19/IX

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р-2863

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.В. Балашов, Е.Л. Ядровский

НУКЛОННЫЕ ШИРИНЫ ИЗОБАРИЧЕСКИХ АНАЛОГОВЫХ СОСТОЯНИЙ В ЯДРАХ

1966

P-2863

В.В. Балашов, Е.Л. Ядровский

НУКЛОННЫЕ ШИРИНЫ ИЗОБАРИЧЕСКИХ АНАЛОГОВЫХ СОСТОЯНИЙ В ЯДРАХ

Обнаружение изобарических аналоговых состояний в средних ядрах положило начало работам по изучению точности изоспина в ядрах с $N-Z \gg 1$. Задача теоретической трактовки этих состояний осложняется тем, что они располагаются при больших энергиях возбуждения – в области непрерывного спектра как протонного, так и нейтронного каналов. Отсюда возникла острая проблема ширин аналоговых состояний. В последнее время появились интересные экспериментальные данные по парциальным ширинам, соответствующие распаду аналоговых резонансов не только на основное, но и на возбужденные уровни продуктов. Это позволяет продвинуться в понимании структуры рассматриваемых состояний, хотя и делает жесткими требования, предъявляемые к теории.

В данной работе мы исходим из приближенного варианта единой теории ядерных реакций, предложенного в работе /1/. Согласно /1/ закрытые и открытые каналы равноправны с точки зрения формирования составного ядра. Положение уровней составного ядра определяется собственными значениями "матрицы связи каналов", имеющей равномерность, равную полному числу каналов задачи:

$$W_{ij}(E)=[E-(E_i-\frac{i}{2}\Gamma_i(E)]\delta_{ij}-v_{ij}.$$

Здесь E_i – положение уровня (дискретного или квазистационарного) в канале i до включения недиагонального по каналам взаимодействия v_{ij}; $\Gamma_i(E)$ (функция энергии) – однонуклонная ширина в соответствующем открытом канале ("кластерными" каналами мы пренебрегаем). При малых $\Gamma_i(E)$ положение резонансов определяется собственными значениями ϵ_p вещественной части матрицы связи, а их ширины выражаются через соответствующие собственные векторы $\chi_i^{(\mu)}$:

$$\Gamma_\mu=\sum_i|\chi_i^{(\mu)}|^2\Gamma_i(\epsilon_\mu).$$

Это приводит к известному методу приведенных ширин при расчете распада высоковозбужденных ядерных состояний.

В рамках этого метода мы провели рассмотрение аналоговых состояний 2^- в ядре Zr^{90}, учитывая смешивание переходов на разных оболочках и не делая заранее предположения о сохранении изоспина. Каждый такой переход (за исключением переходов нейтрона из оболочки $/g_{9/2}$) был представлен в расчете тремя конфигурациями: (α) – "частица-дырка" для нейтрона – типа $(2p_{1/2})_n^{-1}(2d_{5/2})_n$; ($\beta$) – "две частицы – две дырки" – типа $(2p_{1/2})_p^{-1}\{(1g_{9/2})_n^{-1}(1g_{9/2})_p\}_{0^+}(2d_{5/2})_n$; ($\gamma$) – "частица-дырка" для протона – типа $(2p_{1/2})_p^{-1}(2d_{5/2})_p$. Параллельно проводился расчет состояний $1/2^-$, $3/2^-$, $7/2^-$ и $5/2^-$ ядра Zr^{89} со смешиванием конфигураций (n^{-1}) –типа $(2p_{1/2})_n^{-1}$ и (n^{-1})–типа $(2p_{1/2})_p^{-1}\{(1g_{9/2})_n^{-1}(1g_{9/2})p\}_{0^+}$. Уровни "нулевого приближения" для указанных конфигураций выбирались согласно эмпирическим и полуэмпирическим схемам[2,3] с учетом кулоновской энергии протона $E = 11{,}6$ Мэв[4]. Смешивание конфигураций рассчитывалось по формулам[5] с помощью δ –образного потенциала

$$V(1,2) = g[(1-\alpha)+\alpha\bar{\delta}_1\bar{\delta}_2]\delta(\bar{\delta}_1-\bar{\delta}_2)\ ;$$

$g = -1050$ Мэв. f^3, $\alpha = 0{,}13$.

Проекция полученных волновых функций на состояния с определенным изоспином (матрицы соответствующего унитарного преобразования приведены в таблицах 1 и 2) показывает, что в рассматриваемых состояниях изоспин оказывается хорошим квантовым числом со средней точностью выше 95%. Это примерно тот же уровень точности, что согласно Сливу и Харитонову[6] свойственен основным состояниям ядер. Однако важно учесть, что в рамках избранного подхода эффект смешивания состояний по изоспину за счет кулоновского взаимодействия имитируется и другим фактором – неточностью исходных данных о положении одночастичных нейтронных и протонных уровней и отсутствием строгой согласованности этих данных с формой и параметрами двунуклонного потенциала. Это очень сложная проблема. Откладывая ее подробное обсуждение до последующих публикаций, приведем результаты расчета в предположении "минимального" смешивания состояний по T – только за счет кулоновского взаимодействия протона и протонной "дырки".

Из таблицы 3 видно, что основным фактором, влияющим на соотношение протонных ширин упругого и неупругого рассеяния, является ядерное смешивание различных оболочечных конфигураций, имеющих одну и ту же изотопическую структуру ($T = T_0 + 1$). Подключение "фоновых" частично-дырочных возбуждений с $T = T_0$ играет при этом незначительную роль.

Обращаясь к деталям, отметим, что, вопреки одночастичной модели, состояние 2^- при 15,5 Мэв приходится отнести не к дублету $(2p_{1/2})^{-1}2d_{5/2}$, а в основном к конфигурациям $(2p_{1/2})^{-1}2d_{5/2}$; представитель же дублета расположен выше – в районе 16,5 Мэв. Интересно также, что состояние 2^- при 15,5 не является, по-видимому, вторым аналогом. Согласно расчету, ниже его, в районе 15,3 Мэв, лежит еще один уровень 2^- – с очень малой приведенной шириной относительно основного состояния (и поэтому, возможно, не обнаруженный ни в опытах Фокса, ни в соответствующих экспериментах по срыву[4].

Проведенный расчет дает лишь "каркас" истинной картины резонансов, наблюдаемых на опыте. Мы обрезали базис, исключив из "матрицы связи" состояния сложной природы (и в первую очередь – состояния типа "две частицы – две дырки" с $T = T_0$), по которым происходит разброс "чистых" аналоговых состояний. Поэтому нет смысла детально сравнивать с экспериментом абсолютные значения резонансных ширин (они меньше экспериментальных значений в 3 – 4 раза). Однако отношение протонных ширин для упругого и неупругого рассеяния находится в хорошем согласии с экспериментом. Для низшего аналогового состояния 2^-

$$\left(\frac{\theta_{p1}}{\theta_{p0}}\right)^2 = \begin{cases} 0{,}245 - \text{теория}, \\ 0{,}238 - \text{эксперимент} \ /7/ \end{cases}.$$

Для состояния 2^- при 15,5 Мэв это отношение уже больше единицы ($\sim 2{,}15$).

Положение с объяснением нейтронных ширин значительно хуже. Если нейтронные приведенные ширины для уровня $1/2^-$ Zr^{89} по порядку величины вполне согласуются с экспериментом /7/ ($\theta_n^2 \approx 10^{-4}$), то для уровня $9/2^+$ они занижены на два порядка. Однако надо учесть, что значения нейтронных приведенных ширин, свидетельствующие о степени нарушения чистоты изоспина, крайне чувствительны к самым различным параметрам расчета. Достаточно отметить, что "фон" состояний с $T = T_0$ очень неоднороден: согласно расчету, в области 12,0 – 17,0 Мэв лежит большое число резонансов с $T = T_0$: 12,49; 13,67; 14,08; 14,35; 14,47; 15,95 Мэв и т.д.

Детальная прогонка параметров расчета будет сделана в следующей работе. Там же будет проведен анализ аналоговых резонансов Zr^{90} с другими значениями спина (0^-, 1^-, 3^-) и рассмотрены свойства соответствующих уровней Y^{90}. Однако уже полученные результаты по протонным ширинам можно рассматривать как веское подтверждение высокой точности изоспина в области ядер с $A \approx 100$.

Литература

1. В.В. Балашов, П. Долешал, В.Л. Коротких, Г.Я. Коренман, В.Н. Фетисов. Ядерная физика, 2, 643 (1965).
2. J.S.Schroder. Nuovo Cim, 60, 512 (1959).
3. В.А. Кравцов. Массы атомов. Атомиздат, 1965.
4. J.d.Fox et al., Phys. Rev., 12, 198 (1964).
5. В.В. Балашов, К.А. Туманов, Ю.М. Широков. В статье "Ядерные реакции при малых и средних энергиях". Москва, 1958, стр. 548.
6. Л.А. Слив, Ю.И. Харитонов. Ядерная физика, 1, 1129 (1965).
7. G.S.Mani, G.C.Dutt. Phys. Lett., 16, 50 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
3 августа 1966 г.

Т а б л и ц а 1

	$T' = T_0 - 1/2$	$T' = T_0 + 1/2$
$(n)^{-1}$	$\left(\frac{2T_0}{2T_0+1}\right)^{1/2}$	$\left(\frac{1}{2T_0+1}\right)^{1/2}$
$(\tilde{n})^{-1}$	$-\left(\frac{1}{2T_0+1}\right)^{1/2}$	$\left(\frac{2T_0}{2T_0+1}\right)^{1/2}$

Т а б л и ц а 2

	$T = T_0$ $T' = T_0 - 1/2$	$T = T_0$ $T' = T_0 + 1/2$	$T = T_0 + 1$ $T' = T_0 + 1/2$
α	$\left(\frac{2T_0}{2T_0+1}\right)^{1/2}$	$\left(\frac{1}{(2T_0+1)(2T_0+2)}\right)^{1/2}$	$\left(\frac{1}{2T_0+2}\right)^{1/2}$
β	$-\left(\frac{1}{2T_0+1}\right)^{1/2}$	$\left(\frac{2T_0}{(2T_0+1)(2T_0+2)}\right)^{1/2}$	$\left(\frac{2T_0}{2T_0+2}\right)^{1/2}$
γ	——	$\left(\frac{2T_0+1}{2T_0+2}\right)^{1/2}$	$-\left(\frac{1}{2T_0+2}\right)^{1/2}$

Т а б л и ц а 3

Е возб. (Мэв).	Теория	13,32	15,28	15,48	16,58
	Эксперимент	13,12		15,55	
Вклад основных конфигураций с Т = 6 (примеси с амплитудой, меньше 0,1 не указаны)	$2p_{1/2}\,2d_{5/2}$	0,890		–0,360	0,182
	$2p_{1/2}\,2d_{3/2}$			0,420	0,784
	$2p_{3/2}\,2d_{5/2}$	0,439	0,152	0,741	–0,403
	$2p_{3/2}\,2d_{3/2}$			–0,312	
	$1f_{5/2}\,2d_{5/2}$		–0,952	0,184	
Примесь конфигур. с Т = 5, $T' = 9/2$	$2p_{1/2}\,2d_{5/2}$	$2\cdot10^{-2}$	$1\cdot10^{-3}$		
	$2p_{1/2}\,2d_{3/2}$	$3\cdot10^{-3}$	$1\cdot10^{-2}$		$1\cdot10^{-2}$
	$1g_{9/2}\,2f_{7/2}$	$4\cdot10^{-3}$		$2\cdot10^{-4}$	
$T' = 11/2$	$2p_{1/2}\,2d_{5/2}$	$4\cdot10^{-2}$	$2\cdot10^{-3}$	$1\cdot10^{-2}$	$4\cdot10^{-3}$
	$2p_{1/2}\,2d_{3/2}$	$3\cdot10^{-3}$	$3\cdot10^{-2}$	$2\cdot10^{-2}$	$3\cdot10^{-2}$
	$2p_{3/2}\,2d_{5/2}$	$3\cdot10^{-3}$	$3\cdot10^{-3}$	$2\cdot10^{-3}$	$6\cdot10^{-3}$