

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗ46.46
С-15

19/VI-76

P2 - 9610

2779/2-76

Р.А.Сакаев, Р.А.Эрамжян

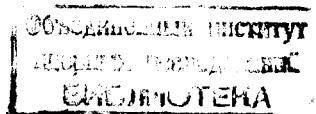
РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ π -МЕЗОНОВ ЯДРОМ ${}^6\text{Li}$

1976

P2 - 9610

Р.А.Сакаев, Р.А.Эрамжян

РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ π -МЕЗОНОВ ЯДРОМ ${}^6\text{Li}$



1. Введение

Характерной чертой процессов фотопоглощения, μ -захвата и радиационного π -захвата в легких ядрах является преимущественное возбуждение коллективных состояний типа дипольного гигантского резонанса. Изучение структуры гигантского резонанса в перечисленных процессах на основе одного и того же подхода позволит глубже понять природу этих состояний и их специфику, связанную с особенностями взаимодействия каждой из перечисленных частиц с нуклонами ядра.

Легкие ядра, и особенно ядра $1p$ -оболочки, обладают ярко выраженными индивидуальными свойствами. Индивидуальные свойства сохраняются и в состояниях гигантского резонанса. Поэтому при теоретическом описании процессов в ядрах $1p$ -оболочки каждое ядро приходится рассматривать отдельно. В настоящей работе в качестве объекта исследования выбрано ядро ${}^6\text{Li}$. Возбуждение гигантского резонанса фотопоглощения в этом ядре исследуется уже в течение длительного времени как экспериментально /1-4/, так и теоретически /5-7/. Однако имеющиеся к настоящему времени теоретические и экспериментальные результаты противоречивы и ситуация довольно неопределенная. В значительной степени такая ситуация сложилась из-за того, что расщепление этого ядра носит трехчастичный характер. Анализ экспериментальных данных такого типа встречает большие трудности как теоретического, так и экспериментального характера. Прямые же измерения сечения фотопоглощения отсутствуют.

В последнее время получены^{/8/} экспериментальные данные о спектре возбуждения промежуточного ядра ${}^6\text{He}$ в процессе ${}^6\text{Li}(\pi, \gamma)$. С появлением такой информации появляется возможность прямой проверки предсказаний теории о структуре гигантского резонанса в ядре ${}^6\text{Li}$.

II. Основные моменты расчета

1. Радиационный захват π -мезона

Радиационный захват π -мезона атомными ядрами рассматривался в импульсном приближении. Амплитуда процесса на протоне с учетом членов порядка q/m_π имеет вид

$$f = \frac{\vec{\tau}^-}{\sqrt{2}} \{i[A\vec{\sigma}\vec{\epsilon}_\lambda + B(\vec{\sigma}\vec{\epsilon}_\lambda)(\vec{k}\vec{q}) + C(\vec{\sigma}\vec{k})(\vec{\epsilon}_\lambda\vec{q}) + D i\vec{\epsilon}_\lambda(\vec{q}\times\vec{k})]\}. \quad /1/$$

Здесь $\vec{\tau}^- = \frac{\tau_x - i\tau_y}{\sqrt{2}}$, $\vec{\epsilon}_\lambda$ и \vec{k} - вектор поляризации и импульса улетающего γ -кванта соответственно, \vec{q} -

оператор импульса π -мезона, σ - спиновый оператор нуклона. Используются следующие численные значения констант^{/9/}:

$$A = -0,0332 m_\pi^{-1}; \quad B = 0,0048 m_\pi^{-3}; \quad C = -0,0329 m_\pi^{-3};$$

$$D = 0,0117 m_\pi^{-3}.$$

Вероятность радиационного захвата π -мезона атомным ядром имеет вид

$$\lambda_{n\ell} = \frac{(1 + \frac{m_\pi}{M_N})^2}{(1 + \frac{k}{M_N})} \left(\frac{k}{m_\pi}\right) \frac{1}{(2J_i + 1)(2\ell + 1)} \int d\Omega_k \sum | \langle J_i M_i | M | J_i M_i \rangle |^2, \quad /2/$$

где

$$M = i^{-1} f e^{-ik\vec{r}} \phi_{n\ell m}(\vec{r}). \quad /3/$$

$\phi_{n\ell m}(\vec{r})$ - волновая функция π -мезона с главным квантовым числом n , орбитальным моментом ℓ и его проекцией m . На эксперименте обычно измеряют выход

$$R = \sum_{n\ell} \frac{\lambda_{n\ell}}{\Lambda_{n\ell}} \omega_{n\ell} \quad /4/$$

γ -квантов, где $\Lambda_{n\ell}$ - полная вероятность захвата π -мезонов ядром, $\omega_{n\ell}$ - силы поглощения. Обычно полагают, что

$$\frac{\lambda_{n\ell}}{\Lambda_{n\ell}} = \frac{\lambda_{\ell+1, \ell}}{\Lambda_{\ell+1, \ell}}. \quad \text{Тогда для } {}^6\text{Li} \text{ будем иметь}$$

$$R = R_s + R_p, \quad /5/$$

где

$$R_s = \frac{\lambda_{1s}}{\Lambda_{1s}} \sum_n \omega_{ns}, \quad R_p = \frac{\lambda_{2p}}{\Lambda_{2p}} \sum_n \omega_{np}. \quad /6/$$

В качестве $\Lambda_{1s} = \Gamma_{1s}/h$ и $\Lambda_{1p} = \Gamma_{1p}/h$ брались экспериментальные значения^{/10/}

$$\sum_n \omega_{ns} = 0,40 \pm 0,09 \quad \text{и} \quad \sum_n \omega_{np} = 0,60 \pm 0,09, \quad /7/$$

а λ_{1s} и λ_{1p} рассчитывались по формуле /2/.

2. Волновая функция π -мезона

Волновая функция π -мезона находилась путем решения уравнения Клейна-Гордона с оптическим потенциалом, полученным в работе^{/12/}. Распределение плотности нуклонов в ядре ${}^6\text{Li}$ описывалось с помощью симметризованного ферми-распределения^{/13/}. При этом предполагалось, что протонные и нейтронные распределения совпадают. Использовались следующие значения параметров распределения: $c = 1,364$ ферми, $t = 0,620$ ферми и $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 2,535$ ферми, полученные из анализа экспериментальных данных по рассеянию электронов.

Расчет смещения ΔE и ширины Γ $1s$ -уровня с параметрами оптического потенциала /14/

$$b_0 = -0,03m_{\pi}^{-1}, b_1 = -0,08m_{\pi}^{-1}, \text{Im} B_0 = 0,04 m_{\pi}^{-4}$$

$$c_0 = 0,22m_{\pi}^{-3}, c_1 = 0,18m_{\pi}^{-3}, \text{Im} C_0 = 0,08m_{\pi}^{-6}$$

приводит к следующим значениям этих величин:

$$\Delta E = E_{\text{теор}} - E_{\text{кГ}} = 0,407 \text{ кэВ},$$

$$\Gamma_{\text{теор}} = 0,134 \text{ кэВ}.$$

Соответствующие экспериментальные данные:

$$\Delta E_{\text{эксп}} = 0,301 \pm 0,003 \text{ кэВ},$$

$$\Gamma_{\text{эксп}} = 0,195 \pm 0,013 \text{ кэВ}.$$

Здесь $E_{\text{кГ}}$ -собственное значение энергии, получающееся при решении уравнения Клейна-Гордона с точечным кулоновским потенциалом; $E_{\text{теор}}$ - рассчитанное положение уровня с учетом оптического потенциала, конечных размеров ядра и поляризации вакуума.

Заметное расхождение между теоретическими и экспериментальными значениями смещений и ширин уровней не удается устранить путем варьирования в разумных пределах величин t и $\langle r^2 \rangle^{1/2}$. Поэтому при расчете волновой функции π -мезона в $1s$ -состоянии фиксировалось значение $E = E_{\text{эксп}}$ и $\Gamma = \Gamma_{\text{эксп}}$ и варьировались параметры b_0 и $\text{Im} B_0$ оптического потенциала. При этом оказалось, что

$$b_0 = -0,022m_{\pi}^{-1}; \quad \text{Im} B_0 = 0,053m_{\pi}^{-4}.$$

Для $2p$ -состояния экспериментальное значение ширины уровня равно $\Gamma_{\text{эксп}}(2p) = 0,015 \pm 0,005 \text{ эВ}$, а теоретическое $\Gamma(2p) = 0,007 \text{ эВ}$. Расхождение теории с экспериментом можно устранить перенормировкой параметра

$\text{Im} C_0$ в оптическом потенциале. При этом квадрат модуля волновой функции π -мезона практически не изменится. Однако отсутствие экспериментальных данных о смещении $2p$ -уровня не позволяет судить, насколько хорошо описано это состояние.

3. Вероятность μ -захвата и сечение фотопоглощения

Вероятность возбуждения состояний $J^{\pi} = 0^{-}, 1^{-}, 2^{-}$ и 3^{-} ядра ${}^6\text{He}$ при захвате мюонов ядром ${}^6\text{Li}$ рассчитывалась на основе обычно используемого гамильтониана мюон-ядерного взаимодействия с учетом скоростных членов /членов, пропорциональных импульсу нуклонов в ядре/ /15/. Выражение для вероятности захвата в состояния промежуточного ядра со спином J_f и энергией E_f имеет вид

$$\Lambda_{\mu, f} = 4(\alpha Z)^3 R_{\mu} \left(\frac{E_{\nu, f}}{m_{\mu}} \right)^2 \left(\frac{1}{1 + m_{\mu}/AM} \right)^3 (G \cos \theta_C m_{\mu}^2)^2 m_{\mu} M(J_f), \quad /8/$$

где $E_{\nu, f}$ - энергия, уносимая нейтрино. Величины $M(J_f)$ определяются константами мюон-нуклонного взаимодействия и ядерными матричными элементами. Их явный вид приводится в работе /16/.

Сечение дипольного фотопоглощения рассчитывалось по формуле

$$\sigma(E_{\gamma}) = \pi^2 \left(\frac{\hbar c}{E_{\gamma}} \right)^2 \Gamma_{\gamma}(J_i \rightarrow J_f), \quad /9/$$

где

$$\Gamma_{\gamma}(J_i \rightarrow J_f) = \frac{16}{9} \pi \alpha \frac{E_{\gamma}^3}{(\hbar c)^2} B(E1; J_i \rightarrow J_f) \quad /10/$$

и $B(E1)$ есть приведенная вероятность электрического дипольного перехода.

4. Волновые функции состояний ядра ${}^6\text{Li}$

Состояния положительной и отрицательной четности ядра ${}^6\text{Li}$ описываются в рамках модели оболочек с про-

межуточной связью. В случае основного состояния и состояний положительной четности использовались волновые функции, полученные в работе^{/17/}. Функции состояний отрицательной четности получены путем диагонализации гамильтониана остаточного нуклон-нуклонного взаимодействия /который выбирался в виде обменного варианта Розенфельда с гауссовской радиальной зависимостью с глубиной $V_0 = -60 \text{ МэВ/}$ на базе всех состояний, соответствующих $1\hbar\omega$ -возбуждению. Ложные состояния, обусловленные эффектом центра масс, выделены полностью. Положение одночастичных уровней выбиралось по экспериментальным данным о соседних ядрах: разность одночастичных энергий при этом оказалась равной $\epsilon(\ell) - \epsilon(1p) = 12 \text{ МэВ}$ и $\epsilon(1p) - \epsilon(1s^{-1}) = 24 \text{ МэВ}$, где ℓ означает либо $2s$, либо $1d$. Для фиксирования положения уровней отрицательной четности относительно основного состояния ядра ${}^6\text{Li}$ использовались экспериментальные данные о $(p,2p)$ реакции на ядре ${}^7\text{Li}$: выбивание $1s$ -нуклонов приводит к образованию ядра ${}^6\text{He}$ с конфигурацией $|s^3 p^3 [3]^{22} p : {}^{33} p_{-2} >$ при энергии $13,5 \text{ МэВ/18/}$.

Параметр осцилляторной модели полагался равным $\tau_0 = 1,7$ ферми при расчете вероятности перехода в состоянии гигантского резонанса, а для уровней нормальной четности $\tau_0 = 1,98$ ферми.

III . Результаты расчета

1. Результаты расчета величины R по формулам /2-7/ в случае возбуждения состояний положительной четности приведены в табл. 1. Сравнение с имеющимися экспериментальными данными /они также приводятся в табл. 1/ показывает, что теория достаточно хорошо описывает выход жестких γ -квантов с образованием основного состояния ядра ${}^6\text{He}$. Рассчитанное значение выхода согласуется также с величиной, полученной ранее в работе^{/19/}. Имеется также согласие с экспериментальными данными об образовании ядра ${}^6\text{He}$ в состоянии $J^\pi = 2^+$, $E = 1,80 \text{ МэВ}$.

Таблица 1

J^π	$E^* {}^6\text{He}$, МэВ	λ_{1s} эВ	$\lambda_{1p} \cdot 10^4$, эВ	R_{1s} , %	R_{2p} , %	R , %	$R_{\text{эксп.}}$
0I	0	I,II	0,29	0,23	0,11	0,34	0,31±0,04
	6,75	0,24	0,06	0,05	0,02	0,07	
2I	1,80	0,36	0,20	0,07	0,08	0,16	0,15±0,03
	4,24	0,13	0,11	0,03	0,04	0,07	
II	5,09	0,03	0,00	0,01	0,00	0,01	
Сумма по состояниям положительной четности		1,87	0,67	0,38	0,27	0,65	

Вероятности возбуждения λ_{nl} состояний положительной четности ядра ${}^6\text{He}$ и выхода жестких γ -квантов при радиационном захвате π^- -мезонов ядром ${}^6\text{Li}$

Таблица 2а
Вероятности возбуждения $\lambda_{n\ell}$ состояний $J^\pi = 0^-$ и 3^- ядра ${}^6\text{He}$ и выход R жестких γ -квантов

№	J_f^π	$E^*({}^6\text{He}),$ МэВ	λ_{1s} эВ	$\lambda_{1p} \cdot 10^4,$ эВ	$R_s,$ %	$R_p,$ %	$R,$ %
1	0^-	13,0	0,36	0,04	0,073	0,017	0,090
3	0^-	23,0	0,14	0,02	0,029	0,010	0,039
	0^-	*	0,10	0,04	0,022	0,011	0,032
3	3^-	20,0	0,66	0,32	0,134	0,128	0,262
	3^-	*	0,06	0,06	0,015	0,025	0,040
	Σ		1,32	0,47	0,273	0,191	0,463

Таблица 2б
Вероятности возбуждения $\lambda_{n\ell}$ состояний $J^\pi = 1^-$ ядра ${}^6\text{He}$ и выход R жестких γ -квантов

№	$E^*({}^6\text{He}),$ МэВ	$\lambda_{1s},$ эВ	$\lambda_{1p} \cdot 10^4,$ эВ	$R_s,$ %	$R_p,$ %	$R,$ %
1	10,0	0,12	0,03	0,024	0,010	0,034
2	13,0	0,47	0,15	0,097	0,062	0,159
3	13,5	0,28	0,09	0,057	0,036	0,093
4	15,5	0,95	0,31	0,194	0,124	0,318
5	21,5	0,13	0,04	0,026	0,016	0,041
6	22,5	0,24	0,06	0,049	0,023	0,072
9	29,0	0,16	0,05	0,033	0,022	0,055
	*	0,12	0,05	0,023	0,020	0,043
	Σ	2,47	0,78	0,503	0,310	0,813

Таблица 2в
 Вероятности возбуждения λ_{nl} состояний $J^\pi = 2^-$ ядра ${}^6\text{He}$ и выход R жестких γ -квантов

№	$E^*({}^6\text{He}),$ МэВ	$\lambda_{1s},$ эВ	$\lambda_{1p} \cdot 10^4,$ эВ	$R_s,$ %	$R_p,$ %	R, %
1	11,0	1,04	0,31	0,214	0,124	0,338
2	13,0	0,20	0,11	0,041	0,042	0,083
6	20,5	0,44	0,09	0,091	0,036	0,127
7	21,0	0,61	0,15	0,125	0,060	0,185
10	29,5	0,40	0,15	0,082	0,062	0,144
	ж	0,14	0,085	0,028	0,029	0,057
	Σ	2,83	0,89	0,581	0,353	0,934

—

—

Таблица 3

Вероятности возбуждения λ_{nl} состояний положительной и отрицательной чётности промежуточного ядра ${}^6\text{He}$ и выход R жестких γ -квантов

	$\lambda_{1s},$ эВ	$\lambda_{1p},$ эВ	$R_s,$ %	$R_p,$ %	R, %
СОСТОЯНИЯ $\gamma^\pi = 0^+, 1^+, 2^+$	1,87	0,67	0,38	0,27	0,65
СОСТОЯНИЯ $\gamma^\pi = 0^-, 1^-, 2^-, 3^-$	6,62	2,14	1,36	0,85	2,21
СУММА	8,49	2,81	1,74	1,12	2,86

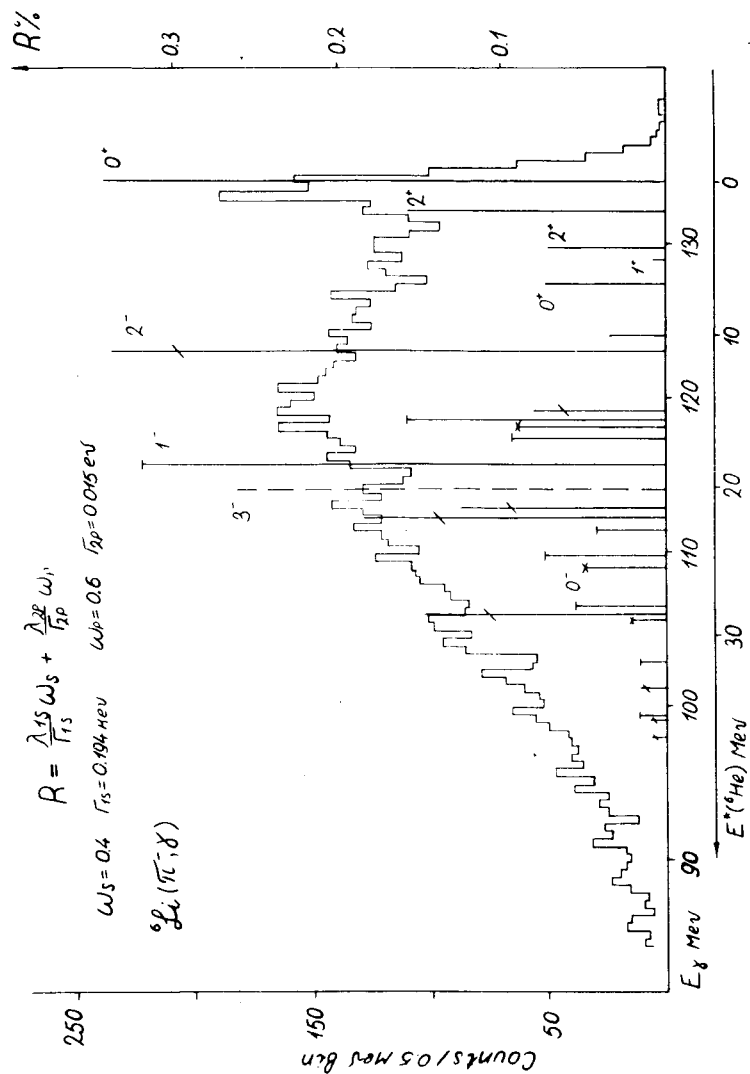


Рис. 1. Выход жестких γ -квантов в процессе радиационного захвата π^- -мезонов ядром ${}^6\text{Li}$.

Результаты расчета величин λ_{nl} и R в случае возбуждения состояний отрицательной четности приведены в табл. 2. /В таблицах представлены только наиболее интенсивные переходы/. Вклад слабых переходов просуммирован и дан в строчках таблиц, помеченных звездочкой/.

В табл. 3 показаны просуммированные по всем состояниям вероятности возбуждения промежуточных состояний ядра ${}^6\text{He}$ и выход R жестких γ -квантов. Основной вклад приходится на уровни промежуточного ядра ${}^6\text{He}$ со спинами $J^\pi = 2^-$ и 1^- . Экспериментальное значение величины R равно

$$R_{\text{эксп}} = (4,4 \pm 0,6)\%, \quad /11a/$$

что заметно превышает величину

$$R_{\text{теор}} = (2,9 \pm 0,6)\%, \quad /116/$$

полученную путем суммирования по всем состояниям. Приводимая неопределенность величины $R_{\text{теор}}$ обусловлена экспериментальными погрешностями при определении величин ω , $\Gamma_{1s}(\text{abs})$ и $\Gamma_{2p}(\text{abs})$.

Энергетический спектр жестких γ -квантов приведен на рис. 1. Экспериментальные данные представлены в виде гистограммы, а результат расчета - в виде прямых линий. Гросс-структура спектра в целом воспроизводится довольно хорошо. Промежуточная структура спектра в области больших значений $E_\gamma = 115-126 \text{ МэВ}$ /что соответствует малым энергиям возбуждения $E^* = 7-17 \text{ МэВ}$ промежуточного ядра ${}^6\text{He}$ / довольно чувствительна к детальной структуре волновых функций промежуточного ядра ${}^6\text{He}$ в этой области. При меньших значениях энергии E_γ спектр более стабилен и меняется не сильно при варьировании параметров ядерной модели.

2. С теми же самыми параметрами ядерной модели рассчитывалась кривая фотопоглощения и скорость по-

Таблица 4
Сечение фотопоглощения в ядре ${}^6\text{Li}$

J^π	№	$E^*({}^6\text{Li}),$ МэВ	$\sigma_\gamma,$ мб·МэВ	$\Gamma,$ кэВ
0^-	2	17,5	6,5	0,78
	3	27,0	2,7	0,58
	6	33,0	8,1	2,30
	ж		1,3	
	Σ		18,6	
1^-	1	14,0	3,3	0,15
	3	17,5	13,2	1,14
	6	26,5	6,4	1,30
	9	33,0	4,7	1,29
	10	35,0	19,0	6,45
	ж		5,4	
	Σ		52,0	
2^-	1	15,0	10,1	0,55
	2	17,0	20,1	1,78
	6	24,5	5,3	0,85
	7	25,0	2,4	0,41
	12	36,0	6,5	2,18
	13	37,0	19,8	7,08
	14	39,0	11,3	4,45
	15	40,0	5,5	2,30
	ж		2,5	
	Σ		83,5	
Полная сумма			154	

поглощения мюонов. Результаты расчетов сечения фотопоглощения приведены в табл. 4 и на рис. 2. Интегральное сечение фотопоглощения до 40 МэВ оказалось равным $\int \sigma_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma = 154 \text{ мб} \cdot \text{МэВ}$. В пренебрежении обменными силами из правил сумм следует, что эта величина равна 90 мб·МэВ. Экспериментальное значение ^{2/} интегрального сечения $\int \sigma_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma = 97 \pm 12 \text{ мб} \cdot \text{МэВ}$. Таким образом, как это обычно имеет место в модели оболочек, получено завышенное значение интегрального сечения.

Скорость поглощения мюонов ядром ${}^6\text{Li}$ с возбуждением состояний отрицательной четности промежуточного ядра ${}^6\text{He}$ оказалась равной $\Lambda = 2500 \text{ с}^{-1}$. С учетом перехода в основное состояние полная скорость захвата оказывается равной $\Lambda \approx 4100 \text{ с}^{-1}$. К сожалению, экспериментальное значение полной скорости захвата ^{21/}

$$\Lambda_{\mu, \text{эксп}} = \begin{cases} 6100 \pm 1400, \\ 5700 \pm 1200 \end{cases}$$

определено с большой погрешностью, что не позволяет критически оценить полученный результат.

3. Рассмотрим детальнее низкоэнергетическую область возбуждения ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$. На рис. Запредставлены в виде вертикальных линий результаты расчета спектроскопических факторов отделения нуклонов от 1s-оболочки из волновой функции основного состояния ядра ${}^7\text{Li}$. Сплошная кривая - измеренное сечение реакции (p, 2p) в области энергий 12-20 МэВ ^{22/}, которое пропорционально рассчитанным спектроскопическим факторам. Как уже отмечалось выше, относительное положение уровней отрицательной четности ядер ${}^6\text{He}$ и ${}^6\text{Li}$ устанавливалось путем совмещения максимума экспериментальной кривой с максимальным спектроскопическим фактором отделения нуклона от 1s-оболочки. В результате уровню $J^\pi, T=(2^-, 1)_2$ была приписана энергия 17 МэВ относительно основного состояния ядра ${}^6\text{Li}$ /или 13,5 МэВ относительно основного состояния ядра ${}^6\text{He}$ /.

На рис. 3б представлено в виде вертикальной линии интегральное сечение фоторасщепления ядра ${}^6\text{Li}$ по каналу

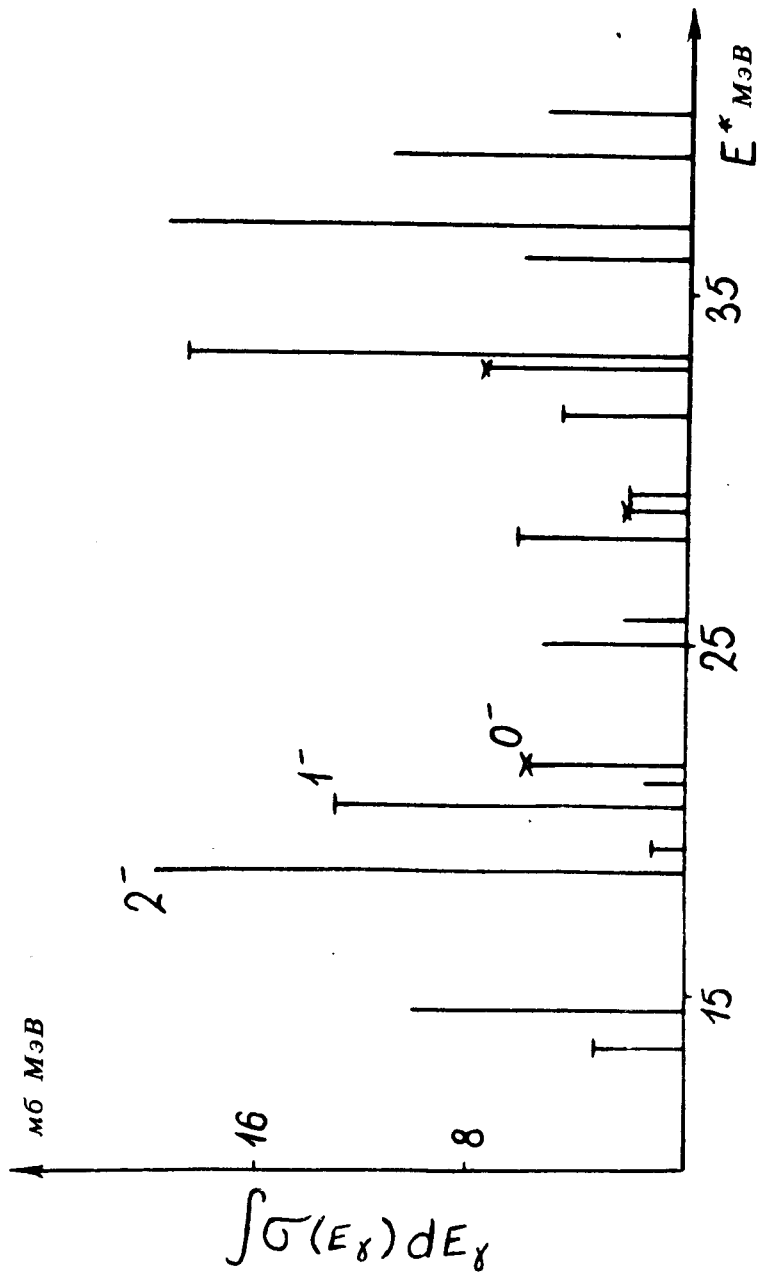
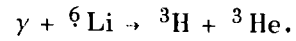


Рис. 2. Сечение фотопоглощения в ядре ${}^6\text{Li}$.



Сплошная кривая - результат измерения^{/3/}. Рассчитанное интегральное сечение по каналу /11/ оказалось равным 9 мб·МэВ и обусловлено распадом состояния $(2^-, 1)_2$. Экспериментальное сечение по одним измерениям^{/3/} равно 17 ± 1 мб·МэВ, а по другим^{/4/} - $4,9 \pm 2,5$ мб·МэВ.

На рис. 3в представлено в виде вертикальных линий рассчитанное интегральное сечение фоторасщепления

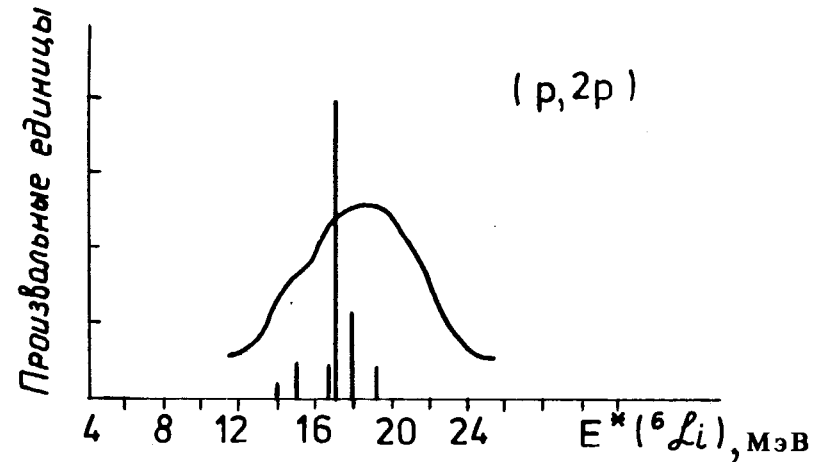


Рис. 3а. Спектроскопические факторы отделения 1s-нуклона из основного состояния ядра ${}^7\text{Li}$.

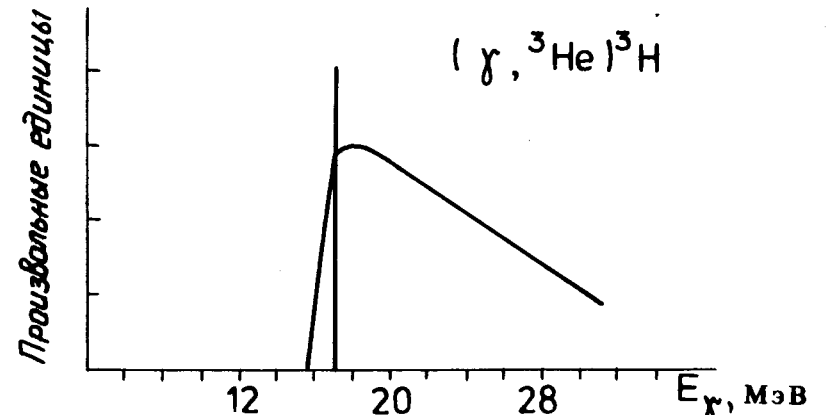


Рис. 3б. Спектр ядер ${}^3\text{H}$, образующихся в реакции $\gamma + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^3\text{H}$.

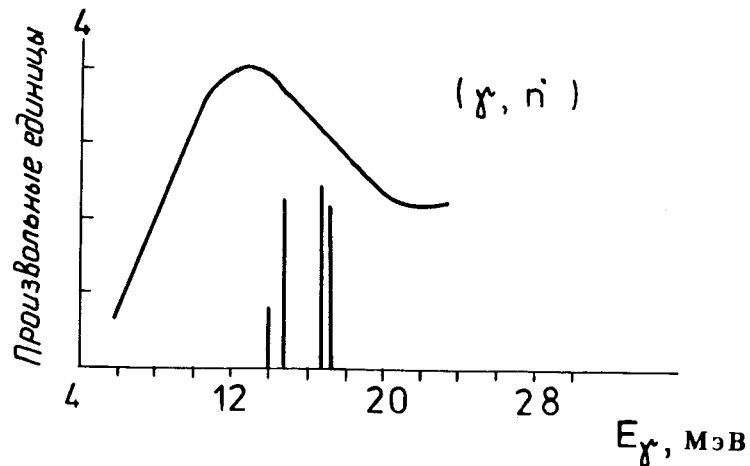


Рис. 3в. Сечение фоторасщепления ядра ${}^6\text{Li}$ по каналу (γ, n) в низкоэнергетической области.

ядра ${}^6\text{Li}$ по каналу (γ, n) . Сплошная кривая - экспериментальное сечение /1/.

Положение рассчитанных уровней, формирующих сечение процесса при низких энергиях, оказалось несколько завышенным. Уменьшением одночастичных энергий состояний $1d$ и $2s$, в принципе, можно понизить положение уровней отрицательной четности, в которых преобладают указанные компоненты, - это $(2^-)_1, (1^-)_1, (2^-)_3, (1^-)_3$ и т.д. При этом положение уровней, в которых преобладает компонента с возбуждением нуклона из $1s$ -оболочки, изменится слабо, т.е. результаты, представленные на рис. 3а и 3б, практически не изменяются.

По этой же причине несколько обедненной оказывается и высокоэнергетическая часть спектра γ -квантов в радиационном π -захвате.

Заключение

Как показывают расчеты, гросс-структуры в процессах фотопоглощения и радиационного π -захвата удастся понять в рамках традиционного подхода, основанного на модели оболочек с учетом всех состояний, соответ-

ствующих $1h\omega$ -возбуждению. Промежуточная структура спектра оказывается очень чувствительной к параметрам модели. Выделение парциальных каналов расщепления ядра ${}^6\text{Li}$, т.е. каналов с образованием конечных ядер в определенном конечном состоянии, во многом бы способствовало выяснению структуры гигантского резонанса в ядрах ${}^6\text{Li}$ и ${}^6\text{He}$. Примеры такого анализа имеются /2/. Однозначное их выделение в различных процессах позволит получить недостающую информацию, без которой вряд ли можно будет решить вопрос о структуре гигантского резонанса в ядре ${}^6\text{Li}$.

Авторы глубоко признательны Г.Г.Бунатяну за оказанную помощь при построении волновой функции пиона.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Основные компоненты волновых функций некоторых состояний отрицательной четности ядра ${}^6\text{Li}$. Схема связи моментов $\vec{S} + \vec{L} = \vec{J}$.

$$\begin{aligned} \psi(2^-)_1 &= -0,665|1p2s: {}^{33}P\rangle - 0,584|1p1d: {}^{33}P\rangle + \\ &+ 0,332|1s^{-1}1p^3[3]^{22}P: {}^{33}P\rangle - 0,242|1p1d: {}^{31}D\rangle; \\ \psi(2^-)_2 &= 0,912|1s^{-1}1p^3[3]^{22}P: {}^{33}P\rangle + 0,217|1p1d: {}^{31}D\rangle + \\ &+ 0,205|1p2s: {}^{33}P\rangle + 0,180|1p1d: {}^{33}P\rangle; \\ \psi(2^-)_6 &= 0,613|1s^{-1}1p^3[21]^{42}P: {}^{33}P\rangle + 0,464|1p1d: {}^{33}P\rangle + \\ &+ 0,395|1s^{-1}1p^3[21]^{24}P: {}^{35}P\rangle - 0,351|1p2d: {}^{33}P\rangle + \\ &+ 0,213|1s^{-1}1p^3[21]^{24}P: {}^{33}P\rangle - 0,189|1p1d: {}^{31}D\rangle; \\ \psi(2^-)_7 &= 0,901|1s^{-1}1p^3[21]^{24}P: {}^{35}P\rangle; \end{aligned}$$

$$\psi(2^-)_{10} = 0,878|1s^{-1}1p^3[21]^{22}P: {}^{33}P\rangle +$$

$$+ 0,282|1s^{-1}1p^3[21]^{42}P: {}^{33}P\rangle - 0,230|1p1d: {}^{33}P\rangle;$$

$$\psi(1^-)_1 = 0,594|1p2s: {}^{31}P\rangle - 0,443|1p2s: {}^{33}P\rangle -$$

$$- 0,421|1p1d: {}^{31}P\rangle - 0,328|1p1d: {}^{33}P\rangle +$$

$$+ 0,299|1s^{-1}1p^3[21]^{42}P: {}^{31}P\rangle +$$

$$+ 0,229|1s^{-1}1p^3[3]^{22}P: {}^{31}P\rangle;$$

$$\psi(1^-)_2 = 0,831|1s^{-1}1p^3[3]^{22}P: {}^{33}P\rangle - 0,332|1p2s: {}^{33}P\rangle -$$

$$- 0,259|1p2s: {}^{31}P\rangle - 0,243|1p1d: {}^{33}P\rangle;$$

$$\psi(1^-)_4 = 0,615|1p1d: {}^{31}P\rangle + 0,605|1s^{-1}1p[3]^{22}P: {}^{31}P\rangle -$$

$$- 0,356|1p2s: {}^{33}P\rangle.$$

Литература

1. B.L.Berman, S.C.Fultz. *Revs.Modern.Physics*, 47, 713 (1975).
2. В.П.Денисов, Л.А.Кульчицкий, И.Я.Чубуков. *Изв. АН СССР, сер.физ.*, 37, 107/1973/.
3. Y.M.Shin, D.M.Scopik, J.J.Marphy. *Phys.Lett.*, 55B, 297 (1975).
4. N.K.Sherman, J.E.Baglin, R.O.Owens. *Phys.Rev.*, 169, 771 (1968).
5. Р.А.Эрамжян. *Изв. АН СССР, сер.физ.*, 28, 1181/1964/.
6. I.V.Kurdyumov, Yu.F.Smirnov, K.V.Shitikova, S.Kh.El Samarai. *Phys.Lett.*, 31B, 163 (1970).
7. B.S.Cooper, J.M.Eisenberg. *Nucl.Phys.*, A114, 184 (1968).
J.D.Vergados. *Nucl.Phys.*, A239, 271 (1975).

8. H.W.Baer, J.A.Bistirlich, K.W.Crowe et al. *Phys.Rev.*, C8, 2029 (1973).
9. W.Maguire and C.Werntz. *Nucl.Phys.*, A205, 211 (1973).
10. G.Backenstoss. *Nucl.Phys.*, B66, 125 (1973).
11. W.W.Sapp, Jr., M.Eckhause, G.H.Miller and R.E.Welsh. *Phys.Rev.*, C3, 690 (1972).
12. M.Ericson, T.E.O.Ericson. *Ann. of Phys.*, 36, 323 (1966);
M.Krell, T.E.O.Ericson. *Nucl.Phys.*, B11, 521 (1969).
13. V.V.Burov, Yu.N.Eldyshev, L.K.Lukyanov, Yu.S.Pol. *Preprint E4-8029, JINR, Dubna, 1974.*
14. G.Backenstoss. *Ann.Rev.Nucl.Sci.*, 20, 467 (1970);
Г.Бакенстосс. *УФН*, 107, 405/1972/.
15. A.Fujii, H.Primakoff. *Nuovo Cimento*, 12, 327 (1959).
16. V.V.Balashov, R.A.Eramzhyan. *Atomic Energy Review*, vol. 3 (1967).
17. F.C.Barker. *Nucl.Phys.*, 83, 418 (1968).
18. F.Ajzenberg-Selove and T.Lauritsen. *Nucl.Phys.*, A227, 1 (1974).
19. В.В.Каранетян, Г.Я.Коренман, В.П.Попов. *V International Conf. High Energy Physics and Nuclear Structure, Uppsala, 1973, Contributed papers, p. 154.*
20. J.D.Vergados. *Nucl.Phys.*, A220, 250 (1974).
21. M.Eckhause, T.A.Filippas, R.B.Sutton, R.E.Welsh. *Phys.Rev.*, 132, 422 (1963); *Nucl.Phys.*, 81, 575(1966).
22. H.Tyren, S.Kullander, O.Sundberg et al. *Nucl.Phys.*, 79, 321 (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел
16 марта 1976 года.