

УДК 539.163+539.152.4.03

## ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ ПРОТОНЫ КАК СРЕДСТВО ПОЛУЧЕНИЯ ЯДЕРНОЙ ИНФОРМАЦИИ

*В. А. Карнаухов*

Объединенный институт ядерных  
исследований, Дубна

Дается обзор свойств известных излучателей запаздывающих протонов и методов использования этого явления для получения ядерной информации. Отдельно рассматриваются изотопы с  $Z > N$  и  $Z < N$ . В первом случае оказывается возможным сверхразрешенный  $\beta$ -переход в изобарно-аналоговое состояние. Излучатели запаздывающих протонов дают информацию о свойствах этих состояний. Для относительно тяжелых протонных излучателей ( $Z < N$ ) развит статистический способ описания процесса. Анализ экспериментальных данных дает здесь сведения о силовой функции  $\beta$ -распада. Рассматривается тонкая структура протонных спектров. Она интерпретируется как результат статистических флуктуаций, амплитуда которых зависит от плотности уровней. Излагается метод определения дефектов масс изотопов по данным о запаздывающих протонах.

The known delayed proton emitters and their applications to extract nuclear information are reviewed. A special consideration is given to protons with  $Z > N$  and  $Z < N$ . In the case of  $Z > N$  the superallowed  $\beta^+$ -transition to isobar-analogous state appears possible. Delayed proton emitters provide some information on the properties of these states. For relatively heavy proton emitters ( $Z < N$ ) the statistical method of describing the process is developed. An analysis of the experimental data gives information concerning the strength function of the  $\beta^+$ -decay. The considered fine structure of proton spectra is interpreted as a result of statistical fluctuations the amplitude of which depends on the level density. The method of determining proton mass defects on the basis of delayed proton data is described.

### ВВЕДЕНИЕ

Энергетическая возможность испускания протона при радиоактивном распаде появляется как следствие снижения энергии связи протона при уменьшении числа нейтронов в ядре. Такое изменение энергии связи протона обусловлено зависимостью величины ядерного взаимодействия от изотопического числа и возрастанием вклада кулоновского отталкивания. Возможны несколько механизмов эмиссии протонов при радиоактивном распаде:

а) ядра с отрицательной энергией связи протона нестабильны по отношению к испусканию протона из основного состояния. В этом случае картина  $p$ -распада аналогична той, которая имеется при обычном  $\alpha$ -распаде;

б) ядра с положительной, но малой по величине энергией связи протона могут испускать протоны из возбужденных состояний после позитронного перехода или  $K$ -захвата с достаточно высокой энергией. Если энергия протона ниже высоты кулоновского барьера, протон выйдет за пределы ядра с помощью туннельного эффекта. Это — случай испускания запаздывающих протонов;

в) возможен  $p$ -распад изомеров, если энергия возбуждения превышает энергию связи протона;

г) пересыщенные протонами изотопы четных по  $Z$  элементов за счет эффекта спаривания могут оказаться нестабильными относительно радиоактивного испускания двух протонов сразу\*.

Возможность испускания протонов радиоактивными ядрами была предположена Марсденом [2], когда он экспериментировал с  $\alpha$ -источником, заключенным в кварцевую оболочку. Известно, что выяснение причин появления длиннопробежных  $\alpha$ -частиц привело Резерфорда к открытию первой ядерной реакции.

Первая попытка обнаружить излучатели запаздывающих протонов была предпринята Альваресом [3]. Протонная активность не была найдена, однако были открыты  $\alpha$ -излучатели легких элементов. Примерно в то же время А. Б. Мигдалом и Б. Т. Гейлиманом [4] и Б. С. Дзжелеповым [5] было проведено теоретическое рассмотрение некоторых свойств протонных излучателей и путей их экспериментального обнаружения. Последующие расчетные работы В. А. Карнаухова и Н. И. Тарантина [6] и В. И. Гольданского [7] посвящены уточнению предполагаемых характеристик  $p$ -распада из основного состояния и излучателей запаздывающих протонов, детально рассмотрению области распространения явления и способов получения соответствующих изотопов.

Первые излучатели запаздывающих протонов были открыты в Дубне в 1962 г. [8] при облучении никелевой фольги ускоренными ионами  $Ne^{20}$ . В последующих работах [9] детально изучены их распадные характеристики, проведены опыты по определению  $Z$  и  $A$ . Практически одновременно велись эксперименты группой Белла в Макгиллском университете (Канада). В 1963 г. эта группа выступила с сообщением о наблюдении излучателей запаздывающих протонов среди легких элементов [10] (использовался пучок протонов с энергией  $\sim 100 Mэв$ ).

К настоящему времени открыто 24 излучателя запаздывающих протонов с достоверной идентификацией  $Z$  и  $A$ . Известно несколько

\* Классификация различных видов радиоактивного распада с испусканием протонов дана в статье Белла [4].

ко протонных эмиттеров, для которых пока точно не определена масса и заряд. Если десять лет назад излучение запаздывающих протонов рассматривалось как экзотическое явление, теперь это весьма плодотворное средство получения ядерной информации. Упомянем здесь использование протонного спектра для изучения  $\beta^+$ -распада легких ядер в область изобарного аналога и изотопической чистоты возбужденных состояний. Протонные излучатели позволяют определить массы ядер вдали от линии стабильности. Анализ протонных спектров относительно тяжелых ядер дает сведения о силовой функции  $\beta^+$ -распада, усредненных ширинах возбужденных состояний, плотности уровней. Подробное рассмотрение этих вопросов будет дано в настоящей статье.

Автор не ставил задачу дать обзор всех работ по запаздывающим протонам и обсудить все связанные с этим проблемы. Основной акцент сделан на исследовании в области  $Z > 50$ . Дополнительные сведения читатель может почерпнуть из обзора Харди [11]. Практически полный список литературы на март 1972 г. дан в работе [12]. Из более ранних обзоров и работ общего характера укажем статьи Енеке [13], В. И. Гольданского [14] и книгу Шелдона и Мармиера [15].

Кратко остановимся на состоянии дел с исследованием других типов распада с эмиссией протона. В работе Д. Д. Богданова и др. [16] описываются опыты по поиску протонного распада из основного состояния для ультранейтроннодефицитных изотопов редкоземельных элементов. Многочисленные и чрезвычайно трудные эксперименты привели к заключению, что по-видимому, в случае  $\text{Pr}^{121}$  такой способ распада имеет место. Однако желательны дополнительные опыты с более чувствительной методикой.

Первый случай протонного распада изомеров обнаружен Черни и др. [17]. Это высокоспиновый, многочастичный изомер  $\text{Co}^{53}$ . По расчетам Пекера и др. [18], возможны и другие протонно-активные изомеры, однако не исключено, что  $\text{Co}^{53}$  — результат счастливого стечения обстоятельств, которые привели к высокой вероятности протонного канала распада и измеримому времени жизни.

Двухпротонный распад ядер предсказан В. И. Гольданским. Подробный обзор всех теоретических аспектов этого способа распада дан в работе [19]. Пока не удалось наблюдать это явление.

## 1. ОБЛАСТЬ РАСПРОСТРАНЕННОСТИ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ПРОТОНОВ

**Энергетические условия испускания запаздывающих протонов.**

На рис. 1 показана иллюстративная схема распада с эмиссией запаздывающих протонов. Исходное ядро ( $Z, N$ ) испытывает

$\beta^+$ -переход \*) и превращается в ядро  $(Z - 1, N + 1)$ , находящееся в состоянии с энергией возбуждения  $E^* = Q_0 - Q$ , где  $Q_0$  — разность масс ядер;  $Q$  — парциальная энергия  $K$ -захвата. С ростом  $E^*$  значение  $Q$  падает, в соответствии с этим уменьшается вероятность парциального перехода. Когда  $E^* > B_p$  — энергии связи протона, открывается протонный канал распада возбужденного

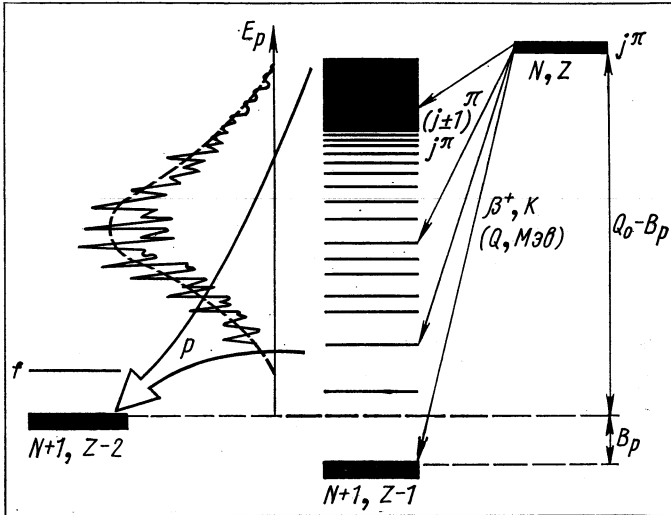


Рис. 1. Схема распада с испусканием запаздывающих протонов.

состояния. Ширина канала  $\Gamma_p$  из-за влияния кулоновского барьера будет очень резкой функцией  $E_p = E^* - B_p$ . При малой величине энергии протона  $E_p$  радиационная ширина  $\Gamma_\gamma > \Gamma_p$  и возбужденное ядро с большей вероятностью испытывает радиационный переход, чем испускает протон.

С увеличением  $E_p$  протонная ширина быстро растет и при некотором  $E_{p0}$  сравнивается с  $\Gamma_\gamma$ . При энергиях  $E^* > E_{p0} + B_p$  преобладает протонный канал распада. Таким образом,  $E_{p0} + B_p$  является эффективным порогом для энергии  $K$ -захвата, выше которой возможна эмиссия запаздывающего протона. В табл. 1 приведены оценочные значения  $E_{p0}$  для различных  $Z$ .

Для получения детектируемой интенсивности протонов необходимо, чтобы энергия  $\beta^+$ -перехода  $Q_0$  превышала порог  $E_{p0} + B_p$  на некоторую величину  $q$  (1—2 Мэв):

$$Q_0 \geq E_{p0} + B_p + q. \quad (1)$$

\* В настоящей работе под термином « $\beta^+$ -переход» будем подразумевать суммарный процесс позитронного распада и электронного захвата.

В дальнейшем будет показано, каким образом точно рассчитать интенсивность протонов для данных значений  $Q_0$  и  $B_p$ .

Таблица 1

$Z$	20	30	40	50	60	70	80
$E_{p0}, \text{ Мэв}$	0,7	1,2	1,8	2,4	3,0	3,6	4,2

Условия испускания запаздывающих протонов осуществляются при достаточном обеднении ядра нейтронами. На рис. 2 для примера показана зависимость от  $A$  энергии  $K$ -захвата изотопов  $\text{Te}$

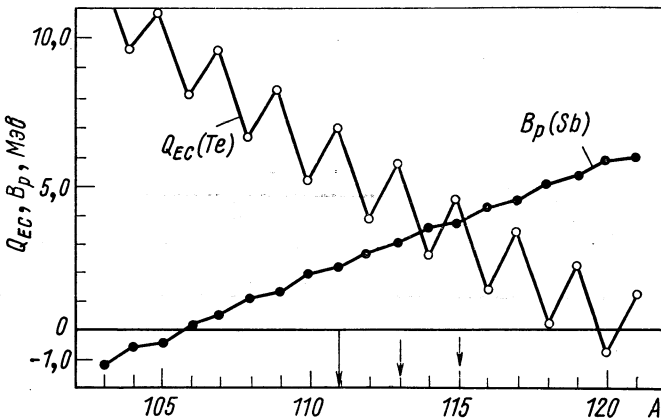


Рис. 2. Зависимость энергии  $K$ -захвата изотопов  $\text{Te}$  и энергии связи протона изотопов  $\text{Sb}$  от массового числа [20].

и энергии связи протона для дочерних изотопов  $\text{Sb}$  [20]. С уменьшением  $A$  величина  $Q_0$  в среднем растет, проявляя структуру, связанную с эффектом спаривания,  $B_p$  монотонно падает. Для  $\text{Te}^{115}$  осуществляется условие  $Q_0 > B_p$ , для  $\text{Te}^{113}$  —  $Q_0 \approx E_{p0} + B_p$ , для  $\text{Te}^{111}$  — (1). И действительно,  $\text{Te}^{111}$  — наиболее тяжелый излучатель протонов среди изотопов теллура. Расчеты предсказывают, что протонный распад сурьмы из основного состояния энергетически возможен при  $A < 106$ , когда энергия связи становится отрицательной.

Расчеты с помощью полуэмпирических формул для масс ядер. Учитывая только что приведенные соображения, можно оценить границы области протонных излучателей. В настоящее время суще-

ствует большое число различных полуэмпирических формул для расчета массы ядер, с помощью которых можно предсказать энергии связи и распада для изотопов, удаленных от линии  $\beta$ -стабильности. На рис. 3 показаны результаты таких оценок, сделанных в работе [21] на основе таблиц масс Камерона [22]. Появление излучателей запаздывающих протонов по мере уменьшения числа

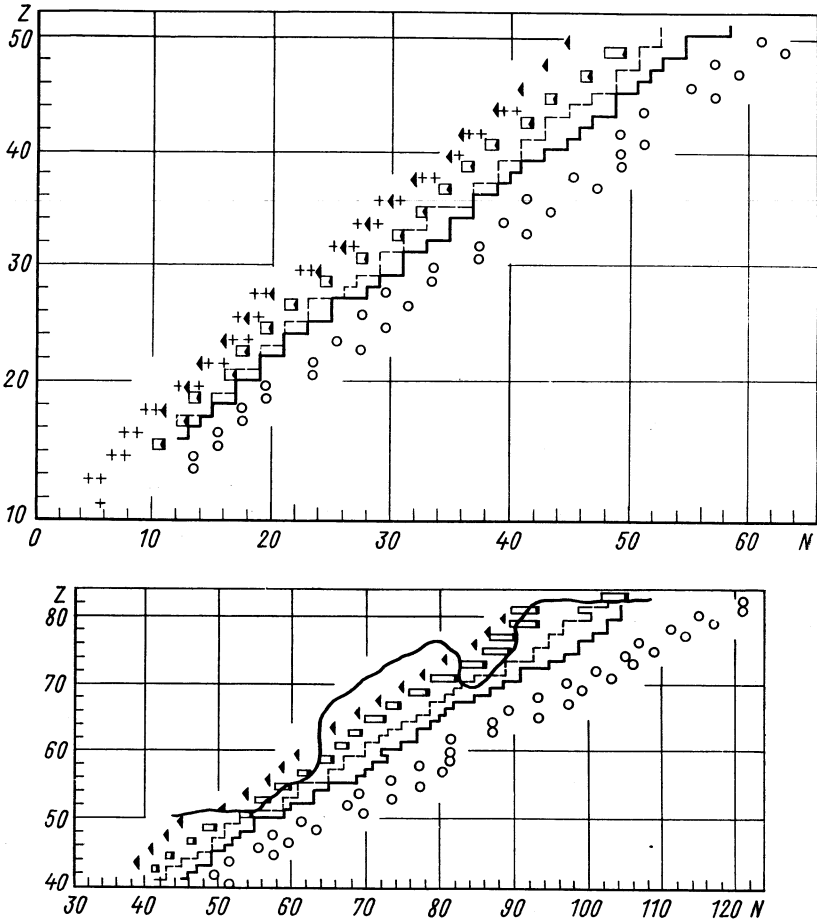


Рис. 3. Область излучателей протонов:

Кружки — легчайшие стабильные изотопы; сплошная ломаная линия проведена через ядра, для которых  $Q_0(Z, A) = Q_{EC} \approx E_{p0} + B_p(Z - 1, A)$ ; пунктирная — через изотопы, для которых  $Q_0 \approx 2(E_{p0} + B_p)$ . Первый излучатель запаздывающих протонов данного элемента находится между этими двумя линиями. Зачерненными треугольниками показаны изотопы, начиная с которых время жизни относительно  $p$ -распада из основного состояния  $\tau_p \lesssim 10^{-1}$  сек. Нечетные по  $Z$  ядра с  $10^{-10} \leq \tau_p \leq 10^{-1}$  сек заключены в прямоугольники; крестиками показаны изотопы,  $2p$  — нестабильные в основном состоянии. Ядра, расположенные левее сплошной плавной линии, имеют  $\tau_\alpha < 10^{-1}$  сек.

нейтронов в ядре определяется энергетическими условиями, указанными выше. Граница слева ставится либо  $p$ -распадом из основного состояния, либо  $\alpha$ -распадом. Заметная конкуренция со стороны  $\alpha$ -распада проявляется лишь для  $Z$  и  $N$ , несомненно превышающих 50 и 82. Для изотопов тяжелее свинца наблюдение запаздывающих протонов вообще становится проблематичным из-за  $\alpha$ -распада. Вместе с тем протонный распад из основного состояния может

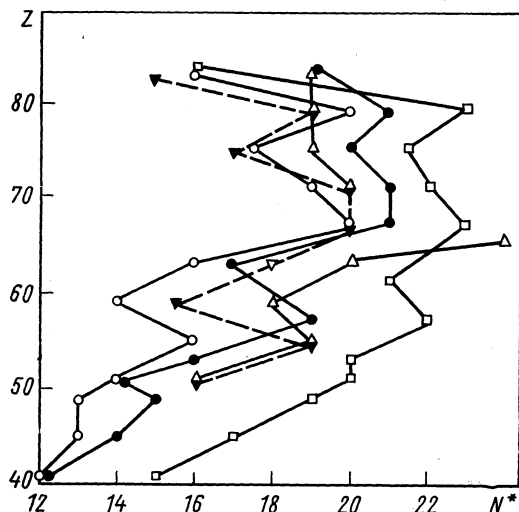


Рис. 4. Расчетная граница протонной неустойчивости в основном состоянии ( $B_p = 0$ ), согласно Камерону [22] (○), Майерсу и Святецкому [23] (●), Вину и Варли [24] (□), Гарви и др. [25] (▲), Зельдесу и др. [20] (△).

успешно конкурировать с  $\alpha$ -распадом для некоторых ультра-нейтроннодефицитных изотопов тяжелых элементов вплоть до америция [24]. Таким образом, эмиссия протонов радиоактивными ядрами является весьма распространенным видом распада. Практически для всех элементов с  $Z < 83$  при достаточном обеднении нейтронами должны существовать излучатели запаздывающих протонов.

Отметим, что расчеты, основанные на использовании той или иной формулы для масс следует рассматривать не более как качественную оценку. Дело в том, что предсказания различных формул существенно отличаются в области изотопов, значительно удаленных от области стабильности. На рис. 4 показаны результаты оценок линии  $B_p = 0$  по различным формулам [20, 22–25]. Поло-

жение этой линии для  $Z > 50$  варьируется на 6—7 единиц. Как выбрать наиболее подходящую формулу для расчета? Сравнение с экспериментом в области изотопов, близких к линии  $\beta$ -стабильности, не может служить основанием: все формулы работают там неплохо, вместе с тем различия в подходах приводят к существенному расхождению по мере удаления от линии стабильности. Это означает, что выбор наиболее адекватной формулы надо делать после проверки в области изотопов со значительным нейтронным дефицитом. Далее будет показано, что запаздывающие протоны дают возможность с хорошей точностью измерять дефекты масс изотопов.

## 2. КРАТКИЙ ОБЗОР СВОЙСТВ ИЗВЕСТНЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ПРОТОНОВ

К настоящему времени надежно идентифицировано 24 излучателя запаздывающих протонов. Основные свойства этих изотопов приведены в табл. 2. В таблице указаны непосредственно или косвенно измеряемые характеристики: период полураспада; энергия связи протона в дочернем ядре —  $B_p$ ; полная энергия  $\beta^+$  —  $p$ -распада  $Q_0 - B_p$ ; протонная вилка  $P_p$ , равная относительной вероятности распада данного изотопа с испусканием протона. Далее, указаны характеристики спектра протонов, расчетный кулоновский барьер для протона  $V_p$  и реакция первого наблюдения. Несколько слов о величине  $Q_0 - B_p$ . Ее действительно можно называть полной энергией распада для процесса испускания запаздывающих протонов, поскольку она равна разности масс исходного и конечного состояния:

$$Q_0 - B_p = M(Z, N) - M(Z - 2, N - 1) - M_H. \quad (2)$$

Нетрудно видеть из рис. 1, что в случае  $p$ -распада в основное состояние ввучатого ядра  $Q_0 - B_p = E_p + Q$ .

В табл. 2 даны ссылки главным образом на работы, в которых приведены либо наиболее полные данные о данном изотопе, либо спектр измерен наилучшим образом.

На рис. 5—8 представлены спектры запаздывающих протонов  $^{13}\text{O}$ ,  $^{109}\text{Te}$ ,  $^{115}\text{Xe}$ ,  $^{181}\text{Hg}$ . Эти рисунки вместе с рис. 12 и 13 дают представление о том, как видоизменяется спектр протонов с увеличением  $A$  из-за роста плотности уровней протонно-нестабильных состояний.

Коротко об излучателях запаздывающих протонов, не вошедших в табл. 2. В работе [9] был обнаружен излучатель  $T_{1/2} = 24$  сек при облучении Ni ионами  $^{16}\text{O}$ . Впоследствии [55] было проведено облучение разделенного изотопа Ni  $^{60}$  и удалось установить, что эта активность состоит из двух. Одна из них имеет  $T_{1/2} \approx$



Таблица 2

Ядро	$T_{1/2}$ , сек	$E_{\beta}^{\max}$ , кэв $p$	$Q_0 - B_{\beta}^{\max}$ кэв	$D_p$	Главные пики в спектре (относительная интенсивность), $E_{\text{лаб}}$ , Мэв	Лите- ратура	Кулоновский барьер для протона $d$ $U_p$ , Мэв	Реакция получения
$^{12}_6\text{C}$	0,126	$-184,7 \pm 0,8$	$16680 \pm 3$	$\sim 1,0$	8,24 (100); 10,92 (75)	[34]	—	$^{10}\text{B} (p, 2n)$ $^{12}\text{C} (p, p^3n)$ $^7\text{Be} (^3\text{He}, n)$ $^{14}\text{N} (p, 2n)$
$^{18}_8\text{O}$	0,0089	$1943,5 \pm 0,9$	$15816 \pm 10$	$\sim 0,12$	1,44 (100); 2,35 (1,5) 6,44 (4); 7,00 (1)	[35]	—	
$^{17}_{10}\text{Ne}$	0,108	$600,7 \pm 0,4$	$13927 \pm 50$	0,99	1,68 (10); 3,77 (30); 4,59 (100); 5,12 (20); 7,04 (8)	[36] [31]	4,0	$^{19}\text{F} (p, 3n)$ $^{24}\text{Mg} (p, p^3)$ $^{16}\text{O} (^3\text{He}, 2n)$ $\text{Ni} + ^{20}\text{Ne}$
$^{32}_{17}\text{Cl}$	0,3	$8863,9 \pm 0,8$	$3828 \pm 8$		0,76 (32); 1,02 (52); 1,35 (29)	[41]	5,8	$^{32}\text{S} (p, n)$
$^{21}_{12}\text{Mg}$	0,121	$2431 \pm 9$	$10660 \pm 16$	$\sim 0,2^B$	0,89 (17); 1,26 (23); 1,77 (51); 1,94 (100); 2,04 (8); 2,49 (8); 3,87 (10); 4,67 (15); 6,23 (6)	[37]	4,6	$^{23}\text{Na} (p, 3n)$ $^{24}\text{Mg} (p, p^3n)$ $^{27}\text{Al} (p, \alpha^3n)$ $^{20}\text{Ne} (^3\text{He}, 2n)$
$^{23}_{13}\text{Al}$	0,470	$7578,8 \pm 2,7$	$4664 \pm 80$		0,83 (100)	[38]	4,8	$^{24}\text{Mg} (p, 2n)$
$^{31}_{14}\text{Si}$	0,220	$2270,2 \pm 1,0$	$10466 \pm 10$	0,36 <sup>B</sup>	0,93 (23); 1,87 (40); 2,09 (24); 2,22 (25); 3,33 (39); 4,08 (100); 4,63 (17); 5,40 (20)	[39]	5,1	$^{27}\text{Al} (p, 3n)$ $^{28}\text{Si} (p, p^3n)$ $^{32}\text{S} (p, \alpha p^3n)$ $^{24}\text{Mg} (^3\text{He}, 2n)$
$^{38}_{16}\text{S}$	0,189	$2748 \pm 8$	$11073 \pm 34$	0,39 <sup>B</sup>	2,14 (65); 2,46 (8); 3,44 (5); 3,72 (16); 5,44 (100)	[40]	5,5	$^{31}\text{P} (p, 3n)$ $^{32}\text{S} (p, p^3n)$ $^{36}\text{Cl} (p, \alpha^3n)$ $^{28}\text{Si} (^3\text{He}, 2n)$

$^{39}_{18}\text{Ar}$	0,174	2277,3±2,8	9325±50	0,34	1,65 (1,5); 1,79 (1,6); 2,1 (9); 3,06 (2,1); 3,17 (100); 3,85 (2,1)	[31] [36]	6,0	$^{35}\text{Cl}$ ( $p$ , $3n$ ) $^{32}\text{S}$ ( $^3\text{He}$ , $2n$ )
$^{37}_{20}\text{Ca}$	0,175	1857,1±1,4	9711±50	0,629 в	1,72 (8); 1,93 (6); 2,21 (3); 2,49 (6); 2,73 (7); 3,1 (100); 4,01 (2,1)	[42]	6,4	$^{39}\text{K}$ ( $p$ , $3n$ ) $^{40}\text{Ca}$ ( $p$ , $p^3n$ ) $^{36}\text{Ar}$ ( $^3\text{He}$ , $2n$ )
$^{40}_{21}\text{Sc}$	0,182	8329,6±0,5	5995±7	~ 0,005	1,05 (100); 1,24 (10); 1,44 (3); 1,83 (4); 2,10 (7); 2,38 (5)	[43]	—	$^{40}\text{Ca}$ ( $p$ , $n$ )
$^{41}_{21}\text{Ti}$	0,088	1084±5	11631±22	~ 0,88 в	1,00 (40); 1,09 (23); 1,54 (21); 2,27 (26); 3,09 (66); 3,77 (26); 4,65 (23); 4,75 (100)	[42]	6,8	$^{40}\text{Ca}$ ( $^3\text{He}$ , $2n$ )
$^{48}_{26}\text{Fe}$	0,075	2160±21	9866±20	0,3 в	1,92 (100)	[44]	7,6	$^{40}\text{Ca}$ ( $^{12}\text{C}$ , $3n$ )
$^{73}_{36}\text{Kr}$	34	3170	4850±300	6,8·10 <sup>-3</sup>	Много пиков, 1,5—3,0 Мэв	[45] [9]	9,3	$\text{Zr}$ ( $p$ , $5p^2xn$ ) $\text{Ni}^{+16}\text{O}$
$^{109}_{52}\text{Te}$	4,4	1310	7140±100	0,03	Много пиков, 2,0—6,0 Мэв	[28] [46] [100]	11,5	$^{96}\text{Ru}$ ( $^{16}\text{O}$ , $3n$ ) $^{92}\text{Mo}$ ( $^{20}\text{Ne}$ , $3n$ )
$^{111}_{52}\text{Te}$	19,3	1830±200	5070±70	0,0012 г	Много пиков, 2,0—5,0 Мэв	[28] [47] [101]	—	$^{102}\text{Pd}$ ( $^{12}\text{C}$ , $3n$ ) $^{98}\text{Ru}$ ( $^{16}\text{O}$ , $3n$ ) $^{94}\text{Mo}$ ( $^{20}\text{Ne}$ , $3n$ )
$^{134}_{54}\text{Xe}$	2,8	1070	8350	0,04 а		[48]	11,8	$\text{Ce}$ ( $p$ , $5p^2xn$ )

Продолжение табл. 2.

Ядро	$T_{1/2}$ , сек	$E_p$ , кэв	$Q_0 - E_p$ , кэв	$D_p$	Главные пики в спектре (относительная интенсивность), $E_{\text{лаб}}$ , Мэв	Литература	Кулоновский барьер для протона $U_p$ , Мэв	Реакция получения
$^{115}_{54}\text{Xe}$	18,4	2070	$6200 \pm 130$	$3,4 \cdot 10^{-3}$	Широкое распределение, $2,0-5,0$ Мэв	[49] [50]	—	Se ( $p$ , 5рxn)
$^{117}_{54}\text{Xe}$	65	2670	$4100 \pm 200$	$2,9 \cdot 10^{-5}$	Широкое распределение, $2,0-4,0$ Мэв	[49] [50]	—	Se ( $p$ , 5рxn)
$^{118}_{55}\text{Cs}$	16	4690	$4,7 \pm 0,1$	$4,4 \cdot 10^{-4}$	$2,0-5,0$ Мэв	[48] [51]	11,9	La ( $p$ , 3рxn)
$^{118}_{56}\text{Ba}$	5,0	1630	7270	$\sim 9 \cdot 10^{-3}$	$2,0-5,0$ Мэв	[52]	12,0	$^{106}\text{Cd}$ ( $16\text{O}$ , 3n)
$^{179}_{80}\text{Hg}$	1,09	550	7650	$\sim 2,8 \cdot 10^{-3}$	—	[49, 74]	15,2	Pb ( $p$ , 3рxn)
$^{181}_{80}\text{Hg}$	3,6	4030	6150	$1,8 \cdot 10^{-4}$	Широкое распределение $3,0-6,0$ Мэв	[49, 74]	—	Pb ( $p$ , 3рxn)
$^{183}_{80}\text{Hg}$	8,8	1450	4990	$3,1 \cdot 10^{-6}$	$2,5-4,8$ Мэв	[49, 74]	—	Pb ( $p$ , 3рxn)

а Значение  $E_p$  для  $^{115}\text{Sb}$  взято из работы [53], для  $^{118}\text{I}$ ,  $^{118}\text{Xe}$ ,  $^{119}\text{Cs}$  — из работы [25], в остальных случаях из работы [54].

б Значения  $Q_0 - E_p$  для всех легких излучателей вплоть до 40ге и для  $^{179}\text{Hg}$  взяты из работы [54]. В остальных случаях из цитируемых работ, за исключением  $^{113}\text{Xe}$ ,  $^{118}\text{Cs}$ ,  $^{119}\text{Ba}$  [27].

в, г Оценка прогонной видки сделана в работе [12] и в работе [32] соответственно.

д Расчет с  $\tau_0 = 1,4$  ферми. Величина  $U_p$  приводится для получения представления о степени «подбарьерности» протонов.

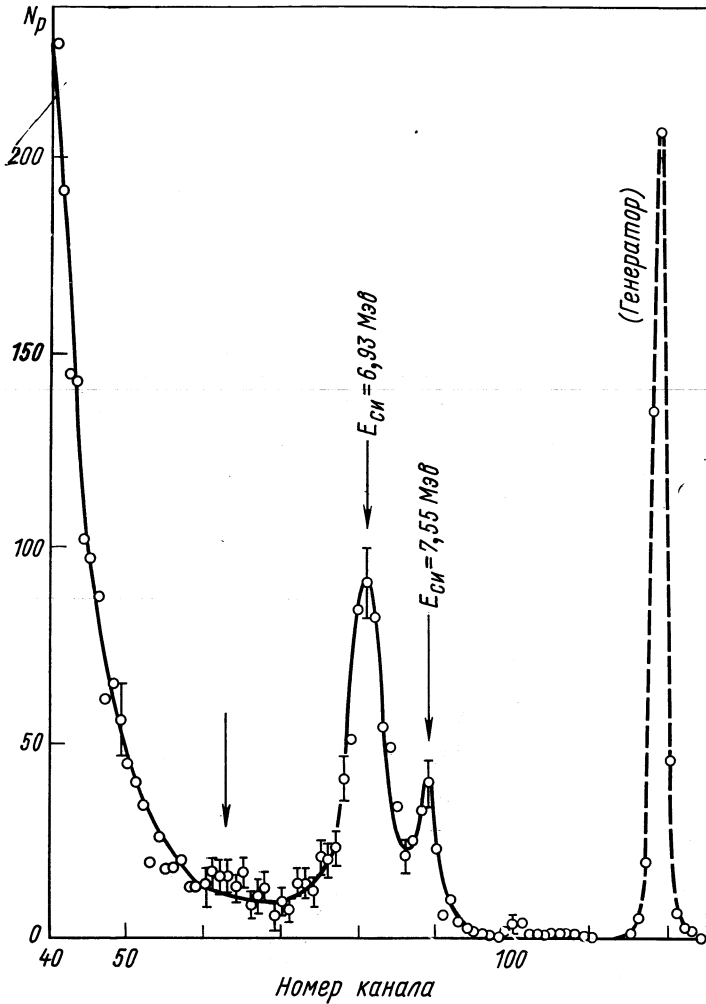


Рис. 5. Спектр запаздывающих протонов  $^{130}\text{O}$  [35]. Использовался внутренний пучок синхротрона,  $^{10}\text{B}$  ( $p, 2n$ )-реакция.

$\approx 18$  сек, другая более долгоживущая. По виду функции возбуждения первая была приписана распаду  $^{72}\text{Kг}$  или  $^{69}\text{Se}$ , вторая —  $^{73}\text{Kг}$ .

В работе [51] указывается, что  $^{116}\text{Cs}$  и  $^{120}\text{Cs}$ , возможно, являются излучателями запаздывающих протонов. Период полураспада последнего 60,2 сек.

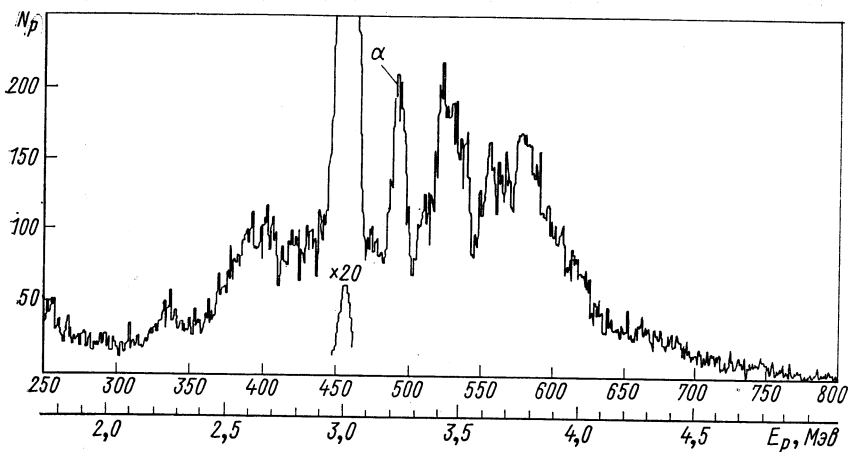


Рис. 6. Спектр запаздывающих протонов для  $^{109}\text{Te}$  [46], измеренный с помощью Si(Au)-детектора,  $^{96}\text{Ru}$  ( $^{16}\text{O}$ ,  $3n$ )-реакция. Активность собиралась методом Макфарлана [30]. Пики, помеченные индексом  $\alpha$ , обязаны  $\alpha$ -распаду  $^{109}\text{Te}$  и  $^{108}\text{Te}$ .

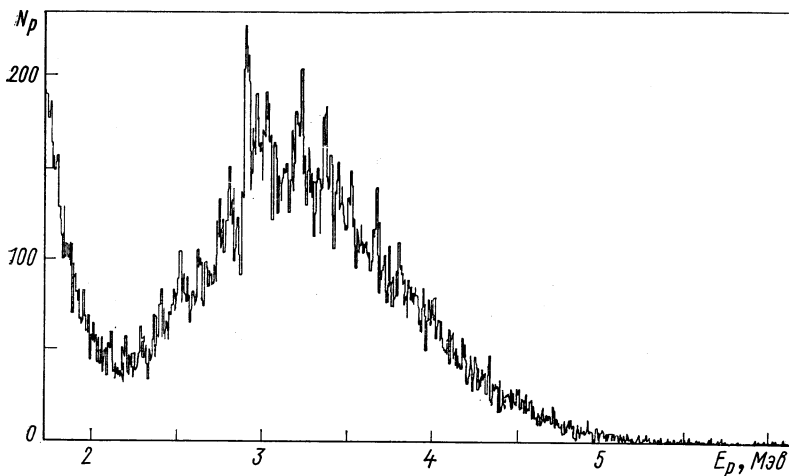


Рис. 7. Спектр запаздывающих протонов для  $^{115}\text{Xe}$ . Разрешение 15 кэв. Изотоп получен в реакции глубокого расщепления протонами с энергией 600 Мэв, выделение проведено масс-сепаратором «Изоolda» [48]. Рост интенсивности ниже 2 Мэв связан с  $\beta$ -фоном.

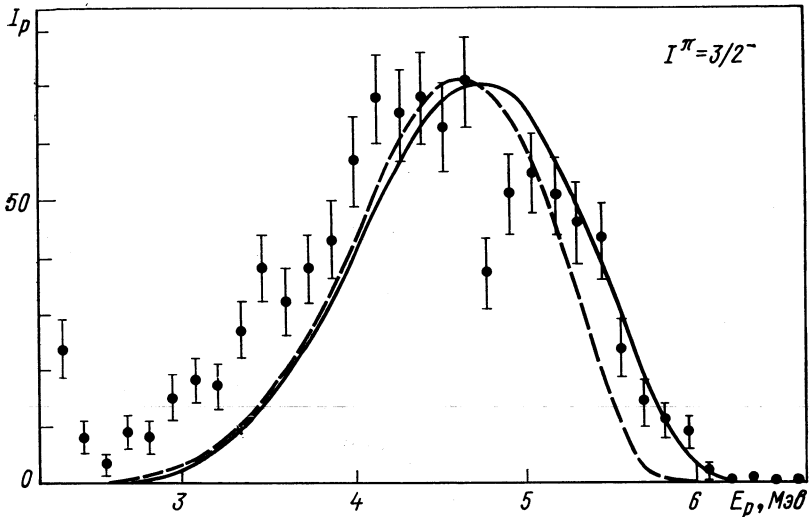


Рис. 8. Спектр запаздывающих протонов для  $^{181}\text{Hg}$ . Изотоп получен в реакции глубокого расщепления протонами 600 Мэв, выделен с помощью масс-сепаратора «Изольда» [74]:

— — — расчет для  $Q_0$  и  $V_p$  из работы [23]; — — для  $Q_0 + 0,16$  Мэв.

В работе [16], посвященной поиску протонного распада из основного состояния, в качестве побочного продукта наблюдались излучатели запаздывающих протонов среди изотопов редкоземельных элементов от Nd до Ho.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ

Известны два наиболее эффективных способа получения ядер с избытком протонов: а) реакции с испарением нейтронов, вызываемые заряженными частицами; б) реакции глубокого расщепления под действием частиц высокой энергии.

а. Область протонных излучателей проходит довольно близко от долины стабильности для относительно легких элементов. Для  $Z < 24$  в эту область удаётся попасть с помощью простых реакций типа  $(p, 2-3n)$  и  $(^3\text{He}, 2-3n)$ . По мере увеличения  $Z$  условия появления запаздывающего протонного излучения требуют все большего нейтронного дефицита. При этом более выгодными оказываются реакции, вызываемые тяжелыми ионами, так как они проходят через более нейтронно-дефицитные составные ядра. Так, для получения изотопа  $^{109}\text{Te}$  с помощью  $^3\text{He}$  необходима реакция  $^{112}\text{Sn}(^3\text{He}, 6n)$  в то же время при использовании ионов  $^{16}\text{O}$  требуется испарение только трех нейтронов:  $^{96}\text{Ru}(^{16}\text{O}, 3n)^{109}\text{Te}$ . С увеличением  $Z$  это различие становится еще более заметным. Чтобы

получить излучатель запаздывающих протонов  $^{179}\text{Hg}$ , необходимо испарение 14 нейтронов в реакции с  $^3\text{He}$ :  $^{190}\text{Pt} (^3\text{He}, 14n) ^{179}\text{Hg}$  и только пяти — в реакции с ионами  $^{32}\text{S}$ :  $^{152}\text{Gd} (^{32}\text{S}, 5n) ^{179}\text{Hg}$ . Реакции с вылетом меньшего числа нейтронов имеют большие

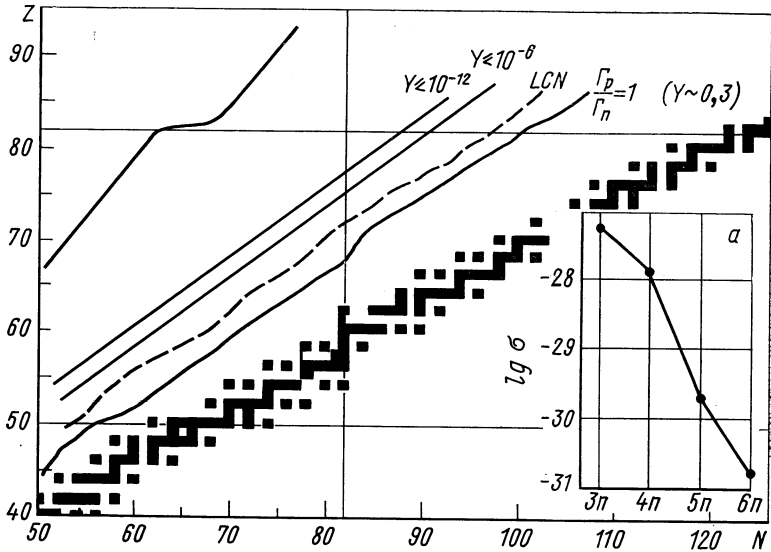


Рис. 9. Результат оценок выходов реакций с тяжелыми ионами для получения изотопов с большим недостатком нейтронов [26]:

плавные кривые проведены через изотопы с данным выходом  $Y$  (в единицах полного сечения);  $a$  — зависимость расчетных сечений для  $^{92}\text{Mo} (^{20}\text{Ne}, xn)$  от числа нейтронов [27]. По мере удаления от линии стабильности сечения резко падают.

сечения. Это связано с тем, что с процессом испускания нейтронов конкурирует вылет протона из составного ядра:

$$\sigma(xn) \approx \sigma_0 P_{xn} \prod_i^x (\Gamma_n/\Gamma)_i, \tag{3}$$

где  $\sigma_0$  — полное сечение;  $P_{xn}$  — вероятность вылета нейтронов при данной энергии возбуждения в отсутствие конкуренции со стороны испарения заряженных частиц,  $\Gamma \approx \Gamma_n + \Gamma_p$  — полная ширина. В области сильного нейтронного дефицита энергия связи протона существенно меньше, чем энергия связи нейтрона, поэтому  $\frac{\Gamma_n}{\Gamma} < 1$  и сечение  $\sigma(xn)$  падает с ростом числа ступеней испарения  $x$ . Это приводит к тому, что по мере удаления от долины  $\beta$ -стабильности выходы изотопов экспоненциально убывают. Такая тенденция демонстрируется на рис. 9, где приведена часть нейтрон-

протонной диаграммы для  $Z > 50$ , на которой указаны оценки поперечных сечений образования протонно-избыточных изотопов в реакциях с тяжелыми ионами [26]. Там же показаны расчетная кривая для сечений реакции типа  $(\text{Ne}^{20}, xn)$ , приводящих к легким изотопам теллура [27]. Систематика сечений реакций с тяжелыми ионами для получения легких изотопов редкоземельных элементов дана в работе [28]. Отметим, что из-за  $\Gamma_p > \Gamma_n$  в ряде случаев для получения протонно-избыточных ядер выгоднее использовать реакции с испусканием не только нейтронов, но и протонов.

Простота реакций образования излучателей запаздывающих протонов для  $Z < 24$  обеспечила надежную идентификацию новых изотопов определением порога реакции. Методы исследования активности здесь были тоже, как правило, просты: система полупроводниковых счетчиков в непосредственной близости от мишени. Применялись достаточно тонкие мишени, чтобы сохранить энергетическое разрешение, необходимое для разделения отдельных переходов. Для тонких измерений схем распада  $^{33}\text{Ag}$  и  $^{17}\text{Ne}$  в работе [31] использовалась более сложная система сбора активности, включавшая газовую мишень с парами  $\text{CS}_2$ , систему транспортировки ее гелиевым потоком через ловушку для вымораживания  $\text{CS}_2$ , и счетную камеру. Эта система позволяла выделять благородные газы из мишени, за 100 мсек переносить активность к счетной камере и вести измерения в условиях низкого фона.

При использовании тяжелых ионов для синтеза протонных излучателей среди более тяжелых элементов идентификация изотопов по функциям возбуждения усложняется из-за наличия большого числа каналов реакций, но остается возможной. Наиболее популярной в настоящее время методикой выделения и сбора активности в экспериментах с тяжелыми ионами является метод газовой струи, развитый Макфарланом и подробно описанный в работе [30]. В этом методе используется эффект отдачи в реакциях с тяжелыми ионами, в результате которого активность из твердой мишени переходит в газовый объем, откачиваемый через маленькое отверстие или капилляр. Струя газа увлекает ядра отдачи и переносит их к сборнику, на поверхности которого они адсорбируются. А далее — механическая система доставляет сборник к детекторам.

б. Реакции глубокого расщепления, вызываемые протонами высокой энергии, дают продукты в широком диапазоне  $Z$  и  $A$ . Нейтронодефицитное крыло массового распределения продуктов заходит в область излучателей запаздывающих протонов, однако относительный выход изотопов здесь очень низок. Это накладывает жесткие условия на методы отделения нужной активности от общей массы продуктов. На рис. 10 дана кривая выхода изотопов Cs, образующихся при облучении мишени из лантана пучком протонов с энергией 600 Мэв на синхротронном циклотроне в ЦЕРНе. Излучатель



протонов  $^{118}\text{Cs}$  имеет выход  $10^{-6}$  от полного. Если учесть вилку  $P_p$  для  $^{118}\text{Cs}$ , то получим, что протонная активность составляет всего лишь  $4 \cdot 10^{-10}$  от полной  $\beta$ -активности. Отметим, что в случае реакций с тяжелыми ионами аналогичная величина примерно на 4 порядка больше. Единственный способ выделить и идентифицировать нужную короткоживущую активность из продуктов реакций расщепления — масс-сепарация *on line*. Излучатели запаздывающих протонов сейчас успешно исследуются с помощью системы ИЗОЛЬДА в ЦЕРНе. Основные узлы этой системы: мишень на пучке (несколько десятков  $\text{г/см}^2$ ) из расплавленного металла, система транспортировки испарившейся активности к ионному источнику, ионный источник, система транспортировки ионов сквозь защиту,

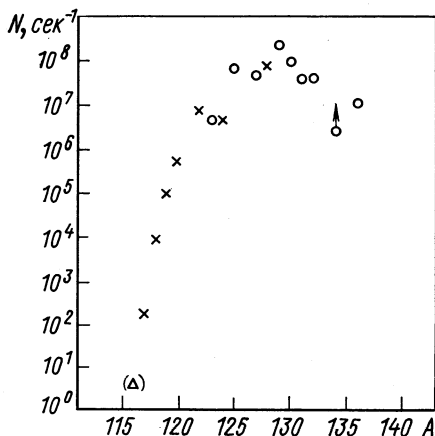


Рис. 10. Выход изотопов Cs при облучении пучком протонов с энергией 600 Мэв мишени из лантана [32].

магнитный анализатор, аппаратура для измерения радиоактивности. Подробное описание системы ИЗОЛЬДА можно найти в работе [33]. Отметим перспективность использования приборов такого типа и на пучках тяжелых ионов. Идентификация протонных излучателей вдали от магических ядер по функциям возбуждения оказывается очень трудоемкой и не слишком достоверной из-за возможного появления изотопов с близкими периодами полураспада.

#### 4. ИЗЛУЧАТЕЛИ ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ПРОТОНОВ С $Z > N$

Среди известных к настоящему времени протонных излучателей условия  $Z > N$  реализуется только в области  $Z < 30$ . Для этих относительно легких изотопов характерны две особенности, определяющие специфику подхода в исследовании их распада. Во-первых, плотность протонно-нестабильных уровней здесь невысока, и разрешающей способности полупроводниковых спектрометров заряженных частиц оказывается достаточно для выделения практически всех парциальных переходов. В результате возможно спектроскопическое изучение отдельных уровней. Во-вторых, при позитронном распаде изотопов с  $Z > N$  должно заселяться возбужденное состояние дочернего ядра, которое является изобарным

аналогом основного состояния материнского ядра. Если  $T$ -изотоп — спин исходного изотопа, то основное состояние дочернего ядра имеет изотоп-спин  $T - 1$ . Нижайшее возбужденное состояние с изотоп-спином, большим на единицу, является изобарным аналогом исходного состояния, и оно будет заселяться за счет сверхразрешенного  $\beta^+$ -перехода ( $\Delta T = 0$ ). Если для изобарного аналога выполняется энергетическое условие эмиссии протона, это состояние обнаружится в спектре протонов через появление группы с повышенной интенсивностью по сравнению с соседними. Остановимся на этом подробнее.

Эмиссия запаздывающих протонов и аналоговые состояния. Сверхразрешенная компонента позитронного распада с последующей эмиссией протона была установлена для ряда изотопов с  $T_z = -3/2$  и с  $A = 4n + 1$ :  $^{17}\text{Ne}$  [56],  $^{21}\text{Mg}$  [57],  $^{25}\text{Si}$  [57],  $^{29}\text{S}$  [40],  $^{33}\text{Ar}$  [58],  $^{37}\text{Ca}$  [42],  $^{41}\text{Ti}$  [58],  $^{49}\text{Fe}$  [44]. Кроме того, сверхразрешен-

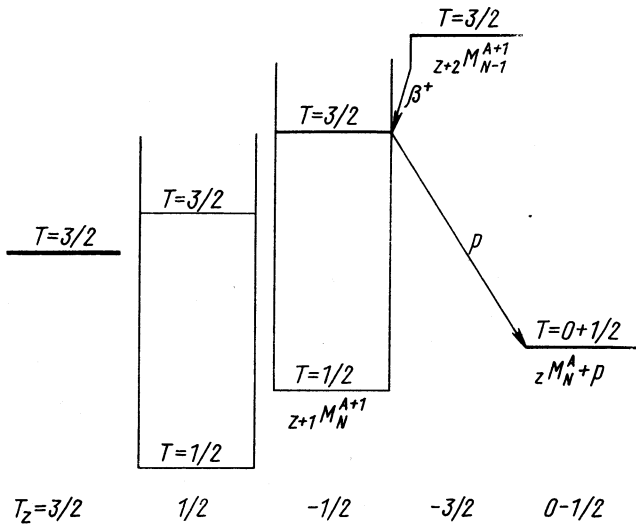


Рис. 11. Схема состояний, образующих изобарический квадруплет ( $T = 3/2$ ). Сверхразрешенный  $\beta^+$ -распад изотопа с  $T_z = 3/2$  в изобарный аналог сопровождается испусканием протона. Последний процесс запрещен правилами отбора по изотоп-спину.

ный переход на протонно-нестабильный уровень был найден для  $^{23}\text{Al}$  [38]. Это ядро также имеет  $T_z = -3/2$ , но принадлежит серии с  $A = 4n + 3$ . Изотопы с  $T_z = -3/2$  являются наиболее нейтрально-дефицитными членами изотопического квадруплета с  $T = 3/2$ . Схематически этот мультиплет изображен на рис. 11, взятом из работы Макферсона [60], где дан краткий обзор проблемы

на 1966 г. Из условия зарядовой инвариантности ядерных сил следует, что соседние члены мультиплетта различаются по массе на величину  $\Delta M = \Delta E_c - (m_n - m_H)$ , где  $\Delta E_c$  — кулоновская разница, равная,  $1,43 (Z/A^{1/3}) - 0,85$  ( $Mэв$ ).

Таким образом, кулоновская разница определяет энергию сверхразрешенного  $\beta^+$ -перехода:

$$(Q_0)_{\Delta T=0} = \Delta E_c - (m_n - m_H).$$

Протонный распад аналогового состояния запрещен, если  $T$  является строгим квантовым числом: действительно, при протонном распаде в основное состояние конечного ядра осуществляется переход  $T = 3/2 \rightarrow T = 1/2$  (см. рис. 11). Это означает, что распад происходит за счет примеси  $T = 1/2$  в аналоговом состоянии или  $T = 1$  в конечном. Поскольку радиационная ширина для аналоговых состояний указанных ядер много меньше «разрешенной» протонной, даже маленькой примеси оказывается достаточно для того, чтобы испускание протона успешно конкурировало с  $\gamma$ -переходом. Если пренебречь радиационным каналом распада, то ясно, что относительные интенсивности протонных переходов должны отражать относительные вероятности (или  $\lg Ft$ ) предшествующих  $\beta^+$ -переходов.

Спектр запаздывающих протонов для  $^{25}\text{Si}$ , взятый из работы Ридера и др. [39], где измерения для этого ядра сделаны с наилучшим разрешением, показан на рис. 12. Из анализа интенсивностей отдельных групп протонов следует, что со сверхразрешенным переходом связаны пики  $4,25$  и  $5,57 Mэв$ . Они соответствуют протонному переходу из состояния  $7,90 Mэв$  с  $T = 3/2$  ядра  $^{25}\text{Al}$  в первое возбужденное и основное состояние  $^{24}\text{Mg}$ . Более четко избарный аналог проявляется в протонном спектре  $^{33}\text{Ar}$ , который дан на рис. 13, взятом из работы Харди и др. [31]. Наиболее интенсивный пик в спектре при  $E_p = 3,27 Mэв$  обязан протонному распаду состояния с  $T = 3/2$  в ядре  $^{33}\text{Cl}$  ( $E = 5,55 Mэв$ ) в основное состояние  $^{32}\text{S}$ . Данные по энергетике сверхразрешенных  $\beta^+$ -переходов изотопов с  $T_z = -3/2$  ( $A = 4n + 1$ ) просуммированы на рис. 14, который взят из работы [60] и дополнен данным для  $^{49}\text{Fe}$ . Четко видно систематическое увеличение энергии сверхразрешенного  $\beta^+$ -перехода с ростом  $Z$ , связанное с увеличением кулоновской разницы. В связи с этим монотонно растет вклад этого перехода в полную вероятность распада. Энергия возбуждения аналогового состояния уменьшается, вместе с тем по данным работы [41] можно рассчитывать на наблюдение испускания протонов после сверхразрешенного перехода изотопов с  $T_z = -3/2$  вплоть до  $A \approx 60$  (при нечетном  $N$ ). Отметим, что измерения с запаздывающими протонами дали первые сведения о низшем возбужденном состоянии с  $T = 3/2$  для ядер  $^{17}\text{F}$ ,  $^{21}\text{Na}$ ,  $^{25}\text{Al}$ ,  $^{29}\text{P}$ ,  $^{33}\text{Cl}$ ,  $^{37}\text{K}$ ,  $^{41}\text{Sc}$ ,  $^{49}\text{Mn}$  ( $T_z =$

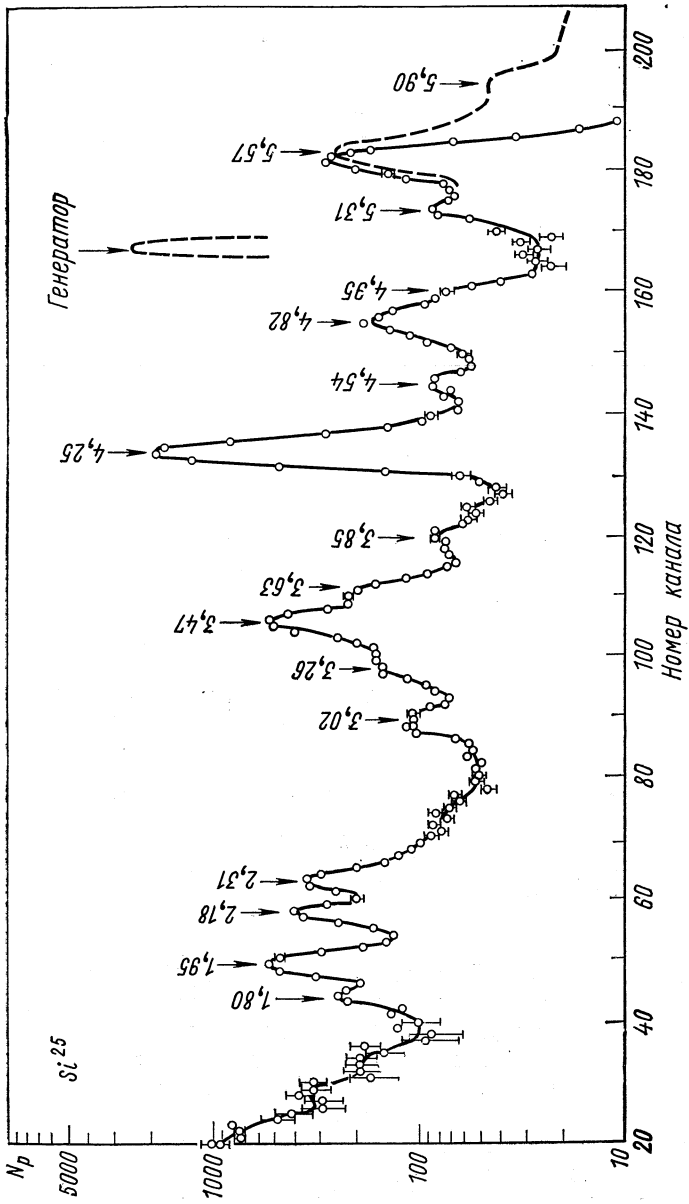


Рис. 12. Спектр запаздывающих протонов  $^{25}\text{Si}$  — из работы [39].

$= -1/2$ ). Затем это состояние для  $A \leq 37$  изучалось в ядерных реакциях [61].

Значение  $\lg Ft$  для указанных на рис. 14 сверхразрешенных переходов лежит в пределах от 2,9 до 3,6. Определение  $\lg Ft$

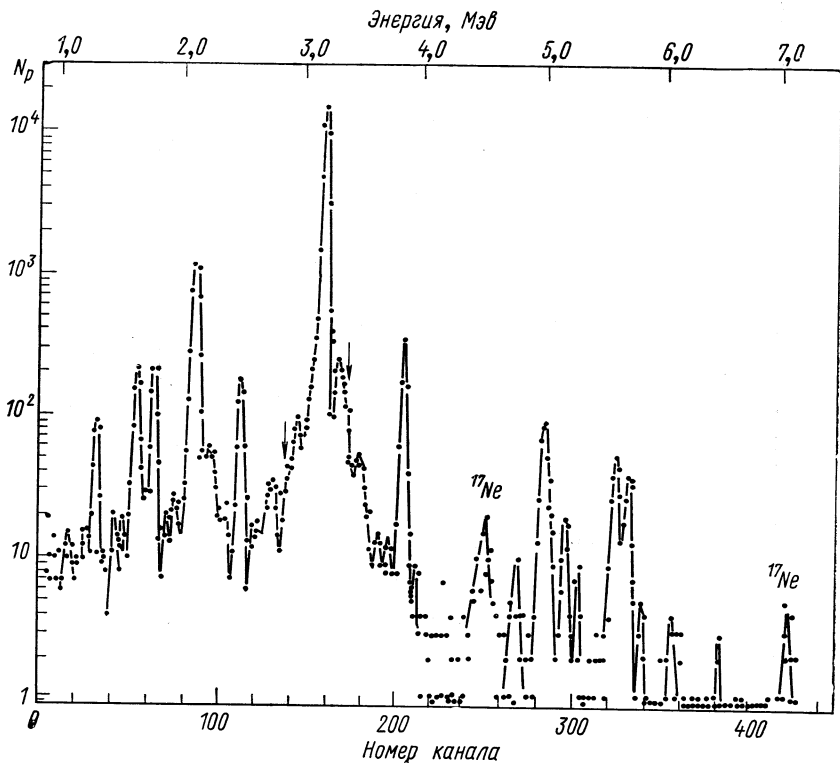


Рис. 13. Спектр запаздывающих протонов для  $^{33}\text{Ag}$ , измеренный с телескопом поверхностно-барьерных счетчиков [31].

оказывается не простой задачей, так как требует знания парциального периода полураспада в аналоговое состояние. Измерение полного времени жизни и распределения интенсивностей в протонном спектре оказывается недостаточным, поскольку часть возбужденных состояний дочернего ядра лежит ниже порога вылета протонов. Прямое измерение парциальных периодов полураспада оказывается возможным только для  $^{17}\text{Ne}$ , у которого все возбужденные состояния протонно-активны, а распад в основное состояние имеет малую вероятность ( $\sim 2\%$ ) и оценивается по зеркальному ядру. В работе [62] парциальные периоды для сверхразрешенного перехода  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$ ,  $^{29}\text{S}$ ,  $^{33}\text{Ag}$  и  $^{37}\text{Ca}$  определялись сравне-

нием интенсивностей соответствующих пиков в протонном спектре данного ядра и  $^{17}\text{Ne}$ . Во всех случаях использовалась одна и та же реакция  $(p, 3n)$ , для которой предварительно была тщательно изучена зависимость сечения от энергии. Этот метод обеспечивал погрешность измерения  $\lg Ft$ , равную  $\pm 0,3$ . Впоследствии  $\lg Ft$  для распада  $^{17}\text{Ne}$  и  $^{33}\text{Ar}$  были определены с точностью на порядок лучшей [31].

Для легких ядер массы аналоговых состояний, согласно Вигнеру [63], должны подчиняться изобарической массовой формуле

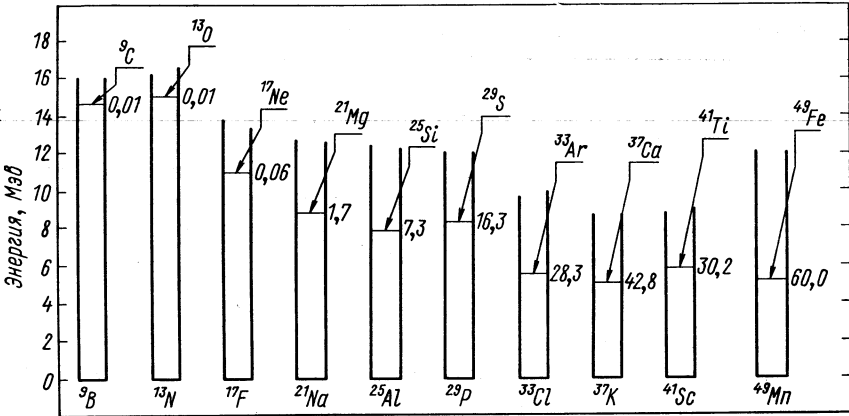


Рис. 14. Энергетическая диаграмма для изотопов с  $T_z = -3/2$  ( $A = 4n + 1$ ), испытывающих сверхразрешенный переход в изобарно-аналоговое состояние. На рисунке указаны относительные вероятности сверхразрешенного перехода (%).

$M = a(A, T) + b(A, T) T_z + C(A, T) T_z^2$ , выведенной в первом порядке теории возмущения, учитывающей эффекты зарядо-зависимых сил.

Это соотношение связывает массы  $2T + 1$  членов изотопического мультиплетта с изотоп-спином  $T$ . Для проверки справедливости этого соотношения надо знать, по крайней мере, четыре члена мультиплетта. Открытие излучателей запаздывающих протонов с  $T_z = -3/2$  (серия  $A = 4n + 1$ , о которой речь шла выше) дало недостающие члены квадруплетов с  $T = 3/2$  и позволило проверить это важное соотношение. Подробная информация на этот счет имеется в обзоре Черни [61]. В табл. 3, взятой из этой статьи, дано сравнение масс протонных излучателей с  $T_z = -3/2$  с предсказаниями изобарической массовой формулы. Массы указанных ядер измерялись по порогам реакций образования.

Для  $^{21}\text{Mg}$  — расхождение в 300 кэв, однако повторные измерения массы этого ядра обнаружили в прежних результатах погреш-

Таблица 3

Изотоп, $T_z = -3/2$	$M-A, Mэв *$ Эксперимент	Расчет	Изотоп, $T_z = -3/2$	$M-A, Mэв *$ Эксперимент	Расчет
$^{13}O$	28,916 (5)	28,961 (29)	$^{21}Mg$	10,62 (120)	10,934 (29)
$^{17}Ne$	23,11 (70)	23,102 (16)	$^{37}Ca$	-13,23 (50)	-13,20 (90)
	16,47 (250)	16,517 (26)			

\* В скобках указаны погрешности в кэв.

ность как раз в 300 кэв. Таким образом, в пределах 50—100 кэв соотношение работает хорошо в диапазоне  $Z$  от 6 до 20. Наиболее точные измерения массы — для  $^{13}O$  ( $\pm 5$  кэв). Различие между расчетом и экспериментом здесь выходит за пределы погрешностей, но, по-видимому, и за рамки точности квадратичного массового соотношения (требуется введение члена типа  $d(AT) \cdot T_z^3$ ).

Интересную информацию мог бы дать изобарический мультиплет с  $T = 2$ . Сейчас известны только члены с  $T_z = 2, 1, 0$ . Дополнить квинтет могли бы новые протонные излучатели с  $T_z = -2$ , такие, как  $^{20}Mg$ ,  $^{24}Si$ ,  $^{28}S$  и т. д. Эти изотопы должны испытывать сверхразрешенный переход в протонно-нестабильное состояние  $O^+$ ,  $T = 2$  в дочерних ядрах с  $T_z = -1$ . Изотопы серии  $T_z = -2$  можно получить в реакциях типа ( $^3He, 3n$ ), однако их нужно будет выделять на фоне протонных излучателей с  $T_z = -3/2$ , имеющих существенно более высокие сечения.

**Определение изотопической чистоты аналоговых состояний.** Выше указывалось, что протонный распад изобарных аналогов возможен только за счет изотопического смешивания в протонно-нестабильном и конечном состояниях. Следует ожидать большей примеси в возбужденном состоянии. Действительно, аналоговое состояние с  $T = 3/2$  лежит при достаточно высокой энергии, там, где довольно велика плотность уровней с  $T = 1/2$ . Среди них в непосредственной близости от аналогового состояния может оказаться уровень с тем же спином и четностью, который за счет кулоновского взаимодействия может дать заметную примесь. Примешивание состояния с  $T = 1$  к основному состоянию конечного ядра с  $T = 0$ ,  $O^+$  должно быть существенно меньше, так как расстояние между основным состоянием и первым уровнем  $O^+$  с  $T = 1$  велико (более 7 Мэв для  $A \leq 32$  [64]).

Представляет интерес определить степень изотопической чистоты изобарного аналога с  $T = 3/2$ . Для этого возможны два способа: а) измерение абсолютной протонной ширины; б) измерение абсолютной вероятности  $\beta$ -распада в аналоговое состояние и сравнение

ее с расчетом для идеального сверхразрешенного перехода. Второй способ был развит в работе Харди и др. [31] и использован для  $^{17}\text{Ne}$  и  $^{33}\text{Ag}$ . Прежде чем изложить основные результаты этой работы, напомним некоторые моменты теории  $\beta$ -распада.

Как известно, вероятность  $\beta$ -распада принято выражать величиной  $Ft$ . Фактор  $F$  называется статистической функцией  $\beta$ -распада, он определяет зависимость вероятности распада от энергии и  $Z$ . Величина  $Ft$  связана следующим образом с ядерными матричными элементами в случае разрешенного перехода [65, 66]:

$$Ft = \frac{2\pi^3 \ln 2 (\hbar^2/m_0^2 c^4)}{g_V^2 \mu_F^2 + g_A^2 \mu_{GT}^2} = \frac{6,19 \cdot 10^3}{\mu_F^2 + 1,41 \mu_{GT}^2}, \quad (4)$$

где  $g_V$  и  $g_A$  — константы векторного и аксиально-векторного взаимодействия;  $\mu_F$  и  $\mu_{GT}$  — матричные элементы фермиевского и гамов-теллеровского типа. Численная форма получена для «наилучших» в настоящее время значений  $g_V^2$  и  $g_A^2/g_V^2$ . Вид оператора фермиевского перехода таков, что  $\mu_F$  отлично от нуля, только когда  $\Delta T = 0$ . Для гамов-теллеровского перехода — правило отбора по  $T$ :  $\Delta T = 0, \pm 1$ . В случае сверхразрешенного  $\beta^+$ -перехода ( $\Delta T = 0, \Delta I = 0$  — распад в аналоговое состояние) в  $Ft$  дают вклад оба матричных элемента. Если дочернее после  $\beta^+$ -распада состояние имеет примесь с изотоп-спином  $T - 1$ , его волновая функция имеет вид

$$\Psi(I) = a\Psi_a(I, T) + b\Psi_b(I, T - 1). \quad (5)$$

Компонента  $\Psi_b$  не даст вклада в фермиевский матричный элемент. Модельно-независимое выражение для  $\mu_F$  в этом случае имеет вид

$$\mu_F^2 = [T(T + 1) - T_z T'_z] a^2. \quad (6)$$

Для интересующего нас случая сверхразрешенного перехода ( $T = 3/2, T_z = -3/2$ ) ( $T = 3/2, T'_z = -1/2$ ) получаем  $\mu_F^2 = 3a^2$ . Поскольку  $a^2$  является весовым фактором компоненты с  $T = 3/2$  для изобарно-аналогового состояния, эта величина характеризует его изотоп-спиновую чистоту.

Величина гамов-теллеровской компоненты сверхразрешенного перехода зависит от модельных волновых функций, но невелика по сравнению с  $\mu_F^2$ . В работе [66] с использованием волновых функций из модели Нильссона получено  $\mu_{GT}^2 = 0,11$  для  $^{17}\text{Ne}$  и 0,28 для  $^{33}\text{Ag}$ , т. е. гамов-теллеровский переход забирает около 5% в первом случае и 12% во втором от полной «силы» сверхразрешенного перехода. Даже значительные неопределенности модельного расчета, таким образом, не должны существенно повлиять на теоретическое значение  $\lg Ft$ .

Итак, задача определения величины примеси к изобарно-аналоговому состоянию сводится к измерению абсолютного значения  $\lg Ft$  и сравнению его с расчетным по (4). Для  $^{17}\text{Ne}$   $\lg Ft$  были



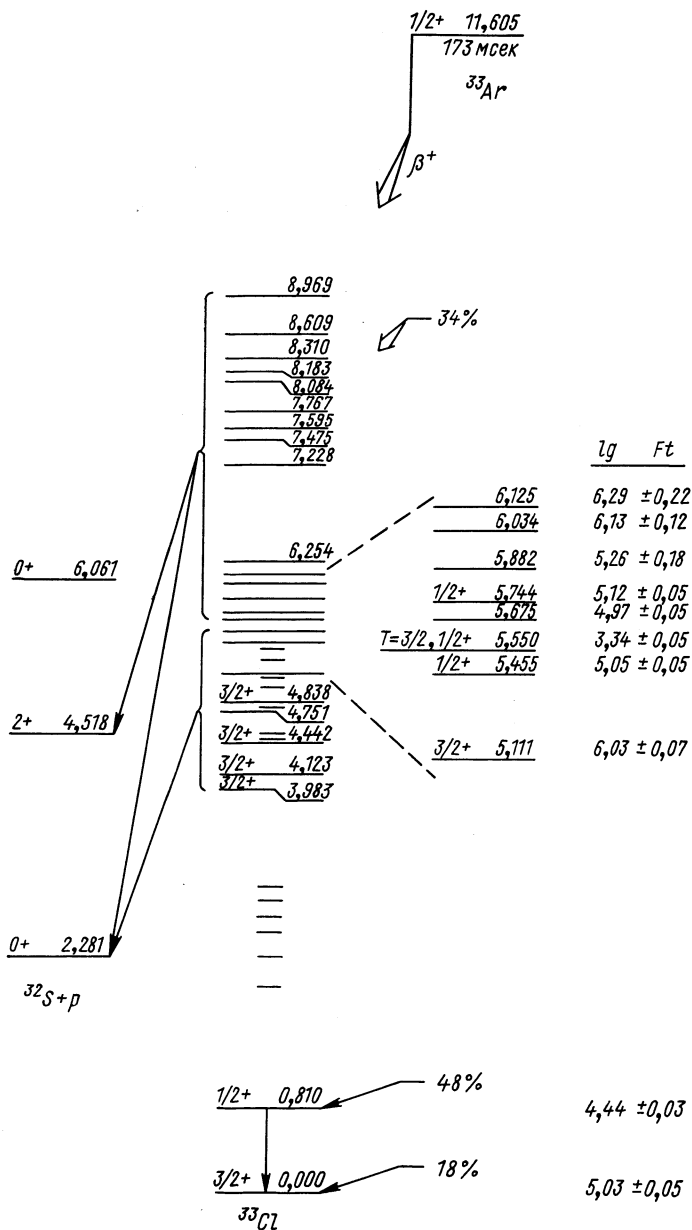


Рис. 15. Схема распада  $^{33}\text{Ar}$  [31]. Уровни, энергии которых указаны, заселяются в  $\beta^+$ -распаде и распадаются протонной эмиссией;  $\lg Ft$  были измерены для всех переходов, указаны только некоторые.

определены непосредственно из полного времени жизни и интенсивностей протонных линий. Для  $^{33}\text{Ag}$  в дополнение к спектру протонов были измерены  $\gamma$ -кванты и рассчитана вероятность распада в основное состояние из схемы распада зеркального ядра  $^{33}\text{P}$ . В  $\gamma$ -спектре была обнаружена только линия 810 *кэв* (рис. 15). При определении абсолютных вероятностей  $\beta$ -распада в протонно-нестабильные состояния учитывался переход в основное состояние и на уровень  $1/2^+(810 \text{ кэв})$ . Схема распада  $^{33}\text{Ag}$  и значения  $\lg Ft$  показаны на рис. 15. В результате получено  $a^2 > 0,95$  для состояния  $T = 3/2$  в  $^{17}\text{F}$ , а для  $^{33}\text{Cl}$   $a^2 = 0,81 \pm 0,09$ . Это означает, что примесь  $T = 1/2$  в аналоговом состоянии  $^{33}\text{Cl}$  порядка 10%. Отметим, что в этих опытах запаздывающие протоны использовались как способ выделения нужных переходов на интенсивном фоне других переходов.

В заключение этого раздела отметим, что возможно наблюдение сверхразрешенного  $\beta^+$ -перехода с последующей эмиссией протонов для изотопов с  $T_z$  более отрицательным, чем  $-3/2$ . В работе [11] указывается, что такая ситуация должна быть для четных по  $N$  изотопов с  $T_z = -2$  при  $A \leq 40$ .

### 5. ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ ПРОТОНЫ И ГРОСС-СТРУКТУРА $\beta$ -РАСПАДА

**Силовая функция  $\beta$ -перехода.** Близость величины  $a$  в (5) к единице является следствием зарядовой независимости ядерных сил. Градиент кулоновского потенциала приводит только к слабому перемешиванию состояний с разным изотопическим спином. Поэтому аналоговые состояния четко выделяются на фоне громадной плотности уровней с изотоп-спином на единицу меньше. Даже в случае самых тяжелых ядер ширина аналоговых состояний, расположенных при энергиях возбуждения более 15 *Мэв*, не превышает 300 *кэв*. Поскольку оператор фермиевского перехода ( $\tau_{\pm}$ ) совпадает с оператором перевода ядра в изобарно-аналоговое состояние,  $\beta$ -распад типа Ферми будет происходить только в изобарный аналог и близлежащие состояния, имеющие его примесь.

Оператор разрешенного перехода типа Гамова — Теллера содержит не только оператор поворота изотоп-спина нуклона  $\tau_{\pm}$  (превращающий нейтрон в протон или наоборот), но и спиновый оператор  $\sigma$ :

$$\Omega_{\pm} = \sum_n \sigma(n) \tau_{\pm}(n), \quad (7)$$

где суммирование — по всем нуклонам соответствующего типа. В соответствии с современными теоретическими представлениями сила распада Гамова — Теллера концентрируется в переходе начального состояния  $\Psi_0$  в состояние  $(\Psi)_{GT} = \Omega_{\pm} \Psi_0$ . Оператор  $\Omega_{\pm}$ , действуя на волновую функцию исходного ядра, переводит ней-

троны в протоны (или наоборот) без изменения орбитали, но с перевертыванием спина. В результате возникает коллективное состояние, включающее нейтрон-протонные частично-дырочные пары со спином  $1^+$ . Если бы ядерные силы были спиновыми-независимыми, состояние  $(\Psi)_{GT}$  совпало бы с аналоговым. Спин-орбитальное взаимодействие смещает  $(\Psi)_{GT}$  по энергии и «размазывает» его по многим реальным уровням ядра. В результате  $\mu_{GT}^2$  в зависимости от энергии перехода в среднем должны проявлять структуру «гигантского резонанса» с центром тяжести в районе изобарного аналога и с полушириной в несколько  $M\text{эв}$ . На «хвосте» этого гигантского резонанса могут быть локальные, меньшие по величине резонансы, связанные с простыми состояниями (например, одно-, трехквартичными состояниями для нечетных ядер), хорошо заселяемыми в  $\beta$ -распаде.

Подробный обзор теоретических работ по ядерному  $\beta$ -распаду дан в статье группы японских теоретиков Морита, Ямада и др. [68], внесших существенный вклад в разработку проблемы. Отметим также статью Габракова и Пятова [69], где дана общая микроскопическая точка зрения и проведены расчеты матричных элементов для некоторых деформированных ядер.

При рассмотрении  $\beta$ -распада с высокой энергией в области относительно тяжелых ядер ( $Z > 30$ ) оказывается полезным понятие силовой функции  $\beta$ -распада, равной  $S_\beta = \langle \mu^2 \rangle / D$ , где  $\langle \mu^2 \rangle$  — усредненный квадрат матричного элемента;  $D$  — среднее расстояние между уровнями дочернего ядра. Ясен физический смысл  $S_\beta(E)$ : это приведенная вероятность  $\beta$ -распада в единичный интервал энергии возбуждения. Введение понятия силовой функции  $\beta$ -распада оправдано тем, что при большой энергии  $Q_0$  заселяются возбужденные состояния дочернего ядра в области высокой плотности уровней, и в эксперименте практически изучаются усредненные по многим уровням свойства  $\beta$ -распада. Таким образом, силовая функция фермиевского типа имеет вид узкого резонанса, соответствующего распаду в аналоговое состояние. В случае распада гамов-теллеровского типа силовая функция имеет форму широкого (несколько  $M\text{эв}$ ) резонанса с максимумом, несколько смещенным относительно перехода в изобарный аналог. В зависимости от соотношения  $Z$  и  $N$  и знака  $\beta$ -распада в область энергетически разрешенных переходов попадают различные участки кривой гигантского резонанса силовой функции. Общие свойства силовой функции  $\beta$ -распада качественно описываются гросс-теорией, предложенной Ямада [70, 71]; оперирующей усредненными характеристиками ядра. На рис. 16 схематически показана силовая функция фермиевского и гамов-теллеровского типа для различных ядер.

Отметим, что в случае  $\beta^-$ -распада аналоговое состояние всегда лежит в области энергетически запрещенных переходов. Это есте-

ственно, так как масса изобарного аналога}— продукта  $\beta^-$ -распада превышает массу исходного ядра на  $\Delta E_c - (m_n - m_H)$ , где  $\Delta E_c$  — кулоновская разность. В область реальных переходов попадает возрастающий участок силовой функции гамов-теллеровского перехода с весьма незначительной примесью фермиевского. Изобарно-аналоговое состояние заселяется при позитронном распаде ядер с  $Z > N$ . Для таких изотопов имеется возможность проследить большую часть кривых гигантского резонанса как для перехода типа Ферми, так и для гамов-теллеровского. Для ядер

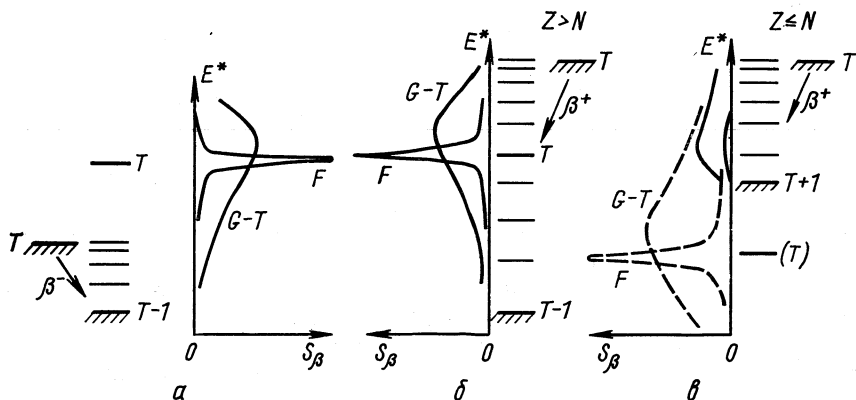


Рис. 16. Иллюстративный вид  $\beta$ -силовой функции согласно гросс-теории  $\beta$ -распада:

$a$  —  $\beta^-$ -распад;  $б$  —  $\beta^+$ -распад для ядер с  $Z > N$ ;  $в$  —  $\beta^+$ -распад для ядер с  $Z < N$ ; — — — без учета принципа Паули; — — — с учетом;  $T$  — изотопический спин;  $F$  — фермиевский переход;  $G - T$  — переход типа Гамова — Теллера.

с  $Z < N$  снова переход между изобарными аналогами не реализуется. Аналоговое состояние оказывается на этот раз в области заполненных состояний, снова в диапазон реальных переходов попадает только хвост гамов-теллеровского гигантского резонанса со слабой примесью фермиевских переходов.

На фактический вид силовой функции оказывает влияние принцип Паули и эффект спаривания. На рис. 16 показаны силовые функции, полученные в пренебрежении принципом Паули и с его учетом. Включение принципа Паули означает учет вероятности того, что состояние, в которое переходит нуклон при  $\beta$ -распаде, — свободное. Существенное изменение силовая функция претерпевает в районе уровня Ферми, где в пределах энергии порядка  $2\Delta$  ( $\Delta$  — энергия спаривания, равная примерно  $12A^{-1/2} \text{ Мэв}$ ) числа заполнения одночастичных уровней за счет остаточного взаимодействия меняются от 1 до 0. Это приводит к более резкому росту силовой функции  $\beta^-$ -распада, к появлению возрастающей ветви в силовой функции  $\beta^+$ -перехода при  $Z < N$  вместо монотонного спада.

Для переходов в состояния с высокой энергией существен вклад многих нуклонов, первоначально находящихся в спаренных конфигурациях. При этом практически не будут заселяться состояния ниже некоторой энергии  $S$ , связанной с параметром спаривания. Следует предположить, что  $S = 0$  для нечетно-нечетных,  $S = 2\Delta$  для четно-нечетных и  $S = 4\Delta$  для четно-четных дочерних ядер. Таким образом, в силовой функции  $\beta$ -распада появляется отсечка, связанная со спариванием, выше которой  $\beta$ -переход имеет коллективную природу.

Общие свойства силовой функции, приведенные выше, дают качественное объяснение некоторым экспериментальным фактам.

а. Расчеты в рамках оболочечной модели с включением спаривания дают величины матричных элементов в 5—10 раз большие, чем эксперимент. Учет гросс-структуры силовой функции  $\beta$ -распада (или, другими словами, включение гамов-теллеровского остаточного взаимодействия) улучшает согласие с экспериментом.

б. Находит объяснение факт преобладающей роли гамов-теллеровского перехода при разрешенном  $\beta$ -распаде между низколежащими состояниями.

в. Становится понятным, почему матричные элементы  $\beta^+$ -распада в среднем больше, чем при  $\beta^-$ -распаде.

Прямые измерения силовой функции электронного захвата для ряда нейтрондефицитных изотопов от  $\text{Ig}$  до  $\text{Rn}$  были проведены в ЦЕРНе [72]. Разделенные масс-сепаратором «Изольда» изотопы исследовались с помощью гамма-спектрометра полного поглощения. Спектрометр включал два больших кристалла  $\text{NaI}(\text{Tl})$  ( $150 \times 150$  см). Измерялся суммарный спектр  $\gamma$ -излучения, интенсивность в котором определялась вероятностью  $K$ -захвата в состояние дочернего ядра с данной энергией. Этот метод имеет весьма скромное энергетическое разрешение и требует сложной обработки аппаратурных спектров для получения спектра энергий возбуждения. Тем не менее авторам удалось получить ряд важных результатов о силовой функции. Показано, что силовая функция плавно меняется с энергией, с числом нейтронов и протонов. В качестве хорошего приближения предлагается модельная функция, равная нулю ниже энергии отсечки  $S$  и постоянной величине — выше этой энергии. Параметр отсечки  $S$  оказался слегка ниже (на фактор  $\sim 0,6$ ), чем теоретическое значение  $2\Delta$  для нечетных и  $4\Delta$  для четно-четных дочерних ядер. Заметные пики появляются лишь в области энергий возбуждения  $1,5$ — $3,5$   $M\text{эв}$ . Они интерпретируются как возникающие за счет перехода  $h_{11/2}^p \rightarrow h_{3/2}^n$ . Общее поведение силовых функций находится в соответствии с картиной, нарисованной выше, и демонстрирует ценность статистического подхода в описании  $\beta$ -распада с высокой энергией.

Специфические возможности для исследования силовой функции  $\beta^+$ -распада предоставляют запаздывающие протоны. Здесь

оказывается возможным изучать силовую функцию в различных приближениях в отношении энергетического разрешения, выделяя структуры различного порядка: гросс-структуру, промежуточные резонансы, тонкую структуру. На рис. 17 показано распределение приведенной вероятности  $\beta$ -распада  $^{33}\text{Ar}$  в функции энергии возбуждения  $^{33}\text{Cl}$  [73]. Это распределение получено суммированием

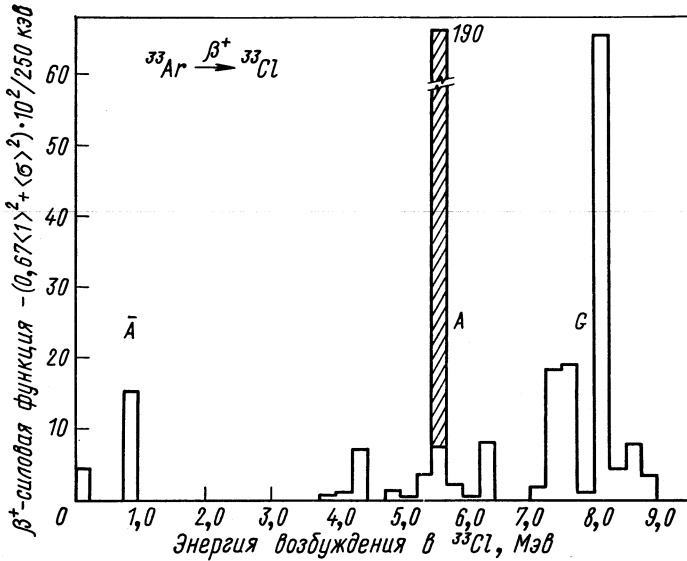


Рис. 17. Зависимость распределения вероятности  $\beta$ -распада  $^{33}\text{Ar}$  от энергии возбуждения  $^{33}\text{Cl}$ . Распад в аналоговое состояние выделен диагональной штриховкой [73].

парциальных переходов по интервалу 250 кэв. Абсолютные приведенные вероятности парциальных переходов определялись из спектра запаздывающих протонов (см. выше). Плотность возбужденных состояний  $^{33}\text{Cl}$  недостаточно велика для получения хорошего усреднения, тем не менее ожидаемая структура силовой функции определенно проявляется. Ферми-переход локализуется вблизи аналогового состояния  $A$ . В районе энергии возбуждения около 8 Мэв также отмечается резонансное повышение вероятности  $\beta$ -распада. Это, по-видимому, связано с гигантским резонансом гамов-теллеровского перехода  $G$ . Некоторый подъем приведенной вероятности в районе 1,0 Мэв приписывается влиянию так называемого антианалогового состояния.

В случае изотопов с  $Z < N$  в диапазон энергий, соответствующих спектру запаздывающих протонов, попадает только хвост кривой гигантского резонанса гамов-теллеровского перехода.

Немонотонности в ходе силовой функции можно связать с простыми структурами, благоприятствующими  $\beta$ -распаду. Исследование локальных резонансов, обязанных простым состояниям, представляет большой интерес, так как дает информацию об остаточном взаимодействии, размазывающем такие состояния по реальным уровням ядра. Для извлечения сведения о силовой функции  $\beta$ -перехода из спектров запаздывающих протонов в работах [47, 53] и затем в работах [49, 74] была развита статистическая модель процесса испускания запаздывающих протонов, которую рассмотрим в следующем разделе.

**Статистическая модель процесса испускания запаздывающих протонов.** Рассмотрим случай разрешенного (для определенности) перехода типа  $G - T$  ядра  $(Z, N)$  со спином  $j^\pi$ . В дочернем ядре  $(Z - 1, N + 1)$  будут заселяться состояния со спином  $i^\pi = j^\pi, (j \pm 1)^\pi$  (см. рис. 1). Протонно-нестабильные состояния будут распадаться либо испусканием протона в основное или возбужденные состояния  $f$  внучатого ядра, либо радиационным образом. Интенсивность запаздывающих протонов, отвечающих распаду  $\nu$ -состояния со спином  $i^\pi$  в конечном  $f$ , с энергией  $E_f$  равна

$$Y_{if\nu} = F(Z, Q) \cdot \mu_{jiv}^2 (\Gamma_p/\Gamma)_{if\nu}. \quad (8)$$

Первые два фактора определяют вероятность  $\beta^+$ -перехода из состояния со спином  $j$  в состояние  $\nu$  со спином  $i$ ;  $F(Z, Q)$  — известная статистическая функция  $\beta$ -распада, дающая зависимость суммарной вероятности  $\beta^+$ -распада и электронного захвата от  $Z$  и энергии перехода  $Q$ .

Для  $Q$  справедливо следующее выражение:

$$Q = (Q_0 - B_p) - E_p A / (A - 1) - E_f, \quad (9)$$

где  $Q_0$  — разность масс основных состояний исходного и дочернего ядер;  $\mu_{jiv}^2$  — квадрат матричного элемента перехода;  $(\Gamma_p)_{if}$  — протонная ширина, отвечающая распаду  $i \rightarrow f$ ;  $\Gamma_i$  — полная ширина состояния  $i$ :

$$\Gamma_{iv} = (\Gamma_\nu)_{iv} + \sum_f (\Gamma_p)_{if\nu}. \quad (10)$$

Для изотопов с  $A$  больше примерно 100 парциальные переходы в протонном спектре практически не разделяются, так как разрешение спектрометров  $\delta E$  оказывается существенно больше, чем  $D$  — среднее расстояние между уровнями. В этом случае интенсивность протонного спектра  $I(E_p)$  появляется как результат суммирования парциальных переходов (8) в некотором интервале  $\Delta E_p$  по  $\nu, i$  и  $f$ :

$$I(E_p) \cdot \Delta E_p = \sum_{i, f, \nu} Y_{if\nu} = \sum_{i, f} F \left[ \sum_{\nu} (\mu^2 \Gamma_p / \Gamma)_{if\nu} \right]. \quad (11)$$

В предположении  $\Delta E_p \gg D_{if}$  суммирование по  $\nu$  заменяем произведением среднего  $\left\langle \mu^2 \cdot \frac{\Gamma_p}{\Gamma} \right\rangle_{if}$  на эффективное число парциальных переходов в  $\Delta E_p$  равное  $\Delta E_p / D_{if}$ , где  $D_{if}$  — среднее расстояние между уровнями со спином  $i$  при энергии возбуждения

$$E^* = E_p A / (A - 1) + B_p + E_f. \quad (12)$$

Будем в дальнейшем исходить из предположения, что вероятности  $\beta$ -перехода и последующей эмиссии протона статистически независимы. Пока не ясно, насколько это верно, однако такое допущение естественно как первое приближение. В результате имеем

$$I(E_p) = \sum_{if} F(Z, Q) \frac{\langle \mu^2 \rangle_{if}}{D_{if}} \left\langle \frac{\Gamma_p}{\Gamma} \right\rangle_{if}. \quad (13)$$

Величина  $\langle \mu^2 \rangle_{if} / D_{if} = S_{\beta i}$  — силовая функция  $\beta^+$ -перехода в состояние дочернего ядра со спином  $i$  и энергией возбуждения  $E^*$ .

Формула (13) является основным соотношением статистической модели процесса испускания запаздывающих протонов. Гросс-структура протонного спектра определяется усредненными характеристиками  $\beta$ -распада и протонной эмиссии. Фактор  $F(Z, Q)$  уменьшается с ростом энергии возбуждения и, следовательно, энергии протона. С другой стороны, относительная протонная ширина  $\langle \Gamma_p / \Gamma \rangle$  растет с увеличением  $E_p$  в области, где  $\Gamma_p \ll \Gamma_\nu$ , затем приближается к единице. Произведение этих двух величин приводит к типичной гросс-структуре протонных спектров: рост интенсивности в среднем при увеличении энергии протона, а затем спад.

Подчеркнем, что первое условие применимости формулы (13) — достаточно большое число парциальных переходов в энергетическом канале:  $\Delta E_p \gg D$ . Если это не соблюдается для измеренного спектра, необходимо провести дополнительное усреднение (сглаживание), прежде чем проводить сравнение с расчетом по статистической модели. Расчеты такого типа впервые были проделаны для  $^{111}\text{Te}$  в работах [47, 53], а затем в работах [49, 74].

Силовую функцию  $\beta$ -распада  $S_\beta$  можно извлечь из усредненных спектров запаздывающих протонов сравнением с расчетом по формуле (13). Остановимся подробнее на отдельных компонентах этого соотношения.

В работах [49, 74] предполагается, что зависимость  $S_{\beta i}$  от спинов может быть выражена статистическим весовым фактором  $g(j, i)$ :  $S_{\beta i} = g(j, i) S_\beta$ . Для разрешенных переходов, типа Гамова — Теллера, в которых участвуют спаренные нуклоны, этот фактор принимается следующим:

$$g(j, i) = (2i + 1) [3(2j + 1)]^{-1}.$$

Аргументы в пользу этого приведены в работе [74].



Статистическая функция  $\beta^+$ -перехода  $F(Z, Q)$  протабулирована (см., например, [75]), и ее можно легко рассчитать как функцию  $E_p$ , используя соотношение (9), если известна величина  $Q_0 = B_p$ . Выше будут описаны способы определения этой величины с точностью примерно 100 кэв измерением спектров запаздывающих протонов в совпадениях с позитронами и  $\gamma$ -квантами.

Протонные ширины можно получить по известной формуле оптической модели через коэффициент трансмиссии  $T_{j_p l_p}$  и плотность уровней с данным спином и четностью:

$$(\Gamma_p)_{if} = \frac{1}{2\pi\rho_i} \left[ \sum_{j_p \pi_i \pi_f} T_{j_p l_p}(E_p) \right]. \quad (14)$$

Суммирование производится по тем парциальным волнам, которые разрешаются законом сохранения момента количества движения и четности. В подобного рода расчетах широко используют таблицы коэффициентов трансмиссии для протонов [76], которые определены для потенциала Саксона — Вудса в широком диапазоне  $E_p$  и  $A$ , однако для каждого  $l$  сделано усреднение по двум возможным значениям полного углового момента.

Для расчета плотности уровней можно использовать различные соотношения. Наиболее реалистические оценки  $\rho_i(E)$ , по-видимому, можно сделать с помощью рецепта Камерона и Гильберта [77]. В этой работе дается комбинированная формула для плотности уровней: вначале — экспоненциальная зависимость от энергии (постоянная температура), затем, после некоторой критической точки, — переход к формуле для ферми-газа.

Много неопределенности пока в отношении полной радиационной ширины  $\Gamma_\gamma$ , которая существенно влияет на форму протонного спектра в диапазоне энергий, где  $\Gamma_\gamma > \Gamma_p$ . Имеется набор формул, отличающихся различной зависимостью от таких параметров ядра, как массовое число, энергия возбуждения, параметр плотности. Выбор между ними затруднителен, так как прямые данные по полным радиационным ширинам в достаточно широком диапазоне изменения энергии возбуждения отсутствуют. Затруднительно воспользоваться теоретическими формулами, так как неясно, какова средняя мультипольность излучения для энергий возбуждения от 3 до 7 Мэв. В наших ранних работах [47, 53] использовалась полуэмпирическая формула, полученная Столови и Гарви в работе [78] из анализа данных по радиационному захвату нейтронов:

$$\Gamma_\gamma = 5,3 \cdot 10^{-11,5} \cdot A^{0,67} \cdot U^{4,3} D^{0,25} \text{ Мэв}, \quad (15)$$

где  $U = E - \delta$  — эффективная энергия возбуждения;  $\delta$  — поправка на спаривание.

В работе Малэчки и др. [79] был собран весь экспериментальный материал по радиационным ширинам ядер в области массовых чисел от 60 до 247. Наилучшим образом данные описываются эмпирическим выражением

$$\Gamma_\gamma = 10,5 \cdot A^{-1} a^{-0,5} (1 - 0,01I^2) \cdot 10^{-6} \text{ Мэв}, \quad (16)$$

где  $a$  — параметр плотности.

Приведенные формулы для  $\Gamma_\gamma$  сильно отличаются зависимостью от энергии возбуждения. Ширины, рассчитанные по (15) и (16), близки при энергии возбуждения 7–9 Мэв, однако отличаются на порядок при 3 Мэв. Это неудивительно, поскольку наиболее слабым местом этих формул является как раз зависимость от энергии возбуждения. Причина этого состоит в том, что исходные данные относятся к довольно узкому интервалу изменения энергии. Расчеты по (15) и (16) следует рассматривать как граничные значения.

Если  $Q_0 - B_p$  известно, то в формулу (13) входит единственный энергетический параметр  $B_p$ , который выбирается из условия наилучшего согласия экспериментального спектра с расчетным, при том или ином предположении о силовой функции  $\beta$ -распада  $S_\beta$ .

**Анализ усредненной формы протонного спектра.** Рассмотрим несколько примеров анализа gross-структуры спектров запаздывающих протонов.

а)  $^{111}\text{Te}$  (по работам [47, 53]).

При расчете усредненной формы протонного спектра предположено, что спин этого изотопа  $5/2^+$  (известные ядра с 59 нейтронами и четным  $Z$  имеет спин  $5/2^+$ ). Нечетный нейтрон занимает состояние  $d_{5/2}$ . В результате  $\beta^+$ -распада и  $K$ -захвата заселяются состояния  $3/2^+$ ,  $5/3^+$  и  $7/2^+$  ядра  $^{111}\text{Sb}$ . Основной вклад в протонный спектр

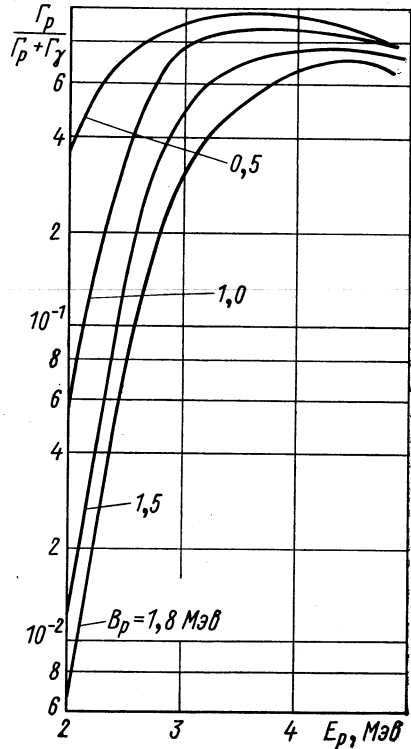


Рис. 18. Расчетные величины  $\Gamma_p/\Gamma$  для распада состояний  $5/2^+$   $^{111}\text{Sb}$  в основное  $0^+$ -состояние  $^{110}\text{Sn}$ . Расчеты сделаны для разных  $B_p$ . Протонная ширина при данной  $E_p$  уменьшается с ростом  $B_p$  из-за увеличения плотности уровней. Расчеты  $\Gamma_\gamma$  проводились по формуле (15).

дают переходы с уровней  $3/2^+$  и  $5/2^+$  в основное состояние  $^{110}\text{Sn}$  ( $d$ -протоны). Испускание протонов из состояний  $7/2^+$  заметно заторможено за счет центробежного барьера ( $l_p = 4$ ). Незначителен и вклад переходов в первое  $2^+$  возбужденное состояние  $^{110}\text{Sn}$ .

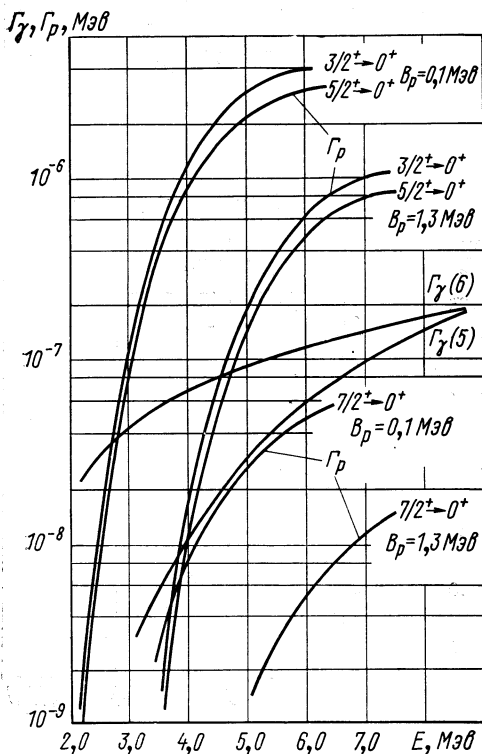


Рис. 19. Зависимость расчетных частичных протонных ширин и полных радиационных ширин от энергии возбуждения для  $^{110}\text{Sb}$ . Приведены результаты для двух значений  $B_p = 0,1$  и  $1,3$  Мэв. Радиационные ширин  $\Gamma_\gamma$  (5) и  $\Gamma_\gamma$  (6) получены по формулам (15) и (16) соответственно. Приведены расчеты только для распада в основное состояние конечного ядра. Для  $^{111}\text{Sb}$  результаты близки.

На рис. 20 показано сравнение расчетного спектра с экспериментальным, усредненным по интервалу 300 кэв. В расчете использовалась величина  $Q_0 - B_p = 5,07$  Мэв, полученная в специальном эксперименте. Единственным параметром расчета было  $B_p$ , оптимальное значение которого находится по методу наименьших

Энергия возбуждения этого состояния  $1,2$  Мэв. Расчеты показывают, что только несколько процентов полной интенсивности протонов связано с распадом в состояние  $2^+$ . На рис. 18 и 19 приведены расчетные величины  $\Gamma_p$ ,  $\Gamma_\gamma$  и  $\Gamma_p/\Gamma$  в функции энергии. Эти рисунки дают представление о зависимости частичных ширин от энергии, спина и энергии связи протона.

Расчеты усредненного протонного спектра были проделаны в различных предположениях о силовой функции  $\beta$ -распада. На основании того, что сказано выше наиболее разумной стартовой точкой является предположение о постоянстве силовой функции. Однако были сделаны расчеты также и для экспоненциально растущей силовой функции. Этот вариант отвечает допущению, что усредненный матричный элемент постоянен. Такое предположение широко использовалось во всех работах по анализу запаздывающих нейтронов.

квадратов. Предположение  $S_\beta = \text{const}$  позволяет хорошо описать измеренный спектр. Отклонение экспериментальных точек от расчетной кривой не превышает 20%, хотя диапазон изменения интенсивности в спектре составляет два порядка. Согласие с экспериментом несколько улучшается, если в соответствии с gross-теорией  $\beta$ -распада предположить слабое уменьшение (примерно в 1,5 раза) силовой функции в пределах протонного спектра. Из рис. 21 следует, что предположение  $\langle \mu^2 \rangle = \text{const}$  определенно не отвечает действительности.

б)  $^{109}\text{Te}$  (по данным работы [46]).

При анализе этого случая исследовалось, насколько и в каком отношении результаты чувствительны к варианту расчета полной радиационной ширины. Отметим, что для  $^{109}\text{Te}$ , так же как и для  $^{111}\text{Te}$ , основной вклад в спектр ( $\sim 94\%$ ) обязан переходам  $5/2^+ \rightarrow 0^+$  и  $3/2^+ \rightarrow 0^+$  ( $^{108}\text{Sn}$ ) (спин  $^{109}\text{Te}$  предположен  $5/2^+$ ). Наиболее интересный результат анализа здесь в том, что силовая функция  $\beta^+$ -перехода проявляет четкий резонанс при энергии возбуждения 4,7–5,0 Мэв.

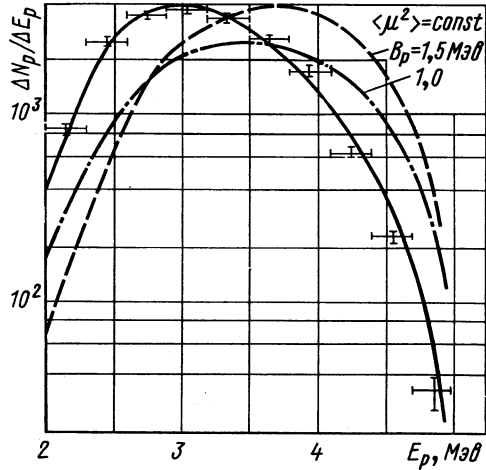


Рис. 20. Сравнение усредненного спектра запаздывающих протонов  $^{111}\text{Te}$  с расчетным:

— — соответствует предположению  $S_\beta = \text{const}$ ,  $B_p = 1,8 \text{ Мэв}$ ,  $Q_\alpha - B_p = 5,07 \text{ Мэв}$ ; - - - - рассчитаны в предположении  $\langle \mu^2 \rangle = \text{const}$ .

Сравнение эксперимента с расчетом по статистической модели в предположении постоянства силовой функции  $\beta$ -распада дано на рис. 21. Для нахождения  $\Gamma_\gamma$  применялась как формула (15) (кривая *a*), так и (16) (кривая *b*). Столь различные зависимости  $\Gamma_\gamma$  от энергии не влияют существенно на форму расчетной кривой, однако ценой различных значений параметра  $B_p$ , отвечающего наилучшему согласию с экспериментом. В отличие от  $^{111}\text{Te}$  предположение о постоянстве  $S_\beta$  явно неудовлетворительно. Избыточная интенсивность протонов между 3,2 и 4,0 Мэв определенно должна быть связана с резонансом в  $S_\beta^*$ . Для получения фактического вида  $S_\beta$  был сделан расчет спектра в предположении  $S_\beta = \text{const}$

\* Протонная ширина в районе резонанса существенно больше радиационной, поэтому любые резонансные эффекты в протонной силовой функции дадут не более 20% изменения в интенсивности протонов.

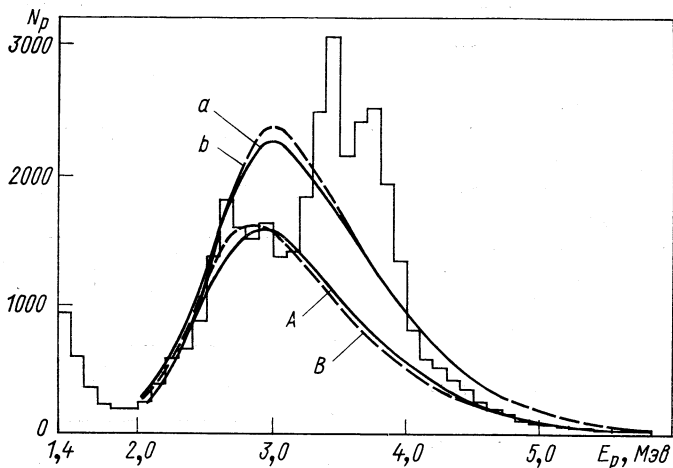


Рис. 21. Сравнение расчетных спектров протонов с усредненным (по интервалу 100 кэВ) экспериментальным спектром для  $^{109}\text{Te}$ . Расчет — в предположении постоянства силовой функции  $\beta$ -распада. При подгонке по МНК использовался весь экспериментальный спектр (а, б). Аналогичные кривые А и В получены при подгонке к эксперименту в диапазоне  $E_p < 3,3$  МэВ и  $E_p > 4,4$  МэВ (вне резонанса с максимумом при  $E_p \approx 3,7$  МэВ).

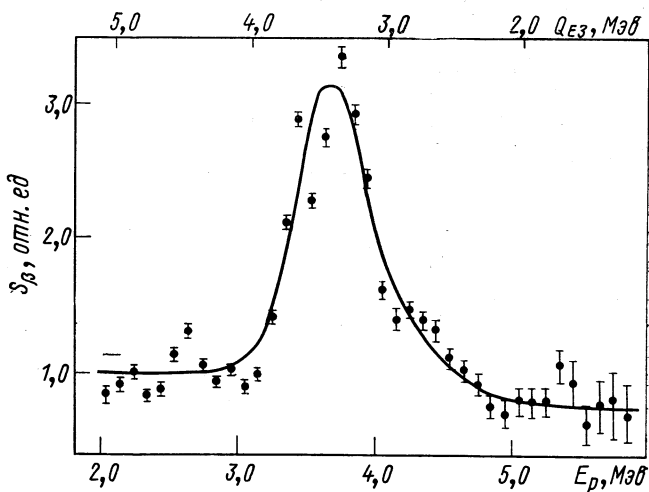


Рис. 22. Зависимость силовой функции  $\beta^+$ -перехода для  $^{109}\text{Te}$  от энергии протона и частичной энергии К-захвата. Для перехода к энергии возбуждения дочернего ядра к  $E_p$  следует добавить  $B_p = 1,0$  МэВ.

вне пределов резонанса (кривые *A* и *B*), затем было взято отношение экспериментального спектра к расчетному. Полученная таким образом силовая функция показана на рис. 22.

Резонанс в районе  $3,5 \text{ Мэв}$  имеет полуширину  $600 \text{ кэв}$ , отношение пика к пьедесталу равно  $3:1$ . Нельзя исключить, что он состоит из двух пиков с полушириной вдвое меньшей.

в)  $^{115,117}\text{Xe}$  (по работам [49, 74]).

Сравнение расчета с экспериментом дано на рис. 23. Измеренный спектр не демонстрирует явно каких-либо особенностей, свя-

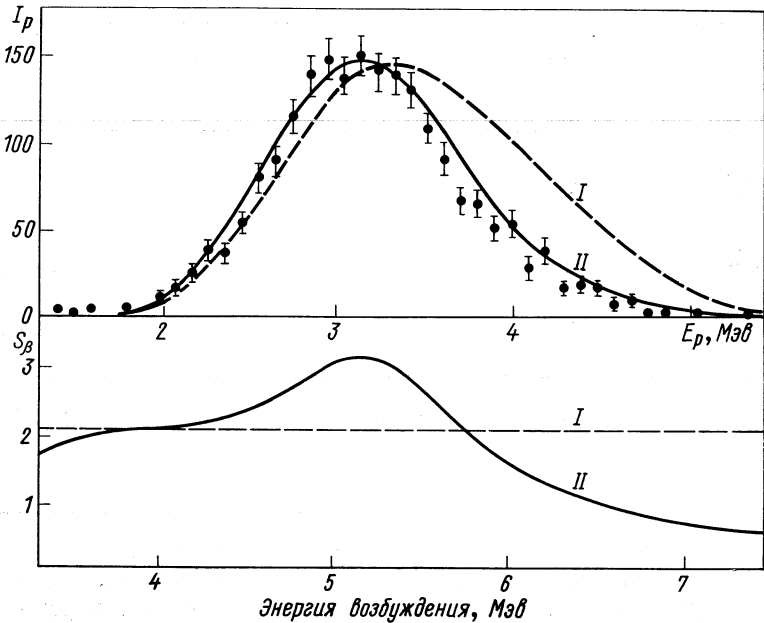


Рис. 23. Сравнение измеренного спектра запаздывающих протонов с расчетным для  $^{115}\text{Xe}$  [74]:

— — — расчет в предположении постоянной  $\beta^+$ -силовой функции; — — — для силовой функции, показанной в нижней части рисунка. В расчете использовалось значение  $V_p$ , предсказываемое Майерсом и Святецким [23].

занных с резонансом в силовой функции. Вместе с тем расчет с постоянным значением  $S_\beta$  не очень согласуется с экспериментом. Отметим, однако, что в расчетах было зафиксировано  $V_p$  (равной величине из таблиц Майерса и Святецкого). Не исключено, что если бы  $V_p$  было взято в качестве свободного параметра, разногласие оказалось бы менее значительным. В работе отмечается, что расчет лучше описывает спектр, если предположить наличие локального резонанса в  $\beta$ -силовой функции. Этот резонанс менее сильный, чем в случае  $^{109}\text{Te}$ , но его максимум находится примерно при той же

энергии возбуждения. Аналогичный результат получен и для  $^{117}\text{Xe}$ . Далее мы несколько подробнее остановимся на обсуждении этих резонансов.

В случае изотопов ртути качественный анализ формы протонного спектра не противоречит постоянству  $S_{\beta}$ -силовой функции (см. рис. 8).

В работе [74] не только анализировалась форма протонных спектров, но была измерена и сравнивалась с расчетом относительная

Таблица 4

Предположенный спин	Относительная интенсивность *, %			Полная протонная интенсивность на один $\beta$ -распад
	0,0 Мэв (0+)	0,68 Мэв (2+)	1,36 Мэв (4+)	
1/2-	96,3	3,7	0,0	$2,3 \cdot 10^{-4}$
3/2-	93,5	6,4	0,0	$1,2 \cdot 10^{-4}$
5/2-	87,7	12,2	0,1	$4,4 \cdot 10^{-5}$
7/2-	2,9	95,6	1,5	$2,7 \cdot 10^{-6}$
1/2+	96,0	4,0	0,0	$3,3 \cdot 10^{-4}$
3/2+	92,6	7,4	0,0	$1,8 \cdot 10^{-4}$
5/2+	54,8	44,9	0,2	$2,0 \cdot 10^{-5}$
7/2+	51,6	47,5	0,8	$7,3 \cdot 10^{-6}$

Эксперимент 85

 $14 \pm 3$  $(2,9 \pm 0,6) \cdot 10^{-5}$ \*  $Q_0 = 6,71$ ,  $B_p = 2,77$  Мэв.

протонная интенсивность  $P_p$  (число протонов на акт  $\beta$ -распада) для переходов в различные состояния конечного ядра. Для расчета полной относительной протонной интенсивности справедливо следующее:

$$P_p = \int_0^{E_p \text{ макс}} I(E_p) dE_p \bigg/ \int_0^{Q_0} I_{\beta}(Q) dQ, \quad (17)$$

где  $I_{\beta}(Q) = \sum_i F(Z, Q) \cdot S_{\beta i}$ .

Измерение  $P_p$  несет дополнительную информацию о ядре, так как эта величина чувствительна к  $B_p$ ,  $Q_0 - B_p$  и к спину исходного состояния. На рис. 24 показан расчет  $P_p$  в функции  $B_p$  и  $Q_0 - B_p$ . Эта величина резко зависит от  $B_p$  и вяло от  $Q_0 - B_p$ . В табл. 4 показано сравнение относительных протонных интенсивностей для распада  $^{117}\text{Xe}$  в различные конечные состояния в различных предположениях о спине и четности исходного ядра. Таблица

демонстрирует принципиальную возможность определения спина изотопа по данным о спектре запаздывающих протонов: при изменении спина от  $1/2^-$  до  $7/2^-$  величина  $P_p$  меняется на два порядка. На основании такого анализа авторы работы [74] предполагают спин  $5/2$  для  $^{115}\text{Xe}$ ,  $1/2$  или  $3/2$  для  $^{117}\text{Xe}^*$ ;  $1/2$  или  $3/2$  для  $^{181}\text{Hg}$ .

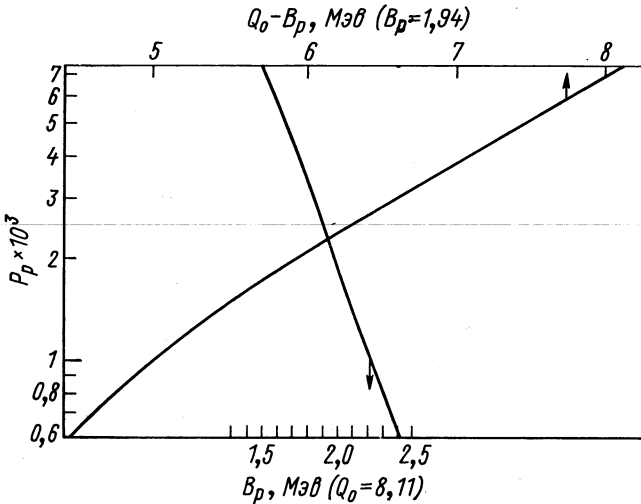


Рис. 24. Расчетные интенсивности протонов для  $^{115}\text{Xe}$  в предположении спина  $5/2^+$  и постоянной  $\beta$ -силовой функции. Две кривые показывают  $P_p$  в функции  $V_p$  для фиксированного  $Q_0$  и в функции  $Q_0 - V_p$  для фиксированного  $V_p$ .

В табл. 2 даны расчетные протонные интенсивности на один акт  $\beta^+$ -распада для ряда излучателей.

Однако следует заметить, что во все эти расчеты входят фактически такие функциональные параметры, как протонная ширина (оптическая модель для протонов с энергией 2—6 Мэв), радиационная ширина, плотность уровней. Это следует помнить всякий раз, когда от качественного рассмотрения переходят к получению численной характеристики. Так, выше указывалось, что при расчете формы спектра единственным числовым параметром является энергия связи протона  $V_p$ . От ее величины чувствительно зависит вид нарастающей части спектра и положение максимума. Однако фактическая точность определения  $V_p$  по виду спектра невелика, так как неизвестно, насколько точно мы считаем  $\Gamma_p$ ,  $\Gamma_\gamma$  и  $\rho(E)$ . Анализ протонных спектров будет более определенным и инфор-

\* Отметим, что на наш взгляд экспериментальные данные в табл. 3 наиболее близки к расчетам для  $5/2^-$ .



мативным, если уменьшить число числовых и функциональных параметров. Есть реальная возможность получать значение  $B_p$  непосредственно из эксперимента. Для этого нужно развить метод измерения энергии  $Q_0$  (или  $E_{\beta^+ \text{ макс}}$ ) для излучателей запаздывающих протонов. Знание  $Q_0$  и  $Q_0 - B_p$  (из измерений  $\gamma$ ,  $\beta^+ - p$ -совпадений) даст  $B_p$ . В работе [80] описывается способ измерения  $Q_0$  для сильно нейтронно-дефицитных ядер.

Ниже в этом обзоре будет говориться о возможном методе определения  $\rho(E)$  прямо из протонных спектров. В тех случаях, когда будет доступна независимая информация о  $B_p$  и  $\rho(E)$ , протонные спектры могут дать также материал для проверки расчетов относительных протонных шири  $\Gamma_p/\Gamma$ , получаемых на основании той или иной подходящей модели. Если говорить об оптической модели, речь идет о ее проверке в области подбарьерных энергий протонов.

Остановимся несколько подробнее на локальных резонансах в  $\beta$ -силовой функции  $^{109}\text{Te}$ ,  $^{115}\text{Xe}$  и  $^{117}\text{Xe}$ .

а. Прежде всего отметим, что в случае  $^{109}\text{Te}$  он настолько четко проявляется, что недвусмысленно демонстрирует свое существование прямо в экспериментальном протонном спектре. Вывод о существовании резонанса, его параметры практически не зависят от деталей расчета по статистической модели, поскольку в районе резонанса  $\Gamma_p/\Gamma \approx 0,8 \div 0,9$ . На резонанс приходится довольно небольшая часть полной силы  $\beta$ -перехода. Площади пика отвечает по оценке  $\lg Ft \approx 4,5$ . «Постоянная» составляющей силовой функции отвечает  $\lg Ft \approx 4,6$  на единичный интервал энергии (1 *Мэв*).

В случае  $^{115}\text{Xe}$  и  $^{117}\text{Xe}$  резонансы проявляются не столь демонстративно, а только после обработки спектра с постоянной  $\beta$ -силовой функцией. Снова резонанс лежит в области, где относительная протонная ширина близка к единице и расчет по статистической модели слабо чувствителен к параметрам.

Уже из качественного рассмотрения гамов-теллеровского  $\beta$ -перехода в рамках оболочечной модели следовало ожидать [53], что для нейтронно-дефицитных изотопов в районе олова с повышенной вероятностью должен происходить переход протона из заполненной оболочки  $g_{9/2}$  в нейтронное состояние  $g_{7/2}$ . В результате образуется частично-дырочное состояние со спином  $1^+$ :  $[(g_{9/2}^{-1})^p \times \times g_{7/2}^n]_{1^+}$ . Для нечетных ядер связь этой пары с нечетной частицей дает трехквaziчастичное состояние. В работе [81] резонанс  $\beta$ -силовой функции  $^{109}\text{Te}$  связывался с заселением состояния  $(g_{9/2}^{-p}, g_{7/2}^n, d_{5/2}^n)$  (нечетный нейтрон предполагался в состоянии  $d_{5/2}$ ).

Мартинсен и Рандруп [82] провели расчеты приведенных вероятностей  $\beta$ -распада для легких изотопов ксенона в рамках оболочечной модели со спариванием. Численные расчеты для  $^{115}\text{Xe}$  показали, что переход  $g_{9/2}^p \rightarrow g_{7/2}^n$  является доминирующим. На рис. 25 представлен один из результатов такого расчета. В табл. 5 пере-

числены разрешенные переходы вблизи границы Ферми, дающие по оболочечно-модельным расчетам доминирующий вклад в  $\beta$ -распад  $^{115}\text{Xe}$  (в предположении, что нечетный нейтрон находится в состоянии  $g_{7/2}$ ). Выводы простой модели не сильно зависят

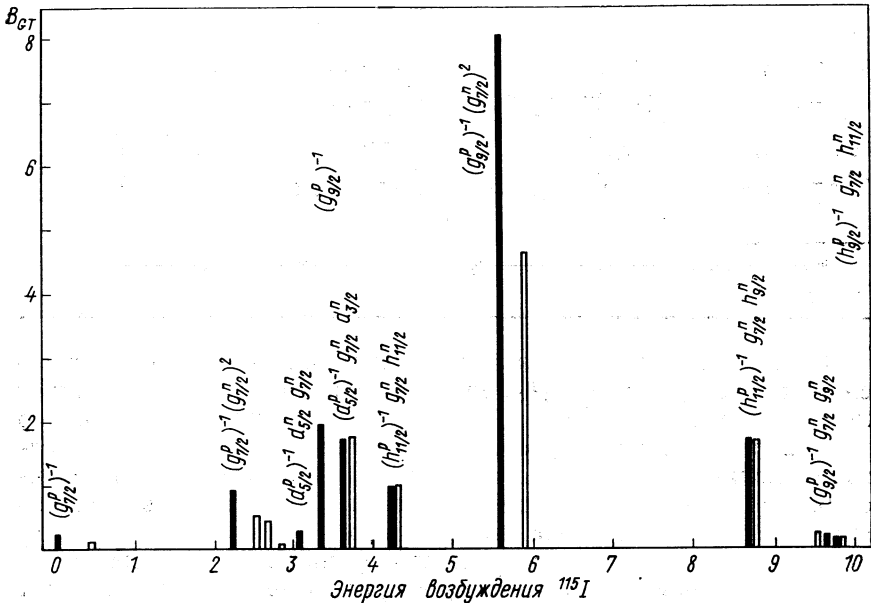


Рис. 25. Приведенная вероятность  $\beta^+$ -распада для  $^{115}\text{Xe}$  [82]: Черные линии рассчитаны для случая, когда состояние  $d_{5/2}$  заполняется раньше, чем  $g_{7/2}$  (для нейтронов) и спин  $^{115}\text{Xe}$  равен  $7/2^+$ ; светлые — в случае инверсии этих состояний (спин  $5/2^+$ ). На рисунке обозначены конечные состояния для первого варианта.

от порядка одночастичных уровней. Более заметно абсолютная величина  $\beta$ -матричных элементов и их распределение по парциальным переходам изменяются при включении остаточного взаимодействия типа Гамова — Теллера. Выделенная роль перехода  $g_{9/2}^p \rightarrow g_{7/2}^n$  несколько снижается по сравнению с рис. 25.

Расчеты Мартинсена и Рандрупа качественно объясняют, почему резонанс наиболее четко проявляется для  $^{109}\text{Te}$ , слабее для  $^{115}\text{Xe}$  и не виден для  $^{111}\text{Te}$ . По мере увеличения  $N$  уменьшается вероятность найти состояние  $g_{7/2}^n$  свободным, в соответствии с этим уменьшается вероятность перехода  $g_{9/2}^p \rightarrow g_{7/2}^n$ . Сила этого перехода в случае  $^{111}\text{Te}$  в 1,3 раза меньше, чем для  $^{109}\text{Te}$ , а энергия резонансного состояния смещена вниз на  $0,5 \text{ Мэв}$  [83]. Если учесть, что  $V_p$  для  $^{111}\text{Sb}$ , по оценкам, примерно на  $0,8 \text{ Мэв}$  больше, чем у  $^{109}\text{Sb}$ , резонанс для  $^{111}\text{Te}$  должен быть при  $E_p \approx 2,3 \text{ Мэв}$ , где его трудно заметить из-за слабой интенсивности протонов и  $\beta$ -фона.

Таблица 5

$\beta^+$ -Переход	Конечное состояние	$\beta^+$ -Переход	Конечное состояние
$g_{7/2}^p \rightarrow g_{7/2}^n$	$(g_{7/2}^p)^{-1} *$	$h_{11/2}^p \rightarrow h_{11/2}^n$	$(h_{11/2}^p)^{-1} h_{11/2}^n g_{7/2}^n$
$g_{7/2}^p \rightarrow g_{7/2}^n$	$(g_{7/2}^p)^{-1} g_{7/2}^{2n}$	$g_{9/2}^p \rightarrow g_{7/2}^n$	$(g_{9/2}^p)^{-1} g_{7/2}^{2n}$
$d_{5/2}^p \rightarrow d_{5/2}^n$	$(d_{5/2}^p)^{-1} d_{5/2}^n g_{7/2}^n$	$h_{11/2}^p \rightarrow h_{9/2}^n$	$(h_{11/2}^p)^{-1} h_{9/2}^n g_{7/2}^n$
$g_{9/2}^p \rightarrow g_{7/2}^n$	$(g_{9/2}^p)^{-1} *$	$g_{9/2}^p \rightarrow g_{9/2}^n$	$(g_{9/2}^p)^{-1} g_{9/2}^n g_{7/2}^n$
$d_{5/2}^p \rightarrow d_{3/2}^n$	$(d_{5/2}^p)^{-1} d_{3/2}^n g_{7/2}^n$	$h_{9/2}^p \rightarrow h_{11/2}^n$	$(h_{9/2}^p)^{-1} h_{11/2}^n g_{7/2}^n$

\* В этих состояниях на оболочке  $g_{7/2}$  четное число нейтронов, образующих пары со спином  $0^+$ .

Заметим еще, что трехквaziчастичное состояние, образующееся при переходе  $g_{9/2}^p \rightarrow g_{7/2}^n$ , является триплетным со спиновыми компонентами  $3/2^+$ ,  $5/2^+$ ,  $7/2^+$ . В протонном спектре  $^{109}\text{Te}$ , как уже указывалось, должны проявляться только первые две компоненты. Не исключено, что видимое на рис. 6 и 22 расщепление резонанса связано именно с этими компонентами. Однако количественного анализа на этот счет пока не проведено.

б. Локальные резонансы в силовой функции  $\beta^+$ -распада имеют прямое отношение к более общему вопросу о том, как проявляются простые состояния модели оболочек в области сплошного спектра, где связанные состояния переходят в резонансные. Подробная информация по этой проблеме дана, например, в обзорах Акселя [84] и В. Бунакова [85].

В настоящее время вопреки предсказаниям статистической модели ядерных реакций можно считать достоверным фактом существование гросс-структуры в одночастичных силовых функциях, связанной с одночастичными состояниями. Характерная ширина размытия одночастичных состояний по уровням компаунд-системы составляет 1—3 Мэв.

В соответствии с современными представлениями [86, 87] система «четное ядро + падающий нуклон» на пути к составному ядру проходит через иерархию постепенно усложняющихся состояний: 2 частицы + дырка; 3 частицы + 2 дырки; 4 частицы + 3 дырки и т. д. Первым в этом ряду стоит трехквaziчастичное (частично-дырочное) состояние, которое обычно называют входным (door-way state). До сих пор экспериментально нерешенным остается вопрос о существовании промежуточной структуры в силовых функциях, связанной с входными состояниями. Совершенно не ясно, какова типичная ширина размытия входных состояний.

Более того, пока еще не очень надежны данные по ширине размытия одночастичных состояний. Возможно, что она будет меньше обычных оценок и тогда некоторые из обнаруженных промежуточных структур будут связаны с одночастичными состояниями. С другой стороны, наблюдавшиеся промежуточные структуры нейтронной силовой функции могут быть следствием простой статистической флуктуации пертер-томасовского типа. Например, в работе [88] показано, что флуктуации такого типа с большой вероятностью объясняют одну из наиболее надежно обнаруженных структур в  $^{207}\text{Pb}$  [88, 89].

Исследование локальных резонансов в  $\beta$ -силовой функции нечетных ядер дает новый экспериментальный подход к проблеме трехквaziчастичных состояний в области большой плотности уровней. Данные о ширине резонансов представляют большой интерес для теории, поскольку несут информацию об остаточном взаимодействии, которое приводит к «размазыванию» простых конфигураций по реальным состояниям возбужденного ядра. Следует ожидать, что «физика», которая управляет этим перемешиванием, одна и та же для входных состояний ядерных реакций и трехквaziчастичных состояний, заселяемых в  $\beta$ -распаде, т. е. при прочих равных условиях следует ожидать примерно одинаковой ширины соответствующих резонансов в силовых функциях.

Отметим, что резонансы, наблюдавшиеся для  $\beta$ -силовых функций, не могут быть обусловлены статистическими флуктуациями матричных элементов. Это с очевидностью вытекает из следующей главы.

**Несколько слов о запаздывающих нейтронах.** Запаздывающие нейтроны известны с 1939 г. [93]. Однако до последнего времени экспериментальные данные ограничивались только периодами полураспада и вероятностями нейтронной эмиссии [94]. В последнее время применение изотоп-сепараторов на пучке реакторов (для выделения излучателей) и нейтронных спектрометров с  $^3\text{He}$  при высоком давлении позволило получить спектры с разрешением не хуже 30 *кэв* [95]. Можно ожидать, что в ближайшие годы информативность экспериментальных данных по запаздывающим нейтронам существенно возрастет.

Вопросы, которые могут быть исследованы с помощью запаздывающих нейтронов, во многом близки к тому, что изучается с запаздывающими протонами. Так, может быть исследована  $\beta^-$ -силовая функция.

До недавнего времени при интерпретации данных по запаздывающим нейтронам традиционно использовалось предположение о постоянстве (в среднем) матричного элемента  $\beta$ -перехода (экспоненциальный рост силовой функции с энергией возбуждения). Критический подход к этой точке зрения был инициирован развитием работ по запаздывающим протонам. Амшель и Фельдстейн

[96] построили систематику вероятности нейтронной эмиссии и сделали вывод, что из нее следует постоянство  $\beta^-$ -силовой функции.

Папас и Сведруп [97] недавно провели анализ формы спектра запаздывающих нейтронов и пришли к выводу, что силовая функция  $\beta^-$ -распада довольно быстро растет с увеличением энергии возбуждения, хотя и слабее, чем плотность уровней. На рис. 26 дан пример анализа из этой работы. Гросс-теория  $\beta^-$ -распада объясняет столь сильное различие в силовой функции  $\beta^+$  и  $\beta^-$ -распадов. В работе Такахаши [98] в рамках этой модели получено удовлетворительное описание вероятностей и спектров запаздывающих нейтронов.

Прямые измерения силовой функции  $\beta^-$ -распада проведены Иохансоном и др. [99] с некоторыми осколками деления. Основные выводы — наличие отсечки, связанной со щелью в спектре возбужденных состояний, и рост силовой функции над отсечкой. Экспериментальных данных относительно  $\beta^-$ -силовой функции пока немного. Систематические исследования представляют здесь особый интерес в особенности в связи с тем, что они дадут важные опорные точки для расчета  $r$ -процесса в нуклеосинтезе.

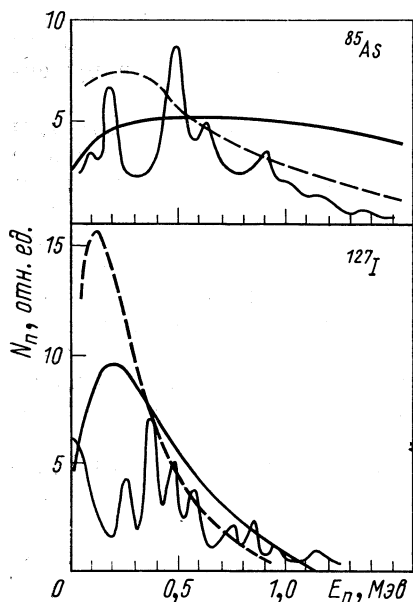


Рис. 26. Сравнение между экспериментальными спектрами запаздывающих нейтронов для  $^{85}\text{As}$  и  $^{137}\text{I}$  и расчетными по статистической модели:

пунктирная кривая — расчет для постоянной силовой функции  $\beta^-$ -распада; сплошная получена в предположении  $S_{\beta^-} \sim \rho$ .

## 6. ТОНКАЯ СТРУКТУРА ПРОТОННЫХ СПЕКТРОВ

Измерения с «хорошим» разрешением выявляют тонкую структуру спектров запаздывающих протонов. Для ядер с  $Z < 30$  удается разрешить переходы между определенными состояниями. С увеличением  $Z$  плотность уровней растет, отдельные переходы не разрешаются, но вместе с тем флуктуации интенсивности в спектре остаются. Их величина зависит от дисперсии силы отдельных переходов и от соотношения энергетического разрешения детек-

тора и расстояния между уровнями. Поэтому в качестве одного из результатов изучения тонкой структуры протонных спектров, можно рассчитывать на извлечение информации о плотности уровней ядер значительно удаленных от линии стабильности в диапазоне энергий возбуждения 3—7 Мэв. В работе [53] предпринята первая, довольно грубая попытка статистического анализа флуктуаций интенсивности в спектре  $^{111}\text{Te}$  (рис. 27). Распределение

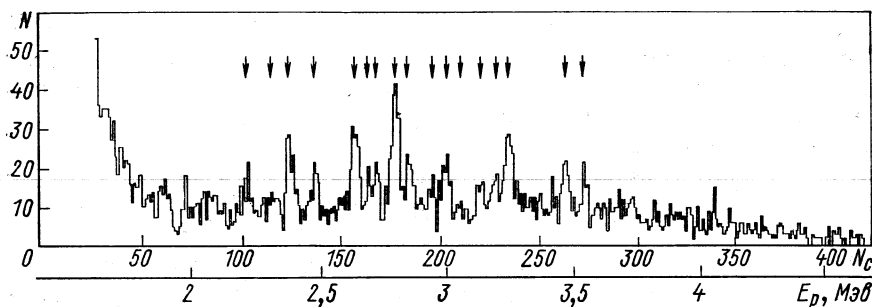


Рис. 27. Спектр  $^{111}\text{Te}$ , полученного в реакции  $^{102}\text{Pd}(\text{C}^{12}, 3n)$ ; энергетическое разрешение 25—30 кэв [47]. Для изотопов с  $Z > 50$  — это случай с наиболее яркой выраженной тонкой структурой.

относительных интенсивностей групп в протонном спектре сравнивалось с  $\chi^2$ -распределением с целью установить эффективное число степеней свободы, которое связано со средней плотностью уровней.

В работе Хансена [32] предложен более аккуратный способ анализа флуктуаций, в основу которого положен подход, развитый Эгельстафом [90] для рассмотрения усредненных полных и парциальных нейтронных сечений. В работе [32] получена формула, в которой дисперсия интенсивности протонов в функции энергии выражается через плотность уровней и усредненные характеристики  $\beta$ -перехода и процесса испускания протона.

В работе [91] также используются идеи, предложенные Эгельстафом. Результаты, полученные в работах [32, 91], близки, однако они существенно расходятся для той части спектра, где  $\langle \Gamma_p \rangle$  много меньше  $\langle \Gamma_\gamma \rangle$ . Ниже, в изложении будем следовать работе [91].

**Теория статистических флуктуаций интенсивности в спектрах запаздывающих протонов.**

*а. Полностью разделенные протонные группы.* Этому случаю отвечает условие  $\Gamma \ll \delta E \ll D$ , где  $\delta E$  — аппаратная ширина линии. Это условие реально осуществляется для легких излучателей запаздывающих протонов. Однако рассмотрение этого случая важно и для анализа флуктуаций в спектре, который из-за большой плотности уровней не распадается на отдельные линии.

Вернемся к формуле (8) для интенсивности парциального протонного перехода (линия в протонном спектре). Различия в структуре состояний приводят к разбросу величин  $\mu_{jiv}^2$  и  $(\Gamma_p/\Gamma)_{ifv}$  относительно средних значений даже при незначительном изменении энергии возбуждения. Это обуславливает флуктуацию  $Y_{ifv}$  при переходе от состояния к состоянию. В качестве меры флуктуации  $\varphi_{if}$  берется дисперсия величины  $Y_{ifv}/\langle Y_{if} \rangle$ :

$$\varphi_{if} = \sigma^2 (Y_{ifv} / \langle Y_{if} \rangle) = \sigma^2 (Y_{ifv}) / \langle Y_{if} \rangle^2. \quad (18)$$

Предположим, что  $\beta$ -распад и испускание протона являются статистически независимыми процессами \*. Воспользовавшись выражением для дисперсии произведения случайных независимых величин, получим

$$\varphi_{if}(E_p) = \frac{\sigma^2(\mu_{ji}^2)}{\langle \mu_{ji}^2 \rangle^2} + \frac{\sigma^2[(\Gamma_p/\Gamma)_{if}]}{\langle (\Gamma_p/\Gamma)_{if} \rangle^2} + \frac{\sigma^2(\mu_{ji}^2)}{\langle \mu_{ji}^2 \rangle^2} \cdot \frac{\sigma^2[(\Gamma_p/\Gamma)_{if}]}{\langle (\Gamma_p/\Gamma)_{if} \rangle^2}. \quad (19)$$

Индекс  $v$  для удобства опущен. В знаменателе всех членов в (19) стоит квадрат математического ожидания соответствующей величины для энергии возбуждения

$$E^* = B_p + E_p A / (A - 1) + E_f.$$

Следует ожидать, что квадраты матричных элементов  $\beta$ -перехода, так же как и парциальные ширины для испускания частиц, подчиняются распределению Портера — Томаса.

Справедливость этого для нейтронных ширин доказана обширным экспериментальным материалом. Нет оснований предполагать распределения другого вида для  $\Gamma_p$  и  $\mu^2$ . В работе [91] приводятся некоторые экспериментальные данные в пользу справедливости распределения Портера — Томаса для квадратов матричных элементов разрешенных  $\beta$ -переходов. Относительная дисперсия величины, распределенной по Портеру — Томасу, равна 2, поэтому

$$\varphi_{if} = 2 + 3 \frac{\sigma^2[(\Gamma_p/\Gamma)_{if}]}{\langle (\Gamma_p/\Gamma)_{if} \rangle^2}. \quad (20)$$

Значение второго члена в (20) зависит от  $\langle (\Gamma_p)_{if} \rangle / \langle (\Gamma_\gamma)_{if} \rangle$ . В случае, когда  $\langle \Gamma_\gamma \rangle \gg \langle \Gamma_p \rangle$ , полная ширина практически совпадает с радиационной, и  $(\Gamma_p/\Gamma)_{if}$  распределено практически так же, как и  $(\Gamma_p)_{if}$ , т. е. по Портеру — Томасу, так как дисперсия  $\Gamma_\gamma$  мала. В этом случае второй член в (20) равен 6. Когда  $\langle (\Gamma_\gamma)_{ij} \rangle \ll \ll \langle (\Gamma_p)_{if} \rangle$ , полная ширина примерно равна сумме парциальных протонных ширин:  $\Gamma_i \approx \sum_j (\Gamma_p)_{ij}$ . Если преобладающим является переход в основное состояние, второй член в (20) будет мал. Если

\* Это предположение является вынужденным. Вопрос о корреляции  $\mu^2$  и  $\Gamma_p/\Gamma$  требует специального исследования.

же распады в различные состояния конечного ядра происходят со сравнимыми вероятностями, ситуация оказывается более сложной. Для переходов в коллективные возбужденные состояния конечного ядра можно ожидать сильной корреляции между парциальными протонными ширинами. Это приведет к тому, что  $\Gamma_{pif} / \sum_f \Gamma_{pif}$  будет слабо отличаться от среднего значения и второй член в (20) будет близок к нулю. Если же корреляция между парциальными протонными ширинами мала, второй член в (20) может оказаться значительным и в случае  $\langle \Gamma_p \rangle \gg \langle \Gamma_\gamma \rangle$ . Таким образом,  $\Phi_{if}$  монотонно уменьшается (максимально от 8 до 2) с увеличением энергии протона.

Наша формула для флуктуации (19) отличается от аналогичной в работе [32] наличием третьего, перекрестного члена, который для  $\langle \Gamma_p \rangle \ll \langle \Gamma_\gamma \rangle$  равен сумме двух первых\*.

На рис. 28 дана зависимость  $\sigma^2 (\Gamma_p/\Gamma) / \langle \Gamma_p/\Gamma \rangle^2$  от  $\langle \Gamma_p \rangle / \langle \Gamma_\gamma \rangle$  для ситуации, когда из всего набора парциальных протонных ширин одна является преобладающей. Это имеет место для  $^{114}\text{Te}$  и  $^{109}\text{Te}$ , у которых протонная ширина для перехода в основное состояние более чем на порядок превосходит ширины для перехода на возбужденные уровни. Кривая на рис. 28 рассчитана (численным интегрированием) в предположении портер-томасовского распределения для  $\Gamma_p$  и гауссова с пренебрежимой дисперсией для  $\Gamma_\gamma$  (т. е.  $\Gamma_\gamma \approx \langle \Gamma_\gamma \rangle$ ).

*б. Случай неразделенных протонных линий.* Могут быть два варианта этого случая, имеющие несколько различающиеся решения. В первом ширина канала спектрометра  $\Delta E_p$  существенно больше, чем разрешение  $\delta E$  и среднее расстояние между уровнями  $D$ . Во втором —  $\delta E$  существенно больше  $\Delta E_p$  и  $D$ .

Рассмотрим сначала первый вариант. Интенсивность протонов  $I(E_p)$  флуктуирует относительно ожидаемой  $\langle I(E_p) \rangle$  из-за вариации интенсивности отдельных линий и плотности уровней.

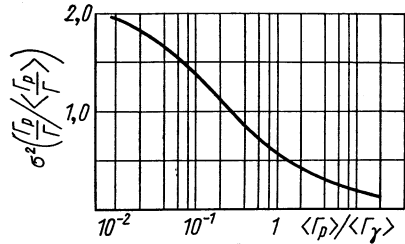


Рис. 28. Зависимость относительной дисперсии  $\Gamma_p/\Gamma$  от  $\langle \Gamma_p \rangle / \langle \Gamma_\gamma \rangle$ . При расчете использовалось распределение Портера — Томаса для  $\Gamma_p$ ; для радиационной ширины предполагалось узкое распределение:  $\Gamma_\gamma \approx \langle \Gamma_\gamma \rangle$  [91].

\* Как стало недавно известно, в обзоре Хансена по  $\beta$ -силовой функции, готовящемся к печати, также обсуждается проблема флуктуаций. Здесь уже более строго, чем в работе [32], рассмотрены пределы, в которых меняется относительная дисперсия интенсивности протонных линий: от 8 до 2. Автор благодарен проф. П. Г. Хансену за ознакомление с рукописью обзора.



Эгельстафом показано [90], что вклад плотности уровней в дисперсию усредненных нейтронных сечений невелик. Аналогичная ситуация — для запаздывающих протонов. Действительно, расстояние между уровнями  $d$  подчиняется распределению Вигнера, для него  $\sigma^2 (d)/D^2 = 0,27$ . Эта величина существенно меньше  $\Phi_{if}$ , т. е. флуктуации интенсивности в протонном спектре определяются в основном разбросом в  $\mu_{if\nu}^2$  и  $(\Gamma_p/\Gamma)_{if\nu}$ . Это уже отмечалось в работе [32]. Пользуясь известными правилами для дисперсии линейной комбинации независимых случайных величин и пренебрегая дисперсией расстояния между уровнями, получаем

$$\Phi = \sigma^2 \left( \frac{I(E_p)}{\langle I(E_p) \rangle} \right) = \sum_{i, f} \frac{\langle I_{if}(E_p) \rangle^2}{\langle I(E_p) \rangle^2} \cdot \frac{D_{if}}{\Delta E_p} \Phi_{if}. \quad (21)$$

Здесь  $\langle I_{if}(E_p) \rangle$  — средняя ожидаемая интенсивность для распада из состояния  $i$  в  $f$ ;  $D_{if}$  — среднее расстояние между уровнями со спином  $i$  при энергии  $E^*$ . Величина  $\langle I_{if}(E_p) \rangle / \langle I(E_p) \rangle$ , по существу, является весовым фактором для вклада перехода  $i \rightarrow f$  в протонный спектр;  $\Delta E_p / D_{if}$  равно среднему числу переходов  $i \rightarrow f$ , приходящихся на интервал  $\Delta E_p$ .

Рассмотрим второй вариант:  $\delta E \gg \Delta E_p > D$ . Для достаточно тяжелых протонных излучателей реализуется именно это условие. В этом случае протонный спектр формируется суммированием вкладов отдельных линий в каждый данный канал. Весовой фактор при суммировании определяется аппаратурной формой линии, которая предполагается гауссовой (с дисперсией  $\delta E/2 (2 \ln 2)^{1/2}$ ). После такого суммирования интенсивностей парциальных переходов (8) получается

$$\Phi(E_p) = \langle I(E_p) \rangle^{-2} \sum_{if} \langle I_{if}(E_p) \rangle^2 \frac{D_{if}}{1,5\delta E} \Phi_{if}. \quad (22)$$

Величина  $1,5\delta E / D_{if}$  равна эффективному числу переходов  $i \rightarrow f$ , дающих вклад в интервал спектра от  $E_p$  до  $E_p + \Delta E_p$ . Таким образом, дисперсия относительной интенсивности в протонном спектре выражается через плотность уровней в функции энергии.

Формула (22) существенно упрощается, когда при испускании протона заселяется главным образом одно состояние конечного ядра. Это имеет место для  $^{109}\text{Te}$  и  $^{111}\text{Te}$ , где с хорошей точностью можно ограничиться протонным переходом только в основное состояние изотопов  $^{108}\text{Sn}$  и  $^{110}\text{Sn}$ . Формула (22) приобретает вид

$$\Phi(E_p) = (1,5\delta E)^{-1} \left( \sum_i g_{ji} R_i \right)^{-2} \sum_i g_{ji}^2 R_i^2 D_i \Phi_i. \quad (23)$$

При суммировании  $i$  пробегает значения  $3/2, 5/2, 7/2$ , так как спин изотопов  $^{109}, ^{111}\text{Te}$  предполагается равным  $5/2^+$ . При выводе

(23) предположено, что силовая функция  $\beta$ -перехода одна и та же для всех значений  $i$  с точностью до статистического весового фактора  $g_{ji}$ . Введено обозначение

$$R_i = \langle \Gamma_{pi}/\Gamma_i \rangle / \langle \Gamma_{p, 3/2}/\Gamma_{3/2} \rangle.$$

Анализ экспериментальных данных по тонкой структуре спектров запаздывающих протонов. В этом разделе подробно показываются результаты анализа спектров  $^{109}\text{Sb}$ ,  $^{111}\text{Sb}$  [91]. Хансенom и др. [32] такой анализ был проведен для изотопов ксенона, однако соответствующие рисунки не опубликованы.

Для расчетов по формуле (23) берутся факторы  $g_{ji}$ ,  $R_i$ , известные уже;  $\varphi_i$  определяется по формуле (20). Для получения пробного  $D_i$  использовались расчеты по рецепту Гильберта и Камерона [77] (рис. 29).

Одной из практических проблем нахождения экспериментальной дисперсии интенсивности является определение  $\langle I(E_p) \rangle$ . Не представляется разумным брать в качестве этой функции спектр, рассчитанный по статистической модели процесса испускания запаздывающих протонов. Возможное наличие промежуточных структур в силовой функции  $\beta$ -распада делает такой расчет несколько неопределенным. Для нахождения  $\langle I(E_p) \rangle$  использовалась процедура «сглаживания» экспериментального спектра с гауссовой весовой функцией с полушириной 300 кэв. Такая полуширина была выбрана для того, чтобы сохранить промежуточную структуру (резонанс).

Для определения дисперсии относительной интенсивности  $I(E_p) / \langle I(E_p) \rangle$  спектр разбивался на интервалы в 250 кэв, в пределах каждого интервала находилась оценка дисперсии по обычным правилам и относилась к средней энергии интервала. Экспериментальная дисперсия состоит из двух компонент: первая связана с флуктуацией силы различных парциальных переходов, дающих вклад в интенсивность в данном канале спектра, вторая обязана статистике скорости счета. Нас интересует именно первая компонента. Чтобы ее найти, из экспериментальной диспер-

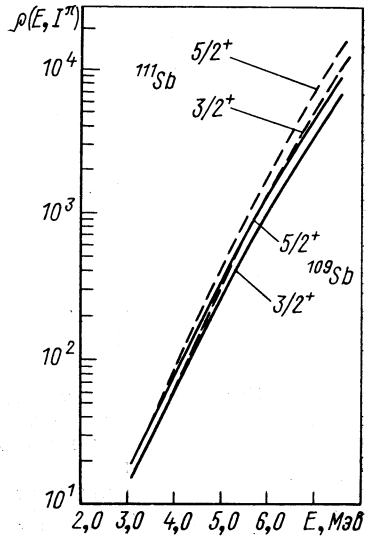


Рис. 29. Плотности уровней  $3/2^+$  и  $5/2^+$  для  $^{109}\text{Sb}$  и  $^{111}\text{Sb}$ , рассчитанные по формулам Гильберта и Камерона [77].

сии относительной интенсивности следует вычесть дисперсию, связанную с конечной статистической погрешностью измерения.

При нахождении экспериментальной дисперсии предполагается, что значение относительной интенсивности в различных каналах является статистически независимым измерением этой величины. Однако, если ширина канала меньше, чем энергетическое разрешение, неизбежна корреляция интенсивности в соседних каналах. Это может повлиять на экспериментальное значение дисперсии, привести к отклонению от предсказаний формулы (23).

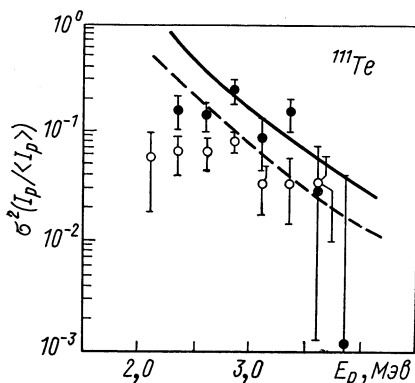


Рис. 30. Дисперсия относительной интенсивности в спектре  $^{111}\text{Te}$ , измеренного с разрешением примерно 27 кэВ (●) и 55 кэВ (○):

кривые — расчет по формуле (23); сплошная — для  $\delta E = 27$  кэВ, пунктирная — для  $\delta E = 55$  кэВ. Для перехода к энергии возбуждения к  $E_p$  следует добавить  $\sim 1,8$  МэВ.

Спектр, измеренный с разрешением 50–60 кэВ, флуктуирует в  $2,7 \pm 0,8$  раза слабее, чем первый. В соответствии с формулой (23) при увеличении  $\delta E$  от 27 до 55 кэВ следовало ожидать уменьшения относительной дисперсии в 2 раза. Возможное дополнительное подавление флуктуаций связано с эффектом корреляции интенсивности в соседних каналах, которое возрастает при большем  $\delta E$ . Точность оценки этого эффекта невелика, однако можно сказать, что он существенно не влияет на результат при разрешении  $\delta E = 27$  кэВ. Общее заключение, которое можно сделать из рассмотрения данных на рис. 30, следующее: расчет удовлетворительно описывает флуктуации в спектре падающих протонов для  $^{111}\text{Te}$ . Плотность уровней  $^{111}\text{Sb}$  отличается от расчетной по Гильберту и Камерону не более чем на фактор 1,5. Это отклонение лежит в пределах, соответствующих точности определения  $B_p$  для  $^{111}\text{Sb}$  [53].

значение дисперсии, привести к отклонению от предсказаний формулы (23).

На рис. 30 представлено сравнение экспериментальной дисперсии относительной интенсивности с расчетной для  $^{111}\text{Te}$ . Использовались спектры  $^{111}\text{Te}$  из работы [47], измеренные с разрешением 25–30 и 50–60 кэВ; расчеты проведены для  $\delta E = 27$  и 55 кэВ. Прежде всего отметим, что расчеты по формуле (23) для  $\delta E = 27$  кэВ дают величины, близкие к экспериментальным для  $E_p > > 2,7$  МэВ. При меньших энергиях флуктуация интенсивности слабее ожидаемой. Возможно, это связано с вкладом  $\beta$ -фона в эту часть спектра:  $\beta$ -фон повышает среднюю интенсивность, не меняя флуктуирующую часть.

На рис. 31 представлены результаты для  $^{109}\text{Te}$ . Расчет с использованием плотности уровней по Гильберту и Камерону предсказывает значительно большие флуктуации, чем найдено в эксперименте. Для того чтобы объяснить измеренную величину флуктуаций, следует допустить, что плотность уровней в возбужденном ядре  $^{109}\text{Sb}$  в 4–5 раз больше расчетной либо энергия связи протона в  $^{109}\text{Sb}$  более чем на 1 Мэв отличается от ожидаемой. Последнее предположение представляется маловероятным.

В докладе Хансена [32] указывается, что из анализа флуктуаций в протонном спектре  $^{115}\text{Xe}$  следует, что плотность уровней в этом ядре в 4 раза выше, чем расчетная.

Изложенные выше результаты следует рассматривать как первые попытки понять и использовать тонкую структуру протонных спектров. Остается еще некоторое количество теоретических и методических вопросов, которые надо решить для того, чтобы такой анализ превратился в метод для получения с хорошей точностью количественной информации о плотности уровней в функции энергии.

## 7. ЗАПАЗДЫВАЮЩИЕ ПРОТОНЫ КАК СПОСОБ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МАСС ЯДЕР, УДАЛЕННЫХ ОТ ЛИНИИ $\beta$ -СТАБИЛЬНОСТИ

Полная энергия, реализующаяся в процессе испускания запаздывающих протонов, равна разности энергий связи начального и конечного ядер. Справедлива следующая цепочка энергетических соотношений:

$$E_{p \text{ макс}} = Q + E_p = Q_0 - B_p = M(Z, N) - M(Z - 2, N + 1) - m_H.$$

Экспериментальное определение  $Q_0 - B_p$  дает возможность исследовать форму поверхности масс для ядер с большим нейтронным дефицитом. Сейчас известно несколько различных подходов для описания массы ядер. Различия между ними в области изо-

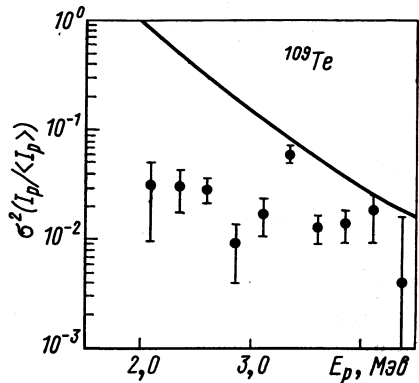


Рис. 31. Дисперсия относительной интенсивности в протонном спектре  $^{109}\text{Te}$ . Спектр измерялся телескопом из пропорционального счетчика и Si(Au)-детектора. Разрешение изменяется от 85 до 60 кэв при увеличении энергии в пределах спектра [91]. Для перехода к энергии возбуждения к  $E_p$  следует добавить  $\sim 1,0$  Мэв.

топов, близких к дорожке стабильности, незначительны и не могут быть основанием чтобы отдать предпочтение одной формуле перед другими. Однако по мере удаления от дорожки стабильности тонкие детали становятся более заметными. Поэтому проверка в области значительного нейтронного дефицита является чувствительным способом определения справедливости той или иной массовой формулы.

Выше отмечалось, что  $Q_0 - B_p$  входит в качестве параметра в формулы статистической модели для спектра запаздывающих протонов. Можно попытаться определить его из анализа формы усредненного спектра. Это было сделано в работе Богданова и др. [47] для  $^{111}\text{Te}$ , где получена в пределах погрешности величина, совпадающая с последующими более прямыми измерениями. Однако такой способ может иметь систематическую погрешность, связанную с априорными неопределенностями в  $\beta$ -силовой функции.

Бачо и др. [102] было предложено для определения  $Q_0 - B_p$  использовать сравнение протонных спектров, измеренных в совпадениях с позитронами и без совпадений. Запаздывающие протоны появляются в результате позитронного распада и  $K$ -захвата в протонно-нестабильные состояния. Введение  $\beta^+ - p$ -совпадений выделяет только позитронную ветвь распада и позволяет определить  $W_{\beta^+}/W_\epsilon$  — отношение вероятностей позитронного перехода и электронного захвата. Известно, что для разрешенных переходов  $W_{\beta^+}/W_\epsilon$  не зависит от матричных элементов, а целиком определяется энергией перехода  $Q$  при фиксированном  $Z$ . Величина  $W_{\beta^+}/W_\epsilon$  подробно протабулирована (см., например, [75]). Отношение интенсивностей протонов с данной энергией в совпадении с позитронами и без них равно

$$B = \left[ \frac{N_{\beta^+p}(E_p)}{N_p(E_p)} \right]_{\text{theo}} = \sum_f \alpha_f(E_p) \cdot \omega_{\beta^+} [1 + W_\epsilon/W_{\beta^+}]^{-1}, \quad (24)$$

где  $\alpha_f(E_p)$  — часть протонов с энергией  $E_p$ , соответствующая распаду в конечное состояние  $f$ ;  $\omega_{\beta^+}$  — эффективность регистрации позитронов. Напомним, что  $Q = Q_0 - B_p - E_f - E_p A/(A - 1)$ . Таким образом, отношение  $N_{\beta^+p}/N_p$  определяется величиной  $Q_0 - B_p$ . В случае изотопов теллура в соотношении (24) основной вклад вносит первый член с  $E_f = 0$ , учет первого возбужденного состояния конечного ядра дает небольшую поправку.

В работах [100, 102] измерены  $\beta^+ - p$ -совпадения для  $^{109}\text{Te}$  и  $^{111}\text{Te}$ . Экспериментальное отношение  $N_{\beta^+p}/N_p$  сравнивалось

с расчетным с двумя параметрами для оптимизации  $\omega\beta$  и  $Q_0 - B_p$ . Для примера на рис. 32 показан результат для  $^{109}\text{Te}$ .

В случае, когда вклад возбужденных состояний конечного ядра значителен, необходимо экспериментальное определение коэффициентов  $\alpha_f(E_p)$  (24). Для этого проводятся измерения

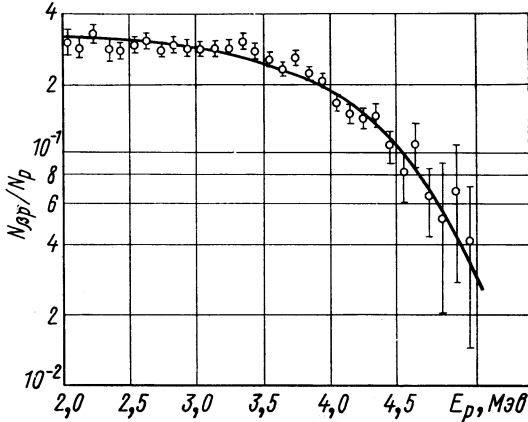


Рис. 32. Зависимость отношения интенсивностей протонов в совпадении с позитронами и без совпадений от энергии протонов:

кривая является расчетной, соответствующей оптимальным значениям параметров. Для  $Q_0 - B_p$  получается значение  $(7,14 \pm 0,10)$  Мэв [100].

$\gamma - p$ -совпадений, которые автоматически содержат сведения о  $\beta^+ - p$ -совпадениях, благодаря аннигиляционному излучению. Это было осуществлено Хорнсом и др. [50] для  $^{115}\text{Xe}$  и  $^{117}\text{Xe}$ . Для получения наиболее точного значения  $Q_0 - B_p$  они сравнивали с расчетом  $N_{\beta^+p}/N_p$ , проинтегрированное по всему спектру протонов. Результат для  $^{115}\text{Xe}$  показан на рис. 33.

В табл. 6 приведены экспериментальные значения  $Q_0 - B_p$  для изотопов Te и Xe в сравнении с предсказаниями различных массовых формул.

Таблица 6

Изотоп	Эксперим.. Мэв	Камерон [22]	Сигер [101]	Святецкий, Майерс [23]	Винг Варли [24]	Зельдес и др. [20]	Гарви и др. [25]	Вапстра и Гоув [54]
$^{109}\text{Te}$	$7,14 \pm 0,10$	8,9	9,0	8,4	4,0	6,23	6,94	7,29
$^{111}\text{Te}$	$5,07 \pm 0,07$	6,7	6,0	6,15	2,5	4,9	5,0	4,92
$^{115}\text{Xe}$	$6,20 \pm 0,13$	7,6	6,19	6,17	3,61	5,43	5,7	5,4
$^{117}\text{Xe}$	$4,1 \pm 0,2$	5,3	3,84	3,94	1,92	3,47	3,85	3,4

Данные по изотопам теллура явно отдают предпочтение расчетам Зельдеса и др. [20], Гарви и др. [25] и Вапстра и Гоув [54]; ре-

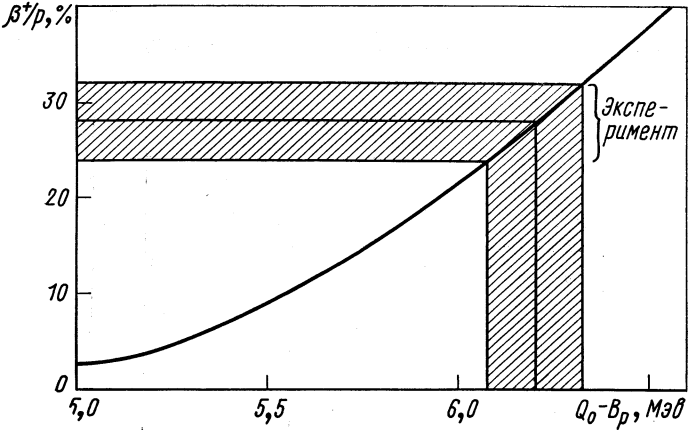


Рис. 33. Зависимость отношения числа позитронов в совпадении с протонами к полному числу протонов от  $Q_0 - B_p$  для  $^{115}\text{Xe}$ . Получено интегрированием выражения (24) по протонному спектру. Из экспериментального отношения  $(28 \pm 4)\%$  имеем  $Q_0 - B_p = (6,2 \pm 0,13) \text{ Мэв}$ .

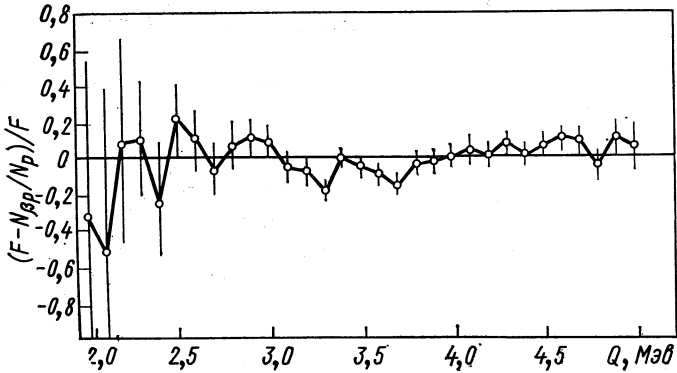


Рис. 34. Сравнение экспериментального отношения  $N_{\beta^+}/N_p$  с теоретическим значением  $V$  для  $^{108}\text{Te}$ .

зультаты для ксенона лучше согласуются с предсказаниями Святецкого и Майерса [23] и Сигера [101].

Отметим, что в данных по  $\beta^+ - p$ -совпадениям содержится в принципе материал для проверки теории  $W_{\beta^+}/W_{\varepsilon}$ -отношения. Это касается, по крайней мере, зависимости этого отношения от

энергии перехода. На рис. 34 приведено сравнение экспериментального значения  $N_{\beta^+p}/N_p$  с теоретическим  $B$  [100] для различных парциальных энергий электронного захвата  $Q$ . Энергии рассчитаны из  $E_p$  после определения  $Q_0 - B_p$ . Точки распределены относительно нулевой линии по Гауссу со средним квадратическим отклонением 0,067 (для энергий, превышающих 2,5 Мэв). Таким образом, со средней точностью 6,7% подтверждается теоретический расчет  $W_{\beta^+}/W_e$ . Однако не исключены и аномалии: авторы работы [100] отмечают отклонение экспериментального  $W_{\beta^+}/W_e$  от расчетного, значительно выходящее за пределы статистической погрешности, для энергии 3,27 Мэв. Этот момент требует дополнительного экспериментального уточнения.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За десять лет, прошедших со времени наблюдения первого излучателя запаздывающих протонов, накоплен значительный материал об этом явлении, развиты различные подходы для извлечения ядерной информации с помощью протонных излучателей. Специфичность этой информации заключается в том, что, во-первых, зачастую она не может быть получена другим способом; во-вторых, она относится к изотопам, находящимся вблизи границы нуклонной стабильности ядер.

Исследования в области легких излучателей ( $Z < 30$ ) в некоторых случаях дали первую информацию об изобарноаналоговых состояниях с  $T = 3/2$ ,  $T_z = -1/2$ . Изучение сверхразрешенного  $\beta$ -перехода между изобарными аналогами дало сведения о распределении фермиевского и гамов-теллеровского матричного элемента в функции энергии возбуждения дочернего ядра. Кроме того на примере  $^{33}\text{Ag}$  и  $^{17}\text{Ne}$  продемонстрирована возможность определения изотоп-спиновой чистоты аналоговых состояний.

Для описания процесса испускания запаздывающих протонов в области более тяжелых ядер развита статистическая модель, применение которой позволяет извлекать информацию о силовой функции перехода Гамова — Теллера. Этот метод имеет высокое разрешение по энергии и в этом его основное преимущество перед прямым измерением силовой функции  $\beta$ -распада. Особый интерес представляют сведения о локальных резонансах в силовой функции, которые дают новую возможность изучать взаимодействие простых конфигураций с реальными состояниями возбужденного ядра.

Анализ тонкой структуры протонных спектров требует еще значительной доработки. Однако здесь был получен метод определения плотности ядерных состояний в функции энергии возбуждения в диапазоне, который не доступен другим способам.



Измерение протонных спектров в совпадении с позитронами и  $\gamma$ -квантами позволяет установить разность дефектов масс исходного и конечного ядер. Широкое проведение таких измерений безусловно многое прояснит в проблеме корректного описания ядерных масс. Эти подходы являются хорошей базой для систематического исследования в будущем в широком диапазоне  $A$  и  $Z$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bell R. E. Encyclopaedic Dictionary of Physics, Supplem. V. 3, J. Thewlis ed., Pergamon Press, 1968.
2. Marsden E. Phil. Mag. 1914, 27, 824; 1915, 30, 240.
3. Alvarez L. Phys. Rev., 1949, 75, 1815; Alvarez L. Phys. Rev. 1950, 80, 518.
4. Мигдал А. Б., Гейликман Б. Т. ОИЯИ В4-1542.
5. Дзелепов Б. С. «Изв. АН СССР, сер. физ.» 1956, 15, 498.
6. Карнаухов В. А. В сб.: «Материалы конф. по реакциям с многозарядными ионами. Дубна, 1958», 1961, с. 71; Карнаухов В. А., Тарангин Н. И. ЖЭТФ, 1960, 39, 1106.
7. Гольданский В. И. ЖЭТФ. 1960, 39, 497.
8. Карнаухов В. А., Тер-Акопьян Г. М., Субботин В. Г. Препринт ОИЯИ, Р-1072, Дубна, 1962; Karnaukhov V. A., Ter-Akopian G., Subbotin V. G. Proc. of the 3-Conf. on React. between Complex Nuclei. Pacific Grove, USA, 1963, p. 434.
9. а) Карнаухов В. А. и др. ЖЭТФ, 1963, 45, 1280; б) Флеров Г. Н. и др. ЖЭТФ, 1964, 47, 419; Nucl. Phys., 1964, 60, 129.
10. а) Barton R., Mc Pherson R. Bull., Amer. Phys. Soc., 1963, 8, 357; б) Barton R. e.a. Canad. J. Phys. 1963, 41, 2007.
11. Hardy J. In: Nucl. Spectroscopy. Ed. J. Cerny, Academic Press, N.-Y.; ch. IX B (in press).
12. Hardy J. Nucl. Data. Tables, 1972, 11, 327.
13. Janecke J. Nucl. Phys., 1965, 61, 326.
14. Goldanski V. I. Ann. Rev. Nucl. Sci., 1966, 16, 1.
15. Sheldon P., Marmier E. Phys. of Nucl. and Particles, Academic Press, N.Y. and L. VII, 948.
16. Богданов Д. Д. и др. «Ядерная физика». 1972, 16, 890.
17. Jackson K. P. e.a. Phys. Lett. 1970, 33B, 281; Cerny J. e.a. Nucl. Phys. 1972, A188, 666.
18. Peker L. K. e.a. Phys. Lett. 1971, 36B, 547.
19. Гольданский В. И. УФН, 1965, 87, вып. 2, 67.
20. Zeldes N., Grill A., Simievic A. Mat.-Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk. 1967, 3, N 5.
21. Karnaukhov V. A., Ter-Akopian G. M. Phys. Lett., 1964, 12, 339.
22. Cameron A. G. W. At. Energy Canad. Ltd. Rept. CRL-41, 1957.
23. Myers W. D., Smiatecki W. J. UCRL-11980, 1965.
24. Wing J., Varley J. D. ANL-6886, 1964.
25. Garvey G. I. e.a. Rev. Mod. Phys., 1969, 41, 4, Pt II, 1.
26. Stephens F. S., Leigh J. R., Diamond R. M. Nucl. Phys. 1971, A170, 335.
27. Карнаухов В. А. и др. «Ядерная физика», 1966, 4, 457.
28. Macfarlane R. D. Arkiv. Fysik, 1967, 36, 431.
29. Mc Pherson R. e.a. Phys. Rev. 1965, 140B, 1513.
30. Macfarlane R. D., Griffioen R. D. Nucl. Instr. Meth., 1963, 24, 461; Macfarlane R. D. In: Nucl. Spectroscopy II, J. Cerny ed., Academic Press, N.-Y. (in press).
31. Hardy J. C. e.a. Phys. Rev., 1971, 3C, 700.

32. Hansen P. G. Nucl. Str. Lec., Alushta, 1972, JINR, D-6465, 365, 1972.
33. CERN report 70-3, 1970.
34. Esterl J. E. e.a. Phys. Rev., (to be published), 1972.
35. Esterl J. E. e.a. Phys. Lett., 1970, 33B, 287.
36. Hardy J. C. e.a. Phys. Rev. Lett., 1965, 14, 376.
37. Hardy J. C., Bell R. E. Canad. J. Phys., 1965, 43, 1671.
38. Gough R. A., Sextro R. G., Cerny J. Phys. Rev. Lett. 1972, 28, 510.
39. Reeder P. L. e.a. Phys. Rev., 1966, 147, 781.
40. Hardy J. C., Verrall R. I. Phys. Lett., 1964, 13, 148.
41. Steigerwalt J. E., Sunier J. W., Richardson J. R. Nucl. Phys. 1969, A137, 585.
42. Poskanzer A. M. e.a. Phys. Rev., 1966, 152, 995.
43. Verrall R. I., Bell R. E. Nucl. Phys., 1969, A127, 635.
44. Cerny J. e.a. Phys. Rev. Lett., 1970, 24, 1128.
45. Hornshøj P. e.a. Nucl. Phys., 1972, A187, 637.
46. Богданов Д. Д., Карнаухов В. А., Петров Л. А. «Ядерная физика», 1973, 18, 3.
47. Богданов Д. Д. и др. «Ядерная физика», 1967, 6, 893.
48. Hornshøj P. e.a. Dubna report, D7-5769, 1971, p. 249.
49. Hornshøj P. e.a. CERN report 70-30, 1970, p. 487.
50. Hornshøj P. e.a. Nucl. Phys., 1972, A187, 599.
51. Ravn H. L., Sundell S., Westgaard L. Phys. Lett., 1972, 39B, 337.
52. Богданов Д. Д., Карнаухов В. А., Петров Л. А. «Ядерная физика», 1974, 4.
53. Карнаухов В. А. «Ядерная физика», 1969, 10, 450.
54. Wapstra A., Gove N. Nucl. Data Tabl., 1971, 9, N 4-5.
55. Тер-Акопян Т. М. Автореферат диссертации, ОИЯИ 3229, 1967.
56. Esterlund R. A. e.a. Phys. Rev., 1967, 1094, 156.
57. McPherson R., Hardy J. C. Canad. Phys., 1965, 43, 1.
58. Reeder P. L., Poskanzer A. M., Esterlund R. A. Phys. Rev. Lett., 1964, 13, 767.
59. Hardy J. C., Verrall R. I. Phys. Rev. Lett., 1964, 13, 764.
60. McPherson R. Proc. of Conf. on Isobaric Spin, Tallahassee, Florida, 1966.
61. Cerny J. Ann. Rev. Nucl. Scient., 1968, 18, 27.
62. Hardy J. C., Verrall R., Bell R. Nucl. Phys., 1966, 81, 113.
63. Wigner E. P., Feenberg E. Rept. Progr. Phys., 1964, 8, 274.
64. Jancek J. Nucl. Phys., 1965, 73, 97.
65. Konopinski E., Rose M. In: Alpha-Beta and Gamma-Ray Spectroscopy, ed by Siegbahn, N-H Publ. Comp. Amsterdam, 1965, p. 1327; Blin-Stoyle R. In «Isospin in Nucl. Phys. ed. by D. Wilkinson, N-H, Publ. Comp. Amsterdam, 1969, p. 115.
66. Hardy J., Margolis B. Phys. Lett., 1965, 15, 276.
67. Sliv L. A., Kharitonov V. I. Phys. Lett., 1965, 16, 176.
68. Morita M. e.a. Progr. of Theor. Phys. Suppl., 1971, N 48, 41.
69. Gabrakov S., Pyatov N. Paper presented at the Symposium on Nucleons and weak Interactions, Zagreb, July 1971, Yugoslavia.
70. Yadama H., Bull. Sci.-Eng. Res. Lab. Waseda Univ., 1965, N 31/32, 146.
71. Takahashi K., Yamada M. Progr. Theor. Phys., 1969, 41, 1470.
72. Duke C. L. e.a. Nucl. Phys., 1970, A151, 609.
73. Hardy J. C. Dubna report D7-5769, p. 261, 1971.
74. Hornshøj P. e.a. Nucl. Phys., 1972, A187, 609.
75. Джелепов Б. С., Зырянова Л. Н., Суслев Ю. П. Бета-процессы. М.-Л., «Наука», 1972.
76. Mani G. S., Melkanoff M. A., Iori I. CEA-2379, 1963.
77. Gilbert A., Cameron A. G. W. Canad. J. Phys., 1965, 43, 1446.
78. Stolovy A., Harvey J. A. Phys. Rev. 1957, 108, 353.
79. Мазэцки Х. и др. «Ядерная физика», 1971, 13, 240.
80. Westgaard L., Zyllics J., Nielsen O. B. Proc. 4th Int. Conf. on Atomic Masses and Fundamental Constants, NPS, Teddington, 1971.

81. Karnaukhov V. A., Bogdanov D. D., Petrov L. A. CERN Report, 70—30, v. 1, 1970, p. 457.
82. Martinsen P., Randrup J. Nucl. Phys. (in prees).
83. Martinsen P., Private communication, 1972.
84. Axel P. Proc. of Intern Symp. Nucl. Str., Dubna, 1968.
85. Бунаков В. Е. Материалы VII зимней школы по теории ядра и физике высоких энергий. М.-Л., ФТИ, 1972.
86. Block B., Feshbach H. Ann. Phys., 1963, 23, 47.
87. Kerman A. N., Rodberg L. S., Young J. E. Phys. Rev. Lett., 1963, 11, 422.
88. Baglan R., Bowman C. Phys. Rev., 1971, C3, 2475.
89. Farrell J. e.a. Phys. Lett., 1965, 17, 286.
90. Egelstaff P. A. Proc. Phys. Soc. 1958, 71, 910.
91. Карнаухов В. А., Богданов Д. Д., Петров Л. А. Nucl. Phys., 1973, A206, 583.
92. Porter C. E., Thomas R. G. Phys. Rev., 1958, 104, 483.
93. Roberts R. B., Meyer R. C., Wang P. Phys. Rev., 1939, 55, 510.
94. Amiel S. Proc. 2<sup>nd</sup> Symp. on Phys. and Chem. of fission, Vienna, 1969. EAFA, 1969, p. 569.
95. Shalev S., Rudstam G. Phys. Rev. Lett., 1972, 28, 687.
96. Amiel S., Feldstein H. Phys. Lett., 1970, 31B, 59.
97. Papas A. C., Svedrup T. Nucl. Phys., 1972, A188, 48.
98. Takahashi K. Progr. Theor. Phys., 1972, 47, N 5, 1500.
99. Johanson K., K. Bonde Nielsen, Rudstam G. Nucl. Phys. (in press), 1972.
100. Богданов Д. Д., Карнаухов В. А., Петров Л. А. «Ядерная физика», 1973, 17, 457.
101. Seeger P. CERN Report 70—30, 1970 p. 217.
102. Бачо И. и др. «Ядерная физика», 1965, 7, 1153.