

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗУ1, 16
В-795

24/11-73

6 - 7477

4608/2-73

И.Воцилка, Х.-У.Зиберт, Б.Крацик, Я.Липтак,
А.Ф.Новгородов, Х.Г.Ортлепп, М.Тошев, В.Хабенихт

РАСПАД ⁸⁹ Нь

1973

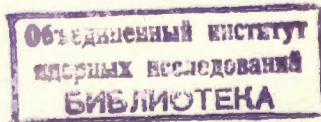
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

6 - 7477

И.Воцилка, Х.-У.Зиберт, Б.Крацик, Я.Липтак,
А.Ф.Новгородов, Х.Г.Ортлепп, М.Тошев, В.Хабенихт

РАСПАД ⁸⁹ НЬ

Направлено в Изв. АН СССР (сер.физ.)



Воцилка И., Зиберт Х.-У., Крачик Б., Липтак Я.,
Новгородов А.Ф., Ортлепп Х.-Г., Тошев М., Хабенихт В. 6 - 7477

Распад ^{89}Nb

Исследовались спектры гамма-лучей, гамма-гамма-совпадений при распаде ^{89}Nb . Обнаружено 25 новых гамма-переходов.

Существенно дополнена схема уровней ^{89}Zr и обсуждается структура уровней.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1973

© 1973 Объединенный институт ядерных исследований Дубна

ВВЕДЕНИЕ

Систему уровней четно-нечетного ядра ^{89}Zr с числом протонов $Z = 40$ и одной нейтронной дыркой в оболочке $g_{9/2}$ в основном состоянии можно исследовать как из распадов метастабильных состояний ^{89}Nb , обнаруженных Даймондом ^{1/}, так и в ядерных реакциях. β -спектр основного состояния $^{89}\text{Nb} / 1\pi = 9/2^+$ по модели оболочек/ был изучен в работах ^{1-4/}. Между указанными в этих работах значениями граничной энергии позитронов имеется существенное разногласие: $E_{\beta^+} = 2,9 \pm 0,4, 2,85 \pm 0,10, 2,8$ и $3,34 \pm 0,10 \text{ МэВ}$, соответственно. Это разногласие довольно сильно влияет на значения $\lg ft$ β^+ -распада ^{89}Nb и тем самым - на возможные квантовые характеристики уровней ^{89}Zr , возникающих при β^+ -распаде ^{89}Nb .

Спектр γ -лучей, сопровождающих β^+ -распад ^{89}Nb , был изучен в работах ^{4-6/}. В этих же работах предлагаются на основе баланса энергий и интенсивностей γ -переходов схемы распада ^{89}Nb . Нужно заметить, что в экспериментальных данных, касающихся 1γ , имеются довольно сильные разногласия в работах ^{4,5/} /см. табл. 1/. Сведения об уровнях ^{89}Zr , возбужденных в разных ядерных реакциях, приводятся в работах ^{7-15/}.

Настоящая работа посвящена объяснению разногласий в результатах работ ^{1-5/}, дальнейшему и более детальному исследованию структуры уровней ^{89}Zr , возбуждающихся при распаде ^{89}Nb .

УСЛОВИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Метастабильные состояния ^{89}Nb получались в реакциях глубокого расщепления серебра протонами с энергией 660 МэВ на выведенном пучке синхротрона ОИЯИ. Химическое выделение ниобиевой фракции из материала мишени производилось газовым термохроматографическим методом.

Измерения начинались через 1,5 часа после конца облучения, когда короткоживущие изотопы ниобия практически распадались. Спектры γ -лучей ^{89}Nb исследовались при помощи γ -спектрометров с Ge(Li)-детекторами /чувствительные объемы 2,4 и 41 см³, энергетическое разрешение - 0,7 кэВ при энергии 100 кэВ и 2,5 кэВ при энергии 1 МэВ, соответственно/. Энергетическая калибровка производилась с помощью известных γ -переходов ^{88}Nb , ^{89}Nb и ^{90}Nb , присутствующих в ниобиевой фракции.

Принадлежность γ -переходов к распаду каждого изотопа определялась по убыванию их интенсивностей. Из обнаруженных γ -переходов во фракции ниобия 77 принадлежат распаду метастабильных состояний ^{89}Nb , из которых 25 являются новыми /см. табл. 1/. Спектр γ -лучей в интервале энергий 525 - 4000 кэВ, измеренный детектором с объемом 41 см³ со свинцовым фильтром толщиной 5 мм, изображен на рис. 1 и 2.

Измерения γ - γ -совпадений производились при помощи двух Ge(Li)-детекторов коаксиального типа, объемом 27 и 41 см³ с временным разрешением 50 нсек. Изучались совпадения с γ -лучами с энергией 920,5; 1259; 1332,3; 1464,8; 1511,4; 1627,2 и 1833,4 кэВ. Результаты анализа спектров γ - γ -совпадений приведены в табл. 2. В спектре совпадений с γ -лучами энергии 1627,2 кэВ обнаружен γ -переход с энергией 1127 кэВ, который в одиночном γ -спектре не разрешается от очень интенсивного γ -перехода 1129 кэВ ^{90}Nb .

Спектр позитронов, возникающих при распаде ^{89}Nb $/I^{\pi} = 9/2^{+}$, $T_{1/2} = 1,9$ часа/, измерен нами при помощи Si(Li)-детектора, типа TFC-15, толщиной 15 мм и пло-

щадью 100 мм². Для определения граничной энергии спектра позитронов график Ферми-Кюри исправляли с помощью стандартного источника на эффекты искажения за счет рассеяния и суммирования с аннигиляционными квантами. Метод описывается в работе^{/16/}. Стандартным источником служил препарат ^{138}Pr /1,5 мин/ в равновесии с ^{138}Nd / 5,2 час/, граничная энергия β^{+} -спектра которого равна /3415±10 кэВ/. Калибровка детектора по энергии производилась с помощью линий конверсионных электронов ^{207}Bi и была проверена с известным стандартным источником $^{140}\text{Nd} + ^{140}\text{Pr}$ / $E_{\text{гр.}\beta^{+}} = 2366 \pm 6$ кэВ/. График Ферми-Кюри β^{+} -спектра показан на рис. 3. Граничная энергия позитронов $E_{\text{гр.}\beta^{+}} = /3320 \pm 50/$ кэВ, что находится в согласии с данными работы^{/4/}.

Согласно модели оболочек, квантовые характеристики основных состояний ^{89}Nb и ^{89}Zr должны быть $9/2^{+}$ из-за конфигурации неспаренных нуклонов $\pi(g_{9/2})^1$ и $\nu(g_{9/2})^{-1}$ соответственно. Так как в работе^{/4/} определена интенсивность β^{+} -перехода на основное состояние ^{89}Zr $/I_{\beta^{+}} = 74\%$, мы считаем, что позитроны с граничной энергией $E_{\text{гр.}\beta^{+}} = 3320 \pm 50$ кэВ заселяют основное состояние ^{89}Zr . Следовательно, энергия распада 1,9 час ^{89}Nb $Q_{\beta^{+}} = 4340 \pm 50$ кэВ.

Разногласия между экспериментальными данными работ^{/1-5/}, касающиеся $E_{\text{гр.}\beta^{+}}$ и I_{γ} , можно объяснить следующим образом: разница между $E_{\text{гр.}\beta^{+}}$ в^{/1-3/} и в нашей работе - ~ 500 кэВ. Первый уровень в ^{89}Zr - 588 кэВ /1/2- / сильно заселяется β^{+} -распадом изомерного состояния ^{89}Nb /см. рис. 1/. Можно предполагать, что при измерениях $E_{\text{гр.}\beta^{+}}$ в работах^{/1-3/} преобладал распад $^{89\text{m}}\text{Nb}$ /1/2- /, $E_{\text{гр.}\beta^{+}}$ в этих работах относятся к распаду $^{89\text{m}}\text{Nb}$. В работе β^{5}/γ -лучи, возникающие при распаде ^{89}Nb , были измерены в относительно плохих условиях /объемы детекторов 6,3 и 10 см³, разрешение 4-6 кэВ и большой комптоновский фон от γ -лучей, возникающих при распаде ^{90}Nb /. Поэтому некоторые, даже сильные γ -переходы с $E_{\gamma} < 2320$ кэВ авторы работы^{/5/} могли не заметить. Кроме того, эффективность полного поглощения γ -квантов в области ≥ 3 МэВ была мала,

поэтому в работе ^{15/} наблюдаемые пики двойного вылета аннигиляционных γ -квантов ошибочно идентифицировались как γ -переходы.

СХЕМА РАСПАДА ⁸⁹Nb

Распад метастабильных состояний ⁸⁹Nb с квантовыми характеристиками и периодами полураспада $I^\pi = 9/2^+$, $T_{1/2} = 1,9$ часа и $I^\pi = 1/2^-$, $T_{1/2} = 1,18$ ч ^{15/} разрешенными β^+ -переходами могут происходить на уровни ⁸⁹Zr со значениями $I^\pi = 7/2^+$, $9/2^+$, $11/2^+$ и $1/2^-$, $3/2^-$, соответственно. Надо отметить, что в данной области ядер по аналогии с другими ядрами, разрешенными β^+ -переходами, вероятно, будут переходы со значениями $\lg ft \leq 6,6$. Полученные нами сведения о γ -лучах, γ - γ -совпадениях и граничной энергии позитронов, а также данные ядерных реакций ^{7-15/} позволяют построить схему уровней ⁸⁹Zr, возникающих при распаде ⁸⁹Nb, которая приведена на рис. 4.

Первые 4 уровня $0 / 9/2^+$, $588 / 1/2^-$, $1095,4 / 3/2^-$ и $1451,2 / 5/2^-$ возбуждаются как при распаде ⁸⁹Nb, так и в ядерных реакциях (³He, α), (p, d), (p, n γ), (p, t) ^{7-15/} и интерпретируются как одночастичные дырочные состояния модели оболочек $g_{9/2}$, $p_{1/2}$, $p_{3/2}$ и $f_{5/2}$.

Уровень 1511,4 кэВ определен сильным γ -переходом на основное состояние и γ - γ -совпадениями 1511,4 с переходами 1447,7 и 1580,3 кэВ.

Уровни 1627,3 и 1833,4 кэВ определены сильными γ -переходами на основное состояние и γ - γ -совпадениями $\gamma_{1627,2}$ и $\gamma_{1833,4}$ с переходами 1127; 1332,3; 1464,8 кэВ и 920,5; 1259 кэВ соответственно. Они проявляются в реакциях (p, d), (p, n γ) и (p, t) ^{9,12,15/}. Квантовые характеристики $I^\pi = 5/2^+$, приписанные данному уровню в этих работах, не противоречат нашим данным.

Уровень 1865 кэВ возбуждается при распаде ^{89m}Nb / $I^\pi = 1/2^-$ / переходом, по-видимому, разрешенного типа / $\lg ft = 5,9$ /. Его спин и четность будут $1/2^-$ или $3/2^-$ согласно данным работ ^{7-15/}.

Уровень 2101,1 кэВ определен сильным γ -переходом на основное состояние. Уровень с такой энергией наблюдался в реакции (p, t) ^{14/} и ему приписаны $I^\pi = 7/2^+$. В работах ^{8,9,12/} проявился уровень с этой же энергией с $I^\pi = 5/2^-$. Разрядка уровня 2100 кэВ, возникающего в реакции (p, n γ) ^{12/}, совсем другая: I_γ на основное состояние < 3 , на уровень 1095 кэВ $I_\gamma = 70$ и на уровень 1451 кэВ $I_\gamma = 30$. Поэтому уровни при энергии 2100 кэВ, наблюдаемые при распаде ⁸⁹Nb и в реакциях, - разные. Возможны квантовые характеристики уровня, возбуждаемые при распаде ⁸⁹Nb / $7/2$, $9/2$, $11/2$ / [±].

Уровни 2182,2; 2221,3 и 2297 кэВ ранее были введены как в результате изучения распада ⁸⁹Nb ^{4/}, так и ядерной реакции, ^{11,12/}. Дополнительно мы ввели состояния 2132 и 2388 кэВ, которые проявлялись лишь в реакции (p, n γ) ^{11,12/}. Все эти уровни заселяются непосредственно β^+ -распадом и из значений $7,1 \leq \lg ft \leq 7,7$ нельзя сделать выводы об их квантовых характеристиках.

Уровень 2572,5 кэВ / $7/2$, $9/2$ / ⁺ заселяется разрешенным β^+ -переходом / $\lg ft = 5,8$ / и определен γ -переходами на уровни с $I^\pi = 5/2^+$ и $9/2^+$.

Уровень 2612,1 и 2730 кэВ / последний введен нами / определены γ -переходами на основное состояние и γ -переходами из вышележащих уровней.

Три уровня $2754 / 7/2^+$, $2959,5 / 7/2^+$, $9/2^+$ / и $3092,5 / 7/2^+$ / кэВ, β^+ -переходы на которые имеют низкие значения $\lg ft = 5,5$; $5,5$ и $5,2$ соответственно, определены γ -переходами на основное и возбужденные состояния и γ - γ -совпадениями:

а/ $\gamma_{920} - \gamma_{1833}$, $\gamma_{1833} - \gamma_{920}$, $\gamma_{1627} - \gamma_{1127}$

б/ $\gamma_{1332} - \gamma_{1627}$, $\gamma_{1627} - \gamma_{1332}$, $\gamma_{1511} - \gamma_{1448}$

в/ $\gamma_{1259} - \gamma_{1833}$, $\gamma_{1833} - \gamma_{1259}$, $\gamma_{1465} - \gamma_{1627}$

$\gamma_{1627} - \gamma_{1465}$, $\gamma_{1511} - \gamma_{1580}$ соответственно.

Разрешенные β^+ -переходы и γ -переходы на уровни с $I^\pi = 5/2^\pm$ и $9/2^+$ определяют для уровней 2754 и 3092,5 кэВ $I^\pi = 7/2^+$. Уровень 2959,5 кэВ разряжается на состояния с $I^\pi = 5/2^+$, $9/2^+$ и возбуждается разрешенным β^+ -переходом при распаде ⁸⁹Nb $I^\pi = 9/2^+$. Из этого следует, что квантовые характеристики уровня не могут быть $5/2^+$ ^{14/}, а будут $7/2^+$ или $9/2^+$.

Остальные высоколежащие уровни, из которых 3141,2; 3280,9; 3531; 3534, 3907, 3931 и 3948 кэВ были введены нами, разряжаются на основное состояние. Их квантовые характеристики можно оценить только на основе значений $lg ft$ β^+ -переходов. Они приведены на рис. 4.

ОБСУЖДЕНИЕ

Ядро $^{89}_{40}\text{Zr}_{49}$ содержит в нейтронной оболочке $N=50$ только одну дырку. Поэтому возможно существование одночастичных дырочных состояний $g_{9/2}$, $p_{1/2}$, $p_{3/2}$ и $f_{5/2}$. Их можно отождествить с наблюдаемыми уровнями: $0^{-}/9/2^{+}/$, 588 $^{-}/1/2^{-}/$, 1095,4 $^{-}/3/2^{-}/$ и 1451,2 $^{-}/5/2^{-}/$ в соответствии с результатами изучения ядерных реакций передачи нуклона.

Систематика одночастичных состояний изотонов с $N=49$ приведена на рис. 5. Из рисунка видно, что во всех ядрах с $N=49$ уровень $5/2^{-}$ лежит выше, чем уровень $3/2^{-}$, то есть состояние $(f_{5/2})^{-1}$ находится глубже, чем состояние $(p_{3/2})^{-1}$. Это на первый взгляд противоречит известному факту, что спин-орбитальная связь опускает состояние $2p_{3/2}$ несколько ниже состояния $1f_{5/2}$ /на-пример, основные состояния ядер $^{63}_{29}\text{Cu}_{34}$, $^{65}_{29}\text{Cu}_{36}$ и $^{33}_{24}\text{Cr}_{29}$ имеют спин и четность $3/2^{-}$ /. Наблюдаемое противоречие можно понять в терминах парной энергии, если учесть, что парная энергия в состоянии $1f_{5/2}$ выше, чем в состоянии $2p_{3/2}$.

Надо заметить, что расстояния между уровнями с $I^{\pi} = 1/2^{-}$, $3/2^{-}$ и $5/2^{-}$ почти одинаковы у ядер с $N=49$ и различными Z /или A /. Однако состояние $1/2^{-}$ с увеличением Z /или A / удаляется от состояния $9/2^{+}$. Вообще энергетическое расстояние $\Delta E_{p_{1/2}-g_{9/2}}$ повышается с ростом A как у ядер с нечетным числом протонов $Z=39, 41$ и 43 , так и с нечетным числом нейтронов $N=45, 47$.

В простой модели оболочек такое увеличение расстояния между уровнями $1/2^{-}$ и $9/2^{+}$ можно объяснить расширением потенциальной ямы ядра с ростом A . Однако такое объяснение недостаточно для большого изменения $\Delta E_{p_{1/2}-g_{9/2}}$ от ядра к ядру.

Уровню 1511,4 кэВ в работе ^{/9/} приспаны спин и четность $9/2^{+}$. Этот уровень заселяется β^+ -переходом при распаде ^{89}Nb $9/2^{+}$ со значением $lg ft = 7,7$. Такое относительно высокое значение $lg ft$ для разрешенного β^+ -перехода можно объяснить связью нейтронной дырки $g_{9/2}$ с возбужденным остовом $0_1^{+}(^{90}\text{Zr})$. В пользу такого предположения говорит и малое сечение (p,d) реакции ^{/9/} с возбуждением этого уровня.

Авторы работы ^{/11/} показали, что уровни 1628, 1834, 2130, 2220 и 2389 кэВ, наблюдаемые ими в реакции (p,γ) , связаны с основным состоянием ^{89}Zr γ -переходами, в которых преобладает мультитипольность типа $E2$, и их центр тяжести имеет энергию ~ 2100 кэВ. На этом основании авторы считают, что эти уровни могут входить в состав мультиплета, обусловленного слабой связью нейтронной дырки $g_{9/2}$ с возбужденным остовом $2^{+}(^{90}\text{Zr}_{50})$, то есть в мультиплет конфигурации $p(g_{9/2})_{2^{+}} + n(g_{9/2})_{-1}$. При изучении распада ^{89}Nb нами наблюдались все эти уровни.

Среди состояний ^{89}Zr имеются такие, на которые идут довольно быстрые β^+ -переходы с $lg ft \leq 6$. Их следует отнести к переходам Гамов-Теллеровского типа между уровнями спин-орбитального дублета. Фермиевские переходы заторможены из-за запрета по изоспину, что видно на примере распада на основное состояние ^{89}Zr $p(g_{9/2}) \rightarrow n(g_{9/2})$. Возможно представить себе три случая Гамов-Теллеровских переходов.

1. Происходит превращение $p(g_{9/2}) \rightarrow n(g_{7/2})$. Ожидаемая энергия одночастичного состояния $n(g_{7/2})$ велика, более 2 МэВ, так как она должна быть больше энергетического промежутка $g_{9/2} - g_{7/2}$ при $N=50$.

2. Превращение испытывает спаренный протон: $p(p_{3/2}) \rightarrow n(p_{1/2})$. В исходном ядре 10 нейтронов могут занимать состояние $g_{9/2}$, а уровень $p_{1/2}$ может быть свободным. Энергия образовавшихся состояний $p(g_{9/2})$, $p(p_{3/2})^{-1}$, $n(p_{1/2})$ также должна быть порядка ≥ 2 МэВ.

3. Испытывает β^+ -распад протон $p_{1/2}$ на нейтронный уровень $p_{3/2}$. Ожидаемая вероятность такого процесса меньше предыдущего, так как вероятность заполнения

— U^2 нейтронного уровня $p_{3/2}$ больше, чем $p_{1/2}$. Образуется трехквартичная конфигурация $p(g_{9/2}) p(p_{1/2}) n(p_{3/2})$.

В первом случае $1^\pi = 7/2^+$ для конечного состояния ^{89}Zr , во втором и третьем $5/2^+ \rightarrow 13/2^+$. Из них в β^+ распаде ^{89}Nb могут заселяться уровни с $1^\pi = 7/2^+, 9/2^+$ и $11/2^+$. Следует отметить, что эффект смешивания конфигураций может привести к большему числу состояний, на которые идут β^+ -переходы с относительно малыми значениями I_{β^+} .

В заключение авторы выражают благодарность В.В.Гопанчук за помощь в обработке экспериментальных данных.

Литература

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, 117 (1955).
3. F.D.Butement, S.M.Gain. *J.Inorg.Nucl.Chem.*, 26, 1481 (1960).
4. R.C.Hagenauer. *Thesis, Univ. Tennessee* (1969).
5. Р.Арльт, Н.Г.Зайцева, Б.Крацик, Г.Музиоль, Л.К.Пекер, Чан Тхань Минь. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, т. 35, №1, 27 /1971/.
6. E.K.Hyde and J.M.Nitsche. *UCRL-16580*, 88 (1968).
7. M.W.Johns et al. *Nucl.Data Tables*, A8 (1970).
8. C.M.Fou, R.W.Zurmühle, J.M.Joyce. *Phys.Rev.*, 155, 1248 (1967).
9. J.B.Ball, C.B.Fulmer. *Phys.Rev.*, 172, 1199 (1968).
10. G.Bassani, J.Picard. *Nucl.Phys.*, A131, 653 (1969).
11. K.P.Lieb, T.Hausman. *Phys.Rev.*, 186, 1229 (1969).
12. R.D.Gill, J.M.G.Caraca, A.J.Cox, H.J.Rose. *Nucl.Phys.*, A187, 369 (1972).
13. J.B.Ball. *Phys.Rev.*, C6, 2139 (1972).
14. T.Awaya et al. *J.Phys.Soc.Jap.*, 32, 1169 (1972).
15. H.Taketani, A.Adachi, M.Ogawa, K.Ashibe. *Nucl.Phys.*, A204, 385 (1973).
16. P.Charoenkwan. *Nucl.Instr. and Meth.*, vol. 34, 93 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
4 октября 1973 года.

Таблица I.

Энергии и относительные интенсивности γ -лучей, возникающих при распаде ^{89}Nb .

^{89}Nb		$T_{1/2} = 1,9$ час	
Настоящая работа		Работа /4/	Работа /5/
E_γ /кэВ/	I_γ	I_γ	I_γ
172 ± 2	-	2	-
206 ± 1	1,9 ± 0,9	-	-
229,2 ± 0,5	4,0 ± 1,5	-	-
347,5 ±	1,3 ± 0,7	-	-
355,7 ± 0,4	6,8 ± 0,7	10	-
361 ± 1	2,5 ± 0,5	-	-
480,8 ± 0,7	4 ± 1	8	-
507,4 ± 0,7	28 ± 4 ^a	28 ^a	-
520 ± 1	2,4 ± 1,2	-	-
532,4 ± 0,4	15 ± 2	18	-
588,6 ± 0,2	41 ± 5 ^a	46 ^a	50
617 ± 1	1,2 ± 0,5	2	-
624,2 ± 0,9	2,6 ± 0,5	3	-
657,8 ± 1,0	~ 2	-	-
738,6 ± 0,4	6,3 ± 0,6	6,5	-
757 ± 1	2,5 ± 0,4	2	-
787,0 ± 1,5	1,0 ± 0,4	-	-
794,0 ± 1,5	1,2 ± 0,4	-	-
845,5 ± 1,0	2,2 ± 0,6	-	-

Продолжение таблицы I

E_{μ} /кэВ/	I_{μ}	I_{μ}	I_{μ}
863,1±0,4	13 ±2	18	17
920,5±0,3	41 ±4	46	-
964 ±1	3 ±1	5,3	-
992 ±1	2,6±0,5	5,7	-
1004,5±1,0	2,7±0,5	-	-
1060,5±0,8	7,5±1,0	9,5	-
1127 ±2 ^B	60 ±9 ^B	55	-
1242,5±0,8	6,8±0,9	5,6	-
1259,0±0,3	35 ±3	35	31,4
1303,0±0,7	9 ±1	11	-
1332,3±0,3	35 ±3	35	33,2
1377,5±1,0	2,0±0,8	-	-
1412 ±2	~ 0,5	-	-
1447,7±0,7	11 ±1	8,9	3
1464,8±0,5	25 ±2	25	2
1511,4±0,3	55 ±4	53	55
1520	-	-	1,1
1540	-	-	1
1580,6±0,4	15,0±1,5	14	6,3
1627,2±0,2	100	100	100

Продолжение таблицы I

E_{μ} /кэВ/	I_{μ}	I_{μ}	I_{μ}
1641,2±0,9	5,6±0,5	5,9	-
1744	-	-	4,3
1833,4±0,2	93 ±7	90	74
1866,5	-	-	10
1884,3	-	-	10
1948,0±1,5	1,9±0,8	-	10
2101,1±0,3	17 ±2	15	11,5
2111	-	-	5
2128,2±0,4	16 ±2	14	14
2132,0±1,5	3,7±1,5	-	-
2221,5±1,5	~ 3,5	5,2	-
2279,0± 1,5	~ 1	-	-
2297 ±1	3,2±0,5	1,4	-
2338,6±1,0	1,5±0,4	-	-
2417	-	-	4
2429	-	-	1
2444	-	-	4,5
2465	-	-	3,8
2481	-	-	3,2
2510	-	-	4,6
2518	-	-	2

Продолжение таблицы I

E_{β} /кэВ/	I_{β}	$I_{\beta'}$	$I_{\beta''}$
2572,3±0,4	76 ±6	79	67
2612,1±0,6	8,5±0,8	7,5	10
2624	-	-	4,2
2656	-	-	4,6
2675	-	-	3
2714 ±2	~ 1	-	-
2730 ±1	1,9±0,8	-	-
2740,0±1,5	~ 0,8	-	-
2753,5±1,0	13 ±2	11	13
2802	-	-	4,7
2816	-	-	6
2889,6±0,6	5,7±0,7	5,6	-
2925,8±0,6	5,2±0,6	6,7	6,5
2960,1±0,3	50 ±5	46	52
2981,0±0,8	1,3±0,4	2,2	3
3016,2±0,4	6,0±0,6	5,6	5,9
3058	-	-	2,6
3092,7±0,2	87 ±8	86	88
3141,2±0,9	0,6±0,2	-	-
3280,9±0,7	1,0±0,2	-	-
3466,9±0,6	1,2±0,2	1,1	3,5

Продолжение таблицы I

E_{β} /кэВ/	I_{β}	$I_{\beta'}$	$I_{\beta''}$
3512,7±0,7	1,8±0,3	1,3	1,7
3531,0±1,5	~ 0,9	-	-
3534,0±1,5	~ 0,5	-	-
3557,2±0,7	1,5±0,3	1,4	2,1
3575,8±0,5	5,6±0,6	4,8	6,3
3837,0±0,9	1,8±0,4	0,91	-
3907,0±1,5	0,25±0,10	-	-
3911	-	-	8
3917	-	-	5
3931,0±1,5	0,10±0,06	-	-
3948,0±1,5	0,15±0,06	-	-
3965,5±1,2	0,3±0,1	0,2-	-
$^{89}\text{Nb} \quad T_{1/2} = 1,18 \text{ час.}$			
507,4±0,7	85 ±7	-	-
588,0±0,2	100	100	-
769,6±0,5	6,5±0,6	4,6	-
1277,5±1,5	1,6±0,5	1,4	-

а - I_{β} определена из схемы распада.

б - E_{β} β -переходов, которые не проявились в наших измерениях взяты из работ /4,5/.

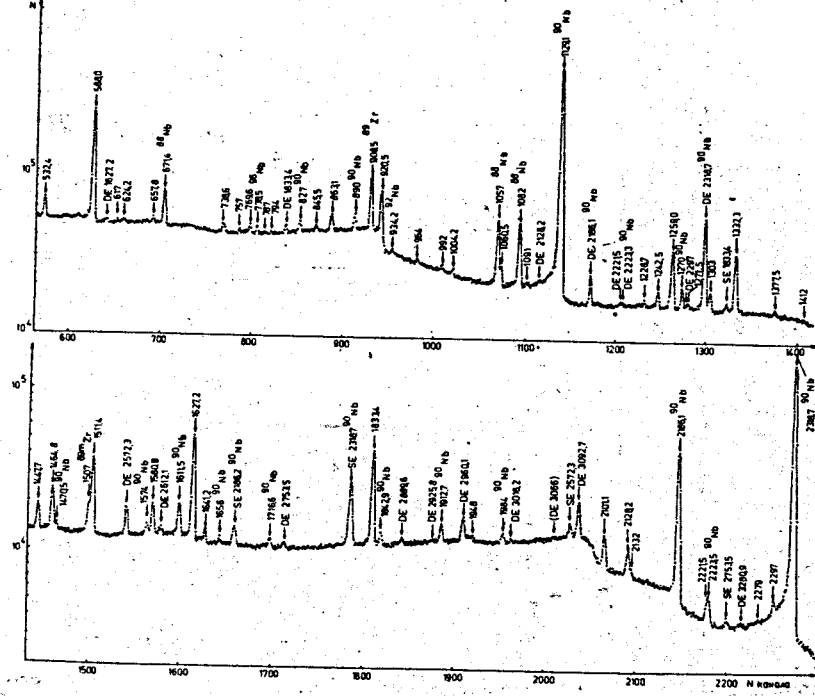
в - E_{β} и I_{β} определены из γ - β -совпадений.

Таблица 2
Данные о совпадениях γ -лучей при распаде ^{89}Nb .

E_{γ} /кэВ/	Совпадения с γ						
	920,5	1259,0	1332,3	1464,8	1511,4	1627,2	1833,4
206	5 ± 3	-	-	-	-	4 ± 3	-
532,4	-	-	15 ± 5	13 ± 5	-	-	-
920,5	-	-	-	-	-	-	41 ± 6
1127	-	-	-	-	-	60 ± 9	-
1259,0	-	-	-	-	-	-	28 ± 6
1332,3	-	-	-	-	-	35 ± 7	-
1447,7	-	-	-	-	11 ± 5	-	-
1464,8	-	-	-	-	-	20 ± 6	-
1580,8	-	-	-	-	15 ± 7	-	-
1627,2	-	-	100 ± 30	100 ± 20	-	-	-
1833,4	93 ± 18	90 ± 25	-	-	-	-	-

а - интенсивности совпадений нормированы на интенсивность совпадений γ -перехода $1627,2$ кэВ с γ -переходом $1464,8$ кэВ, в предположении, что эти переходы происходят в каскаде.

Рис. 1. Участок спектра γ -лучей ^{89}Nb , измеренный при помощи Ge(Li)-детектора объемом 41 см^3 .



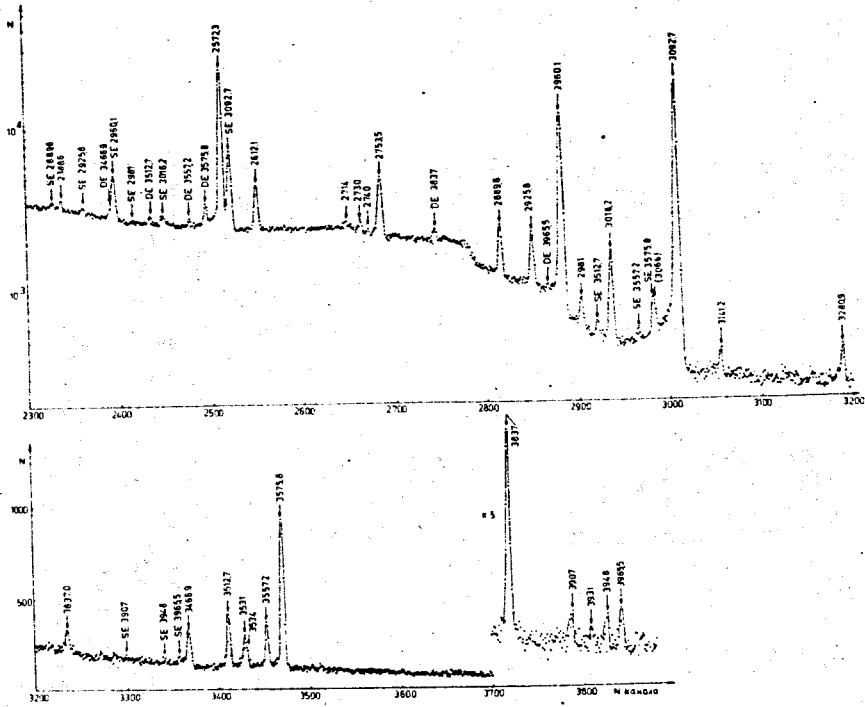


Рис. 2. Участок спектра γ -лучей ^{89}Nb , измеренный при помощи $\text{Ge}(\text{Li})$ -детектора объемом 41 см^3 .

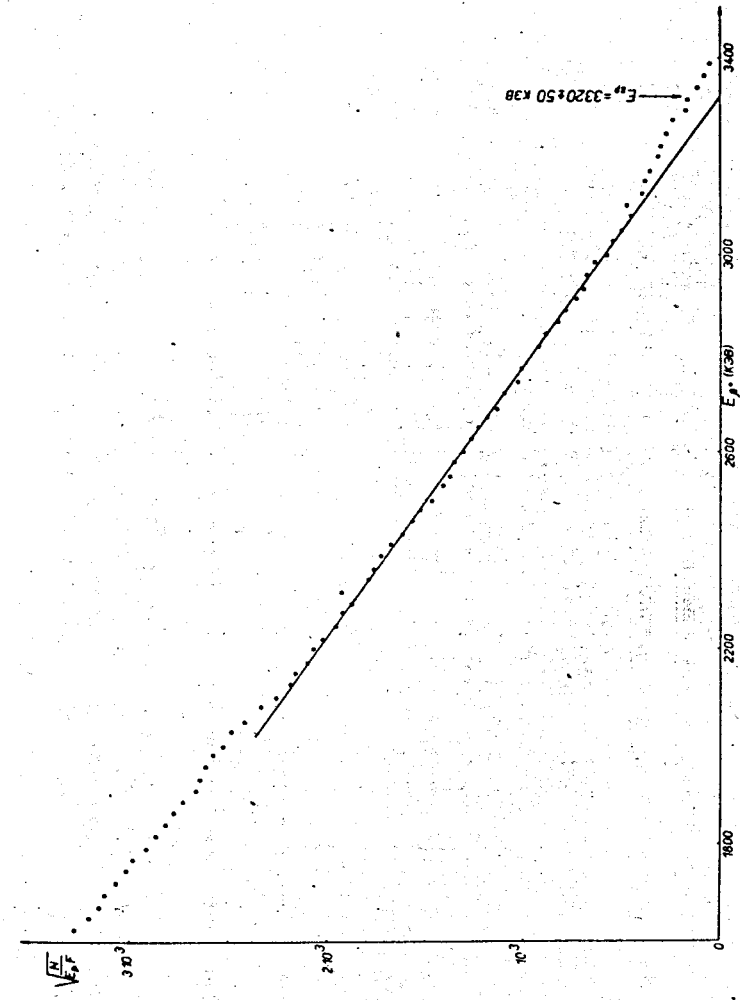


Рис. 3. График Ферми-Кюри β^+ -спектра ^{89}Nb . Искаженные спектры при $E_{\beta^+} \approx 3000 \text{ кэВ}$ вызвано суммированием импульсов от рассеянных в детекторе квантов аннигиляции с импульсами позитронов.

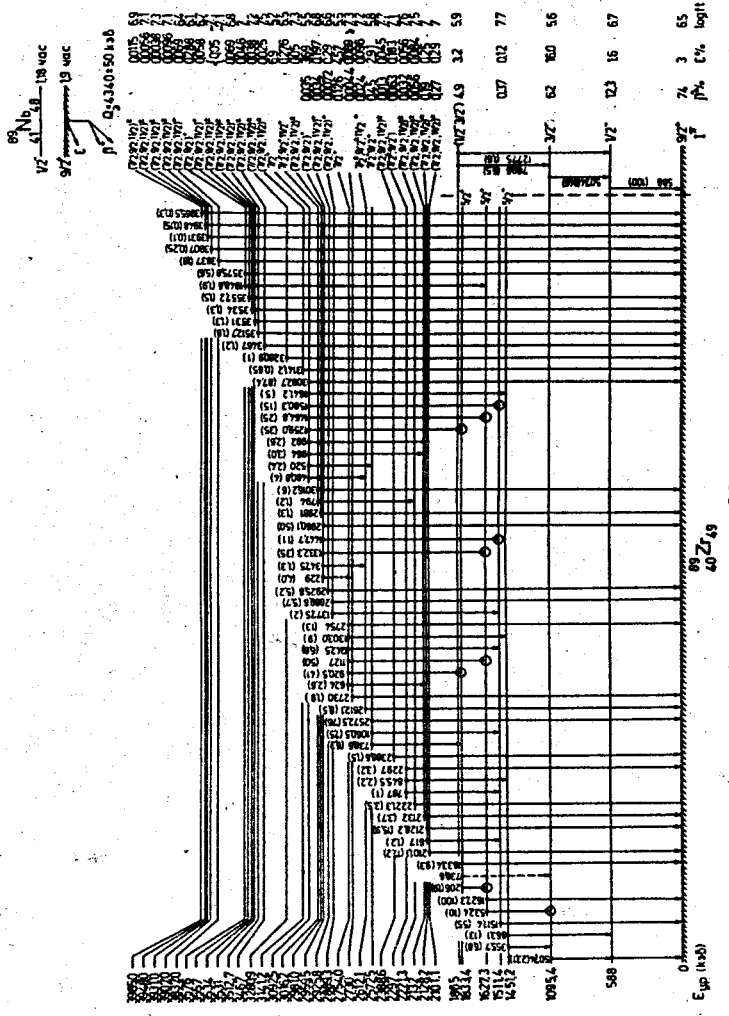


Рис. 4. а/. Схема распада $^{89}\text{Nb} \rightarrow ^{89}\text{Zr}$. б/ Схема распада ^{89}mNb . Величины ϵ, β^+ (%) и $\lg ft$ вычислены в предположении, что нет распада изомера в основном состоянии ^{89}Zr и что изомер лежит вблизи основного состояния.

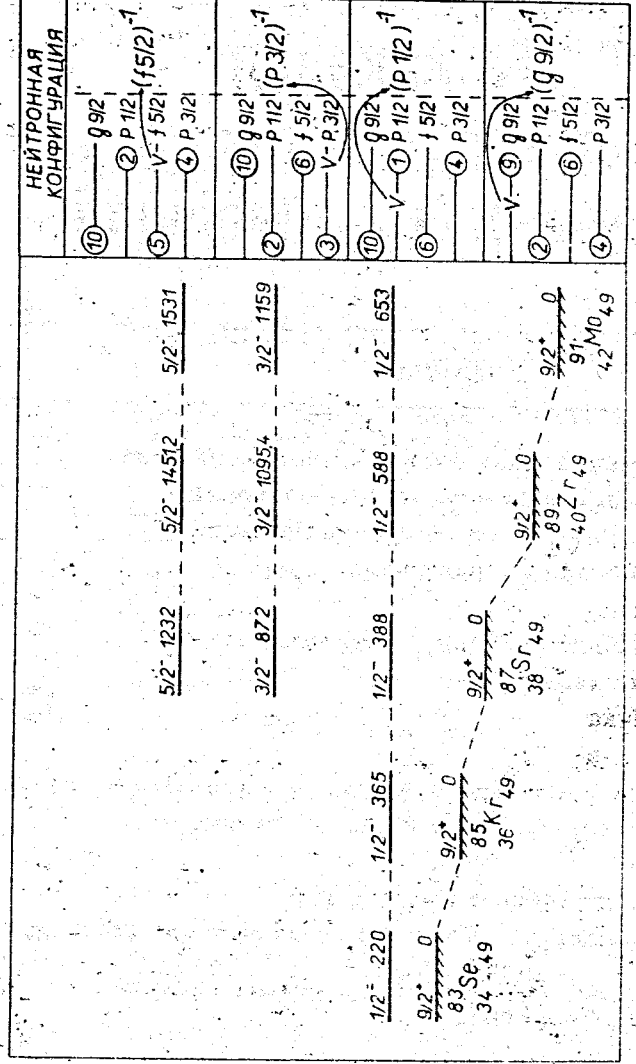


Рис. 5. Систематика низколежащих состояний изотопов с N = 49.