

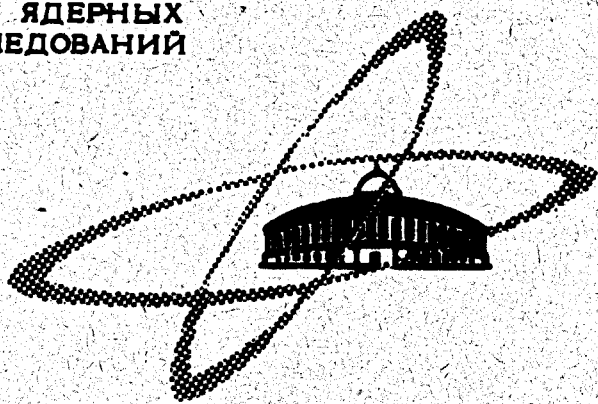
22/11-70

A-828

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

6 - 5088



Р. Арльт, Н.Г. Зайцева, Б. Крачик, Г. Музиоль,  
Л.К. Пекер, Чан Тхань Минь

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДА <sup>89</sup> NЬ

1970

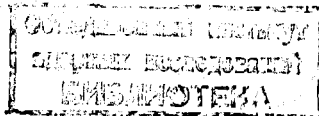


6 - 5088

Р. Арлт, Н.Г. Зайцева, Б. Крацик, Г. Музиоль,  
Л.К. Пекер, Чан Тхань Минь

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПАДА <sup>89</sup>НЬ

Направлено в "Изв. АН СССР"



8355/2 чр

## 1. Введение

Изомеры  $^{89}\text{Nb}$  впервые обнаружил Даймонд<sup>/1/</sup>. Их  $\beta^+$ -распад был изучен в работах<sup>/1,2,3/</sup>. Там же была определена энергия  $\beta^+$ -перехода из основного состояния  $^{89}\text{Nb}$  ( $I^\pi = 9/2^+$ ) на основное состояние  $^{89}\text{Zr}$  ( $I^\pi = 9/2^+$ ). Энергия  $\beta^+$ -перехода изомера  $^{89}\text{Nb}$  была измерена в работе<sup>/1/</sup>. Первые сведения о  $\gamma$ -спектре  $^{89}\text{Nb}$  представлены в недавнем коротком сообщении<sup>/4/</sup>.

Полученные данные не позволили авторам указанных работ построить схему распада  $^{89}\text{Nb} \rightarrow ^{89}\text{Zr}$ . Некоторые сведения о возбужденных состояниях  $^{89}_{40}\text{Zr}_{49}$  были известны только по результатам исследований ядерных реакций.

В настоящей работе представлены результаты измерений  $\gamma$ -лучей распада  $^{89}\text{Nb}$  при помощи  $\text{Ge(Li)}$ -спектрометра с высоким энергетическим разрешением. Предлагается схема распада  $^{89}\text{Nb}$ .

## 2. Экспериментальная часть

### 2.1. Радиоактивные источники

Радиоактивные изотопы  $\text{Nb}$  получались при облучении мишени металлического  $\text{Mo}$  ( $\approx 1,5$  гр) в течение двух часов внутренним пучком

протонов с энергией 660 Мэв на синхроциклотроне Лаборатории ядерных проблем Объединенного института ядерных исследований.

Методика выделения радиоактивного Nb была основана на использовании его свойства сорбироваться из аммиачного раствора /5/ на поверхности стекла. Выделение производилось следующим образом. Мишень металлического Mo сразу после облучения растворялась при нагревании в царской водке, после чего раствор упаривался до выпадения осадка  $\text{MoO}_3$ . К получаемой массе добавлялся аммиак до полного растворения  $\text{MoO}_3$ .

Аммиачный раствор фильтровался через стеклянный фильтр, на котором сорбировался радиоактивный Nb, отделяясь таким образом от материала мишени и других продуктов реакции глубокого расщепления. После тщательной промывки фильтра разбавленным аммиаком Nb десорбировался раствором  $0,5 \text{ M HNO}_3 - 0,5 \text{ M HF}$ . Затем проводилась дополнительная очистка Nb от возможных загрязнений Zr-Y и Sr осаждением смешанного осадка  $\text{YF}_3 + \text{BaF}_2$  (Y\*, Zr\*) и  $\text{BaSO}_4$  (Sr\*). После отделения этих осадков центрифугированием раствор радиохимически чистого Nb объемом  $\approx 3 \text{ см}^3$  помещался в тефлоновый сосуд и служил источником для измерения  $\gamma$ -спектров.

## 2.2. Условия и результаты измерений

Для измерения  $\gamma$ -спектров  $^{89}\text{Nb}$  применялись два детектора типа Ge(Li) с чувствительными объемами 6,3 и  $10 \text{ см}^3$  и энергетическим разрешением 4-6 кэв для  $\gamma$ -переходов  $^{60}\text{Co}$ . Амплитудный анализ осуществлялся 4096-канальным анализатором. Экспериментальные данные обрабатывались на вычислительной машине "Минск-2" при использовании метода "светового карандаша" /6/.

Калибровка по энергиям и интенсивностям производилась с помощью стандартных источников  $^{169}\text{Yb}$  и  $^{226}\text{Ra}$  и известных переходов изотопа  $^{90}\text{Nb}$ , присутствующего в исследуемом препарате. Энергия

жестких гамма-переходов определялась по пикам двойного вылета. Для надежной интерпретации фотопиков и пиков вылета была использована кривая, представляющая собой отношение площадей пиков двойного и одиночного вылета к площади фотопика в зависимости от  $E_{\gamma}$  <sup>17/</sup>.

Помимо <sup>89</sup>Nb, в ниобиевых источниках присутствовали также изотопы <sup>90</sup>Nb, <sup>96</sup>Nb и в незначительной доле <sup>95</sup>Nb. Что касается <sup>95</sup>Nb, то его спектр очень простой, так что вычесть его из общего спектра не представляло никакой трудности. Однако вклад фотопиков и комптоновского распределения  $\gamma$ -лучей <sup>96</sup>Nb и особенно <sup>90</sup>Nb затруднял наблюдения  $\gamma$ -линий <sup>89</sup>Nb в участке спектра с энергией меньше 2,3 Мэв.

Измерения начинались спустя 1-3 часа после конца облучения, когда <sup>88</sup>Nb ( $T_{1/2} = 14$  мин) практически распался.

Принадлежность  $\gamma$ -переходов к каждому из изотопов определялась по периоду полураспада. Около 46 наблюдаемых  $\gamma$ -линий связано с распадом основного состояния <sup>89</sup>Nb ( $9/2^+$ ). По нашему определению его период полураспада равен  $1,9 \pm 0,2$  часа. В  $\gamma$ -спектре изомера <sup>89m</sup>Nb( $1/2^-$ ) мы наблюдали только известную линию 587,6 кэв. Линию 506 кэв (переход  $3/2^- \rightarrow 1/2^-$ ), которую следует ожидать по аналогии с распадом <sup>87</sup>Y ( $1/2^-$ ), мы не смогли отличить от аннигиляционного пика. Анализ кривой распада  $\gamma$ -перехода 587,6 кэв показал, что он возникает при распаде обоих изомеров <sup>89</sup>Nb. Учитывая вклад компоненты двухчасового <sup>89</sup>Nb, мы получили для периода полураспада изомера <sup>89m</sup>Nb значение  $T_{1/2} = 1,18 \pm 0,10$  часа.

На рис. 1 изображены отдельные участки  $\gamma$ -спектра <sup>89</sup>Nb. В первом и втором столбцах таблицы приводятся значения энергий и относительных интенсивностей  $\gamma$ -переходов, сопровождающих распад <sup>89</sup>Nb. Погрешность в определении интенсивностей включает в себя статистическую ошибку, неточность вычета фона под пиками и построения кривой эффек-

тивности  $\gamma$ -спектрометров. Погрешность при определении энергии переходов в основном обусловлена неточностью в определении вершины фотопиков и, следовательно, зависит от интенсивности  $\gamma$ -линий. Для линий с  $I_{\gamma\text{относ.}} > 5$  она не больше 1 кэВ и с  $I_{\gamma\text{относ.}} \leq 5$  - не больше 2 кэВ.

### 3. Схема распада и обсуждение

#### 3.1. Энергия распада

Полная энергия распада  $^{89}\text{Nb} \rightarrow ^{89}\text{Zr}$  определялась в работах /1,2,3/, где приводятся значения  $E_{\beta^+} = 2900 \pm 400$ ;  $2850 \pm 100$  и  $2800$  кэВ соответственно. Обнаружение нами  $\gamma$ -перехода с энергией 3917 кэВ позволило, однако, определить нижний предел энергии распада как  $\approx 3920$  кэВ. Можно, по-видимому, считать, что  $3920 \text{ кэВ} \leq Q_{\beta^+} \leq 4320 \text{ кэВ}$ . Для наших расчётов мы принимали значение  $Q_{\beta^+} \approx 4100$  кэВ.

#### 3.2. Построение схемы распада

До сих пор сведения о возбужденных уровнях  $^{89}_{40}\text{Zr}_{49}$  получались только при изучении различных ядерных реакций. Наши данные о  $\gamma$ -излучении, сопровождающем  $\beta^{\pm}\epsilon$ -распад основного состояния  $(g9/2) ^{89}_{41}\text{Nb}_{48}$ , позволяют выявить ряд новых уровней  $^{89}_{40}\text{Zr}_{49}$ . Предлагаемая нами схема распада изображена на рис. 2.

Пунктиром здесь обозначены переходы, для которых нет полной уверенности или в самом их существовании (в таблице они приводятся в скобках), или в их размещении в схеме. Пунктиром также показан переход 506 кэВ, который мы не смогли отличить от аннигиляционного пика.

Три первых возбужденных уровня с малыми спинами и отрицательной четностью были обнаружены в ядерных реакциях  $(^3\text{He}, \alpha)^{10}/8/$ ,  $(p, d)^{10}/9, 10/$  и  $(p, n)^{11}/11, 12/$ . Наши данные позволяют уточнить значения энергии этих уровней: 587,6 кэВ ( $I^\pi = 1/2^-$ ); 1093 кэВ ( $3/2^-$ ) и 1449,3 кэВ ( $5/2^-$ ).

Из баланса интенсивностей вытекает, что интенсивные  $\gamma$ -переходы с энергиями 1511,5; 1627,0 и 1833,1 кэВ должны или идти на основное состояние  $^{89}\text{Zr}$ , фиксируя тем самым уровни тех же энергий, или находиться в каскаде друг с другом, фиксируя, например, уровни 3138 (1627 + 1511) кэВ, 3460 (1627 + 1833) кэВ или 3344 (1833 + 1511) кэВ. Однако вторую возможность можно исключить по следующей причине. Для указанных уровней  $l_g f t \leq 5$ , так что они должны быть типа  $7/2^+$ ,  $9/2^+$ ,  $11/2^+$ . Следовательно, должны существовать интенсивные прямые переходы с этих уровней на основное состояние  $^{89}\text{Zr}$  ( $9/2^+$ ). Однако таких переходов не обнаружено.

По аналогичным причинам можно предполагать, что и другие интенсивные  $\gamma$ -переходы, 2573; 2754; 2960 и 3092,8 кэВ, а также переходы 2983; 3016 и 3471 кэВ идут на основное состояние  $^{89}\text{Zr}$ .

Переходы 3513; 3559; 3576; 3911 и 3917 кэВ тоже идут на основное состояние  $^{89}\text{Zr}$ , т.к. для другого их размещения недостаточно энергии распада  $^{89}\text{Nb}$  ( $Q_{\beta^+, \epsilon} \approx 4100$  кэВ).

Таким образом, в схему возбужденных уровней  $^{89}\text{Zr}$  можно ввести уровни 1511,5; 1627,0; 1833,1; 2573; 2754; 2960; 2983; 3016; 3093; 3471; 3511,3; 3559; 3576; 3911 и 3917 кэВ.

Большинство этих уровней, возбуждаемых при распаде  $^{89}\text{Nb}$ , обнаружено также и в различных реакциях (см. рис. 3).

Кроме этого, по данным ядерных реакций были введены в работе  $^{10}/$  уровни 2100 ( $5/2^-$ ,  $7/2^-$ ) и 2920 кэВ, в работе  $^{13}/$  уровень 2130 кэВ ( $7/2^+$ ) и в работе  $^{14}/$  уровень 2610 кэВ. Мы наблюдаем при

распаде  $^{89}\text{Nb}$   $\gamma$ -линии 2102, 2926, 2128 и 2612 кэВ, которые могут возникать при разрядке перечисленных уровней.

Наличие в измеряемом препарате значительной доли изотопа  $^{90}\text{Nb}$  затрудняет наблюдение слабых  $\gamma$ -линий  $^{89}\text{Nb}$  в области энергии меньше 2,3 МэВ. В связи с этим, основываясь только на балансе энергий и интенсивностей, мы не смогли разместить в схему распада  $^{89}\text{Nb}$  около десяти  $\gamma$ -переходов с суммарной интенсивностью  $\approx 2\%$ . Это свидетельствует о том, что при распаде  $^{89}\text{Nb}$  возникает ряд слабо возбуждаемых уровней  $^{89}\text{Zr}$ , положение которых пока не удалось установить.

### 3.3. Баланс интенсивностей. Значения $lg f$

Интенсивность заселения отдельных возбужденных уровней  $^{89}\text{Zr}$  при распаде  $^{89}\text{Nb} - I_{(\epsilon+\beta)_i}^+$  (в относительных единицах) была получена как разность относительных интенсивностей уходящих и входящих  $\gamma$ -переходов на те же уровни. С помощью теоретических значений  $\epsilon/\beta^+$  отсюда определены интенсивности  $\beta^+$ -переходов ( $I_{\beta_i}^+$ ) и электронного захвата ( $I_{\epsilon_i}$ ) в отдельности.

Относительная интенсивность  $\beta^+$ -перехода на основное состояние  $^{89}\text{Zr}$  была получена следующим образом. Была определена относительная интенсивность  $\gamma$ -излучения с  $E_\gamma \approx 511$  кэВ ( $I_{511}$ ). В условиях наших измерений это излучение содержало три компоненты: аннигиляционное излучение  $^{89}\text{Nb} (I_{\gamma \pm 89\text{Nb}})$ , аннигиляционное излучение  $^{90}\text{Nb} (I_{\gamma \pm 90\text{Nb}})$  и  $\gamma$ -кванты перехода 506 кэВ  $^{89}\text{Nb} (I_{\gamma-506})$ .

$I_{\gamma \pm 90\text{Nb}}$  определялась на основе известного отношения  $I_{\gamma \pm 90\text{Nb}}/I_{\gamma-1129}$ , полученного в другом опыте, и интенсивности перехода 1129 кэВ  $^{90}\text{Nb}$ , присутствующего в спектре  $^{89}\text{Nb}$ .  $I_{\gamma-506}$  оценивалась из баланса интенсивностей в соответствии со схемой распада  $^{89}\text{Nb}$ . Интенсивность аннигиляционного излучения  $^{89}\text{Nb}$  можно тогда найти из соотношения  $I_{\gamma \pm 89\text{Nb}} = I_{511} - I_{\gamma \pm 90\text{Nb}} - I_{\gamma-506}$ .



В условиях наших измерений аннигиляция  $\beta^+$ -излучения происходила в самом источнике, поэтому относительная интенсивность  $\beta^+$ -перехода, заселяющего основное состояние  $^{89}\text{Zr}(I_{\beta_0^+})$ , будет равна

$$I_{\beta_0^+} = 1/2 I_{\gamma \pm ^{89}\text{Nb}} - \sum_i I_{\beta_i^+}.$$

Погрешность в определении интенсивности  $I_{\beta_0^+}$  составляет, по нашим оценкам, около 30%.

Сумма интенсивностей  $\gamma$ - и  $\beta^+$ -переходов на основное состояние была принята за 100%. Значения нормализованных интенсивностей всех  $\gamma$ -переходов представлены в третьем столбце таблицы.

На основании полученных данных были вычислены значения  $\lg ft$  переходов на уровни  $^{89}\text{Zr}$ . Интенсивности заселения уровней и значения  $\lg ft$  указаны на схеме распада (рис. 2).

### 3.4. Обсуждение квантовых характеристик

Наши данные не противоречат приписанию в работах /8-14/ нижним возбужденным уровням квантовых характеристик  $1/2^-$  (587,6 кэв);  $3/2^-$  (1093,6);  $5/2^-$  (1449,6);  $9/2^+$  (1511,5);  $5/2^+$  (1627) и  $5/2^+$  (1833,1 кэв).

Значения  $\lg ft \leq 6$  свидетельствуют о том, что соответствующие  $\beta$ -переходы относятся к разрешенному типу и, следовательно, уровни  $^{89}\text{Zr}$  2573; 2754; 2926; 2960; 3093; 3471; 3511,3; 3559; 3576 и 3911 кэв должны иметь  $I^\pi = 7/2^+$ ;  $9/2^+$  или  $11/2^+$ .

Что касается  $\beta$ -переходов с  $\lg ft \leq 6 + 6,6$ , то в данной области ядер такие значения в большинстве случаев также соответствуют разрешенным переходам. Поэтому квантовые характеристики соответствующих уровней (2102; 2128,1; 2612; 2983 и 3016 кэв) также будут, вероятнее всего,  $7/2^+$ ,  $9/2^+$  или  $11/2^+$ , хотя в некоторых случаях нельзя полностью исключить возможность отрицательной четности.

Следует ожидать, что перечисленные уровни будут разряжаться преимущественно переходами типа E1, M1, E2, т.к. переходы более высокой мультипольности значительно менее вероятны. Эти соображения позволяют ограничить для некоторых уровней возможные значения спинов. Так как уровни 2960; 3092,8; 3511,3 и 3576 кэВ частично разряжаются на уровни с  $I^\pi = 5/2^+$ , то их спины  $I^\pi = 7/2^+, 9/2^+$ .

### 3.5. Обсуждение природы уровней $^{89}\text{Zr}$

Ядро  $^{89}_{40}\text{Zr}_{49}$  содержит в заполненной нейтронной оболочке только одну дырку. Поэтому в нем возможно существование одночастичных дырочных состояний g 9/2; p 1/2; p 3/2; f 5/2. Можно отождествить их с наблюдаемыми уровнями 0 (9/2<sup>+</sup>); 587,6 (1/2<sup>-</sup>); 1093,6 (3/2<sup>-</sup>) и 1449 кэВ (5/2<sup>-</sup>). Не исключено, правда, что в последних двух уровнях есть заметный вклад коллективизированного состояния, включающего квадрупольные фононы, например, состояния с  $I = (I_{\text{колл}} = 2^+) \pm \pm (I_n = 1/2^-) = 3/2^-; 5/2^-$ .

Уровни 0 кэВ и 1511,5 кэВ заселяются  $\beta^{\pm}\epsilon$ -переходами с близкими значениями  $\lg ft = 6,4$ . Поэтому возможно, что они имеют сходную структуру и являются аналогами двух состояний  $^{90}_{40}\text{Nb}_{50}$  /15/ со спином и четностью  $I^\pi = 0^+$  и энергиями  $E = 0$  кэВ и 1725 кэВ; т.е. обусловлены смешиванием конфигураций  $p\{g9/2\}_{0+}^2 n\{g9/2\}^{-1}$  и  $p\{p1/2\}_{0+}^2 n\{g9/2\}^{-1}$ .

Если это так, то приведенные вероятности  $\gamma$ -переходов, идущих на эти уровни с любого третьего уровня, должны быть также близки. Это и наблюдается при разрядке уровней 2960 и 3092 кэВ. Для отношения приведенных вероятностей  $\gamma$ -переходов с уровня 2960 кэВ на уровень 1511,3 кэВ и на основное состояние мы получаем

$$\frac{B(M1; 2960 \rightarrow 0)}{B(M1; 2960 \rightarrow 1511,3)} = 0,49$$

$$\text{и } \frac{B(E2; 2960 \rightarrow 0)}{B(E2; 2960 \rightarrow 1511,3)} = 2,03;$$

в случае разрядки уровня 3092 эти значения будут равны:

$$\frac{B(M1; 3092 \rightarrow 0)}{B(M1; 3092 \rightarrow 1511,3)} = 0,45 \quad \text{и} \quad \frac{B(E2; 3092 \rightarrow 0)}{B(E2; 3092 \rightarrow 1511,3)} = 1,73.$$

Видно, что для определенной смеси  $M1+E2$  они могут быть очень близки единице.

Авторы работы /13/ показали, что уровни 1628; 1834; 2128 кэв и два других уровня, 2220 и 2389 кэв, наблюдаемых ими в реакции  $(p, \gamma)$ , связаны с основным состоянием  $\gamma$ -переходами, в которых преобладает мультипольность типа  $E2$  и их центр тяжести имеет энергию  $\approx 2100$  кэв. На этом основании они считают, что эти уровни входят в состав мультиплета, обусловленного слабой связью нейтронной дырки  $g\ 9/2$  с возбужденным остовом  $2^+(\ ^{90}_{40}\text{Zr}_{50})$ , т.е. в мультиплет конфигурации  $p(g\ 9/2)_{2+}^2 + n(g\ 9/2)^{-1}$ . При распаде  $^{89}\text{Nb}$  нами наблюдались только первые три члена этого мультиплета. Обоснованность такого подхода получила подтверждение при попытках анализа уровней  $^{91}_{39}\text{Y}_{52}$  /16/,  $^{89}_{39}\text{Y}_{50}$  /17/ и  $^{91}_{40}\text{Zr}_{51}$  /18/.

Аналогично можно предполагать существование мультиплетов с конфигурациями  $p(g\ 9/2)_{4+}^2 + n(g\ 9/2)^{-1}$ ;  $p(g\ 9/2)_{6+}^2 + n(g\ 9/2)^{-1}$  и  $p(g\ 9/2)_{8+}^2 + n(g\ 9/2)^{-1}$  с центрами тяжести при энергиях  $\approx 3077$ ;  $\approx 3448$  и  $\approx 3590$  кэв соответственно. При распаде  $^{89}\text{Nb}$  ( $9/2^+$ ) будут, естественно, непосредственно возбуждаться только члены мультиплетов с  $I^\pi = 7/2^+$ ,  $9/2^+$  и  $11/2^+$ .

Высокие уровни с положительной четностью могли бы также принадлежать мультиплетам трехчастичных конфигураций:

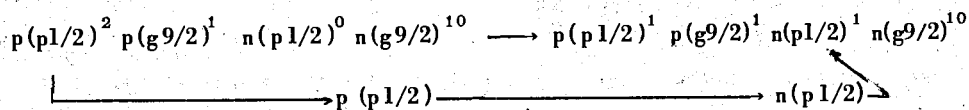
- 1)  $p_1(g\ 9/2)p_2(p\ 1/2)n(p\ 1/2)$ ,
- 2)  $p_1(p\ 3/2)^{-1}p_2(p\ 1/2)n(g\ 9/2)^{-1}$ ,
- 3)  $p_1(p\ 3/2)^{-1}p_2(g\ 9/2)n(p\ 1/2)$ .

Обсудим возможность возбуждения таких уровней при распаде

<sup>89</sup>Nb .

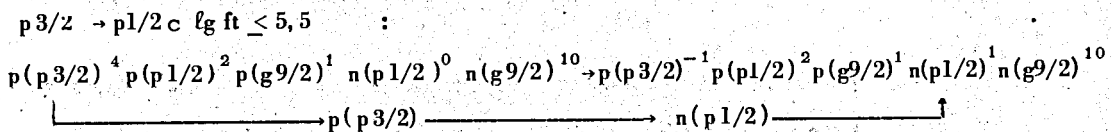
Как отмечалось в работах /19,20/,  $\beta$ -переходы, характеризующиеся самыми низкими значениями  $lg ft$  ( $lg ft \leq 5,5$ ), чаще всего связывают уровни, которые являются разными членами спин-орбитального дублета, это переходы типа  $j_1 = \ell \pm 1/2 \rightarrow j_2 = \ell \mp 1/2$ ,  $\beta$ -переходы типа  $j = \ell \pm 1/2 \rightarrow j = \ell \pm 1/2$ , связывающие одинаковые члены спин-орбитального дублета, характеризуются, как правило, значениями  $lg ft \geq 6$ .

Если не учитывать эффект смешивания конфигураций, то уровни конфигурации (1) будут возбуждаться  $\beta^+ \epsilon$ -переходами типа  $p 1/2 \rightarrow p 1/2$ :



с соответствующим значением  $lg ft \geq 6$ .

Уровни конфигурации (3) будут возбуждаться переходами типа



Уровни конфигурации (2) при распаде <sup>89</sup>Nb непосредственно возбуждаться не будут.

Однако из-за эффекта смешивания картина будет менее определенной. Вероятность возбуждения членов мультиплета конфигурации (1) может повыситься, конфигурации (3) - немного понизиться, и может возникнуть возможность заселения также уровней членов мультиплета конфигурации (2). Поэтому при попытке интерпретации высоких уровней <sup>89</sup>Zr следует пока ограничиться замечанием, что некоторые из уровней 2960; 3093; 3511,3; 3559; 3576 кэв,  $\beta$ -переходы на которые имеют самые малые  $lg ft$ , заведомо принадлежат к мультиpletу (3).

Трехчастичные состояния такого же типа  $p(p3/2)^{-1}n(p1/2)p(g9/2)$  также наблюдались в ядре  ${}_{38}^{85}\text{Sr}_{47}$  при распаде  ${}^{85}\text{Y} / 21 /$ . Однако в  ${}^{89}\text{Zr}$  эти состояния лежат существенно выше, чем в  ${}^{85}\text{Sr}$ . Этого следовало ожидать по двум причинам, Во-первых, в  ${}_{38}^{85}\text{Sr}_{47}$  уровень  $p(p3/2)$  находится ближе к поверхности Ферми, чем в  ${}_{40}^{89}\text{Zr}_{49}$ ; поэтому возбудить протон  $p3/2$  в  ${}^{85}\text{Sr}$  легче, чем в  ${}^{89}\text{Zr}$ . Во-вторых, ядро  ${}^{89}\text{Zr}$  ближе к магическому числу  $N=50$ . Хорошо известно, что при приближении к магическому числу все уровни ядер повышаются (и коллективные, и одночастичные, и трехчастичные).

Авторы благодарны Ж.Т. Желеву и К.Я. Громову за постоянную поддержку и интерес к работе.

#### Л и т е р а т у р а

1. R.M. Diamond. Phys. Rev., 95, 410 (1954).
2. H.B. Mathur, E.K. Hyde, C.A. Levine, P.K. Kofstad. Phys. Rev., 97, 177 (1955).
3. F.D. Butevant, S.M. Qain. J. Inorg. Nucl. Chem., 26, 1481 (1960).
4. E.K. Hyde and J.M. Nitschke. UCRL-16580, 88 (1968).
5. Н.Г. Зайцева, М.Г. Лошилов. Тезисы XIX ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. I, стр. 267, изд. "Наука", Ленинград, 1969.
6. Г.И. Забиякин, И. Звольски, В.И. Приходько, Й. Томик, В.П. Трубников, В.И. Фоминых, В.М. Цупко-Ситников. Изв. АН СССР (сер. физ.), 31, № 10, 1601 (1967).
7. Р. Арльт, Н.Г. Зайцева, Б. Крацик, М.Г. Лошилов, Г. Музиоль, Чан Тхань Минь. Препринт ОИЯИ, Р6-4239, Дубна, 1968.
8. С.М. Fon, R.W. Zurmuhle and J.M. Joyce. Phys. Rev., 155, 1248. (1967).
9. J.V. Ball, C.V. Fulmer. BAPS 12, 526 (1967); Phys. Rev., 172, 1199 (1968).

10. H. Taketani, M. Adachi, Y. Yashida, M. Ogawa and K. Ashibe. Phys. Lett., 27B No 8, 499 (1968).
11. D.B. Lightbody, A. Sayres and G.E. Mitchell. Phys. Rev., 153, 1214 (1967).
12. H.J. Kim and R.L. Robinson BAPS, 12, 130 (1967).
13. T. Hausman and K.P. Lieb. BAPS, 11 582 (1969).
14. G. Bassani and J. Picard. Nucl. Phys., A131, 636-672 (1969).
15. Н.Г. Зайцева, Б. Крацик, Г. Музиоль, Л.К. Пекер, В.И. Фоминых, Чан Тхань Минь. Препринт ОИЯИ, 6-5106, Дубна, 1970.
16. J.D. Knight, O.E. Johnson, A.V. Tucker and J.E. Solecki. Nucl. Phys. A 130, 433 (1969).
17. A. Scott, M.L. Whiten and W.G. Love. Nucl. Phys., A137, 445 (1969).
18. H.P. Block. Nucl. Phys., A127, 188-208 (1969).
19. К. Александер. Препринт ОИЯИ, Р6-3785, Дубна, 1968.
20. Л.К. Пекер. Материалы четвертой зимней школы по теории ядра и физике высоких энергий. Изд. ФТИ, Л., 1969, стр. 163.
21. Р. Арльт, Н.Г. Зайцева, Б. Крацик, М.Г. Лошилов, Г. Музиоль, Л.К. Пекер, Чан Тхань Минь. Тезисы XX ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. I, изд. "Наука", Л., 1970, стр. 69.

Рукопись поступила в издательский отдел

29 апреля 1970 года.

Таблица  
Энергии и интенсивности  $\gamma$ -лучей  $^{88}\text{Nb}$

$E_\gamma$ (кэВ)	$I_\gamma$ относ.	$I_\gamma$ на 100% распадов	$E_\gamma$ (кэВ)	$I_\gamma$ относ.	$I_\gamma$ на 100% распадов
587,6	50 $\pm$ 15	3,7 $\pm$ 1,2	2465	3,8 $\pm$ 1,7	0,28 $\pm$ 0,13
862,0	17 $\pm$ 7	1,25 $\pm$ 0,26	2481	3,2 $\pm$ 1,7	0,23 $\pm$ 0,13
511	1580	116	2510	4,6 $\pm$ 2,2	0,34 $\pm$ 0,16
1260,1	31,4 $\pm$ 6,5	2,3 $\pm$ 0,6	2518	2,0 $\pm$ 1,0	0,15 $\pm$ 0,07
1333,6	33,2 $\pm$ 7,5	2,4 $\pm$ 0,5	2573	67 $\pm$ 6	4,93 $\pm$ 0,50
(1449)*	- 3	- 0,22	2612	10 $\pm$ 3	0,74 $\pm$ 0,23
(1466)	- 2	- 0,15	2624	4,2 $\pm$ 1,7	0,31 $\pm$ 0,13
1511,5	55 $\pm$ 8	4,0 $\pm$ 0,6	2656	4,6 $\pm$ 2,3	0,34 $\pm$ 0,16
1520	1,1 $\pm$ 0,5	0,08 $\pm$ 0,04	2672	3 $\pm$ 2	0,22 $\pm$ 0,14
(1540)	- 1	- 0,07	2754	13 $\pm$ 4	0,96 $\pm$ 0,29
1581	6,8 $\pm$ 2,2	0,5 $\pm$ 0,2	2802	4,7 $\pm$ 2,7	0,35 $\pm$ 0,18
1627,0	100	7,36	2816	6 $\pm$ 3	0,44 $\pm$ 0,21
(1744)	4,3	0,32	2926	6,5 $\pm$ 3,3	0,48 $\pm$ 0,23
1833,1	74 $\pm$ 7	5,45 $\pm$ 0,50	2960	52 $\pm$ 6	3,83 $\pm$ 0,38
1866,5	10 $\pm$ 5	0,74 $\pm$ 0,36	2983	3 $\pm$ 1	0,22 $\pm$ 0,07
1884,3	19 $\pm$ 7	1,4 $\pm$ 0,6	3016	5,9 $\pm$ 1,2	0,43 $\pm$ 0,07
1949	10 $\pm$ 6	0,74 $\pm$ 0,50	(3058)	- 2,65	- 0,2
2102	- 11,5	- 0,85	3092,8	88 $\pm$ 8	6,47 $\pm$ 0,63
(2111)	- 5	- 0,37	3471	3,5 $\pm$ 0,8	0,26 $\pm$ 0,07
2128,1	14 $\pm$ 5	1,03 $\pm$ 0,31	3513	1,7 $\pm$ 0,5	0,13 $\pm$ 0,04
2417	4 $\pm$ 2	0,29 $\pm$ 0,14	3559	2,1 $\pm$ 0,7	0,16 $\pm$ 0,05
2429	4 $\pm$ 2	0,29 $\pm$ 0,14	3576	6,3 $\pm$ 1,7	0,46 $\pm$ 0,10
2444	4,5 $\pm$ 2,5	0,33 $\pm$ 0,15	3911	8 $\pm$ 2	0,59 $\pm$ 0,14
			3917	5 $\pm$ 2	0,37 $\pm$ 0,14

x/ В скобках приведены переходы, существование которых не установлено с полной достоверностью.

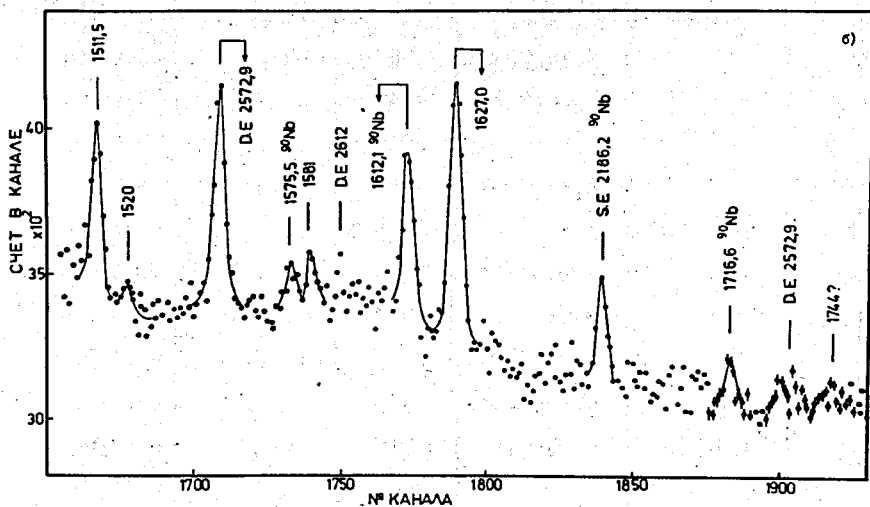
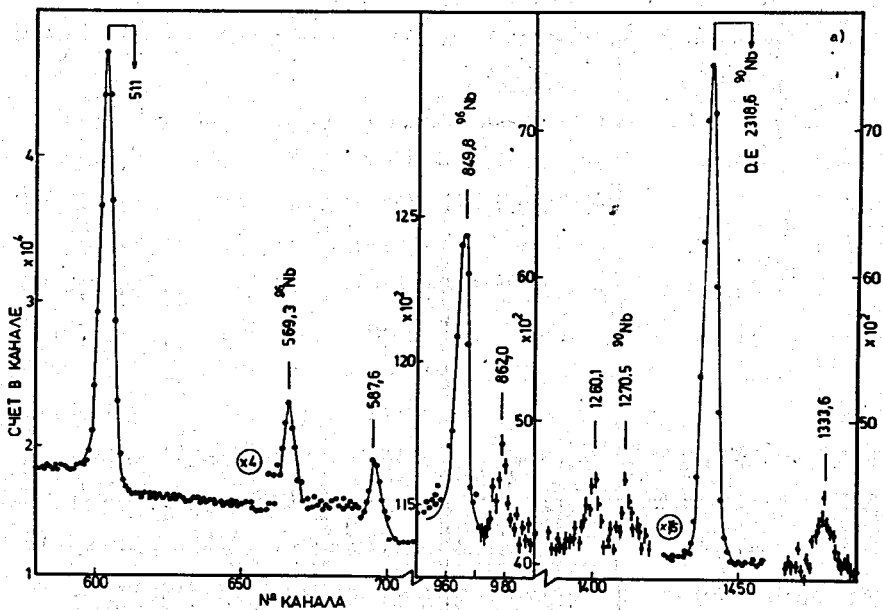
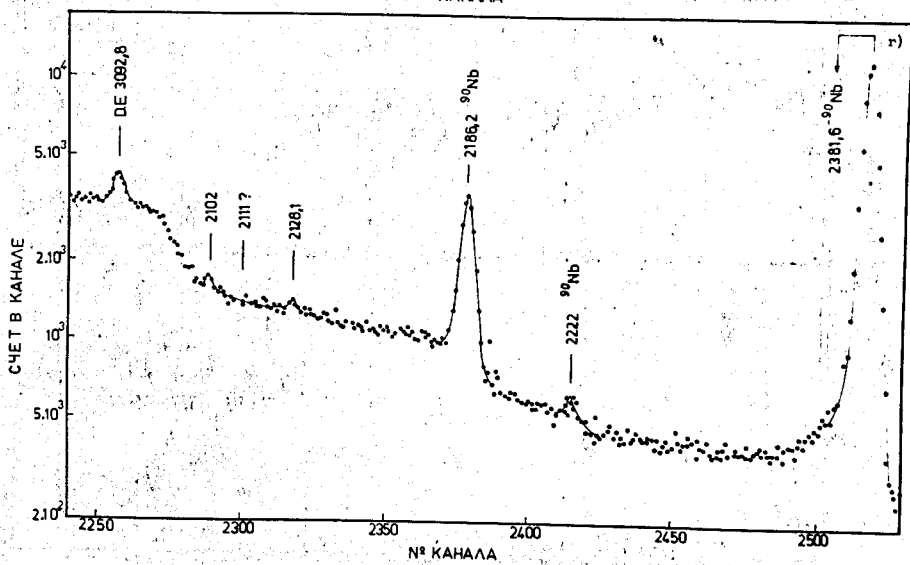
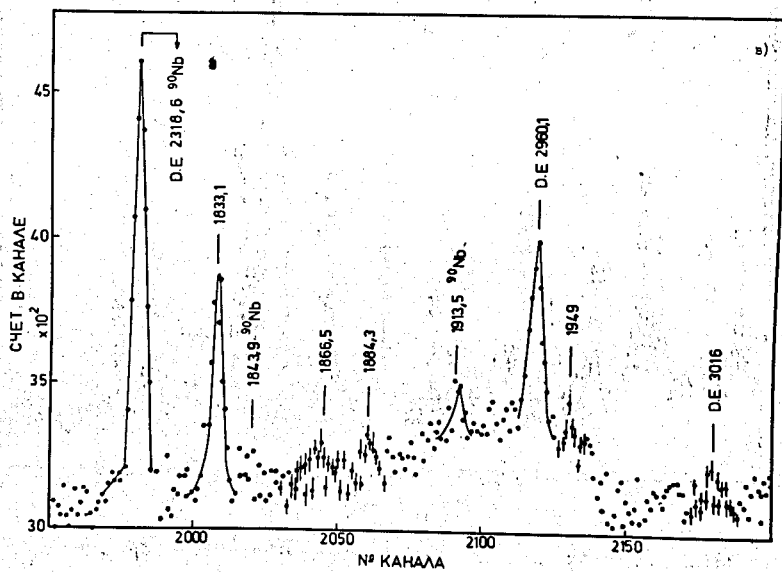


Рис. 1. Гамма-спектр  $^{89}\text{Nb}$  в области энергий. а) от 500 до 1400 кэв; б) 1500 - 1750 кэв; в) 1750 - 2050 кэв; г) 2000 - 2400 кэв; ►





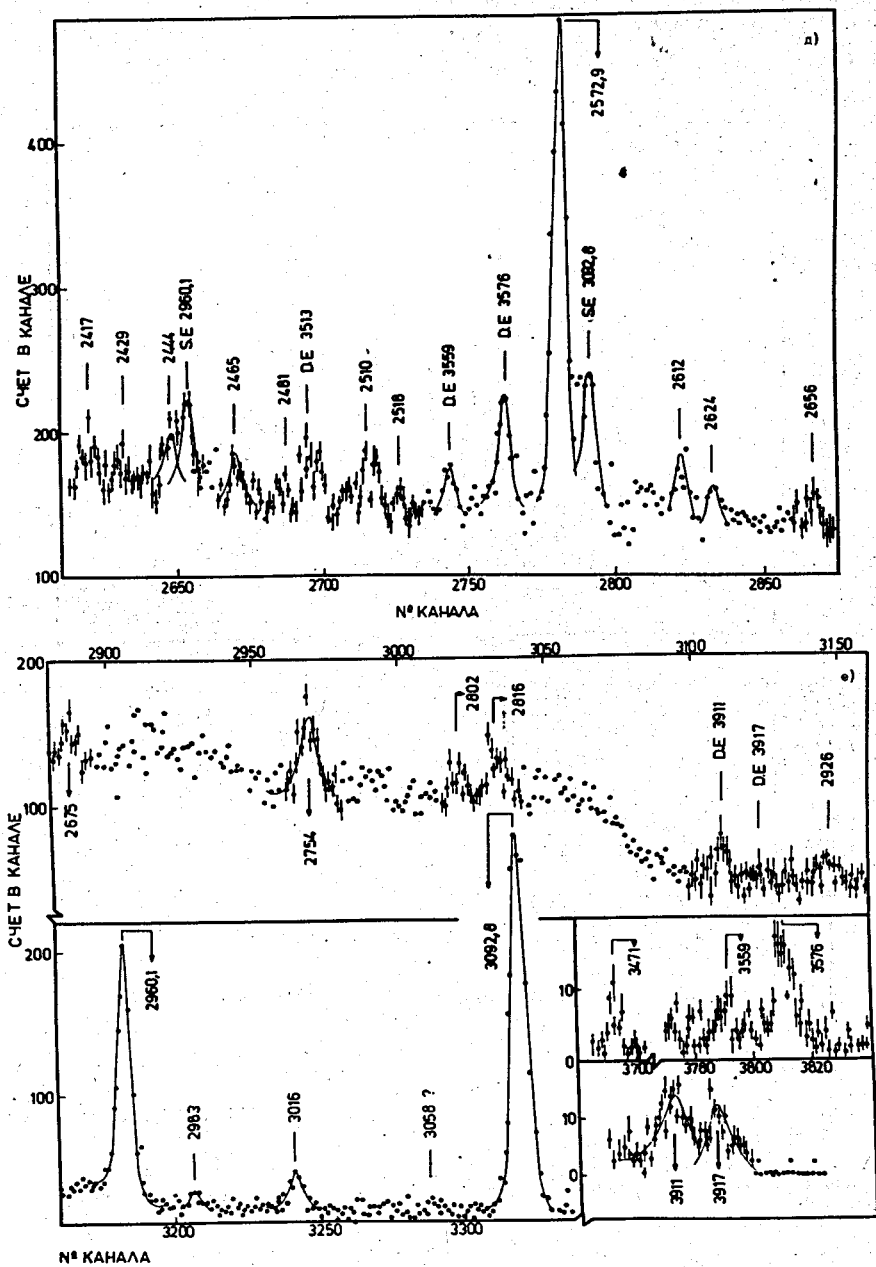


Рис. 1. Гамма-спектр  $^{89}\text{Nb}$  в области энергий  
 д) 2400 - 2670 кэв; е) 2670 - 3920 кэв.



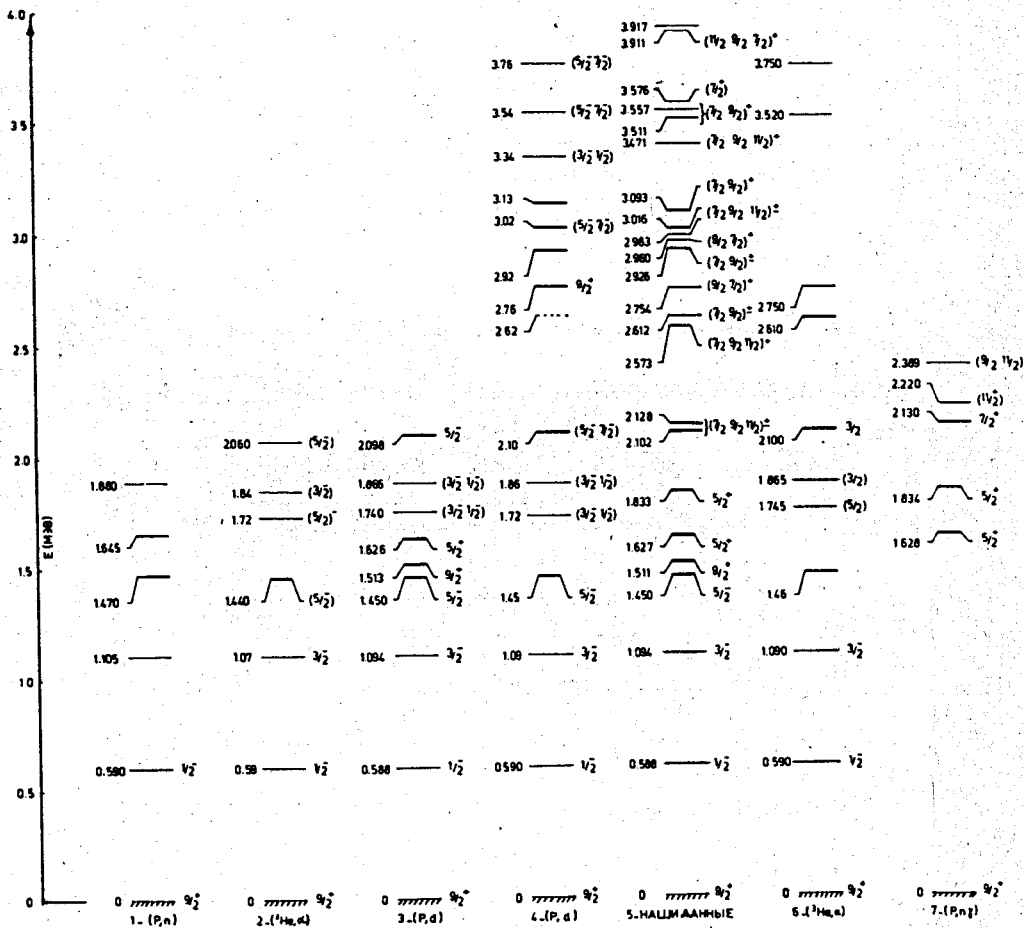


Рис. 3. Сравнение данных настоящей работы с результатами, полученными при изучении ядерных реакций.