

ПОЛУЧЕНИЕ СИНГЛЕТНОЙ ДЛИНЫ nn-РАССЕЯНИЯ ИЗ ДАННЫХ О ВЫХОДЕ РЕАКЦИИ $n + d \rightarrow p + n + n$ ПУТЕМ РЕШЕНИЯ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ

С. В. Зуев, Е. С. Конобеевский, М. В. Мордовской

Институт ядерных исследований РАН (ИЯИ), Москва, Россия

Рассмотрена возможность получения синглетной длины рассеяния a_{nn} по результатам кинематически полного эксперимента по исследованию реакции $n+d \rightarrow p+n+n$. Предлагается восстанавливать из экспериментальных данных, путем решения обратной задачи, зависимость сечения $n + d \rightarrow p + n + n$ реакции от относительной энергии двух нейтронов в кинематической области, отвечающей малой энергии их относительного движения, где наиболее сильно проявляется нейтрон-нейтронное взаимодействие в конечном состоянии. Рассмотрены экспериментальные и вычислительные факторы, влияющие на точность получения a_{nn} .

1. Введение

Точное определение синглетной длины нейтрон-нейтронного рассеяния из экспериментальных данных остается актуальной задачей несмотря на большое число работ, выполненных в этом направлении (см., например, [1, 2]). Помимо трудностей экспериментального исследования реакций с тремя частицами в конечном состоянии, имеются также трудности в извлечении результатов из экспериментальных данных, неоднозначность самих результатов, а также неопределенности теоретических моделей, используемых при анализе данных.

Тем не менее, фундаментальный характер проблемы нарушения зарядовой симметрии ядерных сил и развитие новых теоретических подходов [3] стимулируют продолжение подобных исследований.

В настоящее время единственной реальной возможностью для определения длины nn-рассеяния является изучение в трехчастичных реакциях взаимодействия двух нейтронов в конечном состоянии при их малой относительной энергии [4 - 7].

Далее будет проведено сравнение результатов определения a_{nn} , изложены результаты компьютерного моделирования и извлечения a_{nn} в рамках планируемого эксперимента по исследованию реакции $n + d \rightarrow p + n + n$ на нейтронном пучке Московской мезонной фабрики ИЯИ.

2. Сравнение результатов определения a_{nn} из экспериментальных данных

Для определения нейтрон-нейтронной синглетной длины рассеяния по данным о взаимодействии в конечном состоянии (ВКС) изучают реакции, приводящие к образованию двух нейтронов в конечном состоянии. Это, чаще всего, реакции развала дейтрона $n + d \rightarrow p + n + n$ или захвата пиона $\pi + d \rightarrow \gamma + n + n$. В последние годы выполнены работы [4, 5], в которых кинематически полный эксперимент с одновременным определением a_{nn} и a_{np} сочетается с достаточно строгим теоретическим анализом реакции. Установлено, что в кинематически полных экспериментах форма кривой ВКС в области максимума не чувствительна к деталям NN-взаимодействия, а определяется исключительно величиной a_{nn} , как в приближении Мигдала - Ватсона.

В работе [4] нейтрон-нейтронное ВКС исследовалось при энергии падающих нейтронов $E_n = 25,3$ и $16,6$ МэВ путем детектирования в совпадении одного из нейтронов и протона отдачи в реакции $n + d \rightarrow p + n + n$. Сечение реакции трехнуклонного nd развала рассчитывалось, используя зарядово-независимое уравнение Фаддеева с учетом нуклон-нуклонного взаимодействия во входном канале с поправками, приводящими к различию в значениях pp- и пр-длин рассеяния, и анализом вклада трехчастичных сил. Далее рассчитанные значения сечения для разных величин a_{nn} и a_{np} были использованы при моделировании измеренных спектров методом Монте-Карло с учетом геометрии эксперимента и экспериментальных неопределенностей. Значения a_{nn} извлекались из сравнения с экспериментом в области ВКС пика, используя область квазиупругого пр рассеяния для нормировки. Было получено значение $a_{nn} = (-16,2 \pm 0,3)$ фм одновременно с $a_{np} = (-23,9 \pm 1,0)$ фм.

В то же время эксперимент [5] при $E_n = 13,6$ МэВ, выполненный в другой геометрии, дал значение $a_{nn} = (-18,7 \pm 0,6)$ фм при $a_{np} = (-23,5 \pm 0,8)$ фм. Сечение реакции трехнуклонного nd развала также рассчитывалось, используя трехнуклонное уравнение Фаддеева с учетом нуклон-нуклонного взаимодействия во входном канале с поправками, приводящими к различию в значениях pp- и пр-длин рассеяния, и с учетом нарушения зарядовой симметрии и вклада трехчастичных сил. Рассчитанные значения сечения для разных величин a_{nn} и a_{np} также были использованы при моделировании измерен-

ных спектров методом Монте-Карло с учетом геометрии эксперимента и энергетического разрешения. Значения a_{nn} также извлекались из сравнения с экспериментом в области ВКС пика.

При исследовании реакции $\pi^+ + d \rightarrow \gamma + n + n$ [6] был получен близкий к этому результат: среднее значение $a_{nn} = (-18,5 \pm 0,5)$ фм. Данная реакция имеет то преимущество, что выходной канал содержит только две сильно взаимодействующие частицы. Теоретические расчеты реакции использовались для описания всего время-пролетного спектра и извлечения a_{nn} из сравнения с экспериментом. В других работах в сравнении участвовала только ВКС область спектров.

Таким образом, видно, что длина рассеяния a_{nn} извлекается из анализа непосредственно самих спектров. При этом значение, полученное в [4] существенно отличается от значений, полученных в [5, 6] (почти на четыре стандартных ошибки), что может указывать на другую интерпретацию эффекта нарушения зарядовой симметрии. Для того, чтобы устранить неопределенность в величине нейтрон-нейтронной длины рассеяния, необходимы новые независимые эксперименты.

3. Извлечение a_{nn} из экспериментальных данных

Для определения a_{nn} из данных о выходе реакции $n + d \rightarrow p + n + n$ предлагается регистрировать в совпадении два нейтрона, вылетающие в узком конусе углов относительно направления движения их центра масс, измерять энергию каждого нейтрона E_1 и E_2 и угол θ между ними. В этой постановке эксперимента нейтрон-нейтронное ВКС проявляется в виде зависимости выхода реакции nd развала от величины энергии относительного движения двух нейтронов

$$\varepsilon = \frac{1}{2}(E_1 + E_2 - 2\sqrt{E_1 E_2} \cos \theta). \quad (1)$$

Для описания этой зависимости, форма которой чувствительна к величине a_{nn} , использовалась формула Мигдала - Ватсона (МВ) [7, 8] в упрощенном виде

$$F_{MB} \sim \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\varepsilon + \varepsilon_0}, \quad (2)$$

где $\varepsilon_0 = \frac{\hbar^2}{m_N a_{nn}^2} \approx \frac{41,5}{a_{nn}^2}$ (a_{nn} в фм, ε_0 в МэВ).

Использование формулы МВ в значительной степени оправдано тем, что в планируемом эксперименте выполнены формальные условия ее применимости: относительная энергия протона и центра масс pn -пары велика по сравнению с относительной энергией нейтронов [7], а переданный импульс достаточно велик, чтобы обеспечить малую величину эффективного радиуса области реакции [8]. Кроме того, применимость формулы МВ была продемонстрирована на конкретном примере в работе [2].

Для планирования эксперимента очень важно также выяснить вопрос о форме пика ВКС в реальных условиях (т.е. с учетом конечности и эффективности детекторов, энергетического разрешения). С этой целью было проведено компьютерное моделирование реакции nd -развала.

Трехчастичная кинематика реакции $n + d \rightarrow p + n + n$ моделировалась в два этапа: $n + d \rightarrow p + (nn)$ и $(nn) \rightarrow n_1 + n_2$. При этом разыгрывалась энергия налетающего нейтрона и углы вылета частиц в системе центра масс. Зависимость выхода реакции от ε закладывалась количеством разыгрываемых событий с разными ε согласно кривым, рассчитываемым по формуле МВ (2). Затем закладывалась экспериментальная схема: расположение и количество детекторов и их энергетическое и угловое разрешение.

С учетом разрешения детектора, и при условии попадания частицы (протона или нейтрона) в детектор, определялась ее энергия (импульс) по времени пролета частицы от мишени до детектора. Угол вылета определялся с учетом углового разрешения по номеру детектора, в который попадает частица. Затем, при условии, что два нейтрона от одного события попали в два нейтронных детектора, а протон попал в протонный детектор, вычислялась относительная энергия двух нейтронов ε , и строилось распределение числа событий от величины ε .

Полученное в результате моделирования распределение (рис. 1) отличается от входного (истинного) распределения МВ вследствие конечного размера детектирующей системы, исключающего определенное количество истинных событий из процесса детектирования, а также вследствие конечного энергетического и углового разрешения детекторов, приводящего к ошибке в определении величины ε .

При этом истинное (входное) распределение $Y_{in}(\varepsilon)$, оказывается связанным с измеренным распределением $Y_{out}(\varepsilon)$ соотношением свертки

$$Y_{out}(\varepsilon) = \int_0^{\infty} \varphi(\varepsilon, \varepsilon') Y_{in}(\varepsilon') d\varepsilon', \quad (3)$$

где φ – аппаратная функция и $\varphi(\varepsilon, \varepsilon')$ – есть плотность вероятности вместо истинной величины ε' получить на выходе установки величину ε .

Чтобы решить проблему восстановления исходного распределения, необходимо решение обратной задачи с применением аппаратных функций φ , учитывающих экспериментальные условия для различных значений ε . Для проверки этой возможности были рассчитаны φ для узких входных распределений в виде ступеньки со средним значением $\varepsilon = 10, 20, 30 \dots 300$ кэВ и шириной ± 5 кэВ. Примеры φ для годоскопа нейтронных детекторов перекрывающего азимутальный угол $\Delta\theta = 12^\circ$ с время-пролетной базой 10 и 20 м и временным разрешением детекторов $\sim 0,5$ нс показаны на рис. 2.

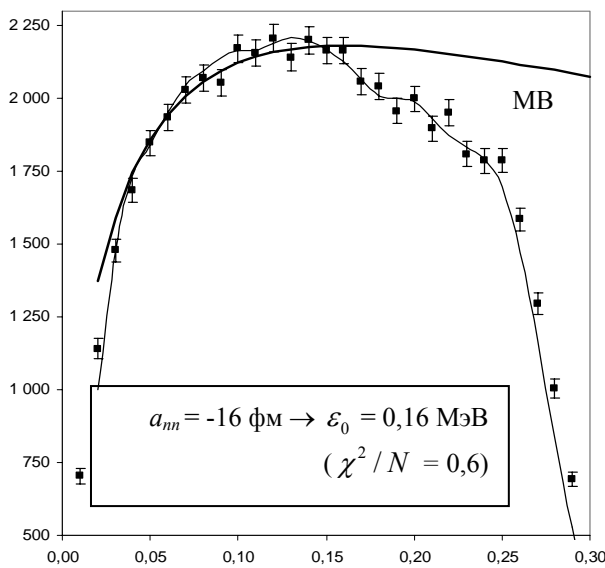


Рис. 1. Примеры входного распределения МВ, выходного распределения, полученного в результате моделирования («экспериментальные» точки, ошибки – статистические) и распределения (тонкая линия), восстанавливающего исходную функцию МВ с параметрами $a_{mn} = -16$ фм, $\varepsilon_0 = 0,16$ МэВ ($\chi^2 / N = 0,6$).

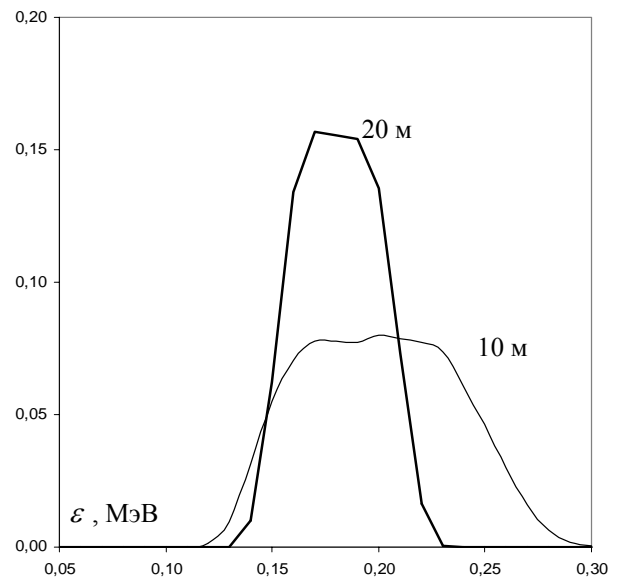


Рис. 2. Примеры аппаратных функций φ для годоскопа нейтронных детекторов, перекрывающего азимутальный угол $\Delta\theta = 12^\circ$, с время-пролетной базой 10 и 20 м и временным разрешением детекторов $\sim 0,5$ нс.

Представляя искомую функцию $Y_{in}(\varepsilon)$ как суперпозицию монохромных $\delta(\varepsilon_i)$ - функций в точках ε_i с амплитудой K_i , параметризованной в виде кривой МВ (2), можно представить измеренное значение распределения $Y_{out}(\varepsilon)$ в виде суперпозиций аппаратных функций

$$Y_{out}(\varepsilon_j) = \sum_{i=1}^N K_i \varphi_i(\varepsilon_j), \quad (4)$$

где N – число экспериментальных точек. Система уравнений (4) решалась методом подгонки, используя значения погрешностей измеряемых величин и χ^2 – критерий Пирсона, а в качестве параметров подгонки – параметры A и ε_0 при

$$K_i = \frac{A\sqrt{\varepsilon_i}}{\varepsilon_i + \varepsilon_0}. \quad (5)$$

В качестве «экспериментальных» данных использовались распределения $Y_{out}(\varepsilon)$, полученные в результате моделирования для экспериментальной схемы с время-пролетной базой 10 и 20 м и временным разрешением детекторов $\sim 0,5$ нс. На рис. 1 тонкой линией показано, подогнанное к «экспериментальным» точкам распределение $Y_{out}(\varepsilon)$ и восстановленная в результате решения системы уравнений (4) исходная функция МВ $Y_{in}(\varepsilon)$ с параметрами $a_{nn} = -16$ фм, $\varepsilon_0 = 0,16$ МэВ при $\chi^2 / N = 0,6$.

4. Анализ результатов

Для оценки качества восстановления исходных функций МВ, точности определения a_{nn} и оценки возможности различить по экспериментальным данным значения $a_{nn} \sim -16$ и -19 фм были проведено моделирование выходных распределений с использованием аппаратных функций φ для годоскопа нейтронных детекторов перекрывающего азимутальный угол $\Delta\Theta = 12^\circ$, с время-пролетной базой 20 м и временным разрешением детекторов $\sim 0,5$ нс для исходных функций МВ (2) с параметрами $a_{nn} = -16,11$ фм, $\varepsilon_0 = 0,16$ МэВ и $a_{nn} = -18,6$ фм, $\varepsilon_0 = 0,12$ МэВ. Полученные результаты представлены на рис. 3 и 4.

Выходное распределение, подогнанное к «экспериментальным» данным, соответствующим исходной функции МВ с параметрами $a_{nn} = -18,6$ фм, $\varepsilon_0 = 0,12$ МэВ, дает значение $a_{nn} = (-19,16 \pm 0,34)$ фм, $\varepsilon_0 = (0,113 \pm 0,004)$ МэВ с $\chi^2 / N = 1,9$. Из рис. 3 видно, что выходное распределение, соответствующее исходной функции МВ с параметрами $a_{nn} = -16,11$ фм, $\varepsilon_0 = 0,16$ МэВ дает худшее описание этих «экспериментальных» данных с $\chi^2 / N = 8,2$.

Выходное распределение, подогнанное к «экспериментальным» данным, соответствующим исходной функции МВ с параметрами $a_{nn} = -16,11$ фм, $\varepsilon_0 = 0,16$ МэВ, дает значение $a_{nn} = (-16,11 \pm 0,30)$ фм, $\varepsilon_0 = (0,160 \pm 0,006)$ МэВ с $\chi^2 / N = 1,5$. Из рис. 4 видно, что выходное распределение, соответствующее исходной функции МВ с параметрами $a_{nn} = -18,6$ фм, $\varepsilon_0 = 0,12$ МэВ дает худшее описание этих «экспериментальных» данных с $\chi^2 / N = 4,4$.

Для оценки погрешности в определении a_{nn} , использовался способ оценки погрешностей, когда оцениваемый параметр меняют в окрестностях минимума и фиксируют, а по остальным параметрам ищут минимум. При этом используют профиль функции χ^2 (рис. 5), считая, что увеличение χ^2 по отношению к χ^2_{min} на 1 соответствует отклонению параметра на одну стандартную ошибку.

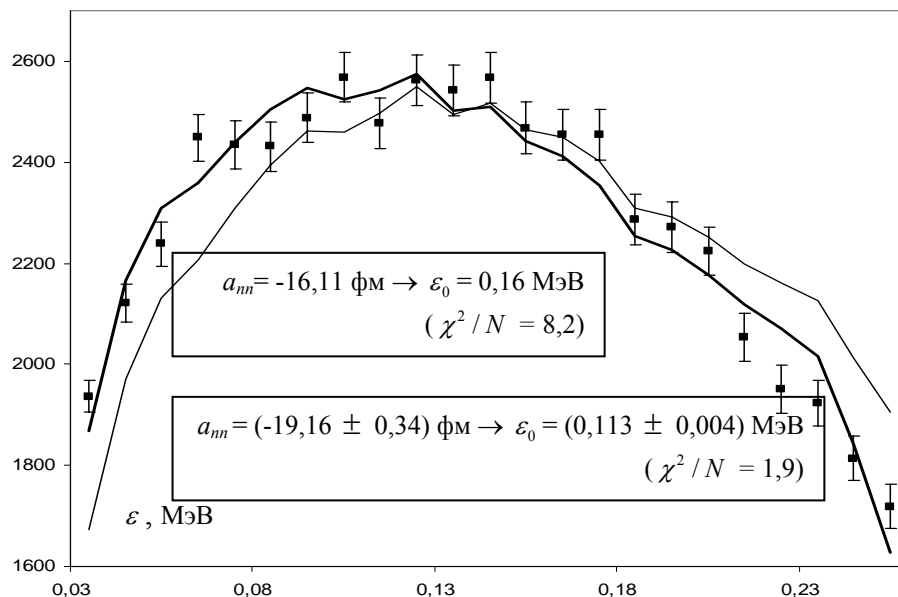


Рис. 3. Выходное распределение для годоскопа нейтронных детекторов, перекрывающего азимутальный угол $\Delta\Theta = 12^\circ$, с время-пролетной базой 20 м и временным разрешением детекторов $\sim 0,5$ нс, восстанавливающее исходную функцию МВ с параметрами $a_{nn} = -18,6$ фм, $\varepsilon_0 = 0,12$ МэВ. Тонкой линией показано выходное распределение, соответствующее исходной функции МВ с параметрами $a_{nn} = -16,11$ фм, $\varepsilon_0 = 0,16$ МэВ.

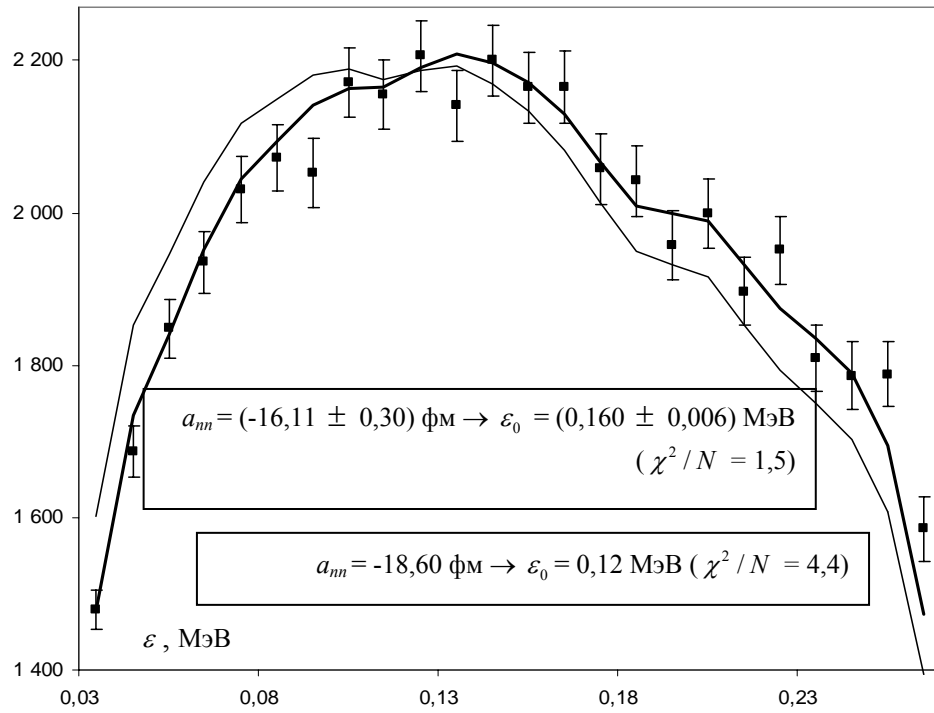


Рис. 4. Выходное распределение для годоскопа нейтронных детекторов, перекрывающего азимутальный угол $\Delta\Theta = 12^\circ$, с время-пролетной базой 20 м и временным разрешением детекторов $\sim 0,5$ нс, восстанавливающее исходную функцию МВ с параметрами $a_{nn} = -16,11 \pm 0,30$ фМ, $\varepsilon_0 = 0,16$ МэВ. Тонкой линией показано выходное распределение, соответствующее исходной функции МВ с параметрами $a_{nn} = -18,6$ фМ, $\varepsilon_0 = 0,12$ МэВ.

Использование при моделировании аппаратных функций φ «хорошей» и «плохой» статистики может позволить уменьшить погрешность в определении ε_0 и a_{nn} .

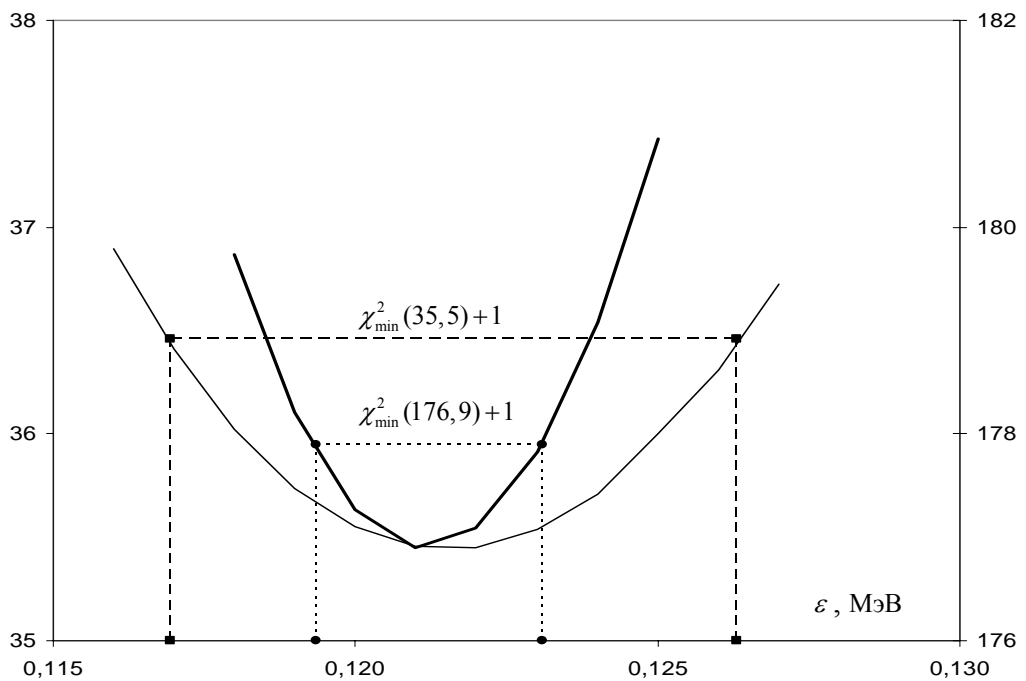


Рис. 5. Зависимость профиля функции χ^2 от фиксированных значений ε_0 для аппаратных функций φ для случаев «хорошей» и «плохой» (тонкая линия) статистики, используемой при моделировании функций φ .

5. Заключение

Результаты компьютерного моделирования указывают на возможность восстановления из экспериментальных данных, путем решения обратной задачи, зависимости сечения $n + d \rightarrow p + n + n$ реакции от относительной энергии двух нейтронов в кинематической области, отвечающей малой энергии их относительного движения, где наиболее сильно проявляется нейтрон-нейтронное взаимодействие в конечном состоянии. Полученные результаты показывают возможность извлечения значений синглетной длины рассеяния a_{nn} с точностью, которая может позволить устранить существующую неоднозначность в определении величины a_{nn} .

Работа поддержана РФФИ, грант № 06-02-17462а.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Miller G.A., Nefkens B.M.K., Šlaus I. Charge symmetry, quarks and mesons // Phys. Rep. – 1990. – Vol. 194. – P. 1-116.
2. Glöckle W., Witala H., Hüber D., et al. The three-nucleon continuum: achievements, challenges and applications // Phys. Rep. – 1996. – Vol. 274. – P. 107-285.
3. Entem D.R., Fernandez F., Valcarol A. Charge dependence and charge a symmetry of nuclear forces in chiral quark cluster models // Phys. Lett. – 1999. – Vol. B463. – P.153-158.
4. Huhn V., Wätzold L., Weber Ch., et al. New investigation of the neutron-neutron and neutron-proton final state interaction in the n-d breakup reaction // Phys. Rev. – 2000. – Vol. C63. – P.014003 (1-12).
5. Gonzales Trotter D.E., Salinas F., Chen Q., et al. New measurement of the 1S_0 neutron-neutron scattering length using the neutron-proton scattering length as a standard // Phys. Rev. – 1999. – Vol. C83. – P.3788-3791.
6. Howell C. R., Chen Q., Carman T.S., et al. Toward a resolution of the neutron-neutron scattering length issue // Phys. Lett. – 1998. – Vol. B444. – P.252-259.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. – Москва: Физматгиз, 1963.
8. Гольдбергер М., Ватсон К. Теория столкновений. – Москва: Мир, 1967.

DETERMINATION OF VALUE OF SINGLET nn -SCATTERING LENGTH BY SOLUTION OF INVERSE PROBLEM FOR DATA ON $n + d \rightarrow p + n + n$ REACTION YIELD

S. V. Zuev, E. S. Konobeevski, M. V. Mordovskoy

It is proposed to determine the singlet nn -scattering length by a measurement of dependence of the cross-section of $n + d \rightarrow p + n + n$ reaction on the relative energy of two neutrons in FSI geometry. We propose to reconstruct the initial form of this dependence by solving the inverse problem for experimental data. The experimental and computational factors affecting the accuracy of this reconstruction are considered.

ОДЕРЖАННЯ СИНГЛЕТНОЇ ДОВЖИНИ nn -РОЗСІЯННЯ З ДАНИХ ПРО ВИХІД РЕАКЦІЇ $n + d \rightarrow p + n + n$ ШЛЯХОМ РОЗВ'ЯЗКУ ЗВОРОТНОЇ ЗАДАЧІ

С. В. Зуєв, Є. С. Конобєєвський, М. В. Мордовської

Розглянуто можливість одержання синглетної довжини розсіяння a_{nn} за результатами кінематично повного експерименту по дослідженню реакції $n + d \rightarrow p + n + n$. Пропонується відновлювати з експериментальних даних, шляхом розв'язку зворотної задачі, залежність перерізу $n + d \rightarrow p + n + n$ реакції від відносної енергії двох нейтронів у кінематичній області, що відповідає малій енергії їх відносного руху, де найбільш сильно проявляється нейтрон-нейтронна взаємодія в кінцевому стані. Розглянуто експериментальні й обчислювальні фактори, що впливають на точність одержання a_{nn} .