

О Б З О Р

ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА И ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ

Электромагнитные процессы в изотопах серебра

Б. С. Ишханов^{1,2}, А. А. Кузнецов^{1,a}, Д. Е. Ланской², А. А. Мартынов²

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына (НИИЯФ МГУ).

² Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, кафедра общей ядерной физики.

Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

E-mail: ^akuznets@depni.sinp.msu.ru

Статья поступила 04.02.2016, подписана в печать 24.02.2016.

Рассмотрены особенности электромагнитных взаимодействий в изотопах серебра. Исследована зависимость свойств возбужденных состояний изотопов Ag от массового числа $A = 95-117$. В низколежащих возбужденных состояниях при энергиях $E < 4-5$ МэВ отчетливо проявляются характерные черты вращательного спектра. В области энергий выше порога вылета нуклонов 5–10 МэВ перекрытие возбужденных состояний, соответствующих одночастичным возбуждениям, приводит к непрерывному спектру. В области энергий $E = 10-35$ МэВ в изотопах Ag основную роль играет возбуждение гигантского дипольного резонанса. Выполнен анализ экспериментальных данных о сечениях фотоядерных реакций на изотопах Ag в области гигантского дипольного резонанса.

Ключевые слова: изотопы серебра, возбужденные состояния атомных ядер, гигантский дипольный резонанс, нуклеосинтез.

УДК: 539.172.3. PACS: 25.20.-x.

Введение

Исследования спектров возбужденных состояний атомных ядер дают уникальную информацию о ядерной динамике. Хорошо известны основные типы возбуждений сложных ядер: одночастичные, вращательные, колебательные, которые особенно хорошо выражены в ядрах, близких к магическим, где однонуклонные состояния проявляются явно и однозначно в соответствии с простейшей оболочечной моделью. Однако в ядрах, удаленных от магических, низкоэнергетические спектры возбужденных состояний оказываются значительно сложнее. С одной стороны, многие ядра несферичны (деформированы). Это означает, что нуклон движется в несферическом потенциале и однонуклонное состояние не обладает определенным орбитальным моментом, что усложняет и делает не всегда очевидной последовательность заполнения одночастичных уровней. С другой стороны, оказывается более существенной связь возбуждений различного типа, так как расстояние между уровнями энергии в одной и той же оболочке может быть сравнимо с энергией колебательного кванта, соответственно, колебательные и одночастичные возбуждения могут быть сильно смешаны. Возникает сложное взаимодействие различных степеней свободы атомного ядра.

Изотопы серебра имеют $Z = 47$ протонов. С точки зрения оболочечной картины, это трехдырочное протонное состояние относительно магического числа $Z = 50$. Количество нейтронов в известных изо-

топах серебра превышает $N = 50$, но не достигает магического числа $N = 82$ (за исключением самых легких и самых тяжелых изотопов, о которых мало известно из эксперимента), что соответствует заполнению оболочки $N = 50-82$. Это означает, что состояния изотопов серебра формируются в результате взаимодействия двух достаточно сложных протонной и нейтронной конфигураций. Например, во многих изотопах серебра наблюдаются вращательные полосы. При этом некоторые из них имеют низшее (невращающееся как целое) состояние с довольно высоким спином и уже структура таких состояний неочевидна и требует исследования. Представляет несомненный интерес проследить эволюцию свойств изотопов серебра в зависимости от числа нейтронов.

Особенности спектра возбужденных состояний атомных ядер зависят от энергии возбуждения ядра. По мере увеличения энергии возбуждения природа спектра усложняется. В области энергии ниже порога отделения нуклона возбужденные состояния распадаются путем испускания гамма-квантов и возбужденные состояния имеют малую ширину распада Γ . По мере увеличения энергии до 8–10 МэВ количество и ширины уровней увеличиваются и они начинают перекрываться. В области энергии выше 10 МэВ в атомных ядрах возбуждается гигантский дипольный резонанс. На рис. 1 схематически показана структура спектра электромагнитных возбуждений стабильных изотопов ^{107,109}Ag в области энергий до 50 МэВ.

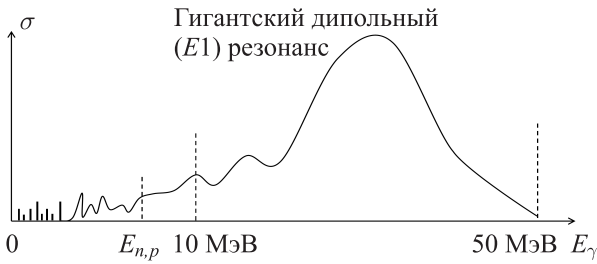


Рис. 1. Схематическая структура спектра возбужденных состояний изотопов $^{107,109}\text{Ag}$ в области энергий до 50 МэВ

В обзоре рассмотрены особенности электромагнитных взаимодействий в изотопах серебра. Обзор состоит из введения, четырех разделов и заключения. В первом разделе обсуждаются основные характеристики изотопов Ag. Во втором разделе обсуждается область энергий возбуждения ниже 5 МэВ. В третьем разделе обсуждается область промежуточных энергий 5–10 МэВ. В четвертом разделе обсуждается возбуждение и распад гигантского резонанса на изотопах Ag. В заключении подводятся итоги и обсуждаются некоторые перспективы дальнейших исследований.

1. Основные характеристики изотопов серебра

В настоящее время известно 38 изотопов серебра. В табл. 1 приведены основные характеристики известных изотопов серебра.

Изотопы ^{107}Ag и ^{109}Ag стабильны и составляют естественную смесь изотопов в процентном соотношении 51.839% и 48.161% соответственно. Изотопы $^{106,108,110}\text{Ag}$ испытывают как β^- -распад, так и e -захват (β^+ -распад).

Самым легким известным изотопом серебра является ^{93}Ag , находящийся на границе протонной радиоактивности и распадающийся либо в результате e -захвата, либо испусканием протона. Изотопы $^{94,95,96}\text{Ag}$ испытывают e -захват с последующим возможным испусканием запаздывающего протона. Период полураспада легких изотопов Ag с увеличением массового числа A растет от 26 мс ($A=94$) до 4.4 с ($A=96$). Также небольшую вероятность испустить запаздывающий протон имеет ^{98}Ag . Изотопы $^{97-105}\text{Ag}$ распадаются только в результате e -захвата с периодом полураспада, увеличивающимся от 25.5 с для ^{97}Ag до 69.2 мин для ^{104}Ag и аномально большого 41.29 дней для ^{105}Ag . Изотопы $^{111-120}\text{Ag}$ являются 100% β^- -радиоактивными. Период полураспада этих изотопов уменьшается с ростом массового числа от 7.45 дней до секунды. Изотопы $^{121-130}\text{Ag}$ β^- -радиоактивны и, за исключением ^{127}Ag , с некоторой вероятностью испускают запаздывающие нейтроны. Период полураспада при удалении от долины стабильности уменьшается до 50 мс.

На рис. 2, а показана зависимость удельной энергии связи ε изотопов серебра от массового числа A .

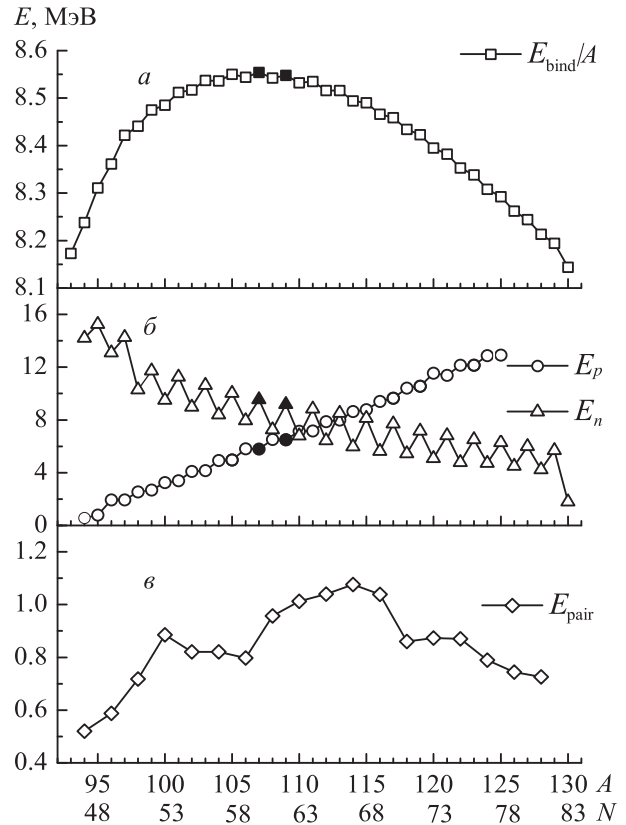


Рис. 2. а — удельная энергия связи E_{bind}/A , б — энергия отделения протонов E_p и нейтронов E_n , в — энергия спаривания E_{pair} в изотопах Ag

Удельная энергия связи достигает максимума в районе стабильных изотопов $^{107,109}\text{Ag}$. Энергия отделения протонов E_p в изотопах серебра (рис. 2, б) увеличивается с ростом массового числа A , достигая ≈ 13 МэВ в изотопах $^{124,125}\text{Ag}$. В области легких изотопов энергия отделения протона монотонно уменьшается до ≈ 0.6 МэВ (^{94}Ag) и становится отрицательной в протонно-радиоактивном ^{93}Ag . Таким образом, в этом изотопе достигается граница протонной радиоактивности. Энергия e -захвата в легких изотопах Ag с массовым числом $A < 97$ больше 9 МэВ, что делает возможным испускание запаздывающих протонов.

На рис. 2, б также показана зависимость энергии отделения нейтрона E_n от массового числа A . Наблюдается характерная пилообразная структура, обусловленная энергией спаривания нейтронов: в изотопах, содержащих четное число нейтронов, энергия отделения нейтрона больше. При $N=50$ наблюдается увеличение энергии отделения нейтрона, обусловленное заполнением нейтронной оболочки $N=50$. Особенность поведения энергии отделения нейтронов наблюдается и при магическом числе нейтронов $N=82$.

Энергию спаривания нейтронов можно оценить исходя из простого соотношения

$$E_{\text{pair}}(A, Z) = \frac{E_{\text{bind}}(A-1, Z) + E_{\text{bind}}(A+1, Z)}{2} - E_{\text{bind}}(A, Z), \quad (1)$$

Таблица 1

Характеристики основных состояний изотопов серебра Ag ($Z = 47$) [1, 2]

A — массовое число ($A = Z + N$), N — число нейтронов в ядре, J^P — спин, четность, E_{bind}/A — удельная энергия связи, E_n — энергия отделения нейтрона, E_p — энергия отделения протона, E_ϵ — энергия e -захвата, E_{β^-} — энергия β^- -распада, $T_{1/2}$ — период полураспада

A	N	J^P	E_{bind}/A , МэВ	E_n , МэВ	E_p , МэВ	E_ϵ , МэВ	E_{β^-} , МэВ	$T_{1/2}$	Тип распада
93	46		8.1733						$\epsilon p, \epsilon, p$
94	47	0 ⁺	8.2376	14.2160	0.570	-13.6903		26 мс	ϵ 100%, ϵp ?
95	48	9/2 ⁺	8.3115	15.2560	0.7837	-10.3690	12.9660	1.75 с	ϵ 100%, ϵp ?
96	49	8 ⁺	8.3613	13.0973	1.9463	-11.5601	9.0503	4.4 с	ϵ 100%, ϵp 8.5%
97	50	9/2 ⁺	8.4223	14.2737	1.9316	-6.9798	10.3720	25.5 с	ϵ 100%
98	51	6 ⁺	8.4414	10.2960	2.5342	-8.2695	5.4301	47.5 с	ϵ 100%, ϵp 0.0011%
99	52	9/2 ⁺	8.4746	11.7320	2.6805	-5.4725	6.7809	124 с	ϵ 100%
100	53	5 ⁺	8.4848	9.4970	3.2425	-7.0885	3.9434	2.01 мин	ϵ 100%
101	54	9/2 ⁺	8.5124	11.2670	3.3965	-4.0977	5.4979	11.1 мин	ϵ 100%
102	55	5 ⁺	8.5170	8.9830	4.1033	-5.6826	2.5863	12.9 мин	ϵ 100%
103	56	7/2 ⁺	8.5375	10.6250	4.1604	-2.6826	4.1479	65.7 мин	ϵ 100%
104	57	5 ⁺	8.5360	8.3860	4.9214	-4.2782	1.1467	69.2 мин	ϵ 100%
105	58	1/2 ⁻	8.5502	10.0270	4.9668	-1.3450	2.7371	41.29 дн	ϵ 100%
106	59	1 ⁺	8.5445	7.9410	5.8140	-2.9646	-0.1894	23.96 мин	ϵ 99.5%, $\beta^- < 1\%$
107	60	1/2 ⁻	8.5537	9.5360	5.7894	0.0352	1.4160	стаб	
108	61	1 ⁺	8.5419	7.2710	6.5242	-1.9151	-1.6464	2.382 мин	β^- 97.15%, ϵ 2.85%
109	62	1/2 ⁻	8.5478	9.1850	6.4879	1.1166	0.2157	стаб	
110	63	1 ⁺	8.5319	6.8080	7.1426	-0.8914	-2.8933	24.6 с	β^- 99.7%, ϵ 0.3%
111	64	1/2 ⁻	8.5346	8.8320	7.1586	2.2146	-1.0367	7.45 дн	β^- 100%
112	65	2 ⁻	8.5159	6.4370	7.8696	0.2608	-3.9937	3.13 ч	β^- 100%
113	66	1/2 ⁻	8.5159	8.5170	7.9958	3.4391	-2.0164	5.37 ч	β^- 100%
114	67	1 ⁺	8.4936	5.9720	8.6291	1.4403	-5.0870	4.6 с	β^- 100%
115	68	1/2 ⁻	8.4904	8.1230	8.7813	4.5568	-3.1046	20 мин	β^- 100%
116	69	0 ⁻	8.4657	5.6310	9.4058	2.7116	-6.1734	237 с	β^- 100%
117	70	1/2 ⁻	8.4593	7.7100	9.6396	5.7577	-4.2403	72.8 с	β^- 100%
118	71	1 ⁻	8.4337	5.4430	10.4187	4.1630	-7.1516	3.76 с	β^- 100%
119	72	1/2 ⁻	8.4230	7.1630	10.5440	7.2383	-5.3310	6 с	β^- 100%
120	73	3 ⁺	8.3951	5.0770	11.5333	5.3421	-8.3053	1.23 с	β^- 100%, $\beta^- n$
121	74	7/2 ⁺	8.3821	6.8220	11.3821	8.1460	-6.6547	0.78 с	β^- 100%, $\beta^- n$ 0.08%
122	75	3 ⁺	8.3526	4.7740	12.1380	6.4140	-9.5105	0.529 с	β^- 99.8%, $\beta^- n$ 0.2%
123	76	7/2 ⁺	8.3376	6.5130	12.1450	8.9360	-7.7707	0.3 с	β^- 100%, $\beta^- n$ 0.55%
124	77	> 2	8.3085	4.7230	12.8770	7.4040	-10.4974	0.172 с	β^- 100%, $\beta^- n$ 1.3%
125	78	9/2 ⁺	8.2924	6.3020	12.9240		-8.9169	0.166 с	β^- 100%, $\beta^- n$
126	79		8.2623	4.4950			-11.4014	0.107 с	β^- 100%, $\beta^- n$
127	80		8.2443	5.9840			-9.6674	0.109 с	β^- 100%
128	81		8.2131	4.2430			-12.3103	0.058 с	β^- 100%, $\beta^- n$
129	82	9/2 ⁺	8.1936	5.6950			-10.7500	0.046 с	β^- 100%, $\beta^- n$
130	83		8.1444	1.8040			-15.2412	0.050 с	$\beta^- n, \beta^-$

где A — четное ($N = A - Z$ — нечетное, это позволяет избежать влияния разницы в энергиях связи между оболочками на рассчитанную энергию).

Зависимость энергии спаривания в изотопах серебра от массового числа A показана на рис. 2, в. Особенности, связанные с проявлением магических чисел $N = 50$ и $N = 82$, наблюдаются и в зависимости энергии спаривания от числа нуклонов.

Во многих теоретических работах предсказывается, что изотопы серебра имеют вытянутую форму с небольшим параметром деформации $\beta = 0.10-0.15$. Непосредственно из эксперимента известны значения квадрупольных моментов для нескольких низколежащих возбужденных состояний (табл. 2).

Таблица 2

Параметры деформации β , значения квадрупольных моментов Q для метастабильных и низколежащих возбужденных состояний изотопов Ag

Изотоп	J^P	Q , бн	β	Ссылка
^{106m}Ag	6^+	$+1.11 \pm 0.11$	$+0.153 \pm 0.016$	[3]
^{107m}Ag	$7/2^+$	0.98 ± 0.11	0.181 ± 0.022	[4]
^{108m}Ag	6^+	$+1.32 \pm 0.07$	$+0.179 \pm 0.011$	[3]
^{109m}Ag	$7/2^+$	0.97 ± 0.11	0.178 ± 0.022	[3]
^{109m}Ag	$7/2^+$	1.02 ± 0.12	0.186 ± 0.024	[4]
$^{109\text{exc}}\text{Ag}$	$3/2^-$	-0.7 ± 0.3	0.30 ± 0.13	[5]
$^{109\text{exc}}\text{Ag}$	$5/2^-$	-0.3 ± 0.2	0.07 ± 0.05	[5]
^{110}Ag	1^+	0.24 ± 0.12	0.20 ± 0.10	[6]
^{110m}Ag	6^+	$+1.44 \pm 0.10$	$+0.194 \pm 0.015$	[3]

2. Связанные возбужденные состояния изотопов серебра с энергией $E < 4-5$ МэВ

В табл. 3 приведены последовательности заполнения протонных и нейтронных уровней в одночастичной модели оболочек. В первом и третьем столбцах приведен порядок заполнения протонных и нейтронных подоболочек, во втором и четвертом столбце приведено количество протонов и нейтронов на соответствующих заполненных подоболочках. В соответствии с моделью оболочек для сферических ядер, при $Z = 47$ частично заполнена протонами оболочка $1g_{9/2}$, что предсказывает $J^P = 9/2^+$ в основном состоянии для четных N . Это предсказание выполняется для массовых чисел $A \leq 101$ ($N \leq 54$) (рис. 3). Изотоп ^{103}Ag ($N = 56$) имеет в основном состоянии

Таблица 3

Порядок заполнения протонных и нейтронных подоболочек для атомных ядер с Z до 50 и N до 82 для сферических ядер [7]

Подоболочка	Z	Подоболочка	N
$1s_{1/2}$	2	$1s_{1/2}$	2
$1p_{3/2}$	6	$1p_{3/2}$	6
$1p_{1/2}$	8	$1p_{1/2}$	8
$1d_{5/2}$	14	$1d_{5/2}$	14
$2s_{1/2}$	16	$2s_{1/2}$	16
$1d_{3/2}$	20	$1d_{3/2}$	20
$1f_{7/2}$	28	$1f_{7/2}$	28
$2p_{3/2}$	32	$2p_{3/2}$	32
$1f_{5/2}$	38	$1f_{5/2}$	38
$2p_{1/2}$	40	$2p_{1/2}$	40
$1g_{9/2}$	50	$1g_{9/2}$	50
		$2d_{5/2}$	56
		$1g_{7/2}$	64
		$3s_{1/2}$	66
		$2d_{3/2}$	70
		$1h_{11/2}$	82

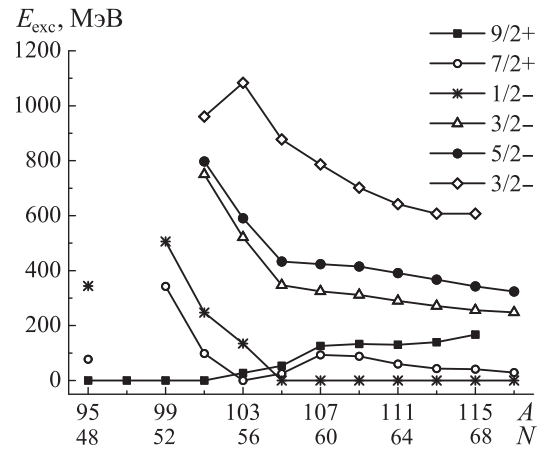


Рис. 3. Влияние заполнения нейтронных уровней на энергию протонных уровней в нечетно-четных изотопах серебра

$J^P = 7/2^+$, изотопы ^{105}Ag и выше ($N \geq 58$) — $1/2^-$. Таким образом, последовательное добавление нейтронов приводит к изменению порядка следования низколежащих протонных уровней при возрастании энергии от $9/2^+$, $7/2^+$, $1/2^-$ к $1/2^-$, $7/2^+$, $9/2^+$. Также следует отметить низколежащие уровни $3/2^-$ и $5/2^-$ в нечетных изотопах $^{101-117}\text{Ag}$, отстоящие от уровня $1/2^-$ на примерно одинаковую энергию в разных изотопах. Расположение указанных уровней в зависимости от массового числа A показано на рис. 3.

Основное состояние изотопов $^{107,109}\text{Ag}$ имеет квантовые числа $J^P = 1/2^-$, первые возбужденные состояния — $J^P = 7/2^+$ ($E = 93$ кэВ в ^{107}Ag и $E = 88$ кэВ в ^{109}Ag) и $J^P = 9/2^+$ ($E = 126$ кэВ в ^{107}Ag и $E = 132$ кэВ в ^{109}Ag). В оболочечной модели $Z = 47$ соответствует трем дырочным состояниям в оболочке $Z = 50$. Поскольку верхний уровень в этой оболочке — $1g_{9/2}$, исходя из простейших оболочечных представлений следовало ожидать, что основное состояние имеет $J^P = 9/2^+$. Это имеет место лишь для изотопов с массовым числом $A \leq 101$. Можно было бы предположить, что протонный уровень $2p_{1/2}$ с увеличением числа нейтронов поднимается выше уровня $1g_{9/2}$, однако этому противоречит тот факт, что для всех известных нечетных изотопов индия ($Z = 49$) основное состояние имеет $J^P = 9/2^+$. Кроме того, одночастичная оболочечная модель не дает объяснения существованию низколежащего состояния с $J^P = 7/2^+$, которое в ^{103}Ag становится основным.

Простая интерпретация этих трех низколежащих уровней может быть получена при учете деформации ядра. Такая интерпретация хорошо согласуется с общепринятой картиной: при увеличении числа нейтронов сверх заполненной оболочки происходит увеличение деформации ядра. На рис. 4 представлена схема Нильссона одночастичных протонных уровней [8]. Величины κ и μ , указанные на рисунке, — стандартные параметры потенциала Нильссона [9], первый из которых определяет спин-орбитальное

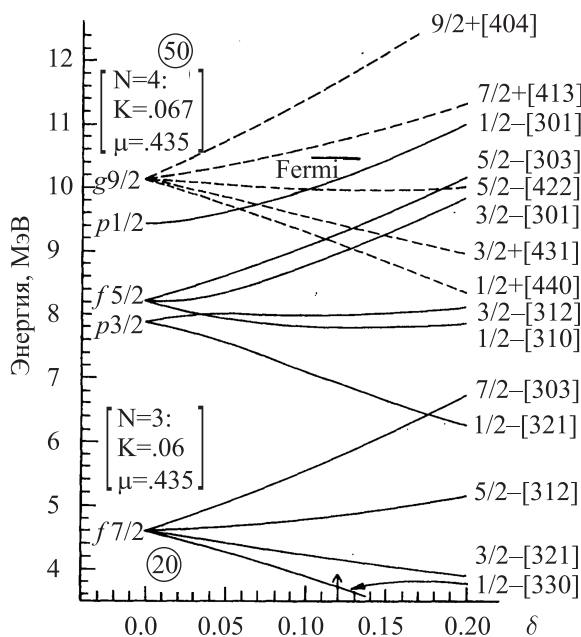


Рис. 4. Схема Нильсона для одночастичных протонных уровней в изотопах серебра $^{105,107}\text{Ag}$ [8]

взаимодействие, а второй — зависимость однонуклонного потенциала от квадрата орбитального момента нуклона. Видно, что при значениях параметра квадрупольной деформации $\beta = 0.10-0.15$ последний протон заселяет уровень $7/2^+$. Такая картина отвечает ^{103}Ag . Поскольку уровень $1/2^-$ лежит очень близко к уровню $7/2^+$, неудивительно, что их порядок при увеличении числа нейтронов может измениться вследствие изменения параметров потенциала или других эффектов. Уровень $9/2^+$ лежит на схеме несколько выше в согласии с экспериментом. С другой стороны, такое описание не противоречит $J^P = 9/2^+$ в основном состоянии для $A \leq 101$, если считать, что легкие изотопы серебра, имеющие небольшое число нейтронов сверх магического числа $N = 50$, сферичны.

Альтернативное объяснение положения уровня $J^P = 7/2^+$ было получено в модели, не учитывающей деформацию [10]. Здесь рассматривались простейшие протонные трехдырочные конфигурации и учитывалась возможность квадрупольных колебаний остова. При увеличении константы, определяющей взаимодействие дырочных степеней свободы с колебательными, уровень $J^P = 7/2^+$ опускается ниже уровня $J^P = 9/2^+$. При этом относительное расположение уровней положительной и отрицательной ($1/2^-$) четности в данной модели не определяется. Предлагались и другие объяснения существования низколежащего уровня $J^P = 7/2^+$ [11]. Например, в ядре ^{95}Ag уровень $J^P = 7/2^+$ объясняется как трехквaziчастичное состояние $\pi g_{9/2} \nu g_{9/2}^{-2}$ [12], возможное благодаря недостатку нейтронов на оболочке $N = 50$ в данном изотопе. В более тяжелых изотопах уровень $7/2^+$ может образовываться в результате определенным образом выстроенных моментах трех протонных дырок на уровне $1g_{9/2}$ [10],

причем энергия системы меняется с добавлением нейтронов из-за заметного перекрытия волновых функций $1g_{9/2}$ -протонов с $1g_{7/2}$ -нейтронами, появляющихся при $A > 103$ (табл. 3). Нельзя исключить, что природа уровня $J^P = 7/2^+$ в различных изотопах различна.

Изменение структуры спектра возбужденных состояний после прохождения границы $N = 58$ заметно и в нечетно-нечетных изотопах (рис. 5). Изотопы $^{100,102,104}\text{Ag}$ имеют основное и изомерное состояния $J^P = 5^+$ и $J^P = 2^+$ соответственно, с разницей в энергии 7–15 кэВ. Изотопы $^{106,108,110}\text{Ag}$ имеют $J^P = 1^+$ в основном состоянии и $J^P = 6^+$ в изомерном с энергией ≈ 100 кэВ. Следует отметить, что уровень 6^+ с энергией ≈ 100 кэВ есть и в легких изотопах. Низколежащих уровней 5^+ и 2^+ , которые можно было бы сопоставить основному и изомерному состояниям легких изотопов, в тяжелых изотопах серебра нет. Вероятно, изотоп ^{104}Ag — последний из четно-четных изотопов, в котором одночастичное состояние, дающее уровни 5^+ и 2^+ , не полностью заполнено. Граничное число $N = 58$ дает основания предположить, что это состояние соответствует оболочке $1g_{7/2}$, на которой могут располагаться до восьми нуклонов сверх магического числа 50. Однако в соседних ядрах, четных по протонам (Pd , $Z = 46$ и Cd , $Z = 48$), обнаруживается, что неспаренный нейтрон расположен на уровне $5/2^+$, что нельзя объяснить последовательным заполнением оболочек. Вероятно, нейтронные оболочки заполняются параллельно и в сложной последовательности.

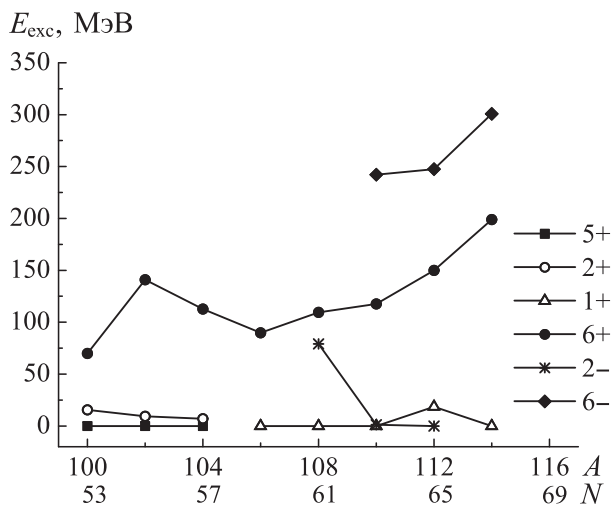


Рис. 5. Влияние заполнения нейтронных уровней на энергию низколежащих возбужденных состояний в нечетно-нечетных изотопах серебра

В рамках модели Нильсона основное состояние 1^+ в изотопах серебра можно описать как результат сложения протонного состояния $1/2^-$, которое обсуждалось выше для нечетных изотопов, с деформированной нейтронной орбиталью $1/2^-$, возникающей в результате расщепления оболочечного уровня $1h_{11/2}$. Состояние 6^+ может быть получено

в результате сложения протонного уровня $J^P = 7/2^+$ с нейтронным уровнем $J^P = 5/2^+$, образующимся при расщеплении уровня $1g_{7/2}$ в деформированном потенциале. Однако такой простой картины недостаточно для объяснения других особенностей спектров. Рассмотрим далее некоторые типы более сложных возбуждений.

1. Возбужденные одночастичные нейтронные состояния. Для нечетно-четных изотопов серебра одночастичные нейтронные состояния связаны с разрывом сил спаривания и из-за этого будут иметь относительно высокие энергии (не менее 1–2 МэВ). Для нечетно-нечетных изотопов нейтронные возбуждения лежат так же низко, как и протонные. Это обстоятельство (наличие в области до 1 МэВ и нейтронных и протонных одночастичных уровней с труднопредсказуемым суммарным спином) сильно затрудняет анализ спектра нечетно-нечетных ядер в области низких энергий до 1–2 МэВ.

2. Двухчастичные переходы спаренных нуклонов. Такие переходы в основном заметны и могут рассматриваться как самостоятельное явление для ядер с четным количеством протонов и/или нейтронов. Так как суммарная спин-четность двух спаренных нуклонов равна 0^+ , то спин-четность такого двухчастичного возбужденного состояния ядра обычно такая же, как и основного. Энергия такого двухчастичного уровня примерно в два раза выше соответствующего одночастичного.

3. Неспаренные многочастичные переходы дают наибольшее количество потенциально возможных уровней и могут иметь практически любой спин. Энергия таких уровней не подчиняется каким-либо закономерностям, за исключением того, что они расположены в области энергий не ниже энергии возбуждения двух нуклонов.

4. Колебательные уровни в основном обусловлены возбуждением одного и более квадрупольных фононов, поэтому в первом приближении эквидистантны и имеют характерную структуру: уровень 2^+ с энергией квадрупольного возбуждения и три уровня 0^+ , 2^+ , 4^+ с вдвое большей энергией, соответствующие векторной сумме двух 2^+ -возбуждений. Такие спектры более характерны для четно-четных ядер.

5. Вращательные уровни в деформированных ядрах обычно образуют полосу $E2$ -переходов с возрастающей энергией между уровнями. Также возможно так называемое магнитное вращение, дающее спектр уровней с изменением спина $\Delta J = 1$ и соответственно полосу $M1$ -переходов. Такие состояния хорошо заметны и идентифицируются практически в любых деформированных ядрах.

Структура известных низколежащих уровней изотопов $^{95,97,99}\text{Ag}$ практически полностью объясняется оболочечной моделью и взаимодействием моментов нуклонов вблизи границы между двумя оболочками при магическом числе $N = 50$ [13–15].

В рамках данной модели эти изотопы удобно представить в виде дважды магического ^{100}Sn с тремя протонными дырками и некоторым количеством нейтронов либо нейтронных дырок. Три протонные дырки на уровне $1g_{9/2}$ во всех трех ядрах дают характерную структуру: основное состояние с $J^P = 9/2^+$ и три уровня $13/2^+$, $17/2^+$, $21/2^+$, соответствующие последовательному выстраиванию моментов $\pi g_{9/2}^{-3}$ вдоль одного направления до максимално возможного $21/2^+$. Ситуация с нейтронами в этих трех изотопах сильно различается. В ядре ^{95}Ag имеются две нейтронные дырки $1g_{9/2}$, а также имеется возможность перехода нейтронов на следующую оболочку $2d_{5/2}$. В ^{97}Ag все нейтронные возбуждения связаны с таким переходом, так как уровень $1g_{9/2}$ заполнен. В ^{99}Ag имеются два валентных нейтрона на уровне $2d_{5/2}$, моменты которых могут складываться с моментами протонных дырок, удлиняя полосу над основным состоянием от $21/2^+$ до $29/2^+$. Большие спины получаются при переходе валентного нейтрона с уровня $2d_{5/2}$ на более высокие уровни $1g_{7/2}$ или $1h_{11/2}$.

В работе [10] рассчитаны спектры уровней $^{107,109}\text{Ag}$ в области энергий возбуждения до 2 МэВ. На рис. 6 показано сравнение результатов расчетов с экспериментом для состояний отрицательной четности и видно, что теория хорошо описывает последовательность уровней и их энергии. Для состояний отрицательной четности принимались во внимание конфигурации, включающие протонную дырочную пару $1g_{9/2}^2$ с разными суммарными моментами, протонную дырку $2p_{1/2}$ и квадрупольные фононы. Смешивание конфигураций оказывается значительным. Так, даже в основном состоянии $J^P = 1/2^-$

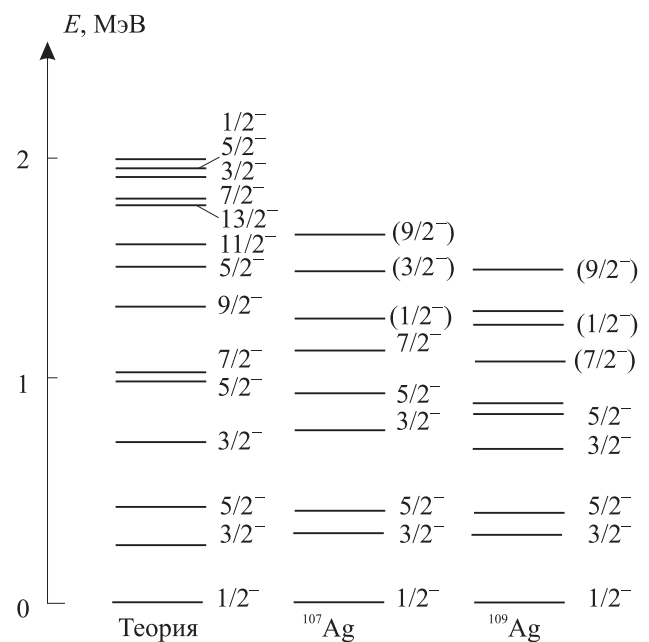


Рис. 6. Сравнение экспериментальных данных по состояниям с отрицательной четностью в изотопах $^{107,109}\text{Ag}$ и результатов расчетов [10]

вклад конфигураций с одним фоном составляет не менее 36%, а с двумя — не менее 13%.

Структура вращательного спектра ядра зависит от направления оси вращения и свойств вращающегося состояния по отношению к поворотам относительно оси симметрии. Пусть ядро вращается с моментом I относительно оси, вообще говоря, не совпадающей ни с осью 3 во внутренней системе координат, ни с осью Z в лабораторной системе. Проекцию I на первую ось обозначим K (рис. 7).

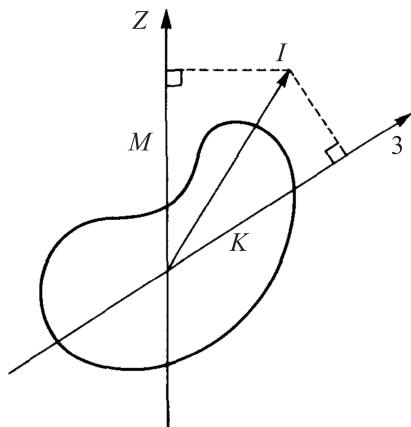


Рис. 7. Угловые квантовые числа вращающегося ядра [16]

Простейший случай возникает, если ядро имеет форму эллипсоида вращения, т.е. ось 3 является осью симметрии, а момент I перпендикулярен этой оси. Тогда $K=0$ (очевидно, такая ситуация невозможна в нечетном ядре). Подеиствуем на внутреннюю волновую функцию ядра ψ оператором поворота на 180° относительно оси вращения: $R\psi = \gamma\psi$. Очевидно, что $R^2\psi = \psi$ и $\gamma = \pm 1$. При $\gamma = 1$ состояния вращательной полосы имеют спины $I = 2, 4, 6, \dots$, а при $\gamma = -1$ возникает полоса с $I = 1, 3, 5, \dots$. Таким образом, спин состояний полосы увеличивается с шагом 2.

Энергии состояний в приближении жесткого ротатора описываются формулой $E = I(I+1)/2J$, где J — момент инерции ядра. Этот закон обычно хорошо выполняется для низколежащих уровней полосы. При усилении вращения возникают отклонения от этой простой формулы за счет изменения момента инерции и кориолисова взаимодействия.

Если $K \neq 0$ (ось вращения наклонена к оси симметрии под углом, не равным 90°), состояния $|K\rangle$ и $|-K\rangle$ являются вырожденными и связаны между собой тем же поворотом вокруг оси, перпендикулярной оси 3 : $R|K\rangle = (-1)^{I+K}|-K\rangle$. Физические состояния представляют собой суперпозиции состояний $|K\rangle$ и $|-K\rangle$. Структура волновой функции этих состояний различна для различных значений фазы $\sigma = (-1)^{I+K}$, называемой сигнатурой, поэтому возникают две ветви ротационной полосы с моментами $I = K, K+2, K+4, \dots$ и $I = K+1, K+3, K+5, \dots$. В каждой ветви момент изменяется по-прежнему

с шагом 2, но полоса в целом содержит все моменты $I \geq K$, изменяющиеся через единицу. При этом ветви, соответствующие противоположным сигнатурам, могут быть сдвинуты друг относительно друга по энергии.

Если ядро не обладает аксиальной симметрией, картина становится более сложной. Большой интерес в последнее время вызывает возможность возникновения киральных дублетов вращательных состояний в ядрах, не обладающих аксиальной симметрией [17–19]. Если ось вращения ядра не лежит ни в одной из плоскостей симметрии системы, то три проекции полного момента вращения могут образовывать как правую, так и левую тройку векторов. Такие два состояния в идеальном случае вырождены, в ядрах могут иметь одинаковые спин и четность и близкие энергии. Такие структуры были обнаружены в ряде ядер, включая $^{104,105}\text{Rh}$ ($Z = 45$).

В спектрах нечетно-четных изотопов начиная с ^{101}Ag обнаружено большое количество вращательных полос, подавляющее большинство которых имеют $\Delta I = 1$. В частности, во многих изотопах (^{101}Ag [20], ^{103}Ag [21], ^{105}Ag [22], ^{107}Ag [23], ^{109}Ag [24], $^{115,117}\text{Ag}$ [25]) наблюдалась схожая структура над уровнем $9/2^+$ (рис. 8). Уровни со спинами до $21/2^+$ выглядят как выстраивание спинов трех дырок, уже отмеченное в легких изотопах, и, вероятнее всего, соответствуют конфигурации $\pi g_{9/2}^{-3}$. Выше них лежит вращательная полоса с увеличивающимся интервалом, с другой конфигурацией. Максимально измеренный спин $41/2^+$ в данной полосе у изотопа ^{105}Ag дает основания предположить конфигурацию $\pi g_{9/2}^{-3} \nu h_{11/2}^2$.

Рассмотрим подробнее вращательные полосы в ^{107}Ag , для которого имеются весьма детальные измерения (рис. 8).

Прежде всего, имеется полоса состояний положительной четности, построенная на состояниях $7/2^+$ и $9/2^+$. Уровни, соответствующие этой полосе, наблюдались для спинов от $11/2$ до $39/2$. В нижней части полосы пары уровней ($11/2, 13/2$), ($15/2, 17/2$) лежат близко друг к другу, что указывает на то, что они соответствуют членам полосы с противоположными сигнатурами. Расстояния между уровнями в нижней части полосы приближенно соответствуют обычному правилу $J(J+1)$. Для более высоких спинов энергия растет медленнее. Наблюдается также аналогичная полоса, базирующаяся на основном состоянии $1/2^-$.

Кроме того, имеются полосы, начинающиеся с высокоспиновых состояний. Нижайшее состояние одной из них — $29/2^+$. Это состояние интерпретируется как конфигурация $\pi g_{9/2} \nu h_{11/2}^2$ с максимально возможным моментом. Низшие состояния полос с меньшим моментом и отрицательной четностью, по-видимому, соответствуют конфигурациям $\pi g_{9/2} \nu h_{11/2} g_{7/2}$ или $\pi g_{9/2} \nu h_{11/2} d_{5/2}$.

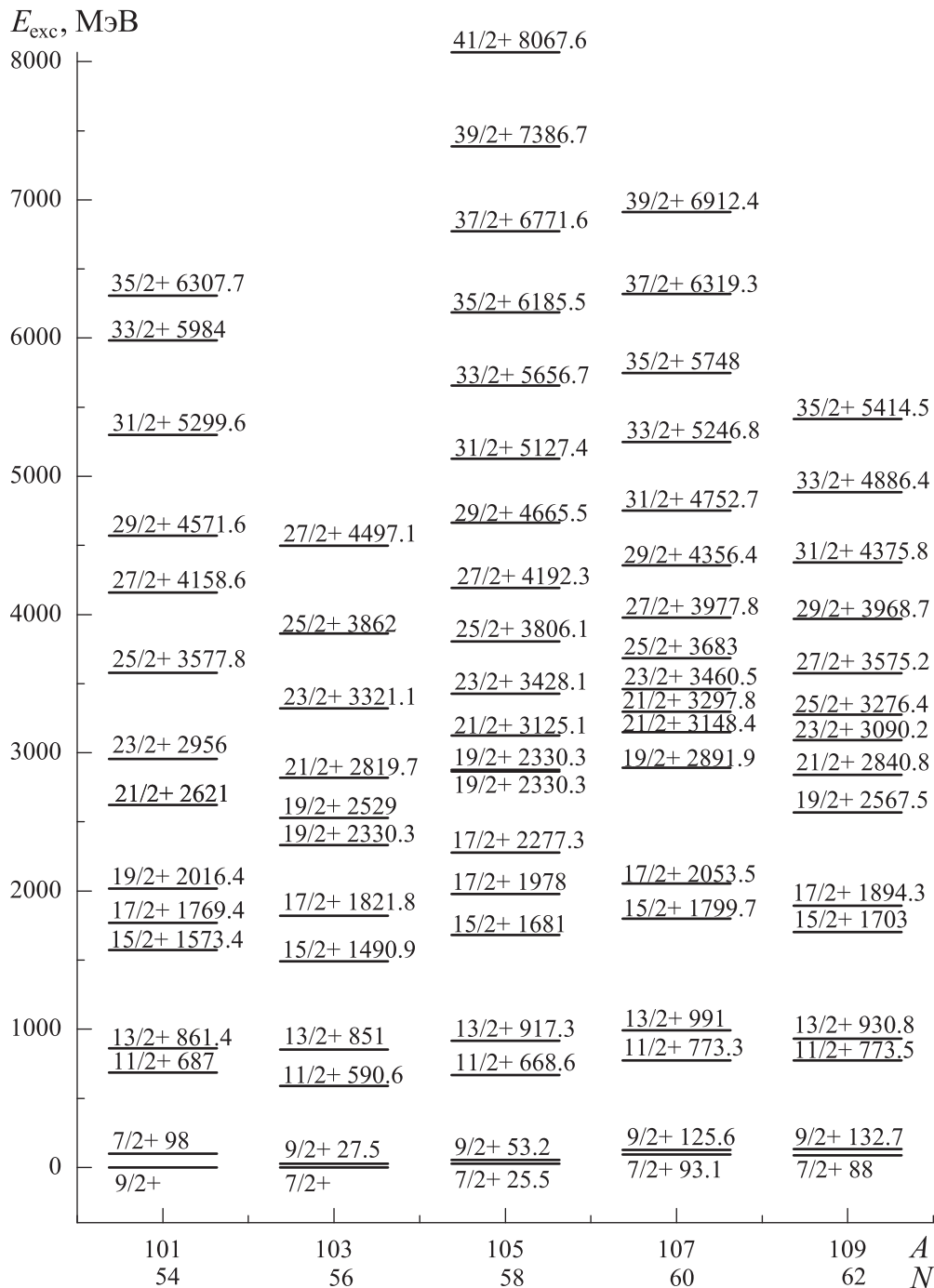


Рис. 8. Вращательные полосы над уровнем $9/2^+$ в нечетно-четных изотопах серебра

Отмечается, что энергии двух полос положительной четности весьма близки друг к другу. Более того, в работе [26] было получено указание на существование еще одной полосы с отрицательной четностью и энергиями, близкими к ранее известной полосе. Это может рассматриваться как указание на трехосную деформацию в ^{107}Ag и наличие киральных дублетов [27], хотя здесь необходимы дальнейшие исследования. Отметим, что экспериментальный поиск киральных дублетов в ^{105}Ag [28] не принес результата.

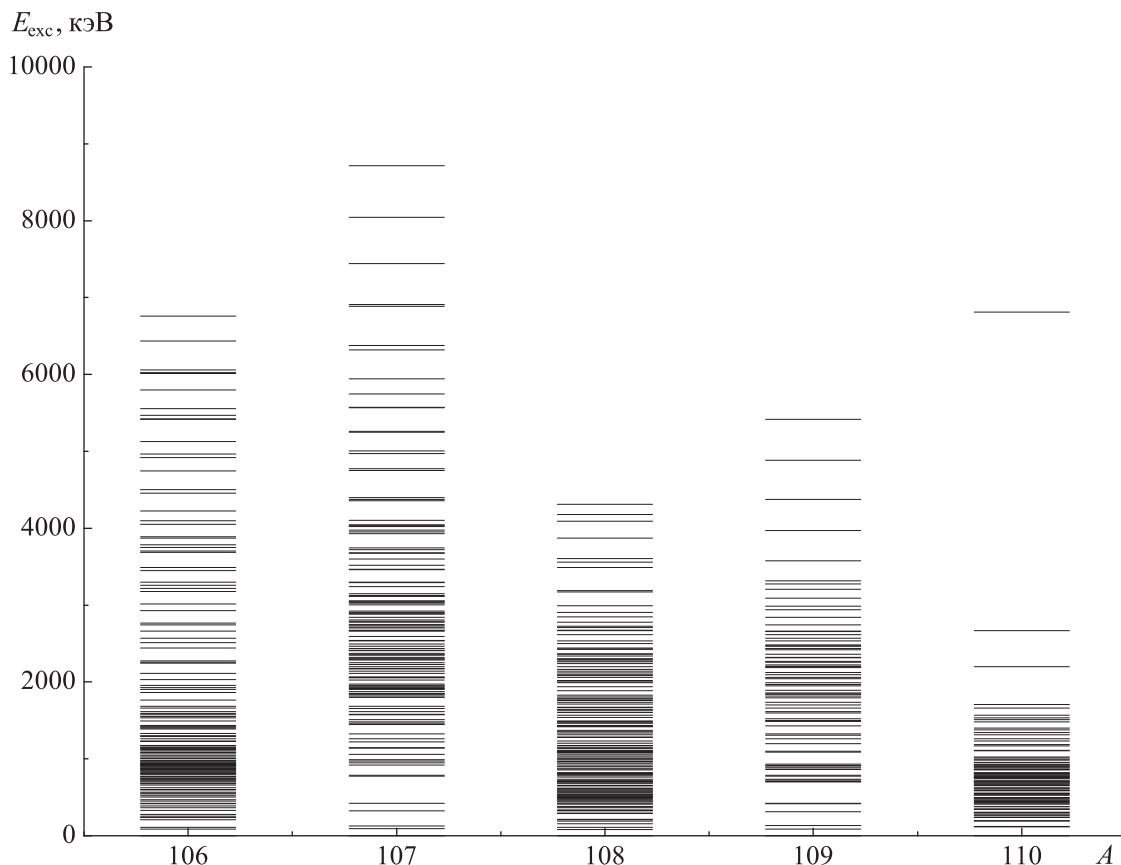
Теоретический анализ вращательных спектров обычно выполняется в различных модификациях модели «частица–ротатор». Значения параметра дефор-

мации выбирались чаще всего $\beta \approx 0.12$ [8, 23, 29]. В недавней работе [30] для ^{108}Ag выбрано $\beta = 0.15$ на основе расчетов методом Хартри–Фока.

3. Возбужденные состояния выше порога вылета нуклонов $E \sim 5-10$ МэВ

При энергиях возбуждения, превышающих энергию отделения нуклона, спектр ядра становится непрерывным. При этом в припороговой области сравнительно редко проявляются резонансные пики (обычно такие пики соответствуют одночастичным возбуждениям).

Это не означает, однако, что в этой области возбужденные состояния отсутствуют. Наоборот, здесь


 Рис. 9. Спектр возбужденных состояний изотопов $^{106-110}\text{Ag}$

имеется большое и быстро растущее с энергией количество ядерных состояний, имеющих заметные и также растущие с энергией ширины. В результате уровни начинают перекрываться, образуя более или менее плавный спектр.

На рис. 9 показаны спектры возбужденных состояний изотопов $^{106-110}\text{Ag}$, на которых представлены все известные состояния в области энергий до 10 МэВ без обозначения энергии и спинов отдельных уровней.

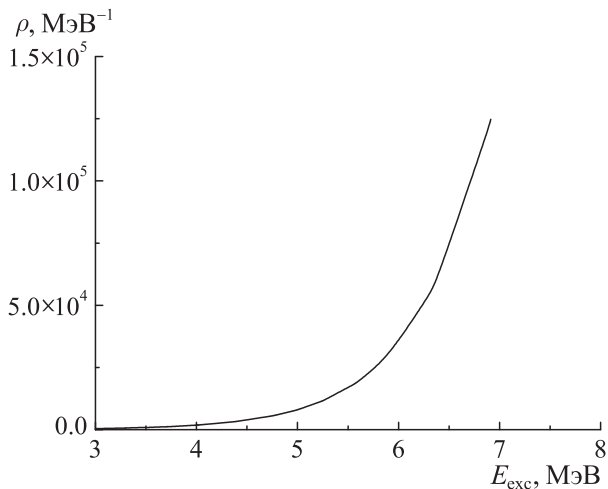
В модели ферми-газа [31] полная плотность уровней описывается соотношением [32]

$$\rho(A, E_{\text{exc}}) = \frac{6^{1/4}}{12} \frac{g_0}{(g_0 E)^{5/4}} \exp\left(\sqrt{\frac{2}{3\pi^2} g_0 E_{\text{exc}}}\right), \quad (2)$$

где E_{exc} — энергия возбуждения ядра, $g_0 = \frac{3}{2} \frac{A}{E_F}$ — суммарная плотность одночастичных протонных и нейтронных уровней на поверхности Ферми E_F .

При выводе (2) предполагалось [32], что $N \sim Z$, $E \ll E_F A^{1/3}$ и $E \gg E_F A^{-1}$. Первое соотношение приближенно выполняется для стабильных и близких к ним изотопов Ag. Два других хорошо выполняются в широкой области энергий возбуждения.

На рис. 10 показана зависимость плотности уровней, вычисленной по формуле (2), от энергии возбуждения. Видно, что плотность уровней велика уже при $E \sim 5$ МэВ. Следует заметить, однако, что в рассматриваемой области энергий модель ферми-газа дает лишь грубое приближение, так как


 Рис. 10. Плотности уровней возбужденных состояний ^{107}Ag , рассчитанные по модели ферми-газа [31, 32]

большую роль играют различные коллективные возбуждения.

В области энергий 5–10 МэВ сильное перекрытие возбужденных состояний, соответствующих одночастичным возбуждениям, распределяется по огромному числу различных состояний, что приводит к увеличению парных взаимодействий, образованию составного ядра, сильной связи различных конфигураций.

В настоящее время, благодаря обширной экспериментальной информации, области энергии 5–10 МэВ в изотопах Ag исследованы достаточно подробно.

Возбужденные состояния в этой области изучаются в реакциях упругого и неупругого рассеяния гамма-квантов, в реакциях резонансного рассеяния нейтронов с последующим испусканием каскада гамма-квантов.

Если $D < \Gamma$, число открытых каналов становится настолько большим, что возбужденное ядро «забывает» о способе своего возбуждения и его распад происходит только в соответствии с требованиями выполнения законов сохранения (гипотеза Бора). Результатом являются максвелловские спектры испущенных частиц и изотропное угловое распределение продуктов реакции.

4. Сечение поглощения гамма-квантов в области энергий 10–35 МэВ

В атомных ядрах в области энергий 10–30 МэВ происходит преимущественное поглощение электрических дипольных фотонов. В этой области энергий фотонов длина волны фотона λ больше размеров ядра R . Вероятности поглощения фотонов разного типа — электрических E и магнитных M различной мультипольности J — приближенно описываются соотношением

$$W(EJ) \sim \frac{1}{\lambda} \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2J}, \quad W(MJ) \sim \frac{1}{\lambda} \left(\frac{R}{\lambda} \right)^{2J+2}. \quad (3)$$

Для ядер с $A \approx 100$ и энергией фотона $E_\gamma \approx 20$ МэВ более детальные расчеты [33] дают следующие соотношения для переходов одного типа разной мультипольности J :

$$\frac{W(J+1)}{W(J)} \approx J(J+2) \left[\frac{J+3}{(2J+3)(J+1)(J+4)} \frac{2\pi R}{\lambda} \right]^2 \approx 5 \cdot 10^{-3} \quad (4)$$

и одной мультипольности J для электрических и магнитных переходов

$$\frac{W(MJ)}{W(EJ)} \approx 10 \left(\frac{\hbar c}{Mc^2 R} \right)^2 \approx 2 \cdot 10^{-2}. \quad (5)$$

Интенсивный максимум, расположенный в области энергий 15–25 МэВ — гигантский электрический дипольный резонанс (ГДР) — наблюдается в сечении поглощения гамма-квантов всех без исключения атомных ядер начиная с дейтерия ${}^2\text{H}$.

Приведем три глобальные характеристики дипольного $E1$ -резонанса.

1. Положение максимума резонанса

$$E_m = 78A^{-1/3} \text{ МэВ}. \quad (6)$$

2. Энергетическая зависимость ГДР описывается лоренцевской кривой

$$\sigma(E) = \sigma_m \frac{E\Gamma}{(E^2 - E_m^2)^2 + E^2\Gamma^2}, \quad (7)$$

где Γ — ширина гигантского резонанса.

Ширина резонанса зависит от формы атомного ядра. В сферических ядрах $\Gamma = 5\text{--}6$ МэВ. В дефор-

мированных ядрах ширина резонанса увеличивается, и в зависимости от параметров полуосей ядерного эллипсоида может происходить расщепление ГДР на две компоненты

$$E_a = 78 \frac{r_0}{a} A^{-1/3} \text{ МэВ},$$

$$E_b = 78 \frac{r_0}{b} A^{-1/3} \text{ МэВ},$$

$$\Delta E = E_b - E_a = 78A^{-1/3} \beta \text{ МэВ},$$

где β — параметр деформации, a и b — большая и малая полуоси ядерного эллипсоида.

При малых значениях параметра деформации компоненты перекрываются, что приводит к уширению пика.

3. Интегральное сечение поглощения гамма-квантов в области энергий ГДР описывается дипольным правилом сумм:

$$\sigma_{\text{int}} = \int_{\text{GDR}} \sigma(E) dE = 60 \frac{NZ}{A} \text{ МэВ мб}. \quad (8)$$

В коллективной модели ядра ГДР [34, 35] описывается как когерентные взаимные колебания протонов относительно нейтронов под действием поглощенного ядром гамма-кванта. В оболочечной модели ядра [36] ГДР описывается как переход нуклонов в соседнюю более высоко расположенную по энергии оболочку с учетом правил отбора для электрических дипольных переходов. Как было показано в работах [37–39], правильное положение ГДР по энергии получается при учете остаточного взаимодействия между нуклонами.

Таким образом, на изотопах ${}^{107,109}\text{Ag}$ фотоядерные реакции в области энергии 10–30 МэВ в основном вызываются поглощением электрических дипольных гамма-квантов.

Основными каналами распада ГДР являются каналы распада с испусканием нейтронов и протонов:

$$\sigma_{\text{abs}} = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, p) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, pn) + \dots,$$

$$\sigma(sn) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, pn) + \sigma(\gamma, 3n) + \dots,$$

$$\sigma(xn) = \sigma(\gamma, n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, pn) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots$$

Сечения фотонейтронных реакций были получены в двух различного типа экспериментах. В работе [40] выход фотонейтронной реакции

$$Y(\gamma, xn) = \int \sigma(\gamma, xn) W(E_m, E) dE$$

был измерен на пучке тормозного гамма-излучения на изотопах ${}^{107,109}\text{Ag}$. Затем в результате решения систем интегральных уравнений методом регуляризации А.Н. Тихонова [41, 42] было получено сечение реакции (γ, xn) и при использовании статистической модели фотоядерных реакций получено сечение реакции (γ, sn) .

В работе [43] выход фотонейтронной реакции на изотопе ${}^{107}\text{Ag}$ тоже был измерен на пучке тормозных фотонов и сечение реакции восстановлено методом Пенфолда–Лейсса [44, 45] с шагом 1 МэВ.

В работе [46] сечения фотонейтронных реакций были измерены на пучке квазимонохроматических фотонов. В этом методе можно непосредственно в результате эксперимента измерить сечения (γ, n) и $(\gamma, 2n)$. Однако способ извлечения фотонейтронных реакций в области энергий выше порога реакции $(\gamma, 2n)$ на основе анализа спектров фотонейтронов приводит к определенным систематическим погрешностям [47].

Таким образом, в экспериментах сечения фотонейтронных реакций были получены с разным энергетическим разрешением и на разных энерге-

тических сетках (рис. 11). Для удобства сравнения сечения были усреднены с интервалом энергий 1 МэВ. Полученные сечения приведены в табл. 4. Максимумы сечений фотонейтронных реакций на изотопе ^{107}Ag по данным трех экспериментов [40, 43, 46] совпадают и располагаются при энергии $E_m = 16$ МэВ, что согласуется с оценкой на основе соотношения (6) — 16 МэВ. Различие в величинах сечений в максимуме и ширин резонансов составляет $\approx 20\%$, что приводит к различию величин интегральных сечений реакции в области энергий до 30 МэВ, которое также составляет

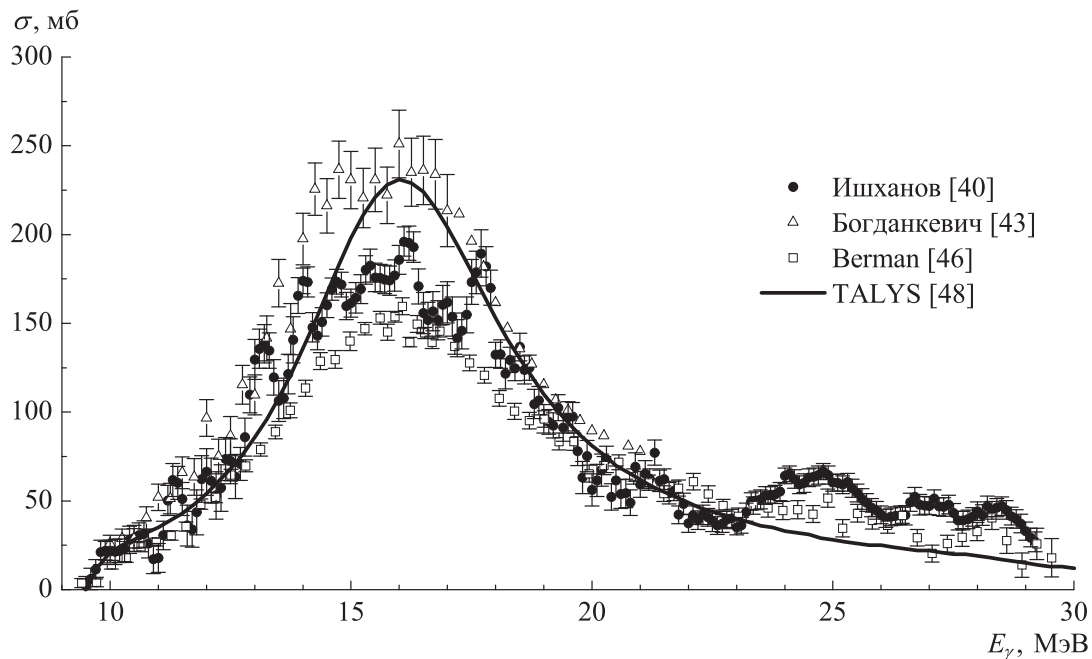


Рис. 11. Сравнение экспериментальных сечений реакции (γ, sn) и расчета с помощью программы TALYS [48]

Таблица 4

Сечения фотоядерных реакций на изотопе ^{107}Ag

Реакция	Эксперимент				TALYS		
	E_m , МэВ	Γ_m , МэВ	σ_{int} , МэВ мб (предел, МэВ)	Ссылка	E_m , МэВ	Γ_m , МэВ	σ_{int} , МэВ мб (до 30 МэВ)
$(\gamma, n) + (\gamma, np) + (\gamma, 2n) + (\gamma, 2np) + (\gamma, 3n)$	16.1	6.8	1356 (30 МэВ)	[46]	16.0	5.5	1620
$(\gamma, n) + (\gamma, np) + (\gamma, 2n)$	16.1 16.0	6.2 6.0	1625 (30 МэВ) 1549 (21 МэВ)	[40] [43]	16.0	5.5	1614
$(\gamma, n) + (\gamma, np)$	16.1	5.6	1093 (30 МэВ)	[46]	16.0	4.8	1218
(γ, n) to g.s.	16.0 13.5	8.0 5.5	945 (22 МэВ) 1221 (21 МэВ)	[50] [49]			
$(\gamma, 2n) + (\gamma, 2np)$	21.2	5.6	263 (30 МэВ)	[46]	19.2	5.8	399
(γ, n)					16.0	4.8	1205
$(\gamma, 2n)$					19.2	5.8	397
(γ, p)					16.8	7.2	21.6
(γ, p)					25.5	14.8	12.4

≈ 20%. В пределах точности экспериментов полученные результаты совпадают с оценкой на основе соотношения (8). В работе [46] были измерены парциальные сечения реакции $^{107}\text{Ag}(\gamma, n) + (\gamma, n+p)$ и $^{107}\text{Ag}(\gamma, 2n) + (\gamma, 2n+p)$. Полученные результаты приведены в табл. 4. В области энергий до 30 МэВ интегральное сечение реакции $(\gamma, 2n) + (\gamma, 2n+p)$, по данным работы [46], составляет ≈ 20% от полного фотонейтронного сечения.

Сечение парциальной реакции (γ, n) на изотопе ^{107}Ag с образованием конечного ядра ^{106}Ag в основном состоянии было получено в работе [49] в диапазоне энергий от 9.5 до 21 МэВ. Положение максимума резонанса 13.5 МэВ не согласуется с данными [46]. По данным работы [46], максимум резонанса расположен на 2.5 МэВ выше по энергии. Величина интегрального сечения на 10% превышает интегральное сечение из работы [46].

Сечение фотонейтронной реакции (γ, sn) на пучке тормозного излучения было получено в работе [43]. Параметры сечения приведены в табл. 4. Сечение реакции $\sigma(\gamma, n)$ с образованием конечного ядра ^{106}Ag было измерено в работе [50]. Полученное в этой работе сечение измерено с шагом 1 МэВ, что, по-видимому, объясняет большую ширину сечения $\Gamma \approx 8$ МэВ.

Экспериментально полученные сечения в табл. 4 сравниваются с результатом теоретических расчетов на основе программы TALYS [48]. В программе TALYS для расчета парциальных сечений фотоядерных реакций применяется комбинация испарительного механизма Хаузера-Фешбаха и экситонного предравновесного механизма распада составного ядра с вылетом нуклонов и гамма-квантов. Для расчета полного сечения фотопоглощения в программе TALYS обычно используются данные из экспериментальной базы оцененных данных RIPL-2 [51]. Сечение реакции $^{107}\text{Ag}(\gamma, n)$ при использовании оцененных данных RIPL-2 оказывается существенно меньше полученных в других работах. Кроме того, интегральное сечение фотопоглощения на ^{107}Ag составляет при таком расчете примерно 60% дипольного правила сумм.

Мы рассчитали сечения фотоядерных реакций на в изотопах серебра $^{97-114}\text{Ag}$ по программе TALYS с учетом двух основных механизмов фотопоглощения: формирования ГДР с параметрами, рассчитанными на основе глобальной систематики, и квазидейтронного поглощения фотона. Результаты этих расчетов показаны на рис. 12 и для изотопа ^{107}Ag даны в табл. 4. Из приведенных данных следует, что результаты расчетов воспроизводят экспериментальные данные с точностью ≈ 20%, что соответствует точности экспериментальных данных. В настоящее время отсутствуют данные по сечению фотопротонной реакции на изотопе ^{107}Ag . Согласно расчетам по программе TALYS, интегральное сечение фотопротонной реакции на изотопе $^{107}\text{Ag} \approx 20$ МэВ мбн,

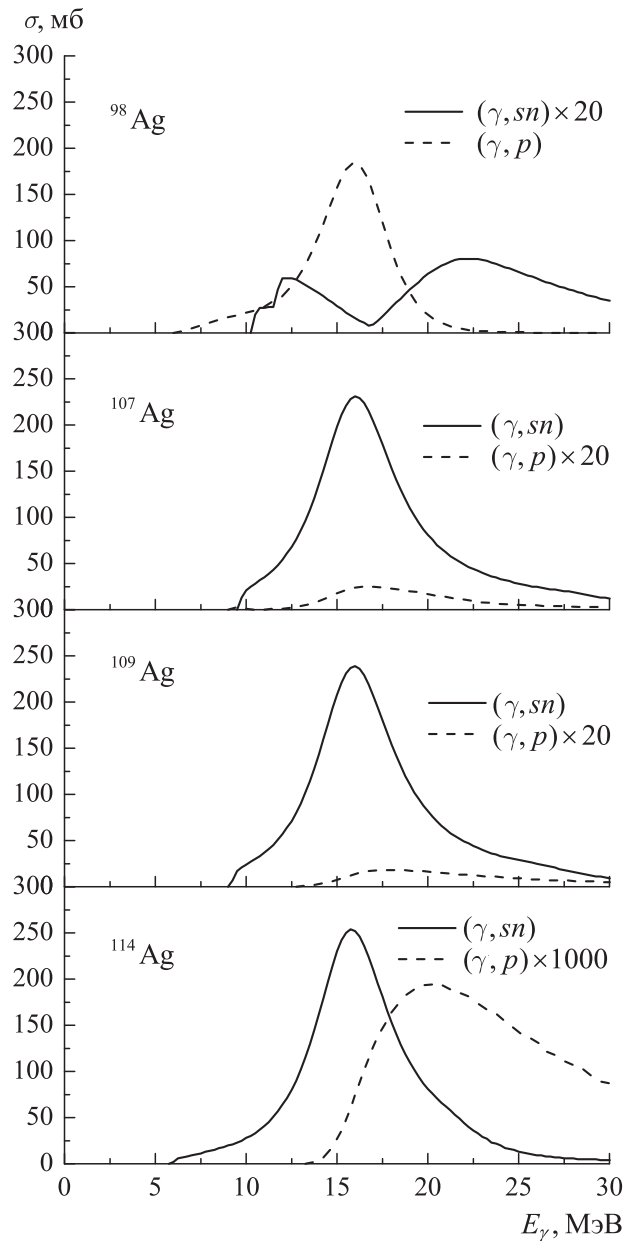


Рис. 12. Сечения реакций (γ, sn) и (γ, p) на изотопах $^{98,107,109,114}\text{Ag}$, рассчитанные с помощью программы TALYS [48]

что составляет менее 2% полного интегрального сечения фотонейтронной реакции. Максимум сечения фотопротонной реакции сдвинут на 1 МэВ в сторону более высоких энергий по сравнению с максимумом сечения фотонейтронной реакции.

Сечение реакции на изотопе ^{109}Ag было получено в работе [40]. Положения максимумов сечений на изотопах $^{107,109}\text{Ag}$ совпадают: $E_m \approx 16$ МэВ. Ширины резонансов также совпадают $\Gamma_m \approx 6$ МэВ. Однако величина максимума сечения на изотопе ^{109}Ag оказывается на 30% ниже, чем на изотопе ^{107}Ag , что проявляется и в интегральном сечении фотонейтронных реакций. Интегральное сечение фотонейтронной реакции на изотопе ^{109}Ag на 25% меньше соответствующего сечения на изотопе ^{107}Ag .

Представляет интерес поведение сечений фотопротонных и фотонейтронных реакций в зависимости от массового числа A . На рис. 12 показана рассчитанная нами зависимость сечения фотопротонных и фотонейтронных реакций от массового числа A по программе TALYS для изотопов Ag с нечетным массовым числом A . Параметры атомных ядер были выбраны на основе данных по изотопам $^{107,109}\text{Ag}$.

На рис. 12 показаны сечения (γ, sn) и (γ, p) реакций на изотопах $^{98,107,109,114}\text{Ag}$. На рис. 13 — положения максимумов сечений (γ, sn) и (γ, p) реакций на изотопах Ag и величины интегральных сечений фотопротонных и фотонейтронных реакций на изотопах Ag. Отчетливо наблюдается тенденция увеличения отношения $(\gamma, p)/(\gamma, n)$ сечений с уменьшением массового числа A .

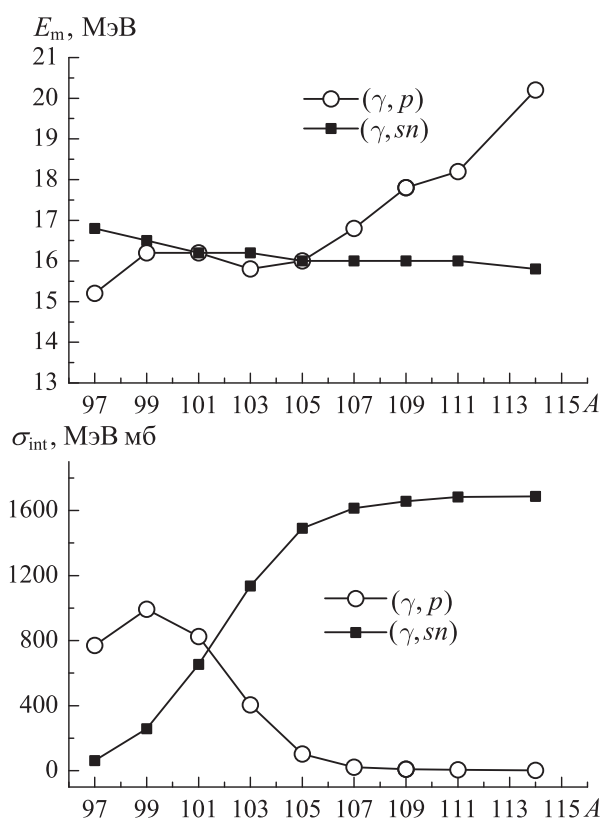


Рис. 13. Положение максимума сечения (вверху) и величины интегральных сечений (внизу) реакций (γ, sn) и (γ, p) для нечетных изотопов Ag в зависимости от массового числа A , рассчитанные с помощью программы TALYS [48]

Такое поведение сечения на изотопах Ag определяется увеличением энергии отделения протона и уменьшением энергии отделения нейтрона с ростом массового числа A (рис. 2, б), что, в свою очередь, связано с изменением глубины потенциальной ямы вследствие зависимости одночастичного потенциала от изоспина.

Сравнивая результаты, полученные в различных экспериментах, следует отметить, что точность экспериментальных результатов составляет $\approx 20\%$, что

не позволяет однозначно разделить парциальные сечения реакций (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ и (γ, p) и сделать более надежные заключения о механизме формирования и распада гигантского резонанса на изотопах Ag.

Заключение

Исследования спектров низколежащих возбужденных состояний изотопов Ag показывают сложную картину формирования основного и возбужденного состояний. Простая интерпретация спектров возбужденных состояний может быть получена на основе учета деформации изотопов Ag. Однако из экспериментальных данных следует, что параметр деформации $\beta < 0.15$ для изотопов, расположенных вблизи долины стабильности. По-видимому, гораздо большее значение имеет то, что изотопы Ag имеют незаполненную оболочку $Z = 50$ по протонам и частично заполненную нейтронами оболочку $N = 50-82$. Поэтому многочастичные переходы неспаренных нуклонов играют большую роль в образовании возбужденных состояний с большими спинами J , приводя к сильному смешиванию одночастичных возбуждений.

В низколежащих возбужденных состояниях отчетливо проявляются характерные черты вращательного спектра. Большое число изотопов Ag имеют форму трехосного эллипсоида, что открывает дополнительные возможности образования возбужденных состояний, соответствующих вращениям ядра относительно различных направлений осей. В области энергии $E_{\text{exc}} < 5$ МэВ распад возбужденных состояний происходит путем каскадных гамма-переходов.

При переходе в область энергий возбуждения $E_{\text{exc}} \approx 5-10$ МэВ происходит уширение резонансных состояний, они начинают сильно перекрываться. Кроме этого происходит сильное увеличение плотности уровней за счет увеличения роли одночастичных и многочастичных возбуждений. Открытым вопросом остается роль колебательных и вращательных степеней свободы в этой области энергий.

Уменьшение энергии связи протона в легких изотопах серебра с $A < 105$ и нейтрона в тяжелых изотопах с $A > 120$ открывает дополнительные каналы распада возбужденных состояний с испусканием протонов и нейтронов.

В области энергий $E_{\text{exc}} \approx 10-30$ МэВ доминирует возбуждение ГДР, однако точность имеющихся экспериментальных данных недостаточна для надежных заключений о механизме возбуждения и распада ГДР на изотопах Ag. Новые возможности открываются в экспериментах на монохроматических источниках фотонов, образующихся при комптоновском рассеянии лазерного излучения на ускоренных электронах [52, 53]. Высокая монохроматичность пучка фотонов позволит детально исследовать форму сечения гигантского резонанса.

Однако для изучения различных каналов распада ГДР наиболее перспективными являются экспери-

менты по изучению спектров возбужденных состояний конечных ядер, образующихся при распаде ГДР. Эти эксперименты, выполненные на пучках тормозных фотонов с энергией 50–70 МэВ [54, 55], позволяют в одном эксперименте одновременно измерять различные каналы распада ГДР, что значительно увеличивает точность определения интегральных сечений различных реакций на различных стабильных изотопах [56]. В частности, измерение выхода реакции $^{107}\text{Ag}(\gamma, 5n)^{102}\text{Ag}$ позволит оценить роль фотоядерных реакций в нуклеосинтезе обойденного ядра ^{102}Pd , которое образуется в результате β^+ -распада ^{102}Ag .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 15-02-05839).

Список литературы

1. Wang M., Audi G., Wapstra A.H. et al. // Chinese Physics C. 2012. **36**. N 12. P. 1603.
2. Audi G., Kondev F.G., Wang M. et al. // Chinese Physics C. 2012. **36**. N 12. P. 1157.
3. Berkes I., Hlimi B., Mareš G. et al. // Phys. Rev. C. 1984. **30**. P. 2026.
4. Berkes I., El Hajjaji O., Hlimi B. et al. // Phys. Rev. C. 1986. **33**. P. 390(R).
5. Throop M.J., Hall I., Naqib I.M. et al. // Phys. Lett. B. 1972. **41**. P. 585.
6. Dorr K., Stockmann H.J., Bader B. et al. // Hyperfine Interact. 1981. **10**. P. 727.
7. Генперт-Майер М., Йенсен И.Г.Д. // Элементарная теория ядерных оболочек. М., 1958. (Goepfert-Mayer M., Jensen J.H.D. // Elementary Theory of Nuclear Shell Structure. John Wiley & Sons, 1955.)
8. Popli R., Grau J.A., Popik S.I. et al. // Phys. Rev. C. 1979. **20**. P. 1350.
9. Nilsson S.G. // Kgl. Danske Videnskab. Selskab, Mat.-Fys. Medd. 1955. **29**. P. 1.
10. Paar V. // Nucl. Phys. A. 1973. **211**. P. 29.
11. Heyde K., Paar V. // Phys. Lett. B. 1986. **179**. P. 1.
12. Döring J., Grawe H., Schmidt K. et al. // Phys. Rev. C. 2003. **68**. P. 034306.
13. Mărginean N., Bucurescu D., Rossi Alvarez C. et al. // Phys. Rev. C. 2003. **67**. P. 061301(R).
14. Lipoglavšek M., Vencelj M., Baktash C. et al. // Phys. Rev. C. 2005. **72**. P. 061304(R).
15. Sohler D., Dombrádi Zs., Blomqvist J. et al. // Eur. Phys. J. A. 2003. **16**. P. 171.
16. Бор О., Моттelson Б. // Структура атомного ядра. Т. 2. Деформация ядер. М., 1977. (Bohr A., Mottelson B. // Nuclear Structure. V. 2: Nuclear Deformations. World Scientific, 1998.)
17. Frauendorf S. // Nucl. Phys. A. 1993. **557**. P. 259.
18. Frauendorf S., Meng J. // Nucl. Phys. A. 1997. **617**. P. 131.
19. Frauendorf S. // Rev. Mod. Phys. 2001. **73**. P. 463.
20. Sohler D., Timár J., Dombrádi Zs. et al. // Nucl. Phys. A. 2004. **733**. P. 37.
21. Treherne J., Genevey J., Beraud R. et al. // Nucl. Phys. A. 1980. **342**. P. 357.
22. Jerrestam D., Klamra W., Gizon J. et al. // Nucl. Phys. A. 1994. **579**. P. 256.
23. Jerrestam D., Klamra W., Gizon J. et al. // Nucl. Phys. A. 1994. **577**. P. 786.
24. Pohl K.R., Regan P.H., Bush J.E. et al. // Phys. Rev. C. 1996. **53**. P. 2682.
25. Hwang J.K., Ramayya A.V., Hamilton J.H. et al. // Phys. Rev. C. 2002. **65**. P. 054314.
26. Zhang B. et al. // Chin. Phys. C. 2011. **35**. P. 1009.
27. Qi B., Jia H., Zhang N.B. et al. // Phys. Rev. C. 2013. **88**. P. 027302.
28. Timár J., Koike T., Pietralla N. et al. // Phys. Rev. C. 2007. **76**. P. 024307.
29. Zeghib S., Rickey F.A., Simms P.C. // Phys. Rev. C. 1986. **34**. P. 1451.
30. Sethi J., Palit R., Carroll J.J. et al. // J. Phys. G. 2016. **43**. P. 015103.
31. Bethe H. // Rev. Mod. Phys. 1937. **9**. P. 69.
32. Бор О., Моттelson Б. // Структура атомного ядра. Т. 1: Одночастичное движение. М., 1971. (Bohr A., Mottelson B. // Nuclear Structure. V.1: Single-particle Motion. World Scientific, 1998.)
33. Айзенберг И., Грайнер В. // Механизмы возбуждения ядра. Электромагнитное и слабое взаимодействия. М., 1973. (Greiner J.M., Eisenberg W. // Excitation Mechanisms of the Nucleus: Electromagnetic and Weak Interactions. North-Holland Publishing Company, 1970.)
34. Goldhaber M., Teller E. // Phys. Rev. 1948. **74**. P. 1046.
35. Okamoto K. // Phys. Rev. 1958. **37**. P. 110.
36. Elliot J.P., Flowers B.H. // Proc. Roy. Soc. A. 1957. **242**. P. 57.
37. Brown G.E., Bolsterli M. // Phys. Rev. Lett. 1959. **3**. P. 472.
38. Балашов В.В., Шевченко В.Г., Юдин Н.П. // ЖЭТФ. 1961. **41**. С. 1929. (JETP. 1961. **14**. P. 1371.)
39. Danos M. // Nucl. Phys. 1958. **5**. P. 23.
40. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Лазутин Е.В. и др. // Изв. АН СССР. 1969. **33**. С. 2074.
41. Тихонов А.Н. // Доклады АН СССР 1963. **151**. С. 501.
42. Тихонов А.Н., Шевченко В.Г., Галкин В.Я. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1970. № 2. С. 208.
43. Богданкевич О.В., Горячев Б.И., Запелов В.А. // ЖЭТФ. 1962. **42**. С. 1502. (JETP. 1962. **15**. P. 1044.)
44. Penfold A.S., Leiss J.E. // Phys. Rev. 1954. **95**. P. 637.
45. Penfold A.S., Leiss J.E. // Phys. Rev. 1959. **114**. P. 1332.
46. Berman B.L., Bramblett R.L., Caldwell J.T. et al. // Phys. Rev. 1969. **177**. P. 1745.
47. Варламов В.В., Ишханов Б.С., Капитонов И.М. // Фотоядерные реакции. Современный статус экспериментальных данных. М., 2010.
48. Koning A.J., Hilaire S., Duijvestijn M.C. // Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology — ND2007. Nice, France, 2008.
49. Mutsuro N., Ohnuki Y., Sato K., Kimura M. // J. Phys. Soc. Jpn. 1959. **14**. P. 1649.
50. Bohinyuk V.S., Osipenko A.P., Parlag A.M. et al. // Uzhhorod University Scientific Herald. Series Physics. 2002. **11**. P. 56.
51. Belgya T., Bersillon O., Capote R. et al. // IAEA-TECDOC-1506. 2006.
52. Filipescu D., Anzalone A., Balabanski D.L. et al. // Eur. Phys. J. A. 2015. **51**. P. 185.
53. Utsunomiya H., Hashimoto S., Miyamoto S. // Nucl. Phys. News. 2015. **25**. P. 25.

54. *Бельшев С.С., Стопани К.А., Кузнецов А.А. и др. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2011. № 4. С. 42. (Belyshev S.S., Stapani K.A., Troshchiev S.Yu. et al. // Moscow University Phys. Bull. 2011. 66, N 4. P. 363.)*
55. *Belyshev S.S., Ermakov A.N., Ishkhanov B.S. et al. // Nucl. Instrum. Methods A. 2014. 745 P. 133.*
56. *Бельшев С.С., Ишханов Б.С., Кузнецов А.А. и др. // Ядерная физика. 2015. 78. С. 953. (Phys. Atom. Nucl. 2015. 78. P. 895.)*

Electromagnetic processes in silver isotopes

B. S. Ishkhanov^{1,2}, A. A. Kuznetsov^{1,a}, D. E. Lansko², A. A. Martynov²

¹ *Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*

² *Department of General Nuclear Physics, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.*

E-mail: ^akuznets@depni.sinp.msu.ru.

Peculiarities of electromagnetic interactions in silver isotopes are considered. Excited states of Ag isotopes are studied as a function of the mass number $A = 95-117$. Low-lying excited states reveal clear features that are specific for rotational spectra for the energies 5–10 MeV. In the energy domain above the nucleon separation threshold of 5–10 MeV, single-particle excited states overlap and produce a continuous spectrum. For energies $E = 10-35$ MeV, excitation of giant dipole resonance plays the most important role in Ag isotopes. Experimental data on the cross sections of photonuclear reactions in Ag isotopes are analyzed.

Keywords: silver isotopes, excited nuclear states, giant dipole resonance, nucleosynthesis.

PACS: 25.20.-x.

Received 4 February 2016.

English version: *Moscow University Physics Bulletin. 2016. 71, No. 3. Pp. 215–228.*

Сведения об авторах

1. Ишханов Борис Саркисович — доктор физ.-мат. наук, профессор; тел.: (495) 939-50-95, e-mail: bsi@depni.sinp.msu.ru.
2. Кузнецов Александр Александрович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотрудник; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: kuznets@depni.sinp.msu.ru.
3. Ланской Дмитрий Евгеньевич — канд. физ.-мат. наук, доцент; тел.: (495) 939-19-59, e-mail: lanskoj@sinp.msu.ru.
4. Мартынов Александр Александрович — аспирант; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: aler1x@yandex.ru.