

318200217

ԵՐԵՎԱՆԻ ԶՐԶՐԿԱՅԻՆ ԲՆՕՏՐՏՈՒՄ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-291(16)-78

Ж. Л. КОЧАРОВА

ДЫРОЧНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДРА ³¹P

ԱՐՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ



ЕРЕВАН

1978

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

БМ-291(16)-78

Ж.А.КОЧАРОВА

ДЫРОЧНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДРА ^{31}P .

Ереван 1978

© *Ереванский физический институт*, 1978

Экспериментальная информация о дырочных возбуждениях атомных ядер представляет большой интерес. Получение и анализ её позволяет ответить на целый ряд принципиальных вопросов, касающихся строения ядра, таких например, как применимость оболочечной модели к описанию различных ядерных процессов, структура основного состояния ядра, соотношение между одночастичными и коллективными возбуждениями и др. Важность спектроскопической информации о дырочных состояниях можно проиллюстрировать на примере изучения свойств высоковозбужденных состояний атомных ядер (состояний лежащих в области так называемого гигантского резонанса, т.е. при энергиях 15-30 Мэв). Во всех теоретических расчетах таких состояний основанных на оболочечной модели, используются данные о положении дырочных и частичных уровней (так называемое нулевое приближение), причем результаты расчета существенно зависят от выбора нулевого приближения. Надежная информация о дырочных состояниях атомных ядер позволяет ответить также на весьма важный вопрос о роли различных оболочечных конфигураций в формировании состояний, лежащих в области гигантского резонанса. Действительно,

в рамках традиционного варианта многочастичной модели оболочек $[1,2]$ состояния, образующие гигантский резонанс являются линейной комбинацией состояний типа "одна частица - одна дырка" ($1p - 1h$) и лежат в области непрерывного спектра. При их распаде с вылетом нуклона конечное ядро должно оставаться в однодырочном ($1h$) состоянии. Существуют веские экспериментальные основания полагать, что состояния, формирующие гигантский резонанс, содержат большую примесь многоквaziчастичных возбуждений (типа $2p - 2h$, $3p - 3h$ и т.д. (см. например $[3]$)). При распаде таких возбуждений конечное ядро будет оставаться в состояниях одна частица - две дырки ($1p - 2h$), две частицы - три дырки ($2p - 3h$) и т.д. Установление того факта, что конечное ядро образуется в состояниях, отличных от дырочных, будет являться прямым указанием на существенную роль многоквaziчастичных конфигураций в формировании высоковозбужденных ядерных состояний. В тех же случаях, когда конечное ядро образуется в $1h$ состояниях, знание их квантовых характеристик позволит определить ту подоболочку, с которой был вырван нуклон.

Из вышеизложенного следует, что для ответа на поставленные вопросы необходимо, во-первых, изучать нуклонный распад высоковозбужденных состояний ядра-мишени на различные состояния конечного ядра и, во-вторых, знать характеристики дырочных состояний в конечном ядре.

В настоящее время методика исследования гигантского резонанса посредством измерения сечений фотонуклонных реакций с образованием конечного ядра в различных состояниях разработана достаточно хорошо $[4,5]$. В частности, недавно эта методика

была использована для исследования гигантского дипольного резонанса ядра ^{32}S [6,7]. Достаточно полно возможности, заложенные в этой методике, могут быть реализованы в том случае, если имеется надежная информация о положении и квантовых характеристиках дырочных состояний в конечном ядре. В связи с тем, что в работах [6,7] изучался протонный канал распада гигантского дипольного резонанса ядра ^{32}S , остановимся на имеющейся информации о дырочных уровнях образующегося в таком процессе конечного ядра ^{31}P .

Информация о дырочных состояниях получена в основном из двух типов экспериментов:

- 1) из реакций подхвата (таких как (p, d) , $(d, ^3\text{He})$, $(^3\text{He}, d)$)
- 2) из реакций квазиупругого выбивания $(e, e'p)$ и $(p, 2p)$.

Необходимо отметить, что эти два типа экспериментов в ряде случаев дают различное энергетическое положение дырочных состояний.

Данные о характеристиках дырочных состояний для ядра ^{31}P и соседних ядер (^{26}Mg и ^{27}Al), полученные из реакций подхвата и квазиупругого выбивания приведены в таблице I. В таблице даны области разброса по энергии (ΔE^*), суммарные спектроскопические факторы ($\sum C^2S$) и центры тяжести (\bar{E}^k) дырочных состояний для ядер ^{26}Mg , ^{27}Al и ^{31}P , полученные в реакциях подхвата и квазиупругого выбивания [8-17].

Как видно из таблицы, области разброса $1d$ и $2s$ дырочных состояний и их суммарные спектроскопические факторы в реакциях обоого типа для рассматриваемых ядер близки друг к другу. Центры тяжести $1d$ и $2s$ дырочных состояний полученные

в реакциях подхвата располагаются при несколько более низких энергиях, чем в реакциях $(e, e'p)$ и $(p, 2p)$.

Для IP -дырочных состояний эти два типа экспериментов дают существенные различия как в областях разброса, так и в положении центров тяжести. Причина столь сильного разногласия спектроскопической информации для IP дырочных состояний для этих двух типов экспериментов в настоящее время неясна. Каждый из вышеупомянутых методов изучения дырочных состояний имеет свои недостатки и преимущества. Рассмотрим реакции подхвата. Основными преимуществами реакций подхвата являются:

- 1) высокое энергетическое разрешение ($\sim 20-30$ кэВ), позволяющее исследовать отдельные состояния.
- 2) весьма надежное определение квантовых характеристик отдельных состояний.

Недостатками метода можно считать то, что

- 1) область рассматриваемых энергий возбуждения в конечном ядре ограничена ($\lesssim 10.0$ МэВ). Кроме того, при увеличении энергии происходит искажение информации за счет заметного поглощения частиц в выходном канале, поскольку речь идет о сложных частицах (${}^3\text{He}$, α , ...).
- 2) спектроскопические факторы в реакциях подхвата определяются из сравнения экспериментально измеренной угловой зависимости сечений σ , с рассчитанной в борновском приближении с искаженными волнами ($DWBA$).

В работах [10, 18] обсуждаются недостатки такого анализа при описании полученных угловых зависимостей. Отмечается, что метод $DWBA$ не в состоянии достаточно корректно описать

подхват с внутренних оболочек (в данном случае с оболочки $1p$).

Даже для состояний $1d_{5/2}^{-1}$ спектроскопический фактор для ряда ядер получается заниженным (так из $^{32}\text{S}(\alpha, ^3\text{He})^{31}\text{P}$ реакции $\sum c^2 S = 3,05$ [10], а из $^{40}\text{Ar}(d, ^3\text{He})^{39}\text{Cl}$ $\sum c^2 S = 3,8$ [19] вместо 6,0).

В этом отношении реакции $(p, 2p)$ и особенно $(e, e' p)$ являются более удобными для изучения энергетического положения глубокодырочных состояний. Во-первых, они охватывают очень широкую область возбуждения в конечном ядре ($\approx 30,0$ Мэв), а поглощение в выходном канале здесь не велико. Однако основным недостатком этого метода является плохое энергетическое разрешение ($\approx 1,5-2,0$ Мэв), что не позволяет исследовать отдельные состояния, а даёт усреднённую информацию о квантовых характеристиках групп состояний в конечном ядре. Это главным образом относится к низколежащим состояниям, область разброса которых сравнима с энергетическим разрешением достигнутым в реакциях $(e, e' p)$ и $(p, 2p)$. По-видимому этим объясняется систематическое занижение центра тяжести $1d$ и $2s$ дырочных состояний в реакциях квазиупругого выбивания.

Что касается информации о положении $1p$ дырочных состояний ядер $1d \sim 2s$ оболочки, то несмотря на сильное различие в данных реакций подхвата и квазиупругого выбивания имеется тенденция к их сближению. Это хорошо видно на примере ядра ^{27}Al , для которого имеется наиболее полная информация о положении дырочных состояний, полученная как в реакциях подхвата [9, 11], так и в реакциях квазиупругого выбивания [13, 16].

На рис. I, результаты, полученные в $(e, e' p)$ [13] и $(p, 2p)$ [16]

экспериментах на ядре ^{28}Si , сравниваются с результатами реакции подхвата [9] на этом же ядре. Реакции квазиупругого выбивания, как видно из рисунка, дают большие ширины распределений глубоко дырочных состояний, ≈ 20 Мэв для Ip дырки и ≈ 35 Мэв для IS дырки. Центр тяжести Ip^{-1} состояний в ^{27}Al расположен на 16.0 Мэв выше Id^{-1} дырочных состояний, однако из-за большого разброса Ip^{-1} состояний, часть из них оказывается в области расположения $\text{Id}^{-1}_{5/2}$ состояний. Это весьма убедительно иллюстрируется рис.2, на котором показано распределение сил дырочных возбуждений, полученное из анализа данных работы [13]. К аналогичному выводу пришли авторы работы [15], в которой проведено обстоятельное исследование реакции $(p,2p)$ на ядре ^{28}Si при энергии 600 Мэв. Данные этой работы приведены в таблице I и указывают на сильное перекрытие областей расположения дырочных Id и Ip состояний.

Аналогичная ситуация должна иметь место и для ядра ^{31}P . Однако для этого ядра в отличие от ядра ^{27}Al не получено достаточно определенной информации о распределении дырочных состояний различного типа из реакции квазиупругого выбивания (данные о реакции $(p,2p)$ для ядра ^{32}S [17] приведены также на рис.1а, а результаты реакции подхвата [10] в таблице 2).

Таким образом в реакциях подхвата регистрируется только часть спектроскопической силы Ip^{-1} состояния из-за ограничения по энергии. Об этом говорит и то, что спектроскопические факторы, полученные в реакциях подхвата далеко не исчерпывают себя. тем более, что для состояний отрицательной четности они, как правило, завышены.

И еще один фактор, указывающий на сближение результатов подхвата и квазисвободного выбивания. Для ряда ядер (^{23}Na , ^{28}Si , ^{31}P), в области энергии $\text{I}p^{-1}$ дырочных состояний в реакции срыва были обнаружены частичные $2p$ -состояния [20-22].

Таким образом, наблюдаемые в подхвате $\text{I}p^{-1}$ дырочные состояния могут быть смешаны с $2p$ - частичными состояниями, что также приводит к завышению значения спектроскопических факторов.

Из сказанного выше можно сделать следующие выводы:

1) Как из реакций подхвата, так и из реакций квазиупругого выбивания, следует, что дырочные $1d$ и $2s$ состояния для ядра ^{31}P располагаются при энергиях $0 + 7,0$ Мэв. Положения центров тяжести этих состояний более надежно определяются в реакциях подхвата, в силу того, что в них исследуются характеристики отдельных уровней.

2) Состояния $\text{I}p$ (они распределены в широкой области энергий возбуждения (≈ 20 Мэв)) появляются при сравнительно низких энергиях возбуждения и заметная доля этих состояний лежит до $10,0$ Мэв, однако указать точное положение центров тяжести этих состояний в настоящее время невозможно.

В работе [23], свойства состояний положительной четности для ядер с $A=30-35$ были рассчитаны в рамках модели оболочек со всеми разрешенными принципом Паули конфигурациями $(1s)^4 (1p)^{12} (1d_{5/2})^{n_1}$, $(1s_{1/2})^{n_2} (1d_{3/2})^{n_3}$ для которых $n_i \geq 10$. Эти расчеты следует рассматривать как уточнение более ранних расчетов Глаудеманса [24], в которых остовом являлось ядро ^{28}Si . В таблице 3 полученные теоретические значения

энергий и спинов низколежащих состояний положительной четности ядра ${}^3\text{I}_P$ сравниваются с экспериментальными.

Как видно из табл.3 имеется хорошее согласие теории с экспериментом. Поскольку при изучении фотопротонного канала распада гигантского дипольного резонанса, полученные нами экспериментальные данные [6,7] позволили выделить переходы на основное и первые два возбужденных состояния конечного ядра ${}^3\text{I}_P$, особый интерес представляет информация о волновых функциях этих трех состояний в ядре ${}^3\text{I}_P$ для которых, как видно из табл.3, получено наилучшее согласие с экспериментом.

В табл.4 приведены волновые функции (амплитуды и конфигурации распределения нуклонов на подболочках) первых трех состояний и состояния с энергией возбуждения $E^* = 3.63$ Мэв в ядре ${}^3\text{I}_P$, а также волновая функция основного состояния ядра ${}^{32}\text{S}$. Из сравнения волновых функций различных состояний ядра ${}^3\text{I}_P$ с волновой функцией основного состояния ядра ${}^{32}\text{S}$ можно сделать следующие выводы:

1. Основное состояние ядра ${}^3\text{I}_P$ является дырочным состоянием $2S \frac{-1}{2}$.
2. Состояние с энергией 1,24 Мэв в ${}^3\text{I}_P$ - это, в основном, $1d \frac{-1}{3/2}$ дырочное состояние.
3. Состояние с энергией 2,41 Мэв - это, в основном, дырка в оболочке $1d \frac{5}{2}$.

Эти выводы подтверждаются результатами экспериментов по подхвату [10] (см.таблицу 2).

Действительно, наибольший спектроскопический фактор состояний $2S \frac{-1}{2}$ приходится на энергию 0 Мэв, $1d \frac{-1}{3/2}$ на

1.27 Мэв и, наконец, $I \propto \frac{-I}{5/2}$ состояния-на энергию 2.23 Мэв.

При энергиях возбуждения больше 3.0 Мэв становится существенным вклад от распада многоквaziчастичных (две частицы - две дырки ($2p - 2h$), три частицы - три дырки ($3p-3h$) и и.д.) компонент электрических дипольных состояний ядра ^{32}S

Действительно, в работе [25] были рассчитаны плотности различных типов состояний ($1h$, $1p-2h$, $2p-3h$) в конечном ядре ^{31}P для схемы уровней Нильсона. На рис.3 приведены результаты расчетов. Как видно из рисунка, до энергии 2.0 Мэв плотность $1p-2h$ и $2p-3h$ состояний гораздо больше, чем плотность однодырочных возбуждений.

Волновые функции состояний, расположенных при $E^* > 3.0$ Мэв, полученные в работе [23] также подтверждают появление заметного вклада многочастичных возбуждений.

Рассмотрим в качестве примера волновую функцию состояния с $E^* = 3,63$ Мэв и $J^{\pi} = \frac{7}{2}^+$ (см.таблицу 4). Как видно из структуры волновой функции, это состояние содержит большой вклад многочастичной компоненты. Важно отметить также, что спектроскопия возбужденных состояний ядра ^{31}P при энергии больше 3.0 Мэв изучена недостаточно хорошо как теоретически, так и экспериментально. В частности, имеющиеся расчеты касаются состояний только положительной четности, причем даже для этих состояний согласие теории с экспериментом ухудшается с ростом энергии возбуждения.

В заключение автор выражает благодарность доктору физико-математических наук профессору Б.С. Ишханову и кандидату физико-математических наук И.М.Капитонову за полезные обсуждения и помощь в работе.

Таблица 1. Оценка резонанса по эмриткам (ΔE^*), суммарные электростатические моменты (ΣC^*S) в центрах тяжести (\bar{C}^*) и моментов состояний для асар $26Mg$, $27Al$ в 31τ , полученных в рамках проекта в плазменном реакторе.

	$26Mg$										$27Al$										$31P$									
	I_d			$2S$			I_P			$2S$			I_P			$2S$			I_P			$2S$			I_P					
	ΔE^*	ΣC^*S	\bar{C}^*	ΔE^*	ΣC^*S	\bar{C}^*	ΔE^*	ΣC^*S	\bar{C}^*	ΔE^*	ΣC^*S	\bar{C}^*	ΔE^*	ΣC^*S	\bar{C}^*	ΔE^*	ΣC^*S	\bar{C}^*	ΔE^*	ΣC^*S	\bar{C}^*	ΔE^*	ΣC^*S	\bar{C}^*	ΔE^*	ΣC^*S	\bar{C}^*			
(d, $3He$) /10 - 11/	4,49	3,89	11,3	0,84	0,49	0,84	0	5,26	1,54	4	2,7	4,5	0	1,62	1,91	1,2	3,49	2,7	6	3,9	0,05									
(d, d) /11/				0,77	0,64	0,77	0	5,36	1,4	4,1	2,87	4,77	0	1,11	0,3	1,2	6,3	4,34												
(e, e'p) /12 - 13/				0	0,4	2,2	0	5,5	4,5	10	2,9	20,4																		
(p, 2p) /14 - 17/				0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0			

ПРИМЯНИЕ: В ряде случаев в результате плазменного воздействия не определены значения орбитального момента отдельных групп протонов. В этих случаях идентифицирован угловой момент ядра предположительным образом.

Таблица 2

Энергии (E_k) квантовые числа (ℓ, J^π) и спектроскопические факторы (C^2S) дырочных состояний из реакции подхвата $^{32}\text{S} (^3\text{He}, \alpha) ^{31}\text{P}$ [10].

E_k	ℓ	J^π	C^2S
0	0	$\frac{1}{2}^+$	1.1
1.266	2	$\frac{3}{2}^+$	0.68
2.234	2	$\frac{5}{2}^+$	1.52
3.295	2	$\frac{5}{2}^+$	0.53
4.190	2	$\frac{5}{2}^+$	0.53
4.78	2	$\frac{5}{2}^+$	0.23
5.25	0	$\frac{1}{2}^+$	0.20
5.99	1	$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^-$	0.5 ± 0.2
6.41 ± 0.6	0	$\frac{1}{2}^+$	0.32
6.9 ± 0.2			
7.22	1	$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^-$	1.5 ± 0.4
8.00 ± 0.07	(1)	$(\frac{1}{2}, \frac{3}{2})^-$	0.6 ± 0.2
9.03 ± 0.1			-
9.7 ± 0.15			-
9.9 ± 0.1	(1)	$(\frac{1}{2}^-, \frac{3}{2}^-)$	1.3 ± 0.4

Таблица 3

Энергии и спины низколежащих состояний положительной четности ядра ^{31}P . Сравнение экспериментальных и теоретических данных [23] .

Эксперимент		Теория	
Е	J^π	Е	J^π
0	$\frac{1}{2}^+$	0	$1/2^+$
1,27	$\frac{3}{2}^+$	1,24	$3/2^+$
2,23	$\frac{5}{2}^+$	2,41	$5/2^+$
3,13	$\frac{1}{2}^+$	2,96	$5/2^+$
3,29	$5/2^+$	3,40	$1/2^+$
3,41	$7/2^+$	3,63	$7/2^+$
3,51	$3/2^+$	3,81	$3/2^+$
4,19	$5/2^+$	3,91	$7/2^+$
4,26	$3/2^+$	4,18	$3/2^+$
4,43	$7/2^-$	4,3	$1/2^+$
4,59	$3/2^+$	4,35	$5/2^+$
4,64		4,61	$5/2^+$
4,78	$5/2^+$	4,77	$3/2^+$
5,12		4,83	$7/2^+$
5,25	$1/2^+$	4,85	$9/2^+$
		5,26	$9/2^+$
		5,32	$7/2^+$
		5,42	$1/2^+$

Таблица 4

Волновые функции (амплитуды и конфигурации распределения нуклонов на подболочках) состояний с энергиями 0; 1.24; 2.41; 3.63 МэВ ядра ^{31}P и основного состояния ядра ^{32}S

Ядро	индекс $\epsilon, \text{МэВ},$ оболочка J^{π}, T	$d_{5/2}^2 s_{1/2}^2 d_{3/2}^2$	$d_{5/2}^2 s_{1/2}^2 d_{3/2}^2$	$d_{5/2}^2 s_{1/2}^2 d_{3/2}^2$	$d_{5/2}^2 s_{1/2}^2 d_{3/2}^2$	$d_{5/2}^2 s_{1/2}^2 d_{3/2}^2$	$d_{5/2}^2 s_{1/2}^2 d_{3/2}^2$	$d_{5/2}^2 s_{1/2}^2 d_{3/2}^2$	$d_{5/2}^2 s_{1/2}^2 d_{3/2}^2$	$d_{5/2}^2 s_{1/2}^2 d_{3/2}^2$
^{31}P	$0; \frac{1}{2}^+$	-0,300 10 3 2	-0,221 10 3 2	-0,188 II 3 1	0,371 I2 1 2	0,707 I2 3 0				
	$1.24; \frac{3}{2}^+$	0,251 10 2 3	0,228 10 4 1	-0,149 II 2 2	-0,332 I2 0 3	0,175 I2 1 2	0,216 I2 1 2	0,591 I2 2 1	0,253 I2 2 1	
	$2.41; \frac{5}{2}^+$	0,183 10 4 1	0,305 II 2 2	-0,245 II 2 2	-0,218 II 3 1	0,181 II 3 1	0,611 II 4 0	-0,295 I2 2 1		
^{32}S	$3.63; \frac{7}{2}^+$	-0,178 10 3 2	0,151 10 3 2	-0,176 10 4 1	-0,217 II 1 3	0,157 II 1 3	0,147 II 2 2	-0,485 II 3 1	0,359 II 3 1	-0,380 I2 1 2
	$0; 0^+$	-0,161 10 2 4	0,159 10 2 4	-0,408 10 4 2	0,158 II 2 3	0,169 I2 0 4	-0,444 I2 2 2	-0,148 I2 2 2	0,623 I2 4 0	

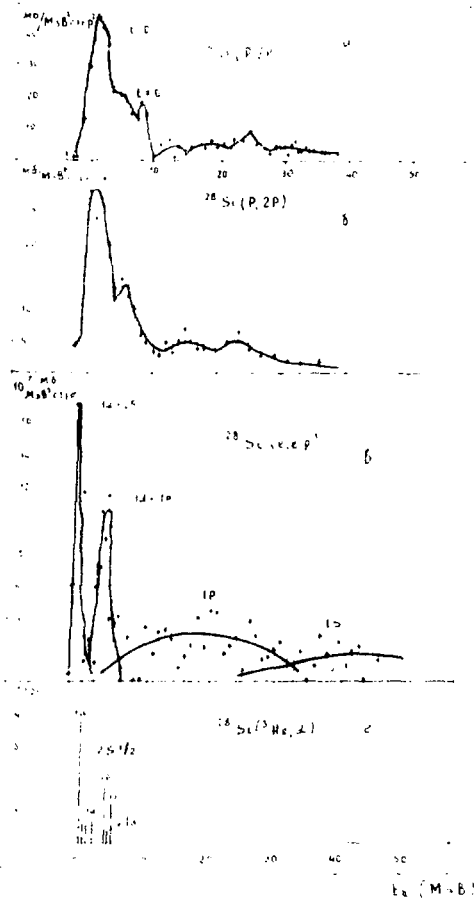


Рис. I Сравнение данных экспериментов по квазиупругому выбиванию протонов для ядер ^{32}S и ^{28}Si с данными, полученными из реакций подхвата для ядра ^{28}Si .

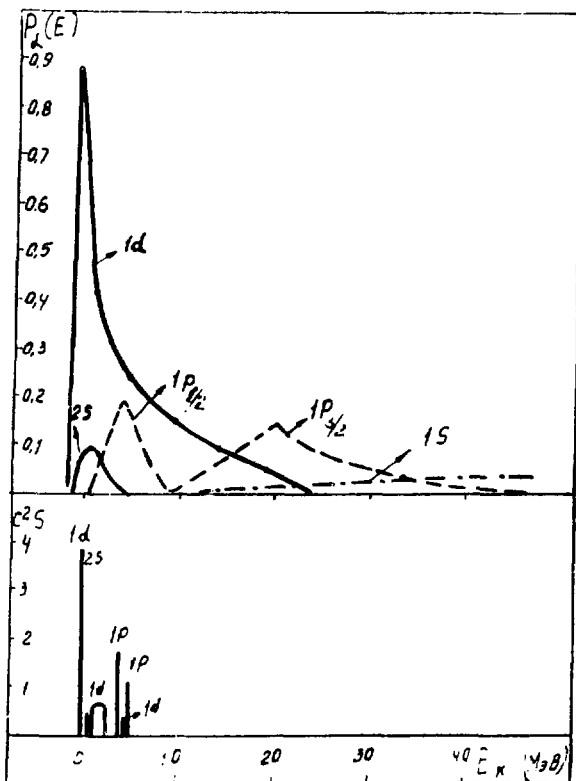


Рис.2 Распределение сил дырочных возбуждений, полученное из анализа данных по квазиупругому выбиванию протонов из ядра ^{28}Si [13] (верхний рисунок). На нижнем рисунке приведены результаты, полученные из реакции подхвата [9]

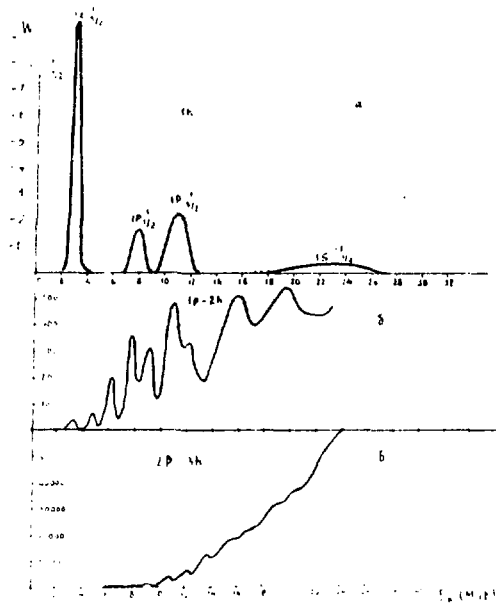


Рис.3 Плотности $1h$, $1p-2h$ и $2p-3h$ состояний для ядра 3I_p , рассчитанные в работе [25] .

УДК.53 : 539.14

И.Л.КОЧАРОВА

ДЫРОЧНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДРА ${}^3\text{I}_P$.

Проводится анализ имеющихся экспериментальных данных о спектроскопической информации дырочных возбуждений ядра ${}^3\text{I}_P$.
1) из реакций подхвата (таких как (p, d) , $(\alpha, {}^3\text{He})$, $({}^3\text{He}, \alpha)$)
2) из реакций квазиупругого рассеивания $((e, e' p)$ и $(p, 2p)$).
Эти два типа экспериментов в ряде случаев дают различное энергетическое положение дырочных состояний. В работе рассмотрены преимущества и недостатки каждого из этих двух типов экспериментов и указаны возможные причины имеющихся разногласий. Из сравнения имеющихся теоретических и экспериментальных данных о спектроскопических характеристиках уровней ядра ${}^3\text{I}_P$, дана интерпретация основного и низлежащих возбужденных состояний ядра ${}^3\text{I}_P$.

Ереванский физический институт
Ереван 1978

Zh. L. KOCHAROVA

HOLE EXCITATIONS OF ^{31}P NUCLEUS

The analysis of the available data on spectroscopic information about hole excitation of ^{31}P nucleus is carried out. This data are obtained from two types of experiments:

- 1) from pick-up reactions (such as (p,d) , $(d,^3\text{He})$, $(^3\text{He},)$);
- 2) from quasielastic knock-on reactions $((e,e'p)$ and $(p,2p)$.

This two types of experiments give in a number of cases various energy positions of hole states. The advantages and deficiencies of each type of those experiments were discussed and possible reactions of disagreements were indicated. The interpretation of the ground and low-lying excited states of ^{31}P nucleus is given from the comparison of theoretical and experimental data on spectroscopic characteristics of ^{31}P nucleus levels.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Brown G.E., Bolsterli M., Phys.Rev.Lett., 3, 472, 1959
2. В.Г.Шевченко, Н.П.Юдин. Atomic energy review, IAEA, Vienna, p.2, 1965.
3. Б.И.Горячев, Б.С.Ишханов, В.Г.Шевченко. Проблемы современной ядерной физики. М., "Наука", 362, 1972.
4. В.П.Денисов. Препринт ДИЯФ, 96, 1974.
5. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, В.И.Шведун. Тезисы докладов XXVII Сессии Совещания по Ядерной Спектроскопии и Структуре атомного ядра, Ташкент, 237, 1977.
6. Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Kocharova Zh.L., Shvedunov V.I., Varlamov V.V., Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure, Contributed Papers, Tokyo, September 5-10, p.209, 1977.
7. В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, Л.А.Кочарова, В.Н.Орлин, В.И.Шведун. Известия АН СССР, серия "Физическая," 42, 153, 1978.
8. Wagner G.I., Nucl.Phys.176,N.1, 1971.
9. Wieldenthal F.H., Neuman E., Phys.Rev. 167, N.4, 1968.
10. Kaschl G.Th. et al. Nucl.Phys. A136, 286, 1969.
11. Kozub R.L., Phys.Rev. 172,N.4, 1968.
12. Amaldi U., Phys.Rev.Lett. 13, 341, 1964.
13. Mougey J. et al., Nucl.Phys. A262, 461, 1976

14. Tyren H., Kullander S. частное сообщение в работе [17].
15. Kullander S. et al. Nucl.Phys. A173, 357, 1971.
16. Tyren H. et al. Nucl.Phys. 79, 321, 1966.
17. Jacob G., Maris Th.A.J., Rev.of Modern Phys. 38,N.1, 66.
18. Kramer E., Mairle G., Kasche G. Nucl.Phys. A165,353,1971.
19. Wagner G.J.et al. Nucl.Phys.A129, 469, 1969.
20. Dubois J., Nucl.Phys.A104, 637, 1967.
21. Barnard R.W., Jones G.D.,Nucl.Phys. A108, 641, 1968.
22. Wolff A.C.,Leighton H.G.,Nucl.Phys. A140, 319, 1970.
23. Wildenthal B.H. et al. Phys.Rev. C4,N.5, 1971.
24. Glaudemans P.W., Nucl.Phys.56, 548, 1964.
25. В.В.Варламов, Ф.А.Живописцев, Б.С.Ишханов, И.М.Калитонов, В.Н.Орлин, В.И.Шведун. Тезисы докладов XXII Собрания по Ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Ташкент, 22-25 марта, 309, 1977.

Рукопись поступила 17-го февраля 1978г.



индекс 3624

Редактор **И.П.Муван**
Тех.редактор **А.С.Абрами**

Заказ **169**

ВФ-03308

Тираж **299**

Подписано к печати **4/У-78г.** Формат издания **30 x 40**

1,5 уч.изд.л. **Ц. 10** к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Маркгаряна 2.