

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



22/12-75

P6 - 8962

Б-734

Д.Д.Богданов, И.Воборжил, А.В.Демьянов,
В.А.Карнаухов, О.К.Нефедьев, Л.А.Петров

3541/2-75

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДА ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ
ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ПРОТОНОВ ^{121}Ba , ^{119}Ba , ^{116}Cs

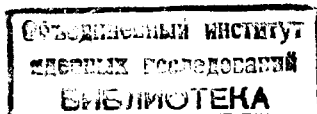
1975

P6 - 8962

Д.Д.Богданов, И.Воборжил, А.В.Демьянов,
В.А.Карнаухов, О.К.Нефедьев, Л.А.Петров

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДА ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ
ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ПРОТОНОВ ^{121}Ba , ^{119}Ba , ^{116}Cs

Направлено в ЯФ



1. Введение

Эмиссия запаздывающих протонов является весьма распространенным процессом для изотопов со значительным нейтронным дефицитом. Исследование этого процесса с успехом используется для извлечения информации о свойствах ядер, удаленных от линии бета-стабильности /см., например, обзоры /1,2/ /. Измерение позитрон-протонных совпадений позволяет определить энергию β^+ -р-распада $Q_0 - V_p$, где Q_0 - энергия электронного захвата материнского изотопа, V_p - энергия связи протона в дочернем ядре /3,4/. Эта величина прямо связана с разностью масс начального и конечного изотопов и поэтому может быть использована для проверки существующих теорий атомных масс. Анализ сглаженной формы спектров протонов дает сведения о силовой функции бета-распада /5,6/. Из рассмотрения флуктуаций интенсивности в протонных спектрах могут быть получены сведения о плотности состояний в диапазоне энергий возбуждения 3 - 9 МэВ.

В настоящей работе приведены результаты измерений позитрон-протонных совпадений для ^{116}Cs , ^{119}Ba , ^{121}Ba . Первые данные об изотопе ^{116}Cs получены в /7/. Изотопы бария впервые наблюдались в работах /8,9/. Из измерений позитрон-протонных совпадений определены значения $Q_0 - V_p$ для этих протонных излучателей. Полученные величины затем использовались при анализе сглаженной формы протонных спектров с помощью статистической модели процесса.

2. Экспериментальная методика

Эксперименты проводились на выведенном пучке циклотрона тяжелых ионов У-300 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ. Ионами $^{32}\text{S}^{+5}$ / $E_{\text{max}} = 190 \text{ МэВ}$ / облучалась металлическая мишень из обогащенного /90%/ ^{92}Mo толщиной $\sim 2 \text{ мг/см}^2$. Исследуемые изотопы получались в результате следующих реакций: $^{92}\text{Mo}(^{32}\text{S}, 3\text{p}5\text{n})^{116}\text{Cs}$; $^{92}\text{Mo}(^{32}\text{S}, 2\text{p}3\text{n})^{119}\text{Ba}$, $^{92}\text{Mo}(^{32}\text{S}, 2\text{p})^{121}\text{Ba}$. Мишень располагалась в непосредственной близости от ионного источника масс-сепаратора БЭМС-2, с помощью которого непрерывно осуществлялось разделение изотопов. Использовался высокотемпературный источник с поверхностной ионизацией. Во внутреннюю полость источника изотопы попадали через тонкую танталовую фольгу за счет импульса, переданного бомбардирующей частицей. Детально масс-сепаратор БЭМС-2 описан в работе^{10/}. В фокальной плоскости сепаратора располагалось приемное устройство с детекторами. Активность, принадлежащая изобару с выбранным значением массового числа, собиралась на диске-коллекторе /5 мкм, Al/ и периодически помещалась между Si(Au)-детектором протонов и сцинтилляционным бета-счетчиком /пластик толщиной 1 мм/. Малая толщина сцинтиллятора обеспечивала низкую чувствительность счетчика к γ -фону и стандартизацию импульсов по амплитуде вследствие слабой зависимости удельных энергопотерь электронов от энергии. Эффективность β -тракта, измеренная с помощью источника ThC' , составляла $42 \pm 2\%$. Сигналы с бета- и протонного детекторов после усиления поступали на дифференциальные дискриминаторы с временной отметкой появления импульса. Для отбора истинных и случайных совпадений использовалась комбинация время-амплитудного конвертора и двух обычных дифференциальных дискриминаторов. Полное разрешающее время в экспериментах составляло 0,3 мкс, что обеспечивало 100%-ную регистрацию истинных совпадений. Для снижения фона электронная аппаратура блокировалась на время прохождения пучка. Спектрометрический сигнал с протонного тракта поступал на 10-разрядный амплитудный кодировщик, код с которого, дополненный двухразрядным кодом признака события, яв-

лялся адресом для записи "+1" в памяти анализатора АИ-4096. Код признака события вырабатывался на специальном электронном устройстве, на входы которого поступали импульсы с дискриминаторов истинных и случайных совпадений, а также логический импульс из протонного тракта. Таким образом, в эксперименте велась одновременная запись трех протонных спектров: без совпадений, в истинных и случайных совпадениях с позитронами.

3. Результаты и их обсуждение

а/ Энергия β^+ -р-распада

На рис. 1 и 2 представлены протонные спектры в совпадении с позитронами $N_{\beta^+p}(E_p)$ и без совпадений для

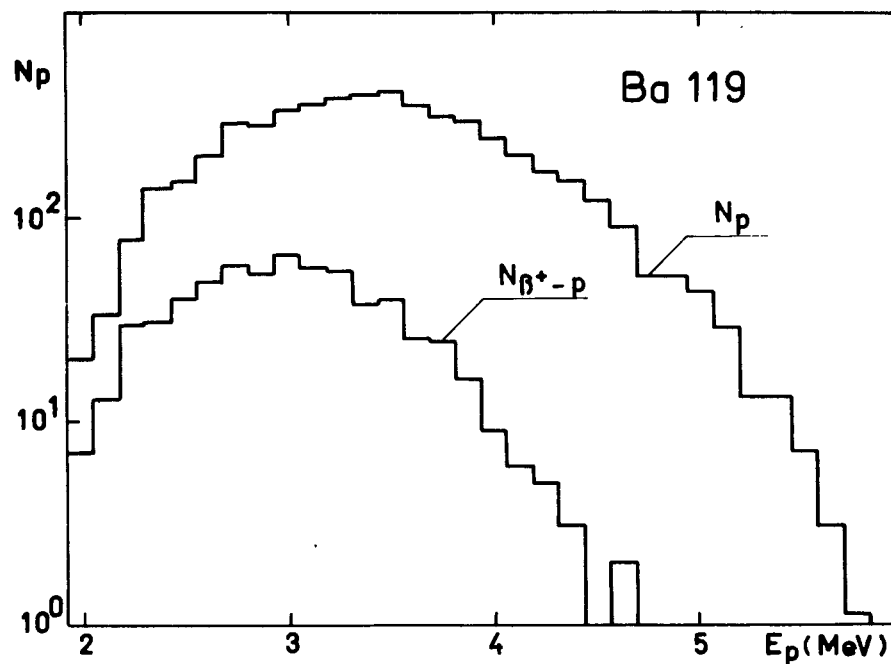


Рис. 1. Спектры запаздывающих протонов ^{119}Ba в совпадении с позитронами и без совпадений.

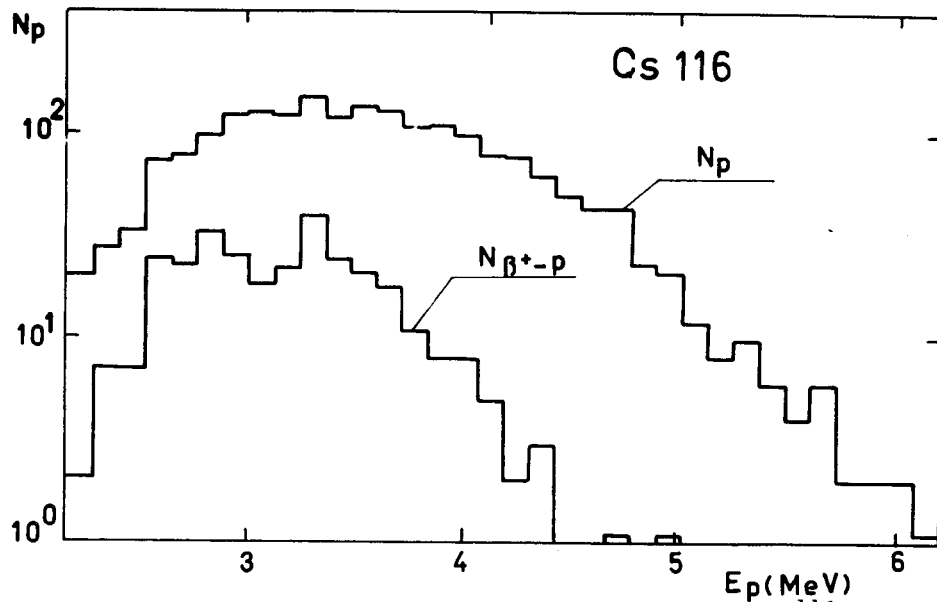


Рис. 2. Спектры запаздывающих протонов для ^{116}Cs в совпадении с позитронами и без совпадений.

изотопов ^{116}Cs и ^{119}Ba . Хорошо видно, что включение совпадений приводит к смягчению спектра. Это вызвано тем, что увеличению энергии запаздывающих протонов соответствует уменьшение парциальной энергии β^+ -перехода. При этом возрастает относительная вероятность электронного захвата, не дающего вклада в спектр совпадений. Отношение интегральных интенсивностей в спектрах протонов, измеренных в совпадениях с позитронами и без совпадений, после учета эффективности β -тракта равно величине \bar{R} , равной относительной вероятности эмиссии позитрона перед испусканием запаздывающего протона. Для ^{116}Cs , ^{119}Ba и ^{121}Ba величины \bar{R} составляют соответственно $35,0 \pm 2,7\%$, $29,0 \pm 1,7\%$ и $4,0 \pm 0,8\%$.

Отношение интенсивности запаздывающих протонов, испускаемых после позитронного распада, к полной интенсивности протонов с энергией E_p может быть представлено в виде

$$R(E_p) = \sum_f a_f(E_p) [1 + W_\epsilon(Q) / W_{\beta^+}(Q)]^{-1} \quad /1/$$

где $a_f(E_p)$ - доля протонов с энергией E_p , соответствующая распаду в конечное состояние внучатого ядра с энергией возбуждения E_f ; W_ϵ / W_{β^+} - отношение вероятностей электронного захвата и позитронного распада. Известно, что для разрешенных переходов W_ϵ / W_{β^+} не зависит от ядерных матричных элементов и при данном Z определяется только энергией перехода - $Q = Q_0 - B_p - E_f - E_{pA} \frac{A}{A-1}$. Для определения $Q_0 - B_p$ экспериментальное значение \bar{R} сравнивалось с расчетным, которое получалось усреднением $R(E_p)$ по протонному спектру. При отсутствии распадов на возбужденные состояния внучатого ядра величина \bar{R} является только функцией $Q_0 - B_p$, и значение последней может быть найдено с точностью не хуже $\pm 100 \text{ кэВ}^3$. В случаях, когда распадом на возбужденные состояния нельзя пренебречь, точность определения $(Q_0 - B_p)$ из β^+ -р-совпадений несколько снижается из-за необходимости использования теоретических значений коэффициентов a_f . Расчеты $a_f(E_p)$ проводились на основе статистической модели испускания запаздывающих протонов $^{1,2,5,6/}$, значения энергий и спинов конечных состояний брались из работ $^{11,12/*}$, величины W_ϵ / W_{β^+} - из работы $^{13/}$. На рис. 3,4 приведены зависимости \bar{R} от $(Q_0 - B_p)$ для $^{119,121}\text{Ba}$, рассчитанные для наиболее вероятных значений спина начального ядра. Из рисунка следует, что неопределенность, связанная со спином, приводит к дополнительной неоднозначности в величине $Q_0 - B_p$, получаемой из сравнения с экспериментом. Однако эта неоднозначность

* Первые возбужденные состояния ^{118}Xe : $2^+ / 0,33 \text{ МэВ/}$, $4^+ / 0,82 \text{ МэВ/}$, $6^+ / 1,48 \text{ МэВ/}$; первые возбужденные состояния ^{120}Xe : $2^+ / 0,32 \text{ МэВ/}$, $4^+ / 0,79 \text{ МэВ/}$, $6^+ / 1,40 \text{ МэВ/}$. Для ^{115}I так же, как и в $^{112/}$, предполагается существование следующих состояний, заселяемых при испускании протона: $5/2^+ / 0,0 \text{ МэВ/}$, $1/2^+ / 0,12 \text{ МэВ/}$, $7/2^+ / 0,16 \text{ МэВ/}$, $3/2^+ / 0,22 \text{ МэВ/}$, $3/2^+ / 0,31 \text{ МэВ/}$.

не слишком велика /150 кэВ/. В табл. 1 приводятся результирующие данные по величинам $Q_0 - V_p$ для изотопов ^{121}Ba , ^{119}Ba , ^{116}Cs , полученные из сравнения экспериментального \bar{R} с расчетом. При оценке ошибок полагалось, что возможные значения спина для $^{119,121}\text{Ba}$ составляют $3/2^{\pm}$, $5/2^{\pm}$, а для ^{116}Cs - от 0^{\pm} до 3^{\pm} .

Таблица

Изотоп	/МэВ/ эксп.	15	16	17	18	19
^{116}Cs	$6,4 \pm 0,3$	6,6	6,8	7,6	7,5	7,8
^{118}Cs	$4,7 \pm 0,3$	4,7	4,8	5,4	4,96	5,78
^{119}Ba	$6,35 \pm 0,20$	6,1	6,5	6,9	6,8	7,18
^{121}Ba	$4,7 \pm 0,2$	4,2	4,4	4,75	4,6	5,35

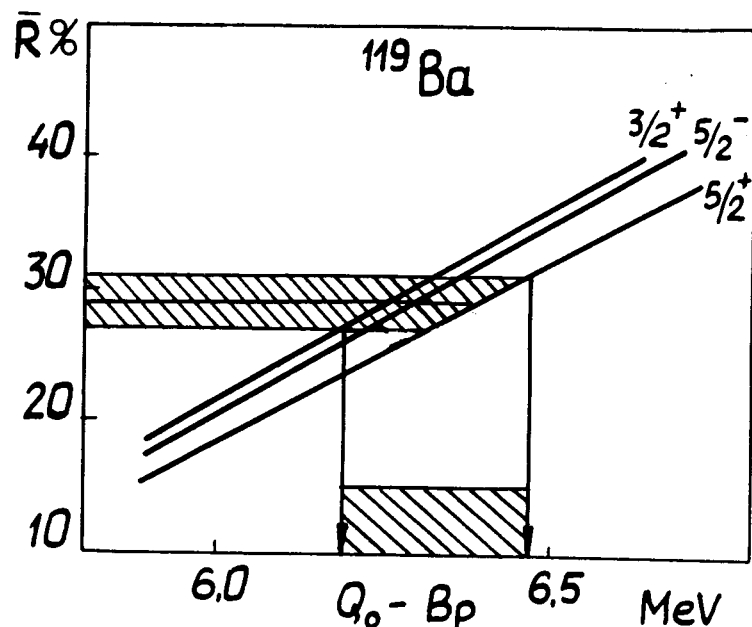


Рис. 3. Относительная вероятность эмиссии позитрона на один акт испускания запаздывающего протона в функции $Q_0 - V_p$ для ^{119}Ba . Показаны расчетные кривые для значений спина ^{119}Ba , равных $3/2^+$, $5/2^-$, $5/2^+$.

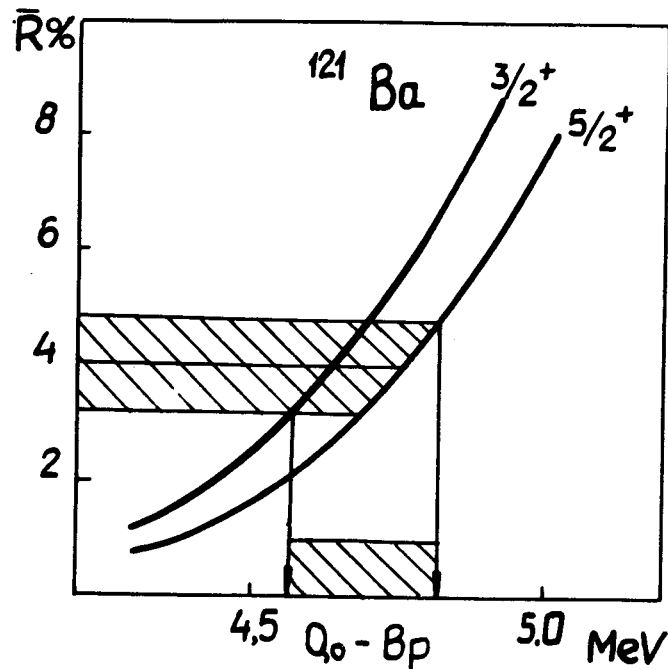


Рис. 4. Относительная вероятность эмиссии позитрона на один акт испускания запаздывающего протона в функции $Q_0 - V_p$ для ^{121}Ba . Показаны расчетные кривые для значений спина ^{121}Ba , равных $3/2^+$ и $5/2^+$.

Все эти изотопы относятся к новой области деформированных ядер с $50 < Z, N < 82$. Указанные возможные значения спинов следуют из схемы уровней с учетом неопределенности в параметрах расчета /см., например, /14, 18/. Ошибка в значении $Q_0 - V_p$ для ^{116}Cs увеличена дополнительно на 150 кэВ в связи с неопределенностью в схеме уровней конечного ядра. Для полноты в таблице приведена величина $Q_0 - V_p$ для ^{118}Cs , взятая из работы /12/.

Сравнение результатов с предсказаниями различных массовых формул /15-19/ показывает, что так же, как и в районе Te, более реалистичными оказываются массовые формулы Гарви-Кельсона и Зельдеса /15, 16/.

б/ Анализ формы протонных спектров

Полученные значения $Q_0 - V_p$ были использованы при анализе формы протонных спектров по статистической модели испускания запаздывающих протонов^{5,6/}. Эта модель оперирует с усредненными вероятностями как для β^+ -перехода в протонно-нестабильные состояния, так и для распада этих состояний. В рамках этой модели спектр запаздывающих протонов записывается следующим образом:

$$\frac{\Delta N(E_p)}{\Delta E_p} \sim \sum_{i,f} g(I, I_i) f(Z, Q_0 - E) S_{\beta} \frac{\Gamma_p^{if}}{\Gamma_i}, \quad /2/$$

где $g(I, I_i)$ - статистический весовой фактор для β^+ -перехода ядра со спином I в состояние со спином I_i ; $f(Z, Q_0 - E)$ - интегральная функция Ферми, учитывающая как позитронный распад, так и электронный захват^{13/}; S_{β} - силовая функция β^+ -перехода, равная полной приведенной вероятности перехода в единичный интервал энергии возбуждения дочернего ядра; Γ_p^{if} - средняя протонная ширина для распада из состояния со спином I_i в конечное состояние со спином I_f ; $\Gamma_i = \Gamma_{\gamma}^i + \sum_f \Gamma_p^{if}$ - полная ширина, определяемая радиационной и суммарной протонной ширинами. Предполагается, что интервал усреднения ΔE_p существенно больше, чем среднее расстояние между уровнями.

Для $g(I, I_i)$ использовалось выражение $g = (2I_i + 1) / 3(2I + 1)$ ^{6/}. Для энергии возбуждения E справедливо соотношение $E = V_p + E_f + E_p \frac{A}{A-1}$ / A - массовое число исходного ядра/. Протонные ширины рассчитывались по известной формуле оптической модели с использованием коэффициентов трансмиссии из работы^{20/} и плотности уровней из работы^{21/}. Радиационные ширины находились по полуэмпирической формуле из^{22/}.

В качестве первого приближения использовалось предположение о постоянстве силовой функции β^+ -перехода в пределах энергий возбуждения, приходящихся на протонный спектр. Это соответствует современным теоре-

тическим представлениям /см., например,^{23/} /, согласно которым для разрешенного β^+ -распада ядер с $N > Z$ на область реальных переходов приходится "хвост" гигантского гамов-теллеровского резонанса, где силовая функция слабо меняется. Однако на этот плавный ход могут накладываться локальные резонансы, связанные с простыми конфигурациями, хорошо заселяемыми в β^+ -пере-

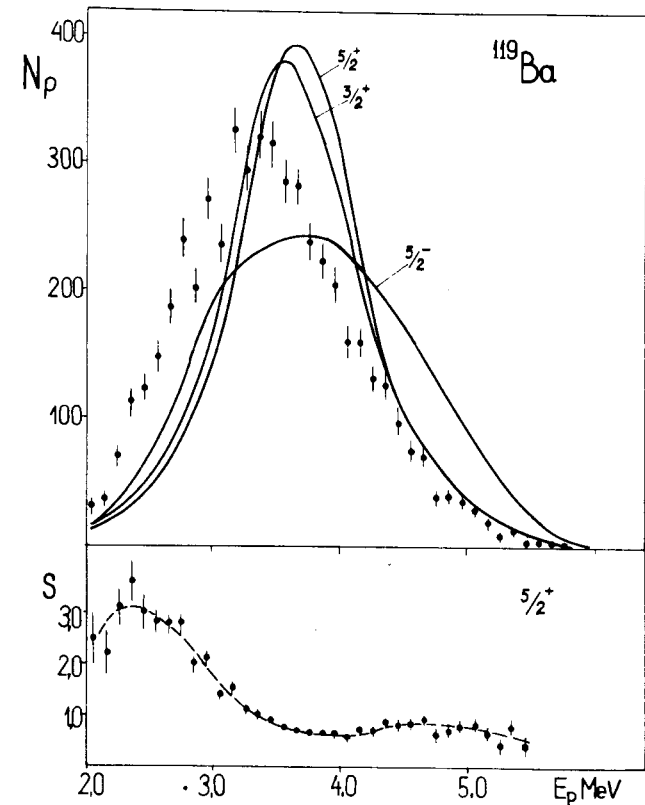


Рис. 5. Сравнение спектра запаздывающих протонов ^{118}Ba с расчетом по статистической модели в предположении: $I = 3/2^+, 5/2^+$ и $5/2^-$. В нижней части рисунка показано отношение экспериментального спектра к расчетному для спина $5/2^+$. Энергия связи протона в дочернем ядре взята равной $1,63 \text{ МэВ}$ ^{16/}.

ходе. Анализ, который дается в этом разделе, был предпринят для того, чтобы получить информацию о β -силовой функции для ^{121}Ba , ^{119}Ba , ^{116}Cs . Эти изотопы испытывают разрешенный гамов-теллеровский β^+ -переход. Такое заключение следует из оценок средних значений силовой функции $S_\beta = (ft)^{-1}$, сделанных в предположении постоянства S_β при энергиях возбуждения, превышающих отсечку, связанную со спариванием $^{23}/$. Величины S_β для ^{121}Ba , ^{119}Ba , ^{116}Cs соответственно равны 2.10^{-5} ; 4.10^{-5} и $2.10^{-5} \text{ МэВ}^{-1}\text{с}^{-1}$. В этих оценках использовались экспериментальные периоды полураспада и расчетные значения $Q_0^{16/}$.

На рис. 5 проведено сравнение спектра протонов для ^{119}Ba с рассчитанным по статистической модели в предположении постоянства S_β для следующих значений спинов: $3/2^+$, $5/2^+$, $5/2^-$. Энергия связи протона в ^{119}Cs взята равной $1,63 \text{ МэВ}^{16/}$. Отметим, что расчет качественно воспроизводит gross-структуру протонного спектра, однако количественное согласие отсутствует. Для энергий $E_p < 3,0 \text{ МэВ}$ интенсивность в протонном спектре превышает расчетную при всех возможных значениях спина ^{119}Ba . В нижней части рис. 5 приведено отношение интенсивностей экспериментального и расчетного /для спина $5/2^+$ / спектров. Однако расхождение расчета и эксперимента практически ликвидируется, если предположить, что энергия связи протона в ^{119}Cs на $0,5 - 0,7 \text{ МэВ}$ меньше, чем дается в $^{16/}$.

На рис. 6 представлено сравнение экспериментального протонного спектра для ^{121}Ba с расчетным в предположении, что спин ядра равен $3/2^+$, а $S_\beta = \text{const}$. Величина B_p для ^{121}Cs взята равной $2,3 \text{ МэВ}^{16/}$. В нижней части рисунка дано отношение интенсивностей этих двух спектров. Так же, как и в предыдущем случае, экспериментальный спектр сдвинут в область более низких энергий по сравнению с теоретическим. Разногласие эксперимента и расчета более драматическое, чем в случае ^{119}Ba . Оно практически не меняется при варьировании спина исходного ядра, его нельзя устранить уменьшением в разумных пределах величины B_p .

В случае ^{116}Cs степень разногласия B_p расчета, в предположении $S_\beta = \text{const}$, с экспериментом примерно такая

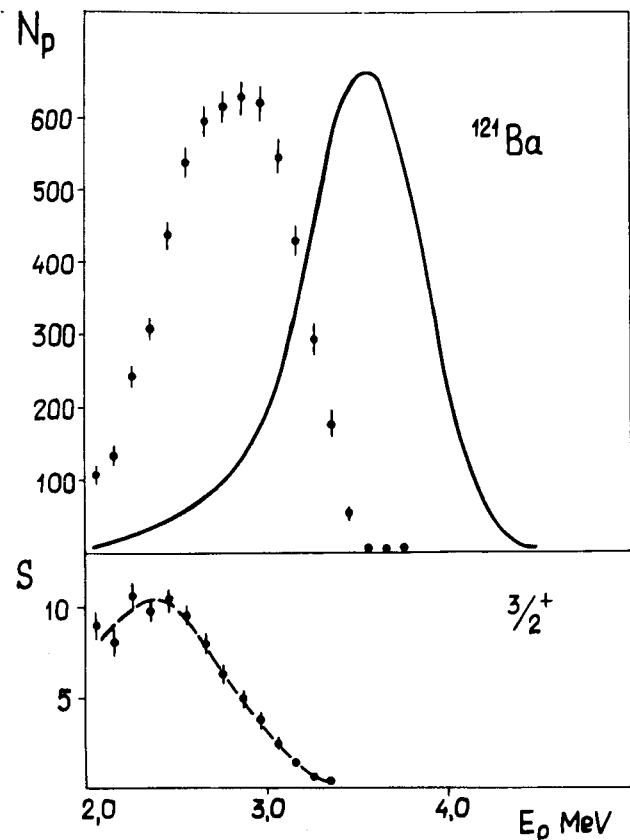


Рис. 6. Сравнение спектра запаздывающих протонов для ^{121}Ba с расчетом в предположении: $l = 3/2^+$ и энергия связи протона в ^{121}Cs равна $2,3 \text{ МэВ}^{16/}$. В нижней части рисунка показано отношение экспериментального и расчетного спектров.

же, как и для ^{119}Ba . На рис. 7 дано сравнение экспериментального и расчетного спектров ^{116}Cs в предположении, что спин равен 3^+ , а энергия связи протона в дочернем ядре - $3,93 \text{ МэВ}^{16/}$.

Для объяснения противоречия между расчетом и экспериментом представляется разумным допустить, что предположение о постоянстве силовой функции β -перехода является некорректным. Разногласие между расчетом и экспериментом /особенно значительное для ^{121}Ba /

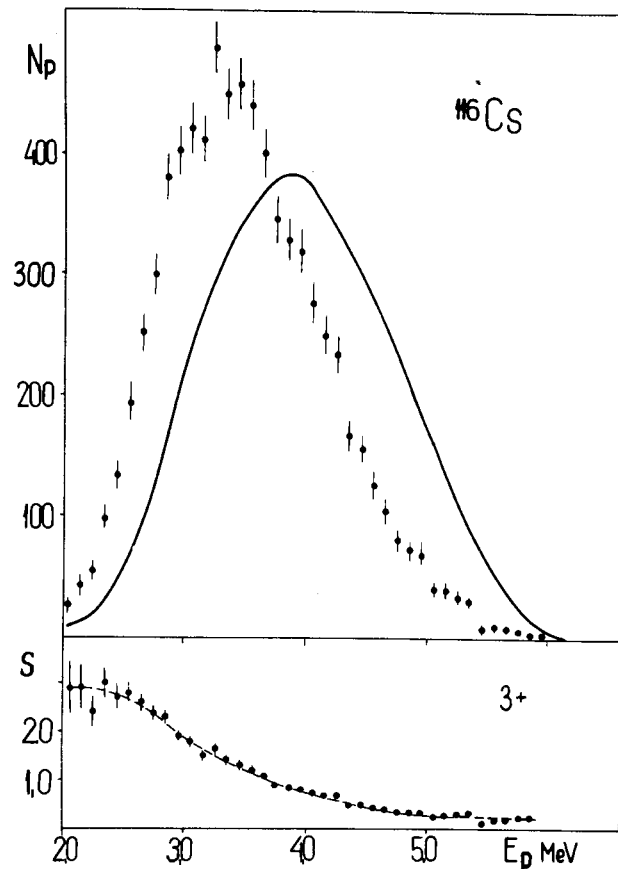


Рис. 7. Сравнение спектра запаздывающих протонов для ^{116}Cs с расчетом в предположении: $I = 3^+$ и энергия связи протона в ^{116}Xe равна $3,93 \text{ МэВ}/16$. В нижней части рисунка дано отношение экспериментального и расчетного спектров.

может быть связано с тем, что силовая функция бета-распада имеет локальный резонанс при энергии возбуждения около $5,0 \text{ МэВ}$. Причем форма и положение резонанса примерно отвечают кривым, приведенным в нижней части рис. 5-7. Аналогичный вывод делался и ранее из анализа спектров запаздывающих протонов $^{109}\text{Te}/^{24}/^{115}\text{Xe}$, $^{117}\text{Xe}/6/$. В случае ^{109}Te локальный резонанс

в β -силовой функции проявлялся особенно четко. Для этих ядер резонансы связывались с переходом протона из замкнутой оболочки $g_{9/2}$ в нейтрон в состоянии $g_{7/2}$, в результате чего образовывалось трехквартичное состояние, "размытое" за счет остаточного взаимодействия по реальным состояниям ядра.

Бета-распад ^{119}Ba и ^{121}Ba рассчитывался в работе ^{/26/} в микроскопической модели с учетом деформации, спаривания и сил типа Гамова-Теллера. Рассмотрено большое число переходов в остоле, в результате которых возникают коллективизированные трехквартичные состояния. Особо выделяются два состояния с энергией в районе $5,0 \text{ МэВ}$, главные компоненты которых связаны с переходами между состояниями, имеющими одинаковые асимптотические квантовые числа: $(p)9/2^+[404] \rightarrow (n)7/2^+[404]$ и $(p)7/2^+[413] \rightarrow (n)5/2^+[413]$. Переходы в эти состояния имеют $lgft$, близкие к $4,0$. Именно эти переходы приводят к появлению резонансов в силовой функции бета-распада. Такая интерпретация представляется наиболее вероятной, хотя нельзя исключить, что отклонение спектра, рассчитанного по статистической модели, от экспериментального может быть связано с аномалией в приведенной протонной ширине, поскольку это отклонение наблюдается в области, где $\Gamma_p < \Gamma_\gamma$.

Авторы благодарны Г.Н.Флерову за поддержку работы. Авторы признательны также В.Г.Субботину и Л.П.Челнокову за помощь в обеспечении электроникой, А.Кулиеву и Д.Саламову за обсуждения, группе эксплуатации циклотрона за обеспечение облучений.

Литература

1. В.А.Карнаухов. ЭЧАЯ, 4, вып. 4, 1018 /1973/.
2. J.Hardy. In "Nuclear Spectroscopy..." ed. by J.Cerny, Academic Press, New York, 1974.
3. И.Бачо, Д.Д.Богданов, Ш.Дароци, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров. ЯФ, 7, 1153 /1968/.
4. P.Hornshoj, K.Wilsky, P.G.Hansen, B.Jonson, O.B.Nielsen. Nucl.Phys., A187, 599 (1972).
5. В.А.Карнаухов. ЯФ, 10, 450/1969/.

6. P.Hornshøj, K.Wilsky, P.G.Hansen, B.Jonson, O.B.Nielsen. *Nucl.Phys.*, A187, 609 (1972).
7. H.Ravn, S.Sundele, L.Westgaard. *Phys.Lett.*, 39B, 337 (1972).
8. Д.Д.Богданов, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров. *ЯФ*, 19, 940 /1974/.
9. Д.Д.Богданов, А.В.Демьянов, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров. *ЯФ*, 21, 233 /1975/.
10. V.A.Karnaikhou, D.D.Bogdanov, A.V.Demyanov, G.I.Koval, L.A.Petrov. *Nucl.Instr.&Meth.*, 120,69 (1974).
11. Г.Ф.Бринкман, Л.Мюнхов. *ЭЧАЯ*, т. 3, вып. 2, 366 /1972/.
12. B.Jonson. *Ph.Thesis. Chalmers Univ. of Technology, Goteborg, Sweden*, 1973.
13. Б.С.Джелепов, Л.Н.Зырянова, Ю.П.Суслов. Беша-процессы. "Наука", Ленинград, 1972.
14. D.A.Arseniev, A.Sobiczewski, V.G.Soloviev. *Nucl. Phys.*, A126, 15 (1969).
15. N.Zeldes et al. *Fys.Skr.Vid.Selsk.*, 3, no. 5 (1967).
16. G.I.Garvey et al. *Rev.Mod.Phys.*, 41, no. 4, 11, 1 (1969).
17. W.Myers, W.J.Swiatecki. *UCRL-11980* (1965).
18. P.Seeger. *CERN Report 70-30*, p. 217 (1970).
19. J.Truran, A.G.W.Cameron, E.Hilf. *CERN, 70-30*, vol. 1, 275 (1970).
20. G.S.Mani, M.A.Melkanoff, J.Iori. *Report CEA 2379* (1963).
21. A.Gilbert, A.G.W.Cameron. *Canad.J.Phys.*, 43, 1446 (1965).
22. A.Stolovy, J.A.Harvey. *Phys.Rev.*, 108, 353 (1957).
23. P.G.Hansen. *Advances in Nucl.Phys.*, 7, 159 (1973).
24. Д.Д.Богданов, В.А.Карнаухов. Л.А.Петров. *ЯФ*, 18, 3 /1973/.
25. В.Г.Соловьев. Теория сложных ядер. Наука, М., 1972.
26. С.П.Иванова, А.А.Кулиев, Д.И.Саламов. *Препринт ОИЯИ, Р4-5889*, Дубна, 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 июня 1975 года.