

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

96-111

P4-96-111

Ж.Б.Курманов<sup>1</sup>, М.Х.Ханхасаев

ОПИСАНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ  
ПИОНОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ НА ЯДРЕ  ${}^3\text{He}$   
В УНИТАРНОМ ПОДХОДЕ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

<sup>1</sup>Постоянный адрес: Республика Казахстан, 480082, г.Алма-Ата,  
Институт ядерной физики ИЯЦ

1996

# 1 Введение

Изучение рассеяния пионов на ядре  ${}^3\text{He}$  вызывает особый интерес с точки зрения исследования свойств трехнуклонной системы, а также спиновых эффектов в динамике пион-ядерного взаимодействия. Существует большое количество статей, посвященных анализу упругого  $\pi^3\text{He}$ -рассеяния в области резонансных энергий пионов. Подробный обзор этих исследований приведен в работах [1,2], поэтому мы упомянем здесь только некоторые из них.

При резонансных энергиях изучение упругого  $\pi^3\text{He}$ -рассеяния с использованием оптического потенциала (ОП) первого порядка было проведено в [3,4].

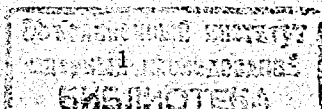
В работе [3] была изучена чувствительность ядерных плотностей к предложенным реалистичным ядерным формфакторам, построенным на основе экспериментально измеренных электрическом и магнитном формфакторах трехнуклонной системы.

В работе [4] были получены ядерные плотности с использованием феноменологической, а также полумикроскопической волновых функций системы трех нуклонов. Несмотря на то, что техника расчетов, использованная в этих статьях, различна, вычисленные значения дифференциальных сечений очень близки. В обеих работах было показано, что при резонансных энергиях пиона расчеты с использованием ОП первого порядка находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными.

В работе [5] были проведены аналогичные расчеты, но с учетом ОП второго порядка и эффектов связи нуклона в ядре. Было обнаружено, что поправки второго порядка малы в широкой области энергий пиона. Это является причиной того, почему теория с использованием ОП первого порядка успешно воспроизводит данные по упругому рассеянию.

Исследования низкоэнергетического  $\pi^3\text{He}$ -рассеяния были проведены в работах [6 - 9] с использованием ОП первого порядка.

Использование метода, предложенного в работе [6], для описания данных по



$\pi^3\text{He}$ -рассеянию при низких энергиях показали, что, несмотря на в целом удовлетворительное согласие проведенных расчетов с экспериментальными данными, невозможно получить их количественное описание одновременно при малых и больших углах рассеяния. Это указывает на важность внимательного изучения эффектов второго порядка в динамике  $\pi^3\text{He}$ -взаимодействия.

В работе [7] представлены расчеты, очень близкие к расчетам [6], но с ОП первого порядка, построенным с использованием микроскопической волновой функции ядра  $^3\text{He}$ . Точный учет эффектов ферми-движения нуклонов в ядре был проведен посредством вычисления полного ферми-интеграла. Было найдено, что обычно применяемое приближение факторизации не является надежным в области низких энергий.

Следует также отметить работу [8], в которой рассмотрен процесс фоторождения пионов на ядре  $^3\text{He}$ . Для учета взаимодействия пионов с ядром в конечном состоянии авторы использовали ОП первого порядка. При расчете матричных элементов были использованы реалистичные трехчастичные фаддеевские волновые функции. Было найдено, что использование ОП первого порядка достаточно для основного учета эффектов взаимодействия в конечном состоянии и описания низкоэнергетических данных по упругому рассеянию пионов на ядре  $^3\text{He}$  и реакции однократной перезарядки  $^3\text{He}(\pi^-, \pi^0)^3\text{H}$ .

Мы использовали проведенное нами [9,10] обобщение формализма унитарного подхода, основанного на эволюционном по константе связи методе Киржница, для исследования упругого рассеяния пионов низких энергий на ядре  $^3\text{He}$  в первом порядке теории. Краткое изложение некоторых результатов расчетов дано в работе [9]. В настоящей работе наряду с расчетами дифференциальных сечений рассеяния приведены полученные нами результаты для величины спиновой асимметрии в рассеянии низкоэнергетических пионов на поляризованном ядре  $^3\text{He}$ .

Прецизионные экспериментальные данные по упругому  $\pi^\pm$ - $^3\text{He}$ -рассеянию в интересующей нас области энергий ( $T_\pi \leq 70 - 80$  МэВ) получены в [11,12].

Настоящая работа организована следующим образом. В разделе 2 отмечены некоторые особенности используемого унитарного подхода. В разделе 3 приведены результаты полученных расчетов и их обсуждение. Заключение помещено в разделе 4.

## 2 Унитарный подход

Исследования процессов пион-ядерного взаимодействия показали, что расчеты с использованием ОП первого порядка качественно правильно воспроизводят дифференциальные сечения рассеяния, а также энергетическое поведение полного сечения. Это означает, что свойства импульсного графика, соответствующего однократному рассеянию пиона на нуклоне ядра, правильно отражают аналитическое поведение искомой амплитуды рассеяния по угловым и энергетическим переменным.

Метод унитаризации включает в себя эффективный учет высших поправок, связанных с перерассеянием пиона на нуклонах ядра и отвечающих более сложным так называемым фоновым диаграммам. Их особенности лежат существенно дальше ближайших особенностей (по энергии и углу рассеяния) низших основных диаграмм. В результате можно ожидать, что применение метода, согласованного с требованием унитарности теории, позволит улучшить сходимость ряда рассеяния и уже в низшем порядке теории получить количественное описание экспериментальных данных.

При низких энергиях канал поглощения пионов оказывает сильное влияние на процессы упругого рассеяния пионов на ядрах и измеряемые величины дифференциальных сечений являются результатом сильной интерференции канала поглощения и чисто потенциального пион-ядерного взаимодействия. В этой связи становится важным использование теории, согласованной с принципом унитарности, что позволяет провести корректное отделение чисто потенциальных эффектов рассеяния пионов от непотенциальных, таких как истинное поглощение пионов ядрами.

В настоящей работе мы применим унитарную теорию пион-ядерного рассеяния [13], основанную на использовании эволюционного по константе связи метода Киржница. Использование данного метода позволило построить ряд многократного рассеяния, сохраняющий унитарность матрицы рассеяния на любом шаге последовательных приближений, и модель, аналогичную оптической, для проведения прямого расчета пион-ядерных фаз рассеяния. Анализ поправок второго порядка показал, что при низких энергиях итерационный ряд быстро сходится и в случае ядер  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{16}\text{O}$  достаточно учета первых двух членов построенного унитарного ряда для описания рассеяния пионов при энергиях ниже 80 – 90 МэВ.

Воспользуемся проведенным нами обобщением формализма унитарного подхода на случай взаимодействия пионов с ядрами со значениями спина и изоспина равными 1/2, подробно изложенным в [10].

### 3 Результаты и обсуждение

В этом разделе мы представим результаты расчетов упругого рассеяния пионов на ядре  ${}^3\text{He}$  в первом порядке теории.

Ядерные фазы  $\pi^3\text{He}$ -рассеяния вычисляются в рамках формализма унитарного подхода с учетом обобщения, проведенного в [10]. Расчет кулоновских поправок к ядерным фазам проводится по методу, предложенному в [14,15]. Пион-нуклонные фазы рассеяния вычисляются согласно [16], а сепарабельные формфакторы  $\pi N$ -рассеяния – согласно [17]. Экспериментальные данные взяты из работы [12].

#### \* Параметры неупругости

Прежде всего проведем анализ влияния параметра  $\Delta$ , имеющего смысл средней энергии возбуждения ядра и определяющего пороговое поведение параметров неупругости, на дифференциальные сечения упругого  $\pi^3\text{He}$ -рассеяния.

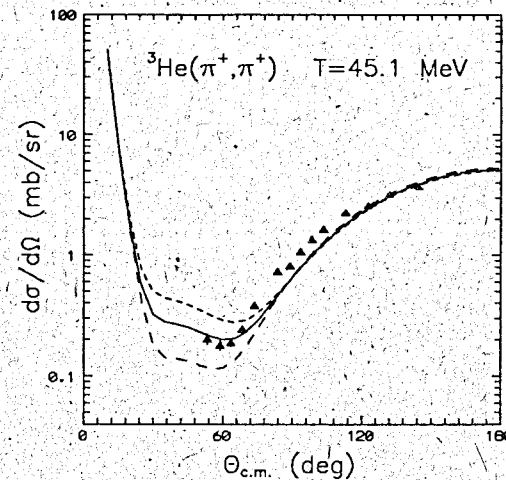


Рис. 1. Дифференциальные сечения упругого  $\pi^3\text{He}$ -рассеяния при  $T_\pi = 45.1$  МэВ. Сплошная кривая – расчет с  $\Delta = 20$  МэВ, пунктирная – с  $\Delta = 1$  МэВ, штрих-пунктирная – без канала возбуждения ядра. Экспериментальные данные взяты из работы [12]

Данный параметр является единственным свободным параметром унитарной теории и в общем случае может зависеть как от характеристик ядра, так и от энергии налетающего пиона. Известно (см., например, [18]), что в спектрах возбуждения легких ядер (ядра  $s$ - и  $p$ -оболочки) наблюдаются проявления гигантских дипольных резонансов при энергиях возбуждения ядра 20 – 30 МэВ. В работе [13] при изучении рассеяния пионов на ядрах  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{16}\text{O}$  было получено, что для всех указанных ядер наилучшее описание данных получается при выборе параметра  $\Delta \sim 20$  МэВ. Можно предположить, что это значение  $\Delta$  для средней энергии возбуждения ядра отражает доминирующую роль ядерного резонансного механизма в формировании неупругих параметров пион-ядерного рассеяния.

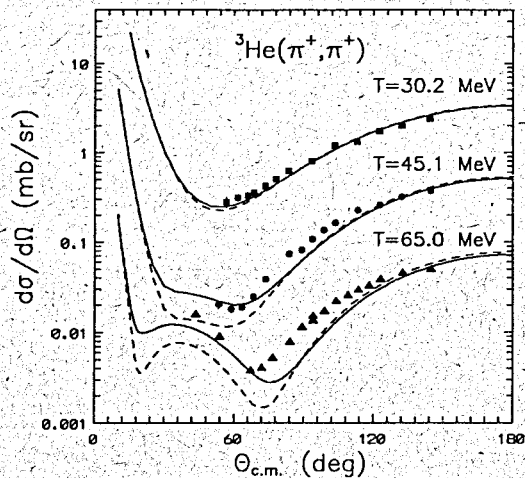


Рис. 2. Дифференциальные сечения упругого  $\pi^+{}^3\text{He}$ -рассеяния при  $T_\pi = 30.2, 45.1$  и  $65.0$  МэВ. Кривые имеют тот же смысл, что и на рис. 1. Экспериментальные данные [12] и результаты расчетов для  $T_\pi = 45.1$  МэВ должны быть умножены на фактор 10, для  $T_\pi = 65.0$  МэВ – на фактор 100

Результаты расчетов в случае рассеяния пионов на ядре  ${}^3\text{He}$  при значениях параметра  $\Delta = 1; 20$  МэВ и для  $\Delta > T_\pi$ , соответствующего отсутствию неупругого канала, приведены на рис. 1. Видно, что наилучшее описание данных достигается при значении  $\Delta \sim 20$  МэВ. В наших последующих вычислениях параметр  $\Delta$  выбран равным 20 МэВ.

На рис. 2 приведены дифференциальные сечения для  $\pi^+$ -рассеяния на ядре  ${}^3\text{He}$  при различных лабораторных энергиях пионов. Видно, что вклад от неупругих каналов, связанных с возбуждением ядра в промежуточных состояниях, пренебрежим при энергиях ниже 30 МэВ и начинает отчетливо проявляться при увеличении энергии налетающего пиона.

## \*\* Канал поглощения

В работе [13] был проведен совместный анализ пион-атомных данных и данных по упругому рассеянию пионов на ядрах  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{16}\text{O}$  в области низких энергий. Показано, что всю совокупность данных можно описать с единым набором параметров поправки на поглощение и эти параметры практически постоянны в области энергий пионов 0 – 50 МэВ. Это согласуется с предположением о доминирующей роли двухнуклонного механизма поглощения пиона, поскольку характерный импульс, соответствующий двухнуклонным корреляциям ( $P_c \equiv 400$  МэВ/с), значительно больше импульса пиона в указанной области энергии.

При низких энергиях комплексные параметры  $\bar{B}_0$  и  $\bar{C}_0$  могут быть выражены через длины и объемы  $\pi$ -ядерного рассеяния. Последние определяются из данных по ядерным сдвигам и ширинам в  $1s$ - и  $2p$ -уровнях пионных атомов (см. [13]).

В наших расчетах были использованы следующие значения параметров поглощения:

$$\bar{B}_0 = (-0.025 + i0.025)m_\pi^{-4} = (-0.1 + i0.1) \text{ фм}^4,$$

$$\bar{C}_0 = (-0.35 + i0.13)m_\pi^{-6} = (-2.8 + i1.0) \text{ фм}^6.$$

В [13] было показано, что эти параметры обеспечивают описание как пион-атомных данных, так и данных по рассеянию низкоэнергетических пионов на ядрах  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{16}\text{O}$ .

На рис. 3 показан вклад канала поглощения пиона в вычисленные дифференциальные сечения рассеяния. Результаты расчетов показывают, что роль канала поглощения пионов в упругом  $\pi^+{}^3\text{He}$ -рассеянии при низких энергиях является важной, хотя и меньшей, чем в случае  $\pi^+{}^4\text{He}$ -рассеяния [13]. Видно, что при низких энергиях канал поглощения играет определяющую роль в динамике взаимодействия пиона с ядром  ${}^3\text{He}$  и дифференциальные сечения возникают как результат сильной интерференции между каналами чисто потенциального

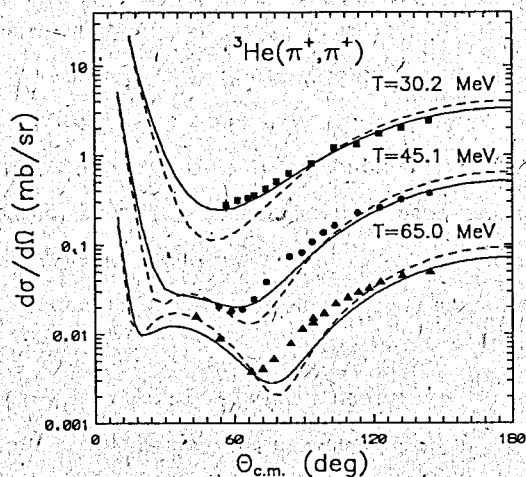


Рис. 3. Дифференциальные сечения упругого  $\pi^+{}^3\text{He}$ -рассеяния при  $T_\pi = 30.2, 45.1$  и  $65.0$  МэВ. Сплошная кривая имеет тот же смысл, что и на рис. 1, пунктирная – то же, но без учета канала поглощения

рассеяния и поглощения пионов. При энергиях пиона ниже  $50$  МэВ канал поглощения доминирует в формировании параметров неупругости.

Таким образом, в рамках унитарной теории, где явно учтены эффекты потенциального рассеяния, удастся установить количественно роль канала поглощения в динамике пион-ядерного взаимодействия при низких энергиях.

Рис. 2 и 3 демонстрируют, что унитарный подход, примененный для случая упругого  $\pi^3\text{He}$ -рассеяния, обеспечивает хорошее описание существующих экспериментальных данных вплоть до энергий пионов  $50$  МэВ уже в первом порядке теории. Из этих результатов можно ожидать, что эффекты второго порядка вносят малый вклад в упругое  $\pi^3\text{He}$ -рассеяние в области низких энергий.

### \*\*\* Спиновая асимметрия

Дифференциальное сечение рассеяния на неполяризованных ядрах имеет следующий вид:

$$d\sigma = |f(\theta)|^2 + |g(\theta)|^2,$$

где  $f(\theta)$  и  $g(\theta)$  – спин-независящая и спин-зависящая части амплитуды рассеяния соответственно. Сечения пион-ядерного рассеяния чувствительны главным образом к спин-независящей части амплитуды; и анализ процессов рассеяния пионов на легких ядрах показывает, что можно добиться хорошего описания данных по измерению дифференциальных сечений, но не величины спиновой асимметрии [2]. Это означает, что изучение спиновых эффектов при рассеянии пионов на поляризованных ядрах может явиться более чувствительным тестом для различных теоретических моделей.

Выражение для величины спиновой асимметрии имеет следующий вид:

$$A_y(\theta) = \frac{d\sigma(\uparrow) - d\sigma(\downarrow)}{d\sigma(\uparrow) + d\sigma(\downarrow)} = \frac{2\text{Im}[f(\theta)g(\theta)]}{d\sigma},$$

где  $d\sigma(\uparrow)$ ,  $d\sigma(\downarrow)$  – сечения рассеяния на поляризованных ядрах.

На рис. 4 показаны результаты расчетов величины спиновой асимметрии  $A_y(\theta)$  в упругом  $\pi^3\text{He}$ -рассеянии при  $T_\pi = 50$  МэВ. Расчеты указывают на большое проявление спиновых эффектов в области углов рассеяния, где сечения имеют минимум. Качественно такой же результат был получен в [7]. Представляется интересным провести сравнение результатов этих расчетов с экспериментальными данными, которые в настоящее время отсутствуют.

## 4 Заключение.

Настоящая работа посвящена описанию упругого рассеяния пионов низких энергий на ядре  ${}^3\text{He}$  в унитарном подходе, основанном на эволюционном по константе связи методе Киржница. В первом порядке теории рассчитаны дифференциальные сечения упругого рассеяния и величина спиновой асимметрии.

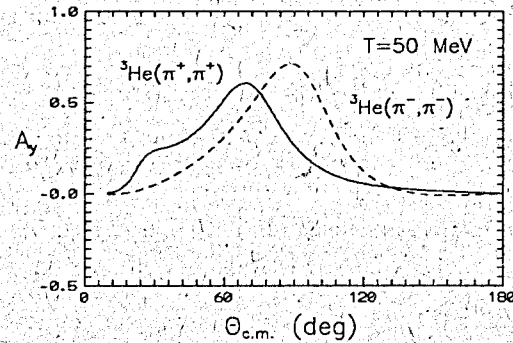


Рис. 4. Величина спиновой асимметрии в упругом  $\pi^3\text{He}$ -рассеянии при  $T_\pi = 50$  МэВ. Сплошная кривая соответствует  $\pi^+$ -рассеянию, пунктирная —  $\pi^-$ -рассеянию

Показано, что уже в низшем порядке теории удастся получить достаточно хорошее описание имеющихся экспериментальных данных. Тем не менее представляется интересным изучить эффекты второго порядка более детально. Это может оказаться особенно важным при изучении эффектов спиновой асимметрии.

## Литература

- [1] Мах Р., Сапожников М.Г., Фаломкин И.В., ЭЧАЯ 17 (1986) 1231.
- [2] Boschitz E., In: *Proc. Int. Conf. on Mesons and Nuclei at Intermediate Energies*, Dubna, 1994, World Scientific, 1995, p. 282.
- [3] Landau R.H., *Ann. Phys.* **92** (1975) 205.
- [4] Mach R., *Nucl. Phys. A* **258** (1976) 513.
- [5] Wakamatsu M., *Nucl. Phys. A* **340** (1980) 289.
- [6] Landau R.H., *Comp. Phys. Comm.* **28** (1982) 109.
- [7] van Geffen F.M.M., Bakker B.L.G., Boersma H.J., and van Wageningen R., *Nucl. Phys. A* **468** (1987) 683.
- [8] Kamalov S.S., Tiator L., and Bennhold C. *Few-Body Systems* **10** (1991) 143.
- [9] Ханхасаев М.Х., Курманов Ж.Б., ЯФ **56** (1993) 2110.
- [10] Ханхасаев М.Х., Курманов Ж.Б., Препринт ОИЯИ Р4-96-88, Дубна, 1996.
- [11] Källne J. et al., *Phys. Lett. B* **103** (1981) 13.
- [12] Fournier G. et al., *Nucl. Phys. A* **426** (1984) 542.
- [13] Khankhasayev M.Kh., *Nucl. Phys. A* **505** (1989) 717.
- [14] Fröhlich J. et al., *J. Phys. G* **6** (1980) 841; *Nucl. Phys. A* **435** (1985) 738.
- [15] Fröhlich J. et al., *Z. Phys. A* **302** (1981) 89; Dumbrajs O. et al., *Phys. Rev. C* **29** (1984) 581.
- [16] Rowé G., Salomon M., and Landau R., *Phys. Rev. C* **18** (1978) 584.
- [17] Пересыпкин В.В., Петров Н.М., Укр. физ. журнал **23** (1978) 117.
- [18] Гончарова Н.Г., Киссенер Х.Р., Эрамжян Р.А., ЭЧАЯ **16** (1985) 773

Рукопись поступила в издательский отдел  
1 апреля 1996 года.