

НЕЙТРОНИЗБЫТОЧНЫЕ ЯДРА И ДВУПРОТОННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

В.И.Гольданский

Новые экспериментальные данные о ядрах с сильным избытком нейтронов, в сочетании с ранее предложенной формулой, связывающей энергии связи нейтронов в нейтроноизбыточных ядрах и протонов – в зеркальных нейтронодефицитных ядрах, позволяют дать достаточно надежные предсказания свойств четырех изотопов, для которых имеет смысл искать двупротонную радиоактивность – ^{22}Si , ^{31}Ar , ^{39}Ti и ^{42}Cr .

Прошло уже 28 лет с момента предсказания существования и описания ожидаемых свойств пятого по счету основного типа радиоактивного распада ядер – двупротонной радиоактивности $^{1-3}$, однако и поныне двупротонный распад ядер из их основного состояния не наблюдался, и пока удалось зарегистрировать лишь бета-запаздывающее последовательное испускание двух протонов $^{4-7}$.

В этой связи представляет несомненный интерес уточнение области поиска предполагаемых $2p$ -радиоактивных ядер в свете появления большого экспериментального материала 8 об энергиях связи пар нейтронов (S_{2n}) в сильно перегруженных нейтронами ядрах легких элементов – от бериллия до скандия (см. рисунок).

В соответствии с основанной на изотопической инвариантности ядерных сил и предложенной в 1,2 формулой энергия связи пары протонов S_{2p} в ядре (A, Z) , содержащем Z протонов и $A - Z$ нейтронов, связана с энергией связи пары нейтронов S_{2n} в зеркальном ядре $(A, A - Z)$ весьма простым соотношением:

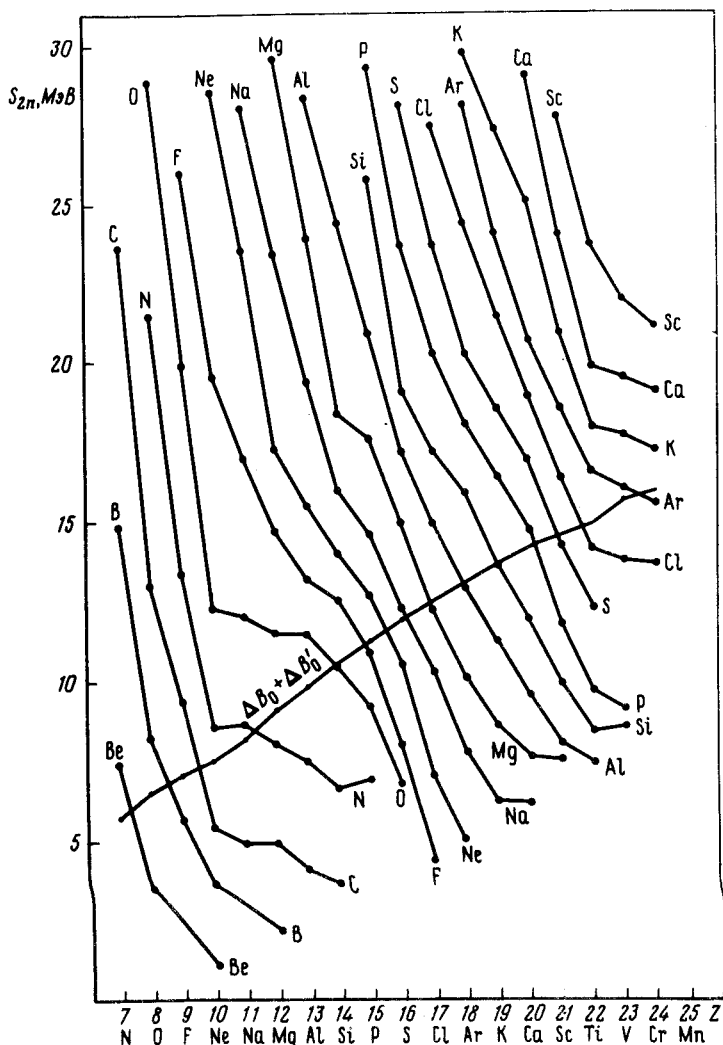
$$S_{2n}(A, A - Z) - S_{2p}(A, Z) = \Delta B_{2n, 2p} = \\ = \Delta B_0 + \Delta B'_0 = S_n(2Z, Z) - S_p(2Z, Z) + S_n(2Z - 2, Z - 1) - S_p(2Z - 2, Z - 1), \quad (1)$$

где ΔB_0 и $\Delta B'_0$ – разности энергий связи нейтрона и протона в изотопически самосопряженных ядрах, содержащих поровну (по Z или по $(Z - 1)$ протонов и нейтронов).

Сравнительный анализ 9 разных предсказаний масс атомных ядер показывает, что формулы типа (1) дают более надежные значения масс и энергий распада нейтронодефицитных ядер, нежели известная формула Гарви–Келсона 10 . Точность основанных на формуле (1) предсказаний, как правило, не хуже 100 кэВ.

На рисунке показана совокупность данных 8 об энергиях связи пар нейтронов S_{2n} в нейтроноизбыточных изотопах восемнадцати элементов – от бериллия до скандия. От левого нижнего края графика к правому верхнему краю его пересекает кривая значений $\Delta B_{2n, 2p}$, по-

строенная, в основном, с использованием экспериментальных данных, имеющих в ¹¹ таблицах масс ядер.



Данные об энергиях связи пар нейтронов (S_{2n}) в нейтроноизбыточных изотопах и пар протонов (S_{2p}) в зеркальных нейтронодефицитных изотопах. Значения S_{2n} (согласно ⁸) показаны на восемнадцати ломаных кривых для элементов от бериллия до скандия. Кривая $\Delta B_0 + \Delta B'_0$ (идущая от левого нижнего края графика вверх вправо) задает разность величин S_{2n} и S_{2p} , и положение точки ниже этой кривой определяет двупротонную нестабильность соответствующего изотопа

Ясно, что положение точек на кривых S_{2n} ниже кривой $\Delta B_{2n, 2p}$ отвечает отрицательной энергии связи пар протонов в изотопах четных элементов, заряды и символы которых обозначены по оси абсцисс, а числа нейтронов равны зарядам элементов на исходных экспериментальных кривых S_{2n} ⁸.

Приведем один численный пример. Величина S_{2n} для нейтроноизбыточного изотопа $^{22}_8\text{O}_{14}$ составляет 10,5 МэВ ⁸, сумма $\Delta B_0(^{28}_{14}\text{Si}_{14}) + \Delta B'_0(^{26}_{13}\text{Al}_{13})$ — около 10,65 МэВ. Таким образом, изотоп $^{22}_{14}\text{Si}_8$ обладает отрицательной, хотя численно и весьма малой энергией связи пары протонов (около 0,15 МэВ) и должен восприниматься на опыте, как стабильный (или почти стабильный) к двупротонному распаду, β^+ — активный изотоп в соответствии с данными недавней работы ¹². Всего в области от кислорода до хрома можно ожидать наличия де-

вяти "пограничных" ($2p$ -нестабильных) изотопов: ^{12}O , ^{16}Ne , ^{19}Mg , ^{22}Si , ^{26}S , ^{31}Ar , ^{34}Ca , ^{39}Ti , ^{42}Cr (мы не упоминаем еще более нестабильных, очень короткоживущих соседей этой девятки, например, ^{30}Ar , ^{38}Ti и т. п.).

Принимая за нижнюю границу времени жизни радиоактивных ядер величину $\tau \approx 10^{-12}$ с, приходим к выводу о возможности наблюдения двупротонной радиоактивности для следующих четырех изотопов, характеристики распада которых приведены в таблице — ^{22}Si , ^{31}Ar , ^{39}Ti и ^{42}Cr .

Ожидаемые характеристики распада $2p$ -радиоактивных изотопов

Изотоп	^{22}Si	^{31}Ar	^{39}Ti	^{42}Cr
Q_{2p} , МэВ	0,15	0,25	0,75	0,4
τ_{2p} , с	10^2	10^4	10^{-5}	10^4
$E_{\beta^+}(\text{max})$, МэВ	14,4	15,9	15,3	13,4
$E_{\beta^+}(\Delta T = 0)$, МэВ	3,8	5,3	6,2	6,7
$E^*(\Delta T = 0)$, МэВ	10,6	10,6	9,1	6,7
$\tau_{\beta^+}(\Delta T = 0)$, с	2	0,5	0,3	0,2
Цепочка распада после $\beta^+(\Delta T = 0)$	$\beta^+ pp$	$\beta^+ pp$	$\beta^+ pp$	$\beta^+ pp$

В заключение — несколько кратких замечаний и пояснений к таблице.

В связи с очень сильной зависимостью τ_{2p} от энергии $2p$ -распада Q_{2p} численные значения τ_{2p} являются грубо оценочными. Помимо полной (max) кинетической энергии позитронов при β^+ -распаде (третья строка) приводятся значения $E_{\beta^+} = 1,2 \frac{(Z-1)}{A^{1/3}} - 1,8$ МэВ, отменяющие сверхразрешенному переходу без изменения изотопического спина ($\Delta T = 0$). Время жизни для такого перехода (шестая строка) соответствует значению $\log ft = 3,5$. Поскольку при сверхразрешенном β^+ -переходе дочернее ядро оказывается сильно возбужденным — на величину $E^*(\Delta T = 0)$, приведенную в пятой строке, то здесь возникает возможность цепочки распадов с последовательным испусканием еще двух (заведомо неспаренных — в отличие от картины распада ^{22}Al и ^{26}P ^{5,6}) протонов после β^+ -распада. Это обстоятельство может затруднить однозначную идентификацию распада с испусканием пары протонов как проявления истинной двупротонной радиоактивности.

Приведенные в таблице четыре изотопа вряд ли исчерпывают все возможности наблюдения двупротонной радиоактивности (среди более тяжелых $2p$ -активных ядер назовем, например, ^{55}Zn , ^{59}Ge , ^{108}Xe , но для анализа распадов более тяжелых ядер недостает столь же подробных данных об энергиях связи пар нейтронов в нейтроноизбыточных изотопах, которые мы взяли из ⁸ для элементов от бериллия до скандия.

Литература

1. Гольданский В.И. ЖЭТФ, 1960, 39, 497.
2. Gokhanskiĭ V.I. Nucl. Phys., 1960, 19, 482.
3. Гольданский В.И. УФН, 1965, 87, 255.
4. Гольданский В.И. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, 572.
5. Cable M.D., Honkanen J., Parry R.F. et al. Phys. Rev. Lett., 1983, 50, 404.
6. Cable M.D., Honkanen J., Parry R.F. et al. Phys. Lett., B, 1983, 123, 25.
7. Гольданский В.И. УФН, 1983, 141, 715.
8. Gillibert A., Mittig W., Bianshi L. et al. Phys. Lett., B, 1987, 192, 39.

9. *Goldanskii V.I.* Nucl. Phys. A, 1969, 133, 438.
10. *Garvey G.T., Kelson I.* Phys. Rev. Lett., 1966, 16, 197.
11. *Wapstra A.H., Bos K.* Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1975, 17, 474.
12. *Saint-Laurent M.G., Dufour J.P., Anne R. et al.* Phys. Rev. Lett., 1987, 59, 33.

Институт химической физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
7 мая 1988 г.
