

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

3340/83

24/6-83

P4-83-225

В.Г.Николенко

ОБ ОПЕРАЦИИ ПРИВЕДЕНИЯ
НЕЙТРОННЫХ ШИРИН

1983

Для сравнения экспериментальных данных о нейтронных ширинах с теоретическими расчетами необходимо исключить зависимость нейтронных ширин от энергии, связанную с механизмом возбуждения нейтронного резонанса - зависимостью фактора проницаемости от энергии нейтрона. С этой целью используют понятие приведенной нейтронной ширины. Усредненная по статистическим флуктуациям средняя приведенная нейтронная ширина Γ^{ℓ} не должна зависеть от энергии, если рассматриваемый энергетический интервал много меньше ширины гигантского резонанса размера ядра для силовой функции $S_{\ell}^{\ell} = \Gamma^{\ell} / \mathcal{D}$, где \mathcal{D} - среднее расстояние между нейтронными резонансами. Благодаря тому, что в S^{ℓ} не входит энергетически зависимый множитель, связанный с фактором проницаемости, наблюдаемую энергетическую зависимость S_{ℓ}^{ℓ} / конечно, с учетом флуктуаций положений и ширин компаунд-уровней / можно связывать либо с резонансом размеров, либо с некоторой промежуточной структурой этого резонанса. Поэтому важно правильно исключить роль фактора проницаемости P_{ℓ} при получении приведенной нейтронной ширины.

1. Обычно приведенная нейтронная ширина (Γ^{ℓ}) получается из экспериментальной (Γ) согласно соотношению

$$\Gamma^{\ell} = \frac{\Gamma}{P_{\ell}} \frac{Ka}{\sqrt{E}} \quad /1/$$

при таких проницаемостях

$$P_0 = Ka, \quad P_1 = \frac{(Ka)^3}{1 + (Ka)^2} \quad /1a/$$

где a - радиус канала, K - волновое число, ℓ - орбитальный момент.

Проницаемость сильно зависит от радиуса канала a . А выбор величины последнего в значительной степени зависит от нашего произвола, допускаемого R-матричной теорией. Этот произвол компенсируется в R-матричном формализме величинами

$$R^{\infty} = \sum_{\lambda} \frac{\gamma_{\lambda}^2}{E_{\lambda} - E} = \frac{0,23 \cdot 10^{-9}}{a} \int \frac{S'(E')}{E - E'} dE' \quad /2/$$

учитывающими вклад в рассеяние от удаленных от рассматриваемого энергетического интервала компаунд-уровней. Здесь амплитуда приведенной ширины γ_{λ} и силовая функция S' выражаются так:

$$\gamma^2 = \frac{\Gamma}{2P_\ell}, \quad s' = \frac{\langle \Gamma^\ell \rangle}{\langle \mathcal{D} \rangle} \quad /2a/$$

Так, при $R^\infty \neq 0$ фактический радиус s -потенциального рассеяния R'_0 отличен от a : $R'_0 = a(1 - R^\infty_0)$.

При $R^\infty \neq 0$ надо заменить $^{1,2}/ P$ в $/1/$ на

$$P'_\ell = \frac{P_\ell}{d_\ell}, \quad d_\ell = (1 - s_\ell R^\infty_\ell)^2 + (P_\ell R^\infty_\ell)^2, \quad /3/$$

здесь s_ℓ - фактор сдвига $^{1,2}/$. При нулевых граничных условиях

$$s_0 = 0; \quad s_1 = -\frac{1}{1 + (Ka)^2}.$$

Однако необходимость перехода от P к P' при $R^\infty \neq 0$ обычно не принимается во внимание, и приведение ширин делается согласно соотношению $/1/$. При этом, согласно соотношению $/2a/$ /но с пропущенными из $/1a//$, получают значения силовых функций S , т.е. $-S \sim \Gamma/P$, вместо правильного значения $S' \sim \Gamma/P'$

$$S' = Sd.$$

В величине $S' \sim \gamma^2$ исключены энергетически зависимые множители, связанные с проникаемостями. И S' , согласно статистической модели в энергетическом интервале, много меньшей ширины одночастичного пика силовой функции, не должна меняться с энергией. В противоположность этому, величина S может меняться /при $R^\infty \neq 0/$ с энергией из-за неучтенного множителя d , зависящего от E .

При $\ell = 0$ экспериментальные значения R^∞_0 для разных ядер лежат приблизительно в интервале от $-0,4$ до $0,4$. Подобным образом должны вести себя и величины R^∞_ℓ для $\ell \neq 0$. Значит, d_ℓ может сильно отличаться от единицы.

Значения величин d_ℓ для $a = 8$ фм и разных ℓ , E , R^∞ приведены в таблице.

Таблица

ℓ	R^∞	$E_{\text{кэВ}}$	1	50	100	200	500
0	0,4		1	1,03	1,05	1,1	1,25
2	0,3		2,56	2,5	2,45	2,33	2,02
2	-0,3		0,16	0,17	0,19	0,22	0,34
1	0,3		1,69	1,58	1,51	1,41	1,3
1	-0,3		0,49	0,55	0,6	0,68	0,84

Как видно из таблицы, поправочный множитель d_ℓ может довольно сильно меняться с энергией, приводя к энергетической зависимости обычно используемой силовой функции S . Но эта зависимость от E заметна только при $E \gg 10$ кэВ.

2. Вторым эффектом, связанным с поправочным множителем d_ℓ , является в большом отличии S от S' даже при низких энергиях. Для $Ka \rightarrow 0$ $d_\ell \rightarrow (1 + \ell R^\infty_\ell)^2$. Значит, при $\ell = 0$ этот эффект отсутствует, но для $\ell = 1, 2$, как видно из таблицы, $d_\ell = S'/S$ сильно отличается от единицы.

При существующих экспериментальных данных обсуждаемую поправку интересно рассмотреть для зависимости P -силовой функции $S'(A)$ от массового числа A . Особенно она велика в районе максимумов $S'(A)$, где R^∞ значительны /слева от пикового значения S'_{max} $R^\infty > 0$, справа - $R^\infty < 0$, достигая экстремумов при отклонении по A от пикового значения на полуширину пика $S'(A)$. Это должно приводить к тому, что пик $S'_1(A)$ будет сдвинут относительно пика $S_1(A)$ в сторону меньших A и увеличится S_{max} в сравнении с S'_{max} . Рис.1 демонстрирует этот эффект. Величины S_1 , представленные на нем, получены на основании расчета значений $R^\infty_{\ell j}$ и $S'_{\ell j}$ ($R^\infty_{1,2}$ -

кривая 1 на рис.2) согласно схеме, описанной в работе $^{3}/$, $R^\infty_{\ell j}$ ($j = \ell \pm 1/2$) получались из соотношения $/2/$; при этом для расчета $S'_{\ell j}$ использовалось выражение

$$S'_{\ell j} = \frac{2\Gamma_0}{\pi W} \sum_i \frac{1}{x_i^2 + 1}, \quad x_i = \frac{2(E_i - E)}{W}, \quad S'_1 = \sum_j \frac{2j+1}{2(2\ell+1)} S'_{\ell j},$$

где с учетом принципа Паули суммирование проводилось только по незаполненным P -одночастичным состояниям / Γ_0 - их ширины, W - ширина пика S' на полувысоте/.

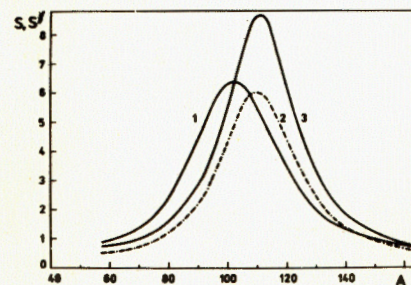


Рис.1

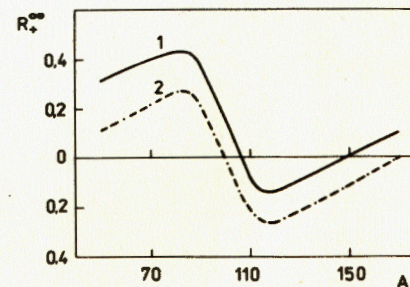


Рис.2

Как видно из рис.1 /кривые 1 и 2/, рассматриваемая поправка велика: величина силовой функции на левом склоне пика меняется приблизительно в 1,5 раза, максимум пика смещается по A на

7-10 единиц. Для сравнения на рис.1 и 2 приведены также расчетные значения $R_{1-\frac{3}{2}}^{\infty}$ /кривая 2, рис.2/ и S_1 /кривая 3, рис.1/,

полученные без учета принципа Паули. Сравнение кривых 2 и 3 /рис.1/ показывает чувствительность рассматриваемой поправки к поведению R^{∞} в зависимости от A .

3. Экспериментальные значения $S(A)$ получены большей частью при малых энергиях / $E < 100$ кэВ/. Поэтому для них прежде всего существен эффект, обсуждаемый в пункте 2. Обычно зависимость $S(A)$ сравнивают с оптическим расчетом, который дает величину $S'(A)$. И поскольку экспериментальные значения S_1 ($\ell=1$) сильно изменены в сравнении с S'_1 , а S_0 практически совпадает с S'_0 , то по этой причине оптика не должна описывать с одними и теми же параметрами экспериментальные значения S_0 и S_1 .

Здесь необходимо заметить, что обсуждаемая поправка в операции приведения нейтронных ширин существенно зависит от выбора граничных условий в R -матричном формализме. Соотношение /3/ для величины d предполагает нулевые граничные условия $B =$

$$= [\psi^{-1} \frac{d\psi}{dr}]_{r=a} = 0. \text{ Общее выражение для } d \text{ можно найти в } /1/. \text{ Вообще}$$

говоря, для корректного сравнения экспериментальных данных с оптическим расчетом необходимо при получении приведенных ширин использовать радиус канала и граничные условия, соответствующие оптическому расчету.

ЛИТЕРАТУРА

1. Томас Р., Лейн А. Теория ядерных реакций при низких энергиях. "Мир", М., 1960.
2. Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений. Атомиздат, М., 1978.
3. Николенко В.Г. ОИЯИ, Р4-6947, Дубна, 1973; ОИЯИ, Р4-83-128, Дубна, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 апреля 1983 года.

Николенко В.Г.

Р4-83-225

Об операции приведения нейтронных ширин

Для обычно используемой операции приведения нейтронных ширин рассчитываются поправки, связанные с изменением фактора проникаемости при отличии от нуля значения R -функции, учитывающей в рамках R -матричного формализма удаленные компаунд-уровни. Эта поправка имеет довольно сильную энергетическую зависимость при энергиях нейтронов, больших нескольких десятков кэВ. Она сильно зависит от принятых граничных условий. При нулевых граничных условиях и при малых энергиях нейтронов учет поправки существенно смещает величину и положение максимума силовой функции для $\ell=1$ и 2 , не изменяя их практически для $\ell=0$.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Nikolenko V.G.

Р4-83-225

On the Procedure of Reducing the Neutron Widths

Corrections are considered for ordinarily used operation of reducing the neutron widths. These are due to the change of penetration factor when R -function making allowance for remote compound levels does not equal zero. This correction has a strong energy dependence for energies more than tens keV. It depends on accepted boundary conditions B . For $B=0$ and small neutron energies the account of this correction essentially changes the value of strength function for $\ell=1,2$, not changing them for $\ell=0$.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.