

*Письма в ЖЭТФ, том 20, вып. 11, стр. 754–758*

*5 декабря 1974 г.*

## **ОДНОЧАСТИЧНЫЕ ПРОТОННЫЕ ШИРИНЫ ИЗОБАРИЧЕСКИХ АНАЛОГОВЫХ РЕЗОНАНСОВ**

*Ю.Н.Девятко, М.Г.Урин*

На основе оболочечной модели предложена формула для одночастичных протонных ширин ИАР, учитывающая приближенное сохранение изоспина. Показана устойчивость расчетов по этой формуле к вариациям параметров модели.

Одной из практически важных целей теории изобарических аналоговых резонансов (ИАР) является получение формулы для одночастичной

протонной ширины ИАР —  $\Gamma_{s.p.}^\dagger$ . Основная трудность, с которой сталкиваются микроскопические подходы к описанию ИАР, заключается в учете влияния сложных конфигураций на формирование ИАР и, в частности, на величину  $\Gamma_{s.p.}^\dagger$ . Это влияние можно учесть в рамках феноменологического подхода, в котором для описания системы "нуклон + ядро-мишень" используется следующий гамильтониан [1]

$$H = K + \bar{U} + t T \bar{V} + \left( \frac{1}{2} - t^{(3)} \right) V_C, \quad (1)$$

где  $K$  — кинетическая энергия;  $\bar{U}$  и  $\bar{V}$  — эффективные значения изоскалярного и изовекторного потенциалов;  $V_C$  — кулоновская энергия. Требования, чтобы этот гамильтониан, во-первых, для системы "нейтрон в связанном состоянии + ядро-мишень" переходил в гамильтониан оболочечной модели для нейтронов:  $h_n = K + U + \frac{1}{2} T_0 V$ ; во-вторых, для

системы "протон в непрерывном спектре + ядро-мишень" переходил в гамильтониан оптической модели для протонов:  $h_p = K + U - \frac{1}{2} T_0 V +$

$+ V_C - iW + \Delta$ ; приводят к следующему выражению для эффективного потенциала Лэйна (или эффективной энергии симметрии):  $T_0 \bar{V} = T_0 V + iW - \Delta$ , где  $T_0$  — изоспин ядро-мишени. Протонная ширина ИАР возникает за счет связи между входным состоянием  $|d\rangle = |nA\rangle$  ( $|A\rangle \sim \sim T^{(-)} |0\rangle$  — аналог ядро-мишени,  $|n\rangle$  — однонейтронное состояние материнского ядра) и протонным состоянием непрерывного спектра. Учет этой связи, обусловленной изовекторной частью гамильтониана (1), приводит к следующему выражению для ширины  $\Gamma_{s.p.}^\dagger$ :

$$\Gamma_{s.p.}^\dagger = (2T_0 + 1)^{-1} 2\pi \left| \int \chi_E T_0 V \chi_n dr \right|^2, \quad (2)$$

где  $\chi_E$  и  $\chi_n$  — радиальные волновые функции протонов и нейтронов. Это выражение отличается от соответствующей формулы работы [1] учетом "сдвига"  $\Delta$  в величинах  $\bar{V}$  и  $h_p$ . Зависимости ширины (2) от параметров  $W$  и  $\Delta$  на примере  $g_{9/2}$  — ИАР, возбуждаемого в реакции  $Rb^{208}(p, p_0)$ , приведены на рис. 1, 2. Как и следовало ожидать, исходя из структуры формулы (2), зависимость от "сдвига"  $\Delta$  оказывается более существенной, нежели от величины  $W$ .

Феноменологический подход оставляет без ответа следующие вопросы: 1) каким образом следует выбирать энергию симметрии  $T_0 V$ ?; 2) каков физический смысл эффективной энергии симметрии  $T_0 \bar{V}$  в формуле (2)? Ответы на эти вопросы можно получить на основе оболочечного подхода в теории ядерных реакций, в котором связанные состояния и реакции с нуклонами рассматриваются единым образом. Отметим, что учет возбуждения сложных конфигураций в процессе упругого рассеяния нуклонов ядрами в рамках оболочечного подхода приводит к той же параметризации средней  $S$ -матрицы, что и оптическая модель [2]. Указанные причины позволяют установить связь между микроскопическим и феноменологическим подходами.

Первый из поставленных вопросов имеет практическое значение. Так переход от объемного потенциала  $V$  к поверхностному меняет величину

ширины  $\Gamma_{s.p.}^\dagger$  примерно в два раза [1]. Оболочечный подход, в рамках которого аналоговые состояния можно интерпретировать как коллективные  $0^+$ -возбуждения типа протон-нейтронная дырка, приводит к следующему результату:  $T_0 V = F' n(r)$ . Здесь  $F'$  – интенсивность зарядово-обменной части взаимодействия квазичастиц,  $n(r)$  – эффективная плотность избыточных нейтронов. Отличие эффективной плотности от одно-квазичастичной плотности  $n_0(r)$  за счет поляризации "остова", обусловленной взаимодействием, приближенно можно учесть формулой

$$n(r) = (1 + f')^{-1} [n_0(r) + f' \bar{n}(r)], \quad (3)$$

где  $\bar{n}(r)$  – нормированное на величину нейтронного избытка распределение Вудса – Саксона;  $f' = 1,3 \pm 0,3$  – безразмерное значение силовой константы  $F'$ . Неопределенность в выборе этой константы слабо сказывается на величине  $\Gamma_{s.p.}^\dagger$ . Это утверждение на примере рассмотренного выше ИАР иллюстрирует рис. 3.

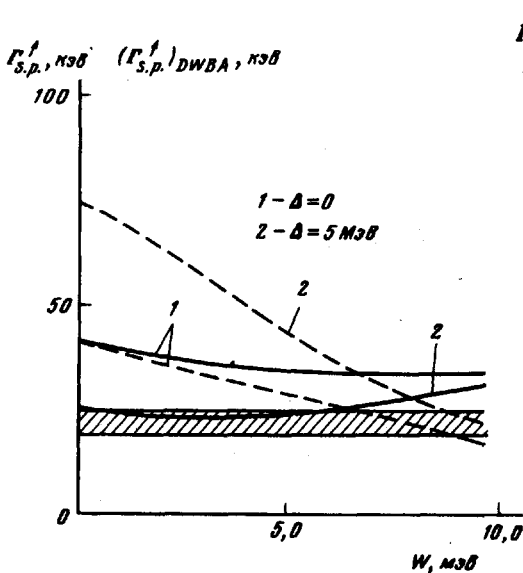


Рис. 1

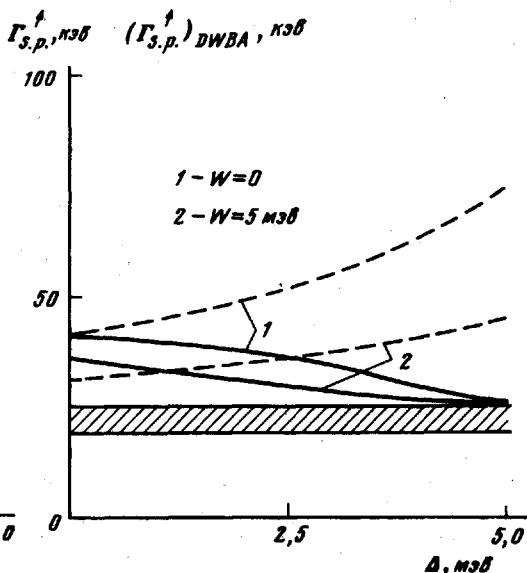


Рис. 2

Рис. 1, 2. Зависимости ширины  $\Gamma_{s.p.}^\dagger$  (сплошные линии) и  $(\Gamma_{s.p.}^\dagger)_{DWBA}$  (пунктирные линии) для  $g_{9/2}$  – ИАР (реакция  $^{208}\text{Pb}(p, p_0)$ ; энергия резонанса  $E_r = 14,9$  мэВ) от величин  $W$  и  $\Delta$  в случае объемного поглощения. Подобные зависимости имеют место и в случае поверхностного поглощения. Заштрихованной полосой обозначена область экспериментальных значений ширины  $\Gamma^\dagger$

Формулу (2) можно получить на основе оболочечного подхода к описанию ИАР. В энергетическом интервале вблизи ИАР состояния сложной природы  $|\lambda\rangle$  характеризуются "нормальным" изоспином  $T_< = T_0 - 1/2$ . Поэтому связь между ними и аналоговым состоянием  $|a\rangle$ , имеющим изоспин  $T_> = T_0 + 1/2$ , за счет "остаточного" ядерного взаимодействия  $H'$  отсутствует, т. е.  $\langle a | H' | \lambda \rangle = 0$ , (где  $|a\rangle \approx |d\rangle + (2T_0)^{-1/2} |p\rangle$ ,  $|p\rangle$  – однопротонное состояние с той пространственной конфигураци-

ей, что и у состояния  $|\pi\rangle$ . Это условие приводит к следующим равенствам, на которые опирается вывод формулы (2):

$$\sum_{\lambda} \frac{\langle d|H'| \lambda \rangle \langle \lambda|H'|E \rangle}{E - E_{\lambda} + iI} = -\frac{1}{\sqrt{2T_0}} \sum_{\lambda} \frac{\langle p|H'| \lambda \rangle \langle \lambda|H'|E \rangle}{E - E_{\lambda} + iI} =$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2T_0}} \int \chi_n(iW - \Delta) \chi_E^{opt} dr , \quad (4)$$

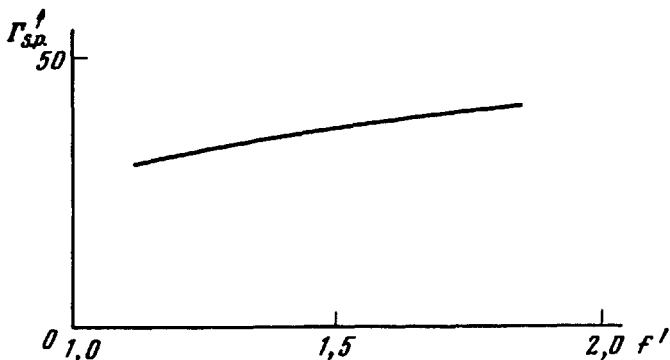


Рис. 3. Зависимость ширины  $\Gamma_{s.p.}^{\uparrow}$  от величины  $f'$  для указанного ИАР в случае  $W = \Delta = 0$  (для реалистических значений  $W$  и  $\Delta$  эта зависимость ослабляется). Параметры оболочечной модели взяты из монографии [3]

где  $I$  — интервал усреднения. Таким образом, эффективная энергия симметрии в формуле (2) возникает вследствие учета приближенного сохранения изоспина. Естественное, на первый взгляд, предположение о случайности фаз матричных элементов  $\langle d|H'| \lambda \rangle$  и  $\langle \lambda|H'|E \rangle$  в применении к ИАР оказывается неверным. Это предположение, используемое в большинстве микроскопических подходов к описанию ИАР, приводит согласно (4) к выражению для одночастичной протонной ширины, которое получается из формулы (2) заменой  $\bar{V} \rightarrow V$ . Соответствующая ширина, которую естественно обозначить как  $(\Gamma_{s.p.}^{\uparrow})_{DWBA}$ , обнаруживает более резкую зависимость от параметров оптической модели  $W$  и  $\Delta$  нежели ширина  $\Gamma_{s.p.}^{\uparrow}$  (см. рис. 1, 2).

Устойчивость ширины  $\Gamma_{s.p.}$  к рассмотренным выше вариациям параметров является следствием самосогласованного метода расчета: одни и те же величины  $W$ ,  $\Delta$ ,  $V$  определяют ширины (2) как непосредственно, так и через волновые функции нуклонов. Это обстоятельство позволяет рассчитывать на практическую возможность определения абсолютных значений спектроскопических факторов низковозбужденных состояний ядер по экспериментальным значениям протонных ширины ИАР.

## Литература

- [1] H. Bledsoe, T. Tamura. Nucl. Phys., A164, 191, 1971.
  - [2] М.Г.Урин. Оболочечные эффекты в резонансных ядерных реакциях с нуклонами. М., МИФИ, 1974 г.
  - [3] П.Э.Немировский. Современные модели атомного ядра. М., Атомиздат. 1960.
-