

ДВУПРОТОННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ ЯДЕР

ТАЖЕЛЕЕ ОЛОВА

В.И. Гольданский

В наших предыдущих работах, посвященных предсказанию существования и свойств нового вида самопроизвольного превращения элементов двупротонной радиоактивности [1-4], подчеркивалось, что это явление характерно для нейтронодефицитных изотопов легких четных элементов до олова ($Z \leq 50$), тогда как для более тяжелых ядер оно уступает место α -распаду. В дальнейшем другие авторы [5] утверждали, что область возможной распространенности двупротонной радиоактивности ограничена еще сильнее: $Z < 38$. Более детальный анализ свойств нейтронодефицитных изотопов элементов тяжелее олова приводит, однако, к выводу, что своеобразная двупротонная радиоактивность должна быть широко распространена и в области $Z = 50-82$, в которую попадает примерно половина из общего числа (около шестидесяти) двупротонно-радиоактивных ядер четных элементов.

Своебразием двупротонного распада в области $Z > 50$ является то, что здесь все $2p$ -активные изотопы могут распадаться и обычным, однопротонным путем, с испусканием

сперва одного (четного) и лишь затем второго (нечетного) протона, с энергией распада $Q_{p_{\text{чет}}}$ и $Q_{p_{\text{нечет}}} = Q_{p_{\text{чет}}} + E_{\text{спарив}}$ соответственно в первом и втором актах распада.

Однако зачастую экспоненциально преобладающим над р- (и над α -) распадом оказывается прямой двупротонный распад с энергией $Q_{2p} = Q_{p_{\text{чет}}} + Q_{p_{\text{нечет}}} = 2Q_{p_{\text{чет}}} + E_{\text{спарив}}$, превышающей в рассматриваемых случаях энергию спаривания двух протонов $E_{\text{спарив}}$.

Сопоставляя выражения для констант протонного, двупротонного и α -распада при наличии только кулоновского барьера:

$$\lambda \approx 10^{22} \exp \left\{ -\frac{2Ze^2\sqrt{m}}{\hbar} \frac{F}{\sqrt{Q}} \left[\arccos x^{1/2} - x^{1/2}(1-x)^{1/2} \right] \right\} \text{сек}^{-1}$$

где m - масса протона, Q - энергия распада, x - отношение Q к максимальной высоте кулоновского барьера: $x = Q/U_{k_{\text{ути}} \text{max}}$ (мы пренебрегаем энергией отдачи ядра при распаде, а также зарядом испускаемой частицы по сравнению с Z), легко убеждаемся, что главное различие трех видов распада - в множителе F , равном $\sqrt{2}$ для р-распада, 4 - для 2p-распада и $4\sqrt{2}$ - для α -распада. Если бы все различие этим и ограничивалось, то равные скорости р-, 2p- и α -распада отвечали бы условию: $Q_\alpha = 2Q_{2p} = 16Q_p$. Именно такое условие ($Q_{2p} = 8Q_p$) и рассматривалось нами ранее [3,4], как приближенный критерий экспоненциального преобладания 2p-распада над цепочкой из двух р-распадов. Надо учесть, однако, что $(U_{k_{\text{ути}} \text{max}})_\alpha \approx (U_{k_{\text{ути}} \text{max}})_{2p} \approx 2(U_{k_{\text{ути}} \text{max}})_p$, а потому при вы-

шеуказанным соотношении между величинами Q имеет место условие: $x_\alpha \approx 3x_{2p} \approx 8x_p$. Поэтому α -распад и двупротонный распад обгоняют испускание одиночных протонов при заметно меньших энергиях распада, чем соответственно $16 Q_p$ или $8 Q_p$. Зависимости $Q_{2p} \approx f(Q_p)$, $Q_\alpha = f(Q_p)$ и $Q_p = f(Q_{2p})$, отвечающие выравниванию скоростей трех видов распада при $Z = 20-80$, изображены на рис. I.

Следует к тому же иметь в виду, что наличие, наряду с кулоновским, еще и центробежного барьера подавляет прежде всего именно однопротонный распад (см. в этой связи [6]) и тем дополнительно способствует преобладанию α - и двупротонного распада. Иллюстрацией служит пунктирная кривая на рис. I для случая $Z = 60$ и $\ell = 4$ (испускание протонов из g -оболочки).

На рис. 2 показаны ядра, для которых должен преобладать $2p$ -распад, причем взятые в скобки массовые числа отвечают тем случаям, когда энергетически возможен не только двупротонный, но и обычный протонный распад, т.е. $Q_{2p} > E_{спаривания}$. Энергии распада взяты из работ Камерона [7], Сигера [8], Йенекке [9] и наших статей [1-4]. Нанесены данные для ядер с $Z \leq 76$. Не исключено, однако, и существование еще более тяжелых $2p$ -радиоактивных ядер, например Pt^{160}, I^{161} или $Hg^{163, 164}$. Дочерние ядра – продукты $2p$ -распада, как правило, тоже радиоактивны, причем в области $Z > 50$ для них характерны два вида превращений – α - и β^+ -распад. Иногда, видимо, возможны и два последовательных двупротонных распада, как в случае $O_3^{157} \xrightarrow{2p} W^{155} \xrightarrow{2p} Hf^{153}$.

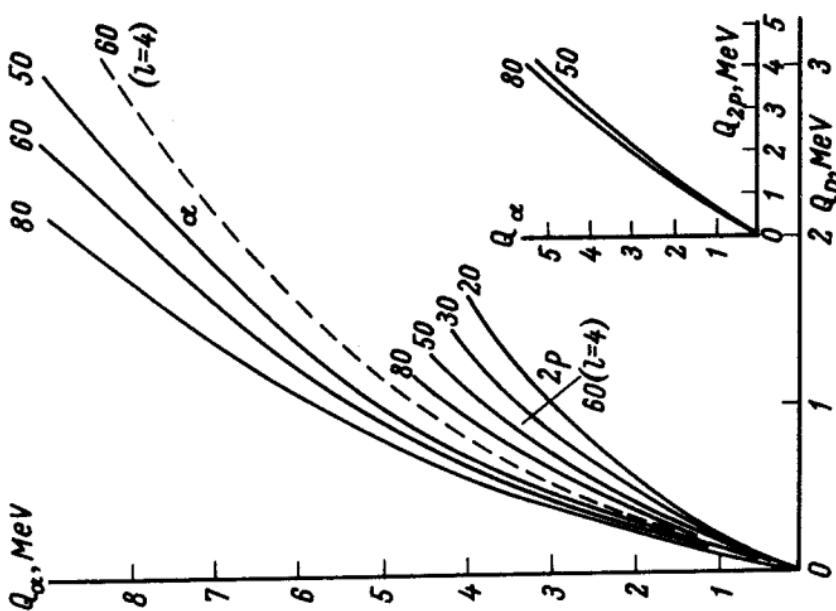


Рис. I. Связь между энергией альфа – (Q_α), двупротонного (Q_{2p}) и протонного распада (Q_p), отвечающими равенству скоростей этих трех видов распада при чисто кулоновском барьере, а также для частного случая $l = 4$ ($Z = 60$), когда для одиночных протонов имеется и центробежный барьер. В основной части рисунка верхние кривые дают связь Q_α и Q_p , нижние кривые – Q_{2p} и Q_p . В правой части рисунка дана связь Q_α и Q_{2p} .

Остается вопрос, как различить на опыте двупротонный радиоактивный распад от цепочки из двух последовательных актов p -распада. Обычный метод запаздывающих совпадений здесь зачастую неприменим из-за чрезвычайной быстроты испускания второго протона в цепочке (вплоть до $\tau \approx 10^{-19} - 10^{-20}$ сек). Однако вполне надежными критериями являются энергетические и угловые характеристики испускаемых протонов. Вместо свойственных цепочке последовательных p -распадов двух линий в спектре протонов с энергиями $\Theta_{p\text{чет}}$ и $\Theta_{p\text{нечет}}$ наивероятнейшая энергия протонов при двупротонном распаде равняется $Q_{zp}/2 = (\Theta_{p\text{чет}} + \Theta_{p\text{нечет}})/2$. Двупротонный распад приводит также к чрезвычайно сильной угловой и энергетической корреляции испускаемых протонов [3,4,6]. Для чисто кулоновского барьера распаривание дипротонов происходит на внутренней границе барьера; при этом полуширина энергетического распределения

$$\Delta E_p \approx 2\sqrt{\ln 2} Q_{zp} \left[\frac{\hbar \sqrt{Q_{zp}}}{6\pi^2 e^2 \sqrt{m}} \right]^{1/2},$$

а полуширина распределения по углам между направлениями двух протонов: $\Delta\theta \approx 2\sqrt{3}/Q_{zp}(\mu_e b)$. При наличии также и центробежного барьера для одиночных протонов, испускаемых с оболочки с орбитальным моментом ℓ , распаривание дипротонов происходит либо под барьером, на расстоянии $r_0 = \left(\frac{\hbar}{\sqrt{m}\epsilon_0} \right) \sqrt{\ell(\ell+1)}$ от центра ядра, где $\epsilon_0 \approx 70$ кэВ - энергия виртуального синглетного уровня системы нуклон-нуклон, либо на внешней границе потенциального барьера R_{max} , если $r_0 > R_{max}$.

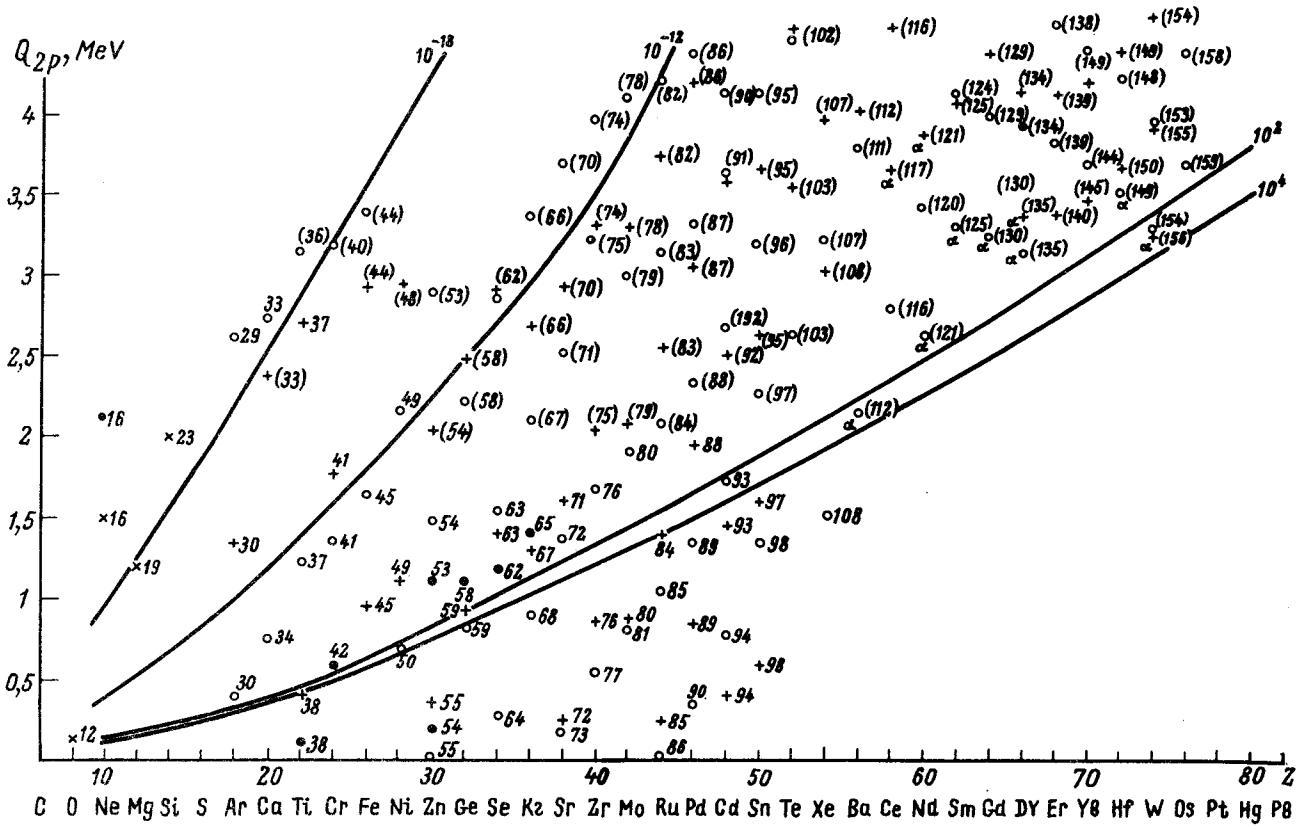


Рис.2. Сводка данных об энергиях двупротонного распада нейтронодефицитных изотопов четных элементов от кислорода до осмия ($Z = 8 - 76$). $+ - [18]$, $\bullet - [14]$, $\times - [9]$, $\circ - [8]$.

Четыре кривые отвечают расчетным величинам парциального времени жизни: $T = 10^{-18}$, 10^{-12} , 10^2 и 10^4 сек. при чисто кулоновском барьере. Индекс α означает возможную сильную конкуренцию со стороны α -распада

В результате полуциркального энергетического распределения
 $\Delta E_p \approx \sqrt{E_0 Q_{sp}}$ а полуциркального углового распределения $\Delta\theta \approx \sqrt{\epsilon_0 / Q_{sp}}$,
 что в области $Z > 50$, когда $E_{\text{спарив}} \approx 2 \text{ Мэв} < Q_{sp} < 5 \text{ Мэв}$,
 отвечает $\Delta E_p \approx 0,38 - 0,60 \text{ Мэв}$ и $\Delta\theta \approx 0,19 - 0,12$, как это
 было бы и при безбарьерном вылете виртуального синглетного ди-
 протона или динейтрона.

Институт химической физики
 Академии наук СССР

Поступило в редакцию
 23 марта 1965 г.

Литература

- [1] В.И.Гольданский ЖЭТФ, 39, 497, 1960.
- [2] V.I. Goldanskii. Nucl. Phys., 19, 482, 1960.
- [3] V.I. Goldanskii. Nucl. Phys., 27, 648, 1961.
- [4] V.I. Goldanskii. Nuovo cim., 25, Suppl. 2, I23, 1962.
- [5] V.A. Karnaughov, G.M. Ter-Akopyan. Phys. Lett., I2, 339, 1964.
- [6] V.I. Goldanskii. Phys. Lett., I4, 233, 1965.
- [7] A.G.W. Cameron. Report AECL-CRP-690. Chalk-River 1957.
- [8] P.A. Seeger. Nucl. Phys., 25, 1, 1961.
- [9] J.Jänecke. Nucl. Phys., 61, 326, 1965.