

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 621.38.20.29.6

Ф. А. ЖИВОПИСЦЕВ, Е. С. РЖЕВСКИЙ

САМОСОГЛАСОВАННЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ ЯДРА ^{12}C

В упругом и полном сечениях рассеяния нуклонов на легких ядрах при энергиях в области неупругого порога наблюдаются резонансы, ширина которых сравнима с шириной оптических одночастичных резонансов, а происхождение связано с изолированными входными состояниями составного ядра. В этой ситуации оптическая модель упругого рассеяния, которая в своей обычной форме описывает сечения, усредненные по узким резонансам составного ядра [1], оказывается неприменимой. Попытка описать в одночастичной модели резонансы неоднородного типа приводит к сильной зависимости ее параметров от энергии.

Оптическая модель может быть тем не менее применена, если интервал усреднения I выбрать достаточно большим. При этом, как это следует из соотношений между средней S -матрицей и оптическими сечениями [2], возбуждение одночастичного резонанса рассматривается как поглощение и учитывается в мнимой части оптического потенциала $\text{Im } V_{\text{опт}}$.

1. Выведем приближенную формулу для расчета вклада в $\text{Im } V_{\text{опт}}$ от одночастичного резонанса ($\text{Im } V_{\text{опт}}^0$). Пусть вблизи энергии ϵ расположен одночастичный квазидискретный резонанс Ψ_λ . Резонансная часть упругого сечения в этом случае имеет вид [3]

$$\sigma_0^{\text{рез}} = \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_\lambda^+ \Gamma_\lambda}{(\epsilon - \epsilon_\lambda)^2 + \left(\frac{1}{2} \Gamma_\lambda\right)^2}. \quad (1)$$

Здесь Γ_λ^+ — ширина распада состояния Ψ_λ в непрерывный спектр, Γ_λ — полная ширина этого состояния, причем можно полагать, что

$$\Gamma_\lambda^+ = 2\pi |\langle \chi_\epsilon^{(-)} \Phi_0 | \delta v | \Psi_\lambda \rangle|^2 \rho(\epsilon), \quad (2)$$

где $\chi_\epsilon^{(-)}$ — состояние нуклона в потенциале $V_{\text{опт}}$, Φ_0 — основное состояние ядра-мишени, δv — остаточное взаимодействие, ответственное за распад состояния Ψ_λ , причем $\delta v = V - V_{\text{опт}}$, V — точное взаимодействие нуклона с ядром-мишенью, $\rho(\epsilon)$ — плотность состояний в непрерывном спектре.

Из связи величины $\text{Im } V_{\text{опт}}$ с усредненными сечениями неупругих каналов ядерной реакции [4] следует, что

$$\text{Im } V_{\text{опт}}^0 = \frac{\hbar^2 k}{2m} \{\sigma_0^{\text{рез}}\}_I. \quad (3)$$

Тогда, полагая, что $\Psi_\lambda \approx \Phi_0 \chi_\lambda$, где χ_λ — одночастичное состояние модели оболочек, получаем

$$\text{Im } V_{\text{опт}}^0 = \frac{\pi \hbar^2}{2mk} \Gamma_\lambda^\dagger \frac{\frac{1}{2}(\Gamma_\lambda + I)}{(\varepsilon - \varepsilon_\lambda)^2 + \left(\frac{1}{2}(\Gamma_\lambda + I)\right)^2}. \quad (4)$$

2. Следуя формализму расчета величины $\text{Im } V_{\text{опт}}$ на базе состояний фотон плюс частица и $2p - \hbar$, развитому в работе [5], мы провели расчет оптических сечений и мнимой части оптического потенциала в представлении собственных функций при $I = 2$ МэВ.

Ввиду того что массовый оператор M одночастичной функции Грина G , а после усреднения — оптический потенциал является функционалом от G и, наоборот, G есть функционал от M , уравнения для M и G необходимо решать одновременно. Учет в M лишь одночастичных возбуждений дает самосогласованный потенциал Хартри—Фока. Учет составного ядра приводит к самосогласованному оптическому потенциалу [7].

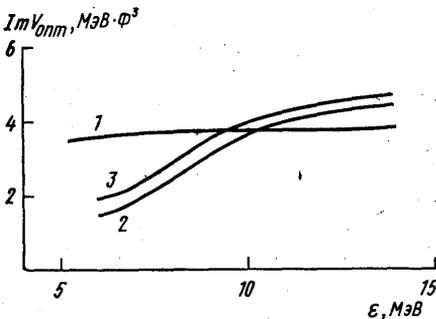


Рис. 1. Мнимая часть оптического потенциала ядра ^{12}C : 1 — мнимая часть феноменологического нелокального оптического потенциала Пери—Бака [8], 2 — результат микроскопического расчета без учета вклада одночастичных резонансов, 3 — результат микроскопического расчета с учетом вклада одночастичных резонансов

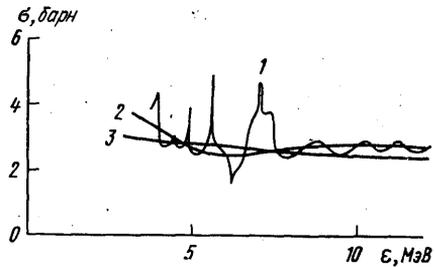


Рис. 2. Полное сечение рассеяния нейтронов на ядре ^{12}C : 1 — сечение из эксперимента, 2 — оптическое сечение в эквивалентном потенциале $V_{\text{опт}}^{\text{экр}}$, 3 — сечение в потенциале Пери—Бака

В процессе микроскопического расчета определялся самосогласованный нелокальный оптический потенциал $V_{\text{опт}}^M$ и эквивалентный ему локальный потенциал $V_{\text{опт}}^{\text{экр}}$. За эквивалентный мы принимаем потенциал, дающий те же сечения рассеяния, что и исходный нелокальный. Действительная часть потенциала $\text{Re } V_{\text{опт}}^{\text{экр}}$ не вычислялась, а подбиралась, такой, чтобы описать некоторую «гладкую» часть упругого сечения из эксперимента.

Для обеспечения самосогласования решалась система функциональных уравнений

$$\begin{aligned} V_{\text{опт}}^M &= F(\chi_\varepsilon^{(-)}), \quad \chi_\varepsilon^{(-)} = F(V_{\text{опт}}^{\text{экр}}), \\ V_{\text{опт}}^{\text{экр}} &= F(\sigma_{\text{опт}}), \quad \sigma_{\text{опт}} = F(V_{\text{опт}}^M). \end{aligned} \quad (5)$$

Результаты расчетов представлены в таблице и на рисунках. В таблице приведены параметры эквивалентного потенциала $V_{\text{опт}}^{\text{экв}}$, найденного в микроскопическом расчете для случая рассеяния нейтронов ядром ^{12}C . Величину $\text{Im } V_{\text{опт}}$ и оптическое сечение $\sigma_{\text{опт}}$ мы сравниваем с феноменологическим нелокальным оптическим потенциалом Пери—

Параметр	Значение	Примечание
$V_0^{\text{экв}}$, МэВ	$40,3 + 0,68 E$	Глубина действит. части
r_1 , Фм	$1,25 - 0,713 E$	Радиальный параметр
a_1 , Фм	$0,39 + 0,023 E$	Диффузность
W_0 , МэВ	$2,5 + 0,85 E$	Глубина мнимой части
r_2 , Фм	$1,12 - 0,004 E$	Радиальный параметр
a_2 , Фм	$0,58 + 0,007 E$	Диффузность
V_{s0} , МэВ	19,6	Спин-орбитальный член
a_3 , Фм	$0,39 + 0,023 E$	Диффузность

Интервал энергетического усреднения равен 2 МэВ. Величина E определяется соотношением $E = \epsilon - 3$ МэВ, где ϵ — энергия нейтрона. Форма потенциала — объемная, с поверхностным поглощением.

Бака [8], который успешно описывает средние свойства сечений рассеяния нейтронов в широком диапазоне ядер и энергий, и с данными эксперимента. Из рис. 2 видим, что найденный нами в микроскопическом расчете самосогласованный оптический потенциал ядра ^{12}C несколько лучше, чем потенциал Пери—Бака, описывает усредненное полное сечение рассеяния нейтронов из эксперимента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Браун Дж. Единая теория ядерных моделей и сил. М., 1970.
2. Ходгсон П. Е. Оптическая модель упругого рассеяния. М., 1960.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. М., 1968.
4. Живописцев Ф. А., Ржевский Е. С. Тезисы докладов XXVI совещания по ядерной спектроскопии и структуре ядра. Л., 1976, с. 244.
5. Живописцев Ф. А., Ржевский Е. С. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1974, 14, № 6, 661; «Изв. АН СССР. Сер. физич.», 1977, 41, № 10, 2169.
6. Мигдал А. Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., 1965.
7. Маттук Р. Фейнмановские диаграммы в проблеме многих тел. М., 1969.
8. Perey F., Buck B. „Nucl. Phys.“, 1962, 32, 353.

НИИЯФ

Поступила в редакцию
10.02.77

УДК 533.951.7

Л. С. КУЗЬМЕНКОВ, П. А. ПОЛЯКОВ

О ВЛИЯНИИ РАДИАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ НА ПУЧКОВУЮ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ПЛАЗМЕ

Колебания в плазме при наличии в ней электронного пучка хорошо изучены [1]. Известно, что возможна неустойчивость низкочастотных ленгмюровских волн [2]. Однако исследования пучковых неустойчиво-