

П-305

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

6 - 7360

Петров
Леонид Алексеевич

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ
ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ПРОТОНОВ
СРЕДИ ИЗОТОПОВ ТЕЛЛУРА

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1973

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

кандидат физико-математических наук

В.А.КАРНАУХОВ

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

А.А.ОГЛОБЛИН,

кандидат физико-математических наук

Ю.П.ПОПОВ

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Физико-энергетический институт (г.Обнинск).

Автореферат разослан "14" IX 1973 года

Защита диссертации состоится "19" X 1973 года
в "11³⁰" часов на заседании Объединенного Ученого совета Лаборатории нейтронной физики и Лаборатории ядерных реакций Объединенного института ядерных исследований (г.Дубна).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Отзывы и замечания просим направлять по адресу:
г.Дубна, Московской области, Объединенный институт ядерных исследований. Ученому секретарю Объединенного Ученого совета ЛЯР и ЛНФ.

УЧЕНЫЙ СЕКРЕТАРЬ СОВЕТА

Вар
Э.Н.КАРЖАВИНА

" " июля 1973 года

6 - 7360

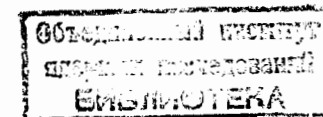
Петров
Леонид Алексеевич

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ
ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ ПРОТОНОВ
СРЕДИ ИЗОТОПОВ ТЕЛЛУРА

Специальность 01.04.16 - физика атомного ядра
и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)



При β^+ -распаде ядер со значительным нейтронным дефицитом энергетически возможна эмиссия протона из возбужденных состояний дочернего ядра, если энергия возбуждения превышает энергию связи протона. Конкурирующим каналом распада возбужденного ядра является радиационный переход. Если протонная ширина возбужденного состояния сравнима или превышает радиационную, в эксперименте наблюдается протонное излучение с периодом полураспада материнского β^+ -активного ядра. Это - случай эмиссии запаздывающих протонов.

Первые излучатели запаздывающих протонов были открыты в Дубне в 1962 году /1/. В более поздних работах /2,3/ детально исследовались их распадные характеристики, определялись Z и A . Практически одновременно в Макгильском университете (Канада) наблюдались излучатели запаздывающих протонов среди легких элементов /4/. В последующие годы этот вариант распада ядер, казавшийся вначале экзотическим явлением, стал предметом широкого экспериментального исследования и превратился в плодотворное средство получения ядерной информации. Исследованию излучателей запаздывающих протонов среди изотопов теллура посвящена настоящая диссертация.

I.

Первая глава диссертации носит обзорный характер. Рассмотрение энергетики процесса эмиссии запаздывающих протонов и возможных конкурирующих каналов распада приводит к выводу, что излучатели запаздывающих протонов должны существовать практически для всех элементов вплоть до свинца. Это подтверждается на эксперименте. Список известных излучателей запаздывающих протонов содержит уже около тридцати изотопов различных

элементов от углерода до ртути и продолжает непрерывно расширяться.

Современная ускорительная техника дает набор различных методов синтеза ядер со значительным нейтронным дефицитом: реакции (p, xn) и (He^3, xn) , реакции с тяжелыми ионами, реакции глубокого расщепления, вызываемые протонами высокой энергии. Сравнительный анализ этих методов указывает на перспективность использования тяжелых ионов.

Ядра в рассматриваемой области проявляют специфические свойства, которые во многих аспектах отличают их от ядер в области стабильности. Важные отличия связаны, например, с аномальным отношением чисел протонов и нейтронов, изменением соотношения между кулоновскими и ядерными силами, асимметрией в энергиях связи нуклонов разных типов, большой энергией ядерного β^+ -распада. Следует поэтому ожидать, что систематическое изучение таких ядер даст новые сведения о ядерной структуре.

Таким образом, широкая распространенность излучателей запаздывающих протонов, сравнительная простота их синтеза и, наконец, информативность экспериментов с запаздывающими протонами делают последние весьма плодотворным методом получения новой ядерной информации. Именно с этой точки зрения в конце главы дается обзор основных направлений исследований с запаздывающими протонами. Упомянем здесь использование протонных спектров в легких ядрах для спектроскопического исследования возбужденных состояний, выделения парциальных β^+ -переходов, изучения сверхразрешенных β^+ -переходов, определения изотопической чистоты

возбужденных состояний. Запаздывающие протоны позволяют исследовать форму ядерной массовой поверхности в области, далекой от "долин" стабильности, что делает их ценным способом проверки современных полуэмпирических формул для масс атомов. Анализ протонных спектров относительно тяжелых ядер дает сведения о силовой функции β^+ -распада, усредненных ширинах возбужденных состояний, плотности уровней.

II.

Вторая глава содержит описание экспериментальной аппаратуры и опытов по идентификации и измерению распадных характеристик изотопов $Te^{108,109,III}$, образующихся в реакциях $Ru^{96} + O^{16}$ и $Pd^{102} + C^{12}$.

Для выделения продуктов ядерных реакций и их транспортировки к спектрометру заряженных частиц использовался метод газовой струи, предложенный Р.Макфарланом. Суть метода состоит в следующем: ядра отдачи, вылетевшие из мишени, тормозятся в газе, заполняющем специальную камеру малого объема, из которой осуществляется откачка газа через отверстие или капилляр малого диаметра. Название метода ассоциируется с газовой струей, вытекающей из камеры торможения из-за перепада давления. Ядра увлекаются струей и адсорбируются на сборник, помещаемый под струю, затем механически переносятся к детекторам излучения.

Для регистрации заряженных частиц использовался телескоп из тонкого пропорционального счетчика для измерения удельной ионизации и поверхностно-барьерного $Si(Au)$ детектора

для измерения энергии. Отбор по удельным ионизациям снижал уровень β -фона и позволял легко отделять протоны от α -частиц.

Изотопы $\text{Te}^{108,109,111}$ были идентифицированы по функциям возбуждения. Эмиссией запаздывающих протонов сопровождается распад Te^{111} ($T_{1/2} = 19,5 \pm 0,5$ сек) и Te^{109} ($T_{1/2} = 4,5 \pm 0,5$ сек). Энергетические спектры протонов имеют довольно сложную структуру. Это демонстрирует рис. I, на котором представлен спектр протонов Te^{109} , измеренный с энергетическим разрешением 50 кэВ. Для Te^{109} наблюдалась также α -ветвь распада ($E_{\alpha} = 3,08$ МэВ, $T_{1/2} = 5,3^{+1,0}_{-0,7}$ сек). Отношение выходов запаздывающих протонов и α -частиц $\approx 2,5$. Te^{108} испытывает α -распад ($E_{\alpha} = 3,28$ МэВ, $T_{1/2} = 2,0 \pm 0,2$ сек).

Определение массовых чисел на основе анализа функций возбуждения не является абсолютно достоверным, поскольку при этом используются расчетные значения порогов и некоторые предположения о механизмах реакций. Нельзя исключить и возможность систематических экспериментальных ошибок. Поэтому были проведены специальные опыты, в которых Te^{111} был идентифицирован по известным дочерним продуктам его распада (Sn^{110} и In^{110}). Для выделения дочерних продуктов использовался эффект отдачи при протонном распаде, за счет которого ядра отдачи слетали со сборника и вбивались в алюминиевую фольгу (средний пробег $5-9$ мкг/см²). Для удаления подавляющего фона γ -активности, возникшей в других каналах реакции $\text{Pd}^{102} + \text{C}^{12}$ и попадавшей различными путями на поверхность фольги, использовалась методика снятия тонких поверхностных слоев алюминия толщиной $1,5 - 2$ мкг/см². Уровень фона при этом снижался примерно в $2 \cdot 10^3$ раз, а величина эффекта уменьшалась не более чем на 30%.

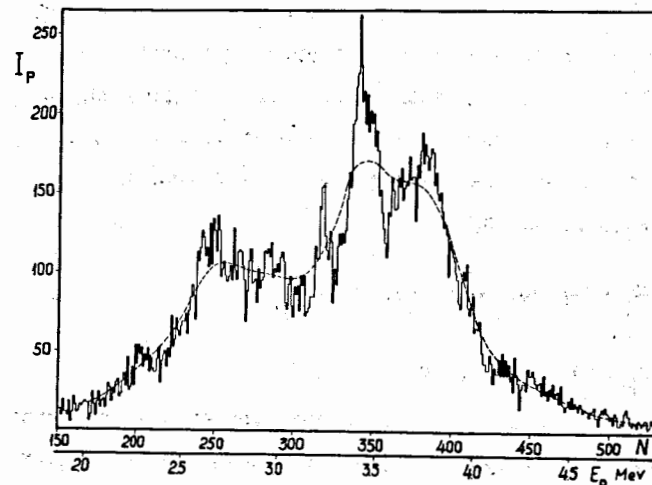


Рис. I. Спектр запаздывающих протонов Te^{109} , измеренный в реакции $\text{Ru}^{96} + \text{O}^{16}$ при энергии ионов кислорода 80 МэВ. Энергетическое разрешение в спектре 50 кэВ.

После этого γ -спектры и кривые распада измерялись с помощью низкофонового сцинтилляционного γ -спектрометра.

III.

В третьей главе описываются эксперименты по измерению позитрон-протонных совпадений для $Te^{109,III}$. Сравнение протонных спектров в совпадении с позитронами и без совпадений позволяет определить максимальную энергию протонов, равную $\frac{A-1}{A}(Q_0 - B_p)$, где Q_0 - полная энергия электронного захвата, а B_p - энергия связи протона в дочернем ядре. Эта величина связывает массы изотопов, входящих в цепочку распада с энергией запаздывающего протона:

$$Q_0 - B_p = M(Z, N) - M(Z-2, N+1) - m_H, \quad (I)$$

где m_H - масса водорода.

В настоящее время для предсказания значений масс неизвестных ядер широко используются расчеты по различным "массовым" формулам, которые являются полуэмпирическими по своей природе. Эти формулы не являются точным решением ядерной проблемы многих тел, а основаны на простых моделях, применимость которых оправдывается известными фактами. Функциональная зависимость массы от параметров ядра, полученная на основе данной модели, содержит набор неизвестных коэффициентов, которые определяются эмпирически, подгонкой к совокупности экспериментально измеренных масс. Это приводит к тому, что в области изотопов, близких к дорожке стабильности, все массовые формулы дают близкие результаты. Различия в деталях расчета

приводят к существенным расхождениям только по мере удаления от границы стабильности. Поэтому проверка массовых формул на ядрах, удаленных от линии стабильности, представляет интерес как для их практического использования в новых областях ядер, так и с точки зрения усовершенствования лежащих в их основе моделей. Возможность такой проверки в экспериментах с запаздывающими протонами следует из соотношения (I).

Суть предлагаемого метода определения $Q_0 - B_p$ заключается в следующем. Введение позитрон-протонных совпадений выделяет позитронную ветвь распада материнского ядра и позволяет определить W_e/W_{β^+} - отношение вероятности электронного захвата и позитронного распада. Для разрешенных переходов W_e/W_{β^+} не зависит от матричных элементов и при фиксированном Z целиком определяется энергией β^+ -перехода Q , для которой справедливо следующее соотношение:

$$Q = (Q_0 - B_p) - \frac{A}{A-1} E_p - E_f, \quad (2)$$

где E_f - энергия возбуждения внучатого ядра. Отношение интенсивностей протонов с энергией E_p в совпадениях с позитронами и без таковых может быть представлено в виде:

$$F(E_p) = \sum_f L_f(E_p) \cdot \omega_{\beta^+}(Q) \cdot \frac{1}{1 + W_e/W_{\beta^+}}, \quad (3)$$

где $L_f(E_p)$ - доля протонов с энергией E_p , соответствующая распаду в конечное состояние E_f ; $\omega_{\beta^+}(Q)$ - эффективность регистрации позитронов в функции энергии β^+ -перехода. Таким образом, величина $Q_0 - B_p$ является параметром в правой части (3) и может быть определена сравнением расчетной функции $F(E_p)$ с измеренным в эксперименте отношением $N_{\beta^+p}(E_p)/N_p(E_p)$.

В случае распада $Te^{109,III}$ эмиссия запаздывающих протонов приводит к четно-четным изотопам $Sn^{108,III}$, для которых энергия первого возбужденного состояния высока ($E = 1,2$ Мэв). Протонный распад происходит главным образом в основное состояние, поскольку протонная ширина очень резко падает с уменьшением энергии протона. Таким образом, для изотопов теллура основной вклад в сумму (3) вносит первый член с $dQ^+ \approx \Gamma$. Малая добавка от распада в первое возбужденное состояние учитывалась расчетным путем.

Для регистрации позитронного излучения использовался фотомножитель со сцинтиллятором из пластмассы толщиной 1 мм. Электронная аппаратура, собранная по схеме быстро-медленных совпадений, позволяла одновременно измерять два спектра: полный энергетический спектр протонов и его часть, соответствующую совпадениям с позитронами.

На рис.2 приведены результаты измерения энергетической зависимости отношения $N_p(E_p)/N_p(E_p)$ для Te^{109} . Здесь же показана расчетная кривая $F(E_p)$, отвечающая оптимальным значениям параметров.

Сравнение экспериментальных величин $Q_0 - V_p$ для изотопов $Te^{109,III}$ с предсказаниями различных полуэмпирических массовых формул дается в таблице I.

Таблица I.

Ссылки	$Q_0 - V_p$ (Мэв)	
	Te^{109}	Te^{111}
Эксперимент	7,14 \pm 0,10	5,07 \pm 0,7
Камерон /5/	8,9	6,7
Сигер /6/	9,0	6,0
Святецкий, Майерс /7/	8,4	6,15
Винг, Варли /8/	4,0	2,5
Зельдес и др. /9/	6,93	4,9
Гарви и др. /10/	6,94	5,0
Вапстра, Гоув /11/	7,29	4,92

IV

В четвертой главе диссертации обсуждается возможность извлечения данных о силовой функции β^+ -перехода из анализа усредненных спектров запаздывающих протонов с использованием статистической модели этого процесса. Применимость модели основывается на том, что для ядер с $Z > 50$ плотности возбужденных состояний достаточно велики, поэтому как β^+ -переход в протонно-нестабильные состояния, так и распад этих состояний могут быть описаны с помощью усредненных вероятностей. В рамках этой модели интенсивность в спектре запаздывающих протонов описывается в относительных единицах следующим выражением:

$$I_p(E_p) = \sum_i \sum_f \omega(I, I_i) \cdot F(Z, Q_0 - E) \cdot S_p(E) \cdot \frac{\Gamma_p^{if}(E_p)}{\Gamma_i}, \quad (4)$$

где полная ширина

$$\Gamma^i = \Gamma_Y^i + \sum_f \Gamma_p^{if}$$

а для энергии возбуждения E выполняется следующее соотношение

$$E = B_p + E_f + \frac{A}{A-1} E_p.$$

Здесь $F(Z, Q_0 - E)$ - известная статистическая функция, дающая зависимость вероятности β^+ -перехода от Z и энергии перехода; $S(E)$ - силовая функция β^+ -перехода, определенная как приведенная вероятность β^+ -перехода в единичный интервал энергии возбуждения E . Произведение этих двух величин дает интенсивность β^+ -перехода в единичный интервал энергии возбуждения, а весовой фактор $\omega(I_i, I_j)$ определяет долю β^+ -переходов, приводящих к заселению состояний $I_i^{\pi_i}$ при распаде исходного состояния I_i^{π} . $\Gamma_p^{if}(E_p)$ - парциальная протонная ширина состояния $I_i^{\pi_i}$, отвечающая переходу в состояние $I_f^{\pi_f}$ конечного ядра; Γ_f^j - полная радиационная ширина.

Если $Q_0 - B_p$ известно, то в формулу (4) входит единственный энергетический параметр B_p , который выбирается из условия наилучшего согласия экспериментального спектра с расчетным при том или ином предположении о силовой функции β^+ -распада. В качестве первого приближения использовалось предположение о постоянстве S_p . Это соответствует современным теоретическим представлениям^{/12/}, согласно которым в случае гаммов-теллеровских переходов $S_p(E)$ имеет форму гигантского резонанса с центром тяжести в области изобарно-аналогового состояния, для переходов типа Ферми $S_p(E)$ имеет вид узкого резонанса, максимум которого совпадает с положением изобарного аналога. Для ядер с $N > Z$ β^+ -переходы в область изобарного аналога энергетически запрещены, на область реальных переходов приходится только "хвост" гигантского резонанса, где силовая функция слабо меняется с энергией.

Предположение $S_p = \text{const}$ позволяет хорошо описать средний ход интенсивности в спектре запаздывающих протонов Te^{111} , однако в случае Te^{109} это приближение оказывается явно неудовлетворительным. Характерной особенностью спектра протонов Te^{109} на рис.1 является резонансный подъем интенсивности в диапазоне энергий протонов (3,3 - 3,9 Мэв). Пунктиром показан результат сглаживания спектра с использованием гауссовой весовой функции с полушириной 300 кэв. Проведенные оценки показывают, что такое скоррелированное отклонение может быть связано только с промежуточной структурой в S_p . Энергетическая зависимость $S_p(E)$ была получена из сравнения экспериментального спектра протонов с рассчитанным по (4) при $S_p = \text{const}$. Результаты этих расчетов показаны на рис.3.

Локальные резонансы в $S_p(E)$ могут быть связаны с проявлением в спектре возбужденных состояний простых конфигураций модели оболочек, хорошо заселяемых в β^+ -распаде. Например, согласно расчетам, сделанным Мартинсоном и Рендрупом^{/13/} на основе оболочечной модели, следует ожидать повышенной вероятности β^+ -распада Te^{109} в район трехквaziчастичного состояния $ng_{7/2}, pg_{9/2}^{-1}, nd_{5/2}$, возникающего при переходе протона из заполненной оболочки $g_{9/2}$ в нейтрон $g_{7/2}$. Резонанс в районе $E_p = 3,5$ Мэв имеет полуширину ≈ 600 кэв (нельзя исключить, что он состоит из двух пиков с полушириной, вдвое меньшей). Экспериментальные данные по ширине резонансов силовых функций представляют интерес для теории, поскольку несут информацию об остаточном взаимодействии, которое приводит к "размазыванию" простых конфигураций по реальным состояниям возбужденного ядра.

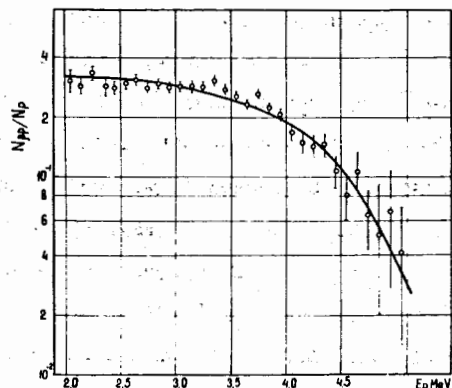


Рис.2. Отношение интенсивностей протонов в совпадении с позитронами и без совпадений в функции энергии (Te^{109}). Кривая является расчетной, соответствующей оптимальным значениям параметров.

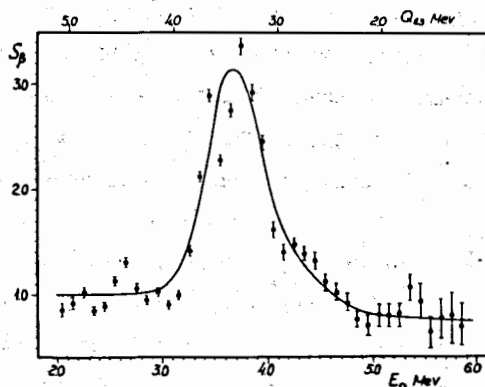


Рис.3. Силовая функция β^+ -перехода для Te^{109} (в относительных единицах) в зависимости от энергии протона и частичной энергии К-захвата.

Основные результаты диссертации:

1. Создана экспериментальная аппаратура, использующая методику газовой транспортировки продуктов ядерных реакций с тяжелыми ионами. Проведены необходимые методические измерения, применительно к конкретным условиям экспериментов.

2. По функциям возбуждения в реакциях $\text{Pd}^{102} + \text{C}^{12}$ и $\text{Ru}^{96} + \text{O}^{16}$ идентифицированы излучатели запаздывающих протонов $\text{Te}^{\text{III}, 109}$ и α -излучатель Te^{108} . Детально измерены характеристики их распада.

3. Излучатель запаздывающих протонов Te^{III} идентифицирован по дочерним продуктам распада, для выделения которых разработана специальная методика, использующая эффект отдачи от протонного распада.

4. Предложен и осуществлен чувствительный метод измерения в экспериментах с запаздывающими протонами величины $Q_0 - W_p$, прямо связанной с разностью дефектов масс исходного и конечного ядер. Измерения выполнены для изотопов $\text{Te}^{109, \text{III}}$. В рассматриваемой области ядер близкие к эксперименту результаты дают расчеты на основе массовых формул Зельдеса и др. /9/, Гарви и др. /10/, Вапстра и др. /11/.

5. Анализ усредненного спектра протонов демонстрирует наличие отчетливого резонанса в силовой функции β^+ -перехода Te^{109} , который интерпретируется как след трехквартичного состояния, возникающего при переходе протона из заполненной оболочки $g_{9/2}$ в нейтрон $g_{7/2}$.

Основные результаты диссертации были опубликованы в работах /14-18/ и докладывались на международных конференциях /19, 20/.

ЛИТЕРАТУРА:

1. В.А.Карнаухов, Г.М.Тер-Акопян, В.Г.Субботин.
Препринт ОИЯИ, Р-1072, Дубна, 1962.
2. В.А.Карнаухов, Г.М.Тер-Акопян, Л.А.Петров, В.Г.Субботин,
ЖЭТФ, 45, 1280 (1963)
3. Г.Н.Флеров, В.А.Карнаухов, Г.М.Тер-Акопян, Л.А.Петров,
В.Г.Субботин. ЖЭТФ, 47, 419 (1964)
4. R.Barton, R. Mc. Pherson, W. Frisken, R. Bell, W. Link, R. Moore.
Can. J. Phys., 41, 2007 (1963)
5. A.G.W. Cameron. At. Energy Can. Ltd, Report CRL-41 (1957)
6. P. Seeger. Proc. of Intern. Conf. Leysin, Switz., p.217 (1970)
7. W. Mayers, W. I. Swiatecki. Preprint UGRL-11980 (1965)
8. J. Wing, J. D. Varley. Preprint ANL-6886 (1964)
9. N. Zeldes, A. Grill, A. Simievic. Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk, 3, No 5.
10. G. T. Garvey, W. J. Gerace, R. L. Jaffe, I. Talmi, I. Kelson.
Rev. Mod. Phys., 41, No 4, Pt. 11 (1969)
11. A. Wapstra, N. Gove. Nucl. Data Tables, 9, No 4-5 (1971)
12. M. Morita et al. Progr. Theor. Phys. Suppl., 48, 41 (1971)
13. P. O. Martinsen, J. Randrup. Nucl. Phys., A195, 26 (1972)
14. Д.Д.Богданов, Ш.Дароци, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров, Г.М.Тер-Акопян.
ЯФ, 6, 893 (1967)
15. И.Бачо, Д.Д.Богданов, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров.
ЯФ, 7, 1153 (1968)
16. Д.Д.Богданов, Ш.Дароци, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров,
ЯФ, 6, 1113 (1967)
17. Д.Д.Богданов, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров. ЯФ 17, 457 (1973)

18. Д.Д.Богданов, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров.
Препринт ОИЯИ Р6-686I, (1973)
19. И.Бачо, Д.Д.Богданов, Ш.Дароци, В.А.Карнаухов, Л.А.Петров.
Труды межд. конф. по физике тяжелых ионов, Дубна (1966),
препринт ОИЯИ Р7-3202, вып. I, стр. 6.
20. V. A. Karnaukhov, D. D. Bogdanov, L. A. Petrov. Proc. of Intern.
Conf. on the Prop. of Beta-Stab., Leysin, Switz, v. 45 (1970)

Рукопись поступила в издательский отдел
25 июля 1973 года.