



УДК 539.172

© 2010

Академік НАН України Л. А. Булавін, В. І. Ковальчук,
В. К. Тартаковський

Аналіз наближення Глаубера для розсіяння нуклонів на дейтронах при проміжних енергіях

Досліджується процес пружного розсіяння нуклонів на дейтронах при проміжних енергіях у наближенні Глаубера. У розрахунках використані нуклон-нуклонні амплітуди, які залежать від спінів частинок, що взаємодіють, фаз розсіяння і параметрів змішування. Обчислені кутові залежності перерізу і поляризації розсіяних частинок для енергій падаючих нейтронів 135 і 190 МеВ. Результати розрахунків порівнюються з відповідними експериментальними даними.

Вивчення зіткнень частинок з ядрами при високих енергіях є важливою задачею, в рамках якої можуть ефективно досліджуватися розподіли нуклонної густини, динаміка утворення нуклонних асоціацій (кластерів) в ядрах, кольорові властивості кваркових структур тощо. З мікроскопічної точки зору, послідовний опис величин, що спостерігаються в згаданих реакціях, являє собою складну (якщо не більше) теоретичну проблему [1], тому на сьогоднішній день існує досить мало підходів, одним з яких є метод Глаубера [2, 3]. Як відзначалося в [1], незважаючи на важливість цього методу та його широку розповсюдженість у задачах розсіяння, існує небагато робіт, присвячених строгій перевірці точності та меж застосовності анзацу Глаубера. Першим кроком у цьому напрямку, на наш погляд, могло б бути більш строгі формулювання запису нуклон-нуклонної (NN) амплітуди для найпростішої реакції нуклона із складним ядром — реакції пружного nd -розсіяння. Такою формою подання NN амплітуди могла б бути, наприклад, амплітуда, одержана з умов інваріантності NN взаємодії відносно просторових обертань і інверсії простору та часу [4]. Ця амплітуда має найбільш загальний вигляд і залежить від спінів частинок, їх енергії, фаз розсіяння та параметрів змішування. Шляхом використання її у відомій формулі ейконального наближення для амплітуди розсіяння нуклонів на дейтроні [3] можна безпосередньо перевірити коректність підходу Глаубера.

Зазвичай врахуванням спінів частинок при їх взаємодії з ядрами в області проміжних та високих енергій нехтують, справедливо припускаючи, що спінова поправка, наприклад, до перерізу, за таких умов є неістотною. Разом з тим, для поляризації розсіяних частинок це твердження навіть при таких енергіях не є правильним. Тому будемо вважати, що всі

величини, які спостерігаються в експерименті з nd -розсіяння, залежать як від падаючого нейтрона (а саме, його взаємодії з урахуванням спінів з кожним із двох нуклонів дейтрона), так і від мішені (а саме, триплетного стану дейтрона).

Оскільки всі величини, які обчислюються нижче, міститимуть у проміжних виразах спінові оператори для падаючого нейтрона (матриці Паулі) і для дейтрона (матриці, які відповідають сумарному спіну 1 зв'язаного стану), то загальні вирази для поляризації і перерізу зручно буде навести у вигляді шпурів (треків) добутку відповідних спінових матриць. Порядок матриць для об'єднаного простору системи змінних спінів $1/2$ і 1 дорівнюватиме $2 \times 3 = 6$, і знаходження відповідного повного шпуру (позначимо його далі як Tr) зводиться до незалежних обчислень парціальних шпурів від суми добутків дворядних матриць Паулі для спіну $1/2$ та від суми добутків трирядних матриць для спіну 1 [5].

Відзначимо також, що векторні або псевдовекторні спінові оператори для 1-го і 2-го нуклонів, які складають дейтрон, можна записати у вигляді $\vec{\sigma}_1 = \vec{S} + \vec{\Sigma}$, $\vec{\sigma}_2 = \vec{S} - \vec{\Sigma}$, де $\vec{S} = (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2)/2$, $\vec{\Sigma} = (\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2)/2$. Зауважимо, що в триплетному стані діагональні матричні елементи $\vec{\Sigma}$ дорівнюють нулеві, тому при обчисленні шпурів кожен з операторів $\vec{\sigma}_1$ і $\vec{\sigma}_2$ в амплітудах можна замінити на оператор \vec{S} [6].

Поляризація і диференціальний переріз розраховувалися, згідно з сказаним вище, за формулами

$$\vec{P} = \frac{1}{6} \text{Tr}(\vec{\sigma} f_d f_d^\dagger), \quad \sigma(\theta) \equiv \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{6} \text{Tr}(f_d f_d^\dagger), \quad (1)$$

де $\vec{\sigma}$ — спіновий оператор (матриці Паулі) падаючого нейтрона; f_d — амплітуда nd -розсіяння [3]

$$f_d(\vec{q}) = \frac{k_d}{k_1} f_1(\vec{q}) G\left(\frac{\vec{q}}{2}\right) + \frac{k_d}{k_2} f_2(\vec{q}) G\left(\frac{\vec{q}}{2}\right) + \frac{ik_d}{2\pi k_1 k_2} \int d^{(2)}\vec{g} f_1\left(\vec{g} + \frac{\vec{q}}{2}\right) f_2\left(\vec{g} - \frac{\vec{q}}{2}\right) G(\vec{g}), \quad (2)$$

$$G(\vec{g}) = \int d\vec{r} \phi_d^2(\vec{r}) \exp(i\vec{g}\vec{r}), \quad \vec{q}, \vec{g} \perp \vec{k}_d. \quad (3)$$

Тут \vec{k}_d — імпульс дейтрона в системі центра мас; k_1 і k_2 — величини імпульсів, відповідно, протона і нейтрона ($\hbar = c = 1$); \vec{q} — переданий імпульс; $\phi_d(\vec{r})$ — хвильова функція основного стану дейтрона. Перші два доданки формули (2) є амплітудою розсіяння в імпульсному наближенні

$$f_d^{(i)}(\vec{q}) = k_d \left(\frac{f_1(\vec{q})}{k_1} + \frac{f_2(\vec{q})}{k_2} \right) G\left(\frac{\vec{q}}{2}\right). \quad (4)$$

У наближенні Глаубера [3] амплітуда (2) перетворюється на вираз

$$f_d^{(G)}(\vec{q}) = f_d^{(i)}(\vec{q}) + \frac{ik_d}{k_1 k_2} f_1\left(\frac{\vec{q}}{2}\right) f_2\left(\frac{\vec{q}}{2}\right) \langle r^{-2} \rangle, \quad (5)$$

$$\langle r^{-2} \rangle = \int d\vec{r} r^{-2} \phi_d^2(\vec{r}). \quad (6)$$

При цьому NN амплітуди $f_j(\vec{q})$ ($j = 1, 2$) з урахуванням зарядової інваріантності NN взаємодії, згідно з [4], мають вигляд

$$f_j(\vec{q}) = \alpha + \beta(\vec{n}\vec{\sigma}_j)(\vec{n}\vec{\sigma}) + i\gamma\vec{n}(\vec{\sigma}_j + \vec{\sigma}) + \delta(\vec{m}\vec{\sigma}_j)(\vec{m}\vec{\sigma}) + \epsilon(\vec{\ell}\vec{\sigma}_j)(\vec{\ell}\vec{\sigma}), \quad (7)$$

де три взаємно перпендикулярних орта визначені таким чином:

$$\vec{n} = \frac{\vec{k}_j \times \vec{k}'_j}{|\vec{k}_j \times \vec{k}'_j|}, \quad \vec{m} = \frac{\vec{k}_j - \vec{k}'_j}{|\vec{k}_j - \vec{k}'_j|}, \quad \vec{\ell} = \frac{\vec{k}_j + \vec{k}'_j}{|\vec{k}_j + \vec{k}'_j|}.$$

Тут $\vec{k}_j(\vec{k}'_j)$ — імпульс падаючого (розсіяного) j -го нуклона. Введемо $\vec{S} = (\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2)/2$ — спіновий оператор дейтрона. Підставивши (7) у (5) і враховуючи $k_d \cong 2k_j$, для наближення Глаубера одержимо загальний вираз

$$f_d^{(G)}(\vec{q}) = 4G \left(\frac{\vec{q}}{2} \right) f(\vec{S}, \vec{\sigma}) + w f^2(\vec{S}, \vec{\sigma}), \quad w = \frac{4i}{k_d} \langle r^{-2} \rangle, \quad (8)$$

де введено позначення

$$f(\vec{S}, \vec{\sigma}) = \alpha + \beta \vec{S}_n \vec{\sigma}_n + i\gamma (\vec{S}_n + \vec{\sigma}_n) + \delta \vec{S}_m \vec{\sigma}_m + \epsilon \vec{S}_\ell \vec{\sigma}_\ell. \quad (9)$$

Відзначимо, що $f_d^{(G)} = f_d^{(i)}$ при $w = 0$, що відповідає відсутності двократного розсіяння. При обчисленні величин (1) з (8), (9) використовувалися чисельні значення NN фаз і параметрів змішування, одержані з фазового аналізу NN даних [6, 7]. При цьому хвильова функція дейтрона вибиралася у вигляді хюльтенівської залежності

$$\phi_d(\vec{r}) \equiv \phi_d(r) = \sqrt{\frac{\alpha_d \tau (1 + \tau) \exp(-\alpha_d r) - \exp(-\alpha_d \tau r)}{2\pi(1 - \tau)^2}} \frac{1}{r} \quad (10)$$

з параметрами $\alpha_d = \sqrt{m\epsilon_d}$ (m — нуклонна маса, $\epsilon_d = 2,23$ MeV — енергія зв'язку дейтрона) і τ (параметр, що визначає довжину “хвоста” розподілу нуклонної густини в дейтроні).

На рис. 1 показані розраховані перерізи nd -розсіяння σ і нейтронні поляризації P як функції кута розсіяння θ для енергій падаючих частинок 135 MeV ($\tau = \tau_\sigma = 22$ для перерізу і $\tau = \tau_\Sigma = 1,8$ — для поляризації) та 190 MeV ($\tau_\sigma = 35$ і $\tau_\Sigma = 0,9$, відповідно). Суцільні криві обчислені за формулою Глаубера (5), штрихпунктирні — в імпульсному наближенні (4). Пунктирна крива відповідає значенню $\tau \cong 7$ для дейтрона, яке звичайно використовується в літературі [13]. Аби додатково дослідити вплив розподілу $|\phi_d|^2$ на результати розрахунків, ми визначали диференціальні перерізи як функції τ і θ (рис. 2).

З аналізу одержаних результатів випливає, що, по-перше, імпульсного наближення навіть в області малих кутів розсіяння недостатньо для адекватного опису експериментальних значень σ і P . Зазвичай вважають [14, 15], що в цій області добре працює імпульсне наближення. Разом з тим, більш точні розрахунки показують, що поправка для перерізу становить 10–15%. По-друге, імпульсне наближення взагалі непридатне для аналізу поляризаційних явищ у нуклон-дейтронному розсіянні. Дійсно, як показують розрахунки, задовільного узгодження з експериментами можна досягти лише за умов врахування двократного розсіяння. На нашу думку, це пояснюється тим, що при перерозсіянні час руху нейтрона всередині дейтрона набагато більший за час, за який відбувається однократне зіткнення. Отже при русі нейтрона в спільному ядерному полі обох нуклонів його спін встигає набути значної поляризації, що і спостерігається в експериментах. По-третє, встановлена значна чутливість результатів обчислень σ до параметра τ , який безпосередньо зв'язаний з радіусом дії ядерних сил в дейтроні ($R \sim (\tau\alpha_d)^{-1}$). Як бачимо з рис. 2, особливо це стосується області малих значень θ (див. рис. 2). На наш погляд, бажаним було би виконати подібні розрахунки із

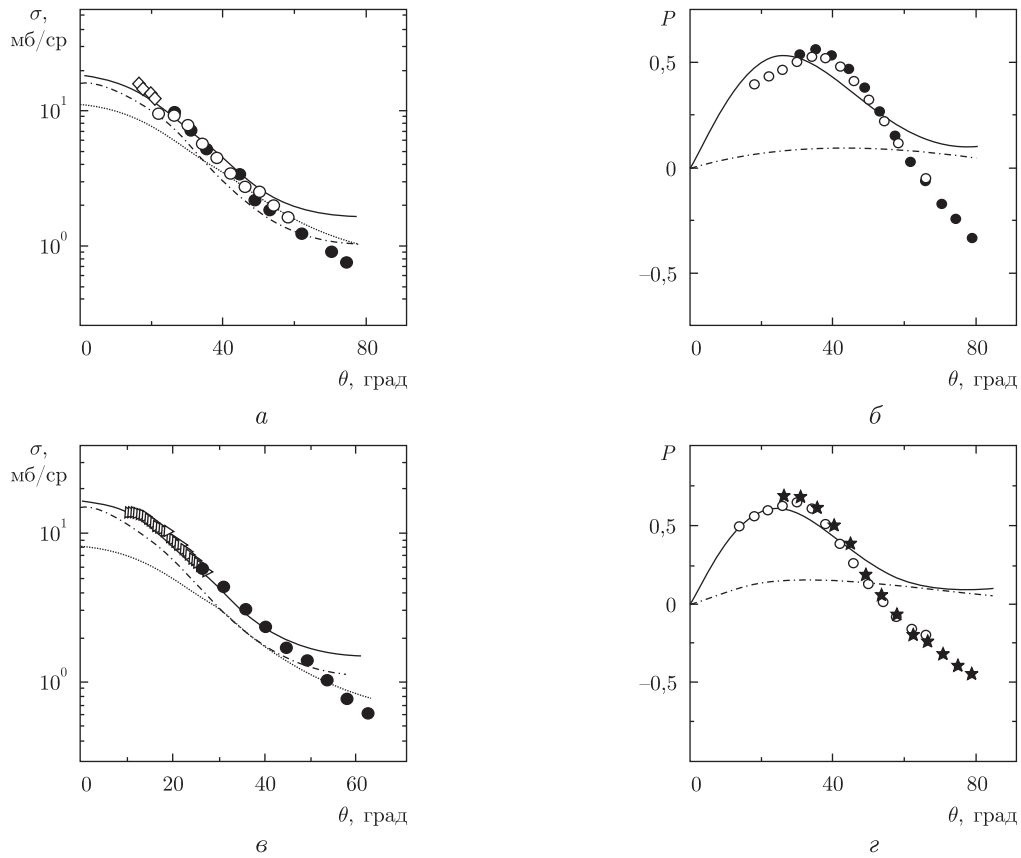


Рис. 1. Кутові залежності перерізів nd -розсіяння (а, в) та нейтронних поляризацій (б, г) для енергії падаючих частинок 135 MeV (а, б) та 190 MeV (в, г). Експериментальні дані запозичені з робіт: \diamond — [8]; \circ — [9]; \bullet — [10]; \triangleright — [11]; \star — [12]

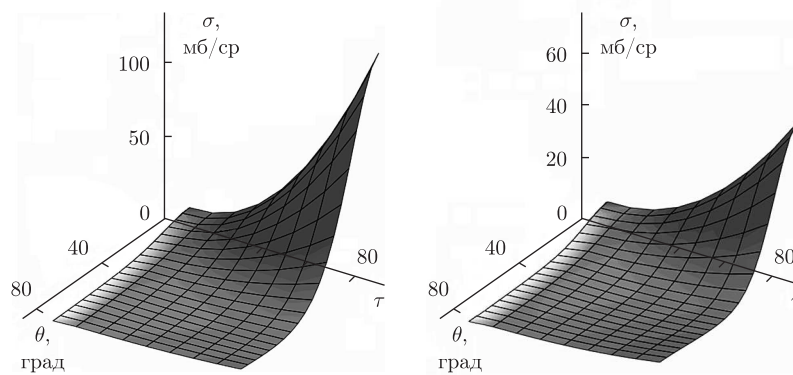


Рис. 2. Диференціальні перерізи nd -розсіяння, як функція τ і кута розсіяння θ , побудовані в наближенні Глаубера для енергій 135 MeV (ліворуч) і 190 MeV (праворуч)

залученням сучасних реалістичних NN потенціалів для більш глибокого аналізу формули (2) та наближення Глаубера (5). Разом з тим, цей наступний крок являє собою окрему і більш складну задачу.

1. *Elster Ch., Lin T., Glöckle W., Jeschonnek S.* Faddeev and Glauber calculations at intermediate energies in a model for $n + d$ scattering // *Phys. Rev. C.* – 2008. – **78**, No 3. – P. 034002(13).
2. *Glauber R. J.* Cross sections in deuterium at high energies // *Phys. Rev.* – 1955. – **100**, No 1. – P. 242–248.
3. *Franco V., Glauber R. J.* High-energy deuteron cross sections // *Ibid.* – 1966. – **142**, No 4. – P. 1195–1214.
4. *Wolfenstein L.* Polarization of Fast Nucleons // *Ann. Rev. Nucl. Sci.* – 1956. – **6**. – P. 43–76.
5. *Seyler R. J.* Polarization from scattering polarized spin – 1/2 on unpolarized spin – 1 particles // *Nucl. Phys. A.* – 1969. – **124**, No 2. – P. 253–272.
6. *MacGregor M. H., Arndt R. A., Wright R. M.* Determination of the nucleon-nucleon scattering matrix. VII. (p, p) analysis from 0 to 400 MeV // *Phys. Rev.* – 1968. – **169**, No 5. – P. 1128–1148.
7. *Goldberger M. L., Nambu Y., Oehme R.* Dispersion relations for nucleon-nucleon scattering // *Ann. Phys.* – 1957. – **2**, No 3. – P. 226–282.
8. *Sekiguchi K., Sakai H., Witala H. et al.* Resolving the discrepancy of 135 MeV pd elastic scattering cross sections and relativistic effects // *Phys. Rev. Lett.* – 2005. – **95**. – P. 162301(4).
9. *Przewoski B. V., Meyer H. O., Balewski J. T. et al.* Analyzing power spin correlation coefficients for $p + d$ elastic scattering at 135 and 200 MeV // *Phys. Rev. C.* – 2006. – **74**, No 6. – P. 064003(21).
10. *Ermisch K., Armir-Ahmadi H. R., van den Berg A. M. et al.* Systematic investigation of the elastic proton-deuteron differential cross section at intermediate energies // *Ibid.* – 2003. – **68**, No 5. – P. 051001(4).
11. *Rohdjeß H., Scobel W., Meyer H. O. et al.* Elastic pd scattering with 200–300 MeV protons // *Ibid.* – 1998. – **57**, No 5. – P. 2111–2117.
12. *Kalantar-Nayestanaki N.* Search for three-body force effects in elastic proton-deuteron scattering // *Nucl. Phys. A.* – 2004. – **737**. – P. 185–189.
13. *Ситенко О. Г., Тартаковський В. К.* Теорія ядра. – Київ: Либідь, 2000. – 608 с.
14. *Ситенко А. Г.* Теория ядерных реакций. – Москва: Энергоатомиздат, 1983. – 352 с.
15. *Ситенко А. Г.* Теория рассеяния. – Киев: Вища шк., 1975. – 256 с.

Київський національний університет
ім. Тараса Шевченка

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Надійшло до редакції 25.01.2010

Academician of the NAS of Ukraine **L. A. Bulavin, V. I. Kovalchuk,**
V. K. Tartakovsky

Analysis of the Glauber approximation for nucleon-deuteron scattering at intermediate energies

The process of elastic nucleon-deuteron scattering has been investigated in the Glauber approximation. The nucleon-nucleon amplitudes depending on spin, phase shifts, and mixing parameters are used in calculations. The angular dependences of the cross section and the polarization of scattered particles have been computed for incident neutron energies of 135 and 190 MeV. The calculation results have compared with the corresponding experimental data.