Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 646 – 650 *5 июня 1971 г*

НЕЙТРОННЫЕ СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ

Д.Ф. Зарецкий , М.Г. Урин

Неперекрывающиеся компаунд-ядерные резонансы в сечении упругого рассеяния медленных нейтронов описывают силовой функцией

$$SF = 2\pi\rho\Gamma_e , \qquad (1)$$

где ρ – средняя плотность резонансов с определенным значением спина и четности, Γ_e – средняя упругая ширина. Величина SF, как функция атомного веса, обнаруживает резонансы формы, связанные с существованием одночастичных уровней в оптическом потенциале. Оптическая модель с комплексным потенциалом качественно описывает положение и ширину резонансов формы. Однако в области минимума силовой функции ($A \sim 120$ для s-нейтронов) экспериментальные величины заметно меньше значений, полученных с использованием оптической модели. Настоящая статья посвящена возможному объяснению этого расхождения.

Резонансы формы можно рассматривать как резонансы, связанные с возбуждением входных (одночастичных) состояний. Если пренебречь взаимодействием одночастичных состояний с более сложными конфигурациями, то одночастичные резонансы описываются формулами Брайта – Вигнера (при условии, что ширины резонансов $\Gamma_a(E)$ малы по сравнению с энергетическим интервалом между ними D). Величины ширин Γ_a и положение резонансов E_a полностью определяются параметрами действительного оптического потенциала. В этом же приближении состояния сложной природы (компаунд-ядерные состояния) представляют собой суперпозиции многочастичных конфигураций, простейшими из которых являются конфигурации типа две частицы – одна дырка. Распад этих состояний в непрерывный спектр происходит за счет ядерного взаимодействия H_{int}. В области между резонансами формы, где связью одночастичных и компаунд-ядерных состояний можно пренебречь, силовая функция совпадает со своим "фоновым" значением $(SF)_{\text{вкд}}$:

$$(SF)_{\text{вкд}} \equiv s = 2\pi \rho \gamma_e , \tag{2}$$

где γ_e – средняя упругая ширина распада компаунд-ядерных состояний в непрерывный спектр за счет взаимодействия H_{int}. Такой механизм распада уровней составного ядра существует, очевидно, и в области одночастичного резонанса. Кроме того, в этой области компаунд-ядерные и одночастичные состояния смешиваются за счет ядерного взаимодействия H_{int}. Возникающие в результате такого смешивания новые состояния составного ядра могут также распадаться в непрерывный спектр за счет примеси одночастичного состояния. Поэтому возникает еще один механизм распада уровней составного ядра в непрерывный спектр. Амплитуды распада, соответствующие указанным двум механизмам, когерентны [1, 2].

В области энергий, где упругий канал доминирует, уровни составного ядра, как правило, не перекрываются и, следовательно, силовую функцию можно найти с помощью соотношения

$$SF = 1 - |\bar{S}|^2 . \tag{3}$$

Здесь $\bar{S}$ – усредненная по энергетическому интервалу, содержащему много уровней составного ядра, матрица рассеяния.

Величину $\bar{S}$ можно отождествить с диагональными элементами S-матрицы, найденной в случае перекрывающихся уровней составного ядра [1, 2]. Тогда в энергетическом интервале вблизи изолированного одночастичного резонанса ($(E - E_a)^2$, Γ_a^2, $\Gamma_s^2 << D^2$) имеем следующее выражение для $\bar{S}(E)$:

$$\bar{S}(E) = e^{2i\delta_0(E)}\left[1 - \frac{1}{2}s(E) - \frac{i\left[\Gamma_a^{1/2} - \frac{i}{2}(s\Gamma_s)^{1/2}\right]^2}{E - E_a + \frac{i}{2}\Gamma_s}\right], \quad (4)$$

где $\Gamma_s >> \Gamma_a$ – ширина "размазывания" одночастичного состояния $|a>$ по уровням составного ядра; $\delta_0(E)$ – нерезонансная часть фазы потенциального рассеяния. Отметим, что в формуле (4) не учтено "внешнее" смешивание одночастичного и компаунд-ядерных состояний [1, 2]. "Фоновая" силовая функция $s(E)$ пропорциональна ширине Γ_s :

$$s(E) = |A_0(E)|^2 B^{-2}\Gamma_s , \quad (5)$$

где $A_0(E)$ – нерезонансная часть амплитуды волновой функции непрерывного спектра (нормированной на дельта-функцию от энергии); B^{-2} нормировочный коэффициент, равный $2\pi R$, если $KR \equiv X >> 1$ (K – волновой вектор нуклона внутри ядра, $R = r_0 A^{1/3}$ – радиус ядра).

Выражение для $\bar{S}(E)$ в энергетическом интервале $|E - E_a| \sim D$ можно получить суммированием полюсных слагаемых вида (4), возникающих от каждого изолированного одночастичного разонанса. При таком суммировании следует иметь в виду, что ширина распада одночастичного состояния $|a(E_a)>$ в непрерывный спектр, соответствующий энергии E, определяется выражением

$$\Gamma_a(E) = P(E)\,\gamma\,|<a(E)\,|\,a(E_a)>|^2 , \quad (6)$$

где $P(E)$ - проницаемость барьера, γ – приведенная ширина; не зависящая от энергии, если $|E - E_a| \sim D << K^2/2m$.

С учетом этого замечания суммирование по резонансам приводит к следующему выражению для $\bar{S}(E)$:

$$\bar{S}(E) = e^{2i\delta_0(E)}\left\{1 - \frac{1}{2}s(E) - \frac{1}{2}P(E)\frac{i(1 - ib\xi)^2}{\mathrm{tg}(\pi/D)(E - E_a) + i\xi}\right\}, \quad (7)$$

где E_a – энергия ближайшего к E одночастичного уровня, $\xi = \pi\Gamma_s/2D$, $S(E) = b^2\xi P(E)$.

Используя соотношения (3), (7), получим следующее выражение для силовой функции $SF(E)$:

$$SF(E) = s(E)\frac{[\mathrm{tg}(\pi/D)(E - E_a) + b^{-1}]^2}{\mathrm{tg}^2(\pi/D)(E - E_a) + \xi^2} . \quad (8)$$

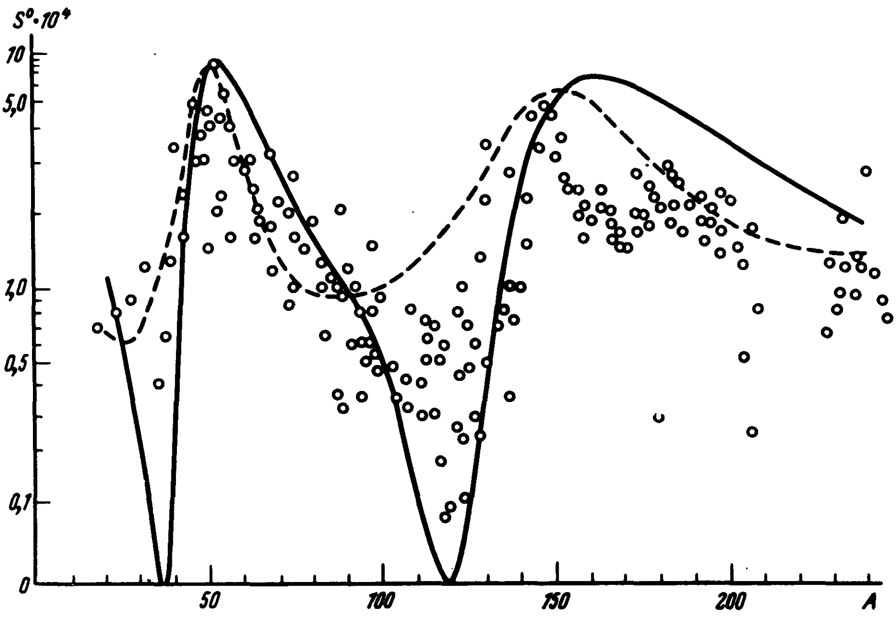
Из этого выражения следует, что силовая функция обнаруживает асимметрию в зависимости от разности $E - E_a$ и обращается в нуль при значении $E_0 - E_a$, определяемым условием $b\,\mathrm{tg}(\pi/D)(E_0 - E_a) = -1$.

При фиксированной энергии $E \to 0$; $SF(R)$ обращается в нуль для ядра с радиусом R_0, который находится из условия $b\,tg(\pi/D)E_a(R_0) = 1$.

В случае потенциальной ямы прямоугольной формы соотношение (8) для $E \to 0$ можно представить в виде

$$SF(R) = P\xi \frac{(\mathrm{ctg}\, aA^{1/3} - 1)^2}{\mathrm{ctg}^2 aA^{1/3} + \xi^2}, \tag{9}$$

где $a = Kr_0$, $P = 4kK^{-1}$ для s-нейтронов. Для качественного сравнения с экспериментальными данными и результатами оптической модели можно использовать формулу (9) и в случае реалистического потенциала. В этой формуле параметр $a \sim 1$, а проницаемость $P(E)$ в соответствии с определением, данным в [3], вычисляется для потенциала с размытым краем.



В тех же предположениях выражение для силовой функции согласно оптической модели с объемным поглощением $W = \frac{1}{2}\Gamma_s$ таково:

$$SF(R) = P\xi \frac{\mathrm{ctg}^2 aA^{1/3} + 1}{\mathrm{ctg}^2 aA^{1/3} + \xi^2}. \tag{10}$$

Это выражение в отличие от (9) не имеет существенной асимметрии относительно своих максимумов и нигде не обращается в нуль. На рисунке вместе с экспериментальными данными [1] приведены как функции атомного веса, величины $S_0(A) = \frac{1}{2\pi} SF(E = 1\ \text{эв})$ для s-нейтронов, рассчитанные по формулам (9), (10) со следующими значениями параметров: $P = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$, $a = 2{,}18$; $\xi = \beta A^{1/3}$, $\beta = 0{,}09$. Как следует из рисунка, формула (9) объясняет существование глубокого минимума в силовой функции для медленных s-нейтронов при $A \sim 120$.

В заключение отметим, что не учтенное взаимодействие одночастичных резонансов приводит к отличному от нуля значению силовой функции в области минимума.

Более подробный вывод приведенных в этой статье формул будет сделан в последующей работе.

Московский
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
20 апреля 1971г.

Литераура

[1] Д.Ф.Зарецкий, М.Г.Урин. ЯФ, 11, 361, 1970.

[2] Д.Ф. Зарецкий, В.К.Сироткин, М.Г.Урин. ЯФ, 14, вып. 3, 1971.

[3] Дж.Блатт, В.Вайскопф. Теоретическая ядерная физика, ИИЛ, 1954г.