Доклады Академии наук СССР
1955. Том 101, № 2

ФИЗИКА

Е. П. МАЗЕЦ и Л. И. РУСИНОВ

К ВОПРОСУ О ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ ИЗОМЕРНЫХ ЯДЕР

(Представлено академиком Д. В. Скобельцыным 3 I 1955)

Представляет интерес сопоставление полученных на опыте значений времен жизни изомерных ядер и результатов теоретических расчетов, выполненных при различных предположениях о структуре атомного ядра ([1]). В связи с развитием представлений об ядерных оболочках существенно провести указанное сопоставление в предположении, что мультипольное излучение изомерных ядер обусловлено изменением состояния одного нуклона в поле ядра.

В настоящей работе проведено такое сопоставление для всех изомерных ядер, для которых имеются достаточно достоверные опытные данные о времени жизни, энергии возбуждения и изменении спина и четности волновой функции ядра при изомерном переходе. Теоретические расчеты вероятности электромагнитного излучения различных мультипольностей, основанные на указанном выше предположении («одночастичная» модель), выполнены в работе ([2]) и, более детально, в ([3]). Полученные на основании этих работ зависимости времени жизни изомерных ядер τ_γ от энергии излучения E_γ различной мультипольности электрического El и магнитного Ml типа представлены на рис. 1. Для ядер с нечетным массовым числом экспериментальные данные о временах жизни сопоставлены с результатами расчетов по ([3]), для ядер с четным массовым числом — с расчетами по ([2]). Экспериментальные точки на графике представляют величину $\lg \tau_\gamma \rho^k S$ для различных изомерных ядер в зависимости от энергии изомерного перехода.

Опытные данные о временах жизни переходов типа $E5$ между высоковозбужденными уровнями изомеров Pb^{202} и Pb^{204} удовлетворительно согласуются с результатами работы ([2]).

Излучение типа $M4$ наблюдается у значительной части изомерных ядер с нечетным массовым числом, что находится в согласии со схемой ядерных оболочек (переходы $g_{9/2} \leftrightarrow p_{1/2}$, $h_{11/2} \rightarrow d_{3/2}$, $i_{13/2} \rightarrow f_{5/2}$). Времена жизни этой группы изомеров $\tau_{\gamma\,\text{эксп}}$ превышает теоретические оценки для переходов типа $M4p$ в среднем в 8 раз, а для переходов типа $M4n$ — в 4 раза. Среди ядер с нечетным числом и протонов и нейтронов имеется небольшое число изомеров с переходами типа $M4$ и $E4$, времена жизни которых, кроме In^{114} и Pa^{234}, удовлетворительно согласуются с теоретической оценкой ([2]) по одночастичной модели.

В целом, экспериментальные данные о временах жизни изомерных ядер, в которых осуществляется переход типа $M4$, достаточно хорошо совпадают с теоретическими, вычисленными в предположении, что излучение обусловлено изменением состояния одного нуклона в ядре. Однако на опыте в среднем не наблюдается ожидаемого при указанном предположении двухкратного превышения вероятности переходов типа $M4p$ над вероятностью переходов типа $M4n$.

При детальном рассмотрении величин отношения $\tau_{\gamma\,\text{эксп}} / \tau_{\gamma\,\text{теор}}$ для изомеров с нечетным массовым числом наблюдается зависимость их от чисел нуклонов в ядре. Такая зависимость для ядер с одинаковым

числом протонов от числа нейтронов представлена на рис. 2, а для ядер с одинаковым числом нейтронов от числа протонов — на рис. 3.

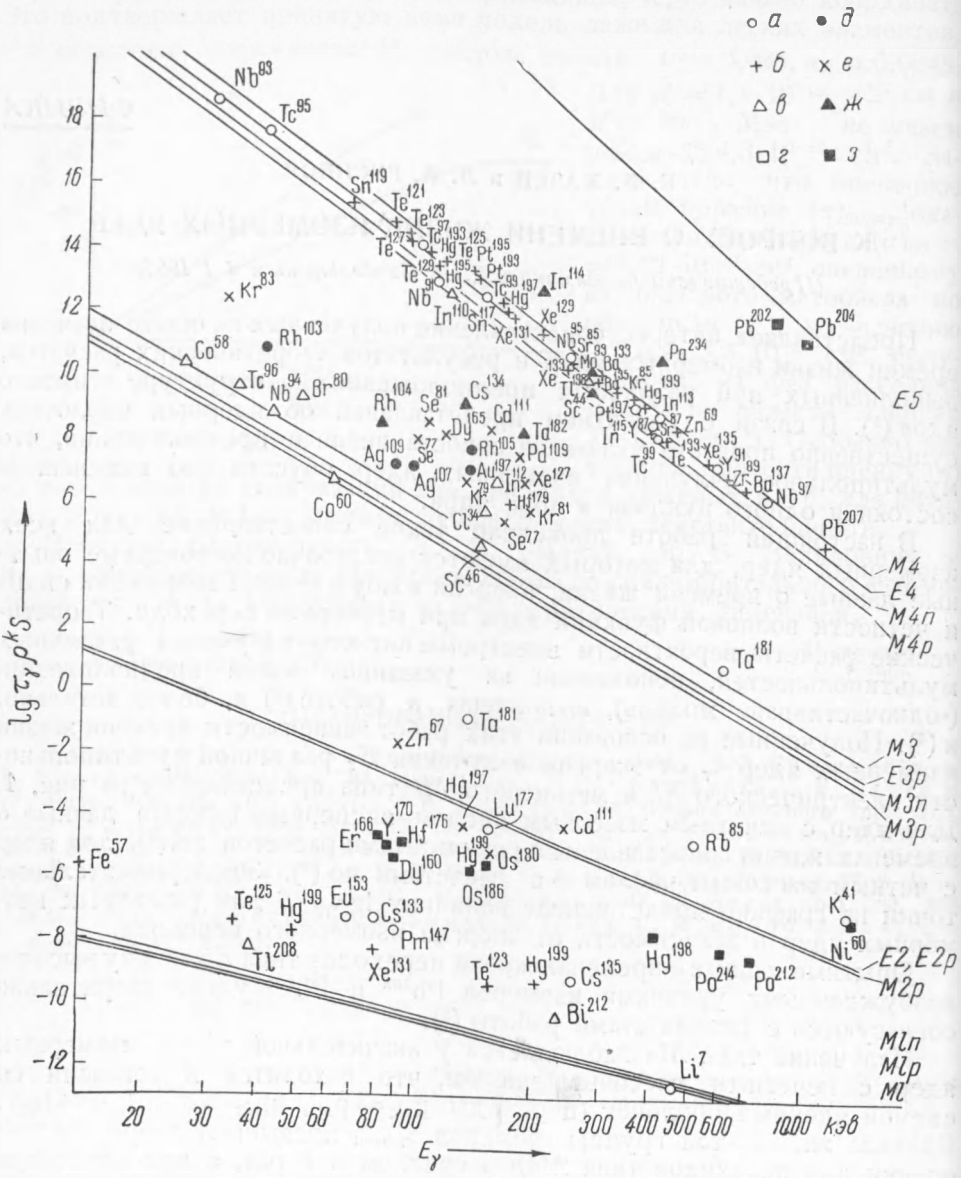


Рис. 1. τ_γ — время жизни ядра в секундах по отношению к γ-излучению; ρ — радиус ядра в единицах $r_0 = 1{,}2 \cdot 10^{-13}$ см; k для переходов El равно $2l$, для Ml равно $2l-2$; S определяется спинами ядра в начальном и конечном состояниях (3); E_γ — энергия изомерного перехода в кэв; p — переход в ядре с нечетным числом протонов; n — с нечетным числом нейтронов. Для переходов Ml: *а* — нечетно-четное ядро, *б* — четно-нечетное, *в* — нечетно-нечетное, *г* — четно-четное. Для переходов El: *д* — нечетно-четное, *е* — четно-нечетное, *ж* — нечетно-нечетное, *з* — четно-четное

Для переходов типа $M4p$ между состояниями $g_{9/2}$ и $p_{1/2}$ в изотопах Y, Nb и Tc величина отношения $\tau_{\gamma\ эксп} / \tau_{\gamma\ теор}$ уменьшается при приближении числа нейтронов к критическому числу 50. Уменьшение $\tau_{\gamma\ эксп}/\tau_{\gamma\ теор}$ в изотопах In с увеличением числа нейтронов можно связать с приближением к критическому числу 82.

Зависимость величины $\tau_{\gamma\ эксп} / \tau_{\gamma\ теор}$ для той же группы изомеров для ядер с одинаковым числом нейтронов от числа протонов приведена

на рис. 3. Величина $\tau_{\gamma\,эксп}/\tau_{\gamma\,теор}$ для ядер с числом нейтронов 50 и 52 имеет минимум при числе протонов 41, которое соответствует началу заполнения уровня $g_{9/2}$. Отношение $\tau_{\gamma\,эксп}/\tau_{\gamma\,теор}$ для изомеров с числами нейтронов 54 и 56, более далекими от критического, уменьшается по мере заполнения четвертой протонной оболочки. Такой характер зависимостей связан, может быть, со сложным порядком заполнения уровней $g_{9/2}$ и $p_{1/2}$ и изменениями в их относительном расположении. В группе изомеров с нечетным числом нейтронов отношение $\tau_{\gamma\,эксп}/\tau_{\gamma\,теор}$ для переходов $h_{11/2} \rightarrow d_{3/2}$ (Sn, Te, Xe, Ba) и переходов $i_{13/2} \rightarrow f_{5/2}$ Pt, Hg) уменьшается по мере приближения числа нейтронов в ядрах с одинаковым Z к критическим числам 82 и 126 (рис. 2). Отклонение числа протонов от критического также сопровождается изменением величины отношения $\tau_{\gamma\,эксп}/\tau_{\gamma\,теор}$; для ядер с одинаковым числом нейтронов это отношение уменьшается при приближении числа протонов к 50 (рис. 3).

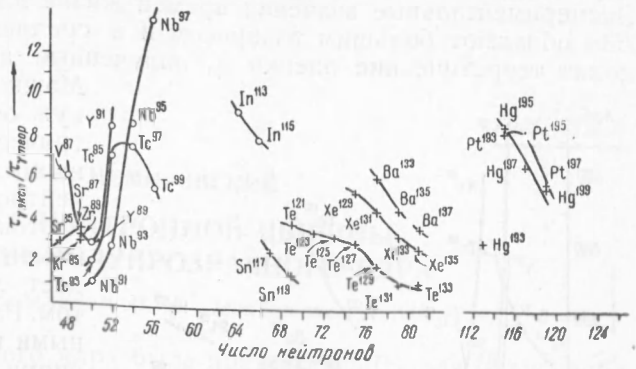


Рис. 2

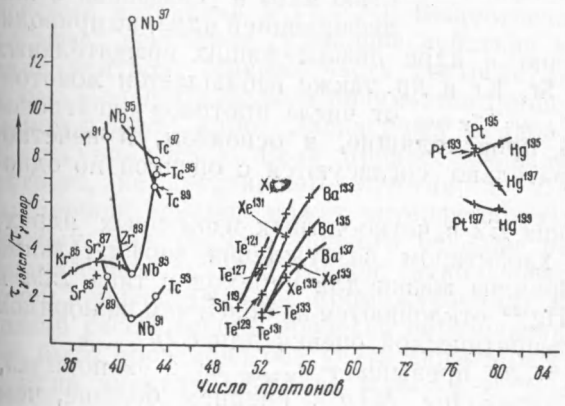


Рис. 3

Отмеченные закономерности указывают, что модель независимых частиц в применении к объяснению изомерных переходов наиболее обоснована в области критических чисел. По мере отступления от критических чисел как по числу протонов, так и по числу нейтронов отклонение формы ядра от сферической и связанное с ним нарушение сферической симметрии потенциала ядра возрастают. Можно полагать, что изменение состояния излучающей частицы также несколько деформирует ядро и приводит к дополнительному изменению потенциала ядра. Указанные обстоятельства уменьшают вероятность излучения в сравнении с оценкой по одночастичной модели.

Следует отметить, что для рассматриваемых изомеров зависимости величин $\tau_{\gamma\,эксп}/\tau_{\gamma\,теор}$ от числа нуклонов качественно совпадают с зависимостями от числа нуклонов разности энергии между уровнями ядра, соответствующими изомерному переходу. Такие зависимости от числа нейтронов для изомерных ядер с одинаковыми Z приведены в [4]. Зависимости E_γ от числа протонов для ядер с одинаковым числом нейтронов представлены на рис. 4. Это совпадение приводит к предположению, что как зависимость отклонения $\tau_{\gamma\,эксп}$ от $\tau_{\gamma\,теор}$, так и зависимость изменения разности энергии между состояниями изомерного ядра от числа нуклонов в ядре обусловлены указанной выше деформацией ядра, связанной со степенью заполнения нуклонных оболочек.

Для переходов типа $E3$ в ядрах с нечетным числом протонов или нейтронов не наблюдается существенного различия в вероятности изо-

мерных переходов, хотя по данным работы ([3]) вероятность электрического излучения при изменении состояния нечетного нейтрона на много порядков меньше, чем при изменении состояния нечетного протона. Экспериментальные значения времен жизни для переходов типа $E3p$ и $E3n$ обладают большим разбросом и в среднем на 2 порядка превосходят теоретические оценки τ_γ, полученные для излучения типа $E3p$.

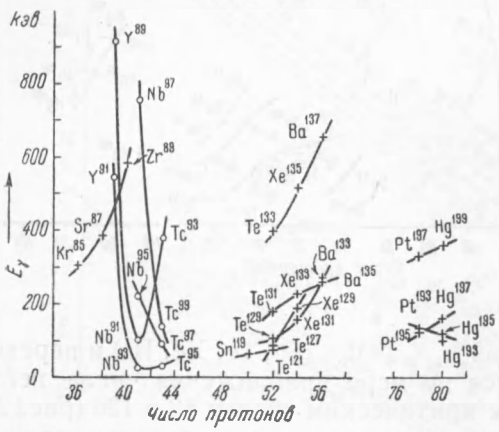


Рис. 4

Можно отметить теоретическую оценку вероятности электрического излучения изомерных ядер с нечетным числом нейтронов ([5]), в которой уточняется влияние магнитного момента нейтрона. Эта оценка дает лучшее согласие с опытом. Расхождения между опытными и теоретическими значениями времен жизни, следует полагать, связаны с тем, что переходы типа $E3$ ($+_{7/2} \leftrightarrow p_{1/2}$ и $h_{11/2} \rightarrow d_{5/2}$) происходят при сильном взаимодействии излучающих нуклонов с поверхностью ядра и связанной с ним деформацией ядра, не приводящей, однако, к возникновению в ядре низколежащих вращательных уровней. Для ряда изотопов Sr, Kr и др. также наблюдается монотонная зависимость отношения $\tau_{\gamma\,\text{эксп}} / \tau_{\gamma\,\text{теор}}$ от числа протонов и нейтронов в ядре. Переходы типа $M3$, происходящие, в основном, в нечетно-нечетных ядрах, удовлетворительно согласуются с оценкой по одночастичной модели ([2]).

Особенности переходов типа $E2$ в четно-четных изомерных ядрах, связанные с коллективным характером возбуждения (вращательные уровни), рассмотрены в ([6]). Времена жизни для переходов типа $E2n$ в изомерах Zn^{67}, Cd^{111}, Hg^{197}, Hg^{199} отклоняются не более чем на порядок величины в обе стороны от теоретической оценки для $E2p$.

Для переходов типа $M1$ $\tau_{\gamma\,\text{эксп}}$ превышает $\tau_{\gamma\,\text{теор}}$ на 1—2 порядка, причем времена жизни для переходов $M1p$ в среднем больше, чем для переходов $M1n$. Наибольшие отклонения от теоретической оценки наблюдаются вдали от критических чисел (изомеры Cs^{133}, Cs^{135}, Pm^{147}, Er^{153}); значительно меньшие отклонения имеют место для ядер Hg^{199}, Tl^{208}, Bi^{212}. Такой характер отклонений также можно объяснить различной степенью деформации данных ядер.

Изомерные переходы с достаточным приближением описываются моделью независимых частиц. Наибольшее согласие наблюдается в области критических чисел, у мало деформированных ядер. Отступления от выводов модели независимых частиц, следует предположить, определяются деформацией ядер, которая связана со степенью заполнения как протонной, так и нейтронной оболочек.

Выражаем благодарность Л. А. Сливу за обсуждение работы.

Ленинградский физико-технический институт
Академии наук СССР

Поступило
3 I 1955

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] И. В. Курчатов, Л. И. Русинов, Юбил. сборн., посвящ. 30-летию Великой Октябрьской социалистической революции, Изд. АН СССР, 1947, стр. 285. [2] V. F. Weisskopf, Phys. Rev., **83**, 1073 (1951). [3] S. A. Moszkowsky, ibid., **89**, 474 (1953). [4] M. Goldhaber, R. D. Hill, Rev. Mod. Phys., **24**, 3 (1952). [5] B. Stech, Zs. f. Naturforsch., **9a**, 1 (1954). [6] A. Bohr, B. R. Mottelson, Dan. Mat. Fys. Medd., **27**, No. 16 (1953).