УДК 539.12.17

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ РАДИУСА ДЕЙСТВИТЕЛЬНОЙ ЧАСТИ ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА

Н. Л. Дорошко, И. Е. Кашуба

Предложена новая интерпретация энергетической зависимости радиуса действительной части оптического потенциала с точки зрения временной задержки рассеяния частицы при ее взаимодействии с ядром мишени в случае небольшого количества парциальных рассеянных волн и низких ($E \leq 50$ МэВ) энергий. В рамках разработанного подхода сделан анализ влияния связанных и виртуальных состояний ядра на энергетическую зависимость радиуса действительной части оптического потенциала. Проведены расчеты для сферического ядра ^{208}Pb.

Возможные причины энергетической зависимости геометрических параметров оптического потенциала (ОП) (в частности, радиуса) уже обсуждались в работах [1, 2]. Однако существующие на практике неоднозначности в значениях параметров ОП при подгонке сечений упругого рассеяния усложняют возможность получения достоверной информации, касающейся конкретных причин того или иного поведения параметров ОП. Факт зависимости радиуса действительной части оптического потенциала (ДЧОП) от энергии требует своего объяснения еще и потому, что с ним тесно связана такая характеристика, как форма ядра, а значит, структура и механизм нуклон-ядерного взаимодействия. Об этой связи свидетельствует зависимость параметров деформации формы ядра от того, в какой области ядра протекает ядерная реакция [3]. А это не может не влиять на определение величины радиуса потенциала при анализе данных по сечениям рассеяния нуклонов в рамках оптической модели (ОМ). Расчеты радиуса, проведенные для сферического ядра ^{208}Pb в случае небольшого количества парциальных рассеянных волн и низких энергий [4] подтверждают факт его зависимости от энергии налетающего нейтрона и наглядно демонстрируют необходимость пересмотра объяснения этой зависимости, сделанного в рамках дисперсионной оптической модели.

Известно также, что сечения ядерных реакций связаны со значением эффективной мнимой части ОП, которая может быть определена через одночастичные состояния с положительной энергией. Эти квазистационарные состояния (необходимость исследования которых неизбежно возникает при исследовании природы зависимости от энергии параметров ОП) успешно изучаются различными методами в стационарном формализме. Но тот факт, что они характеризуются определенным временем существования, делает наиболее целесообразным их исследование во временном формализме.

В этой работе, продолжившей серию предыдущих исследований с учетом более высоких орбитальных моментов при возможном поглощении во входном канале, дано объяснение энергетической зависимости радиуса ДЧОП с точки зрения временной задержки рассеяния частицы при ее взаимодействии с ядром мишени.

При рассмотрении процесса рассеяния нуклонов ядрами мишени на основе временного микроскопического анализа можно говорить о радиусе взаимодействия R_0, который характеризует ОП, и о расстоянии $R_l^{\min}(E)$, которое является тем минимальным относительным расстоянием между сталкивающимися частицами, на котором налетающий нейтрон с угловым моментом l, энергией E и начальной скоростью v_0 начинает “чувствовать” ядро мишени.

При анализе длительностей столкновений $\langle \tau_{ji}(E, \Omega_{ji}; |z_i|, |z_j|) \rangle$, соответствующих переходу $|i\rangle \to |j\rangle$ (Ω_{ji} - набор угловых переменных, характеризующих направление вылета конечных частиц, $|z_{i(j)}|$ - проекции радиус-векторов относительного расстояния между налетающей (рассеянной) частицей и ядром мишени на скорость их относительного движения), используется условие причинности $\left\langle \tau_{ji} \right\rangle \ge 0$ [5, 6]. В простейшем случае одноканального рассеяния квазимонохроматических бесспиновых частиц в центрально-симметричном поле, когда $\tau_{00} = 2r/v_0 + \Delta\tau_{00}^{(l)}$, это условие эквивалентно выражению для времени задержки [7]

$$\Delta\tau_l = \hbar \frac{d\delta_l}{dE} \ge -R_l^{\min}(E)/v_0, \tag{1}$$

где δ_l - фаза рассеяния; l - угловой момент; v_0 - начальная относительная скорость нейтрона с приведенной массой μ и волновым числом $k_n = \sqrt{2\mu(E-E_n)\hbar^{-2}}$ для n = 0, 1, …; E_n – энергетические уровни ядра мишени (n = 0 отвечает основному состоянию с волновым числом k_0 и $E_0 = 0$).

Для короткодействующих взаимодействий матрицу рассеяния S_l можно представить в виде произведения S-матриц, отвечающих связанным, антисвязанным, резонансным состояниям и состояниям рассеяния [8]:

$$S_l = \exp(2i\delta_l) = S_\lambda \cdot S_\mu \cdot S_{rez} \cdot S_{ref}, \tag{2}$$

где
$$S_\lambda = \prod \frac{k_0 + i\chi_\lambda}{-k_0 + i\chi_\lambda}, \qquad S_\mu = \prod \frac{k_0 + i\chi_\mu}{-k_0 + i\chi_\mu},$$
$$S_{res} = \prod \frac{(k_0 - k_{0,r})(k_0 + k_{0,r}^*)}{(k_0 + k_{0,r})(k_0 - k_{0,r}^*)}, \qquad S_{ref} = e^{-2ia_0k_0}. \tag{3}$$

Здесь $0 \le a_0 \le R_0$; волновые числа $i\chi_\lambda$, $i\chi_\mu$, $k_{0,r}^*$ соответствуют связанным ($\chi_\lambda > 0$), антисвязанным ($\chi_\mu < 0$) и резонансным ($\operatorname{Re} k_{0,r} > 0$, $\operatorname{Im} k_{0,r} > 0$) состояниям.

Каждый из этих сомножителей вносит свой вклад во время задержки (1), которое с учетом (3) можно представить в виде

$$\Delta\tau_{00}^{(l)} = \Delta\tau_\lambda + \Delta\tau_\mu + \Delta\tau_{res} + \Delta\tau_{ref}, \tag{4}$$

где
$$\Delta\tau_\lambda = -\frac{1}{v_0}\sum_\lambda \frac{\chi_\lambda}{k_0^2 + \chi_\lambda^2} < 0, \quad \Delta\tau_\mu = -\frac{1}{v_0}\sum_\mu \frac{\chi_\mu}{k_0^2 + \chi_\mu^2} > 0,$$

$$\Delta\tau_{res} = \sum_r \frac{\hbar\Gamma_r/2}{(E - E_r)^2 + \Gamma_r^2/4}\left(\frac{E + E_r}{k_0}\right) > 0, \quad \Delta\tau_{ref} = -\frac{a_0}{v_0},$$

$$E_r = \hbar^2 \left|k_{0,r}\right|^2 / 2\mu, \qquad \Gamma_r = \hbar^2 k_0 (\operatorname{Im} k_{0,r})/2\mu.$$

При обобщении результатов работы [5] на класс потенциалов, асимптотически убывающих по закону $\exp(-ar)$, например для потенциала Вудса – Саксона, в (2) возникает множитель, содержащий Γ-функции, т. е. $\Gamma(1+2iak_0)/\Gamma(1-2iak_0)$, а в (4) появляется слагаемое

$$\Delta\tau_{red} = -\frac{1}{v_0}\sum_{s=1}\left[\frac{s/2a}{k_0^2 + (s/2a)^2} - \frac{2a}{s}\right] \ge 0,$$

которое соответствует "лишним" полюсам S-матрицы. В этом случае нижняя граница $R_l^{\min}(E)$ имеет вид

$$R_l^{\min}(E) \geq R_0 + 2Ca + \sum_{s=1}^{\infty}\left[\frac{s/2a}{k_0^2 + (s/2a)^2} - \frac{2a}{s}\right] + \sum_{\lambda}\chi_{\lambda l}\left(k_0^2 + \chi_{\lambda l}^2\right)^{-1} + \sum_{\mu}\chi_{\mu l}\left(k_0^2 + \chi_{\mu l}^2\right)^{-1}, \qquad (5)$$

где C = 0,577215… - число Эйлера.

В случае короткодействующих взаимодействий в отсутствие поглощения (мнимая часть ОП равна нулю) в бесспиновом приближении можно определять время задержки реакции $\Delta\tau_\lambda$ через фазу упругого рассеяния δ_l в соответствии с формулой (1). При этом, как видно из (5), расстояние $R_l^{\min}(E)$, характеризующее нуклон-ядерное взаимодействие и определяющее положение налетающей частицы, с которого она начинает "чувствовать" рассеиватель, больше радиуса потенциала ОМ R_0.

Увеличение радиуса взаимодействия за счет последних двух слагаемых выражения (5) объясняется тем, что частица (волновой пакет) начинает "чувствовать" рассеиватель еще до подхода к области взаимодействия (в частности, на расстоянии порядка радиуса связанного состояния $1/\chi_\lambda$), поскольку передний фронт волнового пакета протяженностью $\hbar v_0/\Delta E$ (при разбросе энергии ΔE) достигает рассеивателя раньше, чем его центр, и происходит захват налетающей частицы рассеивателем в связанные и антисвязанные состояния, которые эффективно увеличивают область нуклон-ядерного взаимодействия.

Относительно второго и третьего слагаемых в правой части (5) можно сделать определенные оценки. Эти слагаемые возникают при строгом рассмотрении процесса рассеяния с учетом внешнего взаимодействия, которое описывается потенциалом типа Эккарта [5]. В данном случае, когда a << R_0, χ_q << 1/2a, E_q << 12 MeV (q = λ, μ) для a = 0,5 Фм, для упрощения анализа их можно опустить.

При наличии потенциала поглощения во входном канале рассеяния, обусловленного упругим компаунд-процессом, полюсы S-матрицы в k-плоскости, соответствующие связанным состояниям, смещаются влево во второй квадрант на величину Δk, определяемую из правила сумм [9]. Предварительные оценочные расчеты, проведеные в [9] с учетом поглощения во входном канале, свидетельствуют о том, что добавка к величине R_0 в правой части равенства (5) членов суммы по λ и μ практически не изменяет ее значения, т.е. ядро почти не реагирует на присутствие нейтрона на расстоянии $R_l^{\min}(E)$ от центра рассеивателя. Это означает, что наличие в ОП мнимой части компенсирует присутствие в правой части выражения (5) связанных и виртуальных состояний системы. Но наличие этих состояний как раз и обусловливает действительный эффект поведения функций $d\delta_l(E)/dE$ в (1), для выявления которого вводим эмпирическую зависимость от энергии радиуса ДЧОП.

Поскольку истинное поведение радиуса ДЧОП завуалировано наличием в ОП мнимой части, при исследовании его энергетической зависимости перенесем основной акцент на выявление роли связанных и виртуальных состояний, устранив влияние потенциала поглощения.

Фактическим материалом для расчетов служили параметры ОП, полученные из данных по упругому рассеянию нейтронов в рамках ОМ [10], но с подстановкой $W_0 = 0$.

Исходным уравнением служило выражение (1), которое записывалось в виде двух разных представлений для парциальной волны:

$$\left[\frac{d\delta_l(E)}{dE}\right]^{OM} = \frac{1}{2}\left[\operatorname{Re}S_l(E)\frac{d\operatorname{Im}S_l(E)}{dE} - \operatorname{Im}S_l(E)\frac{d\operatorname{Re}S_l(E)}{dE}\right], \qquad (6)$$

$$\left[\frac{d\delta_l(E)}{dE}\right]^{TEOR} = -\frac{1}{\hbar v_0}\left[R_0 + \sum_\lambda \frac{\chi_{\lambda l}}{k_0^2 + \chi_{\lambda l}^2} + \sum_\mu \frac{\chi_{\mu l}}{k_0^2 + \chi_{\mu l}^2}\right]. \tag{7}$$

Тут $\left[d\delta_l(E)/dE\right]^{OM}$ и $\left[d\delta_l(E)/dE\right]^{TEOR}$ - производные от парциальной фазы по энергии, которые соответственно рассчитываются по ОМ при $W_0 = 0$ и в рамках предложенного подхода. Поскольку левые части (6) и (7) равны между собой,

$$\left[d\delta_l(E)/dE\right]^{OM} = -R_0\sqrt{\frac{\mu}{2\hbar^2 E}}\left\{1 + \frac{d_l(E)}{E}\right\}, \tag{8}$$

где $R_0 = r_0 A^{1/3}$ - радиус ядра с параметром r_0; A - атомное число ядра; E – энергия налетающего нейтрона в системе центра масс; $r_0 = (1{,}3 \div 1{,}4) \cdot 10^{-13}$ см,

$$d_l(E) = \frac{\hbar}{R_0\sqrt{2\mu}}\left\{\sum_\lambda \frac{\sqrt{|E_{\lambda l}|}}{1 + |E_{\lambda l}|/E} - \sum_\mu \frac{\sqrt{|E_{\mu l}|}}{1 + |E_{\mu l}|/E}\right\}. \tag{9}$$

При этом использовалось следующее выражение для перехода от волновых чисел к энергиям возбуждений связанных ($\chi_\lambda > 0$) и виртуальных ($\chi_\mu < 0$) состояний: $\left|E_{\lambda(\mu)l}\right| = \hbar^2(2\mu)^{-1}\left|\chi_{\lambda(\mu)l}\right|^2$.

Неизвестными параметрами в (8) для каждого значения l были наборы значений энергий $E_{\lambda l}$ и $E_{\mu l}$ (для упрощения анализа расчеты проводились для двух значений энергии, т.е. для $\lambda = 1, 2$, $\mu = 1, 2$), которые находились путем минимизации среднеквадратичного отклонения значений (6) от величин (8) для трех значений энергии налетающих нейтронов и трех значений орбитального момента l.

Результаты таких расчетов для ядра мишени ^{208}Pb приведены в таблице. В первых трех колонках содержится информация о ядре мишени, радиусе ядра, орбитальном моменте налетающего нейтрона. В колонках 4 – 6 приведены энергии возбуждения для связанных и виртуальных состояний и энергии налетающих нейтронов в системе центра масс. Колонки 7 и 8 – непосредственно результаты нашего анализа. В них представлены величины $d_l(E)$ и их усредненные значения, которые сравниваются со значениями d^{emp} (колонка 9), входящими в феноменологическое выражение для радиуса ОП [1]

$$R_0 \approx 1{,}15A^{1/3}\left[1 + d^{emp}/E\right] \text{ Фм}. \tag{10}$$

Ядро мишени	$RA^{-1/3}$, Фм	l	$E_{\lambda l}$, МеВ	$E_{\mu l}$, МеВ	E, МеВ	d_l, МеВ	$\bar{d}$, МеВ	d^{emp}, МеВ
1	2	3	4	5	6	7	8	9
^{208}Pb	1,209	0	-1,0 -4,7	-0,54 -6,0	20,0	0,05	0,30	0,54
		1	-0,28 -5,94	-0,54 -6,0	20,0	0,61		
		2	-0,93 -5,0	-0,134 -1,27	20,0	0,26		

Как видно из сопоставления колонок 8 и 9, содержащаяся в них информация удовлетворительно согласуется между собой, что свидетельствует о правомочности предложенного здесь метода в объяснении энергетической зависимости радиуса ДЧОП.

В рамках ОМ энергетическая зависимость радиуса ДЧОП объясняется с помощью дисперсионного соотношения (ДС) между вещественной и мнимой частями ОП либо их объемными интегралами. Из ДС следует [11], что увеличение радиуса с уменьшением энергии налетающих нейтронов происходит вследствие возрастания объемного интеграла от действительной части ОП. Это объясняется наличием вклада только поверхностного поглощения при $E < 10$ МэВ. В рамках же нашего анализа основной акцент делается на выявление роли связанных и виртуальных состояний на зависимость R(E), поэтому вполне возможно, что на изменение радиуса потенциала взаимодействия частицы с ядром при изменении ее энергии оказывает влияние не только поверхностное, а и объемное поглощение. Таким образом, объяснение энергетической зависимости радиуса ОП в рамках ОМ является неполным и должно быть расширено с учетом развиваемого здесь подхода и последующего детального анализа влияния связанных и виртуальных состояний ядра на энергетическую зависимость радиуса ОП.

Следует также отметить, что предложенный в настоящей работе подход для изучения энергетической зависимости радиуса ДЧОП может быть обобщен на случай многоканального рассеяния и использоваться наряду с ОМ для совместного изучения зависимости от энергии всех геометрических параметров ОП.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Зарубин П. П.* // Изв. АН СССР. - Сер. физ. – 1987. - Т. 51, № 1. - С. 119 - 123.
2. *Hodgson P. E.* // Nuclear theory for fast neutron nuclear data evaluation. - IAEA-TECDOC-483. – Vienna, 1988. - P. 51 – 61.
3. *Quentin P., Brissaund I., De Swiniarski R.* // Z. Phys. – 1980. – Vol. F298, No. 1. – P. 37 – 40.
4. *Mahaux C., Sartor R.* // Phys. Pev. – 1986. – Vol. C34. – P. 2119 – 2126.
5. *Ольховский В. С.* // Теор. и мат. физ. – 1974. – Т. 20, № 2. – С. 211 - 222.
6. *Ольховский В. С.* // ФЭЧАЯ. – 1984. – Т. 15, вып. 2. – С. 289 - 329.
7. *Кашуба И. Е.* // Тез. докл. IL совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. – Л.: Наука. – 1990. – С. 380.
8. *Кашуба И. Е., Ольховский В. С., Блинова Н. Б. и др.* // Ядерная физика. – 1992. – Т. 55, вып. 1. – С. 68 – 78.
9. *Кашуба И. Е., Ольховский В. С., Чинаров В. А.* // Ядерная физика. – 1987. – Т. 46, вып. 6 (12). – С. 1630 - 1637.
10. *Rapaport J.* // Nucl. Phys. – 1977. – Vol. A286, No. 2. – P. 232 - 242.
11. *Jonson J. H., Mahaux C.* // Phys. Rev. – 1988. – Vol. C38, No. 3. – P. 2589 - 2609.

ДОСЛІДЖЕННЯ ЕНЕРГЕТИЧНОЇ ЗАЛЕЖНОСТІ РАДІУСА ДІЙСНОЇ ЧАСТИНИ ОПТИЧНОГО ПОТЕНЦІАЛУ

Н. Л. Дорошко, І. Є. Кашуба

Запропоновано нову інтерпретацію енергетичної залежності радіуса дійсної частини оптичного потенціалу з точки зору часової затримки розсіювання частинки при її взаємодії з ядром мішені у випадку невеликої кількості парціальних розсіяних хвиль і низьких ($E \leq 50$ MeV) енергій. У рамках розробленого підходу проаналізовано вплив зв'язаних і віртуальних станів ядра на енергетичну залежність радіуса оптичного потенціалу. Проведено розрахунки для сферичного ядра ^{208}Pb.

INVESTIGATION OF THE ENERGY DEPENDENCE OF THE RADIUS OF THE REAL PART OF THE OPTICAL POTENTIAL

N. L. Doroshko, I. E. Kashuba

A new interpretation of the energy dependence of the radius of the optical potential is proposed. This method is based on an investigation of time delay of a particle scattering at its interaction with a nucleus of a target in case of the small quantities of partial dissipated waves and low ($E \leq 50$ MeV) energy for the spherical nuclei ^{208}Pb. Within the framework of the designed approach the analysis of the influence of a bound and virtual states of a nucleus on energy dependence to the radius of the optical potential is carried out.

Поступила в редакцию 12.02.01