

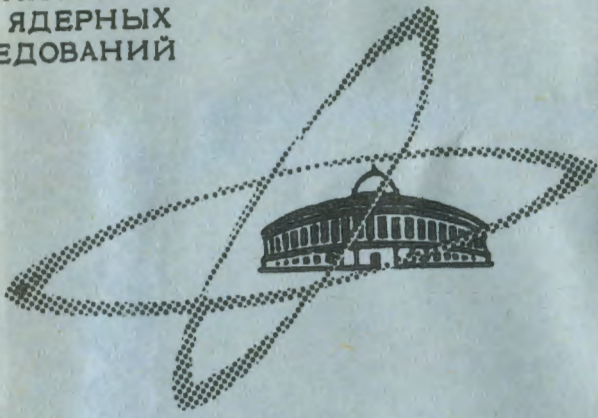
341a

Ж-931
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

бна

11/IV-67

P4 - 3178



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

М.А. Жусупов, В.В. Каралетян, Р.А. Эрамжян

УРОВНИ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТИ В N¹⁵

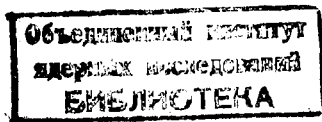
1967.

P4 - 3178

М.А. Жусупов, В.В. Карапетян, Р.А. Эрамбян

УРОВНИ ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТИ В N¹⁵

Направлено в "Изв. АН СССР"



4895 / 1 чр.

В последнее время большое внимание уделяется расчету спектра уровней аномальной четности на основе частично-дырочного формализма. Эта схема была успешно применена при исследовании ядер с заполненными оболочками — ^{12}C , ^{16}O , ^{40}Ca и т.д. Большой интерес представляет распространение данной схемы на ядра с незаполненными оболочками, в частности ^{15}N и ^{15}O . В этом случае, несмотря на возрастающие технические трудности, все же оказывается возможным последовательное применение указанного метода без дополнительных упрощающих предположений. Впервые такой расчет был выполнен Халбертом и Френчем^{/1/} в рамках оболочечной модели с промежуточной связью. Рассчитанный ими спектр уровней ^{15}N и ^{15}O и приведенные нуклонные ширины оказались в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными. Однако в последнее время появился целый ряд новых работ^{/2-11/}, уточняющих спектр уровней, характеристики электромагнитных переходов, вероятности β -переходов и т.д. В связи с этим возникла необходимость дальнейшего изучения свойств ядер ^{15}N и ^{15}O , которое и предпринято в настоящей работе.

1. Спектр уровней и волновые функции ядер ^{15}N и ^{15}O

Для построения волновых функций положительной четности ядер ^{15}N и ^{15}O в качестве базиса использовались состояния типа две дырки — одна частица ($p^{-2}2s$) и ($p^{-2}1d$) и состояние ($1s^{-1}$). Нулевое приближение^{/12/} строилось по экспериментальным данным об уровнях соседних ядер и по данным квазиупругого выбивания протонов ($p, 2p$) на ^{16}O . Ложные состояния^{/13/}, соответствующие возбуждению центра тяжести ядра, были исключены путем диагонализации оператора \vec{R}^2 .

Промежуточная связь осуществлялась добавлением к гамильтониану нулевого приближения взаимодействий частица-дырка V_{ph} и двух дырок V_{hh} :

$$V = V_{ph} + V_{hh} \quad (1)$$

При $V_{ph} = 0$ получается приближение слабой связи. Правда, это не совсем обычная слабая связь, так как из-за смешивания конфигураций при исключении ложных состояний в волновой функции будут присутствовать как состояния

^{14}N с $T = 0$, так и с $T = 1$. Радиальная зависимость в (1) бралась в виде потенциала Гаусса ($\exp(-r^2/b^2)$). Амплитуда взаимодействия V_0 варьировалась от 0 до -50 Мэв. Расчет был выполнен с разными вариантами обменных сил, взятыми из работы /14/. Параметры сил приведены в табл. 1. Радиальные волновые функции брались осцилляторными; $r_0/b = 1$ и $r_0 = 1,7 \cdot 10^{-13}$ см.

Расчет показал, что положение уровней с $T = 1/2$ слабо зависит от обменного варианта. Различие между вариантами может быть вполне компенсировано небольшим изменением амплитуды парного взаимодействия. Зависимость от V_0 -наиболее сильная. На рис. 1 показана зависимость положения первых четырех уровней с $T = 1/2$ от амплитуды V_0 для обменного варианта Розенфельда (вариант I). Из сопоставления с экспериментальными данными следует, что оптимальной величиной является V_0 порядка - 50 Мэв.

Положение уровней с $T = 3/2$, наоборот, очень чувствительно к обменному варианту, но слабо зависит от амплитуды V_0 . Последнее наглядно показано на примере уровня $J = 1/2^+$, $T = 3/2$ с $E = 11,61$ Мэв (рис. 1).

В вариантах, приведенных в табл. 2, наилучшее согласие получено для обменных сил Розенфельда ($E_{\text{теор.}} = 12,0$ Мэв; $E_{\text{эксп.}} = 11,61$ Мэв). В варианте II положение этого уровня завышено на 1 Мэв, а в варианте III - на 3 Мэв.

Это, по-видимому, связано с тем, что и в ядре ^{14}N , входящем в ^{15}N как остов, наблюдается подобная картина для уровней с $T = 1$. Зависимость положения низших уровней ядра ^{14}N с $T = 0$ и $T = 1$ от обменных вариантов I и

III показана на рис. 2. Как видно из рисунка 2, положение уровней с $T = 0$ слабо зависит от обменного варианта. Положение уровней с $T = 1$ оказывается более чувствительным к варианту обменных сил, причем лучшее согласие с экспериментом достигается в варианте Розенфельда. Это связано с тем, что в четных легких ядрах для получения правильного относительного расстояния меж-

ду уровнями с $T = 0$ и $T = 1$ требуется большая доля пространственно-обменных сил Майорана /15/. В варианте II, и особенно в III, это условие не выполнено. Таким образом, оптимальным является вариант Розенфельда.

Спектр уровня ядра ^{15}N , рассчитанный с учетом сил Розенфельда при $V_0 = -50$ Мэв, приведен на рис. 3. Для сравнения там же приведен экспериментальный спектр. Уровни отрицательной четности на рисунке опущены. Как и в работе /1/, однозначно удается сопоставить с экспериментальными данными первые семь уровней, уровень $J = 1/2^+$, $T = 3/2$ при $E = 11,6$ Мэв, а также уровень $J = 5/2^+$, $T = 3/2$, аналог которого обнаружен /16/ в ядре ^{15}C .

Далее экспериментальному уровню $J = 7/2$, $E = 9,83$ Мэв, по-видимому, соответствует уровень $J = 7/2^+$ при $E_{\text{теор.}} = 10,9$ Мэв. Кроме того, можно попытаться привязать к экспериментальному уровню $J = (1/2, 3/2^+)$ с $E = 9,05$ Мэв уровень $J = 1/2^+$, $T = 1/2$, $E_{\text{теор.}} = 12,15$ Мэв. Из рис. 3 видно, что выше 9 Мэв экспериментально известно большое число уровней, тогда как теоретический спектр в этой области гораздо беднее. По-видимому, это связано с тем, что в этой области уже начинают проявляться уровни с более сложной природой, в частности, типа $p^{-4}(2s, 1d)^3$. Учет подобных состояний обогатит теоретический спектр. Как следует из работы /17/, а также из наших предварительных оценок, уровни такой природы располагаются начиная с 7 Мэв. По-видимому, только после учета таких состояний удастся получить согласие теории с экспериментом в этой области.

Волновые функции низших уровней приведены в приложении. Для базисных функций приняты стандартные обозначения: $p^{-2T+1, 2s+1} L, \ell; 2T+1, 2s+1 L$. Отметим, что волновые функции уровней с $T = 1/2$ в промежуточной связи весьма далеки от функций в слабой связи, тогда как для уровней с $T = 3/2$ наблюдается обратная картина.

2. β -распад

Хорошо известно, что оболочечная модель с промежуточной связью успешно описывает характеристики разрешенных β -переходов большинства ядер p -оболочки /18/. Имеющиеся немногочисленные отклонения связаны со спецификой переходов и объясняются в рамках той же модели. Поэтому весьма важно исследовать β -распад ^{15}C на различные состояния ^{15}N с тем, чтобы выяснить, насколько реалистичны полученные функции. Результаты расчета $\log ft$ β -распада ^{15}C приведены в табл. 2.

Как и в работе^{/1/}, величина $\log r f$ перехода на уровень $J = 1/2^+$,

$E = 5,299$ оказалась завышенной при оптимальной величине амплитуды парного взаимодействия. Согласно теории с экспериментом можно достичь лишь при меньших ($0 < V_0 < 30$ Мэв) значениях V_0 , однако при этом рассчитанный энергетический спектр будет противоречить экспериментальному. Вполне возможно, что расхождение связано с теми же причинами, которые присущи и β -распаду $^{14}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N}$; а именно, с той частью матричного элемента β -распада, которая связана с остовом $A = 14$. А для получения экспериментального времени жизни β -распада $^{14}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N}$ необходимо привлечение более тонких деталей структуры этих ядер, таких, как учет вклада высших конфигураций^{/19/} или тензорных сил^{/20/}. По-видимому, такие расчеты представляют интерес и для ядер $A = 15$. Что касается переходов на второе и третье состояния с $J = 1/2^+, 1/2$, то значения $\log r f$ находятся в удовлетворительном согласии с экспериментом при $V_0 = -50$ Мэв. Правда, большая экспериментальная ошибка не позволяет сделать вывод, насколько хорошо найденные волновые функции описывают эти состояния. Аналогичная ситуация наблюдается и в случае переходов на уровни $J = 3/2^+, T = 1/2$. Правда, непонятным является расхождение нашего расчета с результатом работы^{/10/} для случая $J = 3/2^+, E = 7,30$ Мэв.

3. Радиационные переходы

В последнее время появилось большое число экспериментальных работ, в которых исследованы характеристики электромагнитных переходов между связанными состояниями ядер ^{15}N и ^{15}O . Расчет характеристик радиационных переходов также позволяет получить информацию о структуре уровней. С этой целью были вычислены ширины $E1$ и $M1$ переходов, а также отношения вероятностей парциальных переходов.

а) $E1$ переходы на основное состояние $p_{3/4}^{-1}$. Ширины этих переходов весьма чувствительны к величине амплитуды парного взаимодействия, и, как видно из рис. 4, иногда отличаются на два порядка по сравнению с тем случаем, когда взаимодействие выключено ($V_0 = 0$).

б) $E1$ переходы на состояние $p_{3/2}^{-1}$. Вероятность таких переходов мала

по сравнению с вероятностью переходов в основное состояние. Исключение составляет переход с уровня $8,312$ Мэв в ^{15}N и $E = 7,550$ Мэв в ^{15}O . Малая величина отношения затрудняет надежность сравнения теории с экспериментом.

в) Сравнение рассчитанных ширины переходов с экспериментальными проведено в табл. 3. К сожалению, в настоящее время экспериментальные данные весьма неполны, особенно это касается абсолютных значений ширины. Поэтому это сильно затрудняет интерпретацию результатов.

4. Спектр фотонуклонов в ядре ^{16}O с учетом переходов на уровни положительной четности

Спектр продуктов фоторасщепления ядер, снятый с хорошим разрешением, имеет ясно выраженную тонкую структуру. Расчеты, выполненные в настоящее время в рамках частично-дырочного формализма, правильно передают общий ход спектра, но не его структуру. Это связано как с тем, что дипольные состояния разбрасываются по большему числу состояний, а частично-дырочные возбуждения составляют лишь "каркас" резонанса, так и с тем, что распад образовавшихся состояний идет не только по "дырочному" каналу, но и на уровни более сложной природы. Последовательный учет этих двух факторов очень сложен, но для простейшего случая - фоторасщепления ^{16}O , по-видимому, вполне осуществим. Однако мы ограничимся более простой задачей: не выходя за рамки частично-дырочного возбуждения, рассчитать спектр продуктов распада ^{16}O на дырочные уровни и на уровни положительной четности ядер ^{15}N и ^{15}O . Последние переходы соответствуют вылету внутреннего p -нуклона, не участвующего непосредственно в возбуждении ядра при поглощении γ -кванта^{/22/}. Учет этих переходов должен привести к смягчению спектра, т.к. сами уровни лежат довольно высоко. Результаты расчета приведены в табл. 5.

Из таблицы видно, что действительно возникает дополнительная структура в спектре, связанная с учетом таких переходов, однако существенного изменения не произошло. По-видимому, более существенно учесть такие переходы в ядрах с незаполненными оболочками^{/23/}.

В заключение авторы выражают благодарность В.В. Балашову за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. E.C. Halbert, J.B. French. Phys. Rev., 82, 809 (1951).
2. E.K. Warburton, J.Wolness, D.E. Alburger. Phys. Rev., 140, B1202(1965).
3. T.K.Alexander, A.E.Litherland, C.Broude. Canad. Journ.Phys., 43, 2310(1965).
4. O.Hausser, R.F. Gill, Y.S. Lopes, H.Y.Rose. Nuclear Phys., 84, 683(1966)
5. D.Pelte, B.Povh, W.Scholz. Nucl. Phys., 78, 241 (1966).
6. E.K. Warburton, Y.W. Olness. Phys. Rev., 147, 698 (1966).
7. A. Gallmann, P. Fintz, Y. B.Nelson, D.E.Alburger.Phys.Rev.,147,753 (1966).
8. K.P. Lieb. Nucl. Phys., 85, 461 (1966).
9. A.E. Evans, B. Brown, Y.B. Marion. Phys. Rev., 149, 863 (1966).
10. D.F. Alburger, K.W. Yones. Phys. Rev., 149, 743 (1966).
11. S.Gorodetzky, R.M.Freeman, A.Gallmann, F.Haas.Phys.Rev.149,801(1966).
12. В.В. Балашов, В.Г. Шевченко, Н.П. Юдин. Nucl. Phys., 27, 323 (1961).
13. Y.P.Elliott, T.H.R. Scyrme. Proc. Roy. Soc., A232, 561 (1955).
14. V.Gillet, N. Vin h Mau. Phys. Letters, 1, 26 (1962); Nucl. Phys., 54, 321 (1964).
15. F. Hund. Zeit. Phys., 105, 202 (1937).
16. F.Ajzenberg-Selove, T.Lauritsen. Nucl. Phys. II, I (1959).
17. I. Unna, I. Talmi. Phys. Rev., 112, 452 (1958).
18. S. Coben, D. Kurath. Nucl. Phys., 73, 1 (1965).
19. E. Baranger, S. Meshkov. Phys. Rev. Lett., 1, 30 (1958).
20. Y.P.Elliott. Phil. Mag., 8, 503 (1956).
21. Y.S.Lopes, O.Hausser, H.Y.Rose, A.R.Polete, M.F.Thomas. Nucl.Phys., 76, 223(1966).
22. В.В. Балашов, Р.А. Эрамжян. Тезисы докладов к VI Всесоюзной между-
зовской конференции по теории элементарных частиц. Ужгород, стр. 80,
1966.
23. В.В. Балашов, Л. Майлинг, Л.А. Рамазанова, К.В. Шитикова, Е.Л.Ядров-
ский. Известия АН СССР, 29, 1178 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
22 февраля 1967 г.

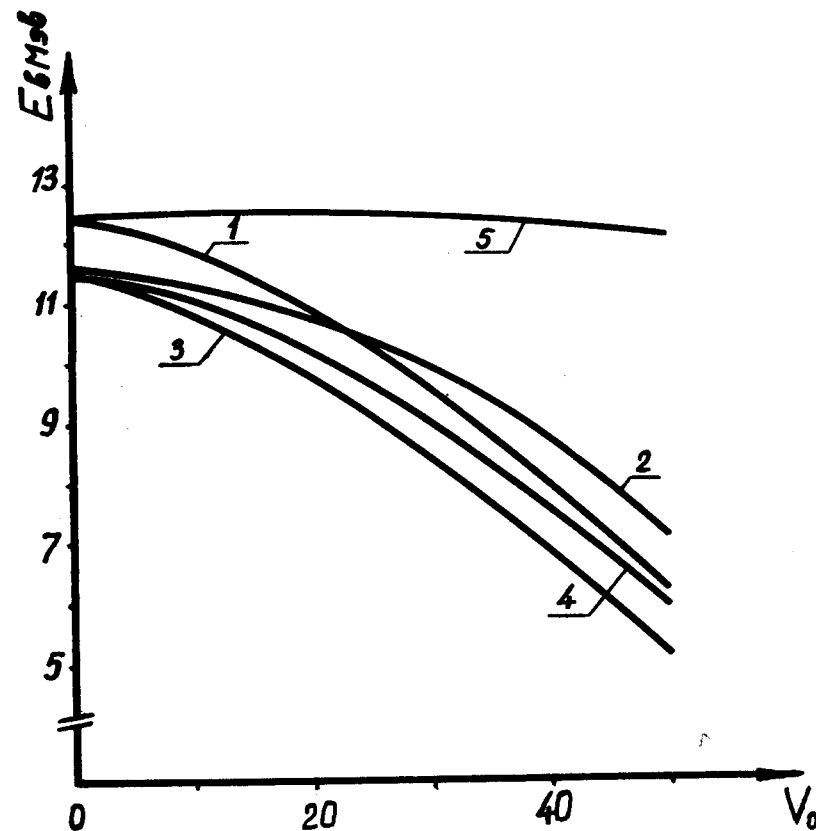


Рис. 1. Зависимость положения уровней положительной четности ядра ^{15}N от амплитуды парного взаимодействия V_0 .

$$1 - J = \frac{1}{2}^+, \quad T = \frac{1}{2}; \quad 2 - J = 3/2^+, \quad T = \frac{1}{2};$$

$$3 - J = 5/2^+, \quad T = \frac{1}{2}; \quad 4 - J = 7/2^+, \quad T = \frac{1}{2};$$

$$5 - J = \frac{1}{2}^+, \quad T = 3/2.$$

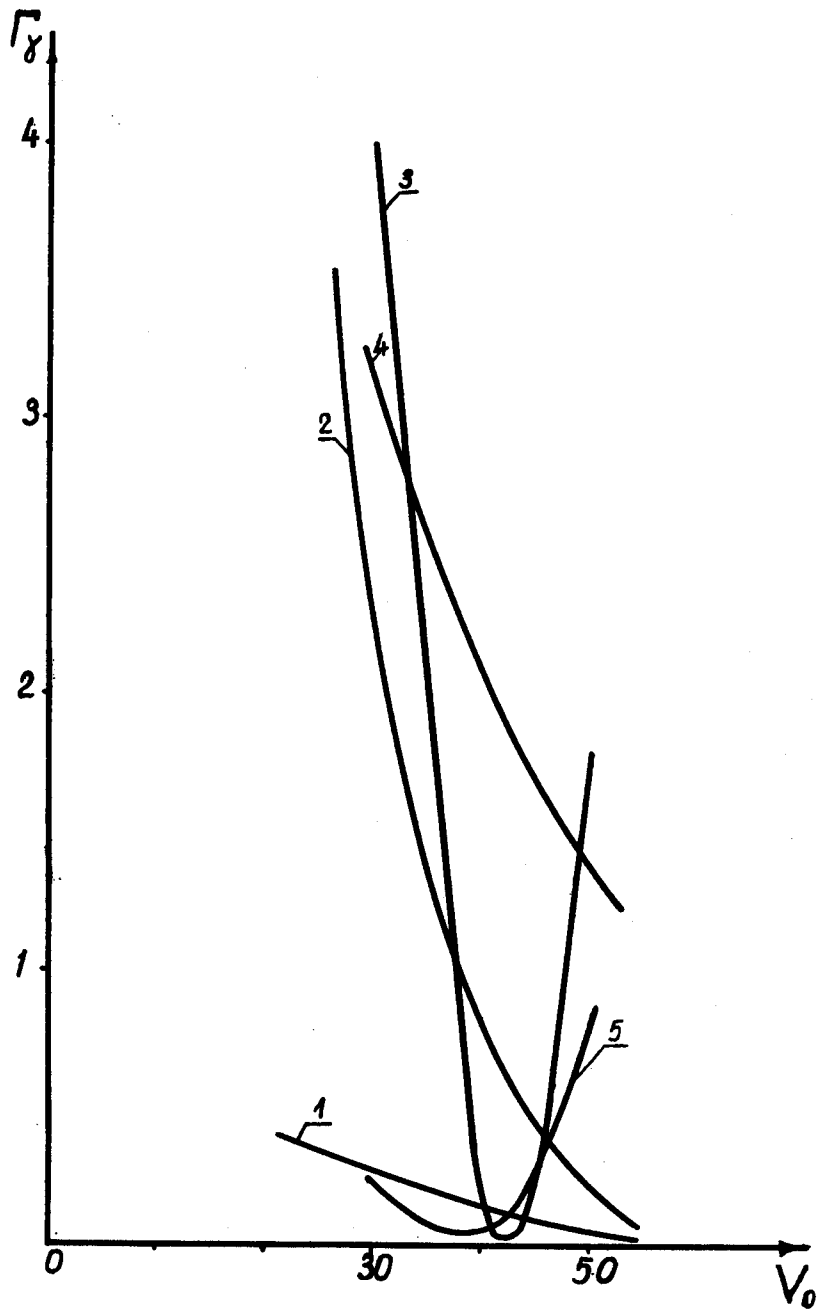


Рис. 4. Зависимость ширины E1 переходов на основное состояние ядра ^{15}N от амплитуды парного взаимодействия V_0 .

Таблица 1
Варианты обменных сил, использованные при расчете энергетического спектра

	W	M	B	H
I	-0,13	0,93	0,46	-0,26
II	0,10	0,70	0,20	0
III	0,35	0,35	-0,10	0,40

Таблица 2
Зависимость величины $\log \epsilon f$ β -распада ядра ^{15}C от амплитуды парного взаимодействия V_0 . Экспериментальные данные взяты из работы /10/

J^π, T	E (Мэв)	$\log \epsilon f$				Эксперимент
		$V_0 = -50$ Мэв	$V_0 = -40$ Мэв	$V_0 = -30$ Мэв	$V_0 = 0$	
$1/2^+, 1/2$	5,30	4,76	4,53	4,36	3,60	4,1
$1/2^+, 1/2$	8,31	4,66	4,30	3,96	3,60	$4,8 \pm 0,3$
$1/2^+, 1/2$	9,05	4,02	4,02	4,10	5,29	$3,7 \pm 0,3$
$3/2^+, 1/2$	7,30	4,83	4,70	4,57	3,99	$> 6,1$
$3/2^+, 1/2$	8,57	5,34	5,04	4,89	9,65	$> 4,0$

Таблица 3

Ширин радиационных переходов между связанными состояниями ядер ^{15}N и ^{15}O . Экспериментальные данные взяты: а - из работы [3], в - из [8], с - из [8], а остальные - из [2].

E_i	J_i^{π}, T_i	J_f^{π}, T_f	E_f	Γ (эВ)			$\Gamma_i / \sum \Gamma_i$ в %		
				Теория (N^{15})	Эксперимент		Теория (N^{15})	Эксперимент	
					N^{15}	O^{15}		N^{15}	O^{15}
5,299	$1/2^+, 1/2$	$1/2^-, 1/2$	0	0,055	$0,0153 \pm 0,006^a$	$>0,0022^a$	100	100	100
7,154	$5/2^+, 1/2$	$5/2^+, 1/2$	5,27	0,078	$0,0057^b$		100	100	100
7,30	$3/2^+, 1/2$	$1/2^-, 1/2$	0	1,362			99,6	98 ± 1	100
		$5/2^+, 1/2$	5,27	0,004		} 0,4	} 2 ± 1	< 6	
		$1/2^+, 1/2$	5,299	0,000					< 6
		$3/2^-, 1/2$	6,32	0,000				$< 0,25$	< 7
7,563	$7/2^+, 1/2$	$5/2^+, 1/2$	5,27	0,016	$0,0038^b$		100	100	100
8,512	$1/2^+, 1/2$	$1/2^-, 1/2$	0	0,195			83,0	78 ± 3	$33 \pm 0,3$
		$1/2^+, 1/2$	5,299	0,032			13,8	11 ± 2	17 ± 1
		$3/2^-, 1/2$	6,32	0,001			0,2	$8,8 \pm 2$	57 ± 1
		$3/2^+, 3/2$	7,30	0,007			3,0	$2,2 \pm 0,4$	$22,7 \pm 1$
8,57	$3/2^+, 1/2$	$1/2^-, 1/2$	0	0,821		$0,531^c$	70,67	32 ± 4	55
		$5/2^+, 1/2$	5,27	0,339		$0,405^c$	29,33	65 ± 4	40
		$1/2^+, 1/2$	5,299	0,000			0,00	< 12	
		$3/2^-, 1/2$	6,32	0,000		$0,021^c$	0,00	3 ± 1	4
9,052	$1/2^+, 1/2$	$1/2^-, 1/2$	0	1,790			71,0	92 ± 3	
		$1/2^+, 1/2$	5,29	0,712			28,2	$3,8 \pm 1$	67
		$3/2^-, 1/2$	6,32	0,004			0,2	3 ± 2	33
		$3/2^+, 1/2$	7,30	0,013			0,6	$1,2 \pm 0,4$	
10,4	$9/2^+, 1/2$	$7/2^+, 1/2$	7,56	0,205					
11,61	$1/2^+, 3/2$	$1/2^-, 1/2$	0	39,2	26,3				

Таблица 4

Зависимость радиационных шири основных $E1$ и $M1$ переходов с уровня $J = 3/2^+$, $T = 1/2$, $E = 8,76$ МэВ от амплитуды парного взаимодействия V_0 .

J_f, T_f	E (МэВ)	Γ (эВ) _{теор.} (N^{15})		$\Gamma_i / \sum \Gamma_i$ в %			
		$V_0 = -40$ МэВ	$V_0 = -50$ МэВ	Теория (N^{15})		Эксперимент	
		$V_0 = -40$ МэВ	$V_0 = -50$ МэВ	N^{15}	O^{15}	N^{15}	O^{15}
$1/2^-, 1/2$	0	0,0365	0,820	13	71	32 ± 4	55
$5/2^+, 1/2$	5,27	0,241	0,339	87	29	65 ± 4	40

Таблица 5

Каналы распада дипольных частично-дырочных $J = 1^-$, $T = 1$ состояний ядра ^{16}O .

E ядра ^{16}O в МэВ	Уровни ядра ^{15}N и ^{15}O .			
	$P^{-1}_{1/2}$	$P^{-1}_{3/2}$	Дублет $E=8,3$ МэВ	Остальные уровни
25,8	23,4 %	72,8 %	1,3 %	2,5 %
23,4	32,6 %	65,7 %	1,7 %	0

ПРИЛОЖЕНИЕ: Большие функции низших уровней положительной четности ядра ^{18}O (функции даны в SI-связи).

$\frac{1}{2}^+, \frac{1}{2}^-$	E (Мэв)			$\frac{3}{2}^+, \frac{1}{2}^-$	E (Мэв)	
	6,03	9,3	12,12		7,1	8,65
$^{13}\text{S}, s: 22\text{S}$	0,481	-0,107	-0,529	$^{13}\text{S}, d: 22\text{D}$	-0,133	-0,609
$^{31}\text{S}, s: 22\text{S}$	0,557	-0,197	-0,103	$^{31}\text{S}, d: 22\text{D}$	-0,122	-0,255
$^{13}\text{D}, d: 22\text{S}$	-0,195	0,053	0,196	$^{13}\text{D}, s: 22\text{D}$	0,665	0,058
$^{31}\text{D}, d: 22\text{S}$	-0,199	0,060	0,031	$^{13}\text{D}, d: 22\text{D}$	-0,230	0,384
$s^4: 22\text{S}$	-0,090	0,029	0,072	$^{31}\text{D}, s: 22\text{D}$	0,398	0,021
$^{13}\text{D}, d: 22\text{P}$	0,141	0,012	0,080	$^{31}\text{D}, d: 22\text{D}$	-0,107	0,075
$^{31}\text{D}, d: 22\text{P}$	0,143	0,002	0,169	$^{11}\text{P}, d: 22\text{D}$	-0,057	-0,052
$^{11}\text{P}, s: 22\text{P}$	0,199	0,166	0,041	$^{33}\text{P}, d: 22\text{D}$	-0,120	0,086
$^{11}\text{P}, d: 22\text{P}$	0,005	0,002	-0,167	$^{13}\text{D}, d: 22\text{P}$	0,090	-0,073
$^{33}\text{P}, s: 22\text{P}$	0,431	-0,036	0,630	$^{31}\text{D}, d: 22\text{P}$	0,069	0,038
$^{33}\text{P}, d: 22\text{P}$	0,159	0,002	0,383	$^{11}\text{P}, s: 22\text{P}$	0,203	0,006
$^{13}\text{S}, d: 24\text{D}$	-0,010	-0,048	0,146	$^{11}\text{P}, d: 22\text{P}$	-0,024	0,264
$^{13}\text{D}, s: 24\text{D}$	0,194	0,946	-0,088	$^{33}\text{P}, s: 22\text{P}$	0,205	-0,056
$^{13}\text{D}, d: 24\text{D}$	-0,013	-0,093	-0,147	$^{33}\text{P}, d: 22\text{P}$	0,093	-0,102
$^{33}\text{P}, d: 24\text{D}$	-0,010	0,001	-0,017	$^{13}\text{S}, s: 24\text{S}$	-0,113	-0,043
$^{13}\text{D}, d: 24\text{P}$	0,008	0,020	0,079	$^{13}\text{D}, d: 24\text{S}$	-0,005	0,118
$^{33}\text{P}, s: 24\text{P}$	0,213	-0,087	0,013	$^{13}\text{S}, d: 24\text{D}$	-0,015	-0,272
$^{33}\text{P}, d: 24\text{P}$	0,024	-0,009	0,009	$^{13}\text{D}, s: 24\text{D}$	0,396	0,004
				$^{13}\text{D}, d: 24\text{D}$	-0,080	0,352
				$^{33}\text{P}, d: 24\text{D}$	0,008	0,055
				$^{13}\text{D}, d: 24\text{P}$	0,037	-0,227
				$^{33}\text{P}, s: 24\text{P}$	-0,011	-0,007
				$^{33}\text{P}, d: 24\text{P}$	-0,003	-0,054
				$^{13}\text{D}, d: 24\text{F}$	0,004	-0,173
				$^{33}\text{P}, d: 24\text{F}$	-0,024	-0,072

$\frac{5}{2}^+, \frac{1}{2}^-$	E (Мэв)		$\frac{7}{2}^+, \frac{1}{2}^-$	E (Мэв)	
	5,0	8,11		5,9	10,9
$^{13}\text{S}, d: 22\text{D}$	0,321	-0,271	$^{13}\text{S}, d: 24\text{D}$	-0,139	0,285
$^{31}\text{S}, d: 22\text{D}$	0,529	-0,327	$^{13}\text{D}, s: 24\text{D}$	0,000	-0,006
$^{13}\text{D}, s: 22\text{D}$	-0,042	-0,004	$^{13}\text{D}, d: 24\text{D}$	0,105	-0,157
$^{13}\text{D}, d: 22\text{D}$	0,030	0,257	$^{13}\text{D}, d: 22\text{F}$	-0,282	0,297
$^{31}\text{D}, s: 22\text{D}$	-0,040	0,008	$^{13}\text{D}, d: 24\text{F}$	-0,253	0,185
$^{31}\text{D}, d: 22\text{D}$	0,012	0,122	$^{13}\text{D}, d: 22\text{G}$	0,603	0,541
$^{11}\text{P}, d: 22\text{D}$	-0,118	-0,091	$^{13}\text{D}, d: 24\text{G}$	0,344	0,234
$^{33}\text{P}, d: 22\text{D}$	-0,278	0,066	$^{31}\text{D}, d: 22\text{F}$	-0,261	0,434
$^{13}\text{S}, d: 24\text{D}$	0,062	-0,128	$^{31}\text{D}, d: 22\text{G}$	0,328	0,188
$^{13}\text{D}, s: 24\text{D}$	-0,021	-0,027	$^{11}\text{P}, d: 22\text{F}$	0,255	-0,133
$^{13}\text{D}, d: 24\text{D}$	0,058	0,330	$^{33}\text{P}, d: 24\text{D}$	0,024	-0,038
$^{33}\text{P}, d: 24\text{D}$	-0,127	0,098	$^{33}\text{P}, d: 22\text{F}$	0,317	-0,398
$^{13}\text{D}, d: 24\text{P}$	-0,017	-0,127	$^{33}\text{P}, d: 24\text{F}$	0,048	-0,154
$^{33}\text{P}, s: 24\text{P}$	0,009	-0,003			
$^{33}\text{P}, d: 24\text{P}$	0,101	-0,106			
$^{13}\text{D}, d: 22\text{F}$	-0,289	-0,550			
$^{31}\text{D}, d: 22\text{F}$	-0,152	-0,200			
$^{11}\text{P}, d: 22\text{F}$	0,155	0,006			
$^{33}\text{P}, d: 22\text{F}$	0,542	0,011			
$^{13}\text{D}, d: 24\text{F}$	-0,157	-0,446			
$^{33}\text{P}, d: 24\text{F}$	0,175	-0,054			
$^{13}\text{D}, d: 24\text{G}$	0,082	0,136			

$\frac{9^+}{2}, \frac{1}{2}$	E (Mes)	$\frac{1^+}{2}, \frac{3}{2}$	E (Mes)	$\frac{5^+}{2}, \frac{3}{2}$	E (Mes)
	10,4		12,0		12,38
13 <i>D, d</i> : 24 <i>F</i>	-0,142	31 <i>S, s</i> : 42 <i>S</i>	0,742	31 <i>S, s</i> : 42 <i>S</i>	0,743
13 <i>D, d</i> : 22 <i>G</i>	0,561	31 <i>D, d</i> : 42 <i>S</i>	-0,105	31 <i>D, s</i> : 42 <i>D</i>	-0,063
13 <i>D, d</i> : 24 <i>G</i>	0,386	31 <i>D, d</i> : 42 <i>P</i>	0,027	31 <i>D, d</i> : 42 <i>D</i>	-0,271
31 <i>D, d</i> : 22 <i>G</i>	0,705	33 <i>P, s</i> : 42 <i>P</i>	0,259	33 <i>P, d</i> : 42 <i>D</i>	-0,070
33 <i>P, d</i> : 24 <i>F</i>	-0,139	33 <i>P, s</i> : 44 <i>P</i>	0,605	33 <i>P, s</i> : 44 <i>P</i>	0,040
		33 <i>P, d</i> : 42 <i>P</i>	0,038	33 <i>P, d</i> : 44 <i>P</i>	0,334
		33 <i>P, d</i> : 44 <i>P</i>	0,044	33 <i>P, d</i> : 44 <i>D</i>	-0,254
		33 <i>P, d</i> : 44 <i>D</i>	-0,006	33 <i>P, d</i> : 42 <i>F</i>	0,282
				31 <i>D, d</i> : 42 <i>F</i>	0,080
				33 <i>P, d</i> : 44 <i>F</i>	0,319