, из-за наличия $\delta(\mathbf{R}_6)$ (см. формулу (3)), которая связывает между собой координаты всех нуклонов. Аналогично кривые 2 и 3 есть парциальные сечения, полученные из матричных элементов с операторами Ω_α и $\Omega_\alpha\Omega_d$ в обкладках

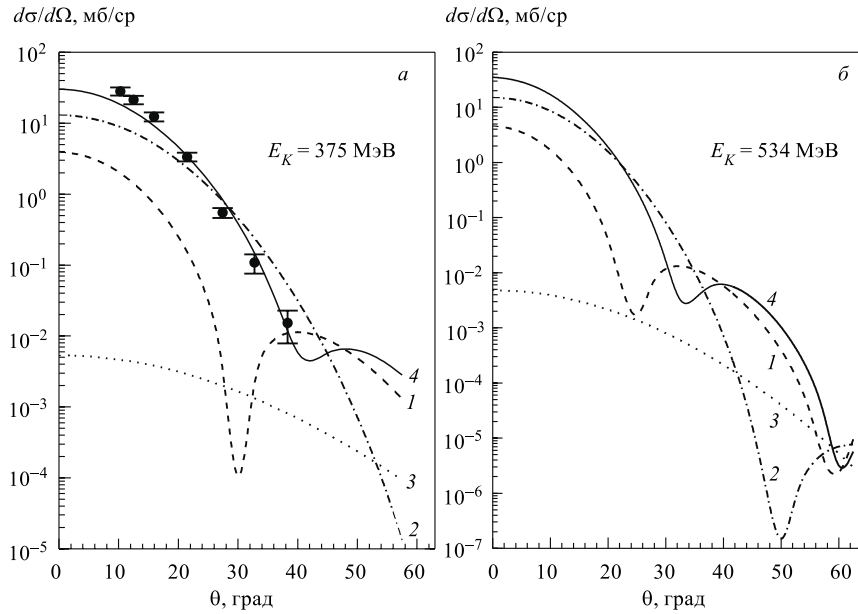


Рис. 5. Вклад разных кратностей рассеяния в упругом $K^+{}^6\text{Li}$ -рассеянии. Кривые 1–4 — рассеяние на дейтроне, α -частице, перерассеяние на обоих и суммарное рассеяние соответственно

ВФ ${}^6\text{Li}$. Кривая 4 является суммой всех этих парциальных сечений, в которой, кроме того, учтены все интерференционные эффекты, появляющиеся при возведении в квадрат матричного элемента.

Из проведенного расчета можно сделать следующий вывод: основной вклад в сечение дает рассеяние на d - и α -кластерах (кривые 1 и 2). Перерассеяние (кривая 3) на четыре порядка меньше первых двух и практически не влияет на поведение сечения. При увеличении энергии K^+ -мезонов от 375 до 534 МэВ видно, что вклад перерассеяния возрастает, и оно начинает сравниваться с рассеянием на α -частице при $\theta \sim 45^\circ$ и с рассеянием на d при $\theta \sim 55^\circ$ (кривая 3 на рис. 5, б).

Наконец, посмотрим, каково поведение ДПС при разных энергиях налетающих частиц. Оно показано на рис. 6 для π^\pm - и K^+ -мезонов. Результаты, полученные для этих двух типов частиц, существенно различны. При рассеянии π^\pm -мезонов минимум в сечении не сдвигается, он локализован при $\theta \approx 60^\circ$. Это связано с существованием в этой области широкого резонансного Δ_{33} -канала (см. введение), доминирующего в рассеянии, и с отсутствием

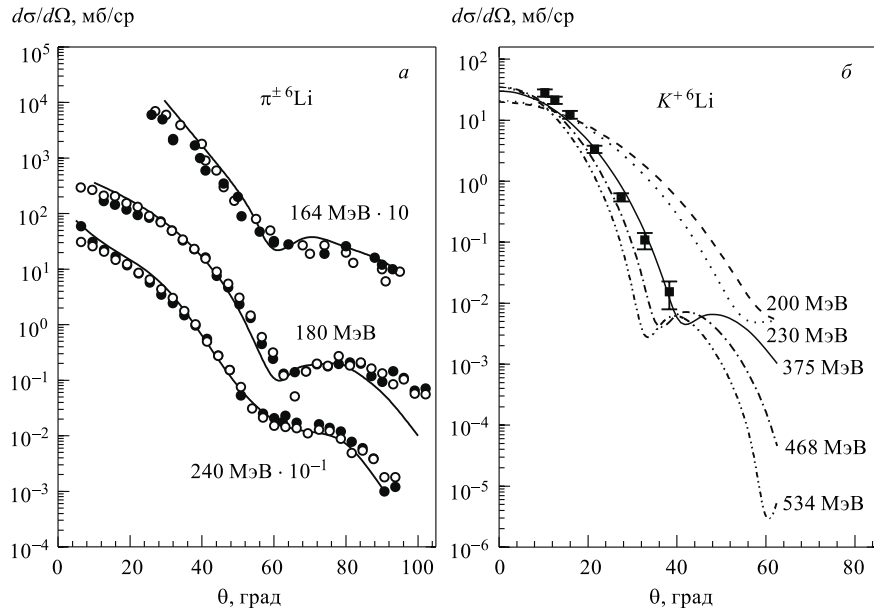


Рис. 6. ДПС при разных энергиях налетающих мезонов: а) рассеяние π^\pm -мезонов, экспериментальные данные при 164 МэВ из [8], при 180 и 240 МэВ из [6]; б) рассеяние K^+ -мезонов, экспериментальные данные из [24]

открытых каналов ниже порога рождения π -мезонов. Расчет, проведенный в работах [3, 109] для $\pi^\pm {}^3\text{He}$ и $\pi^\pm {}^4\text{He}$, также показывает, что при изменении энергии от 90 до 240 МэВ минимум в сечении не сдвигается (находясь в районе $\sim 75\text{--}85^\circ$). Несколько парадоксально, что дифракционный минимум проявляется ярче при низких энергиях 164 и 180 МэВ для ${}^6\text{Li}$ (рис. 6, а), чем при более высокой 240 МэВ, при которой наблюдается лишь перегиб в сечении.

Для K^+ -мезонов с увеличением энергии дифракционная картина становится отчетливой, при $E_K = 375$ МэВ появляется минимум, который не наблюдался при более низких энергиях 200 и 230 МэВ; с ростом энергии минимум начинает сдвигаться в сторону меньших углов рассеяния, а при $E_K = 534$ МэВ появляется и второй минимум при $\theta = 60^\circ$. Поведение ДПС для K^+ -мезонов разных энергий аналогично рассчитанному нами ранее для протонов [88]. Смещение минимума в область меньших θ происходит из-за того, что в K^+A - и в pA -рассеянии положение минимума — примерно постоянная величина в зависимости от переданного импульса q . Поэтому с

увеличением энергии минимум сдвигается в область меньших углов рассеяния (уменьшением θ компенсируется увеличение k , как это видно из формул (4)). Небольшое увеличение абсолютной величины сечения в нуле объясняется тем, что σ_{tot} несколько увеличивается с ростом энергии для K^+ -мезонов (см. табл. 4), а оно по оптической теореме определяет амплитуду в нуле.

Сравнительный анализ рассеяния адронов на ядре ${}^6\text{Li}$. Чтобы обобщить полученные результаты, посмотрим, как ведет себя ДПС рассеяния частиц различной природы при одной и той же энергии $E = 180$ МэВ в зависимости от квадрата переданного импульса. Различная структура сечений представлена на рис. 7. Светлыми точками показано рассеяние протонов [110], светлыми и темными треугольниками — рассеяние π^+ - и π^- -мезонов [6]. Из-за отсутствия экспериментальных данных для антипротонов и K^+ -мезонов на ${}^6\text{Li}$ при этой энергии приведем ДПС, рассчитанные нами в [32, 108]. Сразу видно сходство в структуре сечений протонов и K^+ -мезонов, с одной стороны, и антипротонов и π^\pm -мезонов — с другой. У протонов и K^+ -мезонов сечение есть плавно спадающая функция, у антипротонов и π^\pm -мезонов наблюдается минимум при $q^2 \approx 0,85$ (ГэВ/с) 2 , что соответствует углам рассеяния $\theta \approx 33^\circ$ для антипротонов и $\theta \approx 65^\circ$ для π^\pm -мезонов. Минимум в ДПС протонов и K^+ -мезонов появляется при более высокой энергии: 600 МэВ для протонов [88], 375 МэВ для K^+ -мезонов (см. рис. 6). Сходство же в ДПС рассеяния антипротонов и π^\pm -мезонов обусловлено одинаково сильным поглощением их внутри ядра, а разница в абсолютной величине объясняется разной величиной полного сечения: 838,9 мб для антипротонов и 327,3 мб для π^\pm -мезонов [88].

Анализ элементарного xN -взаимодействия с точки зрения кварковой структуры частиц, проведенный выше, позволяет понять особенности адрон-ядерного взаимодействия, зафиксированного в параметрах элементарных амплитуд. Различия в этих параметрах при расчете ДПС проявляются уже на

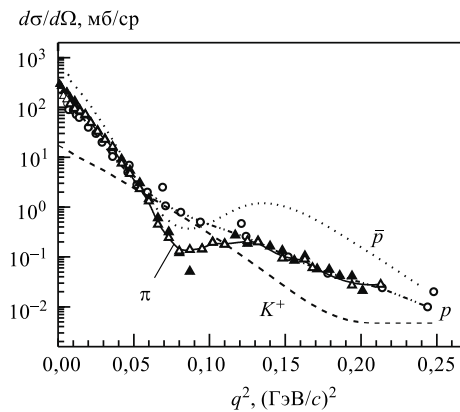


Рис. 7. ДПС упругого рассеяния адронов на ядре ${}^6\text{Li}$ при 180 МэВ в зависимости от квадрата переданного импульса. Светлые кружки — рассеяние протонов [110]; светлые и темные треугольники — рассеяние π^+ - и π^- -мезонов [6]; точечная, сплошная, штрихпунктирная и штриховая кривые — рассеяние антипротонов, π^\pm -мезонов, протонов и K^+ -мезонов соответственно

ядерном уровне. В этом отношении характерна величина β_{xN} , определяющая наклон конуса амплитуды (см. формулы (1), (2)). С другой стороны, эта же величина определяет радиус xN -взаимодействия. Сравнив значения β_{xN} , представленные в табл. 2–4, увидим, что для K^+ -мезонов β_{xN} на 1–2 порядка меньше, чем для π^\pm -мезонов и протонов. Это является прямым свидетельством слабости K^+N -взаимодействия. То же подтверждает сравнение σ_{tot} для разных частиц. Поэтому при одной и той же энергии налетающих адронов глубже проникают во внутреннюю область ядра K^+ -мезоны, протоны же и антипротоны взаимодействуют, в основном, с поверхностными нуклонами и могут прозондировать только периферию ядра, т. е. асимптотику ВФ, а на асимптотике кластерные ВФ ведут себя одинаково. Из-за этого различия в описании ДПС с разными ВФ (рассчитанными с разными потенциалами межкластерного взаимодействия) мало заметны при рассеянии протонов [88], и сильнее — при рассеянии K^+ -мезонов.

Несколько особняком стоят π^\pm -мезоны, поскольку для них расчет проводился в области энергий от 140 до 240 МэВ (что обусловлено наличием экспериментальных данных), а это есть область широкого Δ_{33} -резонанса, который нивелирует все данные для сечений и в области которого пионы испытывают сильное поглощение, что также не дает им глубоко проникнуть во внутреннюю область ядра. Из-за присутствия этого резонанса в π^\pm -рассеянии с увеличением энергии налетающих пионов не происходит смещение дифракционного минимума в область меньших углов рассеяния, что наблюдается для других частиц (протонов, K^+ -мезонов).

3. РАССЕЯНИЕ МЕЗОНОВ НА ЯДРЕ ${}^7\text{Li}$

Ядро ${}^7\text{Li}$ обладает большим квадрупольным моментом ($Q = 40$ мб) и в основном состоянии является сильнокластеризованным в αt -канале. Теоретическое изучение его структуры [48, 49, 111] показало, что статические и электромагнитные характеристики основного и первого возбужденного состояний хорошо воспроизводятся кластерной моделью с преобладающей αt -конфигурацией, которая и считается ответственной за значительную квадрупольную деформацию. Влияние квадрупольной деформации изучалось также в упругом и неупругом рассеянии поляризованных протонов [112] и π^\pm -мезонов [57].

В работе [113] вычислен вклад от добавочных конфигураций в электромагнитные формфакторы и показано, что αt -компонента преобладает в основном и первом возбужденном состояниях, тогда как в более высоковозбужденных состояниях важную роль играют и другие компоненты ВФ. Так, $n^6\text{Li}$ -конфигурация, которая не учитывается в наших расчетах, лишь слегка уменьшает абсолютное значение формфактора C_2 .

Как показано в последних работах [114], при правильном выборе αt -потенциала взаимодействия кластерная ВФ ${}^7\text{Li}$ хорошо воспроизводит даже такой чувствительный к структуре ядра процесс, как фоторасщепление ${}^7\text{Li}(\gamma, t)\alpha$. Поэтому одноканальный $t + \alpha$ -расчет должен быть достаточен для объяснения характерного поведения этого ядра в процессах упругого и неупругого рассеяния протонов, π^\pm - и K^+ -мезонов.

Волновые функции ядра ${}^7\text{Li}$, используемые в наших расчетах, брались в кластерной αt -модели и в оболочечной. Для того чтобы от оболочечной модели перейти к кластерной, в осцилляторной ВФ относительного движения $\Psi_{NLM}(\mathbf{R}) = \Psi_{N=3, L=1}(R)Y_{L=1, M_L}(\Omega_R)$ осцилляторную радиальную функцию $\Psi_{31}(R)$ заменяют на кластерную $\Psi_{L=1}^{J=3/2}(R)$, которая является решением уравнения Шредингера с любым реалистическим потенциалом.

В кластерной αt -модели ВФ рассчитаны с глубоким притягивающим потенциалом с запрещенными состояниями, впервые полученным Неудачиным [115]. Мы используем ВФ, рассчитанные в потенциале Вудса–Саксона с учетом спин-орбитального взаимодействия [48] (модель 1) и в потенциале Бака — гауссовской формы [49] (модель 2). Введение таких потенциалов приводит к тому, что кластерная ВФ αt -системы в связанном состоянии имеет узел при $R \approx 1,7$ фм, совпадающий с узлом осцилляторной ВФ. При этом в кластерной модели правильная экспоненциальная асимптотика воспроизводится вплоть до расстояний $R = 12$ фм.

Кластерные ВФ хорошо воспроизводят все статические характеристики и электромагнитные формфакторы и мало отличаются друг от друга и по форме, и по абсолютной величине. Осцилляторная ВФ $\Psi_{31}(R)$ отличается от них, в основном, поведением на больших расстояниях от центра ядра: она убывает гораздо быстрее, то есть как все осцилляторные функции имеет быстро спадающую асимптотику, не отражающую реальное поведение ВФ, и ее значение в первом максимуме больше, чем у кластерных ВФ, примерно на 40 %.

Рассеяние π^\pm -мезонов. Экспериментальные данные по рассеянию π^\pm -мезонов получены на мезонной фабрике LAMPF [2] при $E_\pi = 143$ МэВ, и в PSI [9] при $E_\pi = 164$ и 194 МэВ. Соответствующие расчеты выполнены в DWIA [2, 56] и методом связанных каналов [9]. В работе [60] расчет упругого и неупругого рассеяния при $E_\pi = 160 \div 240$ МэВ проведен в рамках дифракционной теории многократного рассеяния ГС; показано, что в области Δ_{33} -резонанса она дает столь же адекватное описание рассеяния, как и признанный метод DWIA. Однако в этой работе изучено, в основном, рассеяние на ядрах ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{24}\text{Mg}$, ВФ которых берутся в оболочечной модели (на ${}^7\text{Li}$ только неупругое рассеяние).

Одним из первых рассеяние мезонов на ядре ${}^7\text{Li}$ рассмотрел Спарроу [51], чтобы исследовать чувствительность процессов с π^\pm -мезонами к деталям ядерной структуры. Ядро ${}^7\text{Li}$ было выбрано из-за его большой деформации,

приводящей к сильному квадрупольному возбуждению, что, в свою очередь, дает возможность определить нейтронную структуру ядра, так как деформация обусловлена, в основном, валентными нуклонами. С другой стороны, известно, что процессы с переворотом спина (spin-flip) важны для π^\pm -мезонного рассеяния на ядрах ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ [116], так что можно ожидать вклад этого эффекта для такого сильнокластеризованного в αt -канале ядра, как ${}^7\text{Li}$.

Спарроу изучал упругое, неупругое и рассеяние с перезарядкой при трех энергиях: 80, 160 и 240 МэВ, исследуя вклад квадрупольного возбуждения и спин-изоспинового взаимодействия в механизм рассеяния [51]. Расчеты ДПС проводились в оптической модели с ВФ ${}^7\text{Li}$ в модели оболочек с LS -связью. Им были сделаны следующие выводы: эффекты от спин-изоспиновой зависимости даже в наиболее благоприятном случае низкоэнергетического рассеяния с перезарядкой незначительны, чтобы использовать их как тест для структуры ядра. К тому же спиновые эффекты систематически уменьшаются с увеличением энергии. Квадрупольное же возбуждение от π^- -мезонов достаточно чувствительно к нейтронной структуре при углах $120^\circ > \theta > 60^\circ$, так что может быть использовано для определения нейтронного распределения. Отметим, что эти расчеты для упругого и неупругого рассеяния были проведены в то время, когда еще не было экспериментальных данных, так что они имели предсказательный характер, который блестяще подтвердился в дальнейшем после постановки соответствующего эксперимента [9]. Идеи Спарроу получили развитие после постановки эксперимента по рассеянию π^\pm -мезонов с энергией 143 МэВ на ${}^7\text{Li}$ в LAMPF [2]. В [2] измерены ДПС для переходов на основное и возбужденные состояния ${}^7\text{Li}$ с $J^\pi = 1^-/2, 5^-/2, 7^-/2$ (причем разрешен даже самый низкий уровень с энергией всего 0,478 МэВ). Проведенный в оптической модели расчет, удовлетворительно описывая сечение на основное состояние, для возбужденных состояний при больших углах рассеяния $120^\circ > \theta > 60^\circ$ продемонстрировал сильное расхождение с экспериментальными данными. Измеренное в [2] отношение $R = \sigma(\pi^-)/\sigma(\pi^+)$ дало возможность вычислить (используя оптическую модель) среднеквадратичный радиус нейтронной материи, равный 2,5 фм, что несколько больше среднеквадратичного зарядового радиуса, равного 2,39 фм, и говорит о большой диффузности нейтронного распределения.

Нами рассчитаны ДПС упругого и неупругого рассеяния при нескольких энергиях налетающих π^\pm -мезонов [88, 117, 118], для которых имеются экспериментальные данные, в зависимости от параметров модельных ВФ и разных кратностей рассеяния в операторе Ω . Поляризационные характеристики мы не рассчитываем, так как они измерены с большими ошибками [9] и детальная структура их не ясна.

На рис. 8 показана зависимость ДПС от разных ВФ ${}^7\text{Li}$ при трех энергиях π -мезонов: 143, 164, 194 МэВ. Сечения, рассчитанные с кластерными ВФ с разными потенциалами взаимодействия (кривые 1 и 2 соответствуют расчету

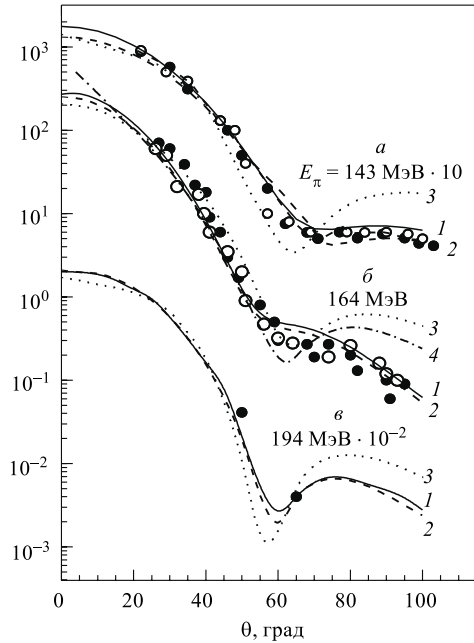
$d\sigma/d\Omega$, мб/ср

Рис. 8. Зависимость ДПС упругого рассеяния от разных ВФ ${}^7\text{Li}$ при трех энергиях π^\pm -мезонов: а) $E_\pi = 143$ МэВ; б) 164 МэВ; в) 194 МэВ. Численные множители использованы для того, чтобы данные расчетов для разных энергий не перекрывались. Кривые 1 и 2 — расчет с кластерным ВФ; кривая 3 — с осцилляторной ВФ; кривая 4 — расчет с ВФ модели оболочек [51]. На рис. 8–15 \circ — экспериментальные данные для рассеяния π^+ -мезонов; \bullet — π^- -мезонов; для энергии 143 МэВ экспериментальные данные взяты из работы [2], для энергий 164 и 194 МэВ — из [9]

ДПС с ВФ в моделях 1 и 2), близки друг к другу, как и сами ВФ (что говорит о слабой чувствительности кластерных ВФ к форме потенциала). Осцилляторная же ВФ отличается от кластерных как во внутренней области ядра, так и на асимптотике, хотя положение узла для всех функций совпадает. Расчеты со всеми ВФ правильно передают ход сечения при малых углах рассеяния, однако расчет с кластерными ВФ (кривые 1 и 2) в целом ближе к экспериментальным точкам, чем с осцилляторной (кривая 3). Различие результатов при малых углах рассеяния, соответствующих малым переданным импульсам (при $E_\pi = 164$ МэВ для $\theta = 20^\circ$ $q = 89$ МэВ/с), обусловлено разным поведением ВФ на больших расстояниях от центра ядра (на асимптотике), тогда как большие углы рассеяния, соответствующие большим переданным импульсам (при $\theta = 80^\circ$ $q = 330$ МэВ/с), определяют поведение ВФ во внутренней области ядра. Отметим, что сама теория дифракционного рассеяния неприменима при больших углах рассеяния, поэтому совпадение теории и эксперимента при $\theta > 60^\circ$ надо считать скорее случайностью, чем успехом теории.

На рис. 8, б приведен расчет Спарроу [51] (кривая 4) с ВФ ${}^7\text{Li}$ в модели оболочек. Этот расчет был проведен в 1977 г., задолго до получения экспериментальных данных [2, 9], однако он качественно правильно описывает поведение сечения и воспроизводит его абсолютную величину. Такую степень предсказательности можно считать несомненным достижением теории.

Мы рассчитали также ДПС при $E_\pi = 194$ МэВ (рис. 8, в), хотя в работе [9] измерено всего две точки при $\theta = 50$ и 65° . Наши кривые, в общем, не противоречат этим данным, однако считать это сравнением с экспериментом не позволяет минимальное количество последних. В частности, непонятно, будет ли резче проявляться дифракционный минимум в экспериментальном сечении в области $\theta \sim 60^\circ$, как это видно из расчетной кривой, или же он будет сглажен, как при меньших энергиях ($E_\pi = 143$ и 164 МэВ). При рассеянии протонов на ${}^7\text{Li}$ [88] показано, что дифракционные минимумы в ДПС сильнее выражены при больших энергиях, и с увеличением энергии они сдвигаются в область меньших углов рассеяния. При рассеянии π^\pm -мезонов в области резонанса сдвига минимума в сечении в сторону меньших углов рассеяния не происходит, объяснение чему дано выше (при рассеянии на ${}^6\text{Li}$).

На рис. 9 показаны ДПС для неупругого рассеяния π^\pm -мезонов с возбуждением первого уровня ядра ${}^7\text{Li}$ ($J^\pi = 1/2^-, E^* = 0,48$ МэВ), рассчитанные с кластерной (кривая 1) и с осцилляторной (кривая 2) ВФ для двух энергий $E_\pi = 164$ (рис. 9, а) и 143 МэВ (рис. 9, б). Расчеты с кластерными ВФ в моделях 1 и 2 близки друг другу, поэтому на рисунке приведен результат только с ВФ в модели 1, и он неплохо согласуется с экспериментальными данными. Различия же между расчетами с осцилляторной и кластерной ВФ здесь проявляются даже резче, чем для основного состояния. То, что сечение неупругого рассеяния при $\theta = 0^\circ$ не стремится к нулю, есть результат учета спин-орбитального взаимодействия в элементарной амплитуде (см. формулу (2)), а значит, и в операторе Ω . Расчет спин-орбитального матричного элемента приведен в [88]. Без учета спин-орбитального взаимодействия ДПС в нуле будет стремиться к нулю из-за ортогональности спиновых частей ВФ начального и конечного состояний.

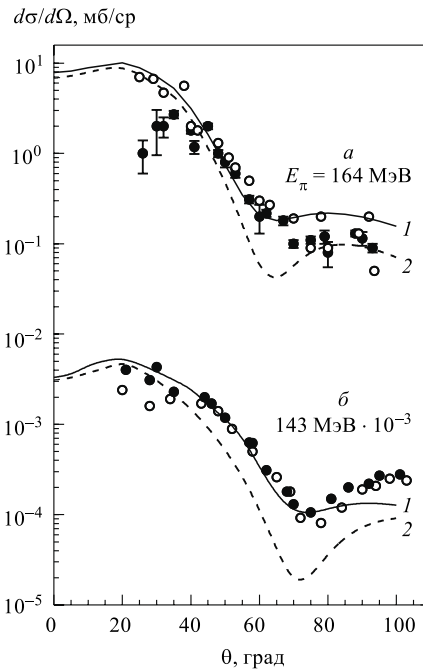


Рис. 9. Зависимость ДПС неупругого рассеяния π^\pm -мезонов от разных ВФ ${}^7\text{Li}$ при энергиях $E_\pi = 164$ (а) и 143 МэВ (б): кривая 1 — расчет с кластерной ВФ, кривая 2 — с осцилляторной ВФ ядра ${}^7\text{Li}$

Рассмотрим теперь зависимость ДПС от разных модельных ВФ α - и t -кластеров, входящих в ВФ ядра ${}^7\text{Li}$ (формулы (5)–(7)).

Используемая нами ВФ ${}^4\text{He}$ получена в [103] в предположении, что кроме нуклонных имеются и кварковые степени свободы, которые и учтены в одной из версий ВФ (EMQ). При расчете ВФ в [103] также продемонстрирован спектроскопический подход: все ВФ правильно описывают среднеквадратичный зарядовый радиус и зарядовый формфактор до определенных значений переданного импульса: в модели В — до $q^2 < 400 (\text{МэВ}/c)^2$, в моделях D и EMQ — до $q^2 \leq 800 (\text{МэВ}/c)^2$ (здесь сохранены те же названия моделей, что в работе [103]).

На рис. 10 показана зависимость ДПС от ВФ α -частиц при двух энергиях $E_\pi = 164$ и 143 МэВ. Кривые 1–3 соответствуют ВФ EMQ, D и В. Расчеты со всеми ВФ, примерно одинаково описывая сечение во всей области углов, по-разному ведут себя в области минимума. Ближе к экспериментальным точкам лежит кривая 1, рассчитанная с ВФ EMQ, минимум у нее почти не выражен, имеется только перегиб кривой, как и в экспериментальном сечении; несколько хуже — кривая 2 (ВФ D), и наиболее резкое отличие демонстрирует кривая 3 (ВФ В), в сечении которой имеется минимум, не наблюдаемый экспериментально. Расчет сечений дифракционного рассеяния протонов и π^\pm -мезонов на ${}^4\text{He}$ при энергиях порядка сотен ГэВ в [103] дал аналогичный результат.

Другая ситуация наблюдается в сечении, рассчитанном с разными ВФ тритона, на рис. 11 при $E_\pi = 164$ и 143 МэВ. Нами взяты ВФ тритона, рассчитанные разными авторами в МРГ. В работе [105] ВФ рассчитаны в нескольких потенциалах, лучшая из ВФ дает $E_{\text{св}} = 8,4$ МэВ, $r_t = 1,69$ фм (для сравнения $E_{\text{св.эксп}} = 8,48$ МэВ [119], $r_{t\text{эксп}} = 1,68$ фм) и рассчитана в притягивающем потенциале, в котором NN -силы согласованы с характеристиками низкоэнергетического рассеяния и описывают NN -фазы при высоких энергиях (модель 1). Волновая функция в модели 2 получена в работе [104] с мнимым потенциалом; она неплохо воспроизводит тритонный формфактор и среднеквадратичный радиус, но недосвязана по энергии ($E_{\text{св}} = 6,91$ МэВ). То же имеет место для ВФ в модели 3 из работы [106], рассчитанной в потенциале с кором, где в искаженной ВФ тритона учтены внутренние возбуждения нуклонов. Однако в потенциалах с кором из-за отсутствия корреляционных множителей не удается получить правильную энергию связи (в модели 3 $E_{\text{св}} = 6,03$ МэВ).

Дифференциальные поперечные сечения, рассчитанные с ВФ в моделях 1–3, на рис. 11 показаны кривыми 1–3 соответственно. Все кривые примерно одинаково описывают сечение при малых углах рассеяния, что дает возможность говорить об одинаковом поведении всех ВФ на больших расстояниях. При больших же углах кривая 3 (полученная с ВФ на основе NN -потенциала с кором) начинает сильно отличаться от кривых 1 и 2. Как

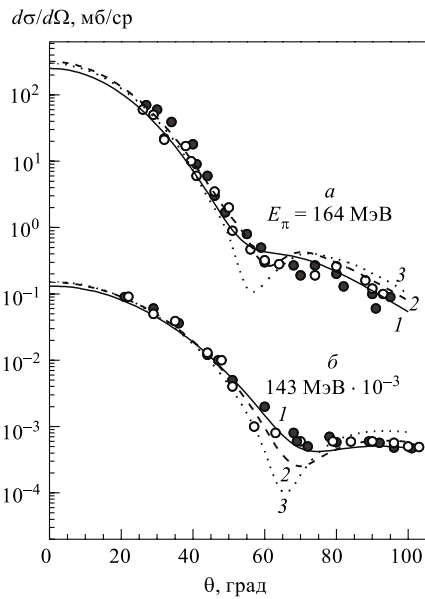


Рис. 10. Зависимость ДПС от ВФ α -частиц при энергиях $E_\pi = 164$ (а) и 143 МэВ (б). Кривые 1–3 соответствуют ВФ EMQ, D и B

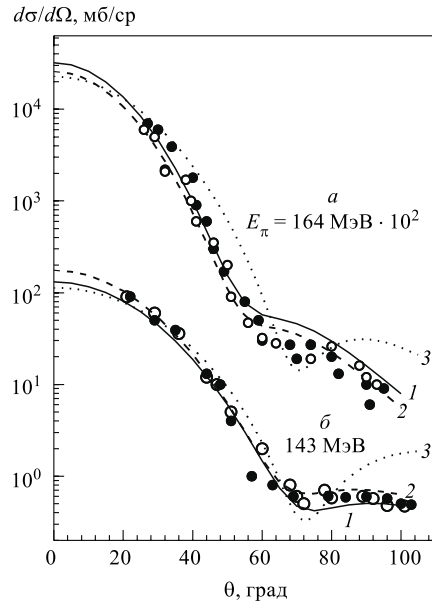


Рис. 11. Зависимость ДПС от ВФ тритона при энергиях $E_\pi = 164$ (а) и 143 МэВ (б). Кривые 1–3 соответствуют ВФ в моделях 1–3

уже говорилось при обсуждении зависимости ДПС от ВФ ${}^7\text{Li}$ (рис. 8), различное поведение ВФ на малых расстояниях проявляется в различии рассчитанных характеристик при больших углах рассеяния и наоборот — поведение ВФ на больших расстояниях от центра ядра проявляется в различии характеристик при малых углах рассеяния.

Из сравнения кривых 1–3 можно сделать вывод, что ВФ в модели 3 неадекватно описывает центральную область тритонного кластера.

Таким образом, показано, что ДПС чувствительны как к различным модельным ВФ относительного αt -движения, так и к кластерным, и что эта характеристика может служить тестом для соответствующих ВФ.

В работе [56] были проведены аналогичные расчеты сечений с различными величинами радиусов кластеров и сделан вывод о том, что этот эффект имеет место и становится заметнее в области больших переданных импульсов, что не противоречит полученным нами результатам.

Рассмотрим вклад в сечение разных кратностей рассеяния на кластерах, который естественным образом может быть учтен именно в дифракционной

теории, где оператор рассеяния записан в виде ряда многократного рассеяния, например, для ${}^7\text{Li}$:

$$\Omega_{7\text{Li}} = \Omega_\alpha + \Omega_t - \frac{1}{2}(\Omega_t\Omega_\alpha + \Omega_\alpha\Omega_t), \quad (34)$$

где t рассматривается как ассоциация из трех нуклонов:

$$\Omega_t = \sum_{i=1}^3 \omega_i - \sum_{i<j=1}^3 \omega_i\omega_j + \omega_1\omega_2\omega_3, \quad (35)$$

а α -частица считается бесструктурной, но с элементарной амплитудой, подогнанной под ДПС упругого $\pi^4\text{He}$ -рассеяния (см. формулу (31)).

Подставив матричный элемент с оператором (34) в (24), получим следующую формулу для ДПС:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2J+1} \left| M_1(\Omega_\alpha) + M_2(\Omega_t) - M_3 \left(\frac{1}{2}(\Omega_\alpha\Omega_t + \Omega_t\Omega_\alpha) \right) \right|^2. \quad (36)$$

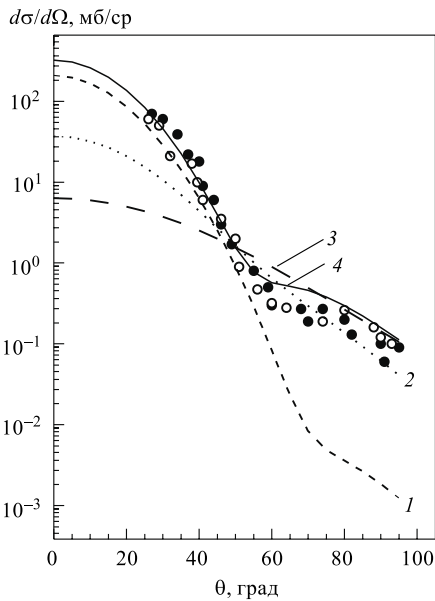


Рис. 12. Вклад в ДПС разных кратностей рассеяния при $E_\pi = 164$ МэВ. Кривые 1–4 — вклад от рассеяния на α -частице, тритоне, перерассеяния на обоих кластерах и их сумма соответственно

Результат расчетов продемонстрирован на рис. 12, где показаны отдельно вклады разных кратностей рассеяния в ДПС. Кривая 1 представляет вклад первого слагаемого формулы (36) (рассеяние на α -кластере), кривая 2 — вклад второго слагаемого (рассеяние на t), кривая 3 — вклад третьего слагаемого (перерассеяние на обоих кластерах), наконец, кривая 4 — их суммарный вклад в сечение (все члены формулы (36)). Здесь надо иметь в виду то, что сказано по поводу рассеяния на α - и d -кластерах для ядра ${}^6\text{Li}$. Из рисунка видно, что в области малых углов основной вклад в ДПС дает рассеяние на α - и t -кластерах, а вклад от перерассеяния при $\theta = 0^\circ$ оказывается почти на два порядка меньше, но при $\theta \approx 40^\circ$ вклад от перерассеяния приближается по абсолютной величине к первым двум, а при больших углах и доминирует.

Аналогичный результат наблюдается при рассеянии протонов на ${}^7\text{Li}$ [88], π^\pm - и K^+ -мезонов на ${}^6\text{Li}$ (см. предыдущий разд.).

В трехчастичной модели ВФ мы не можем выделить отдельно квадрупольную компоненту и рассмотреть рассеяние на ней, как это сделано, например, в работах [56, 112], где показано, что монопольное рассеяние, в целом правильно описывая поведение сечения, при углах $\theta \approx 55$ и 95° имеет глубокие минимумы, которые заполняет вклад квадрупольного рассеяния. В нашем расчете преобладающая αt -конфигурация в кластерной модели как раз и отвечает большому вкладу квадрупольного рассеяния.

По результатам расчетов, приведенных на рис. 12, можно сделать следующий вывод: для такой сильно взаимодействующей частицы, как π^\pm -мезон, в операторе многократного рассеяния необходимо учитывать все кратности рассеяния на нуклонах и кластерах ядра-мишени. Каждый из них дает значительный вклад в ДПС в соответствующей области углов рассеяния.

Рассеяние K^+ -мезонов. Несмотря на то, что экспериментальных данных для $K^+{}^7\text{Li}$ -рассеяния пока нет, мы рассчитали ДПС при нескольких энергиях налетающих K^+ -мезонов и провели сравнение с рассеянием π^\pm -мезонов на этом же ядре. Кроме того, мы исследовали зависимость ДПС от ВФ ядра-мишени, вклада двукратного рассеяния в оператор Ω , сделав некоторые выводы из того факта, что K^+ -мезоны глубже проникают во внутреннюю область ядра, чем протоны и π -мезоны.

Сравнительный анализ дифференциальных поперечных сечений K^+ - и π^\pm -мезонов. Рассмотрим, как отражаются индивидуальные свойства рассеиваемых частиц, зафиксированные в параметрах элементарных амплитуд, на поведении ДПС.

На рис. 13 показана зависимость ДПС от вида ВФ (кластерных и осцилляторной) ядра ${}^7\text{Li}$ для разных типов рассеиваемых частиц: π^\pm - и K^+ -мезонов.

Как уже упоминалось во введении, K^+ -мезоны из всех сильно взаимодействующих частиц являются самыми слабыми и поэтому при одной и той

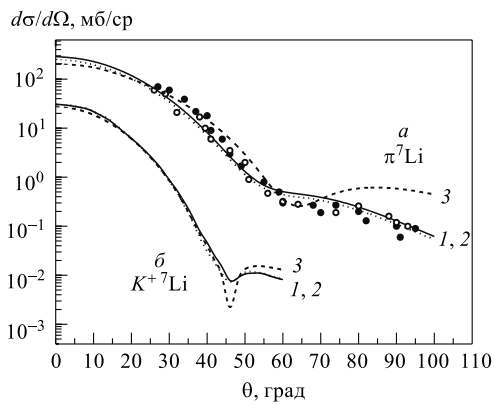


Рис. 13. Зависимость ДПС от разных ВФ ядра ${}^7\text{Li}$ для разных типов рассеиваемых частиц: *а*) π^\pm -мезонов при $E_\pi = 164$ МэВ (данные из рис. 8, *б*); *б*) K^+ -мезонов при $E_K = 230$ МэВ. Кривые 1 и 2 — расчет с кластерными ВФ в моделях 1 и 2; кривая 3 — расчет с осцилляторной ВФ

же фиксированной энергии могут глубже проникнуть во внутреннюю область ядра, чем протоны и π^\pm -мезоны.

Сравнение кривых 1 (рассчитанных с кластерными ВФ ${}^7\text{Li}$ в модели 1) на рисунке показывает, что минимум при таких энергиях имеется только при рассеянии K^+ -мезонов, в рассеянии же π^\pm -мезонов наблюдается лишь небольшой перегиб в ДПС. Кривые 2 для всех типов частиц практически не отличаются от кривых 1, т. к. кластерные ВФ, рассчитанные с разными потенциалами αt -взаимодействия, близки друг к другу и не влияют на вид ДПС. Расчет же с осцилляторной ВФ (кривая 3) сильнее отличается от вышеописанных. В какой области больше проявляется это отличие? В случае рис. 13, *a* в области малых ($\theta < 20^\circ$) и больших ($\theta > 60^\circ$) углов рассеяния. Как уже говорилось, при малых углах различие возникает потому, что взаимодействие π^\pm -мезонов с нуклонами в основном происходит на периферии, там, где кластерные и осцилляторная ВФ сильно отличаются друг от друга. При больших углах различие возникает из-за неучета в осцилляторной модели корреляционных эффектов. В случае рис. 13, *b* различия в кривых 1–3 заметны лишь при больших углах рассеяния из-за того, что K^+ -мезон, рассеиваясь во внутренней области ядра, хуже «чувствует» асимптотику, и различное поведение в ней ВФ не отражается на ходе сечения. Заметим здесь же, что абсолютная величина сечения π^\pm -рассеяния существенно больше, чем K^+ , потому что в соответствии с оптической теоремой мнимая часть амплитуды для K^+N -рассеяния (доминирующая в рассеянии) определяется σ_{tot} , а оно существенно меньше, чем для π^+N (см. табл. 3, 4). Здесь можно повторить все выводы, приведенные для рассеяния каонов на ядре ${}^6\text{Li}$.

В последующих расчетах мы используем кластерную ВФ ядра ${}^7\text{Li}$, рассчитанную в модели 1.

На рис. 14 показаны вклады разных кратностей рассеяния в ДПС при рассеянии K^+ -мезонов при двух разных энергиях $E = 230$ (рис. 14, *a*) и $E = 534$ МэВ (рис. 14, *b*). В этом случае рассеяние K^+ -мезонов рассматривалось нами в приближении двукратного рассеяния, когда в операторе Ω учитывались только одно- и двукратные соударения (см. формулы (9), (17)). При рассеянии π^\pm -мезонов такого ограничения не было, оператор записывался полностью, с учетом того, что рассеяние проходило на t - и α -кластерах (формула (34)), при этом t -кластер рассматривался состоящим из трех нуклонов и в операторе Ω_t учитывались все кратности рассеяния (включая трехкратные, формула (35)), α -частица считалась бесструктурной, но элементарная $\pi\alpha$ -амплитуда записана в виде (31) с параметрами, подогнанными под упругое $\pi\alpha$ -рассеяние.

На рис. 14, *a, b* кривая 1 — однократное рассеяние (члены $m = 1 \div 7$ из формулы (17)), кривая 2 — двукратное рассеяние (члены $m = 8 \div 28$ из формулы (17)), кривая 3 — их сумма. Сравним вначале вклад разных кратностей рассеяния для разных частиц при приблизительно одной энергии пучка (рис. 12, 14, *a*). Из рис. 12 видно, что для π^\pm -мезонов при малых углах

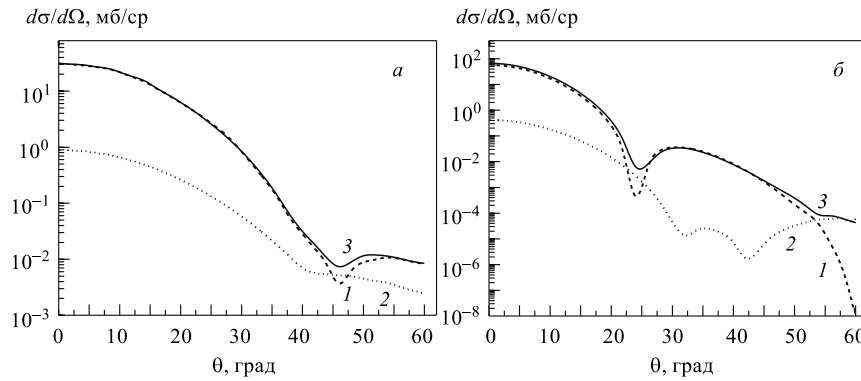


Рис. 14. Вклады разных кратностей рассеяния в ДПС $K^{+7}\text{Li}$: а) $E_K = 230$ МэВ; б) $E_K = 534$ МэВ. Кривые 1–3 — однократное, двукратное рассеяние и их сумма

вклад дает, в основном, рассеяние на кластерах, перерассеяние на два порядка меньше, но оно и убывает гораздо медленнее и уже при $\theta \sim 50^\circ$ (для π^\pm -мезонов) начинает сравниться с двумя первыми, а при больших углах и доминировать в рассеянии. Другая картина при рассеянии K^+ -мезонов (рис. 14, а). Здесь основной вклад во всем диапазоне углов дает однократное рассеяние, двукратное почти на два порядка меньше и чуть проявляется в суммарном сечении лишь в области дифракционного минимума. Аналогичный вывод сделан в работах [20, 28] при расчете разных кратностей рассеяния K^\pm -мезонов на ядре ^{12}C .

Сравним теперь, как изменяется вклад двукратного рассеяния с увеличением энергии рассеивающихся K^+ -мезонов. Вид кривых 2 на рис. 14 показывает, что с ростом энергии вклад двукратного рассеяния возрастает, особенно в области $\theta > 55^\circ$. Это происходит из-за того, что с увеличением энергии K^+ -мезоны сталкиваются с нуклонами чаще и высшие кратности рассеяния дают более заметный вклад, особенно при больших углах. То же наблюдается и при рассеянии протонов, как показано в [88].

На рис. 15 приведено ДПС для упругого рассеяния K^+ - и π^\pm -мезонов при разных энергиях налетающих частиц. Из рис. 15, а видно, что сечения при разных энергиях: 143 (кривая 1), 164 (кривая 2) и 240 МэВ (кривая 3) подобны друг другу, минимум в сечении не сдвигается, он локализован в области $\theta \approx 60^\circ$. Объяснение этому факту дано выше при рассмотрении рассеяния π^\pm - и K^+ -мезонов на ядре ^6Li .

На рис. 15, а видны следующие закономерности: с увеличением энергии дифракционный минимум сдвигается в область меньших углов рассеяния и абсолютная величина сечений при $\theta = 0^\circ$ немного возрастает. По оптической теореме амплитуда в нуле определяется величиной σ_{tot} , а она несколько

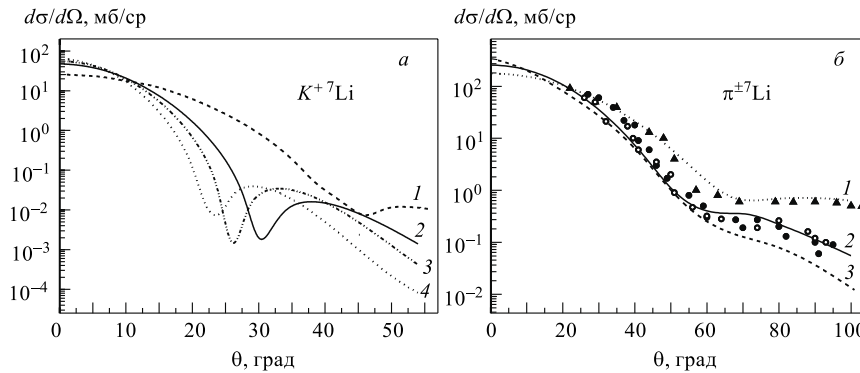


Рис. 15. ДПС при разных энергиях налетающих частиц: а) рассеяние K^+ -мезонов, кривые 1–4 соответствуют $E_K = 230; 375; 468$ и 534 МэВ; б) рассеяние π^\pm -мезонов, кривые 1–3 соответствуют $E_\pi = 143; 164$ и 240 МэВ

возрастает с ростом энергии (см. табл. 2–4). Смещение минимума в этом случае имеет то же объяснение, что и при рассеянии адронов на ${}^6\text{Li}$: в импульсном пространстве положение минимума фиксировано при определенном переданном импульсе q . Этот импульс зависит от начальной энергии налетающей частицы (формулы (4)), и с ее увеличением, чтобы скомпенсировать увеличение k (при $q = \text{const}$), θ уменьшается.

Сравнивая рассеяние π^\pm - и K^+ -мезонов на ядрах ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ в зависимости от энергии налетающих частиц (рис. 6, а, б и 15, а, б), можно увидеть, что при рассеянии одинаковых частиц проявляются одни и те же закономерности и что различия больше касаются типа частиц, чем типа мишеней, что обусловлено разной природой взаимодействия π^\pm - и K^+ -мезонов с нуклонами ядра.

4. РАССЕЙНИЕ π^\pm - и K^+ -МЕЗОНОВ НА ЯДРЕ ${}^9\text{Be}$

Рассеяние π^\pm -мезонов на ядрах ${}^9\text{Be}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{208}\text{Pb}$ изучалось в LAMPF, где проведен эксперимент при энергии 162 МэВ [1]. Измеренные угловые распределения для всех четно-четных ядер дают ярко выраженную дифракционную картину, характеризующую сильное поглощение пионов. Лишь угловое распределение для ядра ${}^9\text{Be}$ отличается от остальных: оно изменяется более плавно, и вместо минимумов имеются небольшие перегибы в сечении в областях $\theta \sim 60$ и 100° . Расчет в оптической модели не описывает измеренные экспериментальные данные для ${}^9\text{Be}$, тогда как для других ядер согласие хорошее. Авторы работы [1] делают вывод, что причиной расхождения может

быть ненулевой спин или необычная структура слабо связанного ядра ${}^9\text{Be}$. Простой вудс-саксоновский потенциал, используемый в оптической модели, не учитывает этих особенностей. В следующей работе [68] этих же авторов необычное поведение ДПС объясняется вкладом квадрупольного рассеяния, т. к. при спине мишени $J^\pi = 3^-/2$ в упругом рассеянии должны быть учтены все мультиполи порядка $2J$, среди которых основной вклад дают четные.

Рассеяние K^+ -мезонов на ${}^9\text{Be}$ пока экспериментально не изучено, поэтому расчеты, проведенные нами, носят предсказательный характер. Косвенным обоснованием для них может служить неплохое согласие с экспериментальными данными, полученное нами при рассеянии π^\pm -мезонов [120].

Ядро ${}^9\text{Be}$ обладает ненулевым спином, большим квадрупольным моментом и аномально малой энергией связи в $\alpha + \alpha + N$ -канале. Наиболее естественной для этого ядра является $2\alpha N$ -модель, в которой и рассчитана его ВФ с реалистическими потенциалами межкластерных взаимодействий [46, 47]. Одним из преимуществ теории Глаубера является возможность использовать сложные ВФ и учитывать эффекты многократного рассеяния. Поэтому в настоящей главе использовались трехчастичные $2\alpha N$ -волновые функции ядра ${}^9\text{Be}$, и при расчете ДПС были учтены все кратности рассеяния на кластерах и нуклоне в операторе Ω . Ранее эти ВФ применялись к процессам упругого и неупругого рассеяния протонов [88, 121], где были получены согласующиеся с экспериментом результаты.

Волновая функция ядра ${}^9\text{Be}$ с полным угловым моментом J и проекцией M_J записывается в виде

$$\Psi_{i,f}^{JM_J} = \varphi_{J_\alpha=T_\alpha=0}(1, 2, 3, 4)\varphi_{J_\alpha=T_\alpha=0}(5, 6, 7, 8)\Psi^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}), \quad (37)$$

где $\varphi_{J_\alpha=T_\alpha=0}$ — ВФ α -частицы, зависящая от внутренних координат системы четырех нуклонов. Для основного состояния ${}^9\text{Be}$ учитывается вклад трех компонент с примерно одинаковыми весами:

$$\Psi^{JM_J}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) = \Psi_{011}^{\lambda l L}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) + \Psi_{211}^{\lambda l L}(\mathbf{r}, \mathbf{R}) + \Psi_{212}^{\lambda l L}(\mathbf{r}, \mathbf{R}), \quad (38)$$

где \mathbf{r} и \mathbf{R} — координаты относительного движения двух α -частиц, нейтрона и центра масс двух α -частиц в ядре ${}^9\text{Be}$; λ и l — сопряженные им орбитальные моменты; L — полный орбитальный момент ядра; $\lambda + l = L$.

В возбужденном состоянии $J^\pi = 5/2^-$, $E^* = 2,43$ МэВ учитывается одна компонента ВФ с $\lambda = 2$, $l = 1$, $L = 2$, вес которой превышает 95%; ее мы используем в расчете неупругого рассеяния. Волновые функции в работах Кукулина с сотрудниками [46, 47] рассчитаны со следующими потенциалами межкластерных взаимодействий: $V_{\alpha\alpha}$ -потенциал Али-Бодмера, содержащий отталкивание на малых расстояниях, $V_{\alpha n}$ -потенциал с четно-нечетным расщеплением фазовых сдвигов (модель 1); модель 2 отличается от модели 1

только $V_{\alpha\alpha}$ -потенциалом, который взят в виде глубокого притягивающего потенциала с запрещенными состояниями в форме Бака; модель 3 отличается от модели 2 только $V_{\alpha n}$ -потенциалом, который взят в виде потенциала Сака–Биденхарна–Брейта. Для возбужденного состояния расчет ВФ проводился в модели 1. Относительные веса конфигураций и некоторые статические характеристики ядра ${}^9\text{Be}$ приведены в табл. 5.

Таблица 5. Учитываемые конфигурации, их относительные веса в волновой функции ${}^9\text{Be}$, среднеквадратичный зарядовый радиус r_{ch} , квадрупольный Q и магнитный μ моменты ${}^9\text{Be}$ из работ [46, 47]

λ	l	L	Основное состояние		
			Модель 1	Модель 2	Модель 3
0	1	1	0,4078	0,4295	0,3876
2	1	1	0,3471	0,3554	0,3496
2	1	2	0,2131	0,1957	0,2590
r_{ch}^* , фм			2,526	2,352	2,401
Q^{**} , мб			49,5	37,5	41,55
μ^{***} , μ_0			-0,8662	-0,9325	-0,9912
<p>* $r_{\text{ch. эксп}} = 2,519(12)$ фм [122]. ** $Q_{\text{эксп}} = 53 \pm 3$ мб [122]. *** $\mu_{\text{эксп}} = -1,1778(9)\mu_0$ [122].</p>					

Матричный элемент, получающийся после подстановки ВФ (37), (38) в формулу (3), содержит следующие ненулевые компоненты:

$$M_{if}(\mathbf{q}) = \sum_{M_s M'_s} \frac{ik}{2\pi} \int d^2\rho \exp(i\mathbf{q}\rho) \delta(\mathbf{R}_9) [\langle \Psi_{011} | \Omega | \Psi_{011} \rangle + \langle \Psi_{211} | \Omega | \Psi_{211} \rangle + \langle \Psi_{212} | \Omega | \Psi_{212} \rangle + \langle \Psi_{212} | \Omega | \Psi_{211} \rangle + \langle \Psi_{211} | \Omega | \Psi_{212} \rangle]. \quad (39)$$

Оператор многократного рассеяния в теории Глаубера запишем, исходя из предположения, что рассеяние налетающих мезонов происходит на нейтроне и двух α -частицах, составляющих ядро ${}^9\text{Be}$:

$$\Omega = \sum_{\nu=1}^3 \omega_{\nu} - \sum_{\nu < \mu}^3 \omega_{\nu} \omega_{\mu} + \omega_{\alpha_1} \omega_{\alpha_2} \omega_n, \quad (40)$$

где $\nu = 1, 2$ отвечает α_1 и α_2 , $\nu = 3$ отвечает n . Тогда после подстановки (40) в (3) матричный элемент будет выглядеть следующим образом:

$$M_{if}(\mathbf{q}) = \sum_{M_i M_f} \frac{ik}{2\pi} \int d^2 \rho \prod_{\nu=1}^3 d\mathbf{r}_\nu \exp(i\mathbf{q}\rho) \delta(\mathbf{R}_g) \times \\ \times \left\{ \left\langle \Psi_i^{JM_i} \left| \sum_{\nu} \omega_{\nu} \right| \Psi_f^{JM_f} \right\rangle - \left\langle \Psi_i^{JM_i} \left| \sum_{\nu < \mu} \omega_{\nu} \omega_{\mu} \right| \Psi_f^{JM_f} \right\rangle + \right. \\ \left. + \left\langle \Psi_i^{JM_i} \left| \omega_{\alpha_1} \omega_{\alpha_2} \omega_n \right| \Psi_f^{JM_f} \right\rangle \right\}. \quad (41)$$

Из (39) и (41) следует, что для учета всех компонент ВФ и всех кратностей рассеяния необходимо вычислить 15 матричных элементов. Метод вычисления глауберовских амплитуд с ВФ в трехчастичной модели изложен в работе [88].

Рассеяние π^\pm - и K^+ -мезонов.

При изучении рассеяния мезонов на ядре ${}^9\text{Be}$ нас интересовали следующие вопросы: насколько адекватно теория ГС описывает рассеяние π^\pm -мезонов при сравнительно невысоких энергиях в области Δ -резонанса, насколько чувствителен процесс рассеяния к структуре ядра и к динамике мезон-ядерного взаимодействия, каковы различия при рассеянии π^\pm - и K^+ -мезонов?

Структура ядра представлена тремя модельными ВФ, рассчитанными с разными потенциалами межкластерных взаимодействий. Рассмотрим, как зависит ДПС от их вида. Результаты такого расчета приведены на рис. 16 для упругого рассеяния π^\pm -мезонов при $E = 162$ МэВ, K^+ -мезонов при $E = 230$ МэВ. Кривые 1–3 — расчет с ВФ в моделях 1–3.

Закономерности в поведении кривых на рис. 16 следующие. В рассеянии каждого типа частиц минимум локализован при одном и том же угле рассеяния: $\theta \sim 60^\circ$ для π^\pm -мезонов, $\theta \sim 48^\circ$ для K^+ -мезонов. Абсолютная

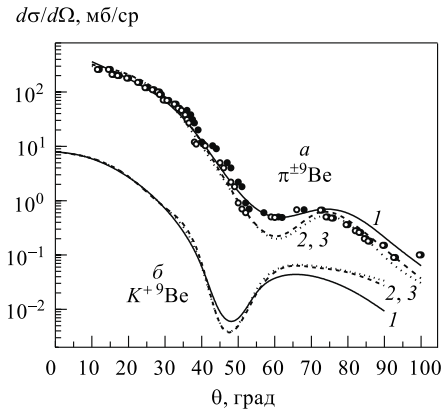


Рис. 16. Дифференциальное сечение упругого рассеяния в зависимости от разных модельных ВФ ${}^9\text{Be}$: а) рассеяние π^\pm -мезонов при $E_\pi = 162$ МэВ; б) рассеяние K^+ -мезонов при $E_K = 230$ МэВ. Кривые 1–3 — наш расчет с ВФ в моделях 1–3; ● — рассеяние π^+ ; ○ — рассеяние π^- -мезонов. Экспериментальные данные на этом и остальных рис. взяты из [1]

величина ДПС рассеяния π^\pm -мезонов на порядок больше, чем K^+ -мезонов, что объясняется значением полного поперечного сечения, которое определяет величину ДПС при $\theta = 0^\circ$. Обратившись к табл. 3 и 4, увидим, что $\sigma_{\text{tot}} = 12,76 \text{ фм}^2$ для $\pi^\pm N$ (за исключением параметров при $E = 162 \text{ МэВ}$ мы использовали параметры при $E = 180 \text{ МэВ}$) и $\sigma_{\text{tot}} = 1,35 \text{ фм}^2$ для $K^+ N$ при $E = 230 \text{ МэВ}$, что и составляет разницу примерно на порядок.

Перечисленные характерные черты ДПС имеют место при рассеянии π^\pm - и K^+ -мезонов на других ядрах: ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, что видно из сравнения рис. 16 с рис. 2 и 13.

Рассмотрим, как ведут себя кривые, рассчитанные с разными модельными ВФ. Кривые 2 и 3 практически не отличаются друг от друга. Это объясняется тем, что ВФ в этих моделях рассчитаны с одним и тем же глубоким притягивающим $\alpha\alpha$ -потенциалом с запрещенными состояниями, а он является определяющим для ВФ, следовательно, и для сечения (модели 2 и 3 отличаются только видом αn -потенциала, см. выше). Кривая 1 сильнее отличается от 2 и 3, т. к. она рассчитана с другим $\alpha\alpha$ -потенциалом.

Почему ДПС, рассчитанные с разными ВФ, не отличаются при малых углах рассеяния (все кривые сливаются) и отличаются при больших? Это объясняется тем, что при малых углах рассеяния переданный импульс мал, так, при $\theta = 10^\circ$: для π^\pm при $E = 162 \text{ МэВ}$ $q = 45 \text{ МэВ}/c$, для K^+ при $E = 230 \text{ МэВ}$ $q = 85 \text{ МэВ}/c$, в координатном пространстве это соответствует большим относительным расстояниям, т. е. асимптотике ВФ, а она, как уже говорилось, у кластерных ВФ примерно одинакова. Большие углы рассеяния соответствуют большим переданным импульсам: при $\theta = 70^\circ$ для π^\pm при $E = 162 \text{ МэВ}$ $q = 296 \text{ МэВ}/c$, для K^+ при $E = 230 \text{ МэВ}$ $q = 560 \text{ МэВ}/c$. При больших переданных импульсах зондируется внутренняя область ядра, а внутри ядра ВФ ведут себя по-разному. Так, в $V_{\alpha\alpha}$ -потенциале Али–Бодмера имеется отталкивательный кор, из-за чего ВФ более поверхностная, максимального значения она достигает при 3 фм. Волновая функция в потенциале Бака с запрещенными состояниями сильнее втянута в ядро и во внутренней области имеет узел и два максимума. Геометрическая структура ВФ в двух моделях с разными $V_{\alpha\alpha}$ -потенциалами представлена в [88]. Поэтому первая будет лучше описывать процессы, происходящие в поверхностной области (например, упругое и неупругое рассеяние π^\pm -мезонов в области Δ -резонанса), вторая — процессы, происходящие во всем объеме ядра (такие, как рассеяние K^+ -мезонов). В дальнейших расчетах для π^\pm -мезонов будем использовать ВФ в модели 1, для K^+ -мезонов — ВФ в модели 3.

Чтобы оценить точность теории ГС, сравним результаты нашего расчета с расчетом в оптической модели. Выбрав лучший результат из рис. 16, а (кривая 1), сравним ее с теоретическими результатами работ [1] — кривая 2 и [68] — кривая 3, представленными на рис. 17.

В работе [1] не только измерены ДПС в угловом диапазоне от 10 до 100° , но и выполнен расчет угловых распределений для ядер ${}^9\text{Be}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{208}\text{Pb}$ в оптической модели, основанной на свертке пион-нуклонной t -матрицы с ядерной плотностью, определенной из анализа электронного рассеяния. Для всех четно-четных ядер получено хорошее согласие с экспериментальными данными. Другая картина получается для ядра ${}^9\text{Be}$: в первом порядке оптической модели с учетом только монополярного рассеяния ($\lambda = 0$) кривая 2 при $\theta \sim 55^\circ$ имеет минимум, не наблюдаемый в эксперименте. Учтя вклад квадрупольного рассеяния ($\lambda = 2$) в работе [68], авторы получили согласующийся с экспериментальными данными результат (кривая 3). Сравнивая ее с рассчитанной нами кривой 1, можно увидеть преимущество оптической модели в том, что она описывает ДПС во всем диапазоне углов, в отличие от дифракционной теории, которая в силу начальных ограничений может применяться только в области передних углов рассеяния. Факт, что сильное поглощение π^\pm -мезонов в Δ -резонансной области несколько расширяет область применения дифракционной теории, не может полностью объяснить хорошее согласие с экспериментом при углах рассеяния $\theta > 60^\circ$, которое может быть случайным совпадением, а не достоинством расчета. С другой стороны, к недостаткам оптической модели можно отнести большое число параметров, осуществляющих подгонку, физический смысл которых не всегда понятен. В дифракционной же теории свободных параметров нет. Все входные параметры (элементарных амплитуд, $V_{\alpha\alpha}$ - и $V_{\alpha n}$ -потенциалов) взяты из независимых экспериментов и свободно не варьируются. Качество описания эксперимента в передней области углов одинаково как в оптической модели, так и в дифракционной теории. Наглядное свидетельство деформации этого ядра проявляется в различии кривых 2 и 3, так же, как и в его большом квадрупольном моменте.

Еще один результат, демонстрирующий, как деформация ядра-мишени влияет на ДПС, показан на рис. 18. Здесь приведены рассчитанные в дифракционной теории угловые распределения на ядрах ${}^6\text{Li}$ ($Q \sim 0$) [88], ${}^7\text{Li}$

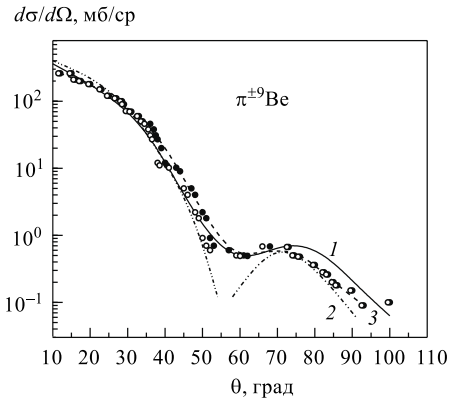


Рис. 17. Сравнение ДПС, рассчитанных в дифракционной теории и в оптической модели. Кривая 1 — одноименная из рис. 16, а; кривая 2 — расчет в первом порядке оптической модели с учетом только монополярного рассеяния из [1]; кривая 3 — расчет в оптической модели с учетом вклада квадрупольного рассеяния из [68]

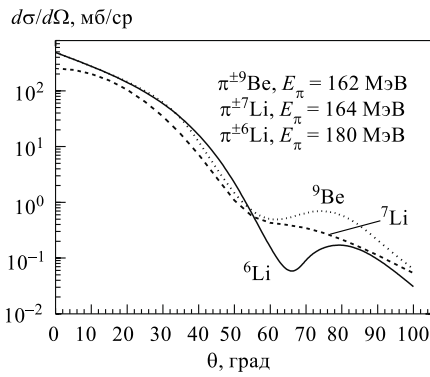


Рис. 18. Сравнение ДПС на ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^9\text{Be}$

($Q = 42$ мб) [88] и ${}^9\text{Be}$ ($Q = 53$ мб). У ядер с сильной квадрупольной деформацией дифракционный минимум сглажен, причем у ${}^7\text{Li}$ даже сильнее, чем у ${}^9\text{Be}$, тогда как у ядра ${}^6\text{Li}$, которое почти не деформировано, минимум проявляется гораздо сильнее. Мы привели только теоретические расчеты, но они весьма близки к экспериментальным данным, как это видно из рис. 6, а, 15, 16, откуда взяты соответствующие кривые.

Рассмотрим более детально результат, полученный на рис. 16. На рис. 19 показан вклад в сечение от ка-

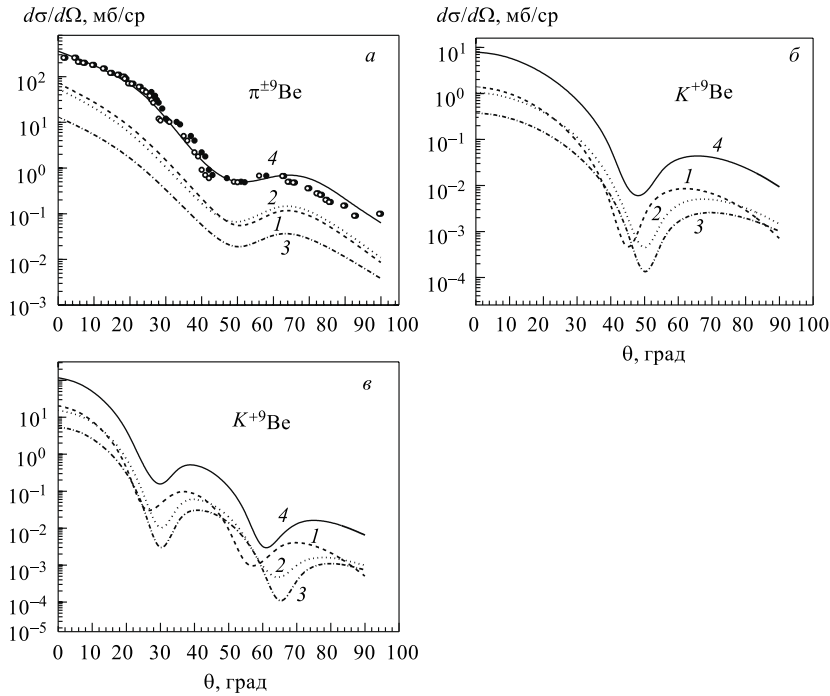


Рис. 19. Вклад в ДПС отдельных компонент ВФ: а) рассеяние π^\pm -мезонов при $E_\pi = 162$ МэВ; б) рассеяние K^+ -мезонов при $E_K = 230$ МэВ; в) рассеяние K^+ -мезонов при $E_K = 534$ МэВ. Кривые 1-3 — расчет с компонентами Ψ_{011} , Ψ_{211} , Ψ_{212} соответственно; кривая 4 — суммарный вклад

ждой из компонент ВФ. Кривые 1–3 — расчет ДПС с компонентами Ψ_{011} , Ψ_{211} , Ψ_{212} соответственно. Обратившись к формуле (39), видим, что кривые 1–3 соответствуют учету первого, второго, третьего членов этой формулы, кривая 4 — их суммарный вклад плюс интерференционные члены четвертый и пятый. Так как веса всех компонент сравнимы друг с другом (см. табл. 5, ВФ в модели 1), то и каждое из «парциальных» (т.е. рассчитанных с отдельными компонентами ВФ) сечений дает пропорциональный своему весу вклад в общее ДПС. Парциальные сечения для π^\pm -мезонов (рис. 19, а) подобны друг другу (положения максимумов и минимумов у них совпадают), и их сумма хорошо описывает экспериментальные данные. Для K^+ -мезонов (рис. 19, б, в) при обеих энергиях ($E = 230$ и 534 МэВ) картина несколько иная: минимум кривой 1 сдвинут в область меньших углов рассеяния примерно на 5° , минимумы кривых 2 и 3 совпадают. Несмотря на это вывод для π^\pm - и K^+ -мезонов одинаков: чтобы описать абсолютные величины сечений необходимо учитывать все три компоненты. Возвращаясь к рассеянию π^\pm - и K^+ -мезонов на ядре ${}^6\text{Li}$, видим существенное различие: вторая компонента ВФ (D -волна) (см. рис. 3) дает вклад только в области дифракционного минимума, который она частично заполняет, оставаясь на порядок меньше сечения, рассчитанного с S -волной при остальных углах рассеяния.

Перейдем к неупругому рассеянию π^\pm -мезонов на уровень $J^\pi = 5/2^-$ ($E^* = 2,43$ МэВ) ядра ${}^9\text{Be}$, представленному на рис. 20, и сравнению ДПС, рассчитанных в дифракционной теории (кривая 1) и в оптической модели (кривая 2 из работы [68]). При углах рассеяния $\theta < 70^\circ$ обе кривые практически не отличаются друг от друга и хорошо согласуются с экспериментальными данными. При углах $\theta > 70^\circ$ явно видно преимущество оптической модели, не связанной с ограничениями, накладываемыми на теорию ГС. Из-за сильного поглощения в Δ -резонансной области неупругое рассеяние локализуется в поверхностной области ядра и здесь применение ВФ в модели 1 с $V_{\alpha\alpha}$ -потенциалом Али-Бодмера наиболее оправданно.

Вклады в ДС от разных кратностей рассеяния в операторе Глаубера Ω показаны на рис. 21. Расчеты для π^\pm - и K^+ -мезонов существенно отличаются

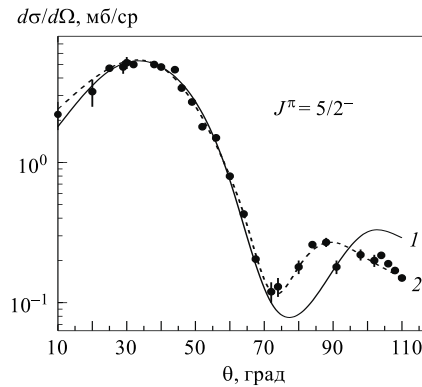


Рис. 20. Дифференциальное сечение неупругого рассеяния π^\pm -мезонов с переходом на уровень $J^\pi = 5/2^-$ ($E^* = 2,43$ МэВ) ядра ${}^9\text{Be}$ при $E_\pi = 162$ МэВ. Кривая 1 — расчет в дифракционной теории; кривая 2 — расчет в оптической модели [68]

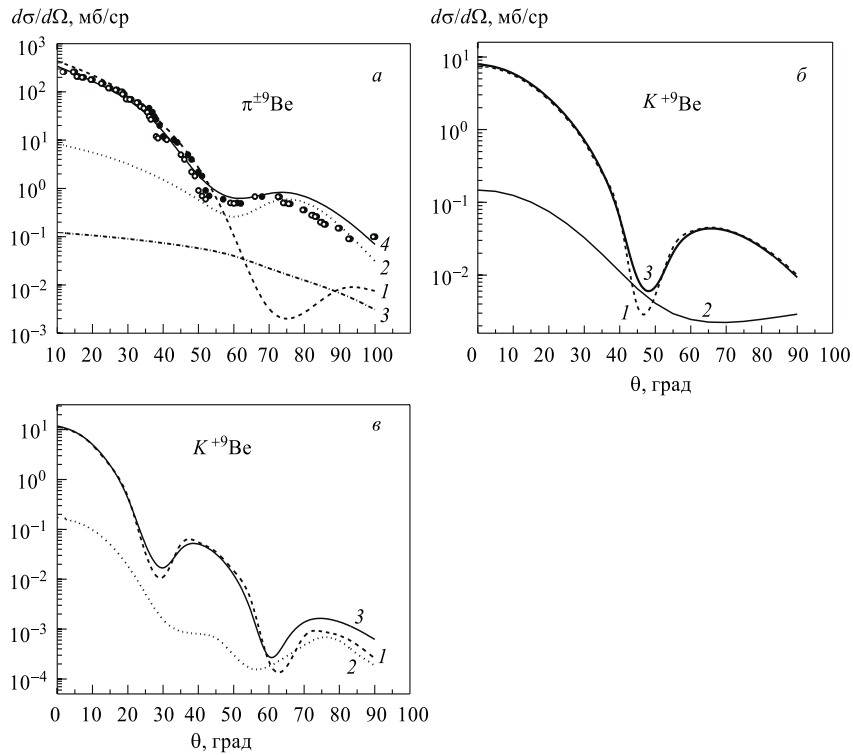


Рис. 21. Вклад в ДПС разных кратностей рассеяния в операторе Глаубера Ω : а) рассеяние π^\pm -мезонов при $E_\pi = 162$ МэВ; б) рассеяние K^+ -мезонов при $E_K = 230$ МэВ; в) рассеяние K^+ -мезонов при $E_K = 534$ МэВ. Кривые 1–4 на рис. а — одно-, двух-, трехкратные соударения с α -частичными кластерами и нуклоном и их сумма. Кривые 1–3 на рис. б, в — одно-, двукратные соударения с нуклонами ядра и их сумма

друг от друга. Для π^\pm -мезонов оператор многократного рассеяния брался в виде (40), для K^\pm -мезонов в виде (9). В первом случае учитывались все кратности рассеяния на кластерах (α -частицах) и нуклоне, во втором случае — только одно- и двукратные соударения на всех девяти нуклонах. Напомним, что в принятом подходе α -частица считается бесструктурной и налетающий π^\pm -мезон взаимодействует с ней, как с единым целым (а не с четырьмя нуклонами, входящими в ее состав). Это приближение, однако, компенсируется использованием такой $\pi^\pm\alpha$ -амплитуды (см. формулу (31)), которая описывает упругое $\pi^\pm\alpha$ -рассеяние в широком диапазоне переданных импульсов.

Рассмотрим рассеяние π^\pm -мезонов. Кривые 1–3 на рис. 21, а есть результат расчета ДПС (24) с первым, вторым и третьим членами формулы (41),

кривая 4 — их суммарный вклад. Из рисунка видно, что соударения с кластерами доминируют в области малых углов ($\theta < 50^\circ$). С увеличением угла рассеяния высшие кратности спадают не так быстро, как однократное, и при $\theta > 60^\circ$ двукратное рассеяние дает основной вклад в суммарное ДПС. Это происходит оттого, что с увеличением θ увеличивается и переданный импульс q , то есть частица может глубже проникнуть во внутреннюю область ядра, где плотность нуклонов выше, что повышает вероятность многократных соударений. Трехкратное соударение (кривая 3) во всей области углов на два–три порядка меньше однократных, поэтому на поведение сечения не влияет. Там, где амплитуды одно- и двукратных рассеяний сравниваются по величине, наблюдается перегиб в сечении, как видно из кривой 4, рассчитанной с учетом всех членов формулы (41), т. е. всех кратностей рассеяния. Глубокого минимума не возникает, так как в ${}^9\text{Be}$ сильное квадрупольное рассеяние сглаживает минимум, возникающий при интерференции амплитуд одно- и двукратного рассеяний. При рассеянии K^+ -мезонов (рис. б, в) результаты расчета похожи на те, которые получены при рассеянии на ядре ${}^7\text{Li}$ (рис. 14, а, б): однократное рассеяние доминирует во всей области углов, двукратное дает вклад только в минимумах ДПС. Такой же результат получен в работе [28] при рассеянии K^+ на ядре ${}^{12}\text{C}$.

Зависимость ДПС от энергии налетающих мезонов представлена на рис. 22 (для π^\pm и K^+). Чтобы кривые на рис. 22 не сливались, кривая 1 ($E_\pi = 260$ МэВ) умножена на 10, кривая 3 ($E_\pi = 130$ МэВ) — на 10^{-1} . Поведение этих сечений аналогично тому, которое наблюдалось выше для ядер ${}^{6,7}\text{Li}$. При рассеянии π^\pm в резонансной области минимум, локализован-

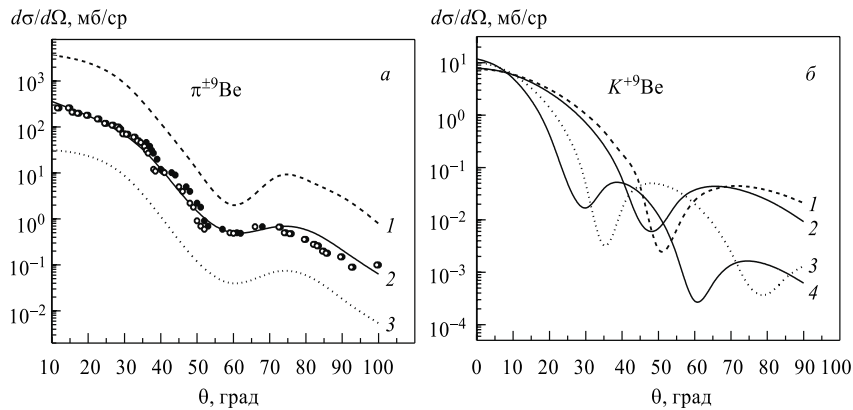


Рис. 22. Зависимость ДПС от энергий рассеиваемых частиц: а) рассеяние π^\pm -мезонов при $E_\pi = 260, 162$ и 130 МэВ (кривые 1–3); б) рассеяние K^+ -мезонов при $E_K = 200, 230, 375$ и 534 МэВ (кривые 1–4)

ный при $\theta \approx 60^\circ$, не сдвигается в область меньших углов при увеличении энергии, а сохраняет стабильное положение, что характерно для рассеяния π^\pm -мезонов и на других ядрах (рис. 6, *a*, 15, *a*). Это происходит из-за того, что Δ_{33} -резонанс является доминирующим и другие эффекты становятся несущественными. Рассеяние K^+ -мезонов с увеличением энергии характеризуется сдвигом минимумов ДПС в область меньших углов рассеяния, усилением дифракционной картины, что также полностью согласуется с рассеянием на ядрах ${}^6,7\text{Li}$ (рис. 6, *b*, 15, *b*), ${}^3\text{He}$ [76] и объяснение чему дано выше.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Как показало проведенное исследование, дифракционная теория многократного рассеяния Глаубера в сочетании с ВФ потенциальных кластерных моделей адекватно описывает упругое и неупругое рассеяние π^\pm - и K^+ -мезонов в передней области углов. Удобное представление ВФ в виде разложения по многомерным гауссоидам в сочетании с использованием в расчете не только элементарных $\pi^\pm N$ -, но и $\pi^\pm \alpha$ -амплитуд позволило рассчитать матричный элемент рассеяния аналитически, без потери точности, которая возникает при обрезании ряда многократного рассеяния и численного расчета многомерных интегралов. По этой причине сравнение с результатами расчетов других авторов показало, что качество описания эксперимента в теории Глаубера того же порядка, что и в оптической модели, и в DWIA.

Проведенное исследование эффектов ядерной структуры и динамики позволяет сделать следующие выводы.

— В рамках спектроскопического подхода с хорошей точностью рассчитаны дифференциальные сечения рассеяния π^\pm - и K^+ -мезонов на легких ядрах в широкой области промежуточных энергий.

— Показано, как взаимодействие на элементарном уровне связано с параметрами феноменологических амплитуд, а они, в свою очередь, с поведением наблюдаемых величин. Проведенный анализ адрон-нуклонных амплитуд на кварковом уровне позволил сравнить между собой разные типы взаимодействующих с нуклонами частиц: протонов, π^\pm - и K^+ -мезонов.

— Установлена связь наблюдаемых величин с межкластерными потенциалами, в которых рассчитаны ВФ ядер-мишеней, и сделаны выводы, какие типы потенциалов наиболее реалистически описывают всю совокупность экспериментальных данных. Так, для $\pi^\pm {}^9\text{Be}$ ВФ в $V_{\alpha\alpha}$ -потенциале Али-Бодмера правильно описывает угловое распределение в более широком интервале углов, чем с ВФ в потенциале Бака. Это происходит из-за того, что рассеяние π^\pm -мезонов происходит преимущественно на поверхности ядра, и оно лучше описывается ВФ, локализованной в поверхностной области и имеющей протяженную асимптотику. Таким образом, различное поведение

ВФ ядра-мишени на асимптотике лучше «чувствуют» π^\pm -мезоны, тогда как K^+ -мезоны чувствительны, в основном, к внутренней области ядра.

— Для ядер ${}^6\text{Li}$ в $\alpha 2N$ - и ${}^9\text{Be}$ в $2\alpha N$ -моделях рассчитаны вклады разных компонент ВФ в ДПС. Показано, что малая D -волна в ${}^6\text{Li}$ дает вклад в заполнение дифракционного минимума, тогда как сравнимые по весу компоненты Ψ^{20} и Ψ^{02} в неупругом рассеянии на ${}^6\text{Li}$ и Ψ_{011} , Ψ_{211} и Ψ_{212} в упругом рассеянии на ${}^9\text{Be}$ дают вклады, пропорциональные своим весам во всем диапазоне углов рассеяния и ни одним из них пренебрегать нельзя.

— Для ядра ${}^7\text{Li}$ показана важная роль правильного асимптотического вида ВФ, особенно для процессов, идущих на периферии ядра, каким является, например, рассеяние π^\pm -мезонов. Поэтому кластерные ВФ, рассчитанные с разными потенциалами αt -взаимодействия, гораздо лучше описывают ДПС, чем осцилляторная.

— Детально исследована роль многократного рассеяния и перерассеяния на кластерах и нуклонах ядер-мишеней для всех типов рассеиваемых частиц. Показано, что чем выше кратность рассеяния, тем при больших углах она дает вклад в ДПС. При рассеянии π^\pm -мезонов для правильного описания ДПС в широкой области углов рассеяния необходимо учитывать все кратности или использовать реалистическую $x\alpha$ -амплитуду, в которой феноменологически уже учтены эффекты многократного рассеяния. При рассеянии же K^+ -мезонов можно ограничиться приближением двукратного рассеяния, т. к. K^+ -мезоны слабо взаимодействуют с нуклонами ядра и для них ряд многократного рассеяния сходится быстро.

— Исследование энергетической зависимости ДПС показывает, что с ростом энергии рассеиваемых частиц дифракционная картина при рассеянии на всех ядрах K^+ -мезонов усиливается, при этом первый минимум сдвигается в область меньших углов рассеяния. Объяснено и происхождение этого эффекта. Для π^\pm -мезонов картина иная: минимум фиксируется при определенном угле и не изменяет своего положения. Это объясняется наличием широкого Δ_{33} -резонанса в π^+N -рассеянии в области от 100 до 250 МэВ, который нивелирует все эффекты, и отсутствием других открытых каналов ниже порога рождения π^\pm -мезонов.

В заключение можно сказать, что спектроскопический подход (сочетание ВФ в потенциальных кластерных моделях с дифракционной теорией ГС) дал возможность комплексно описать широкий круг вопросов упругого и неупругого рассеяния разного типа адронов на ряде легких ядер $1p$ -оболочки. Анализ дифференциального сечения позволил сделать выводы как о структуре ядра, так и о механизмах взаимодействия.

ПРИЛОЖЕНИЕ

$$g_m = (F_n, F_n, F_p, F_n, F_p, F_n, F_p, F_n^2, F_n F_p, F_n^2, F_n F_p, F_n^2, F_n F_p, F_n F_p, F_p^2, F_n F_p, F_n^2, F_n F_p, F_n F_p, F_p^2, F_n F_p, F_n^2, F_n F_p, F_n F_p, F_p^2, F_n F_p),$$

$$k_1^m = (\lambda_n, \lambda_n, \lambda_p, \lambda_n, \lambda_p, \lambda_n, \lambda_p, 2\lambda_n, (\lambda_n + \lambda_p), 2\lambda_n, (\lambda_n + \lambda_p), 2\lambda_n, (\lambda_n + \lambda_p), (\lambda_p + \lambda_n), 2\lambda_p, (\lambda_n + \lambda_p), 2\lambda_p, (\lambda_n + \lambda_p), 2\lambda_n, (\lambda_n + \lambda_p), (\lambda_p + \lambda_n), 2\lambda_p, (\lambda_n + \lambda_p)),$$

$$k_2^m = \left(\lambda_n, \lambda_n, \lambda_p, \frac{9}{16}\lambda_n, \frac{9}{19}\lambda_p, \frac{9}{16}\lambda_n, \frac{9}{16}\lambda_p, 2\lambda_n, (\lambda_n + \lambda_p), \frac{25}{16}\lambda_n, \left(\lambda_n + \frac{9}{16}\lambda_p \right), \frac{25}{16}\lambda_n, \left(\lambda_n + \frac{9}{16}\lambda_p \right), \frac{25}{16}\lambda_n, \left(\lambda_n + \frac{9}{16}\lambda_p \right), (\lambda_p + \lambda_n), (\lambda_n + \lambda_p), \frac{25}{16}\lambda_p, \left(\lambda_p + \frac{9}{16}\lambda_n \right), \frac{25}{16}\lambda_p, \frac{9}{16}(\lambda_n + \lambda_p), \frac{9}{8}\lambda_n, \frac{9}{16}(\lambda_n + \lambda_p), \frac{9}{16}(\lambda_p + \lambda_n), \frac{9}{8}\lambda_p, \frac{9}{16}(\lambda_n + \lambda_p) \right),$$

$$k_3^m = \left(\frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_n, 0, 0, 0, 0, 0, \frac{1}{2}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_n, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0 \right),$$

$$k_4^m = \left(\frac{1}{9}\lambda_n, \frac{1}{9}\lambda_n, \frac{4}{9}\lambda_p, 0, 0, 0, 0, \frac{2}{9}\lambda_n, \left(\frac{1}{9}\lambda_n + \frac{4}{9}\lambda_p \right), \frac{1}{9}\lambda_n, \frac{1}{9}\lambda_n, \frac{1}{9}\lambda_n, \frac{1}{9}\lambda_n, \frac{1}{9}\lambda_n, \left(\frac{1}{9}\lambda_n + \frac{4}{9}\lambda_p \right), \frac{1}{9}\lambda_n, \frac{1}{9}\lambda_n, \frac{1}{9}\lambda_n, \frac{1}{9}\lambda_n, \frac{4}{9}\lambda_p, \frac{4}{9}\lambda_p, \frac{4}{9}\lambda_p, \frac{4}{9}\lambda_p, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0 \right),$$

$$k_5^m = \left(0, 0, 0, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_p, 0, 0, 0, 0, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_p, 0, 0, 0, 0, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_p, 0, 0, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_p, 0, 0, \frac{1}{4}\lambda_p, 0, 0, 0, 0, 0, 0, \left(\frac{1}{4}\lambda_n + \frac{1}{4}\lambda_p \right), \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_p, \frac{1}{4}\lambda_p, 0 \right),$$

$$k_6^m = \left(0, 0, 0, 0, 0, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_p, 0, 0, 0, 0, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_p, 0, 0, 0, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_p, \right. \\ \left. 0, 0, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_p, 0, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_p, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_p, \left(\frac{1}{4}\lambda_n + \frac{1}{4}\lambda_p \right) \right),$$

$$k_7^m = \left(0, 0, 0, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_p, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_p, 0, 0, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_p, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_p, 0, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_p, \right. \\ \left. \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_p, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_p, \frac{1}{4}\lambda_n, \frac{1}{4}\lambda_p, \left(\frac{1}{4}\lambda_n + \frac{1}{4}\lambda_p \right), \frac{1}{2}\lambda_n, \right. \\ \left. \left(\frac{1}{4}\lambda_p + \frac{1}{4}\lambda_n \right), \frac{1}{2}\lambda_p, \left(\frac{1}{4}\lambda_n + \frac{1}{4}\lambda_p \right) \right),$$

$$k_{12}^m = \left(\frac{1}{3}\lambda_n, -\frac{1}{3}\lambda_n, 0, 0, 0, 0, 0, 0, \frac{1}{3}\lambda_n, \frac{1}{3}\lambda_n, \frac{1}{3}\lambda_n, \frac{1}{3}\lambda_n, \frac{1}{3}\lambda_n, -\frac{1}{3}\lambda_n, \right. \\ \left. -\frac{1}{3}\lambda_n, -\frac{1}{3}\lambda_n, -\frac{1}{3}\lambda_n, -\frac{1}{3}\lambda_n, -\frac{1}{3}\lambda_n, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0 \right),$$

$$k_{16}^m = (\lambda_n, -\lambda_n, 0, 0, 0, 0, 0, 0, \lambda_n, \lambda_n, \lambda_n, \lambda_n, \lambda_n, \\ -\lambda_n, -\lambda_n, -\lambda_n, -\lambda_n, -\lambda_n, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0),$$

$$k_{17}^m = (-\lambda_n, \lambda_n, 0, 0, 0, 0, 0, 0, -\lambda_n, -\lambda_n, -\lambda_n, -\lambda_n, -\lambda_n, \\ \lambda_n, \lambda_n, \lambda_n, \lambda_n, \lambda_n, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0),$$

$$k_{26} = \left(\frac{2}{3}\lambda_n, \frac{2}{3}\lambda_n, -\frac{4}{3}\lambda_p, 0, 0, 0, 0, \frac{4}{3}\lambda_n, \left(\frac{2}{3}\lambda_n - \frac{4}{3}\lambda_p \right), \frac{2}{3}\lambda_n, \frac{2}{3}\lambda_n, \frac{2}{3}\lambda_n, \right. \\ \left. \frac{2}{3}\lambda_n, \left(\frac{2}{3}\lambda_n - \frac{4}{3}\lambda_p \right), \frac{2}{3}\lambda_n, \frac{2}{3}\lambda_n, \frac{2}{3}\lambda_n, \frac{2}{3}\lambda_n, -\frac{4}{3}\lambda_p, \right. \\ \left. -\frac{4}{3}\lambda_p, -\frac{4}{3}\lambda_p, -\frac{4}{3}\lambda_p, 0, 0, 0, 0, 0, 0 \right),$$

$$k_{27} = \left(-\frac{2}{3}\lambda_n, -\frac{2}{3}\lambda_n, \frac{4}{3}\lambda_p, 0, 0, 0, 0, -\frac{4}{3}\lambda_n, -\left(\frac{2}{3}\lambda_n - \frac{4}{3}\lambda_p \right), -\frac{2}{3}\lambda_n, \right. \\ \left. -\frac{2}{3}\lambda_n, -\frac{2}{3}\lambda_n, -\frac{2}{3}\lambda_n, -\left(\frac{2}{3}\lambda_n - \frac{4}{3}\lambda_p \right), -\frac{2}{3}\lambda_n, -\frac{2}{3}\lambda_n, -\frac{2}{3}\lambda_n, -\frac{2}{3}\lambda_n, \right. \\ \left. \frac{4}{3}\lambda_p, \frac{4}{3}\lambda_p, \frac{4}{3}\lambda_p, \frac{4}{3}\lambda_p, 0, 0, 0, 0, 0, 0 \right),$$

$$k_{35} = \left(0, 0, 0, \frac{1}{2}\lambda_n, -\frac{1}{2}\lambda_p, 0, 0, 0, 0, \frac{1}{2}\lambda_n, -\frac{1}{2}\lambda_p, 0, 0, 0, \frac{1}{2}\lambda_n, -\frac{1}{2}\lambda_p, \right. \\ \left. 0, 0, \frac{1}{2}\lambda_n, -\frac{1}{2}\lambda_p, 0, 0, \left(\frac{1}{2}\lambda_n - \frac{1}{2}\lambda_p \right), \frac{1}{2}\lambda_n, \frac{1}{2}\lambda_n, -\frac{1}{2}\lambda_p, -\frac{1}{2}\lambda_p, 0 \right),$$

$$k_{36} = \left(0, 0, 0, -\frac{3}{4}\lambda_n, \frac{3}{4}\lambda_p, 0, 0, 0, 0, -\frac{3}{4}\lambda_n, \frac{3}{4}\lambda_p, 0, 0, 0, -\frac{3}{4}\lambda_n, \frac{3}{4}\lambda_p, \right. \\ \left. 0, 0, -\frac{3}{4}\lambda_n, \frac{3}{4}\lambda_p, 0, 0, -\left(\frac{3}{4}\lambda_n - \frac{3}{4}\lambda_p \right), -\frac{3}{4}\lambda_n, -\frac{3}{4}\lambda_n, \frac{3}{4}\lambda_p, \frac{3}{4}\lambda_p, 0 \right),$$

$$k_{37} = (0, 0, 0, -\lambda_n, \lambda_p, 0, 0, 0, 0, -\lambda_n, \lambda_p, 0, 0, 0, -\lambda_n, \lambda_p, 0, 0, -\lambda_n, \lambda_p, \\ 0, 0, -(\lambda_n - \lambda_p), -\lambda_n, -\lambda_n, \lambda_p, \lambda_p),$$

$$k_{45} = \left(0, 0, 0, 0, 0, -\frac{1}{2}\lambda_n, \frac{1}{2}\lambda_p, 0, 0, 0, 0, -\frac{1}{2}\lambda_n, \frac{1}{2}\lambda_p, 0, 0, 0, -\frac{1}{2}\lambda_n, \frac{1}{2}\lambda_p, \right. \\ \left. 0, 0, -\frac{1}{2}\lambda_n, \frac{1}{2}\lambda_p, 0, -\frac{1}{2}\lambda_n, \frac{1}{2}\lambda_p, -\frac{1}{2}\lambda_n, \frac{1}{2}\lambda_p, -\left(\frac{1}{4}\lambda_n - \frac{1}{4}\lambda_n \right) \right),$$

$$k_{46} = \left(0, 0, 0, 0, 0, -\frac{3}{4}\lambda_n, \frac{3}{4}\lambda_p, 0, 0, 0, 0, -\frac{3}{4}\lambda_n, \frac{3}{4}\lambda_p, 0, 0, 0, -\frac{3}{4}\lambda_n, \frac{3}{4}\lambda_p, \right. \\ \left. 0, 0, -\frac{3}{4}\lambda_n, \frac{3}{4}\lambda_p, 0, -\frac{3}{4}\lambda_n, \frac{3}{4}\lambda_p, -\frac{3}{4}\lambda_n, \frac{3}{4}\lambda_p, \frac{3}{4}\lambda_p, -\left(\frac{3}{4}\lambda_n - \frac{3}{4}\lambda_p \right) \right),$$

$$k_{47} = (0, 0, 0, 0, 0, -\lambda_n, \lambda_p, 0, 0, 0, 0, -\lambda_n, \lambda_p, 0, 0, 0, -\lambda_n, \lambda_p, \\ 0, 0, -\lambda_n, \lambda_p, 0, -\lambda_n, \lambda_p, -\lambda_n, \lambda_p, -(\lambda_n - \lambda_p)),$$

$$k_{56} = \left(0, 0, 0, -\frac{3}{4}\lambda_n, -\frac{3}{4}\lambda_p, \frac{3}{4}\lambda_n, \frac{3}{4}\lambda_p, 0, 0, -\frac{3}{4}\lambda_n, -\frac{3}{4}\lambda_p, \frac{3}{4}\lambda_n, \frac{3}{4}\lambda_p, 0, \right. \\ \left. -\frac{3}{4}\lambda_n, -\frac{3}{4}\lambda_p, \frac{3}{4}\lambda_n, \frac{3}{4}\lambda_p, -\frac{3}{4}\lambda_n, -\frac{3}{4}\lambda_p, \frac{3}{4}\lambda_n, \frac{3}{4}\lambda_p, \right. \\ \left. -\left(\frac{3}{4}\lambda_n + \frac{3}{4}\lambda_p \right), 0, \left(\frac{3}{4}\lambda_n + \frac{3}{4}\lambda_p \right) \right),$$

$$k_{57} = (0, 0, 0, -\lambda_n, -\lambda_p, \lambda_n, \lambda_p, 0, 0, -\lambda_n, -\lambda_p, \lambda_n, \lambda_p, 0, -\lambda_n, -\lambda_p, \lambda_n, \lambda_p, -\lambda_n, -\lambda_p, \lambda_n, \lambda_p, -(\lambda_n + \lambda_p), 0, -(\lambda_n - \lambda_p), -(\lambda_p - \lambda_n), 0, (\lambda_n + \lambda_p)),$$

$$k_{67} = \left(-2\lambda_n, -2\lambda_n, -2\lambda_p, \frac{3}{2}\lambda_n, \frac{3}{2}\lambda_p, \frac{3}{2}\lambda_n, \frac{3}{2}\lambda_p, -4\lambda_n, -(2\lambda_n + 2\lambda_p), \right. \\ \left. -\frac{1}{2}\lambda_n, -\left(2\lambda_n - \frac{3}{2}\lambda_p\right), -\frac{1}{2}\lambda_n, -\left(2\lambda_n - \frac{3}{2}\lambda_p\right), -(2\lambda_n + 2\lambda_p), \right. \\ \left. -\frac{1}{2}\lambda_n, -\left(2\lambda_n - \frac{3}{2}\lambda_p\right), -\frac{1}{2}\lambda_p, \left(\frac{3}{2}\lambda_p + \frac{3}{2}\lambda_n\right), \right. \\ \left. 3\lambda_n, \frac{3}{2}(\lambda_n + \lambda_p), \frac{3}{2}(\lambda_p + \lambda_n), 3\lambda_p, \frac{3}{2}(\lambda_n + \lambda_p) \right).$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zeidman B. et al. // Phys. Rev. Lett. 1978. V. 40, No. 23. P. 1539.
2. Gibson E. F. et al. // Nucl. Phys. A. 1982. V. 377. P. 389.
3. Brinkmoller B. et al. // Phys. Rev. C. 1991. V. 44, No. 5. P. 2031.
4. Kahrmanis G. et al. // Phys. Rev. C. 1997. V. 55, No. 5. P. 2533.
5. Kiziah R. R. et al. // Phys. Rev. C. 1984. V. 30, No. 5. P. 1643.
6. Antonuk L. E. et al. // Nucl. Phys. A. 1986. V. 451. P. 741.
7. Tacik R. et al. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63, No. 17. P. 1784.
8. Ritt S. et al. // Phys. Rev. C. 1991. V. 43, No. 2. P. 745.
9. Meier R. et al. // Phys. Rev. C. 1994. V. 49, No. 1. P. 320.
10. Takahashi T. et al. // Phys. Rev. C. 1995. V. 51, No. 5. P. 2542.
11. Fujii Y. et al. // Phys. Rev. C. 2001. V. 64. P. 034608.
12. Marlow D. et al. // Phys. Rev. C. 1984. V. 30. P. 1662.
13. Shcherbakov Yu. A. et al. // Nuovo Cim. A. 1976. V. 31, No. 2. P. 255.
14. Binon F., Duteil P., Gouanere M. // Nucl. Phys. A. 1978. V. 298. P. 499; Nucl. Phys. B. 1970. V. 17. P. 168.
15. Zichy J. A. Ph. D. Thesis No. 6612. ETH. Zurich, 1980.
16. Marlow D. et al. // Phys. Rev. C. 1982. V. 25, No. 5. P. 2619.
17. Mardor Y. et al. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65, No. 17. P. 2110.
18. Krauss R. A. et al. // Phys. Rev. C. 1992. V. 46, No. 2. P. 655.
19. Sawafra R. et al. // Phys. Lett. B. 1993. V. 307. P. 293.
20. Friedman E., Gal A., Mares J. // Nucl. Phys. A. 1997. V. 625. P. 272.
21. Friedman E., Gal A., Mares J. // Phys. Lett. B. 1997. V. 396. P. 21.

22. *Friedman E. et al.* // Phys. Rev. C. 1997. V. 55, No. 3. P. 1304.
23. *Michael R. et al.* // Phys. Lett. B. 1996. V. 382. P. 29.
24. *Chrien R. E. et al.* // Nucl. Phys. A. 1997. V. 625. P. 251.
25. *Glauber R. G.* // Lect. Theor. Phys. 1959. V. 1. P. 315;
Ситенко А. Г. // УФЖ. 1959. Т. 4. С. 152;
Глаубер Р. // УФН. 1971. Т. 103, вып. 4. С. 641.
26. *Sakamoto Y., Hatsuda Y., Toyama F.M.* // Phys. Rev. C. 1982. V. 25, No. 5. P. 2695.
27. *Chaumeaux A., Lemaire M. C.* // Phys. Rev. C. 1983. V. 28, No. 2. P. 772.
28. *Abgrall Y., Labarsouque J.* // Nucl. Phys. A. 1984. V. 426. P. 431.
29. *Yamaguchi K., Sakamoto Y.* // Nuovo Cim. A. 1995. V. 108, No. 7. P. 893.
30. *Dalkarov O. D., Karmanov V. A.* // Nucl. Phys. A. 1985. V. 445. P. 579; ЭЧАЯ. 1987. Т. 18, вып. 6. С. 1399.
31. *Dalkarov O. D., Karmanov V. A.* // Nucl. Phys. A. 1988. V. 478. P. 635.
32. *Жусупов М. А., Ибраева Е. Т., Пересыпкин В. В.* // Изв. РАН, сер. физ. 1992. Т. 56, № 1. С. 172.
33. *Golovanova N. F., Ibraeva E. T., Neudatchin V. G.* // Prog. Theor. Phys. 1978. V. 59, No. 1. P. 127.
34. *Neudatchin V. G., Smirnov Yu. F., Golovanova N.* // Adv. in Nucl. Phys. 1979. V. 11. P. 1.
35. *Голованова Н. Ф. и др.* // ЯФ. 1978. Т. 27, вып. 6. С. 1385.
36. *Голованова Н. Ф., Ибраева Е. Т., Неудачин В. Г.* // ЯФ. 1983. Т. 37, вып. 4. С. 883.
37. *Zhusupov M. A., Usikov Yu. N.* // J. Phys. G. 1982. V. 8, No. 7. P. 99; ЭЧАЯ. 1987. Т. 18, вып. 2. С. 323.
38. *Алхазов Г. Д., Лободенко А. А.* // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 55, вып. 7. С. 377; Препринт ЛИЯФ № 1809. 1992. С. 44; ЯФ. 1993. Т. 56, вып. 3. С. 89.
39. *Chulkov L. V., Bertulani C. A., Korshennikov A. A.* // Nucl. Phys. A. 1995. V. 587. P. 291;
Korshennikov A. A. et al. // Phys. Rev. C. 1996. V. 53. P. 537.
40. *Андрюанов А. А. и др.* // Изв. РАН, сер. физ. 1998. Т. 62, № 1. С. 89;
Гриднев К. А., Тарутина Т. В. // Изв. РАН, сер. физ. 1999. Т. 63, № 5. С. 910.
41. *Жусупов М. А.* // Изв. АН СССР, сер. физ. 1990. Т. 54, № 11. С. 2230; Дис. ... д-ра физико-матем. наук. Алматы, 1998. 214 с.
42. *Zhusupov M. A. et al.* // Nucl. Phys. A. 1995. V. 586. P. 293.
43. *Voronchev V. T., Krasnopol'sky V. M., Kukulin V. I.* // J. Phys. G. 1982. V. 8. P. 649;
Kukulin V. I., Krasnopol'sky V. M., Voronchev V. T. // Nucl. Phys. A. 1984. V. 417. P. 128; 1986. V. 453, No. 3. P. 365.
44. *Lehman D. R., Rajan M.* // Phys. Rev. C. 1982. V. 25, No. 5. P. 2743;
Lehman D. R., Parke W. C. // Phys. Rev. C. 1983. V. 28. P. 364;
Parke W. C., Lehman D. R. // Phys. Rev. C. 1984. V. 29. P. 2319; Few Body Syst. 1986. V. 1. P. 193.
45. *Данилин Б. В. и др.* // ЯФ. 1989. Т. 49, вып. 2. С. 351;
Zhukov M. V., Chulkov L. V., Danilin B. V. // Nucl. Phys. A. 1991. V. 533. P. 428;
Данилин Б. В. и др. // ЯФ. 1991. Т. 53, вып. 1. С. 71.
46. *Кукулин В. И., Ворончев В. Т., Разиков Х. Д.* // Изв. РАН, сер. физ. 1993. Т. 57. С. 170;
Ворончев В. Т. и др. // ЯФ. 1994. Т. 57, вып. 11. С. 1964.

47. *Kukulin V. I. et al. // Nucl. Phys. A. 1995. V. 586. P. 151;*
Voronchev V. T. et al. // Few Body Syst. 1995. V. 18. P. 191.
48. *Дубовиченко С. Б., Жусупов М. А. // Изв. АН КазССР, сер. физ.-матем. 1983. Т. 4. С. 44;*
Изв. АН СССР, сер. физ. 1984. Т. 48. С. 935.
49. *Дубовиченко С. Б., Джазаиров-Кахраманов А. В. // ЯФ. 1994. Т. 57, вып. 5. С. 784.*
50. *Horikawa Y., Thies M., Lenz F. // Nucl. Phys. A. 1980. V. 345. P. 386.*
51. *Sparrow D. A. // Nucl. Phys. A. 1977. V. 276. P. 365.*
52. *Li Qing-Run // Nucl. Phys. A. 1984. V. 415. P. 445.*
53. *Nuseirat M., Lodhi M. A. K. // Phys. Rev. C. 1998. V. 58, No. 1. P. 314.*
54. *Eramzhyan R. A. et al. // J. Phys. G. 1988. V. 14. P. 1511.*
55. *Гмитро М. и др. Препринт ИЯИ АН СССР ПВ-0579. 1988.*
56. *Nose N., Kume K., Yamaguchi S. // Phys. Rev. C. 1994. V. 50, No. 1. P. 321.*
57. *Moon Hoe Cha, Yong Joo Kim // Phys. Rev. C. 1996. V. 54, No. 1. P. 429;*
Ahmed M. et al. // Nuovo Cim. A. 1998. V. 111, No. 2. P. 113.
58. *Germond J.-F. // J. Phys. G. 1986. V. 12. P. 609.*
59. *Lesniak H., Lesniak L. // Nucl. Phys. B. 1972. V. 38. P. 221.*
60. *Oset E., Strottman D. // Nucl. Phys. A. 1982. V. 377. P. 297.*
61. *Masaki M. et al. // Prog. Theor. Phys. 1989. V. 81, No. 6. P. 1217.*
62. *Franco V., Schlaile H. G. // Phys. Rev. C. 1990. V. 41, No. 3. P. 1075.*
63. *Masaki M., Toki H. // Nucl. Phys. A. 1990. V. 513. P. 685.*
64. *Tag Eldin I. M. A. et al. // J. Phys. G. 1990. V. 16. P. 1051.*
65. *Arima M., Masutani K., Seki R. // Phys. Rev. C. 1991. V. 44, No. 1. P. 415.*
66. *Germond J.-F., Wilkin C. // Nucl. Phys. A. 1975. V. 237. P. 477.*
67. *Kabir K. A., Silver M., Austern N. // Phys. Rev. C. 1983. V. 27, No. 3. P. 2104.*
68. *Geesaman D. F., Olmer C., Zeidman B. // Phys. Rev. C. 1978. V. 18, No. 5. P. 2223.*
69. *Ingram C. H. Q. // Nucl. Phys. A. 1982. V. 374. P. 320.*
70. *Dehnhard D. // Ibid. P. 384.*
71. *Эрикссон Т., Вайзе В. Пионы и ядра. М.: Наука, 1991.*
72. *Chen C. M., Mikkel B. J., Ernst D. J. // Phys. Rev. C. 1998. V. 58, No. 6. P. 3500.*
73. *Kaiser N., Weise W. // Phys. Lett. B. 2001. V. 512. P. 283.*
74. *Бриско В. Дж., Кудрявцев А. Е., Страковский И. И. // ЯФ. 2001. Т. 64, вып. 8. С. 1517.*
75. *Sakamoto Y., Hatsuda Y., Toyama M. // Lett. Nuovo Cim. 1980. V. 27, No. 5. P. 140.*
76. *Paez M. J., Landau R. H. // Phys. Rev. C. 1981. V. 24, No. 3. P. 1120.*
77. *Blokhintsev L. D., Safronov A. N. // Czech. J. Phys. B. 1982. V. 32. P. 340.*
78. *Barnes P. D. // Nucl. Phys. A. 1982. V. 374. P. 415.*
79. *Dover C. // Ibid. P. 359.*
80. *Siegel P. B., Kaufmann W. B. // Phys. Rev. C. 1985. V. 31, No. 6. P. 2184.*
81. *Kaufmann W. B., Gibbs W. R. // Phys. Rev. C. 1989. V. 40, No. 4. P. 1729.*
82. *Caillon J. C., Labarsouque J. // Phys. Rev. C. 1996. V. 53, No. 4. P. 1993.*

83. *Peterson R. J., Ebrahim A. A., Bhang H. C.* // Nucl. Phys. A. 1997. V. 625. P. 261.
84. *Romotsky E., Sieger P. B.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 57, No. 3. P. 1536.
85. *Chen C. M., Ernst D. J., Johnson M. B.* // Phys. Rev. C. 1999. V. 59, No. 5. P. 2627.
86. *Peterson R. J.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 60. P. 022201.
87. *Kamalov S. S. et al.* // Phys. Rev. C. 1997. V. 55, No. 6. P. 2985.
88. *Жусупов М. А., Ибраева Е. Т.* // ЭЧАЯ. 2000. Т. 31, вып. 6. С. 1247.
89. *Барашенков В. С.* Сечения взаимодействия элементарных частиц. М.: Наука, 1966;
Барашенков В. С., Тонеев В. Д. // УФН. 1970. Т. 100, вып. 3. С. 425.
90. *Brown G. E., Weise W.* // Nucl. Phys. A. 1986. V. 454. P. 669.
91. *Carroll A. S. et al.* // Phys. Rev. C. 1976. V. 14. P. 635.
92. *Adams C. J. et al.* // Nucl. Phys. B. 1973. V. 66. P. 36.
93. *Giacomelli G. et al.* // Nucl. Phys. B. 1974. V. 71. P. 138.
94. *Martin B. R.* // Nucl. Phys. B. 1975. V. 94. P. 413.
95. *Damerell C. J. S., Hotchkiss M. J., Wickens F.* // Ibid. P. 374.
96. *Giacomelli G. et al.* // Nucl. Phys. B. 1972. V. 42. P. 437; 1973. V. 56. P. 34.
97. *Cameron W. et al.* // Nucl. Phys. B. 1981. V. 193. P. 21.
98. *Hungerford Ed. V.* // Nucl. Phys. A. 1981. V. 353. P. 75.
99. *Ибраева Е. Т., Прмантаева Б. А., Санфировва А. В.* Деп. в КазГосИНТИ. № 8599-Ка99. 1999. 17 с.
100. *Сутенко А. Г.* // ЭЧАЯ. 1973. Т. 4, вып. 2. С. 547.
101. *Ray L.* // Phys. Rev. C. 1979. V. 20, No. 5. P. 1857.
102. *Hasell D. K. et al.* // Phys. Rev. C. 1986. V. 34, No. 1. P. 236.
103. *Dakhno L. G., Nikolaev N. N.* // Nucl. Phys. A. 1985. V. 436. P. 653.
104. *Le Mere M., Brown R. E.* // Phys. Rev. C. 1975. V. 12, No. 4. P. 1140.
105. *Дубовиченко С. Б., Жусупов М. А.* // Изв. АН КазССР, сер. физ.-матем. 1987. Т. 4. С. 64;
ЯФ. 1984. Т. 39. С. 1378.
106. *Shen P. et al.* // Phys. Rev. C. 1986. V. 33, No. 4. P. 1214.
107. *Жусупов М. А., Ибраева Е. Т., Зайкин А. Ю.* // Изв. РАН, сер. физ. 2001. Т. 65, № 1. С. 50.
108. *Zhusupov M. A., Ibraeva E. T., Sanphirova A. V.* // I Eurasia Conf. on Nuclear Science and Its Application. Present. bildiriler. Ankara, 2001. V. 2. P. 837.
109. *Nagaoka N., Ohta K.* // Phys. Rev. C. 1986. V. 33, No. 4. P. 1393.
110. *Hutcheon R. M., Sundburg O., Tibell G.* // Nucl. Phys. A. 1970. V. 154. P. 261.
111. *Kanada H., Liu Q. K., Tang Y. C.* // Phys. Rev. C. 1980. V. 22. P. 813;
El-Itaoli Z. et al. // Phys. Rev. C. 1981. V. 24, No. 12. P. 2735;
Kanada H., Kaneko T., Tang Y. G. // Nucl. Phys. A. 1982. V. 380. P. 87.
112. *Glower C. W. et al.* // Phys. Rev. C. 1991. V. 43, No. 4. P. 1664.
113. *Unkelbach M., Hofmann H. M.* // Few-Body Syst. 1991. V. 11, No. 2–3. P. 143; Phys. Lett. B. 1991. V. 261. P. 211.
114. *Копытин И. В., Хускивадзе А. А., Померанцев В. Н.* // ЯФ. 1998. Т. 61, вып. 4. С. 641;
Копытин И. В. и др. // ЯФ. 2000. Т. 63, вып. 10. С. 1861.

115. *Neudatchin V. G. et al. // Lett. Nuovo Cim. 1972. V. 5. P. 834;*
Неудачин В. Г., Смирнов Ю. Ф. Современные проблемы оптики и ядерной физики. Киев: Наук. думка, 1974.
116. *Dhuga K. S. et al. // Phys. Rev. C. 1996. V. 54, No. 6. P. 2823.*
117. *Zhusupov M. A., Ibraeva E. T., Sanphirova A. V. // 16th IUPAP Intern. Conf. on Few-Body Problems in Physics, Taipei, Taiwan, 2000. P. 196; I Eurasia Conf. on Nuclear Science and Its Application. Present. bildiriler. Ankara, 2001. V. 2. P. 866.*
118. *Жусупов М. А., Ибраева Е. Т., Прмантаева Б. А. // ЯФ. 2001. Т. 64, вып. 8. С. 1525.*
119. *Coelho H. et al. // Phys. Rev. C. 1983. V. 28. P. 1812.*
120. *Жусупов М. А., Ибраева Е. Т., Морзабаев А. К. // Вестник Евразийского гос. ун-та. Астана, 2000. Вып. 4. С. 124.*
121. *Жусупов М. А., Ибраева Е. Т. // Изв. РАН, сер. физ. 1997. Т. 61. С. 2182; ЯФ. 1998. Т. 61. С. 51.*
122. *Ajzenberg-Selove F. // Nucl. Phys. A. 1988. V. 490. P. 1.*