

сообщения
Объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

e
+

1319 / 2-81

P15-80-786

А.А.Быков, О.Е.Крафт, Ю.В.Наумов, Б.Ф.Петров,
В.М.Сигалов, И.В.Сизов

ПРОМЕЖУТОЧНАЯ СТРУКТУРА
В ПРОТОННЫХ РЕЗОНАНСАХ

1980

1. ВВЕДЕНИЕ

В то время как структура нейтронных резонансов интенсивно изучается как экспериментаторами, так и теоретиками, вопросам структуры резонансов в реакциях с протонами уделяется мало внимания. Основные усилия направлены на исследование свойств аналоговых состояний, которые хорошо проявляются в функциях возбуждения упругого и неупругого рассеяния протонов и в реакции (p, γ) . Однако в тех же функциях возбуждения при энергиях протонов от 1 до 5 МэВ наблюдается большое число неаналоговых резонансов. Их интенсивность часто сравнима с интенсивностью аналогов.

В последние годы накоплен большой экспериментальный материал об энергиях, квантовых характеристиках, парциальных ширинах неаналоговых протонных резонансов. Однако определенных заключений о структуре этих резонансов сделано не было. Предполагалось, что протонные резонансы имеют статистический характер, так же как и резонансы в реакциях с нейтронами^{/1/}. В то же время отмечалось, что имеются данные, указывающие на нестатистический характер неаналоговых протонных резонансов^{/2/}.

Прямым доказательством нестатистической природы неаналоговых резонансов было бы обнаружение промежуточной структуры^{/3/} в сечениях реакций с протонами. Простейшим проявлением промежуточной структуры является наличие максимума в распределении квадратов приведенных ширин резонансов в зависимости от энергии возбуждения. Однако попытки найти такие максимумы в приведенных ширинах не увенчались успехом^{/1/}. Отчетливо в распределениях приведенных протонных ширин проявляются только аналоговые состояния. Такая же ситуация наблюдается и для гамма-ширин.

Согласно^{/4/} промежуточной структурой называется нарушение предположений статистической модели в локализованной энергетической области. Основным предположением статистической модели является случайное распределение приведенных ширин $\gamma_{\lambda c}$ резонансов:

$$\frac{\lambda}{\gamma_{\lambda c} \gamma_{\lambda c'}} = \gamma_{\lambda c}^2 \delta_{cc'},$$

где усреднение проводится по резонансам λ ; c и c' - каналы реакции. Это соотношение может быть проверено экспериментально, поскольку в некоторых случаях можно определить знак для отношения приведенных ширин $\frac{\gamma_{\lambda c}}{\gamma_{\lambda c'}} = \delta$.

В работе /3/ определены знаки отношения приведенных ширин в выходном канале для случая неупругого рассеяния протонов через резонанс $3/2^-$ на уровень 2^+ . Эти отношения найдены для большого числа резонансов в ^{49}V , при этом показано, что в данном ядре наблюдается промежуточная структура, отличающаяся от аналогового состояния. Интерпретации промежуточной структуры в /3/ не дается.

В настоящей работе предлагается новый метод поиска промежуточных структур, основанный на анализе знаков величин смесей мультипольностей δ для гамма-распада резонансов. Величина и знак δ определяются из анализа угловых распределений гамма-переходов в реакции (p, γ) через резонанс. Анализ знаков δ показывает, что в реакции $^{60}\text{Ni}(p, \gamma) ^{61}\text{Cu}$ для $3/2^-$ резонансов существует промежуточная структура. Гамма-распад резонансов характеризуется сильными M1-переходами на основное состояние.

Появление промежуточной структуры интерпретируется как распределение силы гигантского резонанса Гамова-Теллера по резонансным состояниям более сложной структуры.

2. МЕТОД ПОЛУЧЕНИЯ δ

Угловое распределение прямых гамма-переходов с резонанса I_i на низколежащее состояние I_f выражается в виде разложения по полиномам Лежандра:

$$W(\theta) = \sum_k A_k P_k(\cos\theta).$$

Для реакции (p, γ) на четно-четной мишени и спина резонанса $I_i = 3/2^-$ можно получить /8/:

$$I_f = 1/2, \quad A_2 = \frac{-0,5 - 1,732\delta + 0,5\delta^2}{1 + \delta^2}, \quad A_4 = 0,$$

$$I_f = 3/2, \quad A_2 = \frac{0,4 - 1,55\delta}{1 + \delta^2}, \quad A_4 = 0,$$

$$I_f = 5/2, \quad A_2 = \frac{-0,10 + 1,18\delta - 0,375\delta^2}{1 + \delta^2}, \quad A_4 = 0,$$

$$I_f = 7/2, \quad A_2 = +0,1428, \quad A_4 = 0.$$

Если известны спины начального и конечного состояний и измерено экспериментальное значение A_2 , то для получения δ надо решить квадратное уравнение. В результате получаются два значения δ , одно из которых мало и соответствует основному вкладу

M1 -мультипольности в переход, а второе - велико и относится к основному E2-переходу. Из физических соображений второе значение можно отбросить, так как его использование приводит к неправдоподобно большим значениям $V(E2)$. Таким образом получаем значение δ с определенным знаком. Отметим, что имеет смысл не сам по себе знак δ , а относительный знак δ для распада различных резонансов.

Поиск промежуточной структуры заключается в измерении угловых распределений гамма-переходов с резонансов с определенным спином и анализе относительных знаков смесей δ для разных резонансов. Наличие четкой корреляции в знаках δ означает существование промежуточной структуры.

Согласно статистической теории гамма-ширины Γ_γ для переходов с резонансов на данный уровень подчиняются распределению χ^2 с одной степенью свободы. В таком случае для приведенных ширин $\gamma_{\lambda c} \sim \sqrt{\Gamma_\gamma}$ справедливо нормальное распределение ($\sigma > 0$) с шириной $\sigma \sim \sqrt{\langle \Gamma_\gamma \rangle}$ и средним значением 0. Таким образом,

в статистической теории величина $\delta = \frac{\sqrt{\Gamma_\gamma(E2)}}{\sqrt{\Gamma_\gamma(M1)}}$ есть случайная величина, равная отношению нормально распределенных величин с параметрами $\sigma(E2)$ и $\sigma(M1)$. Плотность распределения вероятности для δ выражается распределением Коши:

$$\omega(\delta) = \frac{1}{\pi} \frac{a}{(a^2 + \delta^2)},$$

где

$$a = \frac{\sigma(E2)}{\sigma(M1)}.$$

Известно, что распределение Коши представляет собой распределение величины $\delta = a \operatorname{tg} \phi$, если величина ϕ равновероятна в интервале $(-\pi/2, \pi/2)$.

Таким образом, согласно статистической теории для величины $\phi = \operatorname{arctg} \left[\frac{1}{a} \delta \right]$ равновероятны все значения в интервале $(-\pi/2, \pi/2)$. Отклонения от такого распределения свидетельствуют о наличии промежуточной структуры.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Резонансы в ^{61}Cu возбуждались в реакции $^{60}\text{Ni}(p, \gamma)^{61}\text{Cu}$ при энергиях протонов в интервале от 1570 до 1850 кэВ. Протоны ускорялись электростатическим генератором Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Мишени ^{60}Ni /95% обогащения/ имели толщину 10-20 мкг/см². Гамма-излучение регистрировалось Ge(Li)-детектором объемом 40 см³ с энергетическим разрешением 8 кэВ для гам-

Таблица 1

Энергия резонанса, кэВ /+3 кэВ/	Спин резонан- са
1577	3/2
1588	3/2*
1694	3/2*
1734	3/2
1757	5/2
1764	3/2, /5/2/
1770	3/2
1783	-
1793	3/2
1815	3/2, /5/2/
1835	3/2
1850	3/2

*Значения спинов впервые были определены в работе ^{17/}.

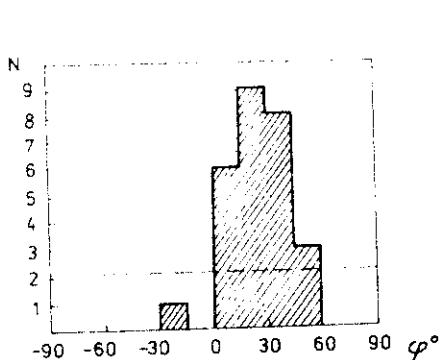
шими гамма-ширинами ^{17/}. Спины этих резонансов, за некоторыми исключениями, до сих пор определены не были. Не было никаких данных о мультипольных смесях для гамма-переходов с этих резонансов.

В табл.1 приведены полученные нами данные об энергиях и спинах наблюдаемых резонансов. Последние определены по угловым распределениям гамма-переходов с резонансов на нижележащие уровни ⁶¹Сu. Обработка угловых распределений производилась способом, подробно описанным в ^{12/}.

В табл.2 даны значения A_2 и δ для резонансов со спином 3/2. В таблицу включены также данные о четырех компонентах тонкой структуры аналогового $P_{3/2}$ -резонанса, полученные нами ранее ^{12/}. Из таблицы можно видеть, что знаки δ в подавляющем числе случаев оказываются одинаковыми для гамма-переходов с разных резонансов на данный уровень. Как правило, наиболее интенсивные переходы с резонансов - это переходы на основное состояние ⁶¹Сu. Для них все δ без исключения имеют знак плюс. На рисунке приведено распределение величин ϕ , вычисленных по формуле, приведенной в работе ^{11/}. Учтены переходы со всех изученных резонансов со спином 3/2 на нижележащие состояния 3/2⁻ /27 гамма-переходов, значение $1/a = 1,96/$. Вид-

ма-линий с энергией 7 МэВ. При данной энергии протонов измерялись гамма-спектры под углами 0°, 30°, 60°, 90° к направлению падающего пучка. При этом определялись интенсивность пучка протонов и интегральная интенсивность гамма-лучей, зарегистрированных кристаллом NaJ(Tl), расположенным под углом 90° к пучку, что позволяло нормировать интенсивность как на число прошедших протонов, так и на число испущенных из мишени гамма-квантов.

В указанной области энергий протонов расположены аналоговые состояния $P_{3/2}$, $f_{5/2}$ и $P_{1/2}$, данные о которых опубликованы нами в работе ^{12/}. Помимо них в этой энергетической области наблюдались резонансы с мень-



Распределение величины $\phi = \arctg(\frac{\delta}{\alpha})$ для распада 14 резонансов $3/2^-$ в реакции $^{60}\text{Ni}(p, \gamma)^{61}\text{Cu}$ для $E_p = 1570-1850$ кэВ на низколежащие $3/2^-$ состояния ^{61}Cu . Пунктирная линия - равномерное распределение согласно статистической модели.

но, что имеется резкое отличие от равномерного распределения /пунктирная линия/ прежде всего из-за отсутствия отрицательных значений δ .

Таким образом, экспериментальный результат можно сформулировать следующим образом:

1. Относительные фазы δ для распада компонент тонкой структуры аналогового резонанса одинаковы. Подобный результат был получен в работе [5] для неупругого рассеяния протонов.

2. Относительные фазы δ для распада резонансов $3/2^-$ в исследуемом диапазоне энергий /270 кэВ/ также одинаковы, что свидетельствует о наличии промежуточной структуры, распределенной во всем исследованном диапазоне энергий возбуждения и не проявляющейся поэтому в распределении Γ_γ .

4. ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ПРОМЕЖУТОЧНОЙ СТРУКТУРЫ

Припишем обнаруженной промежуточной структуре определенную конфигурацию. Покажем, что вся совокупность данных опыта объясняется, если предположить, что промежуточная структура возникает при распределении конфигурации типа гигантского резонанса Гамова-Теллера по резонансам с более сложной структурой.

Прежде всего необходимо объяснить резкое различие в структуре нейтронных и протонных резонансов. Будем считать для простоты, что нейтронные резонансы - это статистические резонансы, в которых промежуточные структуры не проявляются, а протонные - резонансы с относительно простыми конфигурациями, с основными свойствами, обусловленными промежуточными структурами. Столь сильную асимметрию между нейтронами и протонами естественно объяснить существованием нейтронного избытка и частично-дырочных конфигураций, которые при этом возникают. Например, аналоговое состояние, которое наблюдается среди протонных резонан-

Eур- кэВ	ур.		E _{рез.} , Кэ					
			1577	1588 *	1599 *	1605 *	1620 *	166
0	3/2 ⁻	A ₂ δ	-0,35±0,09 +0,56±0,10	+0,18±0,05 +0,14±0,03	+0,10±0,06 +0,20±0,01	+0,22±0,06 +0,10±0,02	+0,14±0,02 +0,16±0,01	+0,29 +0,07
476	1/2 ⁻	A ₂ δ	-0,44±0,08 +0,054 ^{+0,05} -0,01		-0,80±0,13 +0,20±0,12			-0,52 +0,01
970	5/2 ⁻	A ₂ δ		-0,26±0,14 -0,13±0,11	-0,30±0,08 -0,17±0,07	-0,13±0,11 -0,03±0,10	-0,09±0,26 0,00±0,22	-0,19 -0,07
1395	5/2 ⁻	A ₂ δ		-0,31±0,07 -0,17±0,07	-0,25±0,06 -0,12±0,04	-0,12±0,06 0,00±0,05	-0,12±0,14 0,00±0,10	
1663	3/2 ⁻	A ₂ δ	-0,37±0,12 +0,58 ^{+0,24} -0,10					+0,14 +0,17
2089	1/2 ⁻	A ₂ δ		-0,59±0,22 0,12	-0,50±0,08 0,00±0,04	-0,45±0,02 -0,03±0,01	-0,50±0,16 0,00±0,10	
2203	(5/2 ⁻)	A ₂ δ			+0,05±0,20 -0,04 0,3			
2357	3/2 ⁻	A ₂ δ		-0,15±0,21 +0,37 ^{+0,20} -0,15			+0,64±0,13 -0,16±0,10	
2473	3/2 ⁻	A ₂ δ		+0,12±0,09 +0,18±0,06	-0,29±0,09 +0,50±0,10	+0,09±0,18 +0,20±0,10		
2687	3/2 ⁻	A ₂ δ		+0,33±0,22 +0,14 +0,045-0,04	-0,09±0,15 +0,30±0,10		-0,16±0,19 +0,40±0,15	

* Компоненты тонкой структуры p_{3/2} -аналога.

Таблица 2

I734	I764	I770	I793	I815	I835	I850
-0,31±0,06 +0,51±0,06	+0,09±0,05 +0,19±0,03	+0,37±0,04 +0,02±0,02	+0,05±0,12 +0,23±0,08		+0,10±0,08 +0,19±0,05	-0,30±0,03 +0,78±0,12
-0,58±0,17 +0,05±0,10	+0,23±0,13 -0,39±0,04	-0,62±0,13 +0,08±0,07	-0,25±0,13 -0,14±0,07			
+0,08±0,17 +0,16±0,18						
-0,04±0,19 +0,06±0,16					-0,27±0,10 -0,14±0,08	
-0,13±0,22 +0,35±0,18	+0,26±0,11 +0,08±0,06	-0,09±0,09 +0,32±0,07				
					-0,65±0,40 +0,22±0,13	
				-0,14±0,11 +0,36±0,09	+0,22±0,13 +0,12±0,07	

сов, представляет собой входное состояние или промежуточную структуру с конфигурацией зарядово-обменного типа, то есть протонная частица - нейтронная дырка, связанные в момент 0^+ . Аналогичного зарядово-обменного возбуждения для нейтронных резонансов не существует. Поэтому различие в структуре протонных и нейтронных резонансов естественно объяснить существованием зарядово-обменных состояний. Для протонов это состояние типа протонная частица - нейтронная дырка, связанные в момент I , для нейтронов - нейтронная частица - протонная дырка, связанные также в момент I .

Поскольку мы интересуемся гамма-переходами низкой мультипольности, в частности, $M1$ -переходами, то можно ограничиться рассмотрением частично-дырочных возбуждений с $I=1^+$. Остаточные взаимодействия типа Гамова-Теллера смешивают такие конфигурации и приводят к появлению коллективных возбуждений типа гамов-теллеровского гигантского резонанса. Существование нейтронного избытка приводит к резко отличающимся свойствам входных зарядово-обменных состояний для протонов и нейтронов.

Энергетические положения и силы переходов рассчитывались для случая $(pn^{-1})_{1^+}$ -возбуждений в $^{8/}$ /конкретный расчет для ^{61}Cu приведен в $^{1/2/}$ /, а для случая $(np^{-1})_{1^+}$ -возбуждений - в работе $^{9/}$.

Для нейтронных резонансов зарядово-обменные входные возбуждения, как правило, находятся ниже энергии связи нейтрона, а силы переходов ослаблены из-за существования нейтронного избытка. Для протонных резонансов ситуация обратная. Коллективный резонанс Гамова-Теллера расположен вблизи аналогового состояния; он всегда существует в ядрах с нейтронным избытком, и силы переходов увеличиваются с ростом нейтронного избытка. Согласно $^{2/}$ компонента $3/2^-$ резонанса Гамова-Теллера расположен на 300 кэВ ниже аналогового состояния при $E_p = 1600$ кэВ / $E_{\text{возб.}} = 6,38$ МэВ/.

Расчет предсказывает только положение центра тяжести резонанса Гамова-Теллера. В реальных ядрах эта конфигурация распределена по состояниям более сложной структуры.

Недавние наблюдения резонанса Гамова-Теллера в реакции (p, n) при энергии протонов 100-200 МэВ $^{10,11/}$ показывают, что в ядрах с $A \approx 60$ ширины гамов-теллеровского резонанса составляют 2-3 МэВ. Поэтому в ^{61}Cu , например, и во многих других ядрах резонанс Гамова-Теллера распределен почти по всей области существования неперекрывающихся протонных резонансов. Поэтому он не наблюдается в распределении приведенных ширин, а проявляется в распределении фаз отношений ширин.

Характерной чертой гамов-теллеровского резонанса в ^{61}Cu является сильный $M1$ -переход на основное состояние. Действительно, так как резонанс Гамова-Теллера - это когерентная

суперпозиция частично-дырочных возбуждений $\sum_i a_i P_{3/2}^p [pn^{-1}]_{1+}$, основное состояние - почти чистое одночастичное состояние $P_{3/2}$, а в операторе $M1$ -перехода изоскалярная часть сильно подавлена по сравнению с изовекторной, то должны наблюдаться сильные $M1$ -переходы на основное состояние.

Согласно оценкам ^{1/2} величина $B(M1)$ для перехода с резонанса Гамова-Теллера на аналоговое состояние составляет $\sim 3\mu_0^2$.

Можно ожидать, что $B(M1)$ для перехода с резонанса Гамова-Теллера на основное состояние будет того же порядка. Однако конфигурация резонанса Гамова-Теллера распределена по многим резонансам составного ядра. В интервале энергии протонов 1577-1850 кэВ, изученном нами, наблюдается 9 резонансов. В области 2,5 МэВ, в которой распределен резонанс Гамова-Теллера, может находиться около 100 резонансов, несущих силу этого резонанса. Следовательно, можно ожидать для каждого резонанса величину $B(M1) = 0,03\mu_0^2$ для перехода на основное состояние. Среднее значение $B(M1)$ для переходов на основное состояние для изученных неаналоговых резонансов равно $0,027\mu_0^2$.

ВЫВОДЫ

1. Предложен метод поиска промежуточных структур в протонных резонансах.

2. Показано, что в протонных резонансах со спином $3/2^-$ с ^{61}Cu существует промежуточная структура с характерным сильным $M1$ -переходом в основное состояние.

3. Показано, что предположение о гамов-теллеровском типе обнаруженного входного состояния удовлетворительно объясняет существующие экспериментальные данные.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bilpuch E.G. et al. Phys.Rep., 1976, 28, p.145.
2. Наумов Ю.В. и др. ЭЧАЯ, 1978, 9, с.1282.
3. Lane A. Ann.of Phys., 1971, 63, p.173.
4. Mahaux C., Weidenmüller H. Nucl.Phys., 1969, A130, p.481.
5. Wells W., Bilpuch E., Mitchell G. Phys.Lett., 1979, 86B, p.18.
6. Фергюсон А. Методы угловых корреляций в гамма-спектроскопии. Атомиздат, М., 1969.
7. Butler J., Gosset C. Phys.Rev., 1957, 108, p.1473.
8. Наумов Ю.В. Изв. АН СССР, сер.физ., 1975, 39, с.1645.
9. Быков А.А., Наумов Ю.В. Изв.АН СССР, сер.физ., 1978, 42, с.1911.

10. Anderson B. et al. Bul.Am.Phys.Soc., 1980, 25, p.602.
11. Galonsky A. et al. Bul.Am.Phys.Soc., 1980, 25, p.602.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 декабря 1980 года.