

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗУ.16

К-78

2/III-73

P15 - 7072

2452/2-73

О.Е.Крафт, П.П.Лебедев, Ю.В.Наумов, И.В.Сизов

ГАММА-РАСПАД АНАЛОГОВЫХ РЕЗОНАНСОВ ⁶¹Cu

1973

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

P15 - 7072

О.Е.Крафт, П.П.Лебедев, Ю.В.Наумов, И.В.Сизов

ГАММА-РАСПАД АНАЛОГОВЫХ РЕЗОНАНСОВ ⁶¹Cu

Крафт О.Е., Лебедев П.П., Наумов Ю.В.,
Сизов И.В.

P15 - 7072

Гамма-распад аналоговых резонансов ^{61}Cu .

Измерены гамма-спектры распада изобар-аналоговых резонансов (ИАР) в реакции $^{60}\text{Ni}(p, \gamma)^{61}\text{Cu}$. При $E_p = 1599, 1605$ и 1620 кэВ возбуждаются компоненты тонкой структуры $p_{3/2}$ ИАР, при $E_p = 1674$ кэВ - $f_{5/2}$ ИАР и при $E_p = 1856$ кэВ - $p_{1/2}$ ИАР. Обнаружены антикорреляции между интенсивностями переходов на основное и низковозбужденные состояния для $p_{3/2}$ ИАР. Из анализа соотношений между величинами ft и $B(M1)$, а также переходов типа аналог-антианалог делается вывод о существенном влиянии парного спин-изоспинового взаимодействия.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1973

Kraft O.E., Lebedev P.P.,
Naumov Yu.V., Sizov I.V.

P15 - 7072

γ -Decay of the Analog Resonances

Gamma-spectra of the decay of the isobar-analog resonances (IAR) are measured for the reaction $^{60}\text{Ni}(p, \gamma)^{61}\text{Cu}$. The components of thin structures: $p_{3/2}$ of IAR, $f_{5/2}$ and $p_{1/2}$ of IAR, are excited at $E_p = 1599, 1605, 1620$ keV, $E_p = 1674$ keV and $E_p = 1856$ keV, respectively. Anticorrelations are observed between the intensities of transitions to the ground and low-excited states for $p_{3/2}$ of IAR. From the analysis of relations between ft and $B(M1)$ values, as well as of transitions of analog-antianalog type, a conclusion is made about the essential effect of the pair spin-isospin interaction.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1973

Открытие и интенсивное исследование тонкой структуры изобар-аналоговых резонансов /ИАР/ привело к пониманию того обстоятельства, что ИАР представляют собой пример "микрोगигантского" резонанса, когда относительно простое возбуждение распределяется по сложным конфигурациям составного ядра. Исследование механизма такого распределения, свойств "промежуточной структуры" представляет большой интерес.

Одним из удобных способов изучения аналоговых состояний оказалось исследование их гамма-распада, в частности, исследование гамма-распада компонент тонкой структуры ИАР.

Спектры гамма-лучей в реакции (p, γ) измерялись неоднократно для различных резонансов, однако только с появлением $\text{Ge}(\text{Li})$ -детекторов больших объемов оказалось возможным получить детальную и надежную информацию об этих спектрах. Идентификация аналоговых резонансов в реакции (p, γ) позволила интерпретировать данные о гамма-распаде с новых точек зрения /1-5/.

Надо отметить, что наиболее полные данные о гамма-распаде ИАР и наиболее надежная их интерпретация существуют для ядер с $A \approx 30$ и ядер $f_{7/2}$ оболочки. Для более тяжелых ядер данных недостаточно. В связи с этим мы провели изучение гамма-распада $p_{3/2}$, $f_{5/2}$ и $p_{1/2}$ ИАР в ^{61}Cu .

II. Экспериментальные условия

ИАР возбуждались в реакции $^{60}\text{Ni}(p, \gamma)^{61}\text{Cu}$. На рис. 1а изображены упрощенные схемы уровней ^{60}Ni , ^{61}Cu и положение ИАР в ^{61}Cu .

Самоподдерживающаяся мишень ^{60}Ni /95% обогащения/, толщиной $10 \text{ мкг/см}^2 \approx 1 \text{ кэв}$ для протонов с энергией $1,6 \text{ Мэв}$ / облучалась протонами, ускоренными на электростатическом генераторе / $E_{p \text{ max}} = 5 \text{ Мэв}$ / ЛНФ·ОИЯИ. Токи составляли $5-10 \text{ мка}$. Монохроматичность пучка лучше, чем $5 \cdot 10^{-4}$. Функция возбуждения реакции (p, γ) измерялась в диапазонах энергий протонов /лабораторная система/ $1580 - 1640 \text{ кэв}$, $1660 - 1690 \text{ кэв}$, $1845 - 1865 \text{ кэв}$. При измерении функции возбуждения гамма-лучи с энергией выше 3 Мэв регистрировались кристаллом NaI(Tl) / $50 \times 50 \text{ см}$ /, расположенным под углом 90° к пучку на расстоянии $\approx 3 \text{ см}$ от оси пучка.

После обнаружения и идентификации ИАР гамма-спектры его распада измерялись Ge(Li) -детектором объемом $\approx 40 \text{ см}^3$ и регистрировались 4000-канальным анализатором. Энергетическое разрешение составляло $\approx 7 \text{ кэв}$ для гамма-линии с энергией $6,4 \text{ Мэв}$. Стабильность системы ± 1 канал / $\approx 2 \text{ кэв}$ / за ≈ 100 часов работы. Время измерения одного гамма-спектра - от 10 до 20 часов. Во время измерений спектров осуществлялся контроль за тем, чтобы энергия протонов соответствовала максимуму резонанса.

Идентификация резонансов

Основной целью работы было измерение гамма-спектров распада ИАР. Однако для этого надо было прежде всего найти и идентифицировать резонансы.

Функция возбуждения в реакции $^{60}\text{Ni}(p, \gamma)$ была измерена в 1957 году /6/ в диапазоне от 725 до 1793 кэв . В этой работе, а также в работе /7/ были измерены угловые распределения наиболее сильных гамма-переходов для некоторых резонансов. Несмотря на то, что в обеих работах использовались кристаллы NaI(Tl) , можно полагать, что спины наиболее сильных резонансов определены достаточно надежно. Естественно, что идентификация ИАР в этих работах не проводилось.

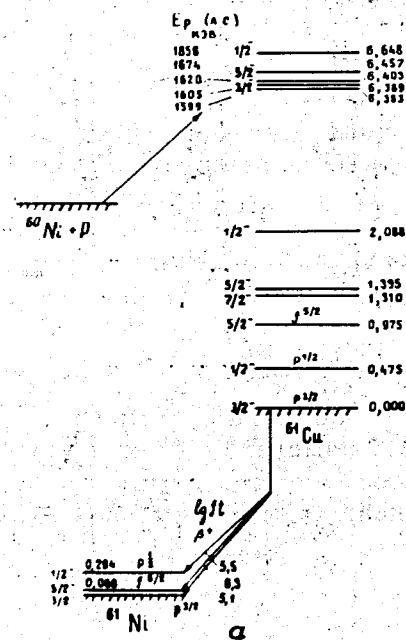


Рис. 1. а/ упрощенная схема низколежащих состояний ^{61}Ni , и положение ИАР в ^{61}Cu . б/ функции возбуждения (p, γ) реакции в диапазонах $E_p = 1580-1640 \text{ кэв}$, $1660-1690 \text{ кэв}$, $1845-1865 \text{ кэв}$. в/ величина $B(M1)$ для переходов с резонансов $1599, 1605, 1620, 1674$ и 1856 кэв .

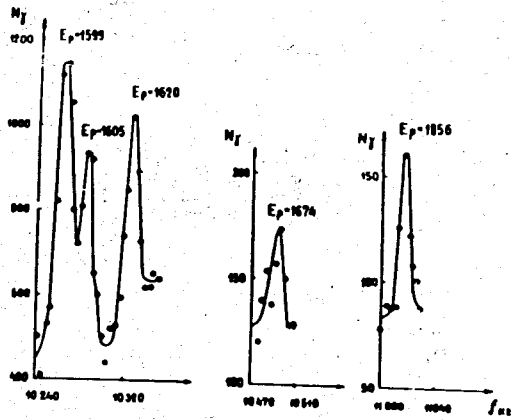


Рис. 16

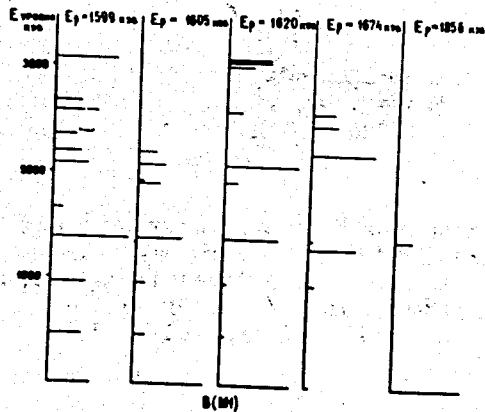


Рис. 17

ИАР, соответствующий основному состоянию ${}^{61}\text{Ni}(3/2^-)$, должен находиться при энергии возбуждения $\approx 6,4$ Мэв в ${}^{61}\text{Cu}$ /разность кулоновских энергий ${}^{61}\text{Cu} - {}^{61}\text{Ni}$ равна 9,41 Мэв. Разность масс ${}^{61}\text{Cu} - {}^{61}\text{Ni}$ составляет 2,23 Мэв/. $3/2^-$ - аналоговое состояние в ${}^{61}\text{Cu}$ было идентифицировано в реакции ${}^{60}\text{Ni}({}^3\text{He}, d){}^{61}\text{Cu}/8,9/$ при энергии возбуждения 6,402 Мэв. Обычно ИАР проявляются в функции возбуждения (p, γ) реакции как наиболее сильные резонансы, что объясняется, видимо, их относительно простой структурой. В нужной нам области энергии возбуждения есть три сильных резонанса $/E_p = 1599, 1605$ и 1620 кэв/, спины которых, согласно работам $/6, 7/$, равны $3/2$. Будем считать, что эти три резонанса являются компонентами тонкой структуры $3/2^-$ -резонанса, аналогового основному состоянию ${}^{61}\text{Ni}$. Измеренная нами функция возбуждения в области $E_p \approx 1600$ кэв изображена на рис. 16.

Первое возбужденное состояние ${}^{61}\text{Ni}(5/2^-)$ находится на высоте 68 кэв. В реакции ${}^{60}\text{Ni}({}^3\text{He}, d){}^{61}\text{Cu}/9/$ аналог этому состоянию был идентифицирован на высоте 6,469 Мэв. В (p, γ) реакции наблюдается сравнительно сильный резонанс при $E_p = 1674$ кэв со спином $5/2^+ /6/$. Мы считаем, что этот резонанс является аналогом состоянию 68 кэв $5/2^-$ ${}^{61}\text{Ni}$ /рис. 26/.

К такому же выводу, относительно положения первых двух ИАР, пришли авторы сообщения $/10/$.

В области, где должен находиться аналог второму возбужденному состоянию ${}^{61}\text{Ni}(1/2^-)$, функция возбуждения в (p, γ) -реакции ранее не измерялась. Однако недавно опубликованы результаты измерений функции возбуждения в реакции (p, p_0) с высоким разрешением $/11/$. В упругом рассеянии в соответствующей области энергий видны несколько $1/2^-$ резонансов, наиболее сильными из которых являются два с энергиями $E_p = 1856$ и 1875 кэв.

В (p, γ) реакции наиболее сильным оказался резонанс с $E_p = 1856$ кэв. /рис. 16/.

III. Экспериментальные результаты

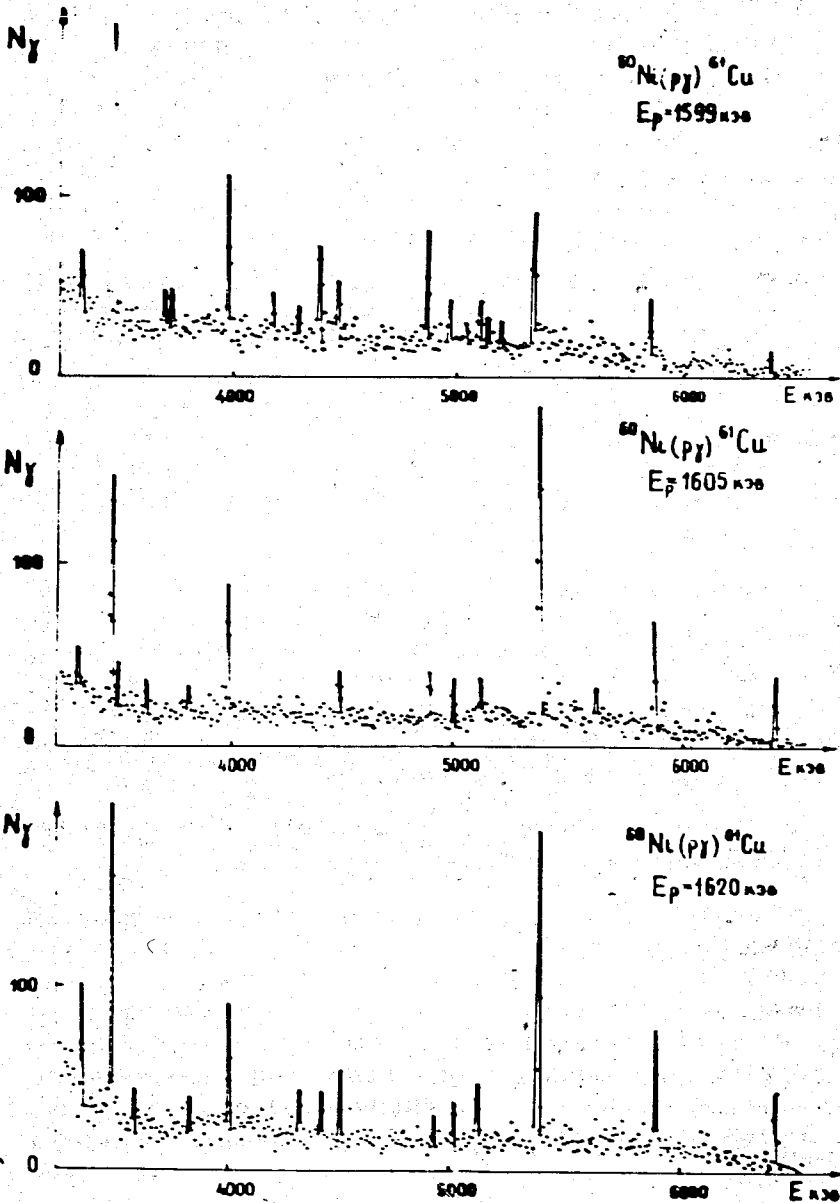


Рис. 2. Спектр гамма-лучей из распада резонансов 1599, 1605 и 1620 кэв.

Были измерены гамма-спектры в (p, γ) реакции при энергиях протонов $E_p = 1599, 1605, 1620, 1674$ и 1856 кэв. На рис. 2 приведены измеренные спектры. Как правило, надежно идентифицируются переходы с резонанса на низколежащие состояния /с энергией возбуждения до ≈ 2300 кэв/. Переходы на уровни с энергией возбуждения ≈ 3 Мэв установлены менее надежно, так как гамма-спектр в области 2-3 Мэв, очень сложен. Относительные интенсивности прямых гамма-переходов с каждого резонанса на уровни ^{61}Cu даны в таблице 1. Здесь же даны парциальные гамма-ширины $\Gamma_{\gamma i}$ и величины $B(M1)$, полученные следующим образом. В работе /6/ были определены полные гамма-ширины Γ_{γ} для резонансов $E_p = 1599, 1605$ и 1620 кэв: 0,6, 0,5 и 0,4 эв соответственно. Погрешности в определении Γ_{γ} велики: значения определены с точностью до множителя 2. Это связано, в первую очередь, с неоднозначностью разложения сложного гамма-спектра, измеренного сцинтилляционным детектором.

В наших измерениях получены относительные интенсивности полных гамма-ширин 300: 180: 160 для резонансов 1599, 1605, 1620. Можно ожидать, что наименьшую погрешность в работе /6/ имеет величина Γ_{γ} для резонанса 1620 кэв: это изолированный резонанс, в распаде которого доминирует переход на основное состояние. Поэтому мы принимаем исходное значение Γ_{γ} для резонанса 1620 кэв равным 0,4 эв. Затем, используя наши относительные силы резонансов, находим величины Γ_{γ} для других резонансов. Парциальные гамма-ширины $\Gamma_{\gamma i}$, приведенные в табл. 1, получены из анализа относительных интенсивностей прямых гамма-переходов. Погрешность парциальных гамма-ширин, найденных таким образом, мы оцениваем в 30%.

Величины $B(M1)$ найдены в предположении, что все переходы - чистые $M1$. Это предположение кажется разумным, так как при гамма-распаде резонансов чистые $E2$ -переходы много слабее, чем $M1$ - или $E1$ -переходы. Как правило, наблюдавшиеся $E2$ -переходы при распаде

Таблица № 1

Z уровни кэв	$5/2$				$3/2$				$1/2$				$1/2$							
	$E_p=1599$ I отн.	Γ_γ	$B(M1)$	I отн.	$E_p=1606$ I отн.	Γ_γ	$B(M1)$	I отн.	$E_p=1620$ I отн.	Γ_γ	$B(M1)$	I отн.	$E_p=1674$ I отн.	Γ_γ	$B(M1)$	I отн.	$E_p=1856$ I отн.	Γ_γ	$B(M1)$	I отн.
0	100	0,20	0,065	100	100	0,25	0,083	100	100	0,20	0,066	100	14	0,0084	0,0027	100	0,55	0,164	-	-
475,0	59	0,12	0,049	13	13	0,032	0,013	5	5	0,01	0,004	5	-	-	-	-	-	-	-	-
970,3	47	0,09	0,050	7	7	0,019	0,010	11	11	0,023	0,012	19	19	0,0109	0,0054	-	-	-	-	-
1310,0	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	100	0,0583	0,037	-	-	-	-	-
1394,6	87	0,17	0,120	31	31	0,077	0,053	36	36	0,071	0,049	6	6	0,0038	0,0025	12	0,07	0,042	-	-
1660	9	0,02	0,014	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
1902	-	-	-	10	10	0,025	0,024	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
1932,5	-	-	-	2	2	0,005	0,005	8	8	0,016	0,013	-	-	-	-	-	-	-	-	-
2088,8	25	0,05	0,054	11	11	0,028	0,030	20	20	0,040	0,071	-	-	-	-	-	-	-	-	-
2203	18	0,036	0,042	7	7	0,017	0,020	-	-	-	-	-	73	0,0421	0,048	-	-	-	-	-
2358	11	0,022	0,029	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
2472,9	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
2583,7	22	0,044	0,068	-	-	-	-	-	-	-	-	-	25	0,014	0,020	-	-	-	-	-
2684	12	0,024	0,040	-	-	-	-	-	-	5	0,009	0,014	20	0,012	0,017	-	-	-	-	-
3019,2	-	-	-	-	-	-	-	6	6	0,012	0,027	-	-	-	-	-	-	-	-	-
3065,3	-	-	-	9	9	0,018	0,041	9	9	0,018	0,041	-	-	-	-	-	-	-	-	-
3092,3	20	0,040	0,096	9	9	0,018	0,042	9	9	0,018	0,042	-	-	-	-	-	-	-	-	-

резонансов заторможены по сравнению с одночастичной оценкой. Если предположить, что наши переходы - чистые $E2$, то они оказались бы ускоренными в 2-10 раз, что маловероятно. $M1$ характер переходов на основное состояние с резонансов 1599, 1605 и 1620 кэв подтвержден экспериментально в работе /6/.

На рис. 1в приведены величины $B(M1)$ для распада изученных резонансов.

IV. Обсуждение результатов

Основное, первое и второе возбужденные состояния ^{61}Ni можно считать практически чистыми одночастичными $p\ 3/2$, $f\ 5/2$ и $p\ 1/2$ нейтронными состояниями. Спектроскопические факторы $(2J+1)S$, определенные в реакции $^{60}\text{Ni}(d,p)^{61}\text{Ni}$, равны 1,49; 3,04; 1,23 соответственно /12/. Поэтому резонансы 1599, 1605 и 1620 кэв можно считать компонентами тонкой структуры $p\ 3/2$ ИАР, резонанс 1674 кэв - $f\ 5/2$ ИАР, а резонанс 1856 - компонентой $p\ 1/2$ ИАР.

Основное, первое и второе возбужденные состояния ^{61}Cu - также одночастичные, с протонной конфигурацией $p\ 3/2$, $p\ 1/2$ и $f\ 5/2$ соответственно. Спектроскопические факторы $(2J+1)C^2S$ из реакции $^{60}\text{Ni}(^3\text{He},d)^{61}\text{Cu}$ равны 0,96; 0,49 и 1,0 соответственно /9/.

Следующие возбужденные состояния ^{61}Cu можно рассматривать как сложные состояния, образованные от связи одночастичного движения и коллективных возбуждений остова ^{60}Ni /13/.

Простой характер низколежащих состояний ^{61}Cu существенно упрощает анализ полученных результатов.

1. $T>$ и $T<$ - компоненты ИАР

Тонкая структура ИАР возникает при распределении силы собственно аналога с изоспином $T_0 + \frac{1}{2} \equiv T>$ по

состояниям составного ядра с изоспином $T_0 - \frac{1}{2} \equiv T <$.

Обычно все характерные черты гамма-распада ИАР предсказываются в предположении, что резонанс - чистый $T >$ резонанс. Однако даже в случае резонанса, в волновой функции которого преобладает $T >$ компонента, гамма-распад на некоторые уровни может определяться $T <$ -компонентой. Вообще говоря, экспериментально можно решить, какой компонентой определяется распад, если изучать распад на один и тот же уровень с разных компонент тонкой структуры ИАР. Вероятности переходов, которые определяются $T >$ компонентой, должны быть пропорциональны вкладу аналогового состояния в данный резонанс, т.е. величине Γ_p .

Мы измерили гамма-спектры с трех компонент $p 3/2$ ИАР $/E_p = 1599, 1605$ и 1620 кэв/. Однако величины Γ_p для этих резонансов неизвестны, так что прямое сравнение провести в настоящее время нельзя. Если предположить, что переход на какое-либо состояние определяется $T >$ компонентой ИАР, то, сравнивая поведение относительных интенсивностей гамма-лучей при переходе от резонанса к резонансу, можно надеяться получить какие-то определенные результаты.

Примем, что при распаде $p 3/2$ ИАР в ^{61}Cu переход на основное состояние определяется $T >$ компонентой ИАР. В поддержку такого предположения можно высказать следующие аргументы. Основное состояние ^{61}Cu является антианалоговым по отношению к $p 3/2$ ИАР /см. п. 3 наст. раздела/. Интенсивность $M1$ -переходов с $T >$ компоненты ИАР распределяется между переходами на антианалоговое состояние и на так называемые состояния типа спин-флип /2/. Правда, в случае $f 7/2$ оболочки переходы на антианалоговое состояние определяются $T <$ -компонентой ИАР, но они сильно заторможены. В нашем же случае переход на основное состояние - самый сильный в случае резонансов 1605 и 1620 кэв и один из самых сильных для резонанса 1599 кэв.

Далее, из сравнения с β -распадом /пункт 2 настоящего раздела/ видно, что гамма-переход на основ-

ное состояние сильнее, чем предсказывается из β -распада. Маловероятно, чтобы усиление происходило за счет $T <$ компоненты ИАР.

Чтобы определить, какой компонентой ИАР определяются переходы на другие состояния, можно сравнивать относительные интенсивности гамма-переходов на эти состояния с переходом на основное состояние для разных резонансов. Количественно удобно вести коэффициент корреляции ρ , определяемый следующим образом:

$$\rho_j = \left[\frac{\sum_i (\Gamma_{\gamma i}^0 - \bar{\Gamma}_{\gamma i}^0)(\Gamma_{\gamma i}^j - \bar{\Gamma}_{\gamma i}^j)}{\sqrt{\sum_i (\Gamma_{\gamma i}^0 - \bar{\Gamma}_{\gamma i}^0)^2 \sum_i (\Gamma_{\gamma i}^j - \bar{\Gamma}_{\gamma i}^j)^2}} \right] \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\sum_i \epsilon_i^2}{\sum_i (\Gamma_{\gamma i}^0 - \bar{\Gamma}_{\gamma i}^0)^2} \right). \quad /1/$$

Здесь $\Gamma_{\gamma}^0, \Gamma_{\gamma}^j$ - относительные гамма ширины переходов на основное состояние (Γ_{γ}^0) и на уровень j (Γ_{γ}^j) $\bar{\Gamma}_{\gamma}^0, \bar{\Gamma}_{\gamma}^j$ - означает среднее по резонансам, суммирование по i - суммирование по резонансам и ϵ - погрешность величины Γ_{γ}^j .

Если наблюдается прямая пропорциональность между вероятностью переходов на основное состояние и на уровень j для всех резонансов, то $\rho_j = +1$. В случае отсутствия корреляции $\rho_j = 0$.

Если переход на уровень j определяется $T >$ компонентой, то можно ожидать, что $\rho_j \approx 1$. Если переход определяется $T <$ компонентой, то на первый взгляд кажется, что ρ_j должно быть около нуля, так как $T <$ компонента содержит большой набор различных конфигураций и конечный результат для вероятности перехода предсказать нельзя. Полученные нами величины ρ_j приведены в таблице 2. Видно, что для переходов на низколежащие состояния ^{61}Cu , включая состояние 1390 кэв, величина ρ_j с большой точностью близка к -1, т.е. наблюдаются антикорреляции. Этот результат можно понять следующим образом. Переходы на состояния $p 1/2, f 5/2$ и уровень 1390 кэв определяются $T <$ -компонентой ИАР, однако эта компонента не имеет сложной структуры, так что в распаде проявляется относительно

Таблица 2

Уровень, кэВ	475,0	970	1390	2088
ρ_j	$-0,93 \pm 0,06$	$-0,95 \pm 0,03$	$-0,90 \pm 0,02$	$+0,42 \pm 0,47$

Таблица 3

Уровень	$\lg ft$	$B(M1, \sigma)$ (μ_0) ²	$B(M1)$ (μ_0) ²	$B(M1)$ аналог- антианалог (μ_0) ²	$B(M1)$ аналог- антианалог (μ_0) ²
3/2	5,1	0,095	0,214	0,214	2,13
5/2	6,3	0,0029	0,0027	0,0054	0,014
1/2	5,5	0,028	0,164	0,045	0,090

простая конфигурация. В этом случае возникает антикорреляция: чем больше $T >$ компонента в резонансе, тем сильнее переход на основное состояние, и чем меньше вклад $T <$ компоненты, тем слабее переход на рассматриваемый уровень.

Между величиной ft для β -перехода из основного состояния на некоторое состояние в ^{61}Ni и величиной $B(M1)$ для гамма-перехода из соответствующего ИАР на основное состояние ^{61}Cu может существовать связь, которая выражается следующей формулой:

$$ft = \frac{11000}{T_0 B(M1, \sigma) \frac{(2J_{\text{ан}} + 1)}{(2J_f + 1)}} \quad /2/$$

Здесь T_0 - изоспин аналогового состояния, $B(M1, \sigma)$ - приведенная вероятность изовекторного $M1$ гамма-перехода.

Выражение /2/ получается в предположении, что ИАР - чистое состояние и связывает величину ft только со спиновой частью оператора $M1$ перехода. В таблице 3 даны величины ft , вычисленные из известных величин ft для β -распада ^{61}Cu и величины $B(M1)$ из гамма-распада ИАР.

Для $p 3/2$ ИАР дана сумма величин $B(M1)$ для переходов на основное состояние ^{61}Cu с резонансов $E_p = 1599, 1605, 1620$ кэВ. Наблюдается значительное превышение $B(M1)$ по сравнению с величиной $B(M1, \sigma)$, полученной из β -распада.

По одночастичной оценке усиление для $p 3/2 \rightarrow p 3/2$ гамма-перехода возможно, примерно, в 1,5 раза. Однако известно, что абсолютная величина матричного элемента β -перехода приблизительно на порядок меньше одночастичной оценки. Торможение объясняется тем, что наблюдается концентрация силы β -переходов в области вблизи аналогового резонанса; в силовой функции гамма-переходов, связанных с аналоговым состоянием, также проявляются максимумы /2.7/.

Концентрация как β -переходов, так и гамма-переходов связана с наличием остаточного взаимодействия типа $\sum \tau_i \tau_j \sigma_i \sigma_j$, фактор торможения для гам-

ма-переходов на низколежащие состояния меньше, чем для β -переходов из-за существования орбитальной части в операторе $B(M1)$. Таким образом, орбитальная часть может дать усиление гамма-переходов значительно большее, чем по одночастичным оценкам.

Для случая $f5/2$ ИАР гамма-переход на основное состояние, так же как и соответствующий β -переход, заторможены. Прямых данных, позволяющих судить о доминирующей в переходе компоненте ИАР, нет, однако переход слабый и, скорее всего, определяется $T<$ компонентой, так что сравнение с β -распадом не имеет смысла.

При распаде $p1/2$ ИАР наблюдается сильный гамма-переход в основное состояние. Соответствующий β -переход имеет $lg ft = 5,5$.

Предполагая, что этот гамма-переход определяется $T>$ компонентой ИАР /для самого сильного перехода при распаде ИАР это естественное предположение/, получим малую величину спиновой части оператора гамма-перехода по сравнению с величиной орбитальной части /табл. 3/. Как и в случае распада $p3/2$ ИАР, эффект можно объяснить более сильной концентрацией силы гамма-теллеровского β -перехода по сравнению с концентрацией силы $M1$ гамма-переходов

3. Переходы аналог-антианалог

Вследствие существования энергии симметрии наблюдается изоспиновое расщепление ядерных состояний. Разность энергий между $T>$ и $T<$ состояниями выражается следующей формулой

$$E_{T>} - E_{T<} = \frac{V_1}{A} \left(T_0 + \frac{1}{2} \right), \quad /3/$$

где T_0 - изоспин ядра-мишени, A - атомный вес ядра-мишени и V_1 - константа, определяющая вклад $(\tau_i \tau_j)$ взаимодействия. Обычно $T<$ -компонента распределена по многим реальным ядерным уровням. Однако часто

одно состояние несет значительную долю $T<$ -компоненты. Такое состояние, имеющее большой спектроскопический фактор, и называют антианалоговым. В ^{61}Cu основное состояние ($p3/2$); уровни 475,0 кэв ($p1/2$) и 970,0 кэв ($f5/2$) могут считаться антианалоговыми по отношению к ИАР $p3/2$, $p1/2$ и $f5/2$ соответственно.

Если рассматриваются состояния типа частица плюс инертный остов, то для приведенной вероятности $M1$ перехода аналог-антианалог можно получить:

$$B(M1) = \frac{9}{8\pi} (2T_i + 1) \langle T_i M_T | 10 | T_f M_T \rangle^2 j(j+1) \left\{ \frac{1}{2} \frac{1}{2} \frac{1}{T_f T_i T_0} \right\}^2 \times \\ \times (g_p - g_n)^2, \quad /4/$$

где T_0 - изоспин остова, j - угловой момент нечетной частицы, g_p и g_n - гироманнитные отношения для протона и нейтрона.

Вычисленные по этой формуле значения $B(M1)$ приведены в последней колонке табл. 3. Переходы $p^{1/2} \rightarrow p^{1/2}$ и $f^{5/2} \rightarrow f^{5/2}$ должны быть сильно ослаблены по сравнению с переходом $p^{3/2} \rightarrow p^{3/2}$. Это связано с тем, что в первых двух случаях $j = l - \frac{1}{2}$, а в третьем $j = l + \frac{1}{2}$. Эксперимент подтверждает эту закономерность, однако относительные интенсивности переходов $p^{1/2} \rightarrow p^{1/2}$ и $f^{5/2} \rightarrow f^{5/2}$, полученные экспериментально, не соответствуют теоретическим. Наиболее вероятно, что это связано с вкладом распада $T<$ компоненты ИАР.

Экспериментальные абсолютные величины $B(M1)$ аналог-антианалог также сильно отличаются от предсказанных. Для распада $p3/2$ ИАР этого следует ожидать, так как учет взаимодействия $(\tau_i \tau_j, \sigma_i \sigma_j)$, необходимый для понимания отличия $B(M1\sigma)$ от $B(M1)$, приведет к торможению перехода на антианалог.

Отличие экспериментальных значений $B(M1)$ от теоретических для $p1/2$ и $f5/2$ ИАР связано с необходимостью учета как взаимодействия $(\tau_i \tau_j, \sigma_i \sigma_j)$, так и вклада $T<$ компоненты ИАР.

Выводы

При распаде компонент тонкой структуры $p\ 3/2$ аналогового резонанса наблюдаются антикорреляции между вероятностями переходов на основное и низколежащие состояния ${}^6\text{Li}$. Наличие антикорреляций может быть объяснено тем обстоятельством, что компонента $T_<$ ИАР, проявляющаяся в гамма-распаде на низколежащие состояния, имеет столь же простую структуру, как и $T_>$ компонента ИАР.

В переходах из $p\ 3/2$ и $p\ 1/2$ ИАР на основные состояния спиновая часть оператора $M1$ перехода оказывается значительно меньше орбитальной части. Качественно этот эффект может быть объяснен меньшей степенью концентрации $M1$ гамма-переходов по сравнению с концентрацией силы гамма-теллеровских β -переходов, возникающей из-за наличия остаточных взаимодействий типа $\sum_{ij} (\tau_i \tau_j \sigma_i \sigma_j)$.

В соответствии с предсказаниями одночастичной модели переходы аналог-антианалог типа $f^{5/2} \rightarrow f^{5/2}$ и $p^{1/2} \rightarrow p^{1/2}$ заторможены по сравнению с переходом $p^{3/2} \rightarrow p^{3/2}$. Однако как относительные интенсивности переходов, так и величины $B(M1)$, вычисленные по одночастичной модели, отличаются от экспериментальных. Это указывает на необходимость учета взаимодействия типа $\sum_{ij} (\tau_i \tau_j \sigma_i \sigma_j)$ при сравнении с экспериментом.

В заключение авторы выражают свою благодарность Я.Бжоско, А.Солтану, Э.Герлику, К.Вуйцеку за помощь в проведении экспериментов, группе эксплуатации ЭГ-5 под руководством И.А.Чепурченко за обеспечение бесперебойной работы ускорителя, а также Ю.И.Гусеву и Е.Н.Мочулову за участие в измерениях.

Литература

1. Ю.В.Наумов, О.Е.Крафт. Изоспин в ядерной физике. Изд. "Наука", Ленинград, 1972 г.
2. C.Gaarde, K.Kemp, Y.Naumov, P.Amundsen. Nucl.Phys., A143, 497, 1970.

3. M.Savai, R.Bertini and C.Geringer. Nucl.Phys., A157, 113, 1970.
4. S.Maripuu. Nucl.Phys., A123, 357, 1969.
5. C.Gaarde, K.Kemp, C.Petresch, F.Folkman. Nucl.Phys., A184, 241, 1972.
6. J.Butler and C.Grossett. Phys.Rev., 108, 1473, 1957.
7. C.Grossett and L.August. Phys.Rev., 137B, 381, 1965.
8. B.Rosner, C.Halbrow and D.Pullen. Isobaric Spin in Nuclear Physics, 595, 1966.
9. D.I.Pullen and B.Rosner. Phys.Rev., 170, 1034, 1968.
10. R.Koch, W.Rudolph, P.Gippner, P.Kleinwachter, E.Klar. Совещание по ядерной спектроскопии и теории ядра. Дубна, 60, 1971.
11. J.Browne, H.Newson, E.Bilpuch, G.Mitchell. Nucl.Phys., A153, 481, 1970.
12. E.Cosman, D.Schramm, H.Enge, A.Sperduto, C.Paris. Phys.Rev., 163, 1134, 1967.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 апреля 1973 года.