

моментов осциллируют примерно с одинаковой частотой. Характер осцилляций $\tilde{t}_{k\kappa}^{(2+)}(\vartheta_y)$, вообще говоря, близок к характеру углового распределения $d\sigma/d\Omega$.

В реакции $^{13}\text{C} (^3\text{He}, \alpha') ^{12}\text{C}^*$ для тензора ориентации $\tilde{t}_{4\kappa}^{(2+)}(\vartheta_y)$ гексадекупольного момента под малыми углами наибольшей оказывается компонента с $\kappa=0$, т. е. прецессия гексадекупольного момента незначительна. При увеличении ϑ_y преобладание компоненты с $\kappa=0$ становится не столь заметным, и прецессия гексадекупольного момента увеличивается, хотя она выражена слабее, чем прецессия квадрупольного момента. В реакции $^{12}\text{C} (\alpha, \alpha') ^{12}\text{C}^*$ под малыми углами ϑ_y компоненты тензоров $\tilde{t}_{2\kappa}^{(2+)}(\vartheta_y)$ и $\tilde{t}_{4\kappa}^{(2+)}(\vartheta_y)$ с $\kappa=0$ также превышают остальные. Однако в области больших углов, особенно для тензора $\tilde{t}_{4\kappa}^{(2+)}(\vartheta_y)$, существенную роль начинают играть компоненты с $\kappa \neq 0$. В этой угловой области ориентации квадрупольного и гексадекупольного моментов сравнимы между собой, причем направления прецессии этих моментов, вообще говоря, различны.

Таким образом, сравнение угловых зависимостей $\tilde{t}_{2\kappa}^{(2+)}(\vartheta_y)$ и $\tilde{t}_{4\kappa}^{(2+)}(\vartheta_y)$ для неупругого рассеяния α -частиц и реакции $(^3\text{He}, \alpha')$ показывает, что при неупругом рассеянии происходит гораздо более сильная перестройка ядра. Отсюда следует, что форма ядра ^{12}C в состоянии 2^+ , образованного при неупругом рассеянии α -частиц, достаточно сложна и не сводится к простому эллипсоиду.

Авторы выражают благодарность Ю. Ф. Смирнову за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Zelenskaya N. S., Teplov I. V. Nucl. Phys. A, 1983, 406, p. 306.
 [2] Теплов И. Б. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, 39, с. 31; Гуревич Г. С. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, 48, с. 119. [3] Васильева О. И. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1984, 48, с. 1959. [4] Эдмондс А. В кн.: Деформация атомных ядер. М.: ИЛ, 1958, с. 335.

Поступила в редакцию
24.06.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, Т. 27, № 1

УДК 539.172.3

НОВЫЕ ДАННЫЕ О ГИГАНТСКОМ ДИПОЛЬНОМ РЕЗОНАНСЕ ЯДРА ^{40}Ca

А. С. Габелко, М. Х. Жалилов, Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов,
И. М. Пискарев

В настоящей работе приведены новые экспериментальные данные о парциальных каналах распада дипольного гигантского резонанса (ДГР) дважды магического ядра ^{40}Ca , ранее широко исследовавшегося как теоретически, так и экспериментально.

Эксперимент был выполнен на пучке тормозного γ -излучения бетатрона НИИЯФ МГУ. Верхняя граница спектра тормозного γ -излучения составляла 32 МэВ. Таким образом, практически целиком охватывалась область энергий возбуждения ядра-мишени (^{40}Ca), отвечающая ДГР (рис. 1). Выделение парциальных каналов ДГР осуществлялось посредством регистрации вторичных γ -квантов, снимающих возбуждение конечных ядер. Вторичные γ -кванты регистрировались Ge(Li)-де-

тектором с рабочим объемом 100 см^3 под углом 140° к направлению первичного (тормозного) γ -пучка. Мишенью служил образец металлического кальция весом 415 г. Описание методики эксперимента и обработки γ -спектров дано в работе [1].

В результате анализа итогового γ -спектра получена информация об интегральных сечениях фотоядерных реакций: (γ, p_i) , (γ, n_i) , $(\gamma, 2p_i)$, (γ, τ_i) и (γ, α_i) (здесь индекс i нумерует состояния конечного ядра). Абсолютные величины сечений были получены из сравнения выходов γ -линий в спектре для ^{40}Ca и эталонной γ -линии с энергией 6,32 МэВ в спектре для ^{16}O , измеренных в идентичных экспериментальных условиях. Данные о реакциях (γ, p_i) и (γ, n_i) ранее были получены в работах [2, 3]. Характеристики состояний конечных ядер, заселяемых при фоторасщеплении ^{40}Ca , и интегральные сечения их за-

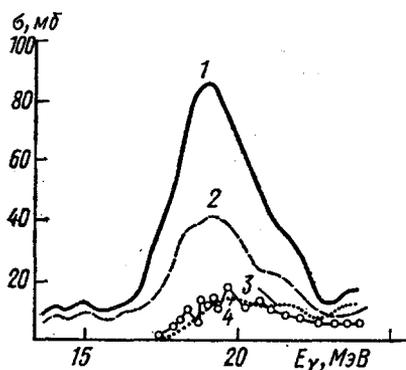


Рис. 1. Фотонуклонные сечения для ядра ^{40}Ca : 1 — экспериментальное сечение реакции (γ, p) [3]; 2 — полупрямая компонента сечения реакции (γ, p) (данные настоящей работы); 3 — сечение реакции (γ, n) , рассчитанное в настоящей работе из экспериментальных парциальных сечений (γ, p_i) [3]; 4 — экспериментальное сечение реакции (γ, n) [9]

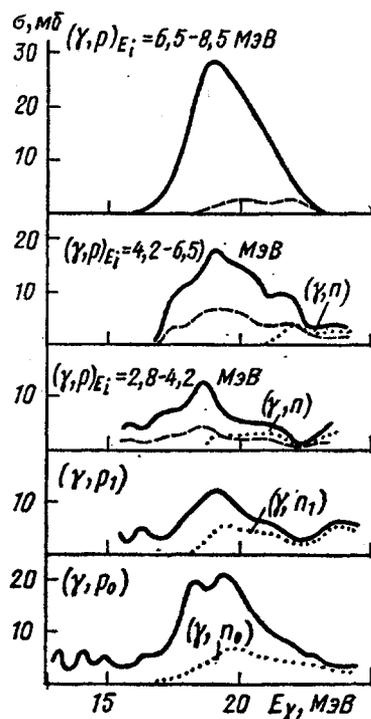


Рис. 2. Парциальные фотонуклонные сечения для ядра ^{40}Ca : сплошные кривые — экспериментальные сечения реакций (γ, p_i) [3]; пунктирные — полупрямые компоненты сечений реакций (γ, p_i) (данные настоящей работы); точечные — сечения реакций (γ, n_i) , рассчитанные в настоящей работе из экспериментальных сечений (γ, p_i)

селения представлены в табл. 1 и 2. В табл. 1 приведены также данные наиболее полного раннего эксперимента [3]: по регистрации вторичных γ -квантов и по регистрации протонов.

Как видно из табл. 1, результаты настоящего эксперимента хорошо согласуются с данными работы [3] для парциальных сечений заселения уровней конечных ядер ^{39}K и ^{39}Ca с $E_i \leq 6,40$ МэВ. Уровни, расположенные выше этой энергии, интенсивно распадаются с испусканием не γ -квантов, а нуклонов (энергия отделения протона в ядре ^{39}K — 6,374 МэВ, энергия отделения нейтрона в ядре ^{39}Ca — 5,8 МэВ), и поэтому лишь небольшая часть этих распадов могла быть выделена

Таблица 1

Интегральные сечения реакции $^{40}\text{Ca}(\gamma, p_i)$ ^{39}K и $^{40}\text{Ca}(\gamma, n_i)$ ^{39}Ca и характеристики заселяемых состояний конечных ядер

Уровни конечных ядер ^{39}K и ^{39}Ca						Интегральные сечения реакций (γ, p_i) и (γ, n_i) МэВ·мб		
номер состоя- ния <i>i</i>	ядро	энер- гия E_i , МэВ	спин и четность J^π	конфигу- рация дырки $[n_i j]^{-1}$	спектроско- пический фактор C^2S	настоящая работа (до 30 МэВ)	работа [3] (до 30,25 МэВ), регистра- ция γ	работа [3] (до 24,6 МэВ, регистра- ция p)
1	2	3	4	5	6	7	8	9
0	K Ca	0	3/2 ⁺	1d _{3/2}	3,97±0,27 5,4±2	~115 [3] } ~45 [4] }		100±7
1	K Ca	2,52 2,47	1/2 ⁺	2s _{1/2}	1,65±0,2 2,1±1	61,0±2,1 18,2±3,1	59±4 18±2	49±5
2	K Ca	2,81 2,80	7/2 ⁻	1f _{7/2}	0,52±0,06 0,44±0,13	18,5±3,4	17±2 3±2	}
3	K Ca	3,02 3,03	3/2 ⁻	2p _{3/2}	0,05±0,025 0,03±0,024	16,5±1,8	15±2	
4	K	3,60	9/2 ⁻	—	—	3,6±1,7	2,3±1	}
5	K*	3,88	3/2 ⁻	2p _{3/2}	0,02	3,4±1,4	2,9±0,7	
6	Ca**	3,87	(3/2 ⁺)	—	—			} 50±5 ²
6	K**	3,94	3/2 ⁺	—	—			
8	Ca*	3,94	(3/2 ⁻)	(2p _{3/2})	0,04±0,03	11±1,3	10,2±0,7	}
10	Ca	4,02	1/2 ⁺	—	0,09±0,02	4,2±2,4		
8	K	4,08	3/2 ⁻	(2p _{3/2})	—	3,8±2,5	3,5±0,7	}
13	Ca	4,49	(5/2 ⁺)	(1d _{5/2})	0,1	1,7±0,9		
15	K	4,74	(3/2 ⁻ 7/2 ⁺)	—	—	3,8±1,8		}
16	K	4,93	3/2 ⁺	—	—	6,3±1,8	5,4±0,8	
22	K	5,26	5/2 ⁺	1d _{5/2}	1,0±0,1	6,4±1,5	6,5±1	}
18	Ca	5,13			1,3±0,3	0,9±0,9	2,0±0,7	
21	K	5,17	(1/2 ⁻ 7/2 ⁺)	—	—	1,3±0,8		}
23	K	5,32	3/2 ⁺	—	—	4,0±1,1	3,8±1,6	
26	K	5,60	5/2 ⁺	1d _{5/2}	0,66±0,02	8,2±1,8	8±1	} 67±8 ²
19	Ca	5,49			0,52±0,1	2,4±0,8	2,2±0,8	
28	K	5,71	3/2 ⁺	—	—	1,8±0,9		}
32	K	5,83	(1/2, 3/2) ⁻	(2p _{3/2})	0,05	2,6±1,5	2±1	
34	K	5,94	(1/2, 3/2) ⁻	(2p _{3/2})	0,03		1±1	}
21	Ca	6,00	(3/2 ⁻)		(0,02)	1,0±0,6		
42	K	6,35	5/2 ⁺	1d _{5/2}	1,25	6,7±1,4	7±1	}
22	Ca	6,15	(3/2, 5/2) ⁺		1,3±0,25	1,1±0,6	1,5±0,8	
49	Ca	6,40	(5/2 ⁺)	(1d _{5/2})	(0,25)	1,4±0,5		}
	K	6,55	7/2 ⁻ ; T=3/2			2±1		
	K	6,77	(5/2 ⁺)	(1d _{5/2})	(0,1)	4±1,5		
	Ca	6,92	(5/2 ⁺)	(1d _{5/2})	(0,09)	3,7±1,3		
	Ca	7,70	(5/2 ⁺)	(1d _{5/2})	(0,1)	1,5±0,6		

¹ Пересчет сечений (γ, p_0) и (γ, n_0) для области энергий до 30 МэВ из работ [3] и [4] соответственно.

² Приведенное сечение относится только к (γ, p)-каналу.

посредством регистрации γ -квантов. Распады высоковозбужденных состояний ядер ^{39}K и ^{39}Ca дают существенный вклад в сечения реакций $(\gamma, 2p)$ и (γ, np) . Некоторые из $(\gamma, 2p_i)$ -каналов наблюдались в настоящем эксперименте (табл. 2). По данным работы [3], полученным

Таблица 2

Интегральные сечения реакции $^{40}\text{Ca}(\gamma, 2p_i)^{38}\text{Ar}$, $^{40}\text{Ca}(\gamma, \tau_1)^{37}\text{Ar}$ и $^{40}\text{Ca}(\gamma, \alpha_i)^{36}\text{Ar}$ и характеристики заселяемых состояний

Реакция	Конечное ядро	Номер состояния	Энергия E_i , МэВ	Спин и четность	Интегральное сечение в МэВ·мб.
$\gamma, 2p_i$	^{38}Ar	1	2,17	2+	8,5±4,5
		2	3,38	0+	8,4±1,8
		3	3,81	3-	3,8±1,4
γ, τ_1	^{37}Ar	1	1,41	1/2+	4,1±1,7
γ, α_i	^{36}Ar	1	1,96	2+	13,8±2,6
		2	4,18	3-	3,4±1,3

из спектров фотопротонов (колонка 9 табл. 1), интегральное сечение заселения уровней с $E_i > 6,4$ МэВ ядра ^{39}K близко к 100 МэВ·мб (в области энергии возбуждения ядра-мишени ^{40}Ca ниже 24,6 МэВ).

Исследуем вопрос о чистоте состояний ДГР ядра ^{40}Ca по изоспину. Ядро ^{40}Ca имеет одинаковое число протонов и нейтронов, поэтому при поглощении $E1$ -фотонов у него возбуждаются только состояния с изоспином $T=1$. При распаде таких состояний с испусканием нуклонов образуются зеркальные ядра, имеющие совпадающие последовательности уровней. Если пренебречь кулоновскими силами, нарушающими чистоту изоспина, распад $T=1$ состояний ядра ^{40}Ca с испусканием протонов и нейтронов должен быть полностью симметричным, т. е. отношение сечений реакций (γ, p_i) и (γ, n_i) должно быть равно единице. Нарушение чистоты изоспина кулоновскими силами приводит к тому, что волновая функция дипольного состояния приобретает вид

$$\psi = \alpha_0 \psi(T=0) + \alpha_1 \psi(T=1),$$

где $\alpha_0^2 + \alpha_1^2 = 1$. Кроме того, появляется различие в порогах реакций (γ, p) и (γ, n) и сказывается влияние дополнительного кулоновского барьера при испускании протонов.

Амплитуда примеси состояний с $T=0$ к состояниям с $T=1$, равная α_0/α_1 , может быть найдена с учетом всех перечисленных выше факторов из отношений фотопротонных и фотонейтронных сечений заселения совпадающих уровней конечных зеркальных ядер [5, 6]:

$$\frac{\sigma(\gamma, p_i)}{\sigma(\gamma, n_i)} = \sqrt{\frac{\epsilon_p}{\epsilon_n} \frac{P_p}{P_n}} \left| \frac{\alpha_1 + \alpha_0}{\alpha_1 - \alpha_0} \right|^2, \quad (1)$$

где P_p, P_n — проницаемости барьеров для протонов и нейтронов, а ϵ_p, ϵ_n — их кинетические энергии.

Для ядра ^{40}Ca наиболее надежно определены парциальные фотонуклонные сечения заселения основных и первых возбужденных состояний конечных ядер. Сечения реакций (γ, p_0) и (γ, n_0) взяты из работ [4, 7, 8], реакций (γ, p_1) и (γ, n_1) — из работы [3]. Расчет проводился для орбитального момента доминирующей нуклонной волны, который определялся из экспериментальных угловых распределений. Величина $|\alpha_0/\alpha_1|$ находилась в районе максимума ДГР (19—19,5 МэВ), где отношение парциальных сечений известно с наилучшей точностью:

$\sigma(\gamma, p_0)/\sigma(\gamma, n_0) = 2,2 \pm 0,2$; $\sigma(\gamma, p_1)/\sigma(\gamma, n_1) = 2,2 \pm 0,8$. Из этих отношений для $|\alpha_0/\alpha_1|$ следуют оценки $0,10 \pm 0,03$ и $0,07 \pm 0,09$ соответственно. Таким образом, примесь состояний с $T=0$ к состояниям с $T=1$, определяемая величиной $(\alpha_0/\alpha_1)^2$, в области максимума ДГР не превышает 2—3%.

Степень чистоты по изоспину состояний ДГР можно оценить и с помощью предложенной в [6] процедуры пересчета экспериментальных фотопротонных сечений самосопряженных ядер в фотонейтронные. В этой процедуре учитывается информация об орбитальном моменте вылетающих нуклонов и предполагается отсутствие смешивания по изоспину. Для пересчета используется соотношение (1), в котором полагается $\alpha_0=0$. Полученные таким образом парциальные фотонейтронные сечения суммируются и сравниваются с измеренными полными сечениями реакции (γ, n) . Хорошее согласие как по форме, так и по абсолютной величине сравниваемых сечений возможно лишь при незначительной примеси $T=0$ состояний к $T=1$ состояниям. Результаты пересчета для ^{40}Ca приведены на рис. 1. Поскольку для такой процедуры нужны энергетические зависимости сечений реакций (γ, p_i) , то использовались данные работы [3] (рис. 2). Совпадение полученного путем пересчета полного фотонейтронного сечения с экспериментальным [9] подтверждает сделанный выше вывод о высокой чистоте по изоспину состояний ДГР ядра ^{40}Ca .

Величина фотонейтронного сечения для ^{40}Ca примерно в 5 раз меньше величины фотопротонного сечения. Это, как следует из результатов описанной выше процедуры, целиком обусловлено большим различием в энергиях отделения протона и нейтрона — соответственно 8,33 и 15,62 МэВ. Из-за высокого нейтронного порога в реакции $^{40}\text{Ca}(\gamma, n)^{39}\text{Ca}$ практически не происходит заселение высоколежащих ($E_i > 6,5$ МэВ) уровней конечного ядра, что хорошо видно из рис. 2. Это подтверждается также данными настоящего эксперимента. Полное интегральное сечение заселения уровней ядра ^{39}Ca , полученное суммированием цифр, приведенных в 7-й колонке табл. 1, составляет около 90 МэВ·мб, что исчерпывает интегральную величину фотонейтронного сечения для ядра ^{40}Ca в области $E_\gamma < 30$ МэВ, равную 88 ± 8 МэВ·мб [6] (интегральное сечение фотопротонной реакции в области $E_\gamma < 30$ МэВ равно 470 ± 40 МэВ·мб [6]). Таким образом, данные табл. 1 содержат по существу полную информацию о нейтронных каналах распада ДГР ядра ^{40}Ca .

Знание экспериментальных парциальных сечений и спектроскопических характеристик заселяемых состояний из реакций однонуклонного подхвата позволяет рассчитать полупрямые компоненты $\sigma_{ph}(\gamma, \kappa_i)$, где $\kappa=p$ или n , каждого парциального сечения и затем суммированием по i получить полупрямые компоненты полных фотонуклонных сечений. Метод определения $\sigma_{ph}(\gamma, \kappa_i)$ детально описан в работах [6, 10, 11].

Основное и два первых возбужденных состояния ядер ^{39}K и ^{39}Ca являются чистыми нуклонными дырками соответственно в подболочках $1d_{3/2}$, $2s_{1/2}$ и $1f_{7/2}$ относительно начального ядра ^{40}Ca . Заселение этих состояний поэтому целиком обусловлено полупрямыми распадами. Остальные заселяемые состояния ^{39}K и ^{39}Ca либо вообще не являются дырочными (для них спектроскопические факторы C^2S равны нулю и поэтому не указаны в табл. 1), либо содержат лишь часть спектроскопической силы дырочного возбуждения в подболочках $1d_{5/2}$ и $2p_{3/2}$. Парциальные сечения заселения уровней, для которых C^2S не указаны, целиком формируются за счет неполурыхлых (т. е. статистических)

форм распада ДГР. Использование метода [6, 10, 11] показывает, что уровни ^{39}K и ^{39}Ca , содержащие примесь дырки в подболочке $2p_{3/2}$, практически целиком заселяются за счет статистических форм нуклонного распада ДГР. Изобар-аналоговые пары уровней ^{39}Ca и ^{39}K , содержащие значительную часть спектроскопической силы дырки в подболочке $1d_{5/2}$ ($i=18$ и 22 , 19 и 26 , 22 и 42) ядра ^{40}Ca с большой вероятностью заселяются за счет полупрямых распадов ДГР. Рассчитанные нами полупрямые компоненты парциальных фотопротонных сечений, полученных в работе [3], показаны на рис. 2. При этом мы использовали приведенную в работе [3] информацию о том, что при заселении уровней ^{39}K с $E_i > 4,9$ МэВ вылетают преимущественно протоны с орбитальным моментом $l=1$. Полупрямая компонента полного фотопротонного сечения приведена на рис. 1. Вероятность полупрямых распадов в максимуме $\sigma(\gamma, p)$ равна 0,47, в интегральном сечении (до 30 МэВ) — 0,55—0,60.

Доля полупрямых распадов определялась нами также и в фотонейтронном канале. Вероятность полупрямых распадов в интегральном сечении полной фотонейтронной реакции (до 30 МэВ) 0,75—0,80. Она выше, чем в фотопротонном канале в силу подавления (из-за более высокого нейтронного порога) вероятности заселения высокорасположенных уровней ^{39}Ca , в которых доля полупрямых распадов минимальна.

Оценим вероятность полупрямых распадов в сечении фотопоглощения ядра ^{40}Ca . Она находится с учетом всех возможных каналов распада ДГР — (γ, n) , (γ, p) , (γ, np) , $(\gamma, 2p)$, (γ, α) [12], (γ, τ) . Учитывая, что испускание двух нуклонов и сложных частиц (τ и α) дает вклад в неполюпрямую часть сечения фотопоглощения, получаем, что вероятность полупрямых распадов в последнем $\sim 0,55$.

Результаты работы иллюстрируют высокую информативность метода исследования ДГР, основанного на выделении парциальных каналов его распада.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Арзобеков У. Р. и др. Ядерная физика, 1984, 40, с. 1121. [2] Ullrich H., Krauth H. Nucl. Phys., 1969, A123, p. 641. [3] Brajnik D. et al. Phys. Rev., 1974, C9, p. 1901. [4] Wu C. P., Baglin J. E. E., Firk F. W. K., Phillips T. W. Phys. Lett., 1969, B29, p. 359. [5] Barker F. C., Mann A. K. Phil. Mag., 1957, 2, p. 5. [6] Капитонов И. М. Докт. дис. (НИИЯФ МГУ). М., 1983. [7] Wu C. P., Firk F. W. K., Phillips T. W. Nucl. Phys., 1970, A147, p. 19. [8] Diener E. M., Amap J. F., Paul P. Phys. Rev., 1973, C7, p. 695. [9] Baglin J. E. E., Spicer B. M. Nucl. Phys., 1964, 54, p. 549. [10] Капитонов И. М. Ядерная физика, 1983, 37, с. 569. [11] Арзобеков У. Р. и др. Там же, 1985, 42, с. 1059. [12] Волков Ю. М. и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 1983, 47, с. 182.

Поступила в редакцию
24.06.85