

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА И АСТРОФИЗИКА

УДК 539.101

РАСЧЕТ СЕЧЕНИЯ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНА НА ТРИТИИ И ФАЗ ПРИ МАЛЫХ ЭНЕРГИЯХ

Н.Ю. Сдобняков

Тверской государственной университет
кафедра теоретической физики

На основе коллективного адиабатического подхода численно точно определены сечения и фазы упругого рассеяния нейтрона на тритии при малых энергиях. Установлено, что сечения этого процесса в низкоэнергетической области формируется за счет S и P - волн, роль более высоких парциальных волн D, F, G крайне мала, и они практически не участвуют в формировании интегрального сечения рассматриваемого процесса рассеяния. Показано, что расчетные значения фаз рассеяния данного процесса с использованием различных ядерных потенциалов хорошо согласуются с экспериментальными данными

Постановка задачи. Экспериментальное наблюдение процесса столкновения происходит, как правило, в лабораторной системе отсчета, где один из фрагментов входного канала $a = a_1 + a_2$, например, a_2 , покоится, представляя мишень для пучка частиц a_1 . Теоретическое же описание всегда проводится в системе центра масс, как это видно на примере основных уравнений коллективного адиабатического подхода [1].

В интегральное сечение низкоэнергетического рассеяния вносят вклад каналы, в которых присутствует S – волна, т.е. каналы с квантовыми числами $J^\pi T = 0^+1; 1^+1$:

$$\sigma = \sigma_1 + \sigma_3, \quad (1)$$

где σ_{2J+1} имеет вид ($S_{ij}^{(j)}$ – элементы S -матрицы)

$$\sigma_1 = \frac{\pi}{4k_a^2} \left| S_{00,00}^{(0)} - 1 \right|^2, \quad (J^\pi T = 0^+1) \quad (2)$$

$$\sigma_3 = \frac{\pi}{4k_a^2} \left\{ \left| (S_{01,01}^{(1)} - 1) - \sqrt{2} S_{01,21}^{(1)} \right|^2 + 2 \left| (S_{01,01}^{(1)} - 1) - \sqrt{\frac{3}{2}} S_{01,21}^{(1)} \right|^2 \right\}, \quad (3)$$

$(J^\pi T = 1^+1)$

Элемент $S_{01,21}^{(1)}$ пренебрежимо мал по сравнению с $S_{01,11}^{(1)}$ (хотя влияние каналов с $l=0$ и $l=2$ через тензорные силы может быть существенным, но в сечении остаётся лишь элемент $S_{01,11}^{(1)}$ при условии, что волновой вектор, фигурирующий в парциальных сечениях $k_a \rightarrow 0$). Поэтому перепишем (3) в виде:

$$\sigma_3 \underset{k_a \rightarrow 0}{\cong} \frac{3\pi}{4k_a^2} |S_{01,01}^{(1)} - 1|^2 \quad (4)$$

Длины рассеяния a_{2J+1} вводятся соотношением:

$$\sigma_{2J+1} = 4\pi \frac{2J+1}{4} a_{2J+1}^2, \quad J=0;1, \quad (5)$$

отсюда, преобразуя, получим:

$$a_1 = \frac{1}{2k_a} |S_{00,00}^{(0)} - 1|, \quad a_3 = \frac{1}{2k_a} |S_{01,01}^{(1)} - 1| \quad (6)$$

Если пренебречь всеми демократическими каналами, а в нашем случае $J=1$ ещё и тензорными силами, то придем к одному гиперрадиальному уравнению вида:

$$\left\{ -\frac{d^2}{d\rho^2} + (I(\rho) - E_T) + W_{ad}(\rho) - q_a^2 \right\} R^{(J)}(\rho) = 0, \quad (7)$$

где $I(\rho)$ – кластерный коллективный потенциал и $W_{ad}(\rho)$ – адиабатическая добавка зависят от $J=0,1$, q_a – волновой вектор гиперрадиальной системы.

Единственный элемент K -матрицы, описывающий упругое рассеяние нейтрона на тритии, извлекается из асимптотики решения уравнения (7), представленной в виде:

$$R(\rho) \underset{\rho \rightarrow \infty}{\approx} B(\sin q_a \rho + K^{(J)} \cos q_a \rho) \quad (8)$$

Затем $K^{(J)}$ ($J=0,1$) пересчитывается в элемент S -матрицы $S^{(J)}$ по формуле:

$$S^{(J)} = \frac{1 + iK^{(J)}}{1 - iK^{(J)}} \quad (9)$$

При $q_a \rightarrow 0$ имеем

$$R^{(J)}(\rho) \underset{\substack{q_a \rightarrow 0 \\ \rho \rightarrow \infty}}{\approx} C(\rho - a^{(J)}), \quad K^{(J)} \underset{q_a \rightarrow 0}{\approx} -q_a a^{(J)}, \quad S^{(J)} \underset{q_a \rightarrow 0}{\approx} 1 - 2iq_a a^{(J)} \quad (10)$$

Соответственно для длин рассеяния можно записать

$$a_{2J+1} = \sqrt{4/3} a^{(J)} \quad (11)$$

Значения чисел $a^{(j)}$, отвечающих синглетной и триплетной длинам рассеяния определяются графически по рис. 1 и 2.

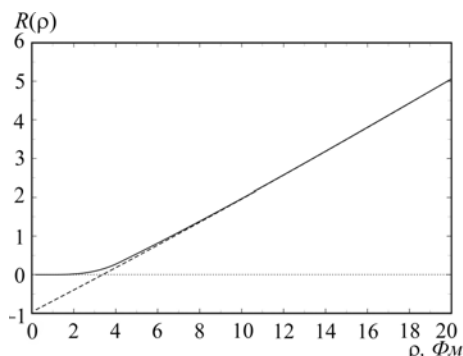


Рис. 1. Решение гиперрадиального уравнения $R(\rho)$ для $j = 0$ при больших ρ к $R(\rho)$ проведена касательная, отсекающая на оси ρ синглетную длину рассеяния канала $n + T$.

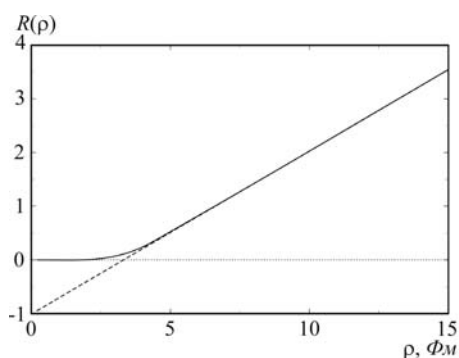


Рис. 2. Решение гиперрадиального уравнения $R(\rho)$ для $j = 1$ при больших ρ к $R(\rho)$ проведена касательная, отсекающая на оси ρ триплетную длину рассеяния канала $n + T$.

Неполяризованное дифференциальное сечение определяется выражением:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_k} = \frac{3}{4}|f_1|^2 + \frac{1}{4}|f_0|^2, \quad (12)$$

где амплитуды рассеяния имеют вид

$$f_j = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(S_{ij} - 1)P_l(\cos\Theta) \quad (13)$$

Для фаз рассеяния существует простое выражение [2, 3]:

$$\sigma_l = \frac{4\pi}{q_a^2} (2l+1) \sin^2 \delta_l, \quad (14)$$

где δ_l - искомые фазы рассеяния некоторого процесса.

Результаты и обсуждение. Для извлечения наблюдаемых на эксперименте величин – сечения и фаз процесса $n + T \rightarrow n' + T'$ было

построено гиперрадиальное уравнение (7) и из асимптотики его численного решения извлечен элемент матрицы (9-10). Расчеты различных конфигурационных интегралов проведены методом Монте – Карло с использованием генератора случайных блужданий на гиперсфере в кластерных переменных. Его применение позволило на порядок понизить необходимое число бросаний и, как следствие этого, улучшить численную сходимость рассчитываемых перекрытий. Как оказалось, достаточно относительного небольшого количества блужданий ($N = 10^5$), чтобы добиться необходимой точности вычислений ($\varepsilon \sim 0,07\%$). Поскольку реалистический нуклон-нуклонный потенциал имеет сложный характер, и в настоящее время не существует единой теории NN взаимодействия, то в настоящей работе для вычислений применялись центральные части следующих потенциалов: GPT [4], TCP [5], $SSCb$ [6], EH [7], $SSCc$ [6], RSC [8].

Остановимся теперь более подробно на полученных сечениях. Парциальный анализ реакции $n + T \rightarrow n' + T'$ показывает, что сечения этого процесса в низкоэнергетической области формируется за счет S и P -волн. Роль более высоких парциальных волн D, F, G крайне мала, и они практически не участвуют в формировании интегрального сечения рассматриваемого процесса рассеяния (см. рис. 3 и 4). На рис. 5 представлено интегральное сечения данного процесса, расчет произведен для различных потенциалов. Расчет для дифференциальных сечений показал хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных, но стоит заметить, что антисимметрия экспериментального сечения относительно угла рассеяния $\Theta = 90^\circ$, вероятно, говорит о влиянии тензорных сил в реакции $n + T \rightarrow n' + T'$ (см. рис. 7 и 8). В целом расчетные сечения для различных потенциалов практически совпадают, за исключением потенциала RSC , что, по-видимому, связано со структурой этого потенциала, имеющего достаточно сильное отталкивание на малых относительных расстояниях.

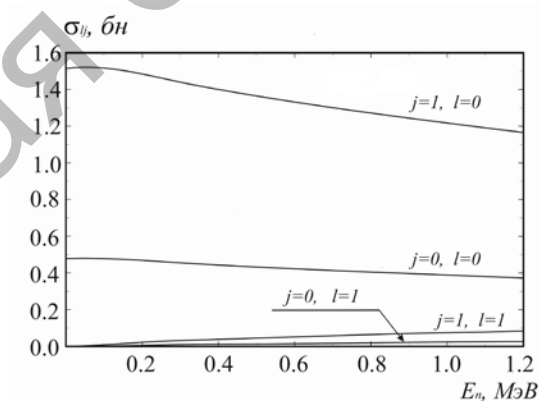
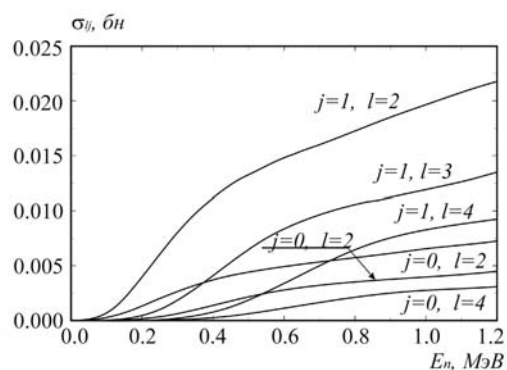
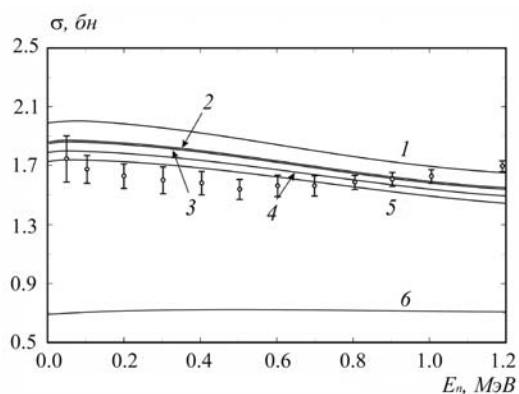


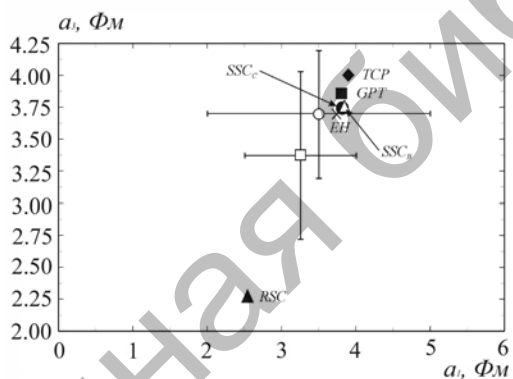
Рис. 3. Парциальный анализ интегрального сечения процесса $n + T \rightarrow n' + T'$. Кривые S, P при $j = 0, 1$ – вклады в сечение соответствующих парциальных волн.



Р и с . 4. Парциальный анализ интегрального сечения процесса $n + T \rightarrow n' + T'$. Кривые D, F, G при $j = 0, 1$ – вклады в сечение соответствующих парциальных волн.



Р и с . 5. Интегральное сечение реакции $n + T \rightarrow n' + T'$ для различных потенциалов. Номера кривых соответствуют расчету с различными потенциалами 1 - TCP , 2 - $SSCb$, 3 - $SSCc$, 4 - GPT , 5 - EH , 6 - RSC . Экспериментальные данные взяты из работы [9].



Р и с . 6. Диаграмма синглетной и триплетной длин рассеяния для различных потенциалов. Экспериментальные данные \square - работа [12], \circ - работа [9].

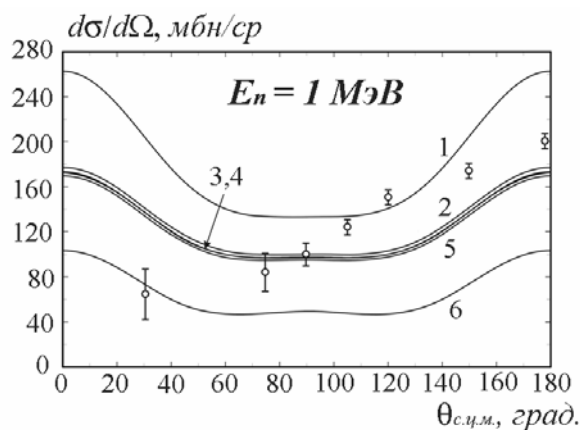


Рис. 7. Дифференциальное сечение реакции $n + T \rightarrow n' + T'$ как функция угла Θ вектора \vec{k} при энергии налетающих нейтронов $E_n = 1$ МэВ. Номера кривых соответствуют следующим потенциалам 1 – TCP , 2 – GPT , 3 – $SSCb$, 4 – $SSCc$, 5 – EH , 6 – RSC . Экспериментальные данные взяты из работ [10, 11].

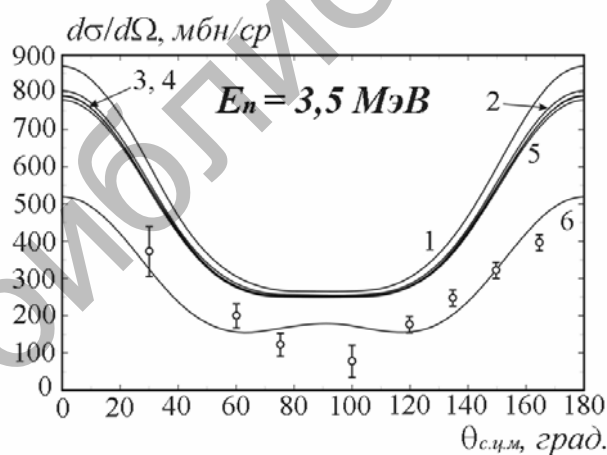


Рис. 8. Дифференциальное сечение реакции $n + T \rightarrow n' + T'$ как функция угла Θ вектора \vec{k} при энергии налетающих нейтронов $E_n = 3,5$ МэВ. Номера кривых соответствуют следующим потенциалам 1 – TCP , 2 – GPT , 3 – $SSCb$, 4 – $SSCc$, 5 – EH , 6 – RSC . Экспериментальные данные взяты из работ [10, 11].

По интегральным сечениям при $E_n \rightarrow 0$ были получены синглетная a_1 и триплетная a_3 длины рассеяния. Результаты вычислений приведены в таблице 1 и диаграмме (см. рис. 6) для различных потенциалов. Как видно, и здесь длины рассеяния для потенциала *RSC* заметно отличаются от экспериментальных данных и расчетов с другими потенциалами.

Из расчетных сечений с помощью формулы (14) легко получить фазы рассеяния процесса $n + T \rightarrow n' + T'$ для $l = 0, 1$. На рис. 9 - 12 представлены графики зависимости фаз ${}^{01}\delta_0, {}^{11}\delta_0, {}^{01}\delta_1, {}^{11}\delta_1$ от энергии налетающих нейтронов E_n (в лабораторной системе координат) для различных потенциалов. Как оказалось, численные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными, и, как уже отмечалось выше только для потенциала *RSC* расчетные данные выходят за пределы погрешности экспериментальных данных.

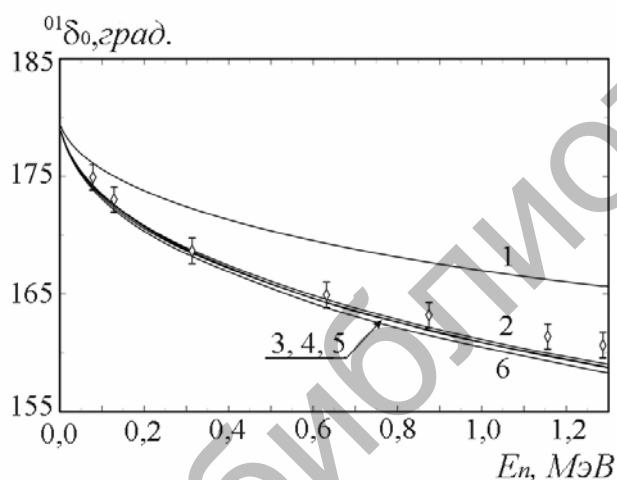


Рис. 9. Фазы рассеяния реакции $n + T \rightarrow n' + T'$ при $j = 0, l = 0$ для различных потенциалов 1 - *RSC*, 2 - *EH*, 3 - *GPT*, 4 - *SSCb*, 5 - *SSCc*, 6 - *TCP*. Экспериментальные данные взяты из работы [10].

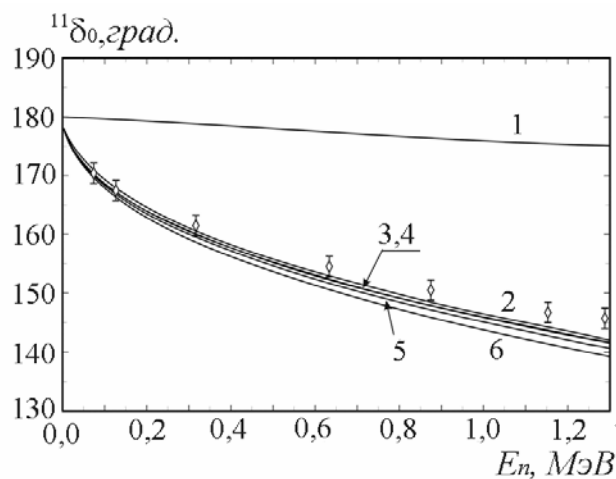


Рис. 10. Фазы рассеяния реакции $n + T \rightarrow n' + T'$ при $j = 1, l = 0$ для различных потенциалов 1 - *RSC*, 2 - *EH*, 3 - *SSC_c*, 4 - *SSC_b*, 5 - *GPT*, 6 - *TCP*. Экспериментальные данные взяты из работы [10].

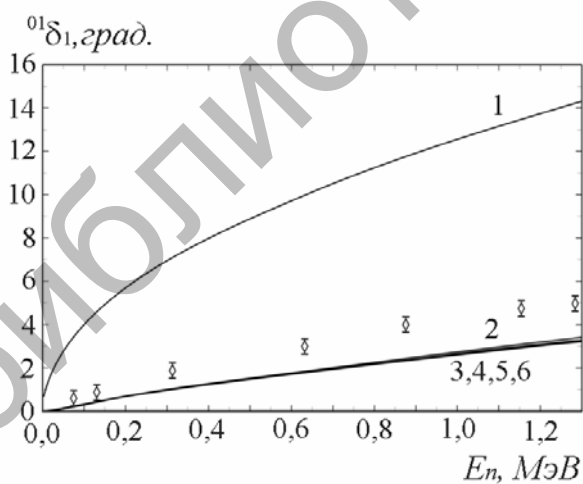


Рис. 11. Фазы рассеяния реакции $n + T \rightarrow n' + T'$ при $j = 0, l = 1$ для различных потенциалов 1 - *RSC*, 2 - *TCP*, 3 - *SSC_b*, 4 - *SSC_c*, 5 - *EH*, 6 - *GPT*. Экспериментальные данные взяты из работы [10].

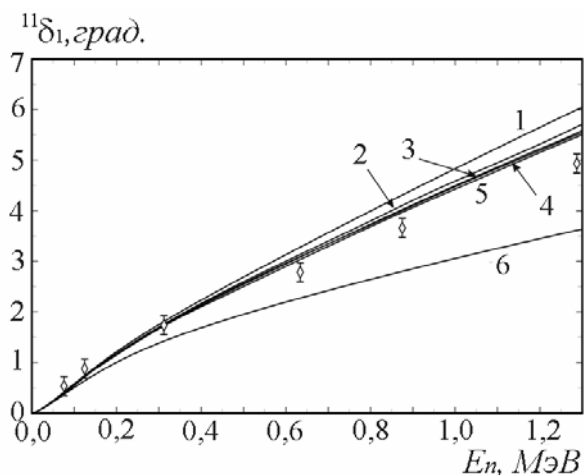


Рис. 12. Фазы рассеяния реакции $n + T \rightarrow n' + T'$ при $j = 1, l = 1$ для различных потенциалов 1 - *TCP*, 2 - *GPT*, 3 - *SSCb*, 4 - *SSCc*, 5 - *EH*, 6 - *RSC*. Экспериментальные данные взяты из работы [10].

Таблица 1. Синглетная a_1 и триплетная a_3 длины рассеяния процесса $n + T \rightarrow n' + T'$ для различных потенциалов

| Параметры сравнения | Потенциал <i>TCP</i> | Потенциал <i>GPT</i> | Потенциал <i>SSCb</i> | Эксперимент [9] |
|---------------------|-----------------------|----------------------|-----------------------|------------------|
| a_1 , Фм | 3,90 | 3,80 | 3,81 | $3,50 \pm 1,50$ |
| a_3 , Фм | 4,00 | 3,86 | 3,76 | $3,70 \pm 0,50$ |
| Параметры сравнения | Потенциал <i>SSCc</i> | Потенциал <i>EH</i> | Потенциал <i>RSC</i> | Эксперимент [12] |
| a_1 , Фм | 3,81 | 3,74 | 2,54 | $3,25 \pm 0,75$ |
| a_3 , Фм | 3,75 | 3,70 | 2,28 | $3,38 \pm 0,65$ |

Список литературы

1. Горбатов А.М. Квантовая теория нуклонных систем. Тверь: Изд-во ТвГУ, 1999. 803 с.
2. Бабилов В.В. Метод фазовых функций в квантовой механике. М.: Наука, 1988. 256 с.
3. Базь А.И. и др. Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике. М. Наука, 1971. 339 с.
4. Gogny D., Pires P., de Tourreil R. A smooth realistic local nucleon-nucleon force suitable for nuclear Hartree-Fock calculations // Phys. Lett. B. 1970. V. 32, Issue 7. P. 591-595.
5. Горбатов А.М., Комаров П.В., Германов А.В., Нечаев Д.В. Дифференциальные и интегральные сечения реакций в системе четырех

- нуклонов // Теория квантовых систем с сильным взаимодействием. Тверь: Изд-во ТвГУ, 1999. С. 60-75.
6. Горбатов А.М. Спектр быстрых частиц в гидродинамической модели столкновений тяжелых ионов // ЯФ. 1994. Т.57, № 11. С. 1995-2005.
 7. Eikemeier H., Hackenbroich H.H. A phenomenological local soft-core nucleon-nucleon potential // Nucl. Phys. A 1971. V. 169, Issue 2. P. 407-416.
 8. Roderick V. Reid, Jr. Local phenomenological nucleon-nucleon potentials // Ann. Phys. 1968. V.50, Issue 3. P. 411-448.
 9. Phillips T.W., Berman B. L., Seagrave J. D. Neutron total cross section for tritium // Phys. Rev. C. 1980. V. 22, Issue 2. P. 384-396.
 10. Fonseca A.C. Four-body model of the four-nucleon system // Phys. Rev. C. 1979. V. 19, Issue 5. P. 1711-1728.
 11. Seagrave J.D., Cranberg L., Simmons J.E. Elastic Scattering of Fast Neutrons by Tritium and He3. // Phys. Rev. 1960. V.119, Issue 6. P. 1981-1991.
 12. Szydlik P., Werntz C. Alpha-Particle Continuum States // Phys. Rev. 1965. V.138, Issue 4B. P. B866-B875.

CALCULATION OF THE ELASTIC SCATTERING SECTION OF NEUTRON ON TRITIUM AND PHASES AT SMALL ENERGIES

N.Yu. Sdobnyakov

The section and the phase of neutron elastic scattering on tritium are determined for small energies with numeric precision on the basis of collective adiabatic approach. It is established that the sections of this process in the low-energy region are formed at the expense of S - and P -waves. The role of higher partial waves D, F, G is negligible and they practically do not participate in the formation of integral section of the scattering process under consideration. It is shown that the calculated scattering phases of the given process making use of different nuclear potentials are in good agreement with experimental data.